

risch aus den Daten der mittleren kinetischen Energie T bestimmt: Mittels der Fongschens¹ halbempirischen Formel für die Massen der primären Spaltprodukte wird aus T die gesamte Anregungsenergie E der beiden Bruchstücke berechnet, die wir (im Rahmen des einfachen Tröpfchenmodells) mit der Deformationsenergie der Bruchstücke identifizieren. Wir nehmen an, daß E im Verhältnis der Massen auf die beiden Bruchstücke aufgeteilt ist, und berechnen nach BOHR und WHEELER⁷ in quadratischer Näherung aus der Deformationsenergie den Wert des Deformationsparameters α . Dabei berücksichtigen wir außerdem die durch neuere Untersuchungen im Rahmen des Kollektivmodells (s. z. B. ALDER⁸ et al.) gefundene Abhängigkeit der Oberflächenspannung σ von der Nukleonenkonfiguration (Anstieg von σ auf etwa den 4-fachen Wert bei magischen Neutronenzahlen).

Das Ergebnis ist aus der Kurve a der Abb. 2 ersichtlich, die α^2 als Funktion der Neutronenzahl des Bruchstückes darstellt. Die darin zum Ausdruck kommende Tendenz zur Deformation stimmt mit derjenigen überein, die aus den (in der Abb. ebenfalls wiedergegebenen) experimentellen Werten der Deformationsparameter für den Grundzustand erkennbar ist. Charakteristisch für den Verlauf der Kurve sind die ausgeprägten Minima bei den magischen Neutronenzahlen $N=50$ und $N=82$. In der Abb. 2 wurden weiterhin die α^2 -Werte eingezeichnet (Kurve b), die (unter Berücksichtigung der Forderung, daß sich die Deformationsenergien der

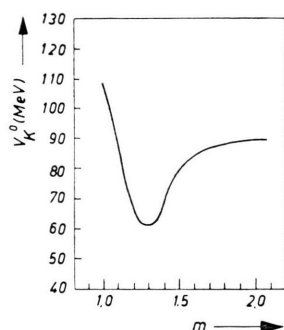


Abb. 1. Tiefe V_K^0 des Kernkraftpotentials als Funktion des Massenverhältnisses m .

⁷ N. BOHR u. J. WHEELER, Phys. Rev. **56**, 426 [1939].

⁸ K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B. MOTTELSON u. A. WINTHER, Rev. Mod. Phys. **28**, 432 [1956].

⁹ A. N. PROTOPOPOV, I. A. BARANOV, JU. A. SELIZKIJ u. W. P. EJS-MONT, Sh. exp. teor. Fis. **36**, 1932 [1959].

Bemerkung über die Transporteigenschaften reiner geschmolzener Nitrate

VON ARNOLD LUNDÉN

Physikalisches Institut der Chalmers Technischen Hochschule, Göteborg

(Z. Naturforsch. **15 a**, 1019—1022 [1960]; eingeg. am 2. September 1960)

Ausgehend von einer allgemeinen Phänomenologie der Transporteigenschaften leitfähiger Schmelzen hat

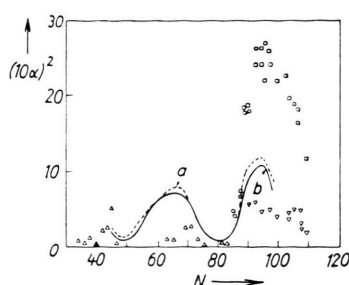


Abb. 2. Deformation in Abhängigkeit von der Neutronenzahl N . Kurve a: Semiempirisch aus T erhaltene Werte α^2 . Kurve b: Deformationswerte, die sich aus der V_K^0 -Kurve der Abb. 1 ergeben. — Eingezeichnet sind Werte von α^2 , wie sie aus den Messungen (∇ der reduzierten E2-Übergangswahrscheinlichkeit, \triangle des elektrischen Quadrupolmoments, \square des Trägheitsmoments) für die Deformation des Grundzustandes der Kerne folgen.

beiden Fragmente wie ihre Massen verhalten) aus der V_K^0 -Kurve der Abb. 1 mittels Gl. (5) folgen, wenn man annimmt, daß die Variation der Tiefe des Kernkraftpotentials in Abb. 1 ein reiner Deformationseffekt ist, d. h. wenn man das V_K^0 in Gl. (1) mit dem $V_K^0(\alpha_1, \alpha_2)$ der Gl. (5) identifiziert.

Die befriedigende Übereinstimmung der beiden α^2 -Kurven zeigt, daß die Strukturabhängigkeit der Kernkraftwechselwirkung in der Tat durch die Strukturabhängigkeit der Deformation der Fragmente erklärt werden kann. Genauer gesagt, die Tendenz magischer Kerne, sich möglichst wenig zu deformieren, die ihrerseits letzten Endes durch die Abhängigkeit der Oberflächenspannung σ von der Nukleonenkonfiguration bedingt ist, führt zu einer Verminderung der Stärke der Kernkraftwechselwirkung (für festes s) beim Auftreten magischer Kerne, die wiederum — zusammen mit der experimentellen Verteilung der mittleren kinetischen Energie T — ein Verständnis der Massenasymmetrie erlaubt.

Eine ausführliche Darstellung der hier nur kurz mitgeteilten Überlegungen befindet sich in Vorbereitung in den Ann. der Phys. In einer weiteren Arbeit soll außerdem der Versuch unternommen werden, den im Verlauf der T -Kurve sich äußernden „magischen Effekt“ (Maxima) beim Auftreten magischer Spaltprodukte, vgl. auch PROTOPOPOV⁹) im Rahmen der entwickelten Vorstellungen (zumindest qualitativ) zu verstehen.

Herrn Prof. Dr. G. RICHTER danken wir sehr herzlich für wertvolle Diskussionen.

KLEMM¹ für NaNO_3 , NaCl , TlCl und PbCl_2 aus dem experimentellen Material (Diffusion, Leitfähigkeit, Zähigkeit und äußere Überführung) Reibungskoeffizienten und Elektrolysierbarkeiten für verschiedene einfache Modelle berechnet. Ähnliche Berechnungen hat auch LAITY durchgeführt². Weitere Diffusionsmessungen an den Alkalinitraten (außer RbNO_3) und an AgNO_3 sind

¹ A. KLEMM, Z. Naturforsch. **15 a**, 173 [1960].

² R. W. LAITY, Ann. N. Y. Acad. Sci. **79**, 997 [1960].



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.

jetzt von DWORKIN, ESQUE und VAN ARTSDALEN veröffentlicht worden³. Dort sind auch die Reibungskoeffizienten des einfachsten Modelles (nur zwei Komponenten) bei 350° oder 450 °C angegeben. In der vorliegenden Arbeit sollen ergänzend die Koeffizienten der anderen Modelle für die Nitrate berechnet und diskutiert werden.

Da die Selbstdiffusionskoeffizienten (D^+ , D^-), Äquivalentleitfähigkeiten (Λ) und Zähigkeiten (η) geschmolzener Salze stark temperaturabhängig sind, werden auch die Reibungskoeffizienten (r_{ik} zwischen den Komponenten i und k) und Elektrolisierbarkeiten (ζ_i) der verschiedenen Modelle Funktionen der Temperatur sein, vgl. Anm.². Für die Alkalinitrate sind die Aktivierungsenergien der Selbstdiffusion 5,0 bis 6,3 kcal/mol, während diejenige der Leitfähigkeiten etwa 3 kcal/mol sind⁴. Für jede Diskussion ist darum die Wahl der Bezugstemperatur sehr wichtig. DWORKIN, ESQUE und VAN ARTSDALEN haben für vier bzw. drei der fünf untersuchten Nitrate die Reibungskoeffizienten bei 350° bzw. 450 °C verglichen. Für die erste Bezugstemperatur spricht, daß die Diffusionskoeffizienten nicht weit außerhalb des Meßbereiches extrapoliert werden müssen. Dagegen werden dann für CsNO_3 die Eigenschaften der Schmelze bei einer Temperatur unter dem Schmelzpunkt (414 °C) extrapoliert. Eine andere Möglichkeit ist, die Koeffizienten bei „korrespondierenden Temperaturen“ zu berechnen, wie z. B. 10% über dem Schmelzpunkt (in °K)^{5,6}.

Aus den in Tab. 1 angegebenen Meßergebnissen (CGS-Einheiten) und den von KLEMM abgeleiteten Gleichungen¹ wurden die in Tab. 2 verzeichneten Koeffizienten berechnet. Die verschiedenen Modelle sind in¹ beschrieben,

wo auch alle Bezeichnungen u. ä. angegeben sind. Die Berechnungen sind bei 350° und den obengenannten „korrespondierenden Temperaturen“ durchgeführt. Ein Vergleich sämtlicher Salze auch bei 450 °C ist wegen der dann notwendigen weiten Extrapolation einiger der Meßdaten kaum sinnvoll.

Für die quantitative Auswertung sind selbstverständlich die Fehlergrenzen der zu betrachtenden Größen entscheidend. Zum Beispiel ist für das einfachste Modell mit nur zwei Komponenten r_{+-} mit einem Fehler von einigen Prozenten behaftet, nämlich dem Fehler der Leitfähigkeitsmessung. Nach KRÖGER und WEISGERBER sind ältere Messungen oft durch Polarisierung verfälscht¹⁵. Für LiNO_3 unterscheiden sich die Messungen von JAEGER und KAPMA⁴ bzw. SAKAI⁷ um etwa 6% (s. Anm.¹⁶). Für r_{++} werden die Fehler besonders groß, denn r_{++} wird aus der Differenz der beiden etwa gleich großen Terme D^+/RT und Λ/F^2 erhalten. Der obengenannte 6-prozentige Unterschied der Λ -Meßwerte entspricht darum bei 350 °C r_{++} -Werten, die sich um einen Faktor von etwa 20 unterscheiden. Es ist auch nicht erstaunlich, daß bei 450 °C r_{++} für LiNO_3 negativ wird, denn offenbar bedingt eine Extrapolation von D^+ 130 °C über die höchste Meßtemperatur eine zu große Ungenauigkeit. Sonst wäre ein negativer r_{++} -Wert durch das Vorhandensein komplexer Ionen zu deuten^{1,2}. Die vorhandenen Unterschiede zwischen den Zahlenwerten der Tab. 2 und denjenigen anderer Berechnungen¹⁻³ rühren von der Wahl der Leitfähigkeitsdaten.

Offensichtlich liegen Regelmäßigkeiten für die Alkalinitrate vor. Sämtliche Koeffizienten ändern sich zumin-

	$\frac{D^+}{RT} \cdot 10^{16}$	$\frac{D^-}{RT} \cdot 10^{16}$	$\frac{\Lambda}{F^2} \cdot 10^{16}$	$\frac{c}{\eta}$	$\left(\frac{t^+}{t^-}\right)$ außen	Ionenradius $\cdot 10^8$
LiNO_3 350°C	5,66 ³	2,22 ³	6,017, ⁸	0,687 ^{8,11}	5,25 ¹³	0,60 ¹⁴
NaNO_3 350°C	4,50	2,86	5,567, ⁸	0,922 ^{8,11}	2,45	0,95
KNO_3 350°C	2,93	2,61	3,91 ⁹	0,675 ^{8,11}	1,50	1,33
CsNO_3 350°C	2,36	2,14	3,24 ⁴	—	—	1,69
AgNO_3 350°C	4,63	2,70	5,89 ⁹	1,01 ^{10,12}	2,57	1,26
LiNO_3 306°C	4,34	1,63	4,817, ⁸	0,522 ^{8,11}	5,25	0,60
NaNO_3 366°C	4,83	3,08	5,927, ⁸	0,990 ^{8,11}	2,45	0,95
KNO_3 394°C	3,68	3,31	4,737, ⁸	0,839 ^{8,11}	1,50	1,33
CsNO_3 483°C	4,28	4,32	4,95 ⁴	—	—	1,69
AgNO_3 259°C	3,25	1,85	4,127, ¹⁰	0,681 ^{10,12}	2,57	1,26

Tab. 1. Physikalische Eigenschaften der Nitratschmelzen in CGS-Einheiten. Die Werte für CsNO_3 bei 350° sind aus den Werten der Schmelze extrapoliert.

³ A. S. DWORKIN, R. B. ESQUE u. E. R. VAN ARTSDALEN, J. Phys. Chem. **64**, 872 [1960].

⁴ F. M. JAEGER u. B. KAPMA, Z. anorg. Chem. **113**, 27 [1920].

⁵ H. BLOOM u. E. HEYMANN, Proc. Roy. Soc., Lond. A **188**, 392 [1947].

⁶ I. S. YAFFE u. E. R. VAN ARTSDALEN, J. Phys. Chem. **60**, 1125 [1956].

⁷ K. SAKAI, J. Chem. Soc. Japan. Pure Chem. Sect. **75**, 182 [1954].

⁸ F. M. JAEGER, Z. anorg. Chem. **101**, 1 [1917].

⁹ F. R. DUKE u. R. A. FLEMING, J. Electrochem. Soc. **105**, 412 [1958].

¹⁰ N. K. BOARDMAN, F. H. DORMAN u. E. HEYMANN, J. Phys. Chem. **53**, 375 [1949].

¹¹ R. S. DANTUMA, Z. anorg. Chem. **175**, 33 [1928].

¹² H. M. GOODWIN u. R. D. MALEY, Phys. Rev. **26**, 28 [1908].

¹³ F. R. DUKE u. B. OWENS, J. Electrochem. Soc. **105**, 548 [1958].

¹⁴ L. PAULING, The Nature of the Chemical Bond, 3. Aufl., Cornell University Press, Ithaca N. Y. 1960, S. 514.

¹⁵ C. KRÖGER u. P. WEISGERBER, Z. phys. Chem. [Frankfurt] **5**, 192 [1955].

¹⁶ Bei LiNO_3 liegen größere Unterschiede verschiedener Leitfähigkeitsmessungen als bei anderen Nitraten vor. Vielleicht hängt dies mit der Löslichkeit von H_2O in geschmolzenem LiNO_3 zusammen, vgl. F. R. DUKE u. A. S. DOAN, Iowa State College J. Sci. **32**, 451 [1958].

	$\zeta = 1$, 2 Komponenten: + = Kationen - = Anionen			3 Komponenten: 1 = Kationen 2 = Gitter 3 = Anionen				$\zeta_i = 1$ Gitter, Komplexe neutral	$\zeta_i = 1$, 4 Komponenten: 1 = Kationen 2 = neutr. Komplexe 3 = Anionen 4 = Gitter		
	$10^{16} \frac{\gamma_1}{r_{++}}$	$10^{16} \frac{\gamma_2}{r_{+-}}$	$10^{16} \frac{\gamma_3}{r_{--}}$	$10^{16} \frac{\gamma_1}{r_{12}}$	$10^{16} \frac{\gamma_3}{r_{32}}$	ζ_1	ζ_3	$\left(\frac{t_+}{t_-}\right)$ innen	$10^{16} \frac{\gamma_1}{r_{14}}$	$10^{16} \frac{\gamma_2}{v_2 r_{24}}$	$10^{16} \frac{\gamma_3}{r_{34}}$
LiNO ₃ 350°C	47,8	3,01	1,76	2,83	1,11	0,89	0,43	3,67	2,36	0,93	0,64
NaNO ₃ 350°C	11,8	2,78	2,94	2,25	1,43	0,88	0,56	1,84	1,80	0,90	0,98
KNO ₃ 350°C	5,88	1,95	3,91	1,47	1,30	0,80	0,60	1,18	1,06	0,82	0,90
CsNO ₃ 350°C	4,33	1,62	3,17	1,18	1,07	—	—	1,14	0,86	0,63	0,76
AgNO ₃ 350°C	10,9	2,94	2,50	2,32	1,35	0,91	0,61	1,98	1,95	0,73	0,99
Alkali regelmäßig	Ja	Ja		Ja		Ja	Ja	Ja	Ja	Ja	
LiNO ₃ 306°C	22,3	2,40	1,24	2,17	0,82	0,93	0,47	3,57	1,88	0,58	0,53
NaNO ₃ 366°C	13,2	2,96	3,21	2,42	1,54	0,87	0,56	1,84	1,92	1,00	1,04
KNO ₃ 394°C	8,23	2,37	5,53	1,84	1,66	0,77	0,57	1,17	1,27	1,13	1,09
CsNO ₃ 483°C	15,9	2,47	17,0	2,14	2,16	—	—	0,99	1,23	1,83	1,25
AgNO ₃ 259°C	7,67	2,06	1,68	1,62	0,93	0,91	0,62	2,03	1,38	0,49	0,68
Regelmäßig			Ja		Ja	Ja	Ja	Ja		Ja	Ja

Tab. 2. Reibungskoeffizienten und Elektrolysierbarkeiten verschiedener einfacher Modelle¹ in CGS-Einheiten.
Für RbNO₃: $1/r_{+-} = 1,65 \cdot 10^{-16}$ bei 350° und $1,75 \cdot 10^{-16}$ bei 366 °C (s. Anm. 4).

dest bei einer der gewählten Temperaturreihen regelmäßig von LiNO₃ bis CsNO₃. Allerdings zeigen nur die drei fast temperaturunabhängigen Koeffizienten (ζ_1 , ζ_3 und t_+/t_-) in beiden Fällen dieselbe Regelmäßigkeit. Die Koeffizienten des AgNO₃ können nicht einem bestimmten Platz zwischen denjenigen der Alkalinitrate zugeordnet werden, aber wo die letzteren sich regelmäßig mit dem Ionenradius ändern, liegt AgNO₃ meistens zwischen LiNO₃ und NaNO₃, obwohl der Ionenradius zwischen Na⁺ und K⁺ liegt.

Wird die Diskussion auf den Vergleich bei 350 °C beschränkt, so sind für die Alkalinitrate Regelmäßigkeiten bei acht der elf berechneten Koeffizienten vorhanden. Die drei Ausnahmen sind die drei Reibungskoeffizienten der Anionen: entweder Reibung gegeneinander im Modell mit zwei Komponenten (r_{--}) oder gegen ein Gitter in den Modellen mit drei bzw. vier Komponenten (r_{32} bzw. r_{34}). Es ist zu erwarten, daß mit zunehmendem Radius die Kationen in der Schmelze weniger beweglich werden, und in Übereinstimmung hiermit nehmen die Reibungskoeffizienten der Kationen von LiNO₃ bis CsNO₃ stark zu. Die Reibungskoeffizienten der Anionen (r_{--} , r_{32} bzw. r_{34}), die, wie oben gesagt, keine durchgehende Regelmäßigkeit zeigen, werden dagegen von den Kationen nur wenig beeinflusst: z. B. unterscheiden sich die r_{++} um einen Faktor 10, die r_{--} nur um einen Faktor 2. (r_{--} zeigt bei 450° ein regelmäßiges Abnehmen von LiNO₃ nach CsNO₃; s. Anm. 3.) In dem Modell mit zwei Komponenten nimmt die Reibung zwischen Kation und Anion (r_{+-}) mit dem Radius des Kations zu, was auch zu erwarten ist.

In dem Modell mit drei Komponenten geht die Regelmäßigkeit beider Elektrolysierbarkeiten (ζ_1 bzw. ζ_3) in der erwarteten Richtung, denn $\zeta_i = 1$ entspricht vollstän-

diger Dissoziation, und in einer Schmelze mit sehr kleinen Kationen ist zu erwarten, daß ein eventuelles „Gitter“ hauptsächlich von den Anionen gebildet wird. Je größer die Kationen sind, desto lockerer wird das Anionengitter, d. h. ζ_3 wird größer. Gleichzeitig werden eine größere Zahl Kationen im Gitter eingefügt, d. h. ζ_1 wird kleiner. Da die äußeren Überführungszahlen für RbNO₃ und CsNO₃ nicht gemessen sind, kann die Diskussion der Elektrolysierbarkeiten nicht so umfassend sein wie diejenige der anderen Koeffizienten. Für die drei Alkalinitrate ist zu bemerken, daß die Elektrolysierbarkeiten mit der Temperatur abnehmen. Rechnerisch kommt dies vom Faktor AT/D , und physikalisch davon, daß die Aktivierungsenergie der Selbstdiffusion im allgemeinen größer als diejenige der Leitfähigkeit ist. Andererseits wäre es plausibel, wenn die Elektrolysierbarkeiten mit steigender Temperatur größer würden. (Sämtliche berechneten Reibungskoeffizienten nehmen mit steigender Temperatur ab.) Es ist aber kaum zu erwarten, daß ein einfaches Modell solche Einzelheiten wie die Temperaturabhängigkeit der Elektrolysierbarkeit korrekt wiedergibt.

Für das Modell mit Gitter (d. h. einer häufigen starren Komponente) und mehreren seltenen Komponenten ist für den Fall, daß die Komplexe neutral sind, das innere Überführungsverhältnis berechnet, das gleich dem äußeren sein soll, aber nur 68–79% des äußeren erreicht. Dieser Unterschied ist zu klein, um als Einwand gegen das Modell zu gelten. Für den speziellen Fall mit vier Komponenten liegt eine deutliche Regelmäßigkeit auch für $\gamma_2/v_2 r_{24}$ vor, aber die Frage besteht, ob der Reibungskoeffizient (r_{24}), die Konzentration der neutralen Komplexe (γ_2) oder die Anzahl der Ionen im Komplex (v_2) der größten Änderung von Salz zu Salz

unterworfen ist. (Bei der Diskussion der Regelmäßigkeiten, die die Reibungskoeffizienten der geladenen Ionen zeigen, siehe oben, haben wir von eventuellen Änderungen in γ_1 bzw. γ_3 abgesehen.)

Die Diskussion zeigt, daß in großen Zügen qualitative Übereinstimmung mit dem experimentellen Material für

sämtliche Modelle vorliegt und daß die erreichte Meßgenauigkeit von einigen Prozenten zu grob ist, um eine entscheidende Wahl zwischen den Modellen nur auf Grund der bisherigen Messungen zu treffen. Dies verlangt weitere Messungen vor allem von Diffusionskoeffizienten, z. B. für eine Reihe der Alkalihalogenide.

Die Wärmeleitfähigkeiten von Normal- und Para-Wasserstoff bei 20 °K

Von KARL HEINZINGER

Max-Planck-Institut für Chemie (Otto-Hahn-Institut), Mainz
(Z. Naturforschg. 15 a, 1022 [1960]; eingegangen am 6. Oktober 1960)

Bisher wurde zweimal versucht, einen Unterschied in den Wärmeleitfähigkeiten von Normal- und Para-Wasserstoff bei 20 °K zu finden. UBBINK¹ benutzte die Plattenmethode, fand aber keinen Effekt. Die Versuche von WALDMANN und BECKER² mit der Methode des coaxialen Drahtes ergaben, daß der Unterschied $< 1^{\circ}/_{\infty}$ sein sollte.

Bei derselben Temperatur fanden aber BECKER und STEHL³ einen Unterschied von $5,6^{\circ}/_{\infty}$ in den Viskositäten dieser beiden Wasserstoffmodifikationen. (Die gaskinetischen Rechnungen von COHEN u. a.⁴ ergaben bei 20 °K einen etwa 5-mal kleineren Unterschied.) Nun kann der Wasserstoff bei Temperaturen unter 40 °K in guter Näherung als einatomiges Gas aufgefaßt werden, und deshalb ist hier Proportionalität von Viskosität und Wärmeleitfähigkeit zu erwarten. Es schien daher geboten, die Wärmeleitfähigkeitsmessungen zu wiederholen⁵.

Für die Messungen wurden zwei Wärmeleitfähigkeitszellen nach SCHLEIERMACHER in einen Kupferzylinder eingebaut. Damit war die unbedingt notwendige gleiche Außentemperatur der Meßzellen gewährleistet. Die als Heizdraht benutzten 10 μ -Platindrähte bildeten, in Reihe geschaltet, einen Zweig einer WHEATSTONE-Brücke. (Diese Differentialmethode ist früher schon benutzt worden, z. B. zur genauen Analyse eines Ortho-Para-Wasserstoffgemisches⁶.) Die Herstellung des Para-Wasserstoffs erfolgte durch Absorption von Normal-Wasserstoff an Aktivkohle, die mit flüssigem Wasserstoff gekühlt war. Die vollständige Umwandlung wurde in einer einfachen Analysenzelle bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs kontrolliert⁷.

Nach dem Einlassen von Normal-Wasserstoff in beide Meßzellen wurde die Brücke abgeglichen. Dann wurde in der ersten Zelle der Normal-Wasserstoff durch Para-Wasserstoff ersetzt. Zum Brückenabgleich war eine Vergrößerung des Widerstandsverhältnisses um $0,1^{\circ}/_{\infty}$ notwendig. Die Messung wurde wiederholt mit dem Unterschied, daß jetzt in der zweiten Zelle der Normal-Wasserstoff durch Para-Wasserstoff ersetzt war. Jetzt war zum Brückenabgleich eine Verkleinerung des Widerstandsverhältnisses um $0,1^{\circ}/_{\infty}$ notwendig. Die Meßgenauigkeit betrug $\pm 10^{\circ}/_{\infty}$ dieses Effektes.

Aus den Absolutbeträgen der Widerstände bei Badtemperatur und Meßtemperatur folgt das Wärmeleitfähigkeitsverhältnis:

$$\frac{\lambda(p-H_2)}{\lambda(n-H_2)} = 1,0057 \pm 0,0007.$$

Die bei 20, 50 und 100 Torr durchgeführten Messungen lieferten innerhalb der Fehlergrenzen das gleiche Ergebnis. Eine Verringerung der Heizstromstärke ergab zwar eine kleinere Änderung des Widerstandsverhältnisses, führt aber dann wegen der gleichzeitigen Verringerung der Absolutbeträge der Widerstände bei Meßtemperatur zum gleichen Wärmeleitfähigkeitsverhältnis.

Das gefundene Verhältnis der Wärmeleitfähigkeiten stimmt mit dem von BECKER und STEHL³ gemessenen Viskositätsverhältnis innerhalb der Fehlergrenzen überein. Die Messungen werden noch fortgesetzt.

Herrn Professor L. WALDMANN danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und Herrn Professor KLEMM für die Bereitstellung der experimentellen Mittel. Die Versuche mit flüssigem Wasserstoff wurden am Eduard-Zintl-Institut der Technischen Hochschule Darmstadt durchgeführt. Den Herren in Darmstadt, Herrn Professor WITTE und Herrn Dr. EICHENAUER, bin ich zu besonderem Dank verpflichtet. Das Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft hat die Arbeit finanziell unterstützt.

¹ J. B. UBBINK, *Physica* **14**, 165 [1948].

² L. WALDMANN u. E. W. BECKER, *Z. Naturforschg.* **3 a**, 180 [1948].

³ E. W. BECKER u. O. STEHL, *Z. Physik* **133**, 615 [1952].

⁴ E. G. D. COHEN, M. J. OFFERHAUS, J. M. J. VAN LEUWEN, B. W. ROOS u. J. DE BOER, *Physica* **22**, 791 [1956].

⁵ L. WALDMANN in FLÜGGE: *Handbuch der Physik*, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1958, Band XII, S. 467.

⁶ E. W. BECKER, W. HENKES u. U. SEIFERT, *Z. phys. Chemie* **5**, 90 [1955].

⁷ A. FARKAS, *Light and Heavy Hydrogen*, Cambridge University Press 1935.