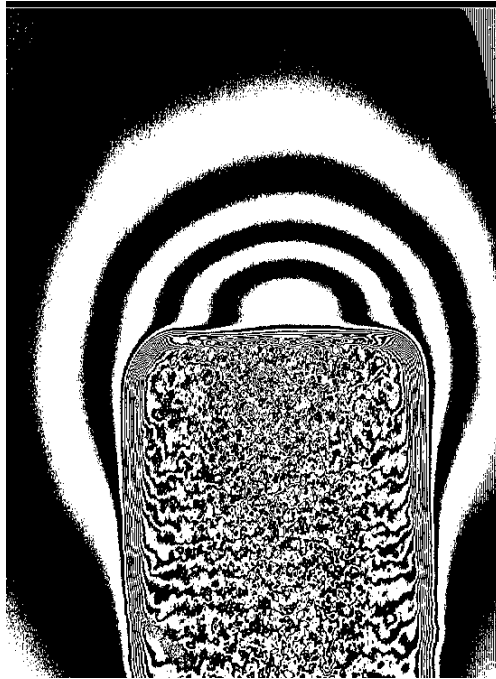


Emissionspektroskopie im kathodennahen Bereich eines Lichtbogens



Dem Fachbereich Physik
der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
- Dr. rer. nat. -
genehmigte Dissertation

von
Dipl. Phys. Fred Könemann
geboren am 14. November 1967 in Sulingen

Referent: Prof. Dr. M. Kock

Koreferent: Prof. Dr. W. Böttcher

Tag der Promotion: 18.05.2000

Abstract

optical emission spectroscopy close to the thermionic cathode of an free-burning argon arc

The free-burning arc is operated in a chamber that could be evacuated to enable the initiation of a glow discharge. The glow to arc transition occurred when the pressure is increased to 101.3 kPa with technical grade argon of 99.998 % purity. The cathodes were cylindrical rods of 20 mm length at diameters of 0.6 or 1.0 mm, having flat ends. The electrode material was tungsten with a 1.8 % admixture of thorium. In the present experiments the arc is run at currents between 4 and 22 A dc. Depending on the arc current chosen there are four different kinds of arc to cathode junctions, which are not equally reproducible. Below atmospheric pressure, at currents less than 1 A, a *blue column* mode forms giving rise to significant erosion of cathode material. In another discharge mode, still at the lowest currents a very small moving spot can be seen. Such an arc may be called *burning spot* arc or an arc being in *spot mode*. As the current is increased a *diffuse* and stable contact is often established, and finally a *blue kernel* mode forms. It is in this latter case that a conspicuous, very bright blue region in front of the cathode surface can be made out. This plasma emits the first three spectra of argon. Intensity of ArII Lines and the spatial dimensions of this plasma are surprisingly.

In the experiment the arc was focused about life-size onto the entrance slit of a 1 m monochromator spectrometer in a Czerny-Turner mounting which produced spectra at a reciprocal linear dispersion of 0.76 nm/mm in the first order diffraction pattern. A front illuminated cooled CCD array was used as a sensitive extensive detector with a dynamic range of up to 10^5 . The useful spectral range extended from 200 to 1100 nm. The arc image on the entrance slit could be rotated by 90 degrees, thus allowing spectra to be taken parallel or perpendicular to the arc axis. The aperture of the 1 m focal length achromatic imaging lens set a limit of 50 μm to the spatial resolution. A calibrated tungsten strip lamp and a carbon arc served as radiation standards.

Absolute intensities of line and continuum radiation were measured across the arc column for a number of positions above the cathode from which the respective radial emission coefficients were obtained by means of an Abel inversion.

With the model of partial thermal local equilibrium (PLTE) electron densities and temperatures are derived from measured spectra. Electron densities in the *blue kernel* mode close to the cathode are more than an order of magnitude higher than in the plasma of the arc column or an arc in *diffuse mode*. The electron temperatures in the *blue kernel* mode rise near the cathode to more than 20000 K. It seems that resonance photons of argon ions play an important role in the understanding of the *blue kernel* mode. The plasma near the cathode surface seems to be fully ionized and so this plasma is transparent for some of the resonance photons.

Scattering experiments on the same arc yield in electron densities agreeing very well with those derived from optical emission spectroscopy. While electron temperatures calculated from scattered Thomson spectra using the Salpeter formula disagree.

Keywords: electric arc, plasmadiagnostics, cathode fall

Kurzfassung

Emissionsspektroskopie im kathodennahen Bereich eines Lichtbogens

Es werden emissionspektroskopische Messungen an einem frei-brennenden Niederstromlichtbogen in Argon vorgestellt. Dazu wurde eine Modelllampe entwickelt. In dieser Modellentladung sind Elektrodengeometrie, Druck und Stromstärke frei wählbar. Es wurden Kathoden aus reinem und thoriertem Wolfram, Drücke von 240 hPa bis 1013 hPa und Stromstärken von 3 A bis 22 A verwendet. Die Kathoden sind Stäbe von 0.5 mm, 0.6 mm und 1 mm Durchmesser.

Es wurden verschiedene Stromansatzformen bzw. Brennmodi gefunden. Vermessen worden sind der *diffuse* Bogenansatz und an thorierten Kathoden ein sogenannter *Blauer Kern* Bogenansatz, der sich durch ein linsenförmiges Plasma vor der Kathode auszeichnet, äußerlich sichtbar durch eine intensive hellblaue Strahlung. In diesem Bogenansatz lassen sich die ersten drei Spektren des Argon beobachten. Sowohl räumliche Ausdehnung des Gebietes als auch die Intensität der Strahlung sind bei den benutzten Stromstärken völlig unerwartet. Es ist wahrscheinlich, dass dieser Ansatz identisch ist mit dem kontrahierten Ansatz, der in Hochstromlichtbögen an thorierten Kathoden beschrieben ist [HAIDAR 1995]. Sowohl Elektronendichten als auch Elektronentemperaturen sind im *Blauen Kern* wesentlich höher, als im eigentlichen Plasma. Sie ähneln vielmehr den Plasmaparametern in Hochstromlichtbögen. Drastische Abweichungen vom LTE konnten aufgezeigt werden. Dazu werden zwei Deutungen angegeben. Zum einen ist das Plasma dicht vor der Kathode unterbesetzt, möglicherweise durch das Einströmen kalten Gases. Dies deckt sich mit Beobachtungen an Hochstromlichtbögen [HAIDAR 1995],[POKRZYWKA et al. 1996b]. Zum anderen scheinen einige Beobachtungen auf den Einfluss von Resonanzstrahlung des ionisierten Argon hinzudeuten. Diese Photonen können durch den äußeren Photoeffekt Elektronen aus der Kathode freisetzen, die deutlich mehr Energie besitzen, als solche die über thermische Emission freigesetzt werden. Diese zusätzlichen Elektronen sind verantwortlich für die starke Ionisation, die beobachtet wird. Das stellt eine Möglichkeit zur Deutung des *Phasenübergangs* vom diffusen Bogenansatz zum *Blauer Kern* Modus dar.

Im Vergleich mit den anderen Diagnostiken hat sich die Emissionsspektroskopie zusammen mit einer modernen gekühlten *CCD*-Kamera und der nachgelagerten Auswertung unter PLTE Annahmen als sehr effizientes Werkzeug erwiesen.

Es sind Wolframteilchendichten im Bogenplasma bestimmt worden. Thorium konnte ebenfalls spektroskopisch nachgewiesen werden. Es sind vergleichende Messungen mit der Thomson-Streuung durchgeführt worden. Während die Übereinstimmung der Elektronendichten sehr gut ist, gibt es drastische Diskrepanzen in den Elektronentemperaturen. Nach unserer Einschätzung ist damit gezeigt worden, dass die Thomson-Streuung an thermischen Plasmen nicht zur Temperaturbestimmung geeignet ist.

Schlagworte: Lichtbogen, Plasmadiagnostik, Kathodenfall

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	vii
1. Einleitung und Motivation	1
2. Theoretische Vorbemerkungen	3
2.1. Grundlagen der Beschreibung von Plasmen	3
2.1.1. Grundbegriffe	3
2.1.2. Wichtige Elementarprozesse im Plasma	4
2.1.3. Elementarprozesse an Kathoden	5
2.2. Lokales thermodynamisches Gleichgewicht	6
2.3. Partielles lokales thermodynamisches Gleichgewicht	8
2.4. Strahlung aus Plasmen	10
2.4.1. Strahlungstransport in Plasmen	10
2.4.2. Emissionskoeffizienten	11
3. Experimenteller Aufbau und Versuchsdurchführung	12
3.1. Experiment	12
3.2. Detektorsystem	14
3.3. Durchführung einer Messung	15
4. Datenanalyse	17
4.1. Software Entwicklung	17
4.1.1. Bildverarbeitung	17
4.1.2. Plasmazusammensetzungen	18
4.1.3. Abelinversion	20
4.2. Darstellungen nach Olsen und Richter	22
4.3. Boltzmannplots	24
4.4. Bestimmung der Plasmaparameter	24
4.5. Bestimmung von Wolframteilchendichten	26
4.6. Kathodentemperaturen	27
4.7. Zur Analyse benutzte Spektrallinien	27
4.8. Fehlerbetrachtungen	28
5. Modellentladung und Brennmodi	32
5.1. Modell-Lampe	32
5.2. Reproduzierbare Betriebsmodi	33
5.2.1. Brennmodi an zylinderförmigen Kathodenstäben	33

5.2.2. Brennmodi an angespitzten Kathodenstäben	36
5.3. Säulenmodus <i>blaue Säule</i>	38
6. Messdaten	39
6.1. Nichtgleichgewicht vor der Kathode	39
6.1.1. Bögen bei Atmosphärendruck	39
6.1.2. Lichtbögen bei Drücken kleiner als Atmosphärendruck	53
6.2. Nichtthermische Anregung in kalten Randschichten	59
6.3. Glimmsaum	64
6.4. Kathodentemperaturen	68
6.5. Elektronendichten	71
6.6. Temperaturen	74
6.7. Wolframdichten	77
6.8. Thoriumnachweis	79
6.9. Vergleich mit der Thomsonstreudiagnostik	81
6.10. Vergleich mit theoretischen Berechnungen	83
7. Deutung des Übergangs vom diffusen zum Blauer Kern Bogenansatz	86
8. Zusammenfassung und Ausblick	88
Literaturverzeichnis	89
Lebenslauf	93

Abkürzungsverzeichnis

ArI, WI, ThI	Neutrales Argon, Wolfram oder Thorium.
ArII, WII, ThII	Einfach ionisiertes Argon, Wolfram oder Thorium.
ArIII	Zweifach ionisiertes Argon.
A_{ik}	Übergangswahrscheinlichkeit von $ i\rangle$ nach $ k\rangle$.
b	Unterbesetzungsfaktor.
b_{A^i}	Teilchen der Spezies A in der Ionisationsstufe i .
β	$\beta = \frac{T_e}{T_{Gas}}$ Verhältnis von Elektronen- zu Gastemperatur.
BMBF	Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung u. Technologie.
c	Vakuumlichtgeschwindigkeit.
CCD	Charged coupled device.
e	Elementarladung.
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante des Vakuums.
$\epsilon_{ArI451\text{ nm}}$	Linienvolumenstrahldichte der ArI Linie bei 451 nm.
$\epsilon_{\lambda=445\text{ nm}}$	Volumenstrahldichte des Kontinuums bei 445 nm.
g_k	Statistisches Gewicht des Zustandes $ k\rangle$.
h	Plancksches Wirkungsquantum.
k_B	Boltzmannsche Konstante.
λ	Wellenlänge.
LTE	Lokales thermodynamisches Gleichgewicht.
PLTE	Partielles lokales thermodynamisches Gleichgewicht.
n_e	Elektronendichte.
n_{A^i}	Dichte der i fach ionisierten Spezies A .
n_i	Besetzungsdichte des Zustandes $ i\rangle$.
p	Druck.
T	Temperatur.
T_e	Elektronentemperatur.
T_{Gas}	Schwerteilchentemperatur.
Z_{A^i}	Zustandssumme des i fach ionisierten Teilchens A .

1. Einleitung und Motivation

Bogenentladungen sind seit langem Gegenstand physikalischer Grundlagenforschung. Gerade in Deutschland haben diese Untersuchungen eine lange und erfolgreiche Tradition. In den Jahren nach dem zweiten Weltkrieg stand der Bogen als eine Möglichkeit zur Messung atomarer Konstanten im Mittelpunkt des Interesses. Eine Beschreibung des Bogenplasmas durch das lokale thermodynamische Gleichgewicht (LTE) war die Grundlage hierzu. Die Entwicklung des Kaskadenbogens durch Maecker ([MAECKER 1956]) schuf die technische Grundlage der Bogenentladung als spektroskopische Lichtquelle.

In der technischen Anwendung kommen Bogenentladungen heute unter anderem als Lichtquellen, Schweisslichtbögen, beim Plasmaschmelzschnitten und als Hochleistungsschalter zum Einsatz. Der frei-brennende Hochstromlichtbogen wurde in den letzten zwei Jahrzehnten als Modellentladung für solche Anwendungen intensiv experimentell und theoretisch untersucht (z.B. [HAIDAR 1995]). Bei diesen Untersuchungen wurde klar, dass die Elektroden und dabei insbesondere die Kathode sowie die der Kathode vorgelagerte Plasmaschicht eine wesentliche Rolle im Verständnis des Gesamtphänomens „elektrischer Bogen“ spielen. Eine Reihe theoretischer Arbeitsgruppen beschäftigt sich mit der Modellierung des Gesamtsystems aus Plasma, Elektroden und den Übergangsbereichen (z.B. [LOWKE et al. 1997]). Ein Hauptproblem dabei ist der Stromübergang von der Kathode in das Plasma. Die einzelnen Elektronenemissionsprozesse sind zwar bekannt, aber ihr komplexes Zusammenspiel an einer Bogenkathode ist noch weitgehend unverstanden.

Einige Probleme des Betriebes von Bogenlampen sind direkt mit der Kathode verbunden. Die Schwärzung des Lampenkolbens durch erodiertes Kathodenmaterial, die Änderung der Strom-Spannungs-Charakteristik im Verlauf des Betriebs sowie Intensitätsfluktuationen des emittierten Lichtes stehen in engem Zusammenhang mit den Prozessen an der Kathode.

Das Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie gründete daher 1997 im Rahmen des *BMBF-Leitprojektes Plasmatechnologie* einen Forscherverbund zum Thema *Grundlagenuntersuchungen an thermisch emittierenden Kathoden*. In der Abteilung Plasmaphysik des Instituts für Atom- und Molekülphysik der Universität Hannover wurde die Teilaufgabe *spektroskopischer Nachweis von erodiertem Kathodenmaterial* bearbeitet. Als Untersuchungsobjekt dient ein frei-brennender Argonlichtbogen bei kleinen Stromstärken und Atmosphärendruck. Als Kathodenmaterial kommen Stifte aus reinem oder thoriertem Wolfram zum Einsatz. Diese Kombination wurde gewählt, weil für Argon und Wolfram eine gute Datenbasis bezüglich der Materialfunktionen besteht. Damit sollten parallel laufende Modellierungen (z.B. [WENDELSTORF 2000]) auf eine gesicherte Basis gestellt werden. Weiterhin kann die gewählte Konfiguration als Modellentladung für eine Bogenlampe angesehen werden, so dass Ergebnisse der Grundlagenuntersuchungen einfacher in die Anwendung übertragbar sind.

Eine Bündelung verschiedener Plasmadiagnostiken, wie Laserdiodenabsorptions-, Emissi-

onspektroskopie, Laserinduzierte Fluoreszenz und nicht-resonante Laserstremessungen an dieser Modellentladung sollte einen Vergleich der Diagnostiken ermöglichen. Im Gegensatz zu den anderen Diagnostiken gibt es bei der Emissionspektroskopie keine Wechselwirkung mit dem Plasma, es wird nur die ohnehin austretende Strahlung untersucht. Der Einsatz einer modernen, gekühlten CCD Kamera vereinigt dabei die Vorteile von Photoplatte und Sekundärelektronenvervielfacher.

Bei Untersuchungen an Kaskadenbögen ist der Kathodenbereich möglichst ausgeblendet worden, um eine homogene Plasmasäule beobachten zu können. Geling dies nicht, so war auffällig, dass der kleine Kathodenbereich oft mehr Strahlung des ionisierten Argons emittierte als die lange, homogene Säule des Kaskadenbogens. An der Säule des Kaskadenbogens waren die Bedeutung der Strahlung im Vakuumultravioletten (VUV) ([KNAUER 1996] und dramatische Abweichungen vom LTE ([KÖNEMANN 1995]) in Randbereichen gefunden worden. Dies ließ im Kathodenbereich der Modellentladung drastische Effekte erwarten, bedingt durch die Kleinheit des Bereichs und die daraus resultierenden immensen Gradienten.

Erste Voruntersuchungen zeigten, dass unter Bedingungen wie in Kaskadenbögen üblich die ersten drei Spektren des Argons im Kathodenbereich nachzuweisen sind. Dies eröffnet der Emissionspektroskopie und einer nachgelagerten Datenanalyse ein weites Feld.

... Als Albinelli endlich die Hand von den Augen sinken ließ, stand Ceco vor ihm. Albinelli richtete sich aus seiner zusammengesunkenen Haltung auf, holte tief Atem und sagte: „Ich sollte dich wohl schelten, denn du hast mir einen sehr großen Schmerz bereitet. Aber dein verstorbener Vater hat ja Falken nicht gezogen um des Gewinnes willen, obwohl er wie jeder Mensch auch an seinen Lebensunterhalt zu denken hatte. Und wir jagen mit dem Falken nicht nur einer Leidenschaft oder gar Zeitverkürzung zuliebe. Sondern unser aller wahrer Grund ist dieser: daß im menschlichen Herzen etwas beschlossen liegt, welches der Sinnesart des Falken entspricht.“ ...

aus Werner Bergengruens *Die drei Falken*

2. Theoretische Vorbemerkungen

Die Vorgänge in einem Plasma können durch verschiedene Elementarprozesse, die die Wechselwirkung zwischen wenigen Teilchen erklären, beschrieben werden. In Hochdruckplasmen ist es allerdings nahezu unmöglich, die aus diesen Prozessen resultierenden komplexen Ratengleichungssysteme zu lösen, um zu einer Beschreibung des gesamten Plasmas zu gelangen. Weiterhin sind viele der atomaren Konstanten und vor allem Stoßquerschnitte nur ungenau oder gar nicht bekannt. Einen Ausweg bietet das Konzept des *LTE*, bzw. dessen Erweiterung das *partielle lokale thermodynamische Gleichgewicht* (PLTE). Wichtig für die Emissionsspektroskopie sind weiterhin Strahlungsprozesse und Strahlungstransport.

2.1. Grundlagen der Beschreibung von Plasmen

2.1.1. Grundbegriffe

Ein Plasma ist ein Gas mit freien Ladungsträgern. Für Bogenentladungen bei Normaldruck gilt das *ideale Gasgesetz*:

$$p = \sum_{i=1}^N p_i = \sum_{i=1}^N n_i k_B T. \quad (2.1)$$

Hier ist p der Gesamtdruck, p_i der Partialdruck der Teilchensorte i , N die Anzahl der verschiedenen Teilchenspezies, T die Temperatur, n_i die Teilchendichte der Teilchensorte i und k_B die Boltzmannkonstante. Einer der wichtigsten Begriffe zur Beschreibung der Kinetik in einem Plasma ist die Verteilungsfunktion. Sehr oft wird angenommen, dass die Elektronengeschwindigkeitsverteilungsfunktion eine *Maxwellverteilung* ist:

$$\frac{dn_e(v)}{n_e} = \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{\frac{1}{2}mv^2}{k_B T_e}\right) 4\pi v^2 dv. \quad (2.2)$$

Dabei ist $dn_e(v)$ die Anzahl der Elektronen, deren Geschwindigkeitsbetrag im Intervall $[v, v + dv]$ liegt, n_e die Elektronendichte, T_e die Elektronentemperatur und m_e die Masse der Elektronen. Damit ergibt sich die *mittlere Geschwindigkeit* zu

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}}, \quad (2.3)$$

das *mittlere Geschwindigkeitsquadrat* zu

$$\langle v^2 \rangle = \frac{3k_B T_e}{m_e}, \quad (2.4)$$

und das Maximum der Verteilungsfunktion des Geschwindigkeitsbetrages

$$v_{Max} = \sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_e}}. \quad (2.5)$$

Auch die anderen Spezies in einem Plasma besitzen in der Regel eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilungsfunktion, allerdings ist die zugehörige Temperatur verschieden von der Elektronentemperatur. In Glimmentladungen ist die Gastemperatur oft im Bereich der Zimmertemperatur, während die Elektronentemperatur dagegen viele 10000 K beträgt. In Bogenentladungen sind die beiden Temperaturen ähnlich.

Eine weitere sehr wichtige Größe ist die *Debyelänge*:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{2e^2 n_e}}. \quad (2.6)$$

Hier ist e die Elementarladung und ε_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums. Die Debyelänge λ_D gibt die Länge an, auf der das elektrische Feld eines Elektrons oder Ions in einem Plasma durch die entgegengesetzt geladenen Teilchen abgeschirmt wird [THORNE 1988].

In diesem Zusammenhang gibt es eine wichtige Korrekturgröße, die *Erniedrigung der Ionisierungsenergie* [GRIEM 1964]:

$$\Delta\chi = \frac{(Z+1)e^2}{4\pi\varepsilon_0\lambda_D}. \quad (2.7)$$

Hier ist Z die Ionisierungsstufe, d.h ein neutrales Atom hat $Z = 0$. $\Delta\chi$ gibt eine Abschätzung, wie stark das Plasma ein Atom oder Ion stört, so dass es schon bei einer um $\Delta\chi$ erniedrigten Energie ionisiert wird.

2.1.2. Wichtige Elementarprozesse im Plasma

Einer der wichtigsten Elementarprozesse in einem Bogenplasma ist die *Stoßionisation* mit dem Umkehrprozess *Dreierstoßrekombination*:



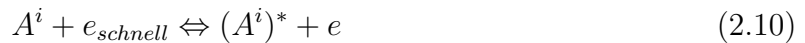
Bei der Stoßionisation trifft ein Elektron ein Teilchen der Spezies A in der Ionisationsstufe i und löst ein weiteres Elektron aus, so dass das Teilchen in der Ionisationstufe $i+1$ und zwei Elektronen verbleiben. Beim Umkehrprozess wird das zweite Elektron benötigt um Energie- und Impulserhaltung zu gewährleisten.

Ein anderer Ionisationsprozess ist die *Photoionisation* mit ihrem Umkehrprozess der *Strahlungsrekombination*:



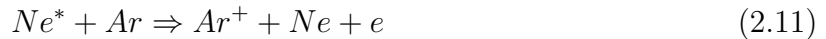
Hat ein Photon genügend Energie $h\nu$, so kann es ein Teilchen A^i ionisieren. Ebenso kann bei der Zweierstoßrekombination die überschüssige Energie in Form eines Photons abgeführt werden. Dies kann ganz analog zur normalen Emission eines Photons spontan oder induziert durch ein Lichtfeld geschehen. Diese Prozesse liefern Anteile für die Kontinuumstrahlung

eines Plasmas. Ein andere Beitrag ist die inverse Bremsstrahlung. Eine Ursache für die Linienstrahlung eines Plasmas ist die Anregung durch Elektronenstoß:



Der Umkehrprozess wird auch *superelastischer Stoß* genannt. Hier kann ein Elektron ein Teilchen A in Ionisationsstufe i an- bzw. abregen. Zu diesem Prozess ist Anregungsenergie nötig, so dass entweder schnelle Elektronen benötigt oder produziert werden.

Ein besonders für Glimmentladungen wichtiger Elementarprozess ist der *Penningstoß*. Dabei stößt ein angeregtes Teilchen ein Teilchen einer anderen Spezies und ionisiert es dabei. Als Beispiel sei die Ionisation von neutralem Argon durch neutrales angeregtes Neon genannt:



Die niedrigste Anregungsschwelle des Neons liegt deutlich über der Ionisierungsenergie von Argon.

Der letzte hier beschriebene Prozess ist der *Ladungsaustauschstoß*:



Der Ladungsaustauschstoß findet zwischen zwei schweren Teilchen statt. Besonders groß ist die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Stoß, wenn beide Stoßpartner ähnliche Ionisierungsenergien haben. Das heißt, bei Teilchen derselben Spezies ist der Stoßquerschnitt besonders groß. Dieses nennt man *resonanter* Ladungsaustauschstoß.

2.1.3. Elementarprozesse an Kathoden

Es gibt mehrere Möglichkeiten Elektronen aus einer Kathode freizusetzen. In diesem Abschnitt werden einige davon kurz dargestellt.

An der Kathode können Elektronen durch Photonen ausgelöst werden, wenn diese genügend Energie besitzen (äußerer Photoeffekt):

$$h\nu \geq e\varphi + \frac{1}{2}m_e v^2. \quad (2.13)$$

Dabei ist $h\nu$ die Energie des Photons, φ die Austrittsarbeit des Kathodenmaterials und v die Geschwindigkeit des Elektrons. Die Ungleichung beschreibt, dass Energie durch innere Verluste verlorengehen kann. Die meisten Elektronen werden etwa mit der Hälfte der maximal möglichen Energie ausgelöst. Die Quanteneffizienzen für diesen Vorgang sind sehr klein. Sekundärelektronen können durch auf die Kathode prallende Ionen erzeugt werden, wenn folgende Ungleichung erfüllt ist:

$$\chi_A + \frac{1}{2}m_A v^2 \geq 2e\varphi. \quad (2.14)$$

Dabei geht man davon aus, dass ein Ion der Masse m_A bei der Beschleunigung in Richtung der Kathode kurz vor der Oberfläche ein Elektron freisetzt und damit neutralisiert wird. Dabei wird die Ionisierungsenergie χ_A frei, abzüglich der Energie $e\varphi$, die zur Freisetzung

eines Elektrons benötigt wird. Das Atom prallt nun mit der kinetischen Energie des Ions und der freigesetzten Differenzenergie auf die Oberfläche und kann ein Elektron freisetzen, wenn es noch über $e\varphi$ an Energie verfügt.

Ist die Kathode genügend erwärmt, besitzt ein Teil der Metallelektronen genug Energie, um die Kathode zu verlassen, d.h. Elektronen verdampfen aus dem Metall. Die Elektronenstromdichte wird durch die *Richardson-Gleichung* beschrieben:

$$j_e = \frac{4\pi m_e e}{h^3} (k_B T)^2 \exp\left(-\frac{e\varphi}{k_B T}\right). \quad (2.15)$$

Ein äußeres Feld senkt die Austrittsarbeit, was *Schottky-Effekt* genannt wird:

$$\Delta\varphi = \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}}. \quad (2.16)$$

Dabei ist E die Feldstärke direkt vor der Kathode. Liegt die Feldstärke dort in der Größenordnung von 10^7 V/cm wird die Feldemission wirksam. Dann wird durch die hohe Feldstärke der Potentialwall an der Festkörperoberfläche so schmal, dass die Elektronen ihn durchtunneln. Einen einfachen Formelzusammenhang hierfür gibt es nicht.

2.2. Lokales thermodynamisches Gleichgewicht

Wie in der Einleitung dieses Kapitels erwähnt ist es sehr schwer, ein Plasma durch die in Kap. 2.1.2 beschriebenen Prozesse korrekt zu beschreiben. Ein wesentlich einfacheres Konzept wird im folgenden vorgestellt.

Im thermodynamischen Gleichgewicht (TE) sind alle Prozesse mit ihren Umkehrprozessen im Gleichgewicht (detailliertes Gleichgewicht). Die Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen aller Spezies in einem solchen Plasma sind Maxwell'sche Verteilungen (Gl. 2.2) einer Temperatur T . Alle Zustände in einem solchen Plasma sind entsprechend der *Boltzmannverteilung* besetzt:

$$\frac{n_i}{n_k} = \frac{g_i}{g_k} \exp\left(-\frac{E_i - E_k}{k_B T}\right). \quad (2.17)$$

Dabei ist n_i die Besetzungsdichte des Zustandes $|i\rangle$ mit der Energie E_i und der Entartung g_i . Das Ionisationsgleichgewicht wird durch die *Sahagleichung* beschrieben:

$$\frac{n_e n_{A^{i+1}}}{n_{A^i}} = \frac{2(2\pi m_e k_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \frac{Z_{A^{i+1}}(T, n_e)}{Z_{A^i}(T, n_e)} \exp\left(-\frac{\chi - \Delta\chi}{k_B T}\right). \quad (2.18)$$

Hier bezeichnen n_e und n_{A^i} die Elektronen- bzw. Ionendichte in der Ionisationsstufe i , h ist das Plancksche Wirkungsquantum, χ die Ionisierungsenergie von Stufe i auf $i + 1$, $\Delta\chi$ ist die in Gleichung 2.7 beschriebene Erniedrigung der Ionisierungsenergie und $Z_{A^i}(T, n_e)$ ist die Zustandssumme des Teilchens A^i (siehe Gleichung 2.21). Die Sahagleichung stellt eine Art *Massenwirkungsgesetz* für die Ionisation auf.

Die Strahlung eines Plasmas im TE ist gleich der Strahlung eines schwarzen Körpers der

Temperatur T . Dieses Strahlungsfeld ist die Quellfunktion des Plasmas (siehe Kap. 2.4) und wird *Kirchhoff-Planck-Funktion* genannt:

$$B_\lambda(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{h^5} \left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1 \right)^{-1}. \quad (2.19)$$

Hier ist B_λ die spektrale Strahldichte der Strahlung. Ein solches Plasma ist zwangsläufig isotherm und daher im Labor nicht zu realisieren. Als erste Verteilung bricht das Strahlungsgleichgewicht auf, d.h. unter der Annahme, dass alle anderen Verteilungen wiederum durch ein und dieselbe Temperatur beschrieben werden, ergibt sich das Modell des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (LTE). Ein LTE Plasma kann nur existieren, wenn es stoßdominiert ist, d.h. wenn die Strahlung vernachlässigbar im Vergleich zu den Stoßprozessen ist. D.h., dass die Stoßraten wesentlich größer sind als die Übergangswahrscheinlichkeiten.

Um nun aus dem idealen Gasgesetz Gl. 2.1 und den Sahagleichungen Gl. 2.18 eine Plas-

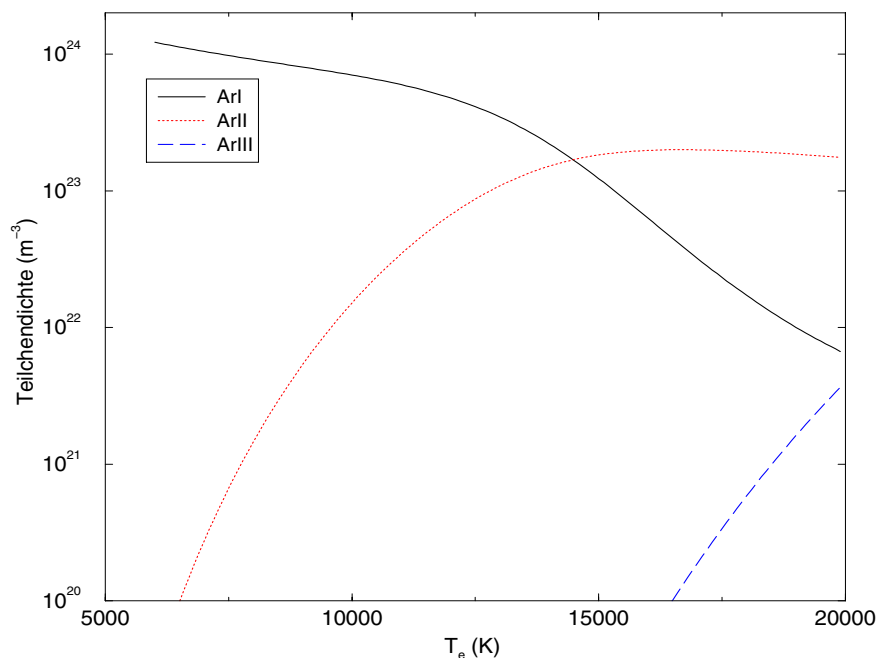


Abbildung 2.1.: Berechnete LTE Plasmazusammensetzung bei Normaldruck. Berücksichtigt wurden folgende Spezies: Elektronen, neutrales Argon, ein- und zweifach ionisiertes Argon. Die Elektronendichte ist in dieser Darstellung nicht von der Dichte des einfach ionisierten Argons zu unterscheiden.

mazusammensetzung berechnen zu können, fehlen noch zwei Gleichungen. Zunächst die *Quasineutralität*:

$$n_e = \sum_{a=1}^N \sum_{i=1}^{N_a} i \times n_{A_a^i}. \quad (2.20)$$

Hier ist n_e die Elektronendichte, $n_{A_a^i}$ die Dichte der Spezies a in der Ionisationstufe i , N die Anzahl der verschiedenen Spezies und N_a die Anzahl der pro Spezies zu berücksichtigenden

Ionisationsstufen. Die Quasineutralität besagt, dass es keine Raumladungen auf Längen größer als die der Debyelänge gibt. Weiterhin fehlt noch die *Zustandssumme*:

$$Z_A(T, n_e) = \sum_{\nu=0}^{\nu'} g_\nu \exp\left(-\frac{E_\nu}{k_B T}\right) \quad \text{mit} \quad E_{\nu'} \leq (\chi - \Delta\chi). \quad (2.21)$$

In Gl. 2.21 wird über alle Terme summiert, deren Energie kleiner als die nach Gl. 2.7 erniedrigte Ionisierungsenergie ist. Diese Gleichung enthält die Elektronendichte nur implizit über das $\Delta\chi$.

Diese Gleichungen bilden zusammen ein nichtlineares Gleichungssystem, das nur numerisch gelöst werden kann (siehe Kap. 4.1.2). In Abb. 2.1 ist eine so berechnete Plasmazusammensetzung dargestellt. Eine der wesentlichen Erkenntnisse aus Abb. 2.1 ist, dass selbst bei Temperaturen von 20000 K die zweifach ionisierten Argonionen kaum zur Elektronendichte beitragen.

2.3. Partielles lokales thermodynamisches Gleichgewicht

In der Literatur werden als Grenzkriterien für die Einstellung des LTE zumeist Elektronendichteuntergrenzen angegeben [GRIEM 1964], [NICK et al. 1984], [DRAWIN 1975]. Für Argonplasmen schwanken diese Angaben zwischen einigen 10^{22} m^{-3} und 10^{24} m^{-3} . Zwei Abweichungen vom LTE können relativ leicht in die Gleichungen aus Kap. 2.2 eingefügt werden. Zum ersten die Unterschiede in den kinetischen Temperaturen. Es wird davon ausgegangen, dass es zu einer Temperaturspaltung zwischen Elektronen und Schwerteilchen kommt. Dies führt zu einer modifizierten Zustandsgleichung:

$$p = n_e k_B T_e + \sum_{a=1}^N \sum_{i=0}^{N_a} n_{A_a^i} k_B T_G. \quad (2.22)$$

Hier ist p der Gesamtdruck, T_e, T_G sind Elektronen- bzw. Schwerteilchentemperaturen, $n_{A_a^i}$ ist die Teilchendichte der Spezies a in der Ionisationsstufe i , N die Anzahl der verschiedenen Spezies und N_a die Anzahl der pro Spezies berücksichtigten Ionisationsstufe. Diese Art der Temperaturspaltung wird heute schon in einigen komplexen *a priori Modellierungen* berücksichtigt [REHFELD et al. 1996].

In Edelgasen besteht eine große Energielücke zwischen den angeregten Zuständen und dem Grundzustand. Alle angeregten Zustände liegen dicht im Vergleich zu dieser Energielücke. Es wird angenommen, dass das angeregte System mit den freien Elektronen im Gleichgewicht ist, der Grundzustand aber herausfällt. Diese Diskrepanz wird formal durch einen Unterbesetzungsfaktor b beschrieben, der ein Maß für die Abweichungen zum LTE ist. Die Bedeutung des Unterbesetzungsfaktors wird besonders an zwei Gleichungen sichtbar. Zum einen muss die Boltzmannrelation korrigiert werden.

$$\frac{n_i}{n_0} = b \frac{g_i}{g_0} \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right). \quad (2.23)$$

Hier ist n_i die Besetzungsdichte im Zustand $|i\rangle$, n_0 ist die Grundzustandsdichte, g_i die Entartung des Zustandes $|i\rangle$ und b der Unterbesetzungsfaktor. Das führt natürlich zu einer geänderten Zustandssumme:

$$Z_A(T, n_e) = g_0 + b_A \left(\sum_{\nu=1}^{\nu'} g_\nu \exp \left(-\frac{E_\nu}{k_B T} \right) \right) \quad \text{mit} \quad E_{\nu'} \leq (\chi - \Delta\chi). \quad (2.24)$$

Hier ist b_A der Unterbesetzungsfaktor der Spezies A . Weiterhin muss daraufhin natürlich auch die Sahagleichung modifiziert werden.

$$\frac{n_e n_{A^{i+1}}}{n_{A^i}} = \frac{2(2\pi m_e k_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \frac{b_{A^i}}{b_{A^{i+1}}} \frac{Z_{A^{i+1}}(T, n_e)}{Z_{A^i}(T, n_e)} \exp \left(-\frac{\chi - \Delta\chi}{k_B T} \right) \quad (2.25)$$

Hier ist b_{A^i} der Unterbesetzungsfaktor der Spezies A in der Ionisationsstufe i , d.h. es ist formal einfach möglich, jeder Ionisationsstufe einen solchen Korrekturparameter zuzuordnen. In den meisten Fällen wird nur der Grundzustand der neutralen Spezies in solchen Argumentationen betrachtet. In Abb. 2.2 ist die Auswirkung der Einführung dieser zusätzlichen

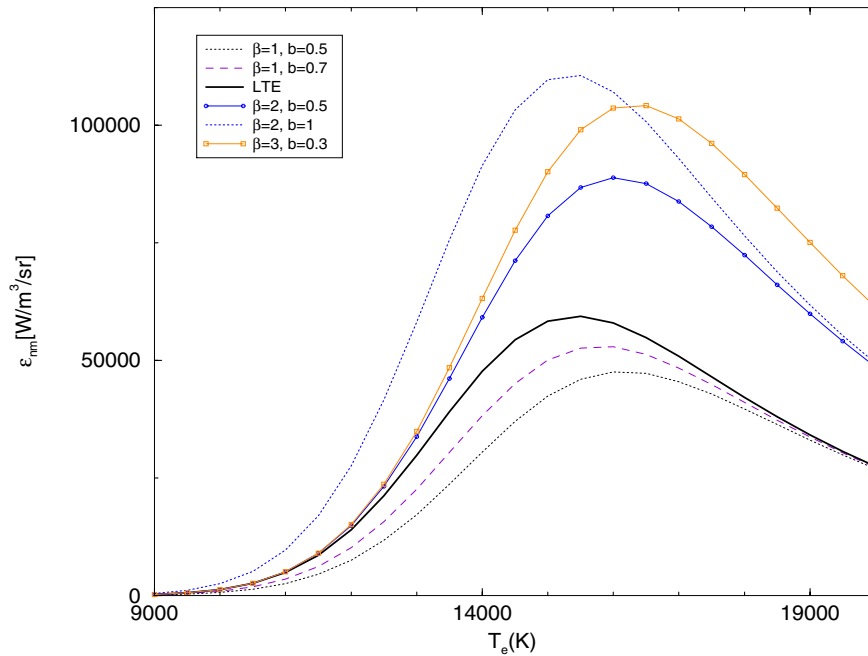


Abbildung 2.2.: Berechnete PLTE Volumenemissionskoeffizienten der ArI Linie bei 451 nm in Abhängigkeit von den PLTE Parametern und der Elektronentemperatur. Dabei ist b der Unterbesetzungsfaktor des neutralen Argons und $\beta = \frac{T_e}{T_G}$ das Verhältnis von Elektronen- zu Schwerteilchentemperatur.

Parameter gegenüber einer LTE Berechnung am Beispiel des Volumenemissionskoeffizienten der 451 nm Linie des neutralen Argons dargestellt. Es zeigen sich drastische Abweichungen von den LTE Berechnungen. Außerdem ist auffällig, dass für Temperaturen kleiner als 12500 K Kurven bei denen das b der Kehrwert von β ist, nicht von der LTE Kurve zu unterscheiden sind. Solche Berechnungen haben in hinsicht auf reale Plasmen wenig Aussagekraft.

Die Annahme von konstanten PLTE Parametern bei Veränderung der Elektronentemperatur ist als Modell für ein reales Plasma sicherlich falsch. Nick [NICK et al. 1984] geht davon aus, dass auf der Achse von Kaskadenbögen der Unterbesetzungsfaktor von der Elektronendichte abhängt. Allerdings zeigen diese Rechnungen die Abweichung des Plasmazustandes vom LTE in Abhängigkeit von den PLTE Parametern auf.

2.4. Strahlung aus Plasmen

2.4.1. Strahlungstransport in Plasmen

Zunächst werden der spektrale Emissions- bzw. Absorptionskoeffizient und ihre Bedeutung für den Strahlungstransport beschrieben. Ein infinitesimales Volumenelement in einem Plasma erzeugt bei einer Wellenlänge λ eine Strahldichte von ε_λ . Die Änderung der spektralen Strahldichte I_λ entlang eines Sehstrahles der infinitesimalen Länge dx ist $\frac{dI_\lambda}{dx}$.

$$\frac{dI_\lambda}{dx} = \varepsilon_\lambda - I_\lambda \kappa_\lambda. \quad (2.26)$$

Hierbei sind ε_λ und κ_λ der spektrale Emissions- bzw. Absorptionskoeffizient. $I_\lambda \kappa_\lambda$ ist der in dem Volumenelement absorbierte Anteil. Durch Integration dieser Gleichung erhält man die allgemeine Lösung der Strahlungstransportgleichung.

$$I_\lambda(x) = \int_0^x dx' \varepsilon_\lambda(x') \exp\left(-\int_{x'}^x ds \kappa_\lambda(s)\right). \quad (2.27)$$

Die Lösung vereinfacht sich erheblich in einem homogenen Plasma, denn dort sind ε_λ und κ_λ ortsunabhängig.

$$I_\lambda(x) = S_\lambda(1 - \exp(-\tau_\lambda)), \quad \tau_\lambda = \kappa_\lambda x, \quad S_\lambda = \frac{\varepsilon_\lambda}{\kappa_\lambda}. \quad (2.28)$$

Dabei wird τ_λ die *optische Dicke* und S_λ die *Quellfunktion* genannt. Falls LTE vorherrscht ist die Quellfunktion gleich der Kirchhoff-Planck-Funktion (Gl. 2.19), d.h. $S_\lambda = \frac{\varepsilon_\lambda}{\kappa_\lambda} = B_\lambda(T)$. Es gibt zwei wichtige Grenzfälle.

$$\tau_\lambda \ll 1 \quad \Rightarrow \quad I_\lambda(x) = \varepsilon_\lambda x. \quad (2.29)$$

Dieser Grenzfall wird Emission aus *optisch dünner* Schicht genannt. Die Absorption ist zu vernachlässigen, nahezu jedes emittierte Photon verläßt das Plasma. Im Gegensatz dazu steht der zweite Grenzfall, die Emission aus *optisch dicker* Schicht:

$$\tau_\lambda \gg 1 \quad \Rightarrow \quad I_\lambda(x) = \lim_{\tau_\lambda \rightarrow \infty} \frac{\varepsilon_\lambda}{\kappa_\lambda} (1 - \exp(-\tau)) = \frac{\varepsilon_\lambda}{\kappa_\lambda} = S_\lambda. \quad (2.30)$$

Im Extremfall tragen hier nur die Randbereiche des Plasmas zur spektralen Strahldichte bei. Nahezu alle in tieferen Plasmaschichten emittierten Photonen werden im Plasma absorbiert. Im Grenzfall ist die spektrale Strahldichte dann gleich der Quellfunktion. Im LTE ist diese Quellfunktion identisch mit der nur von der Temperatur abhängigen Kirchhoff-Planck-Funktion (Gl. 2.19).

2.4.2. Emissionskoeffizienten

In Bogenplasmen tragen sowohl Linien- als auch Kontinuumsmission zur Strahlung des Plasmas bei.

$$\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_{ik}(\lambda) + \varepsilon_\lambda(\lambda), \quad \varepsilon_{ik}(\lambda) = \underbrace{\frac{hc}{4\pi\lambda_{ik}}}_{\varepsilon_{ik}} n_i A_{ik} P_{ik}(\lambda), \quad \int_0^\infty d\lambda P_{ik}(\lambda) = 1. \quad (2.31)$$

Der Linienemissionskoeffizient $\varepsilon_{ik}(\lambda)$ hängt über die normierte Linienprofilfunktion $P_{ik}(\lambda)$ mit der Wellenlänge zusammen. Der über die Linie integrierte totale Linienemissionskoeffizient ist ε_{ik} . Der Vorfaktor ist die Energie eines Photons, n_i die Besetzungsdichte des Zustandes $|i\rangle$ und A_{ik} ist die Übergangswahrscheinlichkeit vom Zustand $|k\rangle$ in den Zustand $|i\rangle$. Der Kontinuumsmissionskoeffizient, der die Strahlungsrekombination beschreibt, ist ε_λ^{fb} , wobei fb für free-bound steht. Free-bound beschreibt den Übergang eines freien Elektrons bei der Strahlungsrekombination in einen gebundenen Zustands (siehe Gl. 2.9) ([SCHLÜTER 1968], [SCHULZ-GULDE 1970]):

$$\varepsilon_\lambda^{fb} = \frac{8n_e}{3c^2\lambda^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \right)^3 \sqrt{\frac{2\pi}{3m_e^3 k_B T_e}} \left(1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) \right) \sum_{i=1}^N \frac{\gamma_{A^i}}{Z_{A^i}} n_{A^i}(i)^2 \xi_{bf}^i. \quad (2.32)$$

Hier ist γ_{A^i} das statistische Gewicht des Elternions von A^i , Z_{A^i} ist die Zustandssumme, i der Ladungszustand und ξ_{bf}^i ist ein Korrekturfaktor zum Wasserstoff, für den diese Formel eigentlich gilt.

Der zweite Beitrag zur Kontinuumsmission ist die Bremsstrahlung, daher ist dieser Beitrag ε_λ^{ff} nach free-free benannt. Er beschreibt die Beschleunigung eines Elektrons im Feld eines Ions. Dabei wird das Elektron im Gegensatz zur Strahlungsrekombination nicht eingefangen. Durch eine beschleunigte Ladung wird natürlich elektromagnetische Strahlung abgegeben.

$$\varepsilon_\lambda^{ff} = \frac{8n_e}{3c^2\lambda^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \right)^3 \sqrt{\frac{2\pi}{3m_e^3 k_B T_e}} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) \sum_{i=1}^N n_{A^i}(i)^2 \xi_{ff}^i. \quad (2.33)$$

Vernachlässigt man nun Beiträge höher geladener Ionen, können die beiden Korrekturterme ξ_{ff} und ξ_{fb} zu einem effektiven ξ -Faktor zusammenfaßt werden:

$$\xi(\lambda, T) = \frac{\gamma_{A^+}}{Z_{A^+}} \xi_{fb} \left(1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) \right) + \xi_{ff} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T}\right). \quad (2.34)$$

$n_e = n_{Ar^+}$ und Emission aus optisch dünner Schicht ergeben folgende Gleichung für die Kontinuumsmission:

$$\varepsilon_\lambda = \frac{8n_e^2}{3c^2\lambda^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \right)^3 \sqrt{\frac{2\pi}{3m_e^3 k_B T_e}} \xi(\lambda, T). \quad (2.35)$$

Die Gleichungen 2.31, 2.35 bieten die Möglichkeit, bei optisch dünner Emission Plasmamparameter zu bestimmen. Die Kontinuumsmission eignet sich besonders zur Bestimmung der Elektronendichte, da die LTE Bedingungen nur in die Berechnung der Photoabsorptionsquerschnitte für den $\xi(\lambda, T)$ -Faktor eingehen, und die Abhängigkeit von der Elektronentemperatur nur schwach ist. Aus der Linienmission können Besetzungsdichten, und aus diesen wiederum Temperaturen bestimmt werden.

3. Experimenteller Aufbau und Versuchsdurchführung

3.1. Experiment

Das zu beobachtende Objekt, die Modellentladung, wird in Kapitel 5.1 beschrieben. Wichtigste Elemente des emissionspektroskopischen Messaufbaus sind die im nächsten Abschnitt beschriebene CCD-Kamera als Detektor und ein 1 m Mc Pherson Monochromator in Czerny-Turner Anordnung. Dieser Monochromator hat ein Öffnungsverhältnis von 1:10. Es wurden 10 cm breite Gitter mit 1200 Striche/mm verwendet. Die Blaze-Wellenlänge in der ersten Ordnung lag bei 300 nm, 500 nm bzw. 750 nm. Die reziproken Lineardispersion beträgt 0.76 nm/mm bei Beobachtung in erster Beugungsordnung.

Beim gleichzeitigen Einsatz mehrerer Diagnostiken an der Modellentladung kam das Aluminiumgefäß mit 8 Beobachtungsöffnungen zum Einsatz. Eine dieser Öffnungen wurde für die Emissionspektroskopie verwendet. Dazu wurde der Kathodenbereich der Entladung über einen Spiegelturm bzw. einen einfachen Klappspiegel mit einem Achromaten auf den Eintrittsspalt des Spektrographen abgebildet. Am anderen Ende des sogenannten T-Aufbaus befindet sich ein sekundärer Strahlungsstandard als Kalibrationslichtquelle. Als Strahlungsstandard kam eine von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt kalibrierte Wolframbandlampe bzw. ein Kohlebogen zum Einsatz. Der Kohlebogen wurde nach den Spezifikationen von [MAGDEBURG und SCHLEY 1966] betrieben.

Der Eintrittsspalt des Spektrographen liegt in der Vertikalen, ebenso die Kathode. Damit kann also über den Klappspiegel eine parallel zur Kathode liegende Linie auf den Eintrittsspalt abgebildet werden. Eine horizontale Linie wird über den Spiegelturm, der das Bild um 90° dreht, auf den Eintrittsspalt abgebildet. Entlang dieser abgebildeten Linie werden dann Spektren mit der Kamera aufgenommen. Sowohl Spiegelturm als auch der Klappspiegel können um 180° gedreht werden, so dass die Kalibrationslichtquelle abgebildet wird. Auch sind beide mit Mikrometerschrauben zur Positionierung ausgerüstet. Mit diesen sind die Spiegel reproduzierbar positionierbar, so dass die abgebildeten Linien verschoben werden können. Die Brennweite der verwendeten Achromaten lag zwischen 50 cm und 1 m. Durch variable Blendenaufsätze konnte das Öffnungsverhältnis zwischen 1:10 und 1:100 eingestellt werden. Mit der Wahl des Öffnungsverhältnisses wird die beugungsbegrenzte räumliche Auflösung festgelegt, da der Achromat die kleinste Apertur des emissionspektroskopischen Aufbaus darstellt.

Eine weitere wichtige Beobachtungsmöglichkeit ist das *Questar QM1 long distance microscope*. Dies ist ein astronomisches Spiegelteleskop, welches speziell zur hochauflösenden Beobachtung im Entfernungsbereich von 56 cm bis 150 cm entwickelt wurde. Dieses Objektiv hat eine räumliche Auflösungsgrenze von bis zu 3 μm . Es kann mit allen Kameratypen zusam-

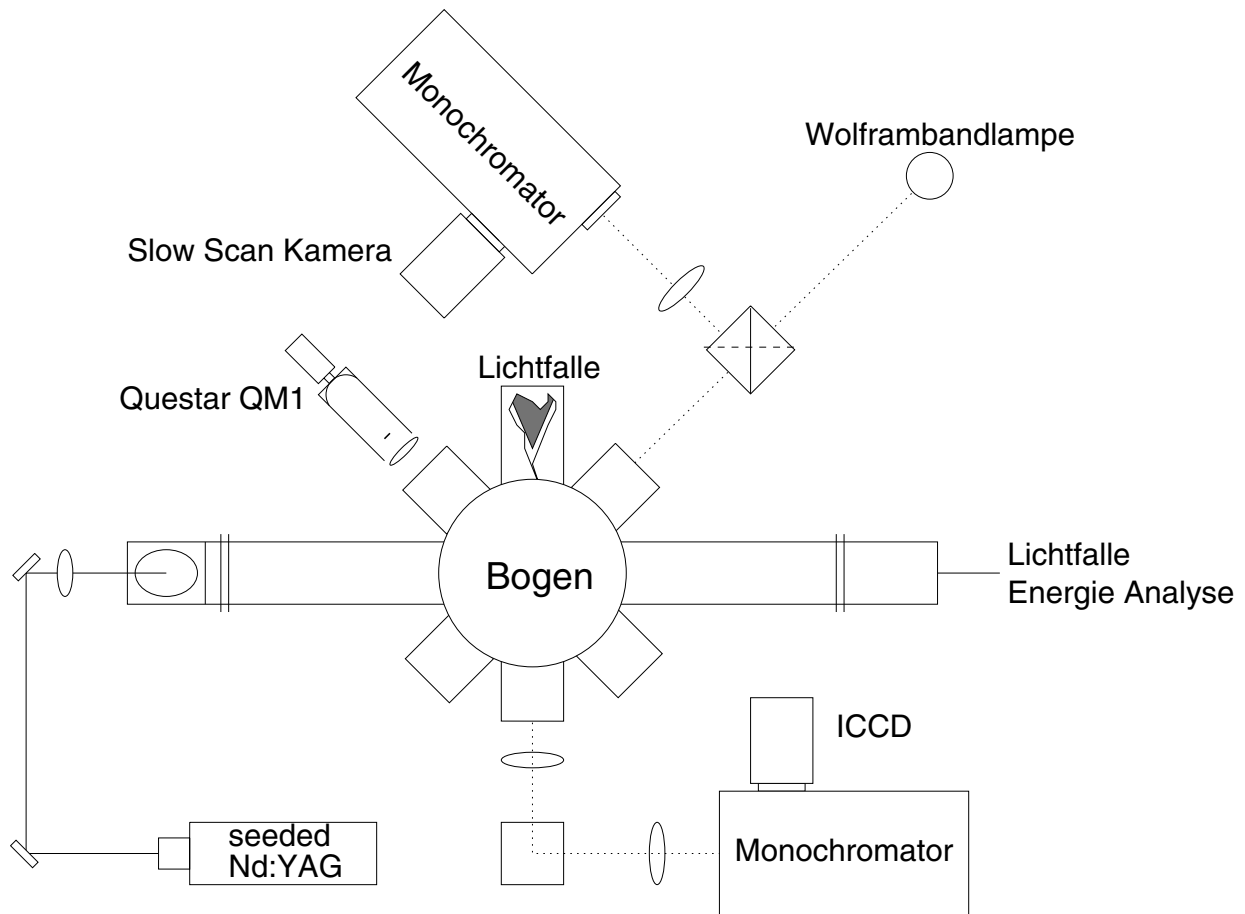


Abbildung 3.1.: Skizze des experimentellen Aufbaus für Laserstreuadiagnostiken und optische Emissionsspektroskopie.

men benutzt werden. Weiterhin können Farb-, oder Interferenzfilter in den Strahlengang eingesetzt werden, so werden zweidimensionale spektrale Verteilungen mit einer Messung erfasst.

Die Zündvorrichtung des Bogens bestand aus einem Zündtrafo mit 1 A und 1 kV mit einem Vorwiderstand von 3.6 k Ω . Als Stromquellen für den Bogenbetrieb standen zwei stromstabilisierte Netzgeräte mit 10 A bei 300 V und 20 A bei 250 V sowie ein unregelter Gleichstromgenerator mit 125 A bei 500 V zur Verfügung. Diese wurden mit Vorwiderständen von 10 Ω bis 50 Ω betrieben. Der Zündtrafo und die Bogenstromversorgung sind durch jeweils zwei Dioden voneinander getrennt. Die Anode der Entladung ist geerdet. Zur Spannungsmessung ist ein 1:100 Spannungsteiler direkt zwischen Anode und Kathode geschaltet. Der Bogenstrom wird über einen Shunt von 5 m Ω gemessen. Die Elektroden werden mit Wasser aus einem geschlossenen Kreislauf gekühlt. Durch die Leitfähigkeit des Wassers kommt es damit zu einer schwach leitenden Verbindung der Elektroden. Durch lange Schläuche beträgt dieser Widerstand allerdings einige 50 k Ω , so dass Kriechströme vernachlässigt werden können.

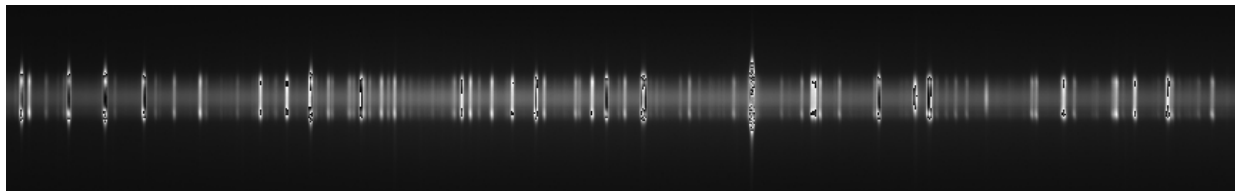


Abbildung 3.2.: CCD Bild des Spektralbereiches von 433 nm bis 453 nm einer Entladung im Brennmodus *Blaue Säule*.

3.2. Detektorsystem

Als Detektor kommt eine mit flüssigem Stickstoff gekühlte, *frontilluminated Slow-Scan* CCD Kamera zum Einsatz. Der Chip besteht aus 1752 Pixeln in horizontaler und 532 Pixeln in vertikaler Richtung. Die Pixel sind quadratisch mit einer Kantenlänge von $15\ \mu\text{m}$. Das ergibt eine Grösse von $(26 \times 8)\text{mm}^2$. In Verbindung mit dem im vorherigen Abschnitt beschriebenen Spektrographen werden so maximal 19.5 nm auf den Chip abgebildet. In einem Pixel können etwas mehr als 150000 Elektronen gespeichert werden. Das Ausleserauschen dieser Kamera in Verbindung mit dem Controller liegt bei ca. 5 Elektronen. Das ist auch der Wert für die kleinste Digitalisierungsstufe. Der Controller wandelt 18 bit bei 100 kHz und ist über eine IEEE Schnittstelle mit einem Laborrechner¹ verbunden. Beim Auslesen des CCD-Chips können Bereiche vor dem Digitalisieren zusammengefasst werden (sogenanntes *binning*). Damit kann sowohl das Signal-zu-Rausch Verhältnis als auch der lineare Dynamikbereich des Systems weiter verbessert werden. Weiterhin liegt das Ausleseregister in der Horizontalen und ist damit für spektroskopische Anwendungen besonders geeignet. Aufgrund der Kühlung wird nur ca. 1 Elektron pro Stunde und Pixel als thermisches Rauschen frei. Dieses System ist daher sehr gut zur Messung kleiner Lichtflüsse geeignet. Durch eine Beschichtung des Chips mit einer lumineszierenden Schicht ist die Kamera von 200 nm bis 1100 nm empfindlich. Die Kamera ist *frontilluminated*, d.h. der Chip wird von vorne beleuchtet. *Backilluminated* Chips haben zwar bessere Quanteneffizienzen im Ultraviolett und Blauen, leider zeigen sie aber im roten und Nahinfraroten deutliche Interferenzstrukturen. Deshalb wurde ein *frontilluminated* System ausgewählt.

Abb. 3.2 zeigt ein Beispiel für eine Aufnahme mit dem Slowscan Kamerasystem in Verbindung mit dem im vorigen Abschnitt beschriebenen Spektrographen. In dieser Aufnahme sind die Graustufen nicht linear über den Dynamikbereich verteilt, sondern die digitalisierten Werte werden Modulo $2^{(7+n)}$ mit einer ganzen Zahl n betrachtet. Ist $2^{(7+n)}$ größer als die Maximalintensität des Bildes, so entspricht es einer normalen Graustufendarstellung, für kleinere n wird der Kontrast der Darstellung angehoben. Entlang der horizontalen Achse ist die Wellenlängenauflösung dargestellt. Der abgebildete Bereich erstreckt sich von 433 nm bis 453 nm. Die Aufnahme wurde über einen Spiegelturm abgebildet, so dass entlang der Vertikalen die räumliche Verteilung eines horizontalen Schnittes dargestellt ist. Die Entladung war im Brennmodus *Blaue Säule* (siehe Kap. 5.3). Die Mehrzahl der Linien sind Linien des neutralen Wolframs.

¹IBM kompatibler PC

3.3. Durchführung einer Messung

Der optische Aufbau wird justiert, indem ein Diodenlaserpointer in die Fokalebene des Spektrographen eingesetzt wird. Dann wird der Laserstrahl in nullter Ordnung auf der optischen Achse durch den Spektrographen justiert, so dass alle Spiegel und das Gitter genau in der Mitte beleuchtet sind. Der durch den Eintrittsspalt austretende Laser definiert nun die optische Achse, auf der der Achromat, Spiegel bzw. Spiegelturm und letztendlich die Entladung und die Kalibrationslichtquelle einjustiert werden. Durch die Wahl von Klappspiegel oder Spiegelturm ist die Beobachtungslinie festgelegt.

Zum Zünden wird die evakuierte Lampe einige Minuten mit Argon gespült, dann wird der Druck auf ca. 70 hPa eingestellt. Mit dem Zündtrafo wird eine Glimmentladung gezündet. Die parallel im Stromkreis liegende Stromquelle für den Bogenbetrieb wird zugeschaltet und der Zündtrafo abgestellt. Nun wird der Druck bis zum gewünschten Wert erhöht. Durch diese Art der Strom- und Druckerhöhung bis zum gewünschten Betriebsparameter kann der Bogenansatz eingestellt werden, allerdings ist dies die schwierigste Kunst beim Zünden. Auffällig ist, dass Entladungen mit Kathoden aus thoriertem Wolfram oftmals wesentlich einfacher zu zünden waren, als solche mit Kathoden aus reinem Wolfram. Nach der erfolgreichen Zündung wird das Gefäß geerdet.

Bei gemeinsamen Messungen wurde jeweils der abgebildete Schnitt mit dem Spiegelturm um 90° gedreht und dann mit Hilfe des Rayleigh Streulichtes des Lasers der Spiegelturm so justiert, dass die von den Diagnostiken beobachteten Plasmavolumen im gleichen Abstand zur Kathode lagen. Die Laserstreudiagnostiken sind dabei natürlich lokal auflösend, während Emissions- und Absorptionsmessungen entlang des Sehstrahls messen. Nun werden in verschiedenen Spektralbereichen Aufnahmen gemacht. Weiterhin kann durch die Positionierung der Spiegel eine Verschiebung der Beobachtungslinie durchgeführt werden, d.h. der Ort der Abbildung wird variiert. Wird anstelle des Spiegelturmes der Klappspiegel verwendet, so wird die Abbildung zunächst so justiert, dass die Mitte der Kathode genau auf dem Eintrittsspalt liegt. Mit dieser Anordnung können hervorragend Spektren zur qualitativen Analyse aufgenommen werden, denn sie zeigen einen axialen Schnitt durch die Entladung. Gut ist hieran, dass der feste Pixelabstand zusammen mit dem Abbildungsmaßstab die räumliche Lage der Spektren zueinander genau festlegt. Bei Verwendung des Spiegelturmes besitzt man diese feste Zuordnung entlang eines horizontalen Schnittes. Die jeweils andere Richtung kann durch die Mikrometerschraubenpositionierung eingestellt werden, aber diese ist weit ungenauer als die Zuordnung entlang des Eintrittsspalt. Wird der Klappspiegel verschoben, so kann man später aus vielen Aufnahmen nebeneinander liegender Linien einen horizontalen Verlauf rekonstruieren. Dieser Verlauf ist aber in der Regel nicht quantitativ auswertbar, da räumliche Schwankungen der Entladung die Rekonstruktion stark verrauschen und asymmetrisch verschieben. Der horizontale Schnitt ergibt sich natürlicherweise beim Einsatz des Spiegelturmes. Der so gemessene Schnitt ist wesentlich symmetrischer und daher für eine weitere quantitative Auswertung besser geeignet. Solche Spektren werden dann mit Hilfe der Abelschen Integralgleichung (siehe Kap. 4.1.3) auf eine radiale Verteilung umgerechnet (im folgenden kurz entabeln genannt). Aber die axiale Zuordnung der einzelnen Schnitte ist schlechter. Zusammenfassend kann man feststellen, dass für qualitative Übersichtsmessungen und Messungen der Kathodentemperatur der Klappspiegel gut geeignet ist, während für genaue Strahldichtemessungen im Plasma der Spiegelturm zu bevorzugen ist.

Wichtig ist die richtige Auswahl der Belichtungszeit, der Binning Parameter und die Anzahl der Bilder, die vom System aufaddiert werden. Es ist häufig günstig, eine Belichtungsvariation vorzunehmen, um die Dynamik des Systems weiter zu erhöhen. Ein spezieller Bogenansatz (siehe Kap. 5.2.1) weist enorme Unterschiede in den Strahldichten verschiedener Spezies auf. Ebenso wichtig hierfür ist die Auswahl geeigneter Spektralbereiche. So gibt es z.B. im Ultravioletten bei 250 nm ein 'Fenster' ohne ArI bzw ArII Linien. Dort ist die gezielte Messung von Wolframlinien besonders günstig selbst in Bereichen direkt vor der Kathode, die in anderen Spektralbereichen von ArI oder ArII so stark dominiert werden, dass dort eine genaue Vermessung der WI und WII Linien stark erschwert ist.

Gleichzeitig können mit dem *Questar* Objektiv und einer normalen CCIR CCD-Kamera räumlich hochaufgelöste Bilder der Entladung aufgenommen werden. Wird ein Farb- bzw. Interferenzfilter zusätzlich benutzt, kann auch zweidimensionale, spektrale Information auf diese Weise gewonnen werden. Strom, Spannung und Druck werden mit Digitalvoltmetern oder einem Analog-Digital-Wandler festgehalten.

4. Datenanalyse

Durch die Benutzung von CCD-Kameras als Detektoren kommt es zu einer Flut an Rohdaten. Eine Standardvideokamera produziert in einer Sekunde 25 Bilder mit 768×575 Pixeln, das entspricht bei einer Digitalisierungstiefe von 8 Bit einer Datenrate von mehr als 10 MByte/s. Als erster Schritt zur Reduzierung dieser Datenmenge werden die Bilder im Rechner aufaddiert. Hierdurch geht das Datenvolumen deutlich zurück. Außerdem verbessert sich das Signal-zu-Rausch Verhältnis der Daten, und die Dynamik kann damit erhöht werden. Allerdings ist der Preis hierfür der Verlust der Zeitauflösung. Auch die Aufbereitung der eigentlichen Daten wie z.B. Volumenemissionskoeffizienten aus den Rohdaten, wie deren Analyse erfordert den Einsatz von Rechnern. Dabei wird deutlich werden, dass gerade die alten graphischen Verfahren nach Olsen und Richter (siehe Kap. 4.2) durch die Datenmenge deutlich an Bedeutung gewinnen, liegt doch ihr Vorteil gerade in der Möglichkeit, immense Datenmengen zu visualisieren und qualitative Einsicht zu erlangen.

4.1. Software Entwicklung

Mit der Software Entwicklung sollte ein Teil der Grundlagen für ein netzwerkintegriertes Labor geschaffen werden. Dazu kommen als Messplatz- bzw. Laborrechner PC's unter dem Betriebssystem *Linux* und weiterhin Workstations unter UNIX-Derivaten wie SUNOS oder Solaris zum Einsatz. UNIX hat sich als Betriebssystem seit langem bewährt. Es garantiert einen stabilen und sicheren Netzbetrieb. Es bietet die Möglichkeit zu echtem Multitasking, d.h. es ist möglich, mehrere Mess- oder Steuerungsaufgaben von einem Rechner übernehmen zu lassen. Durch das Netzwerk ist eine Überwachung bzw. Kontrolle auch außerhalb des Labors möglich. In Kapitel 4.1.1 wird dieser Teilaspekt besonders deutlich. Die anderen Kapitel befassen sich mit der Lösung bestimmter Probleme der Datenaufbereitung, bzw -analyse.

4.1.1. Bildverarbeitung

Da ein kommerzielles Programm zur Steuerung der Slowscan Kamera und des gewählten Controllers nicht verfügbar war, wurde ein solches Programm in ein schon im Aufbau befindliches Paket zur Bildverarbeitung eingebunden. Der Controller ist mit einer IEEE Schnittstelle ausgerüstet und damit unabhängig von einem speziellen Betriebssystem oder einer Systemplattform benutzbar. Die Bandbreite des IEEE Busses ist für die Datenübertragung gerade noch ausreichend. Bei einer Wandlung von 18 Bit mit 100 kHz fallen 400 kByte in der Sekunde an. Zur Bildaufnahme bzw. Bildbearbeitung wurde in Zusammenarbeit mit Volker Gies ein Programmpaket geschrieben, das diese Aufgaben möglichst offen und modular erledigt. Dazu wurde das Programm zur Bildaufnahme, der sogenannte *grabber*, vollständig

vom Programm zur Bildbearbeitung, das *frame* genannt wird, getrennt. Die Kommunikation geschieht über einen Teil des Hauptspeichers, auf den beide Programme zugreifen können sogenanntes *shared memory*. Der Großteil dieses Speichersegments dient einfach zum Speichern der aufgenommenen Bilddaten. Eine auch in diesem Speicher liegende Datenstruktur dient der eigentlichen Kommunikation. In dieser Struktur sind die vom Nutzer gewünschten Parameter eingetragen, d.h. dort werden Belichtungszeit, Bildausschnitt, Anzahl der Bilder, Art der Triggerung, Tiefe der Digitalisierung, Binningparameter, Nullpegel der Digitalisierung, Kameratyp und ähnliche Informationen an das Bildaufnahmeprogramm übergeben. Bisher sind drei Bildaufnahmemodule entwickelt worden. Eines zur Steuerung der Slowscan CCD mit dem IEEE Controller, eines zur Bedienung eines *framegrabbers* der Firma Mutech. Mit dem normale Standard-CCDs oder auch die ältern ICCD's der Firma PCO digitalisiert werden. Das letzte entwickelte Modul steuert eine moderne ICCD der Firma Roper Scientific. Diese Bildaufnahmemodule digitalisieren jetzt nach Angabe der Nutzerwünsche in der gemeinsamen Datenstruktur die Bilder, versehen sie mit einem Zeitstempel und weiteren Informationen. Auch dynamische Informationen werden in dieser Struktur zwischengespeichert, z.B. die Anzahl der bereits digitalisierten Bilder. Auf diesen gemeinsamen Speicherbereich können nur Programme zugreifen, die einen Schlüssel besitzen. Dieser wird dem Bildaufnahmemodul beim Aufruf vom Bildbearbeitungsprogramm mitgegeben.

Bei der Messung arbeiten beide Programme unabhängig voneinander, d.h. das Bildaufnahmemodul übernimmt im wesentlichen die digitalisierten Daten und speichert oder addiert sie im gemeinsamen Speicher. Das Bildbearbeitungsprogramm stellt die Daten aus diesem Speicher dar oder bearbeitet die Bilder schon in der Bildaufnahmezeit.

Zur Bildbearbeitung kann mit dem *frame* Programm der Kontrast des Bildes verändert werden. Es ist möglich, bestimmte Spalten bzw. Zeilen zu betrachten. Nullbilder können abgezogen werden. Mit Bildern der Kalibrationslichtquellen werden andere absolut kalibriert. Es können sowohl spektrale Flächenstrahldichten, als auch über Linien integrierte totale Linienflächenstrahldichten verarbeitet werden. Diese Flächenstrahldichten können einer Abelinversion unterzogen werden. Die daraus gewonnenen Volumenstrahldichten bzw. spektralen Volumenstrahldichten können dann weiteren Analysen zugeführt werden. Dies ist auch ohne interaktives Eingreifen möglich, d.h. zeitraubende Auswertungen bzw. Auswertungsschritte können programmgesteuert erfolgen.

4.1.2. Plasmazusammensetzungen

Zustandsgleichung (2.22), Quasineutralität (2.20), Sahagleichungen (2.25) und Zustandssummen (Gl. 2.24) bilden ein nichtlineares Gleichungssystem, das numerisch gelöst wird. Es ist leicht möglich, dies auf mehr als eine Spezies zu erweitern. Das Gleichungssystem kann in eine nur von der Elektronendichte abhängige Gleichung umgeformt werden, dazu werden zunächst alle Sahagleichungen berechnet:

$$S_{A_a^i} := \frac{n_e n_{A_a^{i+1}}}{n_{A_a^i}} = \frac{2(2\pi m_e k_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \frac{b_{A_a^i}}{b_{A_a^{i+1}}} \frac{Z_{A_a^{i+1}}(T, n_e)}{Z_{A_a^i}(T, n_e)} \exp\left(-\frac{\chi_{A_a^i} - \Delta\chi}{k_B T}\right). \quad (4.1)$$

Die Sahagleichungen gelten für Teilchen A_a^i , wobei a die Spezies und i die Ionisationsstufe bezeichnet, diese Sahagleichungen definieren $S_{A_a^i}$. Zur Berechnung der Sahagleichungen

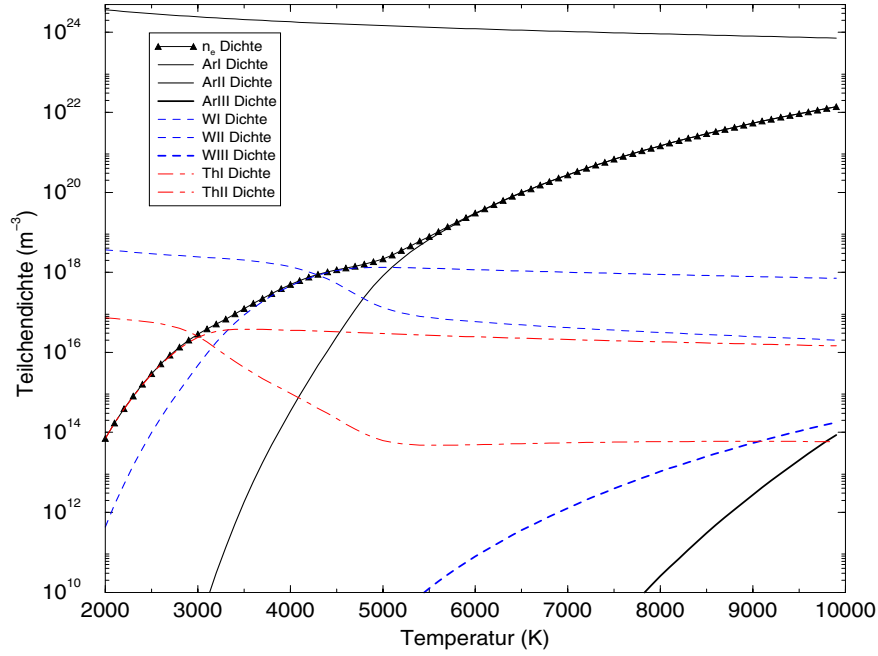


Abbildung 4.1.: LTE Plasmakomposition für ein Argonplasma mit Anteilen von 1 ppm Wolfram und 20 ppb Thorium.

werden auch die Zustandssummen benötigt. Falls vorhanden werden diese mit genäherten Termen [TRAVING et al. 1966] berechnet, falls nicht werden die Terme aus der Kuruz Datenbank [KURUCZ und BELL 1995] gewonnen. Die Rydbergzustände werden mit einer Wasserstoffrechnung approximiert. Aus den in Gl. 4.1 definierten Termen werden über Rekursionen weitere gewonnen:

$$A_{A_a^0} := \frac{S_{A_a^0}}{n_e}, \quad A_{A_a^{i+1}} := A_{A_a^i} S_{A_a^{i+1}}. \quad (4.2)$$

Für ein Mehrkomponenten-Plasma müssen weiterhin Mischungsverhältnisse angegeben werden:

$$M_{A_a} := \frac{n_{A_a}}{\sum_{i=1}^N n_{A_i}}, \quad \sum_{i=1}^N M_{A_i} = 1. \quad (4.3)$$

M_{A_a} ist der Anteil der Spezies A_a an der Gesamteilchendichte. Natürlich ist die Summe dieser Mischungsverhältnisse Eins. Mit diesen Mischungsverhältnissen und vordefinierten Größen lassen sich aus der Zustandsgleichung die Neutralteilchendichten bestimmen:

$$n_{A_a^0} = M_{A_a^0} \frac{\frac{p}{k_B} - n_e T_e}{T_G (1 + \sum_{i=0}^{N_a-1} A_{A_a^i})}. \quad (4.4)$$

Jetzt lassen sich aus den Sahagleichungen die Dichten der einzelnen Ionisationsstufen berechnen:

$$n_{A_a^i} = A_{A_a^{i-1}} n_{A_a^0}, \quad i \in [1, \dots, N_a]. \quad (4.5)$$

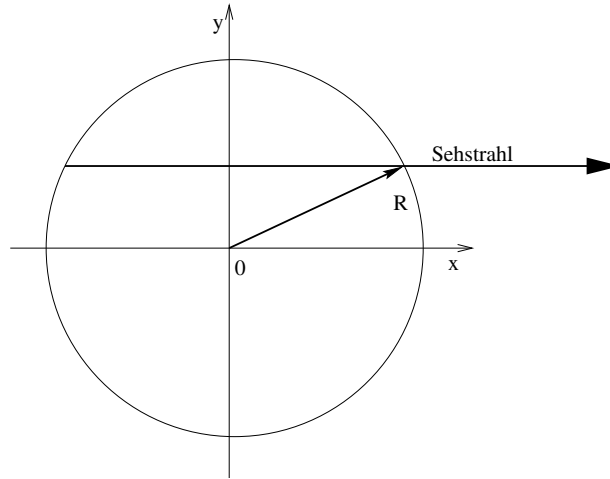


Abbildung 4.2.: Skizze zur Abel-Inversion

Aus der Quasineutralität folgt die Elektronendichte:

$$n_e = \sum_{a=1}^N \sum_{i=1}^{N_a} i n_{A_a^i}. \quad (4.6)$$

Als Parameter gehen Unterbesetzungsfaktoren, Druck, Mischungsverhältnisse, Schwerteilchen- und Elektronentemperatur in diese Gleichung ein, d.h. $n_e = f(n_e)$ und damit $f(n_e) - n_e = 0$. Diese Nullstellenbestimmung wird numerisch gelöst [PRESS et al. 1988]. Damit können für einen festen Parametersatz die Elektronendichte und daraus sukzessive alle Teilchendichten bestimmt werden. Schwierig bleibt in der Praxis oft die Beschaffung der Zustandssummen. Aber falls diese verfügbar sind, lassen sich mit dieser Routine PLTE-Plasmen mit beliebigen Komponenten berechnen. Ein Beispiel hierzu ist in Abb. 4.1 dargestellt. Dort ist für den Temperaturbereich von 2000 K bis 10000 K ein Mehrkomponentenplasma mit 1 ppm Wolfram und 20 ppb Thorium berechnet. Zweifach ionisiertes Thorium konnte nicht berücksichtigt werden, da keine Daten für die Zustandssummen zur Verfügung standen. Besonders auffällig ist, dass die leichter ionisierbaren Komponenten trotz nur sehr kleiner Dichteanteile die Elektronendichte zunächst dominieren. Thorium hat eine Ionisierungsenergie von 6.3 eV, Wolfram eine von 7.86 eV und die des Argons ist 15.755 eV.

4.1.3. Abel-Inversion

Bei side-on Beobachtungen zylindersymmetrischer Plasmen muss immer eine Abel-Inversion der Messdaten durchgeführt werden. Da ein freibrennender Bogen nur side-on Messungen erlaubt, wurde die Abel-Inversion nach Pretzler et al. [PRETZLER et al. 1992] implementiert. Dabei wird die unbekannte Funktion $f(r)$ nur entlang eines Sehstrahles integriert gemessen.

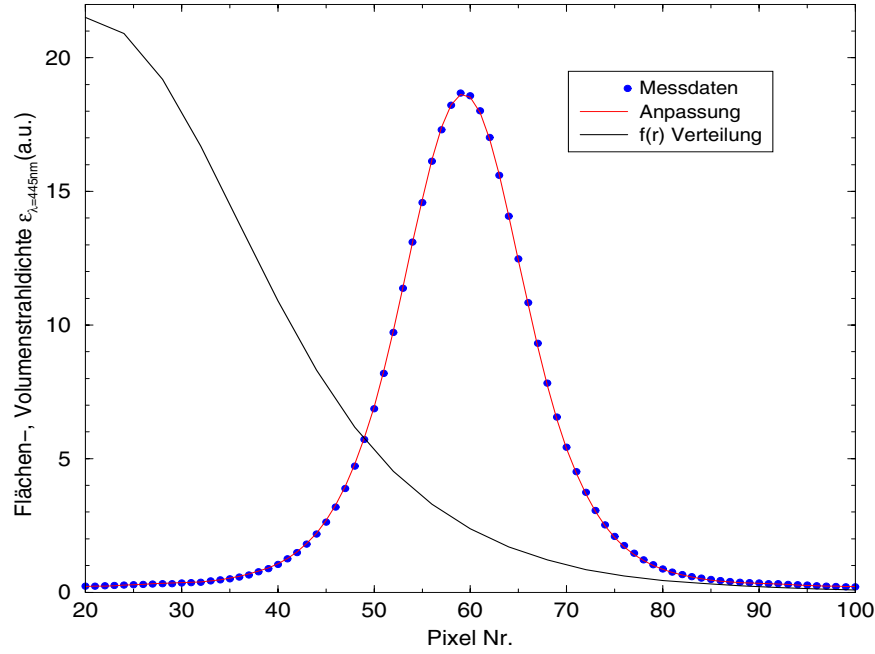


Abbildung 4.3.: Beispiel für eine Abel-Inversion. Dargestellt sind die gemessenen Flächenstrahllichte und die Anpassung daran, sowie die darausfolgende Lösung. Es wurden die 10 kleinsten Basisfunktionen verwendet.

Dies führt zur Projektion $h(y)$ (siehe Abb. 4.2):

$$h(y) = 2 \int_y^R dr \frac{f(r)r}{\sqrt{r^2 - y^2}}. \quad (4.7)$$

Analytisch ergibt sich die unbekannte Funktion zu

$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_y^R dy \frac{h'(y)}{\sqrt{y^2 - r^2}}. \quad (4.8)$$

Da die Daten natürlich nicht analytisch und kontinuierlich, sondern diskret und verrauscht vorliegen, wird dieses Problem durch die sogenannte *Fourier* Methode [PRETZLER et al. 1992] gelöst. Dazu wird die gesuchte Funktion in eine Funktionsreihe ähnlich einer Fourierreihe entwickelt:

$$f(r) = \sum_{n=N_l}^{N_u} a_n f_n(r). \quad (4.9)$$

mit unbekanntem Koeffizienten a_n und Funktionen:

$$f_0(r) = 1, \quad f_n(r) = 1 - (-1)^n \cos\left(n\pi \frac{r}{R}\right). \quad (4.10)$$

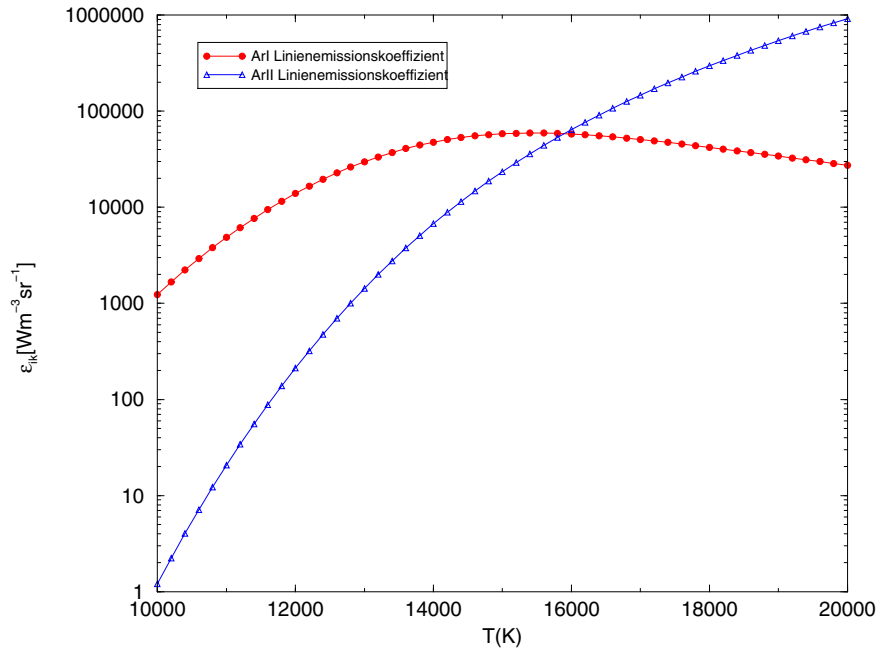


Abbildung 4.4.: LTE Berechnung für einen ArI- und einen ArII-Linienemissionskoeffizienten

Damit hat die Abelinversion das Aussehen:

$$h(y) = 2 \sum_{n=N_l}^{N_u} a_n \int_y^R dr \frac{f_n(r)r}{\sqrt{y^2 - r^2}}. \quad (4.11)$$

Die Koeffizienten a_n werden nach der *Methode der kleinsten Fehlerquadrate* bestmöglich an die gemessenen Daten angepasst. Da die Koeffizienten linear in der Gleichung sind, kann ein *single-value-decomposition* Verfahren [PRESS et al. 1988], [WALLWITZ 1982] benutzt werden. Die in Gl. 4.11 auftauchenden Integrale werden ebenfalls numerisch gelöst [PRESS et al. 1988].

4.2. Darstellungen nach Olsen und Richter

Darstellungen nach [OLSEN 1963] und [RICHTER 1965] sind entwickelt worden, um ohne Kenntnisse von Übergangswahrscheinlichkeiten bzw. ohne Absolutkalibration Temperaturen an LTE Plasmen zu bestimmen. Diese Darstellung bietet weiterhin die Möglichkeit qualitative Aussagen über Plasmen zu machen und große Mengen an Messdaten in eine parameterlose Darstellung zu bringen. Dazu werden zwei gemessene bzw. berechnete Größen gegeneinander logarithmisch aufgetragen. In Abb. 4.4 ist der Linienemissionskoeffizient einer ArI- und einer ArII-Linie in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt. Beide Größen wurden mit Hilfe von LTE-Plasmazusammensetzungen berechnet. In Abb. 4.5 ist die ArII-Linienintensität in Abhängigkeit von der ArI-Linienintensität aufgetragen. In dieser Darstellung ist die Temperatur eine implizite Variable. Die Temperatur gibt die Lage der Punkte innerhalb der Kurve an. In der Gleichung der Linienemissionskoeffizienten (2.31)

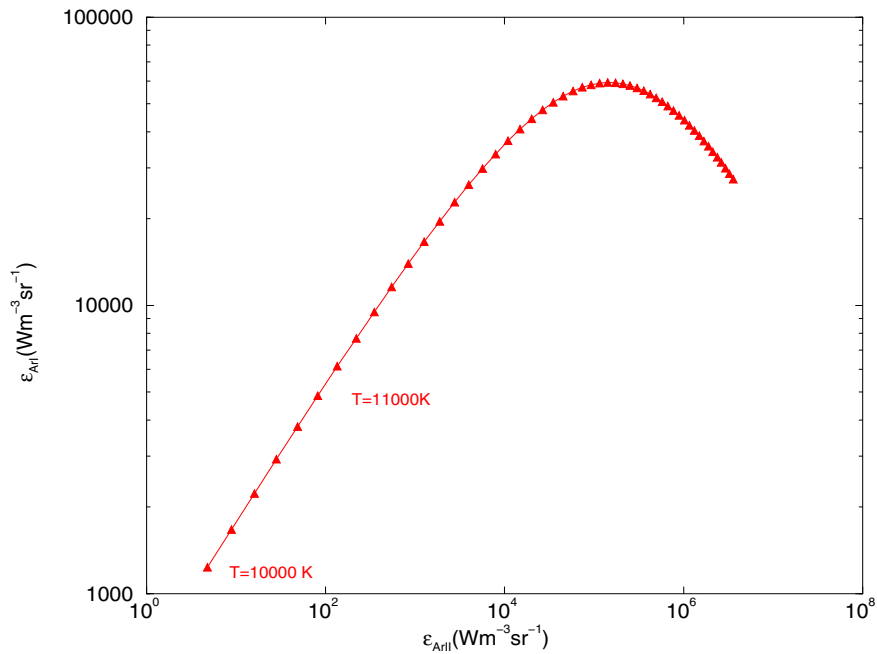


Abbildung 4.5.: Darstellung nach Olsen und Richter aus den Daten der Abb. 4.4

taucht die Übergangswahrscheinlichkeit nur linear auf, d.h. in einer solchen doppeltlogarithmischen Darstellung entspricht eine Änderung der Übergangswahrscheinlichkeit einer Verschiebung. Um die Ungenauigkeit in der Kenntnis der Übergangswahrscheinlichkeiten bzw. die schwierige Absolutkalibration gemessener Volumenstrahldichten zu vermeiden, wertet man gemessene Volumenstrahldichten so aus. Ist der Parameterbereich groß genug und das Plasma im LTE, dann ergibt sich eine zur berechneten Kurve verschobene gemessene Kurve. Durch Verschiebung der Kurven aufeinander wird die Messung kalibriert. Daraus ergeben sich dann auch ohne Absolutkalibration und Übergangswahrscheinlichkeiten genaue LTE Temperaturen. Es können alle einer Messung oder Berechnung zugänglichen Größen aufgetragen werden.

Ist das Plasma im LTE, dann lassen sich alle spektroskopisch erfassbaren Größen durch eine Temperatur beschreiben. Variiert man in der Darstellung nach Richter und Olsen experimentelle Parameter, so sollten alle Punkte stets im Rahmen der Messfehler auf der einen Kurve liegen. Die experimentell variierbaren Parameter sind Stromstärke, Druck, Brennmodus, Kathodendurchmesser, -material und axiale bzw. radiale Position des Messpunktes. Auch in den einfachen PLTE-Modellen hängen die weiteren Plasmagrößen in der Regel von Elektronendichte oder -temperatur ab, d.h. alle Plasmagrößen hängen von einem Parameter ab, nur ist der Zusammenhang komplexer. Variiert man nun in der Darstellung zwei der Parameter so kann man damit überprüfen, ob diese Annahme richtig ist. Sind die gemessenen Größen von zwei Parameter abhängig, so ergibt sich kein geschlossener Kurvenzug. Abb. 4.6 zeigt ein Beispiel hierfür. Dargestellt sind der Graph, der sich aus einer LTE-Rechnung ergibt, sowie Messungen aus dem Kathodenbereich eines freibrennenden Bogens bei 10 A. Dabei sind Messpunkte mit einem festen Abstand zur Kathode miteinander verbunden. Deutlich zeigt sich, dass diese Kurven nicht durch einen Parameter beschrieben

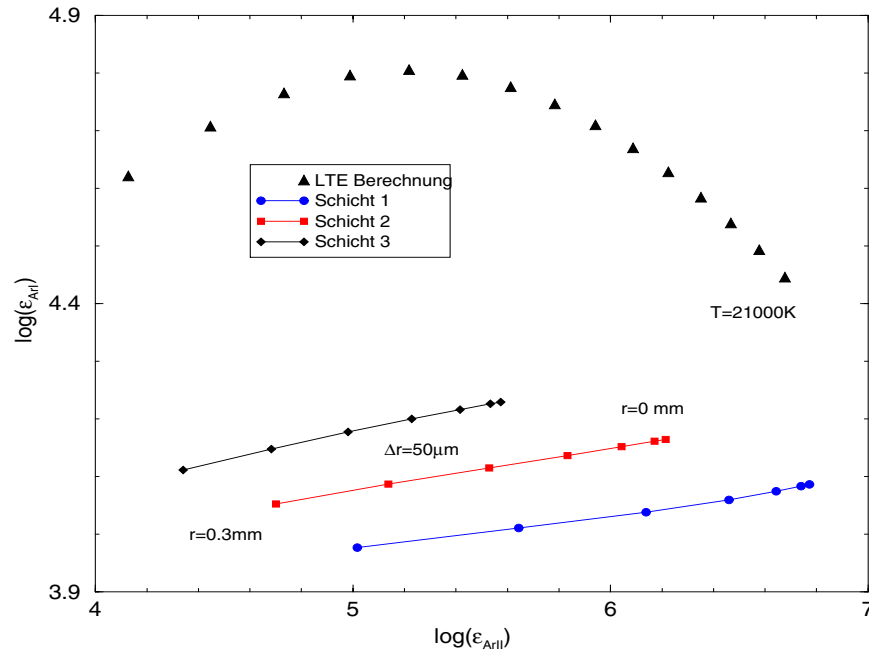


Abbildung 4.6.: Darstellung nach Olsen und Richter der Volumenstrahldichte ArI 451 nm gegen ArII 440 nm. Die Schichten haben einen Abstand von $100\ \mu\text{m}$. Schicht 1 ist die erste Schicht ohne Kathodenstrahlung.

werden. Die weitere Einflussgröße ist offenbar der Abstand zur Kathode. Weiterhin sehr auffällig ist der Abstand zur LTE-Kurve.

4.3. Boltzmannplots

Boltzmannplots sind eine graphische Methode, um Besetzungsdichten auf eine Boltzmannverteilung zu überprüfen. Dazu wird der Quotient aus Besetzungsdichte und statistischem Gewicht logarithmisch gegenüber der Energie des oberen Zustandes aufgetragen. Ergibt sich aus diesen Punkten eine Gerade, dann folgt die Besetzungsdichteverteilung der Boltzmannrelation. Die Steigung der Geraden ist dann $\frac{-1}{k_B T}$. So können Temperaturen bestimmt werden. Allerdings ist hierzu eine genaue Kenntnis der Übergangswahrscheinlichkeiten nötig. Weiterhin müssen die Spektren zumindest relativ zueinander kalibriert sein. Abb 4.7 zeigt experimentell bestimmte Besetzungsdichten und eine Ausgleichsgerade. Diese Gerade entspricht einer Anregungstemperatur von 4500 K.

4.4. Bestimmung der Plasmaparameter

Abb. 4.6 zeigt eindeutig, dass zumindest in kathodennahen Bereichen die Temperatur allein nicht zur Beschreibung des Plasmazustandes ausreicht. In Kap. 2.3 sind die dem PLTE-Modell zugrundeliegenden Gleichungen beschrieben. Allerdings sind in diesen Gleichungen der Unterbesetzungsfaktor und die Gastemperatur nicht voneinander unabhängig,

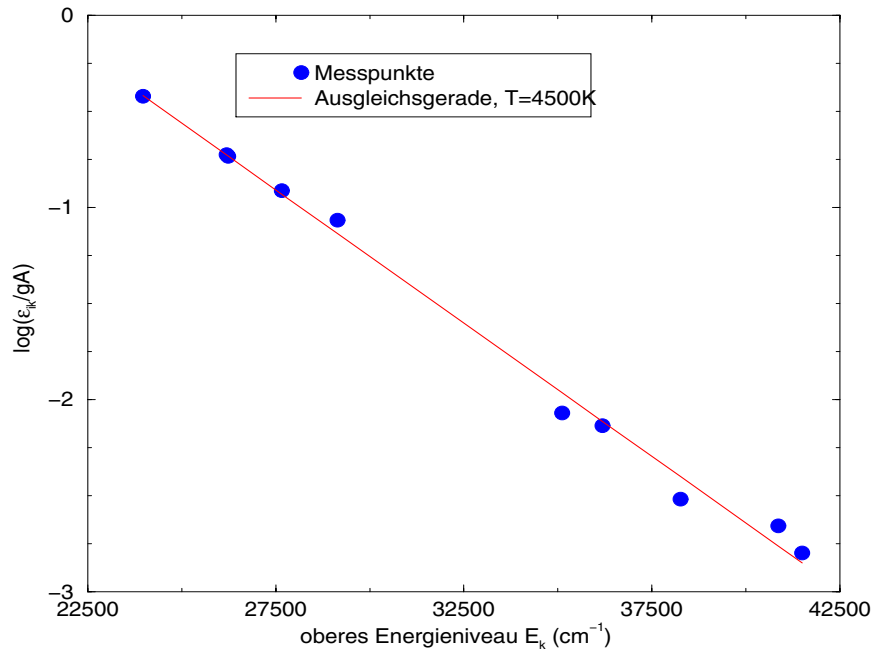


Abbildung 4.7.: Boltzmannplot aus WI Linien zwischen 435 nm und 450 nm. $I=2A$, Abstand zur Kathode 2 mm und diffuser Bogenansatz. Die Besetzungsdichten wurden unter der Annahme von Emission aus homogener Schicht gewonnen.

was Abb. 4.8 zeigt. Dort wurde für eine Temperatur die LTE-Elektronendichte bestimmt, für eine vorgegebene Gastemperatur wurde dann der Unterbesetzungsfaktor berechnet. Gut zu erkennen ist, dass für kleine Elektronentemperaturen (d.h. niedrige Ionisationsgrade) der Zusammenhang zwischen Unterbesetzungsfaktor und Gastemperatur reziprok ist. Für größere Elektronen- und Gastemperaturen wird der funktionale Zusammenhang extrem nichtlinear. Für kleinere Gastemperaturen nähert sich dies wieder dem linearen (reziproken) Zusammenhang, da der Ionisationsgrad dann wieder klein wird. Um diese Probleme bei der Bestimmung der Plasmaparameter zu umgehen, benutzt der folgende Ansatz dieselben Grundvoraussetzungen, allerdings sind Elektronendichte und -temperatur die Parameter zur Beschreibung des Plasmazustandes. Der Grundzustand des neutralen Argons und die Zustandsgleichung fallen aus der Betrachtung heraus. Übrig bleibt nur die Saha-Boltzmann-Relation, d.h. die Boltzmann-Relation gilt für alle angeregten Zustände und die freien Elektronen. Weiterhin wird angenommen, dass die Elektronendichte gleich der Dichte der einfach geladenen Ionen ist. Dies ist im untersuchten Parameterbereich eine gute Näherung:

$$\frac{n_e^2}{n_k} = \frac{2(2\pi m_e k_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \frac{Z_{Ar^+}(T, n_e)}{g_k} \exp\left(-\frac{\chi - E_k - \Delta\chi}{k_B T}\right). \quad (4.12)$$

Zur Bestimmung von Elektronendichte und -temperatur benötigt man zwei gemessene Größen. Da die Kontinuumsemission nur sehr schwach temperaturabhängig ist, wurde immer als eine dieser Größen die Flächenstrahlendichte des Kontinuums bei 445 nm verwendet. Zunächst wird aus der Linienintensität unter LTE-Annahmen ein Startwert berechnet; mit diesem wird aus Gl. 2.35 dann eine Elektronendichte bestimmt. Dann wird aus Boltzmann-Relation, bzw. Saha-Boltzmann-Relation die Temperatur bestimmt. Nach wenigen Iteration konvergieren

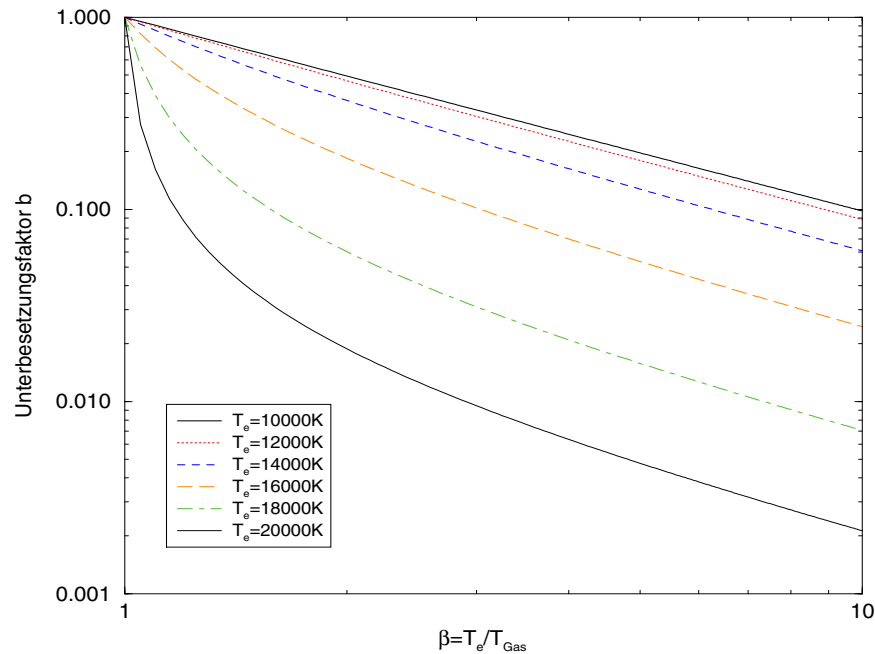


Abbildung 4.8.: Doppeltlogarithmische Darstellung des Unterbesetzungsfaktors b gegen das Verhältnis von Elektronen- zu Gastemperatur β . Eine LTE-Elektronendichte wurde durch Variation von b für ein vorgegebenes T_{Gas} reproduziert.

die Parameter zu festen Werten.

Die Temperaturabhängigkeit des Kontinuums- ξ -Faktor (siehe Gl. 2.34) ist nicht genau bekannt. Allerdings ist diese bei 445 nm sehr schwach, so dass dieser ξ -Faktor in dieser Arbeit als temperaturunabhängig angenommen wird. Das folgt der Argumentation von [SCHNEEHAGE et al. 1982]. Theoretische Berechnungen von Hofsaess [HOFSAESS 1978] und eine neuere Arbeit von [WILBERS et al. 1991] rechtfertigen diese Annahme.

4.5. Bestimmung von Wolframteilchendichten

Zur Bestimmung von Wolframteilchendichten aus Wolframbesetzungsdichten werden die Plasmaparameter benötigt. Abb. 4.1 zeigt deutlich, dass schon bei Temperaturen größer als 5000 K die meisten Wolframteilchen als Ionen vorliegen. Liegen keine gemessenen Besetzungsdichten von angeregten Wolframionen vor, kann deren Dichte mittels Elektronendichte und -temperatur aus einer WI Besetzungsdichte und der Saha-Boltzmann-Relation bestimmt werden.

Abb. 4.9 zeigt die Probleme dieser Methoden auf. Die Strahlung des neutralen Wolframs weist ein Maximum weit von der Bogenachse entfernt auf. Die Entabelung solcher Daten ist sehr fehleranfällig. Weiterhin sind ArI Linien- und Kontinuumsemission im Bereich des Maximums der Wolframemission sehr schwach, so dass die Bestimmung der Plasmaparameter nur ungenau möglich ist.

Liegen neben WI- auch WII-Besetzungsdichten vor, so ist die Bestimmung der Gesamtteil-

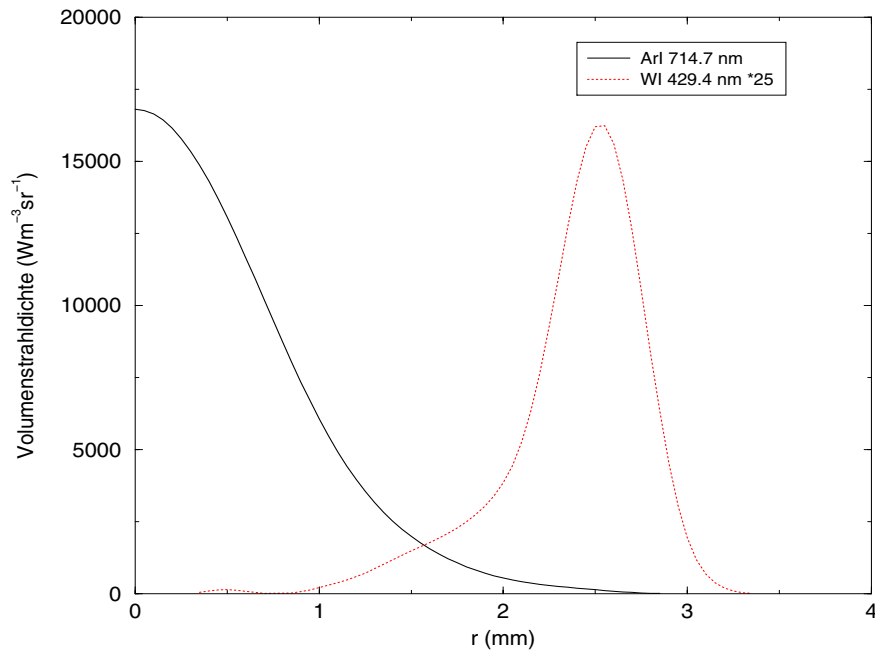


Abbildung 4.9.: Volumenstrahlendichten einer WI und ArI Linie. Aus einer Schicht 1.8 mm entfernt von der Kathode, Bogenstrom $I=10$ A im *Blauer Kern* Ansatzmodus.

chendichte des Wolframs wesentlich einfacher und genauer.

4.6. Kathodentemperaturen

Da bei dem hier beschriebenen Versuchsaufbau absolute Flächenstrahlendichten gemessen werden, kann aus der Strahlung der glühenden Kathode deren Temperatur bestimmt werden. Den Zusammenhang liefert die Kirchhoff-Planck Funktion (Gl. 2.19), diese beschreibt die Strahlung eines *schwarzen Strahlers*.

Die Strahlung einer polierten Obeffläche aus Wolfram im Vakuum hat de Vos [DE VOS 1954] vermessen. Er gibt dazu einen Korrekturfaktor an, das sogenannte spektrale *Emissionsvermögen*. Dies ist wellenlängen- und temperaturabhängig und gibt einen Korrekturwert zur Strahlung eines schwarzen Körpers der gleichen Temperatur an.

Problematisch bleibt die Annahme, dass eine Kathode aus thoriertem Wolfram unter den Bedingungen eines Bogenplasmas dasselbe *Emissionsvermögen* hat, wie die polierte Oberfläche reinen Wolframs im Vakuum. Weiterhin wird die Kathodenoberfläche beim Betrieb von einer Schicht redeponierten Materials überzogen, so dass Temperaturmessungen am besten nur an neuen Kathoden und gerade gezündeten Entladung vorgenommen werden sollten.

4.7. Zur Analyse benutzte Spektrallinien

In der Tabelle 4.1 sind die zur Plasmadiagnostik benutzten Argonlinien mit ihren atomaren Daten dargestellt. Weiterhin ist in Abb. 4.10 und Abb. 4.11 eines der Probleme der Emissi-

onspektroskopie dargestellt. Im *Blauer Kern* Bogenansatzmodus ergeben sich dicht vor der Kathode hohe Temperaturen und Elektronendichten. Dies führt zu einer Stark-Verbreiterung und -Verschiebung der Linien. Dieser Effekt ist bei ArI Linien sehr ausgeprägt und steigt mit der Energie des oberen Zustandes. Entlang des Sehstrahles werden Beiträge verschobener und verbreiteter Linien aufaddiert. Dies kann zu kaum noch linienähnlichen Gebilden (Abb. 4.11) führen, die sich über viele Nanometer erstrecken. Abb. 4.10 zeigt eine Linie, die von diesem Effekt nur schwach betroffen ist, während Abb. 4.11 eine dicht vor der Kathode nicht mehr auswertbare Linie zeigt. Im *Blauer Kern* Ansatzmodus sind dicht vor der Kathode nur noch einige ArI Linien im Nahinfraroten auswertbar. Um die hochliegenden ArI Linien im grünen Spektralbereich auswerten zu können, müssen die Elektronendichten im Zentrum unter $10^{22} m^{-3}$ liegen. Alle beobachteten Linien der ionisierten oder zweifach ionisierten Argons wiesen diesen Effekt nur sehr schwach auf.

Spez.	λ_{ik} (nm)	E_k (cm ⁻¹)	g_k	$A_{ik}(10^5 s^{-1})$	Ref
ArI	451.0	117563	1	11.8	[WIESE et al. 1989]
ArI	714.7	107132	3	6.25	[WIESE et al. 1989]
ArI	919.4	114974	3	19.8	[KURUCZ und BELL 1995]
ArI	922.4	106237	5	50.3	[WIESE et al. 1989]
ArII	324.3	186171	2	1056	[VUJNOVIĆ und WIESE 1992]
ArII	434.8	157234	8	1171	[VUJNOVIĆ und WIESE 1992]
ArII	435.2	155708	2	212	[VUJNOVIĆ und WIESE 1992]
ArII	436.2	173393	6	550	[VUJNOVIĆ und WIESE 1992]
ArII	440.0	155351	4	160	[VUJNOVIĆ und WIESE 1992]
ArII	440.1	155043	6	304	[VUJNOVIĆ und WIESE 1992]
ArII	442.6	157673	6	817	[VUJNOVIĆ und WIESE 1992]
ArII	444.8	195865	6	650	[WIESE et al. 1969]
ArII	447.4	172816	2	290	[VUJNOVIĆ und WIESE 1992]
ArII	448.1	173393	6	455	[VUJNOVIĆ und WIESE 1992]
ArII	480.6	155043	6	712	[DANZMANN und KOCK 1983]
ArIII	328.5	204797	7	2000	[WIESE et al. 1969]
ArIII	333.6	226646	9	2000	[WIESE et al. 1969]

Tabelle 4.1.: Verwendete Ar Liniendaten

4.8. Fehlerbetrachtungen

Es gibt mehrere Fehlerquellen. Zunächst sind die experimentellen Fehler, der gemessenen Flächenstrahldichten zu nennen. Dann die Fehler, die beim ersten Auswerteschritt der Abelinversion entstehen und letztendlich die Fehler bei der Bestimmung der Plasmaparameter.

Die absolute Bestimmung von spektralen Flächenstrahldichten hängt ab vom Fehler in der Kalibration des sekundären Strahlungsstandards, der Linearität des Detektors und Justagefehlern. Es kamen zwei Strahlungsstandards zum Einsatz, eine kalibrierte Wolframbandlampe und ein Kohlebogen. Die Wolframbandlampe ist genauer vermessen, hat aber die

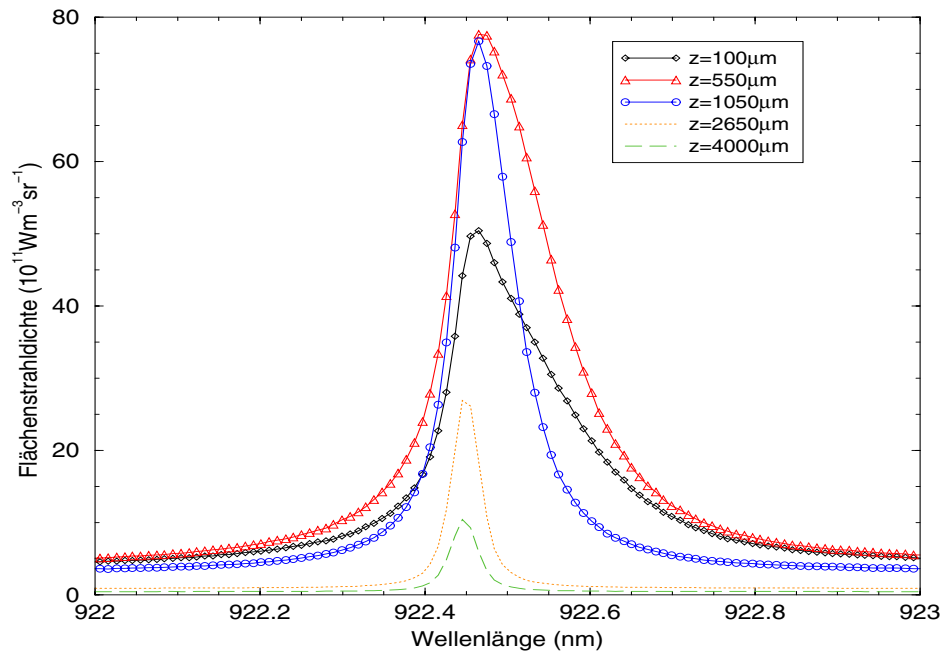


Abbildung 4.10.: Spektrum eines 10 A Bogens bei verschiedene Abstände zur Kathode. Die Kathode ist aus thoriertem Wolfram mit einem Durchmesser von 0.6 mm.

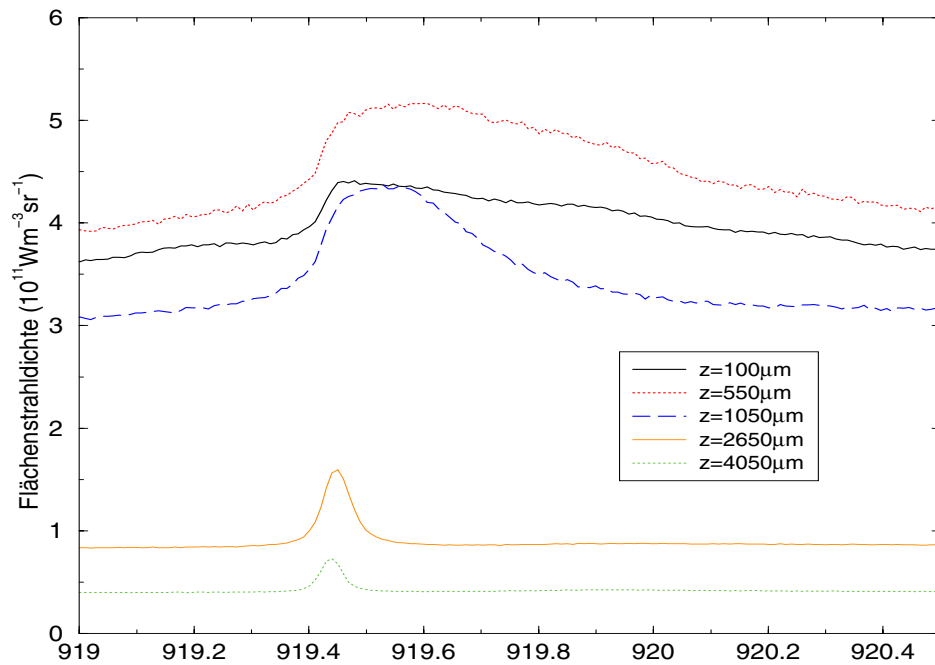


Abbildung 4.11.: Spektrum eines 10 A Bogens bei verschiedene Abstände zur Kathode. Die Kathode ist aus thoriertem Wolfram mit einem Durchmesser von 0.6 mm.

Nachteile der fehleranfälligen Justage und der kleineren Strahldichte. Diese kann mehrere Größenordnungen kleiner sein, als die der untersuchten Quelle. Der Kohlebogen ist sehr robust in hinsicht auf die Justage und hat eine der Bogenlampe ähnliche Strahldichte. Allerdings ist der Fehler in der Kalibration größer. Der Detektor ist mit einer Linearität besser als 1 % vom Hersteller charakterisiert. Kleine Fehler in der Justage können den Abbildungsmaßstab oder das Öffnungsverhältnis ändern, so dass dies bei Absolutkalibrationen oft die grösste Fehlerquelle ist. Eine sorgfältig durchgeführte Absolutkalibration hat einen Fehler von 5 %.

Eine weiter wichtige Fehlerquelle ist die ungenaue Bestimmung des Abstands der einzelnen

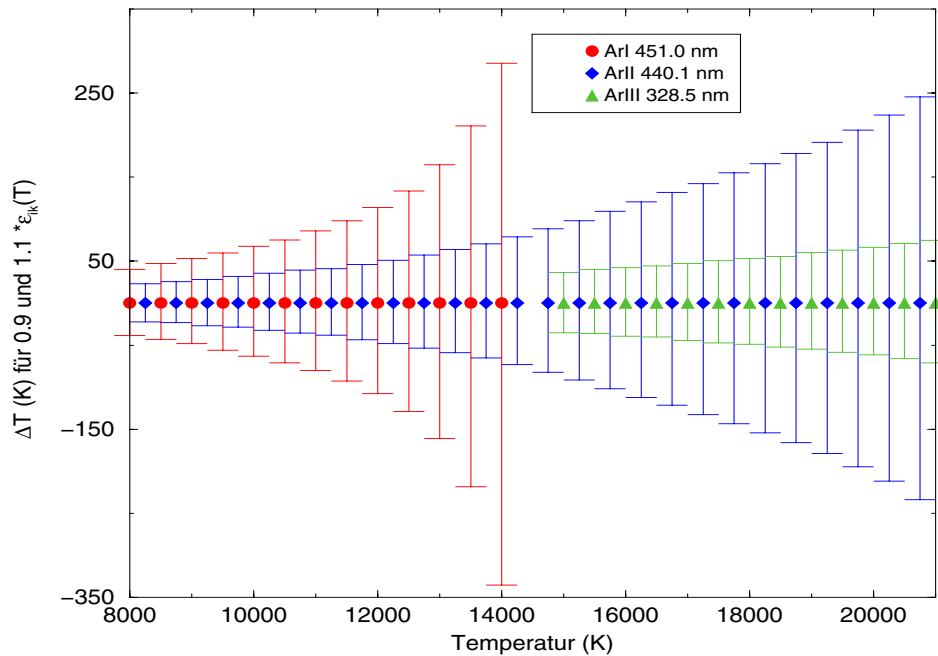


Abbildung 4.12.: Temperaturfehler bei einer Abweichung der Volumenstrahldichte der drei Linien um 10 % nach oben und unten vom LTE-Wert.

Schichten zur Kathode. Es wird unterhalb der Kathode mit Messungen begonnen, und dann werden dazu relativ die Schichtabstände festgehalten. Bei der Auswertung wird dann die erste Schicht identifiziert, die keine Wärmestrahlung der Kathode aufweist. Der Fehler in der Lage zur Kathode zwischen verschiedenen Messreihen kann der Schichtabstand sein, dies kann bei den starken räumliche Gradienten der Linienstrahldichten zu Abweichungen von bis zu 30 % zwischen den Messreihen führen. Weiterhin kann die Entladung sich im Laufe der Messung ändern, auch dies führt bei langen Messreihen zu Fehlern.

Die Fehler bei der Durchführung der Abelinversion sind schwer abzuschätzen. Vor allem Abweichungen von der Symmetrie führen zu systematischen Fehlern. Auch gibt es gut zu verarbeitende räumliche Profile und schlechte. Gut sind Gausskurven, schwierig sind Profile mit Maxima ausserhalb der Bogenachse. Volumenstrahldichten aus symetrischen Glockenkurven sind auf 10 % bestimmbar. Dieser Fehler kann unter schlechten Voraussetzungen leicht die Größenordnung der Volumenstrahldichte erreichen.

Die Fehler in der Bestimmung der Plasmaparameter hängen ab von den Fehlern in der Bestimmung der Volumenstrahldichten, der zeitlichen Drift der Entladung bei Messungen in

unterschiedlichen Spektralbereichen und den systematischen Fehlern des benutzten Verfahrens. Abb. 4.12 zeigt den Temperaturfehler, der bei einer LTE Auswertung bei Verwendung um 10 % zu kleiner bzw. zu grosser Volumenstrahldichten entsteht. Der Fehler für eine PLTE Auswertung der ArII und ArIII Volumenstrahldichten ist ähnlich. Wesentlich drastischer sind die Auswirkungen bei der PLTE Auswertung von ArI-Linien und Argonkontinuum. Dies zeigt Abb. 4.13. Dazu wurden Kontinuums- und Linienintensität unter LTE Annahme berechnet, und dann die Linienintensität um 10 % erhöht oder verkleinert. Deutlich ist die Abhängigkeit vom oberen Energieniveau zu sehen. Denn die Linie im Blauen liegt über 1 eV dichter an der Ionisierungsenergie als die Linie im Nahinfraroten. Ein Fehler von nur 10 % führt zu einem exponentiell mit der Temperatur steigendem Temperaturfehler der PLTE Methode bei Benutzung von ArI-Linien im Blauen für Temperaturen größer als 12000 K.

Falls die Grundannahmen richtig sind, sollten Temperaturen unter PLTE Annahme aus

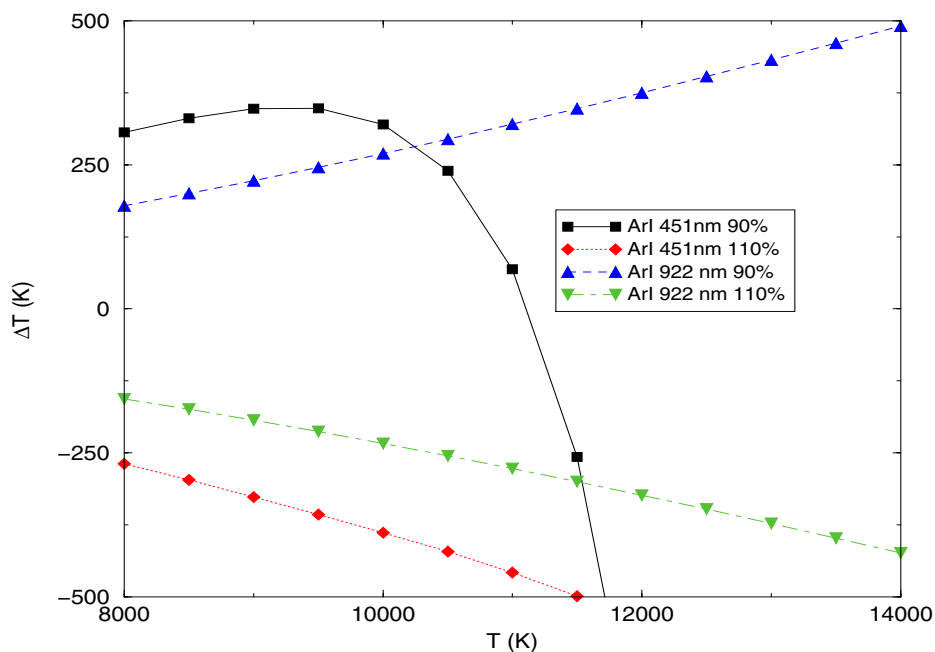


Abbildung 4.13.: Temperaturfehler bei einer Abweichung vom LTE Wert von 10 %. Auswertung mit PLTE Modell aus einer ArI-Linie und Argonkontinuum.

ArII oder ArIII Linien und Kontinuum sehr genau sein. Bei einer Diagnostik aus Kontinuum und ArI sind die Fehler wesentlich größer, und es gibt weitere Probleme. Da diese Diagnostik anfällig für Fehler der Volumenstrahldichten ist, fallen zeitliche Driften in den Intensitäten während der Aufnahmen von Daten in verschiedenen Spektralbereichen wesentlich stärker ins Gewicht. Der Temperaturfehler bei Annahme falscher Voraussetzungen ist nicht abzuschätzen, die Fehler zwischen unterschiedlichen Methoden lassen auf einen Fehler von 10 % im Kathodenbereich des *Blauer Kern* Bogenansatzes schliessen.

Die Elektronendichte hängt mit der vierten Wurzel direkt von der Temperatur ab, so dass sich dort Temperaturfehler nur schwach fortpflanzen. Der Zusammenhang zwischen Kontinuumsvolumenstrahldichte und Elektronendichte ist durch die Quadratwurzel im Sinne der Fehlerfortpflanzung günstig, d.h. dass relative Fehler der Volumenstrahldichte und des ξ -Faktor sich in der Elektronendichte halbieren.

5. Modellentladung und Brennmodi

5.1. Modell-Lampe

Es wurde eine Modell-Lampe entwickelt, die sowohl eine einfache Variation geometrischer Parameter möglich macht, als auch für Laserstreuexperimente gut zugänglich ist. Damit konnte eine Lampe, die von Kollegen in Bochum [NANDELSTÄDT et al. 1999] entwickelt worden war, nicht eingesetzt werden, da bei dieser die Wände des Quarzrohres einen sauberen optischen Zugang erschweren und eine effiziente Streulichtunterdrückung verhindern. Es wurde ein Vakuumgefäß aus Aluminium mit großen Fenstern optischer Qualität konstruiert. Das Streulicht der Gefäßwände spielt aufgrund der Größe keine Rolle mehr. Weiterhin war es möglich, an dieses Gefäß Strahlrohre anzubringen, um die Qualität des Laserstrahls in hinsicht auf Streulicht deutlich zu verbessern. Dieses Gefäß besitzt bis zu 8 Beobachtungsöffnungen, so dass mehrere Diagnostiken zur gleichen Zeit an der Entladung eingesetzt werden konnten. Zum Evakuieren wird ebenfalls eine der großen Beobachtungsöffnungen benutzt. Nach zweitägigem Abpumpen mit einer Turbomolekularpumpe liegen die Enddrücke in der Lampe bei 10^{-4} Pa.

An den Stirnflächen des Gefäßes befinden sich jeweils Wasser gekühlte und elektrisch isolierte Kupferblöcke, die als Halterung für die eigentlichen Elektrodenhalter aus Kupfer dienen. Diese Elektrodenhalter sind einfache Kupferzylinder mit einem Durchmesser von

12 mm. In einer Bohrung desselben kann dann die Elektrode selbst fixiert werden, so dass Elektrodenlänge und Abstand der Elektroden spitze zum Kupferblock variabel einstellbar sind. Vor der Anode können bei Bedarf zusätzlich gekühlte Kaskadenplatten montiert werden. Beim Experimentieren stellte sich heraus, dass vor der Anode keine Kaskadenplatten benötigt werden, wenn als Anode ein angespitzter Stift aus thoriertem Wolfram verwendet

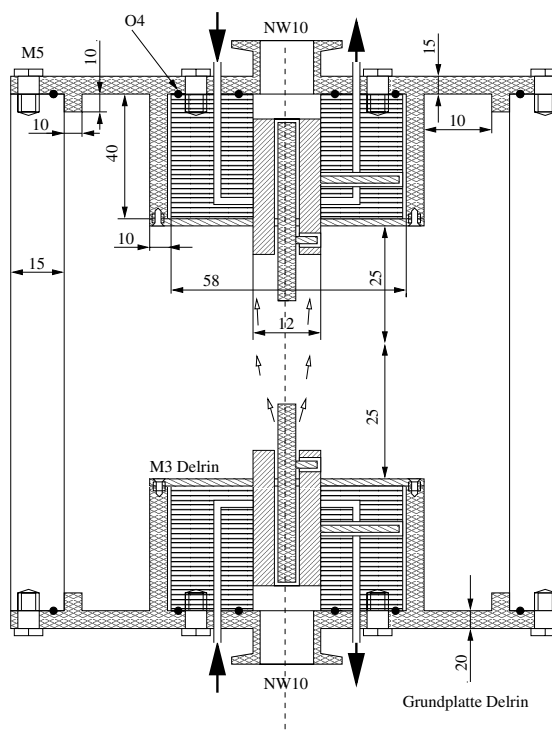


Abbildung 5.1.: Konstruktionszeichnung der Modelllampe

wird. Als günstig hat sich dabei ein Durchmesser von 3.2 mm erwiesen. Noch einfacher ist ein Kupferzylinder als Anode. Als Kathode wurden Stifte von 0.6 mm bis 2 mm aus thoriertem oder reinem Wolfram verwendet. Falls erwünscht kann mit Gasdurchfluss gearbeitet werden. Dazu wird das Gas durch den Kathodenhalter in das Entladungsvolumen geleitet.

Mit dieser Modelllampe sind Bogenentladungen bei Strömen bis zu 50 A in Argon untersucht worden, wobei das Streulicht für Laserstreuexperimente hinreichend unterdrückt wird. Allerdings hat der Bogen keinerlei Wandstabilisierung so wie etwa die Bochumer Modellentladung. Er neigt damit oft zu räumlichen Asymmetrien oder zeitlichen Schwankungen. Hat sich aber erst einmal eine stabile Entladung herausgebildet, dann bleibt sie meist zeitlich und räumlich über lange Zeiträume stabil.

5.2. Reproduzierbare Betriebsmodi

In diesem Abschnitt geht es um die qualitative Darstellung der unterschiedlichen Betriebsmodi, weitergehende quantitative Ergebnisse sind in Kapitel 6 enthalten. Die Parameterbereiche für die einzelnen Brennmodi scheinen eine individuelle Eigenschaft einzelner Kathoden zu sein, die sich zudem mit der Zeit ändern. Um einen bestimmten Brennmodus einzustellen, hat sich die Zündung selbst und die Art der Strom- und Druckvariation bis zum Erreichen der gewünschten Betriebsparameter als entscheidend herausgestellt.

5.2.1. Brennmodi an zylinderförmigen Kathodenstäben

An Kathodenstäben aus thoriertem Wolfram der Durchmesser 0.6 und 1 mm wurden drei visuell deutlich unterscheidbare Stromansatzformen beobachtet. Diese erscheinen meistens mit steigendem Strom in folgender Reihenfolge:

Zuerst tritt ein kleiner, sich schnell bewegend, stark kontrahierter Ansatz auf, der sogenannte *Spotansatz*, bei dem die hell leuchtende Fläche deutlich kleiner als der Kathodendurchmesser von 0.6 mm ist. Dieser Stromansatz wurde nicht weiter untersucht, da er weder zeitlich noch räumlich stabil war und sich so einer sinnvollen Untersuchung mit den hier vorgestellten Methoden entzieht.

Der Spotansatz schlägt dann in einen grossflächigen, strukturlosen Ansatz um, in den sogenannten *diffusen Ansatz*. Dieser Ansatz scheint die Kathode weit zu umschliessen und ist visuell durch ein nur sehr schwaches Plasmaleuchten im Vergleich zur hellglühenden Kathode gekennzeichnet. Dieser Ansatz tritt auf bei einer charakteristischen Stromstärke von 4 A und Atmosphärendruck.

Bei weiter steigendem Strom kann sich dann ein hellblau leuchtender Plasmaball vor der Kathode ausbilden. In diesem von uns als *Blauer Kern* bezeichneten Modus sind visuell Plasmaleuchten und Kathodenglühen von ähnlicher Intensität. Dies wird auch in Abb. 5.2 und Abb. 5.3 sehr deutlich. In Abb. 5.2 sind Aufnahmen einer Entladung mit 1 mm Kathode in beiden Ansatzmodi dargestellt. Die Bilder sind dergestalt schwarzweiss codiert, daß ein Graustufenumschlag einen Intensitätswechsel um 2% der Sättigungsintensität der Kamera entspricht. Die Helligkeit der Kathodenstrahlung im Blauen Kern Ansatz ist bei gleichen

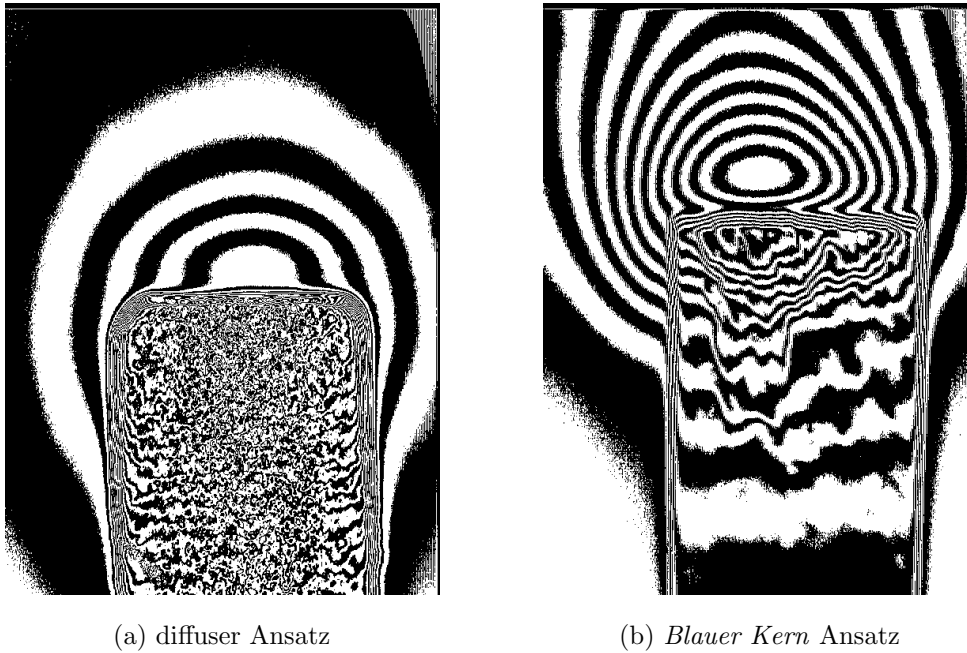


Abbildung 5.2.: Schwarzweiss codierte Bilder untersuchter Stromansatzformen, dabei entspricht ein Farbwechsel einer Intensitätsänderung von 2%. Die Kathode hat einen Durchmesser von 1 mm.

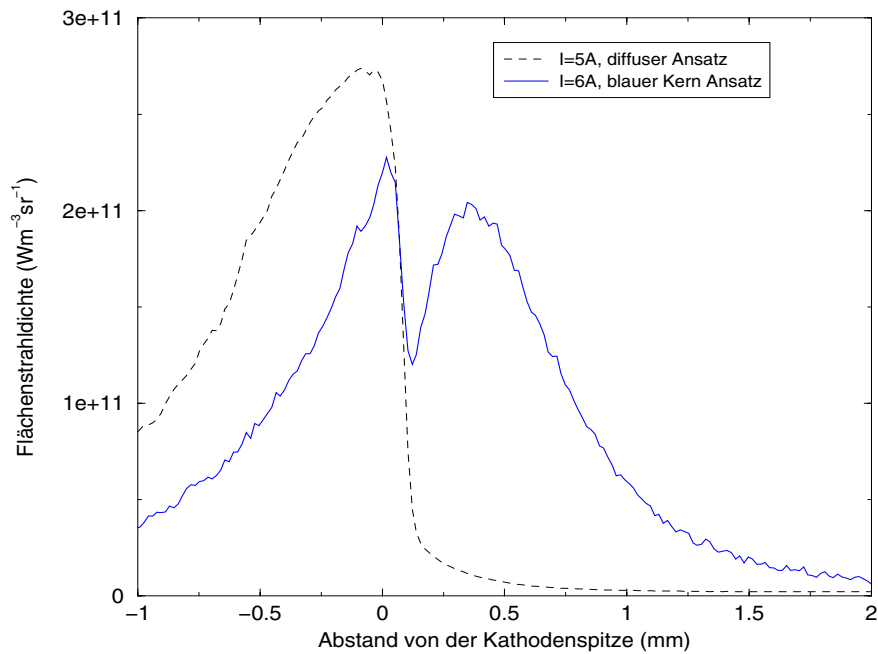


Abbildung 5.3.: Vergleich der Kontinuumsstrahlung bei 432nm des diffusen und *Blauer Kern* Ansatzes. Dargestellt ist die gemessene zentrale Flächenstrahlendichte gegen den Abstand zur Kathodenspitze, dabei bedeuten positive Werte Abstände in das Plasma hinein. Deutlich sind in der Wärme- als auch der Plasmastrahlung Unterschiede erkennbar.

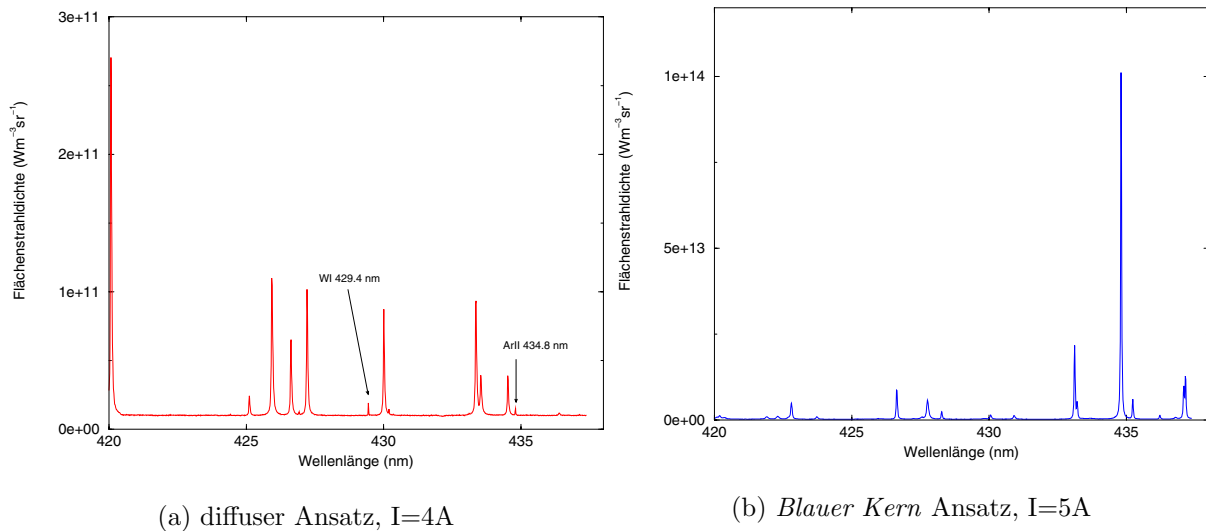


Abbildung 5.4.: Vergleich der Spektren verschiedener Ansatzmodi, ca. $100\ \mu\text{m}$ vor der Kathode, auf der Symetrieachse.

Stromstärken deutlich niedriger als im diffusen Ansatz. Ein Beispiel dafür gibt die Abb. 5.3. Dort sind absolute Flächenstrahllichte eines Spektralbereiches ohne Linien dargestellt. Gemessen wurde mit einem zur Kathodenachse parallelem Eintrittsspalt. Negative Werte der Abszissen bezeichnen also die Wärmestrahlung der Kathode mit vorgelagertem Plasma, während die positiven Werte reiner Plasmastrahlung entsprechen. Auffällig sind sowohl die drastischen Unterschiede in der Wärme- wie auch in der Plasmastrahlung. Aus diesen Flächenstrahllichte lassen sich Kathodentemperaturen bestimmen. Nimmt man für das Emissionsvermögen des Wolframs einen konstanten Wert von $\epsilon = 0.46$ an [DE VOS 1954], so ergibt sich ein Temperaturunterschied an der Kathodenspitze von $100\ \text{K}$, der sich auf $250\ \text{K}$ ca. $0.5\ \text{mm}$ unterhalb der Kathode erhöht und sich dann wieder annähert. Eine typische Stromstärke für die Einstellung des Blauer Kern Ansatzes ist $10\ \text{A}$ bei Atmosphärendruck. An Kathoden aus reinem Wolfram konnte der Blaue Kern Ansatz nur kurzzeitig beobachtet werden.

Abb. 5.4 zeigt zwei Spektren aus den Plasmen ca. $100\ \mu\text{m}$ oberhalb der Kathodenspitze. Die Spektren sind noch räumlich integriert. Ihre Intensitäten wurden mit einer Wolframbandlampe kalibriert. Auffällig sind die Unterschiede in beiden Spektren, obwohl die Stromstärken sehr ähnlich sind. Das Spektrum aus dem diffusen Ansatz ist wohlbekannt, es ist dominiert von Linien des neutralen Argons (ArI). Aber auch eine Linie des ionisierten Argons (ArII), sowie Linien des neutralen Wolframs sind zu sehen. Besonders auffällig an dem zweiten Spektrum ist seine um einen Faktor 300 höhere Intensität, und es weist nur Linien des ionisierten Argons auf. Weiterhin fällt auf, dass auch aus Bereichen unterhalb der Kathodenspitze noch z.T. erhebliche Linienstrahlung festzustellen ist, d.h. das Plasma greift als *Glimmsaum* um die Kathodenspitze herum. Das ist in Abb. 5.5 deutlich zu erkennen. Bemerkenswert ist auch, dass die Strahlung aus dem Glimmsaum im diffusen Ansatz stärker ist, d.h. der Strom geht beim diffusen Ansatz durch eine größere Fläche in das Plasma über, während sich dies beim Blauen Kern Ansatz auf die Bereiche auf der Kathodenstirnfläche

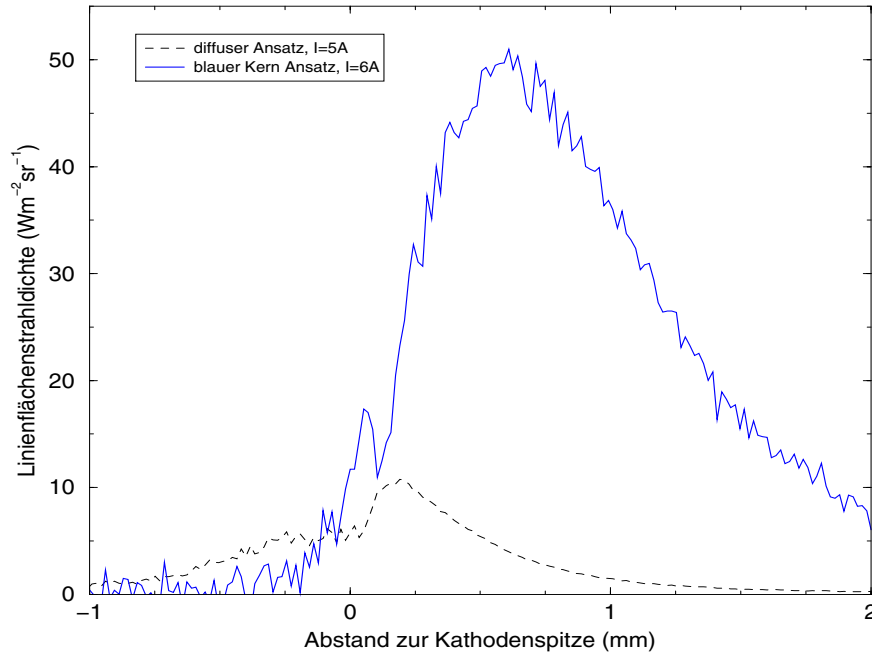


Abbildung 5.5.: Linienflächenstrahllichteverläufe der ArI 425.9 nm Linie gegen den Abstand zur Kathode im diffusen und *Blauer Kern* Ansatz. Der *Glimmsaum* ist deutlich zu erkennen.

zu konzentrieren scheint. Die Signale in Abb. 5.5 sind stark verrauscht, da immer ein relativ kleines Signal im Vergleich zum Sättigungssignal der Kamera ausgewertet werden musste. Im Falle des *Blauen Kern Ansatzes* sind die ArII Linien die dominierenden, während es im diffusen Ansatz die Wärmestrahlung ist.

Die Wechsel zwischen *diffusen Ansatz* und dem *Blauer Kern Ansatz* erfolgen sprunghaft, wie ein *Phasenübergang*. Durch Zusatz von wenigen Prozenten Wasserstoff zum Plasma wird der Übergang in den diffusen Ansatz erzwungen.

5.2.2. Brennmodi an angespitzten Kathodenstäben

Es folgen einige qualitative Messungen an angespitzten Kathoden aus reinem Wolfram von 1 mm Durchmesser. Es zeigte sich, daß solche angespitzten Kathoden eine Möglichkeit bieten, den *Spotansatz* zu untersuchen. In einer Messreihe mit Kathoden mit Spitzenwinkeln von 30° , 60° , 90° , 120° , und 150° zeigte sich an solchen mit einem Winkel von 60° ein stabiler Spotansatz.

Nach der Messung schienen die Kathoden angeschmolzen zu sein. Gelangt man durch ein geschicktes Druck- und Strommanagement beim Zünden direkt in den diffusen Ansatz, so kann man bei Stromerniedrigung ein Aufschmelzen zusammen mit dem Auftreten des Spotansatzes beobachten. Abb. 5.6 zeigt sowohl die Strom-Spannungskennlinie, als auch die Linienflächenstrahllichte der Linie des ionisierten Argons bei 434.8 nm. Diese Strahllichte wurde dicht vor der Kathodenspitze gemessen. Der Spotansatz ist gekennzeichnet durch hohe Spannungen und ein Spektrum, das qualitativ dem in Kap. 5.2.1 beschriebenem *Blauer Kern Ansatz* ähnelt. Der Übergang zum diffusen Ansatz ist gekennzeichnet durch ein fast

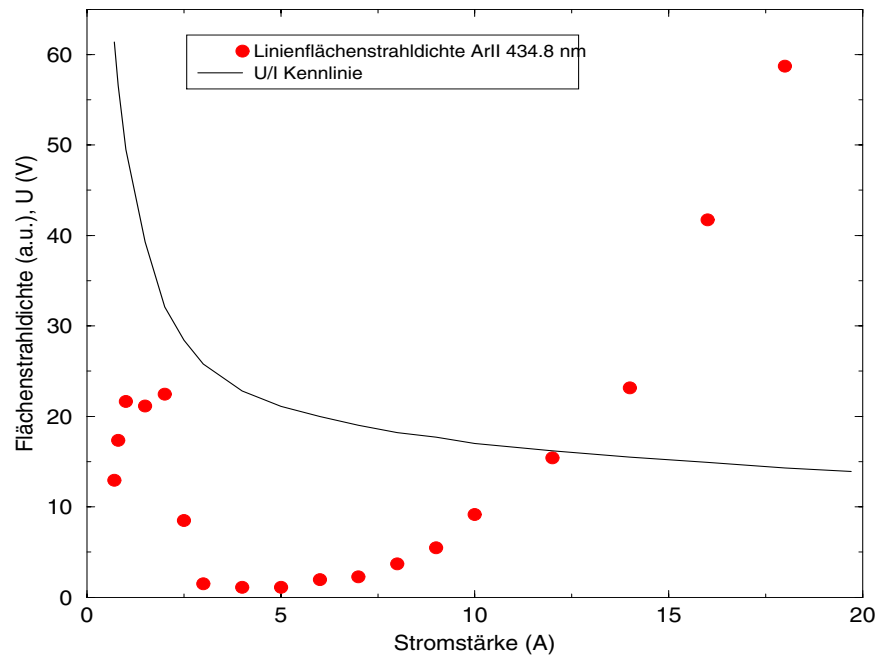


Abbildung 5.6.: Strom-Spannungskennlinie und Linienflächenstrahlidichte der ArII Linie bei 434.8 nm direkt über der Kathodenspitze.

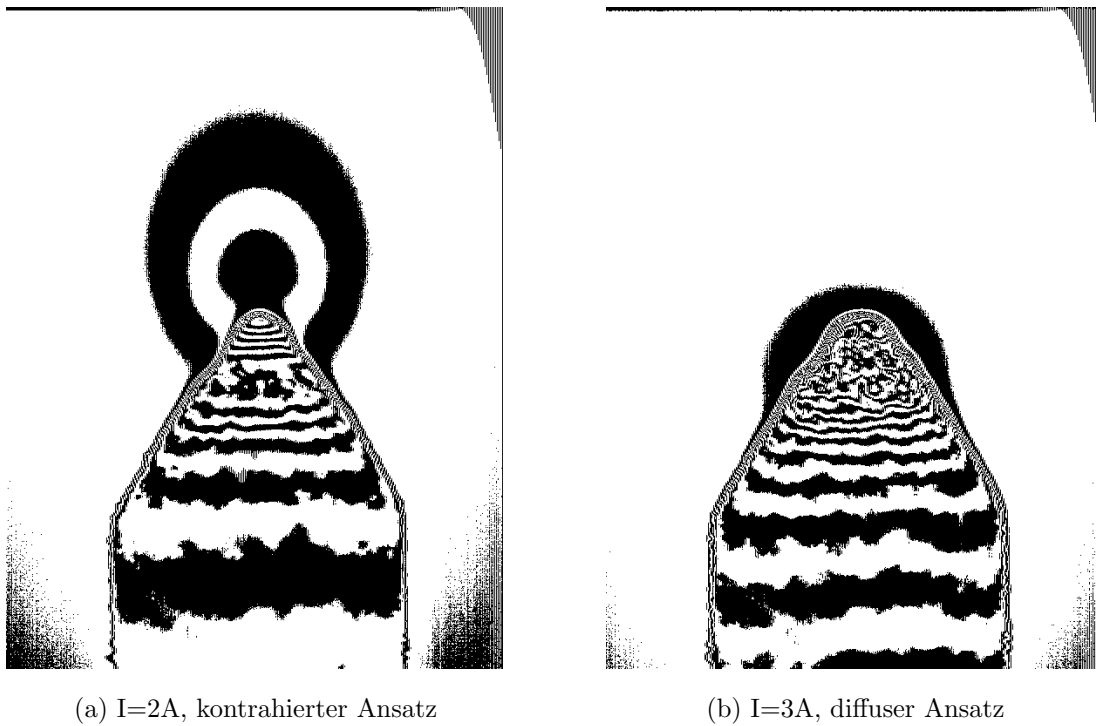


Abbildung 5.7.: Schwarzweiss codierte Bilder untersuchter Stromansatzformen an angespitzten Kathoden aus reinem Wolfram vom Durchmesser 1 mm.

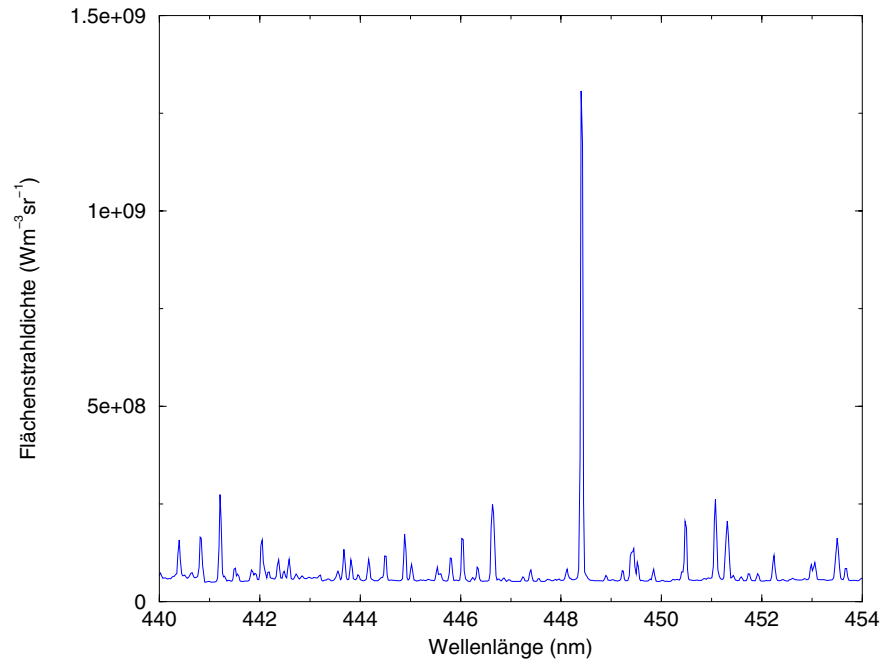


Abbildung 5.8.: Spektrum aus dem Zentralbereich des Säulenmodus blaue Säule. Nahezu alle Linien sind solche des neutralen Wolframs.

völliges Verschwinden der Linien des ionisierten Argons. Im Gegensatz zum in Kap. 5.2.1 beschriebenen Verhalten beim Übergang vom diffusen zum Blauen Kern Ansatz scheint dieser Ansatzwechsel kontinuierlich zu geschehen. Dieser Übergang scheint die Zeitskalen der Rekristalisierung, bzw. des Aufschmelzens widerzuspiegeln. Die mit steigender Stromstärke stark steigenden Linienintensität scheinen eine Folge der Zunahme der Temperatur zu sein. Einen Eindruck dieser Situation bietet Abb. 5.7. Deutlich auch hier die starken Unterschiede im Plasmaleuchten. Weiterhin auffällig ist, dass in vielen Bildern oder Spektren die hell-leuchtende Spitze nach unten von einem dunklerem Kranz umgeben ist, auf den dann wieder ein heller leuchtender Bereich folgt.

5.3. Säulenmodus blaue Säule

Wie Gerrit Kühn in seiner Diplomarbeit [KÜHN 1999] berichtet, kann ein spezieller Säulenmodus beobachtet werden. Man sieht dabei vor der Anode eine blaue Leuchterscheinung die sich in Richtung auf die Kathode zu abschwächt. Man erkennt einen blauen Hohlzylinder. Die Linienstrahlung dieser Bereiche ist völlig vom Spektrum des neutralen Wolframs dominiert. Die Erscheinung tritt auf bei kleinen Stromstärken und niedrigem Druck. Typische Werte sind 500 hPa und 500 mA. Dies ist in Abb. 5.8 gut zu erkennen, es ist eine Zeile des in Abb. 3.2 dargestellten CCD Bildes. Das Bild zeigt zudem sehr schön, wie stark die Strahlung des neutralen Wolframs auf der Achse verarmt ist. Der Säulenmodus ist unabhängig von der Wahl der Kathode gut reproduzierbar. Die Strom-Spannungskennlinie ist fallend und auch von der Höhe der Spannungen her noch deutlich dem Bereich der Bogenentladung zuzuordnen.

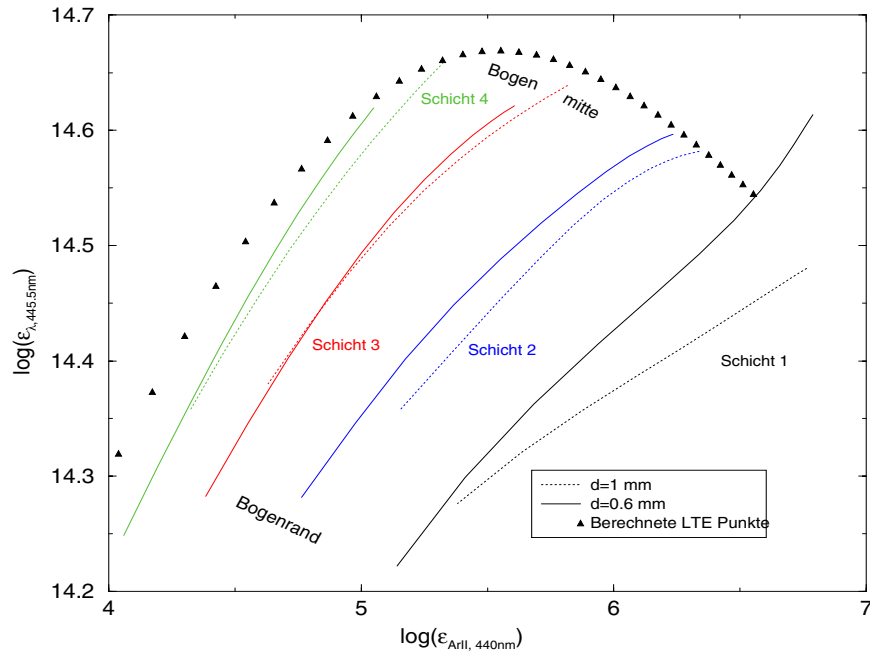


Abbildung 6.2.: Darstellung nach Olsen und Richter der Kontinuumsstrahldichten bei 445 nm gegenüber der Strahldichte der ArII Linien bei 440 nm. Die Stromstärke ist 10 A. Die Kathodendurchmesser betragen 0.6 mm und 1 mm. Schicht 1 ist die erste Schicht die ohne Eigenstrahlung der Kathode ist. Der Schichtabstand beträgt $100 \mu\text{m}$.

nichten einem einzigen Graphen angehören, d.h. das Plasma ist in diesen Schichten weder durch das LTE, noch durch ein einparametrisches PLTE Modell beschreibbar.

Abb. 6.1 und Abb. 6.2 sind aus Aufnahmen im blauen Spektralbereich gewonnen. Dieser Spektralbereich zeichnet sich besonders durch intensive ArII Linien aus. Der Kontinuums- ξ -Faktor bei 445 nm ist näherungsweise temperaturunabhängig, somit eignet sich die Strahlung dieses Bereiches bevorzugt zur Bestimmung der Elektronendichte. In Abb. 6.1 sind Ergebnisse bei Stromstärkevariation und in Abb. 6.2 bei Variation des Kathodendurchmessers dargestellt. Deutlich wird, dass der Abstand zur Kathode die Lage der Messpunkte wesentlich stärker beeinflusst, als Stromstärke oder Kathodendurchmesser. Die Messpunkte mit gleichen Abständen zur Kathode liegen näherungsweise auf einer Kurve. Die Strahlung aus Schicht 1 ist stets am weitesten von der LTE Kurve entfernt. Schicht 1 ist die erste Schicht, die frei von Kathodenstrahlung befunden wurde. Der Schichtabstand in Abb. 6.1 und Abb. 6.2 ist $100 \mu\text{m}$. Die beugungsbegrenzte Ortsauflösung beträgt $50 \mu\text{m}$ ebenso wie der radiale Messpunktabstand.

Abb. 6.3 bis Abb. 6.5 entstammen Aufnahmen im UV. Der Schichtabstand bei diesen drei Messungen ist $50 \mu\text{m}$. Der Messpunktabstand in radialer Richtung ist hier $25 \mu\text{m}$. Die Zugehörigkeit aller Punkte zu einzelnen Schichten ist in den drei Abbildungen nicht so ausgeprägt wie in Abb. 6.1 und Abb. 6.2, weil die Schichtabstände kleiner sind und die Einstellung der Schichten nicht so gut reproduziert wurde. Am stärksten kommt es zu einer Differenzierung der unterschiedlichen Schichten in Abb. 6.4. In dieser Abbildung ist die Kontinuumsstrahlung gegenüber der Strahlung des zweifach ionisierten Argons aufgetragen.

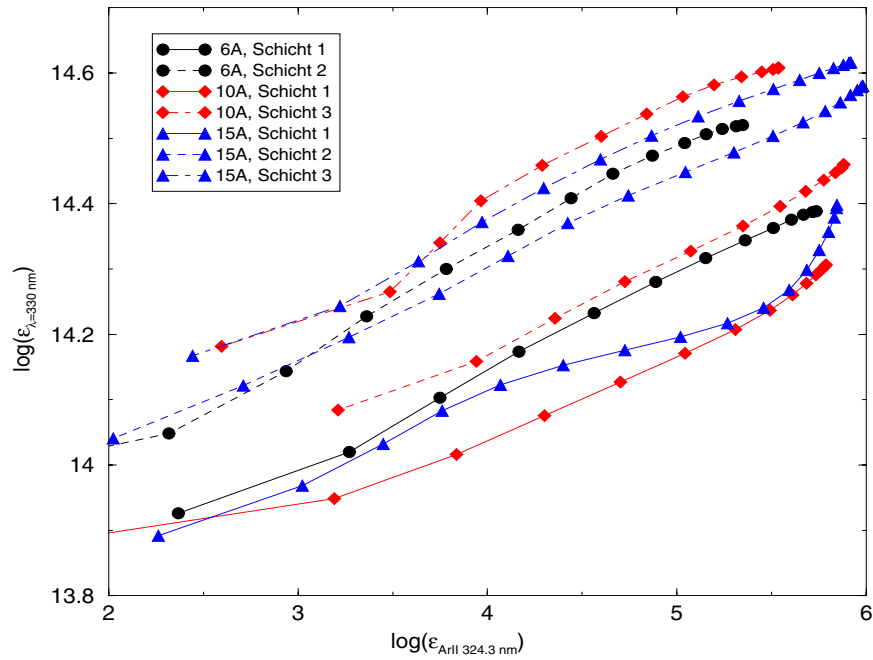


Abbildung 6.3.: Darstellung nach Olsen und Richter der Kontinuumsstrahldichte bei 330 nm gegenüber der Strahldichte der ArII Linie 324.3 nm. Schicht 1 ist jeweils die erste von Kathodenstrahlung freie Schicht. Der Schichtabstand beträgt $50 \mu\text{m}$.

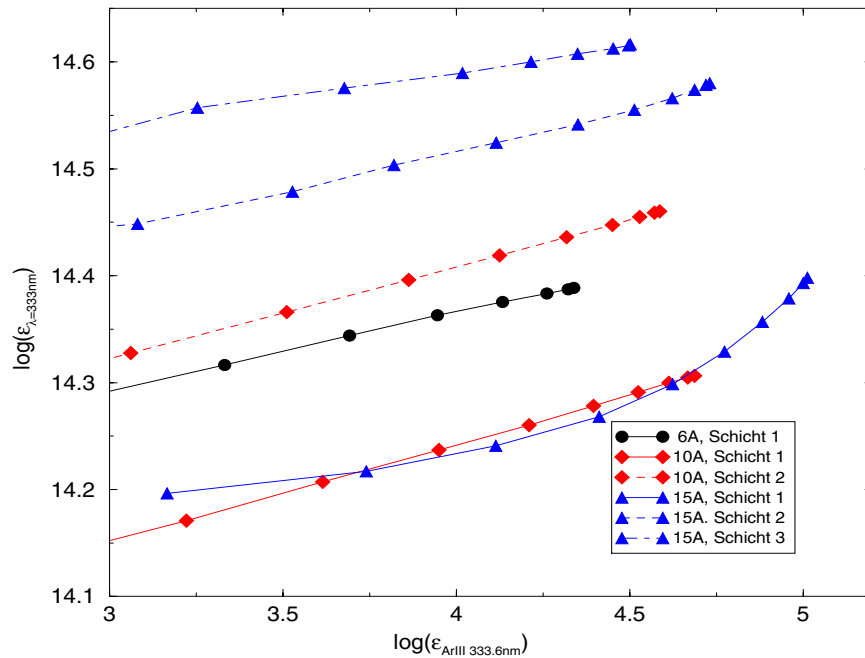


Abbildung 6.4.: Darstellung nach Olsen und Richter der Kontinuumsstrahldichte bei 330 nm gegenüber der Strahldichte der ArIII Linie 333.6 nm. Schicht 1 ist jeweils die erste von Kathodenstrahlung freie Schicht, der Schichtabstand beträgt $50 \mu\text{m}$.

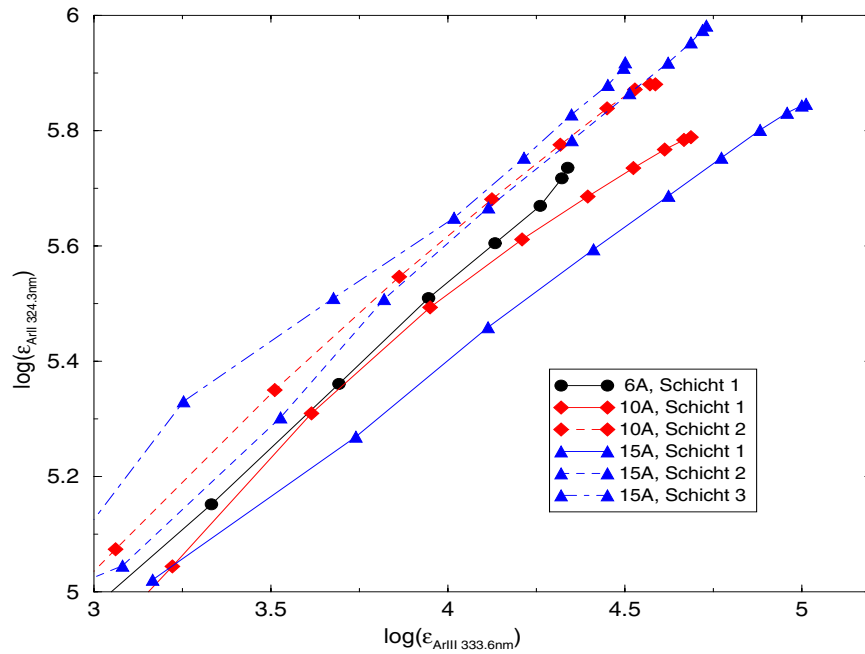


Abbildung 6.5.: Darstellung nach Olsen und Richter der Volumenstrahldichte der ArII Linie bei 324.3 nm gegenüber der ArIII Linie bei 333.6 nm. Schicht 1 ist jeweils die erste von Kathodenstrahlung freie Schicht, der Schichtabstand beträgt $50 \mu\text{m}$.

Der Grund für die starke Differenzierung der einzelnen Schichten in den Darstellungen nach Olsen und Richter ist aus den Abb. 6.6 bis 6.9 klar ersichtlich. In Abb. 6.6 sind die gemessenen Volumenstrahldichten verschiedener Spezies in der ersten Schicht, die frei von Kathodenstrahlung ist, dargestellt. Alle diese Volumenstrahldichten fallen radial monoton ab. In Abb. 6.7 und Abb. 6.8 sind die Volumenstrahldichten auf der Achse gegenüber dem Abstand zur Kathode eingetragen. Diese Dichten haben ein Maximum ca. $350 \mu\text{m}$ vor der Kathode. Weiterhin ist zu erkennen, dass das Maximum der Volumenstrahldichte der ArI Linie nahezu so groß ist wie der Wert im sogenannten *Larenzmaximum* [LARENZ 1951]. Dies ist das Maximum, das sich aus einer LTE Berechnung bei der *Normtemperatur* ergibt. In Abb. 6.9 ist zu erkennen, dass die Volumenstrahldichten der ArII Linie mit dem Abstand zur Kathode monoton fallen. Diese unterschiedlichen Monotonieverläufe finden sich in den Darstellungen nach Olsen und Richter als unterschiedliche, nahezu durch einen Graphen beschreibbare Schichten wieder. Weiterhin gut erkennbar ist die Beschränkung bestimmter Spezies auf kleine Bereiche.

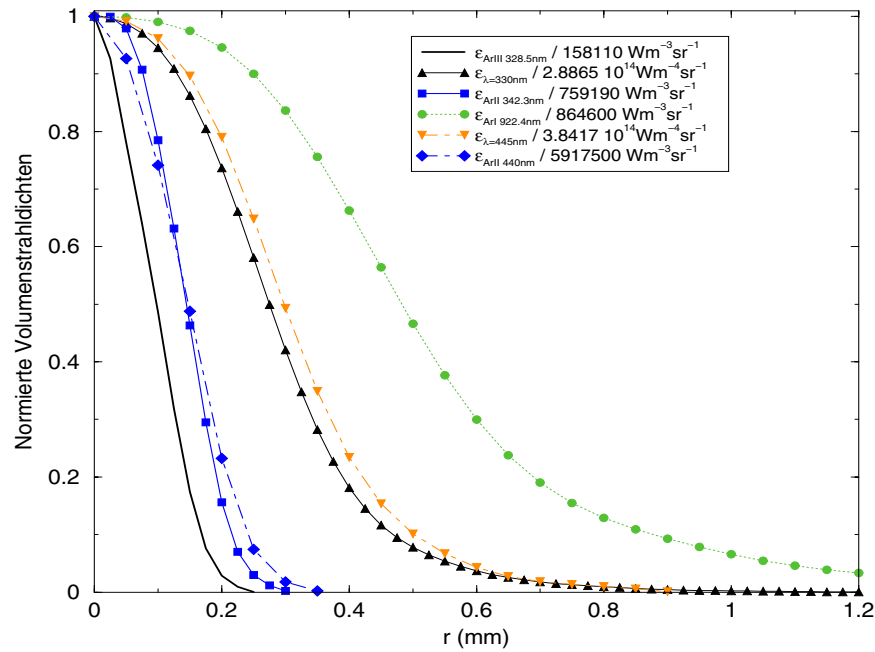


Abbildung 6.6.: Normierte Volumenstrahlrichtungen gegen die radiale Position, für eine Stromstärke von 10 A und einen Kathodendurchmesser von $600 \mu\text{m}$. Alle drei beobachteten Ionisationsstufen und das Kontinuum sind dargestellt.

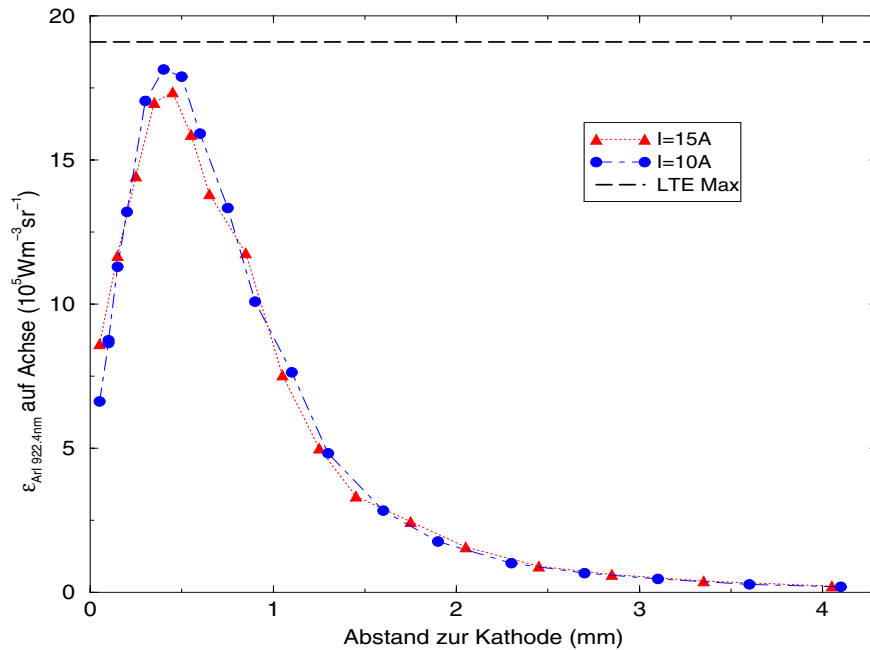


Abbildung 6.7.: Volumenstrahlrichtungen der ArI Linie bei 922.4 nm auf der Bogenachse gegen den Abstand zur Kathode, bei Stromstärken von 10 A und 15 A und einem Kathodendurchmesser von $600 \mu\text{m}$. Weiterhin ist der Maximalwert dieser Linie für eine LTE Rechnung eingetragen.

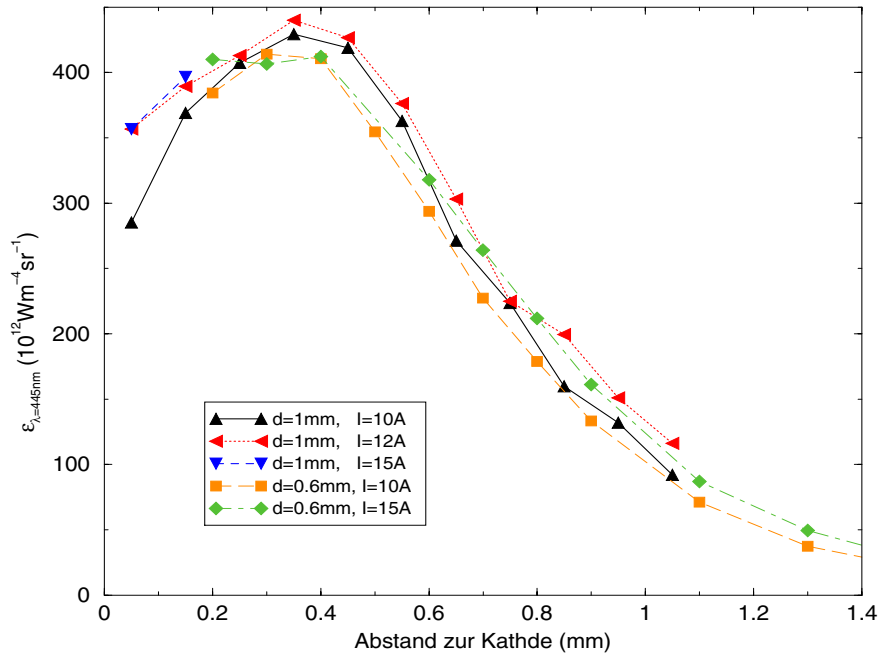


Abbildung 6.8.: Volumenstrahlendichte des Argonkontinuums auf der Bogenachse gegen den Abstand zur Kathode bei 445 nm für verschiedene Stromstärken und Kathodendurchmesser.

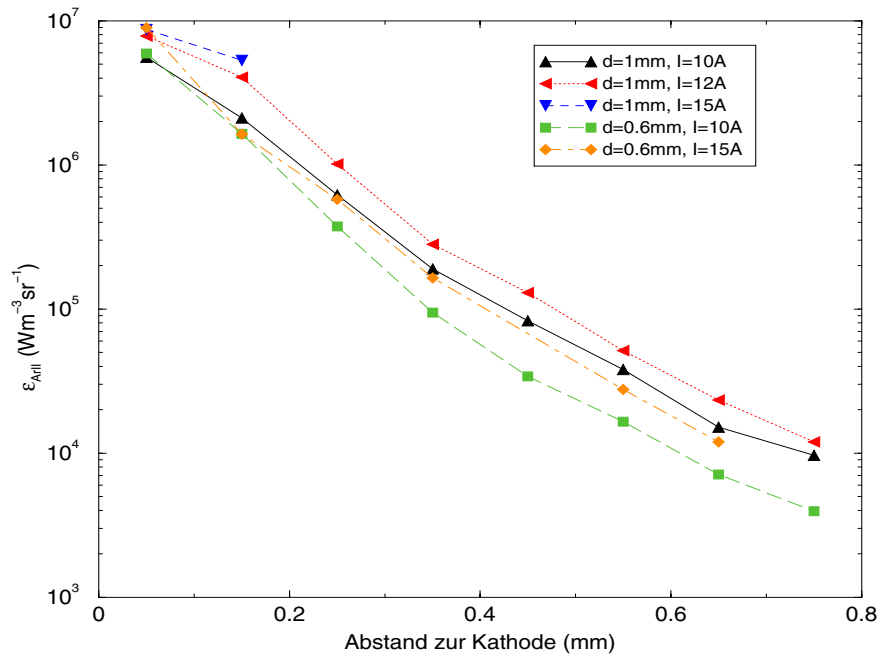


Abbildung 6.9.: Volumenstrahlendichten der ArII Linien bei 440 nm auf der Bogenachse gegen den Abstand zur Kathode. Variation der Stromstärke und des Kathodendurchmessers.

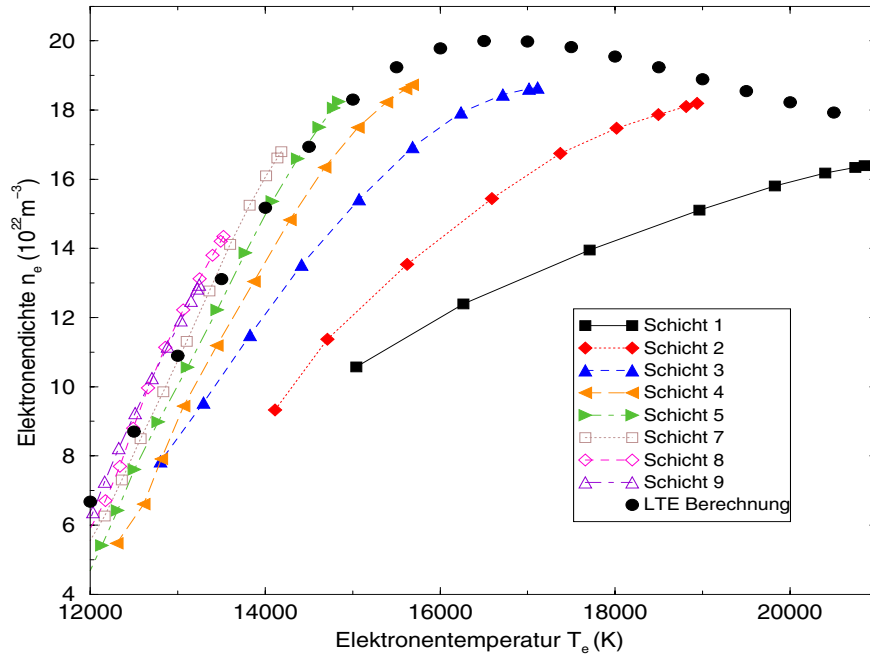


Abbildung 6.10.: Aus den ArII 440 nm Linien und dem Kontinuum bei 445 nm unter PLTE Annahme berechnete Elektronendichten und -temperaturen. Kathodendurchmesser 1 mm und $I=10$ A. Der Messpunktabstand ist $50 \mu\text{m}$ und der Schichtabstand beträgt $100 \mu\text{m}$.

Werden diese Messwerte unter PLTE Annahme (siehe Kap. 4.4) ausgewertet, so ergeben sich Elektronendichte und -temperatur. Diese sind in Abb. 6.10 bis Abb. 6.14 dargestellt. Erstaunlicherweise ergibt sich qualitativ ein sehr ähnliches Bild zu den Richter-Olsen-Plots. Deutlich ist festzustellen, dass die Elektronendichte stark vom Abstand zur Kathode abhängt. Mit steigendem Abstand zur Kathode gehen die Werte immer mehr in einen Graphen über, der dicht an der LTE Kurve liegt. Eine eindeutige Abbildung dieser Größen in eine Beschreibung mit den PLTE Parametern (Gastemperatur T_{Gas} , Elektronentemperatur T_e , Unterbesetzungsfaktor b , bzw. T_e , $\beta = \frac{T_e}{T_{Gas}}$ und b) ist nicht möglich, da Gastemperatur und Unterbesetzungsfaktor in den Gleichungssystemen nicht voneinander unabhängig sind (siehe auch Abb. 4.8). Allerdings ist besonders aus Abb. 6.14 abzulesen, dass viele Punkte unterhalb der LTE Kurve liegen, d.h. dort ist die Elektronendichte kleiner als in einem LTE Plasma bei gleicher Temperatur und Druck. Es liegt also eine Unterbesetzung des angeregten Systems vor. Dies deckt sich mit den Erklärungen zum Nichtgleichgewicht im Kathodenbereich von Hochstrombögen. Dort wird angenommen, dass eine Strömung kalten Neutralgases zu einer Unterbesetzung führt, die mit zunehmendem Abstand zur Kathode thermalisiert und verschwindet [POKRZYWKA et al. 1996b], [POKRZYWKA et al. 1996a], [HADDAD und FARMER 1984], [HAIDAR 1995]. Aus den Messdaten ist dies weder auszuschließen noch schlüssig zu beweisen. In Abb. 6.15 ist der Unterbesetzungsfaktor an einer Messung der ersten kathodenstrahlungsfreien Schicht einer 1 mm Kathode bei 15 A berechnet worden. Allerdings muss als weiterer Parameter stets die Gastemperatur vorgegeben werden. So ist mit einer sehr hohen Gastemperatur durchaus ein radialer Abfall des Unterbesetzungsfaktors zu erreichen. Dieser Trend kehrt sich allerdings für niedrige Gastemperaturen um.

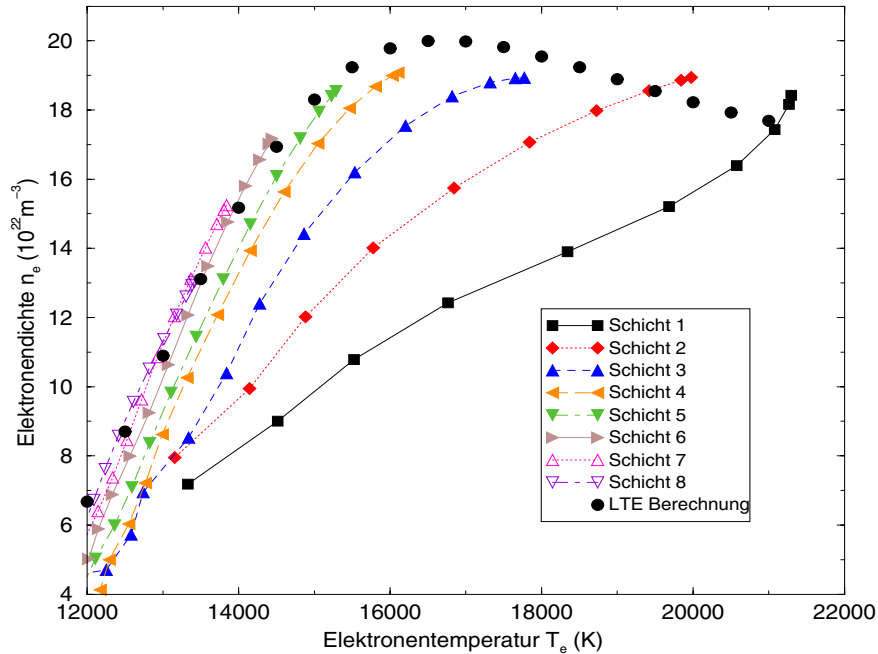


Abbildung 6.11.: Aus den ArII 440 nm Linien und dem Kontinuum bei 445 nm unter PLTE Annahme berechnete Elektronendichten und -temperaturen. Kathodendurchmesser 1 mm und $I=12$ A. Der Messpunktastand ist $50 \mu\text{m}$ und der Schichtabstand beträgt $100 \mu\text{m}$.

Ohne eine unabhängige Messung der Gastemperatur ist diese Frage mit den vorliegenden Messdaten nicht zu klären.

Eine weitere Methode zur Temperaturbestimmung sind Boltzmannplots (siehe Kap. 4.3). In den Bereichen dicht vor der Kathode gibt es viele intensive ArII Linien, die unterschiedlich angeregte Niveaus besitzen. Deren Volumenstrahldichten an drei radialen Positionen wurden in einem Boltzmannplot dargestellt. Diese sind Abb. 6.16 aus der ersten kathodenstrahlungsfreien Schicht eines 10 A Bogens mit einer Kathode von $600 \mu\text{m}$ Durchmesser dargestellt. In Abb. 6.17 finden sich die Boltzmannplots aus der zweiten kathodenstrahlungsfreien Schicht desselben Bogens bei 15 A. In beiden Abbildungen wurden Linien aus dem Bereich von 434 nm bis 450 nm verwendet. Der Energiebereich reicht von knapp über 19 eV bis zu gut 24 eV. Dieser Energiebereich ist, verglichen mit dem im System des neutralen Argons möglichen, sehr groß.

In Abb. 6.18 bis Abb. 6.21 werden verschiedene Temperaturdiagnostiken miteinander verglichen jeweils für die ersten Schichten des Bogens, die ohne Eigenstrahlung der Kathode sind, bei 10 A und 15 A mit einer Kathode von $600 \mu\text{m}$ Durchmesser. Es wurden folgende Methoden, soweit möglich, angewandt: Boltzmannplots aus ArII Linien, PLTE Berechnungen aus Volumenstrahldichten des Argonkontinuums und jeweils einer ArI, ArII oder ArIII Linie. In Abb. 6.20 sind die Ergebnisse dieser vier Methoden dargestellt. Es stellen sich deutlich Unterschiede in den Ergebnissen der unterschiedlichen Methoden dar. Am niedrigsten sind immer die Temperaturen aus Boltzmannplots und der PLTE Berechnung aus ArI Linien und Kontinuum. Am höchsten jeweils die Temperaturen aus der PLTE Berechnung an ArIII Linien und Kontinuum. Während diese Abweichungen als Temperaturen ausge-

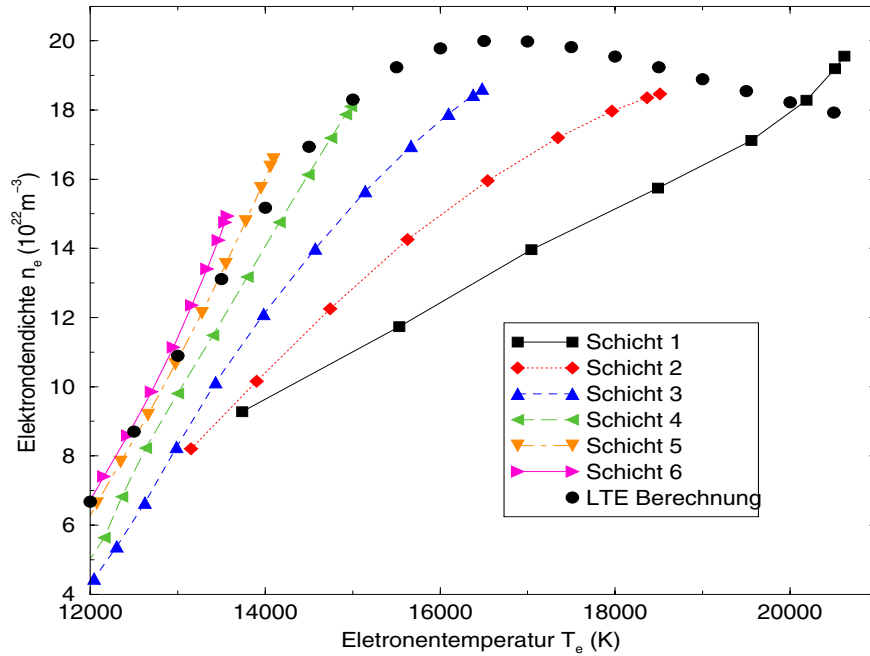


Abbildung 6.12.: Aus den ArII 440 nm Linien und dem Kontinuum bei 445 nm unter PLTE Annahme berechnete Elektronendichten und -temperaturen. Kathodendurchmesser $600 \mu\text{m}$ und $I=10 \text{ A}$. Der Messpunktabstand ist $50 \mu\text{m}$ und der Schichtabstand beträgt $100 \mu\text{m}$.

drückt noch moderat aussehen, sind die Abweichungen in den Strahldichten immens. Am deutlichsten wird dies an folgendem Beispiel. Benutzt werden die Achswerte aus Abb. 6.20. Berechnet man mit Hilfe der Temperaturen und Elektronendichten, erhalten aus PLTE Berechnungen, aus Kontinuum und ArI bzw. ArII Linien die Volumenstrahldichte der ArIII Linie bei 328.5 nm , so ergeben sich $210 \text{ W m}^{-3} \text{ sr}^{-1}$ bzw. $7570 \text{ W m}^{-3} \text{ sr}^{-1}$. Gemessen wurden allerdings Strahldichten an der ArIII Linien von $158100 \text{ W m}^{-3} \text{ sr}^{-1}$.

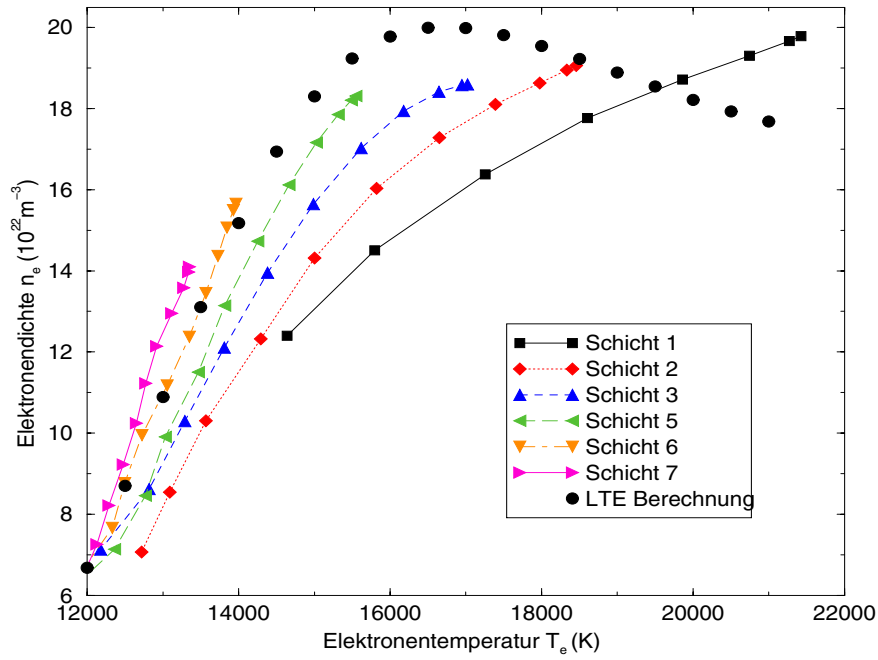


Abbildung 6.13.: Aus den ArII 440 nm Linien und dem Kontinuum bei 445 nm unter PLTE Annahme berechnete Elektronendichten und -temperaturen. Kathodendurchmesser $600 \mu\text{m}$ und $I=15 \text{ A}$. Der Messpunktabstand ist $50 \mu\text{m}$ und der Schichtabstand beträgt $100 \mu\text{m}$.

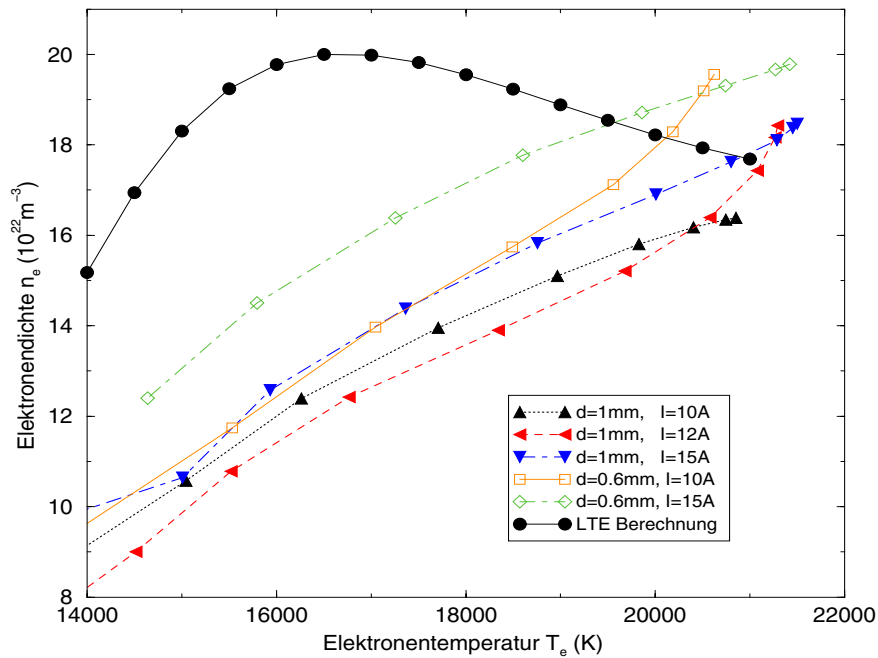


Abbildung 6.14.: Aus den ArII 440 nm Linien und dem Kontinuum bei 445 nm unter PLTE Annahme berechnete Elektronendichten und -temperaturen für die erste kathodenstrahlungsfreie Schicht. Verschiedene Kathodendurchmesser und Stromstärken.

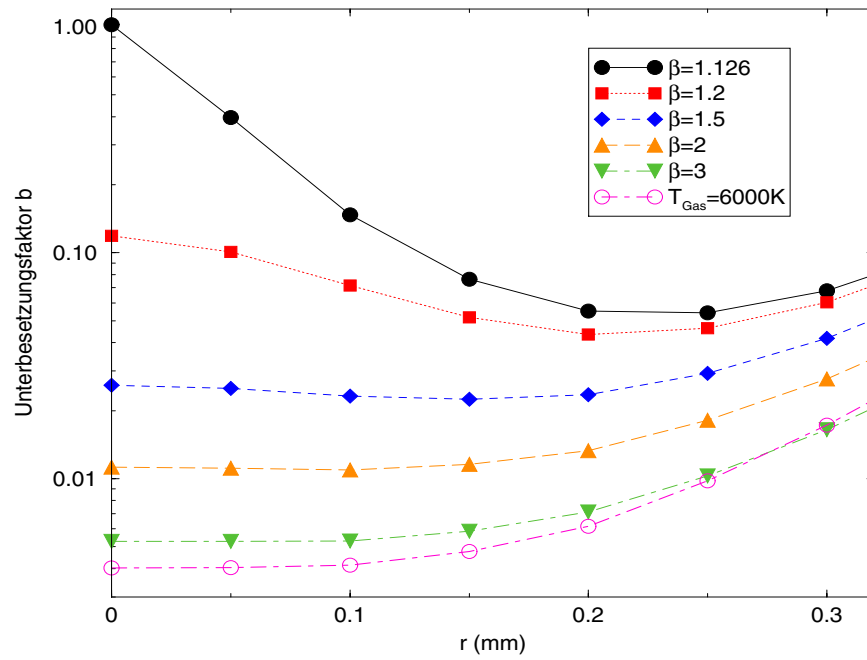


Abbildung 6.15.: Unterbesetzungsfaktoren bestimmt aus den PLTE Werten der Elektronendichte und -Temperatur der Schicht 1 über einer 1 mm Kathode bei 15 A. Variiert ist die Gastemperatur, bzw das Verhältnis von Elektronen- zu Gastemperatur $\beta = \frac{T_e}{T_{Gas}}$.

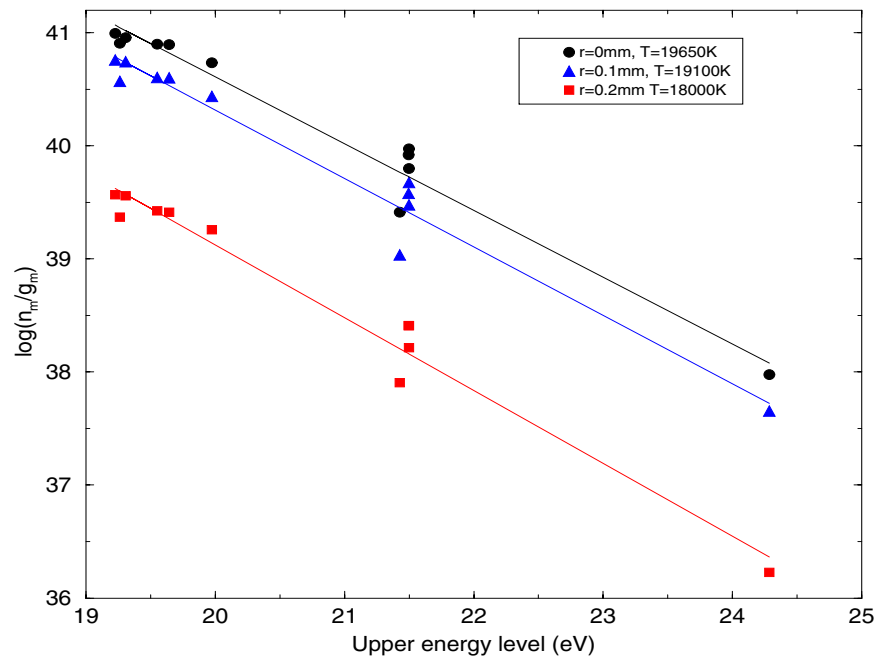


Abbildung 6.16.: Boltzmannplot aus der 1. kathodenstrahlungsfreien Schicht vor der Kathode. Aus ArII Linien zwischen 434 nm und 450 nm. Verschiedene radiale Positionen.

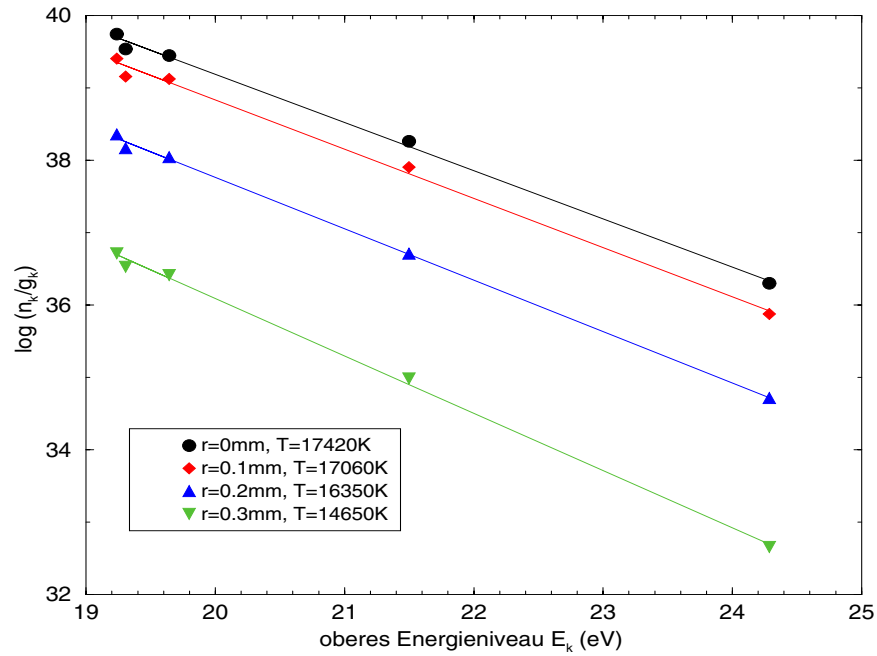


Abbildung 6.17.: Boltzmannplot aus der 2. kathodenstrahlungsfreien Schicht vor der Kathode, bei einem Schichtabstand von $100\ \mu\text{m}$. Aus ArII Linien zwischen $434\ \text{nm}$ und $450\ \text{nm}$. Verschiedene radiale Positionen.

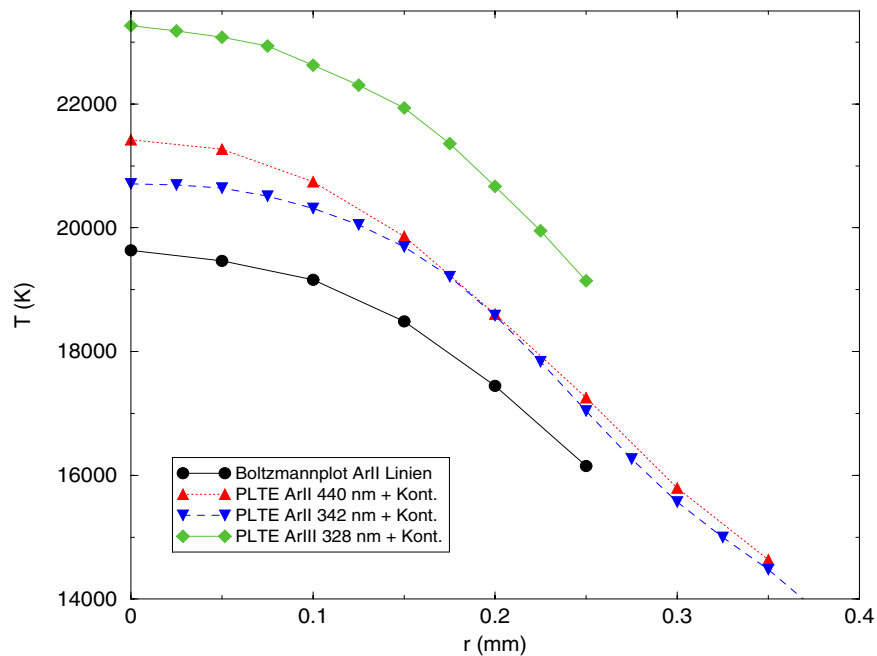


Abbildung 6.18.: Vergleich verschiedener Temperaturdiagnostiken an der ersten kathodenstrahlungsfreien Schicht, $I=15\ \text{A}$, Kathodendurchmesser $600\ \mu\text{m}$.

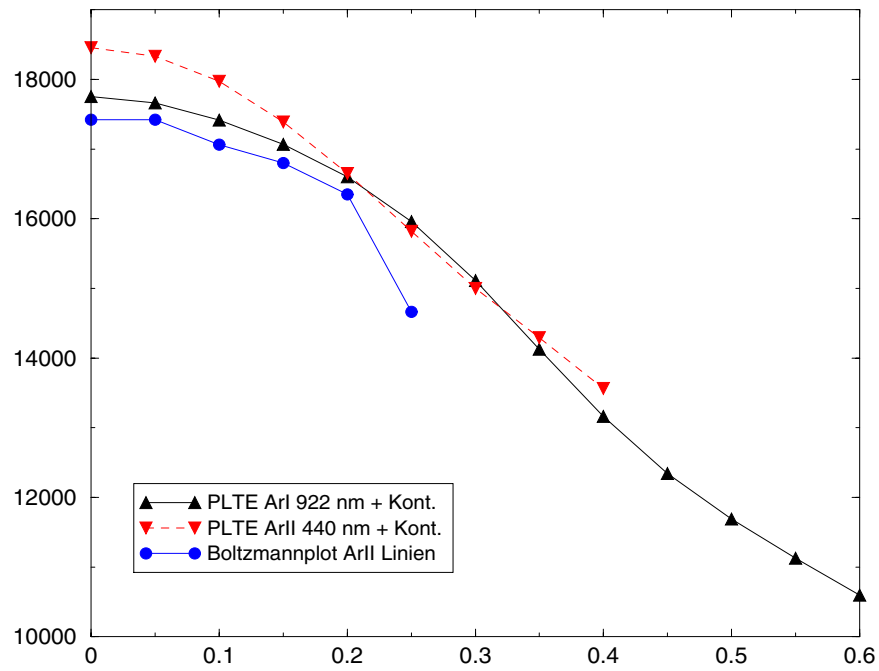


Abbildung 6.19.: Vergleich verschiedener Temperaturdiagnostiken and der zweiten kathodenstrahlungsfreien Schicht, $I=15$ A, Kathodendurchmesser $600 \mu\text{m}$ und Schichtabstand $100 \mu\text{m}$.

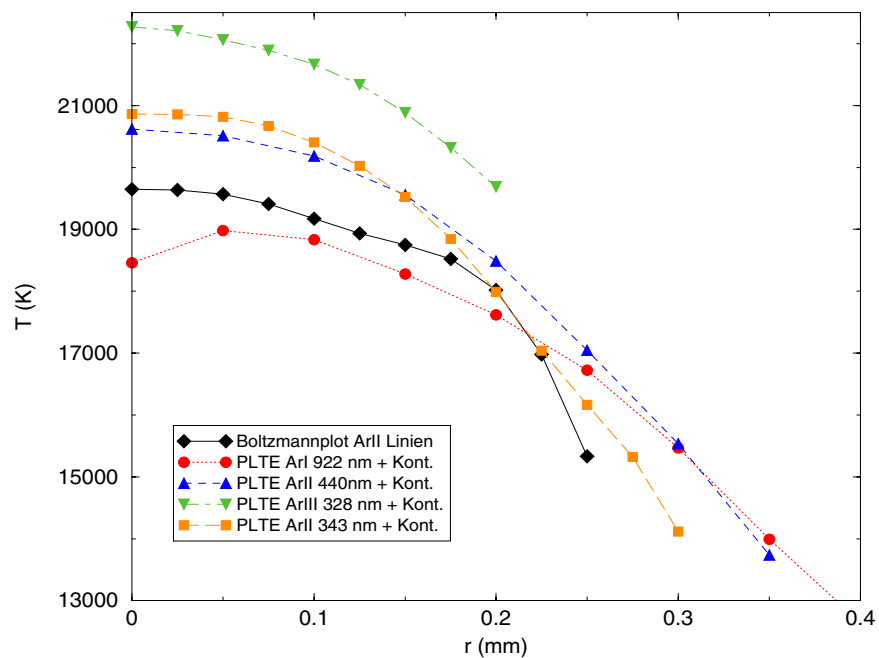


Abbildung 6.20.: Vergleich verschiedener Temperaturdiagnostiken and der ersten kathodenstrahlungsfreien Schicht, $I=10$ A, Kathodendurchmesser $600 \mu\text{m}$.

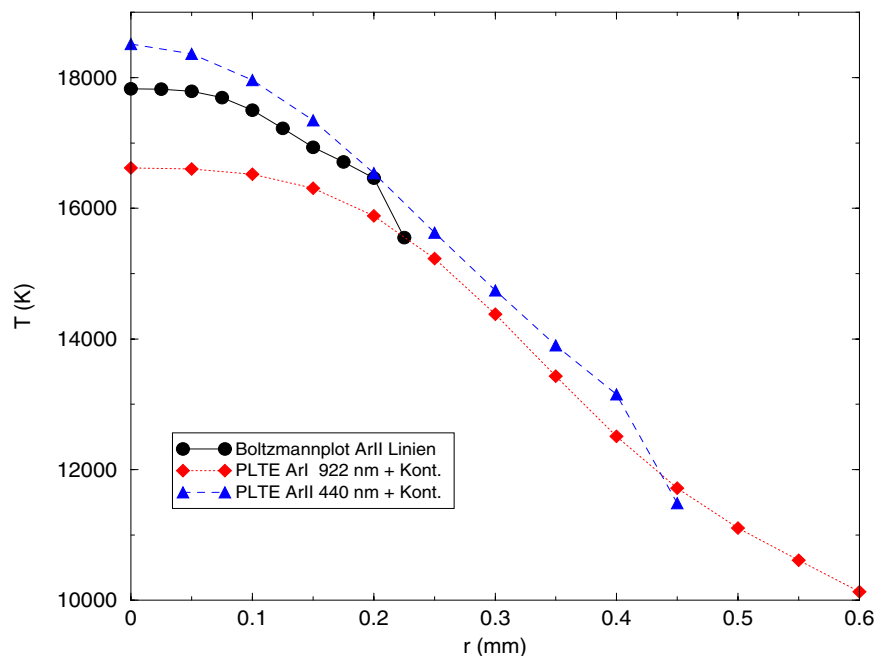


Abbildung 6.21.: Vergleich verschiedener Temperaturdiagnostiken and der zweiten kathodenstrahlungsfreien Schicht, $I=10$ A, Kathodendurchmesser $600\ \mu\text{m}$ und Schichtabstand $100\ \mu\text{m}$.

Analysiert man die Verfahren zur Temperaturbestimmung, so fällt auf, dass Boltzmannplot und PLTE aus Kontinuum und ArI Linien jeweils Besetzungsdichten miteinander vergleichen, deren obere Zustände nur kleine Energieabstände besitzen, bzw. zwischen denen viele weitere Zustände liegen. Die PLTE Analysen an Kontinuum und ArII Linien bzw. ArIII Linien vergleichen jeweils Besetzungsdichten, die eine große Energielücke aufweisen. Mit den Diagnostiken werden also verschiedene Teile der Energieverteilungsfunktion der Elektronen oder unterschiedliche Anregungsmechanismen abgefragt. Die Boltzmannplots (Abb. 6.16 und Abb. 6.17) zeigen, dass die angeregten Niveaus des ionisierten Argons nach der Boltzmann-Verteilung besetzt sind. Eine Erklärung für die unterschiedlichen Temperaturen wäre, dass dicht vor der Kathode sich noch *keine* Maxwellverteilung eingestellt hat. Es ist zwar eine Maxwellverteilung der Elektronen nötig, um eine der Boltzmann-Relation folgende Besetzung einzustellen. Doch benötigt man dann eine Überbesetzung im Maxwellschwanz, um die ArIII Linienintensitäten zu erklären. Diese Überbesetzung könnte ein Relikt noch nicht thermalisierter Strahlelektronen aus der Kathodenschicht sein. Drawin [DRAWIN 1963] zeigt, dass schnelle Elektronen wesentlich größere Diffusionslängen haben als langsame Elektronen.

Eine andere Erklärung ist die Photoionisation durch Resonanzphotonen des ionisierten Argons. Die Photonen der Linien zwischen $71.8\ \text{nm}$ und $74.8\ \text{nm}$ besitzen genügen Energie zur Ionisation des neutralen Argons. Diese Multiplets besitzen zudem die stärksten Dipolübergänge des ionisierten Argons. Der Photoionisationsquerschnitt des neutralen Argons an der Schwelle ist mit $35\ 10^{-18}\ \text{cm}^2$ [RAIZER 1997] zudem sehr groß. Die Energie dieser Photonen reicht aus, um angeregte Ionen weiter zu ionisieren.

6.1.2. Lichtbögen bei Drücken kleiner als Atmosphärendruck

Zur weiteren Untersuchung des Nichtgleichgewichts vor der Kathode wurden einige Messungen an Bögen bei 330 hPa und 240 hPa durchgeführt. Der Bogen bei 330 hPa hat eine Kathode von 600 μm Durchmesser. Die Messung bei 240 hPa wurde an einer 1 mm Kathode durchgeführt. Die Stromstärke betrug 14 A. Interessant ist, dass die ArI Linien dicht vor der Kathode ein Maximum ausserhalb der Achse besitzen. Dieses nicht auf der Achse liegende Maximum ist aus Messungen am Kaskadenbogen [KÖNEMANN 1995] und vom frei-brennenden Hochstrombogen bekannt [POKRZYWKA et al. 1996b], [POKRZYWKA et al. 1996a], [HADDAD und FARMER 1984] [HAIDAR 1995]. Auffällig war die visuell deutlich grössere Ausdehnung des hell bläulich leuchtenden Bereiches gegenüber Entladungen bei Normaldruck.

Abb. 6.22 und Abb. 6.23 zeigt die Darstellungen nach Olsen und Richter beider vermes-

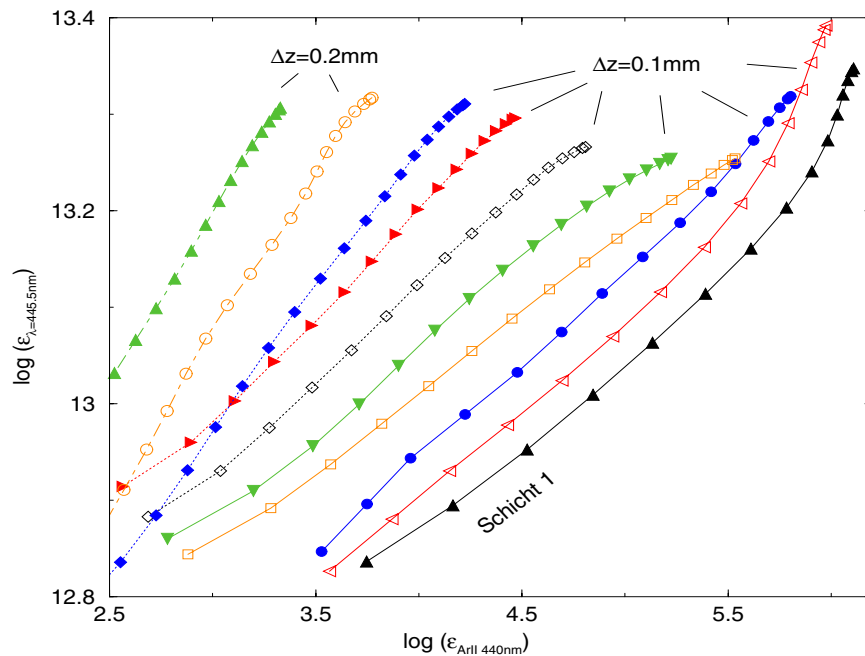


Abbildung 6.22.: Darstellung nach Olsen und Richter der Volumenstrahldichte des Argonkontinuums gegen die der ArII Linie bei 440 nm. Der Druck beträgt 240 hPa, die Stromstärke 14 A und der Kathodendurchmesser ist 1 mm. Schicht 1 ist die erste Schicht ohne Eigenstrahlung der Kathode.

sener Konfigurationen. Dargestellt ist Plasmakontinuum gegen eine Linie des ionisierten Argons. Auffällig im Vergleich zu den Darstellungen bei Atmosphärendruck ist die grössere räumliche Ausdehnung. Abb. 6.24 zeigt eine Darstellung nach Olsen und Richter bei einem Druck von 330 hPa. Dabei wurde eine ArI Linie gegen eine ArII Linie aufgetragen. Auffällig ist, dass die ArI Intensitäten in kathodennahen Schichten zu klein sind verglichen mit der LTE Kurve, während sie für Bereiche weit entfernt von der Kathode zu groß sind.

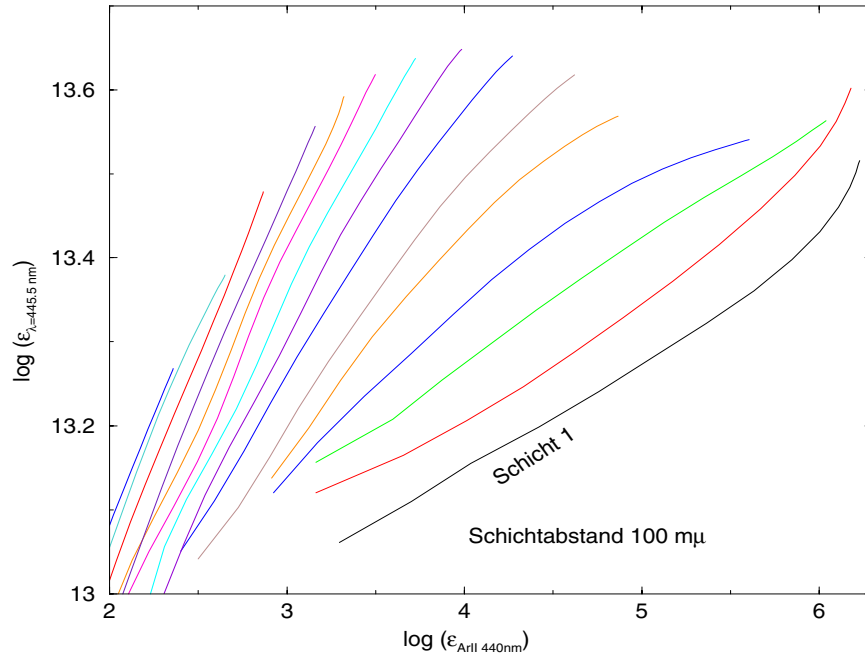


Abbildung 6.23.: Darstellung nach Olsen und Richter der Volumenstrahldichte des Argonkontinuums gegen die der ArII Linie bei 440 nm. Der Druck beträgt 330 hPa, die Stromstärke 14 A und der Kathodendurchmesser ist 0.6 mm. Schicht 1 ist die erste Schicht ohne Eigenstrahlung der Kathode.

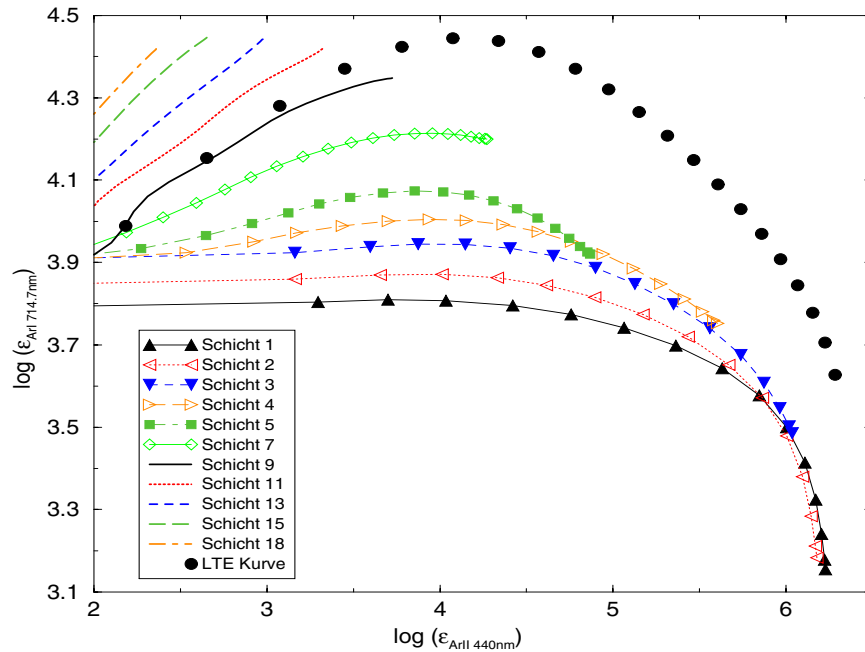


Abbildung 6.24.: Darstellung nach Olsen und Richter der Volumenstrahldichte der ArI Linie bei 714.7 nm gegen die der ArII Linie bei 440 nm. Der Druck beträgt 330 hPa, die Stromstärke 14 A und der Kathodendurchmesser ist 0.6 mm. Schicht 1 ist die erste Schicht ohne Eigenstrahlung der Kathode.

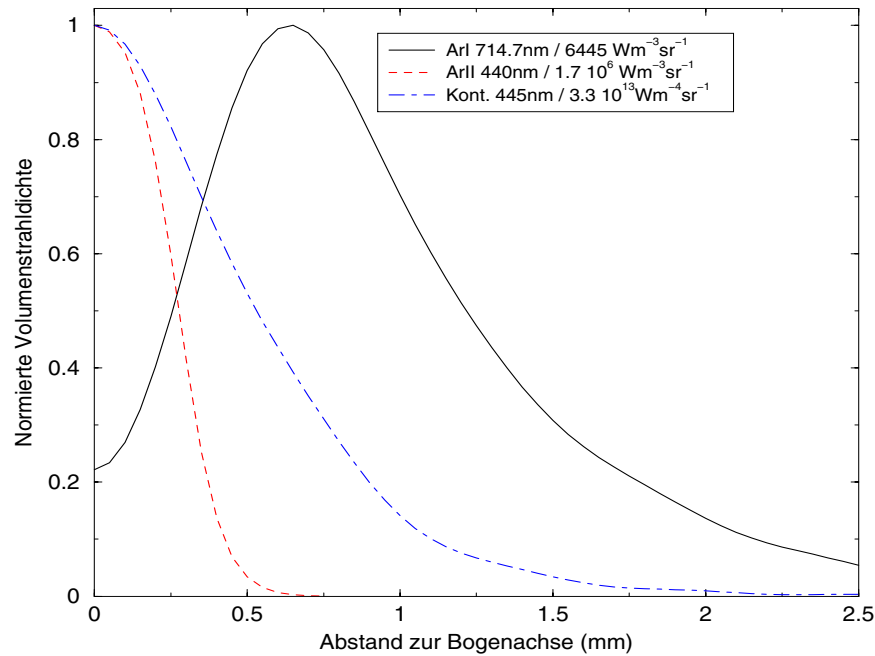


Abbildung 6.25.: Normierte Volumenstrahlendichte verschiedener Spezies. Aus der ersten Schicht ohne Eigenstrahlung der Kathode.

Abb. 6.25 zeigt die normierten Volumenstrahlendichten vom Kontinuum und jeweils einer ArI und ArII Linie radial aufgetragen. Die Messdaten stammen aus der ersten Schicht, die ohne Eigenstrahlung der Kathode befunden wurde. Der Druck beträgt 330 hPa. Deutlich das Maximum der ArI Strahlung 0.6 mm von der Bogenachse entfernt. Kontinuum und ArII Linienintensität fallen monoton ab. In Abb. 6.26 und Abb. 6.27 sind die Volumenstrahlendichten des Plasmakontinuums bzw. einer ArII Linie auf Achse gegen den Abstand zur Kathode aufgetragen, jeweils für die Messung bei 240 hPa (1 mm Kathodendurchmesser) und 330 hPa (0.6 mm Kathodendurchmesser). Die ArII Strahlendichten fallen monoton ab. Auffällig ist, dass sich beide Kurven schneiden: Für Bereiche weiter als 0.3 mm von der Kathode entfernt ist die Strahlung aus dem 240 hPa Bogen stärker. Das Kontinuum des 330 hPa Bogens ist über den gesamten Bereich grösser. Aber bei beiden Drücken finden sich ähnliche Strukturen: ein Anstieg dicht vor der Kathode, dann ein schwacher Abfall der in das Maximum übergeht. Die Abb. 6.28 zeigt das Maximum der ArI 714.7 nm Linie gegen den Abstand zur Kathode für einen Druck von 330 hPa. Weiterhin ist eingetragen, ob dieses Maximum auf der Achse liegt. Auffällig ist, dass die Werte mit zunehmendem Abstand zur Kathode stark ansteigen, sogar noch nachdem die Maxima auf der Achse liegen. Das Maximum bei einem Abstand von 1.5 mm von der Kathode nimmt sogar den LTE Wert für diesen Druck an. In Abb.6.29 und Abb. 6.30 sind die unter PLTE Annahme aus ArIILinien und Kontinuum bestimmten Elektronendichten und -temperaturen dargestellt. Weiterhin ist die für den jeweiligen Druck berechnete LTE Kurve eingetragen. Im Vergleich zu den Darstellungen bei Atmosphärendruck ist die Unterbesetzung stärker. In Abb. 6.31 sind die Ergebnisse zur Temperaturbestimmung auf der Bogenachse gegen den Abstand von der Kathode dargestellt. Erstaunlicherweise steigt die Temperatur aus Boltzmannplots vor der Kathode an, während die aus PLTE Berechnungen monoton fällt.

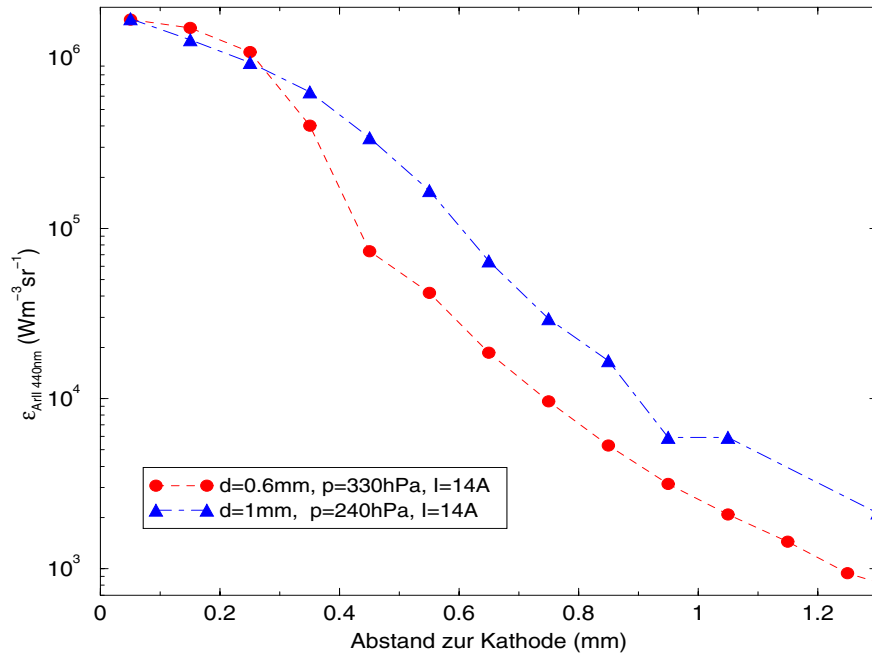


Abbildung 6.26.: Volumenstrahldichte der ArII Linien bei 440 nm auf der Bogenachse aufgetragen gegen den Abstand zur Kathode. Variation des Drucks und Kathodendurchmessers.

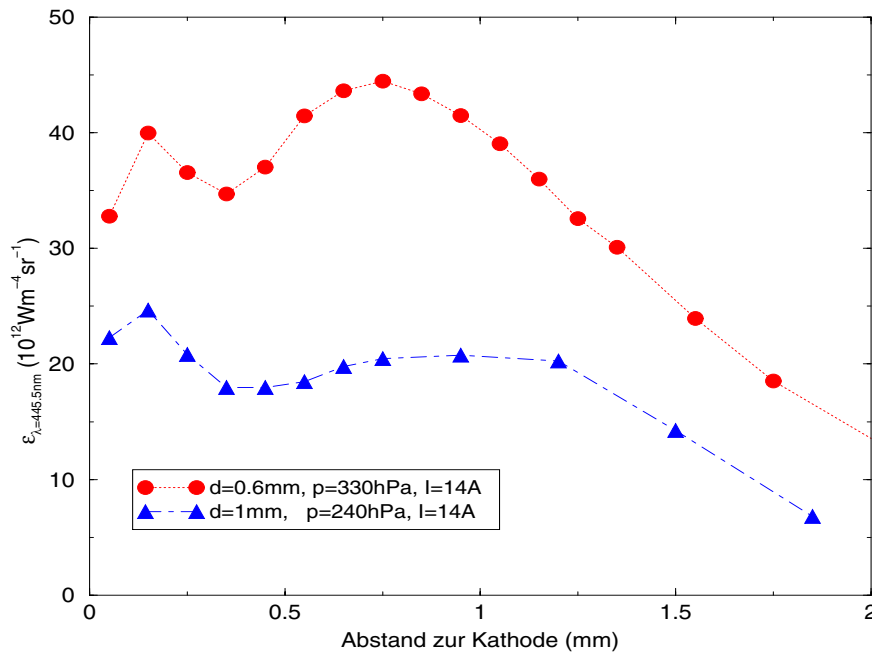


Abbildung 6.27.: Volumenstrahldichte der Plasmakontinuums bei 445.5 nm auf der Bogenachse aufgetragen gegen den Abstand zur Kathode. Variation des Drucks und Kathodendurchmessers.

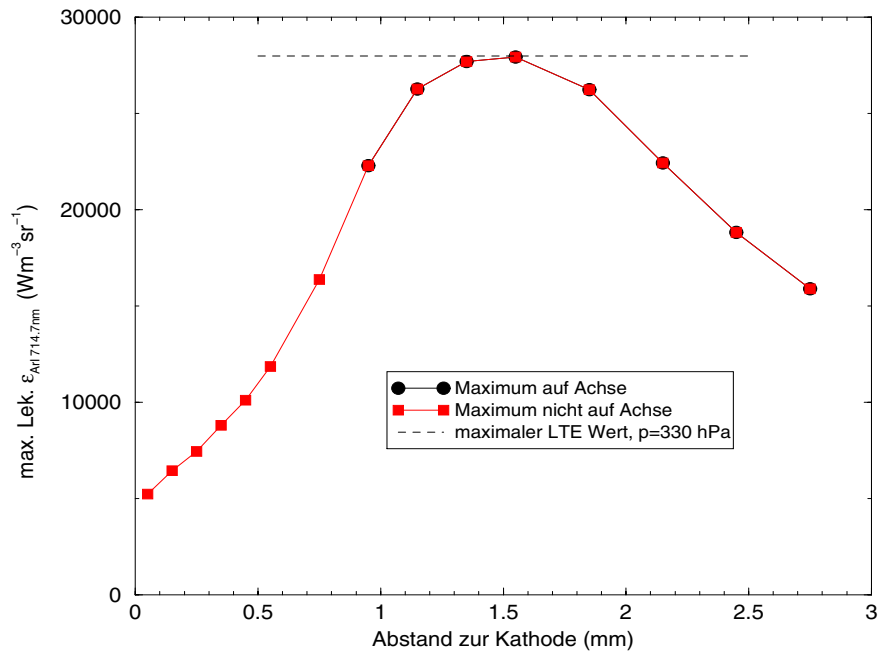


Abbildung 6.28.: Maximale Volumenstrahlendichte der ArI Linie bei 714.7 nm aufgetragen gegen den Abstand zur Kathode. Zusätzlich ist angegeben, ob das Maximum auf der Achse ist. Weiterhin ist das Maximum der Volumenstrahlendichte aus einer LTE Berechnung für 330 hPa dargestellt.

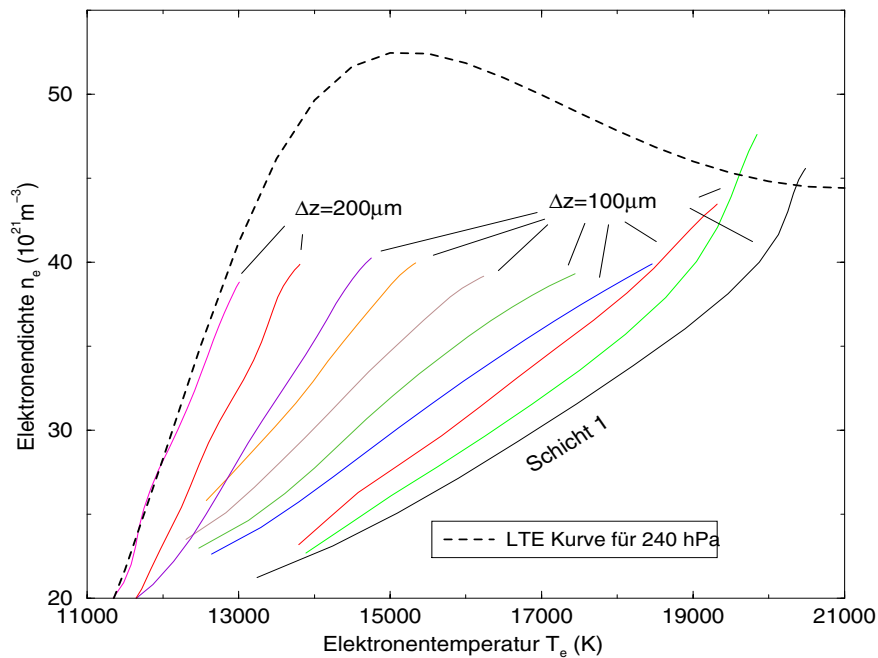


Abbildung 6.29.: N_e aufgetragen gegen T_e . Bestimmt aus ArII Linien und Kontinuum mit dem PLTE Modell für einen Druck von 240 hPa. Weiterhin ist die LTE Kurve für diesen Druck dargestellt.

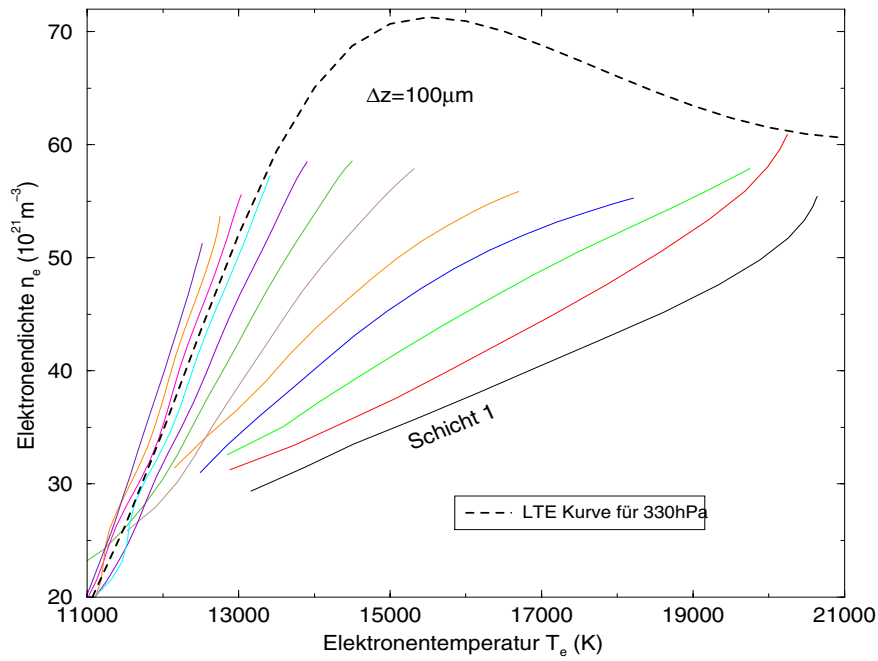


Abbildung 6.30.: N_e aufgetragen gegen T_e . Bestimmt aus ArII Linien und Kontinuum mit dem PLTE Modell für einen Druck von 330 hPa. Weiterhin ist die LTE Kurve für diesen Druck dargestellt.

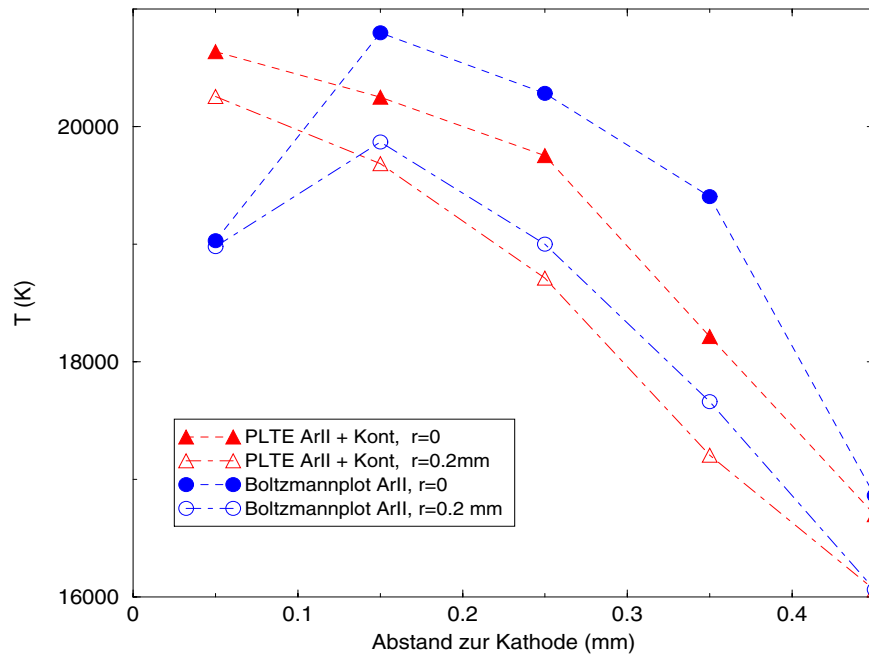


Abbildung 6.31.: Vergleich der Temperaturdiagnostiken. Aufgetragen sind die aus Boltzmannplots und PLTE Modellen (ArII Linie + Kontinuum) bestimmten Achsentemperaturen gegen den Abstand zur Kathode.

6.2. Nichtthermische Anregung in kalten Randschichten

Ein weiteres Merkmal für Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht ist Strahlung aus Bereichen weit entfernt von der Bogenachse. Schwache Kontinuumsstrahlung ist im Monochromator nicht von diffuser Streustrahlung zu unterscheiden und wurde deshalb nicht weiter betrachtet. Besonders stark sind diese LTE-Abweichungen zu finden an Linien des neutralen Argons im nahinfraroten Spektralbereich und, besonders überraschend, an Linien des ionisierten Argons. Dies allerdings nur im Bogenansatzmodus *Blauer Kern*. Alle in diesem Kapitel dargestellten Messungen erfolgten bei Atmosphärendruck und an thorierten Wolframkathoden.

Abb. 6.32 und Abb. 6.33 zeigen zum Vergleich Spektren aus dem Zentrum der Entladung

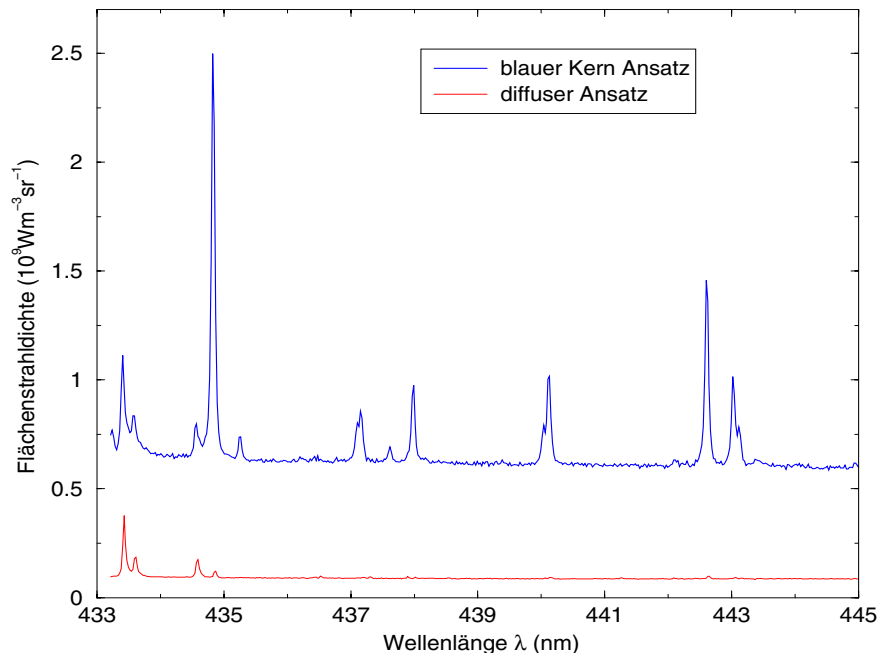


Abbildung 6.32.: Spektren aus dem Bereich 4mm von der Bogenachse entfernt, die Entfernung zur Kathode ist 1.5 mm. Die Stromstärke beträgt 22 A. Im Spektrum des blauen Kerns dominieren ArII Linien, aber auch im Spektrum des diffusen Ansatzes ist noch die ArII Linie bei 434.8 nm wahrnehmbar.

und aus einem Bereich 4 mm von der Bogenachse entfernt. Die Kathode ist 1.5 mm von dieser Schicht entfernt. Die Stromstärke beträgt 22 A und der Kathodendurchmesser ist 0.6 mm. Im Zentrum sind die Spektren des *Blauen Kern* und des diffusen Modus von ArI Linien dominiert. Im Spektrum des *Blauer Kern* Ansatzmodus sind einige schwache ArII Linien auszumachen. Am Rand der Entladung wird das Spektrum des *Blauen Kern* Ansatzmodus völlig von ArII Linien dominiert, während das Spektrum des diffusen Bogenansatzes dem aus dem Zentrum ähnelt. In Abb. 6.34 sind für den *Blauer Kern* Brennmodus die Linienflächenstrahllichte einer ArI und ArII Linie gegen den Abstand zum Entladungszentrum aufgetragen. Die Daten stammen aus denselben Messungen wie die Spektren. Deutlich ist, wie die ArII Strahllichte die ArI Strahllichte kreuzt und in den Randbereichen grösser ist. Dies widerspricht jeder thermischen Interpretation, denn in der Bogenmitte ist es am heisse-

sten, die Temperatur fällt radial monoton ab, und somit sollte die Intensität der ArII Linien wesentlich stärker zum Rand hin abfallen als die der ArI Linie.

In Abb. 6.35 sind für verschiedene Abstände zur Kathode die Linienflächenstrahldichten

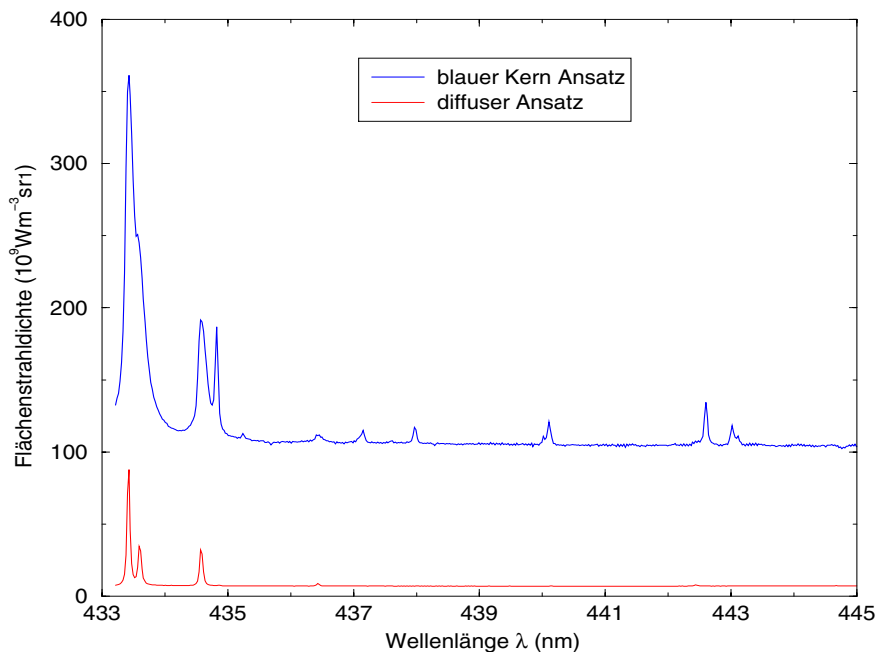


Abbildung 6.33.: Spektren aus dem Zentralbereich des Bogens, 1.5 mm von der Kathode entfernt. Die Stromstärke beträgt 22 A. Beide Spekten sind dominiert von ArI Linien.

gegenüber dem Abstand zur Bogenachse aufgetragen. Obwohl sich diese Dichten auf der Achse bei der Abstandsvariation um Faktoren ändern, sind sie sich am Rand sehr ähnlich. Dies wird in Abb. 6.36 weiter untersucht. Dort sind Linienflächenstrahldichten für einen Abstand von 4.3 mm von der Bogenachse gegenüber dem Abstand zur Kathode dargestellt. Trendmäßig lässt sich feststellen, dass die Intensität mit Annäherung an die Kathode zunimmt. Unterhalb der Kathode scheint es eine Art *Abschattungseffekt* zu geben.

Um auszuschliessen, dass es sich bei den gemessenen Flächenstrahldichten um Streulicht handelt, wurden zwei Messungen durchgeführt, deren Ergebnisse in Abb. 6.37 und Abb. 6.38 dargestellt sind. Zum einen wurde die Apertur der Abbildungsöffnung variiert, um den Einfluß des Streulichtes von Fenstern, Oberflächen und Linsen zu beurteilen. In Abb. 6.37 ist nahezu kein Unterschied festzustellen. Weiterhin wurde die Abbildung so geändert, dass nur noch die Randbereiche der Entladung auf den Spalt abgebildet wurden. Das Ergebnis ist in Abb. 6.38 zu sehen. Damit kann Streulicht im Spektrometer als Fehlerquelle auch ausgeschlossen werden.

Die Emission aus Randschichten ist wahrscheinlich auf Absorption von Photonen zurückzuführen [CRAM et al. 1988]. Dies erklärt ganz zwanglos die stärkeren Emissionen im Nahinfraroten, sind diese Übergänge doch nicht optisch dünn. Das eigentlich Erstaunliche sind die Ionenlinien. Dabei stellen sich zwei Fragen, zum ersten woher kommen die Ionen? Und wie werden sie angeregt? Auf die erste Frage gibt es zwei mögliche Antworten: Ambipolare Diffusion und Photoionisation.

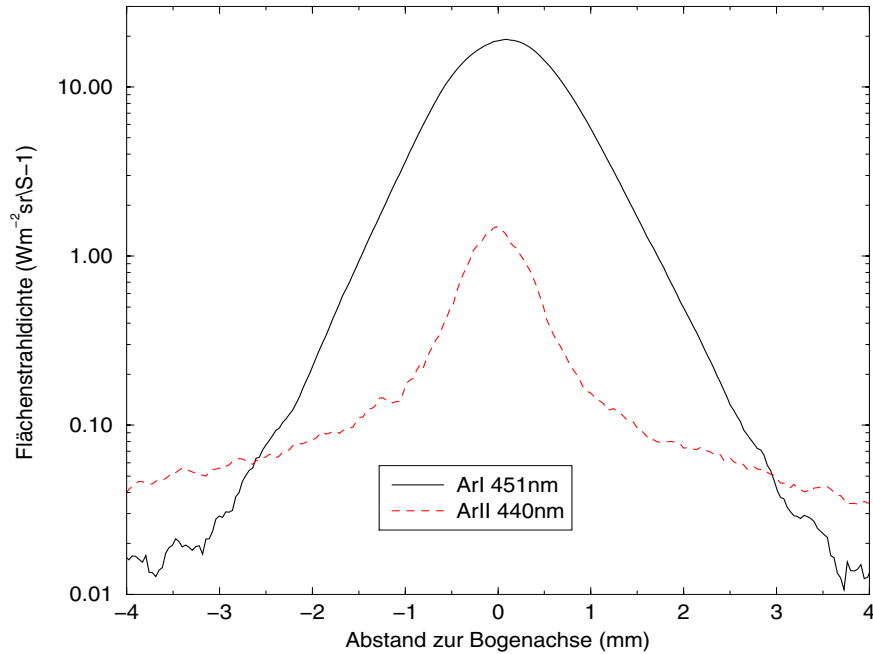


Abbildung 6.34.: Linienflächenstrahlendichten einer ArI und ArII Linie aus dem Blauer Kern Ansatzmodus gegen den Abstand zur Bogenmitte. Der Abstand zur Kathode ist 1.5 mm und die Stromstärke beträgt 22 A.

Sind Ionen durch ambipolare Diffusion in Bereiche kleiner Elektronendichte gelangt, so sinkt die Wahrscheinlichkeit für Dreierstoßrekombination dramatisch. Die Lebensdauer von Ionen in Bereichen kleiner Ionen- und Elektronendichte kann also sehr groß werden. Das Gebiet des Blauen Kerns und damit das Gebiet hoher Elektronen- und Ionendichte erstreckt sich nur über einige 100 μm . Dort herrschen hohe Elektronentemperaturen und mithin gibt es auch viele angeregte Ionen. Linienstrahlung, die nicht von den Ionenresonanzlinien stammt wird vom Plasma nur wenig absorbiert, d.h. diese Übergänge sind optisch dünn. Es gibt zwei Gruppen von Resonanzübergängen des ionisierten Argons. Eine Gruppe mit Photonenergien unterhalb der Ionisationsenergie des neutralen Argons und eine mit grösseren Energien. Photonen der Linien bei 72 nm können neutrales Argon direkt ionisieren. Diese zusammen mit der ambipolaren Diffusion können die Quelle für Ionen in kalten Randbereichen sein. Photonen aus den Ionenresonanzlinien bei 92 nm haben nicht genug Energie zur Photoionisation des Argons im Grundzustand, daher sind Plasmabereiche kleiner Ionendichte für diese Photonen nahezu transparent, d.h. hat ein solches Ionenresonanzphoton den *Blauen Kern* verlassen ist die Absorptionswahrscheinlichkeit klein, im Gegensatz zur Resonanzstrahlung des neutralen Argons, welche vom kalten Gas stark absorbiert wird. Diese Photonen können nun die Ionen anregen.

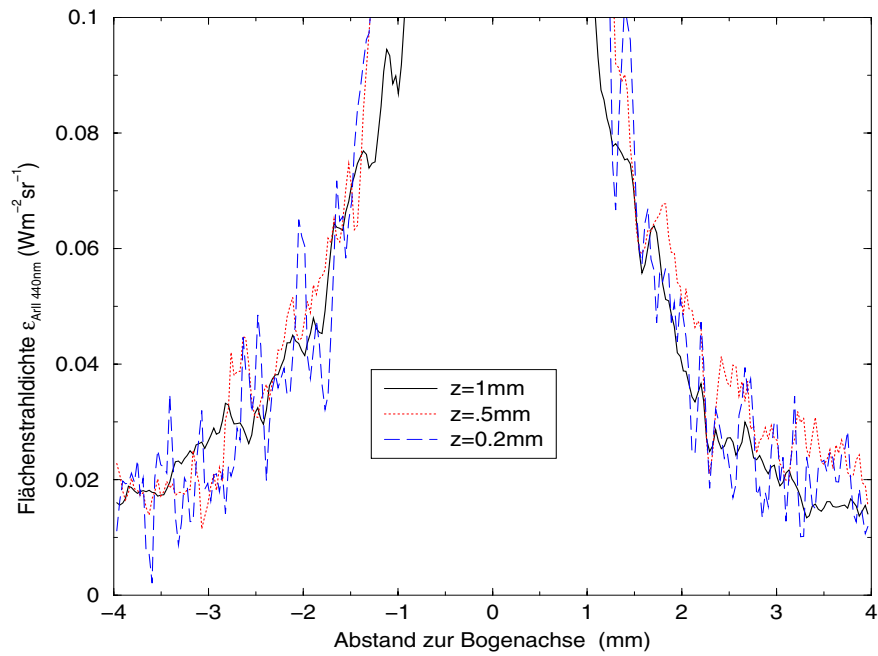


Abbildung 6.35.: Dargestellt ist die Linienflächenstrahl-dichte der ArII Linie bei 440 nm gegen den Abstand zur Bogenachse und den Abstand zur Kathode. Der Kathodendurchmesser beträgt 1 mm und die Stromstärke 10 A. Die Messung entstand im Bogenansatzmodus blauer Kern.

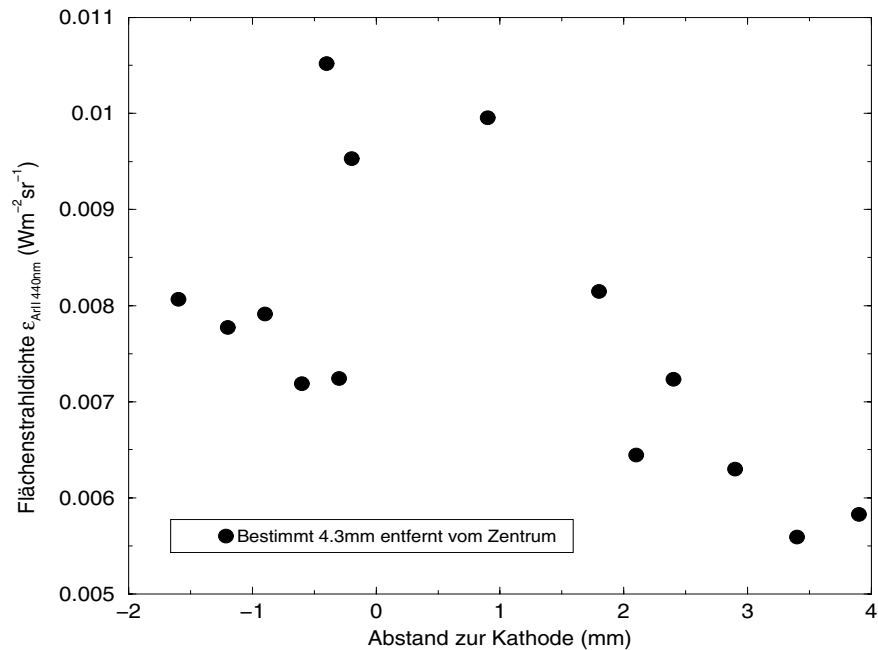


Abbildung 6.36.: Dargestellt die Linienflächenstrahl-dichten der ArII Linie 440 nm im Blauen Kern Ansatzmodus gegen den Abstand zur Kathode. Die Strahl-dichte wurde jeweils 4.3 mm von der Bogenachse entfernt gemessen. Die Stromstärke beträgt 10 A und der Kathodendurchmesser 0.6 mm.

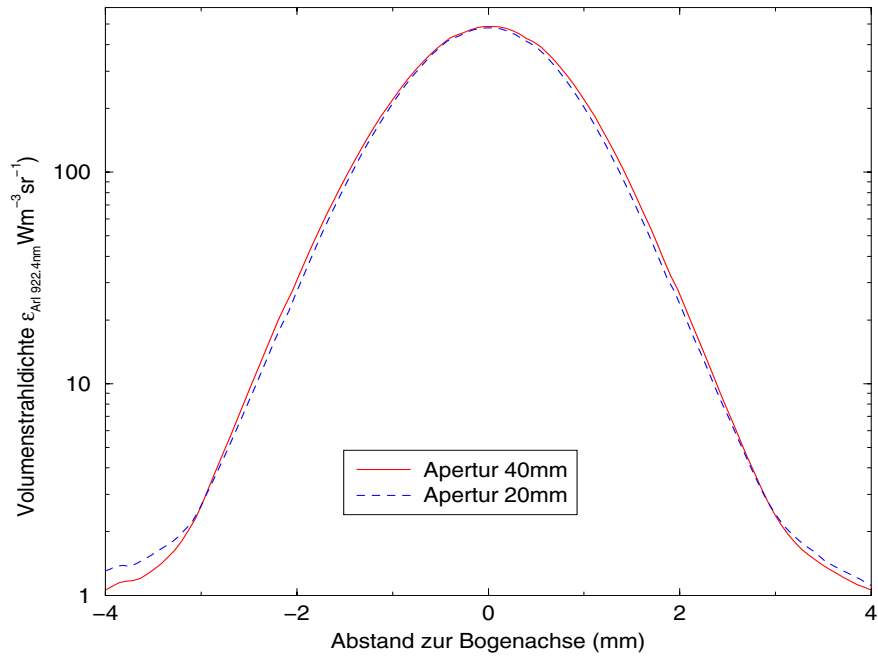


Abbildung 6.37.: Linienflächenstrahldichte der ArI Linie bei 922.4 nm gegen den Abstand zur Bogenachse. Der Abstand zur Kathode ist 2 mm und die Stromstärke beträgt 10 A. Variiert wurde die Apertur der Abbildungsoptik.

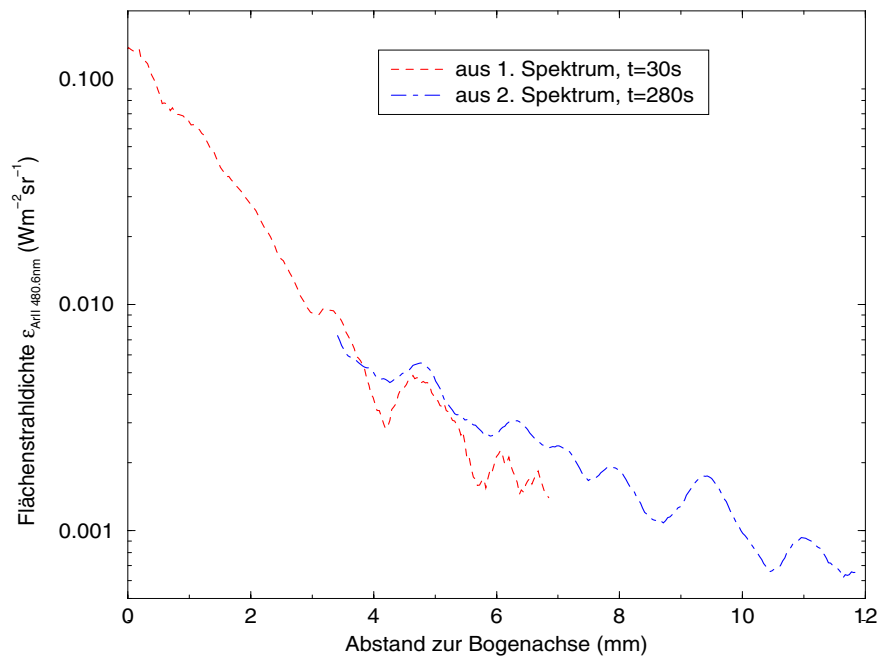


Abbildung 6.38.: Linienflächenstrahldichte der ArII Linie bei 480.6 nm gegen den Abstand zur Bogenachse. Der Abstand zur Kathode ist 2 mm und die Stromstärke beträgt 15 A. Beim 2. CCD-Bild befand sich das Bogenzentrum nicht mehr auf dem Spalt, und damit konnte die Belichtungszeit nahezu verzehnfacht werden.

6.3. Glimmsaum

Wie schon im Kapitel über die Entladungsmodi (siehe Kap. 5.2) festgestellt, ist der Bogenansatz nicht nur auf die Stirnfläche der Kathode konzentriert. Dazu werden in diesem Kapitel weitere Messungen sowohl im diffusen, als auch im Blauer Kern Ansatzmodus vorgestellt. Abb. 6.39 bis 6.41 zeigen Messungen an einer Kathode aus reinem Wolfram, wobei der Kathodendurchmesser $500\ \mu\text{m}$ beträgt. An Kathoden aus reinem Wolfram wurde nur im diffusen Ansatzmodus gemessen. Die Abb. 6.42 bis Abb. 6.45 entstanden an thorierten Kathoden vom Durchmesser $600\ \mu\text{m}$.

Visuell ist das Übergreifen der Entladung über die Stirnfläche und das Ansetzen an den Ka-

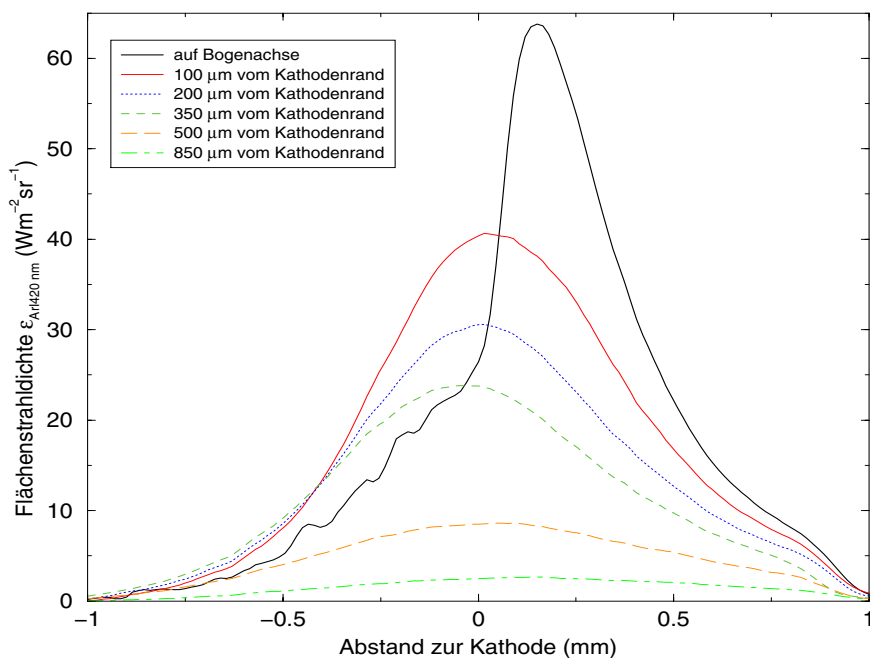


Abbildung 6.39.: Flächenstrahldichten der ArI Linien von 419- 420 nm gegen den Abstand zur Kathodenspitze. Als Parameter wurde der Abstand zur Bogenachse, bzw. zum Kathodenmantel variiert. Die Kathode aus reinem Wolfram hat einen Durchmesser von $0.5\ \text{mm}$ und die Stromstärke beträgt $5\ \text{A}$.

thodenmantel besonders im diffusen Ansatzmodus gut zu beobachten. Bei kleinen Strömen sieht es so aus, als ob eine Plasmakugel die Kathode umschliessen würde, das Bogenplasma der Säule ist nur schwach wahrnehmbar. Abb. 6.39 zeigt dieses Phänomen. Dort sind gemessenen Flächenstrahldichten der ArI Linien von $419\ \text{nm}$ bis $420\ \text{nm}$ gegen den Abstand zur Kathode aufgetragen. Dabei wurde eine Messung auf der Bogenachse und mehrere neben der Kathode eingetragen. Erstaunlicherweise sind die neben der Kathode gemessenen Strahldichten symmetrisch zum Ort der Kathodenspitze. In Abb. 6.40 sind die gleichen Flächenstrahldichten auf der Bogenachse für eine Stromstärkevariation dargestellt. Deutlich das ein grosser Teil der ArI Abstrahlung aus Bereichen vor dem Kathodenmantel kommt. So ist die Strahlung aus dem Bereich knapp unter der Kathodenspitze bei $9\ \text{A}$ stärker als die Maximalintensität bei $3\ \text{A}$. In der nächsten Darstellung (Abb. 6.41) ist die Flächenstrahldichte der ArII $434.8\ \text{nm}$ Linie gegen den Abstand zur Kathode aufgetragen. Auffällig das für die

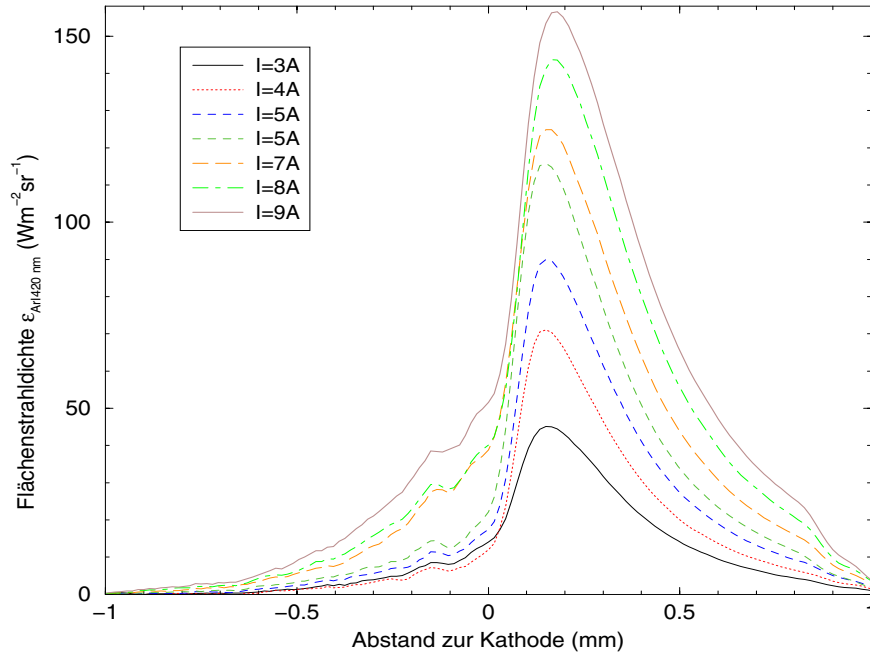


Abbildung 6.40.: Flächenstrahl-dichten der ArI Linien von 419- 420 nm auf der Bogenachse gegen den Abstand zur Kathodenspitze. Als Parameter wurde die Stromstärke variiert. Die Kathode aus reinem Wolfram hat einen Durchmesser von 0.5 mm.

Stromstärken kleiner oder gleich 5 A kaum Strahlung aus dem Bereich vor dem Kathodenmantel nachzuweisen ist, während der Anteil bei den höheren Strömen sehr deutlich ist. Nahezu alle Messungen für die im folgenden beschriebenen drei Abbildungen entstanden im Blauer Kern Ansatzmodus. Nur in Abb. 6.42 sind Kontinuumsflächenstrahl-dichten in beiden Ansatzmodi gegen den Abstand zur Kathode eingetragen. Diese Abbildung unterscheidet sich deutlich von der Abb. 5.3, denn hier ist kein *Dunkelraum* vor der Kathode festzustellen. Dies erklärt sich aus den unterschiedlichen Beobachtungswellenlängen. Während im Blauen (Abb. 5.3) noch die Wärmestrahlung dominiert, ist es im UV (Abb. 6.42 schon deutlich die Plasmastrahlung des Blauen Kerns. In Abb. 6.43, 6.44 und Abb. 6.45 sind die Flächenstrahl-dichten der ArI 852.1 nm, ArII 434.2 nm bzw. ArIII 328.5 nm Linie gegen den Abstand zur Kathode dargestellt. Deutlich wird, dass alle Linien zur Strahlung vor dem Kathodenmantel beitragen.

Ein Vergleich der Bogenansatzmodi ist in hinsicht auf den Glimmsaum schwierig, doch kann man feststellen, dass der Glimmsaum in diffusen Modus etwas ausgeprägter ist. Der Beitrag der Mantelfläche zur Stromdichte ist ohne weitere Informationen nicht abzuschätzen, allerdings zeigen die Messungen, dass die Annahme, aller Strom würde durch die Kathodenstirnfläche fließen, nicht richtig ist.

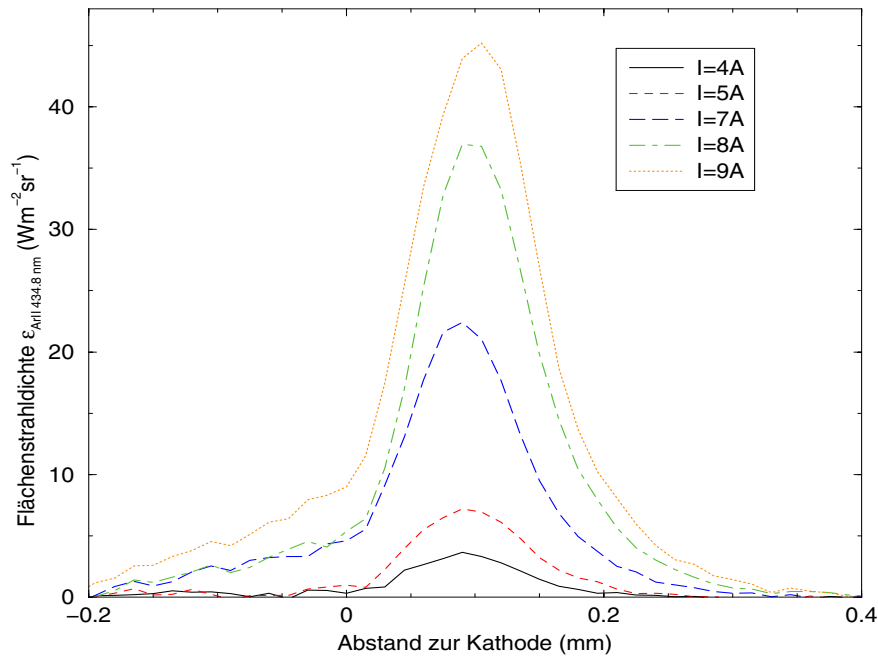


Abbildung 6.41.: Flächenstrahlrichtungen der ArII 434.8 nm Linie auf der Bogenachse gegen den Abstand zur Kathodenspitze. Als Parameter wurde die Stromstärke variiert. Die Kathode aus reinem Wolfram hat einen Durchmesser von 0.5 mm.

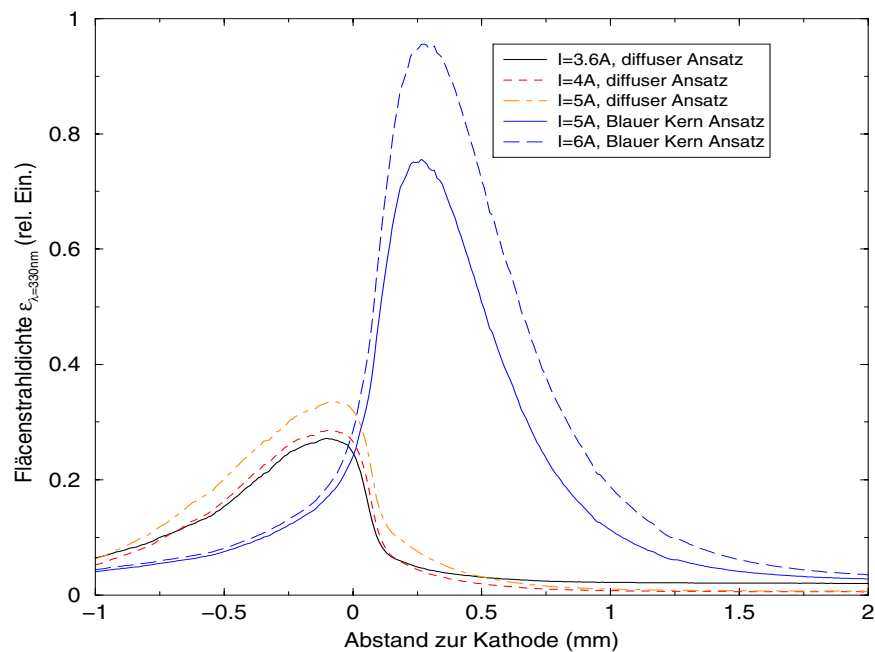


Abbildung 6.42.: Flächenstrahlrichtungen des Kontinuums bei 330 nm auf der Bogenachse gegen den Abstand zur Kathodenspitze. Als Parameter wurde die Stromstärke und damit auch der Bogenansatzmodus variiert. Die Kathode aus thoriertem Wolfram hat einen Durchmesser von 0.6 mm.

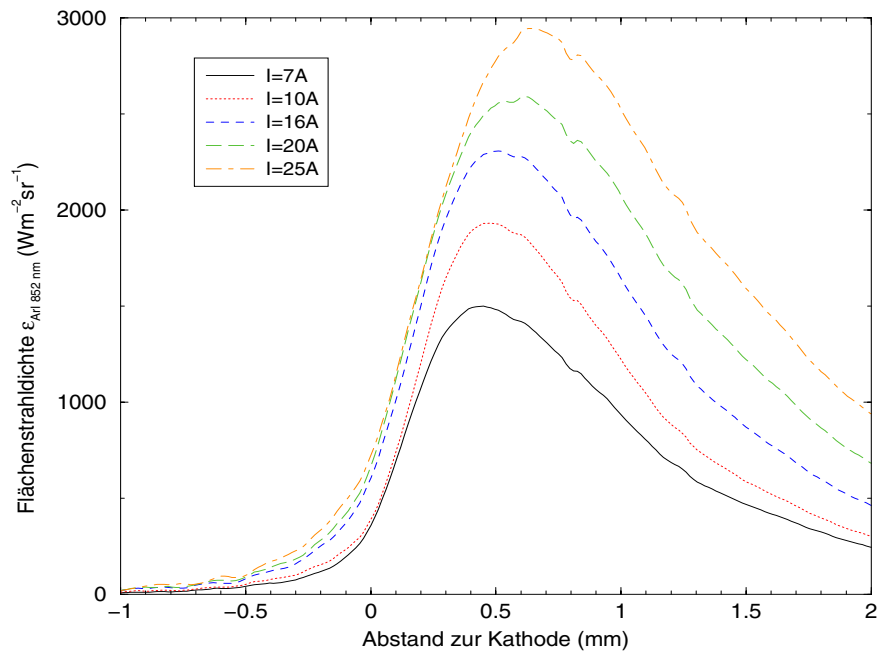


Abbildung 6.43.: Flächenstrahllichten der ArI 852.1 nm Linie auf der Bogenachse gegen den Abstand zur Kathodenspitze. Als Parameter wurde die Stromstärke variiert. Die Kathode aus thoriertem Wolfram hat einen Durchmesser von 0.6 mm.

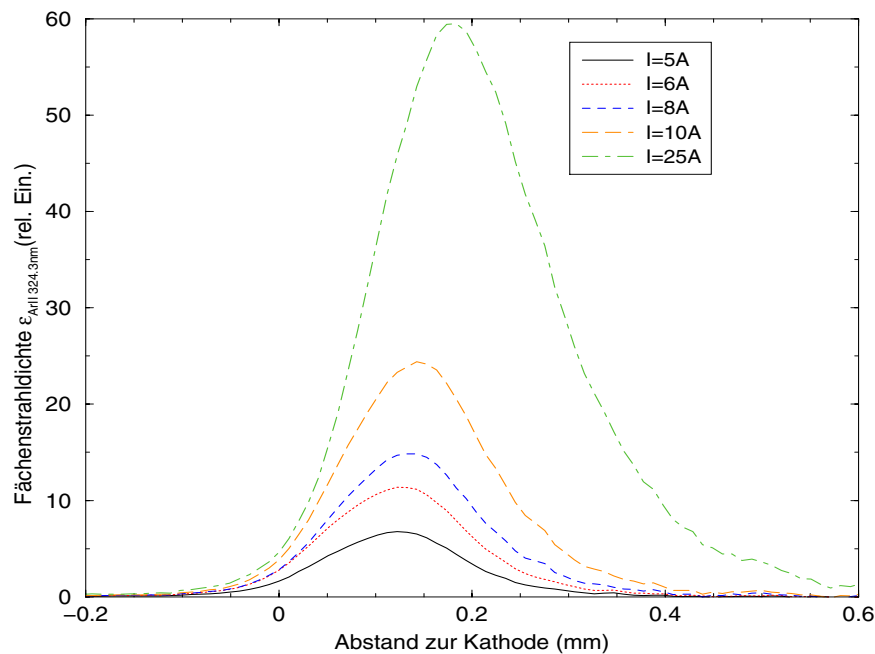


Abbildung 6.44.: Flächenstrahllichten der ArII 324.3 nm Linie auf der Bogenachse gegen den Abstand zur Kathodenspitze. Als Parameter wurde die Stromstärke variiert. Die Kathode aus thoriertem Wolfram hat einen Durchmesser von 0.6 mm.

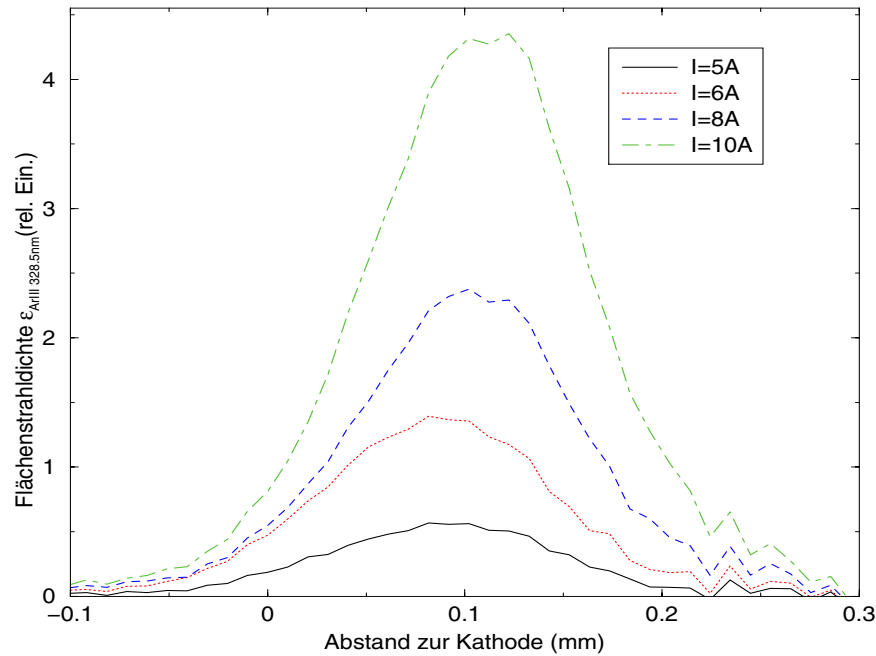


Abbildung 6.45.: Flächenstrahlendichten der ArIII 328.5 nm Linie auf der Bogenachse gegen den Abstand zur Kathodenspitze. Als Parameter wurde die Stromstärke variiert. Die Kathode aus thoriertem Wolfram hat einen Durchmesser von 0.6 mm.

6.4. Kathodentemperaturen

Mit der Möglichkeit der Messung absoluter spektraler Strahlendichten kann auch die Temperatur der Kathode bestimmt werden. Dabei ist es allerdings nötig, den spektrale Emissionskoeffizienten zu kennen. Dieser wurde von de Vos [DE VOS 1954] für reines Wolfram in Abhängigkeit von Temperatur und Wellenlänge für eine polierte Oberfläche im Vakuum bestimmt. Abb. 6.46 und Abb. 6.47 zeigen die Temperaturverläufe entlang des Kathodenmantels, bestimmt bei verschiedenen Wellenlänge für eine Kathode aus reinem Wolfram von 0.5 mm und 1 mm Durchmesser bei 5 A. Der Bogen brannte im diffusen Ansatzmodus. Negative Abstände bezeichnen Orte auf dem Kathodenmantel, während positive Werte im Plasma liegen. Diesen Orten im Plasma wurde formal eine Temperatur nach derselben Formel zugeordnet. Schön zu sehen, wie auf der Kathode die Temperaturen gut übereinstimmen, während sie im Plasma natürlicherweise nicht übereinstimmen. In Abb. 6.48 sind die Temperaturen an der Kathodenspitze gegen die Stromstärke aufgetragen für eine Kathode aus reinem Wolfram von 1 mm Durchmesser.

Ein Beispiel für eine Kathode, an der keine Temperatur zu bestimmen war, zeigt Abb. 6.49. Die thorierte Kathode von 0.6 mm war vor der Messung schon viele Stunden im Einsatz und ist einer Schicht redeponierten Wolframs überzogen, die zu einem Einbruch der Emission dicht unterhalb der Kathodenspitze führt. Der Bogenansatz war normal auf der Stirnfläche (die zugehörige Verteilung der ArI Intensität zeigt Abb. 6.43).

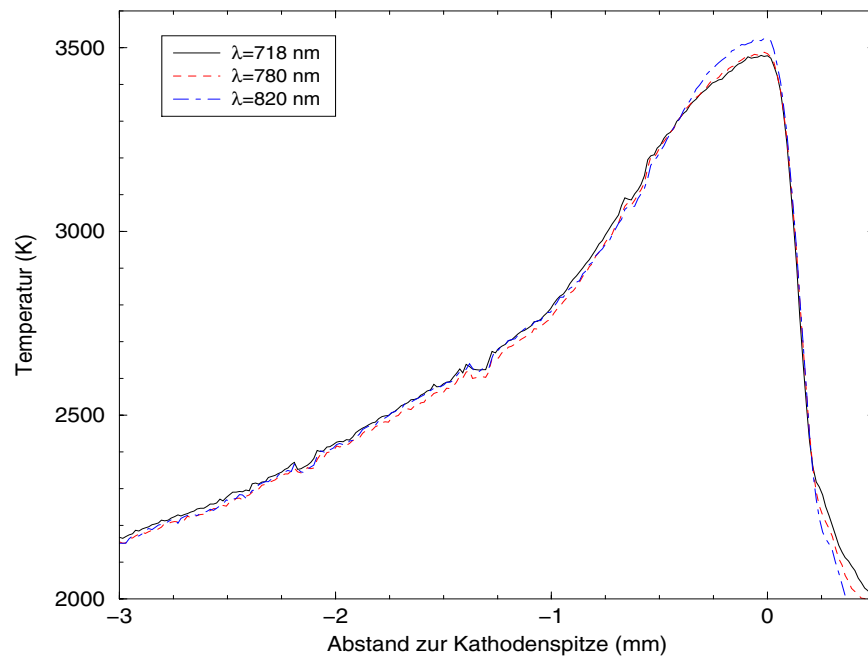


Abbildung 6.46.: Kathodentemperaturen gegen den Abstand zur Kathodenspitze, aus Flächenstrahlendichten unterschiedlicher Wellenlängen. Die Kathode aus reinem Wolfram hat einen Durchmesser von 0.5 mm und die Stromstärke beträgt 5 A. Für positive Abstände hat die Temperatur natürlich keine Bedeutung, sondern wird einfach der Plasmastrahlung zugeordnet.

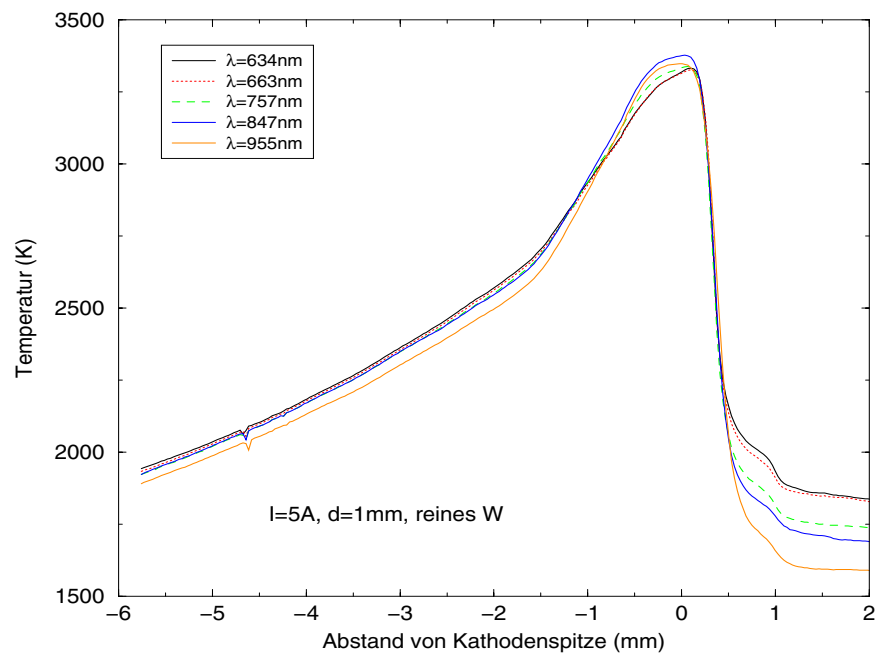


Abbildung 6.47.: Wie in Abb. 6.46, nur ist der Kathodendurchmesser 1 mm.

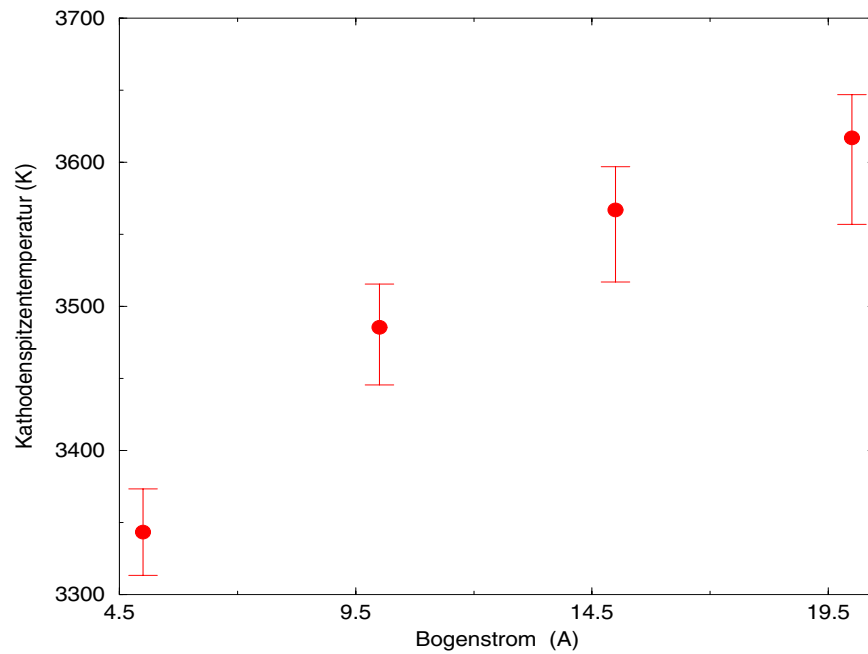


Abbildung 6.48.: Kathodenspitzen-temperaturen gegen die Stromstärke. Die Kathode aus reinem Wolfram hat einen Durchmesser von 1 mm. Die Temperaturen sind Mittelwerte, bestimmt bei den Wellenlängen aus Abb. 6.47.

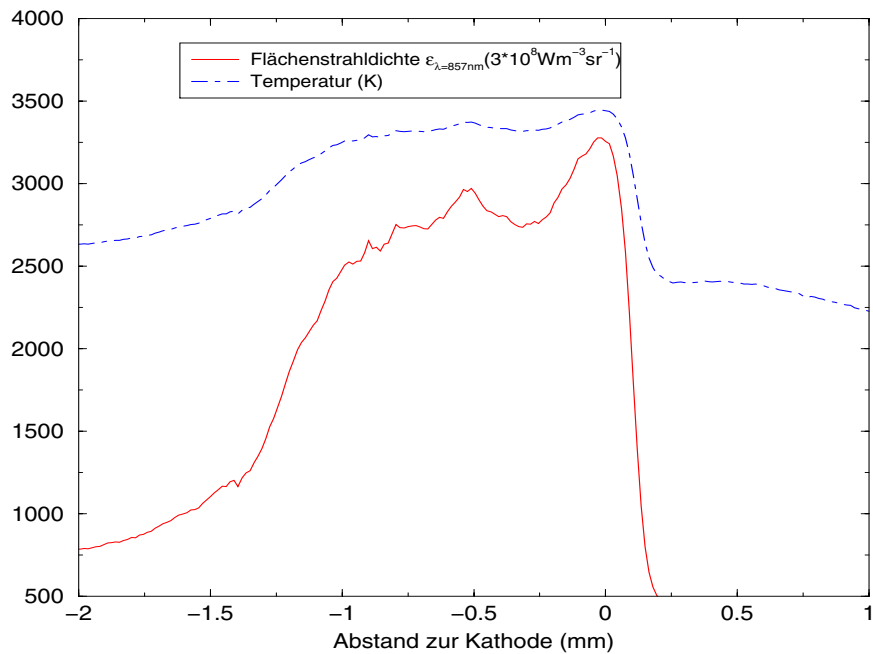


Abbildung 6.49.: Flächenstrahl-dichte und daraus bestimmte Temperaturen einer thorierten Kathode von 0.6 mm Durchmesser bei 25 A im Blauer Kern Ansatzmodus. Die Kathode war nach viele Stunden Brenndauer von einer Schicht redeponierten Wolframs überzogen, die das Ergebnis verfälscht.

6.5. Elektronendichten

Die Bestimmung der Elektronendichten basiert im wesentlichen auf der Messung der Kontinuumsvolumenstrahldichten bei 445 nm. Die Unterschiede zwischen einer LTE Auswertung, d.h. aus der Kontinuumsstrahldichte alleine, oder einer PLTE, Auswertung sind kaum bemerkbar. Das Kontinuum ist zudem die Messgröße, die am wenigsten zu räumlichen Asymmetrien neigt. In diesem Kapitel werden die Elektronendichten für Bögen im Blauer Kern Ansatzmodus gezeigt. Die Messungen wurden an unterschiedlichen Schichten durchgeführt, diese sind durchnummeriert. Der Schichtabstand ist $100\ \mu\text{m}$ und Schicht 1 ist die erste Schicht ohne feststellbare Eigenstrahlung der Kathode, d.h. diese Schicht ist ca. $100\ \mu\text{m}$ von der Kathode entfernt.

In Abb. 6.50 und Abb. 6.51 für eine Kathode von 0.6 mm Durchmesser. Abb. 6.52 und Abb. 6.53 zeigen die räumlichen Elektronendichteverteilungen für eine Kathode von 1 mm Durchmesser. In Abb. 6.54 ist die Elektronendichte auf der Achse gegen den Abstand zur Kathode dargestellt. Linien konstanter Elektronendichte sind in Abb. 6.55 für einen Kathodendurchmesser von 0.6 mm und 22 A eingetragen.

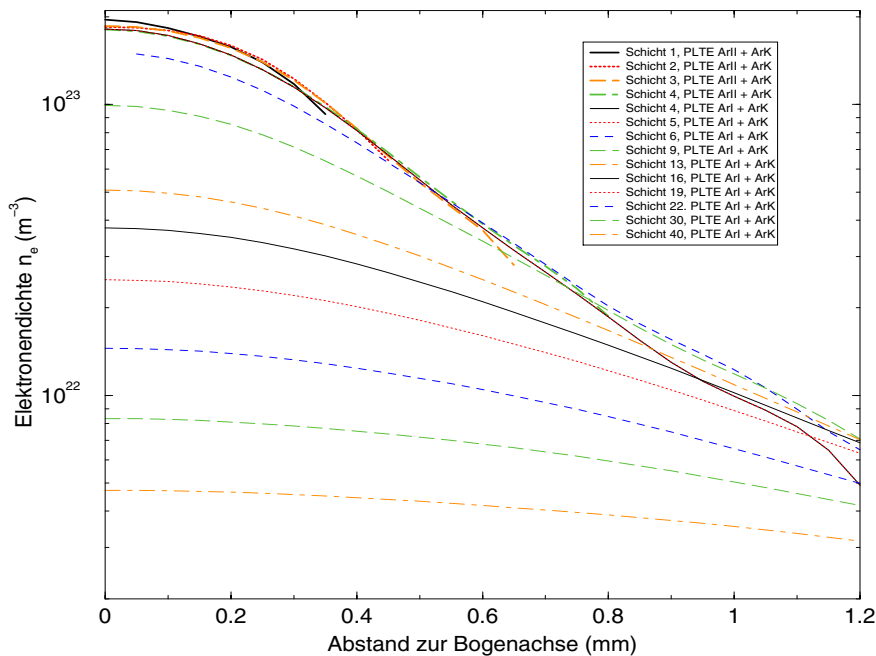


Abbildung 6.50.: Radiale Elektronendichteverläufe für einen 10 A Bogen im *Blauen Kern* Ansatzmodus, mit einer thorierten Kathode von 0.6 mm Durchmesser.

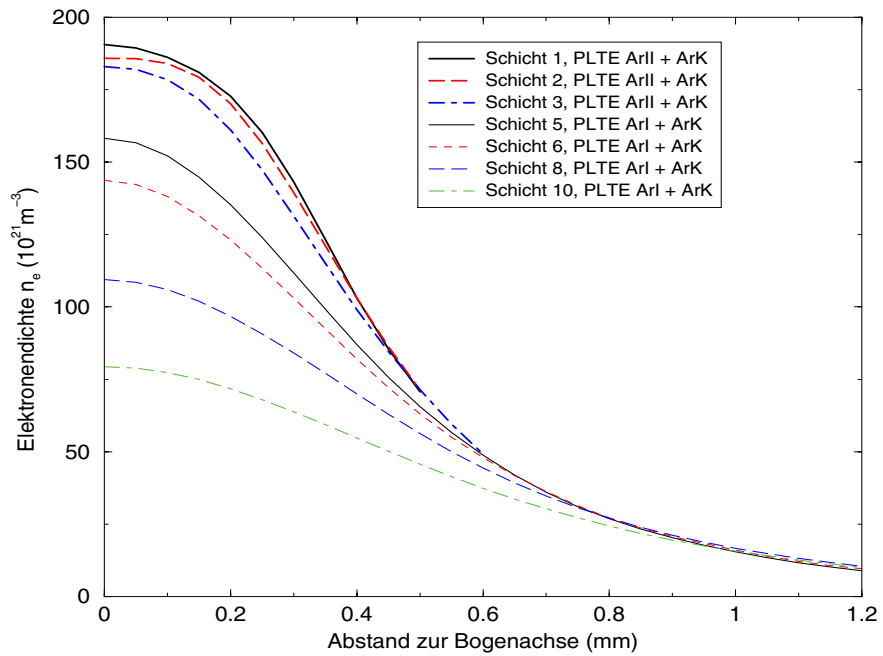


Abbildung 6.51.: Radiale Elektronendichteverläufe für einen 15 A Bogen im *Blauen Kern* Ansatzmodus, mit einer thorierten Kathode von 0.6 mm Durchmesser.

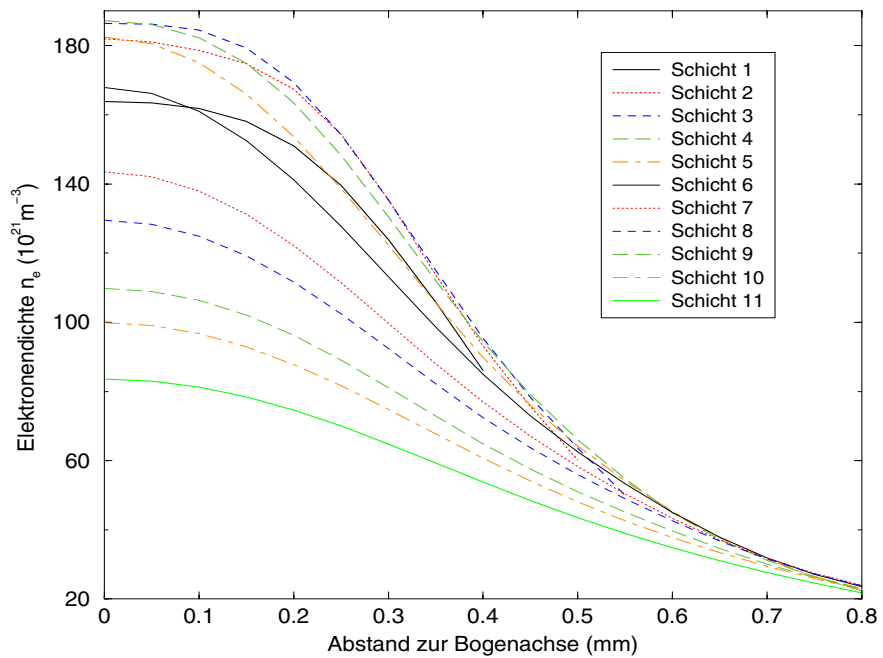


Abbildung 6.52.: Radiale Elektronendichteverläufe für einen 10 A Bogen im *Blauen Kern* Ansatzmodus, mit einer thorierten Kathode von 1 mm Durchmesser.

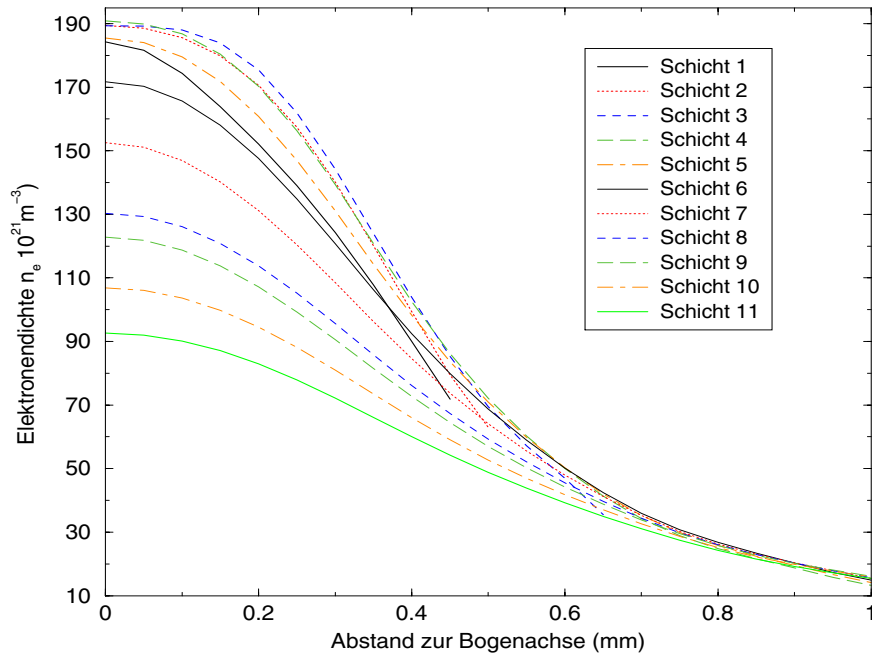


Abbildung 6.53.: Radiale Elektronendichteverläufe für einen 12 A Bogen im *Blauen Kern* Ansatzmodus, mit einer thorierten Kathode von 1 mm Durchmesser.

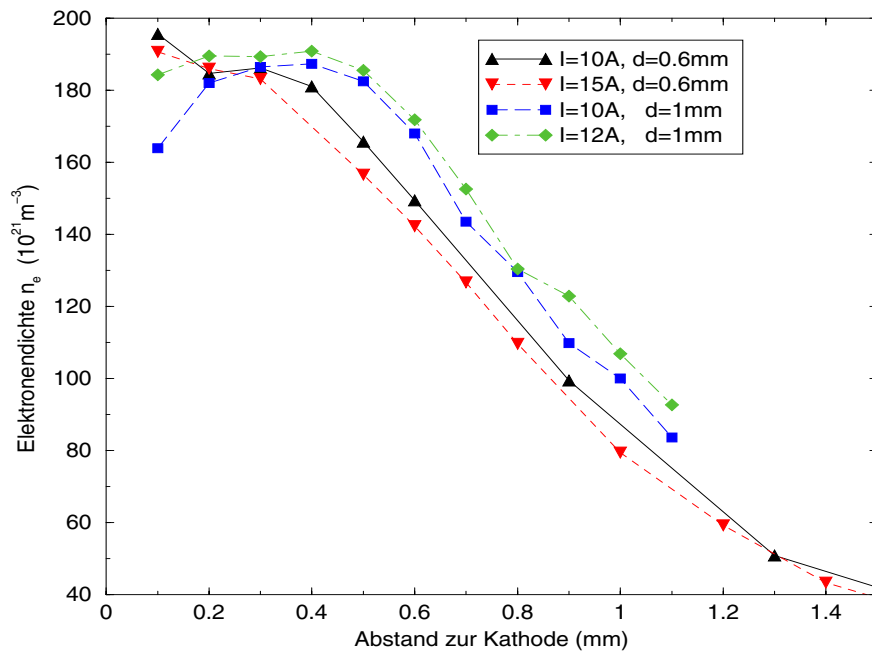


Abbildung 6.54.: Axiale Elektronendichteverläufe für verschiedene Stromstärken und Kathodendurchmesser. Die Kathoden sind aus thoriertem Wolfram und der Bogen im Bogenansatzmodus *Blauer Kern*.

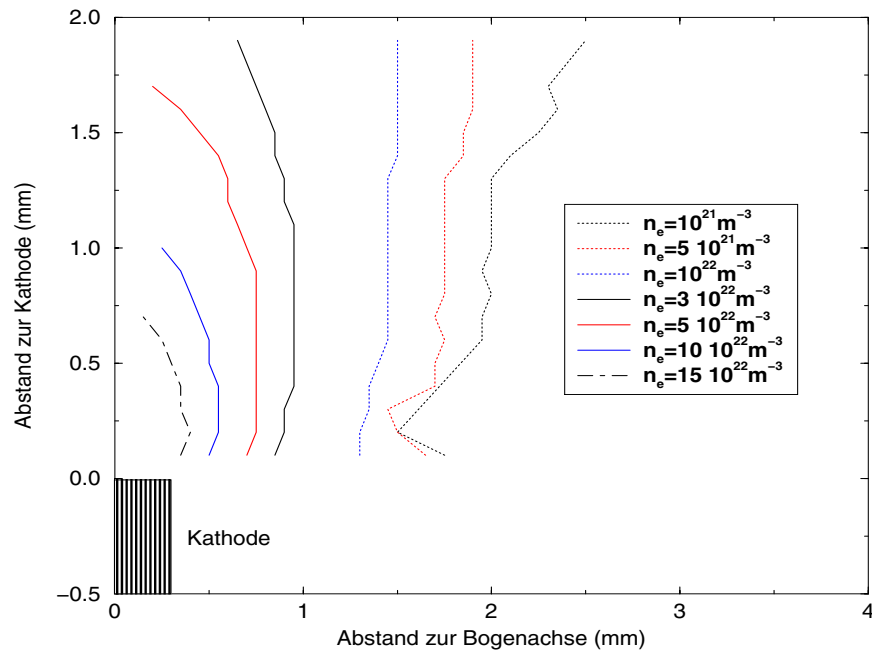


Abbildung 6.55.: Linien konstanter Elektronendichte eines 22 A Bogens im *Blauer Kern* Ansatz mit einer thorierten Kathode von 0.6 mm Durchmesser.

6.6. Temperaturen

In diesem Kapitel sind mit PLTE Modellen bestimmte radiale Elektronentemperaturverläufe für jeweils zwei Kathodendurchmesser und zwei Stromstärken dargestellt. Dabei sind die unterschiedlichen Schichten in denen gemessen wurde durchnummeriert. Der Schichtabstand ist $100\ \mu\text{m}$ und Schicht 1 ist die erste Schicht ohne feststellbare Eigenstrahlung der Kathode, d.h. diese Schicht ist ca. $100\ \mu\text{m}$ von der Kathode entfernt.

Abb. 6.56 und Abb. 6.57 zeigen die Ergebnisse für eine Kathode aus thoriertem Wolfram von 0.6 mm Durchmesser bei 10 A und 15 A im *Blauer Kern* Ansatzmodus. Dabei wurde in der Bereichen dichter als 0.5 mm von der Kathode entfernt die Temperatur aus der Volumenstrahldichte der ArII Linien bei 440 nm und dem Plasmakontinuum bei 445 nm bestimmt. Für Bereiche, die weiter entfernt waren, wurde die Temperatur aus dem Kontinuum und der ArI Linie bei 922.4 nm berechnet. In Abb. 6.58 und Abb. 6.59 sind die Ergebnisse für eine thorierte Kathode von 1 mm Durchmesser für Ströme von 10 A und 12 A im Brennmodus *Blauer Kern* dargestellt. Diese Ergebnisse stammen alle aus einer PLTE Analyse der ArII 440 nm Linien und des Kontinuums bei 445 nm. In Abb. 6.60 schließlich sind die Achstemperaturen dieser Messungen gegen den Abstand zur Kathode aufgetragen.

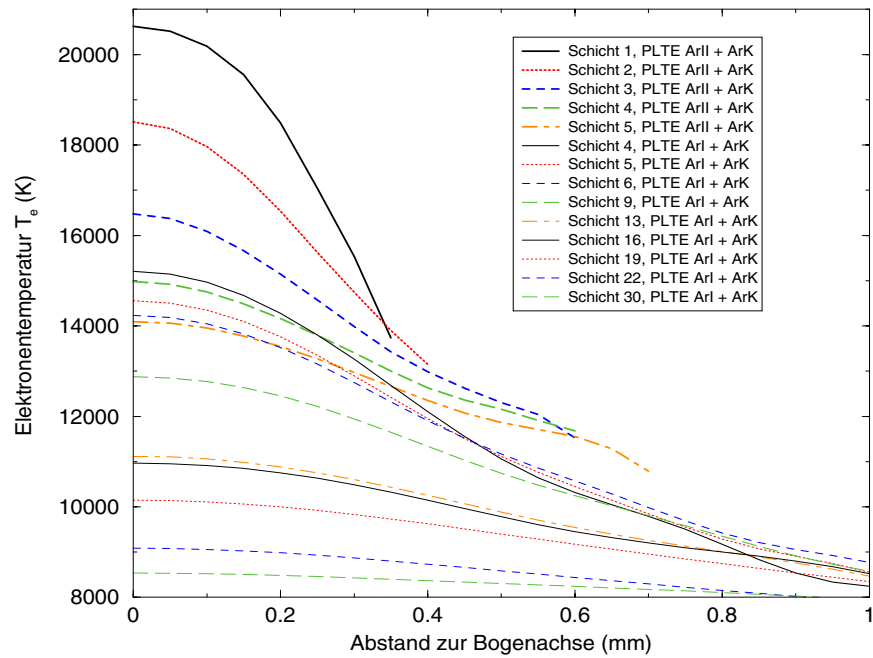


Abbildung 6.56.: Radiale Temperaturverläufe für einen 10 A Bogen im *Blauer Kern* Ansatzmodus, mit einer thorierten Kathode von 0.6 mm Durchmesser.

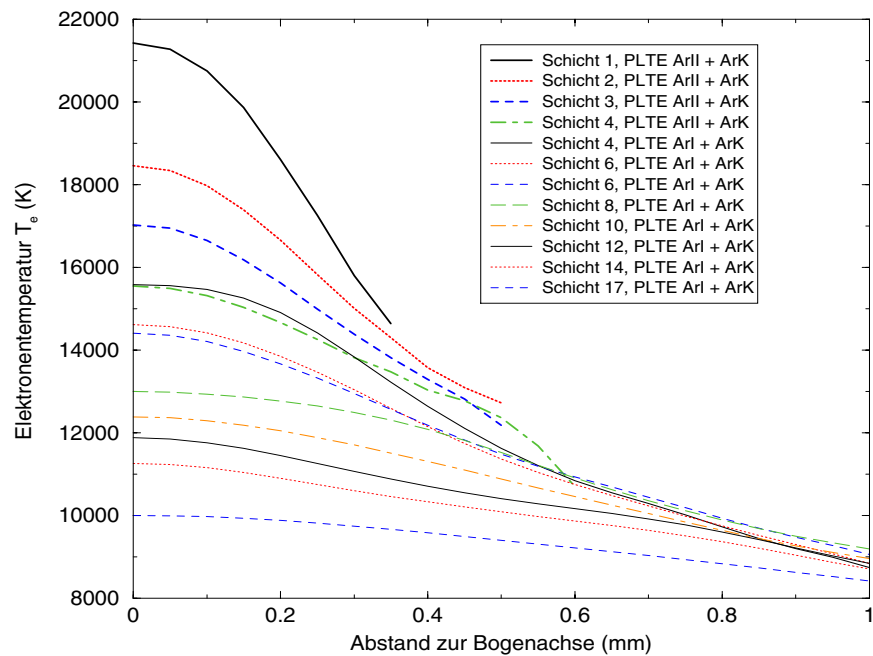


Abbildung 6.57.: Radiale Temperaturverläufe für einen 15 A Bogen im *Blauer Kern* Ansatzmodus, mit einer thorierten Kathode von 0.6 mm Durchmesser.

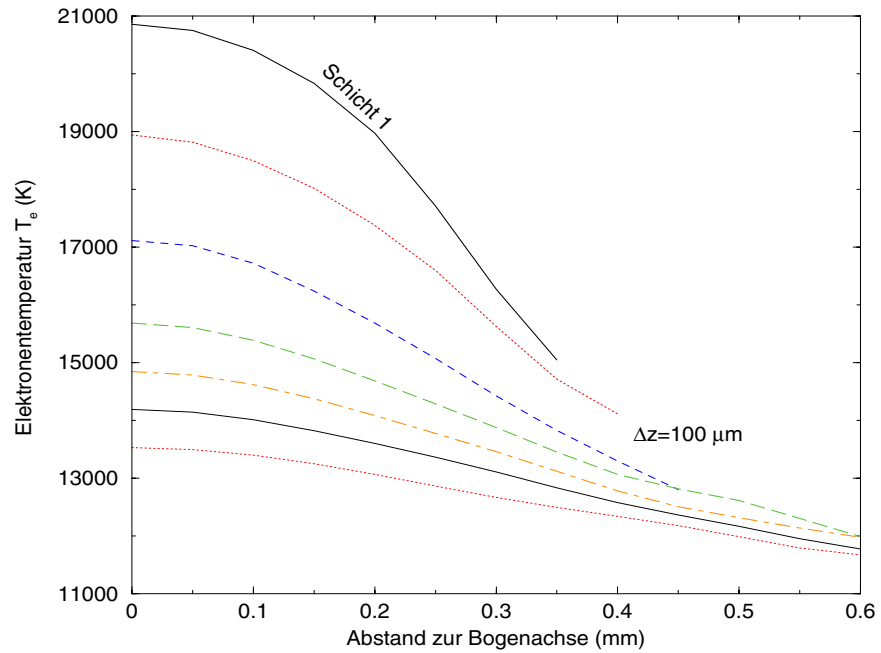


Abbildung 6.58.: Radiale Temperaturverläufe für einen 10 A Bogen im *Blauer Kern* Ansatzmodus, mit einer thorierten Kathode von 1 mm Durchmesser.

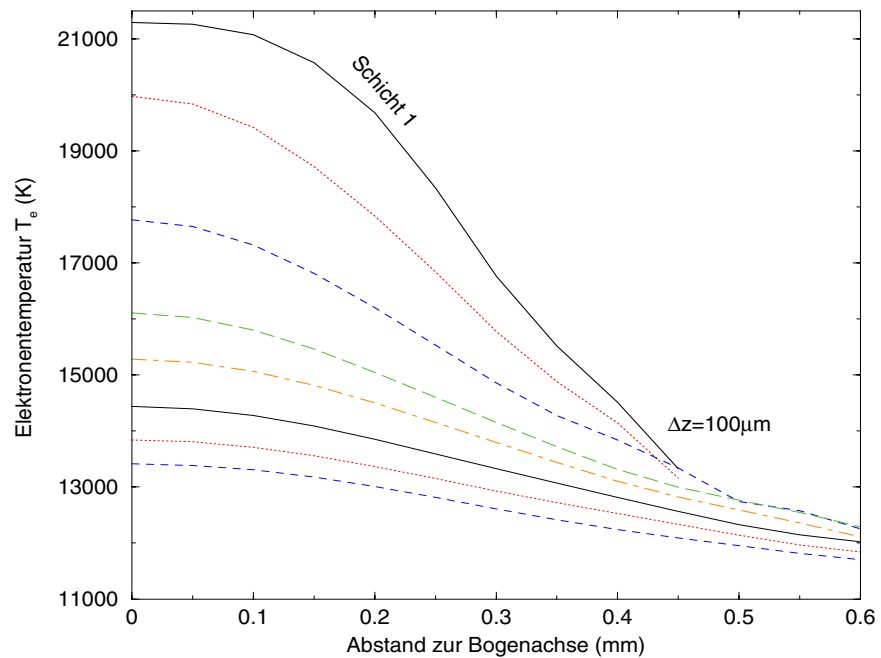


Abbildung 6.59.: Radiale Temperaturverläufe für einen 12 A Bogen im *Blauer Kern* Ansatzmodus, mit einer thorierten Kathode von 1 mm Durchmesser.

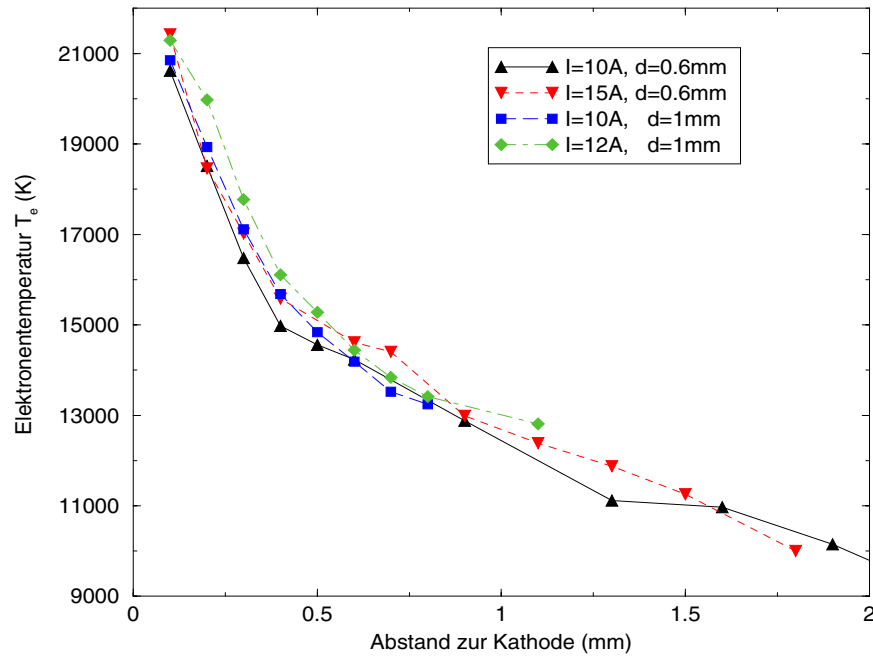


Abbildung 6.60.: Axiale Elektronentemperaturverläufe für verschiedene Stromstärken und Kathodendurchmesser. Die Kathoden sind aus thoriertem Wolfram und der Bogen im Bogenanzugsmodus *Blauer Kern*.

6.7. Wolframdichten

Die Bestimmung von Wolframteilchendichten ist in Kap. 4.5 näher beschrieben. Abb. 6.61 zeigt die aus der Volumenstrahldichte der WI 429.4 nm Linie bestimmten Gesamtdichte des Wolframs, sowie die Dichten des neutralen und einfach ionisierten Wolframs, aus einer Schicht 1.8 mm entfernt von der thorierten Kathode von 0.6 mm Durchmesser. Der Bogen war im Ansatzmodus Blauer Kern bei einer Stromstärke von 10 A. Die benötigten Plasma-parameter wurden unter PLTE Annahme aus der Volumenstrahldichte des Kontinuum bei 445 nm und der ArI 714.7 nm Linie berechnet. Die Plasmaparameter sowie den aus Rayleigh Messungen bestimmten Gastemperaturverlauf zeigt Abb. 6.63. Die entabelten Volumenstrahldichten der ArI und WI Linien sind in Abb. 4.9 dargestellt. In Abb. 6.62 sind die Dichten der Abb. 6.61 als Konzentrationen aufgetragen. Dabei sind zwei Gastemperaturverläufe benutzt worden. Es zeigt sich ein beachtliches Konzentrationsgefälle vom Bogenrand in Richtung Bogenachse. Die Konzentration ändert sich dabei um den Faktor 50. Dies ist ein Entmischungseffekt [SCHULZ-GULDE 1980], der durch ambipolare Diffusion erzeugt wird.

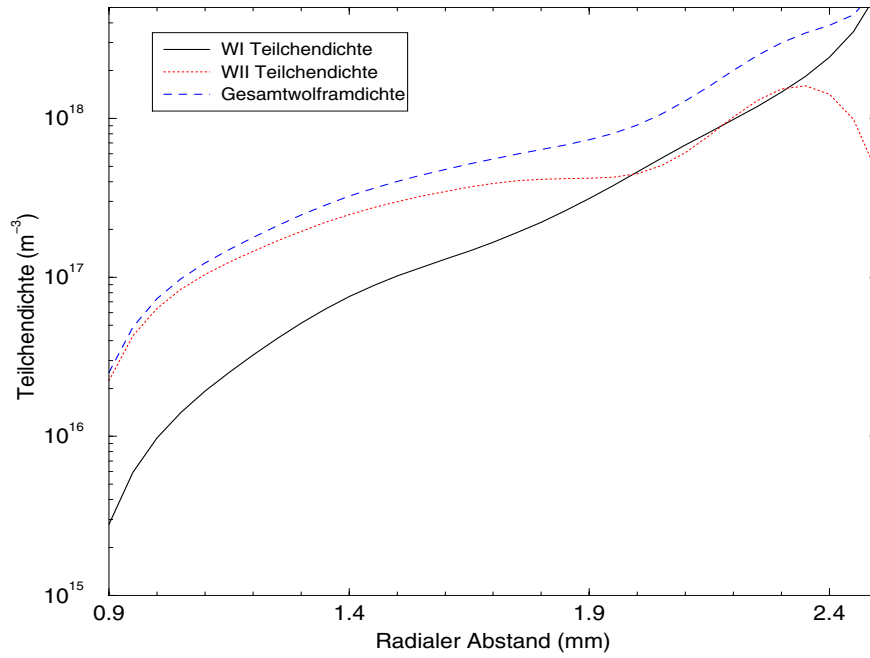


Abbildung 6.61.: Wolframteilchendichten bestimmt aus der WI 429.4 nm Linie. Temperaturen und Elektronendichten aus der Diagnostik am Argon. Der Abstand zur thorierten Kathode beträgt 1.8 mm, der Kathodendurchmesser ist 0.6 mm. Die Stromstärke beträgt 10 A und der Bogen war im Ansatzmodus Blauer Kern.

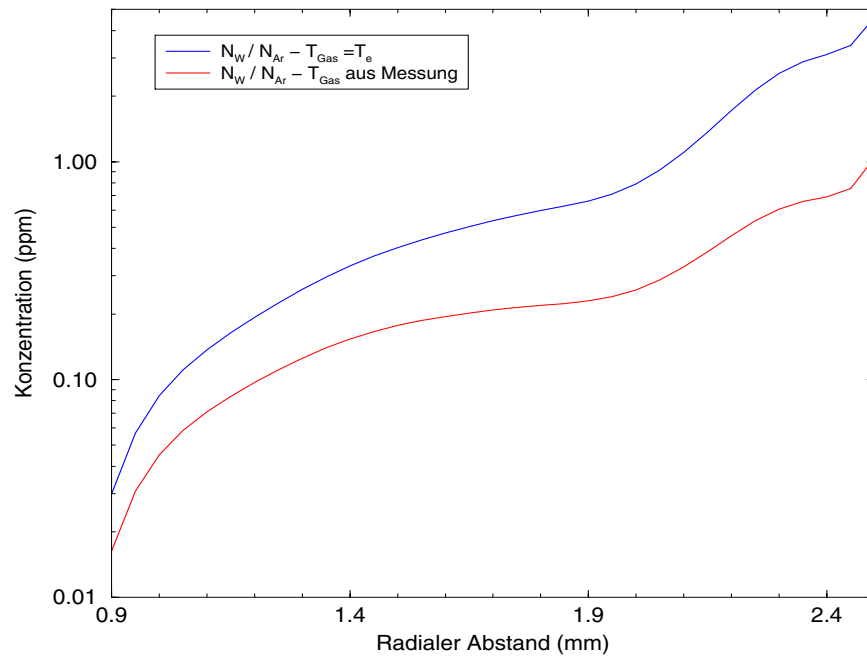


Abbildung 6.62.: Aus den Teilchendichten der Abb. 6.61 bestimmte Konzentrationen von Wolfram im Plasma, einmal unter der Annahme $T_{Gas} = T_e$ und einmal mit gemessenen Gastemperaturen.

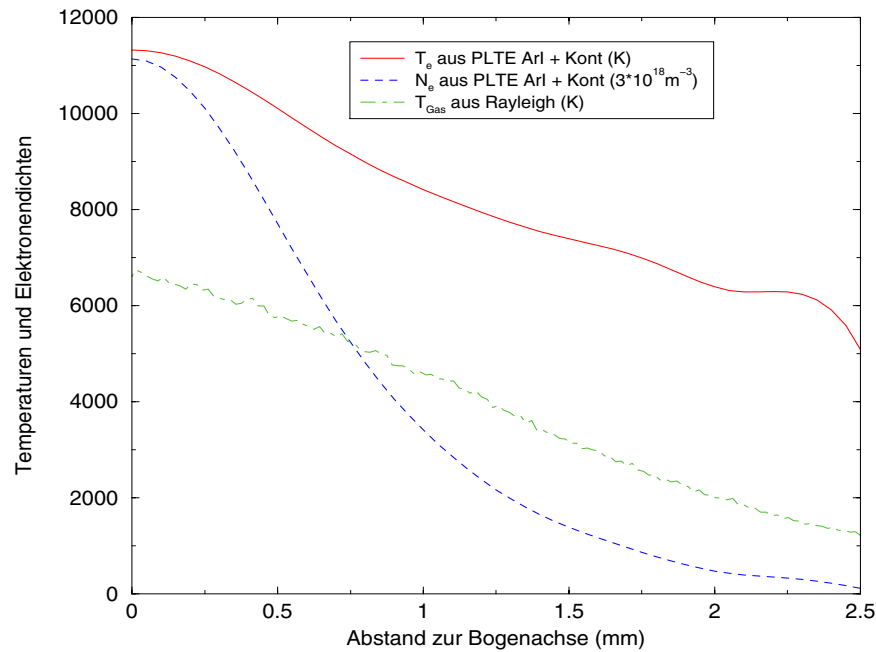


Abbildung 6.63.: Gemessene Plasmaparameter, die zur Auswertung der in Abb. 6.61 dargestellten Dichten benutzt worden sind.

6.8. Thoriumnachweis

Bei der Benutzung von Kathoden aus thoriertem Wolfram stellte sich natürlicherweise die Frage, ob dieses Material spektroskopisch nachzuweisen ist. Thorium hat eine Ordnungszahl von 90 und ist damit so schwer, dass LS Kopplung auszuschliessen ist. Thorium besitzt sehr viele Übergänge im Sichtbaren. Allein im Bereich zwischen 400 nm und 500 nm gibt es nach Kurucz [KURUCZ und BELL 1995] mehr als 100 Resonanzlinien des neutralen und einfach ionisierten Thoriums. Da auch Wolfram über sehr viele Übergänge verfügt, ist es sehr schwierig, Thorium Linien zu identifizieren. Es ist nur an zwei von Zaidel [ZAIDEL' et al. 1970] als *most sensitive Lines* eingestuft Linien gelungen. Dies sind beides Linien des einfach geladenen Thoriums. In Abb. 6.64 und 6.65 sind jeweils ein Spektrum aus einer Entladung mit thorierte Kathode und eines aus einer Entladung mit Kathode aus reinem Wolfram dargestellt. In beiden Abbildungen zeigen sich die zwei identifizierten Thoriumlinien nur im Spektrum der Entladung mit thorierten Kathoden.

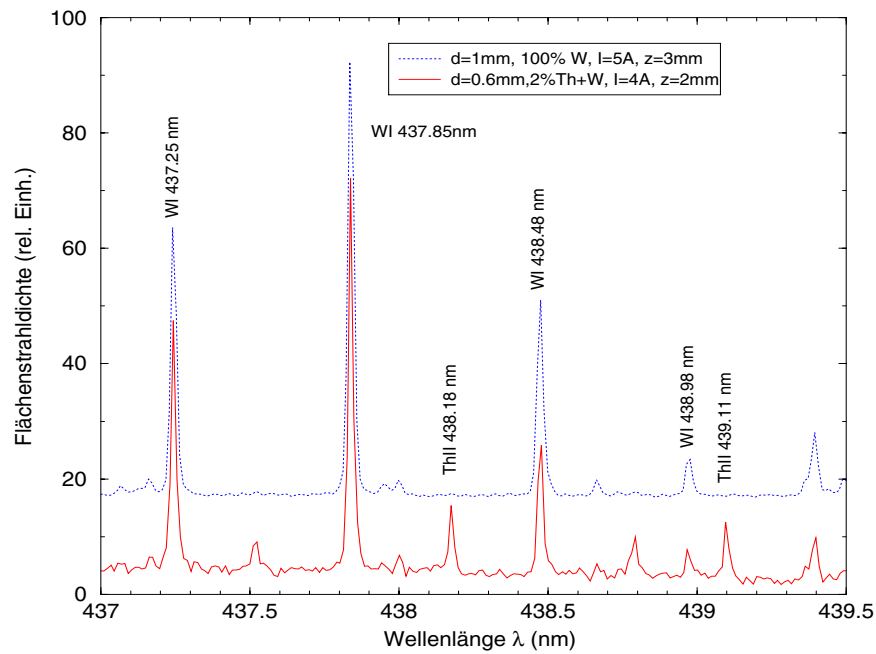


Abbildung 6.64.: Spektren aus dem Bereich der Bogenachse, es wurden 40 Zeilen des CCD Bildes gemittelt. Jeweils mit einer Kathode aus reinem und thoriertem Wolfram. Der Bogen war jeweils im diffusen Ansatzmodus. Dieser Spektralbereich ist besonders geeignet, da er frei von Argonlinien ist.

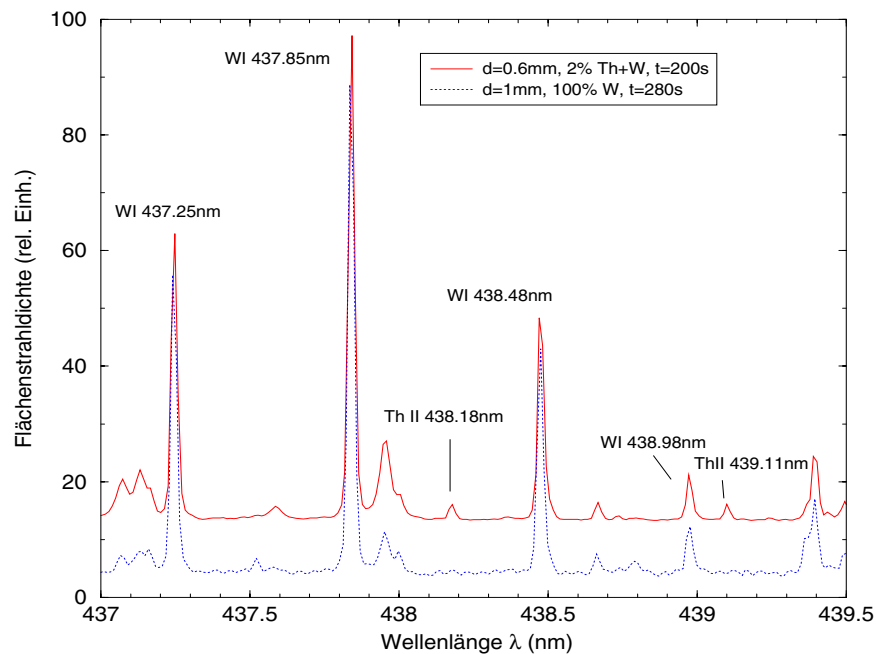


Abbildung 6.65.: Spektren aus der Bogenachse wie in Abb. 6.64, aber zur besseren Vergleichbarkeit bei einer Stromstärke von 10 A und einem Abstand von 5 mm zur Kathode.

6.9. Vergleich mit der Thomsonstreuendiagnostik

Ein wichtiges Ziel dieser Arbeit war es, die Konsistenz der gewonnenen Plasmaparameter zu überprüfen. Als von Annahmen bezüglich des LTE völlig unabhängiges Verfahren ist die Thomson Streuung hervorragend geeignet. Zahlreiche Untersuchungen zum LTE in frei-brennenden Hochstrombögen benutzen gestreutes Laserlicht [BENTLEY 1997] [SNYDER et al. 1993]. Unsere Diagnostiken setzten zeitgleich am selben Objekt in derselben Schicht an. Zwar sind die zeitliche Skalen der Thomson Streuung von denen der Emissionsspektroskopie sehr verschieden, aber falls die Entladung stationär ist, sollten auch die Ergebnisse direkt miteinander vergleichbar sein. Die Thomson Experimente wurden von [MENDE et al. 2000] durchgeführt und dokumentiert. Aus Gründen der Empfindlichkeit des Thomsonexperiments konnten nur sehr stromstarke Entladungen im diffusen Ansatzmodus untersucht werden. Auch Bögen im *Blauer Kern* Ansatzmodus mussten im Bereich innerhalb von 2 mm vor der Kathode beobachtet werden. Näher als 0.5 mm konnte nicht mit der Thomson Streuung gemessen werden, weil dann die Streustrahlung des Lasers an der Kathode zu stark ist. Alle Vergleichsmessungen wurden an einer thorierten Kathode von 0.6 mm Durchmesser durchgeführt.

Abb. 6.66 und Abb. 6.67 vergleichen gemessene Elektronendichte für verschieden Stromstärken, Ansatzmodi und Entfernungen von der Kathode. Die Übereinstimmung ist sehr gut. In den Abb. 6.68 und Abb. 6.69 sind die dazugehörigen Temperaturmessungen dargestellt. Es gibt Abweichungen, die weitaus grösser als die Fehler der einzelnen Experimente sind. In Abb. 6.69 sind zudem die Ergebnisse verschiedener emissionspektroskopischer Auswertemethoden eingetragen. Die erheblichen Abweichungen decken sich mit den von [GREGORI et al. 1999] an einem Plasmajet dokumentierten.

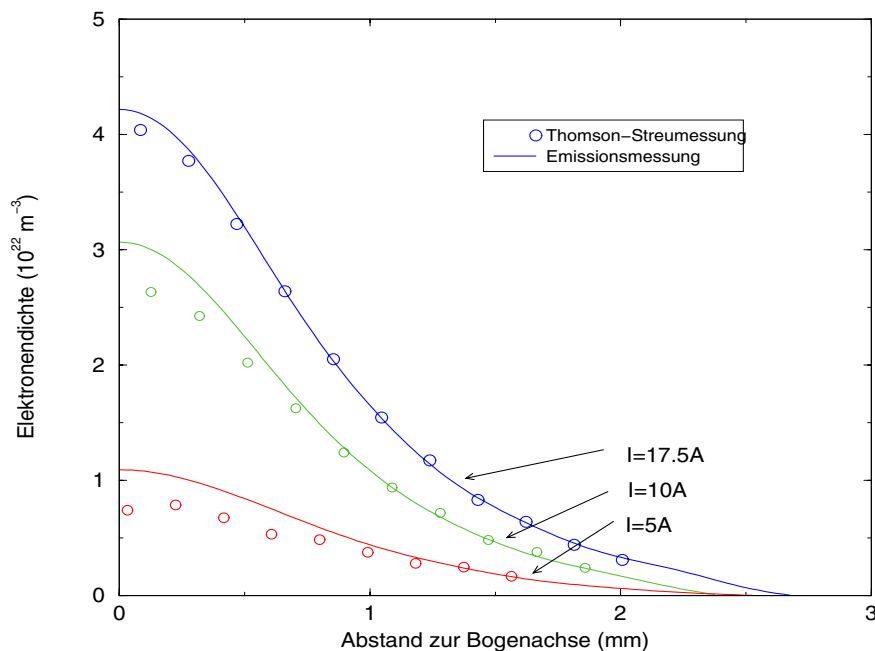


Abbildung 6.66.: Emissionspektroskopisch und aus Thomson Streuexperimenten bestimmte Elektronendichten. An einem Bogen im *Blauer Kern* Ansatz.

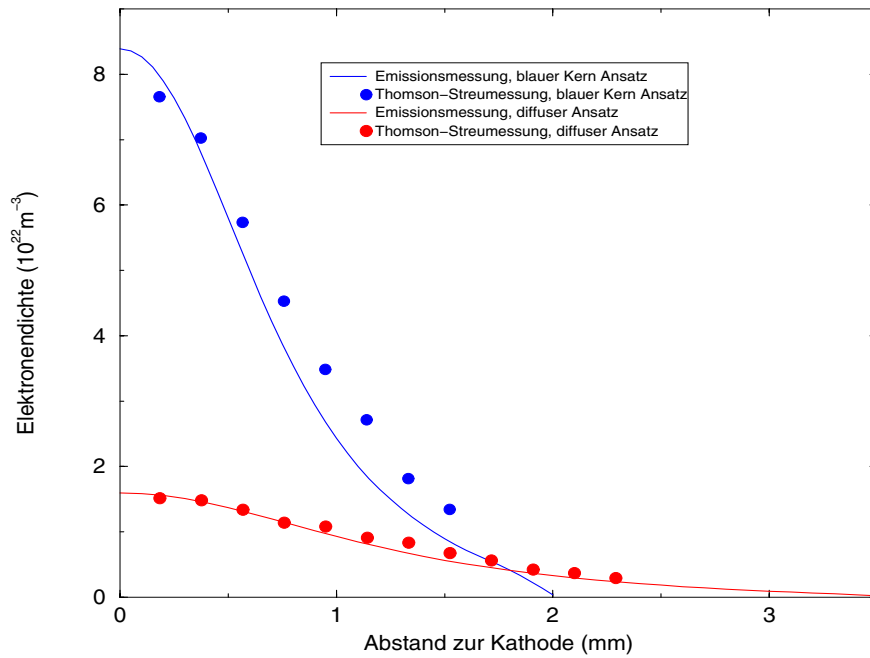


Abbildung 6.67.: Emissionspektroskopisch und aus Thomson Streuexperimenten bestimmte Elektronendichten für eine Stromstärke von 22 A sowohl im diffusen als auch im *Blauer Kern* Ansatz.

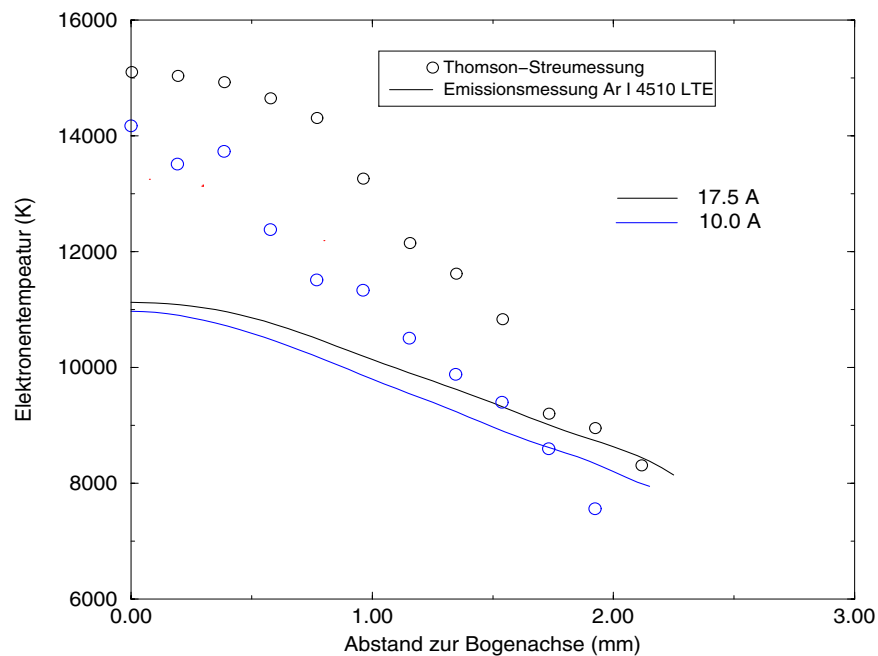


Abbildung 6.68.: Emissionspektroskopisch und aus Thomson Streuexperimenten bestimmte Elektronentemperaturen. An einem Bogen im *Blauer Kern* Ansatz bei 10 A und 17.5 A.

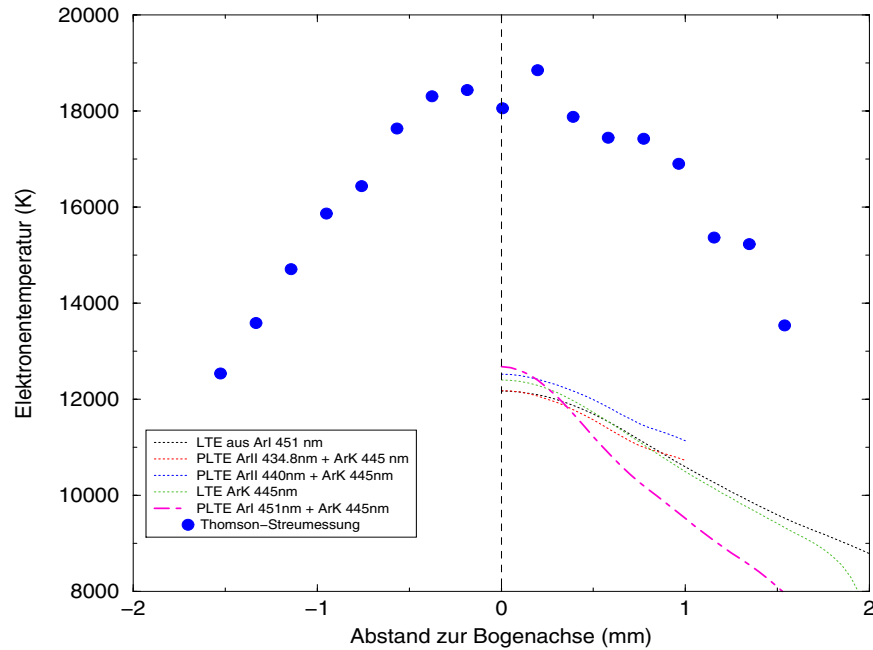


Abbildung 6.69.: Emissionspektroskopisch und aus Thomson Streuexperimenten bestimmte Elektronentemperaturen für eine Stromstärke von 22 A sowohl im diffusen als auch im *Blauer Kern* Ansatz.

6.10. Vergleich mit theoretischen Berechnungen

Es gibt nur wenige theoretische Arbeiten für den hier untersuchten Parameterbereich. Wendelstorf [WENDELSTORF 2000] rechnet ein selbstkonsistentes Modell des Bogens und der Elektroden, in dem die einzigen vorgegebenen Größen Gasart, Elektrodengeometrie, Druck und Stromstärke sind. Zum jetzigen Zeitpunkt kann er noch keinen kontrahierten Bogenansatzmodus beschreiben. Abb. 6.70 zeigt einen Vergleich für einen Schnitt 2 mm von der thorierten Kathode von 0.6 mm Durchmesser entfernt im diffusen Ansatzmodus bei 10 A. Die Übereinstimmung der Elektronentemperaturen ist beeindruckend. Die Messung der Gastemperatur stammt aus einer Messung am *Blauer Kern* Ansatz, spiegelt aber trotzdem die richtige Größenordnung wider.

Sanssonens et. al. [SANNSONNENS et al. 2000] machen eine Vorhersage für frei-brennende Lichtbögen bei kleinen Stromstärken. Es ist wiederum eine selbstkonsistente Modellierung des Gesamtsystems aus Elektroden und Plasma, wobei Effekte der ambipolaren Diffusion berücksichtigt werden. Dabei geben sie für den 5 A Bogen eine maximale Elektronentemperatur von 9500 K und für den 10 A Bogen eine maximale Elektronendichte von $3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ an. An einem 4 A Bogen im diffusen Ansatzmodus wurden Elektronentemperaturen von 11000 K bestimmt. Die axiale Elektronendichteverteilung dieses Bogens ist in Abb. 6.71 dargestellt. Der Maximalwert liegt bei $3.5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Die Unterschiede in den Temperaturen sind noch mit Fehlergrenzen zu erklären, während die Vorhersage der Elektronendichte so klar unterschiedlich ist, dass die Modellierung das Experiment nicht beschreibt.

Benilov [BENILOV 1999] berechnet mit einer Nichtgleichgewichtsbeschreibung des Bogenplasmas die Plasmaparameter eines Kaskadenbogens von 8 mm Durchmesser für 3 A. Dies

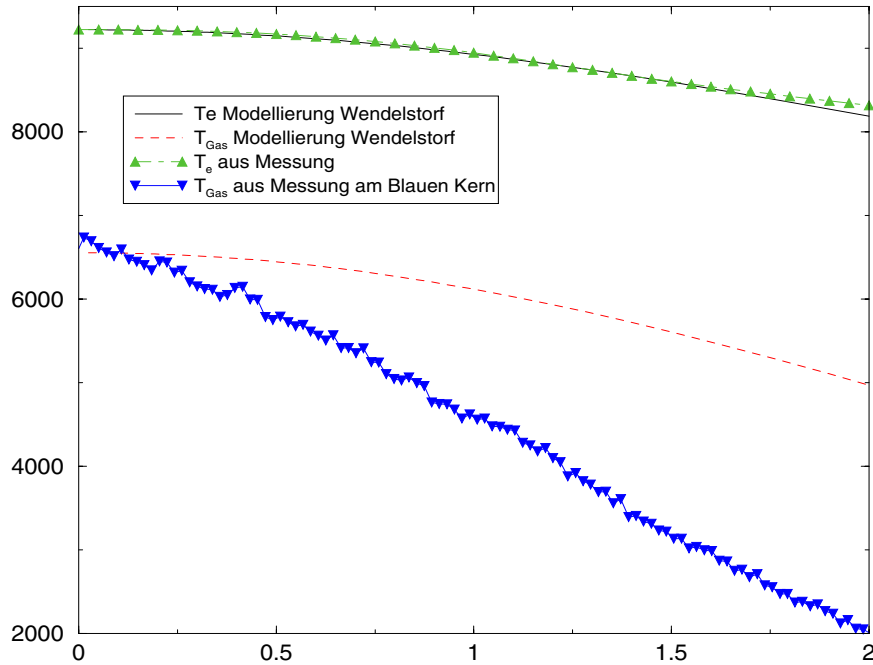


Abbildung 6.70.: Vergleich von gemessenen und modellierten Größen für einen Schnitt 2 mm von der thorierten Kathode von 0.6 mm Durchmesser entfernt im diffusen Ansatzmodus bei 10 A. Die Messung der Gastemperatur erfolgte mittels Rayleigh Streuung im *Blauer Kern* Bogenansatz.

entspricht der Konfiguration der Bochumer Modellentladung [NANDELSTÄDT et al. 1999]. Abb. 6.72 zeigt die in der Mitte zwischen den Elektroden gemessene Elektronendichte, wobei der Elektrodenabstand 20 mm beträgt. Benilov gibt eine Achsendichte von $3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ an. Dies widerspricht der Abb. 6.72 deutlich. Auch seine Elektronentemperatur von ca. 7500 K liegt ca. 2000 K unterhalb der mit PLTE Annahmen bestimmten.

Erstaunlicherweise liegen die sowohl von Benilov als auch von Sansonnens et. al. zusätzlich angegebenen Daten für LTE Berechnungen wesentlich dichter an den aus Messungen unter PLTE Annahme bestimmten Parametern. In keiner der erwähnten Modellierungen wird eine Unterbesetzung des angeregten Systems berücksichtigt. Möglicherweise ist dies aber ein wesentlicher Effekt, wichtiger als z.B. ambipolare Diffusion.

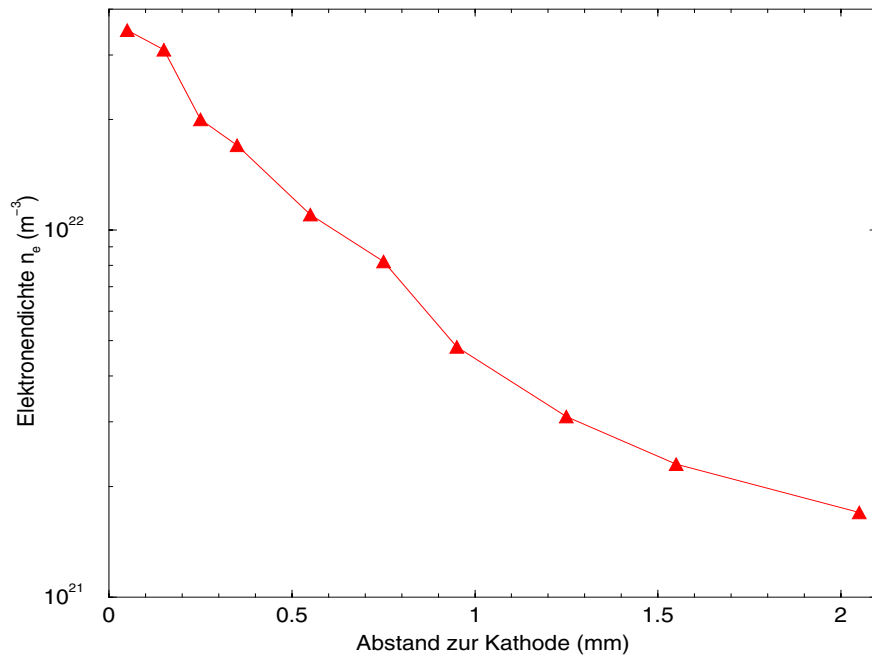


Abbildung 6.71.: Elektronendichte auf der Bogenachse gegen den Abstand zur Kathode eines 4 A Bogens im diffusen Ansatzmodus. Der Durchmesser der thorierten Kathode beträgt 0.6 mm.

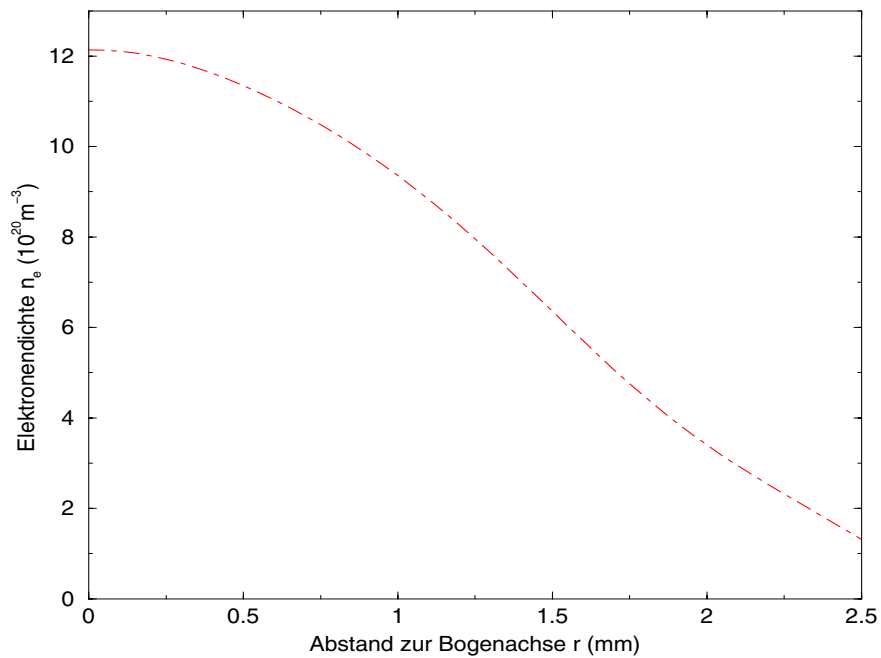


Abbildung 6.72.: Elektronendichte gegen den Abstand zur Bogenachse, eines 3 A Bogens im diffusen Ansatzmodus in 10 mm Abstand zur Kathode. Der Durchmesser der Kathode aus reinem Wolfram beträgt 0.6 mm.

7. Deutung des Übergangs vom diffusen zum Blauer Kern Bogenansatz

Der Übergang vom diffusen Bogenansatz zum *Blauer Kern* Bogenansatz gleicht einem Phasenübergang. Für eine qualitative Deutung bedarf es also eines Prozesses, der wie ein „Schalter“ wirkt.

Im diffusen Bogenansatz findet man nur dicht vor der Kathode Strahlung des ionisierten Argons. Diese Ionenlinien sind um mehrere Größenordnungen schwächer als im *Blauer Kern* Ansatz. Auch die Elektronendichte ist um eine Größenordnung kleiner als im *Blauer Kern* Ansatz. Bei Stromstärkerhöhung nimmt die Intensität der Ionenlinien zu, bis es zum Umschlag kommen kann. Dann steigt diese Intensität schlagartig um mehrerer Größenordnungen und die Ausdehnung der Bereiche, aus denen Ionenlinien emittiert werden, nimmt drastisch zu.

Vergleicht man Elektronendichten und -temperaturen der ersten Schicht im *Blauer Kern* Ansatz (siehe Abb. 6.14) so stellt man fest, dass nur die Werte auf der Bogenachse über oder dicht an der LTE Kurve liegen. Radial nach außen liegen die Messwerte dann unter der LTE Kurve, d.h. dort ist das angeregte System des neutralen Argon (und damit auch die Elektronendichte) unterbesetzt, möglicherweise durch radial einströmendes kaltes Gas. Weiterhin zeigt die Abb. 6.20, dass die ArI Besetzung durch die gemessenen Elektronendichten und -temperaturen im Rahmen großer Fehler beschrieben werden kann. Damit liegt der Schluss nahe, dass dieses Plasma auf der Achse in der ersten Schicht vor der Kathode vollionisiert ist. Der Unterschied zwischen diffusem und *Blauer Kern* Ansatzmodus ist unter anderem der, dass im diffusen Modus Neutralteilchen dominieren, im *Blauer Kern* Modus aber Ionen.

Die Ergebnisse des Kapitels über die nichtthermische Anregung in Randbereichen (Kap. 6.2) machen deutlich, dass die Photonen der Ionenresonanzlinien in diesem Plasma eine wichtige Rolle spielen. Die Photonen der Ionenresonanzlinien bei 72 nm haben eine Energie, die größer ist, als die Ionisierungsenergie des neutralen Argons. Zudem sind sie die stärksten aller Übergänge des ionisierten Argons. Dies könnte der gesuchte „Schalter“ sein: Erreicht bei Stromerhöhung die Ionendichte einen kritischen Wert, dann ist die Neutralteilchendichte so klein, dass das Plasma transparent für die genannten Resonanzphotonen wird. Sie erreichen die Kathode und lösen durch Photoeffekt energiereiche Elektronen aus. Diese wiederum ionisieren und regen Ionen an. Die Anzahl der Photonen reicht nicht aus, um die Anzahl der von der Kathode emittierten Elektronen deutlich zu erhöhen, aber die Anzahl von energiereichen Elektronen erhöht sich drastisch. Dieses wiederum führt zu einer massiven Ionisationzunahme.

Dazu einige Abschätzungen: Der Photoionisationsquerschnitt von Argon beträgt an der Schwelle $35 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ [RAIZER 1997]. Das entspricht bei einer Flächenteilchendichte

des neutralen Argon von 10^{20} m^{-2} einer optischen Dicke von 1 für Photonen mit Energien dicht über der Schwelle. Typische Temperaturen für den diffusen Ansatz sind eine Elektronentemperatur von 11000 K und als Schätzung eine Gastemperatur von 5500 K. Dies führt zu einer Neutralteilchendichte von ca. 10^{24} m^{-3} und damit bei einer typischen Länge von $100 \mu\text{m}$ zu einer optischen Dicke von 1. Diese Länge entspricht dem Abstand des Maximums der ArII Linienemission zur Kathode (siehe Abb. 6.41).

Eine Abschätzung der Besetzung der Resonanzzustände im *Blauer Kern* Ansatz bei 15 A über einer 1 mm Kathode in einer $200 \mu\text{m}$ dicken Schicht liefert, dass ca. 4×10^8 Teilchen dieser Schicht sich in einem der angeregten Zustände der Resonanzlinien befinden. Damit gibt es etwa 10^{18} Resonanzphotonen pro Sekunde aus dieser Schicht. Nimmt man an, dass die Hälfte von ihnen die Kathode erreicht und die Quanteneffizienz des Photoeffekts für die energiereichen VUV-Photonen 10 % beträgt, dann liefern sie einen zusätzlichen Elektronenstrom von 8 mA. Dieser Strom ist zwar klein verglichen mit dem Gesamtstrom, aber diese Elektronen haben bis zu 16 eV Energie bereits vor dem Durchfallen der Raumladungszone. Damit haben sie nach der Raumladungsschicht sicher genügend Energie zum Ionisieren und Anregen. Die 8 mA entsprechen einer zusätzlichen Anregungs- bzw. Ionisationsrate von $5 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$ gegenüber dem diffusen Ansatz.

8. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde an der Entwicklung einer Modelllampe mitgewirkt, die sich für verschiedene Diagnostiken als gut geeignet erwiesen hat. Weiterhin wurde eine gekühlte *Slowsan-CCD* Kamera in Betrieb genommen und die zur Messwertaufnahme nötige Software entwickelt. Dieses System hat sich bewährt und war die Grundlage der durchgeführten Messungen, die ohne ein solches System in Qualität und Menge nicht zu verwirklichen gewesen wären. Zum anderen wurde umfangreiche Software zur Auswertung dieser Messdaten geschrieben. Im Vergleich mit den anderen in der Abteilung Plasmaphysik benutzten Diagnostiken hat sich die Emissionsspektroskopie zusammen mit der nachgelagerten Auswertung unter PLTE Annahmen als mächtiges Werkzeug erwiesen.

Es konnten Wolfranteilchendichten bestimmt werden. Thorium konnte im Plasma spektroskopisch nachgewiesen werden. Es wurden vergleichende Messungen mit der Thomson-Streuung durchgeführt. Während die Übereinstimmung der Elektronendichten sehr gut ist, gibt es drastische Diskrepanzen in den Elektronentemperaturen. Nach unserer Einschätzung ist damit gezeigt worden, dass die Thomson-Streuung an thermischen Plasmen nicht zur Temperaturbestimmung geeignet ist.

Es wurden verschiedene Stromansatzformen beobachtet und vermessen. Dabei wurde besonders der *Blauer Kern* Bogenansatz charakterisiert. Es ist wahrscheinlich, dass dieser Ansatz identisch ist mit dem kontrahierten Ansatz, der in Hochstromlichtbögen an thorierten Kathoden beschrieben wurde [HAIDAR 1995]. Sowohl Elektronendichten als auch -temperaturen dieses Bogenansatzmodus sind wesentlich höher, als für diese Stromstärken erwartet. Sie ähneln durchaus den Plasmaparametern in Hochstromlichtbögen. Drastische Abweichungen vom LTE konnten aufgezeigt werden. Dazu werden zwei Deutungen dargestellt. Zum einen ist das Plasma dicht vor der Kathode unterbesetzt, möglicherweise durch das Einströmen kalten Gases. Dies deckt sich mit Beobachtungen an Hochstromlichtbögen [HAIDAR 1995],[POKRZYWKA et al. 1996b]. Zum anderen scheinen einige Beobachtungen auf den Einfluss von Strahlung der Resonanzlinien des ionisierten Argon hinzudeuten. Diese Photonen können durch den äußeren Photoeffekt Elektronen aus der Kathode freisetzen, welche deutlich mehr Energie besitzen, als solche die über thermische Emission freigesetzt wurden. Diese zusätzlichen Elektronen verursachen die massive Ionisation, die beobachtet wird. Die Ionisation des neutralen Argons durch diese Photonen stellt eine Möglichkeit zur Deutung des *Phasenübergangs* vom diffusen Bogenansatz zum *Blauer Kern* Modus dar.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden einige gänzlich unerwartete Phänomene im Kathodenbereich eines Lichtbogens dokumentiert. Dies zeigt, dass dieser Bereich noch nicht verstanden ist. Weitere Untersuchungen mit verbesserter räumlicher Auflösung, eine Variation des Füllgases sowie Messungen der Gastemperatur sind zu einer Verbreiterung der experimentellen Basis vonnöten. Ohne diese Basis stehen alle Modellierungen auf tönernen Füßen.

Literaturverzeichnis

- [BENILOV 1999] BENILOV, M. S. (1999). *Modelling of a Nonequilibrium Cylindrical Column of a Low-Current Arc Discharge*. IEEE Transactions On Plasma Science, 27:1458–1463.
- [BENTLEY 1997] BENTLEY, R. E. (1997). *A departure from local thermodynamic equilibrium within a freely burning arc and asymmetrical Thomson electron features*. J. Phys. D: Appl. Phys., 30:2880–2886.
- [CRAM et al. 1988] CRAM, L. E., L. POLADIAN und G. ROUMELIOTIS (1988). *Departures from equilibrium in a free-burning argon arc*. J. Phys. D: Appl. Phys., 21:418–425.
- [DANZMANN und KOCK 1983] DANZMANN, K. und M. KOCK (1983). *Improved Ar(II) Transition Probabilities*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 29:517–520.
- [DRAWIN 1963] DRAWIN, H.-W. (1963). *Zur spektroskopischen Temperatur- und Dichtemessung von Plasmane bei Abwesenheit thermodynamischen Gleichgewichts*. Z. Physik, 172:429–452.
- [DRAWIN 1975] DRAWIN, H. W. (1975). *Validity Conditions for LTE*. In: STOMPE, R. und M. STEEBECK, Hrsg.: *Progress in Plasmas and Gas Electronics*. Akademie Verlag.
- [GREGORI et al. 1999] GREGORI, G., J. SCHEIN, P. SCHWENDINGER, U. KORTSHAGEN, J. HEBERLEIN und E. PFENDER (1999). *Thomson scattering measurements in atmospheric plasma jets*. Phys. Rev. E, 59:2286.
- [GRIEM 1964] GRIEM, H. R. (1964). *Plasma Spectroscopy*. McGraw-Hill.
- [HADDAD und FARMER 1984] HADDAD, G. N. und A. J. D. FARMER (1984). J. Phys. D: Appl. Phys., 17:1189–1196.
- [HAIDAR 1995] HAIDAR, J. (1995). *Local thermodynamic equilibrium in the cathode region of a free burning arc in argon*. J. Phys. D: Appl. Phys., 28:2494–2504.
- [HOFSAESS 1978] HOFSAESS, D. (1978). *Emission Continua of Rare Gas Plasmas*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 19:339–352.
- [KÜHN 1999] KÜHN, GERRIT (1999). *Fluoreszenzmessungen an erodiertem Kathodenmaterial in einer Bogenentladung*. Diplomarbeit, Universität Hannover, Institut für Plasma-physik.
- [KNAUER 1996] KNAUER, JENS (1996). *Ein Strahlungstransportmodell zur Beschreibung eines Kaskadenbogenplasmas*. Doktorarbeit, Universität Hannover.

- [KÖNEMANN 1995] KÖNEMANN, FRED (1995). *Untersuchung der Strahlungsbilanz in Lichtbogenplasmen*. Diplomarbeit, Universität Hannover, Institut für Plasmaphysik.
- [KURUCZ und BELL 1995] KURUCZ, R. L. und B. BELL (1995). *Atomic spectral line data base*. CD-ROM 23, Harvard Smithsonian Center for Astrophysics, April 15.
- [LARENZ 1951] LARENZ, R. W. (1951). *Z. Physik*, 121:343.
- [LOWKE et al. 1997] LOWKE, J., R. MORROW und J. HAIDAR (1997). *A simplified unified theory of arcs and their electrodes*. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 30:2033–2042.
- [MAECKER 1956] MAECKER, H. (1956). *Z. Naturforschung*, 11a:32.
- [MAGDEBURG und SCHLEY 1966] MAGDEBURG, H. und U. SCHLEY (1966). *Spektralphotometrische Eigenschaften des Niederstrom-Kohlebogens*. *Z. angew. Physik*, 20:465–473.
- [MENDE et al. 2000] MENDE, W., J. REICHE, F. KÖNEMANN und M. KOCK (2000). *Thomson scattering and emission spectroscopy in a free-burning Argon arc*. to be published.
- [NANDELSTÄDT et al. 1999] NANDELSTÄDT, D., J. LUHMANN und J. MENTEL (1999). *Measuring the power losses of therionic arc cathodes*. In: *XXIV ICPIG*, Bd. I.
- [NICK et al. 1984] NICK, K. P., J. RICHTER und V. HELBIG (1984). *NON-LTE Diagnostic of an Argon Arc Plasma*. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 32:1–8.
- [OLSEN 1963] OLSEN, H. N. (1963). *The electric arc as a light source for quantitative spectroscopy*. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 3:305–.
- [POKRZYWKA et al. 1996a] POKRZYWKA, B., K. MUSIOL, S. PELLERIN, E. PAWELEC und J. CHAPELLE (1996a). *Spectroscopic investigation of the equilibrium state in the electric arc cathode region*. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 29:2644–2649.
- [POKRZYWKA et al. 1996b] POKRZYWKA, B., S. PELLERIN, K. MUSIOL, F. RICHARD und J. CHAPELLE (1996b). *Observations of electric arc cathode region*. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 29:2841–2849.
- [PRESS et al. 1988] PRESS, W. H., B. P. FLANNERY, S. A. TEUKOLSKY und W. T. VETTERLING (1988). *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press.
- [PRETZLER et al. 1992] PRETZLER, G., H. JÄGER, T. NEGER, H. PHILLIP und J. WOISETSCHLÄGER (1992). *Comparison of Different Methods of Abel Inversion Using Computer Simulated and Experimental Side-On Data*. *Z. Naturforsch.*, 47a:955–970.
- [RAIZER 1997] RAIZER, YU. P. (1997). *Gas Discharge Physics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2 Aufl.
- [REHFELD et al. 1996] REHFELD, B., J. WENDELSTORF, T. KLEIN und G. SIMON (1996). *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 29:121–128.

- [RICHTER 1965] RICHTER, J. (1965). *Über Temperaturmessungen an thermischen Plasmen bekannter Zusammensetzung*. Z. Astrophy., 61:57–.
- [SANNSONNENS et al. 2000] SANNSONNENS, L., J. HAIDAR und J. J. LOWKE (2000). *Prediction of properties of free burning arcs including effects of ambipolar diffusion*. J. Phys. D: Appl. Phys., 33:148–157.
- [SCHLÜTER 1968] SCHLÜTER, D. (1968). *Die Emissionskontinua thermischer Edelgasplasmen*. Z. Phys. D, 210:80–91.
- [SCHNEEHAGE et al. 1982] SCHNEEHAGE, S. E., M. KOCK und E. SCHULZ-GULDE (1982). *The continuous emission of an argon arc*. J. Phys. B, 15:1131–1135.
- [SCHULZ-GULDE 1970] SCHULZ-GULDE, E. (1970). *The Continuous Emission of Argon in the Visible Spectral Range*. Z. Phys. D, 230:449–459.
- [SCHULZ-GULDE 1980] SCHULZ-GULDE, E. (1980). *Temperature Determination for Arcs in Sulfur Hexafluoride accounting for demixing*. J. Phys. D: Appl. Phys., 13:793–803.
- [SNYDER et al. 1993] SNYDER, S. C., G. D. LASSAHN und L. D. REYNOLDS (1993). *Direct evidence of departure from local thermodynamic equilibrium in a free-burning arc-discharge plasma*. Phys. Rev. E, 48:4124–4127.
- [THORNE 1988] THORNE, A. P. (1988). *Spectrophysics*. Chapman and Hall, 2. Aufl.
- [TRAVING et al. 1966] TRAVING, G., B. BASCHEK und H. HOLWEGER (1966). *Tabellen für die Berechnung von Zustandssummen*. Abhandlungen aus der Hamburger Sternwarte, VIII Nr.1:3–25.
- [DE VOS 1954] VOS, J. C. DE (1954). Physica, 20:690–714.
- [VUJNOVIĆ und WIESE 1992] VUJNOVIĆ, V. und W. L. WIESE (1992). *A Critical Compilation of Atomic Transition Probabilities for Singly Ionized Argon*. J. Phys. Chem. Ref. Data, 21:919–939.
- [WALLWITZ 1982] WALLWITZ, R. (1982). *Praxisbezogene Anwendung der Computer in der Naturwissenschaft*. Luther Verlag.
- [WENDELSTORF 2000] WENDELSTORF, J. (2000). *Ergebnisse zum Abschlusstreffen*.
- [WIESE et al. 1989] WIESE, W. L., J. W. BRAULT, K. DANZMANN und M. KOCK (1989). *Unified Set of Atomic Transition Probabilities for Neutral Argon*. Phys. Rev. A, 39:2461–2471.
- [WIESE et al. 1969] WIESE, W. L., M. W. SMITH und B. M. MILES (1969). *Atomic Transition Probabilities Volume 2*. National Standard Reference Data Series.
- [WILBERS et al. 1991] WILBERS, A. T. M., G. M. W. KROESEN, C. J. TIMMERMANS und D. C. SCHRAM (1991). *The Continuum Emission of an Arc Plasma*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 45:1–10.

[ZAIDEL' et al. 1970] ZAIDEL', A. N., V. K. PROKOF'EV, S. M. RAISKII, V. A. SLAVNYI
und E. Y. SHREIDER (1970). *Tables of Spectral Lines*. IFI/Plenum New York-London.

Lebenslauf

14.11.1967 : Geboren in Sulingen

08/74 – 07/78 : Besuch der Grundschule in Mellinghausen

08/78 – 07/80 : Besuch der Orientierungsstufe in Sulingen

08/80 – 06/87 : Besuch des Gymnasiums Sulingen

07/88 – 09/88 : Ableisten des Grundwehrdienstes

10/88 – 04/95 : Studium der Physik in Hannover

09/95 – 03/97 : Stipendiat des Graduiertenkollegs *Photonen, atomare Teilchen und deren Wechselwirkungen*

04/97 – 01/00 : Mitarbeit am Projekt *spektroskopischer Nachweis von erodiertem Kathodenmaterial* des BMBF

Danksagung

Diese Arbeit entstand in der Abteilung Plasmaphysik der Instituts für Atom- und Molekülphysik der Universität Hannover. Allen Angehörigen der Abteilung möchte ich für die fachliche als auch für die die freundschaftliche Unterstützung bei der Erstellung dieser Arbeit herzlich danken.

Besonders bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. M. Kock für die Betreuung meiner Arbeit und für die Möglichkeit, eigene wissenschaftliche Ideen zu verfolgen.

Den wissenschaftlichen Mitarbeitern als Gruppe danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die vielen Diskussionen. Besonders danken möchte ich Dr. E. Schulz für seine stete Bereitschaft zur hilfreichen Diskussion und die vielen Anregungen. Weiterhin möchte ich besonders Wolle und Jens für die gute experimentelle Zusammenarbeit und Volker für seine Hilfe bei Computer- und Motivationsproblemen erwähnen. All denen, die meine Arbeit durchgesehen und schon unzählige Fehler moniert haben ein großes Dankeschön.

Besonderer Dank auch an Fritz, Hans, Klaus, Michael und Jan für die Anfertigung und Reperatur vieler Lichtbögen.

Für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit bedanke ich mich beim Graduiertenkolleg „*Photonen, Atomare Teilchen und deren Wechselwirkungen*“ der Universität Hannover und dem *BMBF*.