

Über das nichtthermische Gleichgewicht in einer Helium-Hohlkathodenentladung

G. SCHMID *

Institut für Physikalische Chemie der Technischen Universität München, Deutschland

(Z. Naturforsch. 26 a, 1901—1908 [1971]; eingegangen am 30. April 1971)

The non-thermal plasma in a helium hollow cathode discharge is analysed by means of experiments and theory. The population densities of excited levels are calculated by a system of equations, including the different processes which occur in the plasma. A detailed examination of the mechanism of excitation and deexcitation follows. From this, a refined method is developed for the determination of the electron temperature by the intensity of a helium line.

A. Einführung

Die Plasmazusammensetzung eines thermischen Plasmas ist festgelegt durch seine für Elektronen und Atome gleiche Temperatur T und die Elektrodendichte und läßt sich aus der Saha-Boltzmann-Gleichung berechnen. In einem nichtthermischen Plasma (NLTG-Plasma) läßt sich die Zusammensetzung berechnen, wenn alle im Plasma auftretenden Einzelprozesse (Stöße, Lichtemission etc.) berücksichtigt werden. Bezeichnet man die Teilchendichte eines bestimmten Atomzustandes i mit n_i , so gilt in einem NLTG-Plasma für die zeitliche Änderung von n_i

$$dn_i/dt = \sum A_i^+ - \sum A_i^-, \quad i = 1, 2, 3, \dots, p, \quad (1)$$

wobei $\sum A_i^+$ die Summe aller Prozesse ist, die zu einer Besetzung von i führen, und $\sum A_i^-$ die Summe aller Prozesse, die eine Abregung von i bewirken. Befriedigende Lösungen für das Gleichungssystem (1) sind derzeit nur für H und He möglich, sowie für wasserstoffähnliche Ionen, Erdalkalien und deren Ionen. Für alle anderen Elemente sind nicht ausreichend viele Reaktionsquerschnitte und Übergangswahrscheinlichkeiten bekannt.

Das Gleichungssystem (1) wurde hauptsächlich von DRAWIN^{1,2} eingehend behandelt; es gilt für den homogenen Fall, bei dem Diffusionseinflüsse nicht vorkommen. In der vorliegenden Arbeit wurde versucht, dieses System auf ein bestimmtes Plasma, das negative Glimmlicht einer Hohlkathoden-Entladung, anzuwenden und seine Lösungen experimentell zu bestätigen.

B. Experimentelles

Die Hohlkathode (HK) besteht aus einem wassergekühlten Wolframrohr (8 mm ϕ , 50 mm lang). Als Anode dient das Vakuumgefäß, ein Messingzylinder. Die Hohlkathodenlampe wird mit He-Spülung betrieben, bei einer Betriebsstromstärke von 50–100 mA und Drücken von 0,5 bis 10 Torr.

Die Beobachtung des negativen Glimmlichts erfolgte mit einem Zeiß-Spektrographen Q 55. Die Intensitätsmessungen an den Linien wurden hierbei photoelektrisch vorgenommen. Das Plasma wurde mit einer Köhlerschen Zwischenabbildung in den Kollimator abgebildet. Zur Eichung des Photomultipliers (SEV) wurde eine Kohlenbogenlampe verwendet. Für die Emission des positiven Kraters des Kohlebogens wurden Werte von NULL und LOZIER³ benutzt. Durch Integration der Linienprofile war es somit möglich, Absolutintensitäten von Linien zu erhalten. Die Besetzungsdichten der angeregten He-Niveaus wurden aus den Absolutintensitäten der entsprechenden Spektrallinien berechnet.

Zur Messung von Elektronentemperatur und -dichte im Plasma wurde eine elektrische Doppelsonde eingesetzt⁴. Jede Sonde besteht aus einem 0,1 mm starken Wolframdraht, der in ein Glasrohr eingeschmolzen ist. Die Einschmelzstelle wurde mit einem konischen Schutzrohr aus Glas mit einem Innendurchmesser von 0,4 mm versehen. Dieses Schutzrohr verhindert eine undefinierte Vergrößerung der Sondenoberfläche bei längerer Betriebsdauer. Die Aufnahme der Doppelsondenkennlinien erfolgte kontinuierlich; an die Sonden wurde hierbei eine sich mit der Zeia linear ändernde Spannung gelegt und der Sondenstrom mittels Schreiber aufgezeichnet.

Die Gastemperatur T_g im negativen Glimmlicht konnte aus Messungen von SETZ⁵ sowie aus dem Ionensättigungsstrom einer Einzelsondenkennlinie abgeschätzt werden. Die Fehlergrenze ist relativ groß. Wie aber

Sonderdruckanforderungen an Institut für Physikalische Chemie der TU München.

* Auszug aus der von der Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Universität München genehmigten Dissertation „Über das nichtthermische Gleichgewicht in einer Helium-Hohlkathodenentladung“ des Dipl.-Phys. GÜNTER SCHMID. Tag der Promotion: 3. 2. 1970.

¹ H. W. DRAWIN, Z. Naturforsch. 19 a, 1451 [1964].

² H. W. DRAWIN, Report EUR-CEA-FC-453 [1967].

³ M. R. NULL u. W. W. LOZIER, J. Opt. Soc. Amer. 52, 1156 [1962].

⁴ W. LOCHTE-HOLTGREVEN, Plasma Diagnostics 1968, S. 668 f.

⁵ W. SETZ, Dissertation, TU München 1968.

später gezeigt werden wird, verfälscht ein Fehler in der Gasttemperaturmessung die berechneten Besetzungsdichten nur unwesentlich.

Die Messung der Besetzungsdichten sowie deren spätere Berechnung wurde für einen Druck durchgeführt (5,8 Torr), bei dem — wie später gezeigt werden wird — der Einfluß der Bildung von He_2^+ -Molekülen auf das Besetzungsgleichgewicht von Bedeutung ist.

Es wurden folgende *Meßergebnisse* erzielt:

Negatives Glimmlicht einer Hohlkathodenentladung

$$U_{\text{HK}} = 480 \text{ V}, \quad I_{\text{HK}} = 72 \text{ mA}, \quad p_{\text{HK}} = 5,8 \text{ Torr},$$

$$T_e = 3,5 \cdot 10^4 \text{ °K},$$

$$T_g = (2,2 \pm 0,5) \cdot 10^3 \text{ °K},$$

$$n_e = n_+ = 3,8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3};$$

gemessene Besetzungsdichten verschiedener He-Niveaus zeigt Tab. 1.

Tab. 1. Spektroskopisch bestimmte Besetzungsdichten einiger He-Terme im HK-Plasma und die zu ihrer Bestimmung benutzten Spektrallinien.

Niveau	Linie [Å]	Besetzungsdichte [$\times 10^7 \text{ cm}^{-3}$]
3 ¹ D	6678	16.00
4 ¹ D	4921	1.71
5 ¹ D	4388	0.478
6 ¹ D	4144	0.165
7 ¹ D	4009	0.080
3 ³ D	5875	24.00
4 ³ D	4471	3.07
5 ³ D	4026	0.91
6 ³ D	3820	0.307
7 ³ D	3705	0.107
3 ¹ P	5016	12.78
4 ¹ P	3964	1.30
3 ³ P	3889	6.57
4 ¹ S	5048	0.65
4 ³ S	4713	0.557
5 ³ S	4121	0.169

C. Berechnung der Plasmazusammensetzung

In einem stationären NLTG-Plasma, wie man es in der HK-Entladung vorfindet, bleiben alle Reaktionsraten konstant, oder mit anderen Worten, die Änderung der Teilchenkonzentration ist gleich Null. Gleichung (1) wird zu

$$dn_i/dt = \Sigma A_i^+ - \Sigma A_i^- = 0; \quad i = 1, 2, 3, \dots, p. \quad (2)$$

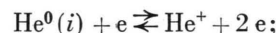
Ein stationäres Plasma wird also durch ein lineares Gleichungssystem beschrieben. DRAWIN² hat es unternommen, Gleichungssystem (2) für ein quasi unendlich ausgedehntes Plasma zu berechnen. Im fol-

genden wurden im wesentlichen die von ihm für He zusammengestellten Daten⁶ verwendet.

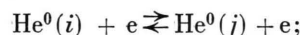
Die Teilchendichte der Partikel im Grundzustand sowie die Teilchendichten der geladenen Partikel sind im wesentlichen durch die Randbedingungen sowie durch Diffusionsprozesse bestimmt. Mathematisch bedeutet dies, daß man die Dichten $n(\text{He } 1^1\text{S})$ und $n_+ = n_e$ aus einem Differentialgleichungssystem zu bestimmen hat, das die Diffusionsströme enthält. Man kann jedoch zeigen, daß die Auswertung eines derartigen Systems umgangen werden kann, wenn man die Dichten $n(\text{He } 1^1\text{S})$ und n_+ als unabhängige Parameter einführt⁷⁻⁹ und im Gleichungssystem (2) die Gleichung für den Grundzustand fortläßt. Kennt man noch T_e , T_g und $f(v_e)$, so ergibt sich somit ein System von $2p$ Gleichungen mit $2p$ Unbekannten, nämlich den Besetzungsdichten der $2p$ angeregten Zustände im Singulett- und Triplett-System. p ist die Hauptquantenzahl des höchsten in die Rechnung eingehenden Terms. Eine ähnliche Methode wurde kürzlich für Wasserstoff angewandt¹⁰.

Eine Lösung des Systems (2) ist dann möglich, wenn alle Prozesse A_i^+ und A_i^- berücksichtigt werden, die bei der Besetzung eine Rolle spielen. In der vorliegenden Arbeit wurden folgende Einzelprozesse in die Rechnung einbezogen:

a) Ionisation durch Elektronenstoß bzw. Dreierstoßrekombination



b) Elektronenstoßanregung aus einem Niveau i in ein Niveau j bzw. der umgekehrte Prozeß, die Stoßabregung



c) Spontane Emission eines Lichtquants



d) Zweierstoßrekombination



e) Elektronenstoßanregung aus einem Singulett-Term in einen Triplett-Term und der inverse Prozeß



f) Anregungsübertragung durch He-Atome im Grundzustand. $[\text{He}(i\text{D})]$ bedeutet hierbei ein He-

⁶ H. W. DRAWIN, Report EUR-CEA-FC-383 [1967].

⁷ H. W. DRAWIN, M. FUMELLI u. G. WESTE, Z. Naturforsch. **20 a**, 184 [1965].

⁸ H. W. DRAWIN, Z. Phys. **186**, 99 [1965].

⁹ H. W. DRAWIN u. H. EMARD, Z. Phys. **243**, 326 [1971].

¹⁰ H. W. DRAWIN, Physics Letters **34 A**, 151 [1971].

Atom auf einem D-Term mit der Hauptquantenzahl i , entsprechend $\text{He}(iF)$ ein He-Atom auf einem F-Term mit der Hauptquantenzahl i .



Außerdem wurden folgende Prozesse einzeln in die Rechnung einbezogen, deren Einfluß auf die Besetzungsdichte zunächst nicht eindeutig, bzw. deren Wirkungsquerschnitt unbekannt oder zweifelhaft ist:

g) Diffusion metastabiler Atome bzw. deren Zerstörung durch Stoß mit einem zweiten metastabilen Atom;

h) Reabsorption von Spektrallinien;

k) Bildung von He_2^+ -Molekülen.

Experimentelle und theoretische Werte der meisten Reaktionskoeffizienten (z. B. Ionisationskoeffizienten, Rekombinationskoeffizienten, Oszillatorenstärken usw.) wurden von DRAWIN^{2,6} übernommen.

Es ergibt sich ein System von $2p$ Gleichungen mit $2p$ Unbekannten, nämlich den Besetzungsdichten von $2p$ angeregten Zuständen im Singulett- bzw. Triplettssystem. p ist die Hauptquantenzahl des höchsten in die Rechnung einbezogenen Niveaus und ist im Prinzip durch das höchste gebundene Niveau bestimmt. Es ist aber bekannt, daß ab etwa $p = 15$ bis 20 die Besetzungsdichten, bezogen auf die Elektronen des Kontinuums, stets nach der Saha-Gleichung berechenbar sind. Außerdem zeigt die Rechnung, daß bei größeren Werten von p die Besetzungsdichten der unteren Niveaus, die ja spektroskopisch interessant sind, sich nicht mehr ändern. Vorliegende Berechnungen wurden mit $p = 20$ durchgeführt.

Bei allen Wechselwirkungen im Plasma, an denen ein He-Atom im Grundzustand beteiligt ist, geht die Teilchendichte des Grundzustandes in das Gleichungssystem (2) ein, d. h. es ergibt sich ein System von gekoppelten Gleichungen. Wie bereits erwähnt, ist aber die Teilchendichte des Grundzustandes durch die Wechselwirkung mit der Umgebung bestimmt, das heißt, der Grundzustand ist vom System der angeregten Zustände „entkoppelt“, allein bestimmt durch Druck und Temperatur. Das Gleichungssystem wird linear. Daher kann die Anregungsrate aus dem Grundzustand für ein bestimmtes Niveau zu den ebenfalls von den Teilchendichten unabhängigen Rekombinationsraten addiert werden; also sind alle Koeffizienten, in die die Teilchendichte des Grundzustandes eingeht, nur noch bestimmt durch die

„äußeren“ Parameter n_e , T_e , T_g und $f(v_e)$. Hierin besteht der wesentliche Unterschied zu Drawins Rechnungen, die für ein ausgedehntes wandwechselwirkungsfreies Plasma gelten.

Zur Lösung des Gleichungssystems (2) wurde ein Rechenprogramm erstellt (ALGOL), in dem alle eingehenden Parameter [T_e , T_g , n_e , n_0 , Elektronenverteilungsfunktion $f(v_e)$] variabel waren. Es konnten so die absoluten Besetzungsdichten der verschiedenen angeregten He-Terme berechnet werden. Durch Vergleich mit den experimentell ermittelten Werten sind nun Schlüsse auf die Elektronenverteilungsfunktion, die Elektronentemperatur, sowie auf verschiedene Prozesse, deren Wirkungsquerschnitte nicht genau bekannt sind, möglich.

D. Plasmaeigenschaften einer Hohlkathodenentladung

Elektronenverteilungsfunktion

Die Elektronenverteilungsfunktion in einem NLTG-Plasma läßt sich durch Messungen mit elektrischen Sonden bestimmen, und zwar aus der zweiten Ableitung des Sondenstroms nach dem Sondenpotential einer Einzelsonde³. In dieser Arbeit wurde die zweite Ableitung graphisch aus der Kennlinie einer Einzelsonde bestimmt. Diese Methode der graphischen Differentiation ist naturgemäß mit großen Fehlern behaftet. Trotzdem zeigte sich, daß der qualitative Verlauf der zweiten Ableitung des Sondenstroms mit dem Verlauf einer Maxwell-Verteilung übereinstimmt. Häufig wird versucht, die Elektronenverteilungsfunktion mit Hilfe einer elektronischen Differentiation zu bestimmen, aber auch hier ist die erhaltene Information begrenzt¹¹ und die Resultate sind nur qualitativ wertvoll.

Berechnet man aus Gleichungssystem (2) die Besetzungsdichten der He-Terme, so zeigt sich, daß nur bei Maxwell-Verteilung der Elektronen ein den experimentellen Werten vergleichbares Ergebnis auftritt. Bei einer Druyvestein-Verteilung läge die Besetzung der Singulett-Zustände über derjenigen für das Triplett-System, außerdem wären alle Zustände gegenüber den tatsächlichen Werten stark überbesetzt. Man kann also das Vorliegen einer Druyvestein-Verteilung der Elektronen in der untersuchten HK-Entladung ausschließen.

¹¹ R. BOYD u. N. TWIDDY, Proc. Roy. Soc. London A **250**, 53 [1959].

Optische Dicke von Spektrallinien

Die relativ hohe Besetzung des He-Grundzustandes ($>10^{16} \text{ cm}^{-3}$) läßt erwarten, daß zumindest die ersten Serienglieder der Resonanzlinien optisch dick sind. Diese Linien liegen im kurzwelligen Vakuum-UV, können also mit den hier verwendeten spektroskopischen Geräten nicht beobachtet werden. Der Einfluß der Reabsorption kann rechnerisch erfaßt werden, indem man die Übergangswahrscheinlichkeiten mit einem Korrekturfaktor k versieht (z. B. $k=0$ entspricht vollständiger Reabsorption). Durch Variation von k kann ein Plasma beliebiger optischer Dicke simuliert werden. Für den Fall optisch dünner Resonanzlinien (Abb. 1) ergäbe sich eine sehr starke Unterbesetzung des Singulett-

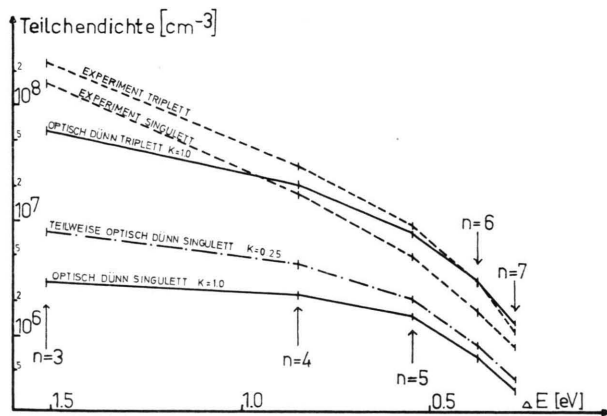


Abb. 1. Einfluß der optischen Dicke der Resonanzlinien auf die Besetzungsdichten der D-Terme ($T_e = 3,5 \times 10^4 \text{ °K}$, $T_g = 2,2 \times 10^3 \text{ °K}$, $n_e = 3,8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$).

Systems bei niedrigen Hauptquantenzahlen [z. B. $n(3^3D) \approx 20 n(3^1D)$]. Auch bei $k=0,25$ in den Übergangswahrscheinlichkeiten der Resonanzlinien ergibt sich noch eine starke Unterbesetzung des Singulett-Systems (Abb. 1). Ebenfalls ein falsches Bild ergibt sich, wenn man nur einige der Resonanzlinien als optisch dick annimmt.

Aus den Ergebnissen des Rechenprogramms im Vergleich zu den spektroskopischen Messungen kann also geschlossen werden, daß die Resonanzlinien in der HK-Entladung bei einem Druck von 5,8 Torr vollständig optisch dick sind (Abb. 1), während alle anderen Linien optisch dünn sind (die 3889 Å-Linie zeigt eine geringe Reabsorption, die aber die Be-

setzungsichte der übrigen Niveaus nicht merkbar beeinflusst). Man sieht auch (Abb. 1), daß die höheren Niveaus (ab etwa $n=5$) kaum mehr durch spontane Abregung beeinflusst werden.

Bildung von He_2^+ -Molekülen

Die Bildung von He_2^+ -Molekülen durch Stoß eines angeregten He-Atoms mit einem He-Atom im Grundzustand erfolgt nach der Gleichung



Dieser Prozeß, der bei Berechnungen an He bisher kaum berücksichtigt wurde, kann bei höheren Drucken ein wesentlicher Entvölkerungsmechanismus für alle Niveaus $n \geq 3$ sein, während Niveaus mit der Hauptquantenzahl 2 energetisch nicht ausreichen, He_2^+ -Moleküle zu bilden (Bindungsenergie 2,4 eV). Der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß nach Gl. (3) wurde mehrfach untersucht¹²⁻¹⁴. Von TETER et al.¹⁴ wurde ein mittlerer Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{He}_2^+} \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ für den Prozeß (3) gefunden. Ebenso wie STAFFORD¹³ fanden sie, daß $\sigma_{\text{He}_2^+}$ nicht von der Hauptquantenzahl abhängt, während HORNBECK und MOLNAR¹² annehmen, daß sich $\sigma_{\text{He}_2^+}$ stark mit der Hauptquantenzahl n vergrößert.

Untersucht man den Einfluß des Prozesses (3) auf die Besetzungsdichten im HK-Plasma, so zeigt sich, daß dieser Prozeß eine große Rolle spielt (Abb. 3). Aus den spektroskopisch gemessenen Besetzungsdichten errechnet sich mit Gleichungssystem (2) für den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{He}_2^+}$ ein Wert von $\sigma_{\text{He}_2^+} = 3 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$. In Übereinstimmung mit^{13, 14} findet man, daß dieser Wert unabhängig von der Hauptquantenzahl n ist, sowie gleich groß für Singulett- und Triplet-Terme. Gleichungssystem (2) ermöglicht also eine Bestimmung dieses wichtigen Wirkungsquerschnittes.

Eine Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\text{He}_2^+}$ von der Hauptquantenzahl¹² n würde zu einer mit n wachsenden theoretischen Unterbesetzung der höheren Terme gegenüber den experimentellen Werten führen.

Wird der Prozeß (3) bei Berechnungen an He-Termsystemen nicht berücksichtigt, so ergibt das besonders bei niedrigen Hauptquantenzahlen eine falsche Vorstellung von der Besetzung der Terme,

¹² J. A. HORNBECK u. J. P. MOLNAR, Phys. Rev. **84**, 621 [1951].

¹³ B. STAFFORD, J. DURHAM u. H. SCHLÜTER, J. Chem. Phys. **45**, 670 [1966].

¹⁴ M. P. TETER, F. E. NIELS u. W. W. ROBERTSON, J. Chem. Phys. **44**, 3018 [1966].

bzw. eine falsche Elektronentemperaturbestimmung aus Intensitätsmessungen an Linien (siehe unten). Der Einfluß des Prozesses (3) steigt mit wachsender Neutralteilchendichte und Gastemperatur.

Besetzung der Terme

Bisher wurden folgende Eigenschaften des HK-Plasmas festgestellt: Maxwell-Verteilung der Elektronen, optische Dicke aller Resonanzlinien, Bildung von He_2^+ -Molekülen im Plasma. Geht man mit diesen Voraussetzungen in das Gleichungssystem (2) ein, so errechnen sich folgende Besetzungsdichten für diverse He-Terme: Abb. 2 und Tab. 2. Im Vergleich dazu sind die experimentell ermittelten Werte aufgetragen. Wie man sieht, ergibt sich innerhalb der Meßgenauigkeit eine gute Übereinstimmung aller Werte.

Tab. 2. Vergleich von gemessenen und berechneten Besetzungsdichten im HK-Plasma ($T_e = 3,5 \times 10^4$ °K, $T_g = 2,2 \times 10^3$ °K, $n_e = 3,8 \times 10^{11}$ cm $^{-3}$).

Niveau	berechnete Besetzung [10 7 cm $^{-3}$]	gemessene Besetzung [10 7 cm $^{-3}$]
2 1 S	58100	—
2 1 P	13400	—
2 3 S	502000	—
2 3 P	10700	—
3 1 D	16.70	16.00
4 1 D	1.77	1.71
5 1 D	0.427	0.478
6 1 D	0.135	0.165
7 1 D	0.055	0.080
3 3 D	18.20	24.00
4 3 D	3.34	3.07
5 3 D	1.02	0.91
6 3 D	0.35	0.31
7 3 D	0.14	0.11
3 1 P	10.00	12.78
4 1 P	1.08	1.30
3 3 P	10.80	6.57
4 3 S	0.37	0.64
4 3 S	0.67	0.56
5 3 S	0.20	0.17

E. Besetzungsmechanismus und Elektronentemperatur

Es wird oft versucht, die Elektronentemperatur T_e aus der Intensität einer oder mehrerer Linien zu bestimmen¹⁵⁻¹⁷. Hierzu wird die Besetzung oder das Besetzungsverhältnis einer oder mehrerer Ni-

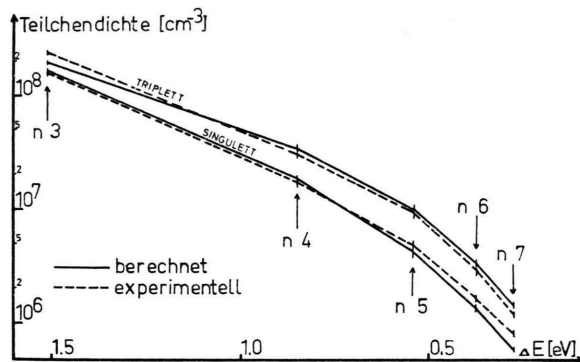


Abb. 2. Berechnete und gemessene Besetzung der D-Terme im Hohlkathodenplasma (alle Prozesse berücksichtigt; $T_e = 3,5 \times 10^4$ °K, $T_g = 2,2 \times 10^3$ °K, $n_e = 3,8 \times 10^{11}$ cm $^{-3}$).

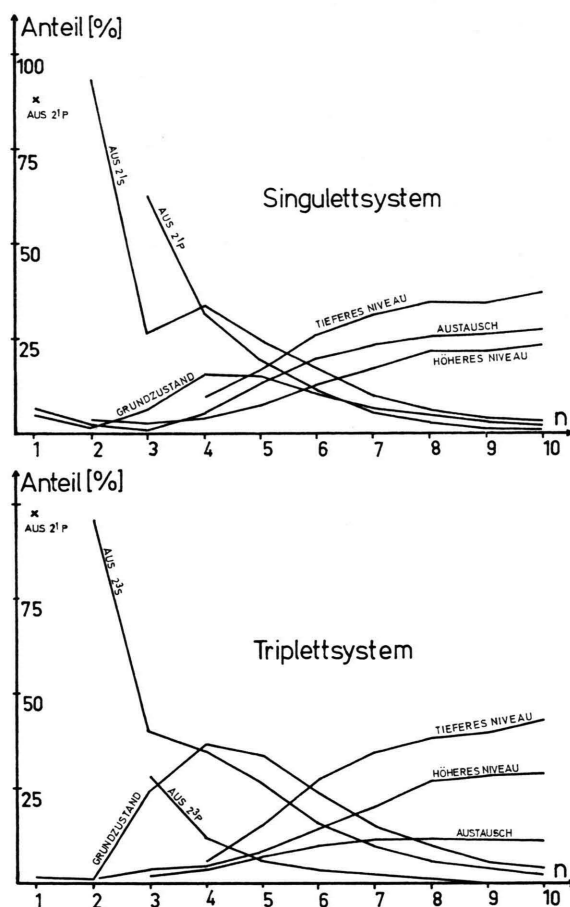


Abb. 3. Anteil verschiedener Prozesse an der Anregung einzelner Niveaus (n = Hauptquantenzahl, $n = 2$: 2S-Niveau, $n = 3$: 2P-Niveau; $T_e = 3,5 \times 10^4$ °K, $T_g = 2,2 \times 10^3$ °K, $n_e = 3,8 \times 10^{11}$ cm $^{-3}$).

¹⁵ W. D. RUSANOW, Methoden der Plasmadiagnostik, Akademie-Verlag, Berlin 1965, S. 124.

¹⁶ R. J. SOVIE, J. Quant. Rad. Spect. 1968, 833.

¹⁷ R. V. WILLIAMS u. S. KAUFMAN, Proc. Phys. Soc. London 75, 329 [1960].

veaus in Abhängigkeit von T_e berechnet. Dabei nimmt man an, daß nur wenige Prozesse für die An- oder Abregung eines bestimmten Niveaus von Bedeutung sind. Im folgenden soll untersucht werden, wie es zu der Besetzung der einzelnen Terme kommt, und welchen Einfluß dabei die verschiedenen bereits diskutierten Einzelprozesse auf diese Besetzung haben. Hieraus kann sodann eine verbesserte Methode zur Elektronentemperaturbestimmung aus Linienintensitäten entwickelt werden.

An- und Abregung

Eine interessante Größe bei der Abregung (Entvölkerung) eines Niveaus ist die spontane Abregung durch Emission von Photonen. Tabelle 3 zeigt die mittleren Lebensdauern τ^* für spontane Abregung, berechnet aus den Übergangswahrscheinlichkeiten. Hierbei ist berücksichtigt, daß die Resonanzlinien im Singulett-System optisch dick sind, ihre Übergangswahrscheinlichkeiten zu τ^* also keinen Beitrag liefern. Mit τ^* werden die mittleren Gesamtlebensdauern τ verschiedener Singulett- und Triplett-niveaus in der HK verglichen. Man erhält sie bei der Berechnung des Gleichungssystems (2) aus den reziproken Diagonalkoeffizienten der Matrix.

Der Anteil der spontanen Abregung an der Entvölkerung der Terme fällt sehr stark mit der Hauptquantenzahl; ab $n=5$ ist er praktisch ohne Bedeutung. Vernünftige Werte für Elektronentemperaturen aus Intensitätsmessungen sind also nur von Linien aus Niveaus mit den Hauptquantenzahlen 2, 3 oder 4 zu erwarten.

Abbildung 3 zeigt den prozentualen Anteil verschiedener Prozesse an der Abregung in Abhängig-

keit von der Hauptquantenzahl n ; die diversen Abregungsraten, hier nicht explizit angegeben, erhält man bei der Berechnung des Gleichungssystems (2) als Koeffizienten der Matrix. Die Absolutwerte für die gesamten Abregungen, d. h. für die Summe aller Abregungsraten für ein Niveau (Abregungsrate = Abregungsprozesse pro cm^3 und sec) sind in Tab. 3 angegeben. Hieraus lassen sich zusammen mit Abb. 2 die Abregungsraten für einzelne Prozesse bestimmen. Die gesamte Abregung ist in einem stationären Plasma gleich der Summe aller Anregungsraten.

Abbildung 4 zeigt den prozentualen Anteil verschiedener Prozesse an der Anregung der einzelnen Niveaus. In den Abb. 3 und 4 werden folgende Begriffe verwendet:

optisch:	Abregung durch Aussendung von Photonen; hierbei ist bereits über alle ausgesandten Wellenlängen summiert.
He_2^+ -Bildung:	Abregung durch Bildung von He_2^+ -Molekülen.
Energieaustausch:	Abregung oder Anregung durch Stoßübergang ins andere System (z. B. Singulett \rightarrow Triplett).
Höheres (tieferes) Niveau:	Anregung durch Elektronenstoß aus dem nächsthöheren (-tieferen) Niveau bzw. Stoßabregung ins nächsthöhere (-tiefere) Niveau.
Ionisation:	Abregung durch Elektronenstoß-ionisation.
Grundzustand:	Anregung durch Elektronenstoß aus dem Grundzustand.
2S-Niveau:	Anregung durch Elektronenstoß aus dem 2 ¹ S- bzw. 2 ³ S-Niveau.
2P-Niveau:	Anregung durch Elektronenstoß aus dem 2 ¹ P- bzw. 2 ³ S-Niveau.

Tab. 3. Gesamtlebensdauern τ , optische Lebensdauern τ^* und Abregungsraten für verschiedene He-Terme ($4,13^{17} \triangleq 4,3 \cdot 10^{17}$).

Niveau	Singulett-System			Triplett-System		
	Abregungs- raten [$\text{cm}^{-3}\text{sec}^{-1}$]	τ [10^{-7} sec]	τ^* [10^{-7} sec]	Abregungs- raten [$\text{cm}^{-3}\text{sec}^{-1}$]	τ [10^{-7} sec]	τ^* [10^{-7} sec]
1	4.3 ¹⁷	17.800	—	1.5 ¹⁸	43.600	—
2	4.3 ¹⁷	4.100	5.220	1.5 ¹⁸	0.962	0.980
3	2.9 ¹⁶	0.142	0.236	3.3 ¹⁶	0.136	0.215
4	4.2 ¹⁵	0.190	0.604	7.6 ¹⁵	0.196	0.552
5	1.8 ¹⁵	0.163	1.400	3.9 ¹⁵	0.183	1.340
6	1.4 ¹⁵	0.100	2.900	3.0 ¹⁵	0.118	2.820
7	1.2 ¹⁵	0.064	5.560	2.8 ¹⁵	0.071	5.210
8	1.2 ¹⁵	0.038	9.710	2.9 ¹⁵	0.047	9.350
9	1.4 ¹⁵	0.024	16.100	3.4 ¹⁵	0.029	15.100
10	1.5 ¹⁵	0.016	25.900	3.8 ¹⁵	0.018	24.800

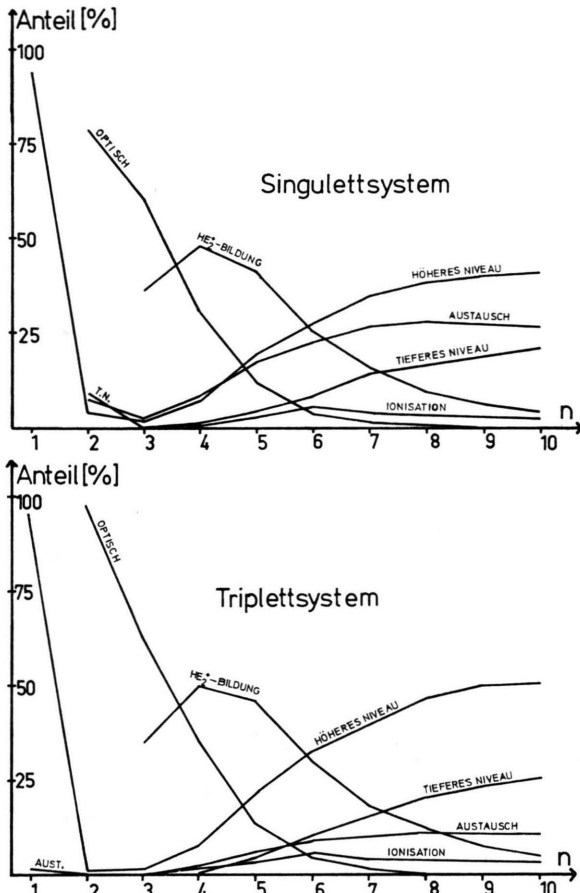


Abb. 4. Anteil verschiedener Prozesse an der Anregung ($T_e = 3,5 \times 10^4$ °K, $T_g = 2,2 \times 10^3$ °K, $n_e = 3,8 \times 10^{11}$ cm⁻³).

Wie man sieht, spielt bei höheren Drucken (hier: 5,8 Torr) die Bildung von He₂⁺-Molekülen bei der Besetzung der Terme in der HK eine große Rolle. Dieser Prozeß muß bei einer Temperaturbestimmung aus Intensitäten von Linien unbedingt berücksichtigt werden. Der Anteil der Ionisation an der Abregung ist gering. Bei höheren Termen haben Elektronenstoßan- und -abregungen in die benachbarten Niveaus eine große Bedeutung. Dies erklärt sich aus der Tatsache, daß die Energieunterschiede hier klein werden, das Maximum der Elektronenenergieverteilung also an die Maxima der Wirkungsquerschnitte für diese Prozesse heranrückt. Auch der Energieaustausch zwischen Singulett- und Triplettsystem, dessen Wirkungsquerschnitt ja mit n^4 ansteigt¹⁸, gewinnt für die höheren Terme an Bedeutung.

Es zeigt sich, daß in beiden Systemen, besonders bei Termen mit kleinen Hauptquantenzahlen, die

Anregung aus dem Grundzustand nur einen Teil der gesamten Anregung ausmacht. Ein wesentlicher Teil der Anregung erfolgt aus den metastabilen, sowie aus den 2 P-Niveaus. Dies läßt sich aus der Tatsache erklären, daß die Energiedifferenzen zu den höheren Termen bei diesen Niveaus klein sind, die Maxima der Wirkungsquerschnitte daher viel günstiger zur Elektronentemperatur liegen. Trotz der wesentlich kleineren Teilchendichten (Tab. 2) wird daher die Anregung aus diesen Niveaus gegenüber derjenigen aus dem Grundzustand bevorzugt.

Die Rekombinationsraten spielen wegen des geringen Ionisationsgrades in der HK keine Rolle. Sie sind für alle Niveaus um 5 bis 6 Zehnerpotenzen kleiner als diejenigen für die Anregung aus dem Grundzustand. Dies gilt sowohl für die Dreierstoß- als auch für die Photorekombination. Man sieht auch, daß praktisch alle erzeugten Ionen zum Stromtransport im Kathodenfall beitragen, da nur ca. ein Promille davon wieder im Plasma rekombinieren.

Elektronentemperaturmessung aus Linienintensitäten

Häufig wird zur Messung von T_e in einem NLTG-He-Plasma vorgeschlagen, das Verhältnis der Anregungsraten zweier He-Linien in Abhängigkeit von T_e zu berechnen und aus diesem und dem gemessenen Intensitätsverhältnis T_e zu ermitteln.

Bestimmt man mittels Gleichungssystem (2) das Intensitätsverhältnis von Singulett- und Triplettsystemen in Abhängigkeit von T_e , so zeigt sich, daß sich dieses relativ langsam mit T_e ändert, so daß innerhalb der Meßgenauigkeit nur eine ziemlich grobe Abschätzung von T_e möglich ist, selbst wenn man alle wirksamen Prozesse berücksichtigt. Hierauf haben bereits DRAWIN und HENNING¹⁰ hingewiesen. Dagegen variieren die Absolutbesetzungen der Terme sehr stark mit T_e . Es erscheint daher sinnvoll, eine Methode zu entwickeln, mit der T_e aus der Absolutintensität einer oder mehrerer Linien bestimmt werden kann:

Aus den Abb. 3, 4 ersieht man, daß besonders bei den Niveaus mit der Hauptquantenzahl $n=3$ noch relativ wenige Prozesse einen größeren Einfluß auf die Termbesetzung ausüben; so spielen z. B. für die Besetzung des 3¹D-Niveaus folgende Prozesse eine wesentliche Rolle: Abbildung 5.

¹⁸ R. G. FOWLER u. R. M. ST. JOHN, Phys. Rev. **122**, 1813 [1961].

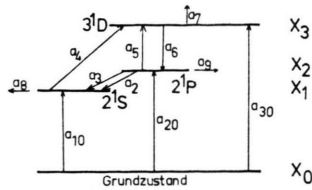


Abb. 5. Besetzung des 3¹D-Niveaus.

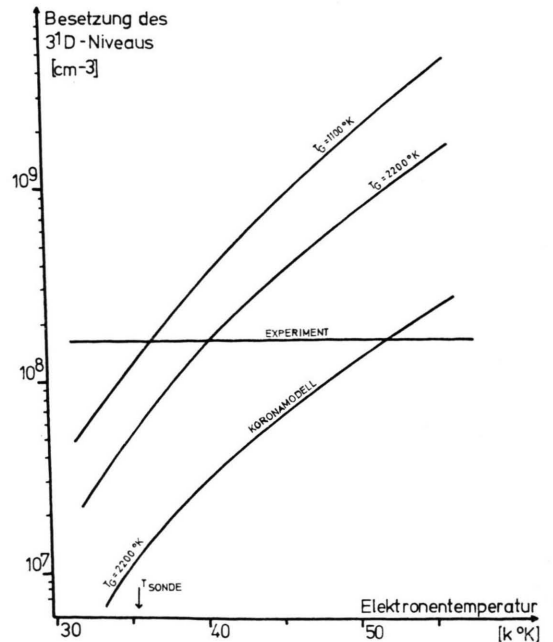
a_{10} , a_{20} , a_{30} sind die Anregungskoeffizienten aus dem Grundzustand in die Niveaus 1, 2, 3; a_3 , a_4 , a_5 sind Elektronenstoßanregungen; a_2 und a_6 sind optische Abregungen, a_7 ist der Koeffizient für die Bildung von He_2^+ -Molekülen, a_8 und a_9 die Energieaustauschkoeffizienten mit den entsprechenden Termen des Tripletsystems. Vernachlässigen kann man: Ionisation aus den 3 Niveaus, optische Übergänge $3 \rightarrow 1$, $4 \rightarrow 3$, Elektronenstoßabregungen, Elektronenstoßanregungen in höhere Niveaus. Alle diese Prozesse üben nur einen kleinen Einfluß auf die Besetzungsdichte aus.

Kennt man nun die Gasteilhendichte im Grundzustand (aus T_g) sowie die Elektronendichte, so ist es möglich, mit Hilfe von drei Gleichungen die Besetzung des Niveaus $n=3$ zu berechnen, für ein ganz bestimmtes T_e . Diese drei Gleichungen (für die Besetzung der drei miteinander gekoppelten Niveaus) lauten:

$$\begin{aligned} X_1(a_3 + a_4 + a_8) - X_2 a_2 &= a_{10} X_0, \\ -X_1 a_3 + X_2(a_2 + a_5 + a_9) - X_3 a_6 &= a_{20} X_0, \\ -X_1 a_4 - X_2 a_5 + X_3(a_6 + a_7) &= a_{30} X_0. \end{aligned} \quad (4)$$

X_1 , X_2 und X_3 sind die Teilchendichten der Niveaus 1, 2 und 3; X_0 ist die Teilchendichte des Grundzustandes.

Löst man (4) für verschiedene Werte von T_e nach X_3 auf, so erhält man die Besetzungsdichten in Abhängigkeit von T_e . Die Elektronentemperatur im Plasma wird durch den Punkt festgelegt, an dem die berechnete Besetzungsdichte des Niveaus 3¹D mit der spektroskopisch gemessenen übereinstimmt (siehe Abbildung 6).

Abb. 6. Spektroskopische T_e -Messung.

In Abb. 6 ist eine Berechnung der Teilchendichten nach dieser Methode in Abhängigkeit von T_e aufgetragen.

Eine Variation von T_g ändert die zu bestimmende Elektronentemperatur nur wenig. In Abb. 6 wurden berechnete Teilchendichten für $T_g = 1100^\circ\text{K}$ und $T_g = 2200^\circ\text{K}$ aufgetragen. Berechnet man dagegen die Teilchendichten nach dem Koronamodell, d. h. Stoßanregung aus dem Grundzustand und Strahlungsabregung, so erhält man Elektronentemperaturen, die um etwa 50% zu hoch liegen. Der durch Anwendung des Besetzungsmodells nach Abb. 5 erhaltene Wert für die Elektronentemperatur aus der Absolutintensität einer Linie (6678 Å) stimmt dagegen innerhalb der Fehlergrenzen gut mit dem durch elektrische Sonden bestimmten Wert überein. Diese Methode der T_e -Bestimmung ist sinnvoll für Plasmen, bei denen die Teilchendichte des Grundzustandes bestimmt werden kann, z. B. stationäre Plasmen mit kleinem Ionisationsgrad.

¹⁹ H. W. DRAWIN u. H. HENNING, Z. Naturforsch. **22a**, 587 [1967].