

Ladungszustände von Lithiumionen in Gasen

M. WENDT und J. HARTUNG

Technisch-Physikalisches Institut der Universität Jena

(Z. Naturforsch. 23 a, 247–251 [1968]; eingegangen am 10. Oktober 1967)

Beams of Li^+ ions with velocities between $4 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ and $8 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ were brought into charge equilibrium in the gases H_2 and air. The fractional amounts of Li^0 , Li^+ , Li^{++} and Li^{+++} are measured. The neutral particles were detected in a simple way. Extrapolation of our results gives good agreement with data of ALLISON¹ for ion velocities $v \leq 3,5 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$. The equilibrium charge \bar{q} in hydrogen was found to be smaller than that in air at velocities up to $6 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ but larger at higher velocities. For the ratios of the equilibrated beam components with charge 3 and 2 ($F_{3\infty}/F_{2\infty}$) in H_2 and air relations are given which enable an extrapolation of our data for \bar{q} to higher energies.

Durchsetzt ein Strahl n -fach geladener Ionen eine Materieschicht, so besteht der austretende Strahl infolge von Umladungsprozessen aus Ionen unterschiedlicher Ladung. Der Anteil der Teilchen im Ladungszustand i sei F_i . Ladungsgleichgewicht ist erreicht, wenn sich die Anteile F_i mit zunehmender Schichtdicke nicht mehr ändern. Die Strahlkomponenten werden dann mit $F_{i\infty}$ bezeichnet.

Seit den historischen Experimenten von HENDERSON², RUTHERFORD³ und KAPITZA⁴ zur Ladungsverteilung von α -Teilchen nach dem Passieren von Folien wurden Umladungsversuche in zunehmender Zahl, besonders mit Helium- und Wasserstoffionen durchgeführt. Die Ergebnisse wurden von GEIGER⁵, später von ALLISON und WARSHAW⁶ sowie von ALLISON⁷ zusammengefaßt. Seit einigen Jahren konzentriert sich die Arbeit auf die Umladung schwerer Ionen. Die bis 1962 bekannten Daten sind bei ZAIDINS⁸ zu finden.

Theoretische Betrachtungen geben den prinzipiellen Verlauf von Ladungsverteilungen in Abhängigkeit von der Ionengeschwindigkeit zwar richtig wieder, jedoch ist man auf Experimente angewiesen, wenn genauere Daten erwünscht sind.

Messungen zur Umladung von Lithiumionen wurden von ALLISON u.a.¹ für Ionengeschwindigkeiten

$0,7 \leq v \leq 3,5 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ in N_2 , H_2 , He und C_3H_8 durchgeführt. LEVIANT u.a.⁹ geben Ladungsverteilungen und Wirkungsquerschnitte für die Wechselwirkung von Lithiumionen mit Luft für das Geschwindigkeitsintervall $1,5 \leq v \leq 2,6 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ an. Die Ladungsverteilung nach dem Passieren einer Celluloidfolie für $3,6 \leq v \leq 11,5 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ findet man bei TEPLOVA u.a.¹⁰. Für das Intervall $0,7 \leq v \leq 2 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ liegen Werte von PIVOVAR u.a.¹¹ mit Kohlenstoff- und Celluloidfolien vor.

Die vorliegende Arbeit enthält Ladungsgleichgewichtsverteilungen für Lithiumionen der Geschwindigkeit $4 \leq v \leq 8 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ in H_2 und Luft.

Experimentelles

Lithiumionen werden in einer auf β -Eukryptit-Basis arbeitenden Quelle thermisch erzeugt und im 2 MV-Bandgenerator des Technisch-Physikalischen Institutes der Universität Jena beschleunigt¹². Der Emissionsstrom besteht zu mehr als 99,99% aus Lithiumionen. Die Quelle wurde mit angereichertem Material (90% Li^6 , 10% Li^7) betrieben. Der Strahl passiert eine Gaskammer von 88 cm Länge (Abb. 1). Der Eintrittskanal hat eine Länge von 3 cm und

¹ S. K. ALLISON, J. CUEVAS u. M. GARCIA-MUNOZ, Phys. Rev. **120**, 1266 [1960].

² G. H. HENDERSON, Proc. Roy. Soc. London A **102**, 496 [1924].

³ E. RUTHERFORD, Phil. Mag. **47**, 277 [1924].

⁴ P. L. KAPITZA, Proc. Roy. Soc. London A **106**, 602 [1924].

⁵ H. GEIGER, Handb. Phys. **22/2**, 155–242 [1933].

⁶ S. K. ALLISON u. S. D. WARSHAW, Rev. Mod. Phys. **25**, 779 [1953].

⁷ S. K. ALLISON, Rev. Mod. Phys. **30**, 1137 [1958].

⁸ C. S. ZAIDINS, California Institute of Technology, Report 1962 (unveröffentlicht).

⁹ KH. L. LEVIANT, M. I. KORSUNSKY, L. I. PIVOVAR u. I. M. PODGORNYI, Dokl. Akad. Nauk SSSR **103**, 403 [1955].

¹⁰ YA. A. TEPLOVA, I. S. DMITRIEV, V. S. NIKOLAEV u. L. N. FATEEVA, Zhur. Eksp. Teor. Fiz. **32**, 974 [1957].

¹¹ L. I. PIVOVAR, L. I. NIKOLAEVICH u. V. M. RASHKOVAN, Zhur. Eksp. Teor. Fiz. **47**, 1221 [1964].

¹² A. ECKARDT, F. SCHWABE, K. KASCHLIK, J. HARTUNG, H. KOCH u. M. WENDT, Abh. d. Dt. Akad. d. Wiss. zu Berlin, Klasse f. Math., Phys. und Technik, Jahrg. 1967, Nr. 1, S. 29.



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 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.

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.

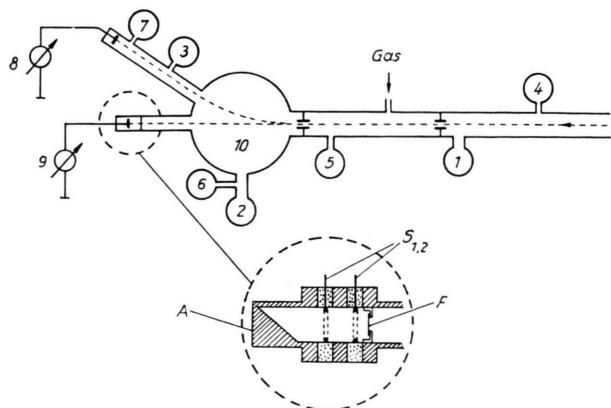


Abb. 1. Schematische Darstellung der Anlage.
 1, 2, 3 Diffusionspumpen,
 4, 6, 7 Ionisationsvakuummeter,
 5 McLeod-Manometer,
 8 Stromintegrator,
 9 Schwingkondensator-
 elektrometer,
 10 Analysiermagnet,
 A Auffänger,
 S₁, S₂ Elektroden zur Sekundärelektronenunter-
 drückung,
 F Al₂O₃-Folie.

einen Radius von 0,09 cm. Der Austrittskanal hat bei gleicher Länge einen Radius von 0,105 cm. Diffusionspumpen vor und hinter der Gaskammer halten bei einem Kammerdruck von 10^{-2} Torr im übrigen Teil der Anlage ein Vakuum von 10^{-5} Torr aufrecht. Im Magnetfeld erfolgt die Zerlegung in die einzelnen Ladungszustände. Die geladenen Bestandteile werden in einem Faraday-Becher mit Sekundärelektronenunterdrückung aufgefangen und mit Hilfe eines Stromintegrators gemessen. Die Neutralteilchen der Energie E_0 passieren eine Al₂O₃-Folie von $54 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Dicke. Dabei erleiden sie einen Energieverlust ΔE und nehmen die mittlere Ladung $\bar{q} = \bar{q}(E) = \bar{q}(E_0 - \Delta E)$ an. Der Strom I^0 wurde mit einem Schwingkondensatorelektrometer gemessen. Voraussetzungen für eine derartige Messung sind, daß

1. praktisch alle Neutralteilchen die Folie passieren und den Auffänger treffen und
2. die mittlere Ladung \bar{q} als Funktion von Energie und Folienmaterial bekannt ist.

Die Bedingung 1. ist sicher erfüllt, wenn die Reichweite R groß gegen die Foliendicke d ist und wenn der mit dem Passieren der Folie verbundene Streuwinkel kleiner als der Akzeptanzwinkel des Auffängers ist. Die Reichweite von Li⁶-Ionen wurde für die niedrigste gemessene Energie $E_{\text{Li}^6} = 600 \text{ keV}$ mit Hilfe des LINDHARDSchen¹³ Ausdrückes für das differentielle Bremsvermögen zu $R = 508 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ berechnet. Die Genauigkeit dieser Methode zur Reichweitenberechnung wurde für Lithiumionen in Luft geprüft. Der berechnete Wert liegt etwa 20% unter dem von MÖSNER u. a.¹⁴ gemessenen. Messun-

gen des Streuwinkels ϑ_s für Lithiumionen als Funktion von Energie und Foliendicke führten PIVOVAR u. a.¹¹ aus. Extrapolation ihrer Werte auf 100 keV/Nukleon und eine $54 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Al₂O₃-Folie ergibt $\vartheta_s < 2^\circ$. Der Akzeptanzwinkel φ des Auffängers, bestimmt durch den kleinsten Radius und den entsprechenden Abstand von der Folie, beträgt bei unserer Anordnung $\varphi = 7,1^\circ$.

Die Bedingung 2. ist insofern erfüllt, als mittlere Ladungen nicht empfindlich vom Folienmaterial abhängen^{8, 15}. Deshalb können die von TEPLOVA u. a.¹⁰ für Celluloid bestimmten Werte benutzt werden.

Gleichzeitige Messung der Ströme I^0 und I^+ liefert das Verhältnis F_0/F_1 :

$$\frac{F_0}{F_1} = \frac{I^0/\bar{q}}{I^+}.$$

Die übrigen Ladungszustände wurden durch Magnetfeldänderung auf den Auffänger gebracht. So erhielten wir die Verhältnisse F_i/F_1 :

$$\frac{F_i}{F_1} = \frac{I^{i+}/i}{I^+}.$$

Aus der Beziehung

$$\sum_{i=0}^3 \frac{F_i}{F_1} = \frac{1}{F_1}$$

folgt F_1 .

Die Komponenten der Gleichgewichtsverteilung wurden aus Änderungen der Ladungsanteile mit dem Kammerdruck bestimmt. Abb. 2 zeigt als Beispiel $F_i = F_i(p)$ bei $E_{\text{Li}^6} = 800 \text{ keV}$ für Luft.

¹³ J. LINDHARD u. M. SCHARFF, Phys. Rev. **124**, 128 [1961].

¹⁴ J. MÖSNER, G. SCHMIDT u. J. SCHINTLMEISTER, Ann. Phys., 7. Folge **18**, 268 [1966].

¹⁵ D. L. BERNARD, B. E. BONNER, G. C. PHILLIPS u. P. H. STELSON, Nucl. Phys. **73**, 513 [1965].

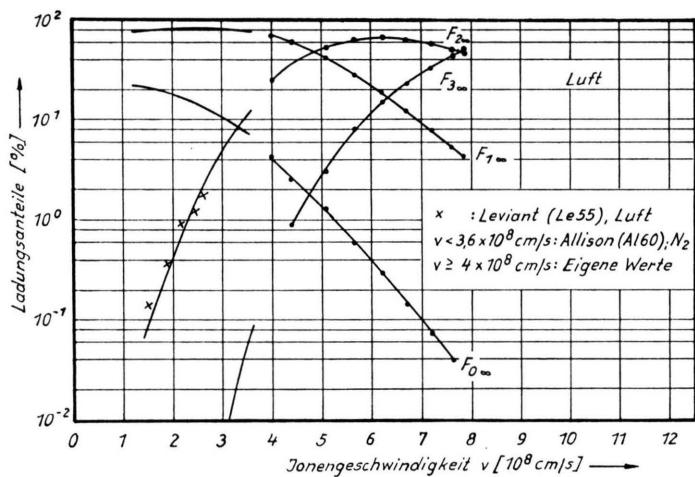


Abb. 3. Geschwindigkeitsabhängigkeit der Ladungsanteile von Lithiumionen im Gleichgewicht in Luft. Zum Vergleich sind Werte von ALLISON¹ und LEVIANT⁹ für Stickstoff bzw. Luft angegeben.

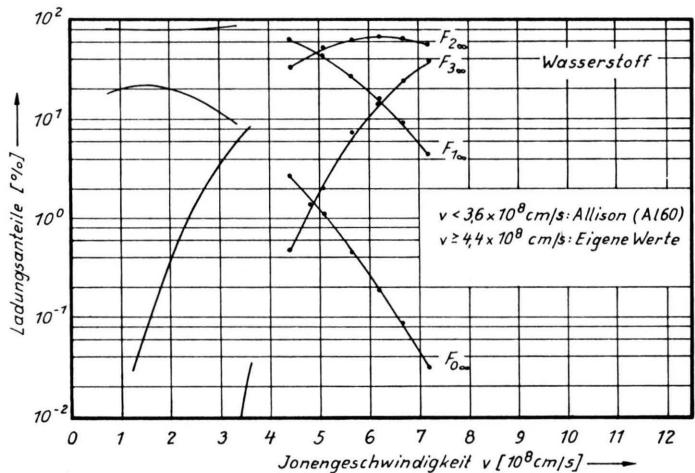


Abb. 4. Geschwindigkeitsabhängigkeit der Ladungsanteile von Lithiumionen im Gleichgewicht in Wasserstoff. Zum Vergleich sind Werte von ALLISON¹ angegeben.

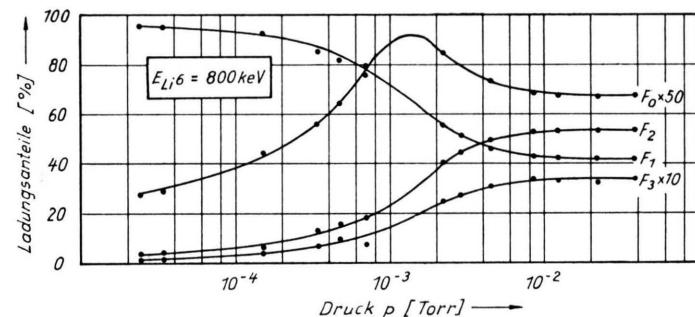


Abb. 2. Druckabhängigkeit der Ladungsanteile für Lithiumionen in Luft. $E_{Li^6} = 800$ keV, Kammerlänge: 88 cm.

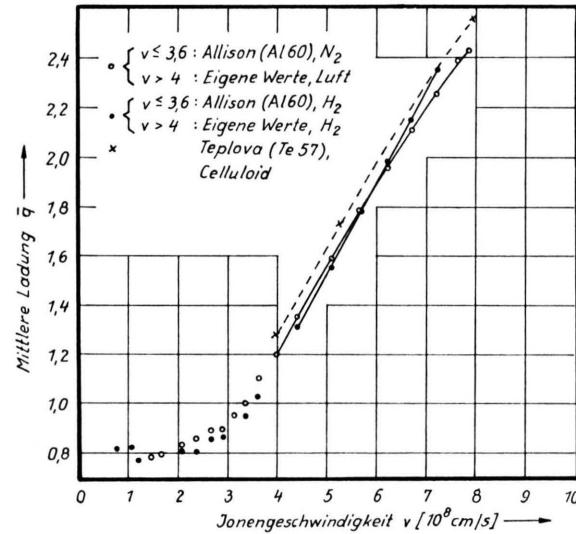


Abb. 5. Geschwindigkeitsabhängigkeit der mittleren Ladung von Lithiumionen in Luft und Wasserstoff. Zum Vergleich sind Werte von ALLISON¹ für N₂ und H₂ bei geringerer Ionengeschwindigkeit und Daten von TEPLOVA¹⁰ für Celluloid angegeben.

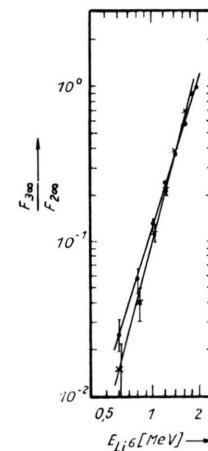


Abb. 6. Energieabhängigkeit des Verhältnisses $F_{3\infty}/F_{2\infty}$ für Lithiumionen in Luft (•) und Wasserstoff (x).

Ergebnisse und Diskussion

Die Komponenten der Gleichgewichtsverteilung in Luft zeigt die Abb. 3. Zum Vergleich sind ALLISONS¹ Werte für N₂ eingetragen, die gut mit LEVIANTS⁹ Ergebnissen für Luft übereinstimmen. Abb. 4 zeigt die Ergebnisse für Wasserstoff. Die mittlere Ladung \bar{q} ist gegeben durch

$$\bar{q} = \sum_{i=1}^3 i F_{i\infty}.$$

Abb. 5 zeigt unsere Werte für H₂ und Luft zusammen mit TEPLOVAS¹⁰ Werten für Celluloid und denen von ALLISON bei geringerer Ionengeschwindigkeit. Wie man sieht, ist die mittlere Ladung für Wasserstoff in Übereinstimmung mit ALLISONS Angaben zunächst kleiner als für Luft, steigt dann aber steiler an und wird schließlich größer. Dies stimmt qualitativ mit Ergebnissen MARTINS¹⁶ überein, der für Kohlenstoffionen im Energiebereich von 2–10 MeV/Nukleon in H₂ eine anomale hohe mittlere Ladung fand, die auch größer war als die mittlere Ladung in Folien. MARTIN begründet dies mit dem Fehlen einer Schale, aus der Elektroneneinfang sehr wahrscheinlich wird.

Die Komponenten der Gleichgewichtsverteilung und die mittleren Ladungen sind mit ihren Fehlergrenzen in Tab. 1 enthalten. Für Luft wurden bei einem Energiewert stets mehr als drei Gleichgewichtswerte gemessen, für Wasserstoff meist nur zwei. Dann wurde der doppelte Fehler von Luft

angesetzt. Die Energiewerte sind auf $\leq 1\%$ genau. Der Fehler von $F_{0\infty}$ beträgt etwa $\pm 15\%$, da die mittlere Ladung nach¹⁰ mit einer Ungenauigkeit von $\pm 5\%$ behaftet ist und weitere 5% durch die Eichungenauigkeit von Stromintegrator und Schwingkondensatorelektrometer hinzukommen.

Bei einer Ionenergie $E_{Li^6} = 1,6$ MeV wurde das Ladungsgleichgewicht in Luft bereits bei einer Flächenbelegung von $6 \cdot 10^{16}$ Molekülen/cm² erreicht, während in H₂ $5 \cdot 10^{17}$ Moleküle/cm² notwendig waren. ALLISONS Angaben über Umladungsquerschnitte in H₂ und N₂ stehen in Einklang mit diesem Befund.

ARMSTRONG u. a.¹⁷ haben für Heliumionen gezeigt, daß die Verhältnisse der Gleichgewichtskomponenten $F_{i\infty}/F_{k\infty}$ im gesamten Meßbereich von 0,2 bis 6,5 MeV Funktionen des Typs

$$F_{i\infty}/F_{k\infty} = C \cdot E^n$$

befolgen. Überprüft man unsere Daten daraufhin, so findet man, daß alle Verhältnisse Abhängigkeiten des gleichen Typs genügen. In Abb. 6 ist $F_{3\infty}/F_{2\infty}$ für H₂ und Luft über der Energie aufgetragen. Dieses Verhältnis ist besonders interessant, weil allein seine Kenntnis die Extrapolation der mittleren Ladung \bar{q} zu höheren Energien hin ermöglicht. Bereits bei $E_{Li^6} = 1,8$ MeV ist $F_{1\infty}$ sowohl in Luft als auch in H₂ kleiner als 5%, trägt also zur mittleren Ladung weniger als 2% bei. Unsere Werte für $F_{3\infty}/F_{2\infty}$ wurden nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an eine Funktion obigen Typs an-

	E_{Li^6} MeV	v 10^8 cm/s	F_1 %	$\Delta F_1/F_1$ %	F_2 %	$\Delta F_2/F_2$ %	F_3 %	$\Delta F_3/F_3$ %	F_0 %	$\Delta F_0/F_0$ %	\bar{q}	$\Delta \bar{q}/\bar{q}$ %
Luft	0,5	4,0	71,0	2,1	24,2	8,3	0,5	50	4,3		1,21	5,5
	0,6	4,41	59,8	2,5	36,5	7,5	0,9	20	2,8		1,35	4,8
	0,8	5,1	41,7	2,4	54,0	1,8	3,1	16,4	1,3		1,59	2,8
	1,0	5,66	28,2	3,6	63,0	1,6	8,2	6,1	5,9 $\cdot 10^{-1}$		1,79	2,5
	1,2	6,22	19,0	5,3	65,5	1,5	15,5	3,2	3,0 $\cdot 10^{-1}$	15	1,96	2,3
	1,4	6,70	12,0	4,2	64,5	1,5	23,5	2,1	1,4 $\cdot 10^{-1}$		2,11	2
	1,6	7,20	7,8	6,4	58,7	1,7	33,5	3,0	7,2 $\cdot 10^{-2}$		2,26	2,5
	1,8	7,63	5,3	9,0	50,2	2,0	44,5	2,2	4,1 $\cdot 10^{-2}$		2,39	2,3
	1,9	7,84	4,3	23,0	48,5	2,1	47,2	2,1			2,43	2,5
H ₂	0,6	4,41	63,5	3,5	33,3	6,0	0,5	50	2,7		1,31	5,4
	0,8	5,10	45,3	4,4	51,9	3,9	2,1	25	1,1		1,55	4,8
	1,0	5,66	27,3	5,5	64,5	3,1	7,5	13,5	0,45		1,79	4,7
	1,2	6,22	15,8	9,5	68,6	2,9	14,9	10	1,9 $\cdot 10^{-1}$	15	1,98	5,0
	1,4	6,70	9,3	16,0	65,4	3,0	24,9	9	8,9 $\cdot 10^{-2}$		2,15	5,6
	1,6	7,20	4,5	30,0	57	3,5	39,0	5,6	3,2 $\cdot 10^{-2}$		2,35	5,1

Tab. 1.

¹⁶ F. W. MARTIN, Phys. Rev. **140**, A 75 [1965].

¹⁷ J. C. ARMSTRONG, J. V. MULLENDORE, W. R. HARRIS u. J. B. MARION, Proc. Phys. Soc. London **86**, 1283 [1965].

gepaßt. Dabei ergaben sich folgende Beziehungen:
 $F_{3\infty}/F_{2\infty} = (0,128 \pm 0,004) \cdot E^{(3,21 \pm 0,07)}$ für Luft,
 $F_{3\infty}/F_{2\infty} = (0,113 \pm 0,007) \cdot E^{(3,70 \pm 0,13)}$ für H_2 .
 (Energie E der Li^6 -Ionen in MeV)

Dem Direktor des Technisch-Physikalischen Institutes, Herrn Prof. Dr. A. ECKARDT, danken wir für die Anregung zu dieser Arbeit und sein förderndes Interesse. Weiterhin sind wir unseren Kollegen von der Arbeitsgruppe Bandgenerator für ihre Unterstützung während der Messungen dankbar.

Der Druckaufbau in einem stationären, magnetfeldstabilisierten Heliumplasma hoher Dichte und Temperatur*

P. H. GRASSMANN

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München

(Z. Naturforsch. 23 a, 251—263 [1968]; eingegangen am 14. Oktober 1967)

The density and temperature in a stationary, magnetically stabilized He arc plasma are determined. The axial temperatures measured are between 200000 °K and 400000 °K, depending on the discharge current. The electron densities are found to be $n_e = 1.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, this value being constant over the arc radius. These measurements yield very steep radial pressure gradients and axial pressures of up to 1 atm. The pressure profiles are dealt with quantitatively. It is shown that the pressure build-up is governed essentially by a thermomagnetic effect familiar in solid state physics, namely the Nernst effect. The theory of this effect readily explains why the electron density is constant over the radius.

Unter dem Namen „Eieruhr“ ist eine von WULFF¹ entwickelte, ursprünglich wandstabilisierte Entladung bekannt geworden, die ihren Namen vom äußeren Aussehen des Entladungsgefäßes bekommen hat. An ein Quarzrohr mit rund 1 cm Durchmesser und einer Länge von 20—50 cm wurden an beiden Seiten trichterförmige Ansätze angeblasen, in denen ringförmige Elektroden untergebracht waren. Bei einem Anfangsdruck von einigen Torr betrug der für einige ms konstante Entladungsstrom einige kA. Als Arbeitsgase fanden Helium oder Wasserstoff Verwendung. Für die Dauer der Entladung ergab sich ein stationäres Plasma mit einer Temperatur im Bereich von 40000° bei einer Elektronendichte von einigen 10^{16} cm^{-3} . Die von DURAND² für diesen Bogen aufgestellte Energiebilanz zeigte, daß ein wesentlicher Teil der dem Bogen zugeführten elektrischen Energie durch radiale Wärmeleitung abgeführt wird. Hierdurch war die erreichbare Achsentemperatur bestimmt.

Um höhere Temperaturen zu erreichen, mußte die Wärmeleitfähigkeit des Plasmas reduziert werden, wozu WULFF³ ein starkes longitudinales Magnetfeld verwandte. Gleichzeitig wurde der Durch-

messer des Entladungsrohres auf etwa 7 cm vergrößert, so daß das Plasma nicht mehr das ganze Gefäß erfüllte, sondern einen von Neutralgas umgebenen Kanal bildete. Neben einer Erhöhung der Temperatur war zu erwarten, daß sich durch die Wechselwirkung zwischen Plasma und Magnetfeld ein radiales Druckprofil im Plasma ausbildet. Es ist das Ziel dieser Arbeit, in einer solchen magnetisch stabilisierten Eieruhr-Entladung Dichte, Temperatur und Druck — insbesondere in der Umgebung der Entladungssachse — zu bestimmen und den Druckaufbau zu verstehen.

I. Beschreibung der experimentellen Anordnung und Ermittlung der Plasmaparameter

I.1. Beschreibung der Entladung

Abb. 1 zeigt die verwendete Entladungsanordnung. Das Entladungsgefäß besteht aus einem 75 cm langen Hartglasrohr mit einem Durchmesser von 7 cm, an dessen Enden in das Rohr hineinragende Quarztrichter und ringförmige Elektroden angeflanscht sind. Die unterschiedliche Form der Trich-

* Auszug aus der bei der Fakultät für Maschinenwesen und Elektrotechnik der Technischen Hochschule München eingereichten Dissertation.

¹ H. WULFF, Z. Phys. 150, 614 [1958].

² J. DURAND, Z. Naturforsch. 18a, 281 [1963].

³ H. WULFF, Production and Behaviour of a Magnetically, Stabilized High-Density, High-Temperature Plasma, Proc. of the 7th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Beograd 1965.