

**[Ne<sup>+</sup>]**

Neon Products Gruppe

Neon Products GmbH Speckgraben 19 34414 Warburg  
Geschäftsführer Dr. jur. Henning v. Mangoldt  
HRB 8283 Paderborn

**INP**   
Greifswald

Institut für Niedertemperaturplasmaphysik  
Felix - Hausdorff - Str. 2  
17489 Greifswald

# Einsatz quecksilberfreier Hochspannungsleuchtröhren

- Abschlußbericht zum Projekt -

Gefördert von der Deutschen Bundesstiftung Umwelt unter Az 23084

von

W. Lehmann, H. Szemkus, U. Wichmann  
H. Lange, J. Winter, I. A. Porokhova, F. Sigeneger, P. Holtz

Neon Products GmbH  
INP Greifswald

Warburg im April 2009

**[Ne<sup>+</sup>]**

Neon Products Gruppe

Neon Products GmbH Speckgraben 19 34414 Warburg  
Geschäftsführer Dr. jur. Henning v. Mangoldt  
HRB 8283 Paderborn**INP** Institut für Niedertemperaturplasmaphysik  
Felix - Hausdorff - Str. 2  
17489 Greifswald

## **Forschungsvorhaben-Abschlußbericht**

### **Az 23084**

Zielvorgabe des von der Deutschen Bundesstiftung Umwelt unter Aktenzeichen 23084 für den Antragsteller Neon Products Lichttechnik GmbH geförderten Projektes „Einsatz quecksilberfreier Hochspannungs-Leuchtröhren“ ist die Entwicklung einer Gasentladungslampe für die Lichtwerbung und artverwandter Einsatzzwecke, die auf den Einsatz von Quecksilber als Komponente verzichtet und ein gleichwertiges Produkt mit deutlich verbesserten umweltschutzgerechten Eigenschaften schafft.

Die jetzt übliche Konstruktion der für dieses Fachgebiet eingesetzten Gasentladungslampen beruht auf Kaltkatoden für Hochspannungs-Zündung. Bei einer Gasmischung von meist Neon-Argon und einer Quecksilberbeimischung im Entladungsgefäß in Form von Flüssigmetall wird beim Zündvorgang durch die nach Anlegen einer Hochspannung erzielte hohe Elektrodentemperatur Hg-Niederdruckdampf aktiviert. Die entstehende UV-Strahlung regt den auf der Glaszylinder-Innenseite aufgetragenen Leuchtstoff zum Leuchten an.

Der Bedarf an Quecksilber für die Fertigung von Hg-Niederdruck-Kalt- und Glühkatodenlampen herkömmlicher Art für Werbe- und Beleuchtungszwecke ist durch verfahrenstechnische Maßnahmen der Lampenindustrie z.Zt. auf beachtlich niedrige 4 mg pro System minimiert worden. Dieser Wert wird allerdings nur bei automatisierten Verfahren der Großserienfertigung oder gefäßgebundenen Hg-Mengen in anderen Fertigungsabläufen garantiert und erfordert trotzdem in Deutschland pro Jahr einen Einsatz von ca. 1 t Quecksilber.

Bei der manuellen Fertigung von Gasentladungslampen für die beschriebenen Einsatzzwecke kann dieser Wert aber nicht garantiert werden, da in der Vielzahl kleiner, unterschiedlich ausgerüsteter Glasbläsereien mitunter apparative oder verfahrenstechnische Voraussetzungen als auch die umweltschutz-bezogene Verantwortlichkeit fehlen.

Außerdem lässt die teilweise noch mangelhafte Entsorgungstechnologie bzw. -disziplin erkennen, dass ein nicht unbeträchtlicher Teil von Quecksilber mit verbrauchten Altsystemen auf Deponien landet und damit wasserschädlich wirksam wird.

Damit ist die vorliegende Forschungs- und Entwicklungsaufgabe formuliert, Quecksilber aus dem Produktionsprozeß auszuscheiden und durch andere umweltverträgliche Komponenten zu ersetzen.

Da der Antragsteller Neon Products Lichttechnik GmbH weltweit Lieferant für Komponenten sowohl für die Fertigung als auch von Zubehör für die Leuchtröhren-Fertigungstechnik ist, besteht durch diesen eine besondere Verantwortung für diese Verfahren, dem er sich mit vorliegender Arbeit stellt.

Für die Durchführung des Forschungs- und Entwicklungsverfahrens wurde mit dem Institut für Niedertemperatur-Plasmaphysik INP Greifswald ein Kooperationspartner gebunden und die zu erbringenden Leistungen in einen theoretisch-experimentellen und einen Teil für fachpraktische Versuche aufgeteilt.

Die Aufgabe bestand also –wie vorstehend beschrieben- darin,

1. Quecksilbergas als UV-Lieferant für die Leuchtstoffanregung zu vermeiden und als gasphysikalisch benötigte Komponente durch eine geeignete andere zu ersetzen,
2. eine geeignete Elektrodenkonstruktion zu verwenden oder zu entwickeln, die den veränderten Funktionsbedingungen entspricht.
3. für das Fertigungsverfahren die bestehende Methodik des Pumpverfahrens hinsichtlich Einfluß der veränderten Komponenten zu prüfen und ggfs. zu modifizieren.

Aus langjährigen Versuchen ist das Edelgas Xenon als geeignete Ersatzkomponente bekannt. Für die erste Versuchsanordnung wurde deshalb ein Helium-Xenon-Gemisch als Füllgas für die Gasentladungslampe eingesetzt und die herkömmliche Becherelektrode verwendet. Beim Musterbetrieb stellte sich aber heraus, dass mit dieser Elektrode der Xenon-Anteil des Gasgemischs durch das Elektrodenmetall (Fe) nach und nach aufgezehrt wird und der funktionsgerechte Betrieb erlischt (siehe 0.3 Zusammenfassung).

Die Erkenntnis aus den hier durchgeführten und auch vorangegangenen Untersuchungen von Forschungsvorhaben, dass der durch den Elektroden-Brennfleck geprägte Entladungsvorgang diese Gasaufzehrung verhindern kann, führte zur Entwicklung einer neuartigen Elektrodenkonstruktion -künftig „Netzelektrode“ genannt- , die mit dem modifizierten Pumpverfahren in Versuchsanordnungen Langzeitfunktion einzelner Muster ergab (0.3 Zusammenfassung).

Weitere Versuchsanordnungen mit der Netzelektrode, aber anderen Gasmischungen (z.B. Neon-Xenon) mit unterschiedlichen Mischungsverhältnissen und Partialdrücken führten zu Funktionsmustern, die sowohl hinsichtlich Lichtausbeute als auch Lebensdauer –in dem in einem Forschungsvorhaben möglichen Zeitbereich- zunehmend größere Sicherheit für eine solide produktionstechnische Lösung ergeben.

In einer abschließend gefertigten komplizierten Musterfertigung eines Systems einer Hochspannungs-Leuchtschrift mit einem Rohrdurchmesser von 10 mm, einer Gesamtlänge von 1.500 mm, einer Füllgasmischung Neon/Xenon (Partialdruck  $2,6 \times 10^{-2}$  mbar) und einer Zündspannung von 1.450 V, bei einer Brennspannung von ca.820 V, in welcher alle Erkenntnisse des Projekts gesammelt zum Einsatz kamen, und die diesem Abschlußbericht als Funktionsmuster zugehörig ist (Foto), können die Praxisergebnisse des Vorhabens überzeugend dokumentiert werden.

Umfangreiche folgende Versuche zur Lebensdauer und zur Verbesserung der Lichtausbeute werden zu neuen praxisrelevanten produktionstechnischen Lösungen führen, wie auch mit dieser vorliegenden Arbeit beschrieben.

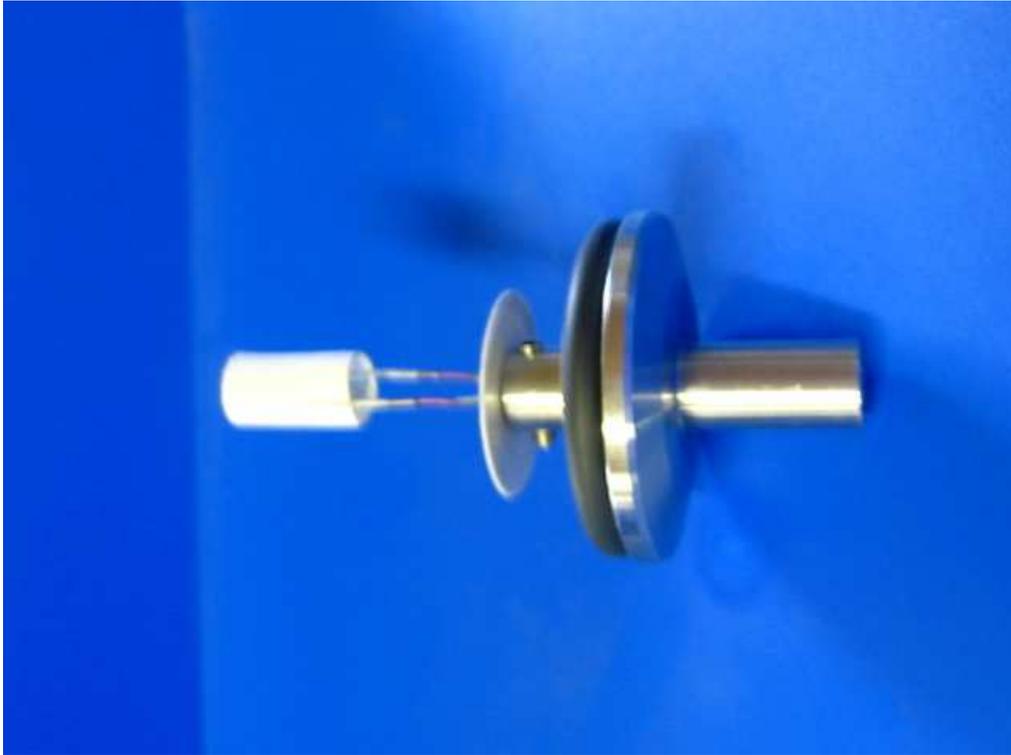
Parallel zur Forschungsarbeit wurden Vorbereitungen zur Vermarktung der neuen Technologie getroffen, insbesondere im weltweit größten Markt für Hochspannungs-Leuchtröhren, den USA. Mit der dortigen Firma „Everbrite“, einem führendem Hersteller von Neonschriften wurde eine Kooperation mit dem Ziel gegründet, die quecksilberfreien Leuchtröhren kurzfristig im Bereich der sog. „Window Signs“ einzusetzen, deren Bedarfszahl je Werbeauftritt (z.B. Brauereien) zwischen 10.000 und 50.000 Stück liegt.

Daneben wurde Aufklärungsarbeit zur Reduzierung/Eliminierung von Quecksilber in Hochspannungsröhren gezielt geleistet. Schwerpunkt waren hier der Dialog mit der US-amerikanischen Umweltschutzbehörde EPA und die Mitarbeit als Mitglied des technischen Ausschusses des US-amerikanischen Fachverbandes, der ISA, dort in der neu eingerichteten „Mercury Task Force“

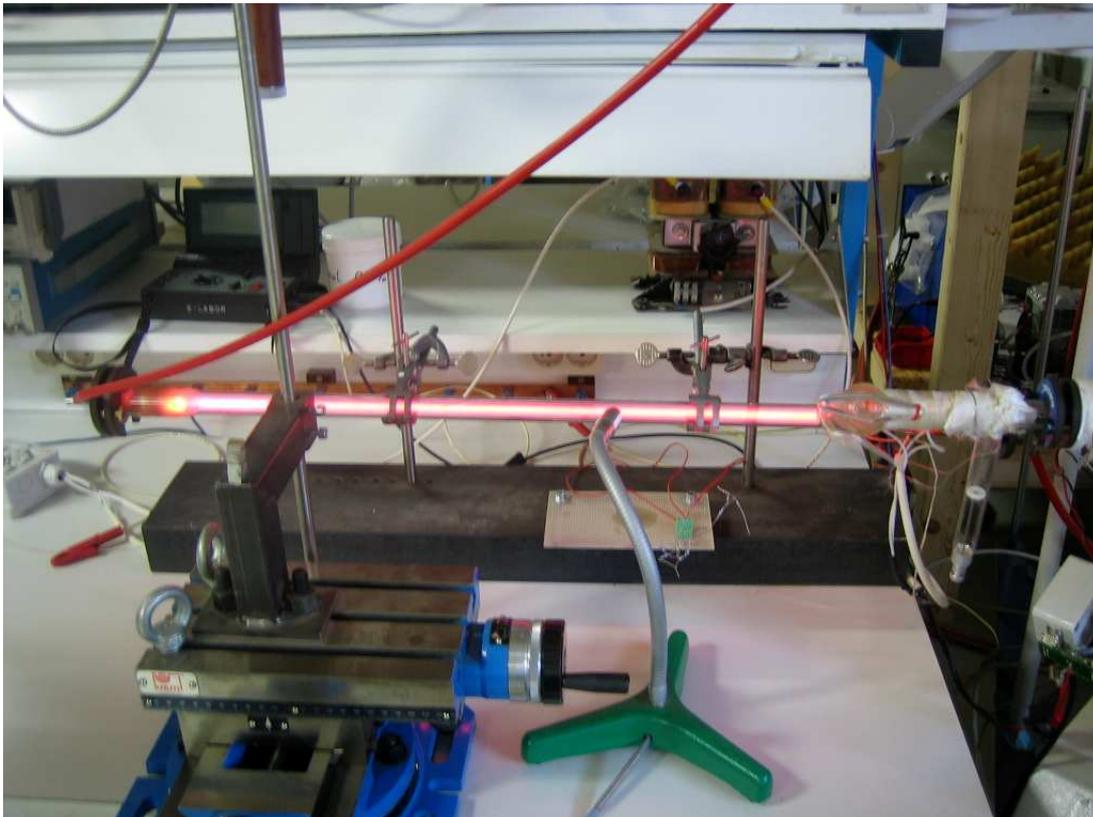
Anschließend ist dem Bericht eine Fotodokumentation über den Ablauf der praktischen Versuche und ihrer technischen Anordnungen im Betrieb Neon Products Warburg beigelegt.

Die Zusammenfassung der Forschungsergebnisse „Einsatz quecksilberfreier Hochspannungs-Leuchtröhren“ von NP und INP liegen dem folgendem Bericht bei.

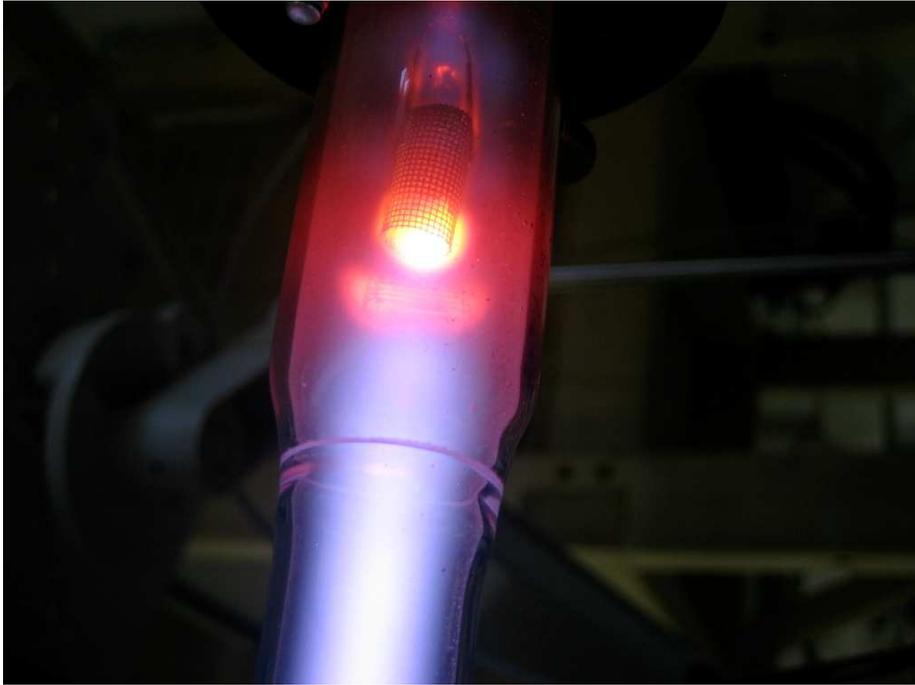
Angemerkt werden muß hier aber noch, dass im Ergebnis nicht nur der Einsatz, sondern auch die Entwicklung dieser Gasentladungslampe erfolgreich betrieben wurde.



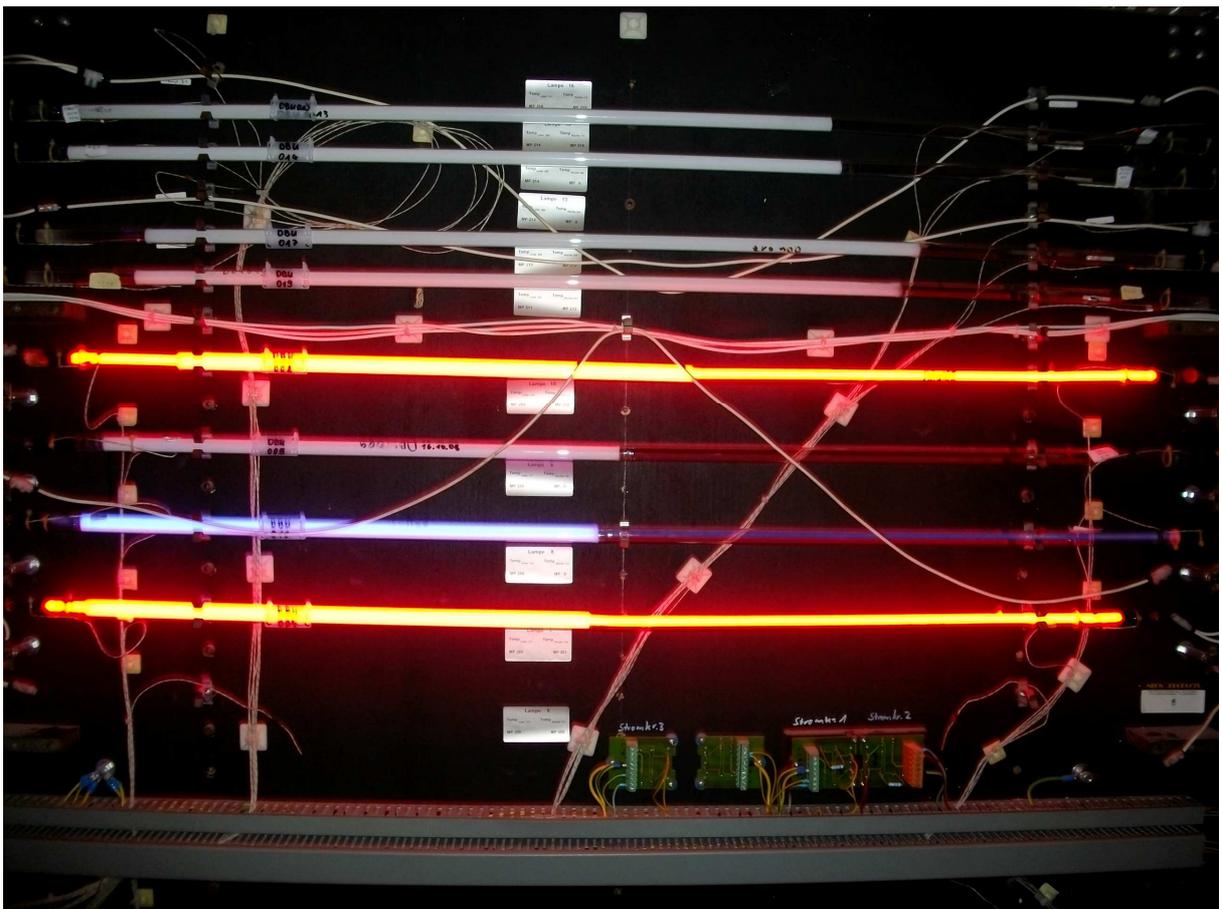
Netzelektrode für den Einsatz in der Phantomröhre



Phantomröhre für erste Messergebnisse



Netzelektrode mit Brennfleck



Versuchsanordnung Lebensdauerprüfung



Funktionsfähige Hg-freie HS-Röhre mit Netzelektrode

# Zuarbeit des Kooperationspartners INP Greifswald zum Abschlussbericht des Förderprojekts „Einsatz quecksilberfreier Hochspannungsleuchtröhren

## Inhaltsverzeichnis

### **0. Übersichten**

0.1 Verzeichnis Bilder und Tabellen

0.2 Begriffe und Definitionen

0.3 Zusammenfassung

### **1. Ausführliche Darstellung**

1.1 Einleitung

- *Motivation*
- *Zielsetzung*
- *Lösungsweg*

1.2 Hauptteil

1.2.1 Physikalische Grundlagen/Modellvorstellungen zum Gleichstrombetrieb von Netzelektroden (Arbeiten beim INP/Greifswald)

1.2.1.1 Vakuumtechnik

1.2.1.2 Charakteristik der herkömmlichen Becherelektrode

1.2.1.3 Experimentelle Untersuchungen an planaren Netzelektroden

- *Katodenfallmessungen*
- *Temperaturbestimmung der Katodenoberfläche*
- *Konzentration d. angeregten Niveaus*
- *LAAS zur Gastemperatur- und Teilchendichtebestimmung am Spot*

1.2.1.4 Modellierung des katodennahen Plasmas

- *Gleichungssystem*
- *Lösungsgebiet und Randbedingungen*
- *Ergebnisse*

1.2.1.5 *Erhöhung der Strahlungsleistung*

1.3 Fazit

1.4 Literaturverzeichnis

1.5 Anhänge

## 0 Übersichten

### 0.1 Verzeichnis Bilder und Tabellen

- Abb. 1** Stromabhängigkeit des Katodenfalls für 5 Torr und 10 Torr Gesamtdruck
- Abb. 2** Experimenteller Aufbau zur spektroskopischen Bestimmung der Katodentemperatur
- Abb. 3** Wellenlängenabhängige Intensitätsverteilung (a) und Foto (b) einer vorgeheizten Netzelektrode mit Markierung des beobachteten Ausschnitts (Heizstrom: 4.3 A).
- Abb. 4** Spektrale Intensitätsverteilung und PLANCK-Fit zur Bestimmung der Temperatur (Pixelzeile 211).
- Abb. 5** Vertikale Temperaturverteilung einer unbepasteten vorgeheizten Geflechtelektrode.
- Abb. 6** Spot Intensitätsprofil  $I_c(y)/I_{max}$  (a); Spot-Spektrum und PLANCK-Fit zur Bestimmung von  $T_{max}$  (b).
- Abb. 7** Ortsaufgelöste Profile der Katodentemperatur im Bereich des Brennflecks für verschiedene Entladungsströme.
- Abb. 8** Versuchsaufbau zur Bestimmung des Intensitätsverhältnisses zwischen einer Xe- und einer e-Spektrallinie. A: Anode (planare Eisengeflechtelektrode), Ap: Lochblende ( $\varnothing$  2 mm), C: Katode (industriell hergestellte Becherelektrode, Neon-Products GmbH), CCD: CCD-Kamera, DT: Entladungsrohr, E<sub>1</sub> und E<sub>2</sub>: Kupferschellen (6 mm breit), PC: Computer.
- Abb. 9** Intensitäten der Xe-Linien bei 823 nm und bei 828 nm sowie der He-Line bei 668 nm in Abhängigkeit der Brenndauer bei einem Entladungsstrom von 25 mA und einem Druck von 3.5 Torr. Als Katode kam eine Standard-Becher-elektrode zum Einsatz.
- Abb. 10** Untersuchung zum Einfluss der kapazitiv gekoppelten Mess-Entladung auf die Aufzehrung. Dargestellt ist das normierte Intensitätsverhältnis zwischen einer Xe-Linie (823 nm) und einer He-Linie (668 nm) in Abhängigkeit der Brenndauer bei einem Druck von 3.5 Torr.
- Abb. 11** Darstellung des normierten Intensitätsverhältnis zwischen der Xe-Spektrallinie (823 nm) und der He-Spektrallinie (668 nm) für einen Druck von 3.5 Torr. a) Verwendung einer Standard-Becherelektrode bei einem Entladungsstrom von 25 mA, wobei das Entladungsrohr 20 h mit der ersten Gasfüllung brannte, abgepumpt, neu befüllt und anschließend mit der zweiten Gasfüllung betrieben wurde. b) Verwendung einer planaren Netzelektrode im Brennfleckbetrieb bei einem Entladungsstrom von 100 mA.
- Abb. 12** Experimenteller Aufbau zur Messung der axialen Gastemperatur und der ortsaufgelösten Xe-Teilchendichte.
- Abb. 13** Foto der Entladung im Spot-Mode (Entladungsstrom 40 mA).
- Abb. 14** Fit der Xe  $6p[3/2]_2 \leftarrow 6s[3/2]_2$  (823nm) Linienprofilfunktion; die gestrichelte Linien kennzeichnen die VOIGT-Profile jeder einzelnen Hyperfeinstrukturkomponente
- Abb. 15** Axiales Profil der Gastemperaturen für zwei verschiedene Entladungsströme.
- Abb. 16** Ortsaufgelöste optische Dichteprofile der Xenonniveaus  $1s_5$  (a, b) und  $1s_4$  (c, d) für zwei verschiedene Entladungsströme von 40 mA (a, c) und 60 mA (b, d) als Ergebnis der LAAS-Messungen.
- Abb. 17** Spotgeometrie zur Ermittlung der absoluten Besetzungsdichteverteilung durch ABEL-Inversion.
- Abb. 18** Geometrischer Zusammenhang zwischen Radialverteilung  $N_I(r)$  und der optischen Tiefe  $\tau(y)$ .
- Abb. 19** Radialverteilung der Teilchendichte  $N(r)$  der Xenonniveaus  $1s_5$  (a, b) und  $1s_4$  (c, d) für verschiedene Katodenabstände  $z$  und für zwei verschiedene Entladungsströme von 40 mA (a, c) und 60 mA (b, d).
- Abb. 20** Beweglichkeit (a) und Diffusionskoeffizient (b) der Elektronen Feld sowie Ratenkoeffizienten für die Ionisation von Helium- (c) und Xenonatonen (d) als Funktionen der mittleren Elektronenenergie  $U_e$  und der Dichte der metastabilen Xenonatonen.

- Abb. 21** Approximation des Entladungsgebietes vor der Katode (links) durch ein axialsymmetrisches Lösungsgebiet (rechts).
- Abb. 22** Elektrisches Potenzial und Feld (links) sowie Elektronendichte (rechts).
- Abb. 23** Mittlere Energie der Elektronen (links) und axiale Profile der Ionisationsraten bei  $r=0$  (rechts).
- Abb. 24** Axialkomponenten der Teilchenstromdichte der Elektronen (a) und Xenon-Ionen (b).
- Abb. 25** Teilchenstromdichte der Xenon-Ionen.
- Abb. 26** Teilchenstromdichten an der Kathode: Thermoemissionsstrom mit (1) und ohne (2) Schottky-Korrektur, Stromdichten der Xenon- (3) und Heliumionen (4).
- Abb. 27** Teilchendichte der Xenon-Atome im metastabilen (links) und Resonanzniveau (rechts).
- Abb. 28** Gemessene (Symbole) und berechnete (Linien) Radialprofile der Dichten der metastabilen (a) und Resonanzatome (b) an verschiedenen axialen Positionen. Zusätzlich werden die Dichten der metastabilen Heliumatome und der Xenonatome im zusammengefassten Niveau  $\ell$  im linken Bild gezeigt.
- Abb. 29** Axiale Dichteprofile der Ladungsträger (a) und angeregten Atome (b) für 40 und 80 mA bei  $r=0$ .
- Abb. 30** Gesamte VUV-Strahlungsleistung für das 3-Komponentengasgemisch bei konstantem Xe-Anteil (1%) und variablen Kr-Anteil.
- Abb. 31** VUV-Strahlungsleistung für das 3-Komponentengasgemisch mit wechselnden Krypton- und Xenon-Anteil.
- Abb.32** Intensität der Leuchtstoffemission einer Hg-freien Xe-Edelgas-Gemischlampe in Abhängigkeit vom Entladungsstrom bei Variation von Gasdruck und Mischung.

**Tab. 1** Parameterüberblick der beiden zur Gasauflösungsmessung verwendeten Rohre

## 0.2Begriffe und Definitionen

$b_\alpha$	Beweglichkeit der Sorte $\alpha$
$b_e^*$	Beweglichkeit des Energiestroms der Elektronen
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$D_\alpha$	Diffusionskoeffizient der Sorte $\alpha$
$D_e^*$	Diffusionskoeffizient des Energiestroms der Elektronen
$\Delta\lambda_G$	volle Halbwertsbreite des GAUß-Anteils vom VOIGT-Profil
$e$	Elementarladung
$\vec{E}$	elektrische Feldstärke
$\epsilon_0$	elektrische Feldkonstante
$f_{12}$	Oszillatorenstärke des betrachteten Übergangs
$h$	PLANCKSches Wirkungsquantum
$I$	Intensität des transmittierten Laserstrahls
$I_0$	Laserstrahlungsintensität bei ausgeschaltetem Plasma
$I_c$	Intensitätsverteilung auf der Elektrode
$I_e$	Eigenstrahlungsintensität des Plasmas
$I_h$	Hintergrundstrahlungsintensität
$I_{max}$	Maximalwert von $I_c$
$\vec{j}_\alpha$	Teilchenstromdichte der Sorte $\alpha$
$j_{em}$	Teilchenstromdichte der Elektronen aus der Katode infolge thermionischer Emission
$\vec{j}_{eu}$	Energiestromdichte der Elektronen
$j_{z\alpha}$	z-Komponente der Teilchenstromdichte der Sorte $\alpha$
$k_\alpha^\beta$	Ratenkoeffizient des Stoßprozesses $\beta$ von Elektronen mit Teilchen der Sorte $\alpha$

$k_B$	BOLTZMANN-Konstante
$\lambda$	Wellenlänge
$\lambda_0$	konstante Laserwellenlänge
$\lambda_c$	Zentralwellenlänge des betrachteten Übergangs
$\lambda_m$	Wellenlänge, bei der die Intensitätsverteilung $I_c$ ermittelt wird
$m_a$	Isotopenmasse
$m_e$	Elektronenmasse
$N$	Gesamt-Teilchendichte
$N_I$	Besetzungsdichte des untersten angeregten Xe-Niveaus
$n_\alpha$	Teilchendichte der Sorte $\alpha$
$p$	Druck
$P$	Linienprofilfunktion
$R_\alpha^\beta$	Rate eines Stoßprozesses $\beta$ von Elektronen mit Teilchen der Sorte $\alpha$
$S_\alpha$	Netto-Erzeugungsrate der Sorte $\alpha$
$\sigma_{12}$	Photoabsorptionsquerschnitt
$\tau$	optische Tiefe/Dichte
$T_c(y)$	Temperaturverteilung auf der Katode
$T_g$	Temperatur des Gases
$T_{max}$	maximale Temperatur auf der Elektrode
$U_e$	mittlere Energie der Elektronen
$V$	elektrisches Potenzial
$\varphi(T_c)$	Austrittsarbeit in Abhängigkeit von der Katodentemperatur $T_c$
$X_R$	Strecke von $x=0$ aus gesehen, nach der die Besetzungsdichte auf Null abgefallen ist

### 0.3 Zusammenfassung

Aus vorangegangenen Untersuchungen ist bekannt, daß mit einem He-Xe-Gasgemisch gefüllte Hochspannungsleuchtröhren für praktische Anwendungen geeignet sind. Bei Umgebungstemperaturen unter  $10^\circ\text{C}$  ist der energetische Wirkungsgrad solcher quecksilberfreier Systeme sogar höher als der vergleichbarer quecksilberhaltiger Standard-Hochspannungsleuchtröhren. Leider sind die gegenwärtig verfügbaren Elektroden für diese Systeme nicht geeignet, da sie während des Betriebes Xe aufnehmen und dadurch die erreichbare Brenndauer auf unter 1000h begrenzen. Darin besteht gegenwärtig das einzige, aber entscheidende Hindernis für die Markteinführung dieser Lösung

Basierend auf den Ergebnissen des vorangegangenen Forschungsprojektes konzentrierten sich die Arbeiten dieses Projektes auf die Untersuchung einer neuartigen Elektrodenanordnung, die als Netzelektrode bezeichnet wird.

Netzelektroden bestehen aus einem zylindrisch geformten Drahtgitter, das mit einem Elektronenemitter beschichtet ist. Es wurde erwartet, daß die Entladung auf diesen Elektroden in Form eines Brennfleckes ansetzt, während bei den heute üblichen Becherelektroden die Emission gleichmäßig über die gesamte Elektrode verteilt ist. Es wurde weiterhin erwartet, daß infolge der höheren Temperatur in der aktiven Zone der Elektrode die Xe-Einlagerung drastisch verringert wird.

Im vorliegenden Bericht werden die bisher erreichten Ergebnisse beschrieben, die hier kurz zusammengefaßt werden.

Es wurde eine Labortechnologie zur stabilen Herstellung von Netzelektroden entwickelt, die nach gegenwärtigem Kenntnisstand leicht auf produktionstechnische Maßstäbe übertragen werden kann. Es wurde weiterhin ein Pumpverfahren gefunden, mit dem Netzelektroden

zuverlässig verarbeitet werden können. Dieses Verfahren ist mit den in der Neon Branche üblichen Ausrüstungen durchführbar.

Erste Erprobungen der Elektroden in reinem Neon mit 50 Hz Betrieb verliefen positiv. Auf den Elektroden bildeten sich bei Ne Fülldrücken oberhalb 4 mbar stabil brennende Brennflecke aus. Die Elektroden reagieren nicht empfindlich auf Variationen des Betriebsstromes. Sie arbeiteten im untersuchten Bereich von 15 bis 1000 mA problemlos.

Mit den beim INP in Greifswald entwickelten Modellen und durchgeführten Messungen wurde ein wesentlicher Beitrag zum Verständnis der Wechselwirkung der Netzelektrode mit dem umgebenden Plasma geleistet.

Die notwendigen Experimentierstände wurden aufgebaut, Testversuche durchgeführt und Ergebnisse zur Temperaturverteilung auf der Katodenoberfläche und in dem der Katode umgebenden Plasma gewonnen. Diese Ergebnisse wurden unmittelbar als Randbedingungen in Modelle eingebaut, da eine vollständige Beschreibung des Plasmas einschließlich der Wechselwirkung zwischen Festkörper (Katode) und Plasma, die auch diese Randbedingungen berechnen könnte, den Rahmen dieses Projektes sprengen würde.

Von entscheidender praktischer Bedeutung ist die festgestellte Stabilität der Gasmischung, die allerdings noch weiter untermauert werden muß. Damit scheint sich die grundsätzliche Eignung der Netzelektroden für He-Xe-Entladungen zu bestätigen.

Ähnlich wichtig sind die bisher nur im Gleichstrombetrieb gemessenen Katodenfälle, die wie erwartet deutlich unter den Werten herkömmlicher Becherelektroden liegen. Leider liegen dazu noch keine ausreichend zuverlässigen Messungen im Wechselstrombetrieb vor.

Da die Elektrodenentwicklung bisher erfolversprechend verlief, wurde sie als Erfindung zum Patent angemeldet. Die Patenterteilung steht noch aus.

Insgesamt werden die Erfolgsaussichten für das Projekt als sehr gut eingeschätzt.

Die nächsten Arbeitsschritte werden sich auf praxisnahe Langzeittests von quecksilberfreien Musterröhren und auf grundlegende Untersuchungen zum Xe-Aufzehrungsmechanismus konzentrieren. Da die Vorteile der Elektrode nur im stabilen Brennfleckbetrieb eintreten, sind experimentell, nach Möglichkeit unterstützt durch theoretische Abschätzungen, Existenzbereiche und deren Parameterabhängigkeit für Brennflecke und deren Parameterabhängigkeit zu ermitteln

# 1. Ausführliche Darstellung

## 1.1 Einleitung

### *Motivation*

Hochspannungsleuchtröhren finden in der Werbebranche ihr hauptsächliches Einsatzgebiet. Diese Röhren arbeiten zumeist auf Basis von Hg-Niederdruckentladungen. Nur ein geringer Anteil der Röhren ist mit reinem Neon ohne Quecksilber gefüllt. Dabei wird das sichtbare rote Licht der Neonentladung genutzt. In diesem Fall ist die Energieeffizienz äußerst gering.

Bei den Quecksilberniederdruckentladungen wird die von der Entladung erzeugte UV-Strahlung mittels Leuchtstoffen zu sichtbarem Licht der gewünschten Farbe transformiert. Das Funktionsprinzip ist dem von Fluoreszenzlampen in der Allgemeinbeleuchtung sehr ähnlich. Sie zeichnen sich durch hohe Energieeffizienz und Lichtausbeute sowie eine befriedigend lange Lebensdauer aus.

Verbesserungswürdig ist jedoch die niedrige Lichtausbeute und das ungünstige Startverhalten bei tiefen Temperaturen. Ein weiterer wesentlicher Nachteil solcher Lampen besteht darin,

dass Quecksilber als Füllsubstanz in der Größenordnung bis 1g pro Lampe enthalten ist. Dadurch ergeben sich bei einer unkontrollierten Entsorgung erhebliche Belastungen der Umwelt, wie zum Beispiel durch Kontamination des Grundwassers. Andererseits entstehen bei artgerechter Entsorgung erhebliche Kosten, die bei der Substitution des Quecksilbers in den Lampen wegfallen könnten.

Bei Hochspannungsleuchtröhren konnte die Hg-Füllmenge in den letzten Jahren durch eine Entwicklung der Neon Products Gruppe in Zusammenarbeit mit Philips von bisher üblichen 500-1000mg auf 40 mg gesenkt werden. Dennoch liegt heute der gesamte jährliche Quecksilbereinsatz für Hochspannungsleuchtröhren in Europa bei ca. einer Tonne.

Der Ersatz dieser Lampen durch umweltfreundliche Plasmalichtquellen, die vollständig auf den Einsatz giftiger Substanzen wie Quecksilber oder Cadmium auskommen, ist bisher jedoch nicht gelungen.

Um den Anforderungen der nachhaltigen Schonung der Energieressourcen und der Umwelt Rechnung zutragen, werden seit mindestens zehn Jahren zahlreiche Ideen geprüft, das Quecksilber in Niederdruckentladungslampen durch andere Füllsubstanzen zu ersetzen. So wurde die Vorstellung von reinen Edelgasen, Edelgas-, oder Molekülgasgemischen zur Erzeugung von UV bzw. VUV-Strahlung und deren nachträgliche Umwandlung in sichtbares Licht durch Leuchtstoffe oder von direkt im sichtbaren Bereich emittierenden Metaldampf-Plasmen (Ba-Ar, MoO-Ar) untersucht. Keine dieser Ideen hat bisher zur Entwicklung von marktfähigen Produkten für die Lichtwerbung oder die Allgemeinbeleuchtung geführt. Parallel zu diesen Bemühungen gibt es eine Reihe von Forschungs- und Entwicklungsarbeiten zu quecksilberfreien Hochdrucklampen, welche aber grundsätzlich andere Anwendungsbereiche wie die Kfz-Lichttechnik und Projektionsgerätetechnik betreffen.

Im Rahmen eines vorangegangenen Projektes (BMBF-Verbundvorhaben „Energieeffiziente Hg-freie Niederdrucklampen“) wurde vom Antragsteller und vom Kooperationspartner der Einsatz von Niederdruckglimmentladungen in Gemischen von Helium und Xenon zur Erzeugung von VUV-Strahlung untersucht. Darüber hinaus wurden von weiteren Projektpartnern neuartige Leuchtstoffe zur Konvertierung der VUV-Strahlung in sichtbares Licht entwickelt und entwickelt. Die hierbei verwendeten Entladungsgefäße, Präparationsmethoden und elektrischen Ansteuerungen unterschieden sich nur gering von denen konventioneller Fluoreszenzlampen bzw. Hochspannungsleuchtröhren, um eine spätere Überführung in die industrielle Fertigung zu erleichtern. Es wurde demonstriert, dass sich mit diesen Anordnungen hinreichend hohe Strahlungsausbeuten bei angemessener Energieeffizienz erreichen lassen. Der neue Entladungstyp arbeitet nahezu temperaturunabhängig, während übliche Leuchtstofflampen bei tieferen Temperaturen deutlich an Effizienz verlieren. Bereits bei Temperaturen unterhalb 10°C, die bei Außenanwendungen in Europa regelmäßig anzutreffen sind, wird das neue He-Xe System effektiver als herkömmliche Quecksilberentladungen.

Leider zeigte sich aber, daß die zur Zeit zur Verfügung stehenden Elektroden für die neue Lösung nicht geeignet sind. Erste Voruntersuchungen erfolgten zur Verwendung unterschiedlicher Elektrodentypen und dessen Einfluss auf die Stabilität und Lebensdauer der Lampen.

### *Zielsetzung*

Das vorliegende Projekt dient der Entwicklung geeigneter Elektroden für quecksilberfreie Niederdruckentladungslampen, die mit einem He-Xe-Gasgemisch arbeiten. Dafür werden die Zusammenhänge zwischen plasmaphysikalischen Vorgängen im katodennahen Raum und Eigenschaften neuartiger Elektroden von Glimmentladungsplasmen grundlegend untersucht. Für eine neuartige Elektrodenkonstruktion sollen die Einflüsse von Material, Geometrie und Herstellungstechnologie ermittelt werden.

Die Lösung dieses Problems wird nicht nur die industrielle Überführung quecksilberfreier Hochspannungsleuchtröhren in der Lichtwerbebranche ermöglichen, sondern eröffnet auch neue Anwendungsfelder für Allgemeinbeleuchtung bei niedrigen Temperaturen.

### *Lösungsweg*

Eine im Wesentlichen aus einem zylindrischen Metallnetz bestehende Elektrode, die mit einem Elektronenemitter beschichtet ist, soll auf ihre Eignung für He-Xe-Niederdruckentladungen geprüft werden. Es wurde erwartet, daß die Entladung auf dieser Netzelektrode in Form eines Brennflecks ansetzt und daß dadurch die bei Standardelektroden auftretende Xe-Aufzehrung vermieden, bzw stark verringert wird.

Zur Lösung der Aufgabe sind sowohl grundlegende Untersuchungen zu den Elektrodenprozessen und deren Wechselwirkung mit dem Plasma im Katodenbereich, als auch technologisch orientierte Entwicklungen zu Konstruktion und Herstellung der Elektrode erforderlich. Dementsprechend wurden zwei Teilprojekte konzipiert. Dabei wurden die grundlegenden physikalischen Untersuchungen beim INP in Greifswald und die mehr praxisorientierten Arbeiten bei der Neon Products GmbH angesiedelt.

Mit den grundlegenden physikalischen Untersuchungen beim INP waren Orientierungen sowohl für die Dimensionierung als auch für die Bewertung und Vermessung der neuen Elektroden zu schaffen. Zur Vereinfachung beschränkten sich diese Arbeiten auf planare Netzelektroden und deren Verhalten im Gleichstrombetrieb. Parallel dazu war von Neon Products Konstruktion und Labortechnologie zylindrischer Netzelektroden zu entwickeln und deren Eignung für Wechselstrombetrieb zu untersuchen.

## **Hauptteil**

### **1.2 Beschreibung der durchgeführten Arbeiten**

#### **1.2.1 Physikalische Grundlagen/Modelvorstellungen zum Gleichstrombetrieb von Netzelektroden (Arbeiten beim INP/Greifswald)**

##### **1.2.1.1 Vakuumtechnik**

Die Entladungsgefäße sind an einem Vakuumpumpstand mit entsprechender Gasversorgung angeschlossen. Das Pumpensystem erlaubt es, die Gefäße auf Drücke von weniger als  $1,5 \cdot 10^{-7}$  Torr zu evakuieren. Drei mit dem Gasversorgungspumpstand verbundene Edelgasdruckflaschen ermöglichen sowohl die Verwendung des industriell vorgemischten Standardgasgemisches (He/Xe = 98/2) als auch die Erstellung von Gasfüllungen mit einem beliebigen Mischungsverhältnis von Helium und Xenon. Der Rezipient wird durch ein System, bestehend aus Turbomolekularpumpe und Membranpumpe gepumpt. Die Kontrolle des Vakuumenddruckes erfolgt durch ein kombiniertes PIRANI-Ionisationsvakuummeßgerät. Die Messung des Gasfülldruckes geschieht durch zwei hochpräzise MKS-Kapazitätsmessköpfe für die Druckbereiche bis 10 Torr bzw. 100 Torr. Das Entladungsrohr selbst ist durch einen Glashahn verschließbar und über Wellschläuche mit dem Rezipienten des Pumpstandes verbunden. Vor dem Befüllen werden die Entladungsgefäße mehrere Stunden unter Hochvakuum bei maximal 410°C ausgeheizt. Die Aktivierung der Emitterpaste auf der Katode erfolgte teilweise durch ohmsche bzw. durch induktive Heizung um die notwendige Temperatur von 1000 bis 1100°C zu erreichen.

##### **1.2.1.2 Charakteristik der herkömmlichen Becherelektrode**

Erste Experimente zur Klärung der Ausgangssituation bezüglich der Gasaufzehrung wurden mit herkömmlichen Becherelektroden als Katoden durchgeführt (s. Zwischenbericht). Die kleinvolumigen Entladungsgefäße waren mit einer ringförmigen Anode versehen, so dass emissionspektroskopisch das Verhältnis von Helium zu Xenon qualitativ anhand ausgewählter Spektrallinien in Abhängigkeit von der Betriebsdauer beurteilt werden konnte. Durch das geringe Gefäßvolumen und den niedrigen Gesamtgasdruck (2,5 Torr) waren Gasaufzehrungserscheinungen in relativ kurzen Zeitbereichen zu beobachten. Eine ausführliche Darstellung erfolgt in Abschnitt ...

Zusammenfassend lässt sich die Situation in der Becherelektrode wie folgt beschreiben:

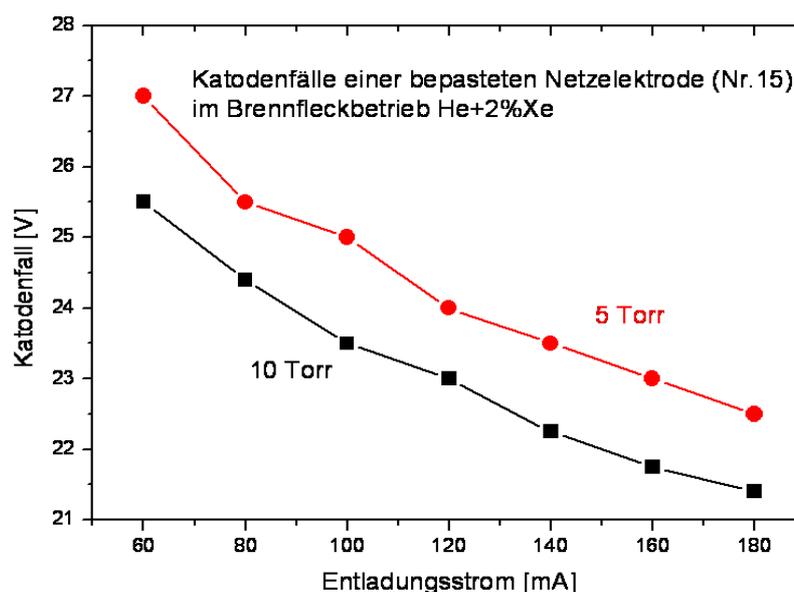
- bei einer frisch aktivierten Becherelektrode ist schon nach wenigen Stunden deutlich der Xenoneinbau nachweisbar, verbunden mit einem Anstieg der 668 nm Heliumlinie,
- eingelagertes Xenon in der Becherelektrode führt zu einem Spannungsanstieg,
- mit einer Kryptonentladung kann zumindest ein Teil des Xenons wieder aus der Katode ausgetrieben werden (bei der zweiten Kryptonfüllung deutlich weniger),
- nach der Kryptonbehandlung brennt eine He-Xe-Füllung wieder in etwa bei den Ausgangswerten der ersten He-Xe-Füllung.

### 1.2.1.3. Experimentelle Untersuchungen an planaren Netzelektroden

#### Katodenfallmessungen

Eines der wesentlichen Charakteristika des negativen Glimmlichts im Zusammenhang mit der Katode ist der sich einstellende Katodenfall. Da dieser Katodenfall stark beeinflusst wird von der Austrittsarbeit der aktivierten Emitterschicht, der Gaszusammensetzung, dem Gesamtdruck sowie dem Entladungsstrom, sind verlässliche Angaben zur Druck- und Stromabhängigkeit im He+2%Xe-Gemisch zwingend notwendig. Diese Daten dienen einerseits als Randbedingung bei der Modellierung und sind andererseits der Bezugswert zur Beurteilung der Qualität von Katoden mit aktivierter Emitterschicht.

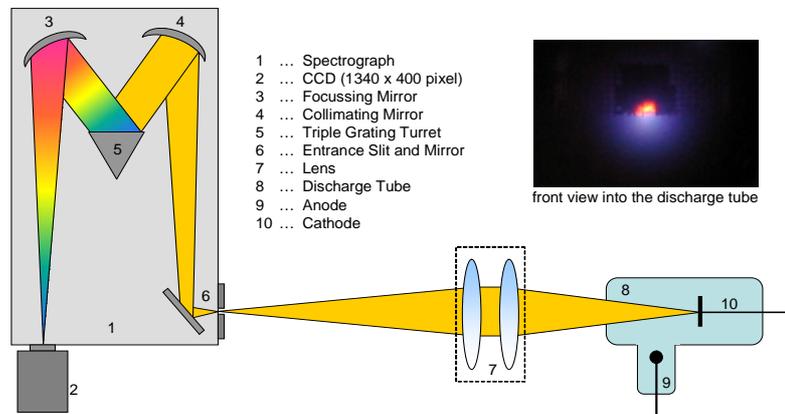
Die Ermittlung der Katodenfälle erfolgte aus den Messungen der axialen Potentialverläufe zwischen Anode und Katode und Extrapolation auf die Katodenoberfläche. Der Potentialverlauf ergibt sich aus der Brennspannungsmessung mit beweglicher Anode. Abbildung 3 zeigt die Stromabhängigkeit der Katodenfälle für die Gesamtdrücke 5 Torr und 10 Torr.



**Abb. 1** Stromabhängigkeit des Katodenfalls für 5 Torr und 10 Torr Gesamtdruck.

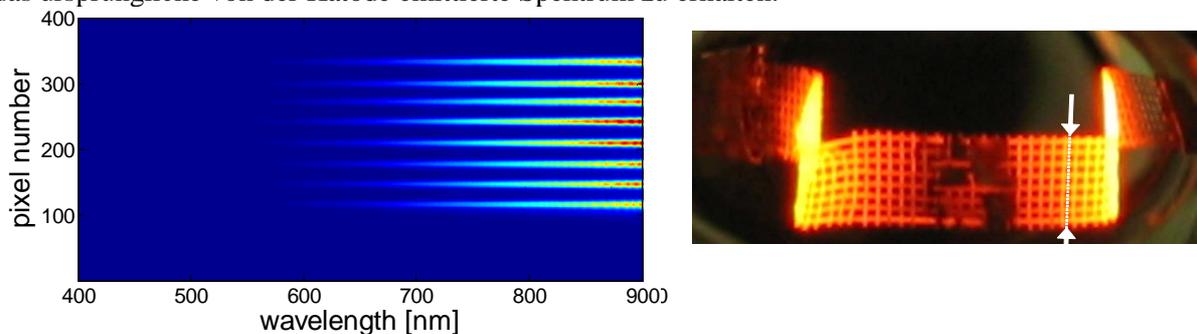
## Temperaturbestimmung der Katodenoberfläche

Die Temperatur der Katodenoberfläche wird durch Anpassung der PLANCKschen Strahlungsgleichung an das von der Oberfläche emittierte Strahlungsspektrum ermittelt. Diese Methode hat gegenüber einer pyrometrischen Temperaturmessung den Vorteil, dass der Emissionsgrad der Oberfläche nicht bekannt zu sein braucht. Zur Vereinfachung der Temperaturbestimmung wird angenommen, dass es sich bei der Katode um einen grauen Strahler handelt, also um einen Strahler, dessen Emissionsgrad nicht von der Wellenlänge abhängt. Die Abbildung 2 zeigt den verwendeten Versuchsaufbau.



**Abb. 2** Experimenteller Aufbau zur spektroskopischen Bestimmung der Katodentemperatur.

Mit Hilfe eines Objektivs wird ein vertikaler Ausschnitt der Katode auf den Eingangsspalt (60µm) eines 0,5m Spektrografen abgebildet. Der Spektrograf spaltet das einfallende Licht der Wellenlänge nach auf, so dass auf dem Chip der angeschlossenen CCD Kamera (1340 x 400 Pixel) ein zweidimensionales Bild entsteht, welches das vertikale Intensitätsprofil in Abhängigkeit von der Wellenlänge zeigt. In Abbildung 3 ist ein solches CCD-Bild für eine unbepastete vorgeheizte Geflechtelektrode ohne Entladung dargestellt. Diese spektrale Intensitätsverteilung wird durch die Gerätefunktion des gesamten optischen Systems (Objektiv, Spektrograf, CCD-Kamera)<sup>1</sup> dividiert, um das ursprüngliche von der Katode emittierte Spektrum zu erhalten.

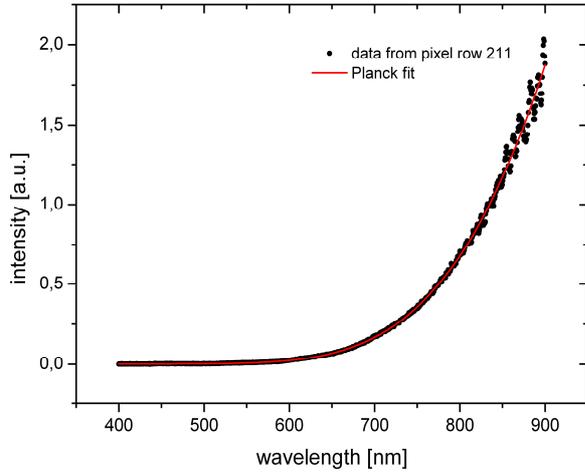


**Abb. 3** Wellenlängenabhängige Intensitätsverteilung (a) und Foto (b) einer vorgeheizten Netzelektrode mit Markierung des beobachteten Ausschnitts (Heizstrom: 4.3 A).

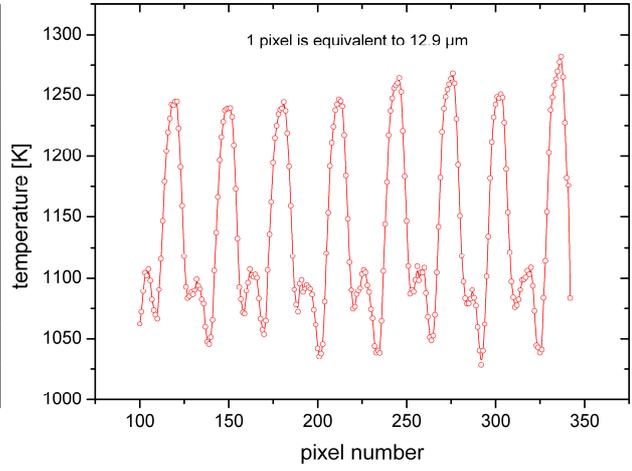
Zur Bestimmung der absoluten Temperatur auf der Katodenoberfläche wird dieses Spektrum pixelzeilenweise mit der PLANCKschen Strahlungskurve angefitet (Abbildung 4). Der daraus resultierende Temperaturverlauf ist in Abbildung 5 zu sehen. An den Stellen, an denen sich die 100 µm dicken stromdurchflossenen Eisendrähte befinden, sind die Temperaturen maximal und liegen ungefähr zwischen 1240 K und 1280 K. Die Temperaturen in den Maschen des Drahtgeflechts sind erheblich kleiner. Eine Aussage über die absolute Temperatur in diesen Bereichen lässt sich jedoch nur bedingt treffen, da diese Zwischenbereiche mit Gas gefüllt sind und damit nicht der Strahlungscharakteristik eines grauen Körpers entsprechen. In einem weiteren Experiment wird die

<sup>1</sup> Die Gerätefunktion wurde zuvor mittels kalibrierter Wolframbandlampe ermittelt.

Temperaturverteilung eines Brennflecks auf der Katodenoberfläche ermittelt. Da mit dem Vorhandensein einer Entladung im Spot-Mode zusätzlich zur thermischen Strahlung der Katode noch Spektrallinien auftreten, erschwert sich die oben beschriebene Fitprozedur erheblich, nämlich in dem Sinne, dass für jede Pixelzeile alle Spektrallinienintensitäten vom ermittelten Spektrum abgezogen werden müssen.

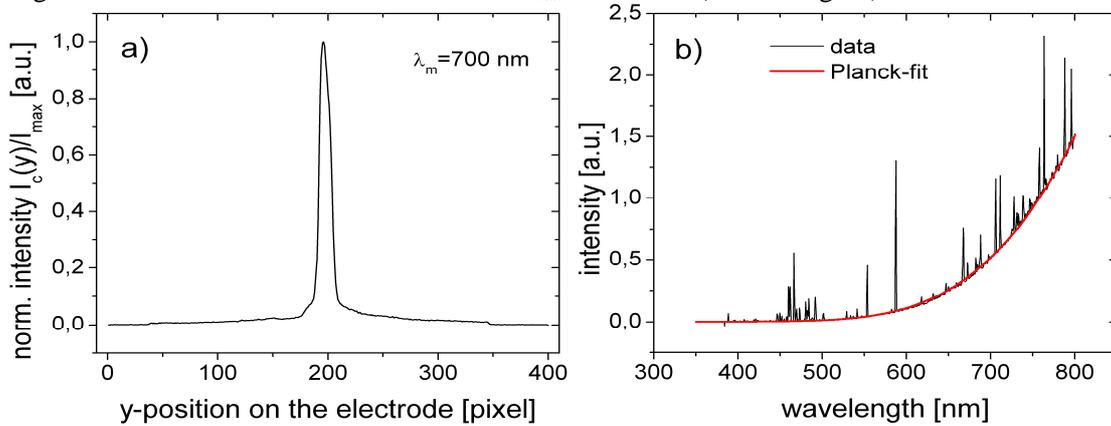


**Abb. 4** Spektrale Intensitätsverteilung und PLANCK-Fit zur Bestimmung der Temperatur (Pixelzeile 211).



**Abb. 5** Vertikale Temperaturverteilung einer unbepasteten vorgeheizten Geflecht-elektrode.

Unter der Annahme, dass der Emissionsgrad unabhängig von der vertikalen Position auf der Katodenoberfläche ist, vereinfacht sich jedoch das Verfahren. In diesem Fall genügt es, die normierte Intensitätsverteilung  $I_c(y)/I_{max}$  bei einer Wellenlänge  $\lambda_m$  (Abbildung 6a) sowie das Spot-Spektrum entlang der Pixelzeile mit maximaler Intensität  $I_{max}$  zu kennen (Abbildung 9b).



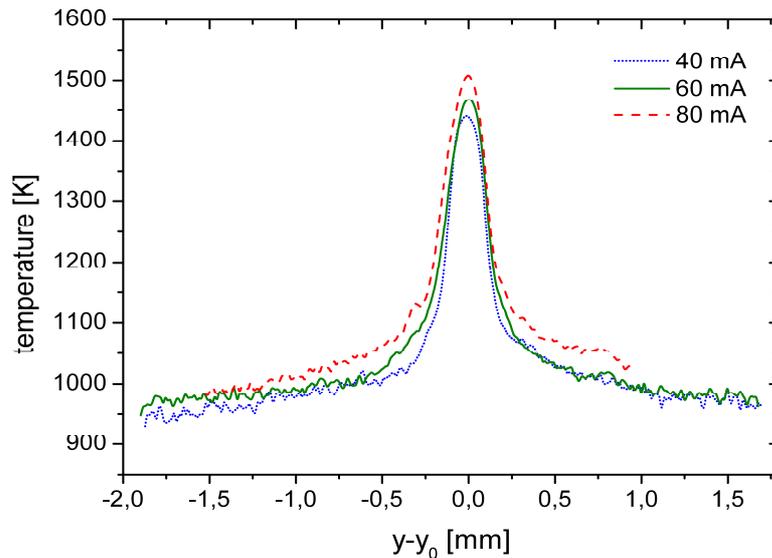
**Abb. 6** Spot Intensitätsprofil  $I_c(y)/I_{max}$  (a); Spot-Spektrum und PLANCK-Fit zur Bestimmung von  $T_{max}$  (b).

Aus diesem Spektrum wird mittels PLANCK-Fit die maximale Temperatur  $T_{max}$  bestimmt. Das Temperaturprofil  $T_c(y)$  kann dann mit folgender Beziehung berechnet werden:

$$T_c(y) = \left[ \frac{1}{T_{max}} - \frac{k_B \lambda_m}{h c} \ln \left( \frac{I_c(y)}{I_{max}} \right) \right]^{-1}, \quad (1)$$

( $k_B$  – BOLTZMANN-Konstante,  $h$  – PLANCKsches Wirkungsquantum,  $c$  – Lichtgeschwindigkeit). Die Abbildung 7 zeigt dieses Profil für verschiedene Entladungsströme. Darin sind ein äußerst steiler Temperaturanstieg um ca. 400 K innerhalb des Spots und ein leichter Temperaturanstieg in den Flügeln zu sehen. Dieses Temperaturprofil ist eine wesentliche Eingangsgröße für das Modell, da über

sie gemäß der RICHARDSON-Gleichung die Stromdichte der thermionisch emittierten Elektronen berechnet wird.

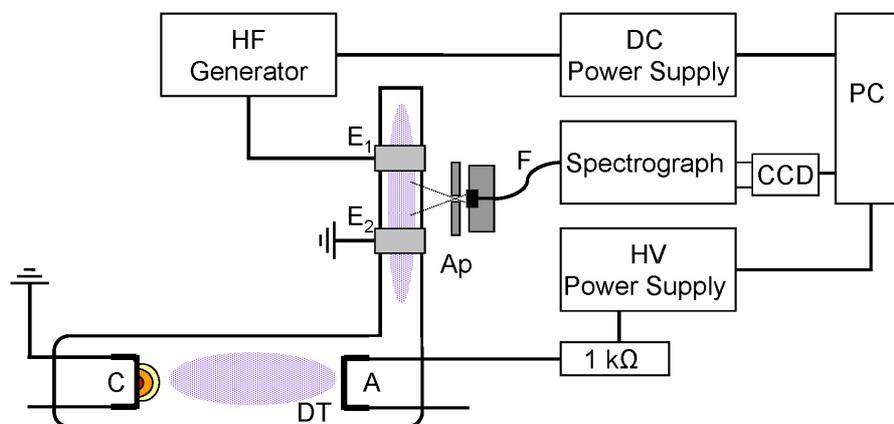


**Abb. 7** Ortsaufgelöste Profile der Katodentemperatur im Bereich des Brennflecks für verschiedene Entladungsströme.

#### Stabilität der Gasmischung

Das Ziel dieser Untersuchung ist es zu zeigen, dass sich das Partialdruckverhältnis zwischen Xenon und Helium beim Übergang von der Standard-Becherelektrode zur planaren Geflechtelektrode über die Brenndauer zugunsten einer niedrigeren Xe-Aufzehrung verbessert. Dazu werden die Intensitäten einer Xe- und einer He-Spektrallinie gemessen und ins Verhältnis gesetzt. Quantitative Aussagen über das Partialdruckverhältnis wären dann mittels eines umfangreichen reaktionskinetischen Modells möglich. Da aber der Fokus der Untersuchungen nicht so sehr auf quantitativen Ergebnissen, sondern vielmehr in einer qualitativen Bewertung der unterschiedlichen Aufzehrungseigenschaften beider Elektroden liegt, wird auf ein solches Modell nicht eingegangen.

Zur Bestimmung des Linienverhältnisses zwischen einer Xe- und einer He-Spektrallinie wird der in Abbildung 10 dargestellte Versuchsaufbau verwendet. Das Entladungrohr besteht im Wesentlichen aus zwei Bereichen. Im ersten Bereich ist die Katode angebracht und über einen Einschmelzstift mit der Masse verbunden.



**Abb. 8** Versuchsaufbau zur Bestimmung des Intensitätsverhältnisses zwischen einer Xe- und einer e-Spektrallinie. A: Anode (planare Eisengeflechtelektrode), Ap: Lochblende ( $\varnothing$  2 mm), C: Katode (industriell hergestellte Becherelektrode, Neon-Products GmbH), CCD: CCD-Kamera, DT: Entladungrohr, E<sub>1</sub> und E<sub>2</sub>: Kupferschellen (6 mm breit), PC: Computer.

Erste Untersuchungen zur Stabilität der Gasmischung (5 Torr He+2%Xe) einer Entladung (Gefäßvolumen = 50 cm<sup>3</sup>) mit planarer Netzkatode bei 100 mA im Spot-Mode wurden durchgeführt. Bewertet wurde das Verhältnis Da die unterschiedlichen Gasaufzehrungseigenschaften zweier verschiedenartiger Katoden untersucht werden soll, benötigt man dementsprechend zwei Entladungsrohre, von denen das erste Rohr eine industriell hergestellte Becherelektrode (Standard-Becherelektrode) mit einer Länge von 27 mm und einem Durchmesser von 12 mm und das zweite Rohr die planare Geflechtelektrode aus Eisen enthält. Beide Elektroden sind wie üblich mit einer Emitterschicht bepatet.

Als Anode dient eine planare Geflechtelektrode aus Eisen, die ebenfalls mit Emitterpaste überzogen und über einen 1 k $\Omega$ -Widerstand an die Hochspannungsquelle angeschlossen ist. Nach dem Einschalten dieser Hochspannung zündet zwischen beiden Elektroden ein Plasma, das kontinuierlich über die gesamte Brenndauer brennt. Der zweite Bereich des Rohrs dient zur Messung der Linienintensitäten. Dazu sind an einem besonders homogenen, dünnen Rohr ( $\varnothing$  12 mm), welches mit dem Entladungsvolumen des ersten Bereichs verbunden ist, zwei 6 mm breite Schellen aus Kupfer angebracht. Eine dieser Schellen ist an die Masse und die zweite an einen Hochfrequenzgenerator angeschlossen. Der Generator liefert ein Hochspannungssignal mit einer Ausgangsfrequenz von ca. 740 kHz und wird von einem Netzteil gespeist, das wiederum von einem Computer geschaltet wird. Nach dem Einschalten des Netzteils gelangt somit ein Hochspannungssignal auf eine der Schellen, was zur Ausbildung eines kapazitiv gekoppelten Plasmas führt. Die Strahlung dieses Plasmas gelangt über eine Lochblende ( $\varnothing$  2 mm) und einen anschließenden Lichtleiter in einen Spektrographen. Hier erfolgt nun die Messung der Linienintensitäten. Der Umweg über die kapazitiv gekoppelte Entladung wurde gewählt, da bei einer Linienintensitätsbestimmung ein stabiles Plasma Voraussetzung ist. Im ersten Bereich, in dem das für die Gasaufzehrung relevante Plasma brennt, ist, wie anfängliche Versuche gezeigt haben, die Stabilität des Plasmas für eine gewissenhafte Messung nicht ausreichend. Dies ist ganz besonders dann der Fall, wenn Messungen an dem zweiten Rohr, das statt der Standard-Becherelektrode die planare Geflechtelektrode aus Eisen enthält, durchgeführt werden. In diesem Fall bildet sich nämlich auf der Katode ein Brennfleck aus, der durch seine Wanderung auf der Oberfläche und den sich dadurch ständig verändernden Katodenfall das Plasma zwischen Anode und Katode stark beeinflusst. Die zur Linienintensitätsmessung verwendete kapazitiv gekoppelte Entladung bleibt jedoch von diesen Schwankungen unberührt. Um schon nach kurzen Brennzeiten Aufzehrungseffekte messen zu können, ist es notwendig die im Rohr enthaltene Gasmenge für einen festen Druck so klein wie möglich zu halten. Daher sind die Volumina beider verwendeter Rohre auf ein glasbläserisches Mindestmaß reduziert. In der Tabelle 1 sind neben den jeweiligen Entladungsstromstärken die über Ausliterungsverfahren bestimmten Volumina beider Rohre angegeben.

Rohr	Art der Katode	Rohrvolumen [ml]	Entladungsstrom [mA]
1	Standard-Becherelektrode	34	25
2	planare Geflechtelektrode	46	100

**Tab. 1** Parameterüberblick der beiden zur Gasaufzehrungsmessung verwendeten Rohre

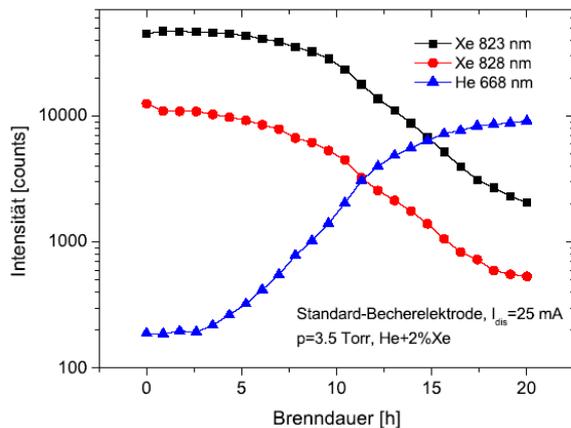
Befüllt wurden beide Rohre mit dem Gasgemisch He+2% Xe. Die Auswahl des Drucks musste vor dem Hintergrund einer möglichst hohen Gasaufzehrung unter Berücksichtigung der Erkenntnisse über die druckabhängige Aufzehrungsgeschwindigkeit und hinsichtlich eines stabilen Brennfleckbetriebs im Fall der planaren Geflechtelektrode erfolgen. Tendenziell ist für eine hohe Aufzehrungsgeschwindigkeit ein niedriger, für einen stabilen Brennfleckbetrieb jedoch ein hoher Druck zu wählen. Vorversuche zeigten, dass ein Druck von 3.5 Torr beiden Anforderungen gerecht wird.

Aus [Siegler1952] ist bekannt, dass an der Glaswand kapazitiv gekoppelter Entladungen ebenfalls eine Gasaufzehrung auftritt. Um die Xe-Konzentration nicht allein schon durch den Messvorgang wesentlich zu reduzieren, wurden die Brenndauer der Mess-Entladung mit 50 s sehr kurz und die Intervalle zwischen den Intensitätsmessungen mit 51 Minuten sehr lang gehalten. Zusätzlich zu diesen experimentellen Vorkehrungen wurde nach der eigentlichen Aufzehrungsmessung eine erneute Messung durchgeführt, bei der keine Entladung zwischen Katode und Anode brannte und somit der

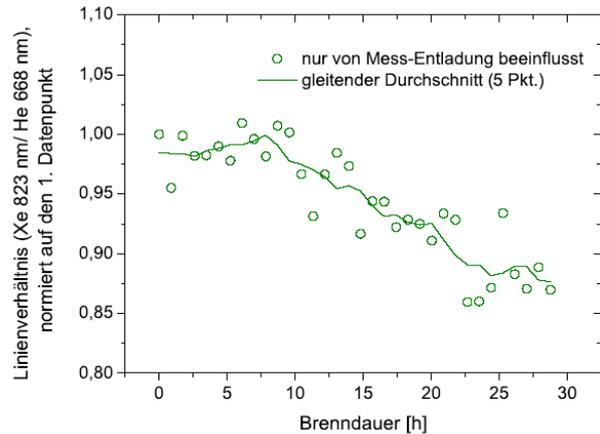
alleinige Einfluss der Mess-Entladung auf die Gasaufzehrung separiert und zur Korrektur der vorangegangenen Intensitätsmessungen verwendet werden konnte.

### Ergebnisse der Linienintensitätsmessungen und Diskussion

Die über die Brenndauer gemessenen Linienintensitäten am Rohr 1 mit Standardbecherelektrode als Katode sind in Abbildung 11 dargestellt. Deutlich sind die Abnahme der Xe-Linienintensitäten und der Anstieg der He-Line mit der Zeit ersichtlich.



**Abb. 9** Intensitäten der Xe-Linien bei 823 nm und bei 828 nm sowie der He-Line bei 668 nm in Abhängigkeit der Brenndauer bei einem Entladungsstrom von 25 mA und einem Druck von 3.5 Torr. Als Katode kam eine Standard-Becherelektrode zum Einsatz.



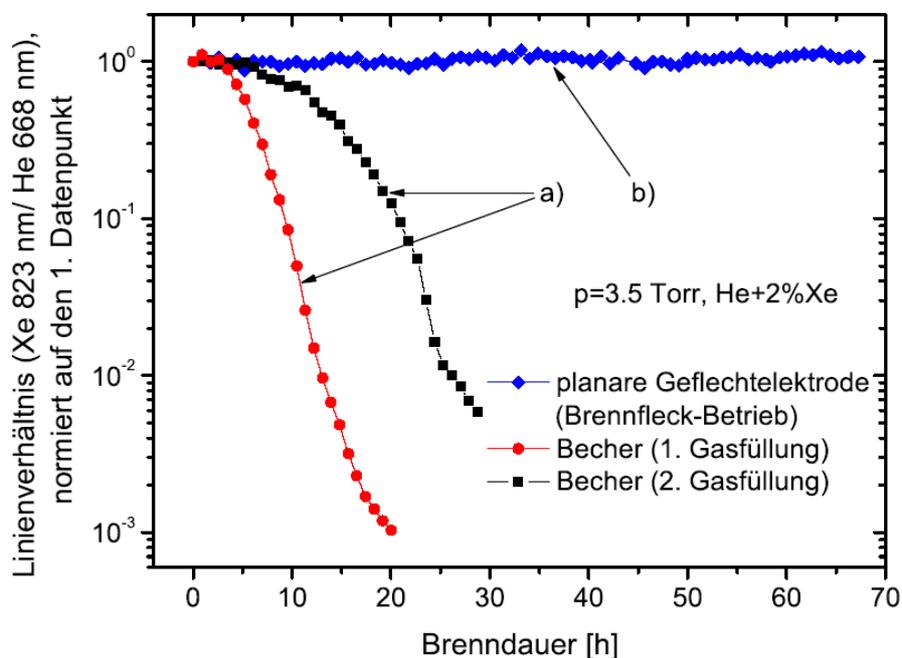
**Abb. 10** Untersuchung zum Einfluss der kapazitiv gekoppelten Mess-Entladung auf die Aufzehrung. Dargestellt ist das normierte Intensitätsverhältnis zwischen einer Xe-Linie (823 nm) und einer He-Linie (668 nm) in Abhängigkeit der Brenndauer bei einem Druck von 3.5 Torr.

Mit dem Wissen über die stark unterschiedlichen Ionisationsenergien von Xenon (12.13 eV) und Helium (24.56 eV) und unter Zugrundelegung eines Aufzehrungsprozesses lassen sich die qualitativen Kurvenläufe verstehen. Zu Beginn des Dauerbrennversuchs stehen die Xe- und He-Atome des Gasgemisches in einem festen vom Experimentator bestimmten Verhältnis zueinander. Nach dem Zünden der Entladung werden, aufgrund der viel geringeren Ionisationsenergie, im Wesentlichen Xe-Ionen durch Stöße mit Elektronen gebildet und im Katodenfall in Richtung Katode beschleunigt. Beim Auftreffen auf die Katodenoberfläche erfolgt eine Neutralisierung der Xe-Ionen unter Freisetzung von Energie. Der Großteil der neutralen Xe-Atome gelangt dann durch Konvektions- und Diffusionsprozesse zurück ins Gasvolumen. Der Rest wird jedoch in die Katode eingelagert und verbleibt dort. Dementsprechend verschiebt sich das Mischungsverhältnis der beiden Gaskomponenten mit steigender Brenndauer zu Helium hin. Da nun immer weniger Xe-Atome im Gas vorhanden sind, sinkt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron auf ein verbleibendes Xe-Atomen trifft und seine Energie an dieses überträgt. Stattdessen kann das Elektron im elektrischen Feld soviel Energie gewinnen, dass es in der Lage ist, He-Atome anzuregen und zu ionisieren. Dadurch kommt es, wie beobachtet, zu einem Absinken der Xe- und zu einem Anstieg der He-Linienintensitäten mit steigender Brenndauer. Bei genauerer Betrachtung der gemessenen Linienintensitätsverläufe ist nach ca. 15 h ein Abflachen der Anstiege ersichtlich. Dieses Abflachen ist, im Einklang mit der obigen Theorie, dadurch erklärbar, dass nun überwiegend He-Ionen im Katodenfall beschleunigt und in die Katode eingelagert werden. In Folge dessen wird das bereits in die Katode eingelagerte Xenon teilweise herausgetrieben, wodurch im Gasraum wieder mehr Xe-Atome zur Verfügung stehen. Aufgrund seiner niedrigen Ionisierungsenergie wird dieser Xenonüberschuss jedoch bevorzugt ionisiert und erneut in Richtung Katode beschleunigt, um dort wieder einen Teil des Heliums auszutreiben. Zwangsläufig stellt sich somit im Gas ein Gleichgewicht zwischen He- und Xe-Konzentration ein, was zu der beobachteten Sättigung in den Linienintensitäten beider Spezies führt.

Die nebenstehende Abbildung 11 zeigt das normierte Linienverhältnis zwischen der Xe-Spektrallinie (823 nm) und der He-Spektrallinie (668 nm) für den Fall, dass keine Entladung zwischen Katode und

Anode brennt und somit einzig die kapazitiv gekoppelte Mess-Entladung für eine Änderung des Linienverhältnisses sorgt. Aus der Grafik geht hervor, dass ihr Einfluss auf das Linienverhältnis nach einer Gesamtmessdauer von fast 30 h nachweisbar, wenn auch gering, ist. Das liegt nicht zuletzt an den kurzen Messzeiten, in denen die kapazitiv gekoppelte Mess-Entladung brennt. So ergibt die Aufsummierung ihrer einzelnen Brennzeiten lediglich eine Gesamtbrenndauer von ca. 28 Minuten. Erstaunlich ist, dass schon bei dieser geringen Brenndauer eine Änderung im Intensitätsverhältnis nachgewiesen werden kann. Dies unterstreicht die Notwendigkeit, besonders für Untersuchungen mit einer Gesamtmessdauer von mehr als 30 h, den Einfluss der kapazitiv gekoppelten Mess-Entladung zu erfassen und rechnerisch zu entfernen. Aus Gründen der Vergleichbarkeit wurde diese Korrektur generell bei allen Messungen durchgeführt.

Setzt man die experimentell ermittelten Linienintensitäten Xe (823 nm) und He (668 nm) aus dem Versuch mit der Becherelektrode in gleicher Weise wie in Abbildung 11 geschehen ins Verhältnis, so erhält man den in Abbildung 12 gezeigten Verlauf (rote Kurve). Aus diesem lässt sich qualitativ eine starke Abnahme des Xe-Partialdrucks ableiten, da bereits nach 20 h Brenndauer das Xe-He-Linienverhältnis um 3 Größenordnungen abgefallen ist.



**Abb. 11** Darstellung des normiertes Intensitätsverhältnis zwischen der Xe-Spektrallinie (823 nm) und der He-Spektrallinie (668 nm) für einen Druck von 3.5 Torr. a) Verwendung einer Standard-Becherelektrode bei einem Entladungsstrom von 25 mA, wobei das Entladungsrohr 20 h mit der ersten Gasfüllung brannte, abgepumpt, neu befüllt und anschließend mit der zweiten Gasfüllung betrieben wurde. b) Verwendung einer planaren Netzelektrode im Brennfleckbetrieb bei einem Entladungsstrom von 100 mA.

Diese starke Änderung ist auch optisch gut zu beobachten. Zu Beginn der Messung hat der vom Auge wahrgenommene Anteil der Plasmastrahlung eine lila Färbung, wohingegen mit fortschreitender Brenndauer ein kontinuierlicher Farbumschlag zum Orange hin stattfindet. Des Weiteren wurde nach diesem ersten Brennversuch das Rohr erneut befüllt und die Messung in gleicher Weise wiederholt (schwarze Kurve). Es zeigt sich, dass die Gasaufzehrung von der Vorgeschichte der Katode abhängt. Das äußert sich dadurch, dass das Xe-He-Linienverhältnis im Vergleich zur ersten Füllung deutlich langsamer abfällt. Vermutlich ist eine zuvor bereits mit Gas beladene Katode nicht in der Lage, die gleiche Gasmenge pro Zeiteinheit wie eine unbeladene Katode aufzunehmen. Zusätzlich zu den Ergebnissen an der Standard-Becherelektrode ist in der Abbildung 11 das Xe-He-Linienverhältnis, dass unter Verwendung einer unbenutzten planaren Netzelektrode ermittelt wurde, dargestellt (blaue

Kurve). Innerhalb der betrachteten Messdauer von beinahe 70 h lässt sich hierbei keinerlei Abnahme des Linienverhältnisses beobachten. Daraus folgt, dass das Partialdruckverhältnis zwischen Xenon und Helium unter den verwendeten Versuchsbedingungen ebenfalls unverändert bleibt. Im Vergleich zu den Experimenten an der Standard-Becherelektrode tritt diese Tatsache besonders deutlich hervor. Zur wissenschaftlichen Interpretation dieses Ergebnisses bedarf es einer Analyse der Unterschiede beider Versuche. Wie aus Tabelle 1 deutlich wird, ist das Rohrvolumen im Fall der planaren Geflechtelektrode um 35 % größer als das Volumen des Rohrs mit Becherelektrode. Dadurch verlängert sich zwar die Aufzehrungszeit, jedoch nicht im beobachteten Maße. Hinzu kommt, dass die Entladung mit planarer Geflechtelektrode einem 4-mal höheren Strom ausgesetzt ist. Aufgrund der Proportionalität des Entladungsstroms zur Aufzehrungsgeschwindigkeit ließe sich in Folge dessen trotz größeren Rohrvolumens eine schnellere Aufzehrung erwarten. Da dem nicht so ist, muss es noch einen anderen, viel einflussreicheren Unterschied geben.

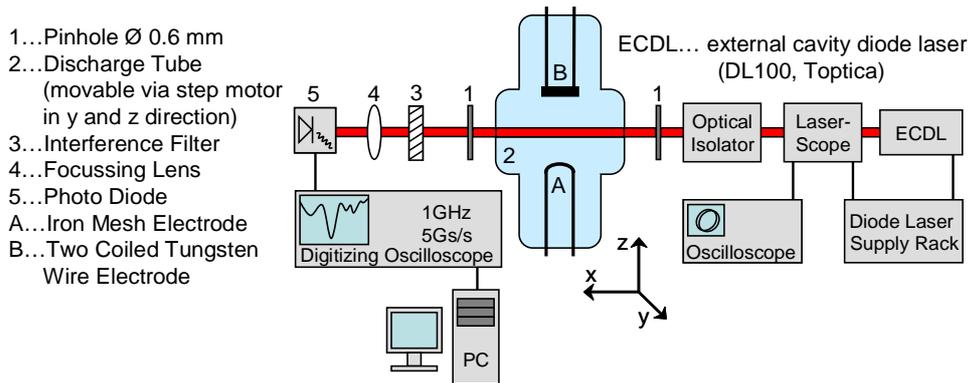
Diesen findet man beim Vergleich der verschiedenen Emissionsmechanismen. So bildet sich auf der planaren Geflechtelektrode im Gegensatz zur Becherelektrode ein heißer Brennfleck mit einer Temperatur von über 1400 K und einem Durchmesser von ca. 1 mm aus. Da der überwiegende Teil der Ionen in diesen heißen Brennfleck hinein beschleunigt wird, leisten die anderen Bereiche der Katodenoberfläche keinen nennenswerten Beitrag zum Emissionsprozess. So kann sich wenn, dann nur im Bereich des Brennflecks Gas in die Katode einlagern. Da jedoch die Temperatur derart hoch ist, gelangt bereits eingelagertes Gas leicht wieder an die Oberfläche und in den Gasraum zurück.

Ganz anders verhält es sich bei den Becherelektroden. Hier erfolgt die Emission der Ladungsträger in Relation zum Brennfleck in nahezu homogener Weise über die gesamte Innenoberfläche. Da die Ionen in diesem Fall auf eine größere Fläche treffen, ist die Ionenstromdichte an der Katodenoberfläche geringer als im Fall der Geflechtelektrode mit Brennfleck. Dies bedingt eine erheblich niedrigere Temperatur der Katode, welche eigenen Messungen zufolge unterhalb von 600 K liegt. Den potentiell über die ganze Fläche eingeschlossenen Xe-Teilchen ist es demnach nicht mehr so leicht möglich, aus der Katode zu entweichen. Hinzu kommt, dass in diesem Temperaturbereich die thermische Emission von Elektronen so gut wie keine Rolle spielt und einzig der  $\gamma$ -Mechanismus für den notwendigen Elektronennachschub sorgt. Da die thermische Emission von Elektronen aber sehr viel effizienter als die Emission in Folge des  $\gamma$ -Mechanismus ist, stellt sich an der Becherelektrode im Gegensatz zur planaren Geflechtelektrode ein um ca. 100-150 V höherer Katodenfall ein, was die Gasaufzehrung tendenziell begünstigt.

Zusammenfassend lassen sich zum Einen die hohe Brennflecktemperatur und die dadurch bedingte sofortige Wiederaustragung des eingelagerten Gases und zum Anderen der geringere Katodenfall als Ursachen für die beobachtete Konstanz im normierten Xe-He-Linienverhältnis unter Verwendung der planaren Geflechtelektrode identifizieren, wobei der größte Einfluss vermutlich der hohen Brennflecktemperatur zuzuschreiben ist.

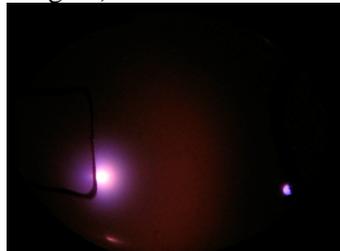
### ***LAAS zur Gastemperatur- und Teilchendichtebestimmung am Spot***

Zwei weitere Größen, die zum einen ebenfalls als Eingangsgröße des Modells und zum anderen zur Modellverifizierung dienen, sind die Gastemperatur und die Teilchendichte der metastabilen Xenonatome in der Nähe des Brennflecks. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 10 zu sehen.



**Abb. 12** Experimenteller Aufbau zur Messung der axialen Gastemperatur und der orts aufgelösten Xe-Teichendichte.

Er besteht im Wesentlichen aus einer durchstimmbaren Laserquelle, dem Entladungsrohr, einem Fotodetektor sowie einem Auswertungscomputer. Das Entladungsrohr, welches mit einem Gasgemisch aus He+2%Xe bei einem Druck von 5 Torr gefüllt ist, lässt sich außerdem mit Hilfe zweier Schrittmotoren in y- und z-Richtung verschieben. Die Entladung selbst wird im Spot-Mode betrieben (siehe Abbildung 11).



**Abb. 13** Foto der Entladung im Spot-Mode (Entladungsstrom 40 mA).

Die Grundlage für die Ermittlung der Gastemperatur und der Besetzungsdichte bildet die Linienprofilfunktion  $P(\lambda)$  des Xenon Atom Übergangs  $6p[3/2]_2 \leftarrow 6s[3/2]_2$  (823nm). Für ihre Bestimmung sind vier Messungen notwendig. Die erste Messung dient der wellenlängenabhängigen Bestimmung der Intensität  $I_0(\lambda)$  der Laserstrahlung bei ausgeschaltetem Plasma. Hierbei werden die Transmissionseigenschaften aller optischen Komponenten im Strahlengang erfasst und die Leistungsmodulation des Lasers berücksichtigt. In der zweiten Messung wird die bei der ersten Messung noch unberücksichtigte Hintergrundstrahlungsintensität  $I_h(\lambda)$  ermittelt, bei der die Entladung als auch der Laser abgeschaltet sind. Die eigentliche Absorptionsmessung erfolgt anschließend, indem die Intensität  $I(\lambda)$  der transmittierten Laserstrahlung in Abhängigkeit der Laserwellenlänge bei eingeschaltetem Plasma bestimmt wird. Da die Eigenstrahlung des Plasmas dem Absorptionssignal überlagert ist, muss in einer vierten Messung dieser Eigenstrahlungsintensitätsanteil  $I_e(\lambda)$  bestimmt werden (Plasma an, Laser aus). Aus diesen gemessenen Intensitäten ergibt sich die wellenlängenabhängige optische Tiefe  $\tau(\lambda)$  zu

$$\tau(\lambda) = -\ln \left( \frac{I(\lambda) - I_e(\lambda)}{I_0(\lambda) - I_h(\lambda)} \right) \quad (2)$$

Die Linienprofilfunktion  $P(\lambda)$  erhält man dann aus der Normierungsbedingung

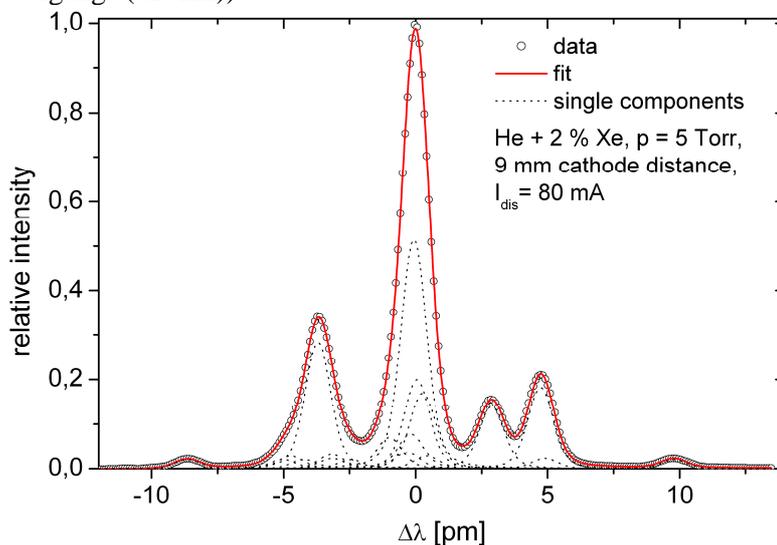
$$P(\lambda) = \frac{\tau(\lambda)}{\int_{-\infty}^{+\infty} \tau(\lambda) d\lambda} \quad (3)$$

Zur Bestimmung des axialen Gastemperaturverlaufs (z-Richtung) werden mit Hilfe des Schrittmotors verschiedene axiale Positionen angefahren und jeweils die Linienprofilfunktionen  $P(\lambda, z)$  für Entladungsströme von 40mA und 80mA aufgenommen. Die vertikale Position (y-Richtung) ist dabei konstant und so gewählt, dass sich der Laserstrahl in der Mitte des Spots befindet. Um Fehler der Einzelmessung zu minimieren, wird die Linienprofilfunktion 6-mal gemessen und ihr Mittelwert

bestimmt. In Abbildung 12 ist die auf Maximalwert eins normierte Linienprofilfunktion des oben genannten Übergangs dargestellt. Aufgrund der neun stabilen Xenon Isotope besteht sie aus einer Vielzahl von Hyperfeinstrukturkomponenten, welche jeweils durch ein VOIGT-Profil approximiert werden können. Jedes dieser Profile unterliegt verschiedenen Verbreiterungsmechanismen, von denen die DOPPLER- und die VAN DER WAALS-Verbreiterung den größten Einfluss haben. Der Anteil der natürlichen Linienbreite, Resonanz- und STARK-Verbreiterung zur Gesamtverbreiterung ist unter den vorherrschenden Entladungsbedingungen vernachlässigbar gering. Die Gastemperatur  $T_G$  wird aus der DOPPLER-Verbreiterung der Hyperfeinprofile bestimmt. Dazu muss die Superposition der einzelnen VOIGT-Profile mittels nichtlinearem Fit an die Profilfunktion angepasst werden. Als Ergebnis daraus erhält man die Halbwertsbreiten der VOIGT-Profile, welche einen GAUß- und einen LORENTZ-Anteil besitzen. Die volle Halbwertsbreite  $\Delta\lambda_G$  des GAUß-Anteils wird wiederum ausschließlich von der DOPPLER-Verbreiterung und damit von der Temperatur des Gases bestimmt. Ist die Halbwertsbreite  $\Delta\lambda_G$  bekannt, lässt sich die Gastemperatur  $T_G$  aus folgender Beziehung berechnen,

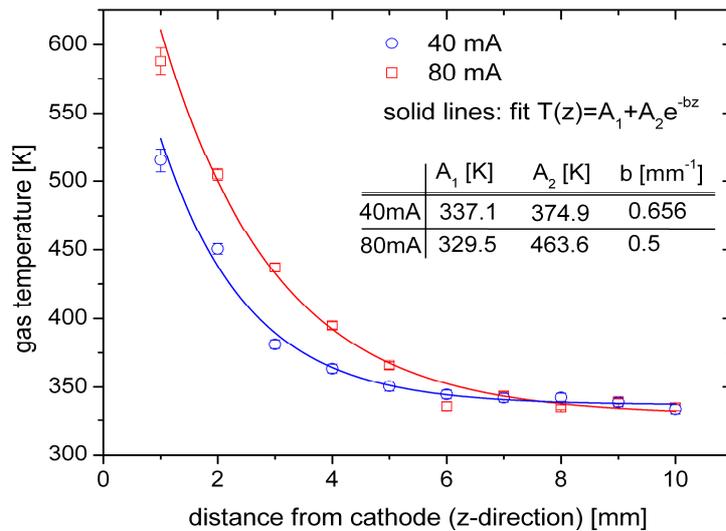
$$T_G = \frac{m_A \cdot c^2 \cdot \Delta\lambda_G^2}{8 \cdot \ln 2 \cdot k_B \cdot \lambda_c^2} \quad (4)$$

( $m_A$  - Isotopenmasse,  $c$  - Lichtgeschwindigkeit,  $k_B$  - BOLTZMANN-Konstante,  $\lambda_c$  - Zentralwellenlänge des Übergangs (823nm)).



**Abb. 14** Fit der Xe  $6p[3/2]_2 \leftarrow 6s[3/2]_2$  (823nm) Linienprofilfunktion; die gestrichelte Linien kennzeichnen die VOIGT-Profile jeder einzelnen Hyperfeinstrukturkomponente.

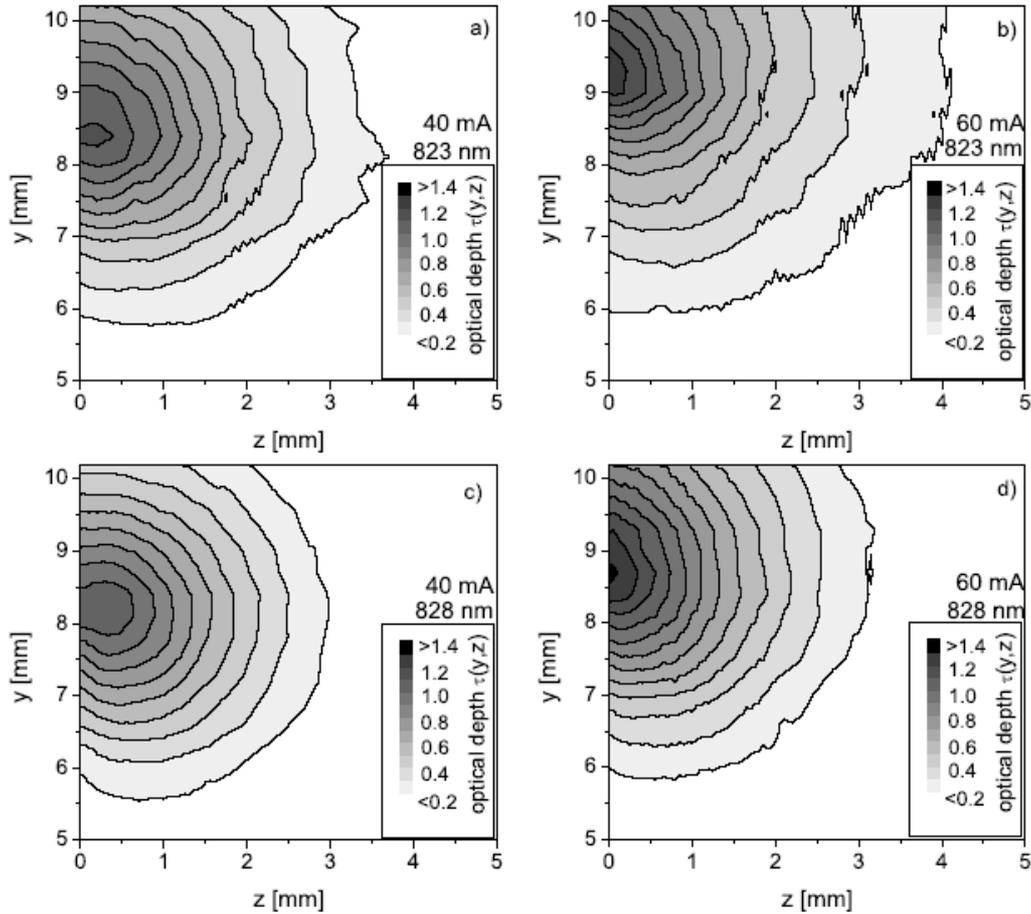
Die experimentell ermittelten axialen Gastemperaturen  $T_G(z)$  für zwei verschiedene Entladungsströme zeigt die Abbildung 13.



**Abb. 15** Axiales Profil der Gastemperaturen für zwei verschiedene Entladungsströme.

Unmittelbar vor der Elektrode ist eine unerwartet hohe Temperatur zu beobachten, die einen beträchtlichen Einfluss auf die Gasdichte in diesem Bereich hat.

Zur Ermittlung der zweidimensionalen orts aufgelösten Besetzungsdichte  $N_j(y, z)$  wird ein zusätzlicher Schrittmotor verwendet, der die Verschiebung des Entladungsrohrs in  $y$ -Richtung ermöglicht. Des Weiteren wird der Laser nicht wie bei der Gastemperaturbestimmung an jedem Ort  $(y, z)$  durchgestimmt, sondern auf einer Laserwellenlänge  $\lambda_0$  konstant gehalten. Dies hat den Vorteil, dass hinsichtlich einer feinen Ortsauflösung die optische Tiefe  $\tau(y, z)$  erheblich schneller gemessen werden kann und damit die Wahrscheinlichkeit für eine Repositionierung des Brennflecks auf der Katode im Messzeitraum verringert wird. Die zweidimensionale optische Tiefe  $\tau(y, z)$  der Xe-Niveaus  $1s_4$  und  $1s_5$  ist für zwei verschiedene Entladungsströme in Abbildung 14 dargestellt, wobei die Ortsauflösung  $300 \mu\text{m}$  in  $y$ -Richtung und  $160 \mu\text{m}$  in  $z$ -Richtung beträgt.



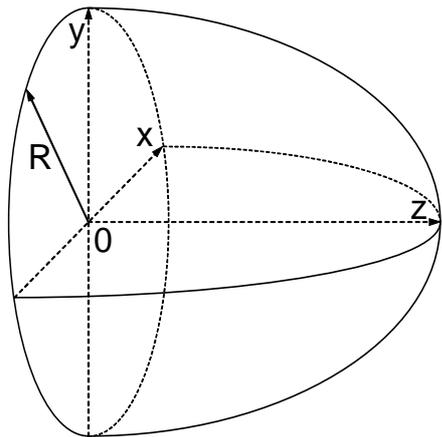
**Abb. 16** Ortsaufgelöste optische Dichteprofile der Xenonniveaus  $1s_5$  (a, b) und  $1s_4$  (c, d) für zwei verschiedene Entladungsströme von 40 mA (a, c) und 60 mA (b, d) als Ergebnis der LAAS-Messungen.

Zur Berechnung der absoluten Besetzungsdichteverteilung muss die optische Tiefe  $\tau(y, z)$  entabelt werden. Eine Vereinfachung dieses Problems wird durch die Annahme einer radialen Zylindersymmetrie, wie sie Abbildung 15 zeigt, erreicht. Dabei kennzeichnet der Koordinatenursprung zum einen die Katode (bei  $z = 0$ ) und zum anderen die Mitte des Spots in  $x$ - und  $y$ -Richtung. In Abbildung 16 ist der geometrische Zusammenhang zwischen der radialen Besetzungsdichteverteilung  $N_i(r)$  bei einer konstanten axialen Position  $z_0$  ( $xy$ -Ebene) und der optischen Tiefe  $\tau(y, z_0)$  dargestellt.

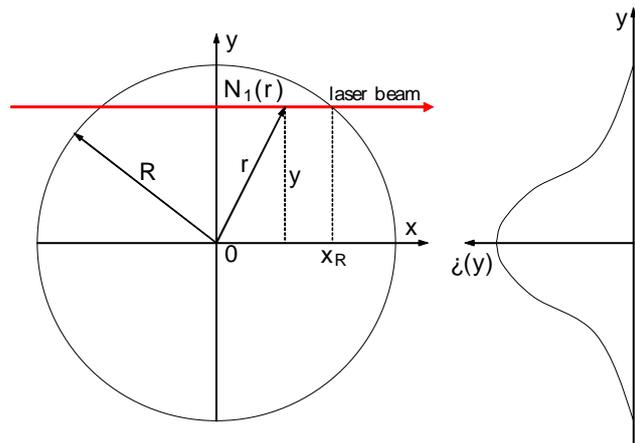
Der analytische Zusammenhang in kartesischen Koordinaten lautet dann gemäß des Beerschen Absorptionsgesetz (kleine Laserintensität, Vernachlässigung des Prozesses der spontanen Emission)

$$\tau(y, z_0) = 2 \sigma_{12} \cdot \int_0^{X_R} N_1(x, y, z_0) dx \quad \text{mit} \quad \sigma_{12} = \frac{e^2 \lambda_0^2 f_{12} P(\lambda_0)}{4 \epsilon_0 m_e c^2} \quad (5)$$

( $e$  - Elementarladung,  $f_{12}$  - Oszillatorenstärke des Übergangs  $\text{Xe } 6p[3/2]_2 \leftarrow 6s[3/2]_2$  (823nm),  $\epsilon_0$  - elektrische Feldkonstante,  $m_e$  - Elektronenmasse,  $c$  - Lichtgeschwindigkeit,  $P(\lambda_0)$  - Wert der Linienprofilfunktion bei der Wellenlänge  $\lambda_0$ ,  $X_R$  - Strecke von  $x = 0$  aus gesehen, nach der die Besetzungsdichte auf Null abgefallen ist).



**Abb. 17** Spotgeometrie zur Ermittlung der absoluten Besetzungsdichteverteilung durch ABEL-Inversion.



**Abb. 18** Geometrischer Zusammenhang zwischen Radialverteilung  $N_1(r)$  und der optischen Tiefe  $\tau(y)$ .

Der Linienprofilfunktionswert  $P(\lambda_0)$  ist streng genommen eine Funktion vom Ort. Aus der Gastemperaturbestimmung geht jedoch hervor, dass diese Ortsabhängigkeit relativ klein ist ( $P(z = 1\text{mm})/P(z = 9\text{mm}) \approx 0.95$ ). Deshalb geht in die Besetzungsdichteberechnung ein konstanter Wert der Linienprofilfunktion ein. Nach dem Übergang zur radialen Zylindersymmetrie verändert sich Gl. 5 zu

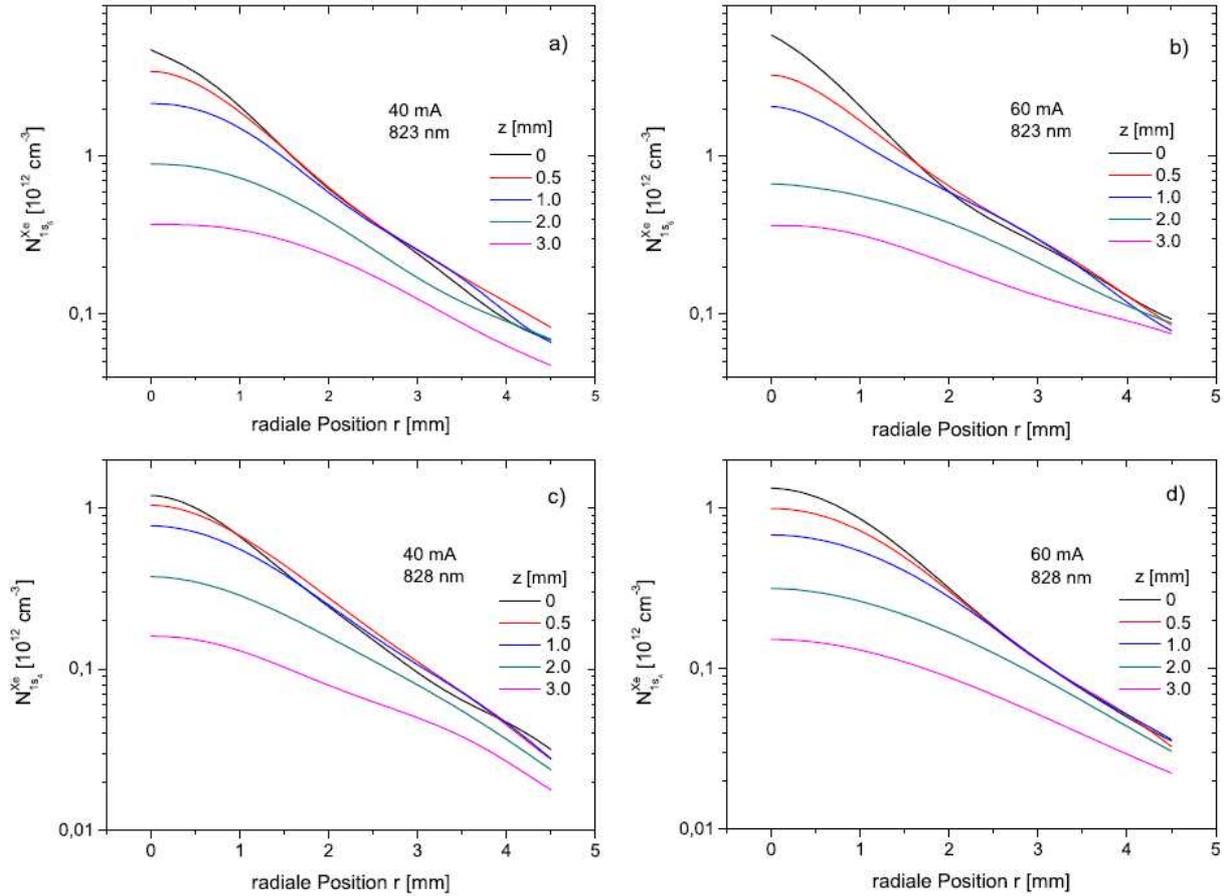
$$\tau(y, z_0) = 2 \sigma_{12} \cdot \int_y^R N_1(r, z_0) \frac{r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr \quad . \quad (6)$$

Diese Art von Gleichung wird als ABELSche Integralgleichung bezeichnet. Die Inversion von Gl. 6 liefert dann die unbekannte radiale Besetzungsdichteverteilung  $N_1$  in Abhängigkeit der experimentell bestimmten optischen Tiefe  $\tau$ , mit

$$N_1(r, z_0) = -\frac{1}{\pi \sigma_{12}} \cdot \int_r^R \frac{d\tau(y, z_0)}{dy} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad . \quad (7)$$

Die Ableitung der optischen Tiefe<sup>2</sup> nach  $y$  und die anschließende Integration werden jeweils numerisch für verschiedene axiale Positionen  $z_0$  ausgeführt. Die resultierende Besetzungsdichteverteilung ist in Abbildung 17 für einen Entladungsstrom von 40 mA dargestellt. Es wird deutlich, dass die Besetzungsdichte im Zentrum des Spots unmittelbar vor der Katode maximal ist und bei ca.  $3 \cdot 10^{12}$  Teilchen pro  $\text{cm}^3$  liegt. Nach einer Entfernung von 3mm sowohl in radiale als auch in axiale Richtung ist die Besetzungsdichte um ca. eine Größenordnung abgefallen.

<sup>2</sup> Zuvor erfolgt die Anpassung der optischen Tiefe mit einem Polynom höheren Grades, welches dann an Stelle der optischen Tiefe ABEL-transformiert wird.



**Abb. 19** Radialverteilung der Teilchendichte  $N(r)$  der Xenonniveaus  $1s_5$  (a, b) und  $1s_4$  (c, d) für verschiedene Katodenabstände  $z$  und für zwei verschiedene Entladungsströme von 40 mA (a, c) und 60 mA (b, d).

#### 1.2.1.4. Modellierung des katodennahen Plasmas

Die Zielstellung des Modells besteht darin, das in der Umgebung des Katodenspots sich ausbildende Plasma im Helium-Xenon-Gemisch theoretisch zu beschreiben und auf diese Weise Grundlagen für die Erfassung des Einbaus von Gasatomen in die Elektrode zu schaffen. Die Teilchendichte  $N$  des Gasgemisches  $N_{He} + N_{Xe} = 0.98N + 0.02N$  ergibt sich gemäß  $N = p/(k_B T_g)$  aus dem Druck  $p$  und der Temperatur  $T_g$  des Gases, die experimentell raum aufgelöst bestimmt worden ist.

Die theoretischen Untersuchungen erfolgten auf der Grundlage eines Fluidmodells, das das Verhalten der wichtigsten Teilchensorten beschreibt. Das Modell enthält Elektronen ( $e$ ), Heliumionen ( $He^+$ ), Xenonionen ( $Xe^+$ ), metastabile Heliumatome ( $He^*$ ) sowie Xenonatome im unteren metastabilen  $1s_5$ -Niveau ( $Xe^m$ ), im Resonanzniveau  $1s_4$  ( $Xe^r$ ), in einem Niveau ( $Xe^l$ ), in dem die Zustände  $1s_3$ ,  $1s_2$ , und  $2p_{10}$  zusammengefasst sind, in einem Niveau ( $Xe^p$ ), das die Zustände  $2p_{9, \dots, 5}$  umfasst sowie in einem höheren Niveau ( $Xe^h$ ). Dieses Modell stellt eine wesentliche Verbesserung gegenüber dem im Zwischenbericht dargestellten Stand dar und erlaubt nun auch die Berechnung der Dichte der Xenonatome im Resonanzniveau und deren Vergleich mit entsprechenden experimentellen Resultaten.

#### Gleichungssystem

Das Modell umfasst die Teilchenbilanzgleichungen

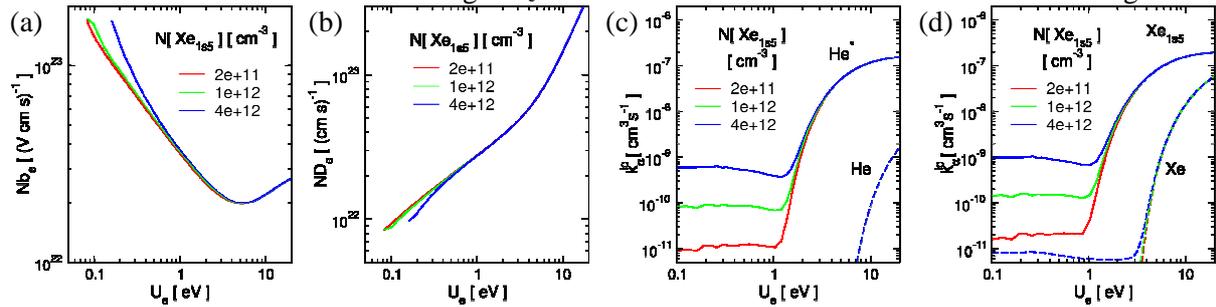
$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{j}_\alpha = S_\alpha, \quad \alpha = e, He^+, Xe^+, He^*, Xe^m, Xe^r, Xe^l \quad (8-12)$$

für jede Sorte mit der jeweiligen Teilchendichte  $n_\alpha$ , der Teilchenstromdichte  $j_\alpha$  und der Netto-Erzeugungsrate  $S_\alpha$ . Die Teilchenstromdichte der Ladungsträger wird gemäß Drift-Diffusionsnäherung  $\vec{j}_\alpha = b_\alpha \nabla V - D_\alpha \nabla \cdot n_\alpha$  mit Hilfe der Transportkoeffizienten Beweglichkeit  $b_\alpha$  und Diffusionskoeffizient  $D_\alpha$  dargestellt. Im Falle der angeregten Atome entfällt der driftgetriebene Anteil ( $b_\alpha = 0$ ). Das elektrische Potential  $V$  bzw. elektrische Feld  $\vec{E} = -\nabla V$  wird durch Lösung der POISSON-Gleichung

$$-\Delta V = \frac{e_0}{\epsilon_0} (n_{He^+} + n_{Xe^+} - n_e) \quad (13)$$

ermittelt. Die Netto-Erzeugungsrate  $S_\alpha$  der Ladungsträger enthält Stoßraten  $R$  für die Ionisation der Atome im Grundzustand sowie in angeregten Zuständen. In den Teilchenbilanzen der angeregten Atome werden Anregung, Abregung und Ionisation infolge von Stößen mit Elektronen, Penning-Ionisation sowie Strahlungsübergänge als Gewinn- bzw. Verlustprozesse berücksichtigt. Die jeweiligen Stoßraten bestimmen sich gemäß  $R_\alpha^\beta = n_e n_\alpha k_\alpha^\beta$  aus den Teilchendichten der Stoßpartner  $n_e$  und  $n_\alpha$  sowie den Ratenkoeffizienten  $k_\alpha^\beta$ .

Diese Ratenkoeffizienten  $k_\alpha^\beta$  der Elektronenstoßprozesse wie auch die Transportkoeffizienten  $b_e$  und  $D_e$  der Elektronen hängen stark vom kinetischen Verhalten der Elektronen ab. Daher wurden sie durch Lösen der kinetischen Gleichung der Elektronen gewonnen. Diese Berechnungen erfolgten unter Verwendung der räumlich homogenen BOLTZMANN-Gleichung und Berücksichtigung elastischer, anregender und ionisierender Stöße der Elektronen mit den Neutralteilchen. In Erweiterung des im Zwischenbericht vorgestellten Modells wurden auch Stöße (einschließlich abregender Stöße) mit angeregten Atomen berücksichtigt. Diese kinetischen Rechnungen wurden in einem weiten Bereich der elektrischen Feldstärke  $E$  und für verschiedene Dichten der angeregten Atome durchgeführt und lieferten auch jeweils die mittlere Energie der Elektronen. Letztlich wurden die erhaltenen Koeffizienten im System der Fluidgleichungen als Funktionen der mittleren Energie der Elektronen und der Dichte der metastabilen Xenonatomme verwendet. Als Beispiel sind in Abbildung 18 die reduzierten Transportkoeffizienten  $Nb_e$  und  $ND_e$  sowie die Ratenkoeffizienten  $k_\alpha^{io}$ ,  $\alpha = He, He^*, Xe, Xe^m$  als Funktionen der mittleren Energie  $U_e$  und der Dichte der metastabilen Xenonatomme dargestellt.



**Abb. 20** Beweglichkeit (a) und Diffusionskoeffizient (b) der Elektronen Feld sowie Ratenkoeffizienten für die Ionisation von Helium- (c) und Xenonatomme (d) als Funktionen der mittleren Elektronenenergie  $U_e$  und der Dichte der metastabilen Xenonatomme.

In den Verläufen der Ratenkoeffizienten ist ein ausgeprägtes Schwellverhalten in Abhängigkeit von der jeweiligen Ionisierungsenergie erkennbar. Neu im Vergleich zum Stand des Zwischenberichtes ist die ausgeprägte Abhängigkeit der Koeffizienten von der Dichte der angeregten Atome, die vor allem durch die Modifizierung der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen infolge abregender Stöße bei kleineren Feldstärken bzw. mittleren Energien hervorgerufen wird.

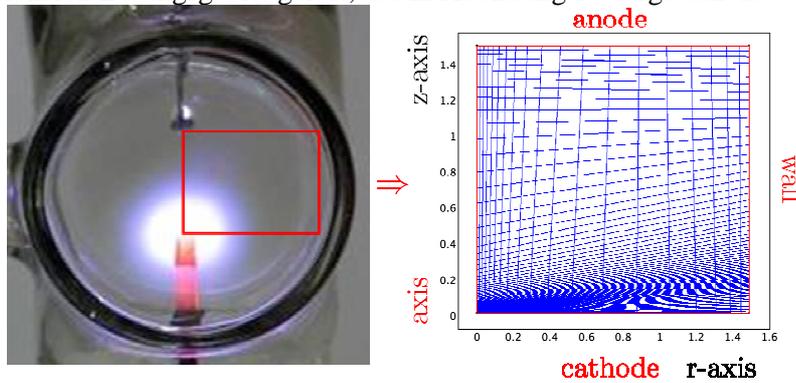
Um diese Koeffizienten im System der Fluidgleichungen verwenden zu können, muss im Rahmen dieses Systems die mittlere Energie  $U_e$  ermittelt werden. Dies wird ermöglicht durch Einbeziehung der Energiebilanzgleichung

$$\frac{\partial n_e U_e}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{j}_{eu} = \vec{j}_e \cdot \nabla V - P^{el} - P^{ex} - P^{di} - P^{si} + P^{sc} \quad (14)$$

der Elektronen, wobei die Energiestromdichte  $j_{eu}$  in analoger Form  $\vec{j}_{eu} = b_e^* \nabla V - D_e^* \nabla \cdot n_e$  durch die kinetisch ermittelten Transportkoeffizienten  $b_e^*$  und  $D_e^*$  des Energiestromes dargestellt wird. Die Energiebilanzgleichung enthält neben dem Energiegewinn aus dem Feld ( $\vec{j}_e \cdot \nabla V$ ) weitere Terme  $P^\beta$ , die den Energieverlust infolge von elastischen (el), anregenden (ex) und ionisierenden (di, si) Stößen und den Energiegewinn infolge von superelastischen Stößen (sc) beschreiben.

### Lösungsgebiet und Randbedingungen

Das System der Gleichungen (8-14) wurde in axialsymmetrischer Geometrie in einem zweidimensionalen Lösungsgebiet gelöst, das in Abbildung 19 dargestellt ist.



**Abb. 21** Approximation des Entladungsgebietes vor der Katode (links) durch ein axialsymmetrisches Lösungsgebiet (rechts).

Vereinfachend wurden Katode und Anode als kompakte Elektroden approximiert, die den gesamten Querschnitt der Entladung ausfüllen und in einem Abstand von 1.5 cm angeordnet sind. Das Entladungsvolumen wird durch eine dielektrische Wand, das Entladungsröhre mit einem Radius  $R$  von 1.5 cm abgeschlossen. Das Gleichungssystem (8-14) wurde als ein zeitabhängiger Relaxationsprozess in den stationären Zustand ausgehend von einem gewählten Anfangszustand gelöst. Dabei waren angemessene Randbedingungen erforderlich, um die am Spot ansetzende Entladung zu beschreiben. Die wesentliche Randbedingung ist dabei die Vorgabe des radialen Profils  $j_{em}(r)$  der Teilchenstromdichte der Elektronen infolge thermionischer Emission. Dieses Profil wurde mit Hilfe der RICHARDSON-Beziehung

$$j_{em}(r) = A_0 T_c(r)^2 e^{-\frac{(\varphi(T_c) - \varphi_s(E_z))}{k_B T_c}} / e_0, \quad A_0 = 120.2 A cm^{-2} K^{-1} \quad (15)$$

unter Verwendung des gemessenen Profils der Katodentemperatur  $T_c(r)$  sowie der empirischen Approximation [Moy68] für die Austrittsarbeit  $\varphi(T_c)[eV] = \varphi_0 + 5 \cdot 10^{-4} T_c[K]$  von (BaSrCa)O ermittelt. Neu gegenüber dem Stand des Zwischenberichtes ist die Einbeziehung der Schottky-Korrektur  $\varphi_s(E_z) = [(e_0^3 | E_z |) / (4\pi\epsilon_0)]^{1/2}$ , die von der sich aus der Rechnung ergebenden elektrischen Feldstärke  $E_z$  an der Kathode abhängt. Als Randbedingung für den gesamten Teilchenstrom der Elektronen aus der Elektrode wurde gemäß

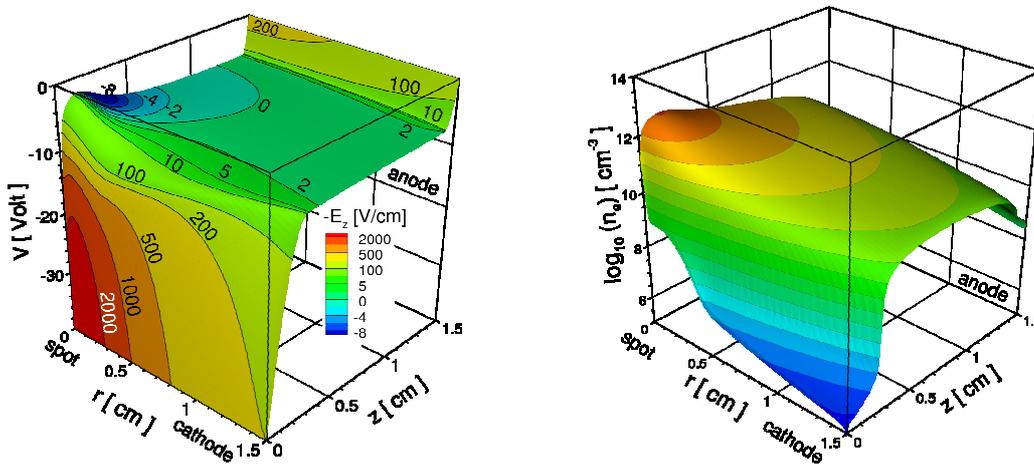
$j_{z,e}(r) = -\gamma(j_{z,Xe^+}(r) + j_{z,He^+}(r)) + j_{em}(r)$  die Summe von Sekundäremission infolge des Auftreffens von Xe- und He-Ionen mit dem angenommenen Sekundäremissionskoeffizienten  $\gamma = 0.1$  und der thermionischen Emission  $j_{em}(r)$  verwendet. Anstelle eines approximierten Profils für  $j_{em}(r)$  wurde nun Gleichung (15) direkt in der Randbedingung eingesetzt und eine Approximation für das gemessene Temperaturprofil  $T_c(r)$  verwendet.

Als Randbedingung für die Elektronen an der Anode sowie für die übrigen Teilchen an den Elektroden und der Rohrwand wurden Flussbedingungen [Hag00] verwendet. Ferner wurde Ambipolarität der Ströme an der Rohrwand gefordert. Weitere Randbedingungen betreffen die Festlegung des Potentials an Katode und Anode entsprechend der gemessenen Entladungsspannung.

## Ergebnisse

Einige ausgewählte Ergebnisse, die für einen Entladungsstrom von 40mA erhalten wurden, sind in den folgenden Abbildungen dargestellt.

In Abbildung 20 sind das elektrische Potenzial (Höhen links), das elektrische Feld (Konturen links), sowie die Elektronendichte (Höhendiagramm rechts) dargestellt.



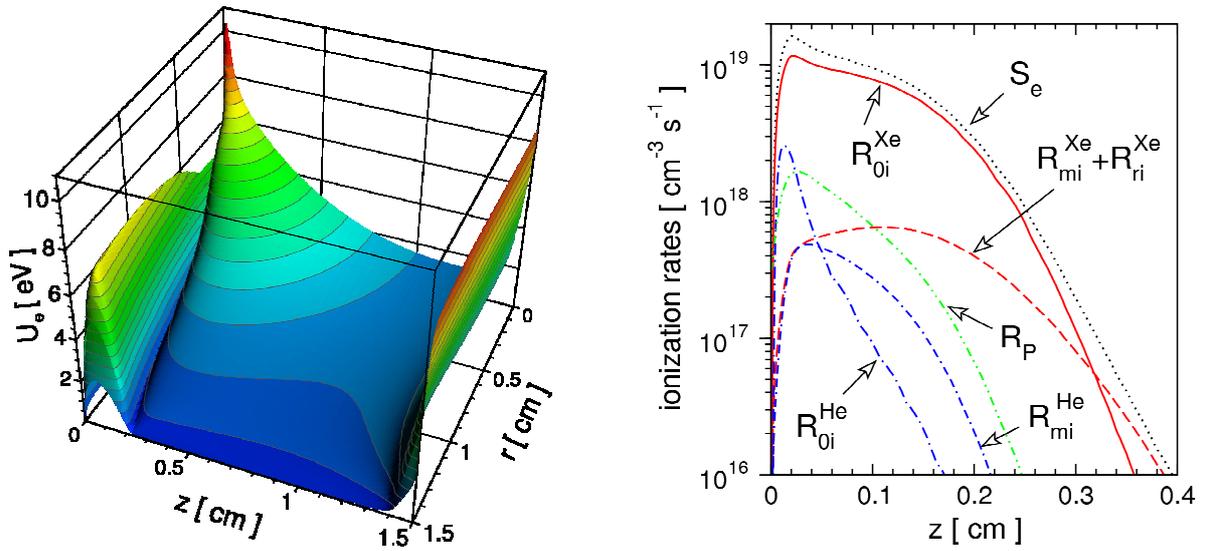
**Abb. 22** Elektrisches Potenzial und Feld (links) sowie Elektronendichte (rechts).

Die Abbildung lässt das steile Ansteigen des Potentials vor der Katode und insbesondere im Zentrum vor dem Spot erkennen. Hier werden Feldstärken von bis zu 2.5kV/cm erreicht. Das Potenzial erreicht ein lokales Maximum im Abstand von ca. 1 mm vor dem Spot. Daran schließt sich ein größerer Bereich an, in dem sich das elektrische Feld umkehrt. Dieser Bereich erstreckt sich bis nahezu an die Anode, wobei er sich auch radial ausdehnt. Neu gegenüber den im Zwischenbericht dargestellten Ergebnissen ist der ausgeprägte Anodenfall, der sich aus den realistischeren Randbedingungen ergibt. Die Elektronendichte steigt an der Katode ebenfalls sehr stark an und erreicht etwa 1 mm vor dem Spot mit einem Wert von etwa  $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  ein ausgeprägtes Maximum, von dem sie zur Anode um mehr als eine Größenordnung abfällt.

Abbildung 21 zeigt im linken Teil die mittlere Energie der Elektronen, die ein räumlich extrem inhomogenes Verhalten aufweist. Unmittelbar vor dem Spot werden auf Grund des starken elektrischen Feldes sehr hohe Werte (ca. 10eV) erreicht. Daran schließt sich ein sehr steiler Abfall in axialer und radialer Richtung an. In axialer Richtung fällt die mittlere Energie auf unter 2eV ab, vor der Wand ist sie kleiner als 0.5eV. Vor der Anode steigt die mittlere Energie erneut infolge des Anodenfalls an. Die höheren Werte im äußeren Bereich vor der Katode sind Ausdruck der dort vorliegenden geringen Elektronendichte.

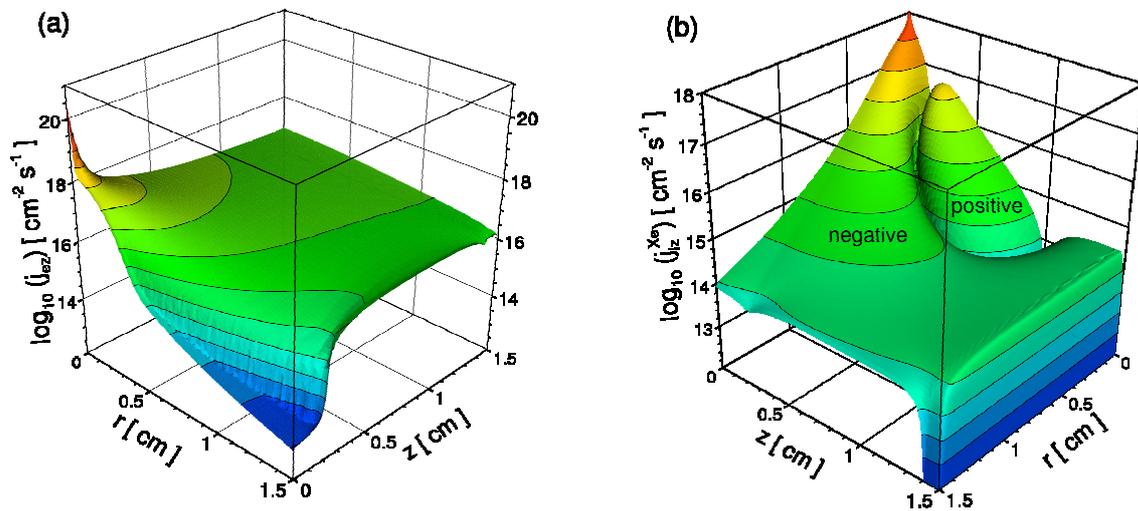
Das rechte Diagramm in Abbildung 21 zeigt die Axialprofile der verschiedenen Ionisationsraten sowie derer Summe  $S_e$ . Bis  $z=3\text{mm}$  dominiert die Ionisation infolge von Elektronenstößen mit Xenonatomen

im Grundzustand ( $R_{0i}^{Xe}$ ). Bei größeren Abständen von der Kathode überwiegt die Ionisation von angeregten Xenonatomen ( $R_{mi}^{Xe} + R_{ri}^{Xe}$ ). Direkt- und Stufenionisation von Helium ( $R_{0i}^{He}$  und  $R_{mi}^{He}$ ) sowie Penning-Ionisation ( $R_P$ ) sind nur unmittelbar an der Kathode von Bedeutung.



**Abb. 23** Mittlere Energie der Elektronen (links) und axiale Profile der Ionisationsraten bei  $r=0$  (rechts).

Die Axialkomponenten der Teilchenstromdichten der Elektronen und Ionen sind in Abbildung 22 dargestellt. Die durch Thermoemission hervorgerufene hohe Stromdichte der Elektronen fällt innerhalb eines Millimeters um etwa 2 Größenordnungen ab.

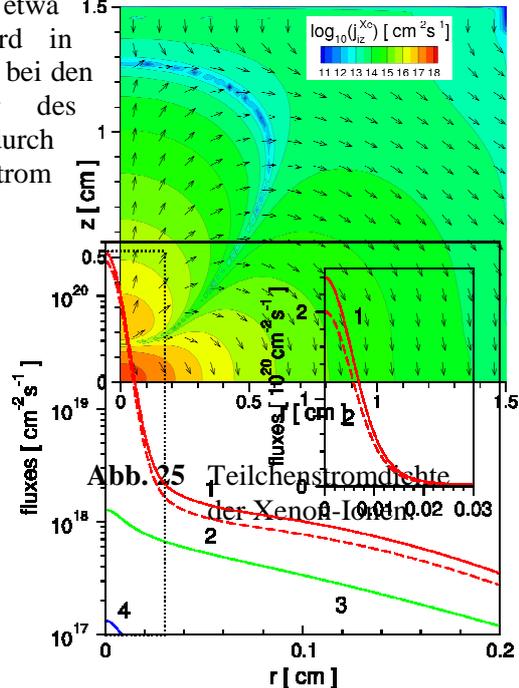


**Abb. 24** Axialkomponenten der Teilchenstromdichte der Elektronen (a) und Xenon-Ionen (b).

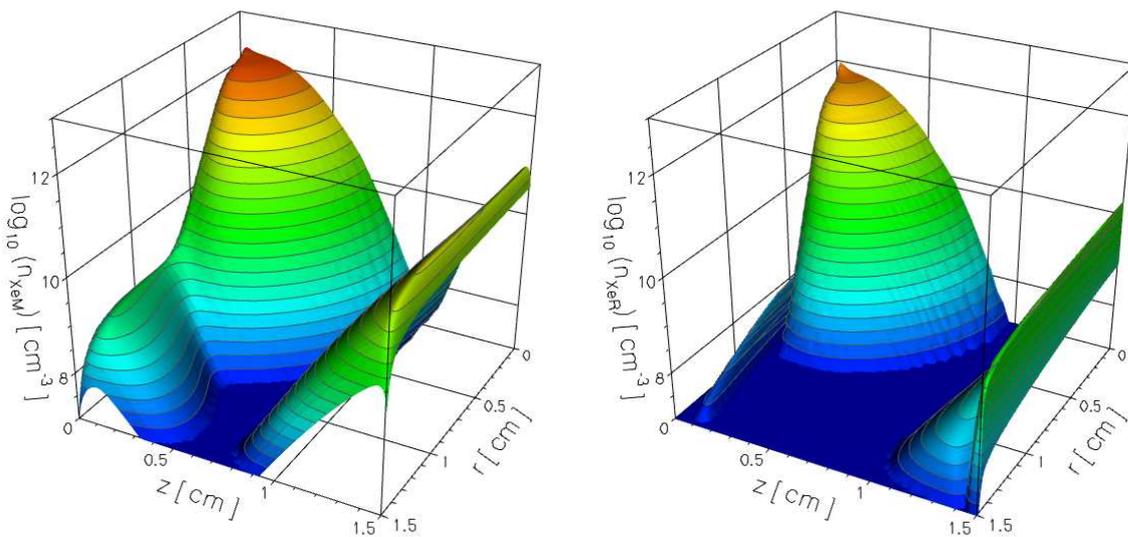
Entsprechend der erhaltenen Umkehr des elektrischen Feldes ergibt sich für die Teilchenstromdichte der Xenon-Ionen eine sehr komplexe zweidimensionale Struktur. Die Ionen strömen im Bereich der Feldumkehr in Richtung Anode und gelangen von der Anode über äußere Entladungsbereiche zur Kathode, wo sie am Spot die maximale Stromdichte von etwa  $1.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  erreichen. Diese Richtungsänderung wird in Abbildung 23 dargestellt. Eine vergleichbare Struktur ist bei den Elektronen nicht zu beobachten. Die Umkehr des feldgetriebenen Stromes wird im Falle der Elektronen durch einen starken zur Anode gerichteten Diffusionsstrom gegenkompensiert.

In Abbildung 24 sind die verschiedenen axialen Teilchenstromdichten unmittelbar an der Elektrodenoberfläche zusammengefasst. Der durch Thermoemission getriebene Elektronenstrom an der Kathode übersteigt den Ionenstrom am Spot um 2 Größenordnungen. Die Einbeziehung der Schottky-Korrektur führt zur Erhöhung des Thermoemissionsstromes im Spot um ca 20%. Obwohl der Thermoemissionsstrom in den Flügeln des Profils um etwa 2 Größenordnungen gegenüber dem Zentrum abgefallen ist, trägt dieser Teil wegen des größeren Querschnitts beträchtlich zum Gesamtstrom bei. Der Beitrag der Heliumionen zum Gesamtstrom ist unbedeutend.

In Abbildung 25 sind die Dichten der metastabilen Atome und die Dichten der Resonanzatome dargestellt. Letztere sind gegenüber dem Stand des Zwischenberichtes neu hinzugekommen. Ferner ist auch das Profil der metastabilen Atome infolge des verbesserten Angeregtenmodells breiter geworden. Das Maximum der Profile fällt mit dem Maximum der Elektronendichte sowie der mittleren Energie der Elektronen zusammen. Der zusätzliche Anstieg vor der Anode wird durch den Anodenfall hervorgerufen.

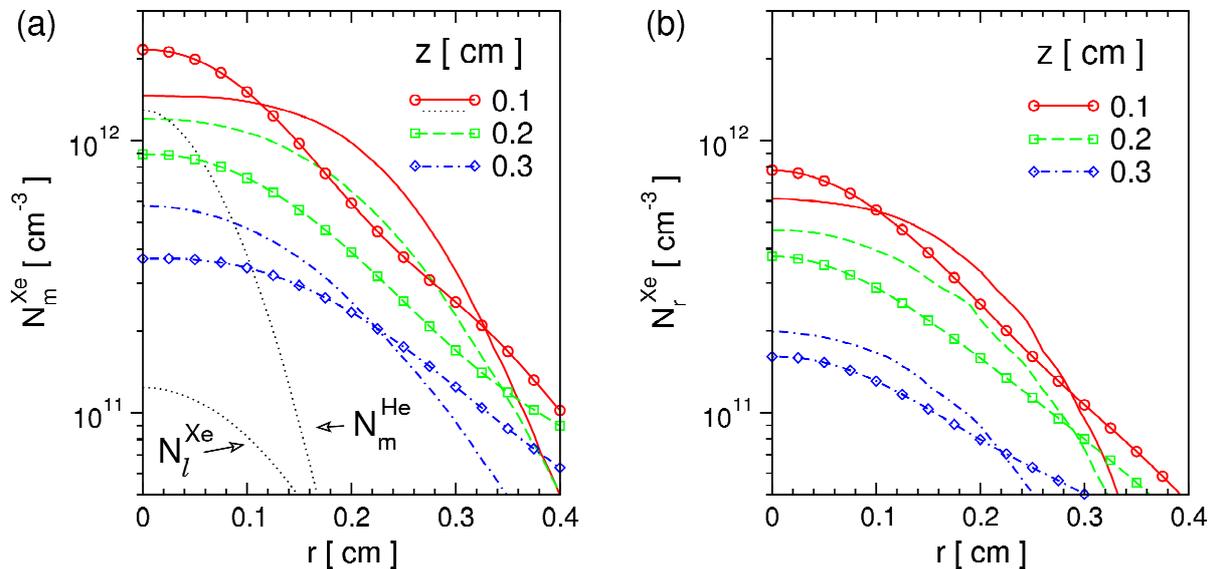


**Abb. 26** Teilchenstromdichten an der Kathode: Thermoemissionsstrom mit (1) und ohne (2) Schottky-Korrektur, Stromdichten der Xenon- (3) und Heliumionen (4).



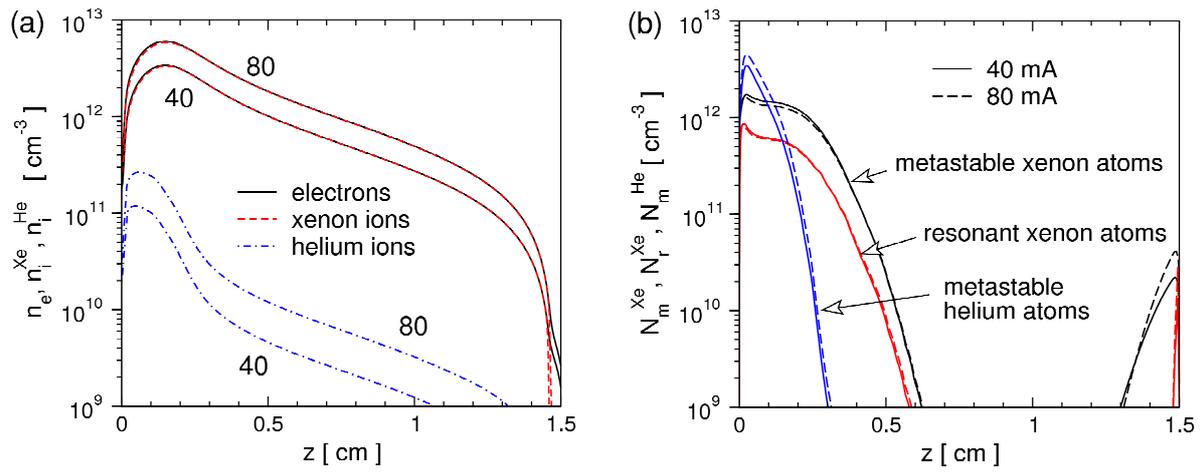
**Abb. 27** Teilchendichte der Xenon-Atome im metastabilen (links) und Resonanzniveau (rechts).

In Abbildung 26 werden die berechneten Radialprofile der metastabilen und Resonanzatome mit den jeweiligen gemessenen Ergebnissen verglichen. Angesichts der ausgeprägten räumlichen Inhomogenität der Entladung vor dem Spot wurde eine recht gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen von Experiment und Modell erreicht. Zusätzlich werden die Dichten der metastabilen Heliumatome und der Xenonateome im zusammengefassten Niveau  $\ell$  im linken Bild gezeigt. Die metastabilen Heliumatome erreichen nur unmittelbar vor der Katode eine merkliche Dichte.



**Abb. 28** Gemessene (Symbole) und berechnete (Linien) Radialprofile der Dichten der metastabilen (a) und Resonanzatome (b) an verschiedenen axialen Positionen. Zusätzlich werden die Dichten der metastabilen Heliumatome und der Xenonateome im zusammengefassten Niveau  $\ell$  im linken Bild gezeigt.

Die axialen Dichteprofile der Ladungsträger und angeregten Atome sind in Abbildung 28 dargestellt. Dabei werden die Ergebnisse für unterschiedliche Entladungsstromstärken miteinander verglichen. Die Dichten der Ladungsträger steigen etwa proportional mit der Entladungsstromstärke an, wobei das Profil etwa unverändert bleibt und ein Maximum bei ca  $z=1.5\text{mm}$  aufweist. Die Dichteprofile der angeregten Atome hängen schwächer von der Entladungsstromstärke ab. Das Maximum diese Profile liegt wesentlich dichter an der Katode bei  $z \sim 0.2\text{mm}$ ). Das Dichteprofil der metastabilen Heliumatome fällt wesentlich steiler als die Profile der angeregten Xenonateome ab. Dies wird durch die höhere Anregungsschwelle und die daher höhere erforderliche Elektronenenergie beim Helium hervorgerufen.



**Abb. 29** Axiale Dichteprofile der Ladungsträger (a) und angeregten Atome (b) für 40 und 80 mA bei  $r=0$ .

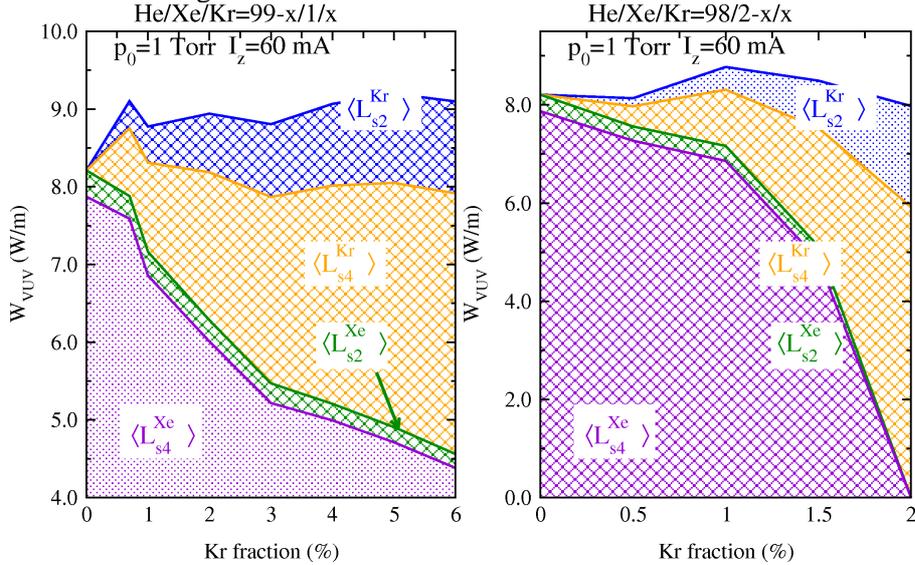
### 1.2.1.5 Erhöhung der Strahlungsleistung

In Absprache mit dem industriellen Partner sollten noch zusätzliche Untersuchungen zu möglichen Steigerung der Strahlungsleistung von Hg-freien Hochspannungsleuchtröhren auf Xe-Basis durchgeführt werden um eine Gebrauchswertssteigerung zu gewährleisten. Als Weg wurde die Zugabe einer weiteren VUV-emittierenden Komponente zur Anregung des Leuchtstoffes gewählt. Die Arbeiten erstreckten sich demzufolge auf ein 3-Komponenten-Gasgemisch, bestehend Helium-Xenon-Krypton. Die Charakterisierung der Strahlungsleistung erfolgte durch die Messung der Intensität des blauen Leuchtstoffes in präparierten Entladungsröhren bei einer Variation der Mischungsverhältnisse, des Gesamtdrucks und des Entladungsstromes. Parallel dazu wurde die gesamte VUV-Strahlungsleistung, bestehend aus der Xenonresonanzstrahlung (147 nm und 129 nm) und der Kryptonresonanzstrahlung (127 nm und 116 nm) für das Säulenplasma berechnet.

Die Beschreibung des Säulenplasmas im Gleichstrombetrieb umfasste die radial aufgelöste kinetische Behandlung der Elektronenkomponente unter besonderer Berücksichtigung der radialen Raumladungshalterung im zylindrischen Plasma. Zur selbstkonsistenten Berechnung des Raumladungsfeldes kam eine neu entwickelte stationäre Hybridmethode zum Einsatz, welche die hydrodynamischen Gleichungen der Ladungsträger und die Poissongleichung gekoppelt mit der Boltzmann-Gleichung der Elektronen löst. Die selbstkonsistente Bestimmung des heizenden axialen elektrischen Feldes basiert auf der gekoppelten Behandlung der Ladungsträgerbilanz und der Bilanz der Oberflächenladung auf der dielektrischen Rohrwand unter Einbeziehung relevanter Wechselwirkungsprozesse zwischen Plasma und Wand.

Mit dem Ziel, verschiedene Xenon-Edelgas-Mischplasmen zu beschreiben und die jeweils wichtigsten Elektronen-Neutralteilchen-Stoßprozesse und Schwerteilchenreaktionen im Plasma zu erfassen, kam auf ein detailliertes Stoß-Strahlungsmodell zum Einsatz, welches in dem vorangegangenen Forschungsprojekt entwickelt wurde und jetzt für die Gase Xenon, Helium, und Krypton angewandt wurde. Das Modell für Xenon erlaubt die Berechnung der Atomdichten der relevanten angeregten Zustände  $1s_5$ ,  $1s_4$ ,  $1s_3$ ,  $1s_2$ ,  $2p_{10}$  bis  $2p_6$  sowie der Dichten zweier zusammengefasster Zustände (Niveaus  $2p_5$ ,  $3d_6$  bis  $3d_2$ ,  $2s_5$  und  $2s_4$  sowie Niveaus  $2p_4$  bis  $2p_1$ ) jeweils in ihrer radialen Abhängigkeit. Im Rahmen der Gesamtbeschreibung wird dieses Modell ergänzt durch ein vereinfachtes Modell für Helium, das jeweils die Berechnung eines zusammengefassten angeregten Zustandes des Helium beinhaltet. Im Falle einer Krypton-Beimischung wird ein Modell einbezogen, das die Berechnung aller Dichten der Zustände  $1s_5$  bis  $1s_2$  und  $2p_{10}$  bis  $2p_1$  des Kryptons einschließt. Die Bestimmung der metastabilen Zustände erfolgt durch Lösung der entsprechenden Diffusionsgleichungen im Rahmen der radial aufgelösten Modellierung. Der Strahlungstransport in den Bilanzgleichungen wird jeweils durch effektive Lebensdauern erfasst. Die Gesamtbeschreibung ermöglicht insbesondere die Bestimmung der Ausbeute und der Effizienz der Erzeugung von VUV- und IR-Strahlung sowie eine detaillierte Analyse der Energiebilanz der Elektronenkomponente und des gesamten Leistungsumsatzes im Säulenplasma. Abbildung 30 zeigt die Abhängigkeit der VUV-Strahlungsleistung für verschiedene Kryptonzumischungen bei einem Gesamtdruck von  $p = 1$  Torr,

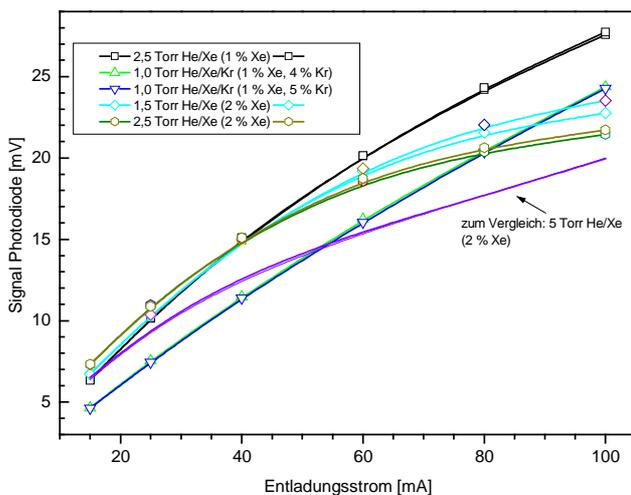
einem Entladungsstrom von  $i = 60$  mA und einer konstanten Xenon-Konzentration von 1%. Deutlich



**Abb. 30** VUV-Strahlungsleistung für das 3-Komponentengemisch bei konstantem Xenon-Anteil (1%) und

**Abb. 31** VUV-Strahlungsleistung für das 3-Komponentengemisch mit wechselnden Krypton- und Xenonanteilen

erkennbar das kleinste Zumischungen von Krypton die gesamte VUV-Strahlungsleistung um nahezu 1 W/m ( $\sim 10\%$ ) anhebt und auf diesem Wert für den untersuchten Parameterbereich verbleibt. Der Anteil der Xenonresonanzstrahlung wird mit zunehmender Kryptonzumischung zurückgedrängt, wobei die Kryptonstrahlung wiederum stark ansteigt. Dies bedeutet letztendlich eine Verschiebung der den Leuchtstoff anregenden Wellenlänge (auf 127 nm statt 147 nm) und einer 10%-igen Steigerung der gesamten Strahlungsleistung. Betrachtet man die gleichen Parameter, aber mit dem einen Unterschied, dass die 2%-ige Xenon-Konzentration schrittweise durch Krypton ersetzt wird, ergibt sich die in Abbildung 31. dargestellte Abhängigkeit. Kleinste Kryptonzumischungen beeinflussen die VUV-Strahlungsleistung kaum, während für Zumischungen größer 1% der Xenonanteil dramatisch zurück geht und die Resonanzstrahlung des Krypton dominant wird. Der Gesamtbetrag der VUV-Strahlungsleistung bleibt nahezu unverändert.



**Abb. 32** Intensität der Leuchtstoffemission einer Hg-freien Xe-Edelgas-Gemischlampe in Abhängigkeit vom Entladungsstrom bei Variation von Gasdruck und Mischung

Abbildung 32 zeigt die von einer Photodiode bewertete Intensität des blauemittierenden Leuchtstoffs einer Entladungslampe und deren Entladungsstromabhängigkeit. Für einen Vergleich sind die Abhängigkeiten für das bislang verwendete 2-Komponentengemisch (He/Xe) und das 3-Komponentengemisch (He/Xe/Kr) bei verschiedenen Gesamtdrücken dargestellt. Für sämtliche Gemischvarianten skaliert die bewertete Intensität der Leuchtstoffemission mit dem Entladungsstrom, insbesondere die des 3-Komponentengemisch mit einem nahezu linearen Zusammenhang zwischen der Intensität und dem Entladungsstrom in dem untersuchten Bereich. Deutliche Unterschiede zwischen den einzelnen Parametergemischen sind kaum erkennbar, mit der Ausnahme für die Lampe mit 5 Torr He+2%Xe.

## 1.3 Fazit

Mit den beim INP in Greifswald entwickelten Modellen und durchgeführten Messungen wurde ein wesentlicher Beitrag zum Verständnis der Elektrodenprozesse an Netzelektroden und im umgebenden Plasma geleistet.

Die notwendigen Experimentierstände wurden aufgebaut, Testversuche durchgeführt und Ergebnisse zur Temperaturverteilung auf der Katodenoberfläche und in dem der Katode umgebenden Plasma gewonnen. Diese Ergebnisse wurden unmittelbar Eingangsgrößen für das Modell verwendet.

Der Aufbau und Test des Meßplätze „Emissionsspektroskopie“, und „Laser-Atom-Absorptionsspektroskopie“ (LAAS), der Vakuumtechnik und der Gasversorgung konnte erfolgreich abgeschlossen werden.

Aufgrund des Fortschritts bei der Modellierung wurden gegenüber dem ursprünglichen Zeitplan die Messungen zu den Besetzungsdichten des untersten angeregten Xenonzustandes mittels Laser-Atom-Absorptionsspektroskopie vorzeitig begonnen. Dies ermöglichte schon in einer sehr frühen Phase des Vorhabens einen ersten Vergleich zwischen Experiment und Modell. Um diesen Vergleich zu ermöglichen, wurden aus den gemessenen optischen Dichten mittels Entabelung die zweidimensionalen Dichteprofile der metastabilen Xenonatome ermittelt.

Von entscheidender praktischer Bedeutung ist die festgestellte Stabilität der Gasmischung, die allerdings noch weiter untermauert werden muß. Damit scheint sich die grundsätzliche Eignung der Netzelektroden für He-Xe-Entladungen zu bestätigen.

Ähnlich wichtig sind die im Gleichstrombetrieb gemessenen Katodenfälle, die wie erwartet deutlich unter den Werten herkömmlicher Becherelektroden liegen.

Zusätzlich aufgenommene Untersuchungen zur VUV-Strahlungsleistung, bzw. zur Helligkeit quecksilberfreier Hochspannungsleuchtröhren zeigten durch geringfügiges Zumischungen von Krypton 10%ige Steigerungen in der Strahlungsleistung und eine gute Skalierbarkeit mit dem Entladungsstrom.

Die theoretischen Berechnungen mit Hilfe des zweidimensionalen Fluidmodells liefern wichtige Ergebnisse zum Verhalten des Plasmas in der Umgebung des Spots. Insbesondere wurden das räumlich stark strukturierte Potential sowie die Teilchendichten vor der Elektrode ermittelt. Die radialen Profile der Teilchenstromdichten der Ionen auf die Katode sind von besonderem Interesse für die Untersuchung des Energieeintrags auf die Katodenoberfläche sowie für weitergehende Betrachtungen zur Gasaufzehrung.

Einen entscheidenden Punkt im Vergleich der Ergebnisse aus den Experimenten und der Modellierung stellen die axial und radial aufgelösten Dichten der angeregten Atome dar, die der Validierung des Modells dienen. Die Übereinstimmung mit dem Experiment konnte gegenüber dem Stand des Zwischenberichtes durch Einbeziehung weiterer Sorten angeregter Atome und Reaktionsprozesse sowie durch eine Modifikation der Randbedingungen wesentlich verbessert werden. Auf diese Weise wurde auch ermöglicht, das Dichteprofil der Xenonatome im Resonanz-Zustand  $1s_4$  in recht guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Profil zu berechnen.

Die Ergebnisse der experimentellen und theoretischen Untersuchungen wurden auf verschiedenen Konferenzen vorgestellt und in Publikationen niedergelegt.

## **1.4 Literatur**

[Por09] I. A. Porokhova, J. Winter, F. Sigeneger, D. Loffhagen and H. Lange, Plasma Sources Sci. Technol. 18 (2009) 015013 (12pp)

[Moy68] B. Ya. Moyzhes, Physical Processes in Oxide Cathode (Moscow: Nauka 1968) p 479 (in Russian)

[Hag00] G.J.M. Hagelaar, F.J.de Hoog, G.M.W. Kroesen, Phys. Rev. E 62 (2000) 1452-1454

## **1.5 Anhänge**

Sonderdrucke der erschienenen Publikationen in referierten Fachzeitschriften