

Abb. 1. Abhängigkeit der Inversionstemperatur an der Art der Störung der Stöchiometrie des mit Te-dotierten Materials $\text{Zn}_{0,15}\text{Cd}_{0,85}\text{Sb}$.

festgestellt, daß eine Beimischung von Te zum Material der Zusammensetzung $\text{Zn}_{0,15}\text{Cd}_{0,85}\text{Sb}$ in der Konzentration von 0,025–0,5% das Vorzeichen der thermoelektrischen Kraft von plus nach minus geändert hat. Gleichfalls wurden durch Spitzenkontakt am dotierten Material Gleichrichterpunkte mit der n-Charakteristik gefunden. Alle früheren Beobachtungen wurden bei Zimmertemperatur gemacht^{7–9}.

Zur Beglaubigung dieser Resultate, fallweise zur Ausschließung einer nicht genügenden Temperaturbehandlung, wurden weitere Proben der Zusammensetzung $\text{Zn}_{0,15}\text{Cd}_{0,85}\text{Sb}$ zubereitet. Zur Synthese wurden laboratoriumsmäßig hergestellte, spektral reine Elemente benutzt. Die Synthese wurde in evakuierten Quarzampullen durchgeführt, und nach ihr folgte immer ein Tempern bei einer unter dem Liquiduspunkt liegenden Temperatur während 100 Stunden mit einer allmählichen Ab-

kühlung. Die Erreichung des Gleichgewichtszustandes und der Existenz der gesuchten festen Lösung wurde durch RÖNTGEN-Strukturanalyse bewiesen¹⁰.

Das nichtlegierte reine Halbleitermaterial (Z 15 a) zeigt gemäß der Messung der HALL-Konstanten eine Löcherkonzentration von $n_a = 2,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bei Zimmertemperatur. Die mit Te dotierten Proben wurden aus den gleichen Komponenten hergestellt. Bei der Präparierung wurde bei den Proben (Z 15 b) und (d) absichtlich die Stöchiometrie gestört. Dies geschah auf die Weise, daß die Probe (Z 15 b) einen Überschuß von Sb erhielt und die Probe (Z 15 d) einen entsprechenden Mangel. Alle drei Proben (Z 15 b, c und d) enthielten aber die gleichen Mengen Te, nämlich 0,1 At.-%. Dabei hat sich die Trägerkonzentration, bestimmt durch Messung der HALL-Konstante, bei allen Proben nur wenig unterschieden. Bei Zimmertemperatur zeigten alle dotierten Proben eine negative Thermokraft und schwache n-Typ-Gleichrichtercharakteristik. In der Richtung zu niedrigeren Temperaturen tritt eine Verminderung der negativen Thermokraft ein und bei einer gewissen Temperatur, je nach Art der Störung der Stöchiometrie, tritt eine Inversion zu positiven Werten ein (Abb. 1). Die positive Thermokraft des undotierten Materials sinkt monoton in der Richtung zu tieferen Temperaturen. Die Ergebnisse sind in der Tab. 1 angeführt.

Das Studium der elektrischen und thermoelektrischen Eigenschaften in Abhängigkeit von der Temperatur und der Zusammensetzung des Systems $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Sb}$ ist Gegenstand unserer weiteren Arbeiten. Wir danken hierbei Frau J. BERÁNKOVÁ und Fräulein K. KOSTKOVÁ für wertvolle Hilfe bei der Arbeit.

Probe	Typus 300 °K	$n_{300} \text{ } ^\circ\text{K}$ [cm^{-3}]	$\alpha_{300} \text{ } ^\circ\text{K}$ [$\mu\text{V} \cdot \text{Grad}^{-1}$]	$\sigma_{300} \text{ } ^\circ\text{K}$ [$\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$]	Inversion [°C] Fig. 1	$\alpha_{100} \text{ } ^\circ\text{K}$ [$\mu\text{V} \cdot \text{Grad}^{-1}$]	$\sigma_{100} \text{ } ^\circ\text{K}$ [$\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$]
Z 15 a	p	$2,4 \cdot 10^{17}$	+465	$7,2 \cdot 10^0$	—	+315	$1,2 \cdot 10^1$
Z 15 b	n	$6,5 \cdot 10^{16}$	–224	$2,0 \cdot 10^{-1}$	+16	+281	$3,8 \cdot 10^{-3}$
Z 15 c	n	$8,1 \cdot 10^{16}$	–120	$4,5 \cdot 10^{-1}$	–4	+240	$3,2 \cdot 10^{-2}$
Z 15 d	n	$9,5 \cdot 10^{16}$	–453	$5,7 \cdot 10^{-1}$	–58	+256	$2,4 \cdot 10^{-3}$

Tab. 1. Eigenschaften des Materials $\text{Zn}_{0,15}\text{Cd}_{0,85}\text{Sb}$ ohne (Z 15 a) und mit (Z 15 b, c, d) Te-Dotierung.

⁷ K. ŠMIROUS, Čs. čas. Fys. **8**, 690 [1958].

⁸ K. ŠMIROUS, Symposium Solid State Physics, Brüssel 1958; Semiconductors, Acad. Press, London 1959.

⁹ K. ŠMIROUS, Čs. Pat. 91.554 [1959].

¹⁰ K. TOMAN, Mündliche Mitteilung.

Diffusion radioaktiver Edelgase in Uranoxyden und Uranmonokarbid

VON R. LINDNER UND HJ. MATZKE

Kernchemisches Institut * der Technischen Hochschule
Göteborg, Schweden

(Z. Naturforschg. **14** a, 1074–1077 [1959]; eingeg. am 2. November 1959)

Die Kenntnis der Diffusion von Edelgasen in hochschmelzenden Uranverbindungen ist von Bedeutung im Zusammenhang mit der Verwendung keramischer Kernbrennstoffelemente.

In vorangegangenen Mitteilungen^{1, 2} ist die Diffusion von Xe-133 in „ UO_2 “ verschiedenen Sauerstoffgehaltes und U_3O_8 behandelt worden. In vorliegender Mitteilung wird die Diffusion von Kr-85 in „ UO_2 “ und U_3O_8 , von Rn-222 in U_3O_8 und von Xe-133 in UC untersucht.

Die verwendeten Proben von „ UO_2 “ und U_3O_8 sind schon eingehend beschrieben worden^{1, 2}. Als Urankarbid wurde ein Material der Metallurgy Division AERE, Harwell, verwendet, das mit einem Kohlenstoffgehalt von

* Betrieben vom Schwedischen Rat für Atomforschung.

¹ R. LINDNER u. HJ. MATZKE, Z. Naturforschg. **13** a, 294 [1958].

² R. LINDNER u. HJ. MATZKE, Z. Naturforschg. **14** a, 582 [1959].



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.

$4,8 \pm 0,1$ Gew.-% etwa der Zusammensetzung UC entsprach. Zu den Versuchen wurden Stücke vom Radius 0,25 mm und Körner vom mittleren Radius 0,02 mm verwendet. Die Zerkleinerung des Materials muß unter Methanol geschehen, um eine bis zur Selbstentzündung führende schnelle Oxydation zu vermeiden. Aus dem gleichen Grunde dürfen keine kleineren Körner als die oben genannten mit Luft in Berührung kommen.

Das Prinzip der Versuchsmethode ist schon früher beschrieben worden^{1,2}: Aus Einkristallen geringer, aber bekannter Größe entweicht das durch Neutronenbestrahlung (und Kernspaltung) entstandene und homogen in den Kristallen verteilte Kr bzw. Xe bei Erhitzung auf die Versuchstemperatur; in einer Zirkulationsapparatur² wird die Menge des aus dem festen Stoffe entweichenden radioaktiven Gases mit einem Zählrohr gemessen. Zur Indizierung mit Radon wurde der Effekt³ benutzt, daß nach Adsorption von Radium-226 feste Stoffe homogen mit dem Folgeprodukt Rn-222 indiziert werden können auf Grund des α -Rückstoßes, der die Emanation in den Festkörper treibt. Dies geschah durch Eintrocknen einer wäßrigen Lösung von RaCl_2 an UO_2 von ca. $0,05 \mu$ Korngröße mit einer Belegungsichte von $10 \mu\text{C/g}$. Nach Auswaschen adsorbierten Radiums mit $0,1\text{-m. HNO}_3$ wurde das Pulver unter Argonatmosphäre 2 Stdn. bei 150°C getrocknet und anschließend bei Zimmertemperatur einem Vakuum von 10^{-5} Torr unterworfen.

Die Messung des bei der Diffusionstemperatur entweichenden Radons (α -Strahler) geschah in einer an die Apparatur angeschlossenen Meßkammer mittels CsJ-Szintillationskristall (0,1 mm Dicke) und Photomultiplikator (Dumont 6292). Die Folgeprodukte der Radiumemanation konnten durch in den Zirkulationskreis isoliert eingebrachte Drahtnetze, die auf einer negativen Spannung von 300 V lagen, abgefangen werden.

Die Diffusion der Gase folgte in allen Fällen der Näherungsformel⁴:

$$A_t^G/A_0^S = 2 \exp(-\lambda t) \sqrt{D t / \pi} F/V$$

(A_0^S = Ausgangsaktivität des Pulvers, A_t^G = jeweilige Aktivität im Gasraum, F = Oberfläche, V = Volumen des Materials), wie durch graphische Auftragung der entwichenen Aktivität gegen die Wurzel der Zeit festgestellt werden konnte. Die Zusammensetzung der festen Phase wurde vor und nach dem Versuch durch Auswägen (mit späterer Oxydation zu konstanter Zusammensetzung U_3O_8) und RÖNTGEN-Kontrolle bestimmt und als während des Versuchs konstant gefunden.

Bei Versuchstemperaturen $> 1150^\circ\text{C}$ wurde das Reaktionsgefäß aus Quarz durch Sillimanitrohre mit aufgeschmolzenen Pyrexglasschliffen ersetzt.

Die zusammenfassende Betrachtung der Versuche ergibt folgendes: Im Falle Xe-133 konnte mit einer Neutronendosis von 10^{17} n/cm^2 in vorliegender Meßanordnung eine Anfangsaktivität von 10^4 ipm/mg Oxyd erreicht werden, und die Verwendung von 10 mg Oxyd

ergab hohe und mit guter Genauigkeit meßbare Aktivitätswerte.

Kr-85 entsteht auf Grund seiner langen Halbwertszeit ($10,3 \text{ a}$) auch bei der verwendeten Dosis langsamer Neutronen von 10^{18} n/cm^2 nur in Aktivitäten von der Größenordnung 10^2 ipm/mg Oxyd, und infolgedessen sind hier alle Meßwerte von geringerer Genauigkeit.

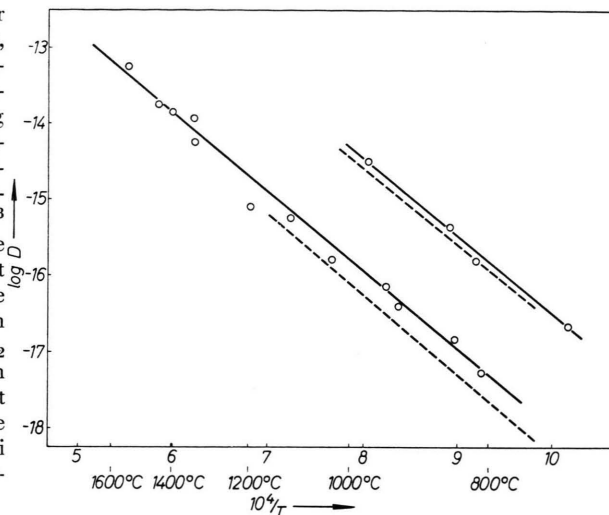


Abb. 1. Temperaturfunktion der Diffusionskonstanten von Kr-85 in $\text{UO}_{2,00}$ (untere Gerade) und $\text{UO}_{2,12}$ (Werte für Xe-133: gestrichelte Linien).

Das gleiche ist der Fall bei den Versuchen mit Rn-222, bei denen zunächst nur α -Aktivitäten von 10 ipm/mg verwendet wurden; die pro Versuch eingesetzte Oxydmenge war ca. 50 mg. Aus diesem Grunde wurden die Versuche mit Rn-222 zunächst nur an U_3O_8 durchgeführt; die bei UO_2 erwarteten kleineren Diffusionskonstanten sollen in einer späteren Mitteilung behandelt werden.

Die Ergebnisse der Versuche sind in üblicher Darstellung [$\log D = f(1/T)$] in Abb. 1 bis 3 wiedergegeben: Hierbei sind die an Proben unterschiedlicher Korngröße (Bereich $0,05 - 0,98 \mu$ Radius) erhaltenen Werte nicht mehr verschieden markiert, da sich herausgestellt hat, daß die Diffusionswerte von der Korngröße unabhängig sind, falls durch ausreichend hohe Vorerhitzung gut durchkristallisiertes Material vorliegt.

In Abb. 1 sind außer den früher mitgeteilten Werten für die Diffusion von Xe-133 die neu erhaltenen Werte für die Diffusion von Kr-85 in $\text{UO}_{2,00}$ und $\text{UO}_{2,12}$ wiedergegeben, die vergleichbar, aber durchweg etwas größer sind. Die für Xe-133 gefundene Proportionalität zwischen Diffusionskonstante und Sauerstoffüberschuß scheint auch hier vorzuliegen.

In Abb. 2 — Diffusion in U_3O_8 — sind außer alten Werten für Xe-133 die neuen Messungen für Kr-85 und Rn-222 angegeben. Während die Werte für Kr sich wiederum nicht nennenswert von denen für Xe unterscheiden (jedoch etwas größer sind), liegen die für

³ R. LINDNER, Naturwiss. 33, 119 [1946].

⁴ W. INTHOFF u. K. E. ZIMEN, Trans. Chalmers Univ. Techn. No. 176 [1956].

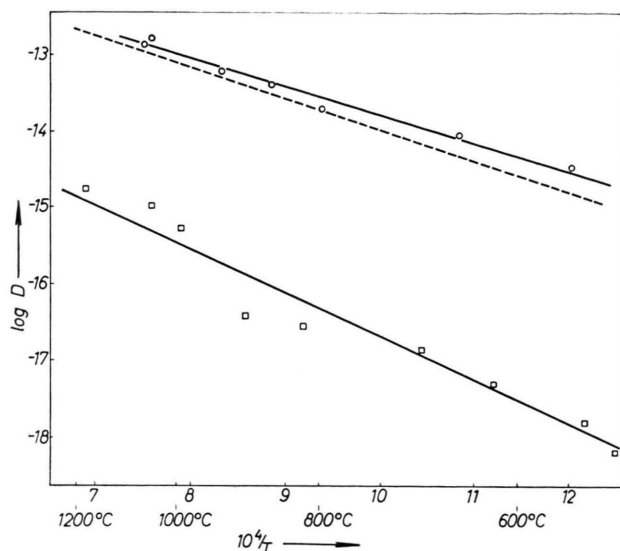


Abb. 2. Diffusion in U_3O_8 : Kr-85 (Kreise), Rn-222 (Quadrate), Xe-133 (gestrichelt).

Rn-222 im betrachteten Temperaturbereich um $1\frac{1}{2}$ bis 2 Zehnerpotenzen tiefer.

Die Diffusion von Xe-133 in UC (Abb. 3, untere Gerade) zeigt höhere Werte als die in „ UO_2 “ (bis hinauf zu einer Zusammensetzung $UO_{2,12}$). In der Figur ist als gestrichelte Linie enthalten der von amerikanischen Autoren⁵ angegebene Verlauf für die Diffusion von Xe in Mischkörpern Graphit/20 Gew.-% UC. Die obere Gerade gehört zu Versuchen an Material, das vor der Reaktorbestrahlung ca. 12 Stdn. bei 1000° in reinem Argon vorehitzt worden war.

Die sich aus allen Diffusionsmessungen ergebenden Werte für die experimentelle Aktivierungsenergie sind in Tab. 1 zusammengefaßt (wobei D_0 in $cm^2 s^{-1}$ und Q in $kcal Mol^{-1}$ angegeben ist).

Eine kurze Diskussion der Ergebnisse zeigt folgendes:

1. Diffusion in UC: Die von uns erhaltene experimentelle Aktivierungsenergie stimmt annähernd mit der bei amerikanischen Autoren⁵ für die Diffusion von Xenon aus im Graphit dispergiertem UC überein. Der Unterschied der Absolutwerte von etwa 1 Zehnerpotenz könnte auf folgende Art erklärt werden: Die Berechnung der Diffusionskonstanten bei den amerikanischen Autoren geschah auf Grund der Korngröße des Graphites (70μ) und nicht der des Urankarbid, das – nach Imprägnierung mit geschmolzenem Uranyl nitrat gebildet – als „Netzwerk“ die Graphitkörner voneinander trennen könnte. Die Übereinstimmung der Aktivierungsenergie scheint uns ein Hinweis dafür, daß auch in der amerikanischen Arbeit der Wert für UC und nicht für Graphit gemessen, und daß die Diffusion im Karbid der zeitbestimmende Teilprozeß sein könnte. Eine vollständige Erklärung des star-

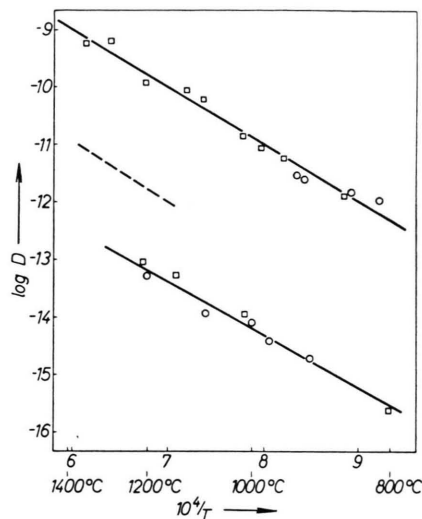


Abb. 3. Diffusion von Xe-133 in UC.
 $r=0,02$ mm (Kreise), $r=0,25$ mm (Quadrate).

ken Einflusses einer Vorehitzung des Karbides (obere Gerade Abb. 3) in einer weitgehend von Sauerstoff befreiten Atmosphäre ist uns noch nicht möglich; der teilweise Ersatz⁶ des Karbidkohlenstoffs durch Sauerstoff bei dieser Vorehitzung kann jedoch nicht ausgeschlossen werden. Durch genaue Analyse des Urangehaltes der entsprechenden Proben (Gewichtsdifferenz zwischen Ausgangsmaterial und völlig zu U_3O_8 aufoxydiertem Material) konnte festgestellt werden, daß die Vorehitzung zu etwas geringerem Urangehalt führt (was durch einen Austausch von C-Atomen durch die etwas schwereren O-Atome erklärt werden könnte), der einen Austausch von 6% aller C-Atome als obere Grenze zulassen würde.

In keinem Fall jedoch liegen die Diffusionswerte in UC unter denen in UO_2 geringen Sauerstoffüberschusses. Hiernach wäre in bezug auf gehemmte Spaltgasabgabe das Karbid dem Oxyd nicht überlegen, insbesondere, wenn man außerdem noch den niedrigeren Schmelzpunkt (2300 gegen $2750^\circ C$) berücksichtigt; diese Nachteile werden jedoch aufgewogen durch den Befund, daß auch größere Kristalle des Karbides in ihrem Diffusionsverhalten mit ihrer äußeren Korngröße einzusetzen sind. Dies im Gegensatz zum Uranoxyd, bei dem scheinbar dichte Körper sich als aus Mikrokristalliten zusammengesetzt erweisen.

2. Die für den Diffusionsablauf maßgebliche Größe der Mikrokristallite läßt sich auch nicht aus Gasadsorptions-Oberflächenbestimmungen (BET-Methode) ermitteln, da die unter einer solchen Annahme aus dem Entweichen von Edelgasen aus porösen Sinterkörpern berechneten Diffusionskoeffizienten keine für die jeweiligen Temperaturen konstante Werte ergeben⁷. Aller-

⁵ A. COWAN u. G. J. ORTH, 2. UN-Conf., Geneva 1958, paper 631.

⁶ J. J. KATZ u. E. RABINOVITCH, National Nuclear Energy Series, Div. VIII, Vol. 5, S. 216 [1951].

⁷ B. LUSTMAN, WAPD-173.

	UO _{2,00}		UO _{2,12}		U ₃ O ₈		UC	
	— log D ₀	Q	— log D ₀	Q	— log D ₀	Q	— log D ₀	Q
Kr-85	7,7 ± 0,2	46,9 ± 1,7	6,0 ± 0,2	48,1 ± 0,5	10,0 ± 0,2	17,3 ± 0,8	—	—
Xe-133	7,6 ± 0,1	48,9 ± 0,9	6,2 ± 0,2	48,0 ± 1,5	9,6 ± 0,1	19,7 ± 0,9	3,1 ± 0,3	45,5 ± 2,3
Rn-222	—	—	—	—	11,0 ± 0,4	26,1 ± 1,7	6,9 ± 0,3	42,5 ± 1,9

Tab. 1.

dings sind die bisher veröffentlichten einschlägigen Messungen auf diesem Gebiet von mangelnder Genauigkeit, und eine weitere Prüfung des Zusammenhangs zwischen innerer Oberfläche, ermittelt durch Gasadsorption, und innerer Oberfläche, ermittelt aus Edelgasdiffusionsversuchen, erscheint wünschenswert.

Ähnliche Bedenken sind auch gegen Angaben von BELLE⁸ über die Diffusion von Kr-85 in UO₂ zu erheben. Der dort angegebene Wert von 58,5 kcal Mol⁻¹ für die experimentelle Aktivierungsenergie oberhalb 1150 °C erscheint unwahrscheinlich.

⁸ J. BELLE, 2. UN-Conf., Geneva 1958, paper 2404.

⁹ R. T. SANDERSON, J. Inorg. Nucl. Chem. 7, 288 [1958].

3. Wie aus Tab. 1 hervorgeht, ändern sich die Aktivierungsenergien praktisch nicht mit dem Atomradius im Falle Krypton und Xenon (auch Helium in UO₂ zeigt mit 46 kcal Mol⁻¹ den gleichen Wert⁸). Dagegen steigt die Aktivierungsenergie der Diffusion in U₃O₈ beim Übergang von Xenon zu Radon. Nach neueren Annahmen⁹ sind die Atomradien: Kr: 1,89 Å; Xe: 2,08 Å; Rn: 2,14 Å.

Wir danken dem Schwedischen Rat für Atomforschung für Unterstützung, der Metallurgie-Abteilung des AERE, Harwell, für Überlassung des Urankarbidpräparates.

Zur Frequenzabhängigkeit der im magnetischen Wechselfeld gemessenen Koerzitivkraft von dünnen Nickel-Aufdampfschichten

VON WOLFGANG HELLENTHAL

Physikalisches Institut der Universität Münster (Westf.)

(Z. Naturforsch. 14 a, 1077—1078 [1959]; eingeg. am 29. Oktober 1959)

Betrachtet man die Schichtdickenabhängigkeit der Koerzitivkraft dünner Schichten, so ergibt sich im Dickenbereich unter etwa 10³ Å ein Koerzitivkraftanstieg über die Werte des kompakten Materials (Literatur s. MAYER¹; vgl. auch zit. Arbeiten²⁻⁵). Diese Erscheinung ist nach KITTEL⁶ durch das Auftreten von Eindomänenbereichen zu erklären. Im Schichtdickenbereich zwischen einigen hundert Å und etwa 100 Å findet man dann ein Maximum der Koerzitivkraft mit einem anschließenden Abfall nach der Seite dünner Schichten hin. Dieser Koerzitivkraftrückgang könnte nun durch die infolge Schichtdicken- (bzw. Teilchenkleinheits-) Effekt erniedrigte spontane Magnetisierung und im Zusammenhang damit auch durch die hierdurch zu erwartende Verringerung der ferromagnetischen Anisotropiegrößen verursacht oder auch zum Teil durch Zeiteffekte (Schwankungserscheinungen⁷) bedingt sein (Diskussion dieser Frage vgl. eine frühere Arbeit⁵). Um nun den Versuch einer Trennung dieser Einflüsse zu unternehmen, wur-

den Messungen der Frequenzabhängigkeit der Koerzitivkraft bei Wechselfeldmagnetisierung vorgenommen⁸.

Da eine direkte Messung der Magnetisierungskurven sehr dünner Schichten im Wechselfeld schwierig ist und bereits bei 60 Hz einen erheblichen Aufwand erfordert⁹, wurde versucht, die Methode der elektrischen Widerstandsänderung im Magnetfeld zu verwenden. Die Möglichkeit, dieses Verfahren zur Koerzitivkraftbestimmung heranzuziehen, wurde bereits von ITERBEEK und MITARB.¹⁰ sowie bei Untersuchungen des Verfassers an Nickel- und Eisen-Aufdampfschichten^{3,5} und von REIMER¹¹ an elektrolytisch niedergeschlagenen Schichten ausgenutzt, wobei in allen Fällen die Widerstandskurven mit dem Galvanometer punktwise aufgenommen wurden.

Die hier benutzte Methode verwendet die longitudinale Widerstandsänderung im Magnetfeld, d. h. Stromverlauf parallel zur Feldrichtung (vgl. Abb. 1). Die Magnetisierungsspule kann im Frequenzbereich von 30 Hz bis 10 kHz (begrenzt durch die verfügbare Verstärkereinrichtung) betrieben werden. Dabei wird stets die gleiche Aussteuerung eingestellt. Die Probenheizung zur Widerstandsmessung erfolgt mit konstantgehaltenem Gleichstrom. Die sich infolge der Widerstandsänderung ergebenden Spannungsschwankungen zwischen den Enden der Probe werden oszillographiert. In Abb. 1 ist die vereinfachte Schaltung der Meßanordnung dargestellt. Die Abb. 2 zeigt das Oszillogramm des an einer

¹ H. MAYER, Physik dünner Schichten, Bd. II, Stuttgart 1955.

² L. REIMER, Z. Naturforsch. 11 a, 649 [1956].

³ W. HELLENTHAL, Dissertation, Münster 1956.

⁴ W. RUSKE, Ann. Phys., Lpz. (7) 2, 274 [1958].

⁵ W. HELLENTHAL, Z. Naturforsch. 14 a, 722 [1959].

⁶ C. KITTEL, Phys. Rev. 70, 965 [1946].

⁷ L. NÉEL, Ann. Géophys. 5, 99 [1949].

⁸ W. HELLENTHAL, Phys. Verh. 9, 214 [1958].

⁹ E. C. CRITTENDEN JR., A. A. HUDIMAC u. R. I. STROUGH, Rev. Sci. Instrum. 22, 872 [1951].

¹⁰ A. VAN ITERBEEK, R. LAMBEIR, B. FRANKEN, G. J. VAN DEN BERG u. D. A. LOCKHORST, Physica (Haag) 18, 137 [1952].

¹¹ L. REIMER, Z. Naturforsch. 12 a, 558 [1957].