

*Institut für Plasmaphysik  
Assoziation EURATOM-KFA*

**Untersuchung der Eigenschaften einer  
Argon-Glimmentladung mit Titankathode  
mittels Langmuir-Sonde und Laser  
induzierter Fluoreszenz**

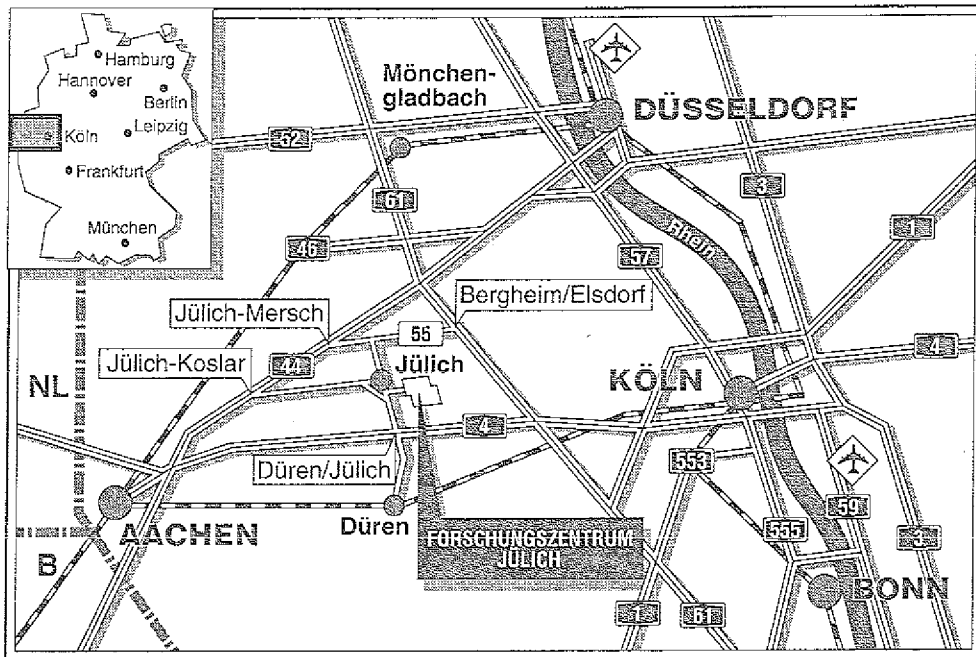
Vladimir Henrique Baggio Scheid

1998

1998

1998

1998



**Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2655**

ISSN 0366-0885

Institut für Plasmaphysik Jül-2655

Assoziation EURATOM-KFA

D294 (Diss. Universität Bochum)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

Postfach 1913 · D-5170 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Handwritten text, possibly bleed-through from the reverse side of the page. The text is mostly illegible due to fading and bleed-through.

Handwritten text, possibly bleed-through from the reverse side of the page. The text is mostly illegible due to fading and bleed-through.

Handwritten text, possibly bleed-through from the reverse side of the page. The text is mostly illegible due to fading and bleed-through.

**Untersuchung der Eigenschaften einer  
Argon-Glimmentladung mit Titankathode  
mittels Langmuir-Sonde und Laser  
induzierter Fluoreszenz**

Vladimir Henrique Baggio Scheid

Die in der vorliegenden Arbeit behandelte  
Thematik ist von großer Bedeutung für  
die Entwicklung der Wirtschaft und  
die Verbesserung der Lebensqualität.

Die vorliegende Arbeit ist ein Beitrag zur

Die vorliegende Arbeit ist ein Beitrag zur  
Entwicklung der Wirtschaft und der  
Verbesserung der Lebensqualität.  
Die in der vorliegenden Arbeit behandelte  
Thematik ist von großer Bedeutung für  
die Entwicklung der Wirtschaft und  
die Verbesserung der Lebensqualität.

## Abstract

In this work an abnormal Argon glow discharge with Titanium cathode has been investigated. The results presented are the measurements and calculations concerning the electron beam plasma in the negative glow.

Two diagnostics have been employed to determine the plasma parameters. A Langmuir probe has been used in the negative glow to measure the spatial distributions of the electron density, temperature and the plasma potential. Two electron groups were found, slow electrons with a temperature of 0.3 eV and density of  $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , and fast electrons with  $\sim 3.0 \text{ eV}$  and  $\sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$ . Under all operational conditions the plasma potential was almost constant within the negative glow and about 1.5 V positive with respect to the anode voltage. The electric field has been calculated from the potential profile. It is shown that, within the error of measurement, this electric field is equal to the ambipolar electric field, which has been calculated from the electron density and temperature profiles.

The density distribution of titanium atoms, ions and  $^3\text{P}_2$  metastable argon atoms has been measured by means of the laser induced fluorescence. The densities were absolutely calibrated using a carbon arc as a radiation standard. The spatial resolution was 1.5 mm in the axial direction and 3 mm in the radial direction.

In the range of operation a titanium density (Ti I) of about  $3.0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  has been found. From the population distribution of the titanium atoms in the ground state levels the temperature profile in the discharge axis has been determined. In the negative glow a nearly constant temperature of about 350 K has been found. Towards the cathode a temperature rise up to 410 K at 0.5 kV (0.2 mb) and up to 540 K at 2.1 kV (0.1 mb) has been observed.

A numerical calculation of the electron density distribution has been carried out. By solving the diffusion equation a lot of information concerning the beam electrons has been obtained. The position of the density maxima has been seen to depend on the amount of the low energy beam electrons. From the shape of the radial density profiles it turned out that the divergency of the beam electrons increased with the length of the cathode fall.

With the experimental density profiles several collisional rates have been evaluated and used in a numerical calculation of the axial profiles of the titanium atoms and  $^3\text{P}_2$  metastable argon atoms. A good agreement with the experimental profiles has been achieved in both cases.

... ..  
... ..  
... ..

... ..  
... ..  
... ..  
... ..

... ..  
... ..  
... ..  
... ..

... ..  
... ..  
... ..

... ..  
... ..  
... ..  
... ..

... ..  
... ..  
... ..  
... ..

... ..  
... ..  
... ..  
... ..

...

## Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die Glimmentladung	4
2.1	Strom- Spannungscharakteristik	4
2.2	Die Bereiche einer Glimmentladung	6
2.2.1	Der Kathodenfall	7
2.2.2	Das negative Glimmlicht	8
2.2.3	Der Faradaysche Dunkelraum	10
2.2.4	Die positive Säule	10
2.3	Literaturübersicht für den Kathodenbereich	11
3	Phänomenologische Theorie des Kathodenbereiches	14
3.1	Der Kathodenfall	14
3.2	Energieverteilung des Elektronenflusses (EVEF)	14
3.3	Die Selbsterhaltungsbedingung	16
3.4	Das negative Glimmlicht	17
3.4.1	Dichteverteilung	17
3.4.2	Das elektrische Feld	19
3.4.3	Die Ionisationsrate	19
4	Meßverfahren	21
4.1	Langmuir-Sonde	21
4.1.1	Betriebsbereich der Langmuir-Sonde	21
4.1.2	Ermittlung der Plasmaparameter	23
4.1.3	Iterationsschema	28
4.2	Laser induzierte Fluoreszenz (LIF)	29
4.2.1	Physikalische Grundlagen der LIF für ein Dreiniveausystem	29
4.2.2	Anwendung der LIF auf Ti und Ti <sup>+</sup>	31
4.2.3	Anwendung der LIF auf die metastabilen <sup>3</sup> P <sub>2</sub> Argonatome	32
4.2.4	Ermittlung des Photonenflusses	33
4.2.5	Absoluteichung der Teilchendichte	35
5	Experimenteller Aufbau	36
5.1	Das Vakuumsystem	36
5.2	Aufbau der Elektroden	36

5.3	Elektrische Steuerung der Glimmentladung	39
5.4	Das Langmuir-Sondensystem	40
5.4.1	Aufbau der Sonde	40
5.4.2	Anwendung der Sonde in der Glimmentladung	40
5.4.3	Steuerung der Sonde und Datenerfassung	41
5.5	Das Farbstofflasersystem	42
5.5.1	Elektrische Steuerung des Lasers	43
5.5.2	Wellenlängeneinstellung	43
5.5.3	Frequenzverdopplung	45
5.5.4	Beobachtungssystem und Datenerfassung	45
6	Experimentelle Ergebnisse	48
6.1	Charakterisierung der Entladung	48
6.1.1	Strom- Spannungscharakteristik	48
6.1.2	Die Invariantenparameter $J/p^2$ und $pd_c$	48
6.1.3	Einfluß der Kathodentemperatur	52
6.1.4	Einfluß des $O_2$ - und $H_2$ -Partialdruckes	55
6.2	Auswahl der Entladungsparameter	59
6.3	Ergebnisse der Sondenmessungen	62
6.3.1	Verteilung der Elektronentemperatur	62
6.3.2	Verteilung der Elektronendichte	63
6.3.3	Verteilung des Plasmapotentials und des E-Feldes	67
6.4	Ergebnisse der LIF-Messungen	68
6.4.1	Dichteverteilung von Titanatomen	68
6.4.2	Dichteverteilung von Titanionen	71
6.4.3	Temperaturverteilung von Titanatomen	71
6.4.4	Dichteverteilung von den metastabilen $^3P_2$ Argonatomen	75
7	Modellrechnung der Dichteprofile	79
7.1	Das numerische Verfahren	79
7.2	Modellrechnung der $n_e$ -Verteilung	81
7.2.1	Die Randbedingungen	82
7.2.2	Energieverteilung des Elektronenflusses (EVEF)	83
7.2.3	Anpassung der Neuerzeugungsverteilung	87
7.2.4	Die Verluste der Ladungsträger	90
7.2.5	Ergebnisse der $n_e$ -Verteilung	91

## Inhaltsverzeichnis

---

7.3	Modellrechnung der $n_{\text{Ti}^{+}}$ -Verteilung	96
7.3.1	Die Ionisationsrate	97
7.3.2	Die Verlustmechanismen	98
7.3.3	Ergebnisse der $n_{\text{Ti}^{+}}$ -Verteilung	99
7.4	Modellrechnung der $n_{\text{Ar}^{+}}$ -Verteilung	102
7.4.1	Bestimmung der Anregungsrate im Fallraum	103
7.4.2	Die Verlustmechanismen	108
7.4.3	Ergebnisse der $n_{\text{Ar}^{+}}$ -Verteilung	110
Anhang A		113
	Bestimmung der spektralen Strahlungsdichte	113
Anhang B		114
	Herleitung des Fluoreszenz- und Bogensignals	114
Anhang C		117
	Inelastische Wirkungsquerschnitte von Argon	117
Zusammenfassung		119
Literaturverzeichnis		124

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities. It emphasizes the need for transparency and accountability in financial reporting.

2. The second part of the document outlines the various methods and techniques used to collect and analyze data. It highlights the importance of using reliable sources and ensuring the accuracy of the information gathered.

3. The third part of the document provides a detailed overview of the results of the study. It includes a comparison of the findings with previous research and discusses the implications of the results for future research and practice.

The following table provides a summary of the key findings from the study. It shows the distribution of responses across different categories and highlights the most significant trends.

The data indicates that there is a strong correlation between the variables studied. This suggests that the factors being investigated are closely related and may have a significant impact on the outcomes.

## Einleitung

Die Vielfältigkeit der atomaren und molekularen Prozesse, die in einer Glimmentladung ablaufen, sowie die Sekundärelektronenemission und die Zerstäubung an der Kathodenoberfläche machen die Glimmentladung zu einer komplexen Einheit, deren Eigenschaften meistens nur in einigen wenigen Fällen quantitativ beschrieben werden können.

Wegen der so unterschiedlichen Parameter kann ein Meßverfahren meistens nur in einem Entladungsbereich angewandt werden und selbst da sind viele Diagnostiken erforderlich, um die wichtigsten Entladungsparameter zu ermitteln. Das gleiche gilt für die theoretischen Modelle.

In der letzten Zeit wurden im Kathodenfallraum von Edelgas-Entladungen die Ionen- und Elektronenkinetik mit Hilfe moderner Meßmethoden [1-3] und aufwendigen numerischen Verfahren [4-6] erfolgreich quantitativ beschrieben.

Eine verallgemeinernde Einarbeitung in das benachbarte negative Glimmlicht ist aufgrund der so verschiedenen Parameter in beiden Bereichen, wie z.B. der Feldstärke und der Teilchendichte sowie ihrer unterschiedlichen Geometrie, kaum unternommen worden. Ebenfalls ist der Transport der abgestäubten Metallatome und -ionen bisher wenig untersucht worden, obwohl dieser von großer Bedeutung für die Prozesse der Oberflächen- und Dünnschichttechnologie ist [7].

Diese Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung des Kathodenbereichs (vor allem des negativen Glimmlichts) einer abnormalen Argon Glimmentladung mit Titankathode mittels Langmuir-Sonde und Laser induzierter Fluoreszenz (LIF).

Titan als Kathodenmaterial wurde ausgewählt, da sowohl das neutrale als auch das einfach ionisierte Titanatom der Laser induzierten Fluoreszenzspektroskopie leicht zugänglich sind. Das Edelgas Argon wurde wegen seiner hohen Zerstäubungsausbeuten ausgewählt.

Eine erste Analyse der abgestäubten Titanatome und ihrer Ionen in einer Argon-Glimmentladung mittels Laser induzierter Fluoreszenz wurde von Koppmann [8] durchgeführt. Der überraschend hohe Ionisationsgrad der Titanatome ( $> 1\%$ ), sowie die erheblichen Abweichungen von einer Boltzmannverteilung in der Besetzungsdichte im Feinstrukturmultipllett des Grundzustandes des einfach ionisierten Titans, wiesen darauf hin, daß die Titanatome überwiegend durch Stöße mit metastabilen Argonatomen (die sog. Penningionisation) ionisiert werden könnten.

Anknüpfend an die Arbeit von Koppmann war das Ziel dieser Arbeit, möglichst vollständige Messungen der Entladungsparameter durchzuführen, um den Transport, die Erzeugungs- und Verlustprozesse der Titanionen quantitativ beschreiben zu können. Dazu wurden die Dichteverteilungen der Titanatome, -ionen sowie der Elektronen und der metastabilen  $^3P_2$  Argonatome gemessen.

Entscheidend für die Untersuchung einer Glimmentladung ist ihre Reproduzierbarkeit, die hauptsächlich durch die Wechselwirkung des Plasmas mit der Kathodenoberfläche bestimmt ist. Um reproduzierbare Bedingungen zu erreichen, muß die Kathodenoberfläche immer in denselben Zustand gebracht werden. Dies bedeutet eine möglichst gereinigte Titanoberfläche, die vom Reinheitsgrad des Arbeitsgases und von der Stromdichte abhängig ist. In diesem Zusammenhang ist der Einfluß des relativen Anteils von Sauerstoff auf die Entladungsparameter ausführlich untersucht worden [75]. Aus den gewonnenen Erkenntnissen wurden die notwendigen Maßnahmen für die Konditionierung der Kathodenoberfläche getroffen, mit denen die Entladungsparameter innerhalb einer Genauigkeit von 5% reproduziert wurden.

Im folgenden werden wir zunächst einige Grundlagen der Glimmentladung behandeln. Im Kapitel 2 werden die verschiedenen Entladungsbereiche und die wesentlichen Prozesse, die dort auftreten, beschrieben. Im Kapitel 3 wird auf die phänomenologische Theorie des Kathodenbereiches eingegangen. Dabei werden einige wichtige Punkte behandelt, wie z.B. die Energieverteilung des Elektronenflusses und die Selbsterhaltungsbedingung der Entladung, die später bei der Modellrechnung der Dichteprofile angewandt werden.

Die Grundlagen der Sonden- und der LIF-Messungen werden in Kapitel 4 behandelt, danach folgt in Kapitel 5 eine Beschreibung der Versuchsanordnung und der Erfassung der Meßdaten.

Im Kapitel 6 wird zunächst die Entladung durch eine detaillierte Analyse der makroskopischen Parameter charakterisiert. Anschließend werden die experimentellen Ergebnisse dargestellt und interpretiert.

Für die Berechnung der räumlichen Verteilung der Elektronendichte wird im letzten Kapitel die zweidimensionale Diffusionsgleichung unter realistischen Annahmen für die Randbedingungen und die Neuerzeugungsverteilung gelöst.

Schließlich werden die Erzeugungs- und Verlustraten von Titanionen und metastabilen Argonatomen unter Berücksichtigung der wichtigsten atomaren Prozesse aus den experimentellen Dichteprofilen berechnet und bei der numerischen Rechnung der räumlichen Verteilungen von

Titanionen und metastabilen Argonatomen verwendet.

Im Zusammenhang mit den Messungen werden die Ergebnisse dieser Rechnungen nicht nur die wichtigsten Fragen hinsichtlich des Transportes sowie der Erzeugungs- und der Verlustmechanismen der Titanionen beantworten, sondern es werden auch viele andere Rückschlüsse gewonnen, die zu einem besseren Verständnis der gesamten Entladung beitragen.

## 2 Die Glimmentladung

Die Glimmentladung ist eine selbständige Niederdruckgasentladung zwischen zwei Elektroden. Die Wechselwirkungen zwischen dem Plasma, den beiden Elektroden und der Wand bestimmen die Eigenschaften der Entladung, wie z.B. ihre Strom-Spannungscharakteristik. Das Plasma einer Glimmentladung ist inhomogen und besteht aus mehreren Bereichen mit verschiedenen Parametern. Die Teilchen befinden sich meistens nicht im thermodynamischen Gleichgewicht. Die Elektronen können häufig in mehrere Gruppen mit verschiedenen Temperaturen unterteilt werden. Zum besseren Verständnis werden im folgenden die verschiedenen Entladungsbereiche und die wesentlichen Prozesse, die dort auftreten, kurz beschrieben. Besondere Aufmerksamkeit wird dem Kathodenbereich gewidmet, da unsere Entladung nur aus dem Kathodenfall, dem negativen Glimmlicht und dem Faradayschen Dunkelraum besteht.

Ausführliche Beschreibungen der Glimmentladungen sind in vielen Standardwerken [9-12] zu finden.

### 2.1 Strom-Spannungscharakteristik

Die Strom-Spannungscharakteristiken der Gasentladungen haben einen ähnlichen Verlauf, wie er in Abb. 2.1 dargestellt ist.

Legt man an die Elektroden eine Spannung an, die größer als die Durchbruchspannung ist, so stellt sich eine selbständige Entladung ein. Wenn ein Elektron von der Kathodenoberfläche emittiert wird, wird es unter Einfluß des elektrischen Feldes in Richtung der Anode beschleunigt. Wenn es hinreichend Energie vom Feld gewinnt, kann es durch Stoß ein Gasatom anregen bzw. ionisieren. Nach einem solchen Stoß muß das Elektron wieder genügend Energie vom Feld gewinnen, um weitere inelastische Stöße zu ermöglichen. Bis zur Anode wird die Zahl der Elektronen um einen Faktor  $M$  erhöht, d.h.,  $(M - 1)$  neue Elektronen werden erzeugt. Wenn für die  $(M - 1)$  neu erzeugten Elektronen wieder  $\gamma$  Elektronen an der Kathodenoberfläche frei gesetzt werden, dann erhalten wir die folgende Bedingung für die Selbsterhaltung der Entladung:

$$\gamma (M - 1) = 1 \quad (2.1)$$

wobei  $\gamma$  der Emissionskoeffizient der Sekundärelektronen ist.

Unterhalb eines Stromes von  $10^{-5}$  A sind Raumladungen so gering, daß das elektrische Feld nur durch die angelegte Spannung und die Geometrie der Elektroden bestimmt wird. Zwischen  $10^{-11}$  A  $\leq I \leq 10^{-5}$  A bleibt die Spannung praktisch unverändert während der Variation des Stromes,

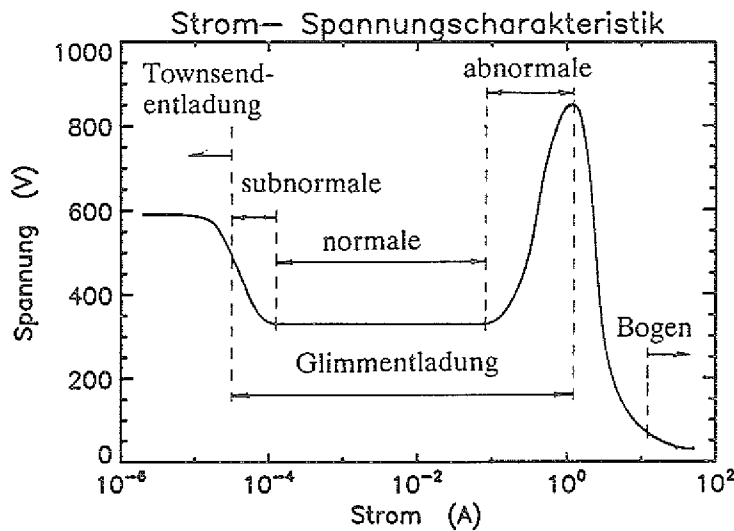


Abb. 2.1 Strom- Spannungscharakteristik einer Neon-Gasentladung bei einem Druck von 1 Torr in einem zylindrischen Gefäß mit planparallelen Elektroden von  $10 \text{ cm}^2$  Fläche (aus [10]).

dessen Regelung durch einen in Reihe mit den Elektroden gelegten Widerstand erfolgt. Diese Entladung wird als Townsend- bzw. als Dunkelentladung bezeichnet, weil sie sehr wenig Licht emittiert.

Eine Erhöhung des Stromes oberhalb  $10^{-5} \text{ A}$  ist mit einer Senkung der Entladungsspannung verbunden. Raumladungen entstehen, die das elektrische Feld entlang der Entladungsachse deformieren. Der Abfall der Spannung deutet darauf hin, daß in diesem neuen Zustand die Ionisationsprozesse effizienter bzw. die Verluste der Ladungsträger geringer geworden sind. Strom und Spannung sind nun auch durch die Entladung selbst geregelt. Diese Entladung, deren Eigenschaften hauptsächlich durch die Raumladungen bestimmt werden, wird als "Glimmentladung" bezeichnet.

In Abb. 2.1 sind die verschiedenen Bereiche der Strom- Spannungscharakteristik einer Neon-Glimmentladung gezeigt.

Die subnormale Glimmentladung ist durch den Abfall der Spannung mit steigendem Strom gekennzeichnet. Die normale Glimmentladung ist durch eine näherungsweise konstante Stromdichte  $J_n$  und Spannung  $V_n$  gekennzeichnet, während sich die Stromstärke über etwa drei Größenordnungen frei ändern kann. Dies ist möglich, da die Entladung auf eine Säule, deren Querschnitt nur einen Teil der Kathodenoberfläche bedeckt, beschränkt bleibt. Die Stromdichte bleibt dann konstant solange die Kathodenoberfläche nicht voll ausgenutzt wird. Bei noch höheren

Strömen geht die normale Entladung in eine abnormale Entladung über, bei der die Stromdichte und die Entladungsspannung mit wachsender Stromstärke steigt.

In dieser Arbeit werden wir uns mit der Untersuchung einer abnormalen Argon-Glimmentladung befassen.

## 2.2 Die Bereiche einer Glimmentladung

Neben vielen feinen Strukturen, die in einer Gleichstromglimmentladung auftreten, sind im wesentlichen vier Hauptbereiche zu erkennen (siehe Abb. 2.2): Der Kathodenfall, das negative Glimmlicht, der Faradaysche Dunkelraum und die positive Säule. In den nächsten Abschnitten werden alle diese Bereiche im einzelnen beschrieben.

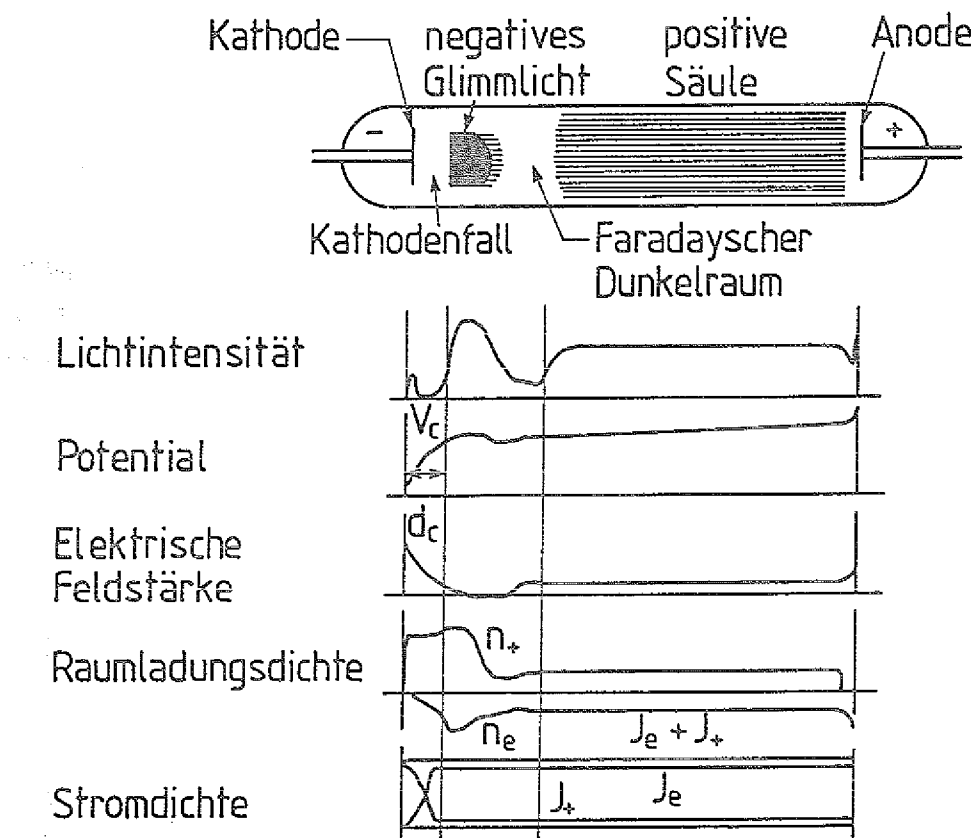


Abb. 2.2 Räumlicher Verlauf einer Neon-Glimmentladung bei einem Druck von 1 Torr in einem Rohr von 50 cm Länge (aus [13]).

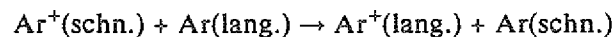
## 2.2.1 Der Kathodenfall

Der Kathodenfall ist der Entladungsbereich, in dem fast die ganze Spannung zwischen der Kathode und der Anode abfällt. Da der Kathodenfall einer der dunkelsten Bereiche der Entladung ist, wird auch der Name "Kathodendunkelraum" als Synonym verwendet. Im Kathodenfall finden die Hauptmechanismen für die Selbsterhaltung der Glimmentladung statt. Deswegen lassen sich die Eigenschaften dieses Raumes wenig von den anderen Entladungsbereichen beeinflussen.

Wegen der sehr niedrigen Elektronendichte im Kathodenfall aufgrund des hohen Feldes ist die Raumladungsdichte im wesentlichen gleich der Ionendichte. Deswegen wird das elektrische Feld einfach durch die Ionendichte mit der Poissonschen Gleichung bestimmt.

An der Kathodenoberfläche kann die Emission von Elektronen sowohl durch den Beschuß von Ionen und schnellen neutralen Atomen als auch durch die metastabilen und die vom Glimmlicht ankommenden Photonen, die die Kathode erreichen, erfolgen [14-16].

Die Bewegung der Ionen im Kathodenfall wird durch den symmetrischen Ladungsaustausch-Stoß begrenzt. Dieser Stoß hat einen großen Wirkungsquerschnitt, der nur wenig von der Energie der stoßenden Teilchen abhängt und schematisch folgendermaßen darzustellen ist:



Das ist ein sehr effizienter Prozeß zur Umwandlung von elektrischer Energie in kinetische Energie, was zu einer Erwärmung des Gases [3] und folglich zu einer Erniedrigung der mittleren Energie der Ionen [1] führt.

Da die Elektronen wegen des großen elektrischen Feldes weit vom thermischen Gleichgewicht entfernt sind, läßt sich meistens die Bewegung der Elektronen im Kathodenfall nicht mit der kinetischen Theorie der Transportkoeffizienten beschreiben [17]. Messungen am Glimmsaum einer He-Glimmentladung [2] zeigen, daß der Elektronenfluß einen Strahl-ähnlichen Charakter hat, der aus einem bedeutenden Anteil von monoenergetischen Elektronen, deren Energie proportional der vollen Kathodenfallspannung ist, und aus hochenergetischen Elektronen besteht. Der Strahlcharakter des Elektronenflusses ist umso stärker ausgeprägt, je weiter sich die Entladung im abnormalen Bereich befindet [5,18]. In den nächsten Kapiteln werden wir dieses Thema nochmal behandeln.

## 2.2.2 Das negative Glimmlicht

Das negative Glimmlicht besteht aus einem schwach ionisierten Gas, in dem nahezu Ladungsneutralität herrscht. Dieses Gebiet ist durch ein sehr kleines elektrisches Feld und eine hohe Dichte von niederenergetischen Elektronen gekennzeichnet.

Der Übergang des Kathodenfalls zum Glimmlicht ist visuell durch einen dunkel-hellen Lichtkontrast scharf zu erkennen, wie man in Abb 6.9.b und 6.9.c sehen kann.

Die Elektronen im Glimmlicht sind gewöhnlich in drei Gruppen unterteilt [19]:

- Primärelektronen sind die hochenergetischen Elektronen, die den Kathodenfall stoßfrei überqueren.
- Sekundärelektronen sind die Elektronen, die durch Stoßionisation von einem Atom emittiert werden, und alle primären, die inelastische Stöße erfahren haben.
- Tertiärelektronen sind thermalisierte Elektronen, die die niedrigste Energie und höchste Dichte haben.

Sondenmessungen am negativen Glimmlicht deuten darauf hin, daß die zwei letzten Elektronengruppen eine Maxwellsche Energieverteilung haben [20] (siehe Abb. 4.2), welche die Anwendung des Begriffes Temperatur begründet.

Bei einem Argon-Plasma liegt die Temperatur der Tertiärelektronen unterhalb von 1 eV und die der sekundären oberhalb von 3 eV. Für verschiedene Elektronengruppen stellt sich ein Dichteverhältnis von  $n_{ep}/n_{es}/n_e = 1/10^3/10^6$  heraus. Die Indizes  $_{ep}$ ,  $_{es}$  und  $_e$  stehen jeweils für die Primär-, Sekundär- und Tertiärelektronen.

Im negativen Glimmlicht werden Ionisation, Anregung und Dissoziation hauptsächlich durch die Primär- und hochenergetischen Sekundärelektronen verursacht, während die niederenergetischen Sekundär- und Tertiärelektronen hauptsächlich zur Anregung der Subniveaus beitragen.

Die Verluste der Ladungsträger erfolgen überwiegend durch ambipolare Diffusion zur Wand. Bei hohem Druck stellt die Volumenrekombination ebenfalls einen wichtigen Vernichtungsprozeß der geladenen Teilchen dar.

Die durch Stoßionisation erzeugten Sekundärelektronen liegen im Energiebereich, der durch den differentiellen Ionisationsquerschnitt  $\sigma(E,\epsilon)$  bestimmt wird.  $\sigma(E,\epsilon)$  stellt die Wahrscheinlichkeit

dar, daß beim Stoß zwischen einem Elektron mit der Energie  $E$  und einem Argonatom ein Elektron mit der Energie  $\epsilon$  emittiert wird. Der differentielle Ionisationsquerschnitt des Argons ist nahezu konstant von 0 eV bis etwa 5 eV und fällt mit steigender Energie sehr steil ab [21]. Der Verlauf dieses differentiellen Querschnittes ändert sich kaum mit der Energie des stoßenden Elektrons, sondern nur der absolute Wert. Das bedeutet, daß die Mehrheit der emittierten Elektronen eine Energie von 0 eV bis 5 eV haben sollte.

Die Hauptwechselwirkung zwischen den niederenergetischen Elektronen (tertiäre und sekundäre) und den Gasatomen erfolgt durch elastische Stöße. Barbiere [22] zeigte, daß die elastischen Stöße eine wichtige Rolle für den Abbau der hochenergetischen Sekundärelektronen spielen. Dies liegt an dem Verlauf des elastischen Stoßquerschnittes des Argons, der nach dem Ramsauer Minimum (bei etwa 0,3 eV) mit steigender Elektronenenergie zunimmt. Außerdem ist die Verlustrate der schnellen Elektronen durch Diffusion zur Wand und Anode höher als bei den langsamen Elektronen. Als Folgerung dieser Mechanismen ergibt sich ein Umwandlungsprozeß der schnellen Elektronen in langsame Elektronen, welcher das hohe Dichteverhältnis zwischen beiden Elektronengruppen ( $n_e/n_{es} \approx 10^3$ ) erklärt [23].

Brewer und Westhaven [24] haben die Länge des negativen Glimmlichtes  $l_g$  für verschiedene Gase als Funktion der Kathodenfallspannung gemessen. Die Messungen zeigen, daß  $l_g$  mit der Reichweite der Primärelektronen verknüpft ist. Da alle inelastischen Wirkungsquerschnitte bei Stößen zwischen den Elektronen und den Gasatomen mit zunehmender Elektronenenergie kleiner werden, wächst  $l_g$  also mit zunehmender Kathodenfallspannung und abnehmendem Druck.

Durch die geringe Wechselwirkung bei hoher Energie werden die Primärelektronen in einer abnormalen Entladung überwiegend vorwärtsgestreut. Wenn die Reichweite der Primärelektronen größer als der Abstand zwischen der Kathode und der Anode ist, werden fast alle diese Elektronen die Anode treffen und ihre Energie dort abgeben. In diesem Fall gibt es keinen Platz für die Entwicklung einer positiven Säule. Das Plasma einer solchen Entladung nennt man Elektronenstrahlplasma, da die Plasmaerzeugung durch Stoßionisation der primären und hochenergetischen sekundären Elektronen mit dem neutralen Gas erfolgt.

Die Untersuchung des Elektronenstrahlplasmas im negativen Glimmlicht einer Argon-Entladung ist der Hauptbestandteil dieser Arbeit.

### 2.2.3 Der Faradaysche Dunkelraum

Das negative Glimmlicht geht diffus in den Faradayschen Dunkelraum über, der sich bis in die positive Säule erstreckt. Visuell erkennt man diesen Bereich an einer Abnahme der Lichtintensität entlang der Plasmasäule, bis ein scharfer Anstieg der Lichtintensität den Anfang der positiven Säule anzeigt.

Im Faradayschen Dunkelraum gehen alle Elektronen in die Tertiärelektronen über. Die Temperatur dieser Elektronen wächst mit abnehmender Stromdichte.

Dort gibt es kaum Ionisation und der Stromtransport erfolgt durch die Diffusion der Ladungsträger aufgrund ihrer Dichtegradienten.

Bei den Elektronen kann der Diffusionsstrom zur Anodenseite so groß sein, daß ein abstoßendes elektrisches Feld erforderlich wird. Die Feldumkehr bildet sich kurz nach dem Dichtemaximum [25]. Daraus ergibt sich ein Potentialwall, der die niederenergetischen Elektronen im negativen Glimmlicht einschließt. Die Ionen dagegen können zu beiden Elektroden gelangen.

Am Ende des Faradayschen Dunkelraumes steigt das elektrische Feld an und die Elektronen werden in die positive Säule beschleunigt.

### 2.2.4 Die positive Säule

Anschließend an den Faradayschen Dunkelraum bildet sich die positive Säule, die sich bis zur Anode hin erstreckt.

Dort wird der Strom durch die thermischen Ladungsträger getragen, die sich unter Einfluß eines axialen elektrischen Feldes bewegen.

Die mittlere Temperatur der Elektronen kann aus dem Verhältnis der Ionisationsfrequenz zur Verlustfrequenz ermittelt werden. Diese beträgt einige eV, während die Ionentemperatur sich kaum von der Raumtemperatur unterscheidet.

Für Edelgas-Entladungen ist der dominante Ionisationsprozeß stark vom Druck und Strom abhängig. Bei kleinem Druck überwiegt die Stoßionisation aus dem Grundzustand. Bei hohem Druck je nach Entladungsstrom überwiegt die Ionisation aus den höher liegenden Niveaus durch

Elektronenstoß oder aus den Stößen zwischen metastabilen Gasatomen [26].

Die Verluste der Ladungsträger erfolgt durch ambipolare Diffusion und Rekombination. Diese Verlustmechanismen sind für ein bestimmtes Gas vom Druck und von der Stromdichte abhängig.

Wenn die Entladung diffusionsbestimmt ist, läßt sich die Absolutdichte aus dem Verhältnis der Ionisationsrate zum ambipolaren Diffusionskoeffizient gewinnen. Diese Dichte liegt typischerweise zwischen  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  und  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

Die positive Säule ist ein Entladungsbereich, der den Eigenschaften eines idealen Plasmas näher kommt. Deswegen ist sie auch der Bereich, der am meisten untersucht worden ist. Eine ausführliche Beschreibung ist unter anderen in den bereits erwähnten Refs. [9-12] zu finden.

### 2.3 Literaturübersicht für den Kathodenbereich

In den letzten Abschnitten haben wir die Haupteigenschaften der verschiedenen Bereiche einer Glimmentladung und die wichtigsten Arbeiten, die dazu beigetragen haben, erwähnt. Nun wollen wir für den Kathodenbereich die Entwicklung der Theorie zusammenfassen und eine Übersicht einige neuere Ergebnisse vorlegen.

Die Flüssigkeitsgleichungen haben eine breite Anwendung für die Beschreibung des Kathodenbereiches (Kathodenfall u. negatives Glimmlicht) gefunden. Diese Methode stellt eine makroskopische Beschreibung der Elektronen- und Ionenkinetik dar unter Verwendung der Poissonschen Gleichung und bei Berücksichtigung der Randbedingungen an den beiden Elektroden und an der Wand.

Voraussetzung dieser Methode ist, daß die geladenen Teilchen im hydrodynamischen Gleichgewicht mit dem lokalen elektrischen Feld sind, so daß die Ortsabhängigkeit der Transportkoeffizienten nur mit dem lokalen elektrischen Feld verknüpft ist.

Durch dieses Modell lassen sich die Haupteigenschaften einer normalen oder leicht abnormalen Glimmentladung gut beschreiben [27-29].

In einer abnormalen Entladung ist die Energiezunahme der Elektronen im elektrischen Feld nicht lokal mit dem Energieverlust durch Stöße bilanziert. Dadurch besteht der Elektronenfluß zu einem bedeutenden Anteil aus hochenergetischen Elektronen, die in das Glimmlicht eindringen und dort

das Gas ionisieren. Das hydrodynamische Gleichgewichtsmodell kann die Ionisation durch die hochenergetischen Elektronen nicht berücksichtigen und ist deswegen unrealistisch für die Beschreibung von stark abnormalen Entladungen.

Hantzsche [30] und Wieczorek [31] haben das hydrodynamische Ungleichgewicht zwischen den Teilchen und dem elektrischen Feld zur Beschreibung der Teilchenkinetik im Kathodenfall eingeführt. Das Modell stützt sich auf die eindimensionale Boltzmannsche Transportgleichung und die Poissonsche Gleichung. Durch die Lösung eines gekoppelten Differentialgleichungssystems wurde die Verteilungsfunktion der Energie für das jeweilige Teilchen unter Berücksichtigung der relevanten Stoßprozesse und bei der Anwendung des durch die Poissonsche Gleichung berechneten elektrischen Feldes ermittelt. Die Rechnungen wurden in beiden Fällen für ein Wasserstoffplasma durchgeführt.

Segur und Keller [32] sowie Long [33] haben in ähnlicher Weise unter Anwendung der Boltzmannschen Gleichung eine selbstkonsistente Rechnung für die gesamte Strecke einer Helium-Entladung (Kathodenfall u. negatives Glimmlicht) durchgeführt.

Monte Carlo Simulationen [34-35] wurden auch für die Beschreibung des Elektronenverhaltens im Kathodenfall verwendet. Diese Methode simuliert Stöße zwischen den Neutralatomen des Hintergrundgases und den Elektronen, die unter Einfluß eines ortsabhängigen elektrischen Feldes stehen.

Bei der Monte Carlo Simulation wird der Ort und die Natur von jedem einzelnen Stoß und die Geschwindigkeitsänderung während eines Stoßes durch eine Reihenfolge von Zufallszahlen berechnet.

Wenn experimentelle Werte für das elektrische Feld und ein guter Datensatz für die Stoßquerschnitte vorhanden sind, gibt es eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den simulierten Ergebnissen und dem Experiment [3].

In einer selbstkonsistenten Rechnung muß das elektrische Feld iterativ angepaßt werden. Dafür muß bei jeder Iteration die ganze Rechnung wiederholt werden, was die Methode rechnerisch sehr aufwendig macht.

Carman und Maitland [5] haben mit einem einfachen eindimensionalen Modell für die Simulation der Elektronenbewegung im Kathodenfall einer Helium-Glimmentladung sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen von Gill und Webb [2] und mit der ein-

dimensionalen Monte Carlo Simulation von Tran et al [34] erreicht. In diesem Modell ist die Energieverteilung des Elektronenflusses für jeden Ort im Kathodenfall durch einen Satz von Zellen dargestellt, auf die die Elektronen aufgeteilt sind. In einer Zelle werden nur Elektronen mit der gleichen Energie untergebracht. Nach einem inelastischen Stoß werden die Elektronen zu niederenergetischen Zellen transferiert. Dagegen werden die Elektronen bei der Energiegewinnung vom elektrischen Feld in hochenergetische Zellen überführt.

Die Ergebnisse dieser Simulation zeigen, daß der hochenergetische Anteil des Elektronenflusses am Glimmsaum mit steigender Kathodenfallspannung wächst (zwischen 400 V und 1400 V). Oberhalb 1400 V überwiegen die stoßfreien Elektronen alle anderen Elektronenkomponenten des Elektronenflusses. Diese Elektronen erreichen den Glimmsaum mit einer Energie, die der vollen Kathodenfallspannung entspricht, und sind praktisch monoenergetisch.

Eine phänomenologische Theorie zur Beschreibung eines Elektronenstrahlplasmas im negativen Glimmlicht einer abnormalen Glimmentladung stützt sich auf eine Diffusionsgleichung, in der die Neuerzeugung durch den Fluß der Fallraumelektronen gewährleistet wird, während die Verluste durch Volumenrekombinationen und ambipolare Diffusion zur Wand erfolgen.

Für eine quantitative Deutung des Dichteprofiles ist die Kenntnis sowohl der Energie- als auch der räumlichen Verteilung des Elektronenflusses erforderlich. Beide Verteilungen ändern sich mit der Eindringtiefe ins Glimmlicht und der Absolutwert des Elektronenflusses ist durch Thermalisierung oder Verluste zur Wand des Gefäßes reduziert. Dadurch ist die Bestimmung der Ionisationsrate eine sehr schwierige theoretische und experimentelle Aufgabe, die meistens nur näherungsweise gelöst werden kann.

Eine ausführliche Analyse eines Elektronenstrahlplasmas im negativen Glimmlichte findet man in den Arbeiten von Heisen [25] und Heisen und Wunderer [36].

Eine detaillierte experimentelle Untersuchung des Glimmlichtes abnormaler Entladungen in Wasserstoff und Helium haben Frank und seine Mitarbeiter durchgeführt [23,37,38]. Dichte und Temperatur einer schnellen und langsamen Elektronengruppe wurden nachgewiesen. Mit Hilfe der Boltzmannschen Stoßgleichungen wurde das Dichteverhältnis zwischen beiden Elektronengruppen zu  $n_e/n_{es} \approx 10^3$  berechnet [23]; die Temperatur der langsamen Elektronen konnte durch eine Funktion des Verhältnisses zwischen der mittleren Verlustfrequenz und der mittleren elastischen Stoßfrequenz in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Werten von  $T_e$  für He und  $H_2$  beschrieben werden [38].

### 3 Phänomenologische Theorie des Kathodenbereiches

#### 3.1 Der Kathodenfall

Obwohl wir uns hauptsächlich mit dem negativen Glimmlicht beschäftigen, ist eine Einarbeitung in den Kathodenbereich unerlässlich, da sie stark zusammenhängen. Für eine quantitative Deutung des Dichteprofiles im negativen Glimmlicht ist, wie bereits im Kapitel 2 erwähnt wurde, die Kenntnis der Energieverteilung des Elektronenflusses (EVEF) notwendig. Eine solche Verteilung läßt sich aber realistisch nur durch aufwendige Modellrechnungen ermitteln (vgl. Abschn. 2.3) und liegt deswegen außerhalb der Ziele dieser Arbeit.

Im folgenden werden wir die EVEF einer Glimmentladung qualitativ beschreiben, um später eine vereinfachte Form dieser Verteilung in der Modellrechnung der Dichteprofile verwenden zu können.

#### 3.2 Die Energieverteilung des Elektronenflusses (EVEF)

Unter Beschuß von Argonionen werden Sekundärelektronen an der Kathodenoberfläche mit einer Energie zwischen  $0 \leq E \leq I_0 - 2\varphi$  eV emittiert [14,16], wobei  $I_0$  das Ionisationspotential des Ions und  $\varphi$  die Austrittsarbeit des Kathodenmetalls sind.

Im Kathodenfall werden die Elektronen durch das elektrische Feld in Richtung des negativen Glimmlichtes beschleunigt. Durch inelastische Stöße mit den Gasatomen geben die Elektronen bei ihrem Durchlauf zum Glimmsaum einen Teil ihrer Energie ab. Die durch Stoßionisation erzeugten Sekundärelektronen liegen hauptsächlich im Energiebereich unterhalb von 5 eV [21]. Am Glimmsaum ( $z = G$ ) ergibt sich für den gesamten Elektronenfluß  $J_{eb}(G)/e$  aufgrund aller Stoßprozesse eine Energieverteilung, die nicht nur von den entsprechenden inelastischen Stoßquerschnitten, sondern auch von der Kathodenfallspannung abhängt [5].

Wird ein Teil des Elektronenflusses  $J_p/e$  (die sog. Primärelektronen) den Kathodenfall stoßfrei überqueren, dann bewahren diese Elektronen ihre ursprüngliche Verteilung, mit der sie aus der Kathode emittiert wurden. Am Glimmsaum wird für diese Verteilung einfach die Energie des Kathodenfalls  $eV_c$  dazu addiert.

Sei  $J_g/e$  der Flußanteil, dessen Elektronen mindestens einen inelastischen Stoß mit einem Gasatom haben. Diese Elektronen, die als Sekundärelektronen bezeichnet werden, erreichen den Glimmsaum mit einer maximalen Energie von  $(I_0 - 2\varphi) + eV_c - E_{ex}$ , wobei  $E_{ex}$  eine mittlere Schwellenenergie zur Berücksichtigung aller inelastischen Stößen mit den Gasatomen darstellt. Dadurch bilden sich hinter dem Primärmaximum die Maxima der Sekundärelektronen, die etwa durch ein Energieintervall von  $E_{ex}$  voneinander getrennt sind. Die verschiedenen inelastischen Schwellenenergien und die Energieverteilung der emittierten Elektronen sorgen für eine gleichmäßige Verteilung der Sekundärelektronen, so daß dieser diskrete Charakter nach den ersten Sekundärmaxima zu niederenergetischen Bereichen verschwindet.

In Abb. 3.1 ist eine EVEF dargestellt, die durch ein eindimensionales Modell für den Kathodenfall einer He-Glimmentladung unter Berücksichtigung der wichtigsten inelastischen Querschnitte berechnet wurde [5].

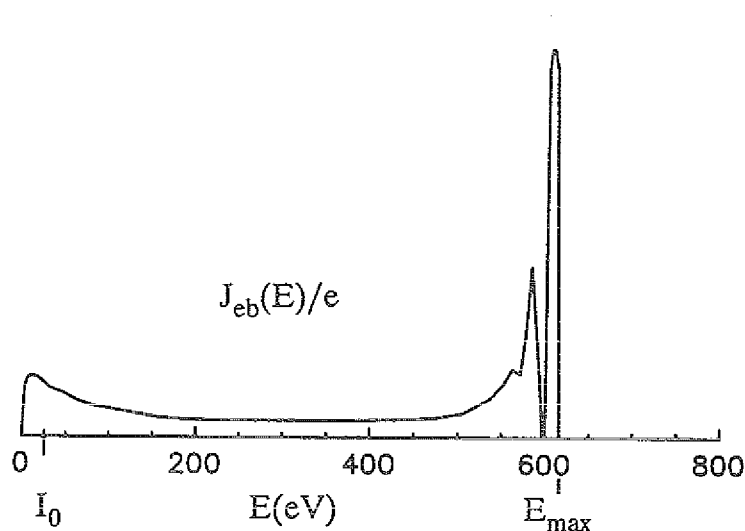


Abb. 3.1: Energieverteilung des Elektronenflusses am Glimmsaum einer Helium-Glimmentladung (nach [5]). Angenommene Parameter:  $pd_c = 1.03 \text{ mb} \times \text{cm}$ ,  $V_c = 600 \text{ V}$ .  $d_c$  ist die Dicke des Kathodenfalls.

Für die Berechnung der Ionisationsrate in Kapitel 7 wird die EVEF in einer parametrisierten Form dargestellt. Dafür müssen die angegebenen Parameter einige Kriterien in Zusammenhang mit der Selbsterhaltungsbedingung erfüllen. Infolgedessen werden wir nun die Selbsterhaltungsbedingung in einer vollständigen Form ableiten.

### 3.3 Die Selbsterhaltungsbedingung

Zur Herleitung der Selbsterhaltungsbedingung wird ein eindimensionales Modell (s. Abb. 3.2) verwendet, welches für den Kathodenfallraum eine gute Annäherung ist.

Die Elektronen- und Ionenstromdichte erfüllen im Fallraum die Kontinuitätsgleichung

$$J_c = J_{eb}(z) + J_+(z), \quad (3.1)$$

wobei  $J_c$  die gesamte Stromdichte an der Kathodenoberfläche ist. Meistens wird in einer Entladung nur die Stromdichte  $J_c$  gemessen, deswegen ist es nützlich, alle anderen Größen als Funktion von  $J_c$  darzustellen.

Die Elektronenemission an der Kathodenoberfläche ist direkt proportional zum auftreffenden Ionenfluß und kann durch die folgende Beziehung dargestellt werden:

$$J_{eb}(0) = \gamma_{eff} J_+(0) \quad (3.2)$$

wobei  $\gamma_{eff}$  einen effektiven Emissionskoeffizienten darstellt, der alle anderen Emissionsmechanismen (vgl. Abschn. 2.2.1) berücksichtigt.

An der Kathodenoberfläche ergibt sich für die Stromdichte der freigesetzten Elektronen durch Eliminierung von  $J_+(0)$  aus Gln. 3.1 und 3.2 der folgende Ausdruck:

$$J_{eb}(0) = \frac{J_c}{1 + \frac{1}{\gamma_{eff}}} \quad (3.3)$$

Am Glimmsaum ( $z = G$ ) wird die Elektronenstromdichte wegen aller Ionisationsprozesse  $M$ -fach multipliziert. Somit ergibt sich:

$$J_{eb}(G) = \frac{M}{1 + \frac{1}{\gamma_{eff}}} J_c \quad (3.4)$$

Analog zu der Strombeziehung an der Kathodenoberfläche wird die Strombilanzierung am Glimmsaum durch die folgende Gl. gegeben:

$$J_+(G) = \delta J_{eb}(G) \quad (3.5)$$

wobei  $\delta$  der sog. Plasmawirkungsgrad ist.

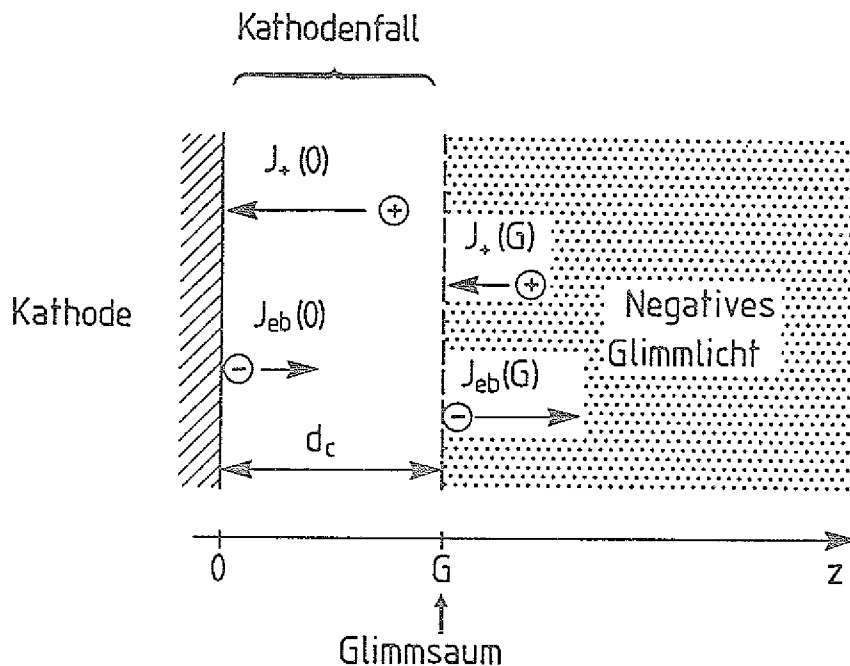


Abb. 3.2: Schematische Darstellung des Kathodenbereiches einer Glimmentladung.

Unter Berücksichtigung von Gln. 3.1, 3.4 und 3.5 ergibt sich dann der gewöhnliche Ausdruck für die Selbsterhaltungsbedingung der Entladung:

$$1 = \gamma_{\text{eff}} [M(1 + \delta) - 1] \quad (3.6)$$

Diese Gleichung ist eine Verallgemeinerung der Beziehung 2.1, in der das Plasma des negativen Glimmlichtes als ein zusätzlicher Lieferant von Ladungsträgern (durch den Koeffizient  $\delta$ ) auch berücksichtigt wurde. In den zwei letzten Kapiteln werden wir die Selbsterhaltungsbedingung näher betrachten.

## 3.4 Das negative Glimmlicht

### 3.4.1 Die Dichteverteilung

Im negativen Glimmlicht erfolgt die Bewegung der Ladungsträger sowohl durch die elektrischen Felder als auch durch die Diffusion der geladenen Teilchen aufgrund ihrer Dichtegradienten. Daraus ergeben sich die folgenden Stromtransportgleichungen:

$$\vec{J}_e = en\mu_e\vec{E} + e\nabla(D_e n) \quad (3.7)$$

$$\vec{J}_+ = en\mu_+\vec{E} - e\nabla(D_+ n) \quad (3.8)$$

wobei  $\mu$  die Beweglichkeit und  $D$  der Diffusionskoeffizient sind. Die Indizes  $e$  und  $+$  stehen jeweils für die Elektronen und Ionen. Hierbei wurde  $n_e = n_+ = n$  angenommen, was für das quasineutrale Plasma des negativen Glimmlichtes gerechtfertigt ist.

Die Summe der Stromdichten im Plasma hat weder Quellen noch Senken, d. h.

$$\nabla \cdot (\vec{J}_e + \vec{J}_+ + \vec{J}_{eb}) = 0 \quad (3.9)$$

wobei  $J_{eb}$  die Stromdichte der aus dem Kathodenfall kommenden Strahlelektronen bezeichnet.

Im untersuchten Druckbereich ist die Vernichtung der Ladungsträger durch Volumenrekombination vernachlässigt. In diesem Fall kann die Neuerzeugung der Ladungsträger im Volumen  $\nabla \cdot \vec{J}_+ / e$  durch eine ortsabhängige Ionisationsrate  $R_{ion}(x, y, z)$  (in  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ) beschrieben werden:

$$\nabla \cdot \frac{\vec{J}_+}{e} = R_{ion}(x, y, z) \quad (3.10)$$

Für die Dichteverteilung  $n(x, y, z)$  ergibt sich durch Eliminierung des elektrischen Feldes aus Gln. 3.7 und 3.8 bei räumlicher Konstanz der Koeffizienten  $\mu$  und  $D$  und unter Berücksichtigung von Gln. 3.9 und 3.10 die folgende Diffusionsgleichung:

$$D_e \Delta n(x, y, z) + R_{ion}(x, y, z) + \frac{\mu_+}{\mu_+ + \mu_e} \nabla \cdot \frac{\vec{J}_{eb}}{e} = 0 \quad (3.11)$$

wobei

$$D_e = \frac{\mu_+ D_e + \mu_e D_+}{\mu_e + \mu_+} \quad (3.12)$$

der ambipolare Diffusionskoeffizient ist. Der letzte Term stellt die Thermalisierung der Strahlelektronen dar.

In einer abnormalen Entladung ist die Dichte der Strahlelektronen einige Größenordnungen niedriger als die Plasmadichte. Deswegen übt die Thermalisierung dieser Elektronen nur einen vernachlässigbar geringen Einfluß auf die Dichteverteilung aus [36]. Für die zylindrische Geometrie mit azimuthaler Symmetrie unserer Entladung ergibt sich dann unter Vernachlässigung

des Thermalisierungstermes die folgende Diffusionsgleichung:

$$D_a \Delta n(z,r) = - R_{\text{ion}}(z,r) \quad (3.13)$$

### 3.4.2 Das elektrische Feld

Im quasineutralen Modell des negativen Glimmlichtes wird das elektrische Feld nicht durch die Poissongleichung, sondern durch den Verlauf der Ladungsträger- und Stromdichte ermittelt [25,40].

Es ergibt sich aus den Stromtransportgleichungen 3.7 und 3.8 unter der Annahme einer Maxwellverteilung der Ladungsträger mit den Vereinfachungen  $\mu_e \gg \mu_+$  und  $D_e \gg D_+$  die folgende Feldstärke

$$\vec{E} = \frac{\vec{J}_0}{e \mu_e n} - \frac{kT_e}{e} \frac{1}{n} \nabla n \quad (3.14)$$

wobei  $J_0 = J_e + J_+$  die von den thermischen Plasmaladungsträgern getragene Stromdichte (der sog. Plasmastrom) ist.

Im Kapitel 6 wird gezeigt, daß der letzte Term der Gl. 3.14 innerhalb der Meßgenauigkeit eine gute Annäherung für das elektrische Feld ist [81,82].

### 3.4.3 Die Ionisationsrate

Wie im Kapitel 2 angedeutet wurde, erfolgt die Plasmaerzeugung im negativen Glimmlicht durch den Fluß der Fallraumelektronen.

Die Ionisationsrate kann durch den ersten Townsendschen Koeffizient  $\alpha$  (in  $\text{cm}^{-1}$ ) beschrieben werden.  $\alpha$  ist gleich der Anzahl der durch Elektronenstoß neuerzeugten Ladungsträgerpaare pro Weglängeneinheit des Elektrons und wird für ein stoßendes Elektron mit der Energie  $E$  durch die folgende Gleichung definiert:

$$\alpha(E) = N_g \sigma_i(E) \quad (3.15)$$

wobei  $N_g$  die Gasdichte und  $\sigma_i(E)$  der energieabhängige Ionisationsquerschnitt sind.

Wenn statt eines Elektrons ein räumlich abhängiger Elektronenfluß  $J_{eb}(z,r)/e$  (in  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) in das Gas eindringt, ergibt sich dann die Ionisationsrate

$$R_{\text{ion}}(z,r) = \alpha(E) \frac{J_{eb}(z,r)}{e} \quad , \quad (3.16)$$

die die Zahl der neuerzeugten Elektronen pro Volumeneinheit und Zeiteinheit darstellt. Unter Berücksichtigung einer Energieverteilung ergibt sich durch Integration die gesamte Ionisationsrate

$$R_{\text{ion}}(z,r) = N_g \int_{I_0}^{E_{\text{max}}} \sigma_i(E) \frac{J_{eb}(z,r,E)}{e} dE \quad (3.17)$$

wobei  $I_0$  der Ionisationsschwellenenergie und  $E_{\text{max}}$  die maximale Energie der Strahlelektronen (vgl. Abb. 3.1) sind.

## 4 Meßverfahren

### 4.1 Langmuir-Sonde

Die Langmuir-Sonde besteht aus einer kleinen metallischen Elektrode, die in das Plasma eingeführt werden kann, und deren Strom-Spannungskennlinie I-V Informationen über die räumlichen Verteilungen einiger Plasmaparameter ( $n_+$ ,  $n_e$ ,  $T_e$  und  $V_p$ ) ermöglichen.

Die Sondenspannung ist in Bezug auf eine zweite Elektrode (die sogenannte Referenzelektrode) anzulegen, um den Stromkreis der Sonde abzuschließen. Wenn diese Referenzelektrode viel größer als die Sonde ist, dann wird  $I(V)$  hauptsächlich durch den Stromfluß in der kleinen Elektrode bestimmt [41]. In diesem Fall spricht man von einer Einzelsonde. Da in dieser Arbeit nur eine Einzelsonde verwendet wurde, werden wir uns auf die Beschreibung derselben beschränken.

Experimentell ist die Langmuir-Sonde eine der einfachsten Methoden der Plasma-Diagnostik, da es sich um die Messung einer Strom-Spannungskennlinie handelt. Zur Interpretation dieser Kennlinie, die zu der Ableitung der Plasmaparameter führen soll, gehört die Kenntnis der Wechselwirkung zwischen dem Plasma und der Sondenoberfläche, des Ladungsträgerflusses durch raumladungsbestimmte Schichten, sowie des Übergangs zwischen dem Plasma und den Raumladungsschichten. Dies alles sind schwierige Probleme, die nur in gewissen Grenzfällen theoretisch genau behandelt sind. Deswegen sind die Sonden geometrien bzw. -typen so gewählt, daß die Theorie zur Beschreibung der I-V Kennlinie in einen dieser Grenzfälle paßt.

#### 4.1.1 Betriebsbereich der Langmuir-Sonde

Die Betriebsbereiche einer Sonde lassen sich mit Hilfe der Parameter  $L_p/\lambda_D$  und  $\lambda/\lambda_D$  in folgende Grenzfälle unterteilen [42]:

1 - stoßbestimmt:  $\lambda/\lambda_D \ll 1$

2 - stoßfrei:  $\lambda/\lambda_D \gg 1$

3 - bahnbestimmt:  $L_p/\lambda_D \ll 1$

4 - dünne Schicht:  $L_p/\lambda_D \gg 1$

Hierbei bedeuten  $L_p$  eine charakteristische Länge der Sonde (im unserem Fall ist  $L_p$  gleich dem Sondendurchmesser  $\phi_p$ ),  $\lambda$  die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger und  $\lambda_D$  die Debye-Länge.

Bei allen unseren Messungen lagen die oben genannten Parameter in folgenden Grenzen:

$$50 \leq \phi_p / \lambda_D \leq 200$$

$$300 \leq \lambda_{en} / \lambda_D \leq 600$$

$$4 \leq \lambda_{in} / \lambda_D \leq 9$$

wobei  $\lambda_{en}$  die mittlere freie Weglänge bei elastischen Stößen zwischen Elektronen und Argon-Atomen und  $\lambda_{in}$  die mittlere freie Weglänge bei den Stößen zwischen Ionen und Argon-Atomen sind. Aus diesen Verhältnissen sieht man, daß die freie Weglänge der Elektronen viel größer als die Schichtdicke ist, d.h. Elektronenstöße in der Raumladungsschicht der Sonde werden selten auftreten. Da die Reichweite des elektrischen Feldes der Sonde einige  $\lambda_D$  beträgt, welche auch viel kleiner als  $\lambda_e$  ist, wird die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Plasmaelektronen, die die Sondenoberfläche erreichen, durch die Raumladungsschicht der Sonde nicht beeinflusst. In diesem Fall spricht man von einer stoßfreien dünnen Schicht.

Wird die Sonde in diesem sog. klassischen Bereich betrieben, dann können wir aus dem Teilchenfluß zur Sonde im abstoßendem Feld die ungestörte Geschwindigkeitsverteilung der Plasmaelektronen ermitteln.

Für die Ionen dagegen ist die Bedingung einer stoßfreien Schicht knapp erfüllt. Dies kann zu leicht höheren Werten der Ionendichte führen [43].

Obwohl der Elektronenstrom quantitativ einfach zu beschreiben wäre, hat das Betreiben der Sonde im Bereich des Elektronensättigungsstromes zu einer Störung des Plasmas geführt. Deswegen war die Auswertung der Plasmaparameter aus der Sondenkennlinie in diesem Bereich nicht möglich.

Für alle Messungen wurde immer darauf geachtet, daß der Elektronenstrom nicht über  $100 \mu\text{A}$  anstieg. Auf diese Weise betrug der maximale Sondenstrom immer weniger als 1% des gesamten Entladungstromes.

### 4.1.2 Ermittlung der Plasmaparameter

Unter Annahme einer Maxwellverteilung ist der Elektronenstrom  $I_e$  zu einer in Bezug auf das Plasmapotential negativ polarisierten Sonde (s. Abb. 4.1) im klassischen Grenzfall durch den folgenden Ausdruck zu beschreiben

$$I_e = A_p e n_e \left( \frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp(\eta) , \quad (\eta \leq 0) \quad (4.1)$$

wobei  $A_p$  die Sondenoberfläche,  $e$  die Elementarladung,  $n_e$  die Elektronendichte,  $k$  die Boltzmannkonstante,  $T_e$  die Elektronentemperatur,  $m_e$  die Elektronenmasse und  $\eta = e(V - V_p)/kT_e$  die reduzierte Sondenspannung bedeuten.

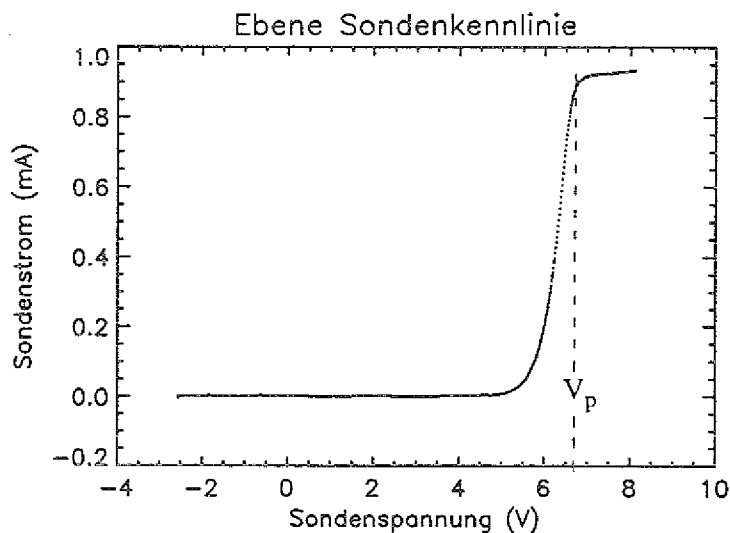


Abb. 4.1: Kennlinie der ebenen Sonde in einer Ar-Glimmentladung bei 0,2 mb, 9,8 mA und 480 V.

Wenn die Sondenspannung gleich dem Plasmapotential ist ( $\eta = 0$ ), fließt zur Sonde der thermische Strom der Elektronen, den man aus Gleichung (4.1) erhält

$$I_{eo} = A_p e n_e \left( \frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.2)$$

Wenn die Sondenspannung positiv in Bezug auf das Plasmapotential wird, wird der Elektronenstrom durch die Entstehung einer negativen Raumladungsschicht nicht mehr exponentiell ansteigen, denn der Einfluß der Anziehungskraft des elektrischen Feldes bleibt auf die Dicke der Schicht (einige  $\lambda_D$ ) beschränkt. Deswegen wird  $I_{eo}$  in der Sondentheorie als Elektronensättigungsstrom bezeichnet.

Bohm [44] hat nachgewiesen, daß die in der Raumladungsschicht der Sonden eindringenden Ionen eine Energie größer als  $1/2 kT_e$  haben müssen, um die Entstehung einer positiven Raumladungsschicht zu ermöglichen. Als Konsequenz des Bohm'schen Kriteriums ist der Ionenfluß zu einer in Bezug auf das Plasmapotential negativ polarisierten Wand viel größer als der thermische Fluß der Ionen und kann durch die folgende Gleichung beschrieben werden

$$I_{i,0} = \chi A_p e n_i \left( \frac{kT_e}{M_i} \right)^{1/2} \quad (4.3)$$

wobei  $n_i$  die Ionendichte und  $M_i$  die Ionenmasse sind.  $\chi$  ist ein vom Verhältnis der Ionen- zur Elektronentemperatur abhängender Koeffizient, der im Bereich zwischen  $0,51 \leq \chi \leq 0,6$  liegt [41].

Analog zu den Elektronen wird der durch Gl. 4.3 angegebene Ionenstrom als Ionensättigungsstrom bezeichnet, denn das ist der Wert, den man durch eine Extrapolation des Ionenstromes bis zu  $\eta = 0$  erreicht.

Zur Anpassung des Ionenstroms haben wir die von Nuhn und Peter [45] vorgeschlagene analytische Gleichung angewandt,

$$I_i = - I_{i,0} A (1 - \eta)^\alpha, \quad (\eta \leq 0) \quad (4.4)$$

wobei  $A$  bzw.  $\alpha$  zwei Konstanten darstellen, die von der Sondengeometrie abhängig sind, wie man aus Tabelle 4.1 sehen kann.

Sondengeometrie	$\alpha$	A
Ideale Kugelsonde	1,0	1,0
Ideale Zylindersonde	0,5	$2/\pi^{1/2}$
Ideale ebene Sonde	0,0	1,0

Tabelle 4.1: Einfluß der Sondengeometrie auf die Parameter  $\alpha$  und A.

## Berechnung von $V_p$

Wegen der großen Störung des Plasmas durch den Elektronensättigungsstrom war es nicht möglich, das Plasmapotential aus dem Wendepunkt des Elektronenstromes direkt zu bestimmen.

Deshalb wurde  $V_p$ , wie auch alle anderen Plasmaparameter, durch ein iteratives Verfahren (siehe Iterationschema) ermittelt. Zur Berechnung von  $V_p$  wurden zwei Methoden angewendet:

1. Das Plasmapotential wurde durch ein iteratives Verfahren ermittelt, bis die Bedingung  $n_{Ar^+} = n_e$  innerhalb einer gewissen Toleranz erfüllt war. Bei der ersten Iteration wurde für das Plasmapotential der Wert von  $V_p = 1,6 V_a$  angenommen, wobei  $V_a$  die Anodenspannung ist.

2.  $V_p$  wurde aus dem Floatingpotential  $V_f$  berechnet. Bei  $V_f$  ist der gesamte Strom, der zur Sonde fließt, gleich Null, d. h. bei  $\eta_f = e(V_f - V_p)/kT_e$  ist  $I_e = I_+$ .

Daraus ergibt sich unter Berücksichtigung der Gln. 4.1, 4.2 und 4.4:

$$V_{pth} \approx V_f + \frac{kT_e}{e} \ln \left( \frac{I_{e0}}{I_{+0}} \right) \quad (4.5)$$

Setzt man Gln. 4.2 und 4.3 in Gl. 4.5 ein, so kann man für ein Argonplasma die folgende Beziehung finden:

$$V_{pth} \approx V_f + 5,34 \frac{kT_e}{e} \quad (4.6)$$

wobei  $V_f$  und  $kT_e/e$  in Volt anzugeben sind. Bei der Rechnung der numerischen Konstanten wurde eine Ionen- bzw. Elektronentemperatur von  $T_+ = 350$  K bzw.  $T_e = 3,48 \times 10^3$  K ( $kT_e = 0,3$  eV) angenommen.  $\chi$  wurde dann für ein Temperaturverhältnis von  $T_+/T_e = 1,01 \times 10^{-1}$  nach [41] zu 0,52 ermittelt.

Obwohl Gl. 4.6 eine gute Näherung für das Plasmapotential ist, wurde sie unter Berücksichtigung von nur einer Elektronengruppe abgeleitet. Wenn auch Hochtemperaturelektronen (sekundäre Elektronen) vorhanden sind, erwartet man Abweichungen zwischen dem "tatsächlichen" Plasmapotential und dem berechneten Wert  $V_{pth}$ .

### Berechnung von $n_{Ar^+}$

Der Ionenstrom wurde nach Gl. 4.4 im Bereich  $\eta < -10$  oder  $\eta T_e/T_{es} < -10$  (wenn schnelle Elektronen auch vorhanden waren) angepaßt. Durch Extrapolation von  $I_+$  bis zu  $\eta = 0$  erhält man den Ionensättigungsstrom, aus dem man nach Gl. 4.3  $n_{Ar^+}$  berechnen kann, wenn die Elektronentemperatur bekannt ist:

$$n_{Ar^+} = \frac{I_{+o}}{\chi A_p e \left( \frac{kT_e}{M_{Ar^+}} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (4.7)$$

Da wir für die Berechnung der Elektronentemperatur  $I_+$  benötigen, muß ein gewisser Wert für  $T_e$  bei der ersten Anpassung von  $I_+$  angegeben werden.

### Berechnung von $kT_{es}/e$ und $n_{es}$

Wenn eine Gruppe von schnellen Elektronen anwesend ist, dann tragen sie zu dem gesamten Sondenstrom folgendermaßen bei:

$$I = I_+ + I_e + I_{es} \quad (4.8)$$

wobei  $I$  der gemessene Sondenstrom,  $I_+$  der Ionenstrom,  $I_e$  der Stromanteil der Niedertemperatur-Elektronen und  $I_{es}$  der Stromanteil der Hochtemperaturelektronen sind.

Aus den Gln. 4.1-4.4 ergibt sich dann:

$$I_{es}(\eta) = I(\eta) + \chi A_p e n_+ \left( \frac{kT_e}{M_+} \right)^{\frac{1}{2}} A (1-\eta)^{\alpha} - A_p e n_e \left( \frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp(\eta) \quad (4.9)$$

Im Bereich  $\eta < -10$ , in dem die langsamen Elektronen nicht mehr zum Sondenstrom beitragen, kann man den letzten Term auf der rechten Seite von Gl. 4.9 vernachlässigen und  $I_{es}$  aus dem gemessenen Sondenstrom  $I$  und dem angepaßten Ionenstrom ermitteln.

Der Strom der schnellen Elektronen wurde durch die folgende Gleichung angepaßt:

$$I_{es} = I_{eso} \exp\left(\eta \frac{kT_e}{kT_{es}}\right) \quad (4.10)$$

wobei  $I_{eso}$  der thermische Strom und  $T_{es}$  die Temperatur der schnellen Elektronen sind.

Ein Grund, um die schnellen Elektronen als thermisch (Maxwellverteilung) zu betrachten, ist in Abb. 4.2 zu erkennen. Dort ist der Logarithmus des gesamten Elektronenstromes als Funktion von  $\eta$  aufgetragen. Die steile Gerade wird durch die langsamen Elektronen bestimmt. Unterhalb  $\eta < -10$  bleibt nur der Stromanteil der schnellen Elektronen übrig, deren  $\ln(I_{es})$  sich auch in einer Geraden zum negativen Wert von  $\eta$  erstreckt, was typisch für eine thermische Verteilung ist.

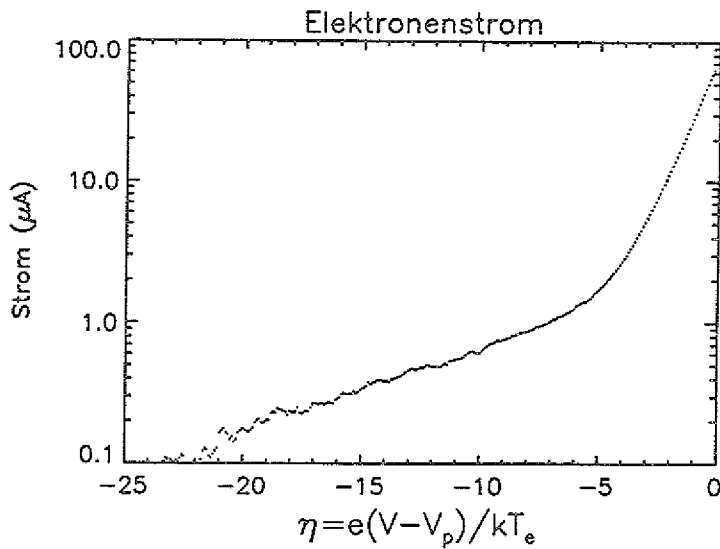


Abb. 4.2: Elektronenstrom als Funktion der reduzierten Spannung  $\eta$ .

$kT_{es}/e$  ergibt sich dann aus dem Kehrwert der nach der Methode der kleinsten Quadrate angepaßten Neigung von  $\ln [I_{es}(\eta)]$ .

Durch Extrapolation von  $I_{es}$  bis zu  $\eta = 0$  erhält man  $I_{eso}$ . Daraus ergibt sich für die Dichte der schnellen Elektronen:

$$n_{es} = \frac{I_{eso}}{A_p e \left( \frac{kT_{es}}{2\pi m_e} \right)^{1/2}} \tag{4.11}$$

### Berechnung von $kT_e/e$ und $n_e$

Zur Berechnung des Stromanteils der Niedertemperaturelektronen wird der Anteil des Ionenstromes und des Hochtemperaturelektronenstromes vom Sondenstrom subtrahiert. Aus den Gln. 4.4 und 4.10 ergibt sich dann:

$$I_e(\eta) = I(\eta) + I_{so} A (1-\eta)^2 - I_{eso} \exp\left(\eta \frac{kT_e}{kT_{es}}\right) \tag{4.12}$$

$I_e$  wird mit Gl. 4.1 im Bereich  $-2 \leq \eta \leq 0$  angepaßt.  $kT_e/e$  und  $n_e$  werden dann mit der gleichen Prozedur wie bei den Hochtemperaturelektronen berechnet.

### 4.1.3 Iterationsschema

Am Ende einer Iteration sind ein genauere Wert von  $kT_e/e$  und die ersten Werte von  $n_{Ar^+}$ ,  $n_e$ ,  $n_{es}$  und  $kT_{es}/e$  berechnet. Um die Iteration fortzusetzen, muß ein besserer Wert von  $V_p$  gefunden werden, bei dem sich eine bessere Übereinstimmung zwischen  $n_{Ar^+}$  und  $n_e + n_{es}$  ergibt, oder es kann  $V_p$  direkt aus Gl. 4.6 ermittelt werden. Im ersten Fall wird eine Funktion des Plasmapotentials nach folgender Gleichung definiert:

$$F(V_p) = n_{Ar^+} - (n_e + n_{es}) \quad (4.13)$$

Einen besseren Wert von  $V_p$  zu finden, heißt, sich der Bedingung der Plasmaneutralität  $n_{Ar^+} = n_e + n_{es}$  zu nähern, mit anderen Worten, die Lösung der Gleichung  $F(V_p) = 0$  zu finden. Dafür wurde das Newton-Verfahren zur Nullstellenbestimmung verwendet, dessen Algorithmus lautet:

$$V_p(\text{Neu}) = V_p(\text{Alt}) - \frac{F[V_p(\text{Alt})]}{F'[V_p(\text{Alt})]} \quad (4.14)$$

wobei  $F'(V_p)$  die Ableitung der Funktion  $F(V_p)$  ist, die numerisch folgendermaßen zu berechnen ist:

$$F'(V_p) = \frac{F(V_p + \delta) - F(V_p)}{\delta}$$

wobei  $\delta$  ein Inkrement ist, das bei der ersten Iteration gleich 0,1 V ist. Danach nimmt  $\delta$  den Wert von  $\delta = V_p(\text{Neu}) - V_p(\text{Alt})$  an. Die Funktion  $F(V_p + \delta)$  definiert man als

$$F(V_p + \delta) = n'_{Ar^+} - (n'_e + n'_{es}) \quad (4.16)$$

Hier werden die Größen  $n'_{Ar^+}$ ,  $n'_e$  und  $n'_{es}$  für jede Iteration durch das Ersetzen von  $\eta$  durch  $\eta' = e[V - (V_p + \delta)] / kT_e$  gleichzeitig berechnet.

Die Programmausführung wird abgebrochen, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt werden:

1.  $|F(V_p)| = |n_{Ar^+} - (n_e + n_{es})| \leq \epsilon$

wobei  $\epsilon$  eine Toleranz ist, die festlegt, ab wann der Funktionswert numerisch als Null zu betrachten ist. Wir haben einen Wert von  $\epsilon = 0,01$  verwendet.

2.  $|V_p(\text{Neu}) - V_p(\text{Alt})| \leq \Delta$

wobei  $\Delta$  ein Grenzwert ist. Die Iteration wird abgebrochen, wenn das Ergebnis einer Iteration sich vom Ergebnis der vorangegangenen Iteration betragsmäßig um weniger als  $\Delta$  unterscheidet.

Für diesen Parameter wurde der Wert von  $\Delta = 0,001$  angenommen, d. h. bei der iterativen Methode wird das Plasmapotential innerhalb einer Genauigkeit von  $\pm 0,001$  V bestimmt.

Im zweiten Fall wird der neue Wert von  $V_p$  nach Gl. 4.6 berechnet. Der Abbruch der Rechnung erfolgt dann nur bei der Berücksichtigung der zweiten Bedingung.

## 4.2 Laser induzierte Fluoreszenz (LIF)

Die Laser induzierte Fluoreszenz ist eine spektroskopische Methode, bei dessen Einsatz Teilchendichte und -flüsse ermittelt werden können.

Zur Messung der Dichte wird die Wellenlänge des Laserstrahls z.B. auf eine Resonanzlinie abgestimmt. Durch Absorption des Laserlichtes werden die Atome von einem unteren Zustand (meist Grundzustand) in einen oberen Zustand angeregt. Aufgrund der Bewegung der Teilchen muß die Spektralbreite der Laserlinie  $\Delta\lambda_L$  größer als die Dopplerbreite  $\Delta\lambda_D$  sein, um alle Atome in diesem Zustand anregen zu können. Der obere Zustand wird durch induzierte Emission (für die Resonanzlinie), sowie durch spontanen Zerfall unter Emission von Fluoreszenzlicht auf sämtliche unteren Zustände, deren Übergänge erlaubt sind, entvölkert. Beobachtet wird meist eine Linie, deren Wellenlänge von der Laserwellenlänge verschieden ist, um Falschlichteinflüsse zu vermeiden. Aus dem Fluoreszenzsignal kann die Teilchendichte im Ausgangszustand unter Annahme bestimmter Bedingungen ermittelt werden.

Bei der vorliegenden Arbeit wurden die Dichten von abgestäubten Titanatomen, Titanionen und von den metastabilen  $^3P_2$  Argonatomen mittels Laser induzierter Fluoreszenz ermittelt. Da in allen Fällen im Dreiniveausystem gemessen wurde, werden wir im folgenden das Modell dieses Systems kurz beschreiben.

Eine ausführliche Beschreibung der theoretischen Grundlagen der Laser induzierten Fluoreszenz ist in den Refs. [46,47] zu finden.

### 4.2.1 Physikalische Grundlagen der LIF für ein Dreiniveausystem

Um die Abhängigkeit des Fluoreszenzlichtes von der Zeit und der Laserleistung in einem Dreiniveausystem zu untersuchen, betrachten wir das Termschema in Abb. 4.3.

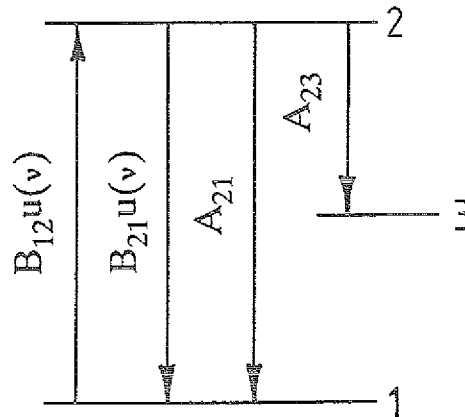


Abb. 4.3: Schematische Darstellung eines Dreiniveausystemes

In einem Dreiniveausystem wird das Atom durch Absorption eines Photons vom Zustand 1 in den Zustand 2 angeregt. Von dort kann es durch stimulierte und spontane Emission wieder in den Zustand 1 oder durch spontane Emission in andere metastabile Zustände zerfallen.

Unter den Voraussetzungen einer optisch dünnen Absorptionslinie und der Abwesenheit von stoßinduzierten Übergängen kann die Besetzungsdichte der beteiligten Zustände unter Einwirkung eines isotropen räumlich homogenen und kontinuierlichen Laserlichtes durch die folgenden Ratengleichungen beschrieben werden:

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= -B_{12}u_\nu n_1 + (A_{21} + B_{21}u_\nu)n_2 \\ \frac{dn_2}{dt} &= B_{12}u_\nu n_1 - (\Sigma A_{2k} + B_{21}u_\nu)n_2 \\ \frac{dn_3}{dt} &= A_{23}n_2 \end{aligned} \quad (4.17)$$

wobei  $n_1$ ,  $n_2$  und  $n_3$  die Besetzungsdichte jeweils des Zustandes 1, 2 und 3 sind.  $u_\nu$  ist die spektrale Energiedichte der Laserstrahlung.  $B_{12}$ ,  $B_{21}$  und  $A_{2k}$  sind die Einsteinkoeffizienten jeweils für Absorption, induzierte Emission und spontane Emission. Diese Koeffizienten stehen zu einander in folgender Beziehung:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} = g_2 A_{21} \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \quad (4.18)$$

wobei  $g_1$  und  $g_2$  die statistischen Gewichte jeweils des Zustandes 1 und 2 sind. Die Summe  $\Sigma A_{2k}$  berücksichtigt die Übergangswahrscheinlichkeiten vom Niveau 2 in das Niveau 1 und alle metastabilen Niveaus. Der Kehrwert dieser Summe entspricht der Lebensdauer  $\tau$  des Zustandes 2.

Mit den Bedingungen:  $n_1(0) = n$

$$n_2(0) = n_3(0) = 0$$

$$n = n_1(t) + n_2(t) + n_3(t)$$

kann eine analytische Lösung des Gleichungssystemes 4.17 für einen rechteckigen Laserpuls der Dauer  $\tau_L$  angegeben werde [46]:

$$\frac{n_2(t)}{n} = \frac{g_2}{g_1 + g_2} \frac{S}{R} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{Rt}{\tau}\right) \right] \exp\left[-\frac{t}{2\tau} (1 - S + R)\right] \quad (4.19)$$

Hierbei sind die Parameter R und S gegeben durch:

$$R = \left[ (1 + S)^2 - 4S \frac{g_2}{g_1 + g_2} (1 - A_{21}\tau) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.20)$$

$$S = \frac{g_1 + g_2}{g_1} \frac{\lambda_L^5}{8\pi\hbar c^2} \phi_L$$

S ist eine dimensionlose Größe, die von der spektralen Laserleistungsdichte  $\phi_L = P_L / (A_L \Delta\lambda_L)$  (in  $\text{W cm}^{-2} \text{ pm}^{-1}$ ) abhängig ist und als Sättigungsparameter bezeichnet wird.

Der erste Term (zwischen [ ]) in Gl. 4.19 liefert den Anstieg von  $n_2$  mit der Zeit. Der letzte Term beschreibt die Entvölkerung von  $n_2$  entsprechend der Übergangswahrscheinlichkeiten  $\Sigma A_{2k}$  in die metastabilen Niveaus. Wenn die Einwirkung des Lasers lang gegenüber der Lebensdauer des oberen Niveaus ist, wird die gesamte Anfangsbesetzung  $n_1(0) = n$  in die metastabilen Niveaus übergepumpt. Diese Eigenschaft werden wir nutzen, um die gesamte Zahl der Fluoreszenzphotonen zu berechnen.

Abweichungen von den Voraussetzungen, die für dieses Modells angenommen wurden, werden in der Literatur [49,48] behandelt.

## 4.2.2 Anwendung der LIF auf Ti und $\text{Ti}^+$

Die Ermittlung der Dichte von Titanatomen und -ionen mittels LIF kann in einem Dreiniveausystem erfolgen.

Die Energieniveaus der ausgewählten Übergänge sind in Abb. 4.4.a und 4.4.b jeweils für Titanatome und -ionen dargestellt. Beim neutralen Titan spaltet der Grundzustand in drei energetisch verschiedene Zustände mit unterschiedlich J-Quantenzahlen ( $J = 2, 3, 4$ ) auf, bei einfach

ionisiertem Titan in vier verschiedene Zustände ( $J = 3/2, 5/2, 7/2, 9/2$ ). Alle Niveaus können unabhängig voneinander mit dem Laser (Halbwertsbreite  $\approx 12$  pm) gepumpt werden.

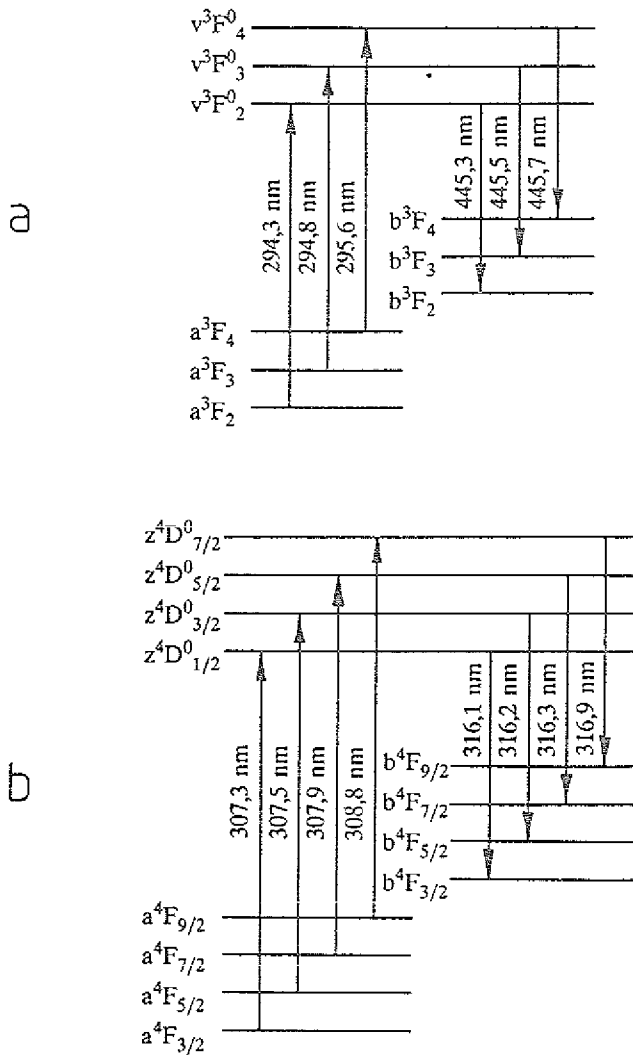


Abb. 4.4: Ausschnitt aus dem Termschema von Titanatomen (a) und Titanionen (b).

### 4.2.3 Anwendung der LIF auf die metastabilen $^3P_2$ Argonatome

Zum Nachweis der metastabilen  $^3P_2$  Argonatome wurde die Laserwellenlänge auf die Resonanzlinie 696,5 nm des Überganges  $1s_5 \rightarrow 2p_2$  abgestimmt. Von dort kann es in alle 4s-Niveaus zerfallen. Die 4s-Niveaus bestehen aus zwei metastabilen ( $^3P_2$  und  $^3P_0$ ) und aus zwei resonanten Niveaus ( $^3P_1$  und  $^1P_1$ ), die weiter in den Grundzustand entvölkert werden können. Das Fluoreszenzlicht wurde bei der Resonanzlinie 727,3 nm des Überganges  $2p_2 \rightarrow 1s_4$  gemessen. Abb. 4.5 zeigt einen Ausschnitt aus dem Termschema des Argons und die erwähnten Übergänge.

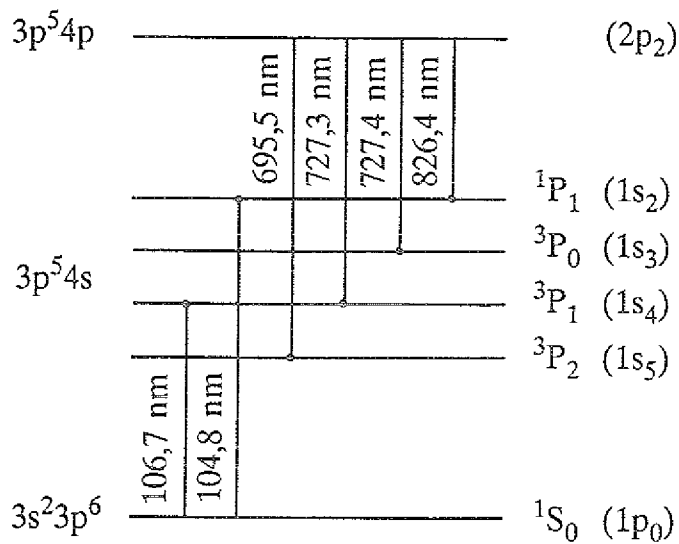


Abb. 4.5: Ausschnitt aus dem Termschema von Argonatomen.

Es handelt sich hierbei auch um ein Dreiniveausystem, da der Anfangszustand  $^3P_2$  unter Einwirkung des Laserlichtes in den  $^3P_0$  metastabilen Zustand, sowie in den Grundzustand überführt wird.

### 4.2.4 Ermittlung des Photonenflusses

Zur Auswertung des Fluoreszenzsignals wurde das zeitliche Integral des Photonenflusses verwendet, da es auf mögliche Inhomogenitäten in der Ausleuchtung des Meßvolumens, sowie auf den zeitlichen Verlauf des Laserpulses nur schwach reagiert [49].

Der Photonenfluß aus dem Beobachtungsvolumen  $lA_L$  in den Raumwinkel  $\Omega$ , der beim Übergang  $2 \rightarrow 3$  ausgestrahlt wird, ist gegeben durch:

$$\phi_{ph}(t) = \frac{\Omega}{4\pi} lA_L A_{23} n_2(t) \tag{4.21}$$

Damit erhält man durch Integration die gesamte Zahl der Photonen

$$\int_0^\infty \phi_{ph}(t) dt = \frac{\Omega}{4\pi} lA_L A_{23} \int_0^\infty n_2(t) dt = \frac{\Omega}{4\pi} lA_L \zeta \frac{A_{23}}{\sum A_{2k} - A_{21}} n \tag{4.22}$$

Hierbei ist  $n$  die Teilchendichte im Ausgangsniveau. Das Verzweungsverhältnis  $A_{23}/\sum A_{2k} - A_{21}$  gibt den Anteil der Übergänge aus dem Niveau 2 an, der ins Niveau 3 zerfällt.  $\zeta$  ist ein Parame-

ter, der zwischen 0 und 1 liegt. Er gibt den Bruchteil der Besetzungsdichte des Ausgangsniveaus an, der von einem Laserpuls der Dauer  $\tau_L$  bei einer bestimmten Laserleistung, bzw. einem Sättigungsparameter  $S$ , in die metastabilen Niveaus übergepumpt wird. Deswegen wird  $\zeta$  als Überpumpgrad bezeichnet.  $\zeta$  kann mit Gl. 4.19 durch den folgenden Ausdruck angenähert werden:

$$\zeta \approx 1 - \frac{1-\gamma}{1-\rho} \exp\left(-\frac{\tau_L}{\tau_a} \frac{S}{1+S}\right) \quad (4.23)$$

Hierbei sind die Parameter  $\gamma$ ,  $\rho$  und  $\tau_a$  gleich

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{S}{1+S} \frac{\tau}{\tau_a} \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{\tau_L}{\tau} (1+S)(1+\rho)\right] \right\} \\ \rho &= \frac{S}{(1+S)^2} \frac{g_2}{g_1+g_2} 2(1-A_{21}\tau) \\ \tau_a &= \frac{g_1+g_2}{g_2} \frac{1}{\sum A_{2k} - A_{21}} \end{aligned} \quad (4.24)$$

In Tabelle 4.1 sind die Sättigungsparameter und die Überpumpgrade aller im Experiment benutzten Anregungs- und beobachteten Fluoreszenzübergänge aufgelistet, die nach Gl. 4.23 mit den entsprechenden spektralen Laserleistungsdichten berechnet wurden.

Teilchen	Übergänge	$\phi_L$ (W cm <sup>-2</sup> pm <sup>-1</sup> )	S	$\zeta$
Ti <sup>+</sup>	$a^4F_{3/2} \rightarrow z^4D_{1/2}^0 \rightarrow b^4F_{3/2}$	4,84	0,094	0,590
	$a^4F_{5/2} \rightarrow z^4D_{3/2}^0 \rightarrow b^4F_{5/2}$		0,084	0,754
	$a^4F_{7/2} \rightarrow z^4D_{5/2}^0 \rightarrow b^4F_{7/2}$		0,086	0,766
	$a^4F_{9/2} \rightarrow z^4D_{7/2}^0 \rightarrow b^4F_{9/2}$		0,097	0,783
Ti	$a^3F_2 \rightarrow v^3F_2^0 \rightarrow b^3F_2$	19,4	0,146	1,000
	$a^3F_3 \rightarrow v^3F_3^0 \rightarrow b^3F_3$		0,245	0,998
	$a^3F_4 \rightarrow v^3F_4^0 \rightarrow b^3F_4$		0,292	0,994
Ar( <sup>3</sup> P <sub>2</sub> )	$1s_5 \rightarrow 2p_2 \rightarrow 1s_4$	485	148	0,998

Tabelle 4.1: Sättigungsparameter  $S$  und Überpumpgrade  $\zeta$  verschiedener Linien von Ti<sup>+</sup>, Ti und Ar(<sup>3</sup>P<sub>2</sub>).  $\phi_L$  ist die mittlere spektrale Laserleistungsdichte,  $A_L \approx 5 \times 10^{-5}$  m<sup>2</sup>,  $\Delta\lambda_L \approx 12$  pm.

### 4.2.5 Absoluteichung der Teilchendichte

Für die Absoluteichung des Fluoreszenzsignals (das integrierte PMT-Signal) wurde ein Kohlebogen als Strahlungsdichtenormal verwendet (s. Anhang A)

Das Fluoreszenzsignal in einem Dreiniveausystem ist, wie bereits erwähnt, direkt proportional zur Teilchendichte  $n$  im Ausgangsniveau. Dies läßt sich in folgender Weise schreiben (s. Anhang B):

$$U_F = \frac{\Omega_F}{4\pi} l A_L \zeta \frac{A_{23}}{\sum A_{2k} - A_{21}} n T_F(\lambda) T(\lambda) Q(\lambda) e G R_L \quad (4.25)$$

wobei  $\Omega_F$  der von der Beobachtungsoptik erfaßte Raumwinkel,  $l A_L$  das vom Meßspalt und dem Laserstrahlquerschnitt  $A_L$  definierte Beobachtungsvolumen,  $\zeta$  der Überpumpgrad,  $A_{23} / (\sum A_{2k} - A_{21})$  das Verzweungsverhältnis,  $T_F(\lambda)$  die spektrale Transmission des Beobachtungsfensters,  $T(\lambda)$  die spektrale Transmission des optischen Systems (Linse und Monochromator),  $Q(\lambda)$  die spektrale Quantenausbeute des Photomultipliers,  $e$  die Elementarladung,  $G$  der Verstärkungsfaktor des Photomultipliers und  $R_L$  der Meßwiderstand sind.

Das Bogensignal  $V_B$  (das PMT-Signal) steht in folgender Abhängigkeit zur spektralen Strahlungsdichte  $L_\lambda$  (s. Anhang B):

$$V_B = \Omega_B A_B \Delta\lambda \frac{L_\lambda}{h\nu} T(\lambda) Q(\lambda) G e R_L \quad (4.26)$$

wobei  $\Omega_B$  der erfaßte Raumwinkel,  $A_B$  die Beobachtungsfläche an der Oberfläche des positiven Kraters des Kohlebogens,  $\Delta\lambda$  die Halbwertsbreite des Monochromators,  $h\nu$  die Energie eines Photons sind.  $T(\lambda)$ ,  $Q(\lambda)$ ,  $G$ ,  $e$  und  $R_L$  haben dieselbe Bedeutung wie oben angegeben.

Das Bogensignal wurde bei 316,3 nm, 445,3 nm und 727,3 nm gemessen. Diese Wellenlängen entsprechen den gewählten Fluoreszenzwellenlängen jeweils von Titanionen (zwischen  $316,1 \leq \lambda \leq 316,9$  nm), Titanatomen (zwischen  $445,3 \leq \lambda \leq 445,7$ ) und den metastabilen  $^3P_2$  Argonatomen (bei  $\lambda = 727,3$  nm). Deswegen konnte sowohl die spektrale Transmission des optischen Systems als auch die Quantenausbeute des Photomultipliers in Gl. 4.25 und 4.26 gleich gesetzt werden.

Im Anhang A sind die spektralen Strahlungsdichten  $L_\lambda$  aufgelistet, die bei den verwendeten Fluoreszenzwellenlängen berechnet wurden.

Damit läßt sich die Teilchendichte im Ausgangsniveau  $n$  aus dem Verhältnis vom Fluoreszenzsignal  $U_F$  zum Bogensignal  $V_B$  berechnen.

## 5 Experimenteller Aufbau

### 5.1 Das Vakuumsystem

Die Entladungskammer besteht aus einem zylindrischen Vakuumsgefäß aus Edelstahl von 30 cm Durchmesser und 46 cm Länge. Auf der unteren Seite sind eine Titan-Verdampferpumpe und eine Ionen-Zerstäuberpumpe angeschlossen, mit denen ein Basisdruck von einigen  $10^{-8}$  mb erreicht wurde. Während der Entladung wurden beide Pumpen abgeschaltet. Der Druck wurde mit einem kapazitiven Manometer gemessen und damit über ein gesteuertes Schmetterlingsventil das Saugvermögen einer Turbomolekularpumpe geregelt. Der absolute Gasdruck ließ sich im Druckbereich von 0,1 bis 1,0 mb mit einer Genauigkeit von  $\pm 0,001$  mb einstellen.

Während der Messungen strömte das Argongas (Reinheitsgrad von 99,9997%) kontinuierlich durch ein Dosierventil in die Entladungskammer.

### 5.2 Aufbau der Elektroden

Die Elektrodenanordnung besteht aus einer Titankathode und einer Kupferanode mit jeweils 6 cm Durchmesser, die mitten in der Achse des Vakuumsgefäßes gelegt sind.

Bei den Untersuchungen, sei es mit der Sonde oder mit dem Laser, sollte die Meßgröße in Abhängigkeit vom Abstand zur Kathode gemessen werden. Der Versuch, die Kathode in Bezug auf eine feste Anode zu verschieben, hat zu einer Änderung der Strom-Spannungscharakteristik der Entladung geführt. Deswegen wurde die Anode in einem Abstand von 10 cm an der Kathode durch drei mit keramischen Perlen isolierte Edelstahlstangen festgehalten.

Eine Lineardurchführung sorgte dafür, daß die Elektroden zusammen insgesamt 10 cm in der axialen Richtung verschoben werden konnten.

Ein Thermoelement wurde auf der Rückseite der Kathode befestigt, um ständig die Kathodentemperatur während der Entladung zu liefern. Eine Skizze der Elektrodenanordnung und des Vakuumsgefäßes ist in Abb 5.1 dargestellt.

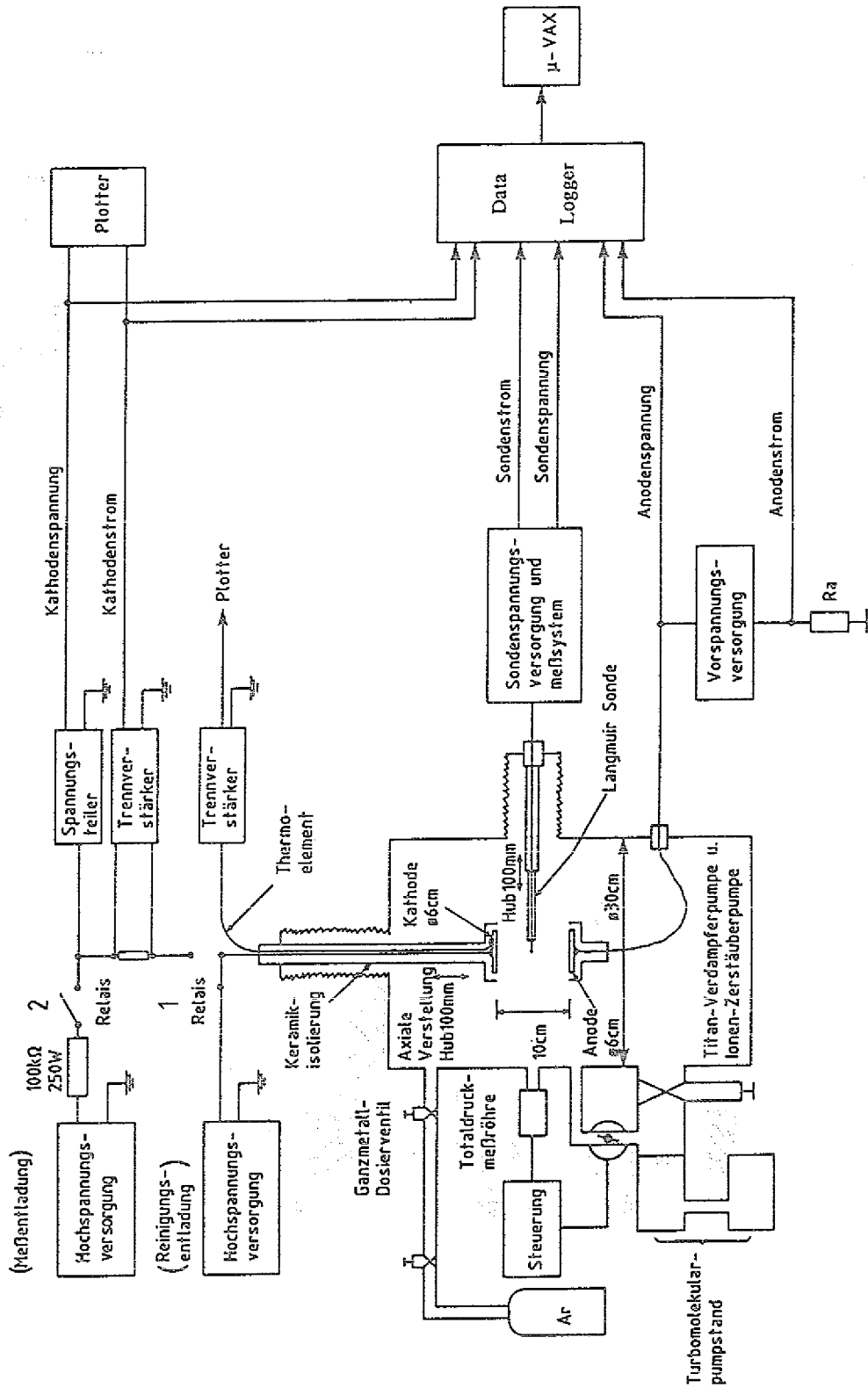


Abb. 5.1: Schema der experimentellen Anordnung für die Steuerung der Glimmentladung und für die Sondendiagnostik.

Aufgrund der physikalischen Zerstäubung an der Titankathode werden nach einigen Stunden Betrieb alle Teile in der Umgebung der Kathode mit einer dünnen Titanschicht bedeckt. Die Ablagerung der metallischen Schicht auf der Oberfläche der isolierenden Keramikeinfassung der Elektroden läßt sich auch in einer normalen Glimmentladung mit geringer Stromdichte nicht vermeiden. Dies kann zu einer Ausdehnung der Kathodenoberfläche und damit zu einer Überschätzung der Stromdichte führen. Um dieses Problem zu lösen, wurde eine spezielle keramische Ringstruktur für die Isolierung beider Elektroden entwickelt. Sie besteht aus zwei die Elektroden umfassenden keramischen Ringen, die durch eine Nut von 1 mm Breite von einander getrennt sind. Die Nuten vermeiden einen elektrischen Kurzschluß zwischen den Ringen und der Elektrode bzw. beiden Ringen, der durch die Entstehung einer Titanschicht an der keramischen Oberfläche erfolgen würde. Damit werden die Kathoden- und Anodenfläche sehr gut definiert und folglich die Stromdichte an beiden Elektroden präzise bestimmt. Die Details dieser Ringstruktur sind für die Kathodenseite in Abb. 5.2 gezeigt. Mit dieser Ringstruktur war es nicht mehr erforderlich, während der Meßreihe die keramischen Teile zu reinigen.

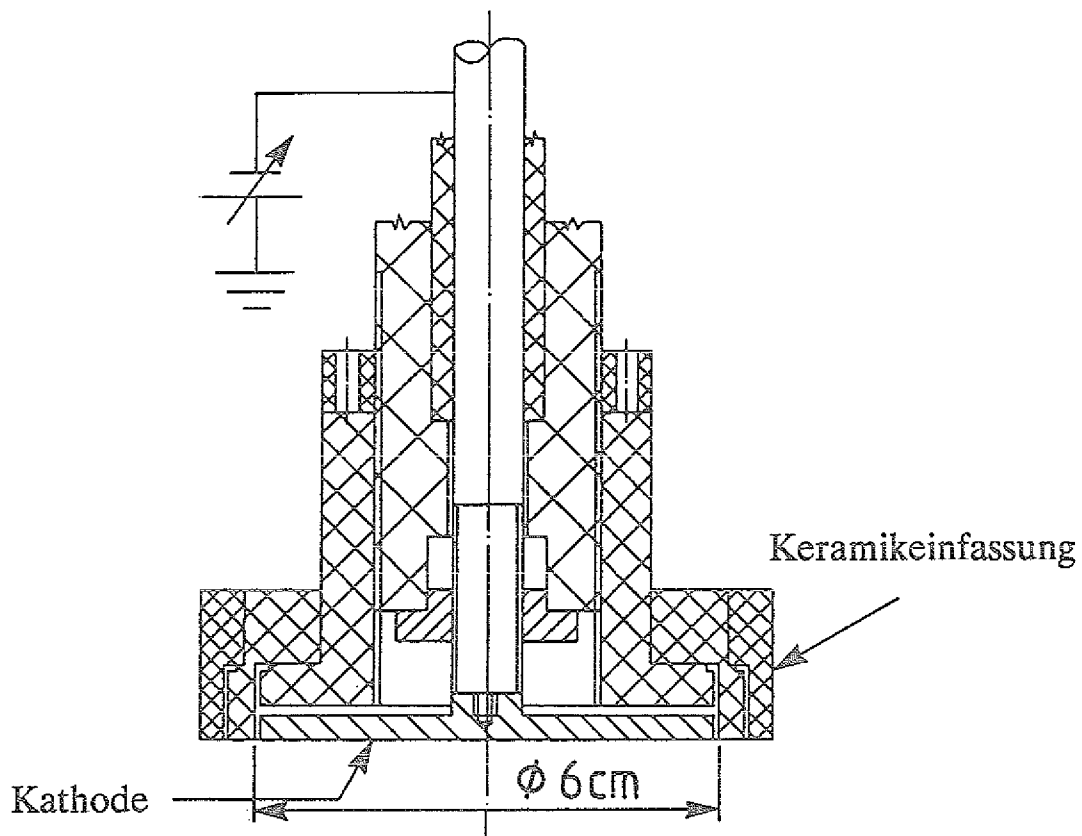


Abb. 5.2: Details der Kathodenanordnung.

### 5.3 Elektrische Steuerung der Glimmentladung

Die Kathode und Anode sind an unterschiedliche Gleichspannungsquellen angeschlossen. Die Hochspannungsversorgung der Kathode (Restwelligkeit  $< 1,10^{-4}$  ss vom Nennwert) erlaubte eine regelbare Spannung von bis zu  $-12,5$  kV bei einem Strom von maximal  $100$  mA an die Entladung anzulegen. Durch eine mit Strom Spannungswandler modifizierte Spannungsversorgung konnte eine positive Spannung von  $0$  bis  $30$  V an der Anode angelegt und der entsprechende Strom auf zwei Skalen (Nennwert: jeweils  $10$  mA und  $100$  mA) gemessen werden. Aus experimentellen Gründen bei der Sondenmessungen wurde die Anode mit  $+5$  V vorgespannt. Der Strom und die Spannung wurden an beiden Elektroden gemessen.

Aus Stabilitätsgründen wurde ein Lastwiderstand von  $100$  k $\Omega$  in Reihe mit den Elektroden gelegt.

Im untersuchten Druckbereich wurde beobachtet, daß bei der Umschaltung auf einen kleineren Entladungsstrom die Spannung immer einen höheren Endwert erreichte, als der, der gleich nach der Umschaltung gemessen wurde. Dieser Effekt kann dadurch erklärt werden, daß sich das Gleichgewicht zwischen der Zerstäubungsrate und der Aufbaurrate einer Verunreinigungsschicht (z.B.  $H_2O$ ,  $N_2$ ,  $O_2$  und  $H_2$ ) neu einstellen muß. Deswegen wurde eine zusätzliche Spannungsversorgung an der Kathode angeschlossen, mit der die Entladung zwischen zwei Messungen mit einer höheren Stromdichte ( $0,35$  mA/cm<sup>2</sup>) betrieben werden konnte. Auf diese Weise wurde bei allen Messungen der gleiche Ausgangszustand der Kathodenoberfläche erreicht.

Ein Blockdiagramm der wichtigsten Komponenten zur Steuerung der Glimmentladung ist in Abb. 5.1 dargestellt. Über das Relais-1 war die Hochspannungsversorgung der Reinigungsentladung mit der Kathode verbunden. Für eine Messung mußte zunächst die Hochspannungsversorgung der Reinigungsentladung durch das Relais-1 abgeschaltet werden und danach die Hochspannungsversorgung der sogenannten Meßentladung bei dem entsprechend eingestellten Strom durch das Relais-2 eingeschaltet werden. Erst dann wurden der Kathodenstrom und die Kathodenspannung gemessen. In diesem Betriebsmodus betrug die Dauer einer Meßentladung ca.  $500$  ms. Nach einer Messung mußten die Relais so geschaltet werden, daß die Entladung wieder in ihren ursprünglichen Zustand gebracht wurde.

## 5.4 Das Langmuir-Sondensystem

In Abb. 5.1 ist ein Schema der experimentellen Anordnung für die Sondendiagnostik dargestellt.

Die Sonde konnte durch eine Linearverstellung 10 cm in der radialen Richtung verschoben werden. Für einen bestimmten Radius sind axiale Dichte- und Temperaturprofile der Elektronen durch die Verschiebung der Elektroden (vgl. Abschn. 4.1.2) mit der Sonde gemessen worden.

Um Kontakt zwischen der Sonde und der Kathode zu verhindern, wurde ein minimal möglicher Abstand von 2 mm zwischen der Sondenachse und der Kathodenoberfläche eingehalten.

### 5.4.1 Aufbau der Sonde

Die Messungen wurden mit einer ebenen Sonde mit Schutzring durchgeführt, deren Gesamtdurchmesser  $\phi_p = 2$  mm betrug.

Da die gleiche Spannung an Sonde und Ring angelegt wurde, sorgte letzterer für eine radiale Erweiterung der Äquipotentialfläche, so daß im Grenzfall ( $\lambda_D \ll \phi_p$ ) die Raumladungsschicht vor der Sonde sehr flach ist. Die Sondenkennlinie nähert sich der einer idealen ebenen Sonde, welche theoretisch einfach zu behandeln ist. Außerdem wird die Sondenfläche durch den Ring sehr gut definiert und dadurch der Fehler bei der Bestimmung der absoluten Plasmadichte reduziert. Im Abb. 4.1 ist eine mit der ebenen Sonde ermittelte typische Kennlinie zu sehen.

Die Vorteile der ebenen Sonde in Vergleich zu einer gewöhnlichen Zylindersonde lassen sich allerdings nur durch einen aufwendigen Aufbau realisieren.

### 5.4.2 Anwendung der Sonde in der Glimmentladung

Da die Entladung im abnormalen Bereich betrieben wird, gibt es eine hohe Zerstäubung der Titankathode. Nach einigen Stunden Betrieb werden alle Oberflächen in der Umgebung der Kathode mit einer dünnen Schicht aus Titan bedeckt. Deswegen mußten bei dem Aufbau der Sonde einige Maßnahmen getroffen werden, um zu vermeiden, daß ein elektrischer Kontakt zwischen der Sonde und dem Ring oder dem Ring und dem keramischen Rohr durch den Aufbau einer metallischen Ti-Schicht entsteht. Die Einzelheiten der benutzten Sonden können aus

Abb. 5.3 entnommen werden.

Um Änderungen der Austrittsarbeit der Sonde durch die Ablagerung der abgestäubten Titanatome an der Sondenoberfläche zu vermeiden, wurde die Sonde auch aus Titan hergestellt. Titan ist wegen seines hohen Schmelzpunktes und seiner Festigkeit auch gut als Sondenmaterial geeignet.

Zur Konditionierung der Sonde wurde vor jeder Meßreihe die Sondenoberfläche durch Zerstäubung mit Argonionen bei  $-100\text{ V}$  gereinigt. Zwischen den Messungen wurde die Sonde immer mit  $-25\text{ V}$  vorgespannt. Die Aufnahmezeit einer Sondenkennlinie von  $100\text{ ms}$  war viel kürzer als der Zeitabstand zwischen den Messungen. Auf diese Weise wurde die Sondenoberfläche immer im gleichen Zustand gehalten.

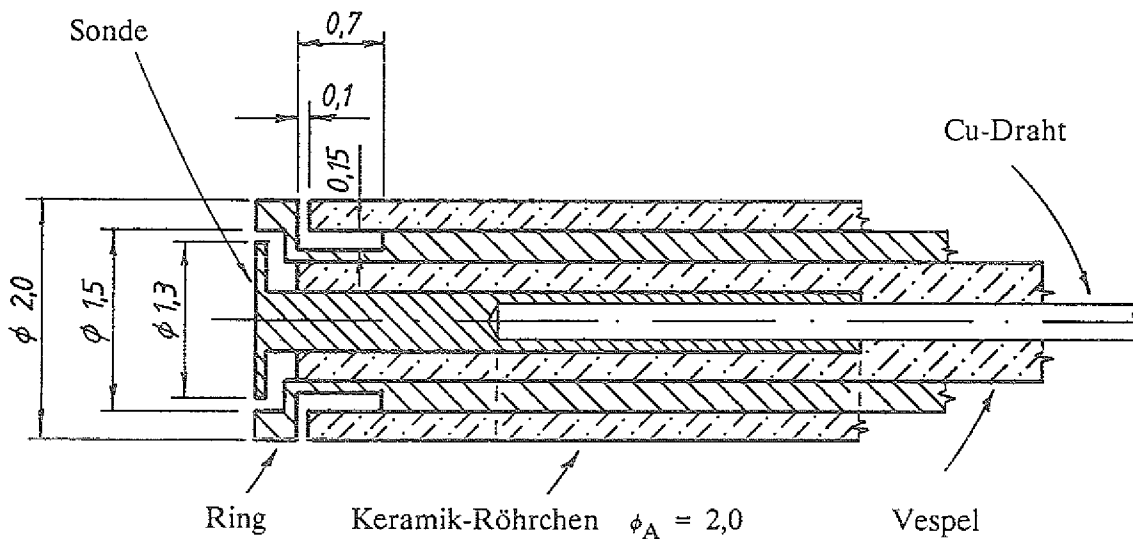


Abb. 5.3: Details der ebenen Sonde (Maßangaben in mm).

### 5.4.3 Steuerung der Sonde und Datenerfassung

Ein Funktionsgenerator lieferte die Dreiecksspannung, die durch einen Operationsverstärker sowohl an der Sonde als auch an dem Ring gleichzeitig angelegt wurde.

Drei kalibrierte Widerstände wurden benutzt, um den Nennwert der Meßskala des Sondenstromes auf  $0,1\text{ mA}$ ,  $1,0\text{ mA}$  und  $10\text{ mA}$  zu erweitern.

Die Erfassung der Meßdaten erfolgte über ein MikroVAX gesteuertes CAMAC-Datenerfassungssystem. Bei einer Sondenmessung wurden Sondenstrom und -spannung sowie der Kathodenstrom

und -spannung erfaßt. Die analogen Signale wurden in einem Analog/Digital-Spannungswandler (Data Logger) digitalisiert. Nach dem Ende einer Messung wurden die Daten auf die MikroVAX übertragen und in einem Datensatz gespeichert.

Die Gates sowohl für die Zeiteinstellung der Relais als auch für die Triggerung des Funktionsgenerators und des Data Loggers wurden durch einen gesteuerten Gate-Generator erzeugt.

Zur Optimierung der Aufnahme der Sondenkennlinie wurde diese vor jeder Messung mit einem Oszilloskop beobachtet und die Sondenspannung so eingestellt, daß mindestens -20 V in Bezug auf das Plasmapotential angelegt, bzw. ein maximaler Sondenstrom von 100  $\mu\text{A}$  nicht überschritten wurde.

Während einer Messung wurde nur eine Dreieckswelle von 100 ms Periodenlänge erzeugt, so daß insgesamt zwei Kennlinien aufgenommen wurden. Innerhalb der Meßgenauigkeit wurde bei dieser Einstellung kein Unterschied zwischen den beiden Kennlinien beobachtet. Deswegen sind bei der Auswertung alle Meßpunkte (ca. 1024) berücksichtigt worden.

Die Entstehung eines Offsets von einigen  $\mu\text{A}$  beim Sondenstrom kann zu kleinen Fehlern bei der Bestimmung des Floatingpotentials und der absoluten Plasmadichte führen. Um das zu vermeiden, wurde die Meßentladung vor dem Ende der Datenerfassung ausgeschaltet und eine Referenznulllinie für den Sondenstrom aufgenommen.

## 5.5 Das Farbstofflasersystem

Für die Messung von Teilchendichten mit Hilfe der Laser induzierten Fluoreszenz wurde ein in Zusammenarbeit mit der TU Braunschweig (Energieversorgung der Blitzlampen) und der Universität Essen (Laserkopf) entwickelter blitzlampengepumpter Farbstofflaser verwendet.

Der Reflektor im Laserkopf besteht aus hochglanzpoliertem Aluminium mit einem doppel-elliptischen Querschnitt über eine Länge von 100 mm.

Die Blitzlampen (4" Länge, 4 mm Innendurchmesser und 200 Torr Xenon Fülldruck) stehen jede axial in einem Fokus der Doppellellipse. Die Farbstoffküvette aus einem Quarzrohr von 4 mm Innendurchmesser steht ebenso axial im gemeinsamen Fokus beider Ellipsen, in dem das ausgestrahlte Licht fokussiert wird. Zur Kühlung beider Blitzlampen liegen diese jeweils in einem Quarzrohr, durch das ständig deionisiertes kaltes Wasser (Leitfähigkeit  $\leq 0.1 \mu\text{S}$ ) fließt.

Zwei Brewsterfenster an der Farbstoffküvette sorgen dafür, daß der Laserstrahl linear polarisiert wird mit der Polarisationssebene parallel zur Tischebene, wie es für die Verdopplung notwendig ist.

Der Laserresonator mit einer Länge von etwa 90 cm besteht aus zwei dielektrischen ebenen Spiegeln mit jeweils 100% und 50% Reflexionskoeffizient.

Ein Schema des verwendeten Farbstofflasersystems ist in Abb. 5.4 skizziert.

### 5.5.1 Elektrische Steuerung des Lasers

Eine Gleichstromentladung von etwa 120 V und 30 mA wurde für die Vorionisation beider Blitzlampen verwendet. Diese Entladung sorgt sowohl für eine Erhöhung der Lebensdauer als auch für eine Verbesserung der Synchronisation der beiden Lampen.

Vor der Hauptentladung der Kondensatoren sorgt ein Vorpuls von etwa 700 V und 3 A für eine vollständige Vorionisation des Füllgases über den gesamten Lampenquerschnitt. Anschließend folgt der Hauptpuls mit einer maximalen Stromstärke von etwa 8 kA bei 13 kV und einer Pulsdauer von 2  $\mu$ s.

Die Leistungsschwankungen der Laserpulse lagen bei einer Wiederholungsrate unterhalb von 5 Hz bei etwa  $\pm 10\%$ .

### 5.5.2 Wellenlängeneinstellung

Für die Erzeugung der Anregungswellenlänge von Titanatomen bzw. -ionen wurden die Farbstoffe Rhodamin Perchlorat 590 ( $I_{\max}$  bei 590 nm) bzw. Rhodamin Perchlorat 610 ( $I_{\max}$  bei 610 nm) verwendet. Für den Nachweis von metastabilen  $^3P_2$  Argonatomen wurde der Übergang bei  $\lambda = 696,5$  nm gewählt, der mit Exazine Perchlorat 720 ( $I_{\max}$  bei 720 nm) leicht zugänglich war. Als Lösungsmittel für alle Farbstoffe wurde Äthanol verwendet.

Die Einengung der Wellenlänge erfolgt durch das Einsetzen eines Interferenzfilters und eines Fabry-Perot-Etalons in den Laserresonator (s. Abb. 5.4). Dies wurde bei den Titanatomen und -ionen mit einem Interferenzfilter ( $\lambda_{\max} = 620$  nm) und einem Fabry-Perot-Etalon ( $d = 0,15$  mm,  $R = 85\%$ ) erzielt; für die metastabilen Argonatomme wurde ein Interferenzfilter mit  $\lambda_{\max} = 710$  nm und ein Fabry-Perot-Etalon mit  $d = 0,1$  und  $R = 65\%$  verwendet.

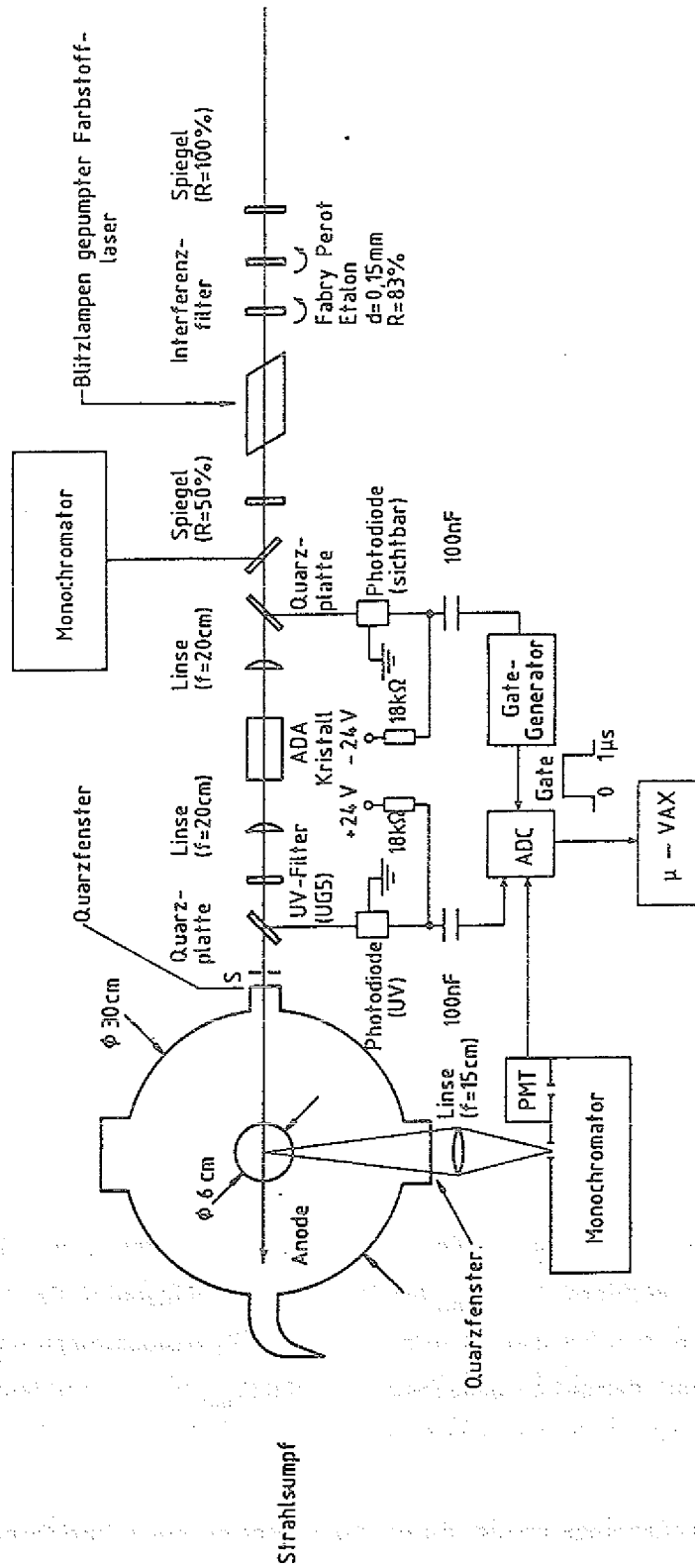


Abb. 5.4: Schema der experimentellen Anordnung für die Laser induzierte Fluoreszenz-Diagnostik.

Jede erforderliche Wellenlänge im sichtbaren Licht wurde zunächst mit Hilfe eines Gitterspektrometers (Genauigkeit von  $\Delta\lambda/\lambda = 2 \times 10^{-6}$ ) durch Kippen des Interferenzfilters eingestellt. Der Aufbau des Spektrometers und die Bestimmung der Resonanzwellenlänge sind in Ref. [48] bereits ausführlich beschrieben worden. Zur Feinabstimmung wurde die Laserwellenlänge durch Kippen des Fabry-Perot-Etalons schrittweise solange verändert, bis ein Maximum des Fluoreszenzsignal erreicht wurde.

### 5.5.3 Frequenzverdopplung

Das Spektrum eines Farbstofflasers kann durch Frequenzverdopplung zum UV-Bereich erweitert werden. Die Frequenzverdopplung beruht auf der Nichtlinearität der Suszeptibilität und der Doppelbrechung einiger Kristalle [50]. Bei der Verdopplung wird der elektrische Feldvektor der zweiten Harmonischen gegenüber der Fundamentalwellenlänge um  $90^\circ$  gedreht.

Für die Frequenzverdopplung wurde ein temperaturstabilisierter ADA-Kristall (Ammoniumdihydrogenarsenit) von 50 mm Länge verwendet.

Der Laserstrahl wurde hinter dem Resonator durch eine Zylinderlinse mit einer Brennweite von 200 mm in die Kristallachse fokussiert. Durch die Fokussierung mit der Zylinderlinse bleibt der Laserstrahl in senkrechter Richtung zum elektrischen Feld unbeeinflusst (s. Abb. 5.4). Damit wurde bei der Verdopplung ein Wirkungsgrad von maximal 10% erreicht.

Der sichtbare Anteil des Laserstrahls wurde hinter dem ADA-Kristall durch ein 3 mm starkes UG5-Filter unterdrückt.

Nach der Verdopplung wurde die wirksame Halbwertsbreite im UV bei  $\lambda \approx 300$  nm experimentell zu  $\Delta\lambda \approx 12$  pm bestimmt [8].

### 5.5.4 Beobachtungssystem und Datenerfassung

Bei der LIF-Diagnostik wurde der Laser parallel zur Kathodenoberfläche ohne Zwischenabbildung eingestrahlt. Das Fluoreszenzlicht wurde senkrecht zur Achse des Laserstrahls beobachtet. Das verwendete optische System ist schematisch in Abb. 5.5 dargestellt. Dies bestand aus einer Quarzlinse ( $f = 100$  mm,  $\phi = 100$  mm), einem Gittermonochromator (1180 Striche/mm, Brennweite = 500 mm u. Dispersion = 1,6 nm/mm) und einem Photomultiplier (R 955).

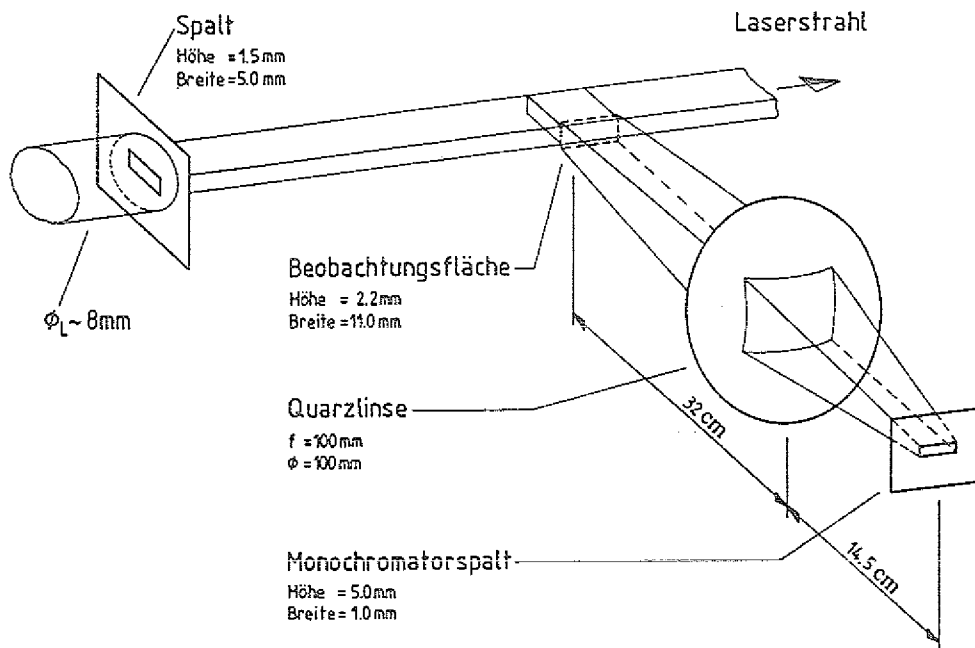


Abb. 5.5: Schematische Darstellung des Beobachtungssystems.

Aus dem Laserstrahl mit etwa 8 mm Durchmesser wurde durch einen horizontal liegenden Spalt ein Strahlquerschnitt von 5 mm x 1,5 mm herausgeschnitten. Die Beobachtungsfläche wurde durch die Fläche des Eintrittspaltes des Monochromators (1 mm Breite u. 5 mm Höhe) bestimmt, die im Verhältnis 1 : 2,2 auf den Laserstrahl abgebildet wurde. Das Beobachtungsvolumen, das durch die Länge der Beobachtungsfläche (11 mm) und den Laserstrahlquerschnitt bestimmt wird, betrug damit  $82,5 \text{ mm}^3$ .

Der Erfassungsraumwinkel ist eine Konstante des Monochromators, die man aus der Nutzfläche des Gitters ( $A = 52 \text{ mm} \times 52 \text{ mm}$ ) und der Brennweite  $f = 500 \text{ mm}$  nach  $\Omega = A/f^2$  zu  $\Omega = 0,01 \text{ sr}$  berechnen kann. Bei einem Austrittsspalt von 1 mm Breite betrug die Halbwertsbreite der gemessenen Linien 1,6 nm.

Bei jedem Laserschuss wurden das Fluoreszenzsignal, das Untergrundsignal und das UV-Photodiodensignal des Laserpulses, sowie der Kathodenstrom und die Kathodenspannung erfaßt. Jeder Meßpunkt wurde durchschnittlich über 32 Laserschüsse gemittelt.

Das Photomultipliersignal und das UV-Photodiodensignal wurde mit einem schnellen ladungs-sensitiven Analog/Digital-Wandler über eine Gatezeit von  $1,0 \mu\text{s}$  integriert und digitalisiert.

Kathodenstrom und -spannung wurden in ähnlicher Weise wie bei den Sondenmessungen durch den Data Logger aufgenommen.

Sowohl der Laser als auch der Data Logger wurden durch eine externe Triggereinheit gestartet. Mit einer Photodiode wurde ein Teil des sichtbaren Laserlichtes aufgenommen und damit das Erfassungssystem getriggert. Nach Beendigung einer Messung, d.h. nach der Aufnahme eines Dichteprofiles, wurden die Daten auf die MikroVAX übertragen und in einem Datensatz gespeichert. Ein Blockdiagramm des Datenerfassungssystems für die LIF-Diagnostik ist in Abb. 5.4 dargestellt.

Abb. 5.4

Das Blockdiagramm zeigt die Vernetzung zwischen dem Laser, der Photodiode, dem Data Logger und der MikroVAX. Die Photodiode fungiert als Trigger für den Data Logger, welcher wiederum mit der MikroVAX verbunden ist. Der Laser liefert Licht zur Messung und wird ebenfalls durch die Triggereinheit gesteuert.

Abb. 5.4

## 6 Experimentelle Ergebnisse

### 6.1 Charakterisierung der Entladung

#### 6.1.1 Strom- Spannungscharakteristik

In Abb. 6.1 sind einige Strom- Spannungscharakteristiken unserer Entladung bei verschiedenen Drücken dargestellt. Vor der Aufnahme dieser Charakteristiken wurde die Kathodenoberfläche mit Hilfe der Reinigungsentladung bei einem Strom von 5 mA konditioniert. Danach wurde die Charakteristik während der Meßentladung in einem kurzem Zeitintervall mit dem Data Logger folgendermaßen aufgenommen. Strom und Spannung wurden an der Hochspannungsversorgung der Meßentladung auf ihre Maximalwerte eingestellt. Nach dem Einschalten der Meßentladung wurde die Spannung ausgehend von ihrem maximalen Wert bis zum Erlöschen der Entladung verringert.

Abb. 6.1 zeigt, daß bei einem konstanten Druck die Kathodenspannung mit zunehmendem Strom steigt. Bei einem konstanten Kathodenstrom wächst die Spannung mit abnehmendem Druck.

Eine sprunghafte Erhöhung der Spannung von etwa 100 V wurde bei allen Drücken beobachtet, wenn sich die Kathodenspannung 400 V näherte. Dieser Übergang in der Entladungscharakteristik trat in dem Moment auf, sobald sich die Länge des negativen Glimmlichtes bis zur Anode ausgedehnt hatte, was auch visuell eindeutig zu erkennen war. Bei 0,1 mb erfolgte der Übergang bereits, wenn der Kathodenstrom kleiner als 0,1 mA war.

Dieses Ergebnis weist darauf hin, daß das negative Glimmlicht auch eine gewisse Rolle für die Selbsterhaltung der Entladung spielt. Der Plasmawirkungsgrad  $\delta = J_+(G)/J_{eb}(G)$ , der am Glimmsaum das Verhältnis zwischen dem Ionenstrom aus dem negativen Glimmlicht und dem Elektronenstrom aus dem Kathodenfall darstellt, gibt einen Maßstab für die Bedeutung des negativen Glimmlichtes für die Selbsterhaltung der Entladung. Je größer  $\delta$  ist, desto wichtiger ist das negative Glimmlicht für die Selbsterhaltung.

#### 6.1.2 Die Invariantenparameter $J_c/p^2$ und $pd_c$

Zur besseren Darstellung der Entladung ist es vorteilhaft, die sog. invarianten Parameter  $J_c/p^2$  und  $pd_c$  als Funktion der Kathodenfallspannung aufzutragen. Hierbei stehen  $J_c$  für den Kathodenstrom,

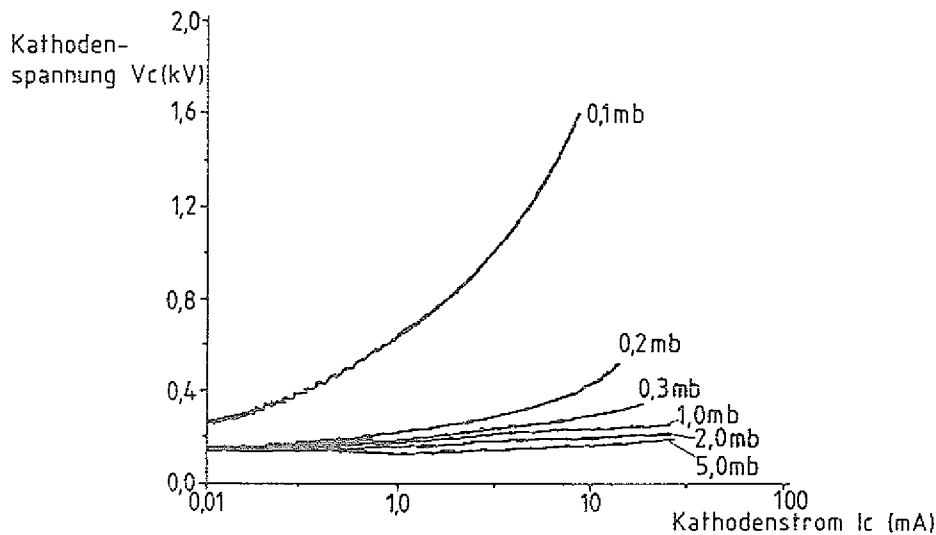


Abb. 6.1 Strom- Spannungscharakteristik der Argon-Glimmentladung mit Titankathode bei verschiedenen Drücken.

$d_c$  für die Länge des Kathodenfalls und  $p$  für den Gasdruck.

Außerdem ermöglicht die graphische Darstellung dieser Parameter einen Vergleich mit anderen Entladungen. Wie aus der Ähnlichkeitsbeziehung abgeleitet werden kann, hängen diese Parameter in gewissen Grenzen für ein bestimmtes Gas und Kathodenmaterial nur von der Kathodenfallspannung ab [10].

In Abb. 6.2 stellt die aufgetragene Kurve die beste Anpassung an die gemessenen Werte von  $J/p^2$  dar. Die Überlagerung der Kurven, die bei verschiedenen Drücken aufgenommen wurden, war sehr gut im Spannungsbereich unterhalb von 400 V. Oberhalb von 400 V gab es kleine Abweichungen aufgrund des bereits im Abschnitt 6.1 erwähnten Übergangs der Entladungscharakteristik. Die Kurven nähern sich aber asymptotisch bei höheren Spannungen, was uns auch in diesem Bereich erlaubte, eine mittlere Kurve durchzuziehen.

Die kleinste gemessene Kathodenfallspannung, wie man es aus Abb. 6.1 und 6.2 entnehmen kann, betrug  $V_n = 130$  V und wurde deswegen mit der normalen Kathodenspannung assoziiert. Dieser Wert wurde im Hochdruckbereich ( $0,5 \text{ mb} \leq p \leq 5,0 \text{ mb}$ ) bei einer Kathodentemperatur von ca. 380 K erreicht. In der Literatur wurde jedoch bereits ein tieferer Wert für die normale Kathodenspannung ( $V_n = 99$  V bei 20 mb) einer Argon Glimmentladung mit Titankathode beobachtet [51]. Im Abschn. 6.1.3 wird gezeigt, daß die Kathodenspannung mit der Kathodentemperatur ansteigt. Dies könnte die Ursache für den von uns gemessenen höheren Wert von  $V_n$  sein.

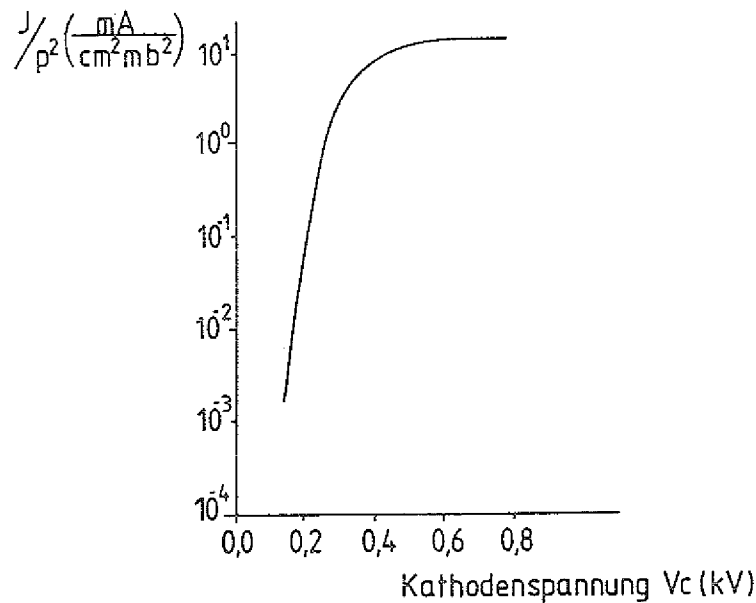


Abb 6.2: Relative Stromdichte  $j/p^2$  in Abhängigkeit von der Kathodenspannung

Die Länge des Kathodenfalls wurde mit einer sehr dünnen Zylindersonde ( $\phi_{\text{Draht}} = 12,0 \mu\text{m}$ , Keramikeinfassung  $\phi = 0,5 \text{ mm}$ ) ermittelt. Die verwendete Meßmethode ist in Abb. 6.3 schematisch dargestellt. Auf der Entladungssache wurde die Sonde schrittweise vom negativen Glimmlicht in Richtung der Kathode verschoben. Für jeden Abstand wurde kurz vor dem Ende einer Meßentladung eine rechteckige Spannung an die Sonde angelegt. Dadurch wurden der Ionen- und der Elektronensättigungsstrom aufgenommen.

Da die Temperatur der thermischen Elektronen nur  $0,3 \text{ eV}$  beträgt, würde ein in Bezug auf das Plasmapotential negatives Potential von  $3 \text{ V}$  ausreichen, um praktisch alle diese Elektronen abzustößen. Deswegen wurde der Abfall des Elektronensättigungsstromes benutzt, um die Länge des Kathodenfalls zu bestimmen.

Der Abfall des Stromes erfolgt über einen Bereich von etwa  $4 \text{ mm}$ , wie man es in Abb. 6.3 sehen kann, wahrscheinlich wegen der kleinen Störung, die die Sonde selbst verursacht. Die Länge des Kathodenfalls  $d_c$  wurde dann aus dem Halbmaximum des Elektronensättigungsstromes entnommen. In Abb. 6.4 ist das Produkt  $p d_c$  für die verschiedenen Drücke als Funktion der Entladungsspannung aufgetragen.

Bei einer festen Spannung fällt der Wert von  $p d_c$  oberhalb von  $0,2 \text{ mb}$  ab aufgrund der Abnahme der Gastemperatur. In der Tat ist  $N_g d_c$  die Größe, die wirklich invariant bleibt, wobei  $N_g$  die Gasdichte ist. Da zur Bestimmung von  $N_g$  auch die Gastemperatur erforderlich ist, wird meistens in der Literatur das Produkt  $p d_c$  zitiert, da der Druck wesentlich einfacher zu messen ist.

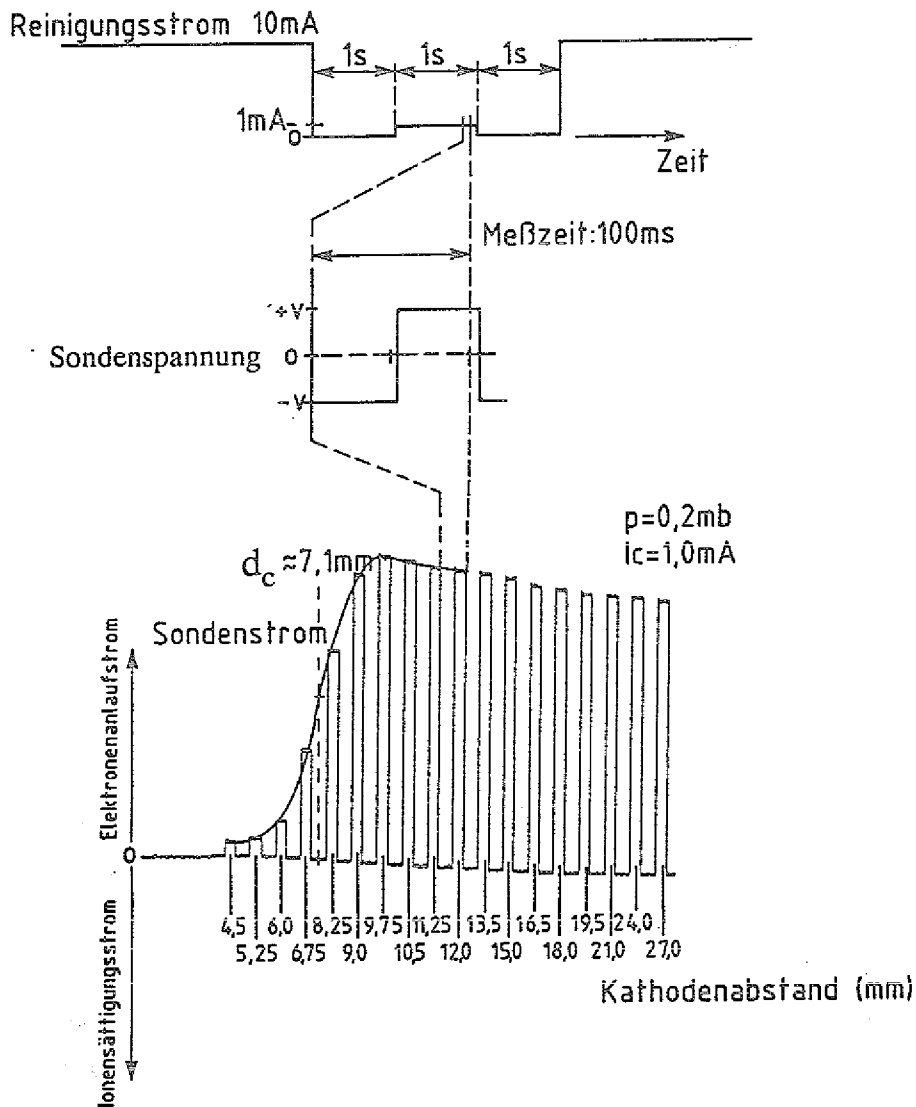


Abb 6.3: Meßmethode zur Bestimmung der Dicke des Kathodenfallraumes mittels Langmuir-Sonde.

Bei kleineren Drücken als 0,2 mb wird der Parameter  $pd_c$  auch durch den Übergang der Entladungscharakteristik beeinflusst (vgl. Abschn. 6.1.1).

Bei geringen Strömen und Spannungen unterscheidet sich die Gastemperatur nicht wesentlich von der Raumtemperatur und alle Kurven konvergieren zu dem gemeinsamen Wert von  $pd_n = 0,17 \text{ mb} \times \text{cm}$ , den man als den normalen Wert betrachten kann.

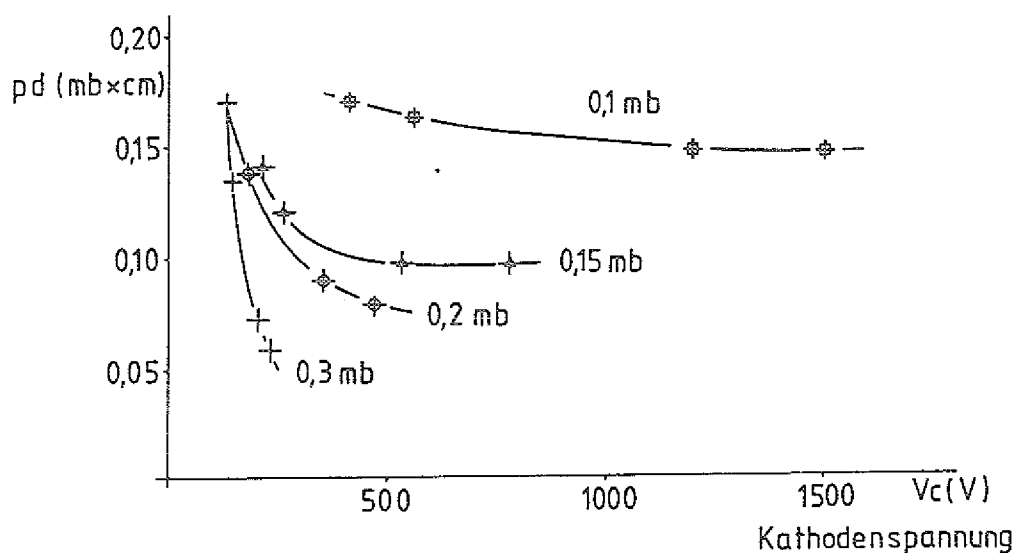


Abb. 6.4: Abhängigkeit der relativen Dicke  $pd_c$  des Kathodenfallraumes von der Kathodenspannung für verschiedene Drücke.

### 6.1.3 Einfluß der Kathodentemperatur

Um den Einfluß der Kathodentemperatur auf die Entladungscharakteristik erklären zu können, betrachten wir den in Abb. 6.5.a dargestellten Verlauf der Entladungsspannung, die für eine konstante Stromdichte von  $0,35 \text{ mA/cm}^2$  und einen Druck von  $0,2 \text{ mb}$  aufgenommen wurde.

Nach dem Einschalten wird zuerst die Verunreinigungsmonolage an der Kathodenoberfläche durch Zerstäubung mit Argonionen und hochenergetischen Argonatomen abgebaut.

Die Abnahme der Kathodenspannung weist darauf hin, daß der Elektronenemissionskoeffizient  $\gamma$  entsprechend zunehmen muß. Dies bedeutet, daß der Emissionskoeffizient einer reinen Titanoberfläche größer ist als der einer durch Verunreinigungen bedeckten Oberfläche. Im nächsten Abschnitt werden wir den Einfluß einer mit  $\text{TiO}_2$ - bzw.  $\text{TiH}$ -Schicht bedeckten Kathodenoberfläche auf die Entladungscharakteristik untersuchen. Bei  $t = t_1$  nähert sich  $\gamma$  asymptotisch seinem maximalen Wert, der danach wegen der schwachen Energieabhängigkeit von  $\gamma$  im Energiebereich zwischen  $350 \text{ eV} \leq E \leq 450 \text{ eV}$  nahezu konstant bleibt, wie es aus den Messungen vom Hagstrum [16] für Mo und W auch für Titan zu erwarten ist.

Für längere Zeiten als  $t_1$  führt die allmähliche Erwärmung der Kathodenoberfläche (siehe Abb. 6.5.b) und des Neutralgases zu einer Erhöhung der Verluste, sowohl von Ionen als auch von

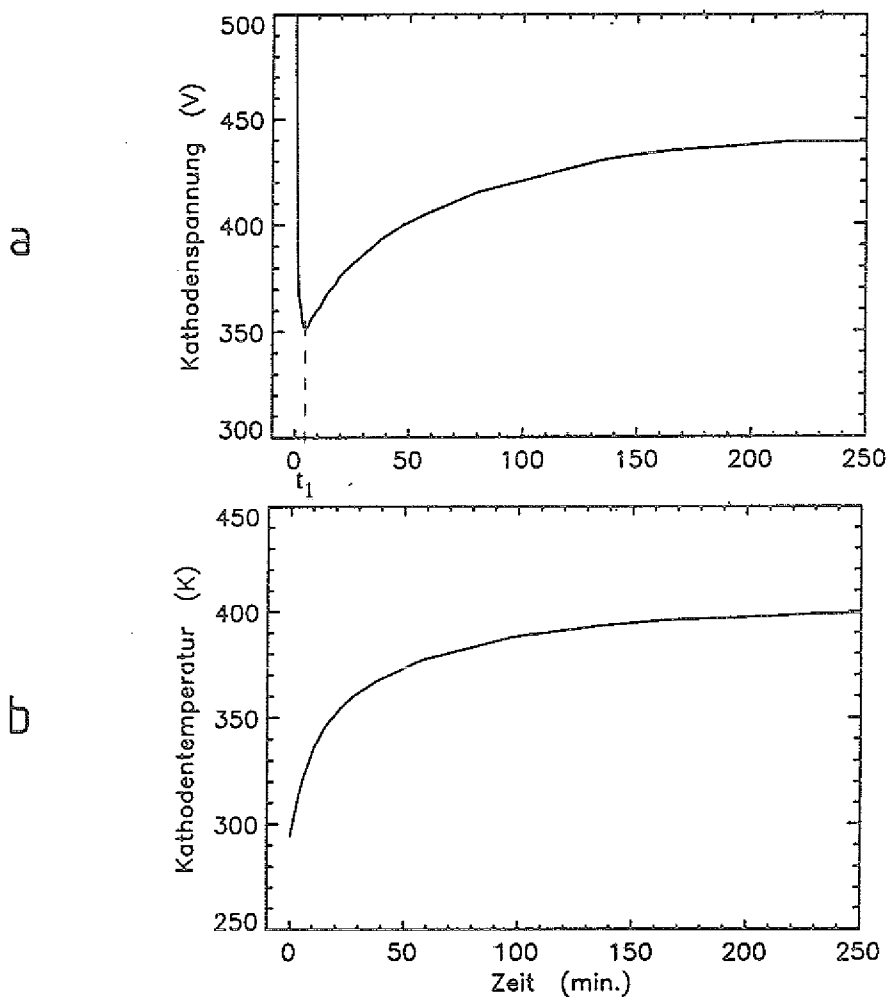


Abb. 6.5: Zeitverlauf der Kathodenspannung (a) und -temperatur (b) während einer Entladung bei 0,2 mb und 0,35 mA/cm<sup>2</sup>.

metastabilen Argonatomen, da der Diffusionskoeffizient beider Teilchen mit steigender Temperatur zunimmt. Da die Elektronenemission hauptsächlich durch das Auftreffen dieser Teilchen bestimmt wird, muß sich sowohl die Kathodenfallspannung als auch die Länge des Kathodenfallraumes entsprechend anpassen, damit der gleiche Ionenfluß zur Kathode gelangt. Aus Abb. 6.5.a kann man feststellen, daß die Kathodenspannung von 350 V bei nahezu Raumtemperatur auf 450 V bei etwa 400 K steigt.

Um dieses Verhalten erklären zu können, betrachten wir die Selbsterhaltungsbedingung für den Fall, daß der Ionenstrom aus dem Glimmlicht vernachlässigt ist.

$$M = 1 + \frac{1}{\gamma_{\text{eff}}} \quad (6.1)$$

Hier bedeuten  $M$  und  $\gamma_{\text{eff}}$  jeweils den Multiplikationsfaktor und den effektiven Emissionskoeffizienten der Sekundärelektronen an der Kathodenoberfläche.

Bei einer Änderung der Spannung, des Stromes oder des Druckes muß die Entladung sich so anpassen, daß die Selbsterhaltungsbedingung weiter erfüllt wird.

Wenn die Spannungsänderung nicht so groß ist, bleibt  $\gamma_{\text{eff}}$  nahezu konstant. Dies bedeutet nach Gl. 6.1, daß  $M$  auch konstant bleiben muß.

Wenn die Ionisation der Gasatome hauptsächlich durch Stöße mit den Fallraumelektronen erfolgt, kann der Multiplikationsfaktor durch die folgende Elementargleichung dargestellt werden:

$$M = \exp(\alpha d) \quad (6.2)$$

wobei  $\alpha$  der erste Townsendsche Ionisationskoeffizient ist, der einen Mittelwert über den Fallraum darstellt.

Wenn die Ionisation des Neutralgases mit einer Gasdichte  $N_g$  durch einen monoenergetischen Elektronenfluß aus dem Fallraum mit der Energie  $E = eV_c$  verursacht wird, dann ist  $\alpha$  durch die folgende Gleichung gegeben:

$$\alpha = \sigma_i(E) N_g \quad (6.3)$$

wobei  $\sigma_i$  der Ionisationsquerschnitt ist.

Der Abfall des Ionisationsquerschnittes von Argon nach dem Maximum bei 100 eV mit steigender Elektronenenergie und die Abnahme der Gasdichte mit steigender Temperatur führen zu einer Erniedrigung des Townsendschen Ionisationskoeffizienten. Infolgedessen muß die Länge des Kathodenfalls entsprechend größer werden, damit  $M$  gleich bleibt.

Die allgemeinen Folgerungen aus diesen einfachen Gleichungen behalten ihre Gültigkeit auch noch, wenn man die vollständige Gleichung verwendet (vgl. Kapitel 3).

In Wirklichkeit kann die kleine Ausdehnung des Kathodenfalls mit höherer Spannung bei gleichem Strom nicht die große Abnahme des Townsendschen Ionisationskoeffizienten kompensieren, so daß sich aus der Integration von  $\alpha$  über die gesamte Länge des Fallraumes ein kleinerer Wert für den Multiplikationsfaktor ergibt, wie die numerische Simulation von Carman und Maitland [5] bestätigen. In diesem Fall wird die Selbsterhaltungsbedingung nur erfüllt, wenn der Ionenstrom aus dem Glimmlicht berücksichtigt wird. Unter der Annahme, daß  $\gamma_{\text{eff}}$  invariant bleibt, bekommt man nun aus der Selbsterhaltungbedingung, daß das Produkt  $(1 + \delta)M$  gleich bleiben muß, wobei  $\delta = J_+(G)/J_{\text{eb}}(G)$  der Plasmawirkungsgrad ist. Dies bedeutet, daß bei gleichem Strom die Steigerung der Kathodenspannung mit abnehmendem Druck zu einer Erhöhung des

Ionenstromes aus dem Glimmlicht zur Kathode führt.

Aus Abbn. 6.5.a und 6.5.b erkennt man, daß die Kathodenspannung und -temperatur typischerweise erst nach ca. 3 Stunden ihre jeweiligen Endwerte erreichten. Erst dann wurden die Messungen durchgeführt.

### 6.1.4 Einfluß des O<sub>2</sub>- und H<sub>2</sub>-Partialdruckes

Um den Einfluß des O<sub>2</sub>- und H<sub>2</sub>-Partialdruckes auf die Entladungscharakteristik zu untersuchen, wurde das Entladungsgefäß ausgeheizt und bis auf einen Basisdruck von einigen 10<sup>-9</sup> mb evakuiert. Anschließend wurde die Titan- Verdampferpumpe und die Ionen-Zerstäuberpumpe abgeschaltet und bei geringer Öffnung des Schmetterlingsventiles nur mit der Turbomolekularpumpe weiter abgepumpt, um die Gaszufuhr während des Experimentes (vgl. Abschn. 4.1.1) auszugleichen. Dadurch stieg der Basisdruck auf einige 10<sup>-7</sup> mb. Spektroskopisch reiner Sauerstoff (Reinheitsgrad von 99,9998) bzw. Wasserstoff (Reinheitsgrad von 99,9997) wurden dann durch ein Nadelventil in das Gefäß geleitet und der entsprechende Gasfluß so eingestellt, daß der mit einem Quadrupolmassenspektrometer gemessene Druck sich bei dem gewünschten Wert stabilisierte. Danach wurde Argon bis zum Totaldruck von 0,2 mb zugegeben.

Die Kathode wurde mit Hilfe der Reinigungsentladung diesmal bei 10 mA solange konditioniert, bis ihre Spannung und Temperatur sich jeweils auf etwa 500 V und ~ 400 K stabilisiert hatte. Die Strom- Spannungscharakteristiken wurden nur für einige feste Stromwerte während der Meßentladung aufgenommen.

In den Abbn. 6.6.a und 6.6.b sind die Entladungscharakteristiken bei verschiedenen Partialdrucken von jeweils Sauerstoff und Wasserstoff dargestellt.

Die Kathodenspannung steigt für einen bestimmten Strom mit zunehmendem Partialdruck von O<sub>2</sub>. Der Unterschied wird kleiner mit steigendem Kathodenstrom und -spannung.

Der Einfluß von Wasserstoff auf die Charakteristik ist nicht so stark ausgeprägt wie beim Sauerstoff, zeigt sogar ein entgegengesetztes Verhalten bei geringen Beimischungen, d.h. der Unterschied zwischen den Charakteristiken wird kleiner mit abnehmendem Kathodenstrom und -spannung.

Solange der Partialdruck von O<sub>2</sub> und H<sub>2</sub> nur einen Bruchteil des Arbeitsdruckes beträgt, sind die

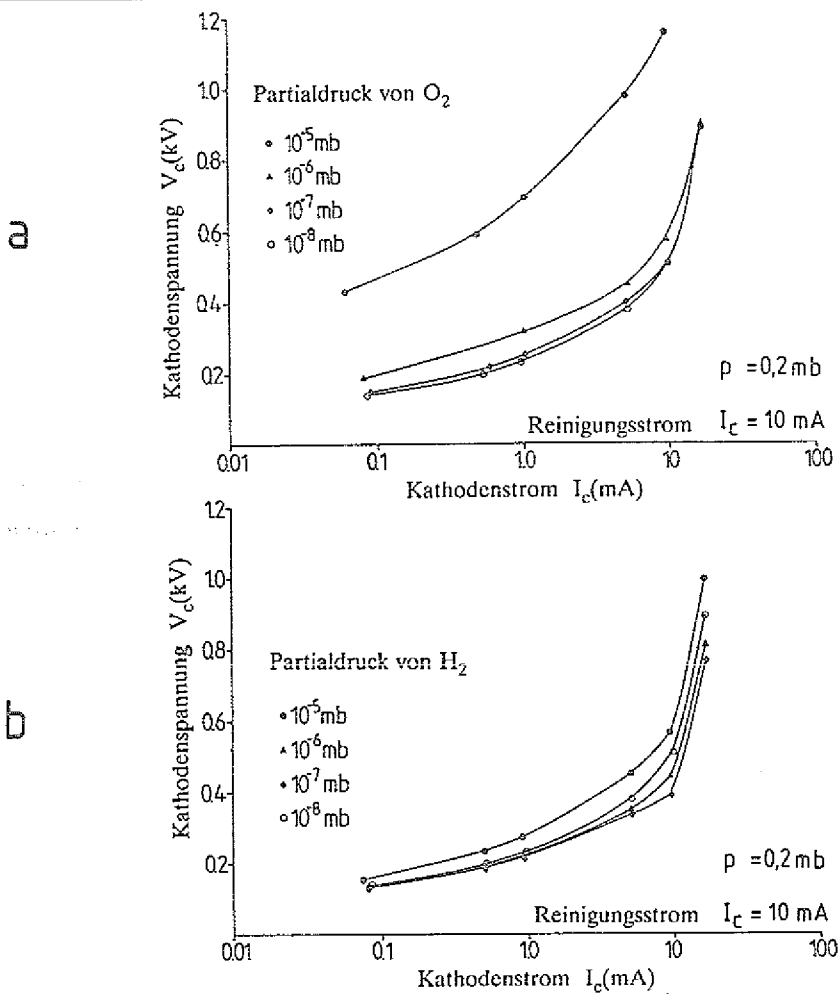


Abb. 6.6: Strom-Spannungscharakteristik der Argon-Glimmentladung mit Titankathode bei verschiedenen Partialdrucken von  $O_2$  (a) und  $H_2$  (b).

wichtigsten Prozesse, die dort auftreten, sind die physikalische Zerstäubung und die Elektronenemission, die sehr empfindlich von diesem Zustand abhängen.

Wenn Sauerstoff vorhanden ist, bildet sich an der Kathodenoberfläche eine Oxidschicht. Nach dem Einschalten der Entladung wird die Bedeckung  $\Theta_{TiO_2}$  der Kathodenoberfläche aus einer Bilanz der Zerstäubungsrate und der Aufbaurrate der Oxidmonolage bestimmt. Die Bedeckung ist durch das Verhältnis der mit einer  $TiO_2$ -Monolage bedeckten Fläche  $A_B$  und der gesamten Kathodenfläche  $A_c = 28,3 \text{ cm}^2$  definiert, d.h.

$$\Theta_{TiO_2} = \frac{A_B}{A_c} \quad (6.4)$$

Damit erhält man für eine vollbedeckte Fläche ( $A_B = A_c$ ) den Grenzwert  $\Theta_{TiO_2} = 1$ , während für eine gereinigte Fläche ( $A_B = 0$ )  $\Theta_{TiO_2} = 0$  ist.

Der Zusammenhang zwischen der Bedeckung und der zeitlichen Veränderung der  $\text{TiO}_2$ -Moleküle an der Oberfläche läßt sich durch eine Gleichung der Form

$$\frac{dN_{\text{TiO}_2}}{dt} = \gamma_{\text{Hf}} \phi_{\text{O}_2} (1 - \theta_{\text{TiO}_2}) - Y_{\text{D}} \phi_{\text{Ar}} \theta_{\text{TiO}_2} \quad (6.5)$$

annähern [52].

Auf der rechten Seite bedeutet der erste Term die Aufbaurrate der  $\text{TiO}_2$ -Monolage, die durch den Fluß der auf die Oberfläche treffenden Sauerstoffmoleküle

$$\phi_{\text{O}_2} = \frac{1}{4} n v = p_{\text{O}_2} \sqrt{\frac{1}{2\pi kT M_{\text{O}_2}}}$$

und die Haftwahrscheinlichkeit dieser Moleküle zur Adsorption  $\gamma_{\text{Hf}}$  beschrieben wird. Der letzte Term stellt die Zerstäubungsrate dar, mit der die  $\text{TiO}_2$ -Moleküle unter Beschuß von Argonionen und schnellen Argonatomen mit der Ausbeute  $Y_{\text{D}}$  desorbiert werden.

Im Gleichgewicht erhält man aus Gl. 6.5

$$\theta_{\text{TiO}_2} = \frac{1}{1 + \frac{Y_{\text{D}} \phi_{\text{Ar}}}{\gamma_{\text{Hf}} \phi_{\text{O}_2}}} \quad (6.6)$$

Aus Gl. 6.6 ersieht man, daß die Bedeckung mit dem Verhältnis der Zerstäubungsrate zur Aufbaurrate der  $\text{TiO}_2$ -Monolage abnimmt.

Für eine mit  $\theta_{\text{TiO}_2} = A_{\text{B}} / A_{\text{c}}$  bedeckte Kathodenoberfläche ist die Stromdichte der durch die Argonionen emittierten Sekundärelektronen  $J_{\text{eb}}(0)$  gleich

$$J_{\text{eb}}(0) = [ \gamma_{\text{i}}(\text{TiO}_2) \theta_{\text{TiO}_2} + \gamma_{\text{i}}(\text{Ti}) (1 - \theta_{\text{TiO}_2}) ] J_{\text{Ar}}(0) \quad (6.7)$$

wobei  $\gamma_{\text{i}}(\text{TiO}_2)$  und  $\gamma_{\text{i}}(\text{Ti})$  die Elektronenemissionskoeffizienten jeweils auf der bedeckten und gereinigten Fläche und  $J_{\text{Ar}}(0)$  die gesamte Stromdichte der Argonionen an der Kathode bedeuten.

Die zusätzlichen Gln. 6.6 und 6.7, die nun in die Selbsterhaltungsbedingung zur Berücksichtigung des Zustandes der Kathodenoberfläche eingesetzt werden sollen, stellen formell die Beziehung zwischen der Zerstäubung und der Elektronenemission dar.

Wenn die mit  $\text{TiO}_2$  bedeckte Fläche einen größeren Elektronenemissionskoeffizient hätte, dann dürfte die Kathodenspannung sich bei gleichem Strom wegen der Erhöhung der emittierten

Sekundärelektronen (vgl. Gl. 6.7) kleiner einstellen, d.h. die Kathodenspannung für einen gleichen Kathodenstrom sollte mit zunehmendem Sauerstoffpartialdruck abnehmen, was aber nicht der Fall ist.

Für die Reproduzierbarkeit der Entladung muß die Kathodenoberfläche immer in den selben Zustand gebracht werden, d.h. in eine möglichst gereinigte Titanoberfläche.

Da meistens in der Literatur nur Experimente vorliegen, in denen die Zerstäubung durch einen monoenergetischen Ionenstrahl erfolgt [49,53], stellt sich die Frage, wie man auch in einer Glimmentladung eine gereinigte Kathodenoberfläche erkennen kann. Zu diesem Zweck betrachten wir Abb. 6.7, in der die Kathodenspannung bei verschiedenen Strömen als Funktion des Verhältnisses zwischen dem  $O_2$ -Fluß und dem  $Ar^+$ -Fluß aufgetragen ist.

Bei  $0,35 \text{ mA/cm}^2$  (10 mA) bleibt die Kathodenspannung bei etwa 500 V, solange das Verhältnis der Flüsse  $\phi_{O_2} / \phi_{Ar^+}$  nicht den Wert 0,1 überschreitet. Die Konstanz der Spannung in diesem Bereich weist darauf hin, daß  $J_{Ar^+}(0)$  und  $J_{eb}(0)$  unverändert bleiben. Dies bedeutet (vgl. Gl. 6.7) nicht nur, daß die Bedeckung auch gleich bleibt, sondern daß die Kathodenoberfläche im wesentlichen gereinigt ist.

Bei gleichem Verhältnis der Partialdrücke erhöht sich das Verhältnis der Flüsse  $\phi_{O_2} / \phi_{Ar^+}$ , wenn während der Meßentladung der Strom niedriger eingestellt wird. Die gestrichelte Kurve zeigt die Punkte, deren Sauerstoffpartialdruck bei  $10^{-7}$  mb liegen. Man sieht, daß auf der linken Seite dieser Kurve selbst bei  $3,5 \mu\text{A/cm}^2$  die Spannung mit steigendem Verhältnis der Flüsse  $\phi_{O_2} / \phi_{Ar^+}$  praktisch gleich bleibt. Das ist nur möglich, weil die Meßentladung in einem sehr kurzen Zeitintervall stattfindet, in dem die  $TiO_2$ -Schicht nur wenig anwächst.

Im Folgenden werden nochmal die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt.

Es hat sich experimentell erwiesen, daß  $\gamma_i(Ti) > \gamma_i(TiO_2)$  ist.

Bei einer Stromdichte von  $0,35 \text{ mA/cm}^2$  ( $I_c = 10 \text{ mA}$ ) und der entsprechenden Kathodenspannung von etwa 500 V (bei 0,2 mb) ist die Kathodenoberfläche als gereinigt zu betrachten, wenn das Verhältnis der Flüsse  $\phi_{O_2} / \phi_{Ar^+}$  kleiner als  $10^{-1}$  ist. Dies entspricht in unserem Fall einem Sauerstoffpartialdruck kleiner als  $10^{-6}$  mb.

Wegen der bereits im Abschn. 5.1.3 erwähnten Konditionierungsmaßnahmen, ist es uns gelungen die Entladungsparameter innerhalb eine Genauigkeit von  $\pm 5\%$  zu reproduzieren.

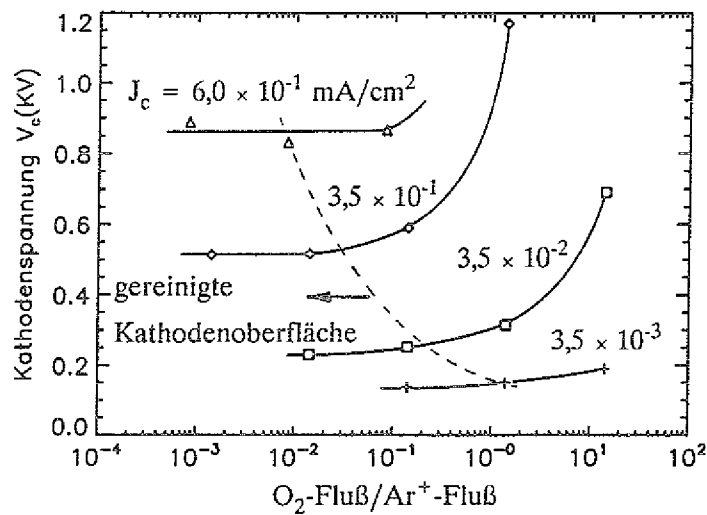


Abb. 6.7: Kathodenspannung bei verschiedenen Stromdichten als Funktion des Verhältnisses zwischen dem  $O_2$ -Fluß und dem  $Ar^+$ -Fluß. Die Konditionierung wurde bei einer Stromdichte von  $0,35 \text{ mA/cm}^2$  ( $\sim 500 \text{ V}$ ) durchgeführt. Der  $Ar^+$ -Fluß wurde unter Berücksichtigung von Gln. 3.1 und 3.2 mit  $\gamma_{\text{eff}} = 0,15$  berechnet. Die gestrichelte Linie zeigt die Punkte, deren Sauerstoffpartialdruck bei  $10^{-7} \text{ mb}$  liegen.

## 6.2 Auswahl der Entladungsparameter

Nachdem die Entladung charakterisiert wurde, wollen wir die Kriterien erläutern, die zu der Auswahl der Parameter geführt haben.

Unter normalen Arbeitsbedingungen betragen die Partialdrücke von  $O_2$  und  $H_2$  einige  $10^{-9} \text{ mb}$ . Im Spannungsbereich  $V_c > 200 \text{ V}$  würde in diesem Fall eine Stromdichte größer als  $0,1 \text{ mA/cm}^2$  ausreichen, um die Kathodenoberfläche gereinigt zu halten und die Reproduzierbarkeit der Entladung zu sichern.

Um eine gute Ortsauflösung bei den spektroskopischen Messungen im kathodennahen Bereich zu ermöglichen, müssen Entladungen bei Stromdichten oberhalb von  $0,1 \text{ mA/cm}^2$  unterhalb von  $0,2 \text{ mb}$  betrieben werden. Bei höheren Drücken wäre die Länge des Kathodenfalls zu klein, um ortsaufgelöst zu messen.

Damit die Inhomogenität des elektrischen Feldes nicht stark den Übergang zwischen dem Kathodenfall und dem negativen Glimmlicht beeinflusste, sollte die Dicke des Fallraumes wesentlich kleiner als der Kathodendurchmesser ( $\phi_c = 6 \text{ cm}$ ) sein. Wie beobachtet wurde, waren die Abweichungen von einer ebenen Geometrie nicht groß, wenn die Länge des Kathodenfalls kleiner als 1,5 cm war. Das setzt einen Wert von 0,1 mb als untere Grenze des Druckbereiches fest.

Wegen dieser Beschränkungen wurde die Entladung während der spektroskopischen und Sondenmessungen bei 0,1 mb bzw. 0,2 mb betrieben.

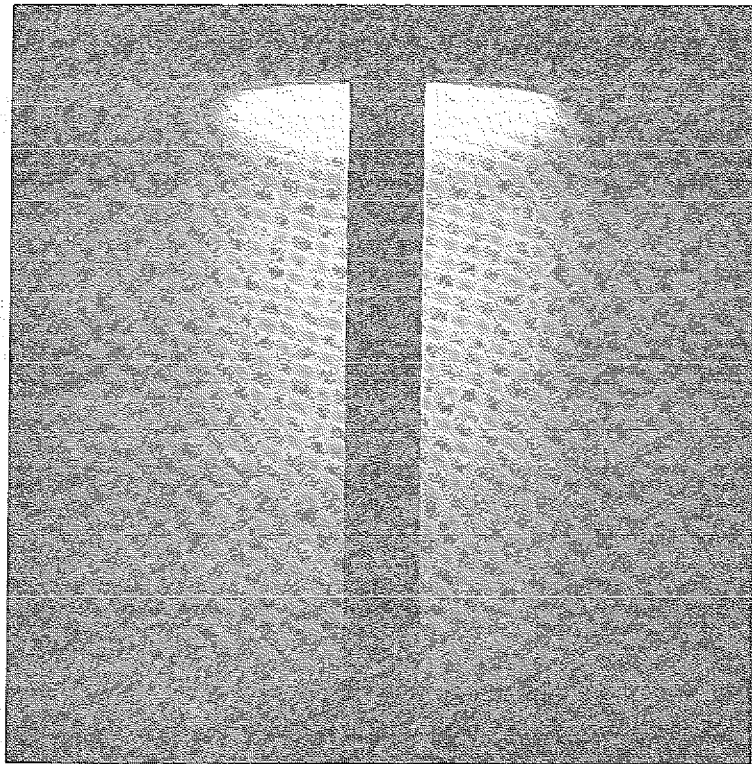
Abb. 6.8.b und 6.8.c zeigen Fotos unserer Entladung für den obengenannten Druckbereich, in denen der Übergang des Kathodenfalls zum Glimmlicht visuell durch einen dunkel- hellen Lichtkontrast gut zu erkennen ist.

In Tabelle 6.1 sind einige Entladungsparameter bei diesen zwei ausgewählten Drücken und einer Stromdichte von  $0,35 \text{ mA/cm}^2$  dargestellt.

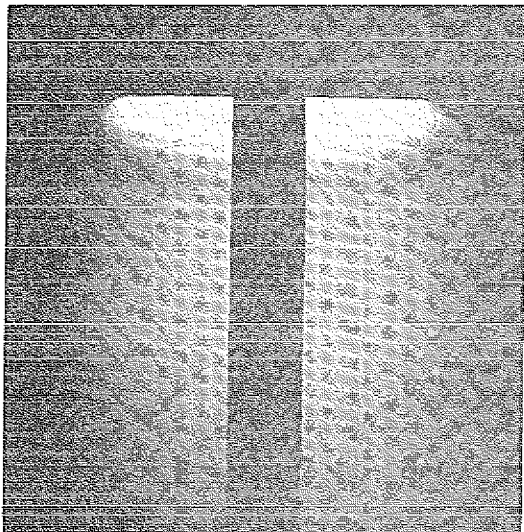
Abb. 6.8.a zeigt ein Foto der Elektrodenanordnung während einer Entladung bei 0,1 mb,  $0,35 \text{ mA/cm}^2$  und 2,1 kV. Das negative Glimmlicht erstreckt sich bis zur Anode, d.h. diese Entladung besteht nur aus dem Kathodenfall und dem negativen Glimmlicht.

$p(\text{mb})$	$V_c \text{ (kV)}$	$T_c \text{ (K)}$	$d_c \text{ (cm)}$
0,1	$2,1 \pm 0,1$	$540 \pm 5$	$2,0 \pm 0,2$
0,2	$0,48 \pm 0,02$	$410 \pm 5$	$0,5 \pm 0,2$

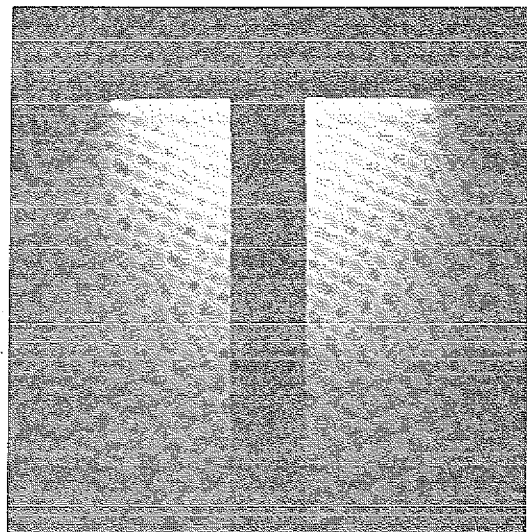
Tabelle 6.1: Entladungsparameter bei einer Stromdichte von  $0,35 \text{ mA/cm}^2$ . Dargestellt sind: Der Druck  $p$ , die Kathodenfallspannung  $V_c$ , die Kathodentemperatur  $T_c$  und die Dicke des Fallraumes  $d_c$ .



a



b



c

Abb. 6.8: Fotos der Argon-Glimmentladung mit Titankathode während einer Entladung bei 0,1 mb, 0,35 mA/cm<sup>2</sup> und 2,1 kV (a, b) und bei 0,2 mb, 0,35 mA/cm<sup>2</sup> und 480 V (c).

## 6.3 Ergebnisse der Sondenmessungen

Die Sondenmessungen wurden im Bereich des negativen Glimmlichtes mit einer ebenen Langmuir-Sonde durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abb. 6.9 und 6.10 für jeweils 0,1 mb und 0,2 mb dargestellt.

Bei den axialen Messungen wurde der Abstand zwischen der Kathode und der Anode auf die gesamte Länge  $L = 10$  cm normiert. Die Kathode und Anode befinden sich jeweils auf 0 und 1. Auf ähnliche Weise wurde bei den radialen Messungen der Abstand auf den Radius des Gefäßes ( $R = 15$  cm) normiert.

### 6.3.1 Verteilung der Elektronentemperatur

In unserer Entladung wurden zwei Elektronengruppen nachgewiesen, deren langsame mit  $n_e$  und  $T_e$  und schnelle mit  $n_{es}$  und  $T_{es}$  bezeichnet wurden. Diese Plasmaelektronen (langsame und schnelle) werden durch Stoßionisation zwischen den Strahlelektronen und den Gasatomen erzeugt. Wegen des Verlaufes des differentiellen Ionisationsquerschnittes des Argons werden die Mehrheit der Plasmaelektronen im Energiebereich unterhalb von 5 eV emittiert (vgl. Abschn. 2.2.2). Obwohl die theoretischen differentiellen Ionisationsquerschnitte in diesem Bereich nahezu konstant sind [21,54], zeigen die gemessenen Querschnitte von Vroom [55] ein kleines Maximum zwischen  $1 \text{ eV} \leq \epsilon \leq 2 \text{ eV}$ , welches die Anwesenheit einer schnellen Elektronengruppe erklären könnte [23]. Im untersuchten Druckbereich beträgt die Temperatur der schnellen Elektronen etwa 3,0 eV, die man aus Abb. 6.9.d und 6.10.d entnehmen kann.

Hauptsächlich durch elastische Stöße mit den Gasatomen werden die schnellen Elektronen in niederenergetische Bereiche relaxiert. Die Plasmaelektronen erreichen schließlich eine Temperatur, die vom Verhältnis zwischen der mittleren Verlustfrequenz und der mittleren elastischen Stoßfrequenz abhängt [38].

Die Temperatur der langsamen Elektronen in beiden Druckbereichen ist gleich 0,3 eV. Diese Temperatur bleibt praktisch konstant im negativen Glimmlicht, wird aber aufgrund des abstoßenden elektrischen Feldes etwas niedriger in der Nähe des Glimmsaumes und der Anode, wie man es in Abb. 6.9.b. und 6.10.b sehen kann.

### 6.3.2 Verteilung der Elektronendichte

Im untersuchten Druckbereich erfolgen die Verluste der Ladungsträger überwiegend durch ambipolare Diffusion zur Wand. In diesem Fall ist die Dichteverteilung nur von der normierten Neuerzeugungsverteilung  $R_{\text{ion}}$  abhängig und die Absolutdichte kann bei fester Neuerzeugungsverteilung aus dem Verhältnis der Stromdichte der Fallraumelektronen zum ambipolaren Diffusionskoeffizient  $D_a$  gewonnen werden. Dies wird formal (vgl. Abschn. 3.4.1) durch eine Diffusionsgleichung der Art

$$D_a \Delta n_e = - R_{\text{ion}} , \quad (6.8)$$

beschrieben.

In Abb. 6.9.a,c und 6.10.a,c sind die axialen Dichteprofile beider Elektronengruppen gezeigt. Die Dichte steigt mit zunehmendem Druck an. Im negativen Glimmlicht ergibt sich ein Dichteverhältnis von  $n_e/n_{es} = 10^3$ .

Der Abfall der Elektronendichte vor der Kathode zeigt in Übereinstimmung mit den Messungen der Zylindersonde den Ort des Glimmsaumes an. Man sieht, daß für eine Modellrechnung die Elektronendichte am Glimmsaum in erster Näherung als Null betrachtet werden kann.

Bei 0,2 mb nähert sich das Dichteprofil der schnellen Elektronen an die Neuerzeugungsverteilung an, die wegen der großen Anzahl der niederenergetischen Sekundärelektronen beim Eindringen in das negative Glimmlicht stark abgeschwächt ist. Dies ist auch die Ursache für die Verschiebung des Dichtemaximums zum Glimmsaum hin.

In Abb. 6.11 sind die radialen Dichteprofile der langsamen Elektronen bei einigen axialen Abständen von der Kathode für beide Drücke dargestellt. Die parallelen Linien bei  $r/R = \pm 0,2$  zeigen die Breite der Kathode an. Diese Profile weichen erheblich von einer Besselverteilung ab, die häufig für die Beschreibung der radialen Dichteprofile in der positiven Säule verwendet wird [56,57]. Der Grund dafür liegt an der radialen Begrenzung der Neuerzeugungsverteilung, die allein durch die radiale Verteilung der Strahlelektronen bestimmt ist [36].

Bei 0,2 mb und einer Kathodenfalldicke von  $d_c = 0,5$  cm liegen die Äquipotentialflächen ziemlich parallel an der Kathodenoberfläche. Dadurch werden die Elektronen im wesentlichen senkrecht zur Kathode in das Glimmlicht beschleunigt. Schon bei 0,1 mb und  $d_c = 2,0$  cm nehmen die

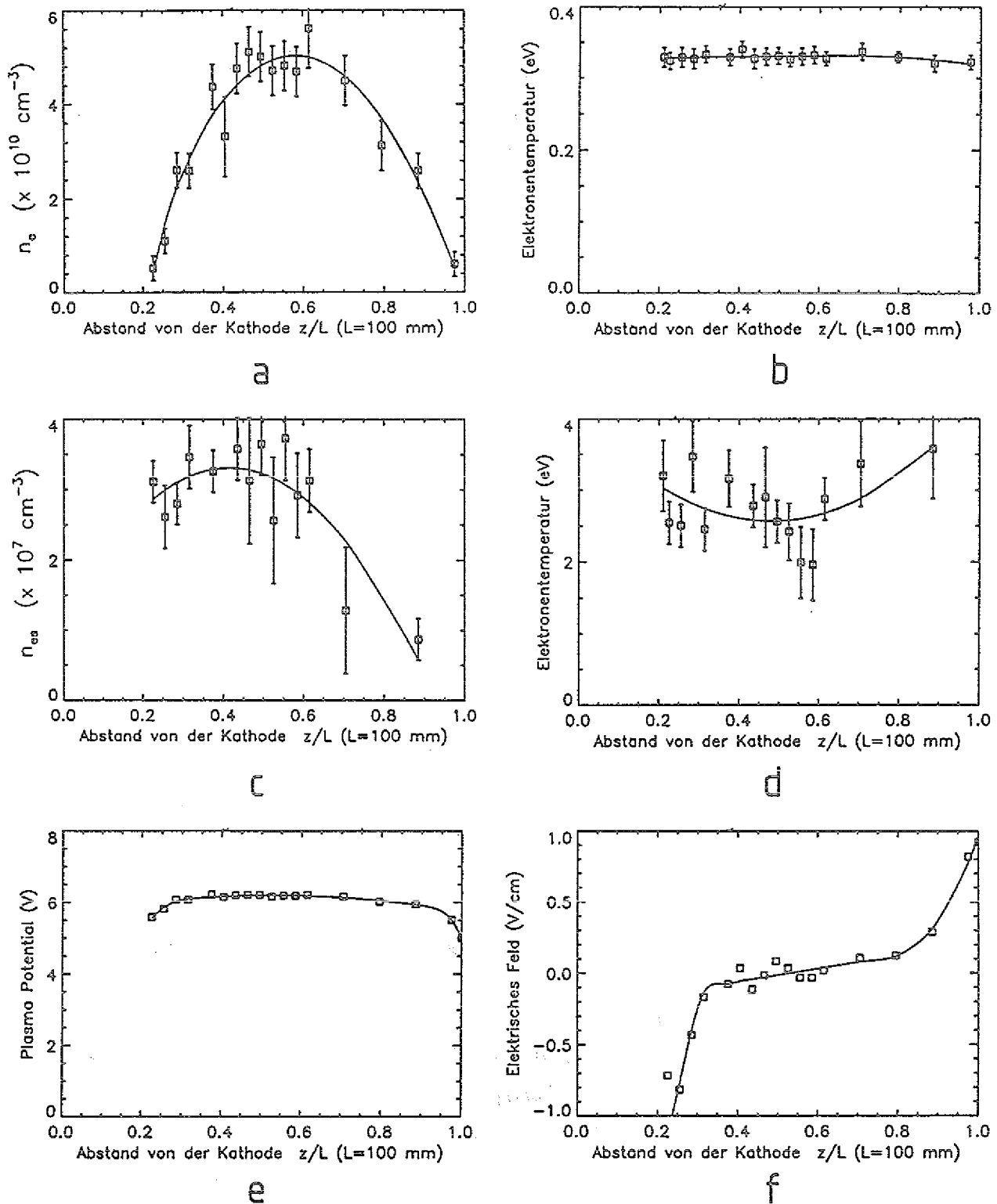
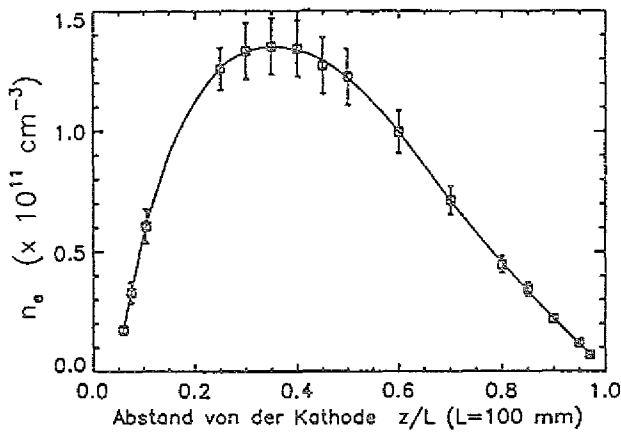
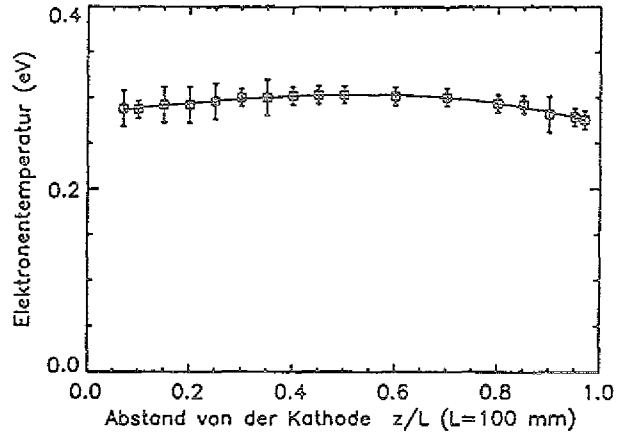


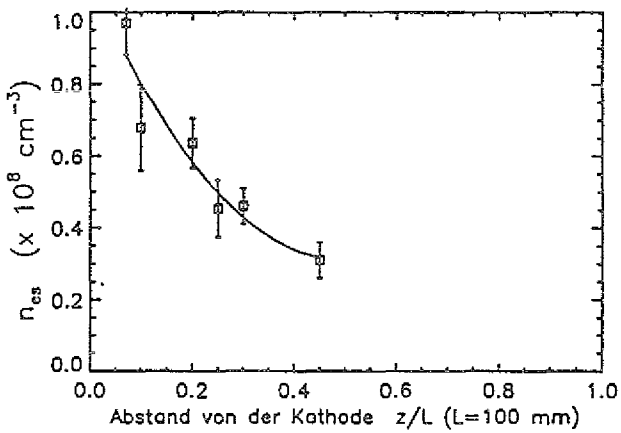
Abb. 6.9: Axiale Verteilungen einiger mittels Langmuirsonde gemessenen Plasmaparameter bei 0,1 mb, 0,35 mA/cm<sup>2</sup> und 2,1 kV. Dargestellt sind: Dichte (a) und Temperatur (b) der langsamen Elektronen, Dichte (c) und Temperatur (d) der schnellen Elektronen, das Plasmapotential (e) und das daraus abgeleitete elektrische Feld (f).



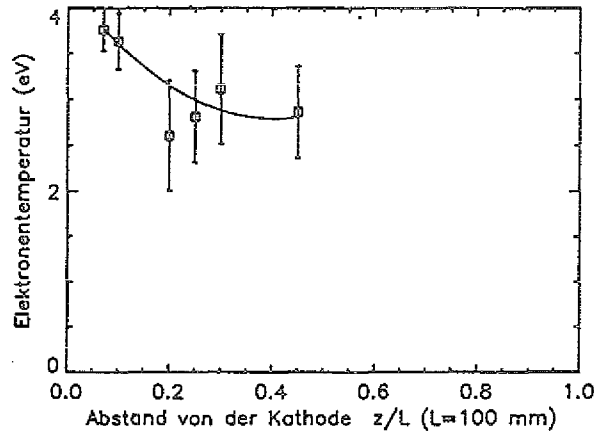
a



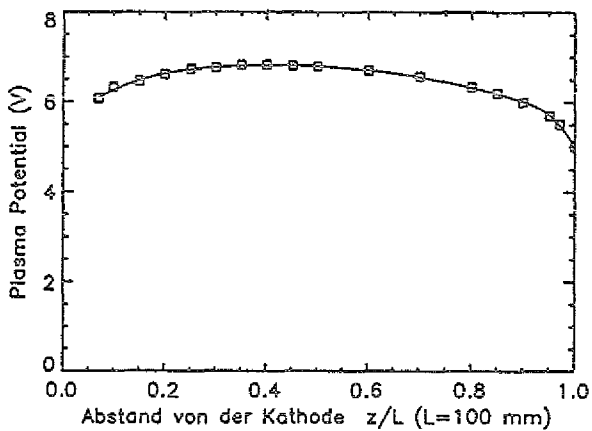
b



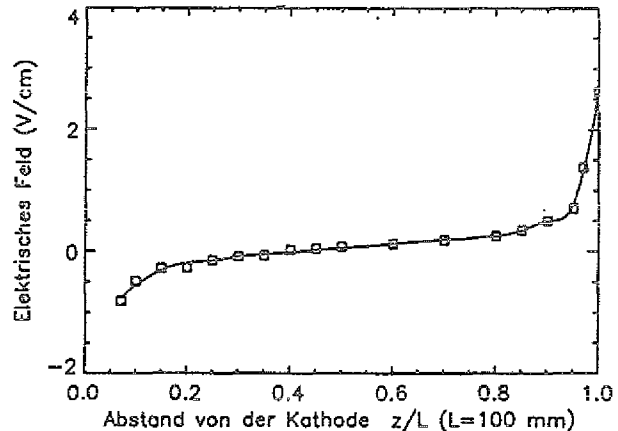
c



d



e



f

Abb. 6.10: Axialer Verlauf einiger Plasmaparameter bei 0,2 mb, 0,35 mA/cm<sup>2</sup> und 480 V. Dargestellt sind: Dichte (a) und Temperatur (b) der langsamen Elektronen, Dichte (c) und Temperatur (d) der schnellen Elektronen, das Plasmapotential (e) und das daraus abgeleitete elektrische Feld (f).

Verzerrungen der Feldlinien am Rand der Kathode zu (siehe Abb. 6.8.b), welche eine große radiale Divergenz der Strahlelektronen verursachen. Dadurch werden die radialen Dichteprofile bei 0,1 mb breiter als die bei 0,2 mb.

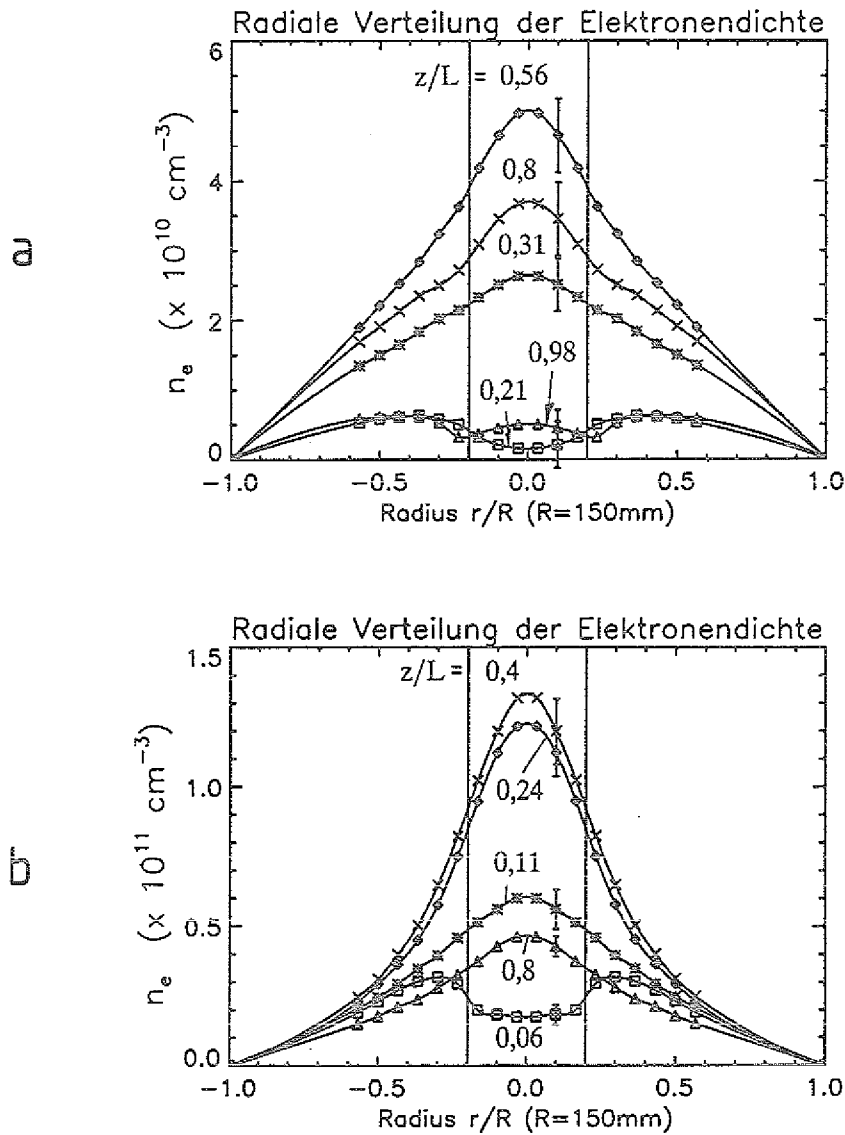


Abb. 6.11: Radiale Dichteverteilung der langsamen Elektronen bei einigen axialen Abständen für 0,1 mb (a) und 0,2 mb (b).

### 6.3.3 Verteilung des Plasmapotentials und des E-Feldes

In den zwei unteren Bildern von Abb. 6.9 und 6.10 sind das Plasmapotential und das entsprechende abgeleitete elektrische Feld bei jeweils 0,1 mb und 0,2 mb dargestellt. In allen untersuchten Druckbereichen war das Plasmapotential im negativen Glimmlicht nahezu konstant und lag etwa 1,5 V über der Anodenvorspannung ( $V_a = 5$  V). Ein Potentialabfall trat nur kurz von dem Glimmsaum und der Anode auf. Die daraus resultierenden Feldstärken lagen unterhalb von 0,1 V/cm; ein Wert, der etwa unserer Meßgenauigkeit entspricht und der deswegen als eine obere Grenze betrachtet werden soll.

Unter Anwendung der Poissongleichung ergibt sich bei 0,1 mb mit einer Ladungsträgerdichte von  $10^9 \text{ cm}^{-3}$ , wie sie in den Randgebieten auftritt, ein Dichteverhältnis von

$$\left| \frac{n_+ - n_e}{n_+} \right| \leq 2,2 \times 10^{-5},$$

welches das Einsetzen des quasineutralen Modells zur Beschreibung des negativen Glimmlichtes begründet [58].

Im Gegensatz zu der positiven Säule ist das axiale elektrische Feld im negativen Glimmlicht nahezu ambipolar. Aufgrund der Neuerzeugungsrate und der Randbedingungen bildet sich im Glimmlicht ein Dichtemaximum. Es entsteht dann durch Diffusion der Ladungsträger ein Teilchenfluß vom Dichtemaximum heraus. Die Elektronen können wegen ihrer viel höheren Beweglichkeit schneller als die Ionen wegdiffundieren. Durch die Ladungstrennung entsteht das sog. ambipolare elektrische Feld, das sich so einstellt, daß der Elektronen- und Ionenfluß gleich werden. Wenn zusätzlich eine Nettostromdichte  $J_0 = J_e + J_+$  durch die thermischen Plasmaladungsträger berücksichtigt wird, ergibt sich für die Feldstärke (vgl. Abschn. 3.4.2) die Beziehung

$$\vec{E} = \frac{\vec{J}_0}{e \mu_e n_e} - \frac{kT_e}{e} \frac{1}{n_e} \nabla n_e \quad (6.9)$$

wobei der letzte Term auf der rechten Seite das sog. ambipolare Feld ist. In Abb. 6.12 ist das aus den experimentellen Dichte- und Temperaturprofilen berechnete ambipolare Feld bei 0,1 mb dargestellt. Aus diesem Bild sieht man, daß das ambipolare Feld als eine gute Annäherung für das elektrische Feld im negativen Glimmlicht betrachtet werden kann.

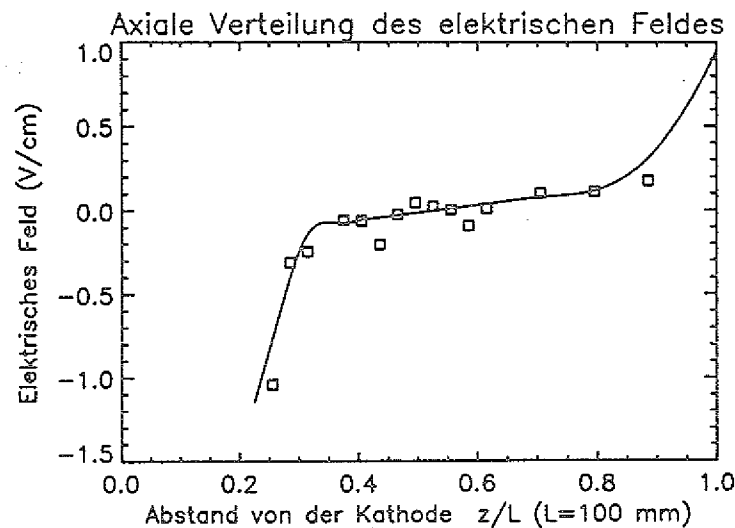


Abb. 6.12: Räumlicher Verlauf des elektrischen Feldes in der Entladungssache bei 0,1 mb, 0,35 mA/cm<sup>2</sup> und 2,1 kV. (□) stellt das ambipolare und (—) das aus dem Plasma-potential abgeleitete elektrische Feld dar.

## 6.4 Ergebnisse der LIF-Messungen

Mittels Laser induzierter Fluoreszenz wurden die Dichteverteilungen von Titanatomen, -ionen und den metastabilen <sup>3</sup>P<sub>2</sub> Argonatomen in unserer Entladung gemessen. Die Raumauflösung der spektroskopischen Messungen betrug 1,5 mm in der axialen Richtung.

Für die Ermittlung der gesamten Dichte wurden die Besetzungsdichten aller Grundniveaus des Feinstrukturmultiplets der Titanatomen und -ionen gemessen und absolut kalibriert.

### 6.4.1 Dichteverteilung von Titanatomen

Unter Beschuß von Argonionen und schnellen Argonatomen werden Titanatome aus der Kathodenoberfläche abgestäubt. Beim Verlassen des Metalls haben die Atome eine Thompson-Energieverteilung. Die mittlere Geschwindigkeit der abgestäubten Atome ist für große Energien des auftreffenden Projektils unabhängig von der Masse und Energie des Projektils und ist nach [59] gegeben durch

$$\langle v \rangle_{Thomp} = \frac{4}{\pi} \sqrt{\frac{2 U_0}{M}} \quad (6.10)$$

wobei  $U_0$  die Oberflächenbindungsenergie des Metalls und  $M$  die Masse des abgestäubten Atoms sind. Für Titanatome ergibt sich mit  $M_{Ti} = 7,95 \times 10^{-26}$  kg und einer Sublimationsenergie von 4,9 eV [60] eine mittlere Geschwindigkeit von  $\langle v \rangle_{Thomp} = 5,66 \times 10^5$  cm/s. Dullni [49] hat für die abgestäubten Titanatome unter Beschuß eines 1 keV monoenergetischen Strahles von Argonionen eine mittlere Geschwindigkeit von  $4,6 \times 10^5$  cm/s gemessen, welche um eine Größenordnung über der mittleren thermischen Geschwindigkeit ( $\langle v \rangle_{Th} = 4,9 \times 10^4$  cm/s bei 450 K) liegt.

Durch Stöße mit den Gasatomen geben die abgestäubten Titanatome ihre Energie ab und werden dadurch nach einigen freien Weglängen thermalisiert. Wegen der Abbremsung erhöht sich die Dichte der Titanatome bis auf ein Maximum, das sich nach ca. 15 freien Weglängen vor der Kathode bildet [8].

Die thermalisierten Atome diffundieren aufgrund ihres Dichtegradienten in alle Richtungen, jedoch überwiegend zurück zur Kathode.

Wenn die Ionisationsrate der Metallatome geringer als ihre Diffusionsrate ist, lassen sich die Dichteprofile gut durch das Modell von Ecker und Emeleus [61] beschreiben [8,46].

Die absolute Dichte im Maximum des Profils ist direkt proportional zum Fluß der abgestäubten Titanatome. In einer Glimmentladung läßt sich dieser Fluß schwer abschätzen, denn dieser muß durch eine Integration über die Energieverteilung der entsprechenden auftreffenden Teilchen in folgender Weise berechnet werden:

$$\phi_{Ti} = \int_{E_{th}}^{eV_c} Y(E) \phi_{Ar^+}(E) dE + \int_{E_{th}}^{eV_c} Y(E) \phi_{Ar}(E) dE \quad (6.11)$$

Hierbei stellen  $\phi_{Ti}$ ,  $\phi_{Ar^+}$  und  $\phi_{Ar}$  die Flüsse jeweils von abgestäubten Titanatomen, einfallenden Argonionen und -atome dar,  $E_{th}$  ist die Energieschwelle für die Zerstäubung eines Titanatoms,  $eV_c$  ist die Potentialenergie des Fallraumes und  $Y(E)$  ist die energieabhängige Zerstäubungsausbeute. Das erste Integral steht für die Argonionen und das zweite für die durch den Ladungsaustauschprozeß entstehenden schnellen Argonatome.

Da der Fluß von Argonionen direkt proportional zu der gesamten Kathodenstromdichte  $J_c$  ist, wächst also  $\phi_{Ti}$  mit steigender  $J_c$ . Wenn sich dabei die Entladungsspannung wenig ändert, bleibt die Ausbeute in etwa gleich und  $\phi_{Ti}$  wird (vgl. Gl. 6.11) linear proportional zu  $J_c$ . Messungen an einer He-Glimmentladung mit Magnesiumkathode [62] bestätigen diese lineare Stromabhängigkeit des Flusses der abgestäubten Metallatome.

Bei gleichem Entladungsstrom steigt  $\phi_{Ti}$  mit zunehmender Kathodenfallspannung, weil die Zerstäubungsausbeute mit der Energie des auftreffenden Projektils anwächst. Da  $Y(E)$  nach etwa 1 kV ihre Sättigung erreicht, ist die Erhöhung von  $\phi_{Ti}$  mit steigender Spannung nur durch eine günstigere Energieverteilung der Argonionen und -atome möglich. Der Prozeß wird jedoch ineffizienter.

Nach diesen Überlegungen können wir für die Dichteprofile der Titanatome die wichtigsten Schlußfolgerungen hinsichtlich der Entladungsparameter zusammenfaßen:

- Die Lage des Dichtemaximums ist hauptsächlich durch die Gasdichte bestimmt. Ihr Abstand zur Kathode wächst mit abnehmendem Druck.
- Die absolute Dichte im Maximum des Profils steigt mit zunehmendem Strom und Spannung an.

In Abb. 6.13.a und 6.14.a sind die axialen Dichteverteilungen von Titanatomen bei jeweils 0,1 mb und 0,2 mb für die gleiche Stromdichte von  $0,35 \text{ mA/cm}^2$  dargestellt.

Da die Druckänderung mit einer größeren Spannungsänderung verknüpft ist, ist das Dichtemaximum bei 0,1 mb größer als bei 0,2 mb.

Das Dichtemaximum bildet sich nach 15 freien Wegelängen vor der Kathode. Nach dem Maximum fällt die Dichte bei 0,2 mb exponentiell bis zur Anode hin ab. Bei 0,1 mb ist deutlich zu erkennen, daß der Abfall des Dichteprofiles nach dem Maximum stärker als bei größerer Entfernung abläuft. Im folgenden werden wir sehen, daß dieser Verlauf mit der Dichteverteilung der metastabilen Argonatome zusammenhängt.

### 6.4.2 Dichteverteilung von Titanionen

Zusätzlich zur Ionisation der Strahlelektronen werden die Titanatome wegen ihres geringen Ionisationspotentials ( $I_0 = 6,82 \text{ eV}$ ) auch durch die schnellen Elektronen und metastabilen Argonatome ionisiert. Deswegen ist die Verteilung von Titanionen nicht mehr allein durch die normierte Verteilung der Strahlelektronen sondern auch durch die Verteilungen der Titanatome, der schnellen Elektronen und der metastabilen Argonatome bestimmt.

Die axiale und radiale Dichteverteilungen von Titanionen sind in den zwei unteren Bildern von Abb. 6.13 und 6.14 für jeweils 0,1 mb und 0,2 mb dargestellt.

Wie bei den Elektronen ist die Titanionendichte bei 0,2 mb aufgrund des kleineren Diffusionskoeffizienten auch höher als bei 0,1 mb. Da bei den Titanatomen die Dichte mit steigendem Druck abnimmt, wächst also der Ionisationsgrad  $n_+/ (n + n_+)$  mit zunehmendem Druck an. Dieser steigt linear mit zunehmendem Abstand vom Glimmsaum an und erreicht vor der Anode seine Sättigung, die etwa 0,34% bei 0,1 mb bzw. 1,6% bei 0,2 mb beträgt.

Obwohl die radialen Dichteprofile bei 0,1 mb breiter als bei 0,2 mb sind, ist der Unterschied nicht mehr so eindeutig wie bei den Elektronen. Der Grund liegt einerseits in den Profilen der Titanatome, die auch radial begrenzt sind, und andererseits in der Tatsache, daß für Titan die Ionisation durch die Strahlelektronen nicht mehr der dominante Ionisationsprozeß ist, wie es im Kapitel 7 gezeigt wird.

### 6.4.3 Temperaturverteilung von Titanatomen

Im thermodynamischen Gleichgewicht folgt die Besetzung der Niveaus der Boltzmannverteilung:

$$\frac{n_n}{n_0} = \frac{g_n}{g_0} \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right) \quad (6.12)$$

wobei  $n_n$  die Dichte der im  $n$ -ten Zustand thermisch angeregten Atome,  $n_0$  die Dichte der Atome im Grundzustand,  $g = 2J + 1$  das statistische Gewicht,  $E_n$  die Anregungsenergie des  $n$ -ten Zustandes,  $k$  die Boltzmannkonstante und  $T$  die Temperatur sind.

Trägt man den Logarithmus der Besetzungsdichteverhältnisse  $n_n g_0 / n_0 g_n$  als Funktion der Anregungsenergie auf, erhält man im Falle einer Boltzmannverteilung eine Gerade.

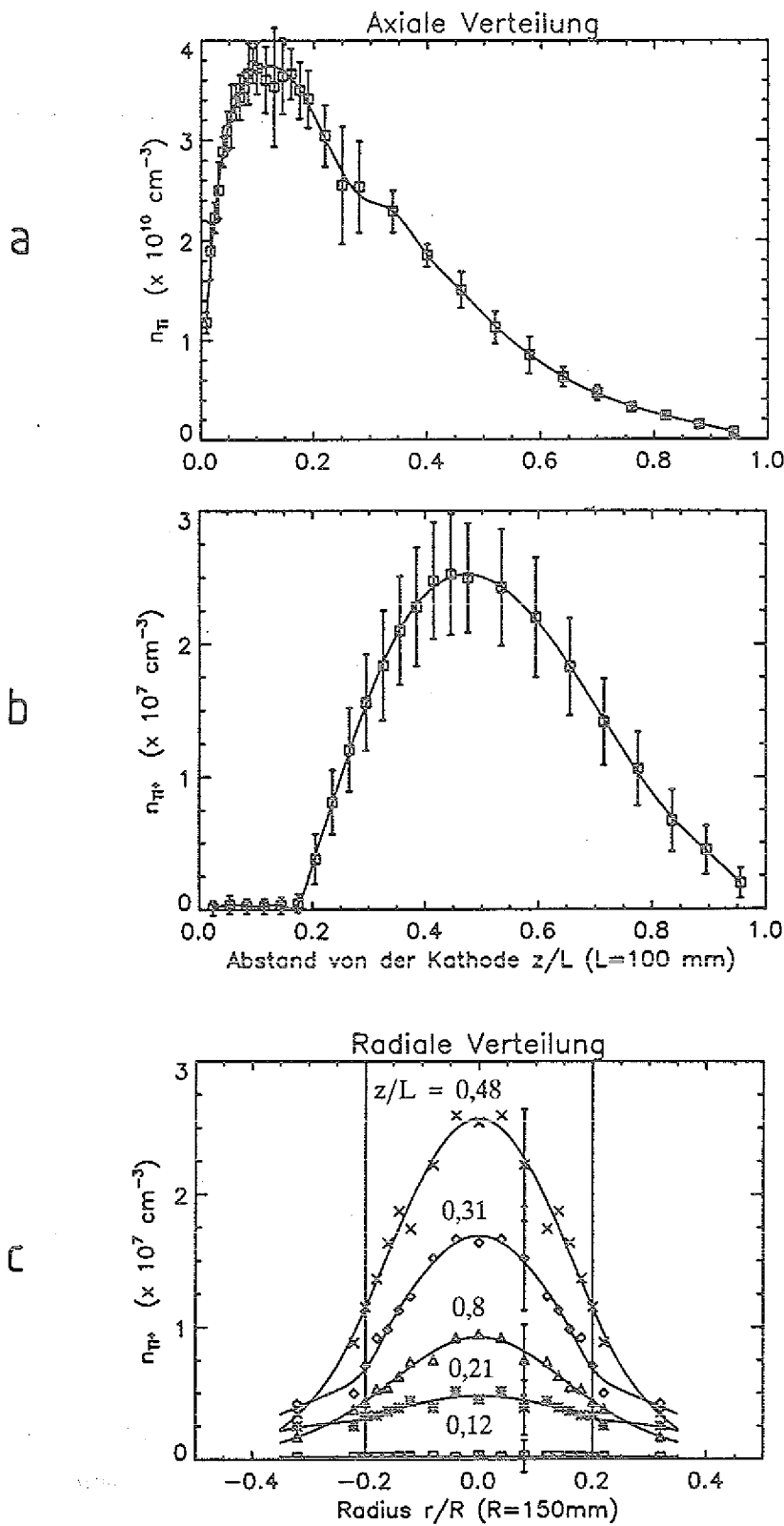


Abb. 6.13: Axiale Dichteverteilung der Titanatome (a) und -ionen (b) und radiale Dichteverteilung der Titanionen bei verschiedenen Abständen (c) für 0,1 mb, 0,35 mA/cm<sup>2</sup> und 2,1 kV.

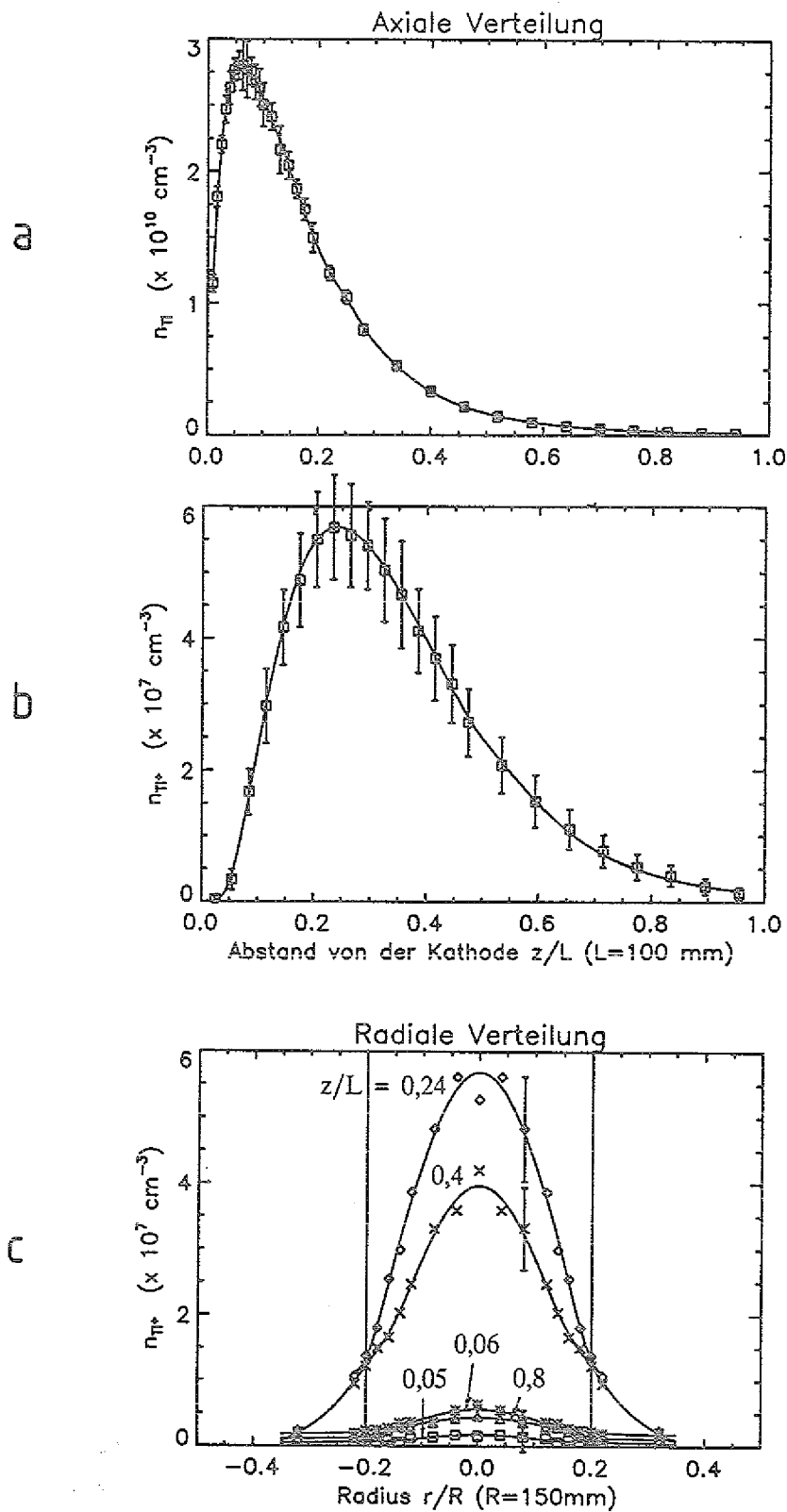


Abb. 6.14: Axiale Dichteverteilung der Titanatome (a) und -ionen (b) und radiale Dichteverteilung der Titanionen bei verschiedenen Abständen (c) für 0,2 mb, 0,35 mA/cm<sup>2</sup> und 480 V.

Die Temperatur ergibt sich dann aus der Kehrwert der Neigung von  $\ln(n_n g_0/n_0 g_n)$ .

Abb. 6.15.a und 6.15.b zeigen die axialen Temperaturverteilungen der Titanatome bei jeweils 0,1 mb und 0,2 mb, die nach der obigen Methode berechnet wurden.

Die Temperatur ist nahezu konstant im negativen Glimmlicht und im Fallraum. Obwohl der experimentelle Fehler groß ist ( $\Delta T \approx 100$  K), ist deutlich zu erkennen, daß in beiden Fällen die Temperatur im Fallraum größer als die im negativen Glimmlicht ist. Diese steigt im Fallraum mit zunehmender Kathodenfallspannung an, während sie im Glimmlicht konstant bei etwa 350 K bleibt. Der Grund liegt an dem Ladungsaustausch-Prozeß, der im Kathodenfall wegen der hohen Energie der Argonionen zu einer sehr effizienten Erwärmung des Gases führt (vgl. Abschn. 2.2.1).

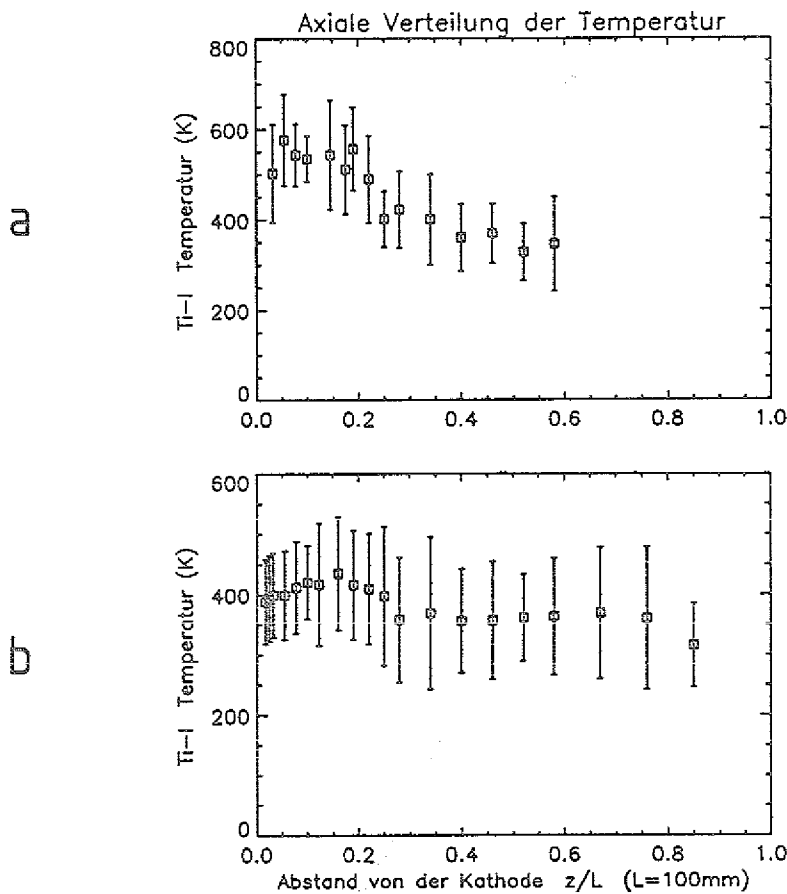


Abb. 6.15: Temperaturprofil der Titanatome in der Entladungssache bei 0,1 mb (a) und 0,2 mb (b). Die Stromdichte beträgt in beiden Fällen  $0,35 \text{ mA/cm}^2$ .

Tabelle 6.2 stellt für beide Drücke die mittlere Temperatur der Titanatome in beiden Entladungsbereichen zusammen. Diese Temperaturprofile werden später für die Berechnung der Gasdichte bei der Modellrechnung in Kapitel 7 verwendet.

Druck (mb)	Temperatur (K)	
	im Fallraum	im Glimmlicht
0,1	540	350
0,2	410	350

Tabelle 6.2 Temperatur der Titanatome im Fallraum und im negativen Glimmlicht.  
Entladungsparameter: 0,35 mA/cm<sup>2</sup>, 2,1 kV bei 0,1 mb, bzw. 480 V bei 0,2 mb.

#### 6.4.4 Dichteverteilung der metastabilen $^3P_2$ Argonatome

Eine qualitative Beschreibung des Dichteprofiles von  $Ar(^3P_2)^1$  ist eine schwierige Aufgabe, wegen der zahlreichen Erzeugungs- und Verlustprozesse, die beteiligt sind.

Die Erzeugung der metastabilen  $^3P_2$  Argonatome erfolgt durch Stöße zwischen den Argonatomen und den Strahlelektronen. Wegen der langen Lebensdauer ( $\tau \approx 1$  ms) dieses Zustandes spielen die Kaskadenübergänge von höher liegenden resonanten Niveaus neben der direkten Stoßanregung aus dem Grundzustand auch eine wichtige Rolle für die Bevölkerung dieses Niveaus.

Die wichtigsten Verlustmechanismen sind Entvölkerung durch Stöße mit den langsamen Elektronen ( $kT_e = 0,3$  eV), Diffusion zur Wand und Abregung durch Penningionisation der Titanatome. In Kapitel 7 werden wir in Detail alle diese Prozesse beschreiben.

Die axialen und radialen Dichteverteilungen von  $Ar^*$  sind in Abb. 6.16 und 6.17 für jeweils 0,1 mb und 0,2 mb dargestellt.

Obwohl das Dichtemaximum bei 0,2 mb nicht aufgelöst wurde, sollte es nicht wesentlich über den maximalen gemessenen Wert von  $6,2 \times 10^9$  cm<sup>-3</sup> liegen, da dieser Meßpunkt (bei  $z/L = 0,035$ ) fast mitten im Fallraum liegt, wo das Maximum auftritt (siehe Abb. 6.16.a). Somit können wir schließen, daß die Dichte von  $Ar^*$  mit zunehmendem Druck abnimmt.

Nach unseren Abschätzungen der Anregungsrate im Fallraum (vgl. Kapitel 7) erwarten wir, daß

<sup>1</sup>Hierbei wird die Schreibweise  $Ar(^3P_2)$  bzw.  $Ar^*$  zur Darstellung des metastabilen  $^3P_2$  Argonatoms verwendet.

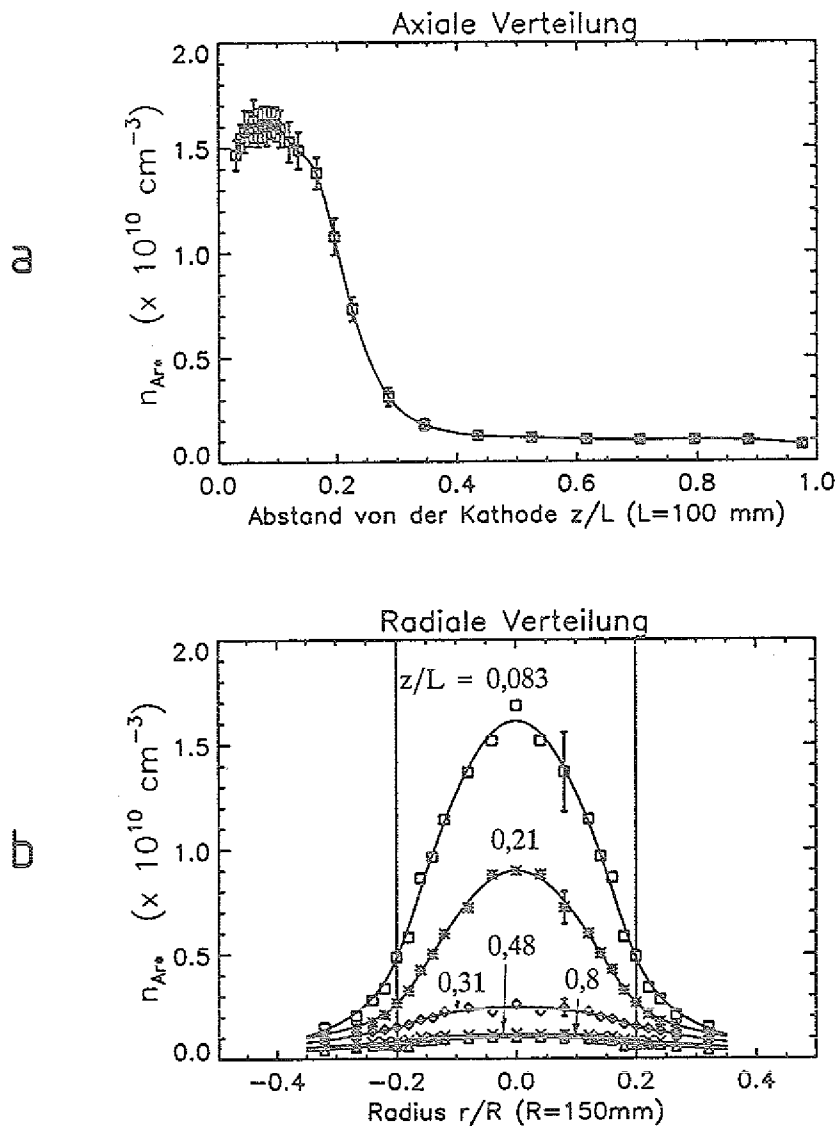


Abb. 6.16: Axiale (a) und radiale (b) Dichteverteilung der metastabilen  $^3P_2$  Argonatome bei 0,1 mb,  $0,35 \text{ mA/cm}^2$  und 2,1 kV.

diese mit abnehmendem Druck kleiner wird. Dies zusammen mit der Erhöhung der Abbaurrate sowohl durch Diffusion als auch durch Penningionisation mit abnehmendem Druck führen zu einer Erniedrigung der Dichte von  $\text{Ar}^*$ , welches aber nicht den experimentellen Ergebnissen entspricht. Der einzige Verlustprozeß, der sich mit zunehmendem Druck erhöht, ist die Abregung des metastabilen  $^3P_2$  Argons durch Stöße mit den thermischen Elektronen. Deswegen sind die experimentellen Dichteprofile von  $\text{Ar}^*$  ein Beweis dafür, daß dieser Verlustmechanismus eine dominante Rolle spielt.

Obwohl der Verlauf beider axialer Profile ähnlich aussieht, ist die Messung bei 0,1 mb für eine qualitative Beschreibung besonders interessant, einerseits, da die Dichte sowohl im Fallraum als

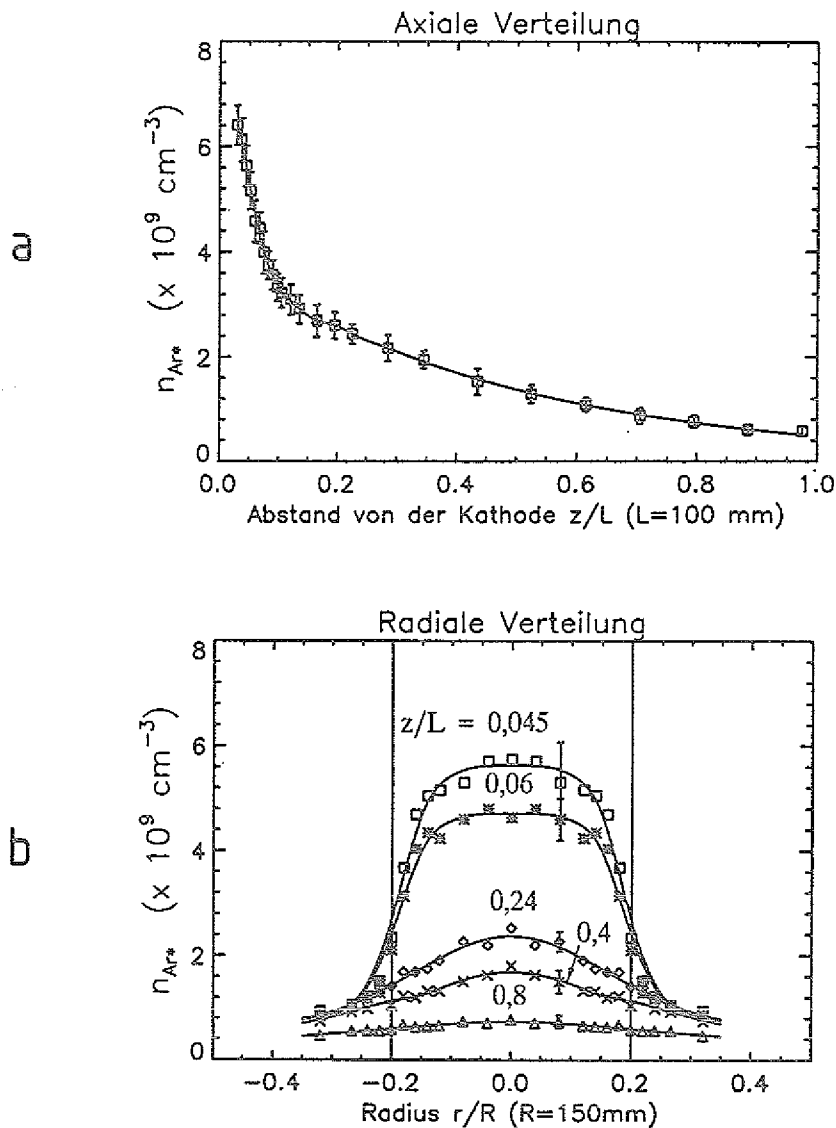


Abb. 6.17: Axiale (a) und radiale (b) Dichteverteilung der metastabilen  $^3P_2$  Argonatome bei 0,2 mb,  $0,35 \text{ mA/cm}^2$  und 480 V.

auch im Glimmlicht fast konstant ist und andererseits, da die Änderungen von  $n_{Ar^*}$  sich direkt am Dichteprofil von Titanatomen spürbar machen.

Ein solches konstantes Dichteprofil weist darauf hin, daß das Verhältnis von der Anregungs- zur Abregungsrate in den jeweiligen Entladungsbereichen auch entsprechend konstant bleibt.

Zwischen dem Fallraum und dem negativen Glimmlicht gibt es ein Übergangsgebiet, in dem die Dichte von  $Ar^*$  exponentiell fast eine Größenordnung abfällt. Zwei Gründe sind dafür verantwortlich: Die Senkung der Anregungsrate aufgrund der Abschwächung der niederenergetischen Strahlelektronen und das Wachstum der Abregungsrate mit der Dichtezunahme der

langsamen Elektronen. Dieser starke Abfall deutet darauf hin, daß die Abregungsrate höher als die Verlustrate durch Diffusion ist.

Gerade im Übergangsgebiet tritt der Wendepunkt an dem axialen Dichteprofil von Titanatomen auf, weil die Abbaurate dieser Atome durch Penningionisation fast eine Größenordnung absinkt. Eine Extrapolation des Dichteprofiles von Titanatomen vom Glimmlicht heraus in das Übergangsgebiet würde in etwa zu einer 25% höheren Dichte führen.

Bei 0,2 mb hängt der flache Verlauf des radialen Dichteprofiles vor der Kathode mit dem stark eindimensionalen Charakter des Fallraumes zusammen. Bei 0,1 mb werden die radialen Profile schmaler, vermutlich weil die radialen Dichteprofile der langsamen Elektronen breiter werden. Wie in Kapitel 7 gezeigt wird, sind die Stöße zwischen den metastabilen Argonatomen und den langsamen Elektronen die wichtigste Senke für die ersten.

In Tabelle 6.3 sind die Dichtemaxima und ihre entsprechenden Positionen für alle gemessenen Dichteverteilungen zusammengestellt.

p (mb)	$n_e$ (cm <sup>-3</sup> )	$n_{Ti}$ (cm <sup>-3</sup> )	$n_{Ti^+}$ (cm <sup>-3</sup> )	$n_{Ar^0}$ (cm <sup>-3</sup> )
0,1	$5,03 \times 10^{10}$ (0,585)	$3,8 \times 10^{10}$ (0,12)	$2,52 \times 10^7$ (0,47)	$1,61 \times 10^{10}$ (0,075)
0,2	$1,35 \times 10^{11}$ (0,35)	$2,8 \times 10^{10}$ (0,065)	$5,68 \times 10^7$ (0,24)	$6,2 \times 10^9$ (0,035)

Tabelle 6.3: Dichtemaxima der experimentellen Profile und ihre entsprechende Lage (Klammerwerte).

## 7 Modellrechnung der Dichteprofile

### 7.1 Das numerische Verfahren

Zur Beschreibung der Verteilung von  $n_e$ ,  $n_{T_1^+}$  und  $n_{Ar^*}$  im negativen Glimmlicht wurden die entsprechenden Differentialgleichungen numerisch durch die finite Elementmethode gelöst.

Im folgenden werden wir diese Methode für den Fall einer zylindrischen Geometrie mit azimuthaler Symmetrie kurz beschreiben. Die Anpassung der Gleichungen für eine eindimensionale axiale Geometrie erfolgt dann automatisch. Eine ausführliche Beschreibung dieser Methode kann aus Refs. [63,64] entnommen werden.

Betrachten wir die Funktion  $\phi(z,r)$ , deren räumlicher Verlauf durch die Gleichung

$$\Delta\phi(z,r) = \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial\phi}{\partial r} + \frac{\partial^2\phi}{\partial r^2} = 0 \quad (7.1)$$

für einige bestimmte Randbedingungen beschrieben wird.

Für die numerische Lösung dieser Gleichung wird der Koordinatenraum  $(z,r)$  in einem zweidimensionalen Netz, dessen Punkte durch einen konstanten Abstand  $h$  voneinander getrennt sind, diskretisiert. Damit erhält man für jeden Netzpunkt die Beziehungen:

$$\begin{aligned} z_i &= i h \\ r_k &= k h \\ \phi_{i,k} &= \phi(z_i, r_k) \end{aligned} \quad (7.2)$$

Für die erste und zweite Ableitung werden die folgenden Gleichungen verwendet:

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{f(x+h) - f(x-h)}{2h} + O(h^2) \quad (7.3)$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = \frac{f(x+h) - f(x-h) - 2f(x)}{h^2} + O(h^2) \quad (7.4)$$

wobei  $O(h^2)$  die Terme höherer Ordnung in  $h$  berücksichtigt.

Damit kann Gl. 7.1 unter Vernachlässigung des Termes  $O(h^2)$  für  $r > 0$  durch die folgende Gl. angenähert werden:

$$\begin{aligned} \Delta \phi(z, r) &= \frac{1}{h^2} [\phi(z, r+h) + \phi(z, r-h) + \phi(z+h, r) + \phi(z-h, r) - 4\phi(z, r)] \\ &+ \frac{1}{r} \frac{1}{2h} [\phi(z, r+h) - \phi(z, r-h)] = 0 \end{aligned} \quad (7.5)$$

Setzt man nun die Beziehungen 7.2 in Gl. 7.5 ein und multipliziert mit  $h^2$ , so erhält man die folgende Gl. für  $k > 0$ :

$$(\phi_{i,k+1} + \phi_{i,k-1} + \phi_{i+1,k} + \phi_{i-1,k} - 4\phi_{i,k}) + \frac{1}{2k} (\phi_{i,k+1} - \phi_{i,k-1}) = 0 \quad (7.6)$$

Für die Netzpunkte in der Symmetrieachse ( $k = 0$ ) gilt Gl. 7.6 nicht mehr. Für diese Punkte läßt sich eine andere Gl. einfach abzuleiten, wenn Gl. 7.1 in kartesischen Koordinaten dargestellt wird. Mit Gl. 7.4 erhält man unter Vernachlässigung des Termes  $O(h^2)$ :

$$\begin{aligned} \Delta \phi(x, y, z) &= \frac{1}{h^2} [\phi(x+h, y, z) + \phi(x-h, y, z) + \phi(x, y+h, z) \\ &+ \phi(x, y-h, z) + \phi(x, y, z+h) + \phi(x, y, z-h) - 6\phi(x, y, z)] \end{aligned} \quad (7.7)$$

In der Symmetrieachse gilt  $x = y = 0$ . Wenn man diese Gl. in zylindrische Koordinaten umschreibt, sieht man, daß die 4 ersten Terme auf der rechten Seite gleich  $\phi(z, h)$  sind. Damit erhält man nach der Multiplikation mit  $h^2$  die sog. Achsengleichung:

$$4\phi_{i,1} + \phi_{i+1,0} + \phi_{i-1,0} - 6\phi_{i,0} = 0 \quad (7.8)$$

Wenn man Gl. 7.8 für alle Punkte in der Symmetrieachse und Gl. 7.7 für alle anderen Netzpunkte schreibt (mit Ausnahme der Grenzpunkte), bekommt man ein lineares Gleichungssystem, das durch die finite Elementmethode iterativ gelöst werden kann.

Für alle unbekanntenen Werte  $\phi_{i,k}$  wird zunächst ein Anfangswert angegeben (z.B. aus dem experimentellen Dichteprofil). Eine gute Wahl der Anfangswerte kann viele Iterationen sparen, hat jedoch keinen Einfluß auf das Endergebnis.

Für jeden Punkt  $(i, k)$ , wird mit Gl. 7.6 bzw. Gl. 7.8 ein Wert für die Funktion  $U$  aus den benachbarten Werten von  $\phi$  auf folgende Weise berechnet:

$$U = \begin{cases} \frac{1}{6} [\phi_{i+1,k} + \phi_{i-1,k} + 4\phi_{i,k+1}] & (k = 0) \\ \frac{1}{4} [\phi_{i,k+1} + \phi_{i,k-1} + \phi_{i+1,k} + \phi_{i-1,k}] \\ \quad + \frac{1}{8k} [\phi_{i,k+1} - \phi_{i,k-1}] & (k > 0) \end{cases} \quad (7.9)$$

Nach einer Iteration ergibt sich für  $\phi_{i,k}$  der neue Wert

$$\phi_{i,k}(\text{Neu}) = \phi_{i,k}(\text{Alt}) + w [U - \phi_{i,k}(\text{Alt})] \quad (7.10)$$

wobei  $w$  eine Konstante ist, die zwischen 1 und 2 liegt und die nur Einfluß auf die Dauer der Rechnung hat. Je größer  $w$  ist, desto schneller ist die Konvergenz.

Die Iteration wird erst abgebrochen, wenn für alle Netzpunkte  $|\phi_{i,k}(\text{Neu}) - \phi_{i,k}(\text{Alt})| \leq \epsilon$  wird, wobei  $\epsilon$  ein Qualitätsfaktor ist.

Für die Berechnung eines Dichteprofiles wird einfach der Funktionswert  $\phi_{i,k}$  durch den Dichtewert  $n_{i,k}$  in Gln. 7.9 und 7.10 ersetzt. Die Funktion  $U$  wird für jeden einzelnen Fall in den nächsten Abschnitten definiert werden.

## 7.2 Modellrechnung der $n_e$ -Verteilung

Für das quasineutrale Plasma des negativen Glimmlichtes ergibt sich für die Ladungsträgerbilanz eine Diffusionsgleichung der Art (vgl. Abschn. 3.2.1)

$$D_a \Delta n_e(z,r) = - R_{\text{ion}}(z,r) , \quad (7.11)$$

mit der die Dichteverteilung beschrieben werden kann. Hierbei ist  $D_a$  der ambipolare Diffusionskoeffizient und  $R_{\text{ion}}(z,r)$  die ortsabhängige Ionisationsrate.

Für Gl. 7.11 nimmt die Funktion  $U$  mit  $\phi_{i,k} = n_{i,k} = n_e(z_i, r_k)$  unter Berücksichtigung der Neuerzeugungsverteilung  $R_{i,k} = R_{\text{ion}}(z_i, r_i)$  die folgende Form an

$$U = \begin{cases} \frac{1}{6} \left[ \hbar^2 \frac{R_{i,k}}{D_a} + n_{i+1,k} + n_{i-1,k} + 4 n_{i,k+1} \right] & (r = 0) \\ \frac{1}{4} \left[ \hbar^2 \frac{R_{i,k}}{D_a} + n_{i,k+1} + n_{i,k-1} + n_{i+1,k} + n_{i-1,k} \right] & (7.12) \\ \quad + \frac{1}{8k} [n_{i,k+1} - n_{i,k-1}] & (r > 0) \end{cases}$$

Damit kann die ortsabhängige Elektronendichte nach Gl. 7.10 für eine beliebige Neuerzeugungsverteilung unter Berücksichtigung der Randbedingungen iterativ berechnet werden.

Für die Rechnung der Elektronendichte wird die Neuerzeugungsverteilung hinsichtlich der neuen Erkenntnisse der Energieverteilung des Elektronenflusses [2,5] unter realistischen Annahmen parametrisiert. Einige dieser Parameter werden dann durch eine iterative Rechnung so angepaßt, daß die experimentellen Dichteprofile wiedergegeben werden.

### 7.2.1 Die Randbedingungen

Für die Randbedingungen wurde die Elektronendichte sowohl an der Wand des Gefäßes und allen isolierenden Keramikeinfassungen als auch an der Anode und am Glimmsaum zu Null gesetzt. Für die Länge des Kathodenfalls wurden die experimentellen Werte von 0,5 cm und 2,0 cm jeweils bei  $V_c = 480 \text{ V}$  und  $V_c = 2,1 \text{ kV}$  verwendet.

Bei dem Einsatz der finiten Elementmethode kann die zweidimensionale Diffusionsgleichung für eine angegebene Neuerzeugungsverteilung an allen Punkten innerhalb des Vakuumgefäßes gelöst werden. Die einzige Einschränkung ist die Zeitdauer der Rechnung, die linear mit der Anzahl der Netzpunkte skaliert. Deswegen wurde, um Zeit zu sparen, die Elektronendichte 3 cm hinter der Kathode bzw. der Anode zu Null gesetzt. Wie die Rechnungen zeigten, änderten sich die berechneten Dichteprofle kaum mehr bei Abständen über 3 cm.

In Abb. 7.1 sind die für die Rechnung der Dichteprofle bei  $V_c = 2,1 \text{ kV}$  verwendeten Randbedingungen und Netzpunkte dargestellt.

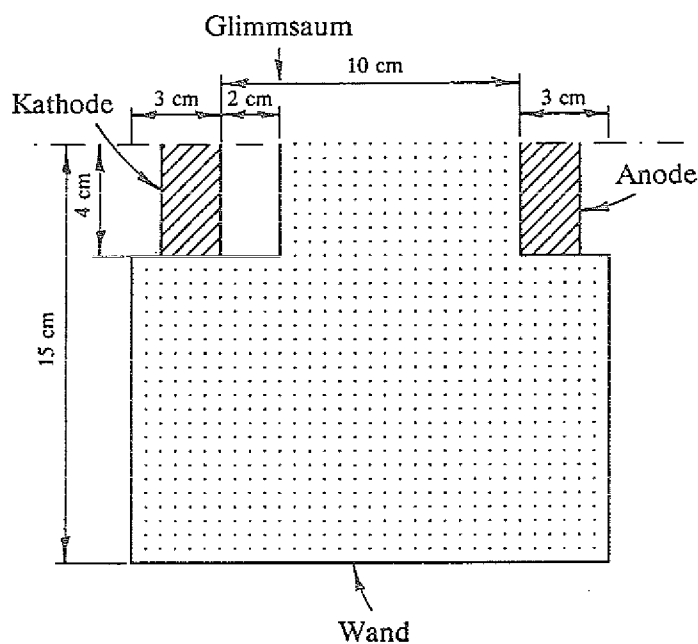


Abb. 7.1: Randbedingungen für die 2D-Rechnung der  $n_e$ -Verteilung bei 0,1 mb,  $0,35 \text{ mA/cm}^2$  und 2,1 kV. Die durchgezogenen Linien zeigen die Stellen, an denen  $n_e = 0$  ist. Angezeigt sind auch die bei den Rechnungen verwendeten Netzpunkte.

## 7.2.2 Energieverteilung des Elektronenflusses (EVEF)

Für die Berechnung der Neuerzeugungsverteilung wurde ein einfaches Modell für die Energieverteilung des Elektronenflusses entwickelt, das sich auf die Ergebnisse der numerischen Simulation der Elektronenkinetik im Fallraum einer He-Glimmentladung von Carman und Maitland [5] und Tran Ngoc An et al [34] stützt.

In der Arbeit von Carman und Maitland wurden die EVEF am Glimmsaum für verschiedene Kathodenfallspannungen (von 150 V bis 1,7 kV) berechnet. Die daraus ermittelten Relativanteile der Tertiär-, Sekundär- und Primärelektronen sind als Funktion der Kathodenfallspannung in Abb. 7.2 dargestellt. Bei kleineren Spannungen besteht der Elektronenfluß in Wesentlichen aus Tertiär- und Sekundärelektronen. Der Anteil der Sekundärelektronen erreicht ein Maximum bei etwa 400 V und fällt langsam mit zunehmender Spannung ab. Der Anteil der Primärelektronen wächst mit steigender Kathodenfallspannung. Oberhalb von 1400 V überwiegt diese Elektronenkomponente alle anderen des Elektronenflusses.

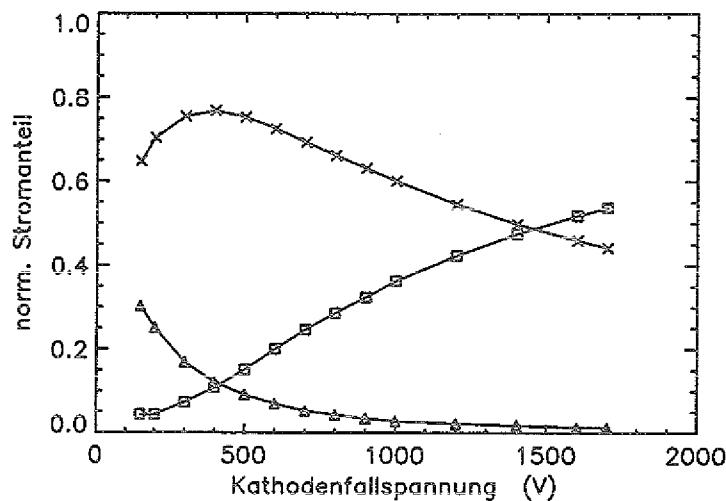


Abb. 7.2: Relative Flußanteile der Tertiär- ( $\Delta$ ), Sekundär- ( $\times$ ) und Primärelektronen ( $\square$ ) am Glimmsaum einer He-Glimmentladung (aus [5])

Da die Energieverteilung des Elektronenflusses hauptsächlich durch die inelastischen Wirkungsquerschnitte des Hintergrundgases bestimmt ist, sollte die EVEF in Argon ähnlich wie im Helium aussehen. Aufgrund der höheren gesamten inelastischen Querschnitte des Argons, sowie der kleineren Schwellenenergie der entsprechenden inelastischen Stoßprozesse, wären für die Relativanteile der verschiedenen Elektronengruppen einer Ar-Glimmentladung Abweichungen

von den berechneten Werten von Carman und Maitland zu erwarten. Eine ähnliche Rechnung, die z. Z. für die EVEF einer Ar-Glimmentladung von Rose [39] durchgeführt wird, zeigt jedoch, daß unterhalb von 400 V die Relativanteile der Elektronengruppen praktisch gleich den von Carman und Maitland berechneten Anteilen sind. Nur bei höherer Kathodenfallspannung wird der Anteil der Primärelektronen beim Argon etwas kleiner als beim Helium. Der Unterschied ist aber klein.

Hinsichtlich dieser Ergebnisse wurde die Energieverteilung des Elektronenflusses am Glimmsaum in vier Bereiche unterteilt, wie es in Abb. 7.3 schematisch dargestellt ist.  $J_t/e$  stellt den Flußanteil der Tertiärelektronen dar, deren Energie niedriger als das Ionisationspotential der Argonatome ist, und braucht bei der Rechnung der Ionisationsrate nicht berücksichtigt werden.  $J_p/e$  ist der Flußanteil der Primärelektronen mit einer Energie gleich  $eV_c$ , die der vollen Kathodenfallspannung entspricht. Für die Darstellung der Energieverteilung der Primärelektronen wurde eine Deltafunktion bei der Energie  $eV_c$  angenommen, d.h.

$$\frac{J_p(E)}{e} = \frac{J_p}{e} \delta(E - eV_c) \quad (7.13)$$

Um eine einfache aber noch realistische Darstellung des Flußanteils der Sekundärelektronen zu erhalten, wurde diese Elektronengruppe in zwei weitere Bereiche  $J_{s1}/e$  und  $J_{s2}/e$  unterteilt, die sich jeweils dadurch voneinander unterscheiden, daß die Elektronen beim Durchlaufen vom Glimmsaum bis zur Anode abgeschwächt sind oder nicht. Bei der Berechnung der Ionisationsrate gilt ein Elektron als nicht abgeschwächt, wenn es die Anode mit einer Energie oberhalb des Ionisationspotentials des Argons erreicht.

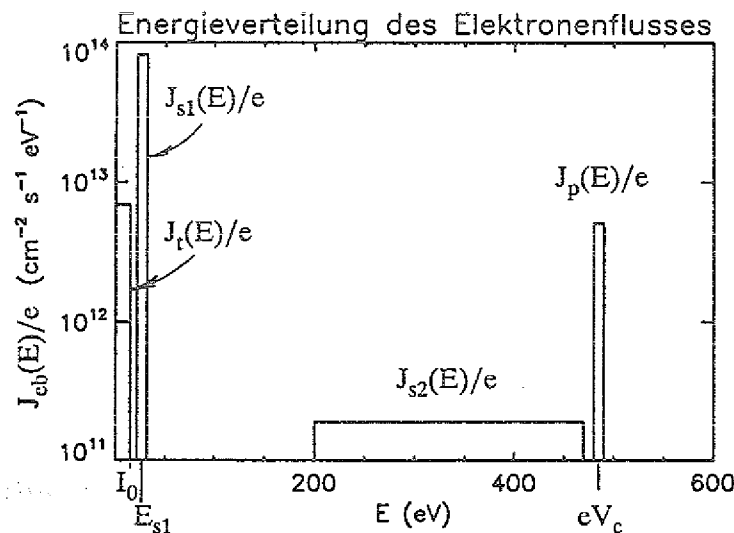


Abb. 7.3: Schema der Energieverteilung des Elektronenflusses am Glimmsaum.  $J_t(E)/e$ ,  $J_{s1}(E)/e$ ,  $J_{s2}(E)/e$  und  $J_p(E)/e$  stellen die Energieverteilung jeweils der Tertiär-, Sekundär-, hochenergetischen Sekundär- und Primärelektronen dar.

Wenn ein Anteil des Elektronenflusses beim Eindringen ins negative Glimmlicht abgeschwächt ist, finden mehr Stoßionisationen auf der Kathodenseite als auf der Anodenseite statt. Dadurch verschiebt sich das Dichtemaximum zur Kathode. Je größer der Anteil der abgeschwächten Elektronen ist, desto mehr verschiebt sich das Maximum zur Kathode. Diese Erscheinung werden wir nutzen, um Informationen über die Energie und den Flußanteil der niederenergetischen Sekundärelektronen zu gewinnen.

Um die Elektronen in diese zwei Gruppen einzuordnen, wurde die Reichweite eines Elektrons als Funktion seiner Anfangsenergie berechnet, d.h. der Abstand vom Glimmsaum, wo die letzte Stoßionisation stattgefunden hat. Zu diesem Zweck wurde die mittlere freie Weglänge eines Elektrons als Funktion seiner Energie berechnet:

$$\lambda_e(E) = \frac{1}{N_g Q_{in}(E)} \quad (7.14)$$

wobei  $N_g$  die Gasdichte und  $Q_{in}(E) = \sigma_i(E) + \sum \sigma_{ex}(E)$  der gesamte inelastische Wirkungsquerschnitt des Argons ist (siehe Anhang C).

Nach einer freien Weglänge verliert das Elektron durch einen inelastischen Stoß eine mittlere Energie

$$E_v = (I_0 + \epsilon) \frac{\sigma_i(E)}{Q_{in}(E)} + \frac{\sum E_{ex} \sigma_{ex}(E)}{Q_{in}(E)} \quad (7.15)$$

wobei,  $I_0$  und  $E_{ex}$  die Schwellenenergie jeweils für Stoßionisation und -anregung bedeuten.  $\epsilon$  ist die mittlere Energie des bei der Stoßionisation emittierten Elektrons. Für diese Rechnung wurde der experimentelle Wert von  $\epsilon = 3$  eV angenommen. Die verwendeten inelastischen Wirkungsquerschnitte und die entsprechende Schwellenenergie sind im Anhang C aufgelistet.

Die nächste mittlere freie Weglänge und die entsprechenden Energieverluste werden nun für die neue Energie  $E - E_v$  berechnet. Der Prozeß muß solange wiederholt werden, bis die Energie des Elektrons kleiner als das Ionisationspotential wird. Somit wird die Reichweite eines Elektrons mit der Anfangsenergie  $E$  als die Summe aller mittleren freien Weglängen berechnet.

Das Ergebnis dieser Rechnung ist in Abb. 7.4 dargestellt. In diesem Bild sieht man, daß bis zu einer Energie von 200 eV die Reichweite der Elektronen in Argon noch kleiner als 10 cm ist. Deswegen wurde der Flußanteil, dessen Elektronen eine Energie kleiner als 200 eV hatten, der Gruppe  $J_{e1}/e$  zugeordnet.

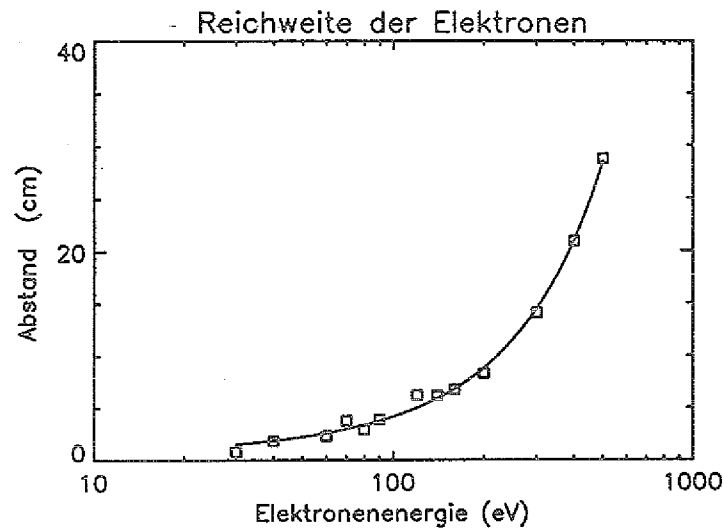


Abb. 7.4: Reichweite der Elektronen in Argon als Funktion ihrer Anfangsenergie. Angegebene Parameter:  $p = 0,2 \text{ mb}$ ,  $T = 350 \text{ K}$ .

Die numerische Simulation von Carman und Maitland zeigt, daß bei Kathodenfallspannungen höher als 400 V die Sekundärelektronen gleichmäßig oberhalb von 200 eV verteilt sind (s. Abb. 3.1). Nur bei sehr hoher Energie erhöht sich die Anzahl der Elektronen bis zu einem Maximum, das etwa bei  $eV_c - I_0$  liegt.

Bei unserer Rechnung wurden zur Vereinfachung die hochenergetischen Sekundärelektronen im Energiebereich von 200 eV bis  $eV_c - I_0$  gleichmäßig verteilt. Um die Energieabhängigkeit des Ionisationsquerschnittes zu berücksichtigen, wurden die Elektronen bei  $eV_c = 2100 \text{ eV}$  in 21 Energiezellen von  $\Delta E = 90 \text{ eV}$  Breite und bei  $eV_c = 480 \text{ eV}$  in 10 Energiezellen von  $\Delta E = 20 \text{ eV}$  Breite unterteilt. Somit ergibt sich für eine Energiezelle mit der Energie  $E_k$  die Verteilung

$$\frac{J_{s2}(E_k)}{e} = \frac{1}{N \Delta E} \frac{J_{s2}}{e} \quad (7.16)$$

wobei  $J_{s2}/e$  den gesamten Flußanteil der hochenergetischen Sekundärelektronen und  $N$  die Anzahl der Energiezellen bedeuten. Hierbei wurde angenommen, daß alle Elektronen in dieser Zelle die gleiche Energie  $E_k$  haben.

Die Monte Carlo Simulation von Tran Ngoc An et al [34] zeigt, daß sich der niederenergetische Bereich der Verteilungsfunktion durch zwei Druyvesteyn-Verteilungen, deren wahrscheinlichste Energien bei 2 eV und 22,5 eV liegen, darstellen läßt. Zur Vereinfachung wurde hier für die Darstellung des Flußanteils der niederenergetische Sekundärelektronen  $J_{s1}/e$  auch eine Deltafunktion bei der Energie  $E_{s1}$  angenommen, d.h.

$$\frac{J_{s1}(E)}{e} = \frac{J_{s1}}{e} \delta(E - E_{s1}) \quad (7.17)$$

### 7.2.3 Anpassung der Neuerzeugungverteilung

Aus der Integration der Energieverteilung des Elektronenflusses über das gesamte Energiespektrum (0 bis  $eV_c$ ) erhält man am Glimmsaum ( $z = G$ ) die Stromdichte

$$J_{eb}(G) = J_t + J_{s1} + J_{s2} + J_p \quad (7.18)$$

wobei  $J_t$ ,  $J_{s1}$ ,  $J_{s2}$  und  $J_p$  den Stromanteil jeweils der Tertiär-, Sekundär-, hochenergetischen Sekundär- und Primärelektronen darstellen, die in der parametrisierten Form aus

$$\left. \begin{array}{l} J_t = P_t \\ J_{s1} = P_{s1} \\ J_{s2} = P_{s2} \\ J_p = P_p \end{array} \right\} \times J_{eb}(G) \quad (7.19)$$

ermittelt werden können.

Die gesamte Stromdichte der Elektronen am Glimmsaum  $J_{eb}(G)$  steht zur Kathodenstromdichte  $J_c = J_{eb}(G) + J_+(G)$  in der folgenden Beziehung (vgl. Gl. 3.4):

$$J_{eb}(G) = \frac{M}{1 + \frac{1}{\gamma_{eff}}} J_c \quad (7.20)$$

wobei die Elektronenemission an der Kathodenoberfläche und die Multiplikation des Elektronenflusses im Fallraum durch jeweils  $\gamma_{eff}$  und  $M$  beschrieben werden. Diese Gleichung entspricht der Selbsterhaltungsbedingung Gl. 3.6, wenn das Verhältnis des Ionenstromes aus dem Glimmlicht zum Elektronenstrom aus dem Fallraum durch den Plasmawirkungsgrad  $\delta$  dargestellt wird.

Für die radiale Abhängigkeit der Energieverteilung des Elektronenflusses wurde ein rechteckiges Profil angenommen, dessen Breite gleich dem Kathodendurchmesser ist, d.h.

$$\frac{J_{eb}(z, r, E)}{e} = H(r) \frac{J_{eb}(z, E)}{e} \quad (7.21)$$

wobei

$$H(r) = \begin{cases} 1 & (r \leq 3 \text{ cm}) \\ 0 & (r > 3 \text{ cm}) \end{cases} \quad (7.22)$$

$$\frac{J_{\text{ab}}(z, E)}{e} = \begin{cases} \frac{J_t(E)}{e} & (E < I_0) \\ \frac{J_{s1}}{e} \delta(E - E_{s1}) & (I_0 \leq E < 200 \text{ eV}) \\ \frac{J_{s2}(E_k)}{e}, \quad k = 1, 2, \dots, N & (200 \text{ eV} \leq E_k < eV_c - I_0) \\ \frac{J_p}{e} \delta(E - eV_c) & (E \geq eV_c - I_0) \end{cases} \quad (7.23)$$

Im negativen Glimmlicht für  $z > G$  erhält man mit Gl. 7.21 durch Integration über das Energiespektrum (vgl. Gl. 3.17) die Ionisationsrate

$$R_{\text{ion}}(z, r) = H(r) R_{\text{ion}}(z) \quad (7.24)$$

$$R_{\text{ion}}(z) = \alpha(E_{s1}) \frac{J_{s1}}{e} \exp[-\alpha_{\text{EXT}}(E_{s1})(z - G)] + \sum_{k=1}^N \alpha(E_k) \frac{J_{s2}(E_k)}{e} \Delta E + \alpha(eV_c) \frac{J_p}{e} \quad (7.25)$$

wobei  $\alpha(E) = N_g \sigma_i(E)$  der Townsendsche Ionisationskoeffizient ist.  $\alpha_{\text{EXT}}(E_{s1}) = N_g Q_{\text{in}}(E_{s1})$  ist ein Extinktionskoeffizient, der die Abschwächung der Sekundärelektronen darstellt.

In der Summe stellt  $J_{s2}(E_k)/e \Delta E$  den Flußanteil einer Energiezelle der Breite  $\Delta E$  (vgl. Abschn. 7.2.2) dar, der durch

$$\frac{J_{s2}(E_k)}{e} \Delta E = \frac{1}{N} \frac{J_{s2}}{e} \quad (7.26)$$

gegeben ist, wobei  $J_{s2}/e$  den Flußanteil der hochenergetischen Sekundärelektronen und  $N$  die Anzahl der Energiezellen bedeuten.

Für die Anpassung der Ionisationsrate wurden die Parameter  $P_t$ ,  $P_{s1}$ ,  $P_{s2}$ ,  $P_p$  und  $M$  angegeben. Die Rechnungen wurden für einige Parametersätze durchgeführt, die in etwa den berechneten Werten von Carman und Maitland entsprachen (s. Abb. 7.2). Diese Parametrisierung darf aber nicht willkürlich sein.  $P_p$  und  $M$  müssen eine Bedingung erfüllen, die völlig unabhängig von der EVEF abgeleitet werden kann. Um den Zusammenhang zwischen  $P_p$  und  $M$  zu finden, betrachten wir die Stromdichte der Primärelektronen am Glimmsaum

$$J_p(G) = P_p J_{eb}(G) = P_p M J_{eb}(0) \quad (7.27)$$

Der Stromanteil  $J_p(G)$  kann nicht größer als die gesamte Elektronenstromdichte an der Kathode  $J_{eb}(0)$  sein. Dadurch ergibt sich nach Gl. 7.27 die folgende Beziehung

$$P_p \leq \frac{1}{M}, \quad (7.28)$$

auf die bei der Parametrisierung von  $P_p$  und  $M$  geachtet werden muß.

Die numerische Simulation von Carman und Maitland zeigt, daß bei Spannungen oberhalb von 200 V der Multiplikationsfaktor mit steigender Spannung abnimmt. Diese Autoren geben für  $V_c = 1000$  V einen Multiplikationsfaktor von etwa 1,6 an. Die Rechnungen von Rose [39] für eine Ar-Glimmentladung ergeben für  $\gamma_{\text{eff}} = 0,1$  unter Berücksichtigung der wichtigsten inelastischen Wirkungsquerschnitte des Argons höhere Werte für den Multiplikationsfaktor ( $M \approx 2,7$  bei  $V_c = 1000$  V). Deswegen sind bei unserer Rechnung  $M$ -Werte zwischen  $1,8 \leq M \leq 4,0$  angegeben worden. Der Flußanteil der Primärelektronen wurde dann typischerweise 5% niedriger als der maximale mögliche Wert  $P_{p, \text{max}} = 1/M$  (vgl. Gl. 7.28) angenommen.

Der effektive Emissionskoeffizient  $\gamma_{\text{eff}}$  wurde iterativ angepaßt, bis das Dichtemaximum des berechneten Profils gleich dem des experimentellen Profils innerhalb einer Toleranz von 0,1% wurde.

Für einen Anteil  $P_{s1}$  der niederenergetischen Sekundärelektronen wurde die Energie  $E_{s1}$  iterativ angepaßt, bis die Lage des Maximums des berechneten Dichteprofiles mit der des experimentellen Profils innerhalb einer Toleranz von 2% übereinstimmte. Dabei wurde der Anteil  $P_{s1}$  auch angepaßt, in dem er schrittweise niedriger gesetzt wurde, bis gerade die o. g. Bedingung noch erfüllt war.

Tabelle 7.1 zeigt die angegebenen bzw. angepaßten Parameter, die bei der Rechnung der Elektronendichteprofile verwendet wurden.

Eine Anpassung der räumlichen Abhängigkeiten der Ionisationsrate zur Wiedergabe der experimentellen Dichteprofile wäre mit der MikroVAX nicht vertretbar. Die Abweichungen der berechneten Profile von  $n_e$  bei größerem Radius aufgrund des angenommenen rechteckigen Radialprofil der EVEF lassen sich jedoch qualitativ erklären.

In Abb. 7.5.a und 7.6.a sind die verwendeten Neuerzeugungsverteilungen für jeweils  $V_c = 2,1$  kV und  $V_c = 480$  V dargestellt.

Der Abfall beider Flüsse mit steigendem Abstand von der Kathode wird durch die Abschwächung der niederenergetischen Sekundärelektronen verursacht.

P (mb)	M	P <sub>s1</sub>	P <sub>s2</sub>	P <sub>p</sub>	$\gamma_{\text{eff}}$	E <sub>s1</sub> (eV)	$\alpha_{\text{EXT}}$ (cm <sup>-1</sup> )	J <sub>eb</sub> (G)/J <sub>c</sub>	z <sub>max</sub> /L	n <sub>max</sub> (×10 <sup>11</sup> cm <sup>-3</sup> )
0,1	2,0	0,15	0,35	0,45	0,17	35	0,664	0,29	0,582	0,506
0,2	4,0	0,80	0,05	0,05	0,13	26	1,04	0,47	0,371	1,35

Tabelle 7.1: Zusammenstellung der in der zweidimensionalen Modellrechnung der n<sub>e</sub>-Verteilung verwendeten Parameter. Die angegebenen Parameter sind: der Multiplikationsfaktor M, der Anteil der niederenergetischen Sekundärelektronen P<sub>s1</sub>, der hochenergetischen Sekundärelektronen P<sub>s2</sub> und der Primärelektronen P<sub>p</sub>. Die angepaßten Parameter sind: der effektive Emissionskoeffizient  $\gamma_{\text{eff}}$ , die Energie der niederenergetischen Sekundärelektronen E<sub>s1</sub>. Die daraus ermittelten Parameter sind: der Extintionskoeffizient  $\alpha_{\text{EXT}}$ , der Stromanteil der Strahlelektronen an dem gesamten Kathodenstrom J<sub>eb</sub>(G)/J<sub>c</sub>, die Lage des Dichtemaximums z<sub>max</sub>/L und die maximale Dichte n<sub>max</sub>.

## 7.2.4 Die Verluste der Ladungsträger

Wie bereits erwähnt, werden die Verluste der Ladungsträger durch ambipolare Diffusion zur Wand verursacht. Der ambipolare Diffusionskoeffizient wurde (vgl. Gl. 3.12) mit den Vereinfachungen  $\mu_e \gg \mu_{\text{Ar}^+}$  und  $D_e \gg D_{\text{Ar}^+}$  berechnet nach

$$D_a = \mu_{\text{Ar}^+} \left( \frac{kT_{\text{Ar}^+}}{e} + \frac{kT_e}{e} \right) \quad (7.29)$$

Die Beweglichkeit der Argonionen in Argon ist durch den symmetrischen resonanten Ladungsaustauschprozeß bestimmt. Da im Glimmlicht das elektrische Feld unterhalb von 0,1 V/cm liegt, ist bei den vorliegenden Rechnungen die Nullfeldbeweglichkeit berücksichtigt worden. Die reduzierte Nullfeldbeweglichkeit von Argonionen in Argon beträgt nach Ellis et al [65] bei 760 Torr und 350 K  $\mu_0 = 1,41 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . Somit kann die druckabhängige Beweglichkeit nach  $\mu_{\text{Ar}^+} = [1011/p(\text{mb})] \times \mu_0$  berechnet werden.

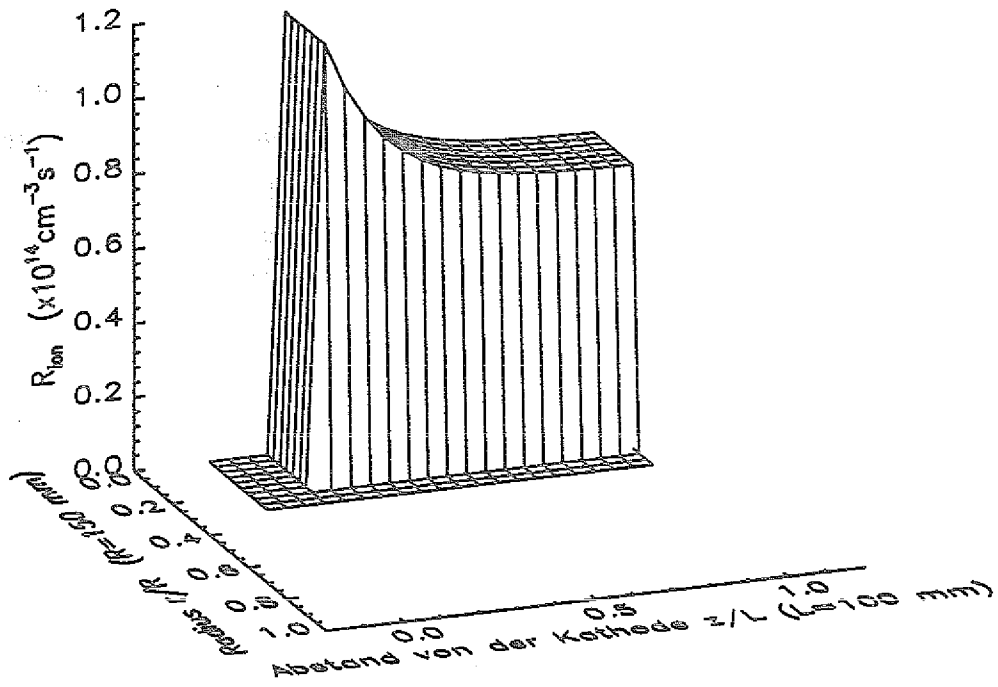
## 7.2.5 Ergebnisse der $n_e$ -Verteilung

Die berechneten zweidimensionalen Elektronendichteprofile sind in Abb. 7.5.b und 7.6.b für jeweils 0,1 mb und 0,2 mb dargestellt. Diese Profile beziehen sich auf die in der Tabelle 7.1 angegebenen Parameter. Ähnliche Ergebnisse wurden für andere Parametersätze  $M$ ,  $P_{s1}$ ,  $P_{s2}$  und  $P_p$  aufgrund der Anpassung von  $\gamma_{\text{eff}}$  und  $E_{s1}$  erreicht. Da die Anpassung die Selbsterhaltungsbedingung erfüllt, ergeben sich nach Gl. 7.20 für die verschiedenen Parametersätze praktisch die gleichen Verhältnisse  $J_{\text{eb}}(G)/J_c$ , die in Tabelle 7.1 für beide Drücke dargestellt sind.

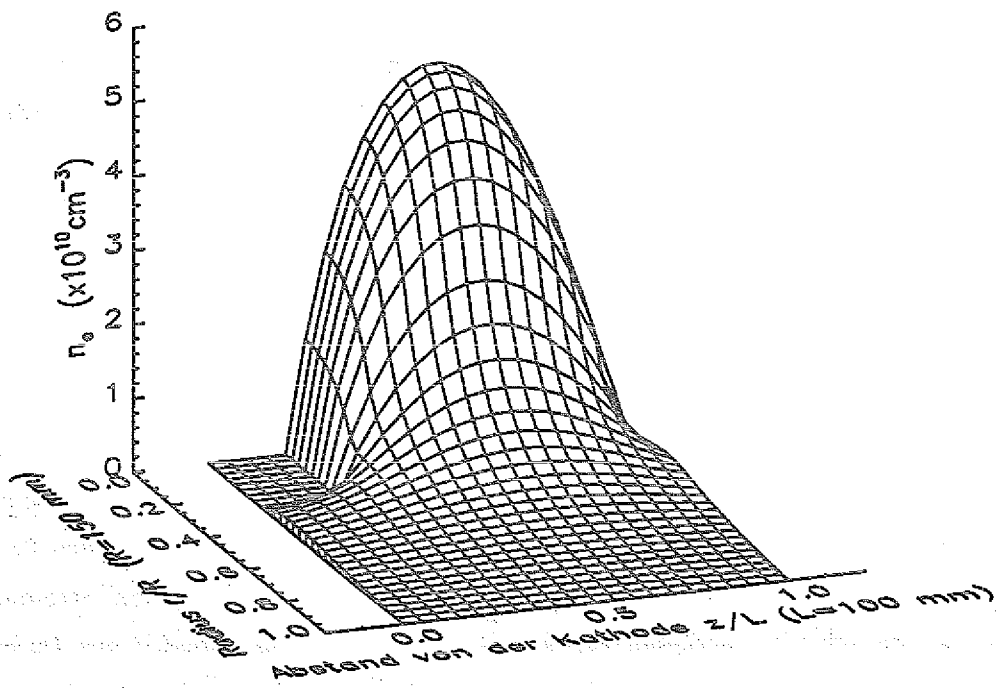
In Abb. 7.7 und 7.8 sind die berechneten Profile mit den experimentellen jeweils für 0,1 mb und 0,2 mb verglichen. Bei 0,1 mb ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und den experimentellen axialen Dichteprofilen. Die Abweichung des axialen Profils nach dem Dichtemaximum bei 0,2 mb wird durch die hohe Ionisationsrate in diesem Bereich (vgl. Abb. 7.6.a) verursacht. Eine niedrigere Ionisationsrate könnte entweder durch eine geringere Anzahl der hochenergetischen Sekundär- und Primärelektronen oder durch eine radiale Divergenz dieser Elektronen mit steigendem Abstand von der Kathode erreicht werden.

Bei den radialen Dichteverteilungen zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und den experimentellen Profilen nur entlang einer Säule, deren Durchmesser gleich dem Kathodendurchmesser ( $r/R = 0,2$ ) ist. Wie bereits im Abschn. 6.3.2 erwähnt wurde, ist die Dichteverteilung nur von der normierten Neuerzeugungsverteilung  $R_{\text{ion}}(z,r)$  abhängig. Die Abweichung der berechneten Dichteprofile bei größerem Radius weist darauf hin, daß die Neuerzeugungsverteilung breiter als der Kathodendurchmesser sein muß. Ein Vergleich der radialen Profile für beide Drücke zeigt, daß die radiale Divergenz der Strahlelektronen bei 0,1 mb größer als bei 0,2 mb ist.

Entsprechend unseren Erwartungen (vgl. Abschn. 6.1.1 u. 6.1.3) ergibt sich für das Verhältnis der Stromdichte  $J_{\text{eb}}(G)/J_c$  bei 0,1 mb ein kleinerer Wert als bei 0,2 mb. Da der Stromdichteanteil der Ionen aus dem Glimmlicht bei 0,2 mb unter Berücksichtigung der experimentellen Profile der Elektronendichte und des elektrischen Feldes zu etwa 20% der gesamten Stromdichte  $J_c$  abgeschätzt wurde, sehen die erzielten Verhältnisse von  $J_{\text{eb}}(G)/J_c$  sehr niedrig aus. Da bei fester Neuerzeugungsverteilung die Absolutdichte nur vom Verhältnis der Stromdichte der Fallraumelektronen zum ambipolaren Diffusionskoeffizient abhängig ist, würde die Dichtezunahme außerhalb des Kathodendurchmessers aufgrund der Divergenz der Strahlelektronen mit einer Dichteabnahme innerhalb dieses Raumes verbunden sein. Ein höherer Wert von  $J_{\text{eb}}(G)/J_c$  wäre dann notwendig, um das Dichtemaximum des berechneten Profils dem des experimentellen Profils anzugleichen.



a

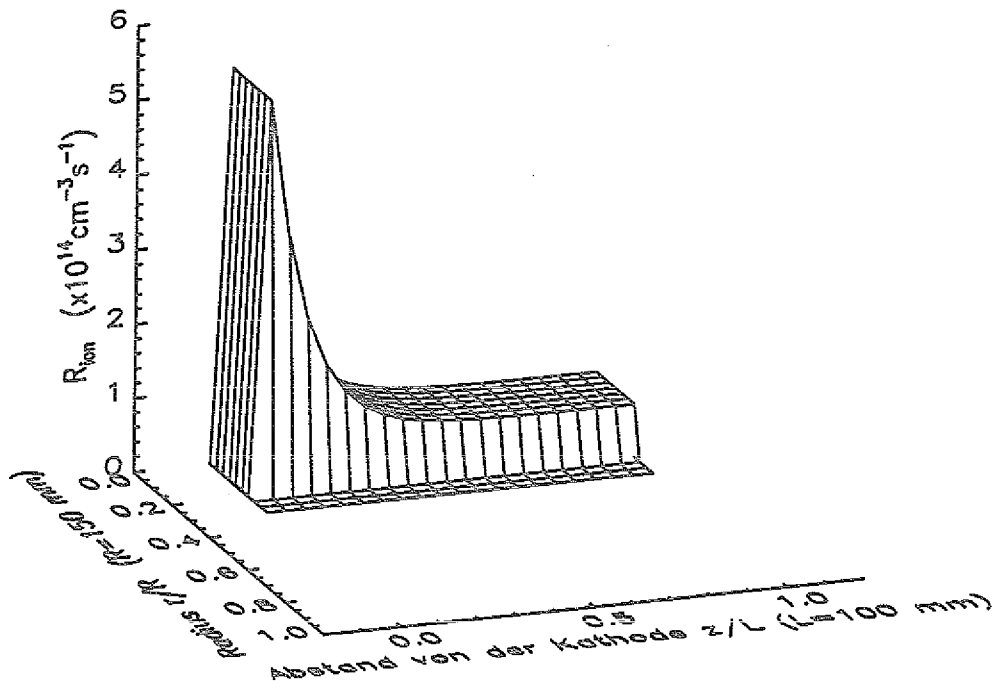


b

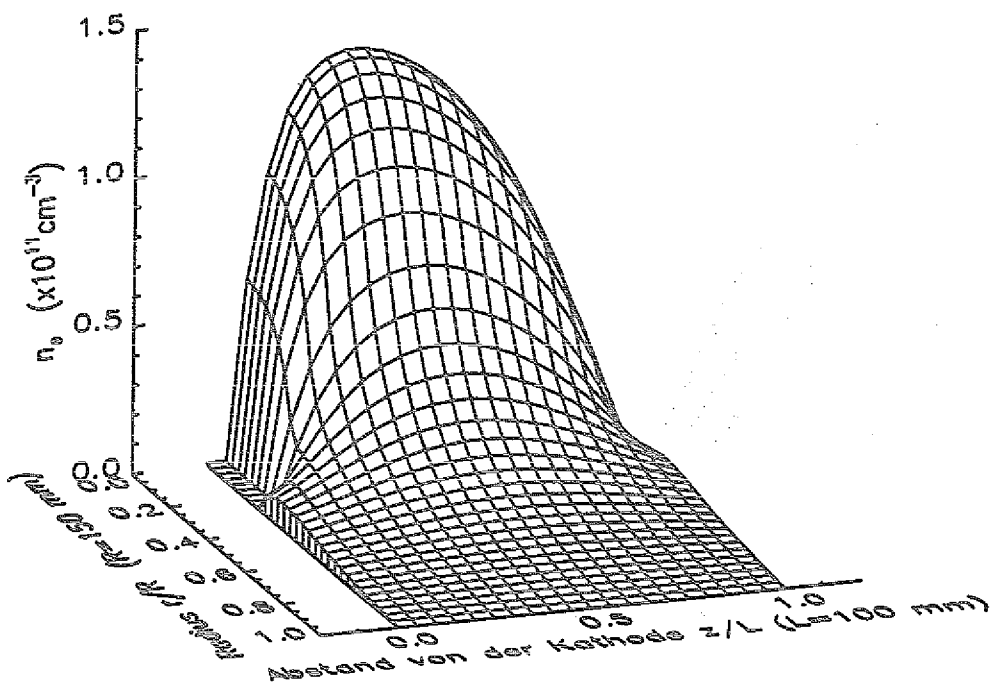
Abb. 7.5: a) Ionisationsrate der Argonatome durch die Strahlelektronen

b) Berechnete  $n_e$ -Dichteverteilung

Entladungparameter:  $p = 0,1$  mb,  $T = 350$  K,  $V_c = 2,1$  kV und  $J_c = 0,35$  mA



a



b

Abb. 7.6: a) Ionisationsrate der Argonatome durch die Strahlelektronen  
 b) Berechnete  $n_e$ -Dichteverteilung  
 Entladungparameter:  $p = 0,2 \text{ mb}$ ,  $T = 350 \text{ K}$ ,  $V_c = 480 \text{ V}$  und  $J_c = 0,35 \text{ mA}$

Obwohl die verwendeten Randbedingungen am Glimmsaum (siehe Abb. 7.1) nur eine grobe Annahme sind, ergeben sich für die berechneten Profile in der Nähe beider Elektroden ähnliche radiale Verläufe wie für die experimentellen Dichteprofile.

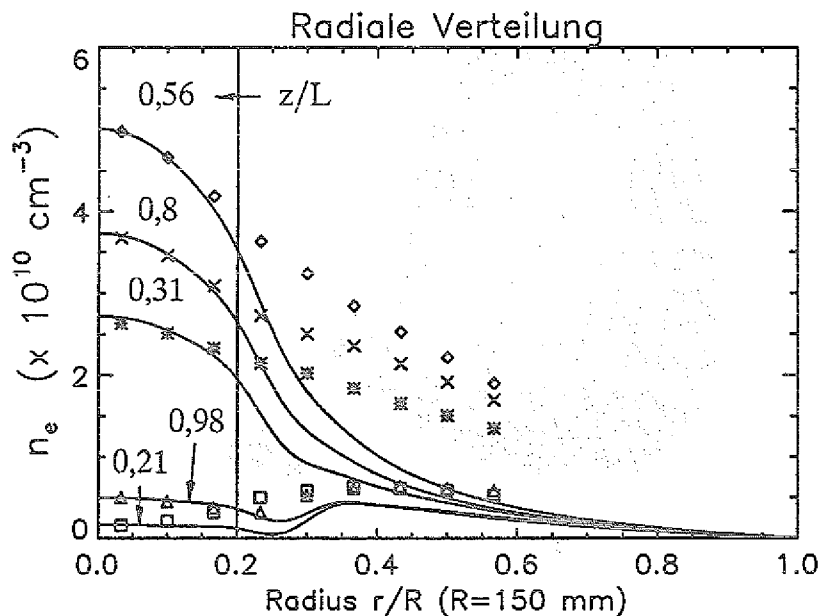
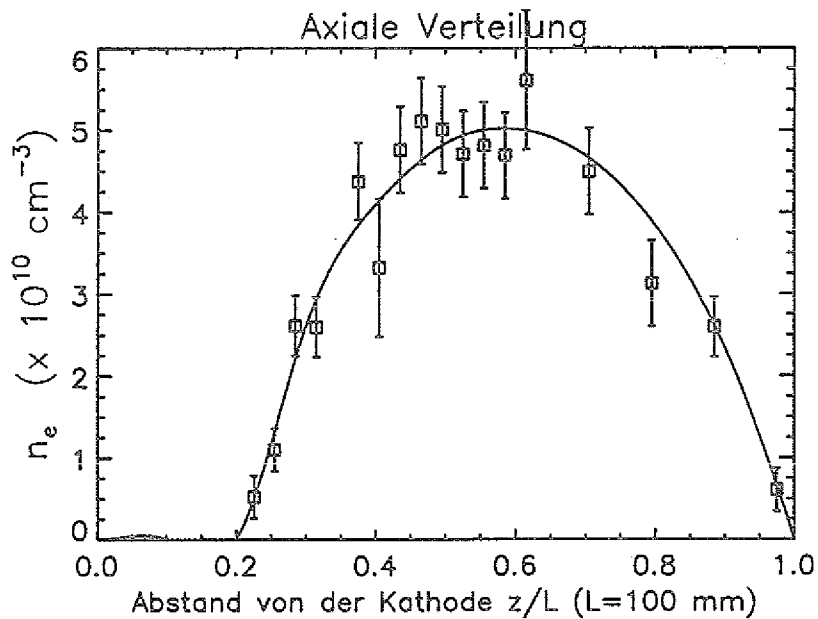
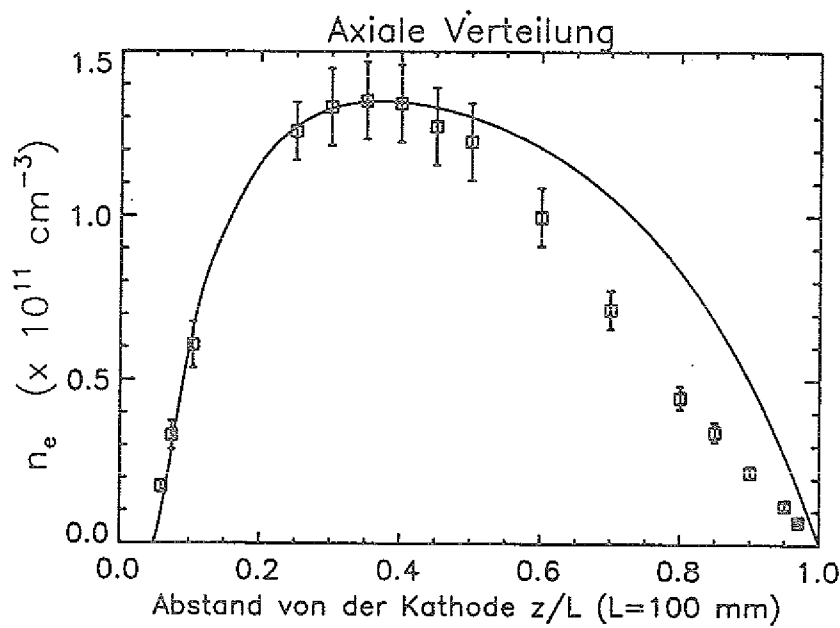
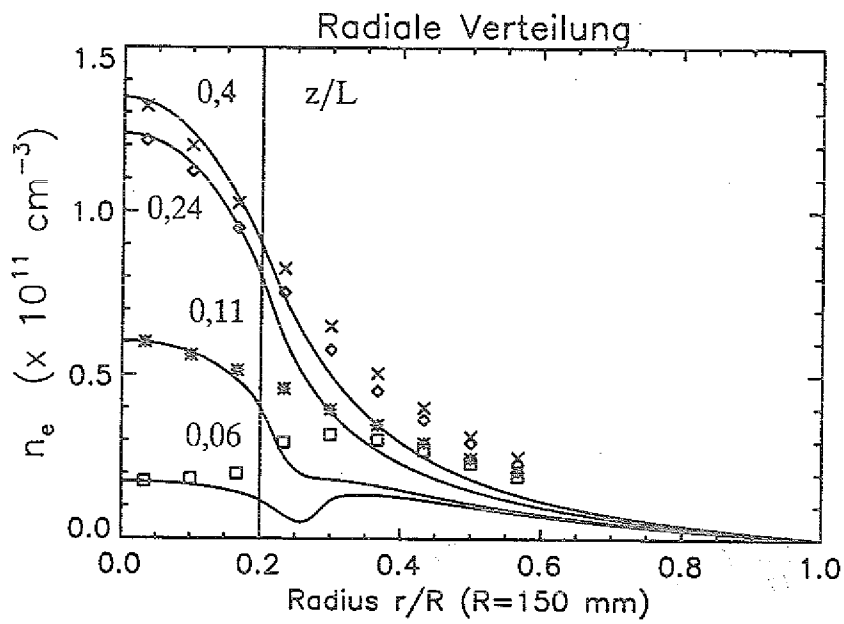


Abb. 7.7: Vergleich zwischen den berechneten (Linien) und der experimentellen (Symbole) Dichteprofile in axialer (a) und radialer (b) Richtung.  
Entladungsparameter: 0,1 mb, 350 K, 2,1 kV und 0,35 mA/cm<sup>2</sup>.



a



b

Abb. 7.8: Vergleich zwischen den berechneten (Linien) und der experimentellen (Symbole) Dichteprofile in axialer (a) und radialer (b) Richtung.  
 Entladungsparameter: 0,2 mb, 350 K, 480 V und 0,35 mA/cm<sup>2</sup>.

### 7.3 Modellrechnung der $n_{Ti^+}$ -Verteilung

Da für einige Dichteprofile, die an den Erzeugungs- und Transportprozessen beteiligt sind, der radiale Verlauf nicht bekannt ist, werden wir uns auf eine eindimensionale axiale Rechnung beschränken, welche immerhin für die Symmetrieachse der Entladung eine gute Annäherung ist.

Neben dem Diffusionsfluß bewegen sich die Titanionen auch unter Einfluß des ambipolaren elektrischen Feldes. In diesem Fall ergibt sich für die Beschreibung der Dichteverteilung der Titanionen im Glimmlicht unter Berücksichtigung von Gln. 3.8 und 3.10 bei räumlicher Konstanz der Mobilität  $\mu_{Ti^+}$  und des Diffusionskoeffizienten  $D_{Ti^+}$  die folgende eindimensionale Diffusionsgleichung:

$$- D_{Ti^+} \frac{\partial^2 n_{Ti^+}(z)}{\partial z^2} + \mu_{Ti^+} E(z) \frac{\partial n_{Ti^+}(z)}{\partial z} + \mu_{Ti^+} \frac{\partial E(z)}{\partial z} n_{Ti^+}(z) = R_{ion}(z) \quad (7.30)$$

wobei  $R_{ion}$  die Ionisationsrate bei Berücksichtigung aller Stoßprozesse ist. Diese Gleichung läßt sich auf folgende Weise umschreiben:

$$- \frac{\partial^2 n_{Ti^+}(z)}{\partial z^2} + A(z) \frac{\partial n_{Ti^+}(z)}{\partial z} + B(z) n_{Ti^+}(z) = C(z) \quad (7.31)$$

Hierbei können wir die  $z$ -abhängigen Koeffizienten  $A$ ,  $B$  und  $C$  identifizieren als

$$A(z) = \frac{E(z)}{\frac{kT_{Ti^+}}{e}}, \quad B(z) = \frac{1}{\frac{kT_{Ti^+}}{e}} \frac{\partial E(z)}{\partial z}, \quad C(z) = \frac{R_{ion}(z)}{D_{Ti^+}} \quad (7.32)$$

wobei  $A$  und  $B$  über die Einsteinsche Beziehung ermittelt wurden.

Für Gl. 7.31 nimmt die Funktion  $U$  mit  $n_i = n_{Ti^+}(z_i)$  unter Berücksichtigung der neuen Terme  $A_i = A(z_i)$ ,  $B_i = B(z_i)$  und  $C_i = C(z_i)$  die allgemeine Form an

$$U = \frac{1}{(2 + \hbar^2 B_i)} \left[ \hbar^2 C_i + \left( 1 + \frac{\hbar A_i}{2} \right) n_{i-1} + \left( 1 - \frac{\hbar A_i}{2} \right) n_{i+1} \right] \quad (7.33)$$

Damit kann die axiale Dichteverteilung von Titanionen nach Gl. 7.10 für das  $z$ -abhängige elektrische Feld und Ionisationsrate iterativ berechnet werden.

Für die Randbedingungen werden wir als Vereinfachung annehmen, daß die Dichte von Titanionen sowohl an der Anode als auch am Glimmsaum gleich Null ist.

### 7.3.1 Die Ionisationsrate

Wie bereits in Kapitel 6 erwähnt wurde, wird die Ionisation der Titanatome nicht nur durch die Strahlelektronen, sondern auch durch die schnellen Elektronen und metastabilen Argonatome gewährleistet. Unter Berücksichtigung dieser Prozesse ergibt sich im Glimmlicht die folgende Ionisationsrate:

$$\begin{aligned}
 R_{\text{ion}}(z) = & \alpha(z, E_{s1}) \frac{J_{s1}}{e} \exp[-\alpha_{\text{EXT}}(E_{s1})(z - G)] \\
 & + \sum_{k=1}^N \alpha(z, E_k) \frac{J_{s2}(E_k)}{e} \Delta E + \alpha(z, eV_c) \frac{J_p}{e} \\
 & + n_{\text{Tl}}(z) n_{\text{es}}(z) \langle \sigma_i v_{\text{es}} \rangle \\
 & + n_{\text{Tl}}(z) n_{\text{Ar}^*}(z) \langle \sigma_{\text{PI}} v_r \rangle
 \end{aligned} \tag{7.34}$$

Hierbei ist  $\alpha(z, E)$  ein  $z$ -abhängiger Ionisationskoeffizient, der mit der ebenso  $z$ -abhängigen Dichte der Titanatome  $n_{\text{Tl}}(z)$  und dem energieabhängigen Ionisationsquerschnitt  $\sigma_i(E)$  durch  $\alpha(z, E) = n_{\text{Tl}}(z) \sigma_i(E)$  verknüpft ist.  $\langle \sigma_i v_{\text{es}} \rangle$  ist der Ratenkoeffizient für die Stoßionisation durch die schnellen Elektronen.  $\langle \sigma_{\text{PI}} v_r \rangle$  ist der Ratenkoeffizient für die Penningionisation durch die metastabilen Argonatome, wobei  $v_r$  die relative Geschwindigkeit der Stoßpartner bedeutet. Die zwei ersten Zeilen beschreiben die Ionisationsrate durch die Strahlelektronen, während die dritte und vierte Zeile jeweils die Beiträge der schnellen Elektronen bzw. der metastabilen Argonatome angeben.

Für die Rechnung der Ionisationsrate wurden die experimentellen axialen Profile von  $n_{\text{Tl}}$ ,  $n_{\text{es}}$  und  $n_{\text{Ar}^*}$  berücksichtigt. Für den Ionisationsquerschnitt von Titan haben wir den empfohlenen Querschnitt von Lennon et al [66] verwendet. Der angegebene Fehler beträgt 40%. Die Ionisationsrate durch die Strahlelektronen wurde unter Berücksichtigung der in Tabelle 7.1 angegebenen Parameter ermittelt. Der Ratenkoeffizient durch die schnellen Elektronen wurde unter Annahme einer Maxwellverteilung bei der Temperatur  $kT_{\text{es}} = 3,0 \text{ eV}$  zu  $\langle \sigma_i v_{\text{es}} \rangle = 1,43 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  berechnet. Der Penningionisationsquerschnitt von Titan durch metastabile Argonatome ist nicht bekannt. Die bisher gemessenen Querschnitte bei anderen Metallen, wie z.B. Zn ( $\sigma_{\text{PI}} = 5,3 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ ), Cd ( $\sigma_{\text{PI}} = 6,5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ ) [67] und Hg ( $\sigma_{\text{PI}} = 1,94 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ ) [68] liegen zwischen  $10^{-15} \text{ cm}^2$  und  $10^{-14} \text{ cm}^2$ . Für diese Rechnung haben wir den Wert von  $\sigma_{\text{PI}} = 5,0 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$  angenommen. Damit wurde der Ratenkoeffizient für Penningionisation bei der Temperatur  $T = 350 \text{ K}$  zu  $\langle \sigma_{\text{PI}} v_r \rangle = 2,92 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  berechnet.

Die Ionisationsraten der Titanatome sind in Abb. 7.9.a und 7.10.a für jeweils 0,1 mb und 0,2 mb dargestellt. Die Ergebnisse zeigen, daß die Titanatome überwiegend durch die schnellen Elektronen und metastabilen Argonatome ionisiert werden. Nur bei dem höheren Druck und

unmittelbar vor dem Glimmsaum ergibt sich eine Ionisationsrate durch die Strahlelektronen, die in der gleichen Größordnung wie bei den anderen Ionisationsprozessen liegt.

Unmittelbar vor dem Glimmsaum beträgt die gesamte Ionisationsrate in beiden Fällen etwa  $10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Im Dichtemaximum beider Verteilungen ergibt sich praktisch die gleiche Ionisationsrate von etwa  $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Der Diffusionskoeffizient ist zweimal größer bei 0,1 mb als bei 0,2 mb, da die Gastemperatur in beiden Fällen nahezu gleich 350 K ist. Dies erklärt die etwa doppelte so hohe Dichte von Titanionen bei 0,2 mb.

### 7.3.2 Die Verlustmechanismen

Wie bereits erwähnt, werden die Verluste der Titanionen sowohl durch Diffusion als auch durch den Einfluß des elektrischen Feldes verursacht.

Um die Verluste der Titanionen durch Diffusion quantitativ zu behandeln, ist die Kenntnis des Diffusionskoeffizienten  $D_{\text{Ti}^+}$  oder der Beweglichkeit  $\mu_{\text{Ti}^+}$  erforderlich. Die Beweglichkeit der Titanionen ist im Wesentlichen durch die Stöße mit den Argonatomen bestimmt. Das neutrale Atom wird durch den Einfluß des elektrischen Feldes des Ions polarisiert. Dadurch entsteht eine Anziehungskraft zwischen beiden Teilchen. Bei dieser Wechselwirkung ergibt sich für die Beweglichkeit des Ions  $\mu_+$  die folgende Beziehung:

$$\mu_+ \sqrt{M_r} \propto \frac{1}{\sqrt{\alpha_p}} \quad (7.35)$$

wobei  $M_r$  die reduzierte Masse und  $\alpha_p$  die Polarisierung des Atomes bedeuten. Da die rechte Seite der Gl. 7.35 nur vom Neutralgas abhängt, muß  $\mu_+ M_r^{1/2}$  für jedes Ion, das sich in diesem Hintergrundgas bewegt, den gleichen Wert haben. In der Tat erhält man für dieses Produkt mit den von Ellis et al [65] tabellierten Werten für die reduzierte Nullfeldbeweglichkeit  $\mu_0$  der Alkaliionen  $\text{Na}^+$ ,  $\text{K}^+$  und  $\text{Rb}^+$  in Argon bei 760 Torr und 350 K praktisch den gleichen Wert von  $\mu_0 M_r^{1/2} = 12,0$ . Somit wurde die reduzierte Nullfeldbeweglichkeit der Titanionen ( $M_r = 21,8$  a.m.u.) in Argon zu  $\mu_0 = 2,57$  berechnet. Der Diffusionskoeffizient der Titanionen wurde dann über die Einsteinsche Beziehung mit der druckabhängigen Beweglichkeit  $\mu_{\text{Ti}^+} = [1011/p(\text{mb})] \mu_0$  ermittelt.

Unter Einfluß des ambipolaren elektrischen Feldes werden die Titanionen zu beiden Elektroden hin verschoben. Dadurch trägt das elektrische Feld zu einer Erhöhung der Verlustrate der Titanionen bei. Für die Rechnung der Dichteverteilung nach Gl. 7.30 wurden die experimentellen Profile des elektrischen Feldes berücksichtigt.

### 7.3.3 Ergebnisse der $n_{Ti^+}$ -Verteilung

Die berechneten axialen Dichteprofile der Titanionen sind in Abb. 7.9.b und 7.10.b für jeweils 0,1 mb und 0,2 mb dargestellt.

Die Dichtemaxima der berechneten Profile betragen  $9,0 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$  bei 0,1 mb und  $1,4 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$  bei 0,2 mb. Sie liegen also etwa dreimal höher als die entsprechenden experimentellen Werte. Aufgrund dieses großen Unterschiedes wurden die berechneten Profile auf die experimentellen in Abb. 7.9.b und 7.10.b normiert.

Wegen der vielen Prozesse und Dichteverteilungen, die an den Erzeugungs- und Verlustmechanismen der Titanionen beteiligt sind, ist es schwierig die Ursache dieser Diskrepanz zu erklären.

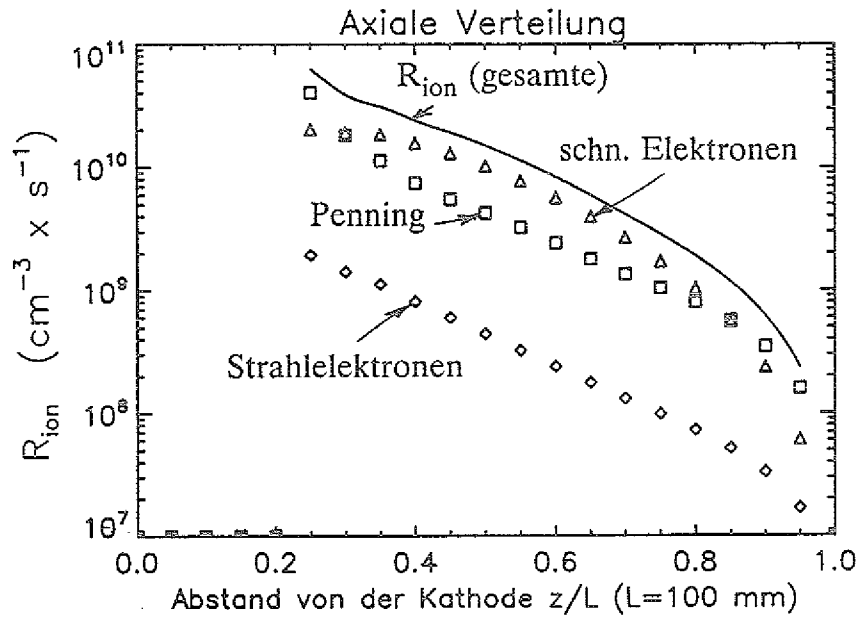
Um zu lernen, wie eine einzelne Größe, wie z.B. der Diffusionskoeffizient oder das elektrische Feld die Absolutdichte bzw. den Dichteverlauf der Titanionen beeinflussen können, wurden Rechnungen durchgeführt, in die diese Größen als freie Parameter angegeben wurden.

Bei einer Änderung des Diffusionskoeffizienten bleibt das Profil der Titanionen unbeeinflusst. Die Absolutdichte wächst jedoch linear mit der Abnahme des Diffusionskoeffizienten.

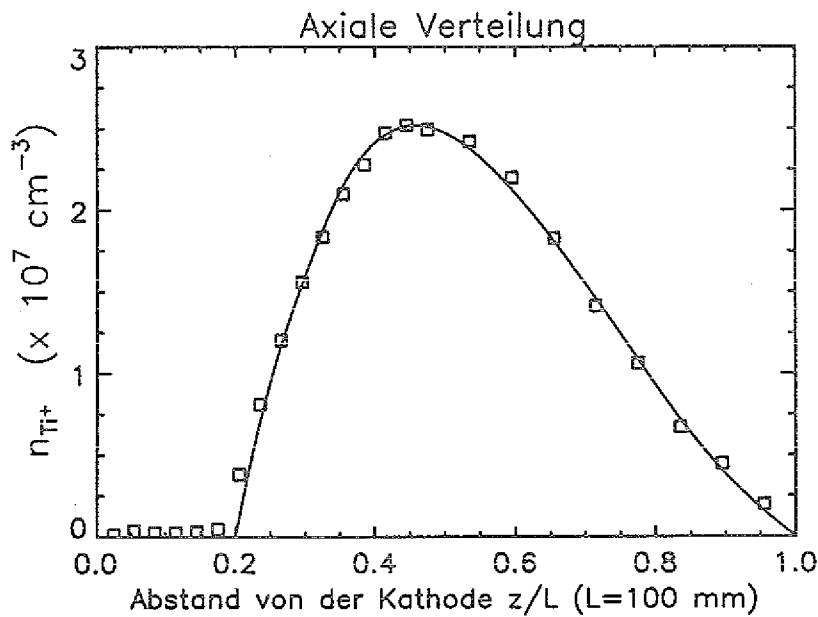
Das elektrische Feld spielt eine Rolle sowohl für den Verlauf der Profile als auch für die Größe der Absolutdichten. Ohne Feld ergeben sich im Maximum der Profile 47% höhere Dichten bei 0,1 mb, bzw. 26% bei 0,2 mb. Bei 0,2 mb ist der Einfluß des elektrischen Feldes auf das Dichteprofil besonders ausgeprägt, wie es im kleinen Bild vom Abb. 7.9.b. für den Grenzfall  $E = 0$  gezeigt ist.

Die Übereinstimmung zwischen dem Verlauf der berechneten und experimentellen Dichteprofile zeigt entsprechend unseren Erwartungen, daß das eindimensionale Modell in der Symmetrieachse der Entladung ausreichend ist, um die Dichteprofile relativ zu beschreiben.

Aufgrund des Meßfehlers bei den Dichteprofilen ( $\leq \pm 50\%$ ), sowie der Unsicherheit des Diffusionskoeffizienten und der verwendeten Wirkungsquerschnitte, wäre hinsichtlich der Absolutwerte eine Diskrepanz dieser Größe noch möglich. Es ist aber viel wahrscheinlicher, daß der Grund für die Abweichung in der zweidimensionalen Geometrie der Entladung liegt.



a



b

Abb. 7.9: a) Ionisationsrate der Titanatome

b) berechnetes (—) und experimentelles (□) Dichteprofil der Titanionen. Das berechnete Profil wurde auf das experimentelle normiert.

Entladungparameter:  $p = 0,1$  mb,  $T = 350$  K,  $2,1$  kV und  $0,35$  mA/cm<sup>2</sup>.

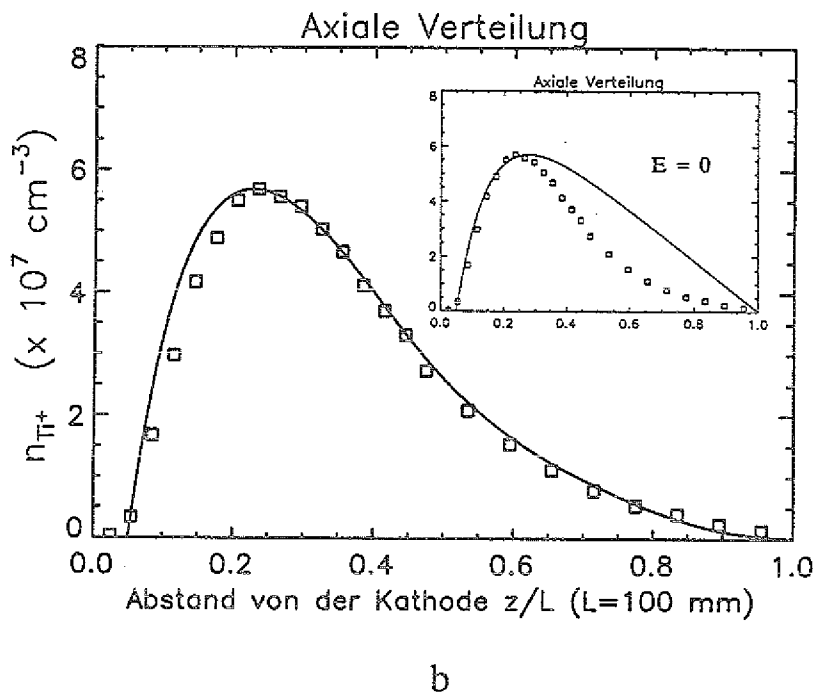
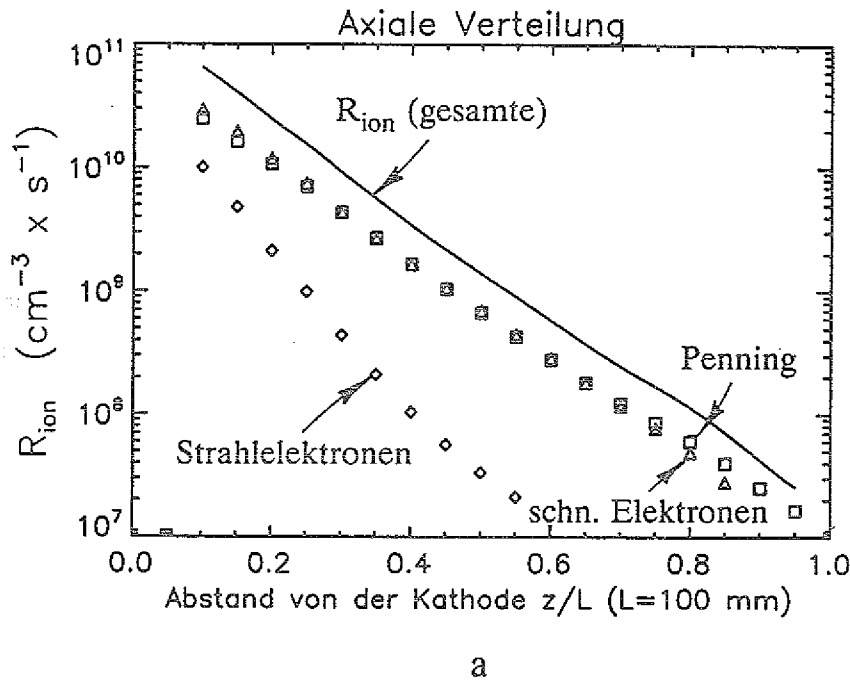


Abb. 7.10: a) Ionisationsrate der Titanatome  
 b) berechnetes (—) und experimentelles (□) Dichteprofil der Titanionen. Das berechnete Profil wurde auf das experimentelle normiert. Das kleine Bild zeigt das berechnete Profil für den Grenzfall  $E = 0$ .  
 Entladungparameter:  $p = 0,2$  mb,  $T = 350$  K, 480 V und  $0,35$  mA/cm<sup>2</sup>.

## 7.4 Modellrechnung der $n_{Ar^*}$ -Verteilung

Für die numerische Rechnung der Dichteverteilung der metastabilen  $^3P_2$  Argonatome werden wir uns auch auf eine eindimensionale axiale Rechnung beschränken.

Die Erzeugung der metastabilen Argonatome erfolgt durch Stöße der Strahlelektronen mit den Argonatomen. Dabei können die  $Ar^*$  aus dem Grundzustand oder durch Kaskadenübergänge von höheren Niveaus bevölkert werden. Neben den Verlusten durch Diffusion tragen viele Stoßprozesse zur Entvölkerung des  $^3P_2$ -Niveaus bei. In diesem Fall ergibt sich für die Beschreibung der Dichteverteilung der neutralen metastabilen Argonatome in der Symmetrieachse der Entladung unter Berücksichtigung von Gl. 3.8 und 3.10 bei räumlicher Konstanz des Diffusionskoeffizienten  $D_{Ar^*}$  die folgende eindimensionale Diffusionsgleichung:

$$- D_{Ar^*} \frac{\partial^2 n_{Ar^*}(z)}{\partial z^2} + \nu(z) n_{Ar^*}(z) = R(z) \quad (7.36)$$

$\nu(z)$  gibt eine z-abhängige Abregungswahrscheinlichkeit aus dem  $^3P_2$ -Niveau an, bei der alle Stoßprozesse berücksichtigt werden.  $R(z)$  stellt die gesamte Anregungsrate des  $^3P_2$ -Niveaus dar.

Gl. 7.36 läßt sich auf folgende Weise umschreiben:

$$- \frac{\partial^2 n_{Ar^*}(z)}{\partial z^2} + B(z) n_{Ar^*}(z) = C(z) \quad (7.37)$$

Hierbei sind die Koeffizienten B und C durch die folgenden Beziehungen gegeben:

$$B(z) = \frac{\nu(z)}{D_{Ar^*}}, \quad C(z) = \frac{R(z)}{D_{Ar^*}} \quad (7.38)$$

Der einzige Unterschied zwischen Gl. 7.37 und Gl. 7.31 ist, daß nun die Ableitung erster Ordnung abwesend ist. Somit wird die Funktion U nach Gl. 7.33 mit  $n_i = n_{Ar^*}(z_i)$  und  $A_i = 0$  zu

$$U = \frac{1}{(2 + h^2 B_i)} [h^2 C_i + n_{i-1} + n_{i+1}] \quad (7.39)$$

Damit kann die Dichteverteilung der metastabilen Argonatome nach Gl. 7.10 für die z-abhängige Anregungsrate und Abregungswahrscheinlichkeit iterativ berechnet werden.

Für die Randbedingungen wurde einfach angenommen, daß die Dichte an beiden Elektroden gleich Null ist.

### 7.4.1 Bestimmung der Anregungsrate im Fallraum

Eine große Schwierigkeit bei der Berechnung der Dichteprofile von Ar\* bereitet die Bestimmung der Anregungsrate, die auch zum Bereich des Fallraumes erweitert werden muß. Zur Berechnung der Stoßraten im Kathodenfall wurde für das elektrische Feld ein linearer Verlauf angenommen. Somit wird das Potential durch ein parabolisches Profil dargestellt.

$$V(z) = -V_c \left\{ \left( \frac{z}{d_c} \right)^2 - 2 \frac{z}{d_c} + 1 \right\} \quad (7.40)$$

wobei  $V_c$  die Kathodenfallspannung und  $d_c$  die Länge des Kathodenfalls sind.

Für die Rechnung der Stoßraten wurde das Potential von  $-V_c$  ( $z = 0$ ) bis  $0$  ( $z = d_c = G$ ) in Schritten von 10 V verändert, wie es in Abb. 7.11 dargestellt ist.

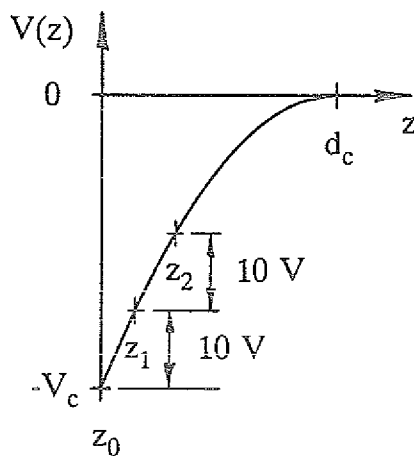


Abb. 7.11: Potentialverteilung im Kathodenfallraum

Auf diese Weise wird die Energie eines emittierten Elektrons an  $z = z_0, z_1, z_2, \dots, d_c$  gleich  $eV(z) = 0, 10, 20, \dots, eV_c$ . Das ist eine geeignete Potentialverteilung für die Berechnung der Stoßraten in Fallraum, wie es später deutlich wird.

Alle an der Kathode freigesetzten Elektronen sind prinzipiell Primärelektronen, d.h.

$$J_p(0) = J_{eb}(0) = \frac{1}{1 + \frac{1}{\gamma_{eff}}} J_c \quad (7.41)$$

In einem bestimmten Abstand von der Kathode erreichen die Primärelektronen eine Energie oberhalb von  $I_0 = 15,8 \text{ eV}$ . Erst dann werden die ersten Sekundärelektronen durch Stoßionisation

erzeugt. Für jedes stoßende Primärelektron entstehen 2 Sekundärelektronen. Dadurch verringert sich die Anzahl der Primärelektronen von  $J_p(0) = J_{eb}(0)$  an der Kathode bis  $J_p(G) = P_p J_{eb}(G)$  am Glimmsaum (vgl. Abschn. 7.2.3). Um diese Änderung zu berücksichtigen und Konsistenz mit der bereits eingeführten Parametrisierung der Neuerzeugungsverteilung zu behalten, wurde eine lineare Abhängigkeit angenommen:

$$J_p(z) = J_{eb}(0) - [J_{eb}(0) - P_p J_{eb}(G)] \frac{z}{d_c} \quad (7.42)$$

Damit ergibt sich für die Primärelektronen die Energieverteilung

$$\frac{J_p(z, E)}{e} = \delta(E - E_p) \frac{J_p(z)}{e} \quad (7.43)$$

Unter Berücksichtigung von Gl. 3.17 bekommt man nach Integration die Stoßrate

$$R_p(z) = \alpha(z, E_p) \frac{J_p(z)}{e}, \quad (7.44)$$

wobei  $\alpha(z, E_p)$  ein  $z$ -abhängiger Stoßkoeffizient ist, der ähnlich wie der Townsendsche Ionisationskoeffizient durch  $\alpha(z, E_p) = n(z)\sigma(E_p)$  gegeben ist. Hier bedeuten  $n(z)$  die  $z$ -abhängige Dichte des Stoßpartners und  $\sigma(E_p)$  den entsprechenden Stoßquerschnitt bei der Energie  $E_p(z) = 10, 20, \dots, eV_c$ .

Da die Energie der Elektronen in Schritten von 10 eV erhöht wurde, wurde nun für das Energieintervall zwischen den Primär- und den Sekundärelektronen 20 eV statt  $I_0 = 15,8$  eV angegeben.

Für die Darstellung der Energieverteilung der niederenergetischen Sekundärelektronen wurde weiterhin eine Deltafunktion bei der Energie  $E_{s1}$  angenommen.

$$\frac{J_{s1}(z, E)}{e} = \delta(E - E_{s1}) \frac{J_{s1}(z)}{e} \quad (7.45)$$

Mit dieser Vereinfachung können die Sekundärelektronen für die Berechnung der Stoßraten im Kathodenfall nur nach einem Abstand  $z_{E_{s1}+10}$ , in dem die Energie der Primärelektronen größer als  $E_{s1} + 10$  eV wird, berücksichtigt werden.

Im Gegensatz zu den Primärelektronen steigt die Anzahl der Sekundärelektronen zum Glimmsaum hin auf  $J_{s1}(G) = P_{s1} J_{eb}(G)$ . Wiederum unter Annahme einer linearen  $z$ -Abhängigkeit der Stromdichte ergibt sich für  $J_{s1}$  der folgende axiale Verlauf:

$$J_{s1}(z) = \begin{cases} 0 & (z \leq z_{Es1+10}) \\ \frac{z - z_{Es1+10}}{d_c - z_{Es1+10}} P_{s1} J_{eb}(G) & (z_{Es1+10} < z \leq d_c) \end{cases} \quad (7.46)$$

Damit ergibt sich durch Integration der Gl. 7.45 die Stoßrate

$$R_{s1}(z) = \alpha(z, E_{s1}) \frac{J_{s1}(z)}{e} \quad (7.47)$$

wobei  $\alpha(z, E_{s1}) = n(z) \sigma(E_{s1})$  ist.

Da das Potential in Schritten von 10 V erhöht wurde, wurde diesmal die Breite einer Energiezelle bei der Verteilung der hochenergetischen Sekundärelektronen zu  $\Delta E = 10$  eV reduziert. Die erste Energiezelle (vgl. Abschn. 7.2.2) tritt nach einem Abstand  $z_{210}$  von der Kathode auf, in dem die Energie der Primärelektronen höher als 210 eV wird, wie es in Abb. 7.12 dargestellt ist.

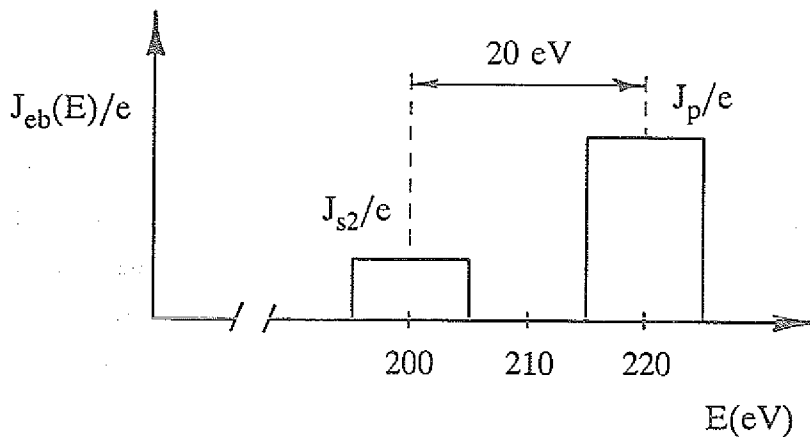


Abb. 7.12: Details der EVEF. Aufgezeichnet ist die Energiezelle der Primärelektronen sowie die erste Energiezelle der hochenergetischen Elektronen.

Bei größerem Abstand als  $z_{210}$  erhöht sich die Anzahl nicht nur dieser Sekundärelektronen, sondern auch die der Energiezellen. Um das zu berücksichtigen, wurde auch hier eine lineare  $z$ -Abhängigkeit für die gesamte Stromdichte dieser Elektronen angenommen, d.h.,

$$J_{s2}(z) = \begin{cases} 0 & (z \leq z_{210}) \\ \frac{z - z_{210}}{d_c - z_{210}} P_{s2} J_{eb}(G) & (z_{210} < z \leq d_c) \end{cases} \quad (7.48)$$

Die Energieverteilung einer Energiezelle mit der Energie  $E_k$  wird wie im Abschn 7.2.2 gegeben

durch

$$\frac{J_{s2}(z, E_k)}{e} = \frac{1}{N \Delta E} \frac{J_{s2}(z)}{e} \quad (7.49)$$

wobei  $N$  die Anzahl der Energiezellen ist, die bei einem Abstand  $z$  von der Kathode gleich

$$N = \frac{eV(z) - 210 \text{ eV}}{\Delta E} \quad (z > z_{210}) \quad (7.50)$$

ist.

Die Stoßrate für die hochenergetischen Sekundärelektronen ergibt sich dann durch die Summe

$$R_{s2}(z) = \sum_{k=1}^N \alpha(z, E_k) \frac{J_{s2}(z, E_k)}{e} \Delta E \quad (7.51)$$

In Abb. 7.13 ist die  $z$ -abhängige Ionisationsrate dargestellt, die sich mit den Gln. 7.44, 7.47 und 7.51 im Kathodenfall unter Berücksichtigung des Ionisationsquerschnittes des Argons bei 0,1 mb,  $V_c = 2,1 \text{ kV}$ ,  $J_c = 0,35 \text{ mA/cm}^2$ ,  $T_g = 540 \text{ K}$  und bei der in Tabelle 7.1 angegebenen Parameter ergibt.

Kurz vor der Kathode erreichen die Primärelektronen eine Energie von 100 eV, bei der der Ionisationsquerschnitt des Argons sein Maximum zeigt. In diesem Ort erreicht die Rate  $R_p$  ihren maximalen Wert. Bei höherem Abstand verringert sich die Anzahl der Primärelektronen aufgrund der Stöße mit den Gasatomen. Dies zusammen mit der Abnahme des Ionisationsquerschnittes mit steigender Energie erklärt den Abfall von  $R_p$  zu höherem Abstand hin. Durch das Wachstum der Ionisationsrate der Sekundärelektronen mit größerem Abstand erreicht die Gesamtionisationsrate erst ein Minimum, bevor sie bis zum Glimmsaum hin wieder ansteigt.

Zum Vergleich mit unseren Ergebnissen ist die Ionisationsrate von Carman und Maitland [5] im Fallraum einer He-Glimmentladung bei verschiedenen Kathodenfallspannungen im kleinen Bild von Abb. 7.13 dargestellt. Der größere Unterschied tritt wegen der Sekundärelektronen auf, deren Verteilung sicherlich komplexer als unseres einfaches Modell ist. Bei höheren Spannungen als 600 V zeigen ihre berechneten Ionisationsraten, daß sie sich nach dem Maximum der Primärelektronen einem Wert annähern, der vom Verhältnis des Anteils der Primär- zu den Sekundärelektronen abhängt und kleiner wird mit steigender Kathodenfallspannung.

Besonders kritisch für den Verlauf einer Stoßrate im Kathodenfall ist die Verteilung der niederenergetischen Sekundärelektronen. Obwohl die Annahme einer Deltafunktion bei der Energie  $E_{s1}$  zufriedenstellend die Ionisationsrate im Kathodenfall beschreibt, ist das gleiche

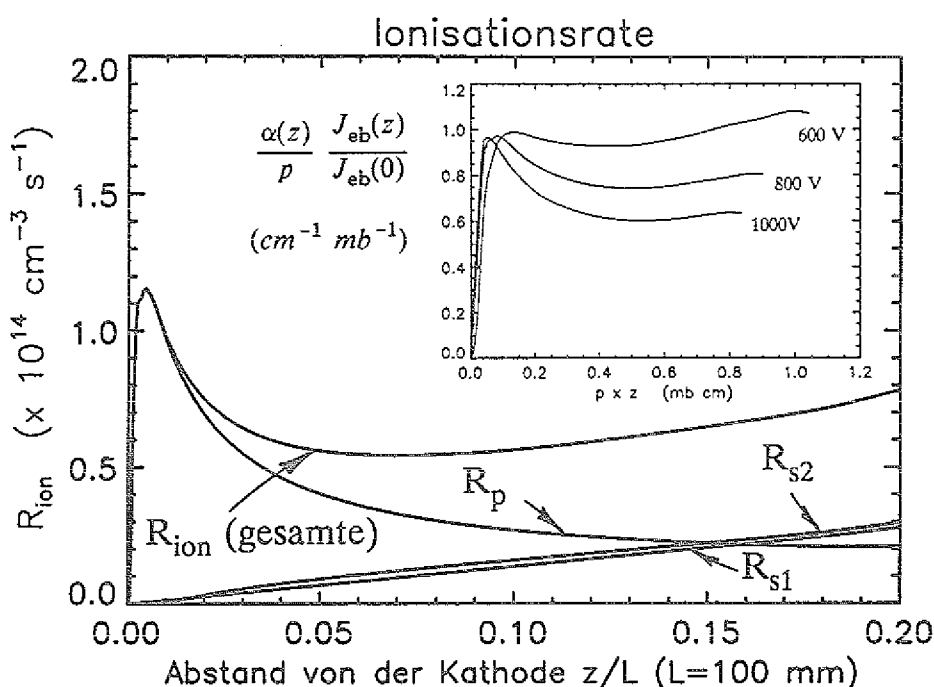


Abb. 7.13: Ionisationsrate der Argonatome als Funktion des normierten Abstandes ( $z/L$ ) im Kathodenfallraum. Entladungsparameter:  $p = 0,1 \text{ mb}$ ,  $T = 540 \text{ K}$ ,  $V_c = 2,1 \text{ kV}$  und  $J_c = 0,35 \text{ mA}$ . Das kleine Bild zeigt die normierte Ionisationsrate von Carman and Maitland [5] für verschiedene  $V_c$  in Fallraum einer He-Glimmladung.

Ergebnis für die anderen Anregungsraten aufgrund der unterschiedlichen Energieschwellen nicht zu erwarten. Sie werden aber aufgrund des Verlaufes der entsprechenden Anregungsquerschnitte ähnlich wie die Ionisationsrate aussehen.

Aus Abb. 7.13 sieht man, daß in erster Näherung die Ionisationsrate durch einen konstanten Wert, der unterhalb des Maximums der Primärelektronen liegt, approximiert werden kann. Das Maximum der Primärelektronen ist im letzten nur durch den effektiven Emissionskoeffizient  $\gamma_{\text{eff}}$  (vgl. Gl.7.41) bestimmt. Für die Zusammensetzung Argon und Titan ist bei einer Kathodenfallspannung von 2,1 kV zu erwarten, daß  $\gamma_{\text{eff}}$  zwischen  $0,1 \leq \gamma_{\text{eff}} \leq 0,2$  liegen soll.

Für die Rechnung der gesamten Bevölkerungsrate des metastabilen  $^3P_2$ -Niveaus des Argons wurde die Anregung vom Grundzustand  $^1S_0$  sowie der Kaskadenübergang von allen  $4p$ -Niveaus berücksichtigt, d.h.

$$R(^3P_2) = R(^1S_0 \rightarrow ^3P_2) + R(4p \rightarrow ^3P_2) \tag{7.52}$$

Hierbei ist  $R(4p \rightarrow ^3P_2)$  die Zerfallsrate aus allen  $4p$ -Niveaus ins  $^3P_2$ -Niveau. Für diese gilt nach dem Korona-Besetzungsmodell:

$$R(4p \rightarrow {}^3P_2) = \frac{A(4p \rightarrow {}^3P_2)}{A(4p \rightarrow)} R({}^1S_0 \rightarrow 4p) \quad (7.53)$$

wobei  $A(4p \rightarrow {}^3P_2)$  bzw.  $A(4p \rightarrow)$  die gesamte Zerfallswahrscheinlichkeit aus den 4p-Niveaus ins  ${}^3P_2$ -Niveau bzw. in alle unteren Niveaus sind. Dieses Verzweigungsverhältnis wurde nach [69] zu 0,3 berechnet.

Die beiden Anregungsraten aus dem Grundzustand  $R({}^1S_0 \rightarrow {}^3P_2)$  und  $R({}^1S_0 \rightarrow 4p)$  wurden nach Gl. 7.44, 7.47 und 7.51 unter Berücksichtigung der entsprechenden Anregungsquerschnitte (s. Anhang C) für 0,1 mb und den in Tabelle 7.1 angegebenen Parametern berechnet.

Im kleinen Bild von Abb. 7.14.a ist die Bevölkerungsrate des  ${}^3P_2$ -Niveaus durch die Primärelektronen  $R_p(\rightarrow {}^3P_2)$  als Funktion des normierten Abstandes  $z/L$  dargestellt. Für die gesamte Bevölkerungsrate des  ${}^3P_2$ -Niveaus  $R(\rightarrow {}^3P_2)$  im Kathodenfall wurde ein konstanter Wert angenommen, der gleich  $2/3$  des Maximums von  $R_p(\rightarrow {}^3P_2)$  ist. Im negativen Glimmlicht sind die Beiträge aller anderen Elektronengruppen berücksichtigt worden, d.h.  $R(\rightarrow {}^3P_2) = R_{s1} + R_{s2} + R_p$ . Das Ergebnis dieser Rechnung ist in Abb. 7.14.a dargestellt.

## 7.4.2 Die Verlustmechanismen

Die Verluste der metastabilen Argonatome werden nicht nur durch Diffusion sondern auch durch viele Stoßprozesse verursacht.

Für Temperaturen über 300 K kann die Diffusion des metastabilen  ${}^3P_2$  Argonatoms nach der Theorie der Hartkugel-Stöße beschrieben werden [70]. In diesem Fall ergibt sich nach [71] der Diffusionskoeffizient aus der Beziehung

$$D_{Ar} = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{\pi kT}{M_{Ar}}} \frac{1}{\sigma_d N_g} \quad (7.54)$$

wobei  $\sigma_d$  der Diffusionsquerschnitt ist. Für  $\sigma_d$  wurde ein experimenteller Wert nach Futch und Grant [71] von  $\sigma_d = 9,5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$  angenommen.

Die Entvölkerung der metastabilen  ${}^3P_2$  Argonatomer erfolgt durch verschiedene Stoßarten, die in Gl. 7.36 durch die z-abhängige Abregungswahrscheinlichkeit  $\nu(z)$  (in  $\text{s}^{-1}$ ) dargestellt sind. Für die Rechnung der Abregungswahrscheinlichkeit wurden die Elektronenstöße der langsamen, der

schnellen und der Strahlelektronen, die Ionisationstöße der Titanatome (Penningionisation), die Zwei- und Dreiteilchenstöße mit den Gasatomen berücksichtigt, d.h.

$$\begin{aligned} v(z) = & n_e(z) \langle \sigma(^3P_2 \rightarrow ^3P_1) v_e \rangle + n_{es}(z) \langle \sigma(^3P_2 \rightarrow C) v_{es} \rangle + v_{es}(z) \\ & + n_n(z) \langle \sigma_{PI} v_r \rangle + v_{2B}(z) + v_{3B}(z) \end{aligned} \quad (7.55)$$

Der Abbau der metastabilen Argonatome durch Stöße mit den langsamen Elektronen erfolgt im wesentlichen durch die Anregung vom  $^3P_2$ -Niveau ins resonante  $^3P_1$ -Niveau und anschließend durch den Zerfall in den Grundzustand. Deswegen wurde die gesamte Abregungswahrscheinlichkeit vom  $^3P_2$ -Niveau heraus als die Anregungswahrscheinlichkeit vom  $^3P_2$ -Niveau ins  $^3P_1$ -Niveau berechnet, d.h.  $\nu_e(^3P_2 \rightarrow) = \nu_e(^3P_2 \rightarrow ^3P_1)$ . Der Anregungsquerschnitt  $\sigma(^3P_2 \rightarrow ^3P_1)$  ist unzureichend bekannt. Ferreira [72] gibt für den Ratenkoeffizient im Bereich der positiven Säule den Wert von  $3,7 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  an. Hey [73] ist mit einer groben Abschätzung auf die gleiche Größenordnung gekommen. Nach seiner Rechnung tritt das Maximum dieser Rate bei etwa 0,3 eV auf. Da in der positiven Säule die Elektronentemperatur über 0,3 eV liegt, wäre in unserem Fall zu erwarten, daß der Ratenkoeffizient größer als der von Ferreira sein sollte. Deswegen wurde hier der Wert von  $\langle \sigma(^3P_2 \rightarrow ^3P_1) v_e \rangle = 4,0 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  angenommen.

Da für das metastabile  $^3P_2$  Argonatom das Ionisationspotential 4,2 eV beträgt, sind die schnellen Elektronen auch in der Lage, diese Atomen zu ionisieren. Der Ratenkoeffizient wurde unter Annahme einer Maxwellverteilung bei  $kT_{es} = 3,0 \text{ eV}$  zu  $\langle \sigma(^3P_2 \rightarrow C) v_{es} \rangle = 4,5 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  berechnet. Hierbei bedeutet ( $\rightarrow C$ ) einen Übergang in das Kontinuum.

Für die Rechnung der Ionisationsfrequenz vom  $^3P_2$ -Niveau durch die Strahlelektronen wurden die Beiträge aller Elektronengruppen berücksichtigt, d.h.  $\nu_{eb}(^3P_2 \rightarrow C) = \nu_{s1} + \nu_{s2} + \nu_p$ . Diese Ionisationsfrequenz wurde nach Gin. 7.44, 7.47 und 7.51 für die in Tabelle 7.1 angegebenen Parameter berechnet, in denen der Stoßkoeffizient  $\alpha$  durch den Ionisationsquerschnitt  $\sigma(^3P_2 \rightarrow C)$  ersetzt wurde.

Durch Penningionisation der Titanatome werden die metastabilen Argonatome abgeregt. Der Ratenkoeffizient für diesen Stoßprozeß beträgt nach unserer Abschätzung (vgl. Abschn. 7.2.1)  $\langle \sigma_{PI} v_r \rangle = 2,92 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ .

Die metastabilen Argonatome können auch durch Stöße mit den thermischen Gasatomen vernichtet werden. Dieser Prozeß wird als Zweiteilchenstoß bezeichnet. Der wichtigste Abbaumechanismus ist die Anregung vom  $^3P_2$ -Niveau ins resonante  $^3P_1$ -Niveau und mit anschließendem Zerfall in den Grundzustand. Der effektive Zweiteilchenstoßquerschnitt ist nach [70] gleich  $\sigma_{2B} = 2,04 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ . Die entsprechende Stoßwahrscheinlichkeit ist gegeben durch

$\nu_{2B} = N_g \sigma_{2B} v_r$ , wobei  $N_g$  die Gasdichte und  $v_r$  die mittlere relative Geschwindigkeit sind.

Bei hohem Druck kann es vorkommen, daß ein metastabiles Atom durch Stoß mit zwei Gasatomen zerstört wird [74]. Solch ein Prozeß wird als Dreiteilchenstoß bezeichnet. Bei dieser Stoßart bildet sich ein instabiles Molekül, das vor der Dissoziation in den Grundzustand zerfällt. Die Abbaufrequenz  $\nu_{3B}$  ist proportional zu  $p^2$ . Futch und Grant [70] geben für diese Frequenz bei 300 K den Wert von  $\nu_{3B} = 7,63 \times [p(\text{mb})]^2$ . Um die Änderung der Gastemperatur entlang der Entladungssachse zu berücksichtigen, wurde diese Abbaufrequenz als Funktion der Gasdichte umgeschrieben. Es ergab sich dann  $\nu_{3B} = 1,31 \times 10^{-32} \times [N_g(\text{cm}^{-3})]^2$ .

Für die Rechnung der Abregungswahrscheinlichkeit wurden die experimentellen axialen Profile von  $N_g$ ,  $n_{Ti}$ ,  $n_e$  und  $n_{es}$  berücksichtigt. Die Ergebnisse sind in Abb. 7.14.b als Funktion des normierten Abstandes ( $z/L$ ) für 0,1 mb aufgetragen.

Im Fallraum werden die metastabilen Argonatome überwiegend durch Penningionisation der Titanatome und durch Zweiteilchenstöße abgebaut. Im Glimmlicht dominieren die Stöße mit den langsamen Elektronen über alle anderen Prozesse, sogar über die Verluste durch Diffusion, die für unsere zylinderförmige Entladung nach  $D_{Ar^+}/\Lambda^2$  mit der Diffusionslänge  $\Lambda = [(\pi/L)^2 + (2,4/R)^2]^{-1/2}$  zu einer Verlustfrequenz von  $1,13 \times 10^2 \text{ s}^{-1}$  berechnet werden kann.

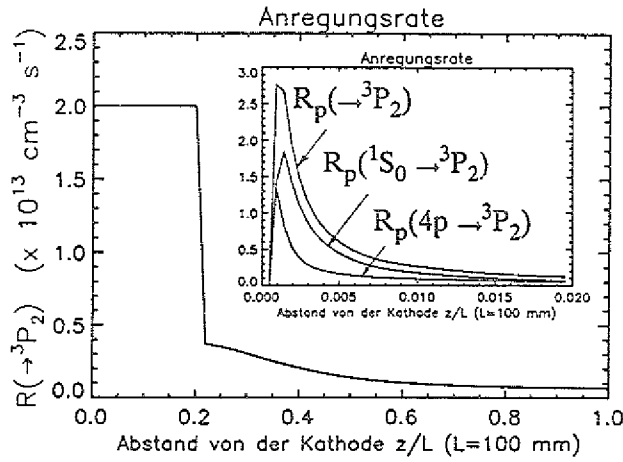
Dreiteilchenstöße und Stoßionisation durch die Strahlelektronen spielen im untersuchten Druckbereich die geringste Rolle für die Entvölkerung des  $^3P_2$ -Niveaus und können deswegen vernachlässigt werden.

### 7.4.3 Ergebnisse der $n_{Ar^+}$ -Verteilung

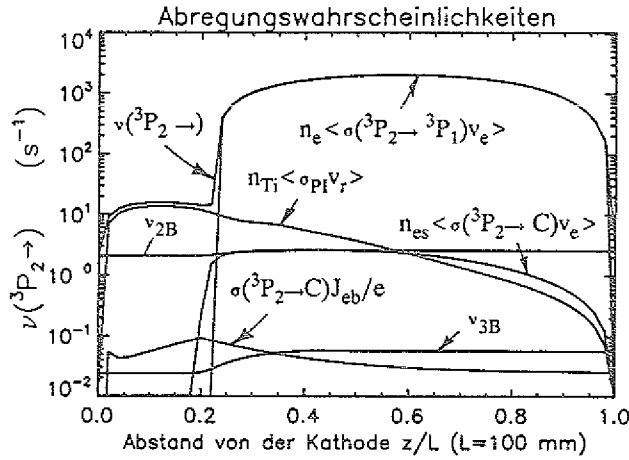
In Abb. 7.14.c ist das berechnete und das experimentell gefundene axiale Dichteprofil der metastabilen Argonatome für 0,1 mb aufgetragen.

Die insgesamt gute relative und absolute Übereinstimmung zwischen der berechneten und der experimentellen Dichteverteilung zeigt nicht nur, daß die wichtigsten Verlustprozesse berücksichtigt wurden, sondern auch, daß die an der Rechnung beteiligten Dichteprofile, insbesondere  $n_{Ar^+}$ ,  $n_e$  und  $n_{Ti}$ , größtordnungsmäßig richtig sind.

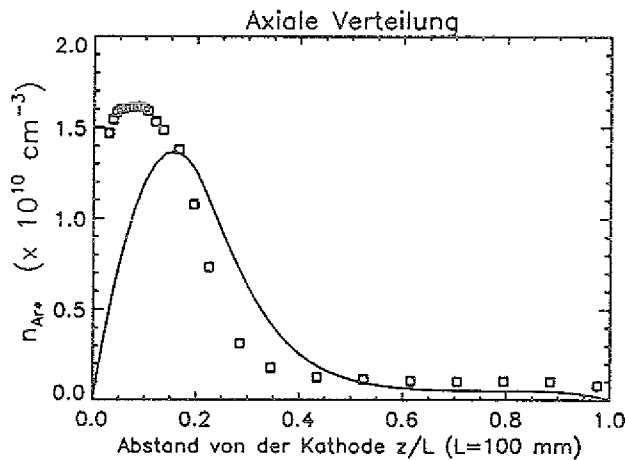
Die Lage des Dichtemaximums im Fallraum ist nicht nur von der Neuerzeugungsverteilung sondern auch vom Verlauf des Verhältnisses zwischen der Abregungsrate durch Stöße und der Verlustrate durch Diffusion abhängig. Da letztere mit dem experimentellen Profil der Elektronen



a



b



c

Abb. 7.14: Bevölkerungsrates (a) und Abregungswahrscheinlichkeit (b) des metastabilen  $^3P_2$ -Niveaus des Argons. Das kleine Bild in (a) zeigt die Bevölkerungsrates des  $^3P_2$ -Niveaus durch die Primärelektronen. Die berechnete (—) und die experimentelle ( $\square$ )  $n_{Ar^*}$ -Verteilung sind in (c) dargestellt.  
 Entladungsparameter:  $p = 0,1 \text{ mb}$ ,  $V_c = 2,1 \text{ kV}$ ,  $J_c = 0,35 \text{ mA/cm}^2$ .

dichte berechnet wurde, ist die Verschiebung des Dichtemaximums zum Glimmsaum hin ein Beweis dafür, daß die verwendete Anregungsverteilung der Strahlelektronen in Wirklichkeit nicht so breit wie angenommen (s. Abb. 7.14.a) ist.

Es wurde auf eine Anpassung der Neuerzeugungsverteilung verzichtet, da ein komplexeres und deshalb aufwendigeres Modell für die EVEF notwendig wäre, welches jedoch keine entscheidende neue Information für die Verteilung der metastabilen Argonatome bringen sollte.

Ein solches Maximum im Bereich des Fallraumes tritt nur auf, wenn im Übergangsbereich zwischen dem Kathodenfall und dem negativen Glimmlicht die Abregungsrate höher als die Verlustrate durch Diffusion wird. Im Glimmlicht beträgt das Verhältnis zwischen diesen Verlustraten  $\nu/(D_{Ar^*}/A^2) \approx 10$ .

Der flache Verlauf des Dichteprofiles im Glimmlicht ergibt sich aus dem nahezu konstanten Verhältnis zwischen der Anregungs- zur Abregungsrate. Dies läßt sich jedoch nur realisieren, wenn die Abregungsrate höher als die Verlustrate durch Diffusion ist, d.h., wenn die Verluste stoßbestimmt sind.

## Anhang A

## Bestimmung der spektralen Strahlungsdichte

Der Betriebsstrom des Kohlebogens wurde immer so eingestellt, daß die Anodenoberfläche am hellsten beleuchtet war. In diesem Fall, da wir eine Anode aus dem Material RW II verwendet haben, kann man aus Abb. 9 von Magdeburg [76] bei maximaler Ausstrahlung eine Oberflächentemperatur von 3955 K entnehmen. Da der spektrale Emissionsgrad  $\varepsilon'(\lambda)$ , bezogen auf die Strahlung des positiven Kraters und des Plasmas, sich wenig mit der Temperatur ändert, wurde dieser ebenso aus den Messungen von Magdeburg durch eine Interpolation für die ausgewählten Wellenlängen entnommen. Die spektrale Strahlungsdichte  $L_\lambda$  wurde dann nach dem Planckschen Gesetz berechnet.

$$L_\lambda = \varepsilon'(\lambda) \frac{2hc^2\lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (\text{A.1})$$

In Tabelle A.1 sind Werte von  $\varepsilon'(\lambda)$  und  $L_\lambda$  für einige ausgewählte Wellenlängen angegeben, die für die Absoluteichung des Fluoreszenzsignals verwendet wurden.

$\lambda(\text{nm})$	$\varepsilon'(\lambda)$	$L_\lambda(\times 10^5 \text{ W cm}^{-3} \text{ sr}^{-1})$
316,3	0,694	2,64
445,3	0,782	15,0
727,3	0,857	33,9

Tabelle A.1: Spektraler Emissionsgrad  $\varepsilon'(\lambda)$  und spektrale Strahlungsdichte  $L_\lambda$  des positiven Kraters aus RW II mit Anteil des Bogenkontinuums bei einer Oberflächentemperatur von 3955 K.

## Anhang B

### Herleitung des Fluoreszenz- und Bogensignals

Um den Zusammenhang zwischen dem einfallenden Photonenfluß und dem gemessenen Fluoreszenz- bzw. Bogensignal herzuleiten, betrachten wir den optischen Aufbau, der in Abb. (B.1) dargestellt ist.

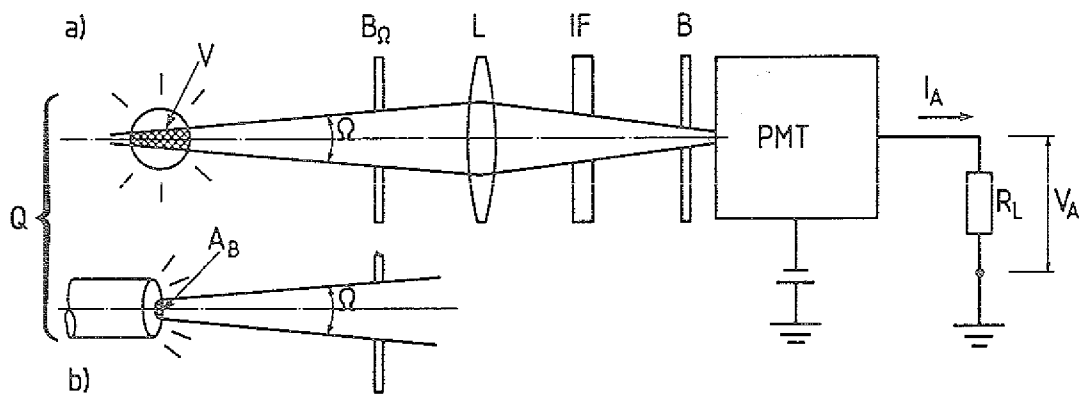


Abb. B1: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus zur Absoluteichung der Teilchendichte. a) das Fluoreszenzlicht und b) das Licht aus dem Kohlebogen.

Dieser Aufbau besteht aus einer isotropen Lichtquelle  $Q$ , einem optischen System ( $L + IF$ ) mit zwei Blenden ( $B_\Omega$  u.  $B$ ) und einem Photomultiplier PMT, der an einem Meßwiderstand  $R_L$  angeschlossen ist.

Beschränken wir uns auf die Beobachtung des Fluoreszenzlichtes und des von einem Kohlebogen ausgestrahlten Lichtes. Von  $Q$  wird durch das optische System nur das Licht, das aus dem Volumen  $V$  kommt, erfaßt. Im Fall des Fluoreszenzlichtes ist  $V$  das vom Meßspalt der Blende  $B$  und dem Laserstrahlquerschnitt definierte Beobachtungsvolumen. Im Fall des Bogens kommt das abgestrahlte Licht aus der Oberfläche des positiven Kraters. Deswegen wird das Volumen  $V$  durch die Beobachtungsfläche  $A_B$  ersetzt. Diese Fläche ist auch durch die Abbildung des Meßspaltes auf die Anodenfläche wohl definiert. Schließlich liefert der Spalt in der Blende  $B_\Omega$  den Raumwinkel, der dafür sorgt, daß nur der Anteil  $\Omega/4\pi$  des isotrop ausgestrahlten Lichtes von dem Photomultiplier erfaßt wird.

Der Photonenstrom an der Photokathode des Multipliers ist mit dem Photonenfluß  $\Phi_{ph}$  in dem

Raumwinkel  $\Omega$  durch die folgende Beziehung verknüpft:

$$I_e = T(\lambda) Q(\lambda) e \phi_{ph} \quad (\text{B.1})$$

wobei  $T(\lambda)$  die Transmission des optischen Systems (L + IF),  $Q(\lambda)$  die Quantenausbeute des Photomultipliers und  $e$  die Elementarladung sind.

Nach den Dynoden wird dieser Strom  $G$ -fach verstärkt, so daß der resultierende Spannungsabfall an dem Meßwiderstand  $R_L$  durch die folgende Gleichung gegeben wird:

$$V_A = R_L G I_e = \phi_{ph} T(\lambda) Q(\lambda) G e R_L \quad (\text{B.2})$$

Wie schon im Kapitel 4 gezeigt wurde, ist das zeitliche Integral des in den Raumwinkel  $\Omega$  ausgestrahlten Photonenflusses im Fall eines Dreiniveausystems direkt proportional zur Teilchendichte  $n$  im Ausgangsniveau und durch den folgenden Ausdruck gegeben:

$$\int_0^\infty \phi_{ph} dt = \frac{\Omega}{4\pi} l A_L \zeta \frac{A_{23}}{\Sigma A_{2k} - A_{21}} n \quad (\text{B.3})$$

wobei  $l A_L$  das vom Meßspalt mit der Länge  $l$  und dem Laserstrahlquerschnitt  $A_L$  definierte Beobachtungsvolumen,  $\zeta$  der Anteil der vom Laser in die metastabilen Niveaus übergepumpten Atome,  $A_{23}$  die Übergangswahrscheinlichkeit der Fluoreszenzlinie,  $\Sigma A_{2k}$  die Summe der Übergangswahrscheinlichkeiten aller anderen vom Niveau 2 ausgehenden Übergänge und  $A_{21}$  die Übergangswahrscheinlichkeit der Resonanzlinie bedeuten.

Integriert man die Photomultiplierspannung  $V_A$  und fügt Gl. B.3 in dieses Ergebnis ein, so erhält man das Fluoreszenzsignal

$$U_F = \int_0^\infty V_A dt = \frac{\Omega}{4\pi} l A_L \zeta \frac{A_{23}}{\Sigma A_{2k} - A_{21}} n T(\lambda) Q(\lambda) G e R_L \quad (\text{B.4})$$

Diese Gleichung stellt die Beziehung zwischen dem Fluoreszenzsignal (die gemessene Größe) und der Teilchendichte  $n$  im Ausgangsniveau dar.

Die ausgestrahlte Leistung von einer Fläche  $A_B$  des positiven Kraters des Kohlebogens bei einer Oberflächentemperatur  $T$  in den Raumwinkel  $\Omega$  bei der Wellenlänge  $\lambda$  ist

$$W = \Omega A_B \Delta \lambda L_\lambda \quad (\text{B.5})$$

wobei  $\Delta \lambda$  die Halbwertsbreite des Interferenzfilters und  $L_\lambda$  die spektrale Strahlungsdichte sind. Der zu dieser Leistung entsprechende Photonenfluß ist

$$\phi_{ph} = \frac{W}{h\nu} = \Omega A_B \Delta\lambda \frac{L_\lambda}{h\nu} \quad (\text{B.6})$$

wobei  $h\nu$  die Energie eines Photons ist. Setzt man Gl. B.6 in Gl. B.2 ein, bekommt man die folgende Beziehung zwischen dem Bogensignal  $V_B$  und der spektralen Strahlungsdichte:

$$V_B = \Omega A_B \Delta\lambda \frac{L_\lambda}{h\nu} T(\lambda) Q(\lambda) G e R_L \quad (\text{B.7})$$

## Anhang C

## Inelastische Wirkungsquerschnitte von Argon

Die inelastischen Prozesse mit den größten Wirkungsquerschnitten sind: Ionisation vom Grundzustand, Anregung vom Grundzustand in die  $3p^54s$ -Niveaus ( $^3P_2$ ,  $^3P_1$ ,  $^3P_0$ ,  $^1P_1$ ),  $3p^54p$ -Niveaus (10 Niveaus) und zwei Niveaus des  $3p^53d$ -Zustandes, deren Übergänge optisch erlaubt sind. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte sind in Abb. C.1 dargestellt.

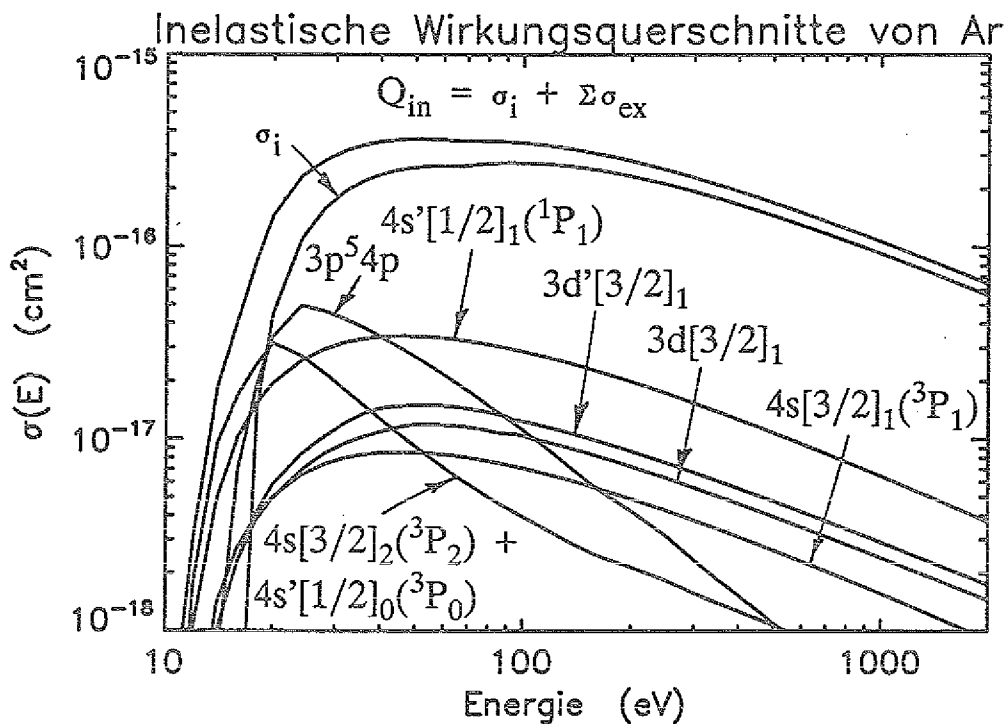


Abb. C.1: Wirkungsquerschnitte für Ionisation und Anregung des Grundzustandes  $3s^23p^6 (^1S_0)$  des Argons durch Elektronenstoß.

Für den Ionisationsquerschnitt des Argons wurde der empfohlene Querschnitt von Lennon et al [66] verwendet. Der angegebene Fehler beträgt 15%. Für den Anregungsquerschnitt beider metastabilen Niveaus ( $^3P_2$ ,  $^3P_0$ ) wurden die experimentelle Querschnitte von Borst [77] für Elektronenenergie bis 50 eV und die relative Querschnitte von Loyd et al für höhere Energien verwendet. Die abgeschätzte Unsicherheit liegt bei einem Faktor von 2. Die Querschnitte für die optisch erlaubten  $3p^6 \rightarrow 4s$  Übergänge sind mit Hilfe der effektive Gaunt-Faktor Näherung

berechnet worden [73,79]. Die Querschnitte für die zwei optisch erlaubten  $3p^6 \rightarrow 3d$  Übergängen sind aus Ref. [54] entnommen worden.

Die Schwellenenergie der o. g. Stoßprozesse sind in Tabelle C.1 aufgelistet.

Oberer Zustand	Schwellenenergie (eV)
$4s[3/2]_2 (^3P_2) + 4s'[1/2]_0 (^3P_0)$	11,6*
$4s[3/2]_1 (^3P_1)$	11,6
$4s'[1/2]_1 (^1P_1)$	11,8
(10 Niveaus) $3p^5 4p$	13,2*
$3d[3/2]_1$	14,1
$3d'[3/2]_1$	14,3
$(Ar^+) 3s^2 3p^5 (^2P_{3/2})$	15,8

Tabelle C.1: Schwellenenergie für Anregung und Ionisation aus dem Grundzustand nach [80] (\* Ein über die statistische Gewichte gemittelter Wert).

## Zusammenfassung

Diese Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung des Plasmas im Bereich des negativen Glimmlichtes einer abnormalen Gleichstromglimmentladung mittels Langmuir-Sonden und Laser induzierter Fluoreszenz. Titan wurde als Kathodenmaterial ausgewählt, da sowohl das neutrale als auch das einfach ionisierte Titanatom der Laser induzierten Fluoreszenzspektroskopie leicht zugänglich sind. Als Arbeitsgas wurde das Inertgas Argon wegen seiner hohen Zerstäubungsausbeuten verwendet.

Die Messungen wurden in einer UHV Entladungsanordnung mit ultrareiner Gaszufuhr durchgeführt. Um eine gute Ortsauflösung bei den spektroskopischen Messungen im kathoden-nahen Bereich zu ermöglichen, wurde die Entladung bei Drucken von 0,2 mb und 0,1 mb und bei einer Stromdichte von  $0,35 \text{ mA/cm}^2$  mit entsprechenden Spannungen zwischen 0,5 kV und 2,1 kV betrieben.

Hinsichtlich der Reproduzierbarkeit der Entladung wurde der Einfluß des relativen Anteils von Sauerstoff auf die Entladungsparameter untersucht. Solange der Partialdruck von  $\text{O}_2$  einen Bruchteil des Arbeitsdruckes beträgt, sind die Entladungsparameter im wesentlichen durch den Zustand der Kathodenoberfläche bestimmt. Die wichtigsten Prozesse, die dort auftreten, sind die physikalische Zerstäubung und die Elektronenemission, die beide sehr empfindlich von diesem Zustand abhängen. Eine ausführliche Analyse der Strom- Spannungscharakteristiken führte zu dem Schluß, daß der Elektronenemissionskoeffizient auf einer reinen Titanoberfläche größer als auf einer mit  $\text{TiO}_2$  bedeckten Fläche ist. Es wurde festgestellt, daß für ein Verhältnis des  $\text{O}_2$ -Flusses zum  $\text{Ar}^+$ -Fluß unterhalb von  $10^{-1}$  die Einflüsse des Sauerstoff auf die Titankathode vernachlässigt werden können. Diese Bedingung wurde während der Messungen immer erfüllt, entsprechend lag die Reproduzierbarkeit der Entladungsparameter oberhalb von 95%.

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit lag bei der Untersuchung des durch Strahlelektronen erzeugten Plasmas des negativen Glimmlichtes. Dazu wurden Sondenmessungen in diesem Bereich durchgeführt. Es wurden die räumlichen Verteilungen der Elektronendichte, -temperatur und des Plasmapotentials gemessen.

Zwei Elektronengruppen, "langsame" und "schnelle", wurden nachgewiesen. Im untersuchten Druckbereich betrug die Temperatur der langsamen und schnellen Elektronen 0,3 eV bzw. 3,0 eV. Die Dichte der langsamen Elektronen betrug im Maximum der räumlichen Verteilung  $1,4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  bei 0,2 mb und  $5,0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  bei 0,1 mb. In beiden Fällen lagen die Dichten der schnellen Elektronen um etwa drei Größenordnungen niedriger.

Die radialen Dichteprofile weichen erheblich von einer Besselverteilung ab. Der Grund dafür liegt an der radial begrenzten Neuerzeugungsverteilung, die allein durch die radiale Verteilung der Strahlelektronen bestimmt ist.

Das Plasmapotential war nahezu konstant und lag etwa 1,5 V über der Anodenvorspannung. Ein Potentialabfall trat nur kurz vor dem Glimmsaum und vor der Anode auf. Die daraus resultierenden Feldstärken lagen unterhalb von 0,1 V/cm. Diese Felder entsprechen in guter Näherung den ambipolaren Feldern, die aus den experimentellen Dichte- und Temperaturprofilen der langsamen Elektronen berechnet wurden.

Für das quasineutrale Plasma des negativen Glimmlichtes ergibt sich für die Ladungsträgerbilanz eine Diffusionsgleichung, mit der die Dichteverteilung beschrieben werden kann [36]. Bei dem Einsatz eines numerischen Verfahrens, das sich auf die Finite Elementmethode stützt, wurde die zweidimensionale Diffusionsgleichung unter realistischen Annahmen für die Randbedingungen und die Neuerzeugungsverteilung gelöst. Dafür wurde die Energieverteilung des Elektronenflusses in einer parametrisierten Form dargestellt. Die Angabe der Parameter stützte sich auf die numerischen Simulationen der Elektronenbewegung im Fallraum einer He-Glimmentladung von Carman und Maitland [5] sowie von Tran Ngoc An et al [34]. Einige dieser Parameter wurden dann durch eine iterative Rechnung so angepaßt, daß die experimentellen Dichteprofile innerhalb einer gewissen Toleranz wiedergegeben wurden. Die Ergebnisse zeigen, daß die Lage des Dichtemaximums von dem Anteil der abgeschwächten Strahlelektronen abhängig ist. Je größer dieser Anteil ist, desto mehr verschiebt sich das Maximum zur Kathode. Da für die Neuerzeugungsverteilung ein rechteckiges Radialprofil, dessen Breite gleich dem Kathodendurchmesser war, angenommen wurde, ergab sich jedoch eine gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und experimentellen Profilen nur entlang der Säule, deren Durchmesser ebenfalls gleich dem Kathodendurchmesser war. Die Abweichungen bei größerem Radius weisen darauf hin, daß die Neuerzeugungsverteilung breiter als der Kathodendurchmesser sein muß. Ein Vergleich der radialen Profile zeigt, daß die radiale Divergenz der Strahlelektronen mit zunehmender Länge des Kathodenfalls wächst.

Ein anderer Schwerpunkt dieser Arbeit war die Untersuchung der durch Kathodenzerstäubung erzeugten und ins Plasma eingedringenden Metallatome und ihrer Ionen. Dazu wurden mittels Laser induzierter Fluoreszenz die Dichteverteilungen der Titanatome, -ionen und der metastabilen  $^3P_2$  Argonatome gemessen. Für die Ermittlung der gesamten Dichte wurde die Besetzungsdichte aller Grundniveaus des Feinstrukturmultiplets des Titanatoms und -ions gemessen. Die Fluoreszenzsignale wurden mit einem Kohlebogen absolut kalibriert. Durch spektroskopische Messungen konnte der Verlauf der Dichteprofile von Titanatomen und metastabilen Argonatomem

innerhalb des Kathodenfallraumes mit guter Ortsauflösung (1,5 mm in der axialen Richtung) aufgenommen werden.

Die Lage des Dichtemaximums der Titanatome ist hauptsächlich durch die Gasdichte bestimmt. Ihr Abstand zur Kathode wächst mit abnehmendem Druck. Die absolute Dichte im Maximum des Profils steigt mit zunehmendem Strom und Spannung an. Sie betrug  $2,8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  bei 0,2 mb und  $3,8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  bei 0,1 mb.

Die Messungen der Besetzungsverteilung des Feinstrukturmultiplets des Grundzustandes der Titanatome im untersuchten Druckbereich weisen darauf hin, daß die Anregungstemperatur im Kathodenfallraum aufgrund der durch Ladungsaustausch-Prozesse bedingten Erwärmung des Gases höher als im negativen Glimmlicht ist. Die Temperatur steigt im Fallraum mit zunehmender Kathodenfallspannung an, während sie im Glimmlicht konstant bei etwa 350 K bleibt.

Die Titanatome werden nicht nur durch die Strahlelektronen, sondern auch durch die schnellen Elektronen und durch die metastabilen Argonatome ionisiert. Neben dem Diffusionsfluß aufgrund des Dichtegradients bewegen sich die Titanionen auch unter Einfluß des ambipolaren elektrischen Feldes. Ähnlich wie bei den Elektronen zeigen die Messungen, daß die Titanionendichte bei 0,2 mb ( $n_{\text{Ti}^+} = 5,7 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ) aufgrund des kleineren Diffusionskoeffizienten auch höher als bei 0,1 mb ( $n_{\text{Ti}^+} = 2,5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ) ist.

Koppmann [8] gab in seiner Arbeit einige Hinweise, daß Penningionisation der Titanatome durch die metastabilen Argonatome eine wichtige Rolle bei der Erzeugung der Titanionen spielen sollte. Um das zu überprüfen, wurden in der vorliegenden Arbeit Messungen der räumlichen Dichteverteilung der Titanionen und der metastabilen  $^3\text{P}_2$  Argonatome durchgeführt.

Bereits aus einer qualitativen Analyse war eindeutig zu erkennen, daß das Dichteprofil der metastabilen Argonatome stark mit dem der Titanatome verknüpft war [81,82].

Unter Berücksichtigung der wichtigsten atomaren Prozesse wurden mit den experimentellen Dichteprofilen die Erzeugungs- und Verlustraten berechnet, die anschließend bei den numerischen Rechnungen der Profile von Titanionen und metastabilen Argonatomen verwendet wurden.

Für die Rechnung der Ionisationsrate der Titanatome wurden die experimentellen axialen Profile von Titanatomen, schnellen Elektronen und metastabilen Argonatomen berücksichtigt. Die Ergebnisse zeigen, daß die Titanatome überwiegend durch die schnellen Elektronen und

metastabilen Argonatome ionisiert werden. Die Ionisationsraten sind in beiden Fällen vergleichbar. Nur bei höherem Druck und unmittelbar vor dem Glimmsaum ergab sich eine Ionisationsrate durch die Strahlelektronen in der gleichen Größenordnung ( $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ) der anderen Ionisationsprozesse.

Die Verluste der Titanionen erfolgen sowohl durch Diffusion aufgrund der Dichtegradienten als auch durch den Einfluß des ambipolaren elektrischen Feldes.

Unter Berücksichtigung dieser Prozesse wurde eine eindimensionale numerische Rechnung der axialen Dichteprofile der Titanionen durchgeführt. Es ergab sich eine qualitativ gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und den experimentellen Dichteprofilen. Die Dichtemaxima der berechneten Profile lagen jedoch etwa dreimal höher als die entsprechenden experimentellen Werte. Diese Abweichung weist darauf hin, daß die Zweidimensionalität der Entladung in diesem Fall berücksichtigt werden muß.

Schließlich wurde für die Beschreibung der Dichteprofile der metastabilen  $^3\text{P}_2$  Argonatome auch eine eindimensionale axiale Rechnung durchgeführt.

Die Erzeugung der metastabilen  $^3\text{P}_2$  Argonatome erfolgt durch Stöße zwischen den Argonatomen und den Strahlelektronen. Für die Berechnung der Anregungsrate durch die Strahlelektronen im Fallraum wurde für das elektrische Feld ein linearer Verlauf angenommen. Für die Rechnung der gesamten Bevölkerungsrate des  $^3\text{P}_2$ -Niveaus wurde die Anregung vom Grundzustand  $^1\text{S}_0$  sowie die Kaskadenübergänge von allen  $4p$ -Niveaus berücksichtigt.

Neben den Verlusten durch Diffusion tragen mehrere Stoßprozesse zur Entvölkerung des  $^3\text{P}_2$ -Niveaus bei. Für die Rechnung der Abregungswahrscheinlichkeit wurden die experimentellen axialen Profile von Argonatomen, Titanatomen, langsamen und schnellen Elektronen berücksichtigt. Die Ergebnisse zeigen, daß die metastabilen Argonatome im Fallraum überwiegend durch Penningionisation der Titanatome und durch Zweiteilchenstöße abgebaut werden. Im Glimmlicht dominieren die Stöße mit den langsamen Elektronen über alle anderen Prozesse, sogar über die Verluste durch Diffusion.

Das berechnete Dichteprofil der metastabilen Argonatome stimmt relativ und absolut mit dem experimentellen gut überein.

Für eine bessere quantitative Deutung der Ionisations- und Anregungsprozesse, die in der Entladung stattfinden, sind Messungen der EVEF erforderlich.

Um eine bessere Übereinstimmung zwischen den berechneten und den experimentellen Dichteprofile der Elektronen, Ionen und angeregten Atome zu erreichen, sollte die Entladung möglichst zu einer axial eindimensionalen Geometrie reduziert werden, welche mit einem großen Kathodendurchmesser gegenüber dem Abstand zwischen den Elektroden erzielt werden könnte.

---

**Literaturverzeichnis**

- [1] W. D. Davis and T. A. Vanderslice  
Phys. Rev. **131**, 219 (1963)
  
- [2] P. Gill and C. E. Webb  
J. Phys. D: Appl. Phys., **10**, 299 (1977)
  
- [3] E. A. Den Hartog, D. A. Dought and J. E. Lawler  
Phys. Rev. A, **38**, 2471 (1988)
  
- [4] J. P. Boeuf and E. Marode  
J. Phys. D: Appl. Phys., **15**, 2169 (1982)
  
- [5] R. J. Carman and A. Maitland  
J. Phys. D: Appl. Phys., **20**, 1021 (1987)
  
- [6] T. J. Sommerer, W. N. G. Hitchon, J. E. Lawler  
Phys. Rev. A, **39**, 6356 (1989)
  
- [7] L. Holland  
Surface Technology, **11**, 145 (1980)
  
- [8] R. Koppmann  
Dissertation, Universität Bochum (1988)
  
- [9] M. J. Druyvesteyn and F. M. Penning  
Rev. Mod. Phys., **12**, 87 (1940)
  
- [10] G. Francis  
The Glow Discharge at low Pressure  
in: Handbuch der Physik, Band XXII, Gasentladungen, Hrsg. S. Flügge  
Springer Verlag, Berlin (1956)

- [11] J. D. Cobine  
Gaseous Conductors, Theory and Engineering Applications  
Dover Publications, New York (1958)
- [12] J. R. Acton and J. D. Swift  
Cold Cathode Discharge Tubes  
Heywood & Company LTD, London (1963)
- [13] E. Nasser  
Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics,  
Wiley Interscience, New York and London 1971
- [14] E. W. McDaniel  
Collision Phenomena in Ionized Gases  
John Wiley & Sons, New York 1964
- [15] P. F. Little  
Secondary Effects  
in: Encyclopedia of Physics, Vol. XXI, Electron-Emission Gas Discharge I,  
edited by S. Flügge  
Springer Verlag, Berlin Göttingen Heidelberg (1956)
- [16] H. D. Hagstrum  
Phys. Rev. 104, 672 (1956)
- [17] K. G. Emeleus  
J. Phys. D: Appl. Phys. 14, 2179 (1981)
- [18] Karl-Birger Persson  
Appl. Phys. 36, 3086 (1965)
- [19] D. H. Pringle and W. E. J. Farvis  
Proc. Phys. Soc. B. 68, 836 (1955)
- [20] D. J. Ball  
J. Appl. Phys. 43, 3047 (1972)

- 
- [21] J. Bretagne et al  
J. Phys. D: Appl. Phys. 14, 1225 (1981)
- [22] D. Barbiere  
Phys. Rev. 84, 653 (1951)
- [23] G. Frank  
Z. Physik 218, 460 (1969)
- [24] A. K. Brewer and J. W. Westhaven  
J. Appl. Phys. 8, 779 (1937)
- [25] A. Heisen  
Habilitationsschrift München 1969
- [26] C. M. Ferreira and A. Ricard  
J. Appl. Phys. 54 (5), 2261 (1983)
- [27] D. G. Graves and K. F. Jensen  
IEEE Transactions on Plasma Science, PS14, 78 (1986)
- [28] P. Bayle, J. Vacquire and M. Bayle  
Phys. Rev. A 34, 360 (1986)
- [29] J. P. Boeuf  
J. Appl. Phys. 63, 1342 (1988)
- [30] E. Hantsche  
Beitr. Plasmaphys. 4, 165 (1964)
- [31] L. W. Wiczorek  
Beitr. Plasmaphys. 7, 23 (1967)
- [32] P. Segur and R. Keller  
J. Comput. Phys. 24, 43 (1977)

- [33] W. R. Long Jr.  
Plasma Sheat Processes; Rep. AFAPL-TR-79-2038 (1979)
- [34] Tran Ngoc An, E. Marode and P. C. Jonhson  
J. Phys. D: Appl Phys. 10, 2317 (1977)
- [35] P. J. Boeuf and E. Marode  
J. Phys. D: Appl. Phys. 15, 2169 (1982)
- [36] A. Heisen und E. Wunderer  
Z. Phys. 224, 237 (1969)
- [37] G. Frank und E. Schlosser  
Z. Phys. 224, 222 (1969)
- [38] G. Frank, R. Held and H.-D. Pfeil  
Z. Phys. 256, 73 (1972)
- [39] T. Rose, private Mitteilung
- [40] G. Frank und A. Heisen  
Beitr. Plasmaphys. 8, 117 (1968)
- [41] J. D. Swift and M. J. R. Schwar  
Electrical Probes for Plasma Diagnostics  
Elsevier, New York, 1971
- [42] P. M. Chung, L. Talbot and K. J. Touryan  
Electrical probes in Stationary and Flowing Plasmas: Theory and Applications  
Springer Verlag, New York (1975)
- [43] M. Sicha, P. Spatenka and M. Tichy  
Contrib. Plasma Phys. 31 (1), 43 (1991)
- [44] D. Bohm  
The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields  
ed. A. Guthrie and R. K. Wakerling, Mc Graw Hill, New York and London (1949)

- [45] B. Nuhn and G. Peter  
XIII th Int. Conf. Phen. Ionized Gases (Berlin 1977)
- [46] A. Elbern  
Dissertation, Universität Bochum (1976)
- [47] P. Bogen and E. Hintz  
in: Physics of Plasma Wall Interactions in Controlled Fusion ed. D. E. Post,  
Plenum Pub. Corp., New York 1986
- [48] B. Schweer  
Dissertation, Universität Bochum (1983)
- [49] E. Dullni  
Dissertation, Universität Bochum (1984)
- [50] Y. R. Shen  
The Principles of Nonlinear Optics  
John Wiley & Sons, New York (1984)
- [51] P. N. Chistyakov  
Soviet Physics - Technical Physics 15, 2 (1970)
- [52] P. A. Readhead  
The Physical Basis of Ultrahigh Vacuum Chapman and Hall Ltd (1968)
- [53] H. L. Bay et al  
J. Nucl. Mater. 111 & 112, 732 (1982)
- [54] L. R. Peterson and J. E. Allen Jr.  
J. Chem. Phys. 56, 6068 (1972)
- [55] D. A. Vroom, R. L. Palmer and J. W. Mac Gowan  
J. Chem. Phys. 66, 647 (1977)
- [56] B. E. Cherrington  
IEEE Transactions on Electrical Devices, ED-26 (2), 148 (1978)

- [57] C. M. Ferreira and A. Ricard  
J. Appl. Phys. 54 (5), 2261 (1983)
- [58] G. Frank und A. Heisen  
Beitr. Plasmaphys. 8, 117 (1968)
- [59] M. W. Thompson  
Phil. Mag. 18, 377 (1968)
- [60] K. A. Gschneider Jr.  
Solid State Physics 16, 275 (1964)
- [61] G. Ecker and K. G. Emeleus  
Proc. Phys. Soc. London B67, 546 (1954)
- [62] N. Changlong  
Dissertation, Universität Bochum (1991)
- [63] G. Forsythe, W. Wasov  
Finite Differences Methodes for Partial Differitial Equations,  
3rd ed. Wiley, New York (1965)
- [64] E. W. Schmid, G. Spitz and W. Lösch  
Theoretical Physics on the Personal Computer  
Springer Verlag Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo (1988)
- [65] H. W. Ellis  
Atomic Data and Nuclear Data Tables, 17 (3), 117 (1976)
- [66] Lennon et al  
J. Phys. Chem. Ref. Data 17 (3), 1285 (1988)
- [67] L. A. Riseberg, W. F. Parks and L. D. Shearer  
Phys. Rev. 8, 1962 (1973)
- [68] D. J. Wren and D. W. Setser  
J. Chem. Phys. 74 (4), 2331 (1981)

- [69] W. L. Wiese, M. W. Smith and B. M. Miles  
Atomic Transitions Probabilities Vol. II: Sodium through Calcium. (National Bureau of Standards, NSRDS-NBS 22, Washington, DC (1969))
- [70] A. H. Futch and F. A. Grant  
Phys. Rev. 104 (2), 356 (1956)
- [71] D. A. Mcquarrie  
Statistical Mechanics  
Harpper & Row, New York, Evanston, San Francisco and London (1976)
- [72] C. M. Ferreira, J. Loureiro and A. Ricard  
J. Appl. Phys. 57 (1), 82 (1985)
- [73] J. D. Hey, private Mitteilung
- [74] A. V. Phelps and J. P. Molnar  
Phys. Rev. 89 (6), 1202 (1953)
- [75] B. Schweer, V. Scheid, X. Deng and M. A. Zaki Ewiss  
2th Workshop on Plasma and Laser Technology Vol. 2, 60 Kairo (1990)  
ed. Ph. Mertens and B. Schweer
- [76] H. Magdeburg und U. Schley  
Zeitschrift für angewandte Physik, 20 (5), 465 (1966)
- [77] W. L. Borst  
Phys. Rev. A 9 (3), 1195 (1974)
- [78] C. R. Loyd, E. Weigold, P. J. O. Teubner and S. T. Hood  
J. Phys. B: Atom Molec. Phys. 5, 1712 (1972)
- [79] H. van Regemorter  
Astrophys. J. 136, 960 (1962)
- [80] J. Bretagne et al  
J. Phys. D: Appl. Phys. 19, 761 (1986)

- 
- [81] E. Hintz, V. Scheid and B. Schweer  
Proc. 5th Int. Symp. on "Laser-Aided Plasma Diagnostics"  
Konferenzen des Forschungszentrums Jülich, Band 9, 52 (1991)
- [82] V. B. Scheid, B. Schweer, E. Hintz  
Proc. ISPC10, Vol. 2.1, 65 Bochum (1991)



Dem Deutschen Akademischen Austauschdienst (DAAD) danke ich für die finanzielle Unterstützung durch die Gewährung eines Stipendiums während der Dauer dieser Arbeit und der Coordenação de Aperfeiçoamento-de Pessoal de Nível Superior (CAPES) für die Übernahme der Reisekosten.

Mein besonderer Dank gilt dem Institutsleiter, Herrn Prof. Dr. Hintz, unter dessen Leitung und Anregung diese Arbeit entstanden ist, für die Möglichkeit, die vorliegende Arbeit im Institut für Plasmaphysik des Forschungszentrums Jülich durchführen zu können.

Herrn Prof. Dr. H. J. Kunze danke ich für seine Hilfsbereitschaft sowie für die Übernahme der Korreferenz dieser Arbeit.

Herrn Dr. B. Schweer bin ich für seine Unterstützung und für zahlreiche Diskussionen zu großem Dank verpflichtet.

Herrn Dr. P. Bogen danke ich für sein Interesse und für die zahlreiche Diskussionen.

Herrn Dr. D. Rusbüldt möchte ich für seine Hilfe bei der Absoluteichung der spektroskopischen Messungen danken.

Besonders möchte ich Herrn J. D. Hey danken, der mit großem Interesse an dieser Arbeit bei der Suche und Rechnung vieler Wirkungsquerschnitte geholfen hat.

Herrn Dr. Claassen danke ich für die klärenden Diskussionen bei den Modellrechnungen der Dichteprofile.

Allen anderen Mitarbeitern des Instituts, die durch ihre Hilfsbereitschaft zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich dafür herzlich danken.

Zu guter Letzt danke ich meiner Familie und insbesondere meiner Frau Marlene, ohne deren Unterstützung diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.



Handwritten text at the top of the page, possibly a header or title, which is mostly illegible due to blurring and fading.

100

ISSN 0366-0885

Juli 1992

JULI-2655



FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH