

Spektroskopische Untersuchungen des Plasmas einer Glimmentladungslampe

P. A. Büger

National Physical Research Laboratory, C.S.I.R., P.O. Box 395, Pretoria, South Africa

(Z. Naturforsch. 30 a, 216–222 [1975]; eingegangen am 18. November 1974)

Spectroscopic Investigations of the Plasma of a Glow Discharge Lamp

The electron concentration, the excitation temperatures (from Ar-I, Ar-II- and Cu-lines) and the rotation- and vibration temperatures (from N₂- and N₂⁺-bands) have been measured in a glow discharge lamp. Spectral lines of neutral molecules indicate temperatures in the range of 3000 K. Using ion lines as indicator it could be shown that $T_{\text{exc}} > T_{\text{vib}} > T_{\text{rot}}$ (30 000; 9300; 1190 K). The former are hardly affected by discharge parameters, the latter ones are strongly affected. At the edge of the glow the temperature is distinctly lower. The electron concentration is approx. 10^{14} cm^{-3} . The results are discussed.

1. Einleitung

Zur spektrochemischen Analyse wurde vor einiger Zeit von Grimm¹ eine Glimmentladungslampe beschrieben, über deren analytische Möglichkeiten in der Zwischenzeit von einigen Autoren berichtet wurde (Literaturzusammenstellung von Boumans)². Bis heute jedoch ist noch nichts über die Anregungsbedingungen, die im Plasma dieser Lampe herrschen, bekannt geworden. In dieser Arbeit werden sowohl die Anregungsbedingungen als auch die thermischen Gleichgewichtsbedingungen untersucht. Zu diesem Zweck wurden zunächst Rotations-, Schwingungs- und Anregungstemperaturen und die Elektronenkonzentration bestimmt.

2. Theorie

Die Energie des Plasmas kann sich auf die Translation, Rotation und Schwingungen, die elektronische Anregung, die Ionisation und auch auf die Strahlung verteilen. Herrscht vollständiges Gleichgewicht, so gehorcht die Häufigkeit aller nur möglichen Energiezustände der Boltzmann-Verteilung. Lokales thermisches Gleichgewicht (LTG) herrscht bei Gültigkeit der Boltzmann-Verteilung in einem kleinen Volumenelement $V(x, y, z)$. Bei LTG gilt für dieses Volumenelement, daß Elektronentemperatur T_e , Anregungstemperatur T_a , Gastemperatur T_g (Rotationstemperatur T_{rot}), Schwingungstemperatur T_v und Ionisationstemperatur T_{ion} gleich sind.

Sonderdruckanforderungen an Dr. P. A. Büger, National Physical Research Laboratory of the South African Council for Scientific and Industrial Research, P.O. Box 395, Pretoria/Süd Afrika.

Liegt im zu untersuchenden Plasma kein LTG vor, so darf man trotzdem erwarten, daß die Rotationstemperatur der Gastemperatur entspricht, da bei der Anregung eines Moleküls durch einen Elektronenstoß praktisch kein Wechsel im Drehimpuls des Systems und damit in der Intensitätsverteilung einer Bande hervorgerufen werden kann. Eine einheitliche Elektronentemperatur und eine einheitliche Gastemperatur stellen sich bereits nach wenigen Stößen ein, während sich eine einheitliche Schwingungstemperatur erst nach längerer Zeit einstellt (s. dazu z. B.³), d. h. nach einer größeren Anzahl von Stößen.

Die Erreichung des Gleichgewichts zwischen Elektronen- und Gastemperatur wird dadurch verzögert, daß die Elektronen ihren im Feld erlangten Energieüberschuß nur zum Bruchteil $2 m_e/m_s$ (m_e = Elektronenmasse, m_s = Masse der schweren Teilchen) bei jedem Stoß abgeben. Zum Ausgleich sind also rund 10^4 Stöße erforderlich. Eine Einstellung des Gleichgewichtes erfolgt allerdings schneller, wenn man Anregungs- und Ionisationsprozesse mitberücksichtigt. Soweit diese durch Umkehrprozesse – Stöße zweiter Art, Dreierstoß-Rekombination – rückgängig gemacht werden, beschleunigen sie nur die Einstellungsgeschwindigkeit der Elektronentemperatur. Wenn dagegen eine Ausstrahlung durch spontane Emission stattfindet, braucht diese Energie nicht mehr von den Elektronen auf die schweren Teilchen übertragen zu werden. Eine hohe Elektronenkonzentration fördert ebenfalls die Ausbildung thermischen Gleichgewichtes; so kann man bei einer Elektronenkonzentration $n_e > 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ damit rechnen, daß im Plasma LTG herrscht (Richter⁴ zeigte dies für das Ar-Plasma).



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.

2.1. Bestimmung der Elektronenkonzentration^{5, 6}

Eine direkte Methode zur Messung der Elektronenkonzentration nutzt die Stark-Effektverbreiterung geeigneter Spektrallinien aus. Sie ist sogar noch erlaubt, wenn kein thermisches Gleichgewicht vorliegt. Die Balmer-Linien des Wasserstoffs haben sich dazu sehr bewährt. Die Elektronenkonzentration n_e kann sowohl mit Hilfe einer einzigen Linie nach der Gleichung

$$n_e = C (n_e, T_e) \Delta \lambda_s^{3/2}, \quad (1)$$

$\Delta \lambda_s$ = Halbwertsbreite, T_e = Elektronentemperatur, berechnet werden, wobei C ein Koeffizient ist, der nur sehr schwach von n_e und T_e abhängt, als auch über die Linienprofile einer größeren Zahl von Wasserstofflinien⁶.

2.2. Rotationstemperatur⁷

Die Intensität (Strahlungsdichte) der Rotationslinie einer Bande hängt ab von der Linienstärke S und der Frequenz ν dieser Linie und der Zahl N der Moleküle im angeregten Zustand.

$$I_{J'J''} = D N_{J'} \nu^4 S_{J'J''}, \quad (2)$$

$$N_{J'} = N_{J'}/Q_J \exp \{ -B_{J'} J' (J' - 1) h c/k T \}, \quad (3)$$

Q = Zustandssumme, B = Rotationskonstante, J = Drehimpulsquantenzahl, D = Proportionalitätskoeffizient.

Trägt man nun $\ln I/S$ gegen $J'(J'+1)$ auf, so kann aus der Steigung der resultierenden Kurve (man erhält meist eine Gerade⁷) die Rotationstemperatur berechnet werden. Da nur die Steigung der Kurve von Bedeutung ist, müssen die Intensitäten hier wie auch in allen weiteren angeführten Berechnungen nur relativ gegen eine freigewählte Bezugsintensität bestimmt werden.

2.3. Schwingungstemperatur⁷

Die Intensität eines Bandenkopfes eines bestimmten Schwingungszuges (z. B. zweites positives System von N_2) folgt der Beziehung

$$I_{v'v''} = D N_{v'} \nu^4 A_{v'v''}, \quad (4)$$

$$N_{v'} = (N/Q_v) \exp \{ -G(v') h c/k T \}, \quad (5)$$

A = Übergangswahrscheinlichkeit, B = Schwingungsenergie, v = Schwingungsquantenzahl.

Trägt man $\ln (I_{v'v''}/\nu^4 A_{v'v''})$ gegen die mit dem Faktor $h c/k$ multiplizierte Schwingungsenergie

$G(v')$ auf, so kann man aus der Steigung der resultierenden Kurve – auch bei nicht-thermischer Anregung erhält man meist eine Gerade^{7, 8} – die Schwingungstemperatur berechnen.

2.4. Anregungstemperatur⁹

Die Intensität einer Spektrallinie ist gegeben durch

$$I = A N_a h \nu l / 4 \pi, \quad (6)$$

$$N_a = (N_0 g_a / Q) \exp \{ -E_a / k T \}, \quad (7)$$

l = Länge des Plasmas, N_0 = Zahl der Atome pro cm^3 im Plasma, E_a = Anregungsenergie, g = statistisches Gewicht.

Bildet man nun

$$\begin{aligned} I_1/I_2 &= A_1 g_1 \nu_1 \exp \{ -E_1 / k T \} / A_2 g_2 \nu_2 \\ &\quad \cdot \exp \{ -E_2 / k T \} \end{aligned}$$

und rechnet die Übergangswahrscheinlichkeiten A in Oszillatorenstärken f (tabelliert in¹⁴) um, so kann man nach Auftragung von $\ln I_{\text{rel}} - \ln f g / \lambda^3$ gegen die Anregungsenergie aus der Steigung der resultierenden Kurve die Anregungstemperatur berechnen.

3. Experimente

Verwendet wurde eine Glimmentladungslampe nach Grimm¹, deren Aufbau, Gasversorgung und stabilisierte elektrische Versorgung bereits in der Literatur beschrieben sind¹⁰. Das Glimmlicht wurde über eine Zwischenabbildung in die Öffnungsblende eines $(3 \times 4) \text{ m}$ Ebert-Spektrographen (Auflösungsvermögen 120 000; Dispersion 2,5 Å/mm) abgebildet. Abgebildet wurde dabei sowohl der gesamte Plasmaraum (Durchmesser 7 mm) als auch bei einigen Messungen mittels einer Lochblende (Öffnung 1 mm) nur das Zentrum bzw. eine Stelle am Rande des Plasmaraumes. Als Kathodenmaterial wurde Kupfer verwendet, als Trägergas Argon mit 3% Stickstoff und auch Helium, das Spuren von Wasserstoff enthielt, die zur Bestimmung der Elektronenkonzentration verwendet werden konnten. Eine genaue Angabe des Wasserstoffgehaltes ist nicht erforderlich^{5, 6}. Zur Bestimmung der Rotations- und Schwingungstemperatur wurden die in dem untersuchten Wellenlängenbereich 2500 – 4800 Å besonders intensiven Schwingungssequenzen des „Zweiten Positiven Systems“ (ZPS) – $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$ Elektronenübergang von N_2 ¹¹ – und des „Ersten Negativen Systems“ (ENS) – $B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$ Elektronenübergang von N_2^+ ¹² – verwendet. Im besonderen wurden die Banden 3805 Å (ZPS, 0 – 2 Übergang)

und 3914 Å (ENS, 0–0 Übergang) analysiert und zur Berechnung¹³ herangezogen.

Die Anregungstemperaturen wurden sowohl mit Hilfe von Linien von Materialatomen (Cu-I-Linien des Überganges $3d^9 4s^2 - 3d^9 4s\ 4p$, f/g -Werte in¹⁴) als auch mit den von Olsen¹⁵ angegebenen Ar-I- und Ar-II-Linien bestimmt.

Die Plasmaparameter wurden variiert, und zwar sowohl der Gasdruck (5–17 Torr) als auch die an die Lampe angelegte elektrische Leistung (Brennspannung \times Entladungsstromstärke) in dem Bereich von 25–125 Watt. Leider ist es nicht möglich, den Gasdruck direkt im Plasma zu messen; es handelt sich bei den angegebenen Werten daher nur um Relativwerte, die sich etwas von den Absolutwerten unterscheiden. Es ist aber möglich, diese auf Grund des konstant gehaltenen Gasflusses¹⁰ mittels eines Nadelventiles nach Eichung reproduzierbar einzustellen.

4. Resultate

Aus Messungen der Halbwertsbreite der Stark-Effekt verbreiterten Wasserstofflinien H_{γ} ($\Delta\lambda_s = 0,2 \text{ \AA}$; $C = 7 \cdot 10^{14} \text{ \AA}^{-3/2} \text{ cm}^{-3}$) und H_{δ} ($\Delta\lambda_s = 0,45 \text{ \AA}$; $C = 1,5 \cdot 10^{14} \text{ \AA}^{-3/2} \text{ cm}^{-3}$) wurde nach Gl. (1) die Elektronenkonzentration zu etwa $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ festgestellt. Auf Grund der geringen Verbreiterung war es nicht möglich, eine Abhängigkeit der Elektronenkonzentration von Entladungsparametern festzustellen. Der oben genannte Wert wurde bei hohem Druck des Gases (14 Torr) und elektrischer Leistung (125 Watt) gemessen; es handelt sich dabei gleichzeitig um den höchsten festgestellten Wert. Zusätzlich wurde, um den Fehler durch Nichtberücksichtigung der Dopplerverbreiterung der untersuchten Linien zu eliminieren, Linienprofilmessungen⁶ der Wasserstofflinien $H_5 - H_9$ vorgenommen. Es ergab sich dabei bei allen untersuchten Linien ein bis in den Linienkern hineinreichender nahezu geradliniger Flügel mit einem Abfall proportional zu $\Delta\nu^{-5/2}$; daraus ergibt sich in unserem Fall eine Elektronenkonzentration in der Größenordnung von $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. An Hand beider Messungen kann man behaupten, daß die Elektronenkonzentration im Plasma der untersuchten Glimmlampe sicherlich nicht größer als $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ist.

Auf Grund der ziemlich hohen Rotationstemperatur fallen die ersten Rotationslinien des R-Zweiges mit hochnumerierten Rotationslinien des P-Zweiges zusammen (sowohl im ZPS als auch im ENS). So konnten erst die Rotationslinien $R_1(12) - R_1(30)$

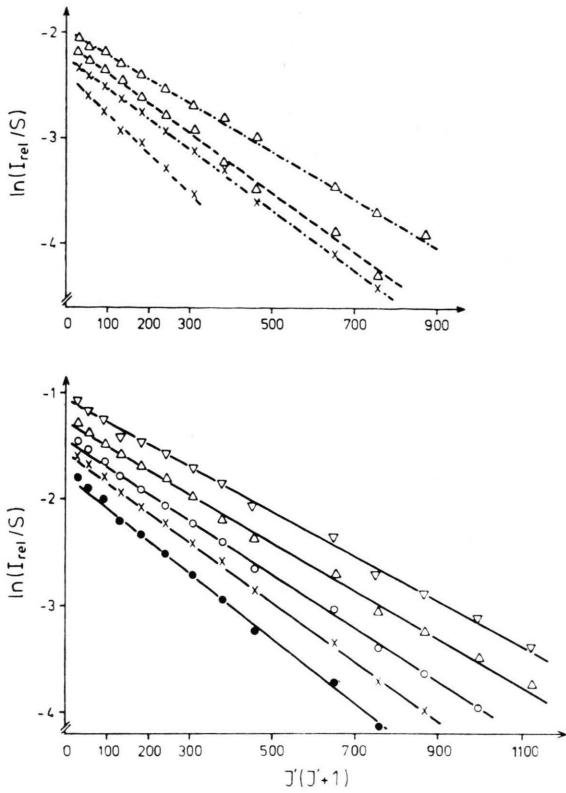


Abb. 1. Relative Intensitäten von Rotationslinien des R-Zweiges der 0–0-Bande des Ersten Negativen Systems von N_2^+ als Funktion von $J'(J'+1)$ für verschiedene angelegte elektrische Leistungen. Oben die gleiche Verteilung gemessen durch eine Lochblende. Gasdruck 11 Torr Ar/ N_2 . Angelegte Leistungen 25 W (●), 50 W (×), 75 W (○), 100 W (△) und 125 W (▽). — im Zentrum gemessen; - - - am Rand gemessen.

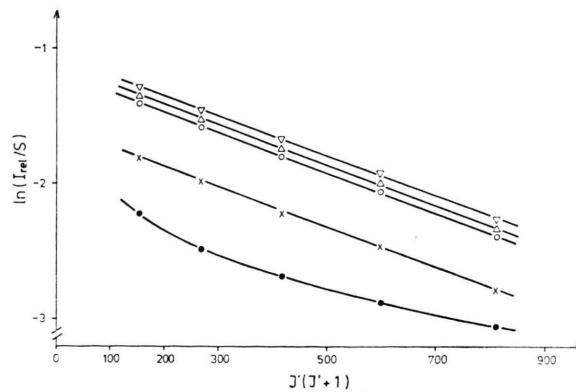


Abb. 2. Relative Intensitäten von Rotationslinien des R_1 -Zweiges der 0–2-Bande des Zweiten Positiven Systems von N_2 als Funktion von $J'(J'+1)$. Symbole für die elektrische Leistung siehe Abbildung 1.

der 3805 Å-Bande des ZPS und die Rotationslinien $R(4) - R(28)$ [manchmal bis $R(32)$] der 3914 Å-

Bande des ENS zur Intensitätsmessung verwendet werden. Abbildung 1 zeigt die Verteilung der relativen Intensitäten der Rotationslinien aus der Bande 3915 Å aufgetragen gegen J' ($J' + 1$); Abb. 2 zeigt eine ähnliche Verteilung bei der Bande 3805 Å. Die daraus berechneten Gastemperaturen bzw. Rotationstemperaturen sind in Tab. 1 und 2 angegeben.

Tab. 1. Rotationstemperaturen berechnet mit Hilfe der N_2^+ -Bande 3914 Å in Abhängigkeit von Gasdruck und elektrischer Leistung. In Klammern, die am Rande des Glimmlichtes gemessenen Temperaturen.

Lei- stung in Watt	Druck in Torr Ar/N ₂	5	8	11	17
25	—	830	960	—	
50	890	975	1070 (780)	960	
75	925	1140	1190	1090	
100	—	1170	1325 (1060)	1150	
125	—	1210	1420	—	

Tab. 2. Rotationstemperaturen berechnet mit Hilfe der N_2^+ -Bande 3805 Å in Abhängigkeit von Gasdruck und elektrischer Leistung. In Klammern, die am Rande des Glimmlichtes gemessenen Temperaturen.

Lei- stung in Watt	Druck in Torr Ar/N ₂	5	8	11	17
25	—	2400	2500	—	
50	2460	2480	2480 (2450)	2450	
75	2460	2500	2500	2460	
100	—	2500	2550 (2450)	2500	
125	—	2500	2600	—	

Wie vor allem in Abb. 2 zu sehen, liegen bei niedrigen elektrischen Leistungen die Meßpunkte nicht mehr auf der Geraden. Diese beobachtete Abweichung resultiert wahrscheinlich daraus, daß bei niedrigen Leistungen die Leuchtdichte des negativen Glimmlichtes nicht homogen über den ganzen Brennfleck verteilt ist, wie visuell deutlich festgestellt werden konnte; bei niedrigen Leistungen ergibt sich zur Mitte des Brennfleckes hin eine deutliche Einsattelung der Leuchtdichte. Bildet man aber mittels der Lochblende nur ein bestimmtes Volumenelement anstelle des gesamten Plasmaraumes ab, so erhält man wieder eine Gerade. Es ergeben sich dann bei der Abbildung des Zentrums annähernd die gleichen

Temperaturen wie bei der Abbildung des gesamten Raumes, bei der des Randes dagegen wesentlich niedrigere Temperaturen (Tab. 1 und 2).

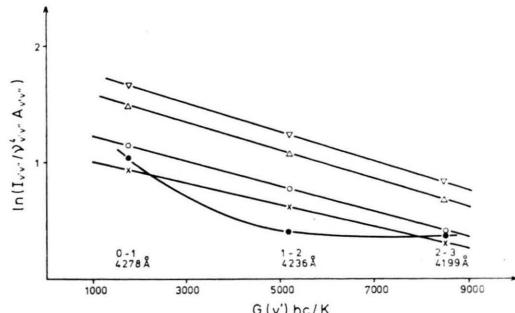


Abb. 3. Bandenkopf-Intensitäten des Schwingungszuges 0-1 als Funktion der Schwingungsenergie. Gasdruck 11 Torr Ar/N₂. Symbole siehe Abbildung 1.

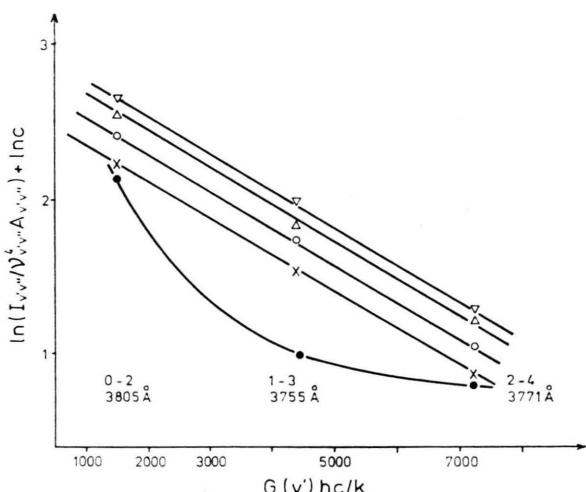


Abb. 4. Bandenkopf-Intensitäten des Schwingungszuges 0-2 als Funktion der Schwingungsenergie. Gasdruck 11 Torr Ar/N₂. Symbole siehe Abbildung 1.

Tab. 3. Schwingungstemperaturen berechnet mit Hilfe der Bandenköpfe 4278 Å, 4236 Å und 4199 Å des Ersten Negativen Systems von N_2^+ in Abhängigkeit von Gasdruck und elektrischer Leistung.

Lei- stung in Watt	Druck in Torr Ar/N ₂	5	8	11	17
50		7150	8600	10400	14000
75		7000	8400	9300	13700
100	—	—	7650	7800	13700
125	—	—	7600	7800	—

Abbildung 3 und 4 zeigen die Verteilung der relativen Intensitäten der Bandenköpfe des ENS und des ZPS in Abhängigkeit von der modifizierten Schwingungsenergie $G h c/k$. Die daraus berechneten Temperaturen sind in den Tabellen 3 und 4 gegeben. Auch hier zeigt sich bei der kleinen elektrischen Leistung von nur 25 Watt, daß die Meßpunkte nicht auf einer Geraden liegen.

Tab. 4. Schwingungstemperaturen berechnet mit Hilfe der Bandenköpfe 3805 Å, 3755 Å und 3711 Å des Zweiten Positiven Systems von N₂ in Abhängigkeit von Gasdruck und elektrischer Leistung.

Lei- stung in Watt	Druck in Torr Ar/N ₂	5	8	11	17
		3500	2900	3000	3200
50	3500	2900	3000	3200	
75	2900	3000	3000	3000	
100	—	2900	3000	3250	
125	—	3000	3000	—	

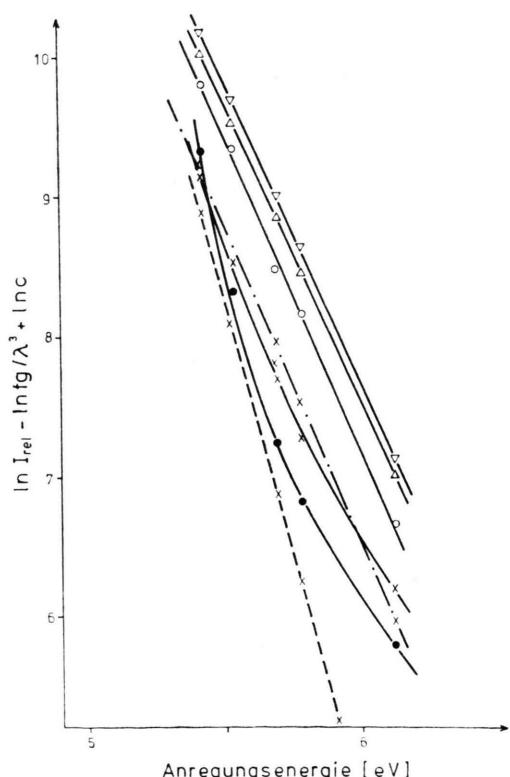


Abb. 5. Relative Linienintensitäten als Funktion der Anregungsenergie bei verschiedenen elektrischen Leistungen. Gasdruck 11 Torr Ar/N₂. Symbole siehe Abbildung 1.

Abbildung 5 zeigt die Verteilung der relativen Intensitäten von Cu-I-Spektrallinien in Abhängigkeit von der Anregungsenergie. Die daraus berechneten Temperaturen sind in Tab. 5 gegeben. Bei einer elektrischen Leistung von 25 Watt, ebenfalls in abgeschwächter Form bei 50 Watt, erhält man keine Gerade. Aber, wie bereits bei den Messungen der Rotationstemperatur erwähnt, entfällt die Abweichung der Meßpunkte von der Geraden bei der Abbildung eines kleinen Volumenelementes (vom Zentrum bzw. Rand des Glimmlichtes). Die am Rande des Glimmlichtes gemessenen Temperaturen sind wesentlich niedriger als die im Zentrum gemessenen.

Tab. 5. Anregungstemperaturen indiziert von Cu-I-Linien in Abhängigkeit von Gasdruck und elektrischer Leistung. In runden Klammern, am Rand des Glimmlichtes gemessene Temperaturen, in eckigen Klammern, im Zentrum des Glimmlichtes gemessene Temperaturen.

Lei- stung in Watt	Druck in Torr Ar/N ₂	5	8	11	17
		[2400]	[2450]	[2450] (1560) [2500]	
50	2700	3000	2560	2530	
75	—	3050	2690 (2050)	—	
100	—	3050	2670	—	
125	—	3050	2670	—	

Bei der Bestimmung der Anregungstemperaturen mit Hilfe von Ar-I- bzw. Ar-II-Spektrallinien ergaben sich große Schwierigkeiten, da sich die in der Literatur^{5, 15} angegebenen Liniens in ihren Anregungsenergien nur wenig unterscheiden und die angegebenen Übergangswahrscheinlichkeiten mit einem großen Unsicherheitsfaktor behaftet sind.

Die Anregungstemperaturen bei Verwendung von Ar-I-Linien waren in der Größenordnung 3000 K. Aus den oben angeführten Gründen war es nicht möglich, die Abhängigkeit der so ermittelten Anregungstemperatur mit Änderung der Entladungsparameter festzustellen.

Bei Verwendung der Ar-II-Linien ergaben sich deutlich höhere Temperaturen in der Größenordnung von 30 000 K. Auch hier konnte die genaue Abhängigkeit von den Entladungsparametern nicht festgestellt werden. Am Rande des Glimmlichtes zeigt sich ein deutlicher Abfall der gemessenen Anregungstemperatur von etwa 20%.

5. Diskussion

Aus der berechneten Elektronenkonzentration von nur etwa $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich bereits, daß im Plasma der untersuchten Glimmentladungslampe keine thermische Anregung mit einer Verteilung der Energiezustände nach Boltzmann herrscht. Dabei muß aber berücksichtigt werden, daß bei der Bestimmung der oben angegebenen Elektronenkonzentration Helium anstelle von Argon als Trägergas benutzt wurde. Da die Ionisationsenergie von Argon wesentlich niedriger ist als die von Helium, kann bei Verwendung von Argon als Trägergas eine deutlich erhöhte Elektronenkonzentration erwartet werden. Aber bei den von Griem⁵ zur Bestimmung der Linienverbreiterung angegebenen Ar-Linien konnte keine sichtbare Verbreiterung festgestellt werden, so daß als sicher anzunehmen ist, daß die Elektronenkonzentration auch in diesem Falle (Argon) kaum größer als $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ist. Nach Richter⁴ herrscht somit auch bei Verwendung von Argon als Trägergas keine Verteilung der Energiezustände nach Boltzmann.

Betrachtet man die nach den angegebenen Verfahren bestimmten Temperaturen – bei einem Gasdruck von 11 Torr und einer elektrischen Leistung von 75 Watt – zusammengefaßt

$$\begin{aligned} T_{\text{rot}}(\text{N}_2) &: 2500 \text{ K}; T_{\text{rot}}(\text{N}_2^+) &: 1190 \text{ K} \\ T_v(\text{N}_2) &: 3000 \text{ K}; T_v(\text{N}_2^+) &: 9300 \text{ K} \\ T_a(\text{Cu-I}) &: 2560 \text{ K}; T_a(\text{Ar-II}) &: 30000 \text{ K} \\ T_a(\text{Ar-I}) &: 3000 \text{ K} \end{aligned}$$

so erkennt man deutlich, daß die Temperaturen, die von Linien neutraler Atome bzw. Molekülen indiziert wurden, nur geringfügig voneinander abweichen, während die Temperaturen, die von Ionenlinien bzw. Linien ionisierter Moleküle indiziert wurden, deutlich voneinander und von den erstenen verschieden sind. Ebenfalls zeigen erstere kaum eine Beeinflussung durch die Entladungsparameter, während letztere stark beeinflußt werden.

Bei allen oben angeführten Temperaturbestimmungen (T_a , T_v , T_{rot}) wurden jeweils bei einem Leistungs-Druckpaar (75 W, 11 Torr) 8 identische Experimente durchgeführt, die Schwärzung der zur Temperaturberechnung erforderlichen Linien bestimmt und damit die Standardabweichung berechnet (etwa 2%). In allen anderen Fällen wurden aus 3 Messungen die Mittelwerte gebildet und damit die Temperatur bestimmt. Bei Berechnung des Meßfeh-

lers mit Hilfe von

$$\Delta T/T = \Delta I/I \cdot k T / \Delta E, \quad (8)$$

wobei $\Delta I = 2\%$ und ΔE den jeweils betrachteten Energieabschnitt bedeutet, ergeben sich nur geringe Fehler in der Größenordnung von etwa 1%. Bedenkt man aber, daß die der Literatur entnommenen Übergangswahrscheinlichkeiten bzw. Oszillatorenstärken mindestens mit einem Unsicherheitsfaktor in der Größenordnung 5–10% behaftet sind, so ergibt sich daraus ein weit größerer Fehler. Dies bedeutet aber, daß die Temperaturen, die von Linien neutraler Atome bzw. Moleküle indiziert werden, die ja nur geringfügig voneinander abweichen, nicht mehr getrennt werden können, sondern alle in den Größenordnungsbereich 3000 K fallen.

Zur Erklärung muß man sich die wesentlichen Eigenschaften der Entladungslampe ins Gedächtnis zurückrufen: Typisch für die untersuchte Glimmentladungslampe nach Grimm ist der geringe Abstand zwischen Kathode und Anode von etwa 0,2 mm; hier können Elektronen weder ionisierend noch anregend wirken. Die gesamte Leuchterscheinung (negatives Glimmlight) wird daher in den Raum innerhalb der Anodenwände gedrängt (behinderte Entladung). Die Elektronen werden im Kathodenfall stark beschleunigt – der Kathodenfall ist anomal und kann sehr groß gemacht werden (in unserem Fall bis zu 2000 V) – und ionisieren sowohl Trägergasatome als auch Materialatome. Die dabei entstehenden Ionen werden im Feld zur Kathode hingezogen. In Kathodennähe befindet sich demzufolge eine große Konzentration von positiven Ionen (Raumladung!). In diesem Gebiet spielen Kathodenfall und freie Weglänge eine beherrschende Rolle. Ein empfindlicheres Reagieren der von Ionen indizierten Temperaturen auf Plasmaparameteränderung wird so verständlich werden.

Die deutlich voneinander unterschiedenen Temperaturen, die sich ergeben, wenn Ionen als Indikatoren verwendet werden, lassen sich damit erklären, daß die Ionen Feldkräften unterliegen und die neutralen Atome nicht. Die beobachteten Temperaturen (T_{rot} , T_v und T_a) sind daher höchstwahrscheinlich verschiedenen Schichten der Plasmasäule zuzuordnen, wobei die höchsten Temperaturen aus einem Gebiet nahe des Kathodenfalles kommen. Die Rotationstemperatur, die sich, wie erwähnt, sehr schnell einstellt, wird dabei aus einem kathodenfernen Gebiet indiziert, in dem die Temperaturen entspre-

chend niedrig sind. Im Plasma herrscht wahrscheinlich Stoßionisation und Photorekombination vor. Eine Rekombination mittels Dreierstoß spielt wahrscheinlich keine Rolle, da nur etwa alle 10^{-6} sec ein Stoß erfolgt, so daß die angeregten Atome bzw. Ionen genügend Zeit haben, um ein Strahlungsquant auszusenden. Für Stoßionisation und Photorekombination gilt die von Elwert¹⁶ angeführte Coronageleichung

$$\frac{n_e}{N_0} = \frac{3^{3/2}}{16 \alpha^3} \frac{\xi_n}{n} \frac{E_{\text{I},\text{H}}^2}{E_{\text{I}}^3} \frac{kT}{g} \exp \left(\frac{-E_{\text{I}}}{kT} \right), \quad (9)$$

wobei α = Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante, ξ_n = Zahl der Valenzelektronen, n = Quantenzahl der Valenzbahn, $E_{\text{I},\text{H}}$ = Ionisierungsenergie des Wasser-

stoffes, g = Konstante, E_{I} = Ionisierungsenergie des Argons ist. Setzt man in obige Gleichung die bereits ermittelte Elektronenkonzentration ein, so ergibt sich mit $n_0 = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (abgeschätzt mit $T_g = 2500 \text{ K}$, $p = 11 \text{ Torr}$) eine Temperatur von etwa 30 000 K. Dies ist also ein Wert, der dem oben ermittelten $T_a(\text{Ar-II})$ -Wert entspricht.

Die experimentellen Arbeiten wurden im Institut für Spektrochemie und angewandte Spektroskopie, Dortmund (BRD), durchgeführt. Für die Ermöglichung dieser Arbeit und für anregende Diskussionen gilt mein besonderer Dank Herrn Prof. Dr. H. Kaiser und Herrn Dr. K. Laqua. Für die große Hilfe bei der Auswertung der Spektren danke ich vielmals Herrn S. El Alfy.

- ¹ W. Grimm, Spectrochim. Acta **23 B**, 443 [1968].
- ² P. W. J. M. Boumans, Anal. Chemistry **44**, 1219 [1972].
- ³ S. Flügge, Hdb. Phys. Bd. XXII, Springer-Verlag (1956).
- ⁴ J. Richter, Z. Astrophys. **61**, 57 [1965].
- ⁵ H. R. Griem, Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill Book Com. (1965).
- ⁶ C. R. Vidal, Z. Naturforsch. **19 a**, 947 [1964].
- ⁷ G. Herzberg, Spectra of Diatomic Molecules, D. Van Nostrand Comp., Amsterdam 1950.
- ⁸ R. Bleekrode, W. van Benthem, J. Appl. Phys. **40**, 5274 [1969].
- ⁹ P. A. Büger u. S. El Alfy, Z. Naturforsch., eingereicht.
- ¹⁰ S. El Alfy, K. Laqua u. H. Massman, Z. anal. Chem. **263**, 1 [1973].
- ¹¹ D. Coster, F. Brons, and A. v. d. Ziel, Z. Phys. **84**, 304 [1933].
- ¹² D. Coster and F. Brons, Z. Phys. **73**, 747 [1932].
- ¹³ W. Benesch, J. T. Vanderslice, S. G. Tilford, and P. G. Wilkinson, Astrophys. J. **144**, 408 [1966].
- ¹⁴ Ch. Corliss and W. R. Bozman, Experimental Transition Probabilities for Spectral Lines of Seventy Elements, National Bureau of Standards **1952**, 467.
- ¹⁵ H. N. Olsen, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **3**, 59 [1963].
- ¹⁶ G. Elwert, Z. Naturforsch. **7 a**, 432 [1952].