

Drahttemperatur ermittelt. Da experimentell nur dieser eine Wert vorliegt und über dessen Temperaturabhängigkeit nichts bekannt ist, wurde für die Berechnungen dieser Wert verwendet, obwohl die Drahttemperatur im vorliegenden Fall rund 300 °C höher lag.

Der Vergleich zwischen Theorie und Experiment ergab, daß die theoretischen Trennfaktoren und deren Druckabhängigkeit bis auf etwa 10% mit den gemessenen übereinstimmten. Im Gegensatz hierzu fanden andere Autoren^{21, 22} einen experimentellen Trennfaktor, der wesentlich kleiner war als der nach der Theorie zu erwartende. Diese Diskrepanz dürfte im wesentlichen darauf zurückzuführen sein, daß die damals bekannte theoretische Abschätzung des Thermodiffusionsfaktors von $\alpha = 0,15 - 0,18$ zu hoch liegt.

GROVE und Mitarbeiter²³ haben für ein Gemisch, bestehend aus 50% H₂ und 50% He, die Korrektur-

faktoren $\alpha \cdot h$, k_c und k_d experimentell ermittelt. Die Verwendung dieser Faktoren im vorliegenden Falle ergab Trennfaktoren, die wesentlich kleiner waren als die experimentell gemessenen. Auch wurde der qualitative Verlauf der Druckabhängigkeit des Trennfaktors nicht wiedergegeben.

Herrn Prof. Dr. O. HAXEL danke ich für die wohlwollende Förderung dieser Arbeit und sein ständiges Interesse. — Herrn Dr. K. O. MÜNNICH danke ich für viele wertvolle Ratschläge und zahlreiche Diskussionen. Weiterhin danke ich Herrn Prof. Dr. BRINKMAN, Bonn, für die freundliche Überlassung der Sindorfer Regenwasserproben. — Die Durchführung der Arbeiten wurde von der Heidelberger Akademie der Wissenschaften und der Deutschen Forschungsgemeinschaft mit Geldmitteln gefördert.

²¹ E. ALMQUIST, K. W. ALLEN u. J. H. SANDERS, Rev. Sci. Instrum. **26**, 649 [1955].

²² C. BOORMAN u. H. KRONBERGER, Proc. Int. Symp. on Isotope Separation 1958.

²³ G. R. GROVE, K. W. FOSTER u. R. E. VALLEE, Proc. Int. Symp. on Isotope Separation 1958.

NOTIZEN

Zur transversalen Überführung in flüssigen Metallen

Von A. KLEMM

Max-Planck-Institut für Chemie (Otto-Hahn-Institut), Mainz (Z. Naturforsch. **17 a**, 929—930 [1962]; eingeg. am 10. September 1962)

H. KNOF¹ hat seinerzeit an unserem Institut Experimente angestellt, um nachzuweisen, daß die Partner einer flüssigen Metallegierung (Goldamalgam) senkrecht zu gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern relativ zueinander wandern (transversale Überführung). Später haben KNOF² von USA aus und FIKS³ physikalische Betrachtungen zu diesem Vorgang publiziert. Während KNOF versucht, den Effekt mit der magnetischen Widerstandsänderung in Zusammenhang zu bringen, hält ihn FIKS für eine Wirkung des HALL-Feldes und des transversalen Druckgradienten. Da das HALL-Feld im Experiment durch die Elektroden mehr oder weniger kurzgeschlossen ist, sollte man auch den transversalen Elektronenstrom berücksichtigen. In der vorliegenden Notiz wird die Phänomenologie von FIKS durch Hinzunahme des transversalen Elektronenstromes erweitert, und es wird das Ergebnis mit dem experimentellen Befund von KNOF verglichen.

In der Flüssigkeit seien in x -Richtung die Stromdichte i_x und in z -Richtung das Magnetfeld H_z angelegt. Dann wirkt auf die Flüssigkeit in y -Richtung indirekt die LORENTZ-Kraft pro Volumeneinheit

$$K_L = -i_x H_z, \quad (1)$$

und diese bewirkt, wenn die Flüssigkeit ruht, den transversalen Druckgradienten

$$dp/dy = -i_x H_z. \quad (2)$$

Die Ionenarten 1 und 2, aus denen die Flüssigkeit, abgesehen von den Elektronen, besteht, sind dann folgenden in y -Richtung wirkenden partiellen Volumenkräften ausgesetzt:

1. Kräfte infolge des transversalen Elektronenstromes und des HALL-Feldes:

$$K_{L1} = -c_1 L_1 i_x H_z, \quad (3)$$

$$K_{L2} = -c_2 L_2 i_x H_z. \quad (4)$$

Für diese Kräfte gilt

$$K_{L1} + K_{L2} = K_L, \quad (5)$$

und man hat deshalb

$$c_1 L_1 + c_2 L_2 = 1. \quad (6)$$

c_1 und c_2 sind die Molkonzentrationen der Ionenarten. Es sei

$$c = c_1 + c_2 \quad \text{und} \quad L = 1/c. \quad (7), (8)$$

2. Kräfte infolge des transversalen Druckgradienten:

$$K_{P1} = -c_1 V_1 dp/dy, \quad (9)$$

$$K_{P2} = -c_2 V_2 dp/dy. \quad (10)$$

Hier ist

$$K_{P1} + K_{P2} = -dp/dy, \quad (11)$$

und deshalb

$$c_1 V_1 + c_2 V_2 = 1. \quad (12)$$

¹ H. KNOF, Z. Naturforsch. **15 a**, 745 [1960].

² H. KNOF, Z. phys. Chem., N.F. **32**, 91 [1962].

³ V. B. FIKS, Soviet Phys.-Solid State **3**, 2094 [1962].



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.

This work has been digitized 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.

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.

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.

Es sei

$$\bar{V} = 1/c.$$

3. Reibungskräfte zwischen den Ionenarten:

$$K_{R1} = (c_1 c_2 / c) r_{12} (v_2 - v_1), \quad (14)$$

$$K_{R2} = (c_1 c_2 / c) r_{12} (v_1 - v_2). \quad (15)$$

v_1 und v_2 sind die Geschwindigkeiten der Ionenarten in y -Richtung, und r_{12} ist ein Reibungskoeffizient⁴. Die Kräftebilanz für die Ionenart 1 heißt

$$K_{L1} + K_{P1} + K_{R1} = 0, \quad (16)$$

und daraus folgt unter Verwendung von (2), (3), (8), (9), (13) und (14) für die transversale Beweglichkeit

$$b_{12} \equiv F c (v_2 - v_1) / i_x H_z, \quad (17)$$

wo F = FARADAYSche Konstante, der Ausdruck

$$b_{12} = \frac{c F}{c_2 r_{12}} \left(\frac{L_1}{L} - \frac{V_1}{V} \right). \quad (18)$$

Im Fall $c_1 \ll c_2$ lässt sich r_{12} durch den Diffusionskoeffizienten D_1 der Ionenart 1 ausdrücken, denn es ist dann im Diffusionsexperiment

$$- R T d \ln c_1 / dy = r_{12} (v_1 - v_2) \quad (19)$$

$$\text{und} \quad - D_1 d \ln c_1 / dy = v_1 - v_2, \quad (20)$$

und folglich

$$r_{12} = R T / D_1. \quad (21)$$

⁴ A. KLEMM, Z. Naturforschg. **8a**, 397 [1953].

Man erhält damit für $c_1 \ll c_2$:

$$b_{12} = \frac{F D_1}{R T} \left(\frac{L_1}{L_2} - \frac{V_1}{V_2} \right). \quad (22)$$

Bei FIKS steht in diesem Ausdruck statt L_1/L_2 das Verhältnis der Ionenladungen e_1/e_2 , weil FIKS für K_{L1} und K_{L2} nur das klassische HALL-Feld

$$E_y = -i_x H_z / F c \quad (23)$$

verantwortlich macht. Jedenfalls wird man mit FIKS vermuten, daß der Absolutwert des Klammerausdrucks in (22) die Größenordnung 1 nicht wesentlich überschreitet. Setzt man ihn gleich 1, so ergibt sich unter Verwendung der Werte $D_1 = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{s}$ und $T = 300^\circ\text{K}$, die für das Goldamalgam-Experiment ($1 = \text{Au}$, $2 = \text{Hg}$) etwa zutreffen dürften, aus (22)

$$b_{12} = 6,6 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{Vs}.$$

KNOF gibt aber für Goldamalgam (0,1 Gew.-% Au, $c = 0,068 \text{ Mol/cm}^3$) bei $i_x = 600 \text{ A/cm}^2$ und $H_z = 5500 \text{ Gauss}$ eine transversale Überführungsgeschwindigkeit $v_1 - v_2 = -3,5 \cdot 10^{-6} \text{ cm/s}$ an, und daraus berechnet sich nach (17) (1 Gauss = 10^{-8} Vs/cm^2) die experimentelle transversale Beweglichkeit

$$b_{12} = -6,9 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^2/\text{Vs}.$$

Dieser um einen Faktor 1000 über der erwarteten Größenordnung liegende experimentelle Wert ist so erstaunlich, daß eine Klärung der aufgeworfenen Frage durch weitere Experimente und Überlegungen sehr erwünscht wäre.

Relativistische Korrekturen zur Kleinwinkeltheorie der Vielfachstreuung

Von HANS H. FLEISCHMANN

Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforsch. **17a**, 930–932 [1962]; eingegangen am 25. Juli 1962)

In einer früheren Arbeit¹ wurde in Weiterführung einer Ableitung von NIGAM und Mitarb.² aus dem von DALITZ angegebenen relativistischen Einzelstreuquerschnitt für ein abgeschirmtes COULOMB-Feld eine relativistische Korrektur der Vielfachstreuverteilung geladener Partikel bei kleinen Winkeln abgeleitet. Dabei waren die aufgetretenen Funktionen [vgl. (I, 3)]

$$g_n(\vartheta/\vartheta_0) \quad (1)$$

$$= - \int_0^\infty \exp(-u^2/4) u^2 J_0(u \vartheta/\vartheta_0) \left(\frac{u^2}{4} \ln \frac{u^2}{4} \right)^{n-1} du$$

für $n=1$ aus den von NSW in ihrer Tafel III angege-

¹ H. FLEISCHMANN, Z. Naturforschg. **15a**, 1090 [1960]. Formeln daraus werden mit (I, . . .) zitiert. Die dort eingeführten Bezeichnungen werden hier übernommen.

² B. NIGAM, M. SUNDARESAN u. T. WU, Phys. Rev. **115**, 491 [1959]; im folgenden zitiert mit NSW.

benen Werten berechnet und für $n > 1$ noch offen gelassen worden.

In der Zwischenzeit wurden nun die angekündigten Rechnungen durchgeführt. Hierbei ergab sich eine Möglichkeit, $g_1(\vartheta/\vartheta_0)$ auf bekannte Funktionen zurückzuführen: Es ist nämlich mit $v = \vartheta/\vartheta_0$ und $x = u/2$

$$g_1(v) = +8 \left\{ \frac{d}{da} \int_0^\infty \exp(-a x^2) J_0(2v x) dx \right\}_{a=1},$$

was nach Anm.³

$$g_1(v) = 2\sqrt{\pi} \exp(-v^2/2) \quad (2) \\ \cdot \{ (v^2 - 1) J_0(i v^2/2) + i v^2 J_1(i v^2/2) \}$$

ergibt. Eine Berechnung von g_2 auf einem ähnlichen Weg führt nach Anm.³ zu

$$g_2 = -16 \left\{ \frac{d}{da} \left[\frac{\Gamma((a+1)/2)}{2} {}_1F_1\left(\frac{a+1}{2}, 1; -\frac{v^2}{4}\right) \right] \right\}_{a=4} \quad (3)$$

mit der konfluenten hypergeometrischen Funktion ${}_1F_1$.

³ H. BATEMAN, A. ERDÉLYI, W. MAGNUS, F. OBERHETTINGER u. F. G. TRICOMI, Integral Transforms, McGraw-Hill Book Comp., New York 1954.