

Nichtresonante Laserstreudiagnostik an Hochdruckgasentladungen

Vom Fachbereich Physik
der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
-Dr. rer. nat.-

genehmigte Dissertation
von

Dipl.-Phys. Jens Reiche

geboren am 29. März 1970 in Hannover

2003

Referent: Prof. Dr. M. Kock

Korreferent: Prof. Dr. A. Kallenbach

Tag der Promotion: 22.07.2003

Zusammenfassung

Jens Reiche: *Laserstreuung an Hochdruckgasentladungen*

Stichworte:

Plasmadiagnostik, THOMSON-Streuung, RAYLEIGH-Streuung, SALPETER-Theorie, *Memory-Function-Formalism*, Lichtbogen, optischer Gasdurchbruch

An einem freibrennenden Argonlichtbogen und an einem optischen Gasdurchbruch wurden nichtresonante Laserstremessungen durchgeführt. Die Untersuchungen wurden in hochvakuumtauglichen Gehäusen vorgenommen, um die Einflüsse von Fremdgasen auf die Entladung und die Elektroden zu vermeiden. Die Bogenlampe wurde mit thorierten Wolframelektroden bei Stromstärken zwischen 0,3 A und 60 A mit Argondrücken zwischen 30 kPa und 0,1 MPa betrieben. Am Argonbogen konnten vier unterschiedliche Entladungsmodi reproduzierbar beobachtet werden. Bei den stabil brennenden Kathodenansatzmodi *diffuser Ansatz* und *blauer Kern* wurden die Elektronendichten, -temperaturen und Gastemperaturen orts aufgelöst gemessen. Die Elektronenkomponente der THOMSON-Streuung lieferte die Dichte und die Temperatur der Elektronen. Die Messung der Gastemperatur erfolgte über RAYLEIGH-Streuung. Im Gegensatz zu früheren emissionsspektroskopischen Messungen wurden mit der Streuung deutliche Abweichungen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht in der kathodennahen Bogensäule diagnostiziert. Die Elektronendichten beider Methoden zeigten im Rahmen der Messgenauigkeit eine gute Übereinstimmung. Auf der Bogenachse lag die Elektronentemperatur der THOMSON-Streuung über der Anregungstemperatur der Emissionsspektroskopie, die wiederum höher als die Gastemperatur war. Die Elektronentemperatur fiel zum Bogenrand hin schneller als die Anregungstemperatur ab. Die Ergebnisse der THOMSON-Streuung wurden mit der neuen Theorie des *Memory-Function-Formalism* (MFF), die im Bereich schwach nichtidealer und stoßbestimmter Plasmen gültig ist, überprüft. Diese Theorie lieferte gegenüber der üblichen SALPETER-Theorie kleinere Temperaturen, die jedoch auf der Bogenachse immer noch deutlich über der Anregungstemperatur der Emissionsspektroskopie lagen. Für die Abweichungen vom Gleichgewicht können Strahlungstransport, starke Gradienten sowie Einströmen von Kaltgas durch Konvektion und Diffusion verantwortlich sein. Im Vergleich zum *diffusen Ansatz* sind die Temperaturen und die Elektronendichten im *blauen Kern* wesentlich höher. Dies zeigt, dass die Ansatzform an der Kathode auch die Plasmaparameter in der Bogensäule dominiert.

Mit dem optischen Gasdurchbruch wurde ein transientes Plasma untersucht. Die MFF-Theorie wurde mit der SALPETER-Theorie über einen größeren Parameterbereich verglichen. Verlässt man den Bereich des idealen Plasmas, liefert die neue Theorie systematisch kleinere Elektronentemperaturen und größere -dichten.

Abstract

Jens Reiche: *nonresonant laser scattering on high pressure gas discharges*

Keywords:

plasma diagnostics, THOMSON scattering, RAYLEIGH scattering, SALPETER theory, *memory function formalism*, electric arc, optical breakdown

A free-burning argon arc and an optical breakdown were investigated by nonresonant laser light scattering. The measurements were performed in a vacuum vessel to avoid interaction of external gases with the discharge and with the electrodes. The arc was operated with thoriated tungsten rods as electrodes. The arc current was set to the range of 0.3 A and 60 A and the pressure between 30 kPa and 0.1 MPa. Four different and reproducible discharge modes were observed in the argon arc, of which two were stable. In these two stable modes (*diffuse mode* and *blue-core mode*) electron densities, electron temperatures and gas temperatures were measured spatially resolved. The electron feature of the THOMSON scattered light was applied to obtain the electron density and temperature. RAYLEIGH scattering yielded the gas temperature. In contrast to former investigations by optical emission spectroscopy significant departures from local thermodynamic equilibrium were observed. The electron densities derived from THOMSON scattering agreed quite well over a wide range with those obtained from emission spectroscopy. The electron temperature was found to be higher than the excitation temperature which was higher than the gas temperature on the arc axis. To the boundary of the arc the electron temperature decreases faster than the excitation temperature.

The results of THOMSON scattering were verified by a new theory called *memory function formalism* (MFF), which is valid in plasmas that are weakly nonideal and collisional. Temperatures derived by this theory were lower than those obtained by the SALPETER-theory, but on the arc axis they remained noticeably higher than the excitation temperature. Resonant radiation transport, strong gradients as well as inflow of cold gas by convection and diffusion could be responsible for these deviations from the equilibrium.

Compared to the *diffuse* arc to cathode junction the temperatures and electron densities were found to be significantly higher in the *blue-core mode*.

With the optical breakdown a transient plasma was investigated.

The MFF approach and the SALPETER-theory were compared over a wider range of parameters. Leaving the regime of an ideal plasma, the new theory yields lower electron temperatures and higher electron densities.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	XI
Tabellenverzeichnis	XV
1 Nichtresonante Lichtstreuung	1
1.1 Einleitung	1
1.2 Beschreibung und Charakterisierung von Plasmen	2
1.3 Der Streuprozess	9
1.3.1 Streuung von Licht an Elektronen	11
1.3.2 SALPETER-Näherung	14
1.3.3 Memory-Function-Formalism-Theorie	24
1.4 RAYLEIGH-Streuung	28
1.4.1 Kalibration mit RAYLEIGH-Streuung	29
1.4.2 Bestimmung der Gastemperatur über RAYLEIGH-Streuung	31
1.4.3 Falschlicht	35
2 Datenanpassung	45
2.1 Einleitung	45
2.2 Evolutionsstrategien	46
2.3 σ^2 -Feld	50

3	Lichtbogen	55
3.1	Grundlagen des elektrischen Lichtbogens	55
3.1.1	Zündung des Lichtbogens	57
3.1.2	Theorie des Bogenplasmas	59
3.1.2.1	Prinzip des Schichtmodells	60
3.1.2.2	Kathodenprozesse	62
3.1.2.3	Das Säulenplasma	64
3.2	Experimentelle Aufbauten	65
3.2.1	Streuung am Lichtbogen	65
3.2.2	Die Modelllampe	66
3.2.3	Das Vakuumsystem	68
3.2.4	Die elektrische Versorgung	70
3.2.5	Falschlichtreduktion	71
3.2.6	Verbesserung des Signal-Zu-Rausch-Verhältnisses	76
3.2.7	Bestimmung der Lineardispersion	77
3.2.8	Kurzer Vergleich der beiden Kameras	78
3.2.9	Bildfehlerkorrekturen	79
3.2.10	Linearität der Kamera	79
3.2.11	Bildfehler	80
3.2.12	Flat-Field-Korrektur	81
3.2.13	Wolframbandlampe und der spektrale Verlauf	84
3.3	Ergebnisse	87
3.3.1	Phänomenologische Beobachtungen	87
3.3.2	Messwerte	92
3.3.3	Diskussion der Qualität der Messdaten	97
3.3.4	Abweichungen vom LTG	104
3.3.5	Zusammenfassung	108
3.3.6	Ausblick	108

4	Streuung am optischen Gasdurchbruch	117
4.1	Einleitung	117
4.2	Experimenteller Aufbau	117
4.3	Beobachtungen mit dem Fernmikroskop	121
4.4	Ergebnisse	122
A	Anmerkungen zur Wolframbandlampe	131
B	Bilder der Modelllampe	135
C	Die kleine Modelllampe	139
D	Nützliche Näherungen	143
E	Geräte	147

Abbildungsverzeichnis

1.1	WIGNER-SEITZ-Radius und DEBYE-Länge	6
1.2	Definition des Streuvektors	11
1.3	Real- und Imaginärteil der Funktion $W(x)$	15
1.4	Die Funktion $\Gamma_\alpha(x)$	17
1.5	Der inkohärente und der kohärente Streuprozess	18
1.6	Die spektral integrierte Elektronen- und Ionenkomponente	19
1.7	Der totale Streuquerschnitt in Abhängigkeit von α und T_e/T_i	20
1.8	Die Elektronenkomponente	21
1.9	Einfluss des α -Parameters auf die Ionenkomponente	22
1.10	Einfluss der Temperatur auf die Ionenkomponente	23
1.11	Die einzelnen Beiträge zum gesamten Streuspektrum	23
1.12	Einfluss der MFF-Parameter auf das Spektrum	27
2.1	Struktogramm der Evolutionsstrategie	48
2.2	$(N - 1) \cdot \sigma^2$ -Feld für verschiedene Parameter der THOMSON-Streuung	51
3.1	Die Elektronen-Sättigungsstromdichte der Glühemission	63
3.2	Experimenteller Aufbau des Streuexperimentes am Lichtbogen	65
3.3	Die Modelllampe für das Streuexperiment	69
3.4	Vakuumaufbau zur Evakuierung und zum Befüllen der Bogenlampe	70
3.5	Elektrische Versorgung des Lichtbogens	70

3.6	Schema der Strahlrohre	74
3.7	Lichtfalle aus Graufiltern	75
3.8	Pyramiden-Lichtfalle	75
3.9	Laserpulsbreite, Belichtungszeit und Pulsabstand	76
3.10	Lineardispersion	78
3.11	Vergleich der beiden Kameras	79
3.12	Linearitätsverhalten in doppeltlogarithmischer Darstellung	80
3.13	Bild der Kamera PI-Max bei homogener Spaltausleuchtung	81
3.14	Vignettierung	81
3.15	Spektrum der Wolframbandlampe ohne Korrektur	82
3.16	Spektrum der Wolframbandlampe mit Flat-Field-Korrektur	82
3.17	Spektrum der Wolframbandlampe	83
3.18	Spektrum der Wolframbandlampe mit Flat-Field-Korrektur	84
3.19	Approximation an die Daten der Bandlampe-Strahldichte	85
3.20	Bandlampenspektrum bei 805 nm ohne und mit Strahldichte-Korrektur	86
3.21	Die drei Kathodenansatz-Modi des Argonlichtbogens	87
3.22	Strom-Spannungskennlinie	89
3.23	Der <i>blaue Schlauch</i>	91
3.24	Anpassungsvergleich zwischen SALPETER- und MFF-Theorie bei 22 A	92
3.25	Anpassungen mit SALPETER- und MFF-Theorie nach Korrektur	93
3.26	Anpassungsvergleich zwischen SALPETER- und MFF-Theorie bei 40 A	94
3.27	Anpassungsvergleich zwischen SALPETER- und MFF-Theorie bei 50 A	95
3.28	Radiale Elektronendichteverteilung bei verschiedenen Strömen	96
3.29	Stromabhängigkeit der axialen Elektronendichte	96
3.30	Stromabhängigkeit der axialen Elektronentemperatur	97
3.31	Vergleich der axialen n_e im <i>diffusen</i> Ansatz und <i>blauen Kern</i>	97
3.32	Axiale Elektronentemperaturen im <i>diffusen</i> Ansatz und <i>blauen Kern</i>	98
3.33	Vergleich zwischen der THOMSON-Streuung und Emission	98
3.34	Vergleich von T_e und T_g im <i>diffusen</i> Ansatz	99

3.35	Temperaturvergleich bei 10 A	99
3.36	Verhältnis von T_e bzw. T_* zu T_g	100
3.37	Radiale Verteilung von n_e und T_e im <i>diffusen</i> Ansatz bei 40 A	101
3.38	Radiale Verteilung von n_e und T_e im <i>diffusen</i> Ansatz mit Stromvariation	101
3.39	Radiale Verteilung von n_e und T_e im <i>diffusen</i> Ansatz bei 50 kPa	102
3.40	Radiale Verteilung von n_e und T_e im <i>diffusen</i> Ansatz bei 50 kPa	102
3.41	Radiale Verteilung von n_e und T_e im <i>diffusen</i> Ansatz bei 30 kPa	103
3.42	Abweichung vom LTG durch ein elektrisches Feld nach MAECKER	105
3.43	Verhältnis von T_e zu T_g in Abhängigkeit vom elektrischen Feld	106
4.1	Aufbau des Streuexperiments am optischen Gasdurchbruch	118
4.2	Triggerung	119
4.3	Strahlteile des Zündlaser im Bereich des Gasdurchbruchs	121
4.4	Bestrahlungsstärke des Lasers im Fokus des Gasdurchbruchs	122
4.5	Questar	122
4.6	Zeitentwicklung des optischen Gasdurchbruchs	124
4.7	Die zeitliche Entwicklung der Streuspektren	125
4.8	Radiale Verteilung der Plasmaparameter (Argon, 50 kPa)	126
4.9	Die zeitliche Evolution von n_e und T_e (Argon, 50 kPa)	127
4.10	Die zeitliche Evolution der Plasmaparameter (Argon, 0,1 MPa)	127
4.11	Der Einfluss der Laserenergie auf die Plasmaparameter	128
A.1	Approximation der Strahldichte mit unzureichender Rechengenauigkeit	132
A.2	Vergleich zwischen gemessener und approximierter Strahldichte	133
B.1	Die Modelllampe von der Seite	135
B.2	Die Modelllampe von oben betrachtet	136
B.3	Innenansicht der Modelllampe mit Kathodenhalter	137
B.4	Innenansicht der Modelllampe	137
B.5	Eine Entladung im <i>blauen Kern</i>	138

C.1	Foto der kleinen Modelllampe	139
C.2	Foto des Kathodenblocks	140
C.3	Verunreinigte Kathode	141
D.1	Vergleich der Funktionen $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_L+\Delta\lambda}$ und $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_L}$	144
D.2	relativer Fehler der Approximation $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_L+\Delta\lambda} \approx \frac{\Delta\lambda}{\lambda_L}$	144

Tabellenverzeichnis

1.1	Differentielle Streuquerschnitte von Grundzuständen bei $\lambda_L = 532 \text{ nm}$.	31
3.1	Linienpaare zur Bestimmung der Lineardispersion	77
3.2	Vergleich der beiden Theorien bei 22 A	93
3.3	Vergleich der beiden Theorien bei 40 A	94
3.4	Vergleich der beiden Theorien bei 50 A	95

Einleitung

In dieser Arbeit sollten im Rahmen des BMBF-Forschungsvorhabens *Grundlagenuntersuchungen der Eigenschaften thermisch emittierender Kathoden für Gasentladungen* (Förderkennzeichen 13N7106/0) die Plasmaparameter Elektronendichte und Elektronentemperatur an einem freibrennenden Argon-Lichtbogen unter Atmosphärendruck mithilfe von Laserstreuung orts aufgelöst gemessen werden. Die sogenannte THOMSON-Streuung sollte mit der etablierten Theorie von SALPETER nach der zu diesem Zeitpunkt gängigen wissenschaftlichen Meinung in dem zu erwartenden Plasmabereich problemlos anwendbar sein. Diese Diagnostik kommt bei der Auswertung des Spektrums im Gegensatz zur Emissionsspektroskopie ohne die Annahme von einem lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTG) oder einem partiellen lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (PLTG) und ohne die Verwendung einer Abelinversion aus. Damit stellt es ein unabhängiges Messverfahren dar. Bei den ersten Messungen konnte gezeigt werden, dass der Bogen nicht allein durch die Konfiguration der Elektroden und den Strom beschreibbar ist, sondern dass mehrere Entladungsmodi auftreten, zwischen denen die Plasmaparameter erheblich variieren. Aus den Streumessungen musste geschlossen werden, dass erhebliche Abweichungen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht auftreten können. Andere Gruppen hatten an ähnlichen Plasmen im Hochstrombetrieb mit der gleichen Methode ebenfalls solche Abweichungen beobachtet. Daraus wurde zunächst geschlossen, dass die Modellierung solcher Plasmen unter der üblichen Verwendung von LTG keine ausreichende Beschreibung darstellt. Allerdings konnten mithilfe der ebenfalls etablierten Emissionsspektroskopie keine Ab-

weichungen in diesem Maße festgestellt werden. Diese unerwarteten Ergebnisse führen bis heute zu weiteren Untersuchungen (Gregori u. a. 1999), (Snyder u. a. 2000), (Gregori u. a. 2002) und (Murphy 2002) und sind weiterhin Gegenstand wissenschaftlicher Diskussionen.

In unserer Arbeitsgruppe wurden daraufhin gleichzeitige Messungen von THOMSON-Streuung und Emissionsspektroskopie am Lichtbogen vorgenommen. So konnte sichergestellt werden, dass im selben Brennmodus und am gleichen Ort gemessen wurde. Die Abweichungen in den ausgewerteten Plasmaparametern zwischen den beiden Messmethoden bestätigten sich. Als typisches Beispiel wurden 1,4 mm vor der untenstehenden Kathode auf der Achse eines vertikal brennenden 22 A-Bogens mit der THOMSON-Streuung eine Elektronentemperatur von (18000 ± 2000) K und eine Elektronendichte von $(8 \pm 1) \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ gemessen. Die Emissionsspektroskopie lieferte hier demgegenüber (12500 ± 500) K und $(8 \pm 1) \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Während die Dichten im Rahmen der Messgenauigkeiten gut übereinstimmten, zeigten die Elektronentemperaturen erstaunlich hohe Abweichungen.

In der Literatur werden solche Abweichungen unterschiedlich interpretiert. Einige Autoren bezweifeln die Ergebnisse der THOMSON-Streuung, während andere die Ergebnisse der Emissionsspektroskopie in Frage stellen.

Zu den Kritikern an der THOMSON-Streuung gehört die Gruppe um Gregori. Die Untersuchungen der THOMSON-Streuung von Gregori zeigen eine starke Abhängigkeit der Temperatur vom Streuwinkel an einem Plasmajet unter Verwendung der SALPETER-Theorie (Gregori u. a. 1999). Diese offensichtlich unphysikalische Abhängigkeit und nur unwesentlich geringere Temperaturen zeigt auch die wesentlich komplexere BHATNAGAR-GROSS-KROOK-Theorie (Sheffield 1975), die Stöße während des Streuprozesses berücksichtigt (Gregori u. a. 2002). Aus diesen Gründen werden die Streutheorien in Frage gestellt. Zunächst führten die Autoren eine Korrektur ein, die starke Gradienten berücksichtigt. Später entwickelten sie eine neue Theorie (*Memory-Function-Formalism*) für schwach nicht-ideale Plasmen (Gregori u. a. 2002). Sie liefert geringere Temperaturen und zeigt nicht die falsche Abhängigkeit der ermittelten

Plasmaparameter vom Streuwinkel.

Snyder u. a. widersprechen durch ihre Beobachtungen und Ergebnisse Gregori u.a. (Snyder u. a. 2000). Diese Autoren rechtfertigen die Verwendung der SALPETER-Theorie. Die Winkelabhängigkeit sieht anders aus als bei Gregori und kann allein durch den Effekt der Stöße erklärt werden. Daraufhin werden die Abweichungen der Messmethoden durch die Verletzung des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (LTG) oder sogar des partiellen thermodynamischen Gleichgewichts (PLTG) erklärt. In dieser Arbeit wurde die Genauigkeit der Streumessung verbessert. Hierzu kam mit der intensivierten CCD-Kamera PI-Max von Roper-Scientific ein moderner Detektor zum Einsatz. Die Kalibration des Detektionssystems wurde durch eine genauere Bestimmung der Lineardispersion, Überprüfung der Nichtlinearität und den Einsatz einer Flatfield-Korrektur verbessert. Darüber hinaus wurde im Gegensatz zu Gregori und Snyder der radiale Verlauf der Elektronendichte und -temperatur und nicht nur eine Position auf der Achse der Entladung vermessen. Mit dem *Memory-Function-Formalism* (Gregori u. a. 2002) wurde eine neue Theorie zur Auswertung eingesetzt und mit der SALPETER-Theorie verglichen. Im Bogenplasma werden Abweichungen vom LTG gezeigt. Die beobachteten Abweichungen vom Gleichgewicht werden durch die unabhängige Messung der Gastemperatur mittels RAYLEIGH-Streuung gestützt. Darüber hinaus wurde ein Streuexperiment an einem lasererzeugten Plasma für den Vergleich der beiden Theorien aufgebaut. Das Plasma zeichnet sich gegenüber dem Bogenplasma durch eine hohe Reproduzierbarkeit und einen wesentlich einfacheren Betrieb aus. Die Plasmaparameter variieren hier über einen großen Bereich und lassen sich leicht über den Beobachtungszeitpunkt einstellen.

Literaturverzeichnis

Gregori u. a. 2002 GREGORI, G. ; KORTSHAGEN, U. ; HEBERLEIN, J. ; PFENDER, E.: Analysis of Thomson scattered light from an arc plasma jet. In: *Physical Review E* 65 (2002), April, S. 046411-1 – 046411-8

Gregori u. a. 1999 GREGORI, G ; SCHEIN, J ; SCHWENDINGER, P ; KORTSHAGEN, U ; HEBERLEIN, J ; PFENDER, E: Thomson scattering measurements in atmospheric plasma jets. In: *Physical Review E* 59 (1999), S. 2286–2291

Murphy 2002 MURPHY, A. B.: Electron heating in the measurement of electron temperature by Thomson scattering: Are thermal plasmas thermal? In: *Physical Review Letters* 89 (2002), Juli, Nr. 2, S. 025002-1 – 025002-4

Sheffield 1975 SHEFFIELD, John: *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation*. Academic Press, Inc., 1975

Snyder u. a. 2000 SNYDER, S. C. ; CRAWFORD, D. M. ; FINKE, J. R.: Dependence on the scattering angle of the electron temperature and electron density in Thomson-scattering measurements on an atmospheric-pressure plasma jet. In: *Physical Review E* 61 (2000), Februar, Nr. 2, S. 1920–1924

1 Nichtresonante Lichtstreuung

1.1 Einleitung

Bei der Beschreibung von Plasmen gehen eine große Anzahl von Parametern und physikalischen Effekten ein. Ohne Anspruch auf Vollständigkeit seien als Beispiele die verschiedenen Teilchenarten mit ihren Wechselwirkungen untereinander, Plasma-geometrie mit Randeffekten, äußere Felder, Strahlungstransport, Gasart, Druck und Strömungseffekte genannt. Elektronen spielen in Plasmen eine dominante Rolle beim Energietransfer und bei vielen anderen Prozessen. Für die Beschreibung eines Plasmas ist die Kenntnis der räumlichen und zeitlichen Verteilung der Elektronendichte und der Elektronenenergie-Verteilungsfunktion notwendig.

In dieser Arbeit wurde das Diagnostikverfahren der THOMSON-Streuung zur Bestimmung der Elektronendichte und -temperatur eingesetzt. Bei der THOMSON-Streuung handelt es sich um nichtresonante Streuung von elektromagnetischen Wellen an freien Elektronen. Sie wirkt daher nur minimal invasiv auf die Untersuchungsobjekte ein. Je nachdem, unter welchen Voraussetzungen man die Streuung betreibt und welches Plasma vorliegt, lassen sich mittels der THOMSON-Streuung Elektronendichte, Elektronentemperatur, Elektronenenergie-Verteilungsfunktion, Iontemperatur, Strömungsgeschwindigkeiten, Stoßraten, Zusammensetzungen von Targetplasmen oder sogar magnetische Feldstärken messen. Zur Bestimmung der Gastemperatur kann die ebenfalls nichtresonante RAYLEIGH-Streuung herangezogen werden. Die Auswertung der beiden Methoden erfordert keine Zylindersymmetrie und keine thermodynamischen

Gleichgewichts-Bedingungen, die bei vielen anderen Diagnostikverfahren vorausgesetzt werden.

Die Technik der THOMSON-Streuung wurde nach J. J. Thomson benannt. Er hat 1907 die Theorie für die Streuung elektromagnetischer Wellen an Elektronen vorgestellt ((Thomson 1907) zitiert nach (Warner und Hieftje 2001)). Aufgrund des kleinen Streuquerschnitts gelang die erfolgreiche Detektion an einem Plasma erst gut 50 Jahre später. Durch die technischen Anforderungen an eine spektral schmalbandige und sehr intensive elektromagnetische Quelle, ein geringes Hintergrundsignal und einen empfindlichen Detektor gelang die Streuung zunächst mit intensiven Radarpulsen an der Ionosphäre (Bowles 1958).

Die experimentellen Untersuchungen an Laborplasmen begannen nach der Entwicklung des Lasers in den frühen 60'er Jahren. Die z. T. bis heute gängigen theoretischen Beschreibungen der THOMSON-Streuung an Plasmen gehen ebenfalls auf diese Zeit zurück. Heute wird die THOMSON-Streuung in einer Vielzahl von Plasmen eingesetzt. Bei den Hochtemperatur-Plasmen, wie sie z. B. im Bereich der Fusionsforschung eingesetzt werden, ist sie eine Standard-Diagnostik geworden. Durch den technischen Fortschritt im Bereich der Detektoren und der Falschlichtunterdrückung können mittlerweile ebenfalls Niederdruckplasmen und industrielle Prozessplasmen untersucht werden (Weßeling 1994; Warner und Hieftje 2001, und die zahlreichen dort zitierten Arbeiten). Für weiterführende Informationen sei an dieser Stelle auf Übersichtsartikel verwiesen (Kunze 1968; Evans und Katzenstein 1969; Sheffield 1975; DeSilva 2000; Warner und Hieftje 2001).

1.2 Beschreibung und Charakterisierung von Plasmen

In diesem Abschnitt wird auf die Gültigkeitsbereiche der unterschiedlichen THOMSON-Streuthorien eingegangen, die für die hier untersuchten Plasmen und Streuparameter relevant sind.

Zur Charakterisierung der Bereiche werden die im Folgenden beschriebenen charakte-

1.2 Beschreibung und Charakterisierung von Plasmen

ristischen Plasmaparameter in Anlehnung an (Gregori u. a. 2002) herangezogen. Die Parameter erlauben u. a. die Unterscheidung zwischen einem idealen und einem stark gekoppelten, sogenannten *nichtidealen* Plasma.

Zunächst wird davon ausgegangen, dass es sich bei den hier behandelten Plasmen um Systeme geladener Teilchen handelt, die der klassischen Statistik gehorchen. Die kinetische Energie der Teilchen kann außerdem durch eine Temperatur beschrieben werden (Ichimaru 1982). Im Folgenden wird stets Quasineutralität vorausgesetzt, d. h. die Elektronendichte n_e ist im Falle einfacher Ionisation gleich der Ionendichte n_i . Wie stark die geladenen Plasmateilchen durch die Coulomb-Wechselwirkung koppeln, gibt üblicherweise der Kopplungsparameter Γ an. Er wird als das Verhältnis aus mittlerer Coulomb-Energie und der mittleren kinetischen Energie definiert (Donko u. a. 2002). Damit ergibt sich (Gregori u. a. 2002):

$$\Gamma = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 a k_B T} . \quad (1.1)$$

Hierbei ist a der WIGNER-SEITZ- oder Ionenradius (Ichimaru 1982):

$$a = \left(\frac{3}{4\pi n_e} \right)^{\frac{1}{3}} . \quad (1.2)$$

Für ein einfach ionisiertes Plasma gilt für die DEBYE-Länge (Wende 1975):

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{2 e^2 n_e}} . \quad (1.3)$$

Die Anzahl der Elektronen innerhalb einer DEBYE-Kugel beträgt:

$$\Lambda = \frac{4}{3}\pi n_e \lambda_D^3 = \frac{\lambda_D^3}{a^3} . \quad (1.4)$$

Die Abhängigkeiten dieser beiden Größen von der Dichte n_e und der Temperatur T

lautet:

$$\begin{aligned}\Gamma &= \frac{1}{12} \left(\frac{6}{\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{e^2}{\varepsilon_0 k_B} \frac{n_e^{\frac{1}{3}}}{T} \\ &\simeq 2.694 \cdot 10^{-5} \frac{(n_e [m^{-3}])^{\frac{1}{3}}}{T [K]}\end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned}\Lambda &= \frac{\pi \sqrt{2}}{3} \left(\frac{\varepsilon_0 k_B}{e^2} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{T^3}{n_e}} \\ &\simeq 4.867 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{(T [K])^3}{n_e [m^{-3}]}}.\end{aligned}$$

Für ein ideales Plasma fordert man neben $\Lambda \gg 1$ auch $\Gamma \ll 1$ (Gregori u. a. 2002).

Demgegenüber gilt bei stark gekoppelten Plasmen $\Lambda \ll 1$ und $\Gamma \gg 1$ (Gregori u. a. 2002). Hier dominiert die potentielle Energie der Teilchen über die kinetische. Innerhalb einer DEBYE-Kugel sind zu wenig Teilchen, um eine gute elektrostatische Abschirmung zu erreichen.

An dem freibrennenden, atmosphärischen Argonlichtbogen werden verschiedene Entladungsmodi beobachtet, die später in Kapitel 3 näher erläutert werden. An dieser Stelle werden die typischen Plasmaparameter der Entladungserscheinungen herangezogen, um die Qualität der Annahme eines idealen Plasmas abzuschätzen.

Im Brennmodus *blauer Kern* liegt der Kopplungsparameter in Kathodennähe bei einem Betriebsstrom von 12 A ($n_e = 1 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3} - 2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ und $T_e = 13000 \text{ K} - 21000 \text{ K}$ (Könemann 2000, Kapitel 6.5)) bei $\Gamma \approx 0,07 - 0,1$. Innerhalb einer DEBYE-Kugel befinden sich hier nur 2 bis 4 Elektronen.

Im *diffusen* Brennmodus liegt die Elektronendichte n_e bei 10^{21} m^{-3} und die Temperatur T_e bei 10000 K. Damit findet man hier entsprechend kleinere Werte für den Coulomb-Kopplungsparameter von $\Gamma \approx 0,03$ vor, mit rund 15 Elektronen in der DEBYE-Kugel.

Die Bedingung für ein ideales Plasma wird mit zunehmendem Abstand von der Ka-

1.2 Beschreibung und Charakterisierung von Plasmen

thode in beiden Brennmodi besser erfüllt. Effekte des nichtidealen Plasmas sind nahe der Kathode und dort insbesondere im Modus *blauer Kern* zu finden.

Bei einem lasererzeugten Gasdurchbruch variieren die charakteristischen Plasmaparameter stärker als im Bogenplasma. Sie können hier gezielt über die Verzögerung des Beobachtungszeitpunktes nach der Zündung eingestellt werden.

In der Literatur lassen sich unterschiedliche Gültigkeitsbereiche für die THOMSON-Streutheorie nach Salpeter (Salpeter 1960) anhand dieser Parameter finden. Die SALPETER-Theorie setzt voraus, dass die DEBYE-Theorie gültig ist, und dass ein ideales Plasma vorliegt. Also wird gefordert, dass die Zahl der Elektronen innerhalb einer DEBYE-Kugel groß gegen 1 sein muss. Dies hat zur Folge, dass die Coulomb-Abschirmung eines Teilchens auf der Skala einer DEBYE-Länge durch die vielen umgebenden Ladungsträger gut gegeben ist. Die abschirmenden Ladungen können als kontinuierliche Ladungsverteilung beschrieben werden (Wende 1975). Diese Forderung ist gemäß Gleichung 1.4 äquivalent zu der Bedingung, dass $a \ll \lambda_D$ gilt (Wende 1975). Die Abbildung 1.1 zeigt beide Größen in Abhängigkeit von typischen Plasmaparametern und veranschaulicht so den Gültigkeitsbereich der DEBYE-Theorie. Hierdurch wird deutlich, dass mit Elektronendichten über 10^{22} m^{-3} und bogentypischen Temperaturen die Voraussetzung für die DEBYE-Theorie nicht in guter Näherung erfüllt ist.

Nach (Sheffield 1975; Kunze 1968) sollte das Streuspektrum erst dann von dieser Theorie abweichen, wenn die Zahl der Elektronen pro DEBYE-Würfel kleiner als 0,1, bzw. die Zahl der Elektronen in einer DEBYE-Kugel $\Lambda < 0,5$ ist (Theimer 1966). Im Gegensatz hierzu behauptet (Gregori u. a. 2002), dass die SALPETER-Theorie erst gültig sein soll, wenn $\Lambda \gtrsim 10$ gilt. Verletzungen der Voraussetzung werden in dieser Arbeit bereits für einen Plasma-Jet erwartet, bei dem der Kopplungsparameter auf einen Bereich zwischen 0,05 und 0,1 abgeschätzt wird und 2 bis 4 Elektronen pro DEBYE-Kugel erwartet werden. Die Profilkfunktionen der SALPETER-, BHATNAGAR-GROSS-KROOK- und *Memory-Function-Formalism*-Theorie können trotz jeweils unterschiedlicher Plasmaparameter ununterscheidbar aussehen (Gregori u. a. 2002). Dieser Punkt ist insofern bemerkenswert, da in früheren Arbeiten die Gültigkeit der Theorie dadurch gerecht-

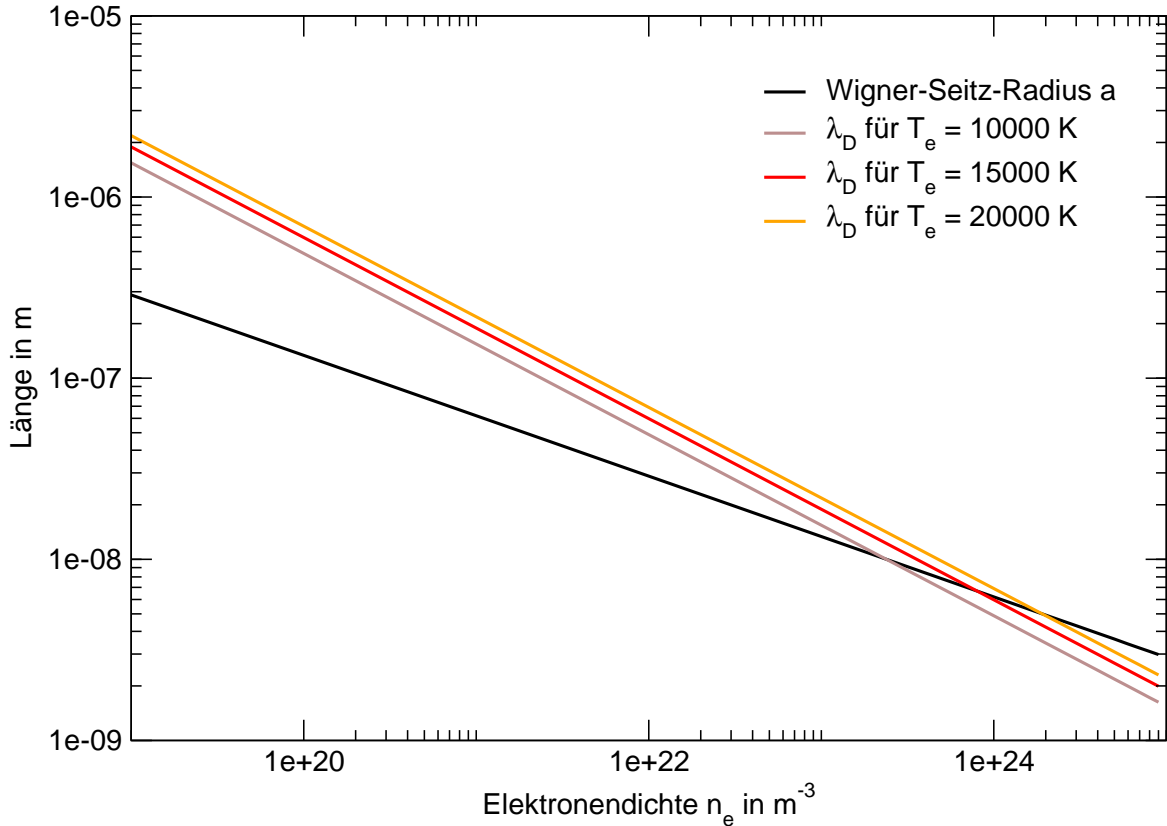


Abbildung 1.1: Der WIGNER-SEITZ-Radius und die DEBYE-Länge λ_D für typische Bogentemperaturen in Abhängigkeit von der Elektronendichte.

fertigt wurde, in wie weit die Messwerte gut durch das theoretische Streuspektrum beschrieben werden können (Sheffield 1975).

Kleine, aber unerwartete Abweichungen von der theoretischen Form des Streuspektrums im Bereich für α -Parameter, die kleiner als 1 sind, wurden lediglich in einem θ -Pinch (John u. a. 1971) und bei weiteren magnetisch stabilisierten ($B \approx 1$ T) Plasmen bei Entladungsdrücken in der Größenordnung von $P \approx 1$ kPa beobachtet (Ringler und Nodwell 1969; Ringler und Nodwell 1969b; Ringler 1972). Die Arbeiten zeigen eine Erhöhung des Signals bei der Plasmafrequenz oder deren harmonischen. Diesen Effekt haben (Ludwig u. a. 1974; Döbele und Hirsch 1976) weiter untersucht. Dass der Bereich des idealen Plasmas bei einem freibrennenden Bogenplasma verlassen werden kann, mag zunächst überraschen. Selbst bei einem Plasma, das als „kalt“ und „dicht“ bezeichnet wird und aus diesem Grund für den Gültigkeitstest der SALPETER-

1.2 Beschreibung und Charakterisierung von Plasmen

Theorie herangezogen wurde (Röhr 1967; Sheffield 1975), wie z. B. einem Θ -Pinch, handelt es sich um ein ideales Plasma. So konnte Röhr an einem Θ -Pinch keine Abweichungen von der SALPETER-Theorie feststellen und gewann aus den Spektren der Ionenkomponente und der Elektronenkomponente $T_e = T_i = 32 \text{ eV}$ und $n_e = 5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (Röhr 1967). Für diese Parameter ergeben sich $\Lambda = 156$ und $\Gamma = 0,006$, so dass hier noch von einem idealen Plasma ausgegangen werden kann.

Der Einfluss von Stößen auf das Spektrum wird u. a. bei (Sheffield 1975) und der dort zitierten Literatur behandelt. Einen Vergleich verschiedener Streutheorien findet man in (Mostovych und DeSilva 1986). Hiernach beschreibt die BHATNAGAR-GROSS-KROOK-Theorie (BGK) nach den dortigen Untersuchungen das gemessene, stoßbestimmte Streuspektrum am Besten. Mit steigender Stoßfrequenz nimmt die Dämpfung der Elektronen-Plasmaoszillationen zu und bewirkt hierdurch eine Verbreiterung des Spektrums der Elektronenkomponente. In dem für die Diagnostik günstigen Bereich von $0,5 \leq \alpha \leq 1,5$ haben die Stöße einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Elektronenkomponente (Kunze 1968). Dies ist konsistent mit den Ergebnissen von (Gregori u. a. 2002), die gezeigt haben, dass die Anpassung mit der in (Sheffield 1975) beschriebenen BGK-Theorie, die Stöße beinhaltet, nur um weniger als 5% niedrigere Temperaturen liefert als die SALPETER-Theorie. Besonders bemerkenswert ist aber die gleiche und offensichtlich falsche Abhängigkeit der Plasmaparameter vom Streuwinkel, wenn sie mithilfe der SALPETER-Näherung oder mit der BGK-Theorie gewonnen werden (Gregori u. a. 2002).

Zweifel an dem Gültigkeitsbereich der SALPETER-Theorie und der um Stöße erweiterten Theorie kamen erst in jüngster Zeit auf. Zunächst wurden mithilfe der SALPETER-Theorie zur THOMSON-Streuung an Plasmen, die aufgrund der Erfüllung des sogenannten GRIEM-Kriteriums (Griem 1964) die Existenz von lokalem thermodynamischen Gleichgewichts (LTG) erwarten lassen, in atmosphärischen Argon-Plasmen wie Plasma-Jets, Hochstrombögen und Mikrowellenkerzen durch die THOMSON-Streuung ungewöhnlich hohe Abweichungen von diesem Gleichgewicht diagnostiziert (Snyder u. a. 1993; Snyder u. a. 1994; Bentley 1997; Jonkers u. a. 1997;

Snyder u. a. 2000; Snyder u. a. 2000b; Reiche u. a. 2000; Reiche u. a. 2001). Diese stehen im Widerspruch zu den Daten, die mit der Emissionsspektroskopie, einer ebenfalls etablierten Messmethode, gewonnen wurden. Die Erklärungsversuche gehen teilweise davon aus, dass die Emissionsspektroskopie aufgrund der Verletzung des LTG und sogar des partiellen thermodynamischen Gleichgewichts (PLTG) keine verlässliche Elektronentemperatur liefern kann (Snyder u. a. 1994; Snyder u. a. 2000). (Cram u. a. 1988; Wang und Kearney 1990) beschreiben, dass die angeregten Zustände der Argonatome gegenüber dem Grundzustand stark überbesetzt sind. Dennoch seien die angeregten Zustände zueinander im BOLTZMANN-Gleichgewicht. Die Autoren machen Strahlungstransport und große Gradienten dafür verantwortlich.

In der Arbeit von (Gregori u. a. 1999) wurden die Ergebnisse der THOMSON-Streuung in Frage gestellt. Die Auswertungen der Messungen mit der SALPETER-Näherung und der Streutheorie mit Stößen zeigen eine deutliche Abhängigkeit der gewonnenen Elektronentemperatur und der Elektronendichte vom Streuwinkel. Die Elektronendichte weist ein Maximum bei ca. 90° auf. Die Elektronentemperatur hat ein Minimum zwischen 110° und 120° . Diese Beobachtungen wurden dardurch erklärt, dass sich mit dem Beobachtungswinkel ebenfalls das betrachtete Streuvolumen ändert. Wenn im Plasma über das Streuvolumen starke Gradienten vorliegen, mittelt man über eine Profildfunktion, die nichtlinear von den Plasmaparametern abhängt. Unter verschiedenen Beobachtungswinkeln mittelt man über unterschiedliche Plasmaparameter. Die herausgerechnete Winkelabhängigkeit scheint diese Abhängigkeit zu korrigieren.

(Snyder u. a. 2000; Snyder u. a. 2000b) konnten allerdings an ihrem untersuchten Plasma keine Winkelabhängigkeit der Elektronendichte mit dem Streuwinkel beobachten und die Abhängigkeit der Elektronentemperatur zeigte einen anderen Verlauf als bei Gregori u. a. . Sie nahm mit abnehmenden Streuwinkeln unter 80° bei $\lambda_L = 532 \text{ nm}$ zu. Bei $\lambda_L = 355 \text{ nm}$ blieb sie konstant. Hier wird die Abweichung allein durch den Effekt der Stöße erklärt. Die Abweichung vom LTG und PLTG sind nach dieser Arbeit evident und die Ergebnisse der THOMSON-Streuung sind bei geeigneten Streuwinkeln und eingestrahnten Wellenlängen nicht von Stößen beeinflusst.

1.3 Der Streuprozess

Auch bei wiederholter Messung kommt (Gregori u. a. 2002) zu einem anderen Ergebnis. Die Salpeter- und die BGK-Theorie zeigen beide die gleiche falsche Winkelabhängigkeit. Beide Theorien liefern Temperaturen, die sich im Bereich kleiner Λ nur geringfügig voneinander unterscheiden, aber z. T. erheblich über denen liegen, die mittels Emissionsspektroskopie gewonnen werden.

Durch die neu entwickelte Memory-function-formalism-Theorie (MFF, siehe 1.3.3) (Gregori u. a. 2002), die im Bereich schwach nichtidealer Plasmen gültig ist und sowohl Stöße als auch Gradienteneffekte berücksichtigt, wird gezeigt, dass die falsche Winkelabhängigkeit der Plasmaparameter aus den Streumessungen und die große Diskrepanz im Temperaturunterschied zwischen Streumessungen und Emissionsspektroskopie aufgelöst wird. Am Plasma-Jet liegen die Temperaturen der THOMSON-Streuung aus der MFF-Theorie dennoch leicht über denen der Emissionsspektroskopie (THOMSON: 15000 K und Emission: (12000 – 14000) K).

Damit stehen die unterschiedlichen experimentellen und theoretischen Ergebnisse von (Snyder u. a. 2000; Gregori u. a. 2002) im Widerspruch zueinander.

Aus diesen Gründen werden in dieser Arbeit die Ergebnisse der SALPETER-Theorie im Bereich schwach nichtidealer Plasmen mit kleinen Λ durch die Anwendung der neuen Theorie nach (Gregori u. a. 2002) (MFF) überprüft.

Wenn die Voraussetzungen für ein ideales Plasmas nicht erfüllt werden, müssen die Ergebnisse der Emissionsspektroskopie mit den gängigen Modellannahmen (LTG und PLTG) und Auswerteverfahren ebenfalls nicht zwingend richtig sein.

1.3 Der Streuprozess

In einem Plasma ordnen sich die geladenen Teilchen auf der Skala der DEBYE-Länge (Gleichung 1.3) so an, dass sie von den elektrischen Feldern der anderen Ladungsträger weitgehend abgeschirmt sind. Verschiebt man ein Elektron von seiner abgeschirmten Position, würden die Rückstellkräfte von den umgebenden Ladungsträgern eine

Schwingung mit der klassischen Plasmafrequenz

$$\omega_P = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}} \quad (1.5)$$

bewirken. Dies ist die minimale Frequenz, mit der eine elektromagnetische Welle das Plasma ohne starke Absorption durchdringen kann. Niedrigere Frequenzen werden absorbiert und heizen das Plasma auf. Photonen mit höheren Frequenzen können nur durch inelastische Streuung oder Absorption von Atomen oder Ionen verloren gehen (Warner und Hieftje 2001). Im Folgenden werden nur elektromagnetische Wellen oberhalb der Plasmafrequenz betrachtet, die das Plasma ohne signifikante Verluste wieder verlassen. Dadurch kann Mehrfachstreuung vernachlässigt werden.

Die gesamte gestreute Leistung P_S von der mit der Leistung P_L eingestrahnten Welle an N Teilchen im Wechselwirkungsvolumen V mit der Länge L , der Teilchendichte $n = N/V$ und dem totalen Streuquerschnitt σ ist durch

$$P_S = P_L n L \sigma \quad (1.6)$$

gegeben. Durch den DOPPLER-Effekt kann das gestreute Licht von der eingestrahnten Frequenz abweichen. Seien \vec{k}_L und \vec{k}_D die Wellenvektoren des eingestrahnten und des zum Detektor gestreuten Lichtes. Ein Teilchen, das sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegt, sieht aufgrund seiner Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Lichtquelle die Frequenz $\omega_T = \omega_L - \vec{k}_L \cdot \vec{v}$. Der Beobachter misst unter Beachtung der Geschwindigkeitskomponente des Teilchens zum Beobachter die Frequenz $\omega_D = \omega_T + \vec{k}_D \cdot \vec{v}$. Damit gilt für die Frequenzverschiebung ω :

$$\omega = \omega_D - \omega_L = \left(\vec{k}_D - \vec{k}_L \right) \cdot \vec{v}. \quad (1.7)$$

Der Streuvektor \vec{k} wird als Differenz zwischen dem Wellenvektor des zum Detektor \vec{k}_D

1.3 Der Streuprozess

und des einfallenden Lichtes \vec{k}_L definiert:

$$\vec{k} := \vec{k}_D - \vec{k}_L. \quad (1.8)$$

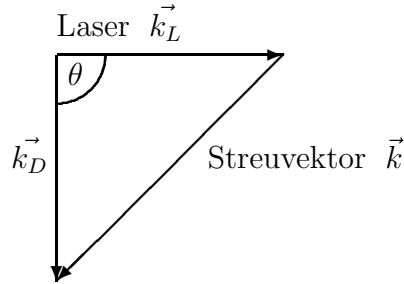


Abbildung 1.2: Definition des Streuvektors \vec{k}

Der Streuwinkel sei θ und c die Lichtgeschwindigkeit. Bei der untersuchten Streuung ist die Geschwindigkeit der Teilchen klein gegenüber der Lichtgeschwindigkeit. Dann sind die Beträge des einfallenden und des gestreuten monochromatischen Lichtes mit der Wellenlänge λ_L in etwa gleich groß: $k_D \approx k_L$. Der Betrag des Streuvektors ist damit

$$k = \left| \vec{k}_D - \vec{k}_L \right| \approx 2k_L \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{4\pi}{\lambda_L} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (1.9)$$

Wenn man diese Gleichung und die Doppler-Verschiebung $\Delta\lambda$ bei der gestreuten Wellenlänge λ betrachtet (Warner und Hieftje 2001):

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_L = - \left(\vec{k} \vec{v} \right) \frac{\lambda_L^2}{2\pi c}, \quad (1.10)$$

wird deutlich, dass die Doppler-Verschiebung bei $\theta = 0^\circ$ minimal und bei $\theta = 180^\circ$ maximal wird.

1.3.1 Streuung von Licht an Elektronen

Da die in den meisten Experimenten verwendeten Photonen linearpolarisiert sind, veranlassen sie die Elektronen zu Dipol-Oszillationen. Dadurch kann die Streulicht-

leistung nicht isotrop verteilt sein. Eine allgemeine Herleitung für die spektrale Dichtefunktion eines nichtmagnetisierten, stoßfreien, homogenen und nichtrelativistischen Plasmas für Streuung von Licht an Elektronen lässt sich in (Sheffield 1975, Kapitel 2), (Hutchinson 2000, Kapitel 7) und (Evans und Katzenstein 1969) finden. Mit dem klassischen Elektronenradius (Sheffield 1975, S. 15)

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} \approx 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ m} , \quad (1.11)$$

folgt für die in das Raumwinkelement $d\Omega$ und das Frequenzintervall $d\omega$ gestreute Strahlungsleistung (Warner und Hieftje 2001; Marshall und Hieftje 1988)

$$P_D(\vec{R}, \omega_D) = P_L \frac{r_e^2 L}{2\pi} n_e d\Omega d\omega_D |\vec{r}_D \times (\vec{r}_D \times \vec{e}_L)|^2 S(\vec{k}, \omega) . \quad (1.12)$$

\vec{e}_L ist der Einheitsvektor in Richtung des elektrischen Feldes und damit parallel zur Polarisation der einfallenden Welle. Dieser Vektor gibt auch die Dipolachse des streuenden Elektrons vor. \vec{r}_D ist der Einheitsvektor, der in Richtung des Detektors zeigt. Die spektrale Dichtefunktion $S(\vec{k}, \omega)$ beschreibt die Form des Streuspektrums über der Frequenz ω und den Streuvektor \vec{k} . Sie ist eine Autokorrelation der Dichteschwankungen der lokalen Elektronendichte und Bewegung. Es gibt über sie zahlreiche theoretische Arbeiten mit unterschiedlichen Ansätzen und für verschiedene Plasmen.

Besonders durchgesetzt hat sich für das hier vorliegende Plasmaregime der bereits erwähnte Ausdruck von (Salpeter 1960), deren genaue Herleitung sich ebenfalls in (Evans und Katzenstein 1969; Sheffield 1975; Hutchinson 2000) nachlesen lässt. Sie wird auch als stoßfreie Theorie bezeichnet, da sie eine Stoßfrequenz kleiner als die Plasmafrequenz voraussetzt (Warner und Hieftje 2001). Die von dieser Theorie verwendeten Formeln werden im nächsten Unterabschnitt 1.3.2 behandelt. Hierzu wird im Vergleich die MFF-Theorie von (Gregori u. a. 2002) verwendet (siehe Unterabschnitt 1.3.3). Die BGK-Stoßtheorie findet in dieser Arbeit bis auf einen einmaligen Vergleich keine Anwendung. Erstens nehmen die Einflüsse durch Stöße auf das Streuspektrum mit zunehmend weniger Teilchen in der DEBYE-Kugel

1.3 Der Streuprozess

zu (Evans und Katzenstein 1969), womit die Voraussetzungen eines idealen Plasmas für diese Theorie immer schlechter erfüllt werden. Zweitens liefert die Theorie bei Hochdruckentladungen wie dem Plasma-Jet oder Lichtbögen im Rahmen der Messfehler gleiche Elektronendichten und -temperaturen wie die SALPETER-Theorie. Einen Vergleich der älteren Stoßtheorien findet man im Übersichtsartikel von (Mostovych und DeSilva 1986).

Die sich nun anschließende kurze Darstellung zur Herleitung der analytischen spektralen Dichtefunktion folgt der von (Sheffield 1975, Kapitel 6.3). Für ein Niedrigtemperatur-Plasma unter Vernachlässigung von Stößen erhält man:

$$S(\vec{k}, \omega) = \frac{2\pi}{k} \left| 1 - \frac{G_e(\vec{k}, \omega)}{\varepsilon(\vec{k}, \omega)} \right|^2 f_{e0} + \frac{2\pi Z}{k} \left| \frac{G_e(\vec{k}, \omega)}{\varepsilon(\vec{k}, \omega)} \right|^2 f_{i0}. \quad (1.13)$$

Hierbei ist $\varepsilon(\vec{k}, \omega) = 1 + G_e(\vec{k}, \omega) + G_i(\vec{k}, \omega)$ die longitudinale dielektrische Funktion mit seinen Komponenten $G_e(\vec{k}, \omega)$ und $G_i(\vec{k}, \omega)$. f_{e0} und f_{i0} sind die eindimensionalen und normierten Geschwindigkeitsverteilungen der Elektronen und Ionen im Zwei-Flüssigkeitsmodell. Eine weitere Annahme, die für die hier untersuchten Hochdruck-Plasmen sicherlich gerechtfertigt ist, sind MAXWELL-Geschwindigkeitsverteilungen für die Elektronen

$$f_{e0} = \frac{1}{\sqrt{\pi} v_e^2} e^{-v^2/v_e^2} \quad (1.14)$$

und für die Ionen

$$f_{i0} = \frac{1}{\sqrt{\pi} v_i^2} e^{-v^2/v_i^2}. \quad (1.15)$$

Die mittleren Geschwindigkeiten sind dann durch $v_e = \sqrt{2k_B T_e/m_e}$ und $v_i = \sqrt{2k_B T_i/m_i}$ gegeben. Man erhält mit dem Parameter α :

$$\alpha = \frac{1}{k\lambda_D} = \frac{\lambda_L}{4\pi\lambda_D \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}, \quad (1.16)$$

$$G_e(\vec{k}, \omega) = \alpha^2 W(x_e) \quad (1.17)$$

und

$$G_i(\vec{k}, \omega) = \alpha^2 Z \frac{T_e}{T_i} W(x_i) . \quad (1.18)$$

$W(x)$ ist die Dispersionsfunktion des Plasmas (Hutchinson 2000):

$$W(x) = 1 - 2xe^{-x^2} \int_0^x e^{p^2} dp + i\sqrt{\pi}x e^{-x^2} , \quad x \in \{x_e, x_i\} , \quad (1.19)$$

$$x_e = \frac{\omega}{kv_e} \quad (1.20)$$

und

$$x_i = \frac{\omega}{kv_i} . \quad (1.21)$$

Damit folgt für $S(\vec{k}, \omega)$:

$$S(\vec{k}, \omega) = \frac{2\sqrt{\pi}}{kv_e} \left(\frac{A_e}{|\varepsilon|^2} + \frac{A_i}{|\varepsilon|^2} \right) , \quad (1.22)$$

mit

$$\begin{aligned} A_e &= e^{-x_e^2} \left[\left(1 + \alpha^2 Z \frac{T_e}{T_i} \Re(W(x_i)) \right)^2 + \left(\alpha^2 Z \frac{T_e}{T_i} \Im(W(x_i)) \right)^2 \right] \quad \text{und} \quad (1.23) \\ A_i &= Z \sqrt{\frac{m_i T_e}{m_e T_i}} e^{-x_i^2} \left[(\alpha^2 \Re(W(x_e)))^2 + (\alpha^2 \Im(W(x_e)))^2 \right] . \end{aligned}$$

1.3.2 Salpeter-Näherung

Im Bereich, in dem $T_e/T_i \approx 1$ gilt, hat (Salpeter 1960) gezeigt, dass das Streuspektrum eine relativ einfache Form annimmt. Mit $m_e \ll m_i$ gilt in diesem Fall $x_e/x_i \ll 1$. Die Summanden aus Gleichung 1.22 lassen sich nun weiter in die sogenannte *Elektronenkomponente* (engl. *electron feature*) und die *Ionenkomponente* (engl. *ion feature*) zerlegen.

Der erste Term in Gleichung 1.22 beinhaltet den Beitrag der freien Elektronen für

1.3 Der Streuprozess

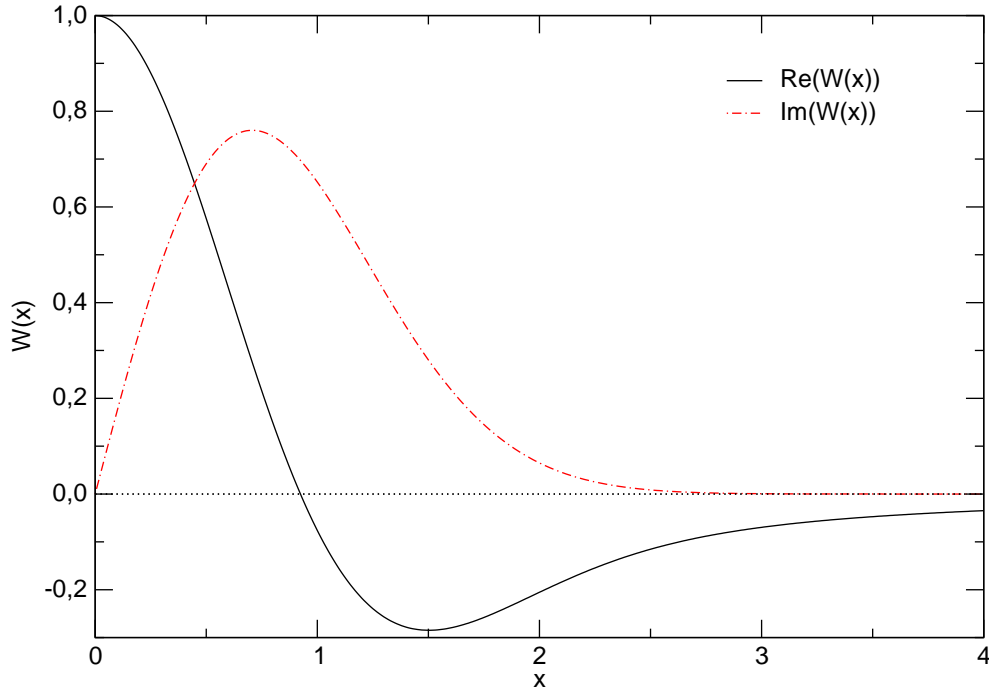


Abbildung 1.3: Real- und Imaginärteil der Funktion $W(x)$

$\alpha \ll 1$ und den Beitrag der Elektronen inklusive ihrer DEBYE-Abschirmung für $\alpha \gtrsim 1$. Die Abschirmung ergibt sich aus der Abstoßung der anderen Elektronen und der Anziehung der Ionen. Somit gehen die Ionen in die Form des Schildes ein und damit auch der Faktor $\alpha^2 Z T_e / T_i \Re(W(x_i))$. Der größte Teil der Elektronen bewegt sich allerdings so schnell, dass die Ionen dieser Bewegung nicht folgen können. Die Abschirmung wird hauptsächlich durch die Abstoßung durch andere Elektronen erreicht. Im Hochfrequenzteil des Spektrums ($x_e \approx 1$ und $x_i \gg 1$) verschwinden Real- und Imaginärteil der Funktion $W(x_i)$, da die Ionen-LANDAU-Dämpfung bei diesen hohen Phasengeschwindigkeiten vernachlässigbar ist. Die Ionen spielen nur bei niedrigen Frequenzen eine Rolle. Bei $T_e/T_i \approx 1$ ist die Ionen-Akustische-Resonanz (engl. *ion acoustic resonance*) schwach. Damit ergibt sich die Näherung:

$$S_e(\vec{k}, \omega) = \frac{2\sqrt{\pi} e^{-x_e^2}}{k v_e [(1 + \alpha^2 \Re(W(x_e)))^2 + (\alpha^2 \Im(W(x_e)))^2]} . \quad (1.24)$$

Der zweite Summand in Gleichung 1.22 stammt nach (Sheffield 1975) von den langsamen Elektronen, die gebündelt die Abschirmung der einzelnen Ionen übernehmen. Dieser Term liefert nur einen Beitrag, wenn man eine Größenordnung betrachtet, die ungefähr gleich oder größer als die DEBYE-Länge ist. Dies wird durch die Abhängigkeit von α deutlich. Durch den Faktor $e^{-x_i^2}$ ist der Term nur im Bereich von $0 < x_i$ von Bedeutung. Da sich die Abschirmung der Ionen aus den attraktiven Kräften der Elektronen und den repulsiven Kräften der anderen Ionen zusammensetzt, spiegelt dieser Teil des Spektrums die thermische Verteilung der Ionen und der Ionenschallwellen (engl. *ion acoustic waves*) wider. Ferner gilt im Regime von $T_e m_i / T_i m_e \gg 1$, dass $x_e \ll 1$ ist. Daraus folgt $\Re(W(x_e)) \simeq 1$ und $\Im(W(x_e)) \simeq 0$. Damit kann die Ionenkomponente durch

$$S_i(\vec{k}, \omega) = \frac{2\sqrt{\pi}}{k v_i} \frac{Z \alpha^4 e^{-x_i^2}}{\left[1 + \alpha^2 + \alpha^2 Z \frac{T_e}{T_i} \Re(W(x_i))\right]^2 + \left[\alpha^2 Z \frac{T_e}{T_i} \Im(W(x_i))\right]^2} \quad (1.25)$$

approximiert werden. Sheffield gibt für diese Näherung noch die folgende Warnung an (Sheffield 1975): Die Näherung ist nur gültig, falls T_e/T_i nicht deutlich größer als eins ist und falls keine relative Drift zwischen den Ionen und den Elektronen besteht. In beiden Fällen wird die LANDAU-Dämpfung der Elektronen wichtig.

Die komplette Form des Spektrums wird durch

$$S(\vec{k}, \omega) = \frac{2\sqrt{\pi}}{k v_a} \Gamma_\alpha(x_e) + \frac{2\sqrt{\pi}}{k v_i} Z \left(\frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2}\right)^2 \Gamma_\beta(x_i) \quad (1.26)$$

beschrieben. Hierbei ist:

$$\Gamma_\alpha(x) = \frac{e^{-x^2}}{\left[1 + \alpha^2 \Re(W(x))\right]^2 + \left[\alpha^2 \Im(W(x))\right]^2} \quad (1.27)$$

und

$$\beta^2 = Z \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \frac{T_e}{T_i}. \quad (1.28)$$

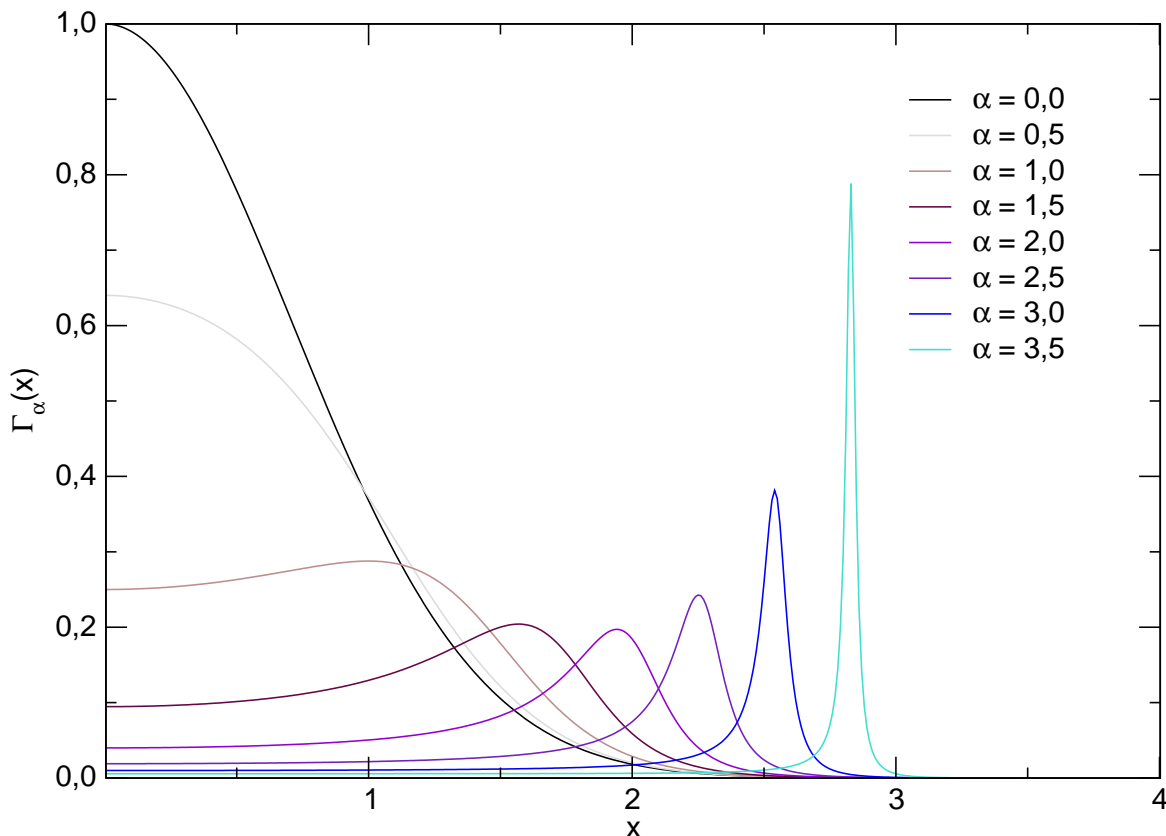


Abbildung 1.4: Die Funktion $\Gamma_\alpha(x)$

Der in Gleichung 1.16 definierte α -Parameter wird zur Unterscheidung zwischen inkohärenter und kohärenter Streuung herangezogen. α ist das Verhältnis aus der effektiven Streuwellenlänge $\frac{2\pi}{k} = \frac{\lambda_L}{4\pi \sin(\theta/2)}$ und der DEBYE-Länge λ_D . Wenn $\frac{2\pi}{k}$ deutlich kleiner als λ_D ist, wird $\alpha \ll 1$. Dann können die kollektiven Effekte vernachlässigt werden, und die Elektronen streuen frei. Kohärente Streuung beobachtet man, wenn $\frac{2\pi}{k}$ größer als die DEBYE-Länge ist und dadurch die Elektronendichtefluktuationen während des Streuprozesses korreliert sind. Diesen Zusammenhang verdeutlicht Abbildung 1.5, wobei die Länge $\frac{2\pi}{k}$ durch die rote Welle repräsentiert wird (van de Sande 2002).

Im inkohärenten Fall ist die über alle Frequenzen integrale Streulichtintensität direkt proportional zur Elektronendichte. Allgemein ist die Funktion $S(\vec{k}, \omega)$ nicht normiert

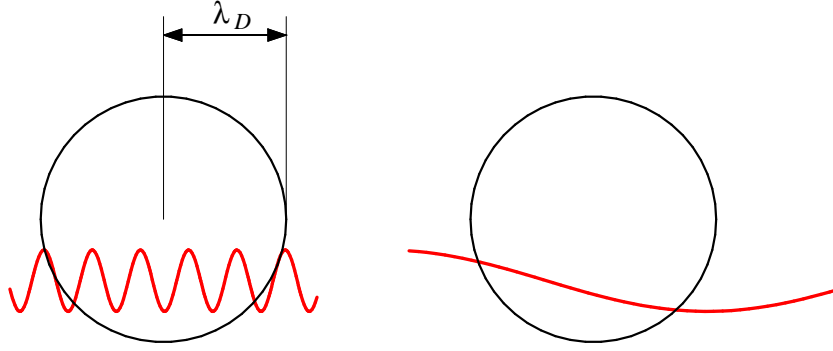


Abbildung 1.5: Der inkohärente (links) und der kohärente (rechts) Streuprozess

(Warner und Hieftje 2001):

$$\int \frac{1}{2\pi} S(\vec{k}, \omega) d\omega = \int S_e(\vec{k}, \omega) d\omega + \int S_i(\vec{k}, \omega) d\omega = S_e(\vec{k}) + S_i(\vec{k}), \quad (1.29)$$

$$S_e(\vec{k}) = \frac{1}{1 + \alpha^2}, \quad (1.30)$$

$$S_i(\vec{k}) = \frac{Z\alpha^4}{(1 + \alpha^2) \left(1 + \alpha^2 + Z \left(\frac{T_e}{T_i} \right) \alpha^2 \right)}. \quad (1.31)$$

Abbildung 1.6 zeigt das Integral aus 1.29 bei unterschiedlichen Verhältnissen von Elektronen- und Ionentemperatur. Der totale Streuquerschnitt hängt damit von α und dem Verhältnis von T_e zu T_i ab (siehe Abbildung 1.7). Der Grenzwert des totalen Streuquerschnitts für $\alpha \rightarrow \infty$ geht gegen $\frac{Z}{1+Z T_e/T_i}$.

Mithilfe der SALPETER-Näherung wurden die folgenden Spektren eines Argonplasmas berechnet. Die Wellenlänge des eingestrahlteten Lasers λ_L beträgt 532 nm. x_e und x_i werden anhand der Gleichungen D.4 und D.5 genähert. Abbildung 1.8 zeigt Abhängigkeit der Elektronenkomponente S_e von den charakteristischen Parametern α und T_e .

Die Abhängigkeit der Ionenkomponente S_i von α , T_e , T_i und Z wird in den Abbildungen 1.9 und 1.10 dargestellt. Die Ionenkomponente verschwindet für $\alpha = 0$. Die Satelliten bilden sich mit zunehmendem α aus und werden schärfer. Steigende Tem-

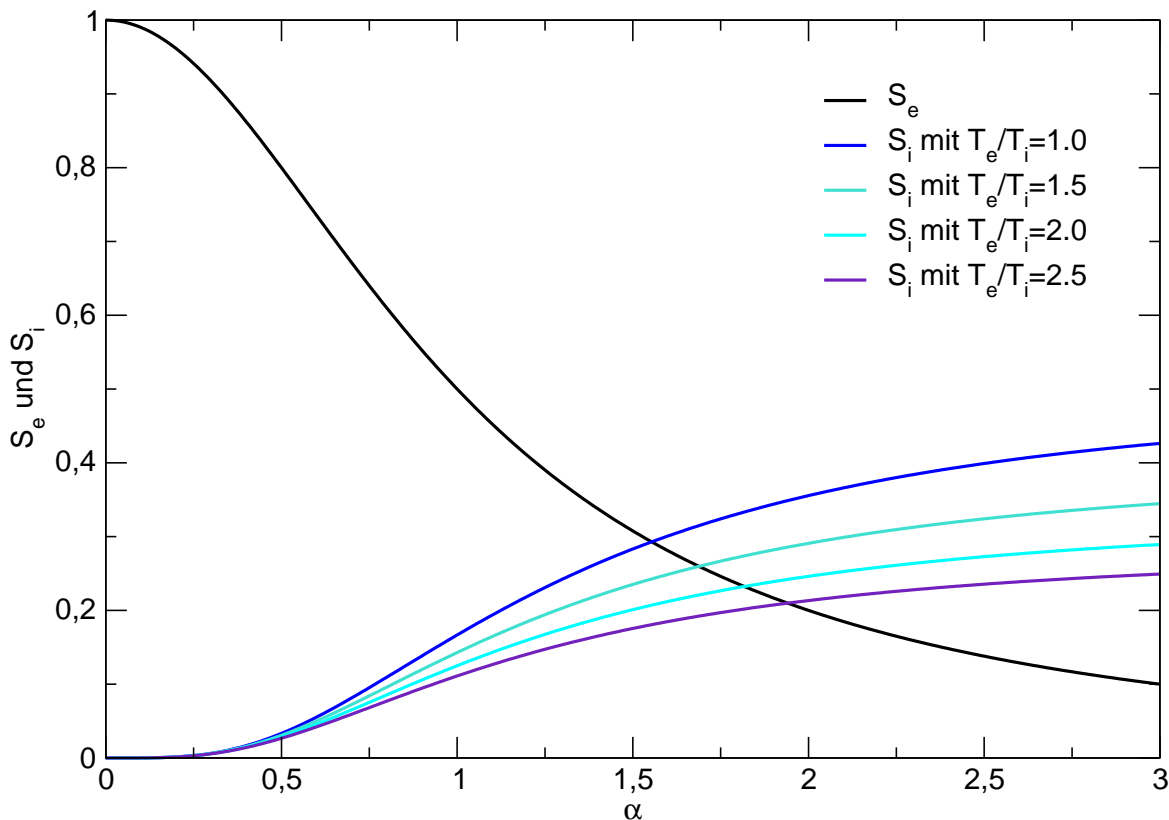


Abbildung 1.6: Die spektral integrierte Elektronenkomponente in Abhängigkeit von α und die spektral integrierte Ionenkomponente in Abhängigkeit von α und dem Verhältnis von T_e zu T_i

peraturen verbreitern das Spektrum.

Bei konstant gehaltener Elektronentemperatur T_e und konstantem α werden die Maxima mit steigender Iontemperatur verbreitert und wandern leicht nach außen (siehe Abbildung 1.10).

Experimentell beobachtete Spektren setzen sich, wie in Abbildung 1.11 skizziert, aus Beiträgen der THOMSON-Streuung mit Elektronen- und Ionenkomponente, der RAYLEIGH-Streuung und dem Falschlicht zusammen. Hier wird deutlich, dass sich auf den zentralen Kanälen des Spektrums RAYLEIGH-Streuung, Ionenkomponente und Falschlicht addieren, deren spektrale Breite in dem hier verwendeten experimentellen Aufbau jeweils durch die Apparatfunktion des eingesetzten Spektrographen bestimmt ist.

Messfehler können sich bei Hochdruckentladungen und kleinen α -Werten bei der Be-

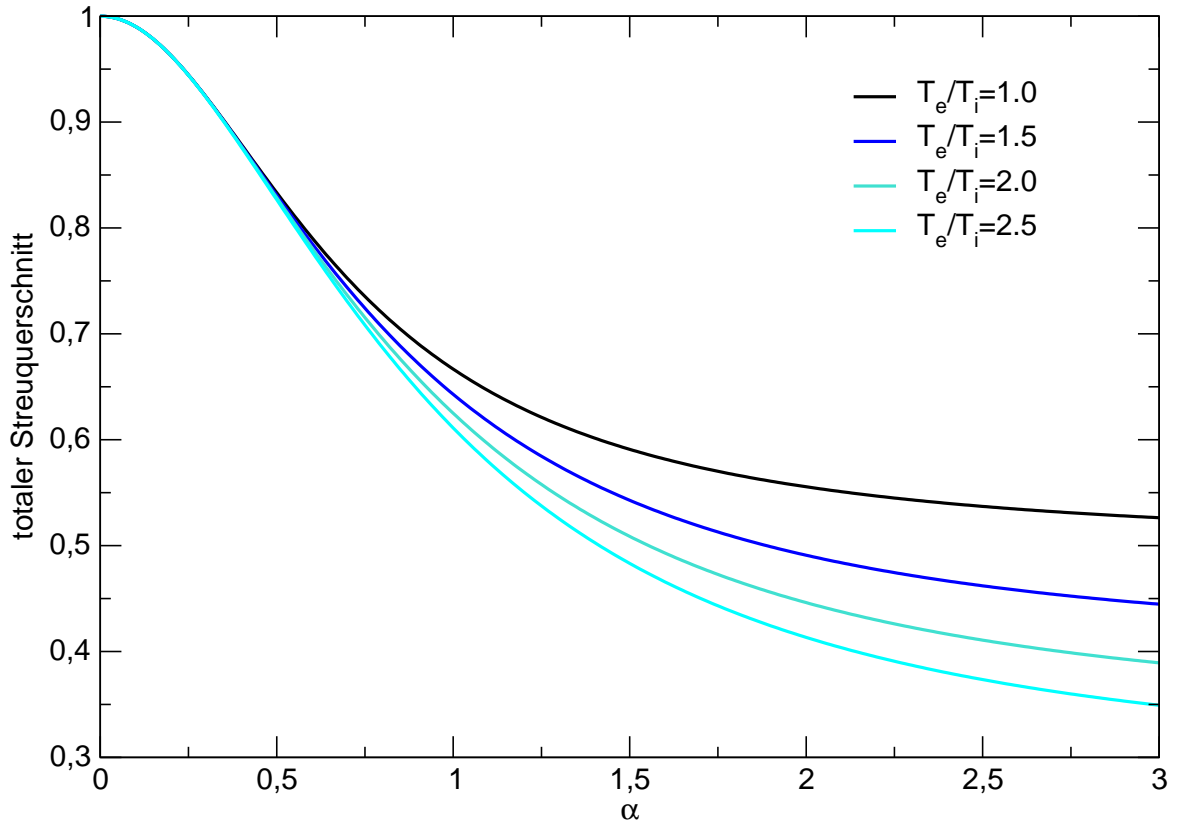


Abbildung 1.7: Der totale Streuquerschnitt in Abhängigkeit von α und dem Verhältnis von T_e zu T_i

stimmung des α -Parameters ergeben. Das Integral über die spektrale Dichtefunktion der Elektronenkomponente der THOMSON-Streuung skaliert gemäß Gleichung 1.29 mit $\frac{1}{1+\alpha^2}$ und ist im inkohärenten Fall normiert ($\alpha = 0$). Um die Elektronendichte ermitteln zu können, muss dieser Faktor bekannt sein. Da das Zentrum des Spektrums von RAYLEIGH-Streulicht dominiert wird, fehlen bei der Anpassung häufig die Informationen aus diesem Bereich, um zu entscheiden, ob eine Gausskurve vorliegt, oder ob das Spektrum gegenüber der Gaussfunktion abgeflacht ist. Dieser Fehler wirkt sich auf die Bestimmung der Elektronendichte und der Elektronentemperatur aus. Nimmt man fälschlicherweise $\alpha \ll 1$ an, gibt man systematisch zu kleine Elektronendichten und zu hohe Elektronentemperaturen an. Häufig wird die Elektronentemperatur T_e , wie bei (Marshall und Hieftje 1988) beschrieben, über die Steigung der Geraden ermittelt, die man über die logarithmisch aufgetragene Intensität des THOMSON-Streulichtes über

1.3 Der Streuprozess

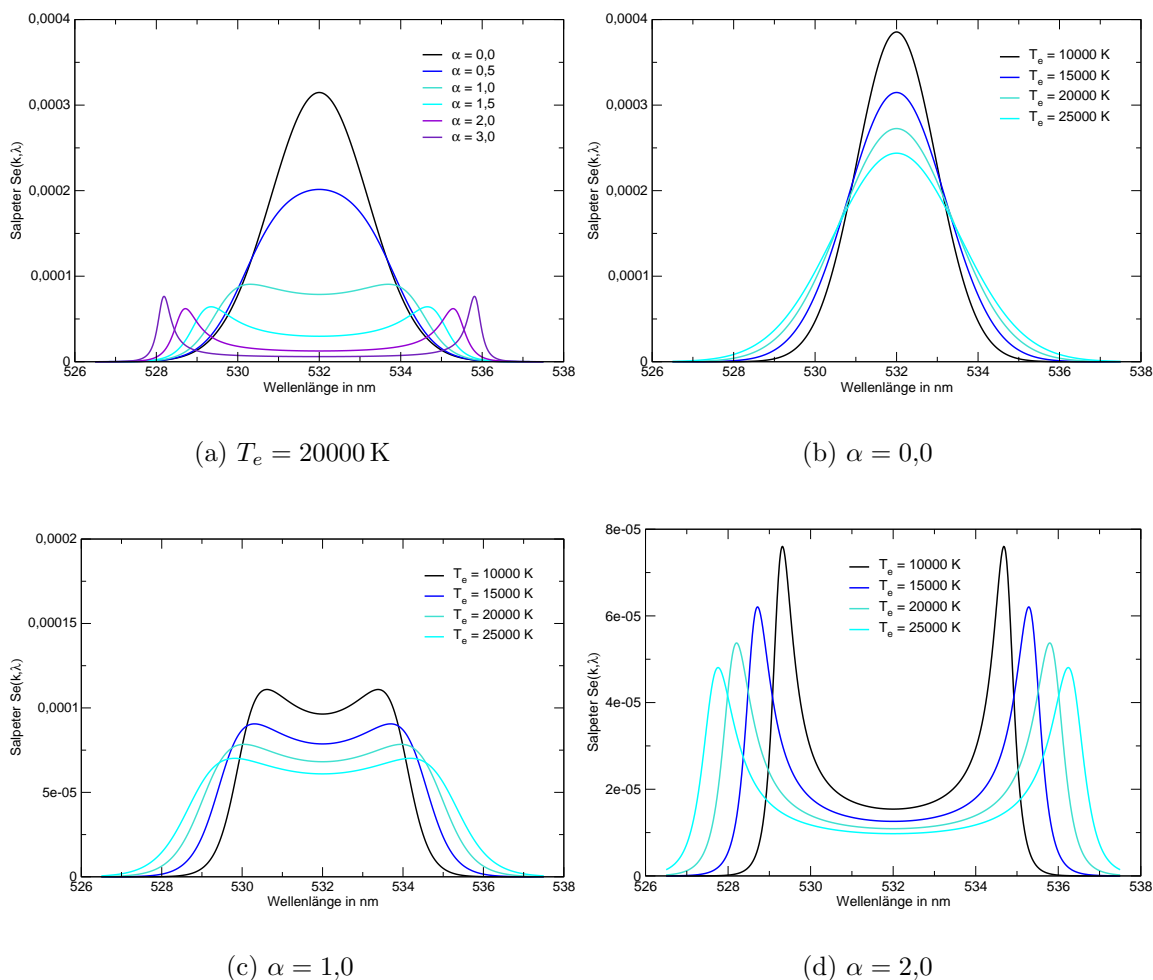
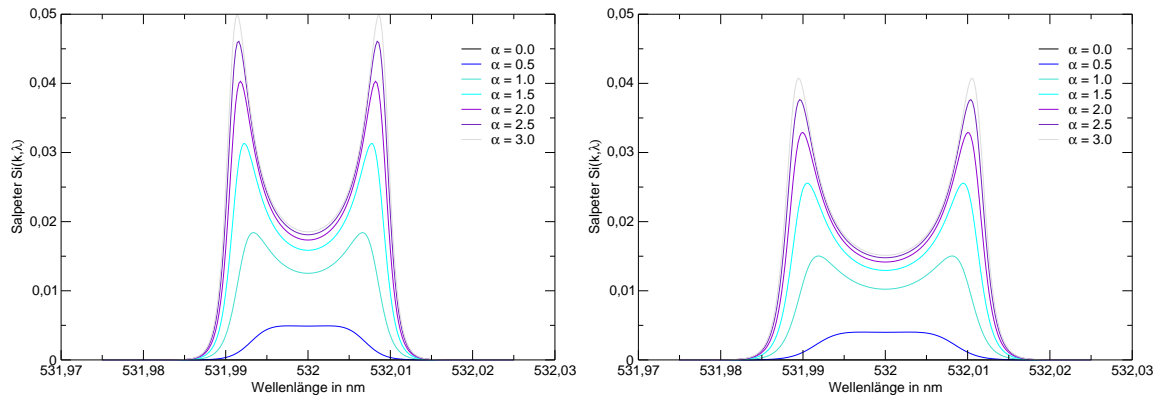


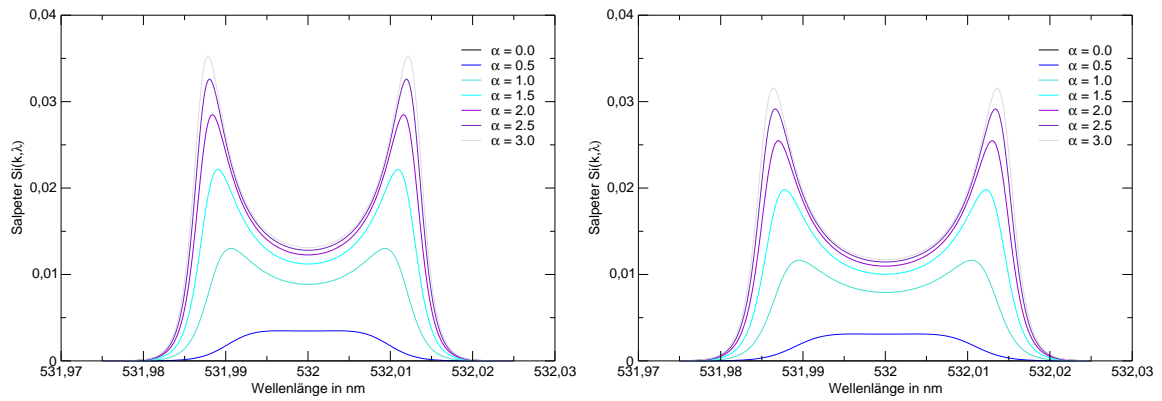
Abbildung 1.8: Einfluss des α -Parameters und der Temperatur auf die Elektronenkomponente

dem Quadrat der Wellenlänge erhält (dies bildet die Gauss-Funktion auf eine Gerade ab). Nach (Warner und Hieftje 2001, Kap. 3.1) wird diese Steigung bei der Darstellung nichtlinear, wenn die Intensitätsverteilung gegenüber der Gaussfunktion abgeflacht ist. Es können dann neben den fehlerhaften Angaben von n_e und T_e zusätzlich fälschlicherweise Abweichungen von der MAXWELL-Geschwindigkeitsverteilung diagnostiziert werden.



(a) $T_e = T_i = 10000$ K

(b) $T_e = T_i = 15000$ K

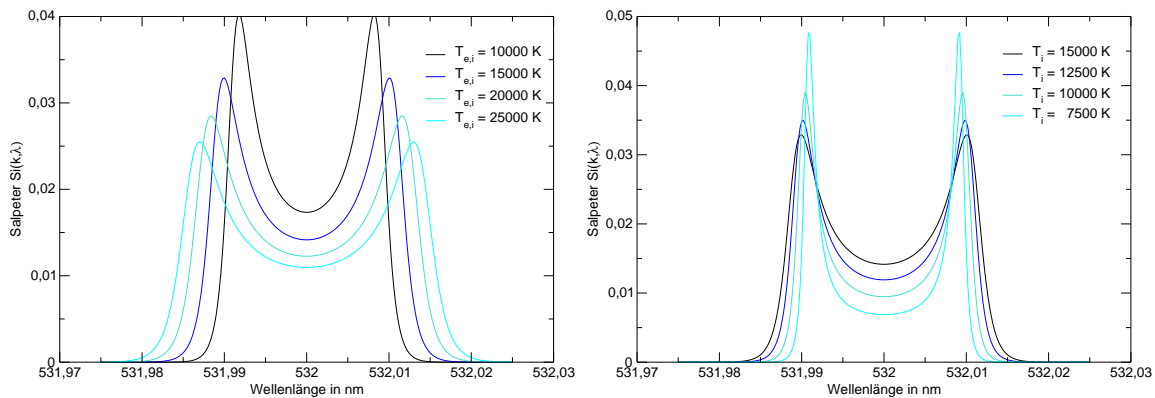


(c) $T_e = T_i = 20000$ K

(d) $T_e = T_i = 25000$ K

Abbildung 1.9: Einfluss des α -Parameters auf die Ionenkomponente bei verschiedenen Temperaturen

1.3 Der Streuprozess



(a) Temperaturvariation mit $T_e = T_i$

(b) Variation der Ionentemperatur T_i bei $T_e = 15000$ K

Abbildung 1.10: Einfluss der Temperatur auf den Verlauf des Spektrums der Ionenkomponente bei $\alpha = 2.0$

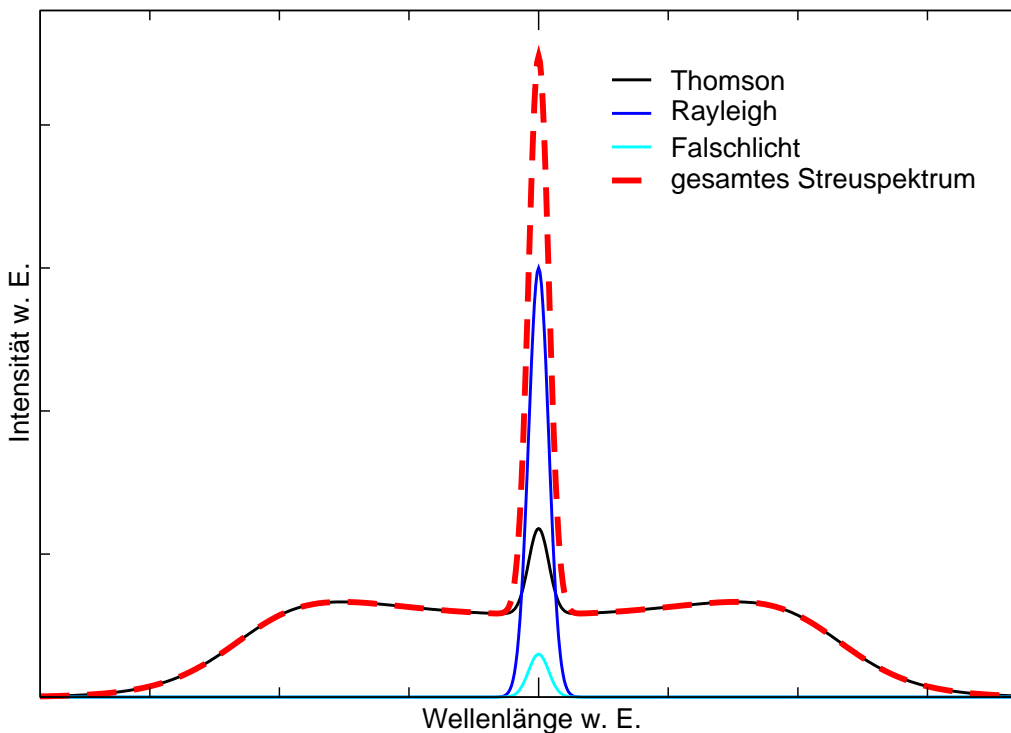


Abbildung 1.11: Die einzelnen Beiträge zum gesamten Streuspektrum

1.3.3 Memory-Function-Formalism-Theorie

Die Theorie des *Memory-Function-Formalism*, im folgenden kurz MFF genannt, geht auf (Gregori u. a. 2002) zurück. Sie ist für schwach nichtideale Plasmen gültig und berücksichtigt Stöße. Das von den Elektronen gestreute Licht ist wieder proportional zur spektralen Dichtefunktion $S(k, \omega)$. Da die Funktion Dichteschwankungen der Ladungsträger beinhaltet, gibt es einen niederfrequenten Beitrag von langsamen Elektronen, deren Bewegung an die der Ionen gekoppelt ist und einen hochfrequenten Anteil, der von den schnellen Elektronen stammt. Die sich anschließende, kurze Darstellung der Theorie folgt (Gregori u. a. 2002).

Die MFF-Theorie beschreibt nur den hochfrequenten Beitrag des Streuspektrums (die Elektronenkomponente) $S_{ee}(\vec{k}, \omega)$ mit den Elektronendichteschwankungen. Für ein isotropes Plasma hängt die spektrale Dichtefunktion nur vom Betrag k des Vektors \vec{k} ab:

$$S_{ee}(k, \omega) = \frac{1}{2\pi N} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} \langle \varrho_e(\vec{k}, t) \varrho_e(-\vec{k}, t) \rangle dt, \quad (1.32)$$

wobei $\langle \dots \rangle$ für das thermische Mittel über die Fourierkomponenten $\varrho_e(\vec{k}, t)$ der zeitabhängigen Elektronendichte $\varrho_e(\vec{r}, t) = \sum_{s=1}^N \delta(\vec{r} - \vec{r}_s(t))$ steht. Hierbei sind N die Teilchenzahl und $\vec{r}_s(t)$ der zeitabhängige Ortsvektor des Teilchens s . Über

$$S_{ee}(k, \omega) \simeq \frac{1}{\omega} \frac{2k^2}{k_{Debye}^2} \Im \left(\frac{1}{\varepsilon(k, \omega)} \right), \quad (1.33)$$

verknüpft (Gregori u. a. 2002) die Funktion mit der Korrelationsfunktion aller Ladungsträger, deren hochfrequenter Anteil bis auf den Faktor 2 mit $S_{ee}(k, \omega)$ übereinstimmt:

$$S_{zz}(k, \omega) \simeq \frac{1}{\omega} \frac{k^2}{k_{Debye}^2} \Im \left(\frac{1}{\varepsilon(k, \omega)} \right). \quad (1.34)$$

Dabei sind $\varepsilon(k, \omega)$ wieder die dielektrische Funktion des Plasmas (engl. *longitudinal dielectric function*) und k_{Debye} die reziproke DEBYE-Länge.

Die Funktion $S_{zz}(k, \omega)$ lässt sich in Frequenzmomente entwickeln, wobei aufgrund der

1.3 Der Streuprozess

Symmetrie alle ungeraden Frequenzmomente verschwinden. Die geraden Momente lauten:

$$\Omega_{2n} = \int \omega^{2n} S_{zz}(k, \omega) d\omega . \quad (1.35)$$

Die Frequenzmomente haben eine physikalische Bedeutung. Das nullte Moment Ω_0 liefert die gesamte Streulichtleistung bei gegebenem Streuwinkel. Ω_2 ist eine neue Formulierung der Teilchenzahlerhaltung. Das vierte Moment Ω_4 beinhaltet Wechselwirkungseffekte. Unter Vernachlässigung der höheren Momente und nach zahlreichen weiteren Näherungen erhält man:

$$\Omega_0 \simeq \frac{k^2}{k^2 + k_{Debye}^2} , \quad (1.36)$$

$$\Omega_2 \simeq \frac{1}{2} (kv_t)^2 , \quad (1.37)$$

$$\Omega_4 \simeq \frac{1}{2} [3(kv_t)^4 + (kv_t)^2 \omega_p^2] . \quad (1.38)$$

$v_t = \sqrt{k_B T / m_e}$ ist die Elektronengeschwindigkeit. Durch den Ansatz über eine unbekannte *memory function* (Hansen u. a. 1975):

$$N(k, \omega) = N'(k, \omega) + iN''(k, \omega) \quad (1.39)$$

vereinfacht sich die spektrale Form des Streuspektrums zu

$$S_{zz}(k, \omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{(kv_t)^2 N'(k, \omega)}{[\omega^2 - \omega_o^2 - \omega N''(k, \omega)]^2 + [\omega N'(k, \omega)]^2} . \quad (1.40)$$

Dabei gilt:

$$\omega_o^2 = \frac{\Omega_2}{\Omega_0} . \quad (1.41)$$

In diesem phänomenologischen Ansatz werden die *memory functions* so gewählt, dass sie $S_{zz}(k, \omega)$ über die drei niedrigsten Ordnungen der Frequenzmomente Ω_{2n} exakt wiedergeben. Der Vorteil dieses Ansatzes wird darin gesehen, dass darauf verzichtet werden kann, die Ladungsträgerdichteschwankungen durch eine mikroskopische und

damit sehr schwierige und aufwändige Theorie zu beschreiben.

Die Dämpfung der Wellen wird durch:

$$N'(k, \omega) = \sqrt{\pi} \tau_k (\omega_{1l}^2 - \omega_o^2) e^{-\tau_k^2 \omega^2} \quad (1.42)$$

beschrieben. Hierbei ist

$$\omega_{1l}^2 = \frac{\Omega_4}{\Omega_2} \quad (1.43)$$

und τ_k die k -abhängige Relaxationszeit für die Dämpfung der kollektiven Moden. Die Dispersion lautet:

$$N''(k, \omega) = 2\tau_k (\omega_{1l}^2 - \omega_o^2) e^{-\tau_k^2 \omega^2} \int_0^{\tau_k \omega} e^{y^2} dy . \quad (1.44)$$

Das gemessene Streuspektrum ist durch:

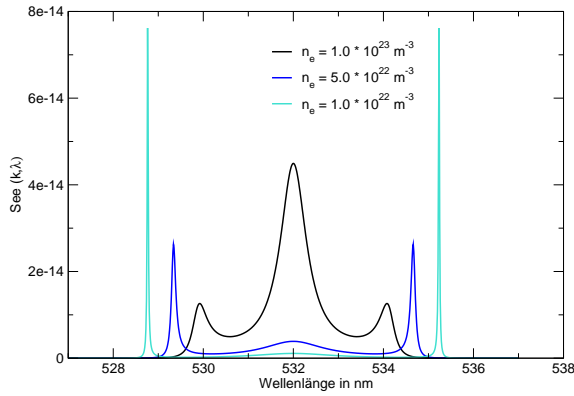
$$I(k, \omega) = A \int h_i(\omega') S_{zz}(k, \omega' - \omega) d\omega' + B , \quad (1.45)$$

mit der Apparatfunktion $h_i(\omega')$, der Amplitude A und einem konstanten Untergrund B gegeben. Die Amplitude hängt von Geometriefaktoren, der Detektoreffizienz, der Anzahl der streuenden Elektronen und der Temperatur ab. (Gregori u. a. 2002) verwenden den LEVENBERG-MARQUARDT-Algorithmus von (Press u. a. 1996) mit den Fitparametern ω^2 , ω_{1l}^2 , τ_k , A und B . Demgegenüber wurde in dieser Arbeit auf die Evolutionsstrategie zurückgegriffen mit den Fitparametern n_e , T_e , τ_k und einer Amplitude. Der Untergrund wurde zuvor durch eine separate Routine subtrahiert.

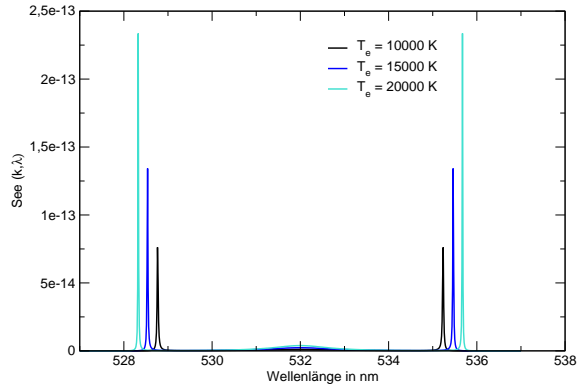
In der Arbeit von (Gregori u. a. 2002) wird die MFF-Theorie um die früher vorgeschlagene Gradientenkorrektur erweitert (Gregori u. a. 1999). Auf diese zusätzliche Korrektur wurde in dieser Arbeit verzichtet, da sie durch die Beobachtungen von (Snyder u. a. 2000) als umstritten gelten muss. Ferner wurde der Laser in dieser Arbeit erheblich stärker fokussiert (die Strahltaile betrug $150 \mu\text{m}$ gegenüber 2mm von (Gregori u. a. 2002)), so dass nur Gradienten in der Größenordnung oder kleiner als

1.3 Der Streuprozess

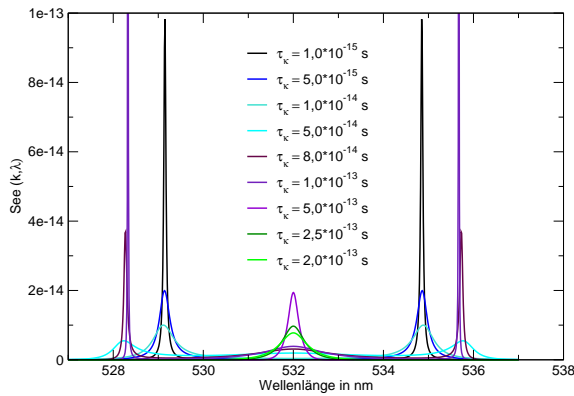
die Strahltaile eine Rolle spielen. Die Abbildung 1.12 zeigt den Einfluss der Parameter n_e , T_e und τ_k auf das Streuspektrum bei der Laserwellenlänge $\lambda_L = 532$ nm und einem Streuwinkel θ von 90° .



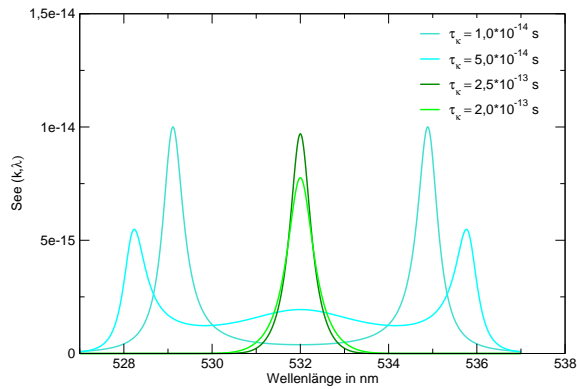
(a) $T_e = 10000$ K, $\tau_k = 10^{-13}$ s



(b) $n_e = 10^{23}$ m⁻³, $\tau_k = 10^{-13}$ s



(c) $n_e = 10^{23}$ m⁻³, $T_e = 20000$ K



(d) $n_e = 10^{23}$ m⁻³, $T_e = 20000$ K

Abbildung 1.12: Einfluss der MFF-Parameter n_e , T_e und τ_k auf die Form des Spektrums

1.4 Rayleigh-Streuung

Nach (Landau und Lifshitz 1960, Band 8, §94) und (Born 1985, §81) kann RAYLEIGH-Streuung als elastische und nichtresonante Streuung von Licht an Dichteschwankungen in einem durchleuchteten Medium betrachtet werden. Die Form des Spektrums wird wie bei der THOMSON-Streuung durch diese Dichteschwankungen bestimmt (Sugawara und Yip 1968; Clark 1975). Analog zum α -Parameter der THOMSON-Streuung wird für die RAYLEIGH-Streuung der Parameter y definiert (Pitz u. a. 1976; Clark 1975):

$$y = \frac{1}{kl} . \quad (1.46)$$

k ist der Betrag des in Gleichung 1.8 definierten Streuvektors. l ist die mittlere freie Weglänge der Gasatome. Die folgende Fallunterscheidung für die unterschiedlichen Bereiche von y nach (Pitz u. a. 1976) beschreibt die Form des Spektrums.

Bei $y \gg 1$ liegt kohärente Streuung vor. Die Stöße sind dominant und der Streuprozess kann durch einen hydrodynamischen Formalismus beschrieben werden. Das Spektrum besteht aus drei Linien. Die mittlere Linie liegt auf der eingestrahnten Laserfrequenz. Die beiden anderen sind zur mittleren um die BRILLOUIN-Frequenz symmetrisch verschoben. Die beiden BRILLOUIN-Komponenten werden durch Streuung an den thermisch angeregten Dichteschwankungen erzeugt, die sich als Schallwellen im Medium ausbreiten und durch den DOPPLER-Effekt in der Frequenz verschoben werden.

Bei $y \approx 1$ ist die Wellenlänge der Dichteschwankungen ungefähr so groß wie die mittlere freie Weglänge. Dieser Bereich wird als kinetischer Bereich beschrieben, bei dem Stoßeffekte dominant werden. Die beiden BRILLOUIN-Komponenten und die zentrale Linie wandern zusammen.

Der Streuprozess ist stoßfrei, falls $y \ll 1$ gilt. Die Dichteschwankungen sind unkorreliert und die Streuung kann als unabhängige Streuung einzelner Teilchen beschrieben werden. Ein Teilchen, das wie ein Atom oder ein Molekül klein gegenüber der eingestrahnten Wellenlänge ist, schwingt aufgrund seines momentanen Dipolmomentes im elektrischen Feld des Lichtes und sendet Dipolstrahlung aus. Im Ruhesystem des

1.4 Rayleigh-Streuung

streuenden Teilchens ist die Frequenz gleich der der einfallenden Welle. In jedem anderen Koordinatensystem ergibt sich eine DOPPLER-Verschiebung. Das resultierende Streulicht von allen Teilchen aus dem Streuvolumen ergibt sich über die Summation der Einzelstreulichtintensitäten. Das einfallende Licht wird durch die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Gasteilchen von den einzelnen Teilchen unterschiedlich verschoben. Dadurch wird das resultierende Spektrum DOPPLER-verbreitert und im Falle einer MAXWELL-Geschwindigkeitsverteilung GAUSS-förmig.

Die gesamte Streulichtleistung P_S ist analog zu Gleichung 1.6 durch die eingestrahelte Leistung P_L , die Schwerteilchendichte n_g , den RAYLEIGH-Streuquerschnitt σ_R und die Länge des Streuvolumens L gegeben:

$$P_S = P_L n_g \sigma_R L . \quad (1.47)$$

RAYLEIGH- und THOMSON-Streuung besitzen die gleiche räumliche Abstrahlcharakteristik. Durch den in der Regel verwendeten experimentellen Aufbau sind die Streulängen ebenfalls identisch. Deshalb kann RAYLEIGH-Streuung sehr einfach zur relativen Intensitätskalibration bei der Bestimmung der Elektronendichte aus inkohärenten THOMSON-Streuspektren, der Zuordnung der Gastemperatur aus dem integralen RAYLEIGH-Streulicht und bei der Angabe eines Falschlicht-Äquivalents eingesetzt werden.

1.4.1 Kalibration mit Rayleigh-Streuung

Im Falle inkohärenter THOMSON-Streuung kann inkohärente RAYLEIGH-Streuung zur Absolutkalibration des Detektionssystems bei der Bestimmung der Elektronendichte aus dem integrierten Streulicht herangezogen werden. Hierzu wird das Entladungsgefäß mit einem Gas bekannten Streuquerschnitts und bekannten Drucks geflutet. Anschließend wird das RAYLEIGH-Streulicht ohne Entladung beobachtet. Dabei bleiben der Strahlengang und alle weiteren Einstellungen am Laser und am Detektor identisch zu den Einstellungen, die bei der THOMSON-Streuung verwendet werden. Damit sind in

beiden Fällen die Streulänge, der Raumwinkel und die Detektor-Empfindlichkeit gleich und die Geometriefaktoren müssen nicht bestimmt werden. Der Streuprozess produziert ein Signal bei der Laserwellenlänge. Die beobachtete spektrale Breite ist bei Raumtemperatur und dem üblicherweise verwendeten spektralen Auflösungsvermögen durch die Breite der Apparatefunktion des Spektralapparates und des Detektors bestimmt. Die Intensität des RAYLEIGH-Streulichtes hängt gemäß Abschnitt 1.3 nur von der Anzahldichte der Streuer n_g , der Länge des Streuvolumens, dem Streuquerschnitt und der Laserleistung ab. Nach (Warner und Hieftje 2001) lautet der Zusammenhang zwischen dem integralen THOMSON-Streulicht aus der Entladung und dem integralen RAYLEIGH-Streulicht des Gases ohne Entladung zur Kalibration der Elektronendichte:

$$n_e = n_g \frac{\int I(\lambda) d\lambda}{I_R} \frac{P_{IR} \sigma_R}{P_{IT} \sigma_T} . \quad (1.48)$$

Hier sind P_{IR} und P_{IT} die Laserleistungen während der RAYLEIGH-Streuung und der THOMSON-Streuung. σ_T ist der totale THOMSON-Streuquerschnitt. Der totale RAYLEIGH-Streuquerschnitt der Gasteilchen ist σ_R . Einige differentielle Streuquerschnitte sind in Tabelle 1.4.1 angegeben. $\int I(\lambda) d\lambda$ und I_R sind die detektierten Streulicht-Intensitäten der THOMSON-Streuung und der RAYLEIGH-Streuung. Ist $\alpha \ll 1$, so gilt:

$$n_e = (1 + \alpha^2) n_g \frac{\int I(\lambda) d\lambda}{I_R} \frac{P_{IR} \sigma_R}{P_{IT} \sigma_T} . \quad (1.49)$$

Bei den hier untersuchten Gasentladungen unterscheidet sich das Streulicht der THOMSON-Streuung spektral nur geringfügig von der Laserwellenlänge, so dass in fast allen Arbeiten an Hochdruckplasmen auf eine Kalibration der unterschiedlichen Spektralbereiche verzichtet wird. Darüber hinaus muss die Laserenergie nicht absolut bekannt sein. Gemäß Gleichung 1.48 reicht es, die Laserleistungen bei der RAYLEIGH-Streuung und der THOMSON-Streuung relativ zueinander zu kennen und dadurch das Leistungsverhältnis P_{IR}/P_{IT} angeben zu können. Im einfachsten Fall beobachtet man das Streulicht einmal ohne Entladung und einmal während der Entladung im gleichen Gas jeweils bei bekanntem Druck mit gleicher Laserleistung. Das RAYLEIGH-Streulicht ist

1.4 Rayleigh-Streuung

bei der Justage sehr hilfreich.

Fehlerquellen sind Falschlicht und in unsauberen Gefäßen Staub (wegen des im Verhältnis zu σ_R großen Streuquerschnitts). Spielt einer dieser Effekte eine Rolle und wird nicht berücksichtigt, kann das RAYLEIGH-Streulicht zu hoch bewertet werden. Die Elektronendichte wird dann zu klein angegeben.

Eine weiterer Fehler ergibt sich, wie unter 1.3.2 beschrieben, bei Hochdruckentladungen und kleinen α -Parametern. Die Bestimmung des Formparameters kann durch die Überlagerung mit RAYLEIGH-Streulicht auf den zentralen Kanälen des Streuspektrums methodisch bedingt hohe Ungenauigkeiten beinhalten (Warner und Hieftje 2001). Wird dennoch von $\alpha \ll 1$ ausgegangen, so wird die Elektronendichte zu niedrig geschätzt.

An dieser Stelle sei erwähnt, dass häufig auch RAMAN-Streuung zur Kalibration herangezogen wird (van de Sande 2002). Diese Methode ist geeignet, um Falschlicht-Probleme zu vermeiden und um ein spektral breiteres Kalibrationssignal zu erhalten. Dafür muss gegebenenfalls ein Gasartwechsel durchgeführt werden und die Intensitätsverhältnisse der einzelnen RAMAN-Übergänge müssen kalibriert werden.

Element	$\frac{d\sigma_R}{d\Omega}$ in $10^{-32} \text{ m}^2 \text{ sr}^{-1}$	Quelle
<i>Ar</i>	5,24	(Snyder u. a. 1993)
<i>Ar</i>	5,40	(van de Sande 2002, S. 20)
<i>Ar</i> ⁺	$0,5 \cdot \sigma_{Ar}$	(Wang und Kearney 1990)
<i>Ar</i> ⁺	2,12	(van de Sande 2002, S. 20)
<i>He</i>	0,087	(van de Sande 2002, S. 20)

Tabelle 1.1: Differentielle Streuquerschnitte von Grundzuständen bei $\lambda_L = 532 \text{ nm}$ unter einem Streuwinkel $\theta = 90^\circ$

1.4.2 Bestimmung der Gastemperatur über Rayleigh-Streuung

RAYLEIGH-Streuung kann auch direkt zur Plasmadiagnostik herangezogen werden (Wang und Kearney 1990; Murphy und Farmer 1992; Snyder u. a. 1993). Die DOPPLER-Verschiebung des RAYLEIGH-Spektrums kann zur Messung der Gasflussgeschwindigkeit und die spektrale Breite des GAUSS-förmigen Spektrums kann zur Bestim-

mung der kinetischen Gastemperatur herangezogen werden. Die Frequenzverschiebung ergibt sich aus dem Produkt des Streuvektors und der Strömungsgeschwindigkeit (Snyder u. a. 1993). Aufgrund des hierfür nötigen hohen Auflösungsvermögens wird diese Diagnostikmethode im Folgenden nicht weiter betrachtet. Bei dem verwendeten experimentellen Aufbau lässt sich nur das integrale RAYLEIGH-Streulicht bestimmen, da das Streulicht spektral so schmal ist, dass die beobachtete Breite des Spektrums durch die Apparatefunktion bestimmt wird. Bei dem hier untersuchten Plasma eines Argon-Bogens kann durch die zu (Wang und Kearney 1990) vergleichbaren und zu (Snyder u. a. 1993) moderateren Plasmaparameter von $y \ll 1$ ausgegangen werden. Nach Murphy u. a. sind Abweichungen bei Argon selbst bei $y \approx 0,5$ durch Atmosphärendruck bei Raumtemperatur zu vernachlässigen (Murphy und Farmer 1992). Die integrale Streulichtintensität ist bei $y \ll 1$ durch die Summe über das Produkt der Anzahlen der verschieden Teilchen innerhalb des Streuvolumens mit ihrem Streuquerschnitten gegeben.

Seien N_e die Anzahl der Elektronen, N_i die Anzahl der Ionen, N^* die Anzahl der angeregten Atome und N_g die Anzahl der Atome im Grundzustand. Wenn man wie Wang und Kearney PLTG annimmt und damit aus dem Temperaturgleichgewicht mit T_e nur die Grundzustandsatome mit T_g herausfallen, lautet die Dalton-Gleichung (Wang und Kearney 1990):

$$\frac{pV}{k_B} = (N_e + N_i + N^*)T_e + N_g T_g. \quad (1.50)$$

Hiermit und aus dem Verhältnis der Streulichtintensität bei $\lambda_L = 532$ nm von Argon bei Atmosphärendruck und Raumtemperatur $I_R^{297\text{K}}$ zur Streulichtintensität aus dem Plasma I_R^{Plasma} , erhält man nach (Wang und Kearney 1990) (nach Korrektur):

$$T_g = 297 \text{ K} \cdot \frac{I_R^{297\text{K}}}{I_R^{Plasma}} \left(1 - 1.5 \frac{N_i}{N_g} \right). \quad (1.51)$$

In diese Herleitung geht ein, dass der Streuquerschnitt von Argon-Ionen halb so groß wie der der Grundzustandsatome ist: $\sigma_i = 0.5\sigma_R$, die angeregten Atome den

1.4 Rayleigh-Streuung

gleichen Streuquerschnitt wie die Grundzustandsatome haben und letztendlich genau wie der Anteil der THOMSON-Streuung vernachlässigbar sind. Wang und Kearney geben für die Näherung einen Gültigkeitsbereich zwischen 500 K – 10000 K an (Wang und Kearney 1990). Mit steigender Temperatur nimmt allerdings der Anteil der angeregten Atome, Ionen und Elektronen zu. In den Arbeiten von Cronrath u. a., Warner und Hieftje wird auf potentielle systematische Fehler durch Streuung an metastabilen Atomen hingewiesen (Cronrath u. a. 1995; Warner und Hieftje 2001). Der berechnete Streuquerschnitt von metastabilen Argon-Atomen ist um den Faktor 500 größer als der der Grundzustandsatome (Cronrath u. a. 1995). Der Streuquerschnitt nimmt ferner bei nahresonanter RAYLEIGH-Streuung erheblich zu. Bei einer eingestrahnten Laserwellenlänge von $\lambda_L = 532$ nm geben Snyder u. a. den Streuquerschnitt des $4p'[3/2]$ -Zustandes mit $\sigma_{4p'[3/2]} = 840\sigma_R$ an, da er bei 531,8 nm einen nahresonanten Übergang zum Zustand $7d'[5/2]$ darstellt (Snyder u. a. 1993). Die Autoren beschreiben weiter, dass dieser bei 107290 cm^{-1} liegende Zustand selbst bei den Temperaturen (LTG-Temperaturen bis zu $T = 15000$ K) des dort verwendeten Hochstrom-Jets ($I \in [300\text{ A}, 900\text{ A}]$) nicht genügend besetzt ist, um einen relevanten Beitrag zu liefern. Um den Einsatzbereich der RAYLEIGH-Streuung genauer zu spezifizieren, haben Murphy und Farmer die verschiedenen Einflüsse für 90° -Streuung an Argon und Helium bei Atmosphärendruck theoretisch und experimentell genauer untersucht (Murphy und Farmer 1992). Sie zeigen, dass das Streulicht der Grundzustandsatome polarisiert und das der angeregten depolarisiert ist. Der Einfluss der angeregten Atome kann so über das Intensitätsverhältnis von depolarisierter zu polarisierter Streustrahlung geprüft werden. Das Streulicht der angeregten Atome wird größer als das der Grundzustandsatome falls $T > 13000$ K wird (Murphy und Farmer 1992, Fig. 1). In (Murphy und Farmer 1992, Fig. 7) wird gezeigt, dass die Ionen-Komponente der kohärenten THOMSON-Streuung im selben Spektralbereich wie die RAYLEIGH-Streuung schon bei wesentlich kleineren Temperaturen nicht zu vernachlässigende Beiträge liefert als die angeregten Atome. Solange inkohärente THOMSON-Streuung vorliegt, kann die dann dominante Elektronenkomponente mit dem üblichen Auflösungsvermögen

bei Atmosphärendruckentladungen in der Regel vernachlässigt werden, da sie im relevanten Spektralbereich nur vernachlässigbar wenig Streulicht liefert. Die Berücksichtigung der inkohärenten THOMSON-Streuung wird bei (Warner und Hieftje 2001) beschrieben. Das Streulicht im Spektralbereich der RAYLEIGH-Streuung wird nach (Murphy und Farmer 1992) bei Argon bis zu einer Temperatur von ca. 9000 K und bei Helium bis zu einer Temperatur von ca. 11000 K von Grundzustandsatomen dominiert, bevor die Ionenkomponente einen Beitrag größer als 5 % liefert. Nach (Murphy und Farmer 1992) grenzen diese Temperaturen den Einsatzbereich zur Bestimmung der Gastemperatur aus dem integralen Streulicht ein. Bei Messungen oberhalb dieser Temperaturen müssen alle relevanten Streumechanismen berücksichtigt werden.

Bei kleinen Ionisierungsgraden kann man Gleichung 1.51 weiter vereinfachen. Die Gleichung, die man dann erhält, lässt sich durch die Vernachlässigung der Beiträge von Elektronen, angeregten Atomen und Ionen direkt herleiten. Die idealen Gasgleichungen lauten dann bei Raumtemperatur $pV = N_{g297\text{K}} k_B 297\text{K}$ und im Plasma $pV = N_g k_B T_g$. Bei identischem Streuquerschnitt und jeweils Atmosphärendruck, erhält man über das Verhältnis beider Streulichtintensitäten:

$$T_g = 297\text{K} \cdot \frac{I_R^{297\text{K}}}{I_R^{\text{Plasma}}} . \quad (1.52)$$

Der Streulichrückgang im Plasma ist hier einfach durch die Teilchenabnahme infolge der höheren Temperatur der Gasteilchen im Plasma gegeben.

Zu den Fehlerquellen zählen hier erneut Falschlicht und Staub. Diese Elemente sowie die oben erwähnten Beiträge von angeregten Atomen mit großem Streuquerschnitt, der THOMSON-Streuung und dem Plasmaeigenleuchten können, soweit sie nicht berücksichtigt werden, zu einer zu hoch bewerteten Gasteilchendichte führen. Somit würde man systematisch eine zu kleine Gastemperatur angeben. Mit gemessener Ionenkomponente ohne Berücksichtigung der angeregten Atome und Umgebungsgasanteilen haben (Snyder u. a. 1993) Gastemperaturen bis ca. 13000 K bestimmt.

Ein wesentlicher Vorteil der Bestimmung der Gastemperatur T_g aus RAYLEIGH-

1.4 Rayleigh-Streuung

Streuung ist, dass das Streulicht immer aus dem gleichen Volumenelement von Teilchen identischen Streuquerschnitts mit derselben optischen Abbildung und der identischen spektralen Empfindlichkeit des Detektors vom selben Laser stammt. Dies macht das Verfahren unanfällig gegen die in diesen Größen steckenden Fehler. Die Gastemperatur kann trotz typischer Abweichungen vom LTG (Murphy 2001) orts- und zeitaufgelöst bestimmt werden. Aus diesen Gründen halten (Wang und Kearney 1990) diese Methode gegenüber der Interferometrie und der nahresonanten RAYLEIGH-Streuung zur Bestimmung von T_g für überlegen. Das Streulicht kann sehr einfach vor oder nach dem Betrieb der Entladung aufgenommen und nach Gleichung 1.52 mit dem Streulicht aus der Entladung zur Bestimmung der orts aufgelösten Gastemperatur T_g verknüpft werden.

1.4.3 Falschlicht

Parasitäres Streulicht des Lasers, das über mehrfache Reflexion in den Detektor gelangt, kann als THOMSON-Streulicht oder RAYLEIGH-Streulicht fehlinterpretiert werden und wird deshalb üblicherweise als Falschlicht bezeichnet. Darüber hinaus ist es eine Gefahr für die empfindlichen Detektoren. Neben der experimentellen Herausforderung, dieses Licht so weit wie möglich zu unterdrücken, muss es experimentell bestimmt und vom eigentlichen Signal subtrahiert werden. Wenn die spektrale Breite des detektierten RAYLEIGH-Streulichtes durch die Apparatefunktion des Detektors bestimmt wird, ist das Falschlicht besonders bei der RAYLEIGH-Streuung störend, da dann beide Signale auf die gleichen Detektorkanäle fallen. Als Falschlicht-Äquivalent bezeichnet man den Druck eines Testgases, das genau die gleiche Streulichtintensität liefern würde wie das Falschlicht. Zwei verschiedene Methoden zur Bestimmung des Falschlicht-Äquivalents bzw. der Falschlichtintensität werden bei (Warner und Hieftje 2001) angegeben.

1. Das RAYLEIGH-Streulicht wird über den Druck aufgetragen. Ohne Falschlicht sollte sich eine Ursprungsgerade ergeben. Mit Falschlicht erhält man eine Gerade, die die Abzisse bei negative Drucken schneidet. Der Absolutbetrag hiervon ist das

- Falschlicht-Äquivalent. Das Licht aus dem Gefäß unter Vakuum kann mangels Streuteilchen nur noch Falschlicht sein.
2. Man vergleicht die Streulichtintensitäten zweier Gase mit bekanntem Streuquerschnitt und gleichem Druck. Ähnlich zu (Wang und Kearney 1990) muss das Verhältnis dieser beiden Intensitäten I_{R_1} und I_{R_2} ohne das Falschlicht I_F das Verhältnis der Streuquerschnitte σ_{R_1} und σ_{R_2} ergeben:

$$\frac{I_{R_1} - I_F}{I_{R_2} - I_F} = \frac{\sigma_{R_1}}{\sigma_{R_2}}. \quad (1.53)$$

Die Falschlichtintensität lautet damit:

$$I_F = \frac{\frac{\sigma_{R_1}}{\sigma_{R_2}} I_{R_2} - I_{R_1}}{\frac{\sigma_{R_1}}{\sigma_{R_2}} - 1}. \quad (1.54)$$

Diese Methode kann auch angewendet werden, wenn das Entladungsgefäß nicht evakuierbar ist.

Literaturverzeichnis

Bentley 1997 BENTLEY, Robin E.: A departure from local thermodynamic equilibrium within a freely burning arc and asymmetrical Thomson electron features. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 30 (1997), S. 2880–2886

Bergmann und Schaefer 1975 BERGMANN ; SCHAEFER ; GOBRECHT, H. (Hrsg.): *Aufbau der Materie*. Bd. 2. Walter de Gruyter; Bergmann Schaefer IV, Teil 2 Lehrbuch der Experimentalphysik, 1975

Born 1985 BORN, Max: *Optik: Ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie*. Springer Verlag, 1985 (2. Nachdruck der dritten Auflage)

Bowles 1958 BOWLES, K. L.: Observation of Vertical-Incidence Scatter from the Ionosphere at 41 Mc/sec. In: *Phys. Rev. Lett.* 1 (1958), Dezember, S. 454–455

Clark 1975 CLARK, Noel A.: Inelastic light scattering from density fluctuations in dilute gases. The kinetic-hydrodynamic transition in a monatomic gas. In: *Physical Review A* 12 (1975), Juli, Nr. 1, S. 232–244

Cram u. a. 1988 CRAM, L. E. ; POLADIAN, L. ; ROUMELIOTIS, G.: Departure from equilibrium in a free-burning argon arc. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 21 (1988), S. 418–425

Cronrath u. a. 1995 CRONRATH, Wolfgang ; TANAKA, Hiroyuki ; BOWDEN, Mark D. ; UCHINO, Kiichiro ; MURAOKA, Katsunori: Measurement of the Neutral

Particle Density in an Electron Cyclotron Resonance Plasma by Rayleigh Scattering. In: *Jpn. J. Appl. Phys.* 34, Part 2 (1995), Oktober, Nr. 10B, S. L 1402–L 1404

DeSilva 2000 DESILVA, A. W.: The evolution of light scattering as a plasma diagnostic. In: *Contributions to plasma physics* 40 (2000), S. 23–35

Donko u. a. 2002 DONKO, Z. ; KALMAN, G. J. ; GOLDEN, K. I.: Caging of Particles in One-Component Plasmas. In: *Physical Review Letters* 88 (2002), Juni, Nr. 2, S. 225001–1 – 225001–4

Döbele und Hirsch 1976 DÖBELE, H. F. ; HIRSCH, K.: Evidence for laser-induced effects in laser scattering diagnostics. In: *Physics Letters A* 58 (1976), August, Nr. 3, S. 189–191

Evans und Katzenstein 1969 EVANS, D. E. ; KATZENSTEIN, J.: Laser light scattering in laboratory plasmas. In: *Rep. Prog. Phys.* 32 (1969), S. 207–271

Gregori u. a. 2002 GREGORI, G. ; KORTSHAGEN, U. ; HEBERLEIN, J. ; PFENDER, E.: Analysis of Thomson scattered light from an arc plasma jet. In: *Physical Review E* 65 (2002), April, S. 046411–1 – 046411–8

Gregori u. a. 1999 GREGORI, G ; SCHEIN, J ; SCHWENDINGER, P ; KORTSHAGEN, U ; HEBERLEIN, J ; PFENDER, E: Thomson scattering measurements in atmospheric plasma jets. In: *Physical Review E* 59 (1999), S. 2286–2291

Griem 1964 GRIEM, Hans R.: *Plasma Spectroscopy*. McGraw-Hill Book Company, 1964

Hansen u. a. 1975 HANSEN, J.-P. ; McDONALD, I. R. ; POLLOCK, E. L.: Statistical mechanics of dense ionized matter. III. Dynamical properties of the classical one-component plasma. In: *Phys. Rev. A* 11 (1975), März, S. 1025–1039

Hutchinson 2000 HUTCHINSON, I. H.: *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge University Press, 2000

- Ichimaru 1982** ICHIMARU, Setsuo: Strongly coupled plasmas: high-density classical plasmas and degenerate electron liquids. In: *Reviews of Modern Physics*, 54 (1982), Oktober, Nr. 4, S. 1017–1036
- John u. a. 1971** JOHN, P. K. ; IRISAWA, J. ; NG, K. H.: Observation of enhanced plasma waves by laser scattering. In: *Physics Letters* 36A (1971), September, Nr. 4, S. 227f.
- Jonkers u. a. 1997** JONKERS, J ; SELEN, L J. ; VAN DER MULLEN, J A M. ; TIMMERMANN, E A H. ; SCHRAM, D C.: Steep plasma gradients studied with spatially resolved Thomson scattering measurements. In: *Plasma Sources Sci. Technol.* 6 (1997), S. 533–539
- Kunze 1968** KUNZE, H. J.: The laser as a tool for plasma diagnostics. In: (Lochte-Holtgreven 1968), S. 550ff
- Könemann 2000** KÖNEMANN, Fred: *Emissionsspektroskopie im kathodennahen Bereich eines Lichtbogens*. Hannover, Germany, Institut für Atom- und Molekülphysik, Abteilung Plasmaphysik der Universität Hannover, Diss., Mai 2000
- Landau und Lifshitz 1960** LANDAU, L. ; LIFSHITZ, E.: *Electrodynamics of Continuous Media*. Bd. 8. Pergamon Press, 1960
- Lochte-Holtgreven 1968** LOCHTE-HOLTGREVEN, W. (Hrsg.): *Plasma Diagnostics*. 1. New York: Wiley, 1968
- Ludwig u. a. 1974** LUDWIG, D. ; MAHN, C. ; ESCHLWECH, A. ; VOIGT, P.: Observation of nonthermal electron density fluctuations by light scattering. In: *Plasma Physics* 16 (1974), S. 69–82
- MacGregor 2000** MACGREGOR, Scott J. (Hrsg.) ; GD2000 (Veranst.): *Proceedings of the XIII International Conference on Gas Discharges and their Applications*. Local Organising Committee of GD2000, September 2000 . – ISBN 0953910504

- Marshall und Hieftje 1988** MARSHALL, K. A. ; HIEFTJE, G. M.: Thomson scattering for determining electron concentration and temperatures in an inductively coupled plasma - I. Assessment of the technique for a low-flow, low-power plasma. In: *Spectrochimica Acta* 43B (1988), Nr. 6/7, S. 841–849
- Mostovych und DeSilva 1986** MOSTOVYCH, Andrew N. ; DESILVA, Alan W.: Laser scattering measurements of thermal ion-acoustic fluctuations in collisionally dominated plasmas. In: *Physical Review A* 34 (1986), Oktober, Nr. 4, S. 3238 – 3252
- Murphy 2001** MURPHY, A. B.: Thermal plasmas in gas mixtures. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 34 (2001), oct, Nr. 20, S. R151–R173
- Murphy und Farmer 1992** MURPHY, A. B. ; FARMER, A. J. D.: Temperature measurement in thermal plasmas by Rayleigh scattering. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 25 (1992), April, Nr. 4, S. 634–643
- Pitz u. a. 1976** PITZ, R. W. ; CATTOLICA, R. ; ROBBEN, F. ; TALBOT, L.: Temperature and Density in a Hydrogen-Air Flame From Rayleigh Scattering. In: *Combustion and Flame* (1976), Nr. 27, S. 313–320
- Press u. a. 1996** PRESS, William H. ; FLANNERY, Brian P. ; TEUKOLSKY, Saul A. ; VETTERLING, William T.: *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, 1996
- Reiche u. a. 2001** REICHE, J. ; KÖNEMANN, F. ; MENDE, W. ; KOCK, M.: Diagnostics of discharge modes of a free-burning low-current argon arc. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 34 (2001), November, Nr. 21, S. 3177–3184
- Reiche u. a. 2000** REICHE, J ; KÖNEMANN, F ; MENDE, W ; SCHULZ-GULDE, E ; KOCK, M: Investigation of the Cathode Region of a Low-Current Argon Arc. In: (MacGregor 2000), S. 202–205. – ISBN 0953910504

Ringler 1972 RINGLER, H.: Measurement of nonthermal oscillations at the plasma frequency and its harmonics in a magnetized arc plasma, using the high-frequency stark effect. In: *Physics Letters* 41A (1972), August, Nr. 1, S. 15f.

Ringler und Nodwell 1969 RINGLER, H. ; NODWELL, R. A.: Enhanced plasma oscillations observed with scattered laser light. In: *Physics Letters A* 29 (1969), April, Nr. 3, S. 151–152

Ringler und Nodwell 1969b RINGLER, H. ; NODWELL, R. A.: Enhanced cross section for scattering of laser light. In: *Physics Letters A* 30 (1969b), September, Nr. 2, S. 126f.

Röhr 1967 RÖHR, H.: A 90° Laser scattering experiment for measuring temperature and density of the ions and electrons in a cold dense theta pinch plasma. In: *Physics Letters* 25A (1967), Juni, Nr. 2, S. 167f.

Salpeter 1960 SALPETER, E. E.: Electron Density Fluctuations in a Plasma. In: *Physical Review* 120 (1960), Nr. 5, S. 1528–1535

Sheffield 1975 SHEFFIELD, John: *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation*. Academic Press, Inc., 1975

Snyder u. a. 2000b SNYDER, S. C. ; CRAWFORD, D. M. ; FINCKE, J. R.: Erratum: Dependence on the scattering angle of the electron temperature and electron density in Thomson-scattering measurements on an atmospheric-pressure plasma jet [Phys. Rev. E 61, 1920 (2000)]. In: *Physical Review E* 61 (2000b), Juni, Nr. 1920, S. 7261

Snyder u. a. 2000 SNYDER, S. C. ; CRAWFORD, D. M. ; FINCKE, J. R.: Dependence on the scattering angle of the electron temperature and electron density in Thomson-scattering measurements on an atmospheric-pressure plasma jet. In: *Physical Review E* 61 (2000), Februar, Nr. 2, S. 1920–1924

- Snyder u. a. 1993** SNYDER, S. C. ; LASSAHN, G. D. ; REYNOLDS, L. D.: Determination of gas-temperature and velocity profiles in an argon thermal-plasma jet by laser-light scattering. In: *Physical Review E* 47 (1993), März, Nr. 3, S. 1996–2005
- Snyder u. a. 1993** SNYDER, S. C. ; LASSAHN, G. D. ; REYNOLDS, L. D.: Direct evidence of departure from local thermodynamic equilibrium in a free-burning arc-discharge plasma. In: *Physical Review E* 48 (1993), S. 4124–4127
- Snyder u. a. 1994** SNYDER, S. C. ; REYNOLDS, L. D. ; FINCKE, J. R. ; LASSAHN, G. D. ; GRANDY, J. D. ; REPETTI, T. E.: Electron-temperature and electron-density profiles in an atmospheric-pressure argon plasma jet. In: *Phys. Rev. E* 50 (1994), Juli, Nr. 1, S. 519–525
- Sugawara und Yip 1968** SUGAWARA, Akira ; YIP, Sidney: Kinetic Theory Analysis of Light Scattering in Gases. In: *Physical Review* 168 (1968), April, Nr. 1, S. 121–123
- Theimer 1966** THEIMER, O.: High density corrections to the scattering cross section of a plasma. In: *Physics Letters* 20 (1966), Februar, Nr. 6, S. 639f.
- Thomson 1907** THOMSON, J. J.: *The Corpuscular Theory of Matter*. Constable, 1907
- van de Sande 2002** VAN DE SANDE, Marco J.: *Laser scattering on low temperature plasmas - High resolution and stray light rejection*, Technische Universität Eindhoven, Diss., 2002
- Wang und Kearney 1990** WANG, Zhenming ; KEARNEY, Robert J.: Rayleigh Scattering From An Argon Plasma Jet At Atmospheric Pressure. In: *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 44 (1990), Januar, Nr. 3, S. 339–343
- Warner und Hieftje 2001** WARNER, Kelly ; HIEFTJE, Gary M.: Thomson scattering from an analytical plasma. In: *Spectrochimica Acta Part B* 57 (2001), Oktober, S. 201–204

Wende 1975 Kap. X. In: WENDE, Burkhard: *Das Plasma.*
(Bergmann und Schaefer 1975), 1975, S. 1371–1507

Weßeling 1994 WESSELING, Heinz-Jürgen: *Entwicklung der Thomsonstrediagnostik zur Bestimmung von Geschwindigkeitsverteilungen in Niedertemperaturplasmen möglichst geringer Elektronendichten*, Fakultät für Physik und Astronomie an der Ruhr-Universität Bochum, Diss., 1994

2 Datenanpassung

2.1 Einleitung

Die Datenanpassung wurde zunächst mit klassischen Matrizen-Verfahren (Wallwitz 1982; Press u. a. 1996) mit dem Computer Algebra System MAPLE (Version 7) durchgeführt. Eine Anpassung mit der SALPETER-Theorie dauerte auf einem Pentium II mit 400 Mhz ca. 30 min. Dafür mussten die Daten zunächst von Hand aus dem ppm-Bildformat von dem Programm *Frame* von (Könemann 2000) in eine xy-Datei konvertiert werden. Die Anpassung war häufig nicht zufriedenstellend, da sie sehr empfindlich auf die Wahl der Startparameter reagierte. Dadurch wurde die Datenauswertung insgesamt sehr zeitaufwendig.

Ein weiteres im Institut entwickelte C-Programm namens *xmfit* von Volker Gies zur Datenanpassung baut auf (Press u. a. 1996) auf. Die Fitprozedur zur Bestimmung von Lebensdauern konnte ebenfalls in Nebenminima (Johanning 2003) laufen.

Aus diesen Gründen wurde ein neues Fitprogramm geschrieben. In dieser Arbeit wurde auf *Evolutionstrategien* zur Anpassung unter der Programmiersprache JAVA gesetzt. JAVA ist eine streng objektorientierte Programmiersprache. Mit ihr lassen sich plattformunabhängige Anwendungen schreiben (Erlenkötter und Reher 1997). Diese Eigenschaft ist besonders in heterogenen Rechnernetzen von Bedeutung. Es gibt heute zahlreiche Anwendungen für eingebettete Systeme, Mobiltelefone, Arbeitsplatzrechner und Server. In diesem Institut wurden und werden auf unterschiedlichen Hardwareplattformen verschiedene Betriebssysteme wie mehrere Linux-Distributionen, FreeBSD, OpenBSD, Solaris, Windows 98, Me und 2000 eingesetzt. Die Objektorientierung bietet

die Möglichkeit, den einmal geschriebenen Quelltext leicht wiederverwenden und auch Teile von anderen Programmierern einbinden zu können. JAVA wurde von der Firma Sun Microsystems entwickelt und 1995 veröffentlicht (Lemay und Cadenhead 2001). Inzwischen gibt es mehrere kommerzielle Hersteller (z.B. Sun, IBM) und freie Open-Source Varianten (blackdown, Kaffee, gcj). Die JAVA-Quelltexte werden von einem Compiler in einen sogenannten *Bytecode* übersetzt. Der Bytecode kann nicht direkt vom Prozessor (ausgenommen spezielle JAVA-Prozessoren) ausgeführt werden. Der Code wird von einem Bytecode-Interpreter, der *Java Virtual Machine* (JVM) ausgeführt. Der Bytecode selbst ist bereits plattformunabhängig und kann von den verschiedenen, plattformspezifischen JVM's direkt ausgeführt werden.

Durch den Einsatz des Interpreters waren CPU-lastige JAVA-Programme der ersten JAVA-Versionen um den Faktor 10 bis 20 langsamer als vergleichbare C/C++-Programme (Krüger 2002). Die Performance von JAVA wird dementsprechend häufig als Nachteil gegenüber C/C++ Programmen genannt. Die Geschwindigkeit ist seit dem Einsatz der HotSpot-Technologie jedoch kein Problem mehr. Im Gegenteil, es gibt sogar Autoren, die zeigen, dass JAVA unter bestimmten Voraussetzungen schneller als C ist (Besset 2001, Kapitel 1.6). Darüberhinaus gibt es heute mehrere Compiler, die aus den Quelltexten oder dem Bytecode direkt ausführbaren, plattformspezifischen Code erzeugen (z.B. OpenJIT, gcj).

Das *Java Development Kit* von Sun Microsystems kann kostenlos von der Web-Seite <http://java.sun.com> heruntergeladen werden.

Mehr zu und über JAVA findet man in (Lemay und Cadenhead 2001; Krüger 2002; Böhm 2002).

2.2 Evolutionsstrategien

Genetische und evolutionäre Algorithmen optimieren nach dem Vorbild der Evolution (Schatten 1997; Nissen 1997). Diese Verfahren gelten als sehr leistungsfähig und werden in vielen Bereichen eingesetzt. Zu den Optimierungsaufgaben zählen Struktu-

2.2 Evolutionsstrategien

roptimierung von Gerüsten, Chip-Entwurf, Unterstützung bei der Erstellung polizeilicher Phantombilder und Steuerung autonomer Roboter. Im Finanzdienstleistungssektor werden sie zur Datenanalyse sowie bei Klassifikations- und Prognosefragestellungen eingesetzt (Nissen 1997). Eine kurze Einführung zu diesem Thema findet man bei (Schatten 1997).

Bei den sonst üblichen Verfahren wie beispielsweise NEWTON- und QUASI-NEWTON-Algorithmen handelt es sich um lokale Optimierungsverfahren (Faires und Burden 1995). Die Anfangsnäherung für die Startwerte muss hinreichend genau sein. Von der Optimierungsfunktion wird gefordert, differenzierbar zu sein. Ihr Vorteil ist die hohe Konvergenzgeschwindigkeit. Sie werden häufig mit Verfahren kombiniert, die gute Anfangswerte zur Verfügung stellen. Die Sattelpunktmethode wird von (Faires und Burden 1995, Kapitel 10.4) empfohlen.

Demgegenüber ist die Konvergenz genetischer und evolutionärer Algorithmen globaler Natur (Schatten 1997). Genau dieser Punkt wurde als entscheidender Vorteil gegenüber den oben genannten Verfahren gewertet, da die Parameter der THOMSON-Streuung mehrere Größenordnungen überstreichen, das automatische Finden von Anfangsparametern wegen der unterschiedlichen Formen des Streuspektrums zusätzlich erschwert wird und bereits negative Erfahrungen mit der lokalen Konvergenz der oben genannten Verfahren gesammelt wurden. Während der Parametersatz bei den genetischen Algorithmen in binäre Gencodes (z.B. GRAY-Code) transformiert wird, werden die Parameter bei den evolutionären Algorithmen direkt verwendet. Um die zusätzliche Transformation in ein Gen zu sparen, wurde die Evolutionsstrategie gewählt.

Die Evolutionsstrategie geht auf (Rechenberg 1994) zurück. Zusätzliche Hinweise zur Verwendung und Notation dieser Verfahren findet man unter (Nissen 1997; Beyer u. a. 2002).

Es wurde die sogenannte (μ, λ) -Evolutionsstrategie umgesetzt. μ steht für die Anzahl der Eltern und λ für die Anzahl der Kinder. Abbildung 2.1 zeigt das Prinzip. Zunächst werden μ Eltern generiert und bewertet. Die Fit-Parameter gehen als Evolutionsparameter ein. Sie sind über den physikalisch sinnvollen Bereich zufällig verteilt. So liegen

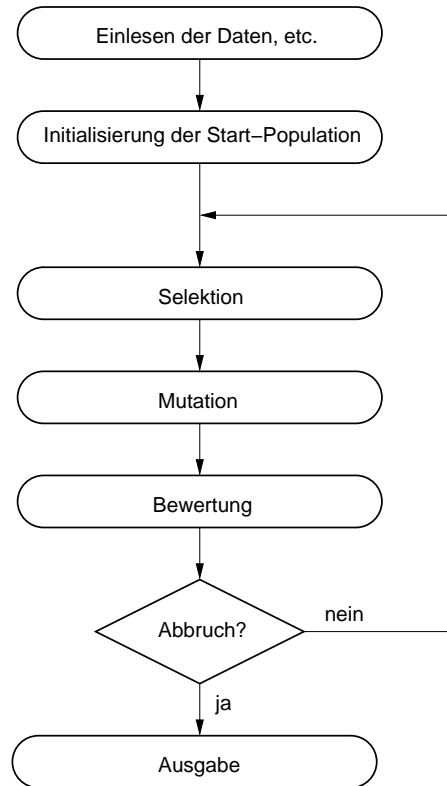


Abbildung 2.1: Struktogramm der Evolutionsstrategie

die Eltern-Individuen gleichmäßig im Phasenraum verstreut. Die Bewertung erfolgt über eine sogenannte *Qualitäts-* oder *Fitnessfunktion*. Hier wurde die Standardabweichung als Qualitätsfunktion

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n [y_{Mess}(x(i)) - y_{Theo}(x(i))]^2} \quad (2.1)$$

gewählt. $y_{Mess}(x(i))$ sind die Messwerte und $y_{Theo}(x(i))$ die theoretischen Werte von $x(i)$ an der Stelle i . Im Gegensatz zu den Matrizen-Verfahren sind fast beliebige Qualitätsfunktionen möglich. Beispielsweise könnte man bei einem minimierenden Verfahren die n -te Potenz ($n \in [1, \infty)$) des Absolutbetrages der Varianz wählen. Bei maximierenden Verfahren bietet sich der reziproke Wert hiervon an. Die bewerteten Eltern erzeugen über Rekombination λ Nachkommen. Hierfür werden zwei Eltern zur Paarung ausgewählt. Die Rekombination kann diskret und intermediär erfolgen. Werden

2.2 Evolutionsstrategien

die Parameter stochastisch von dem einen oder dem anderen Elternteil gewählt, spricht man von diskreter Rekombination. Intermediäre Rekombination bedeutet, dass die neuen Werte aus dem Mittelwert der Parameter von zwei Eltern gewählt werden. Der Anteil von diskreter zur intermediärer Rekombination wird in Form eines Parameters an die Rekombinationsmethode übergeben und kann so während der Optimierung gesteuert werden. Anschließend findet bei den Nachkommen eine Mutation statt. Für die Selektion wurden zwei verschiedene Verfahren programmiert. Das erste Verfahren sortiert die Individuen nach dem Prinzip der Bestenliste (*High-Score*) und lässt nur die μ -Besten überleben. Bei der zweiten Variante überleben die Individuen, die eine höhere Fitness besitzen, mit höherer Wahrscheinlichkeit. Ein Schalter für das Überleben des besten Eltern-Individuums ist ebenfalls vorgesehen (sogenannter *Goldener Käfig*).

Es wurden unterschiedliche Fit-Programme geschrieben, getestet und auch anderen Arbeitsgruppen zur Verfügung gestellt. Da an dieser Stelle nur kurz die Funktion erklärt werden soll, wird exemplarisch das Programm beschrieben, das die zeilenweise Anpassung eines Bildes im *SPE*-Format (Ausgabeformat des Programms (WinSpec 1999) zur Kamerasteuerung) durchgeführt hat. An das Programm wird auf der Kommandozeile die anzupassende Datei übergeben, eine Apparatfunktion, ein Steuerungsparameter, die Nummer der Startzeile, die Nummer der letzten auszuwertenden Zeile und die Anzahl der Zeilen über die jeweils gemittelt werden soll. Der Steuerungsparameter stellt die vorgegebenen Werte von μ , λ und die maximale Anzahl der Generationen ein. Die Anpassung und die Fit-Parameter können während der Optimierung im Terminal verfolgt werden.

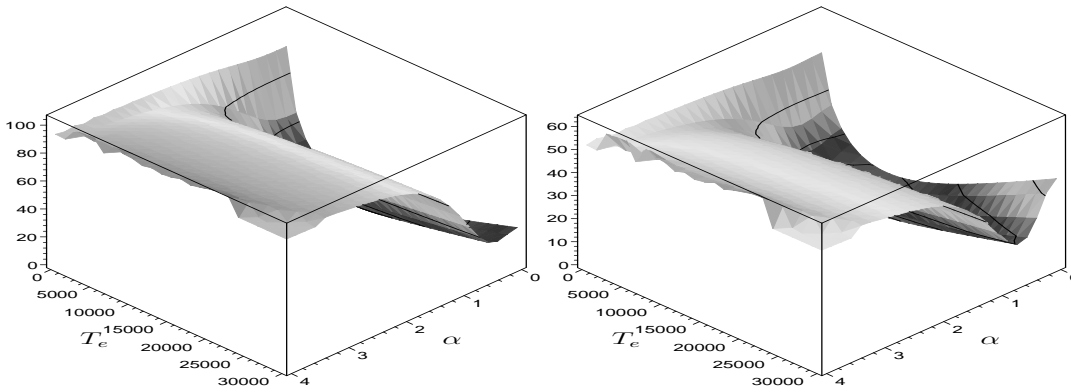
Die grafische Ausgabe kann über die Programme *gnuplot* und *xmgrace* auf dem Bildschirm oder einem Drucker erfolgen. Die Fit-Parameter werden zusätzlich in einer separaten Datei gespeichert.

2.3 σ^2 -Feld

In diesem Abschnitt wird kurz gezeigt, wie stark Abweichungen der Fitparameter α , T_e und der *Amplitude* vom Optimum zu einer Zunahme der Qualitätsfunktion σ^2 führen. Gezeigt wird ein Vergleich der unverrauschten Daten bei Verwendung der Elektronenkomponente der SALPETER-Formel ohne Berücksichtigung der zentralen Komponente. Abbildung 2.2 zeigt das $(N - 1) \cdot \sigma^2$ -Feld für verschiedene Parameter der THOMSON-Streuung nach der SALPETER-Theorie, wobei N die Anzahl der Messpunkte ist.

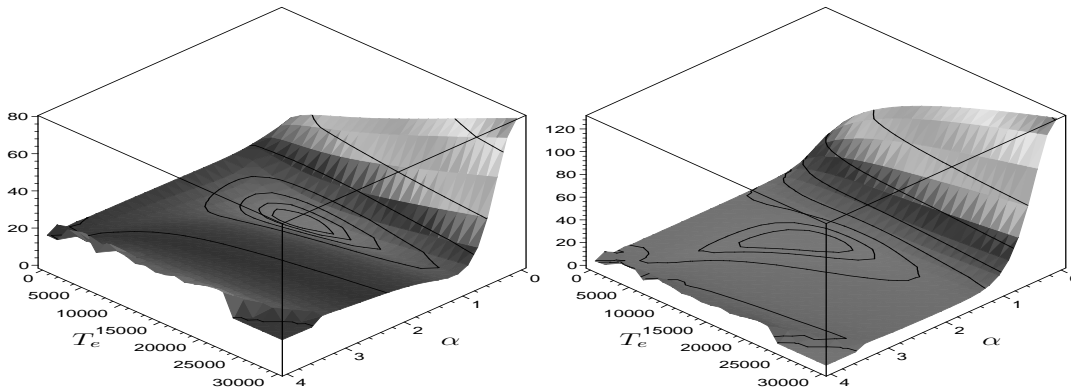
Gezeichnet wurden die Standardabweichungen einer vorgegeben Elektronenkomponente in Abhängigkeit von α und der Elektronentemperatur T_e bei $N = 712$. Der Einfluss der Amplitude wurde nicht untersucht. Die Abbildung demonstriert, dass mit zunehmendem α -Parameter und zunehmender Temperatur Abweichungen vom Optimum zu immer kleineren Änderungen in σ^2 führen.

Bei einem realen Spektrum muss noch die Amplitude, der Versatz des Spektrums vom Symmetriezentrum, die Zentralkomponente aus Falschlicht, RAYLEIGH-Streuung und Ionenkomponente berücksichtigt werden. Durch Rauschen sind lokale Minima möglich, die zu Schwierigkeiten bei der Optimierung mit den *Hill-Climbing-Verfahren* führen können (Schatten 1997). Der Abstand der Höhenlinien beträgt 1.



(a) $\alpha = 0.0$ und $T_e = 10000$ K

(b) $\alpha = 0.5$ und $T_e = 10000$ K



(c) $\alpha = 1.0$ und $T_e = 10000$ K

(d) $\alpha = 2.0$ und $T_e = 10000$ K

Abbildung 2.2: $(N - 1) \cdot \sigma^2$ -Feld für verschiedene Parameter der THOMSON-Streuung . Die angegebene Parameterkombination in der Bildunterschrift stellt jeweils die optimale Lösung dar. Ein Testspektrum mit den gleichen Parametern landet im Minimum. Auf der x- und y-Achse stehen die Testparameter α und T_e . Auf der z-Achse ist die berechnete, quadrierte und mit $N = 712$ skalierte Standardabweichung $(N - 1) \cdot \sigma^2$ aufgetragen.

Literaturverzeichnis

Beset 2001 BESSET, Didier H.: *Object-Oriented Implementation of Numerical Methods: An Introduction with Java and Smalltalk*. Morgan Kaufmann Publishers, 2001

Beyer u. a. 2002 BEYER, Hans-Georg ; SCHWEFEL, Hans-Paul ; WEGENER, Ingo: How to analyse evolutionary algorithms / University of Dortmund. Secretary of the SFB 531, University of Dortmund, Dept. of Computer Science/XI, 44221 Dortmund, Germany, August 2002 (CI-139/02). – Reihe Computatinal Intelligence, Collaborative Research Center 531

Böhm 2002 BÖHM, Oliver: *Java Software Engineering unter Linux*. 1. Aufl. SuSE Press, September 2002

Erlenkötter und Reher 1997 ERLenkÖTTER, Helmut ; REHER, Volker: *Java: HTML, Script, Applets und Anwendungen*. rororo computer, 1997

Faires und Burden 1995 FAIRES, J. D. ; BURDEN, Richard L.: *Numerische Methoden, Näherungsverfahren und ihre praktischen Anwendungen*. Spektrum Akademischer Verlag, 1995

Johanning 2003 JOHANNING, Michael: *Einzelpulseffekte an partiell gesättigter laserinduzierter Fluoreszenz*. Callinstraße 1, 30167 Hannover, Institut für Atom- und Molekülphysik der Univerität Hannover, Diss., 2003

- Krüger 2002** KRÜGER, Guido: *Handbuch der Java-Programmierung*. 3. Addison-Wesley, 2002
- Könemann 2000** KÖNEMANN, Fred: *Emissionsspektroskopie im kathodennahen Bereich eines Lichtbogens*. Hannover, Germany, Institut für Atom- und Molekülphysik, Abteilung Plasmaphysik der Universität Hannover, Diss., Mai 2000
- Lemay und Cadenhead 2001** LEMAY, Laura ; CADENHEAD, Roger: *Java™ 2*. Markt+Technik Verlag, 2001
- Nissen 1997** NISSEN, Volker: *Einführung in evolutionäre Algorithmen: Optimierung nach dem Vorbild der Evolution*. Vieweg, 1997
- Press u. a. 1996** PRESS, William H. ; FLANNERY, Brian P. ; TEUKOLSKY, Saul A. ; VETTERLING, William T.: *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, 1996
- Rechenberg 1994** RECHENBERG, Ingo: *Evolutionstrategie '94*. Frommann-Holzboog, 1994
- Schatten 1997** SCHATTEN, Alexander: *Genetische Algorithmen*. Skript und Internet. Oktober 1997. – <http://www.ifs.tuwien.ac.at/~aschatt/>
- Wallwitz 1982** WALLWITZ, Rainer: *Praxisbezogene Anwendung der Microcomputer in der Naturwissenschaft*. Luther Verlag, 1982
- WinSpec 1999** WINSPEC: *WinSpec User's manual*. Version 2.4. 3660 Quakerbridge Road, Trenton, NJ 08619, USA: Roper Scientific, September 1999

3 Lichtbogen

3.1 Grundlagen des elektrischen Lichtbogens

Der Lichtbogen auch Bogenentladung genannt, wurde Anfang des 19. Jahrhunderts kurz nach der revolutionären Erfindung der künstlichen Stromquelle von VOLTA (1800) (siehe (<http://www.licht-museum.de>)) fast zeitgleich von dem britischen Naturwissenschaftler SIR HUMPHRY DAVY und dem Russen PETROV beschrieben. In der Literatur lassen sich für die Entdeckung von DAVY unterschiedliche Jahreszahlen finden: z. B. 1808 (Finkelnburg und Maecker 1956; <http://www.licht-museum.de>), 1812 (Microsoft Encarta 1999; Brockhaus Enzyklopädie 1990). Er führte einen Bogen zwischen zwei Holzkohlestücken vor. Die Entdeckung von PETROV wurde 1803 veröffentlicht (Petrov 1803).

Zu den vielseitigen Anwendungen, bei denen die Eigenschaften des Bogens gezielt eingesetzt und angepasst werden, gehören Schweißbögen, Plasmaschneidbrenner, Bogenöfen, Lampen und der Einsatz als Strahlungsstandard. Bei Schaltern und Blitzableitern sollen Funken und Bögen vermieden und gezielt abgeleitet werden. Transformatorenöl wird regelmäßig auf Durchschlagsfestigkeit getestet. Auf dem Gebiet der Hochleistungsschalter arbeiten bis heute zahlreiche Forschungsgruppen (MacGregor 2000).

Der Durchbruch der elektrischen Lichtquellen begann 1881 auf der Pariser Weltausstellung. Seitdem verlief die zeitliche Entwicklung der konkurrierenden Quellen Glühlampen, Bogenlampen und anderen Gasentladungslampen fast parallel. Einen Abriss dieser geschichtlichen Entwicklung findet sich auf den Internetseiten des Arnsberger Museums für Licht und Beleuchtung (<http://www.licht-museum.de>) und in (Abele 1997).

In der Beleuchtungstechnik sind heute neben den wirtschaftlichen und ökologischen Eigenschaften auch zunehmend die physiologische und psychologische Wirkung der Lampen von Bedeutung (Broeg 2002; Lindner 2001). In der Zukunft wird erwartet, dass Leuchtdioden, organische Lichtquellen und die intelligente Steuerung des Tageslichtes an Bedeutung zunehmen werden (Broeg 2002; Aschenbrenner 2001; Holger Kock 2002; Heybrock und Brinkmann 2000).

Um die ökologische und wirtschaftliche Bedeutung von Lampen deutlich zu machen, sei auf (Heybrock und Brinkmann 2000) hingewiesen. Hiernach werden allein in Deutschland nur durch Lampen mehr als $40 \cdot 10^9$ kWh elektrische Energie verbraucht. Dies entspricht gleichzeitig 8% der gesamten elektrischen Energieproduktion mit einem daraus resultierenden Ausstoß von $26 \cdot 10^9$ kg des Treibhausgases Kohlendioxid pro Jahr.

Für einen Vergleich von Lampen bezüglich ihrer ökologischen Verträglichkeit sind neben den verwendeten Materialien vor allem die Lebensdauer und die Lichtausbeute von Bedeutung. Bei der Wirtschaftlichkeit spielen Faktoren wie Anschaffungs-, Installations-, Entsorgungs-, Wartungskosten und damit verknüpft die mittlere Lebensdauer und die Lichtausbeute für die laufenden Energiekosten eine entscheidende Rolle.

Um nur den Teil des emittierten Lichtes zu berücksichtigen, der für die sichtbare Beleuchtung entscheidend ist, definiert man die Lichtausbeute als Lichtstrom pro zugeführter elektrischer Leistung. Die physiologische Größe Lichtstrom berücksichtigt die genormte spektrale Empfindlichkeitskurve eines helladaptierten mittleren Auges, die auch V_λ -Kurve genannt wird (Mütze u. a. 1961). Die Lichtausbeute der unterschiedlichen Lampen hängt neben den verschiedenen Umsetzungen in besonderem Maße von der eingesetzten Technologie ab. Der exemplarische Vergleich in Tabelle 3.1 zeigt, dass Bogenlampen hier besonders gut abschneiden. Ferner besitzen sie eine besonders günstige Farbtemperatur zwischen 5000 K und 8000 K. Die neuerdings in Scheinwerfern von Fahrzeuge eingesetzten Bogenlampen besitzen eine mittlere Lebensdauer von 10000 h (Osram D1 und D2). Eine höhere Lichtausbeute von 150 lm/W erzielen Natriumdampf-

3.1 Grundlagen des elektrischen Lichtbogens

lampen. Diese sind jedoch aufgrund ihrer spektral schmalbandigen gelben Strahlung auf wenige Anwendungen beschränkt. Allgemeine Vergleiche der verschiedenen Lampe-technologien finden sich unter (Eichler u. a. 1993; Heybrock und Brinkmann 2000; M. George Craford u. a. 2001; Broeg 2002).

Neben der anwendungsorientierten Forschung ist der Bogen aber nach wie vor ein interessantes Objekt der Grundlagenforschung. Trotz Kenntnis der möglichen einzelnen zugrundeliegenden fundamentalen physikalischen Prozesse kennt man deren Zusammenspiel nicht genau genug, um Modellierungen vornehmen zu können, die die experimentellen Beobachtungen vollständig widerspiegeln. So werden z. B. die Phasenübergänge oder Brennmodi des Bogenplasmas von der Theorie noch nicht einmal qualitativ wiedergegeben. Erst die jüngere Arbeit von (Bötticher und Bötticher 2000) zeigt einen Modenwechsel zwischen dem *Spot*-Modus und dem *diffusen* Ansatz, die in Kapitel 3.3 beschrieben werden. Für die Rechnungen stellt sich das Problem der großen Anzahl von Parametern und physikalischen Effekten. Um die Modelle aussagekräftiger zu machen, muss die experimentelle Datenlage verbessert werden. Um hierfür definierte Bedingungen zu schaffen, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Modelllampe entwickelt und eingesetzt.

Im Vergleich zu anderen Gasentladungen wie z. B. der Glimmentladung benötigt der Lichtbogen kleine Brennspannungen, besitzt dabei hohe Stromdichten und in der Regel einen negativen differentiellen Widerstand. Ein wichtiger Effekt ist die thermische Emission von Elektronen von der Kathode.

3.1.1 Zündung des Lichtbogens

Ein Lichtbogen kann unter anderem direkt über einen Funken, eine Glimmentladung im Unterdruck mit anschließender Erhöhung des Drucks oder über Kontaktzündung entstehen (Hoyaux 1968, Kap. 2).

Die direkte Zündung durch einen Funken hätte Spannungen von einigen 10 kV erfordert. Zum Schutz benachbarter Messgeräte wurde hierauf verzichtet.

Bei der Kontaktzündung wird das Elektrodenmaterial an der Berührungsstelle auf-

Technologie	Typenbezeichnung	Nennleistung	Lichtstrom	Lichtausbeute	Lebensdauer
Glühlampe	Osrām BELLA T60 SIL 25	25 W	195 lm	7,8 lm/W	
Glühlampe	Osrām BELLA T60 SIL 60	60 W	630 lm	10,5 lm/W	
Glühlampe	Osrām BELLA T60 SIL 100	100 W	1.200 lm	12 lm/W	
Energiesparlampe	Osrām DEL VAR 23 W	23 W	1.500 lm/350 lm	65,2 lm/W	≈ 13.000 h
Energiesparlampe	Osrām DULUX EL SENSOR PLUS	15 W	900 lm	60 lm/W	15000 h
Bogen	Osrām HTI TM 2500 W/SE	2.500 W	240.000 lm	96 lm/W	
Bogen	Osrām HTI TM 405 W/SE	400 W	29.000 lm	73 lm/W	
Bogen	Osrām HTI TM 405 W/SE	35 W	3.200 lm	91 lm/W	3.000 h
Bogen	Osrām HTI TM 405 W/SE	35 W	2.800 lm	80 lm/W	3.000 h

Tabelle: Vergleich der Wirkungsgrade unterschiedlicher Lampentechnologien

3.1 Grundlagen des elektrischen Lichtbogens

grund des lokal höheren Übergangswiderstandes aufgeschmolzen und verdampft. Daraus ergibt sich bei dieser Zündmethode eine starke Belastung der Elektroden. Zum anschließenden Trennen müssen die Elektroden beweglich sein. Eine hierfür geeignete Vakuumdurchführung verteuert die Modelllampe erheblich und erschwert den Aufbau. Aus diesen Gründen wurde auf dieses Verfahren ebenfalls verzichtet.

Die Zündung der Entladung erfolgte daher in dieser Arbeit über einen Funken bei vermindertem Edelgasdruck um und unter 10 kPa. Gemäß der PASCHEN-Kurve kann man die Zündspannung durch geeignete Wahl des Drucks beträchtlich vermindern. Bei den verwendeten Elektrodenabständen reichten Spannungen unter 1 kV aus. Die Zündung erfolgte über das Heinzinger-Netzteil HNs3500-3. Der hohe Strom konnte wahlweise vom Generator (AEG G277) oder dem 20 A-Netzteil (Knürr-Heinzinger Typ: PTN 250-20) übernommen werden. Die Stromversorger wurden durch Schutzdioden voneinander getrennt. Wenn die Entladung brannte, wurde Gas eingelassen, bis der Betriebsdruck erreicht wurde.

Bei künftigen Arbeiten im Institut mit empfindlichen Laserdioden wird die Zündspannung weiter gesenkt werden. Dies kann durch einen optischen Gasdurchbruch erreicht werden.

3.1.2 Theorie des Bogenplasmas

In der Literatur finden sich zahlreiche Ansätze, den Lichtbogen theoretisch zu beschreiben. Eine Aufzählung zahlreicher Verfahren findet man bei Luhmann (Luhmann 2001). Aufgrund der unterschiedlichen physikalischen Effekte wird der Bogen heute in verschiedene Bereiche unterteilt. Von den Modellierern wird eine unterschiedliche Anzahl von Schichten hierfür propagiert. Insbesondere die Kathodeneffekte dominieren das Verhalten des Bogens. Einen Vergleich aktueller Kathodenmodelle fand im Rahmen des BMBF-Verbundvorhabens *Grundlagenuntersuchungen der Eigenschaften thermisch emittierender Kathoden für Gasentladungen* (Bötticher u. a. 2001) statt. Dabei kann das Modell von Wendelstorf den gesamten Bogen selbstkonsistent berechnen. Wendelstorf beschreibt, dass es sich bei diesen elektrischen Entladungen um dissipative,

selbstorganisierende Systeme handelt, deren Eigenschaften sich erst aus der komplexen Wechselwirkung ihrer Teilsysteme ergeben (Wendelstorf 2000). Sein Modell besteht aus Beschreibungen der Lichtbogenteilsysteme Elektrodenfestkörper, Elektrodenoberfläche, Raumladungs- und Ionisationsschichten und der Plasmasäule. Die zur Lösung notwendigen Plasmaparameter und Transportkoeffizienten wurden für den Fall des partiellen thermodynamischen Gleichgewichts in Abhängigkeit von Elektronen- und Schwerteilchentemperatur berechnet. Insbesondere der zweidimensionale Anschluss des kathodennahen Plasmas an die Plasmasäule wird von (Bötticher u. a. 2001) gewürdigt. Hierdurch entfiel die Vorgabe von Anschlussbedingungen zwischen den unterschiedlichen Schichten, da sich diese selbstkonsistent ergäben. Dadurch eignet sich dieses Modell besonders zum Vergleich mit den experimentellen Daten. Unterschiedliche Brennmodi werden allerdings nicht beschrieben.

3.1.2.1 Prinzip des Schichtmodells

Allen Modellen aus (Bötticher u. a. 2001) ist gemeinsam, dass durch die Leistungsbilanz der Kathode mit der thermischen Elektronenemission die Kathodenspitzen-temperatur, die Kathodenfallspannung und der Ionenstromanteil bestimmt wird.

In den Modellen (Schmitz 1999; Wendelstorf 2000) schließt an die Kathode eine Raumladungszone an, die die Ausdehnung in der Größenordnung einer DEBYE-Länge λ_D besitzt. Auf diese Schicht folgt eine Vorschicht, die den Anschluss an das thermische Plasma (bei (Wendelstorf 2000) auch PLTG-Plasma) darstellt. Die Kathodenfallspannung setzt sich aus der Vorschichtspannung und dem Spannungsabfall in der Raumladungszone zusammen. Die Länge der Vorschicht wird bei (Wendelstorf 2000) mit 10^{-5} m angegeben. Die stoßfreie Raumladungszone hat die Aufgabe:

- die Rückdiffusion der Elektronen zur Kathode zu begrenzen und damit die Elektronen thermisch von der Kathode zu trennen,
- die Ionen auf die Kathode zu beschleunigen, um die Kathodenoberfläche so zu heizen, dass die Emission von Elektronen gewährleistet wird,

3.1 Grundlagen des elektrischen Lichtbogens

- den Elektronenstrom durch die SCHOTTKY-Erniedrigung zu verstärken.

In der Vorschicht werden die Ionen erzeugt und vor dem Eintritt in die Raumladungszone auf Ionenschallgeschwindigkeit beschleunigt (verallgemeinertes BOHM-Kriterium (Riemann 1991)). Die Ausdehnung der Vorschicht setzt sich aus einigen mittleren freien Weglängen für Ladungsaustauschstöße λ_{CX} und der Ionisationslänge λ_i zusammen (Schmitz 1999). Dabei gilt $\lambda_D \ll \lambda_{CX} \ll \lambda_i$. Durch die unterschiedlichen Skalen kann Schmitz die Vorschicht in zwei weitere Bereiche unterteilen (Schmitz 1999). Einen stoßbestimmten Bereich, der an das SAHA-Plasma anschließt und einen KNUDSEN-Bereich. Im stoßbestimmten Bereich, der auch als Ionisationsbereich bezeichnet werden kann (Luhmann 2001), sind die Ionisation und Rekombination bereits fast im Gleichgewicht. Die mittlere freie Weglänge für Ladungsaustauschstöße λ_{CX} ist so klein, dass ein einfacher Reibungsterm als Wechselwirkung zwischen Schwerteilchen ausreicht. Mathematisch wird dieser Bereich hydrodynamisch beschrieben. Der KNUDSEN-Bereich wird durch ein kinetisches Modell berechnet. Die Ergebnisse der Teilbereiche werden durch Matching-Prozeduren aneinander angeschlossen.

Obwohl die stoßfreie Raumladungszone eine Ausdehnung in der Größenordnung einer DEBYE-Länge λ_D von ca. 10^{-8} m haben soll (Wendelstorf 2000), wurden mit optischen Methoden deutliche Dunkelräume beobachtet (Könemann 2000; Luhmann 2001; Mentel u. a. 2003), die Luhmann auf einige μm abschätzt. Die Modelle von Flesch, Schmitz und Wendelstorf sind bisher nicht in der Lage, unterschiedliche Ansatzmodi im Plasma zu beschreiben. Nur das Kathodenmodell von (Böttcher und Böttcher 2000) ist in der Lage, den *Spot*-Modus und den *diffusen Ansatz* zu berechnen.

In der Zukunft sind neue Modelle zu erwarten, die auf die neue Theorie von (Rat u. a. 2001) für Argonplasmen zurückgehen. (Rat u. a. 2001; Rat u. a. 2002) zeigen, wie sich mit den Stoßintegralen die Plasmazusammensetzung, die Transportkoeffizienten, die elektrische Leitfähigkeit und die Diffusion mit dem Verhältnis von Elektronentemperatur zur Gastemperatur ändern.

3.1.2.2 Kathodenprozesse

Die Emission der Elektronen erfolgt bei der Bogenentladung durch thermische Emission. Während bei der unselbständigen Entladung eine beheizte Glühwendel genügend Elektronen liefert, wird die Kathode bei der selbständigen Entladung durch Ionenbombardement hinreichend aufgeheizt (Penning 1957). Die Elektronenemission, Wärmeleitung und -strahlung kühlen die Kathode. Die ohmsche Heizung der Elektrodenstifte kann abgesehen von sehr hohen Stromdichten vernachlässigt werden.

Seien T die Kathodentemperatur und φ die Austrittsarbeit. Die Sättigungsstromdichte der Elektronen j_s wird durch die RICHARDSON-DUSHMAN-Gleichung beschrieben (Raizer 1997):

$$j_s = \frac{4\pi m_e e}{h^3} (k_B T)^2 D \exp\left(-\frac{e(\varphi - \Delta\varphi)}{k_B T}\right). \quad (3.1)$$

Der Faktor D berücksichtigt die quantenmechanische Wahrscheinlichkeit, dass die Elektronen an der Potentialwand des Festkörpers zurück reflektiert werden. Ohne externe Felder bilden sich Raumladungen aus, und die tatsächliche Stromdichte ist kleiner und nicht durch die RICHARDSON-DUSHMAN-Gleichung gegeben (LANGMUIR-SCHOTTKYSCHES Raumladungsgesetz (Gobrecht 1987, S. 539 ff.)). Ein externes Feld E kann über den SCHOTTKY-Effekt die Stromdichte weiter beeinflussen. Die Austrittsarbeit wird gesenkt:

$$\Delta\varphi = \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}}. \quad (3.2)$$

Bei starken Feldern in der Größenordnung von 10^8 V/m können die Elektronen aus dem Festkörper tunneln. Diese Feldemission wird bei kalten Elektroden durch die FOWLER-NORDHEIM-Gleichung beschrieben. Bei den hier vorliegenden heißen Kathoden ist auch thermionische Feldemission denkbar, die schon bei kleineren Feldstärken als die reine Feldemission einsetzt (Raizer 1997). Dieser Zusammenhang lässt sich nicht mehr einfach beschreiben.

Sekundärelektronenemission über die mit der Oberfläche stoßenden Ionen kann in den meisten Bögen vernachlässigt werden. Der Beitrag zur Stromdichte j_{see} liegt bei einem Ionenstrom j_i in der Größenordnung von $j_{see} = 0,07 j_i$ für Wolframkathoden in

3.1 Grundlagen des elektrischen Lichtbogens

Argon (Wendelstorf 2000, S. 33). Photoemission kann einen weiteren Anteil zum Elektronenstrom liefern (Raizer 1997). Dieser wird von (Könemann 2000) zwar bei einem 15 A-Argonbogen auf 8 mA abgeschätzt, aber dennoch als Schalter für den Modenwechsel vom *diffusen* Ansatz zum blauen Kern vorgeschlagen. Der Photostrom sei klein, verursache aber wegen der hochenergetischen Elektronen eine deutliche Zunahme in der Anregungs- und Ionisierungsrate.

In den Modellen wird üblicherweise auf die RICHARDSON-DUSHMAN-Gleichung mit SCHOTTKY-Erniedrigung zurückgegriffen.

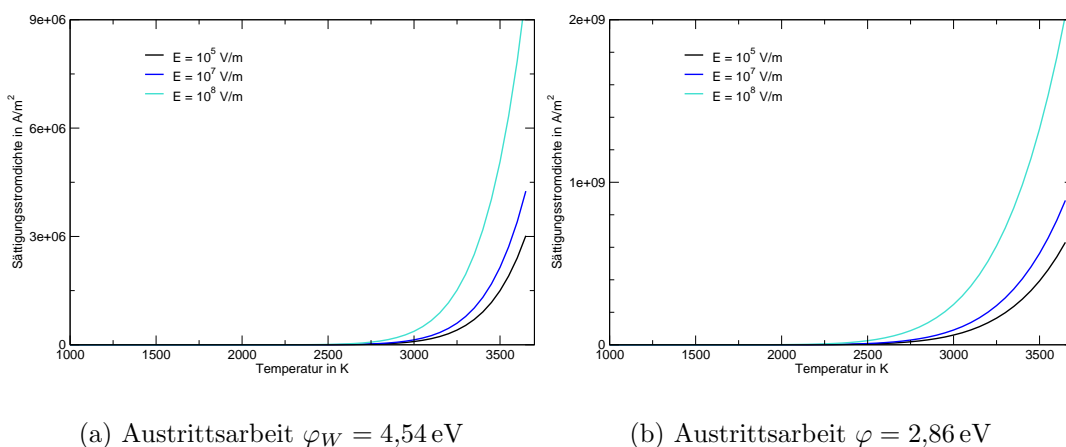


Abbildung 3.1: Die Sättigungsstromdichte j_s mit Berücksichtigung des SCHOTTKY-Effektes in Abhängigkeit von der Temperatur bei unterschiedlichen Feldstärken.

Abbildung 3.1 verdeutlicht, wie empfindlich die Sättigungsstromdichte der Kathode von der Austrittsarbeit und der elektrischen Feldstärke in der Raumladungzone unmittelbar vor der Kathode abhängt. Eine Zusammenstellung unterschiedlicher Austrittsarbeiten findet man in (Wendelstorf 2000, S. 33). Diese Eigenschaft ist insbesondere für den Vergleich von Experimenten mit Modellierungen bedeutend, da sich im Experiment einige Parameter nicht mit beliebiger Genauigkeit bestimmen lassen. Beispiele hierfür werden im Folgendem kurz genannt.

- Durch die hohen Temperaturen kann sich im Betrieb die Kristallstruktur der Kathode ändern. Dadurch kann sich die Austrittsarbeit ändern. Bei dotierten

Elektroden, wie z. B. Wolframelektroden mit Thoriumoxid, kann das Dotiermaterial abdampfen und ebenfalls eine Änderung der Austrittsarbeit bewirken. Auf diesen Punkt deutet, dass sich die Brennspannung mit zunehmender Brenndauer langsam erhöht.

- Mikrospitzen, die die elektrische Feldstärke lokal erheblich ändern und zu *Mikrospits* führen können, werden vollständig außer acht gelassen.
- Eine pyrometrische Messung der Spitzentemperatur der Kathode kann durch das vorgelagerte Plasma gestört werden und vergrößert den Messfehler bei der Temperaturbestimmung. Ein weiterer Unsicherheitsfaktor ist, dass sich die Kristallstruktur bei brennender Entladung ändert und Elektrodenmaterial redeponiert wird. Dadurch ändert sich der spektrale Emissionsgrad der zuvor blanken Elektrode zunehmend.

Die Austrittsarbeit φ hat einen Einfluss auf die gesamten Plasmaparameter (Wendelstorf 2000, Kap. 5). Mit zunehmender Austrittsarbeit ist eine höhere Kathoden- und Elektronentemperatur in Kathodennähe zu erwarten.

3.1.2.3 Das Säulenplasma

Gegenstand der Untersuchungen dieser Arbeit ist das Säulenplasma in Kathodennähe. Das Plasma wird durch zahlreiche Prozesse bestimmt. Dazu zählen externe und selbstinduzierte Felder, verschiedene Teilchendiffusionen, Wärmeleitung, Konvektion, elastische und inelastische Stöße. Allein für die inelastischen Stöße kann man Stoßanregung, Stoßionisation, Photoionisation und Ladungsaustauschstoß sowie ihre Umkehrprozesse (superelastischer Stoß, Dreierstoßrekombination und Strahlungsrekombination) nennen. Um nicht alle Prozesse berücksichtigen zu müssen, bedient man sich einfacheren Modellen wie dem LTG oder dem PTLG.

3.2 Experimentelle Aufbauten

In diesem Kapitel werden die experimentellen Aufbauten des Streuexperimentes am Lichtbogen beschrieben. Zunächst wird das Experiment in einer Übersicht beschrieben. Die einzelnen Komponenten werden dann weiter in Unterabschnitten erläutert.

3.2.1 Streuung am Lichtbogen

Der Aufbau ist in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt. Er besteht aus einer Modelllampe (siehe Abbildung 3.2.2 und B) mit 8 optischen Zugängen, der Ausrüstung für die THOMSON-Streuung und dem spektroskopischen Aufbau. Als Lichtquelle für die

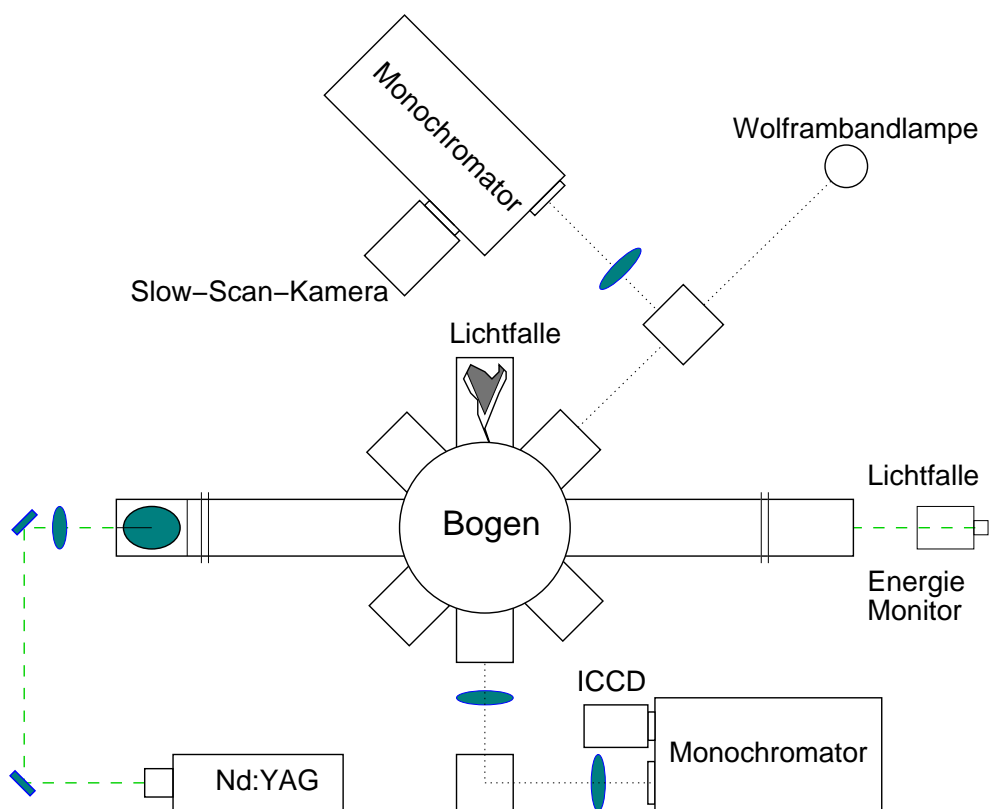


Abbildung 3.2: Experimenteller Aufbau des Streuexperimentes am Lichtbogen

Streuung wurde ein mit 10 Hz gepulster und frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser der Firma Quanta Ray (Typ: DCR-2A(10) PS) bei $\lambda_L = 532 \text{ nm}$ verwendet. Die Pulsdauer beträgt 10 ns, die Ausgangsleistung ungefähr 150 mJ. Die Polarisationssebene des

Lichtes stand senkrecht zur Detektorrichtung. Der Laserstrahl wurde über dielektrische Spiegel und einer $f = 80$ cm Linse durch ein Fenster im BREWSTER-Winkel in das Strahlrohr geführt und in das Plasma fokussiert. Die Strahltaile beträgt auf der Achse der Entladung ca. $150 \mu\text{m}$. Der Laserstrahl verlässt das Gefäß durch das zweite Strahlrohr ebenfalls durch ein BREWSTER-Fenster und wird in einer Lichtfalle aus vier verkippten Graufiltern (siehe Abbildung 3.7) absorbiert. Die BREWSTER-Fenster werden verwendet, um die Reflexionen an den Fenstern zu minimieren. In Beobachtungsrichtung wird das Licht aus dem Bereich der Strahltaile unter einem Streuwinkel von 90° über zwei Linsen und einen Spiegelturm auf den Eintrittsspalt des Spektrographen (1m McPherson) abgebildet. In der Fokalebene des Spektrographen befindet sich eine ICCD-Kamera der Firma Princeton Instruments (Typ: PI-Max). Bei den ersten Streumessungen und der zeitgleichen, von (Könemann 2000) durchgeführten Emissionsspektroskopie wurde noch ein Modell der Firma PCO (Typ: Dicom2) eingesetzt. Der Spiegelturm dreht das Bild um 90° , so dass die horizontal liegende Strahltaile auf den vertikal stehenden Spalt abgebildet wird. Damit befindet sich auf dem Kamerabild die Ortsauflösung über die Strahltaile in vertikaler Richtung und in horizontaler Richtung die spektrale Verteilung des Streulichtes. Der Spektrograph hat ein Öffnungsverhältnis von $1 : 10$. Das Gitter besitzt 1200 Striche pro mm , ist $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ groß und hat einen für eine Wellenlänge von 500 nm optimierten Blaze-Winkel in der ersten Beugungsordnung. Gegenüber der Detektoröffnung befindet sich eine Lichtfalle. Der Einsatz von Strahlrohren und Lichtfallen ist das übliche und notwendige Verfahren, um das parasitäre Streulicht so weit wie nötig zu unterdrücken (siehe z.B. (Weßeling 1994)). Dieser Aspekt wird im Unterabschnitt 3.2.5 erläutert.

3.2.2 Die Modelllampe

Um das Plasma in einer reinen Gasatmosphäre zur Vermeidung chemischer Erosion der Elektroden und unter reproduzierbaren Bedingungen betreiben zu können, wurden im Rahmen dieser Arbeit Modelllampen konstruiert (Bilder dieser Lampen sind im Anhang B und Anhang C zu sehen). An ein Entladungsgefäß wird die Forderung

3.2 Experimentelle Aufbauten

gestellt, hochvakuumtauglich zu sein. Darüberhinaus sollten die Materialien im Rezipienten keine starken Verunreinigungen erzeugen, wenn sie beim Zünden oder im Betrieb mit der Entladung in Berührung kommen.

Aus diesem Grunde wurde die zuvor in der Arbeitsgruppe verwendete Lampe (Schulz-Gulde u. a. 2000) nicht weiter benutzt, da sie innerhalb des Gefäßes Teflon-, PVC-Schläuche mit zahlreichen Klebungen und Messingteilen besaß. Ferner hatte sie nur vier Beobachtungsöffnungen, die durch die zwei Strahlrohre, die Lichtfalle gegenüber der Beobachtungsöffnung und das Fenster im Detektionsstrahlengang belegt waren. Somit konnte das Entladungsverhalten während der Streulichtmessungen nicht beobachtet werden. Durch mögliches sich änderndes Brennverhalten des Bogens wie z.B. Modenwechsel oder mögliches instabiles Brennverhalten muss die Stabilität des Plasmas während der Messungen beobachtet und sichergestellt werden.

Von den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und mehrfach modifizierten Modelllampen wird im Folgenden nur die hochstromtaugliche Ausführung beschrieben. Bezüglich der Sauberkeit des Entladungsgases stellt die Konstruktion eine erhebliche Verbesserung dar. Die Leckrate konnte durch den Einsatz eines Helium-Lecksuchgerätes (Firma: Balzer Typ: HLT 160, Leihgabe der Gruppe Danzmann) weiter reduziert werden. Die Abbildungen 3.3 zeigt die Lampe im Schnitt in der Seitenansicht. Die Lampe ist bis auf die optischen Zugänge und die Versorgungszugänge rotationssymmetrisch aufgebaut. Das Lampengehäuse besteht aus einem Aluminium-Hohlzylinder. Es wurde so groß gewählt, dass 8 Beobachtungsöffnungen für verschiedene Experimente und visuelle Beobachtungen integriert werden konnten und dass möglichst wenig Falschlicht von den Wänden in den Beobachtungsstrahlengang gelangt. Der Boden und der Deckel wurden aus Delrin gefertigt. Sie isolieren das Lampengehäuse elektrisch vom Elektrodenpotential. Die Elektroden (Nr. 1 und Nr. 4 in Abbildung 3.3) aus reinem oder thoriertem Wolfram werden durch Madenschrauben in Kupferzylindern (Nr. 2 und Nr. 5) fixiert. Sie wurden der Arbeitsgruppe freundlicherweise von der Firma Osram zur Verfügung gestellt. Die Elektrodenhalter selbst werden wiederum in Kupferzylindern (Nr. 3 und Nr. 8) gehalten, die wassergekühlt sind. Am oben liegenden Anodenhalter

(Nr. 3) ist eine Kupferplatte als Hitzeschild (Nr. 7) zum Schutz des Delrins angebracht. Dies hat sich bei den Messungen mit hohem Strom als notwendig herausgestellt. Auf dem Kathodenblock steht ein Hohlzylinder aus Kupfer (Nr. 6) mit einer Öffnung für die Kathode, die über eine Keramikscheibe isoliert wird. Dieser Zylinder stellt sicher, dass der Bogen bei der Zündung an der Wolframelektrode und nicht am Elektrodenhalter ansetzt. Um das Wechseln der Kathode zu vereinfachen, wird der Kathodenhalter (Nr. 5) in den Kathodenblock (Nr. 8) geschraubt. Der Anodenhalter (Nr. 2) wird durch eine Madenschraube im Anodenblock (Nr. 3) befestigt. Durch das Abschrauben des Deckels können sowohl die Anode als auch die Kathode von oben gewechselt werden, ohne die empfindliche Justage der optischen Komponenten zu beeinträchtigen. Durch die Konstruktion können verschiedene Elektrodenmaterialien mit unterschiedlichen Durchmessern eingesetzt werden. Der Elektrodenabstand kann ebenfalls variiert werden. Typische Abstände lagen während der Versuchsdurchführung zwischen 10 mm und 20 mm. In diesem Experiment wurden zylindrische Wolframstifte mit 2% Thoriumgehalt als Elektroden verwendet. Die unten liegende Kathode war abgeflacht mit Durchmessern von 0,6 mm und 1,0 mm. Die Anode war kegelförmig angespitzt. Der Schaftdurchmesser der Anoden betrug 3,0 mm und 5,0 mm. Bilder der Modelllampe sind im Anhang B zu sehen.

Eine weitere Modelllampe wurde konzipiert, um phänomenologische Beobachtungen zu machen. Diese Lampe wird kurz in Anhang C vorgestellt.

3.2.3 Das Vakuumsystem

Das Gefäß kann mittels einer Turbomolekularpumpe (Pfeiffer, Typ: TPH 240) (Nr. 2 in Abbildung 3.4) und einer Drehschieberpumpe (Pfeiffer, Typ: Duo 016 B) als Vorpumpe (Nr. 1) auf 10^{-4} Pa evakuiert werden. In der Abbildung 3.4 wurden Bildzeichen für die Vakuumtechnik nach DIN 28401 (Wutz u. a. 1982) verwendet. Flanschverbindungen sind nicht eingezeichnet. Die Gaszufuhr erfolgt aus der Gasflasche (Nr. 6) über den Druckminderer (Nr. 5) von unten und lässt sich über ein Nadelventil (Nr. 4a) steuern. Durch Schließen von Ventil Nr. 3a lässt sich der Rezipient von den Pumpen trennen.

3.2 Experimentelle Aufbauten

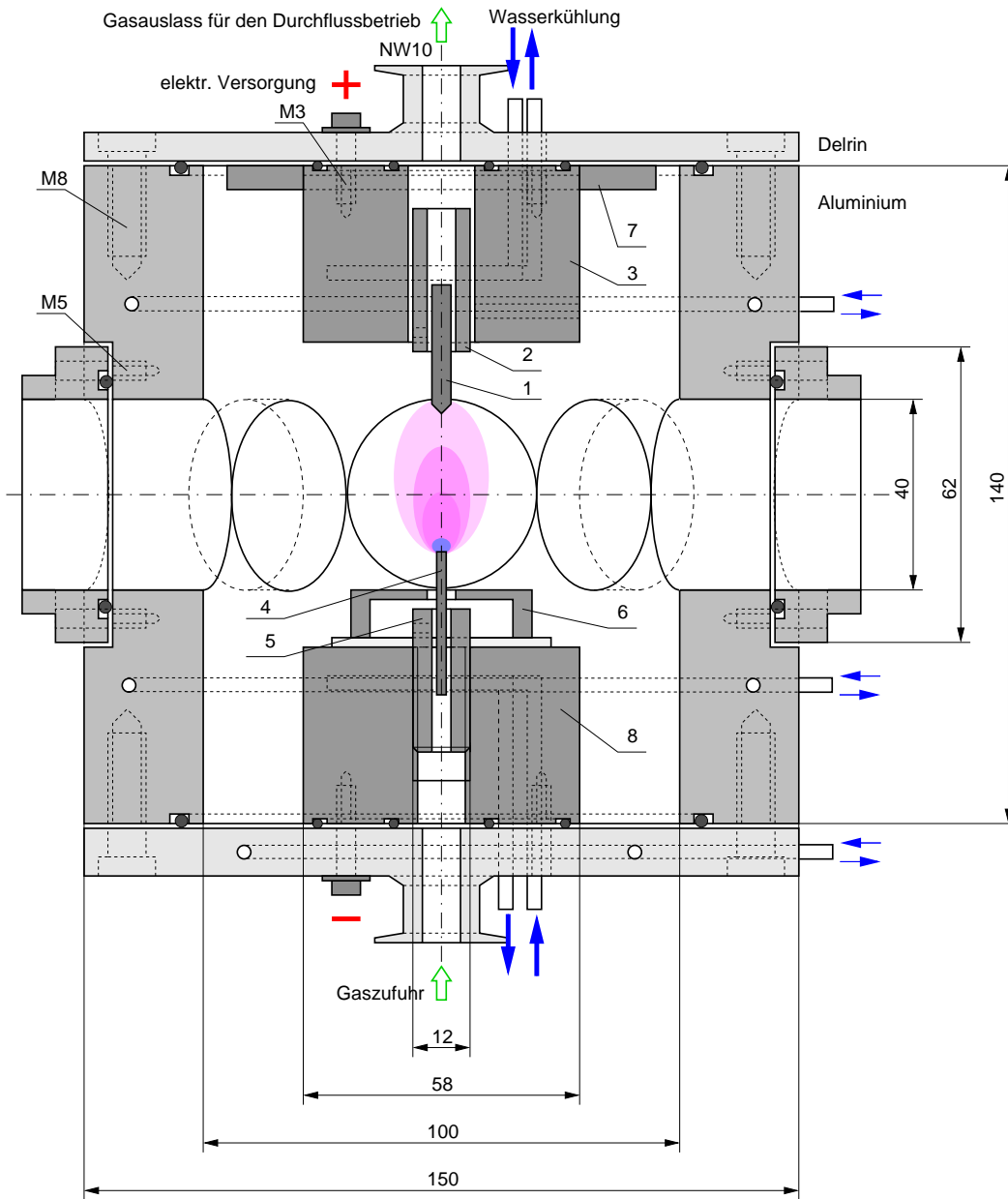


Abbildung 3.3: Skizze der Modelllampe für das Streuexperiment in der Seitenansicht. Die Beschriftungen (1-8) werden im Text erläutert.

Wenn die Entladung im Durchfluss betrieben werden soll, kann der Pumpzugang mit großem Querschnitt am hinteren Strahlrohr über des Ventil Nr. 3b geschlossen werden. Das Abpumpen erfolgt von oben und lässt sich ebenfalls über ein Nadelventil (Nr. 4b) steuern.

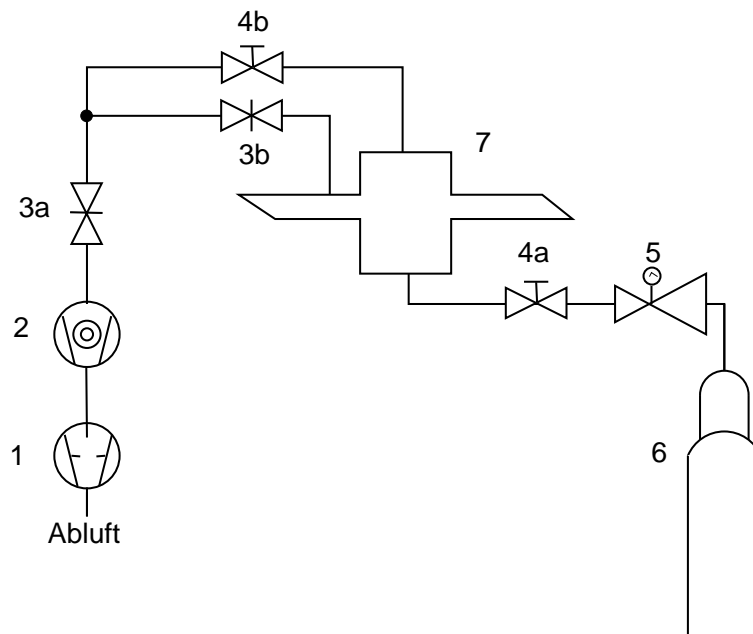


Abbildung 3.4: Der Vakuumaufbau zur Evakuierung und zum Befüllen der Bogenlampe

3.2.4 Die elektrische Versorgung

Der Betriebsstrom wurde vom Subampèrebereich bis 60 A variiert. Als Gas wurde technisches Argon mit einer Reinheit von 99,998 % verwendet. Die elektrische Versorgung zeigt Abbildung 3.5. Der Bogen wurde mit Hilfe eines Funkens bei ca. 100 hPa

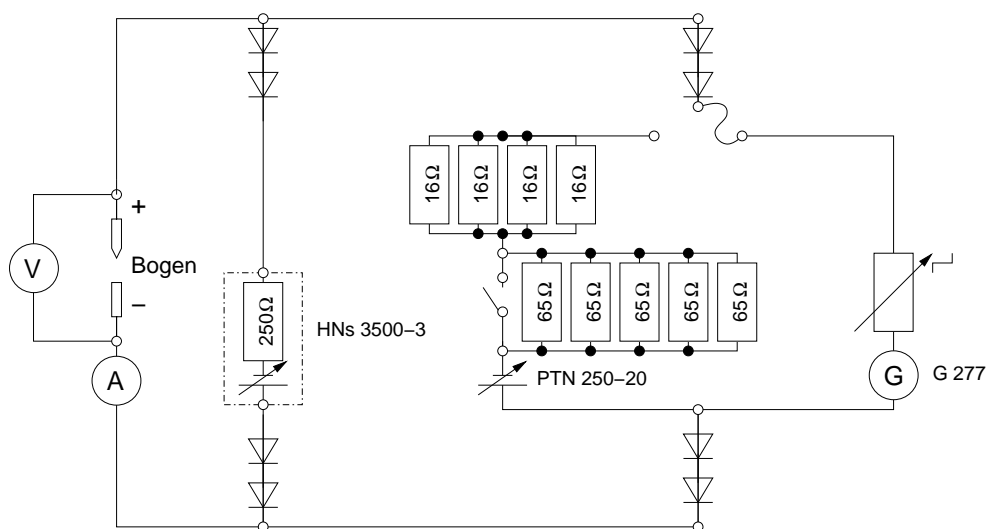


Abbildung 3.5: Elektrische Versorgung des Lichtbogens

3.2 Experimentelle Aufbauten

gezündet und anschließend auf den Betriebsdruck von 0,1 MPa erhöht. Zur Funkenerzeugung diente das Netzteil der Firma Heinzinger (Typ HNs 3500-3), welches maximal 3 kV und 3,5 A liefert. Bei dem erniedrigten Druck reicht eine Zündspannung um 1 kV aus. Für den Betrieb mit Strömen über 3,5 A konnten wahlweise ein Generator (AEG Typ G 277 bis 120 A bei 55 kW) oder ein Netzgerät der Firma Knürr-Heinzinger (Typ PTN 250-20 mit maximal 250 V und 20 A) eingesetzt werden. Die Netzteile sind durch Schutzdioden voneinander getrennt. Das gesamte Entladungsgefäß kann über einen so genannten z-Tisch in der Höhe relativ zur fest justierten Achse des Lasers und der Strahlrohre verschoben werden. So wird eine Ortsauflösung des Streuexperiments auf der vertikalen Bogenachse erreicht. Damit diese Bewegung möglich ist, sind die Strahlrohre über Wellschläuche mit der Modelllampe verbunden.

3.2.5 Falschlichtreduktion

Der experimentelle Aufbau nicht resonanter Streuexperimente wird durch den kleinen Streuquerschnitt bestimmt. Bei den hier untersuchten Plasmen muss darüber hinaus berücksichtigt werden, dass das Streulichtspektrum spektral kaum oder nicht von der Laserwellenlänge und damit vom Falschlicht separiert werden kann. Die folgende Abschätzung soll verdeutlichen, warum der Unterdrückung dieses parasitären Streulichtes besondere Bedeutung zukommt. Über die Energie des Laserpulses $E_L = 150$ mJ erhält man mit dem PLANCKschen-Wirkungsquantum h und der Lichtgeschwindigkeit c über $E_L = N_L hc / \lambda_L$ bei der Laserwellenlänge $\lambda_L = 532$ nm die Anzahl der eingestrahnten Photonen N_L von $4 \cdot 10^{17}$ Photonen pro Laserpuls. Ausgehend von Gleichung 1.12 (siehe auch (Warner und Hieftje 2001, S.214)) und der Integration über alle Wellenlängen, erhält man die Streulichtleistung pro Laserpuls und kann damit die Zahl der in einen Detektionskanal gestreuten Photonen N_{Str} pro Laserpuls abschätzen:

$$N_{Str} = \frac{E_L}{h c} \lambda_L r_e^2 n_e L \Delta\Omega \eta_{eff} \frac{1}{\Delta\xi_{spek}} . \quad (3.3)$$

r_e ist der klassische Elektronenradius. Nimmt man für die Elektronendichte $n_e = 10^{22} \text{ m}^{-3}$, die durch die optische Auflösung bestimmte Streulänge $L = 0,18 \text{ mm}$, das relevante Raumwinkelement $\Delta\Omega = 10^{-2} \text{ sr}$, die Effizienz des Detektors inklusive optischer Komponenten $\eta_{eff} = 0,1$ und den Anteil des Streuspektrums pro Detektionskanal $\Delta\xi_{spek} = 400 \text{ Pixel}$ an, so erhält man rund 14 Photonen pro Laserpuls und Detektionskanal. Dabei wurde das Spektrum stark vereinfachend auf 8 nm kastenförmig verteilt. Unter diesen Bedingungen ist das Verhältnis von pro Kanal detektierten zu eingestrahlenen Photonen:

$$\frac{N_{Str}}{N_L} \approx 4 \cdot 10^{-17} . \quad (3.4)$$

Dies verdeutlicht, dass parasitäres Streulicht von Fenstern, welches über Mehrfachreflexion an geschwärzten Wänden in den Detektor gelangt, das Verhältnis (siehe Gleichung 3.4) um Größenordnungen übersteigen kann und dass die Flügel des Falschlichtspektrums das eigentliche THOMSON-Streulicht verdecken können. Darüber hinaus besteht immer die Gefahr, den lichtempfindlichen Detektor zu zerstören. Aus diesen Gründen bestand ein wesentlicher Teil der experimentellen Arbeit in der Verminderung des Falschlichtes.

Wenn das Falschlicht bereits hinreichend unterdrückt ist, nutzt man die Tatsache, dass das THOMSON-Streulicht spektral vom Falschlicht getrennt werden kann, da letzteres immer auf der Laserwellenlänge liegt. Bei der RAYLEIGH-Streuung ist das Verhältnis von der eingestrahlenen zur detektierten Leistung in dem hier vorliegenden Plasma günstiger. Hier kommt die hohe Schwerteilchendichte im Verhältnis zur Elektronendichte zum Tragen. Dazu kommt, dass das Signal auf wenige spektrale Kanäle fällt. Allerdings kann das Licht zumindest in dem hier verwendeten Aufbau spektral nicht vom Falschlicht getrennt werden. Deshalb muss das Falschlicht für die RAYLEIGH-Streulicht-Messungen noch stärker reduziert werden. Das Falschlicht hängt ganz empfindlich von der Justage und vom Abstand der Kathode zur Strahltaile ab. Je dichter die Strahltaile an der Kathode liegt, umso größer wird der Falschlichtpegel. Bei den RAYLEIGH-Streulicht-Messungen wurde kontrolliert, dass der Betrag des Falschlichtes beim Streulicht aus der Entladung kleiner als 2 % ist. Dieser Falschlichtpegel wurde im

3.2 Experimentelle Aufbauten

Vakuum gemessen und von den Messungen bei Atmosphärendruck und den aus dem Plasma subtrahiert.

Zur Minimierung des parasitären Streulichts wurden die starken Streulichtquellen, wie Fenster, Linsen und Spiegel, weit vom Beobachtungsvolumen positioniert. Durch Blendensysteme innerhalb der geschwärzten Strahlrohre kann das Streulicht nur über Vielfachreflexionen in das Beobachtungsvolumen gelangen. Die Blenden wurden mit Kameralack geschwärzt. Im Querschnitt laufen sie konisch zu, damit die diffuse Reflexion bevorzugt auf die Wände und nicht in das Entladungsvolumen oder auf die dem Entladungsvolumen direkt zugewandten Flächen gestreut wird. Weitere Verbesserungen ließen sich durch das zusätzliche Strahlrohr innerhalb des vorderen Wellenschlauches erzielen. Abbildung 3.6 zeigt einen Schnitt durch die Strahlrohre in der Seitenansicht mit Fenstern im BREWSTER-Winkel und Blenden. Verschraubungen und Pumpflansche sind nicht gezeichnet.

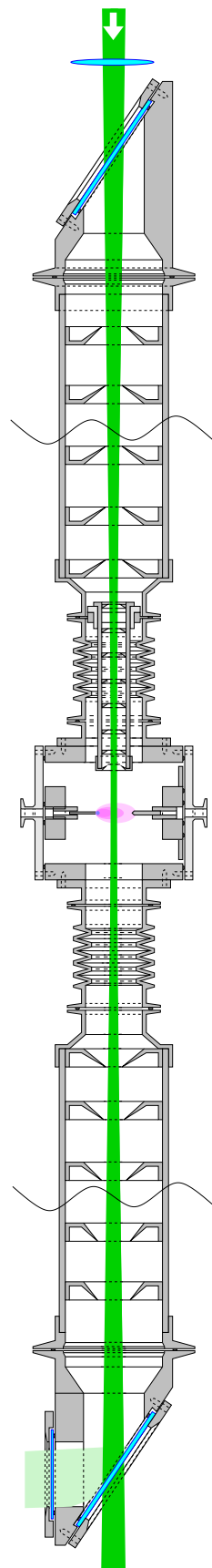


Abbildung 3.6: Schema der Strahlrohre in der Seitenansicht

3.2 Experimentelle Aufbauten

In dieser Arbeit wurden Lichtfallen ähnlich zu der von (Kunze 1968) vorgeschlagenen Form eingesetzt, die im Folgenden kurz beschrieben werden. Nachdem der Laser die Strahlrohre passiert hat, wird er in einer Lichtfalle aus vier Graufiltern absorbiert. Der in der Abbildung 3.7 skizzierte Strahlengang wird so justiert, dass Rückreflexe nicht in das Entladungsvolumen gelangen. Die Wände sind mit schwarzem Samt ausgekleidet, so dass das Licht, welches die Wände erreicht, gut absorbiert wird. Im Strahlengang nach den beiden oberen Graufiltern befindet sich eine Photodiode um die relative Laserpulsenergie messen zu können. Im Detektionsstrahlengang ist gegen-

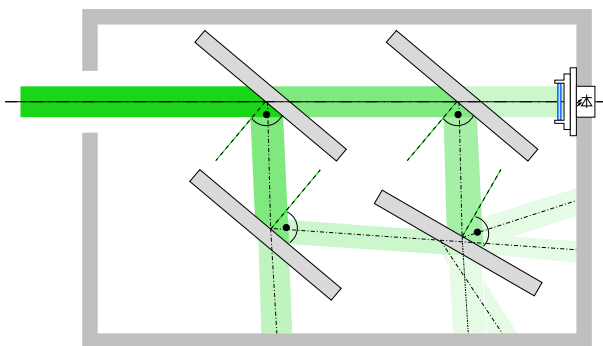


Abbildung 3.7: Lichtfalle aus Graufiltern

über der Beobachtungsöffnung (siehe Abbildung 3.2 eine Lichtfalle (siehe Abbildung 3.8) angebracht, die verhindern soll, dass Falschlicht von der Entladungswand in den Detektor abgebildet wird.

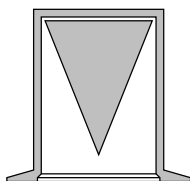


Abbildung 3.8: In das Entladungsgefäß integrierte Pyramiden-Lichtfalle gegenüber der Beobachtungsöffnung

3.2.6 Maßnahmen zur Verbesserung des Signal-Zu-Rausch-Verhältnisses

Aufgrund der geringen Streulichtleistung müssen neben der Falschlichtreduktion weitere Maßnahmen getroffen werden, um das Streulicht vom Plasmaeigenleuchten und vom Detektorrauschen unterscheiden zu können. Die Laserwellenlänge wird so gewählt, dass im Streuspektrum keine Linienemission zu erwarten ist und dass der Laser keine atomaren oder molekularen Übergänge anregt. Die frequenzverdoppelte Wellenlänge des Nd:YAG-Lasers ist zur Diagnose von Argonplasmen besonders geeignet. Die spektrale Zerlegung des Streulichtes trennt das Signal von Linien- und Kontinuumsemission anderer Spektralbereiche. Um das Verhältnis der Streulichtleistung zur Kontinuumsemissionsleistung weiter zu verbessern, belichtet man den Detektor nur während des Laserpulses (siehe Abbildung 3.9). Hier wurden 20 ns-Belichtungszeit gewählt. Die

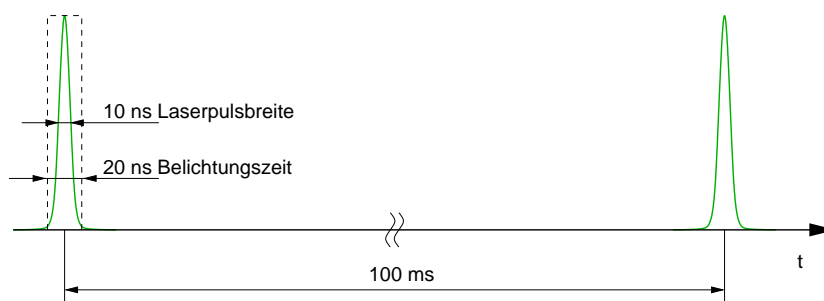


Abbildung 3.9: Laserpulsbreite, Belichtungszeit und Pulsabstand

Synchronisation erfolgte mit Hilfe des Puls- und Delaygenerators (DG535 1997) und dem Advanced-Q-Switch-Ausgang des Lasers. Durch den Abstand der Laserpulse von 100 ms konnte die vom Detektor registrierte Kontinuumsemission um einen Faktor von $5 \cdot 10^6$ unterdrückt werden. Mit der Kamera PI-Max kam ein moderner Detektor zum Einsatz. Er besitzt mit der GaAs-Photokathode gegenüber einer S20-Schicht eine wesentlich höhere Quanteneffizienz im relevanten Spektralbereich. Die Photoelektronen werden über eine MCP weiter verstärkt. Das thermische und Ausleserauschen wurden vermindert, indem die Signale auf der Peltier-gekühlten CCD gemittelt wurden. Plasmaeigenleuchten und Dunkelbilder wurden separat aufgezeichnet und konnten so vom

3.2 Experimentelle Aufbauten

HgI 433,922 nm	HgI 434,749 nm	HgI 435,833 nm
CdI 466,235 nm	CdI 467,815 nm	
CdI 467,815 nm	CdI 479,991 nm	
CdI 479,991 nm	HgI 502,564 nm	
CdI 508,582 nm	CdI 515,466 nm	
HgI 576,960 nm	HgI 579,066 nm	
CdI 708,190 nm	CdI 709,186 nm	

Tabelle 3.1: Linienpaare der Hg-Cd-Lampe zur Bestimmung der Lineardispersion

Streulichtbild bei der Auswertung subtrahiert werden.

3.2.7 Bestimmung der Lineardispersion

Die reziproke Lineardispersion des 1m McPherson-Monochromators mit einem Gitter von 1200 Strichen pro Millimeter und einem Blaze-Winkel für 500 nm in der ersten Beugungsordnung wurde mit Hilfe der Linienpaare aus Tabelle 3.1 einer Hg-Cd-Lampe bestimmt. Die Linienpositionen wurden (Zaidel' u. a. 1970) entnommen. Die Linienmitte wurde jeweils durch einem Fit mit der Peak-Finder-Routine von WinSpec ermittelt. Die Standardabweichung der Linienabstände lag bei exemplarisch untersuchten Spektren, die über das gesamte Bild zeilenweise ausgewertet wurden, deutlich unter 0,1 Pixel. Um den statistischen Fehler an dieser Stelle gering zu halten, wurde der Abstand der Linienpaare immer aus einer Mittelung über alle 256 Zeilen bestimmt. Unter der Voraussetzung eines linearen Zusammenhangs $\Delta\lambda/Pixel = f(\lambda)$ ergibt sich für den untersuchten Wellenlängenbereich die Gleichung:

$$\Delta\lambda/Pixel = (0,022921 \pm 0,000006) \frac{nm}{Pixel} - (6,1075 \pm 0,1) \cdot 10^{-06} \frac{1}{Pixel} \lambda[nm]. \quad (3.5)$$

Die Anpassung der Messdaten erfolgte mittels linearer Regression vom Programm Xmgrace (siehe (Grace Development Team 2001)). Der angegebene Fehler ist der vom Programm ausgegebene statistische Fehler. Damit passt ein Spektralbereich von rund 14 nm auf ein Bild.

Der Fehler in der Lineardispersion konnte damit gegenüber früheren Messungen mit der PCO-Kamera erheblich verbessert werden. Dort lag die konstant angenommene

Lineardispersion bei $\Delta\lambda_{PCO}/Pixel = (0,0174 \pm 0,0005) \frac{nm}{Pixel}$.

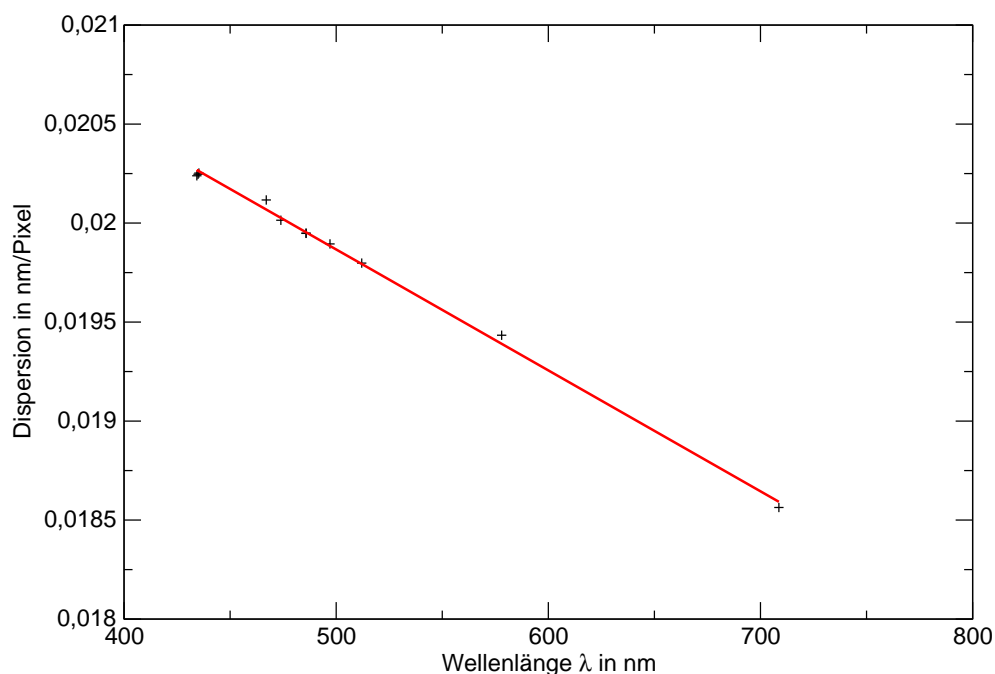


Abbildung 3.10: Lineardispersion

3.2.8 Kurzer Vergleich der beiden Kameras

Auf die zahlreichen Verbesserungen wie der höheren Quanteneffizienz, größeren Dynamik von 16 bit und vielen Funktionen der neu eingesetzten Kamera (PI-Max 1999) und der Steuerungssoftware (WinSpec 1999) gegenüber der PCO-Kamera Dicam2 und der selbst geschriebenen Software von (Könemann 2000) wird hier bis auf ein kurzes Beispiel nicht weiter eingegangen. Abbildung 3.11 zeigt das Spektrum der Hg-Cd-Lampe bei 580 nm mit der PI-Max-Kamera und der PCO-Dicam2. Die Bilder wurden mit gleichem optischen Strahlengang und mit jeweils maximaler Verstärkung aufgenommen. Anschließend wurden die jeweiligen Dunkelbilder subtrahiert und jeweils über 10-Zeilen gemittelt. Die neue Kamera liefert ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis trotz einer um den Faktor 10 kürzeren Belichtungszeit.

3.2 Experimentelle Aufbauten

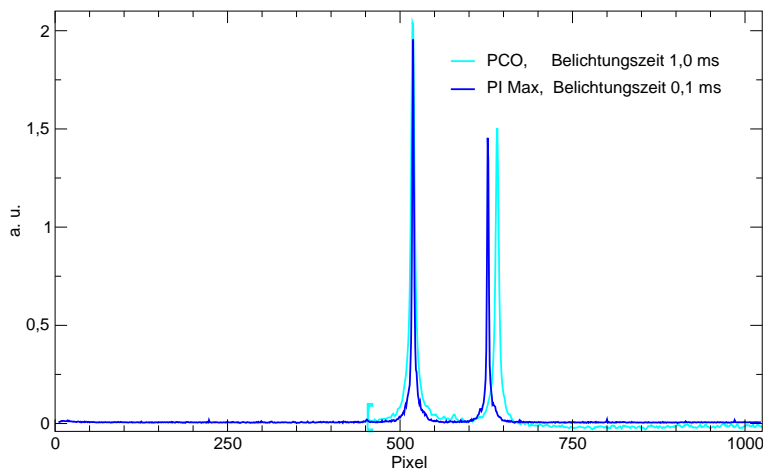


Abbildung 3.11: Vergleich der beiden Kameras jeweils mit maximaler Verstärkung nach Abzug des Dunkelbildes bei 580 nm

3.2.9 Bildfehlerkorrekturen

3.2.10 Linearität der Kamera

Um die vom Hersteller versprochene Linearität der Kamera PI-Max zu überprüfen, wurde der folgende Aufbau gewählt. Die mit 13,23 A betriebene Wolframbandlampe beleuchtete eine in ca. 25 cm Entfernung stehende Streuscheibe diffus. Die Streuscheibe wurde durch eine Aperturblende begrenzt und stand ungefähr im Fokus einer Sammellinse mit der Brennweite $f = 20$ cm. Das parallele Licht dieser Scheibe wurde über den Umlenkspiegel, den Spiegelturm und eine weitere Sammellinse gleicher Brennweite auf den Spalt des 1m-Monochromators abgebildet. Das Spektrum wurde im relevanten Spektralbereich um 532 nm beobachtet. Zwischen Spalt und Linse wurde ein grüner Bandpassfilter eingesetzt, um sicher andere Ordnungen im Spektrum zu unterdrücken. Die Intensitätsvariation erfolgte über kalibrierte Graufilter. Die Kamera hat pro Pixel 16-bit. Die Belichtungszeit wurde mit 1,3 s bei voller Verstärkung so gewählt, dass dieser Dynamikbereich nahezu ausgenutzt wurde. Um das Rauschen und den Fehler im Wesentlichen bei den Bildern mit geringer Intensität zu unterdrücken, wurde ein Dunkelbild subtrahiert. Anschließend wurde mit Hilfe der Software über 50 Zeilen und 100 Spalten gemittelt. Abbildung 3.12 zeigt die guten Linearitätseigenschaften der Kamera, die sowohl bei kleinen als auch bei großen Intensitäten gegeben ist. Aus diesem

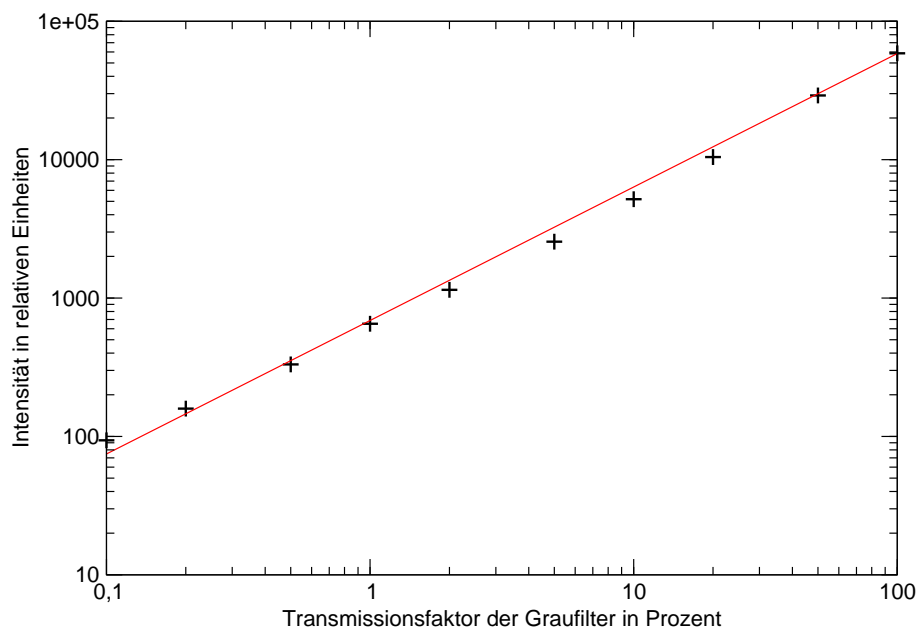


Abbildung 3.12: Linearitätsverhalten in doppeltlogarithmischer Darstellung

Grund konnte auf eine diesbezügliche Bildkorrektur verzichtet werden.

3.2.11 Bildfehler

Die Aufnahmen zu den Bildfehlern wurden mit dem Aufbau vorgenommen, der beim optisch induzierten Gasdurchbruch verwendet wurde. Die Wirkung der optischen Komponenten auf die Bilder sind wegen des gleichen optischen Aufbaus äquivalent. Das Bild 3.13 zeigt das Kamerabild bei homogener Spaltausleuchtung auf den $20\ \mu\text{m}$ geöffneten Spalt. Für diese Aufnahme wurden die abbildenden Linsen aus dem optischen Aufbau entfernt, so dass das Licht der Wolframbandlampe diffus über den Umlenkspiegel und den Spiegelturm auf den Eintrittspalt des Monochromators fällt. Hierbei wurde die Bandlampe mit $(12,494 \pm 0,001)\ \text{A}$ betrieben. Dies entspricht einer Band-Temperatur im Kalibrierungspunkt von $(2014 \pm 3)\ \text{°C}$. Die Entfernung zwischen Lampe und Spalt betrug rund 2,5 m. Der Abfall in horizontaler Richtung ergab sich bei allen Aufnahmen mit der Kamera hinter dem Monochromator. Die Aufnahme macht deutlich, dass hier eine Bildkorrektur erforderlich ist. Bei den folgenden Abbildungen wurden die Linsen wieder eingesetzt, so dass der Strahlengang dem im Experiment verwendeten

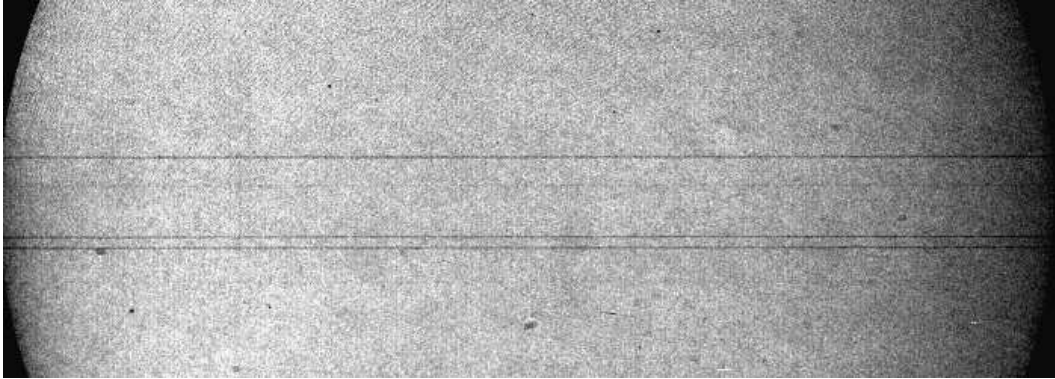


Abbildung 3.13: Bild der Kamera PI-Max bei homogener Spaltausleuchtung

entspricht. Die Abbildung 3.14 zeigt die Vignettierung durch die begrenzenden Aperturen der Linsen im Strahlengang. Der vertikale Helligkeitsabfall ist deutlich zu sehen und stärker als der horizontale.

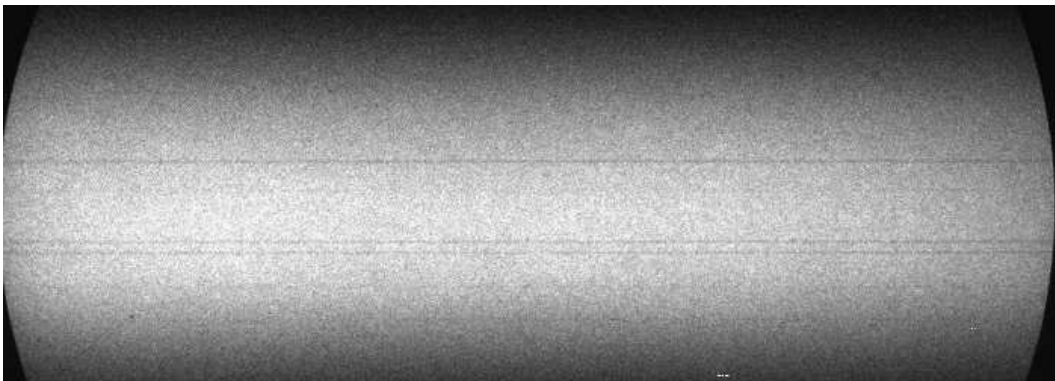


Abbildung 3.14: Vignettierung

3.2.12 Flat-Field-Korrektur

Das Verfahren der Flat-Field-Korrektur wird verwendet, um die Bildfehler der Vignettierung des Bildes durch optische Komponenten, den spektralen Gang des Spektrographen und des Detektors, sowie unterschiedliche Empfindlichkeiten der einzelnen Pixel und der Spaltfehler zu beseitigen.

Zunächst wird eine Aufnahme wie die in Abbildung 3.14 zur Kalibrierung gemacht. Das zu korrigierende Bild wird mit gleichen Kameraeinstellungen aufgenommen. Da

sich das Signal der Kamerapixel linear zur Beleuchtungsstärke verhält, kann das zu korrigierende Bild durch das Kalibrierungsbild jeweils nach Entfernen des Dunkelbildes dividiert werden. Die Abbildungen 3.15 und 3.16 zeigen die Wirkung in einer Falschfarbendarstellung qualitativ. Sie wurden erstellt, indem die Wolframbandlampe von einem Arm eines T-Aufbaus auf den Spalt des Monochromators abgebildet wurde. Damit wird der gleiche optische Strahlengang wie beim Streuspektrum durchlaufen. Das Spektrum wurde bei 805 nm aufgenommen. Die runden Ränder auf den

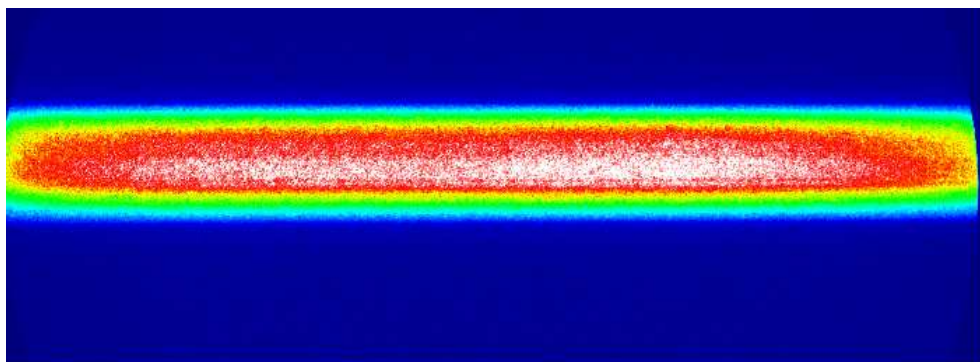


Abbildung 3.15: Spektrum der Wolframbandlampe ohne Korrektur

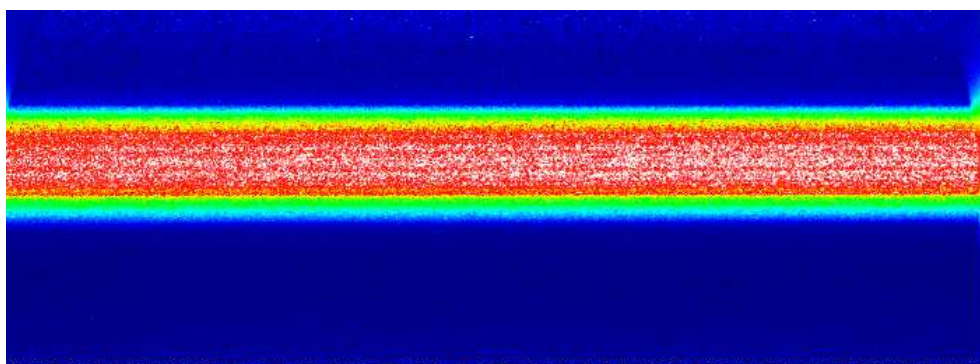


Abbildung 3.16: Spektrum der Wolframbandlampe mit Flat-Field-Korrektur

Bildern sind vom Rand der MCP abgeschattet. Pixel aus diesem Bereich werden bei der Auswertung nicht berücksichtigt. Berücksichtigt man diesen Abfall nicht, führt dies unweigerlich zu einem systematischen Messfehler. Die Abbildung 3.17 zeigt den scheinbaren quantitativen Verlauf des Spektrums der Wolframbandlampe und wurde aus der gleichen Messung wie die Falschfarbendarstellung der Abbildung 3.15 durch

3.2 Experimentelle Aufbauten

Mittelung über die Zeilen mit dem relevanten Signal gewonnen. Auf dem Bild ist

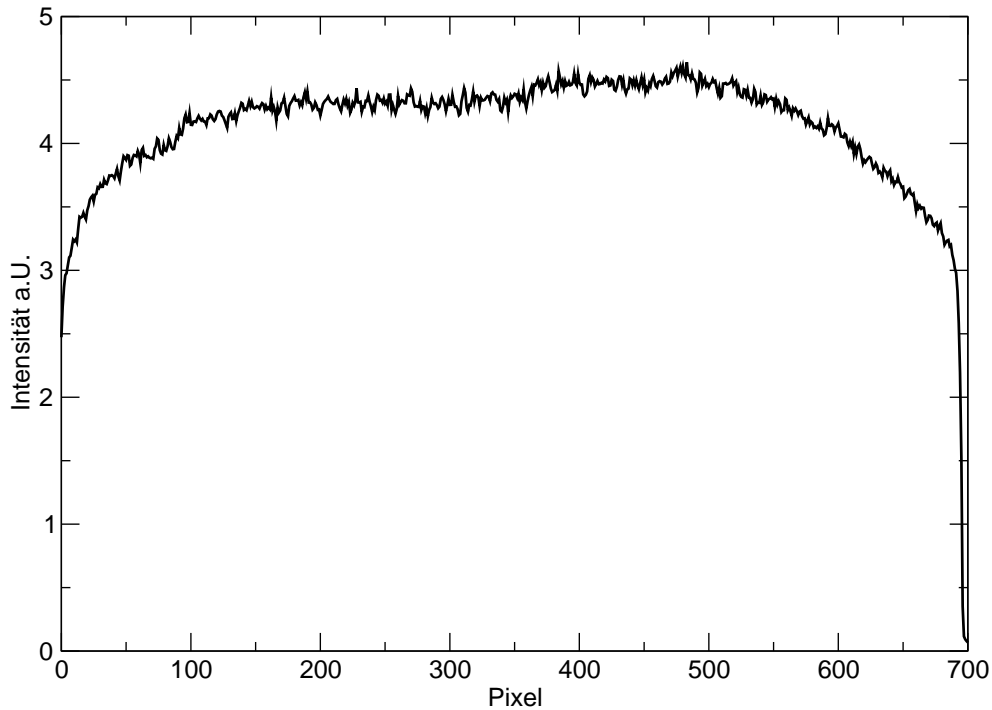


Abbildung 3.17: Spektrum der Wolframbandlampe

gemäß des spektralen Emissionsvermögens des grauen Strahlers ein horizontaler Streifen mit nahezu konstanter Intensitätsverteilung zu erwarten. Der vertikale Verlauf sollte wegen des schwachen Temperaturverlaufs auf dem Wolframband ebenfalls nahezu konstant sein. Tatsächlich fällt das Spektrum zu den Rändern stark ab. Das Flat-Field-korrigierte Bild (3.18) beseitigt diesen Fehler. Die Daten wurden aus der gleichen Messung und mit der gleichen Korrektur wie die Daten der Abbildung (3.16) durch Mittelung über die Zeilen mit dem relevanten Signal gewonnen. Bei der hier verwendeten Flat-Field-Korrektur wurde die Abhängigkeit der spektralen Strahldichte der Wolfram-Bandlampe nicht berücksichtigt. Dieser Aspekt wird im nächsten Unterabschnitt erläutert (siehe Abbildung 3.20). Das gezeigte Beispiel der horizontalen Bildkorrektur ist besonders für die THOMSON-Streuung relevant. Der vertikale Verlauf spielt bei der THOMSON-Streuung keine Rolle, wenn nur der spektrale Verlauf zur Gewinnung der Plasmaparameter herangezogen werden muss. Bei der RAYLEIGH-Streuung übernimmt die Kalibrierungsdatei bei Raumtemperatur die Funktion der

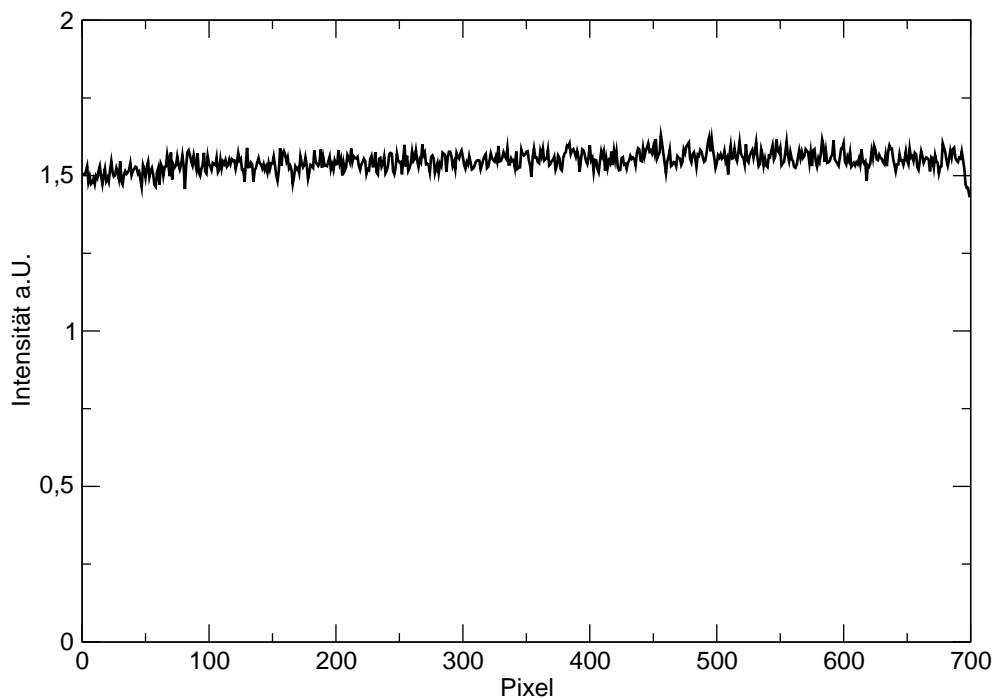


Abbildung 3.18: Spektrum der Wolframbandlampe mit Flat-Field-Korrektur

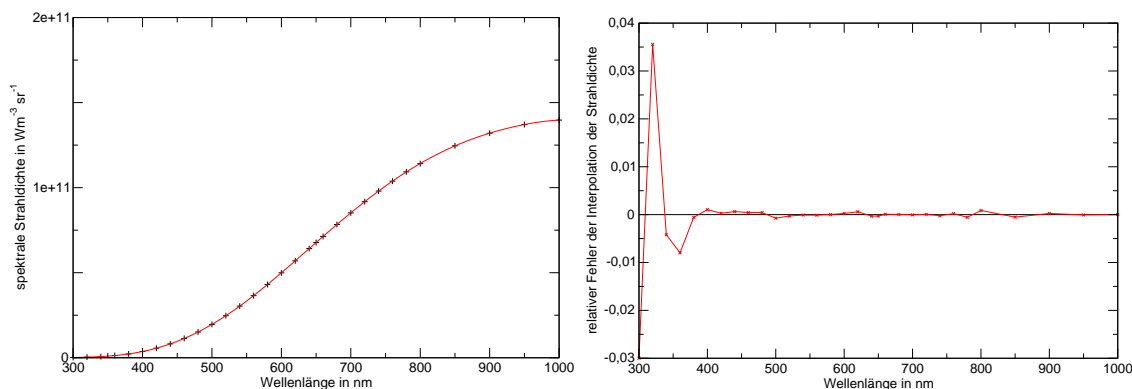
Korrektur automatisch. Bei der Emissionsspektroskopie kann der vertikale Verlauf bei Vernachlässigung der Flat-Field-Korrektur zu zu niedrig abgeschätzten spektralen Strahldichten führen. Die Linien verlaufen auf dem Kamerabild vertikal und können genau wie in Abbildung 3.14 zum Rand hin durch Vignettierung unterbewertet werden. Darüber hinaus sollte nur der Bereich zur Kalibrierung verwendet werden, der in der Bedienungsanleitung angegeben wird (PTB 1981).

3.2.13 Wolframbandlampe und der spektrale Verlauf

Die zur Kalibrierung verwendete Wolframbandlampe besitzt den spektralen Gang eines grauen Strahlers. Die emittierte spektrale Strahldichte dieser Wolframbandlampe wurde von der (PTB 1981) in Form einer Tabelle im Wellenlängenbereich von 300 nm bis 1000 nm bei einer Stromstärke von 13,229 A am Kalibrierungsort des Bandes angegeben. Diese Einstellungen wurden auch für die Kalibrierungsmessungen der Emissionsspektroskopie am optischen Gasdurchbruch und der Flat-Field-Korrektur verwendet. Die spektralen Strahldichten können mit einem Polynom 10.Grades (siehe

3.2 Experimentelle Aufbauten

Anhang A, Gleichung A.1) hinreichend genau approximiert werden (siehe Abbildung 3.19). Die Approximation erfolgte mit Hilfe von Maple, während die Darstellung mit Xmgrace erfolgte. Die Flat-Field-Bilder wurden mit der Wolfram-Bandlampe erzeugt.



(a) Polynomapproximation an die spektralen Strahlendichte der Wolframbandlampe

(b) Relativer Fehler der Approximation

Abbildung 3.19: Vergleich der von der PTB gemessenen spektralen Strahlendichte mit der Approximation durch ein Polynom 10. Grades.

Deshalb besitzen sie zunächst den entsprechenden spektralen Gang, der korrigiert wurde. Abbildung 3.20 zeigt, dass die spektrale Strahlendichte mit steigender Wellenlänge auf dem abgebildeten schmalen Spektralbereich messbar zunimmt. Sie zeigt die Flat-Field-korrigierten Daten des Spektrums der Bandlampe bei 805 nm (scharze Kurve wie in Abbildung 3.18). In Einklang mit dem PLANCKSchen Strahlungsgesetz nimmt die spektrale Strahlendichte mit der Wellenlänge zu. Um dies zu verdeutlichen, wurden die Daten durch lineare Regression approximiert (schwarze Gerade). Anschließend wurde hieraus die blaue Kurve erstellt, indem die Daten um die mehr geleistete prozentuale spektrale Strahlendichte reduziert wurden. Auch hier wurde zur Verdeutlichung die blaue Gerade als Approximation aufgetragen. Sie zeigt eine gute Übereinstimmung zu der theoretisch zu erwartenden konstanten Intensität. In dem für die THOMSON-Streuung interessanten Spektralbereich nimmt die spektrale Strahlendichte von $2,472 \cdot 10^{10} \text{ Wm}^{-3} \text{sr}^{-1}$ bei 520 nm auf $3,037 \cdot 10^{10} \text{ Wm}^{-3} \text{sr}^{-1}$ bei 540 nm zu.

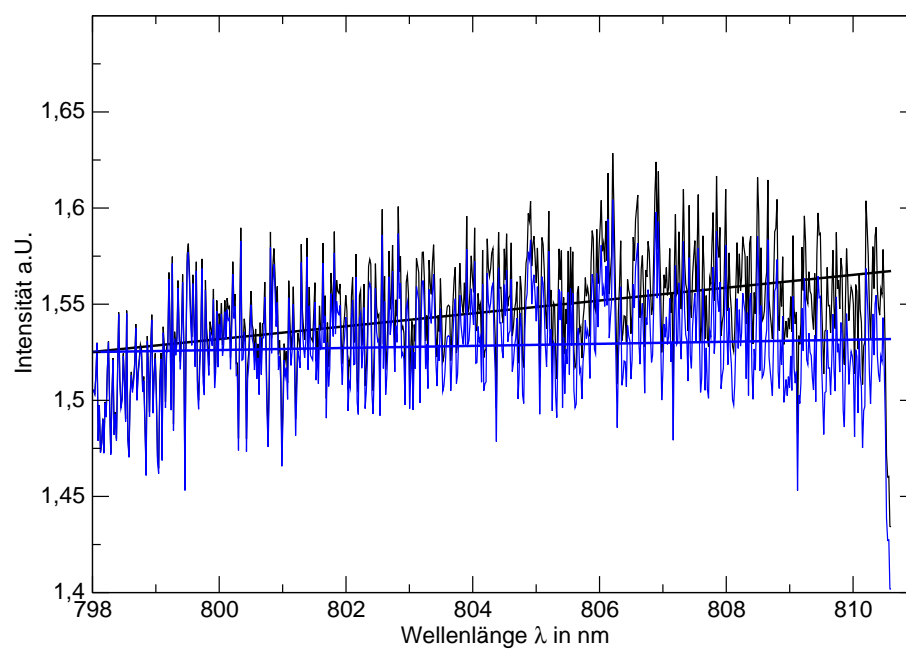
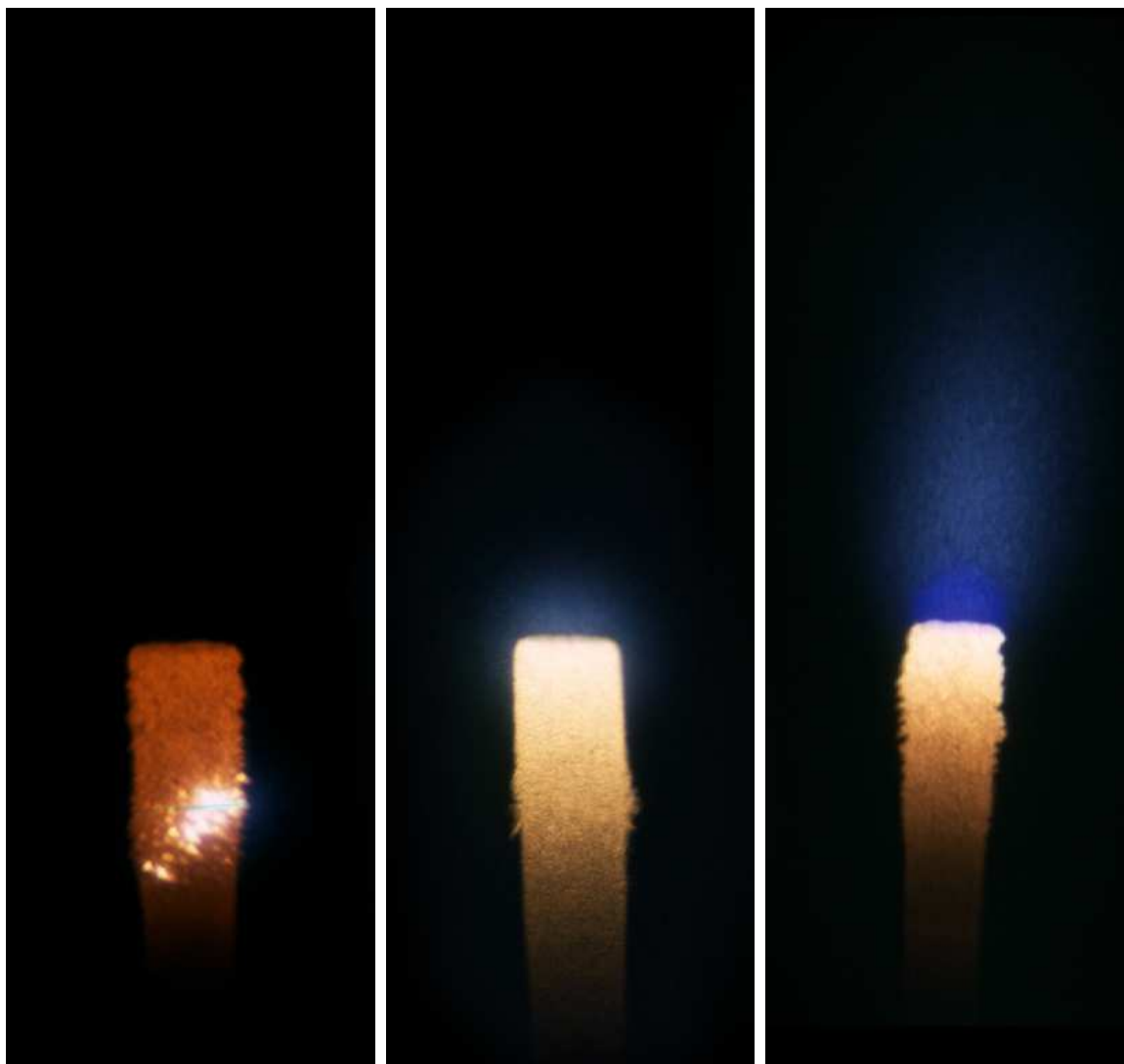


Abbildung 3.20: Flat-Field-korrigiertes Spektrum der Bandlampe bei 805 nm ohne und mit Korrektur um die Variation der spektralen Strahldichte der Bandlampe

3.3 Ergebnisse

3.3.1 Phänomenologische Beobachtungen

Am freibrennenden Argonlichtbogen unter Atmosphärendruck mit thorierten Kathoden konnten bei Strömen über einem Ampère drei verschiedene Kathodenansatz-Modi beobachtet werden (siehe Abbildung 3.21).



(a) *Spot-Modus*

(b) *diffuser Ansatz*

(c) *blauer Kern*

Abbildung 3.21: Die drei Kathodenansatz-Modi des Argonlichtbogens

Bei kleinen Stromstärken (ca. $(1 - 3)$ A bei einer G18 Kathode mit einem Durchmesser d von 0,6 mm) findet man einen kontrahierten Ansatz, auch *Spot-Modus* genannt. Der Brennfleck hat einen Durchmesser in der Größenordnung von $100 \mu\text{m}$ (Luhmann 2001, Kapitel 5) und bewegt sich häufig schnell über die Kathodenoberfläche. Der ansetzende „Plasmafaden“ leuchtet hell und die Kathode wird im Ansatzpunkt lokal stark erhitzt.

Erhöht man die Stromstärke hinreichend (> 3 A), beobachtet man einen Wechsel der Entladungsform hin zu einem *diffusen* Ansatz. Der *diffuse* Ansatz hüllt die gesamte Kathodenspitze ein. Bei der visuellen Beobachtung ist Plasmaeigenleuchten kaum zu erkennen. Fast das gesamte, aus dem Entladungsraum emittierte, Licht stammt von den glühenden Elektroden. Der *diffuse* Modus, auch brennfleckloser Ansatz genannt, wurde in dieser Arbeit bis 60 A beobachtet.

Erniedrigt man die Stromstärke nun wieder, wechselt die Entladung erst bei niedrigeren Stromstärken als beim vorherigen Wechsel in den kontrahierten Ansatz zurück. Eine solche Hysterese wird u. A. bei (Luhmann 2001, S. 57f) beschrieben. Vergrößert man den Kathodendurchmesser oder den Gasdruck verschiebt sich die Hysterese zu höheren Stromstärken. Hierfür ist die Leistungsbilanz der Kathode verantwortlich. Wenn der Kathodendurchmesser größer ist, kann die über das Ionenbombardement der Kathodenspitze zugeführte Wärme, besser an die gekühlte Halterung abgegeben werden. Dadurch bleibt die Kathodenspitze bei größerem Kathodendurchmesser kälter. Um einen Modenwechsel vom *Spot-Modus* in den *diffusen* Ansatz zu erreichen, muss die Temperatur der Spitze erhöht werden und damit eine größere Leistung eingebracht werden. Die Leistungsbilanz an der Kathode erklärt zusammen mit der thermischen Emission der Elektronen die typische Kennlinie des Bogens mit seinem negativen differentiellen Widerstand (siehe Abbildung 3.22).

Ab ca. 7 A (G18, $d = 0,6$ mm) kann sich ein weiterer Ansatz-Modus ausbilden. Er hat die Form einer Kerzenflamme und zeichnet sich durch einen sehr intensiv leuchtenden, blauen, „pflaumenförmigen“ Bereich, der unmittelbar vor der Kathode sitzt, aus. Wegen der Färbung (Ar II-Emission) wird dieser Modus *blauer Kern* (engl. *blue*

3.3 Ergebnisse

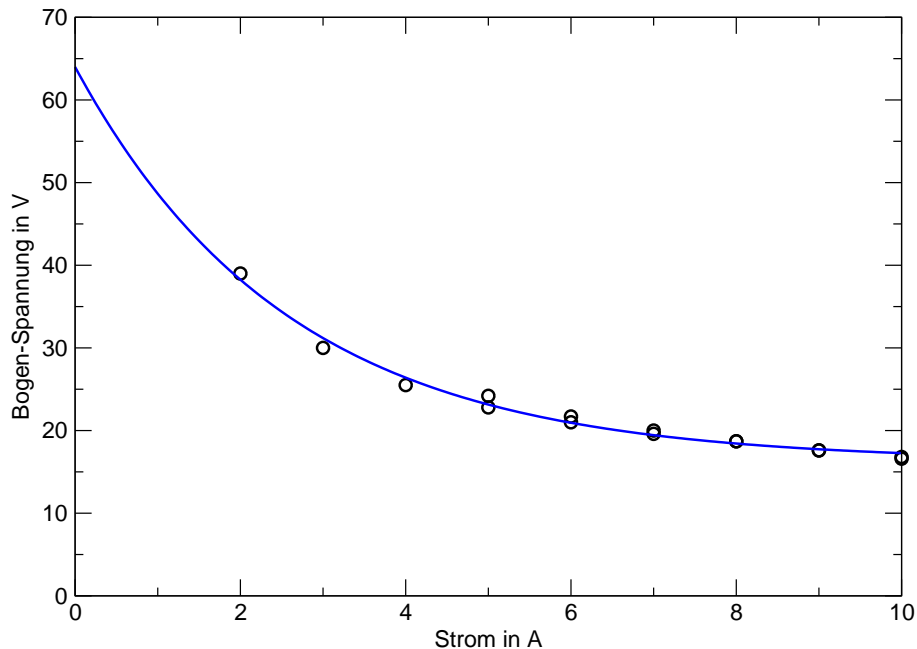


Abbildung 3.22: Strom-Spannungskennlinie eines Bogens mit einem Kathodendurchmesser von 1 mm und einem Anodendurchmesser von 2 mm, Elektrodenabstand ca. 10 mm, Argondruck 0,116 MPa

core) genannt. Dieser Ansatz wurde ebenfalls bis 60 A beobachtet. Liegt erst einmal ein *blauer Kern* vor, kann die Stromstärke auf unter 7 A verringert werden, und der *blaue Kern* bleibt erhalten. Erst bei Stromstärken um 5 A und kleiner wechselt der Bogen nach kurzer Zeit wieder in den *diffusen* Ansatz (G18, $d = 0,6$ mm). Der *blaue Kern* kann bisher nicht reproduzierbar durch zugängliche Parameter gezielt ein- und ausgeschaltet werden. Zünden mit hohen Stromstärken, kurzzeitiges Pulsen mit hohen Stromstärken, eine thorierte Kathode und hohe Gasreinheit scheinen das Auftauchen dieser Entladungsform zu begünstigen. Bei Kathodenstiften aus reinem Wolfram konnte neben dem *Spot*-Ansatz nur der *diffuse* Ansatz beobachtet werden. Im Betrieb kommt es vor, dass eine zunächst im *blauen Kern* brennende Entladung nach längerer Zeit in den *diffusen* Modus wechselt und umgekehrt. Im Vergleich zum *diffusen Ansatz* ist die Kathode im Modus *blauer Kern* bei gleicher Stromstärke kälter und das Plasma leuchtet wesentlich intensiver (Schulz-Gulde u. a. 2000). Für den Einsatz als Lampe hat der *blaue Kern* den Vorteil, dass das Plasma sehr viel mehr Licht im spektralen Empfindlichkeitsbereich des Auges emittiert und dabei die Kathode thermisch weniger

belastet.

Aufgrund der Stabilität der Entladungsformen konnten quantitative Messungen nur am *diffusen* Ansatz und am *blauen Kern* durchgeführt werden.

3.3 Ergebnisse

Bei Stromstärken unter 1 A konnte eine weitere Form der Entladung beobachtet werden (Schulz-Gulde u. a. 2000; G. Kühn 2002). Die Bogensäule färbt sich durch die Emission von Wolframlinien blau (siehe Abbildung 3.23). Um diesen Effekt beobachten zu können, muss der Bogen bei kleinen Stromstärken durch einen geeigneten hohen Vorwiderstand stabilisiert werden. Hierfür wurde das Heinzinger (HNS-3500-3) mit $250\ \Omega$ Vorwiderstand verwendet.

Von (Luhmann 2001) wurde in einem 0,26 MPa Xenon-Bogen eine weitere Erscheinung beobachtet, die in der Gruppe von Prof. Mentel als *Super-Spot* bezeichnet wird. An der Kathode bildet sich eine im Verhältnis zur Kathode kleine Spitze heraus, an der die Entladung ansetzt. Die Brennspannung fällt erheblich und die Temperatur des Kathodenkörpers sinkt insgesamt deutlich. Diese Form konnte innerhalb dieser Arbeit an einem Argonbogen nicht beobachtet werden.

Um zu untersuchen, welche Effekte auf den *blauen Kern* Einfluss haben, und ob er in ähnlicher Form auch bei anderen Gasen auftaucht, wurde ein Wechsel des Brenngases durchgeführt (Reiche u. a. 2001). Bei Helium und Neon konnten bei Stromstärken oberhalb des *Spot*-Modus nur der *diffuse* Ansatz beobachtet werden. In Krypton und Xenon formte sich ein Ansatz äquivalent zum *blauen Kern*. Der *diffuse* Ansatz konnte in Krypton ebenfalls beobachtet werden. Der *Kern* emittiert in Krypton ebenfalls blaues und in Xenon grünes Licht. Der *blaue Kern* erscheint bei kleineren Austrittsarbeiten und kleineren Ionisierungsenergien leichter. Die Brennspannung des Bogens nimmt mit abnehmender Ionisierungsenergie des Edelgases ab.



Abbildung 3.23: Der *blaue Schlauch*

3.3.2 Messwerte

Die ersten Messungen wurden mit der PCO-Kamera durchgeführt. Die folgende Messung wurde am 22 A-Bogen im Modus *blauer Kern* $1,4 \pm 0,4$ mm vor der Kathode auf der Achse der Entladung vorgenommen. Die direkte Anpassung ohne Flatfield-Korrektur an die Daten mit den beiden Theorien zur Elektronenkomponente zeigt Abbildung 3.24 (Der Abstand zwischen der Kathode und der Anode betrug 16 mm. Der Argondruck betrug 0,1 MPa. Es wurde über 1000 Laserschüsse und von der Software über 20 Zeilen, d. h. ca. 0,4 mm, gemittelt).

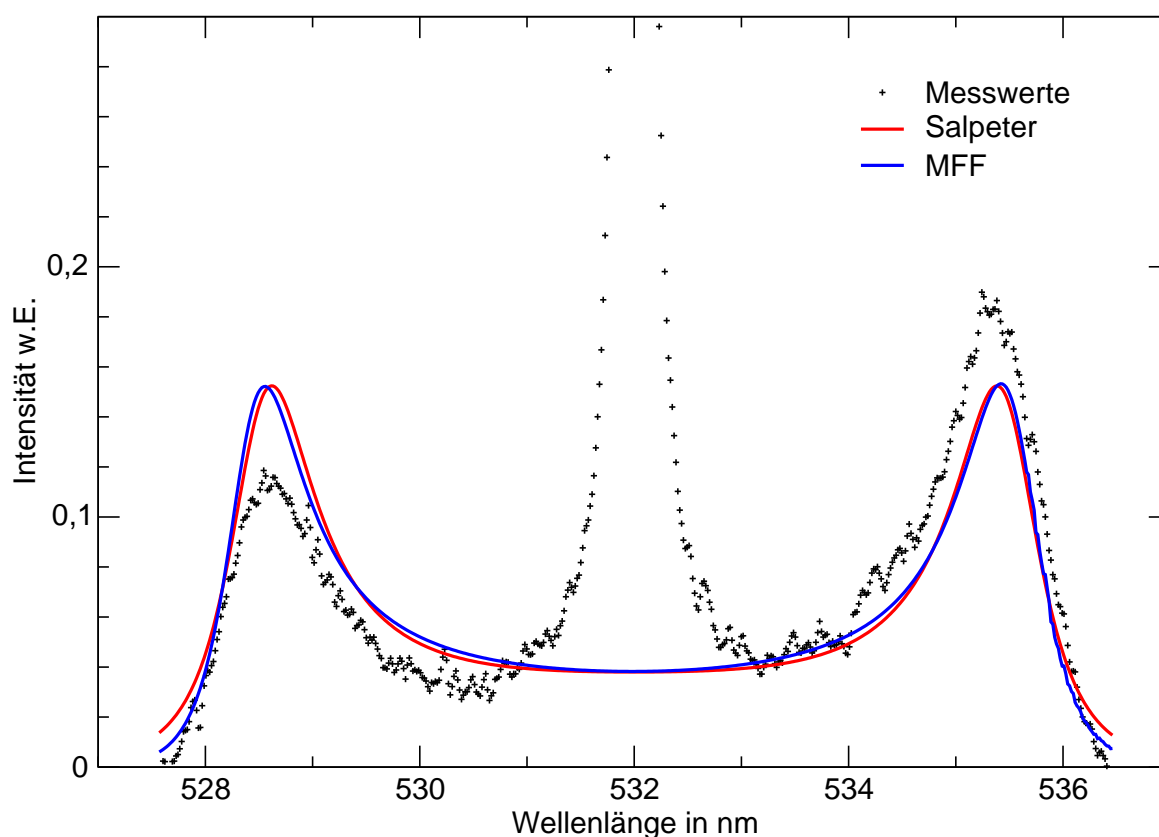


Abbildung 3.24: Vergleich der Anpassungen durch die SALPETER-Näherung und die MFF-Theorie bei einem Streuspektrum, aufgenommen bei 22 A

Eine Anpassung an die Daten nach einer Flatfield-Korrektur, die die Signalhöhe der beiden Satelliten auf gleiche Höhe skaliert, verbessert die Anpassung (siehe Abbildung 3.25).

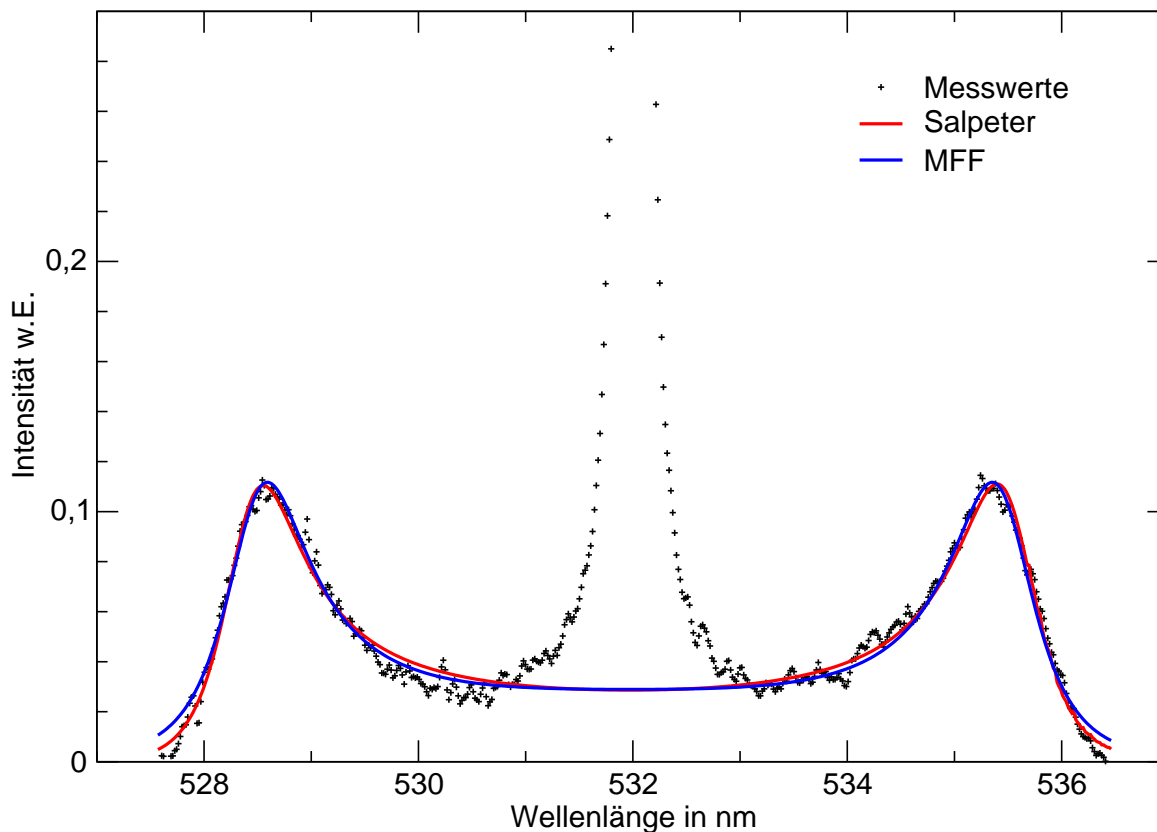


Abbildung 3.25: Vergleich der Anpassungen an das korrigierte Signal durch die SALPETER-Näherung und die MFF-Theorie

Theorie und Abbildung	T_e in K	n_e in 10^{22} m^{-3}	α	σ	Γ	Λ
a) SALPETER (Abb. 3.24)	17900	8,4	1,88	0,00859	4,02	0,066
b) SALPETER (Abb. 3.25)	18000	8,3	1,86	0,00401	4,08	0,065
	T_e in K	n_e in 10^{22} m^{-3}	τ in $\cdot 10^{-14}$	σ	Γ	Λ
a) MFF (Abb. 3.24)	16200	10,2	3,70	0,01660	3,14	0,078
b) MFF (Abb. 3.25)	16300	10,1	3,76	0,00426	3,19	0,077

Tabelle 3.2: Vergleich der Parameter nach unterschiedlicher Präparation der Messwerte für beide Theorien, a) lediglich der Untergrund wurde abgezogen, b) mit Flatfield-Korrektur beim 22 Å-Streuspektrum

Die durch die Anpassung gewonnenen Plasmaparameter unterscheiden sich im Rahmen der Messgenauigkeit nicht, wie Tabelle 3.2 zeigt.

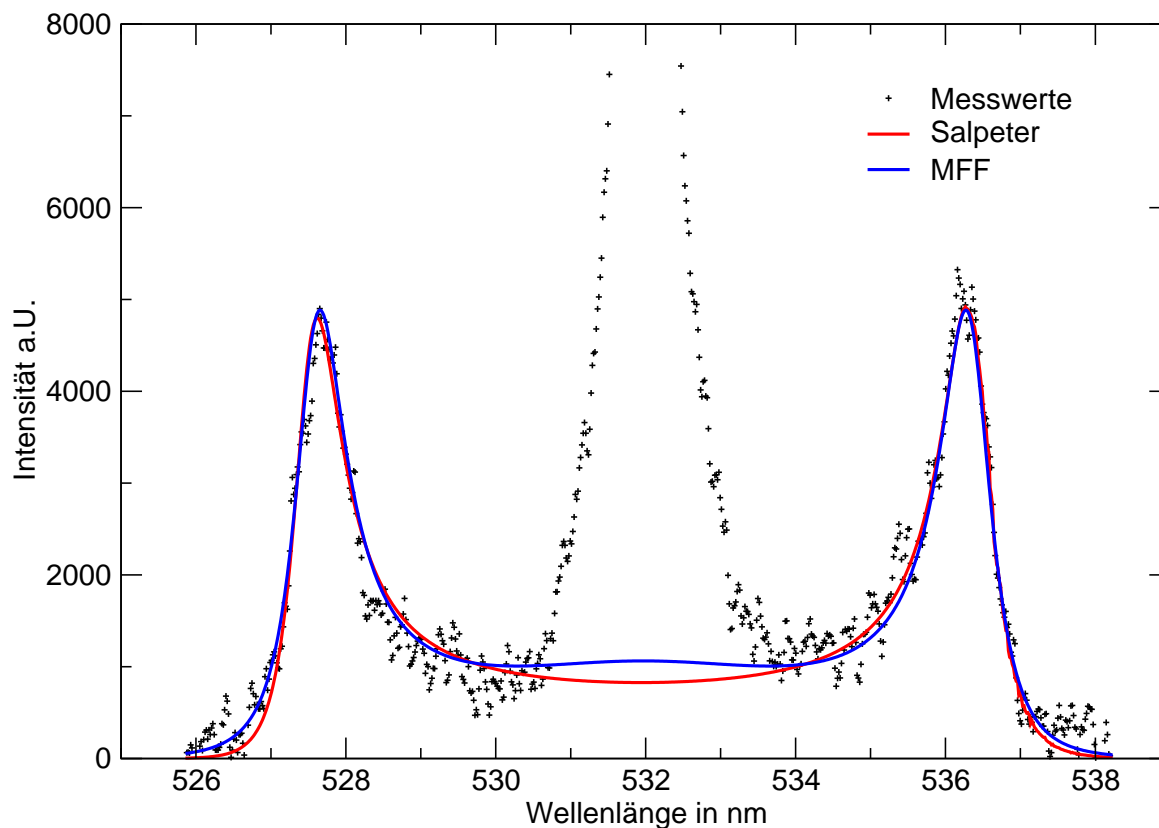


Abbildung 3.26: Vergleich der Anpassungen an das korrigierte Signal durch die SALPETER-Näherung und die MFF-Theorie bei 40 A

Theorie und Abbildung	T_e in K	n_e in 10^{23} m^{-3}	α	σ	Γ	Λ
SALPETER (Abb. 3.26)	24490	1,44	2,11	237	4,92	0,058
	T_e in K	n_e in 10^{23} m^{-3}	τ in $\cdot 10^{-14}$	σ	Γ	Λ
MFF (Abb. 3.26)	22690	1,58	3,68	231	4,18	0,064

Tabelle 3.3: Vergleich der beiden Theorien bei 40 A

Die Tabellen 3.2, 3.3 und 3.4 zeigen die Plasmaparameter aus den beiden THOMSON-Streuthorien im direkten Vergleich (siehe auch die Anpassungen in den Abbildungen 3.26 und 3.27). Obwohl die Anpassungen vergleichbar gut sind, liefert die MFF-Theorie systematisch kleinere Elektronentemperaturen und größere Elektronendichten als die SALPETER-Theorie.

3.3 Ergebnisse

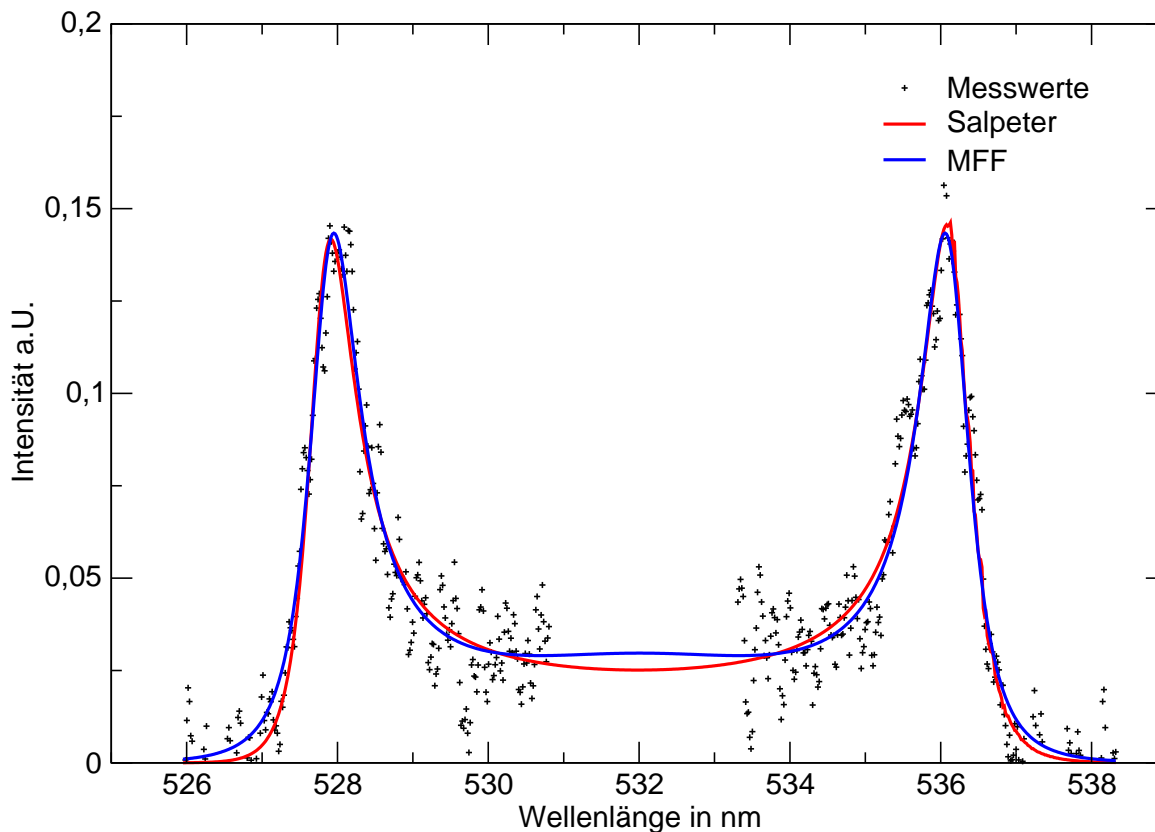


Abbildung 3.27: Vergleich der Anpassungen an das korrigierte Signal durch die SALPETER-Näherung und die MFF-Theorie bei 50 A, 1,6 mm vor der Kathode

Theorie und Abbildung	T_e in K	n_e in 10^{23} m^{-3}	α	σ	Γ	Λ
SALPETER (Abb. 3.27)	22170	1,27	2,08	0,00929	4,51	0,061
	T_e in K	n_e in 10^{23} m^{-3}	τ in $\cdot 10^{-14}$	σ	Γ	Λ
MFF (Abb. 3.27)	19920	1,43	3,77	0,00939	3,62	0,071

Tabelle 3.4: Vergleich der beiden Theorien bei 50 A

Die Abhängigkeit der Elektronendichte und der -temperatur auf der Bogenachse vom Strom kann grob durch eine Gerade approximiert werden (siehe die Abbildungen 3.29, 3.30, 3.31 und 3.32). Abbildung 3.33 zeigt einen Vergleich zwischen gleichzeitig mit der Emissionsspektroskopie gemessenen Plasmaparametern. Die Messungen der Emissionsspektroskopie wurden von (Könemann 2000) durchgeführt.

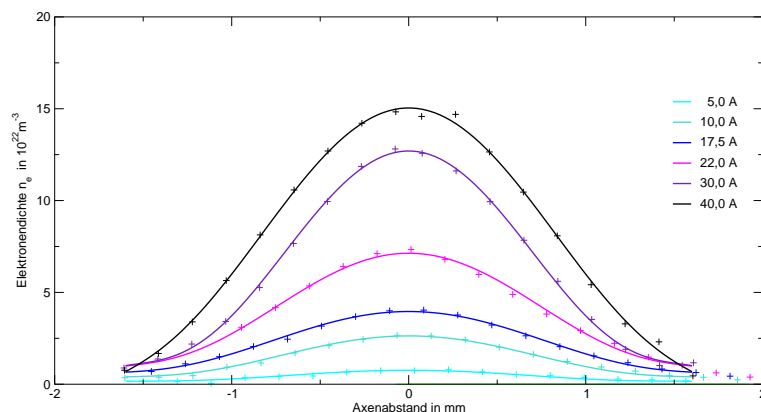


Abbildung 3.28: Radiale Verteilung der Elektronendichte ($1,4 \pm 0,4$) mm vor der Kathode (G18, 0,6 mm) bei verschiedenen Strömen im Brennmodus *blauer Kern*

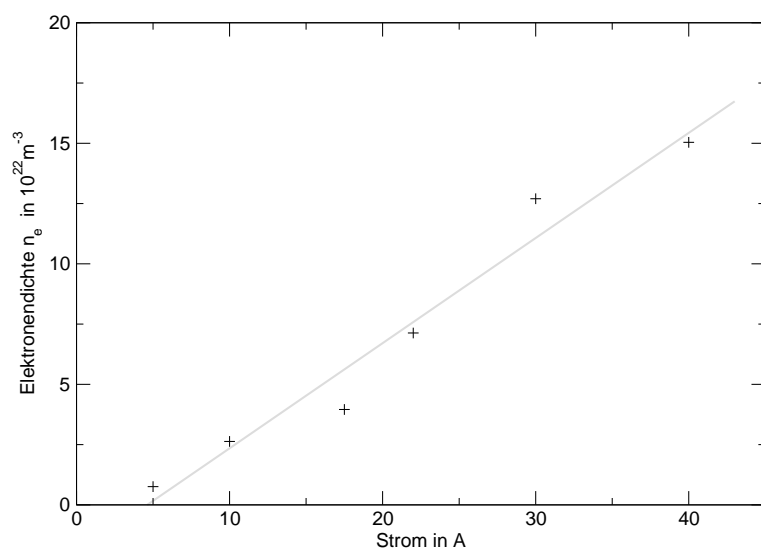


Abbildung 3.29: Stromabhängigkeit der axialen Elektronendichte im Brennmodus *blauer Kern* auf der Achse ($1,4 \pm 0,4$) mm vor der Kathode

Abbildung 3.38 zeigt die radiale Verteilung der Elektronendichte und -temperatur ($1,25 \pm 0,1$) mm vor der Kathode bei verschiedenen Strömen. Beide Plasmaparameter werden mit steigendem Strom größer. Bei 40 A nimmt die Elektronentemperatur auf der Bogenachse von 22600 K ($0,75 \pm 0,1$) mm vor der Kathode auf 17900 K ($1,25 \pm 0,1$) mm vor der Kathode ab. Die Elektronendichte verringert sich dabei von $5,2 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ auf $4,1 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ (siehe Abbildung 3.37).

3.3 Ergebnisse

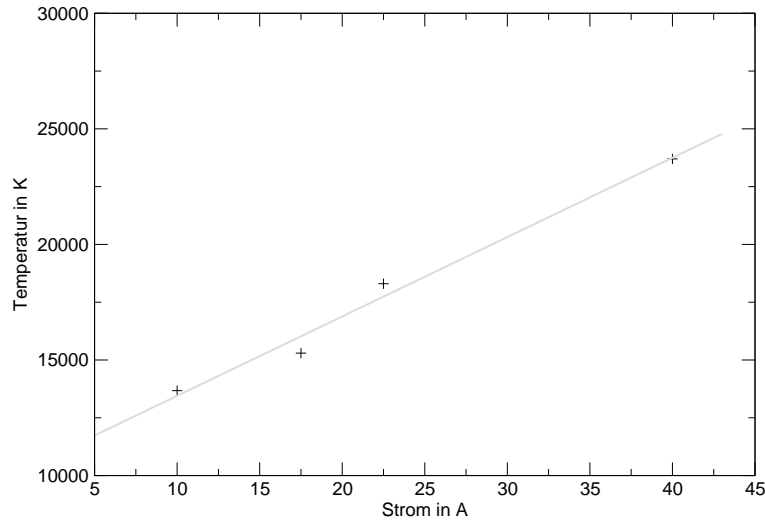
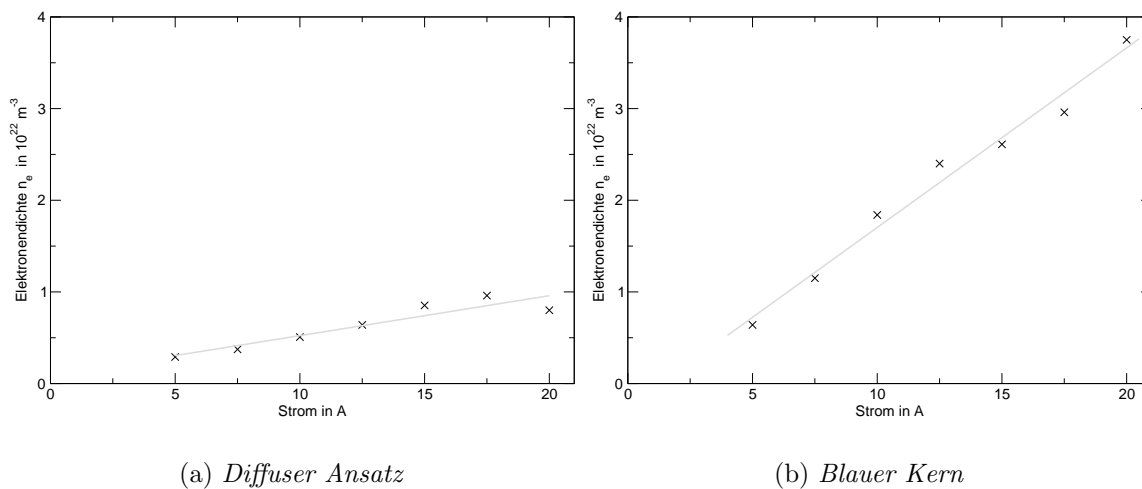


Abbildung 3.30: Stromabhängigkeit der axialen Elektronentemperatur im Brennmodus *blauer Kern* auf der Achse ($1,4 \pm 0,4$) mm vor der Kathode



(a) *Diffuser Ansatz*

(b) *Blauer Kern*

Abbildung 3.31: Vergleich der axialen Elektronendichten im *diffusen Ansatz* und *blauen Kern* ($1,3 \pm 0,3$) mm über der Kathode in Abhängigkeit vom Strom

3.3.3 Diskussion der Qualität der Messdaten

Eine mögliche Fehlerquelle der THOMSON-Streuung ist der Mittelungsprozess. Bei den alten Messungen mit der PCO-Kamera musste für 1000 Laserschüsse über 5 min lang gemessen werden, da bei 10 Hz Laserwiederholrate nur lediglich jedes dritte Bild von der Framegrabber-Karte verarbeitet werden konnte. In dieser Zeit muss der Bogen stabil brennen, da sonst über unterschiedliche Plasmamparameter und damit unterschied-

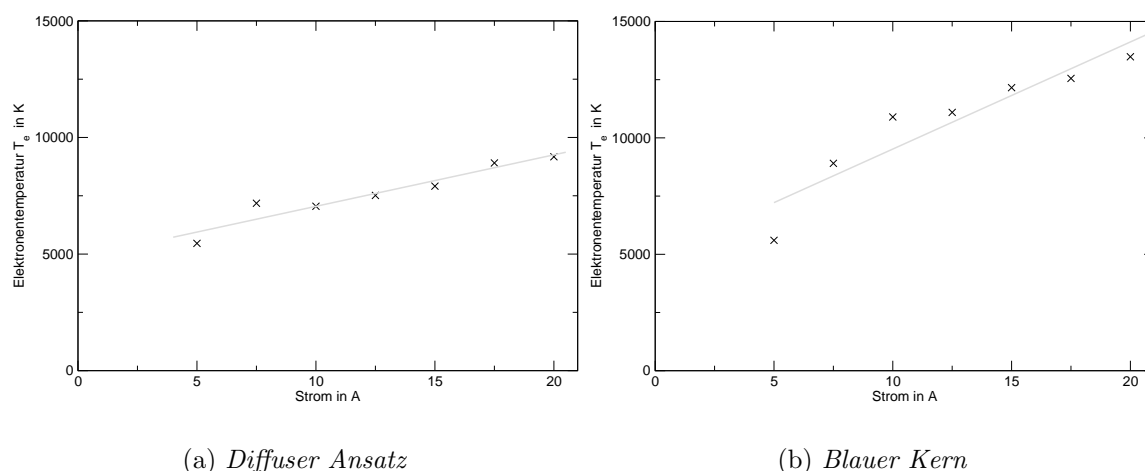


Abbildung 3.32: Vergleich der axialen Elektronentemperaturen im *diffusen* Modus und *blauen Kern* ($1,3 \pm 0,3$) mm über der Kathode in Abhängigkeit vom Strom

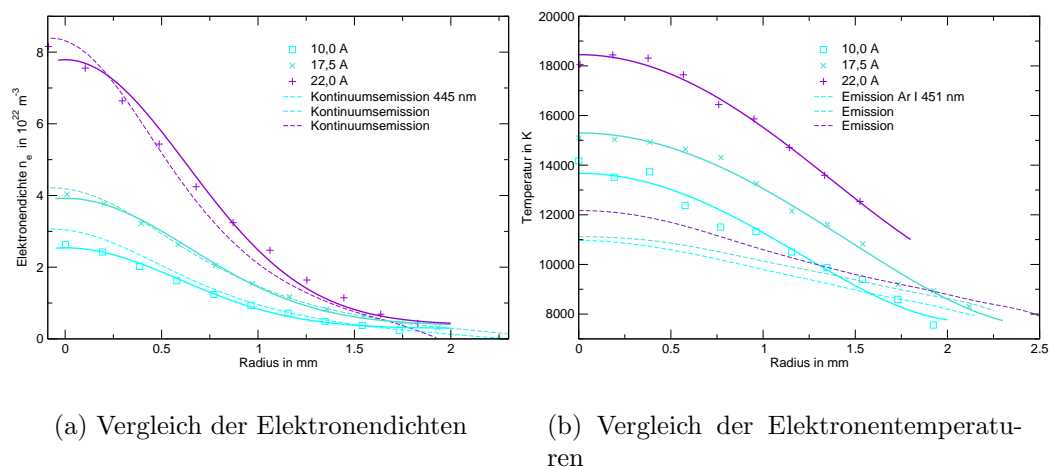


Abbildung 3.33: Die Plasmaparameter n_e und T_e aus der THOMSON-Streuung (SALPETER) im Vergleich zur Emissionsspektroskopie bei verschiedenen Strömen. Die starken durchgezogenen Kurven sind Anpassungen an die Parameter aus der THOMSON-Streuung mit einer GAUSS'schen-Glockenkurve

liche Profilmfunktionen gemittelt wird. Um diesen Fehler weitgehend auszuschließen, wurde die Stabilität der Entladung mit einer Photodiode und durch visuelle Beobachtung kontrolliert. Auf die Photodiode wurde ein Ausschnitt aus der Bogensäule abgebildet.

3.3 Ergebnisse

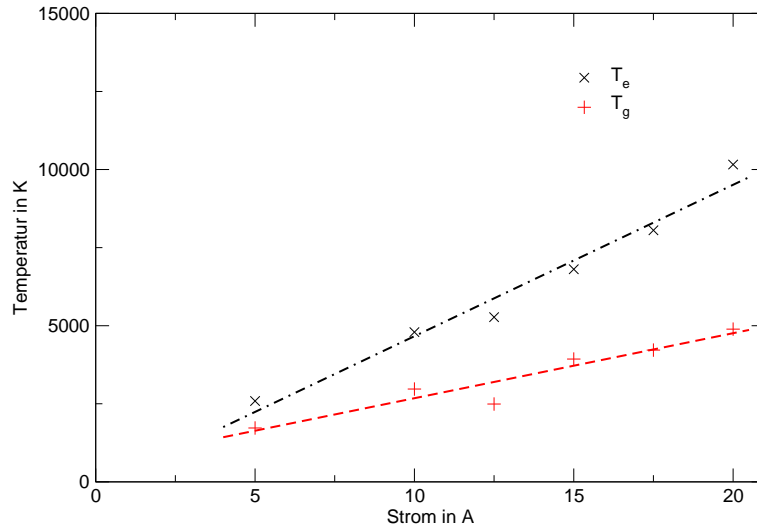


Abbildung 3.34: Vergleich der axialen Elektronentemperatur T_e und Gastemperatur T_g in Abhängigkeit vom Strom im *diffusen* Ansatz ($1,3 \pm 0,3$) mm über der Kathode

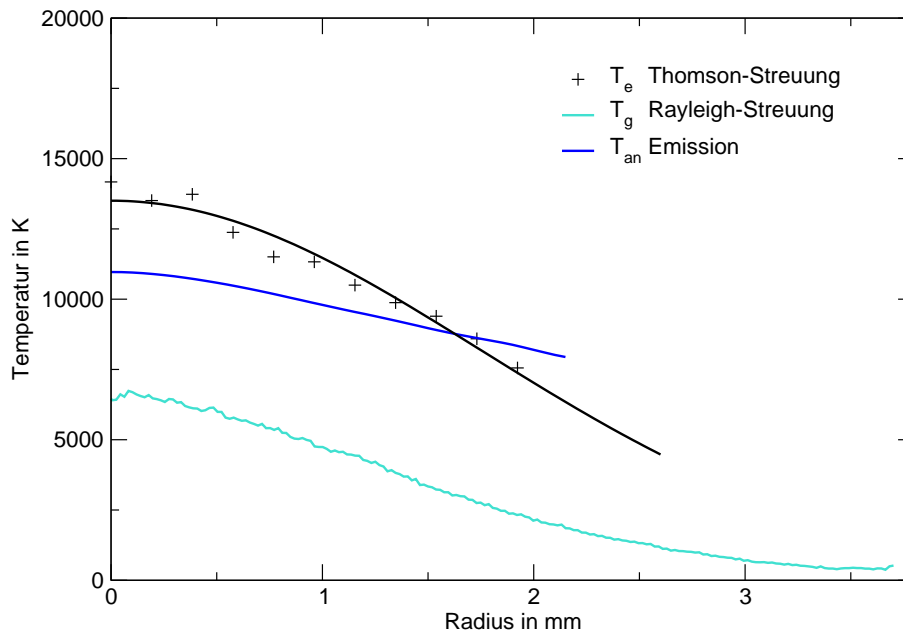


Abbildung 3.35: Temperaturvergleich bei 10 A im Modus blauer Kern

Bei der PI-Max-Kamera konnte mit den vollen 10 Hz gemessen werden. Durch das wesentlich bessere Signal-zu-Rausch der neuen Kamera (gegeben durch die höhere Quanteneffizienz der Photokathode, geringeres Ausleserauschen, der Möglichkeit auf dem Chip zu mitteln und die PELTIER-Kühlung) konnte die Messzeit erheblich verkürzt

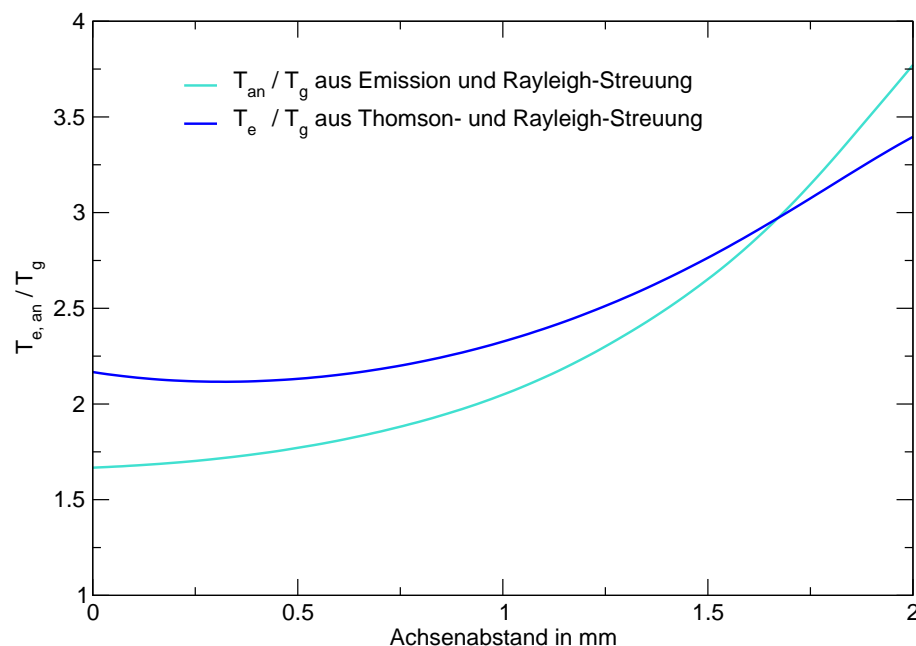


Abbildung 3.36: Verhältnis von Elektronentemperatur T_e bzw. Anregungstemperatur T_{an} zur Gastemperatur T_g in Abhängigkeit vom Abstand zur Symmetrieachse

werden.

Die Aufheizung des Plasmas durch den Lasers über inverse Bremsstrahlung stellt einen möglichen systematischen Fehler dar. Eine Laserenergievariation und anschließende Extrapolation auf null Energie, ergab eine Aufheizung von unter 10 % bei 300 mJ-Pulsen. Die Messungen wurden mit einer Pulsenergie von 100 mJ durchgeführt. Damit sollte dieser Fehler unter 5 % liegen. Bei der Elektronendichte konnte keine Abhängigkeit von der eingestrahlten Laserenergie gezeigt werden. Der Effekt der Aufheizung wird häufig für sehr klein gehalten und vernachlässigt (Goehlich u. a. 1991). Die Messung der Aufheizung ist allerdings selbst sehr fehleranfällig und umstritten (Murphy 2002). Einerseits muss der Bogen in dieser Zeit als Referenz dienen und andererseits führte die Variation der Energie zu Problemen. Eine Variation der Energie am Laser führte zu einer Verschiebung der Strahlteile. Der Einsatz von Graufiltern kann einen Strahlversatz bewirken und dazu führen, dass eine andere Region diagnostiziert wird, als bei einem anderen Filter. Deshalb wurden in den Laserstrahl ein oder mehrere feine Drahtnetze gestellt. Durch das Drehen des Lotes der Netzebene von parallel

3.3 Ergebnisse

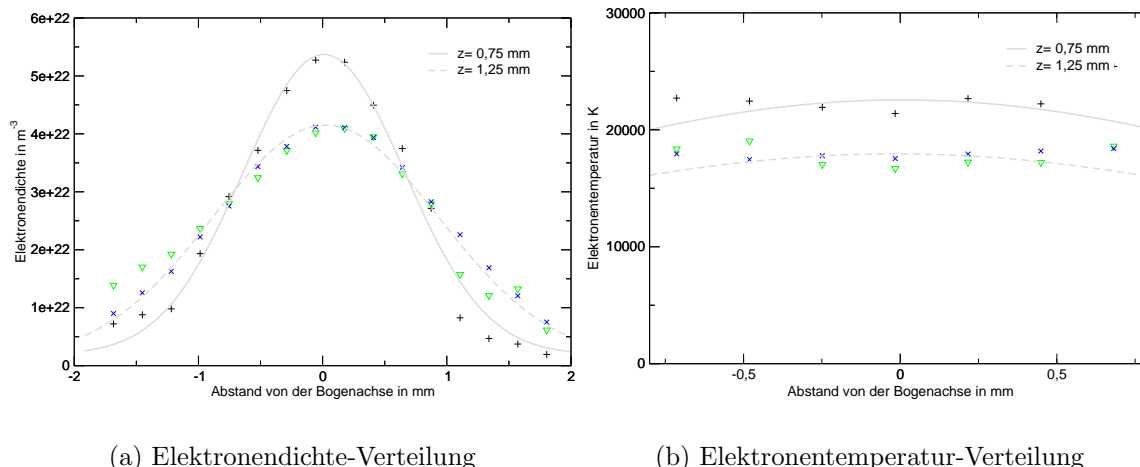


Abbildung 3.37: Die radiale Verteilung der Plasmaparameter n_e und T_e bei 40 A im *diffusen* Ansatz ($0,75 \pm 0,1$) mm und ($1,25 \pm 0,1$) mm vor der Kathode. Die grünen Dreiecke und blauen Kreuze stammen aus zwei verschiedenen Messungen bei $z = (1,25 \pm 0,1)$ mm.

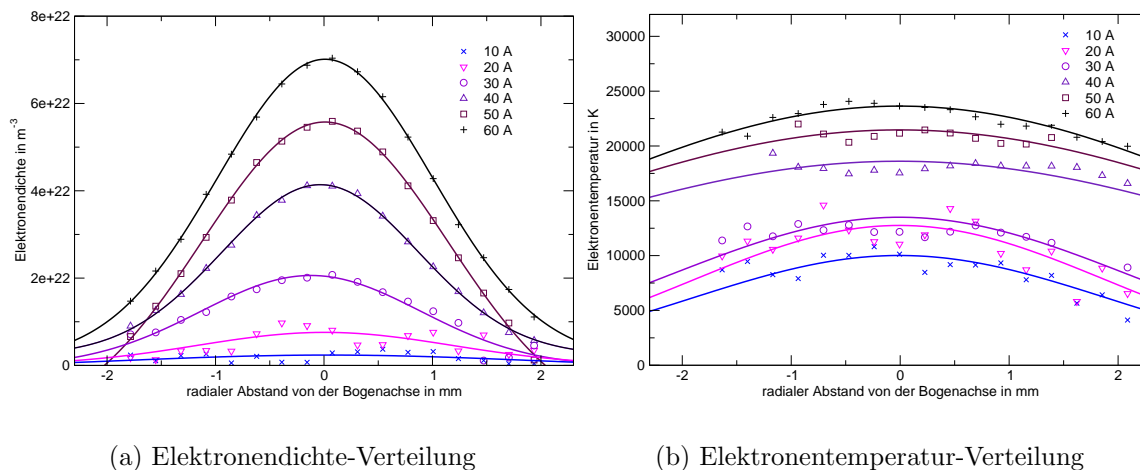


Abbildung 3.38: Die radiale Verteilung der Plasmaparameter n_e und T_e bei verschiedenen Strömen im *diffusen* Ansatz ($1,25 \pm 0,1$) mm vor der Kathode

bis fast senkrecht zum Laserstrahl ließ sich die Energie variieren.

Die Verbreiterung des Spektrums durch die Apparatfunktion kann in den hier verwendeten und ähnlichen Aufbauten für die Elektronenkomponente vernachlässigt werden (Bentley 1997). Die Apparatfunktion wurde aber dennoch bei vielen Spektren berücksichtigt, da die Satelliten bei großen α -Werten schmall werden können. Die vol-

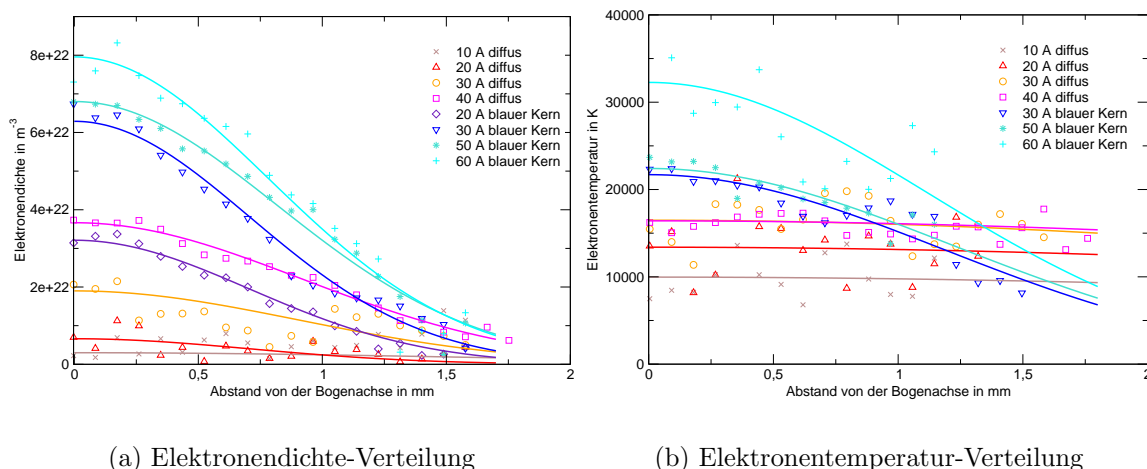


Abbildung 3.39: Die radiale Verteilung der Plasmaparameter n_e und T_e bei 50 kPa im *diffusen* Ansatz ($2,13 \pm 0,1$) mm vor der Kathode

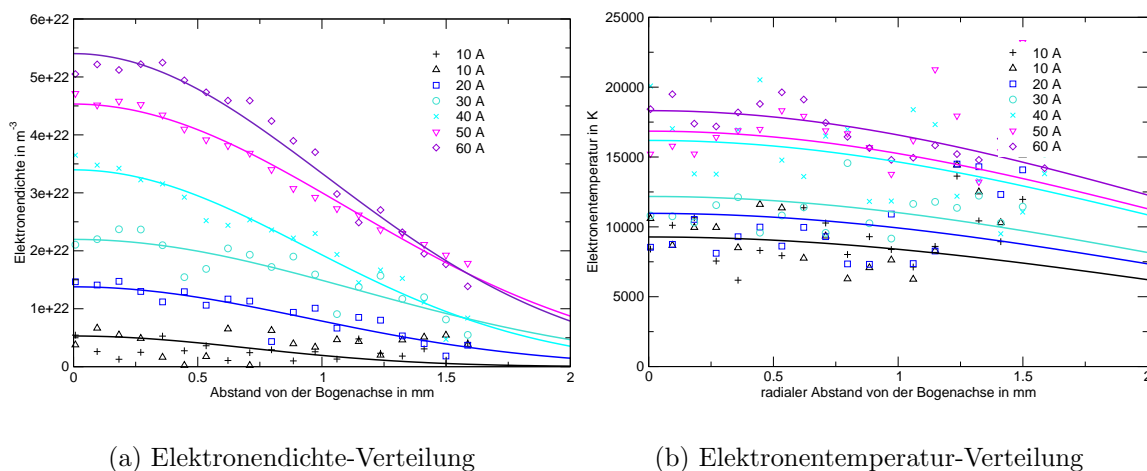


Abbildung 3.40: Die radiale Verteilung der Plasmaparameter n_e und T_e bei 50 kPa im *diffusen* Ansatz ($2,13 \pm 0,1$) mm vor der Kathode

le Halbwertsbreite einer Hg-Cd-Dampflampenlinie betrug 3,3 Kamerapixel, das entspricht 0,06 nm.

Der Messfehler hängt darüber hinaus noch von den Plasmaparameter ab, welche Form das Streuspektrum hat und wie gut sich die Elektronenkomponente von der Zentralkomponente trennen läßt. Insgesamt wurde der Messfehler der Elektronendichte und -temperatur grob auf unter 20 % abgeschätzt.

3.3 Ergebnisse

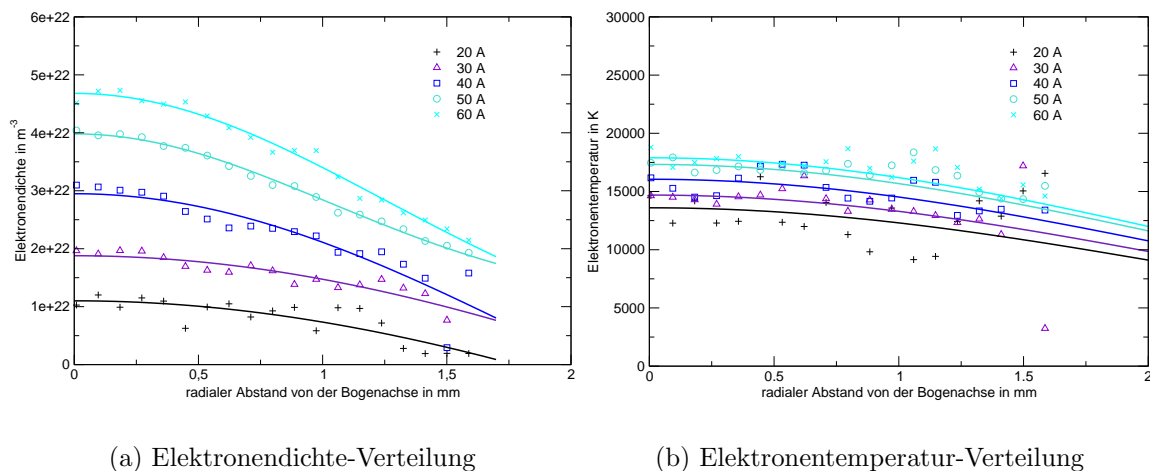


Abbildung 3.41: Die radiale Verteilung der Plasmaparameter n_e und T_e bei 30 kPa im *diffusen* Ansatz ($2,13 \pm 0,1$) mm vor der Kathode

Der Messfehler der Gastemperatur über RAYLEIGH-Streuung liegt nach Murphy und Farmer in Argon bis ca. 9000 K unter 5% (Murphy und Farmer 1992). Die Mittelung über viele Laserpulse stellt in diesem Fall ein geringeres Problem als bei der THOMSON-Streuung dar, da die Streulichtintensität der RAYLEIGH-Streuung im Plasma linear von der Teilchenzahl abhängt und die Summation über unterschiedliche Profildfunktionen wegfällt. Bei einer hinreichenden Anzahl von Laserschüssen mitteln sich sogar die von Schuss zu Schuss schwankenden Laserenergien heraus.

3.3.4 Abweichungen vom LTG

Abweichungen vom LTG können durch elektrische Felder hervorgerufen werden. (Finkelnburg und Maecker 1956) geben eine einfache Näherung zwischen dem Betrag der elektrischen Feldstärke E , der mittleren freien Weglänge der Elektronen λ_e und der Abweichung zwischen Elektronen- und Gastemperatur an:

$$\frac{T_e - T_g}{T_e} = \frac{1}{4} \frac{m_{ar}}{m_e} \left(\frac{eE\lambda_e}{3k_B T_e} \right)^2. \quad (3.6)$$

m_{ar} ist die Masse eines Argonatoms. Die mittlere freie Weglänge der Elektronen kann nach (Wende 1975, Kapitel 10) über

$$\lambda_e = \frac{1}{n_g \langle q_{ea} \rangle + n_e \langle q_{ei} \rangle + n_e \langle q_{ee} \rangle} \quad (3.7)$$

berechnet werden. $\langle q_{ea} \rangle$ ist der RAMSAUER Querschnitt und $\langle q_{ei} \rangle$ der GVOSDOVER Querschnitt. Die Neutralteilchendichte n_g berechnet sich mit der Gastemperatur T_g im Falle von Quasineutralität über $n_g := p/k_B/T_g - 2 * n_e$. (Die Annahme von Quasineutralität stellt nur eine Näherung dar, falls ein elektrisches Feldes vorhanden ist.) Der RAMSAUER Querschnitt wurde durch einfache Approximation an die experimentellen Daten von (Mitchner und Charles H. Kruger 1973, S. 103) durchgeführt.

$$\langle q_{ei} \rangle = \frac{e^4}{48\pi\epsilon_o^2 (k_B T_e)^2} \ln \left[\frac{(6\pi\epsilon_o)^{3/2} (k_B T_e)^{3/2}}{e^3 n_e^{1/2}} \right] \quad (3.8)$$

Die Querschnitte für die Elektronen-Elektronen-Stöße sind zwar kleiner als die für Elektronen-Ionen-Stöße, liegen aber in der selben Größenordnung und können deshalb durch $\langle q_{ee} \rangle \approx \langle q_{ei} \rangle$ genähert werden (Wende 1975, S. 1385).

Die mittlere freie Weglänge der Elektronen hängt damit erheblich von den Plasmaparametern ab. Die Abbildungen 3.42 und 3.43 zeigen die Abweichungen vom LTG nach der MAEKER-Formel in Abhängigkeit vom elektrischen Feld für unterschiedliche Plasmaparameter.

Nimmt man als typische Plasmaparameter unmittelbar vor der Kathode im *blauen*

3.3 Ergebnisse

Kern eine Elektronentemperatur T_e von 20000 K und eine Gastemperatur T_g von 4000 K zur Abschätzung der Neutralteilchendichte an, kann man über Gleichung 3.6 zeigen, wie empfindlich das Verhältnis von T_e/T_g von der Elektronendichte abhängt (siehe Abbildung 3.42). (Anmerkung: Da die RAMSAUER-Querschnitte in dem hier vorliegenden Bereich etwa zwei Größenordnungen kleiner sind als die GVOSDOVER-Querschnitte, spielt die Gastemperatur bei der Berechnung von λ_e keine entscheidende Rolle.)

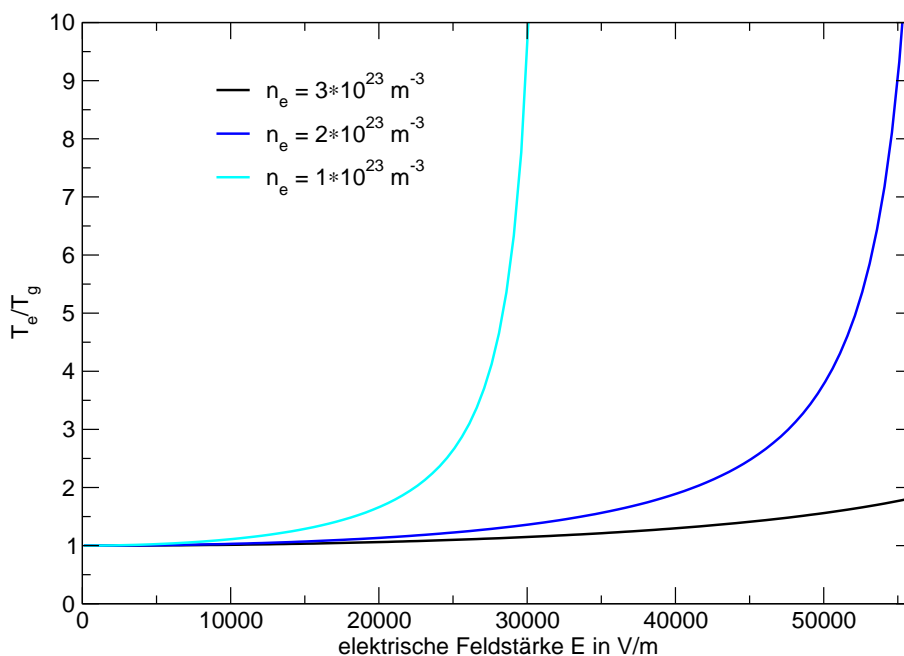


Abbildung 3.42: Abweichung vom LTG durch ein elektrisches Feld nach MAECKER für unterschiedliche Elektronendichten

In die Berechnungen von Abbildung 3.43 geht eine Elektronendichte von 10^{23} m^{-3} und eine Gastemperatur von 4000 K ein. Die Elektronentemperatur wurde variiert.

Die Feldstärken liegen in der Bogensäule bei 1 V/cm. Die Abschätzung der Feldstärke im Kathodenfall ist sehr grob. Nimmt man einen Spannungsabfall von 10 V über $100 \mu\text{m}$ an, erhält man eine Feldstärke von 10^5 V/m . In einer deutlich kleineren Raumladungszone wird die Feldstärke erheblich größer sein. (Anm.: Die theoretisch vorausgesagte Ausdehnung der Raumladungszone liegt in der Größenordnung einiger DEBYE-Längen und damit deutlich unter einem μm .) Nach dieser einfachen Abschätzung sollten in der kathodennahen Bogensäule, die der THOMSON-Streuung zugänglich ist,

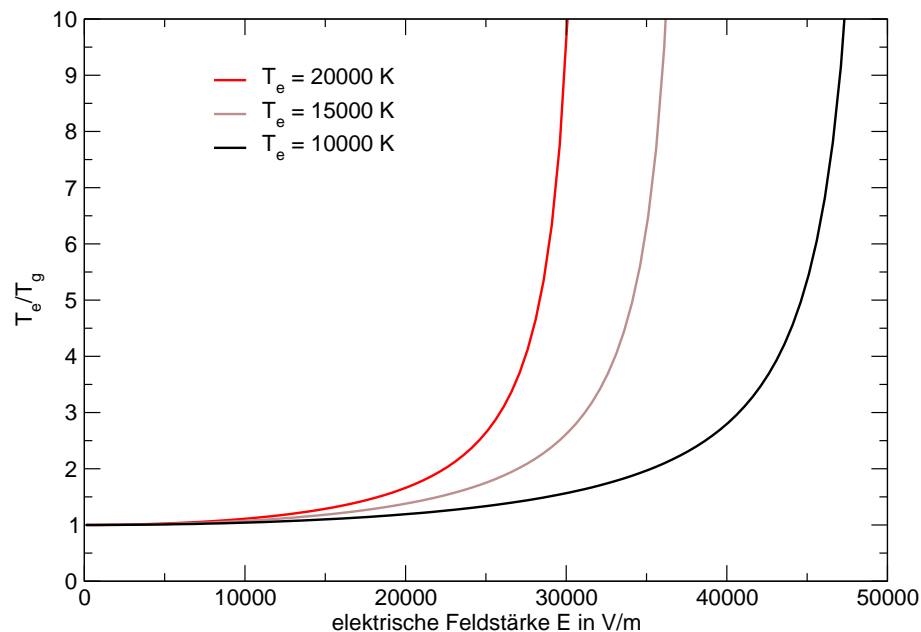


Abbildung 3.43: Verhältnis von T_e zu T_g in Abhängigkeit vom elektrischen Feld bei unterschiedlichen Temperaturen

keine Abweichungen vom LTG vorliegen.

Konvektion, starke Gradienten und Strahlung können ebenfalls eine Temperaturdifferenz zwischen der Elektronentemperatur und der Schwerteilchentemperatur bewirken. Konvektion lässt kaltes Gas von unten und außen zur Bogenachse strömen, das erst aufgeheizt werden muss. Ein großes Konzentrationsgefälle zwischen der Bogenachse und dem Bogenrand bewirkt eine starke Diffusion von kaltem Gas auf die Bogenachse, während das heiße Gas nach außen diffundiert. Die Schwerteilchen auf der Bogenachse können darüberhinaus durch resonante Strahlung abgekühlt werden und die Regionen außen heizen. Die Elektronen können durch den MAECKER-Effekt von der Kathode weg beschleunigt werden ($\vec{j} \times \vec{B}$). Dieser Effekt wird für die Existenz des *Spot*-Ansatzes herangezogen (Mentel u. a. 2003). Eine Kompression des Plasmas durch den Pinch-Effekt kann ausgeschlossen werden, da der Druck durch eigenmagnetische Kräfte mehrere Größenordnungen unter dem Entladungsdruck liegt. Alle diese Effekte können dazu führen, dass die Elektronentemperatur auf der Bogenachse über der Schwerteilchentemperatur liegt.

Nach (Cram u. a. 1988; Wang und Kearney 1990) können die Kühlung der Bogenach-

3.3 Ergebnisse

se durch Argon-Resonanzstrahlung bei 104,8 nm und deren Absorption in den Randregionen bzw. Kaltgasregionen als auch große Gradienten bewirken, dass die Temperaturen aus der Emissionsspektroskopie am Rand des Plasmas über denen der THOMSON-Streuung liegen. Abbildung 3.35 zeigt einen solchen Verlauf bei dem hier vorliegenden Plasma. Dies kann als weiterer Nachweis für ein Nichtgleichgewicht gelten. (Wang und Kearney 1990) beschreiben, dass die oberen Niveaus scheinbar im BOLTZMANN-Gleichgewicht sein können und demnach emissionspektroskopische Daten der oberen Niveaus nicht auf eine Abweichung vom LTG hindeuten. Tatsächlich kann aber der Grundzustand aus dieser Besetzung herausfallen.

Zwei Punkte in den Untersuchungen von (Könemann 2000) deuten darauf hin, dass der genannte Effekt auch in dem hier untersuchten Plasma auftritt. Im Modus *blauer Kern* wurde in den Randregionen des Bogens eine nichtthermische Besetzung beobachtet. Je nachdem, mit welchem Plasmamodell die Daten der Emissionsspektroskopie ausgewertet wurden, ergibt sich ein unterschiedlicher radialer Verlauf der Anregungstemperatur (siehe Vergleich der LTG- und PLTG-Analyse in (Könemann 2000, S. 83, Abb. 6.69)).

Experimentell wurden Abweichungen von der thermischen Besetzung dicht vor der Anode von (Redwitz und Mentel 2003) gemessen. Die dort gezeigten BOLTZMANN-Plots zeigen eine erhebliche Abweichung von der BOLTZMANN-Besetzung.

In beiden Entladungsmodi können die Stromdichten durch thermische Emission der Elektronen aus der Kathode getragen werden. Bei einer angenommenen Kathodentemperatur der Stirnfläche von 3300 K, liefert die RICHARDSON-DUSHMAN-Gleichung (siehe Gleichung 3.1 auf Seite 62) ohne Berücksichtigung der SCHOTTKY-Erniedrigung, mit $D = 1/3$, der Austrittsarbeit für thoriertes Wolfram $\varphi = 2,63$ eV und einem Kathodendurchmesser $d = 0,6$ mm einen Sättigungsstrom von $I_s = 120$ A. Im *diffusen* Modus ist die Kathodentemperatur kälter als im *blauen Kern*. Dennoch ist die Stromdichte wesentlich geringer. Dies kann durch die höhere Ionendichte im *blauen Kern* erklärt werden, die infolge der Raumladung zu einer höheren SCHOTTKY-Erniedrigung führt.

3.3.5 Zusammenfassung

Die Temperaturen der Elektronen liegen nicht nur im Gebiet des Kathodenfalls über der Gastemperatur, sondern auch in der Plasmasäule. Dies wurde in dieser Arbeit durch Messungen der RAYLEIGH-Streuung und der THOMSON-Streuung belegt. Verbesserungen der Messgenauigkeit bestätigen das Ergebnis. Die emissionspektroskopischen Messungen von (Könemann 2000) deuteten allerdings auf LTG hin. Während die Dichten bei Vergleichsmessungen gut übereinstimmten, lagen die Elektronentemperaturen der THOMSON-Streuung auf der Bogenachse teilweise erheblich über der Anregungstemperatur der Emissionsspektroskopie. Die Anregungstemperatur lag ihrerseits über der Gastemperatur der RAYLEIGH-Streuung. Zum Rand hin fällt die Anregungstemperatur schwächer als die Elektronen- und die Gastemperatur ab.

Diese Effekte können durch die resonante Strahlungskühlung und große Gradienten erklärt werden (Cram u. a. 1988; Wang und Kearney 1990). Konvektion und eigenmagnetische Kräfte können darüber hinaus Abweichungen vom Gleichgewicht bewirken. Die Abweichungen zwischen den Emissionsdaten und denen der THOMSON-Streuung können auch nicht durch die Berücksichtigung von Stößen bei der Laserstreuung aufgelöst werden.

Der Vergleich der Kathodenansatzformen zeigt, dass die Elektronendichten und die -temperaturen im *blauen Kern* im Vergleich zum *diffusen* Ansatz bei gleichen Strömen deutlich größer sind. Dies zeigt, dass die Ansatzform an der Kathode auch die Plasmamparameter in der Bogensäule wesentlich beeinflusst.

3.3.6 Ausblick

Künftige Messungen im Institut werden mit weiteren Messverfahren die Datenlage weiter verbessern und die Entladungsmodi weiter charakterisieren.

Insbesondere die spektral aufgelöste Absorptionsspektroskopie kann neue unabhängige Plasmamparameter liefern. In der Säule können die Gastemperaturen mit denen der

3.3 Ergebnisse

RAYLEIGH-Streuung verglichen werden. Ferner kann mit diesem Verfahren der kathodennahe Bereich untersucht werden. Während in der Plasmasäule die Dopplerbreite zur Temperaturbestimmung herangezogen werden kann, muss in der Nähe der Kathode die STARK-Effekt-Verbreiterung berücksichtigt werden. Die gewonnenen Temperaturen und evtl. Dichten können mit denen der Emissionsspektroskopie verglichen werden. Die Zwei-Wellenlängen-Interferometrie bietet bei der Verwendung von bildgebenden Verfahren die Möglichkeit, die Elektronendichte im gesamten Bogen mit einer Aufnahme zu vermessen. Zur Messung der Differenz zwischen Gas- und Elektronentemperatur wird die Linienemission einer Spektrallinie beim Abschalten des Bogens herangezogen werden. Alle Methoden sind *line-of-sight*-Messungen und müssen entsprechend der ABELSchen Integralgleichung transformiert werden.

Interessant wird sein, in wie weit neue Modelle die experimentellen Ergebnisse wiedergeben können. Zu den bisher nicht erklärbaren Effekten gehören die verschiedenen beobachteten Entladungsmodi, die Phasenübergänge zwischen den Ansätzen und die große Ausdehnung des kathodenseitigen Dunkelraumes. Dabei werden die Berücksichtigung der resonanten Strahlung und die neuen Untersuchungen und Methoden von (Rat u. a. 2001; Rat u. a. 2002) entscheidenden Einfluss auf die Ergebnisse der neuen Modelle haben.

Literaturverzeichnis

Abele 1997 ABELE, Johannes: *Die Lichtbogenlampe*. 1997. – ISBN-Nr. 3-924183-31-7

Aschenbrenner 2001 ASCHENBRENNER, Norbert: Bildschirm aus Plastik. In: *Spektrum der Wissenschaft* (2001), November, Nr. 11, S. 83–84

Bentley 1997 BENTLEY, Robin E.: Shape parameters for the Thomson electron feature as a means of interpreting laser scattering data. In: *Meas. Sci. Technol* 8 (1997), S. 1139–1145

Bergmann und Schaefer 1975 BERGMANN ; SCHAEFER ; GOBRECHT, H. (Hrsg.): *Aufbau der Materie*. Bd. 2. Walter de Gruyter; Bergmann Schaefer IV, Teil 2 Lehrbuch der Experimentalphysik, 1975

Brockhaus Enzyklopädie 1990 BROCKHAUS ENZYKLOPÄDIE: *Brockhaus Enzyklopädie in vierundzwanzig Bänden*. 19. F.A. Brockhaus Mannheim, 1990 (13 LAH-MAF)

Broeg 2002 BROEG, Helmut: Licht - Wege zur Erleuchtung. In: *Geo* (2002), Februar, S. 134–148

Bötticher und Bötticher 2000 BÖTTICHER, R. ; BÖTTICHER, W.: Numerical modelling of arc attachment to cathodes of high-intensity discharge lamps. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 33 (2000), S. 367–374

- Bötticher u. a. 2001** BÖTTICHER, R. ; FLESCHE, P. ; SCHMITZ, H. ; WENDELSTORF, J.: Vergleich unterschiedlicher Kathodenmodelle / Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie (BMBF). 2001. – Forschungsbericht
- Cram u. a. 1988** CRAM, L. E. ; POLADIAN, L. ; ROUMELIOTIS, G.: Departure from equilibrium in a free-burning argon arc. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 21 (1988), S. 418–425
- DG535 1997** DG535, Stanford Research S.: *Model DG535 Digital Delay/Pulse Generator*. Revision 2.4. 1290-D Reamwood Avenue, Sunnyvale, California 94089 U.S.A.: Stanford Research Systems, Inc., 1997
- Eichler u. a. 1993** EICHLER, Hans-Joachim ; FLEISCHER, Axel ; KROSS, Jürgen ; KRYSSTEK, Michael ; LANG, Heinwig ; NIEDRIG, Heinz ; RAUCH, Helmut ; SCHMAHL, Günter ; SCHOENENBECK, Heinz ; SEDLMAYR, Erwin ; WEBER, Horst ; WEBER, Kurt ; NIEDRIG, Heinz (Hrsg.): *Lehrbuch der Experimentalphysik / Bergmann; Schaefer: Optik*. Bd. 3. 9. Aufl. Walter de Gryter, 1993
- Finkelnburg und Maecker 1956** Kap. Elektrische Bögen und thermisches Plasma
In: FINKELNBURG, W. ; MAECKER, H.: *Handbuch der Physik*. Bd. XXII, Gasentladungen II: *Elektrische Bögen und thermisches Plasma*. Springer Verlag, 1956, S. 254–444
- G. Kühn 2002** G. KÜHN, M. K.: 2 D display of tungsten impurity in a free-burning arc using laser-induced fluorescence. In: *J. Phys. D* 35 (2002), S. 2096–2104
- Gobrecht 1987** GOBRECHT, Heinrich: *Lehrbuch der Experimentalphysik / Bergmann; Schaefer: Elektrizität und Magnetismus*. Bd. 2. 7. Aufl. Walter de Gryter, 1987
- Goehlich u. a. 1991** GOEHLICH, A. ; SCHULZ - VON DER GATHEN, V. ; DÖBELE, H. F.: Thomson scattering diagnostics of an argon arc plasma and spectral reso-

lution of the ion feature with a narrow bandwidth dye laser. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 33 (1991), Nr. 1, S. 29–40

Grace Development Team 2001 GRACE DEVELOPMENT TEAM. *xmgrace 5.1.3*. Programm: <http://plasma-gate.weizmann.ac.il/Grace/>. 2001

Heybrock und Brinkmann 2000 HEYBROCK, Eckhard ; BRINKMANN, Uwe: Optische Technologien made in Germany. In: *Physikalische Blätter* (2000), Oktober, Nr. 10, S. 59–63

Holger Kock 2002 HOLGER KOCK: Wachstumsschub für Polymer-Displays. In: *Physik Journal* (2002), Juni, Nr. 6, S. 16

Hoyaux 1968 HOYAUX, Max F.: *Arc Physics*. Springer Verlag, 1968

<http://www.licht-museum.de> [HTTP://WWW.LICHT-MUSEUM.DE](http://www.licht-museum.de). *Internetseiten des Museums für Licht und Beleuchtung in Arnshausen*. Internet

Kunze 1968 KUNZE, H. J.: The laser as a tool for plasma diagnostics. In: (Lochte-Holtgreven 1968), S. 550ff

Könemann 2000 KÖNEMANN, Fred: *Emissionsspektroskopie im kathodennahen Bereich eines Lichtbogens*. Hannover, Germany, Institut für Atom- und Molekülphysik, Abteilung Plasmaphysik der Universität Hannover, Diss., Mai 2000

Lindner 2001 LINDNER, Martin: Psychologie: Wohl fühlen oder konzentrieren? In: *Spektrum der Wissenschaft* (2001), November, Nr. 11, S. 85. – Interview mit Christoph Scherz

Lochte-Holtgreven 1968 LOCHTE-HOLTGREVEN, W. (Hrsg.): *Plasma Diagnostics*. 1. New York: Wiley, 1968

Luhmann 2001 LUHMANN, Jens: *Charakterisierung thermisch emittierender Kathoden für Hochdruckgasentladungslampen durch elektrische Messungen*, Fakultät

für Elektrotechnik und Informationstechnik an der Ruhr-Universität Bochum, Diplomarbeit, 2001

M. George Craford u. a. 2001 M. GEORGE CRAFTORD ; NICK HOLONYAK JR. ; FREDERICK A. KISH JR.: Bye, Bye Glühbirne. In: *Spektrum der Wissenschaft* (2001), November, Nr. 11, S. 78–81

MacGregor 2000 MACGREGOR, Scott J. (Hrsg.) ; GD 2000 Committees (Veranst.): *XIII International Conference on Gas Discharges and their Applications*. Department of Electronic and Electrical Engineering, University of Strathclyde, Glasgow G1 1XW, UK : Local Organising Committee of GD2000, September 2000

Mentel u. a. 2003 MENDEL, J. ; LANGENSCHIEDT, O. ; LICHTENBERG, S. ; DABRINGHAUSEN, L. ; REDWITZ, M. *Investigation of the Mode Variety of the Cathodic Arc Attachment*. DPG-Vortrag. März 2003

Microsoft Encarta 1999 MICROSOFT ENCARTA. *Encarta Enzyklopädie*. CD. 1999

Mitchner und Charles H. Kruger 1973 MITCHNER, M. ; CHARLES H. KRUGER, Jr.: *Partially Ionized Gases*. John Willey & Sons, 1973

Murphy 2002 MURPHY, A. B.: Electron heating in the measurement of electron temperature by Thomson scattering: Are thermal plasmas thermal? In: *Physical Review Letters* 89 (2002), Juli, Nr. 2, S. 025002–1 – 025002–4

Murphy und Farmer 1992 MURPHY, A. B. ; FARMER, A. J. D.: Temperature measurement in thermal plasmas by Rayleigh scattering. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 25 (1992), April, Nr. 4, S. 634–643

Mütze u. a. 1961 MÜTZE, Karl ; FOITZIK, Leonhard ; KRUG, Wolfgang ; SCHREIBER, Günther: *ABC der Optik*. VEB F. A. Brockhaus Verlag Leipzig, 1961

Penning 1957 PENNING, F. M.: *Elektrische Gasentladungen*. Philips' technische Bibliothek, 1957

- Petrov 1803** PETROV, W.: Galvano-Volta experiments with a giant battery. In: *Acad. med. chir.* (1803). – Petersburg
- PI-Max 1999** PI-MAX: *PI-Max User Manual*. Manual Version 2, Revision A. 3660
Quakerbridge Road, Trenton, NJ 08619, USA: Roper Scientific, Oktober 1999
- PTB 1981** PTB. *Wolfram-Bandlampe*. Prüfbericht PTB Braunschweig. 1981
- Raizer 1997** RAIZER: *Gas Discharge Physics*. 2. Springer Verlag, 1997
- Rat u. a. 2001** RAT, V. ; ANDRE, P. ; AUBRETON, J. ; ELCHINGER, M. F. ; FAUCHAIS, P. ; VACHER, D.: Transport coefficients including diffusion in a two-temperature argon plasma. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 35 (2001), S. 981–991
- Rat u. a. 2002** RAT, V. ; AUBRETON, J. ; ELCHINGER, M. F. ; FAUCHAIS, P. ; MURPHY, A. B.: Diffusion in two-temperature thermal plasmas. In: *Physical Review E* 66 (2002), November, S. 0564071–0564079
- Redwitz und Mentel 2003** REDWITZ, M. ; MENTEL, J. *Plasma-Emissionsspektroskopie an einer Hochdruck-Bogenentladung*. Vortrag bei einem BMBF-Verbundtreffen und persönliche Mitteilung. Januar 2003
- Reiche u. a. 2001** REICHE, J. ; KÖNEMANN, F. ; MENDE, W. ; KOCK, M.: Diagnostics of discharge modes of a free-burning low-current argon arc. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 34 (2001), November, Nr. 21, S. 3177–3184
- Riemann 1991** RIEMANN, K.-U.: The Bohm criterion and sheath formation. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43 (1991), S. 493–518
- Schmitz 1999** SCHMITZ, Holger: *Die Randschicht eines Saha-Plasmas, Theorie und Anwendung*, Ruhr-Universität-Bochum, Fakultät für Physik und Astronomie, Diss., 1999
- Schulz-Gulde u. a. 2000** SCHULZ-GULDE, E. ; KOCK, M. ; KÖNEMANN, F. ; MENDE, W. ; GIES, V. ; REICHE, J. ; KNOCH, A. ; KÜHN, G.: Spektroskopischer Nach-

weis von erodiertem Kathodenmaterial im Kathodenbereich von Gasentladungslampen / Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie; Förderkennzeichen: 13N7106. 2000. – Forschungsbericht / Abschlussbericht

Wang und Kearney 1990 WANG, Zhenming ; KEARNEY, Robert J.: Rayleigh Scattering From An Argon Plasma Jet At Atmospheric Pressure. In: *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 44 (1990), Januar, Nr. 3, S. 339–343

Warner und Hieftje 2001 WARNER, Kelly ; HIEFTJE, Gary M.: Thomson scattering from an analytical plasma. In: *Spectrochimica Acta Part B* 57 (2001), Oktober, S. 201–204

Wende 1975 Kap. X. In: WENDE, Burkhard: *Das Plasma.* (Bergmann und Schaefer 1975), 1975, S. 1371–1507

Wendelstorf 2000 WENDELSTORF, Jens: *Ab initio modelling of thermal plasma gas discharges (electric arcs)* *Ab initio modelling of thermal plasma gas discharges (electric arcs)*, Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, Diss., Dezember 2000

Weßeling 1994 WESSELING, Heinz-Jürgen: *Entwicklung der Thomsonstreuendiagnostik zur Bestimmung von Geschwindigkeitsverteilungen in Niedertemperaturplasmen möglichst geringer Elektronendichten*, Fakultät für Physik und Astronomie an der Ruhr-Universität Bochum, Diss., 1994

WinSpec 1999 WINSPEC: *WinSpec User's manual.* Version 2.4. 3660 Quakerbridge Road, Trenton, NJ 08619, USA: Roper Scientific, September 1999

Wutz u. a. 1982 WUTZ, Max ; ADAM, Hermann ; WALCHER, Wilhelm: *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik.* Vieweg & Sohn, 1982

Zaidel' u. a. 1970 ZAIDEL', A.N. ; PROKOF'EV, V.K. ; RAISKII, S.M. ; SLAVNYI, V.A. ; SHREIDER, E.Ya.: *Tables of Spectral Lines.* IFI/Plenum, 1970

4 Streuung am optischen Gasdurchbruch

Das Experiment am optischen Gasdurchbruch wurde separat vom Bogenexperiment aufgebaut. Es diente dazu, eine größere Variation der Plasmaparameter durchführen zu können.

4.1 Einleitung

Nach (Raizer 1997) wurde der „optische Gasdurchbruch“ 1963 völlig unerwartet entdeckt. Gasdurchbrüche mit optischen Frequenzen benötigen sehr hohe Feldstärken von $(10^6 - 10^7)$ V/cm und damit Lichtintensitäten von 10^5 MW/cm². Diese Bedingungen konnten durch Fokussierung eines kontinuierlichen Lasers nicht erfüllt werden. Erst mit gepulsten Lasern und entsprechend hohen Pulsenergien konnte ein Gasdurchbruch erzielt werden.

4.2 Experimenteller Aufbau

Abbildung 4.1 zeigt das Experiment in der Draufsicht. Die Maßnahmen zur Falschlichtreduzierung für die THOMSON-Streuung sind völlig analog zu Kapitel 3.2.5 vorgenommen worden und werden deshalb hier nicht weiter erläutert. Das Plasma wurde im Zentrum der gezeichneten Vakuumapparatur gezündet. Pumpflansche sind nicht gezeichnet. Evakuiert wurde über eine Turbomolekularpumpe der Firma Pfeiffer (Typ

TPH 170) mit einer vorgeschalteten Drehschieberpumpe der Firma Pfeiffer (Typ DUO 004 B). Vor den Messungen wurde die Apparatur evakuiert. Dabei wurde ein Druck kleiner als 10^{-4} Pa erreicht. Anschließend wurde Edelgas auf den gewünschten Druck eingeleitet. Das rot gezeichnete Kreuz stellt die Achse des Lasers (Firma Quanta Ray, Typ DCR-11) zur Zündung des Gasdurchbruchs dar. Der Laserstrahl wurde senkrecht zur Zeichenebene von oben in das Vakuumgefäß fokussiert. Wegen der Übersichtlichkeit wurde der Laser nicht in die Abbildung eingezeichnet. Die Laserwellenlänge lag bei 1064 nm.

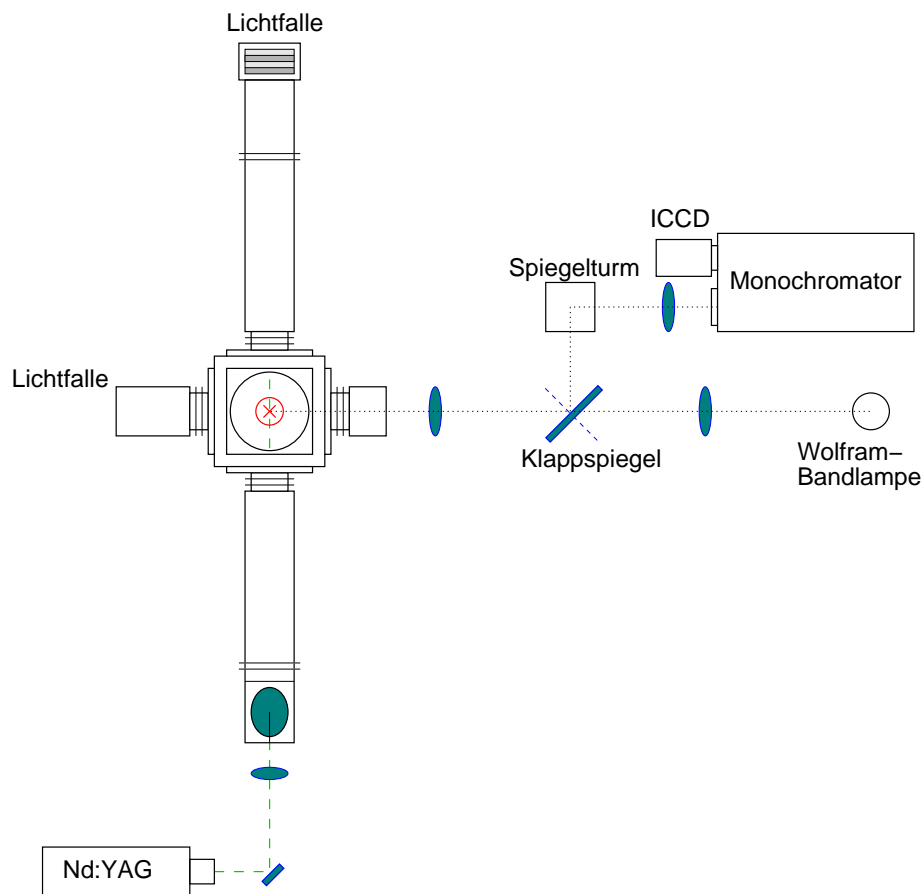


Abbildung 4.1: Aufbau des Streuexperimentes am optischen Gasdurchbruch in der Draufsicht

Der zweite Nd:YAG-Laser (Firma Quanta Ray, Typ DCR 2A(10)PS) für die Diagnostik wurde über den dielektrischen Spiegel, die Linse und das Strahlrohr in das

4.2 Experimenteller Aufbau

Beobachtungsvolumen fokussiert. Dabei wurde die frequenzverdoppelte Strahlung verwendet (532 nm). Er verließ das Gefäß über das zweite Strahlrohr und wurde in einer Lichtfalle aus Graufiltern absorbiert. Beide Laser sind gepulst und wurden mit 10 Hz betrieben. Die vollen Halbwertsbreiten der Pulsdauern lagen bei 10 ns. Der Beobachtungsstrahlengang bestand aus einem T-Aufbau mit zwei identischen Linsen auf der T-Achse. Über den Klappspiegel konnten wahlweise das Entladungsvolumen oder die Wolframbandlampe auf den Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet werden. Abbildung 4.2 zeigt die Steuerung des Experimentes. Der DCR-Laser gab durch seine

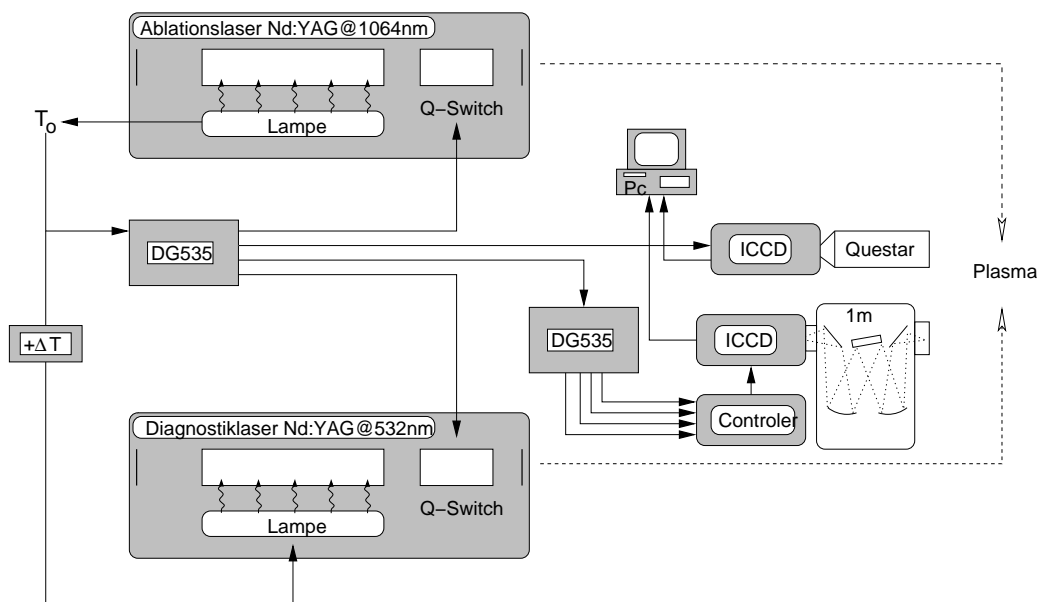


Abbildung 4.2: Triggerung

interne 10 Hz-Triggerung den Startzeitpunkt für seine Pumplampe vor. Dieses Signal wurde durch die Verzögerungseinheit $50 \mu\text{s}$ später, erstens an den GCR-Laser als Startzeitpunkt für die Blitzlampe und zweitens in den DG535 geleitet. Da der DCR mit $260 \mu\text{s}$ Zeitversatz zwischen Lampe und Q-Switch am stabilsten lief, startete der DG535 diesen $210 \mu\text{s}$ später über den Q-Switch und damit wenige ns danach das Laserplasma. Der DG535 gab ebenfalls die Zündung des Diagnostiklasers GCR vor. Der Zeitversatz zwischen beiden Lasern und damit der Diagnostikzeitpunkt konnte für die Messung über einen großen Zeitraum variiert werden.

Die Laserpulsenergie W_L des DCR beträgt nach (Schröder 2001) bei 1064 nm $300 \pm 20\%$ mJ. Die Strahltaile d kann aus dem Produkt zwischen der Brennweite der fokussierenden Linse $f = 8$ cm und der Divergenz $\theta = 0.5$ mrad abgeschätzt werden (Raizer 1997).

Die folgende Abschätzung der Bestrahlungsstärke ist eine grobe Näherung, da die Laserpulsenergie um bis zu 20 Prozent schwankte und die im Folgenden beschriebene Messung der Spotgröße des Lasers mit *Doughnut*-Profil weitere Unsicherheiten und Abschätzungen beinhaltet. Darüberhinaus wurde die Laserpulsdauer τ_L mit 10 ns abgeschätzt. Durch das Spiking innerhalb dieses Zeitraums war die tatsächliche Bestrahlungsstärke wesentlich höher. Ein asymmetrisches Strahlprofil führt ebenfalls zu lokal größeren Leistungsdichten.

Der Strahldurchmesser wurde entlang der Laserstrahlachse um den Fokus herum gemessen. Zunächst wurde ein poliertes Target auf einem x-z-Tisch montiert. Dann wurde das Profil des Lasers durch Einzelschüsse auf dieses Target in Abständen von 0,5 mm auf der Strahlachse um den Fokus herum gebrannt. Die beiden Strahldurchmesser, des durch eine stigmatische Abbildung erzeugten elliptischen Strahlprofils, wurden anschließend auf einem Komparator bestimmt.

Für den Strahlradius w eines GAUSSschen Strahls gilt $w^2(z) = w_o^2 \left(1 + \left(\frac{z}{z_o}\right)^2\right)$ (Meschede 1999). Hierbei sind z der Ort und z_o der Rayleigh-Parameter. Damit folgt für den Strahldurchmesser $d = d_o \sqrt{\left(1 + \left(\frac{z-z_1}{z_o}\right)^2\right)}$. Für eine Verschiebung des Strahltaile steht z_1 .

Durch nichtlineare Regression des Programms *xmgrace* (Grace Development Team 2001) an diese Funktion wurden jeweils die beiden Halbachsen $d_1(z)$ und $d_2(z)$ bestimmt. Der Flächeninhalt A dieses elliptischen Profils ergibt sich aus den Halbachsen d_1 und d_2 (s. Abb. 4.3) durch $A = \pi \frac{d_1 d_2}{4}$. Berücksichtigt man zusätzlich die vom Laser nicht beleuchtete und ebenfalls mit dem Komparator gemessene Innenfläche, verringert sich die tatsächlich bestrahlte Fläche A' um den Faktor $4,0 \pm 0,7$. Die Bestrahlungsstärke berechnet sich aus dem Quotienten der Laserpulsleistung $P_L = W_L/\tau_L$ und der bestrahlten Fläche A' . Das

4.3 Beobachtungen mit dem Fernmikroskop

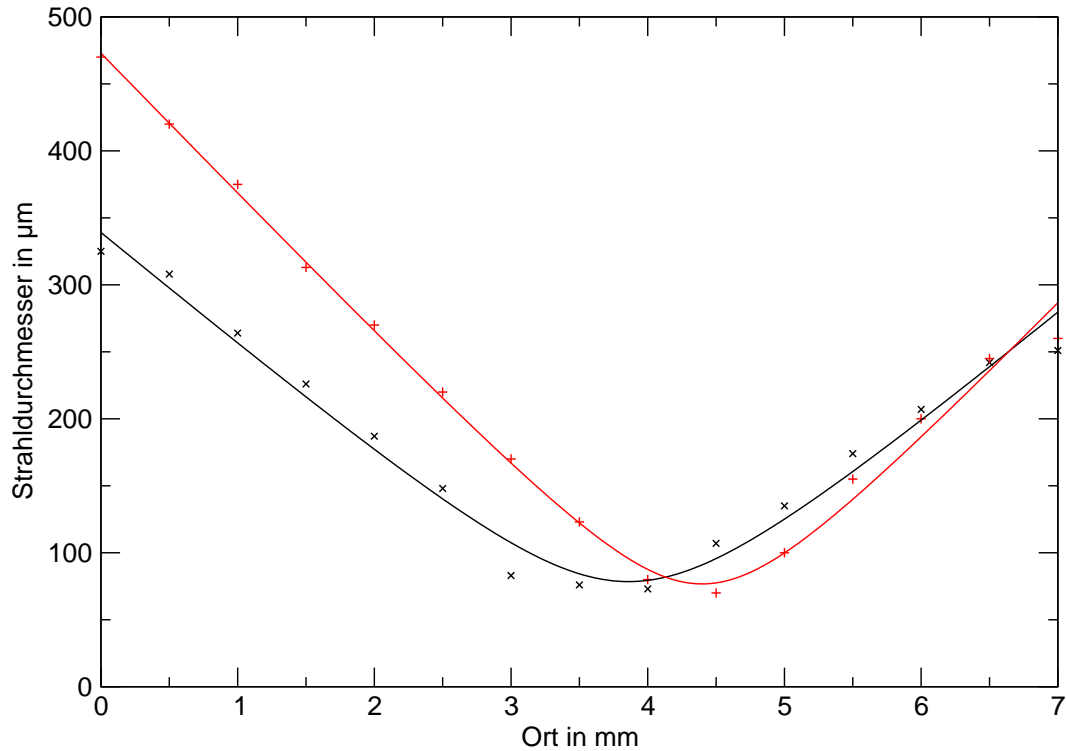


Abbildung 4.3: Strahldurchmesser beider Halbachsen des elliptischen Strahlprofils um den Fokus der $f = 8$ cm-Linse

Ergebnis dieser Abschätzung zeigt Abbildung 4.4. Die Spitzenleistungsdichte betrug hiernach $2,3 \cdot 10^{16}$ W/m².

4.3 Beobachtungen mit dem Fernmikroskop

Bei diesen Messungen wurde das Laserplasma durch ein Fernmikroskop und eine ICCD-Kamera direkt beobachtet (siehe Abbildung 4.5).

Der Abbildungsmaßstab wurde mithilfe eines Streifens Millimeterpapier auf einer Plexiglashalterung, welche von hinten beleuchtet wurde, bestimmt. Abbildung 4.6 zeigt die Zeitentwicklung des Gasdurchbruchs bei einem Argondruck von 30 kPa.

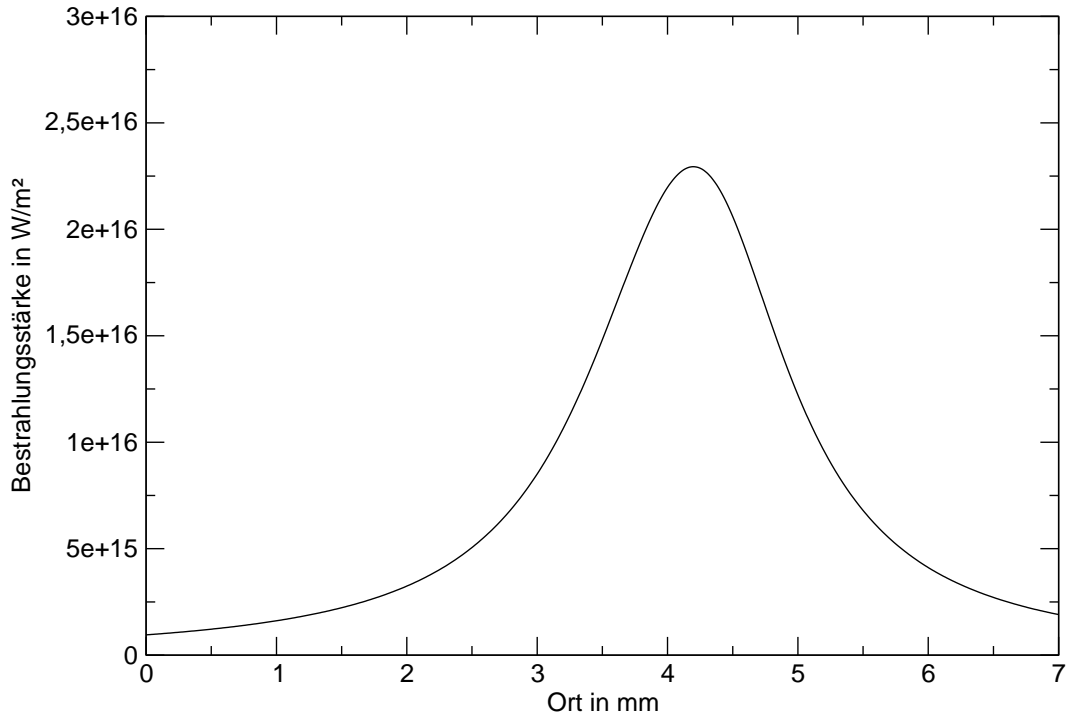


Abbildung 4.4: Bestrahlungsstärke des Nd:YAG Lasers mit $\lambda = 1064 \text{ nm}$ im Fokus der Linse mit 8 cm Brennweite zur Zündung des Gasdurchbruchs

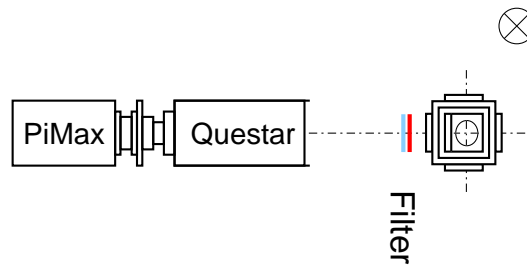


Abbildung 4.5: Questar

4.4 Ergebnisse

Die Thomsonstreuenspektren der Abbildung 4.7 wurden bei einem Argondruck von 500 mbar zu unterschiedlichen Verzögerungszeitpunkten aufgenommen. Der Zündlaser wurde mit einer $f = 20 \text{ cm}$ Linse eingekoppelt, so dass die Energiedichte hier ungefähr $9 \cdot 10^{15} \text{ MW/cm}^2$ betrug.

Die radiale Verteilung der Plasmaparameter zu unterschiedlichen Beobachtungszeitpunkten zeigt Abbildung 4.8.

Abbildung 4.9 zeigt die zeitliche Entwicklung der Plasmaparameter.

4.4 Ergebnisse

Die zeitliche Evolution unter Atmosphärendruck mit einer eingekoppelten Energiedichte von $2,3 \cdot 10^{15}$ MW/cm² ist in Abbildung 4.10 dargestellt. In Abbildung 4.11 ist die Abhängigkeit der Plasmaparameter von der Laserenergie dargestellt. Aufgrund der starken Schwankung der Messwerte können keine eindeutigen Schlüsse in bezug auf die Aufheizung gezogen werden. Insbesondere bei der Elektronentemperatur konnte im Rahmen der Messgenauigkeit keine Aufheizung gezeigt werden. Die Memory-Function-Formalism-Theorie liefert vergleichbare oder kleinere Temperaturen und etwas größere Elektronendichten als die SALPETER-Theorie. Wenn kein ideales Plasma mehr vorliegt, sollten die Werte mit der neuen Theorie überprüft werden. Zu beachten ist, dass sie nicht auf den idealen Fall angewendet werden sollte. Dies wird neben den theoretischen Voraussetzungen dadurch belegt, dass die Werte in Bereichen, in denen ein ideales Plasma vorliegt, nicht mit der SALPETER-Theorie übereinstimmen, und die sich dort bewährt hat. Aufgrund der Güte der Anpassung alleine kann nicht entschieden werden, welche Theorie eine bessere Näherung an die Messwerte ermöglicht. In dem hier untersuchten Rahmen konnten keine Messdaten produziert werden, die nicht durch die SALPETER-Theorie angepasst werden konnten. In der Memory-Function-Formalism-Theorie kann ein stark verbreiteter Buckel zwischen den Seitenbändern der Elektronenkomponente im Zentrum des Spektrums auftauchen, der sich aufgrund der Breite deutlich von der schmalen Zentralkomponente aus Ionenkomponente, Falschlicht und RAYLEIGH-Streulicht abhebt. Solche Spektren, die als deutlicher Beleg für die MFF-Theorie gelten kann, wurden weder am Lichtbogen noch am optischen Gasdurchbruch beobachtet.

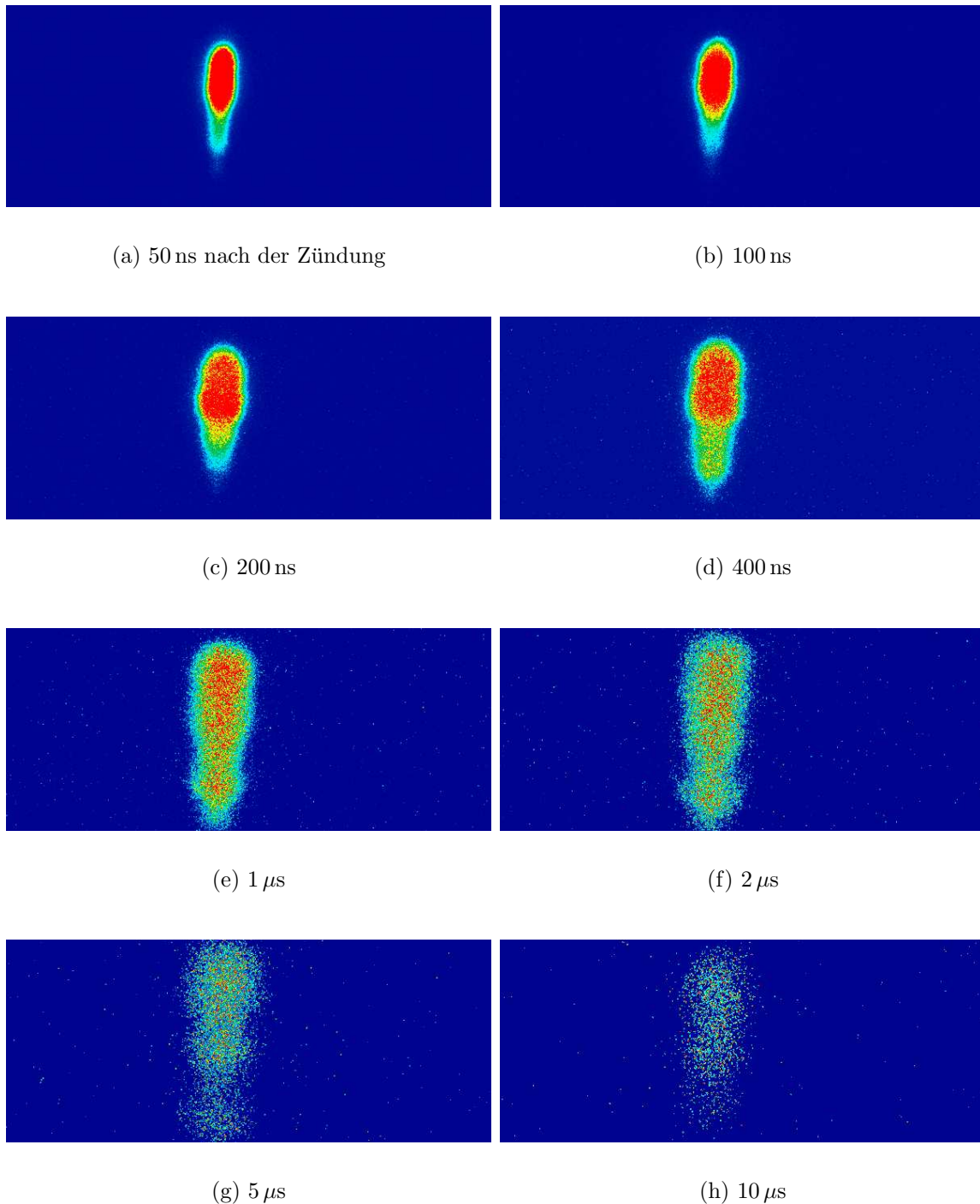
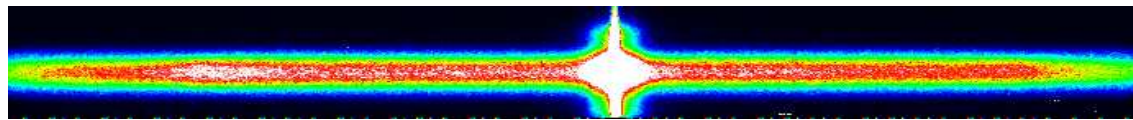
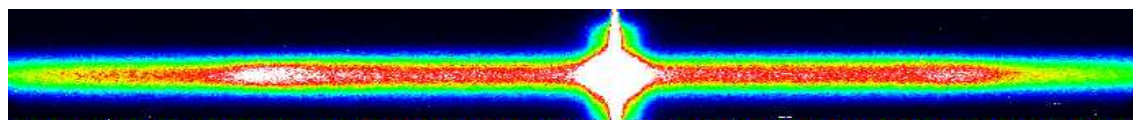


Abbildung 4.6: Zeitentwicklung des optischen Gasdurchbruchs in Falschfarbendarstellung bei einem Argondruck von 30 kPa. Die Abmessungen der Bilder entsprechen jeweils $13,8 \text{ mm} \times 5,7 \text{ mm}$. Die Belichtungszeit wurde beginnend bei 10 ns auf 100 ns erhöht.

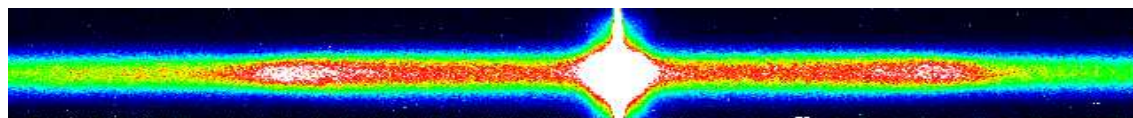
4.4 Ergebnisse



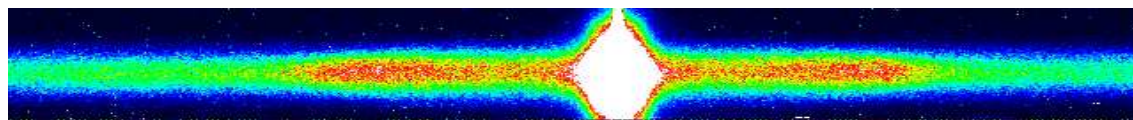
(a) $2 \mu\text{s}$ nach der Zündung



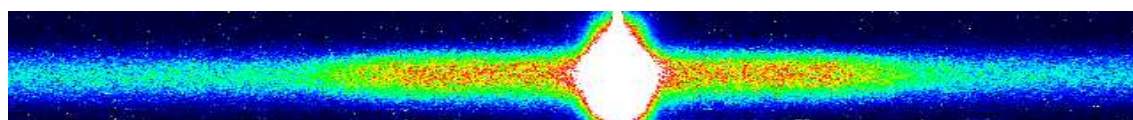
(b) $3 \mu\text{s}$



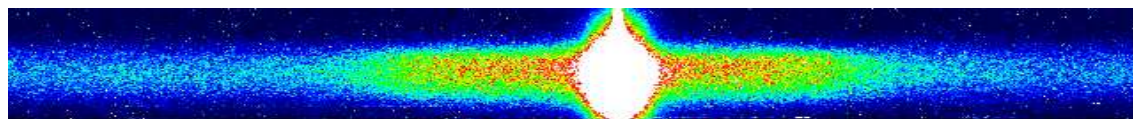
(c) $5 \mu\text{s}$



(d) $10 \mu\text{s}$

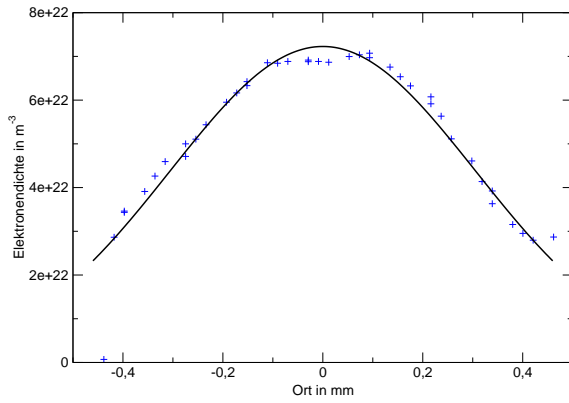


(e) $15 \mu\text{s}$

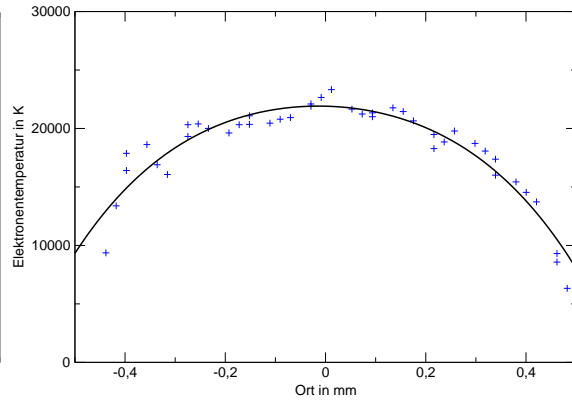


(f) $20 \mu\text{s}$

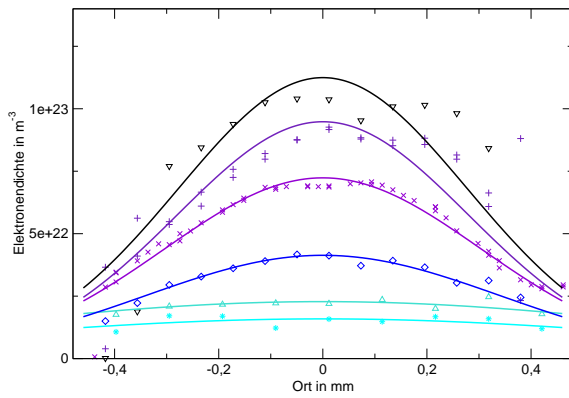
Abbildung 4.7: Die zeitliche Entwicklung der unkorrigierten THOMSON-Streuspektren in Falschfarbendarstellung eines Gasdruchbruchs in Argon bei 50 kPa. Die Breite der Spektren beträgt 11,9 nm. Die Bildhöhe entspricht 5,4 mm. Die Belichtungszeit betrug 20 ns.



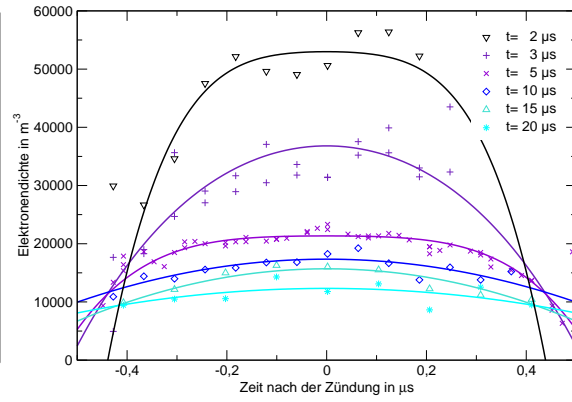
(a) Elektronendichte nach $5 \mu\text{s}$



(b) Elektronentemperatur $5 \mu\text{s}$



(c) Elektronendichte



(d) Elektronentemperatur

Abbildung 4.8: Radiale Verteilung der Plasmaparameter des optischen Gasdurchbruchs bei einem Argondruck von 500 mbar und einer eingekoppelten Energiedichte von $9 \cdot 10^{15} \text{ MW/cm}^2$.

4.4 Ergebnisse

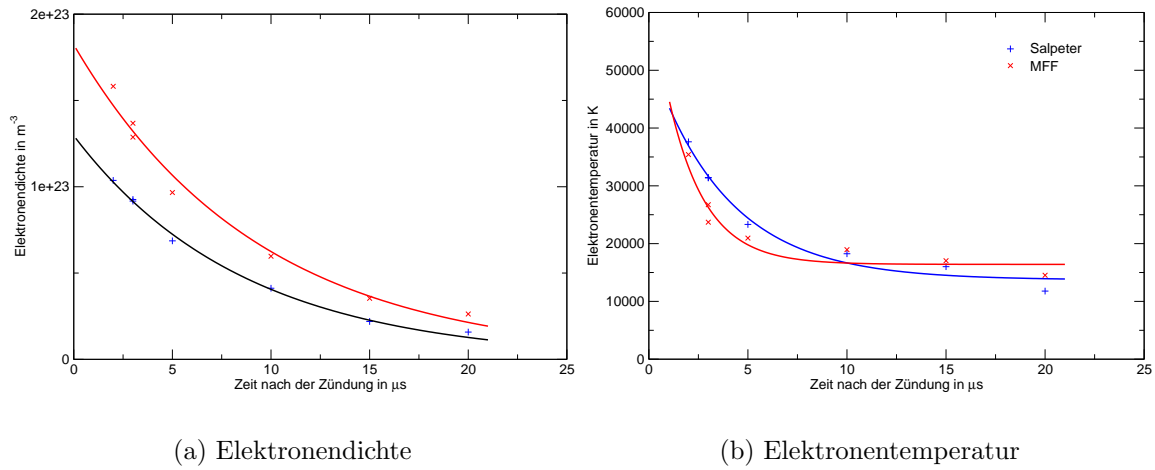


Abbildung 4.9: Die zeitliche Entwicklung der Plasmaparameter des optischen Gasdurchbruchs bei einem Argondruck von 50 kPa und einer eingekoppelten Energiedichte von $9 \cdot 10^{15} \text{ MW/cm}^2$.

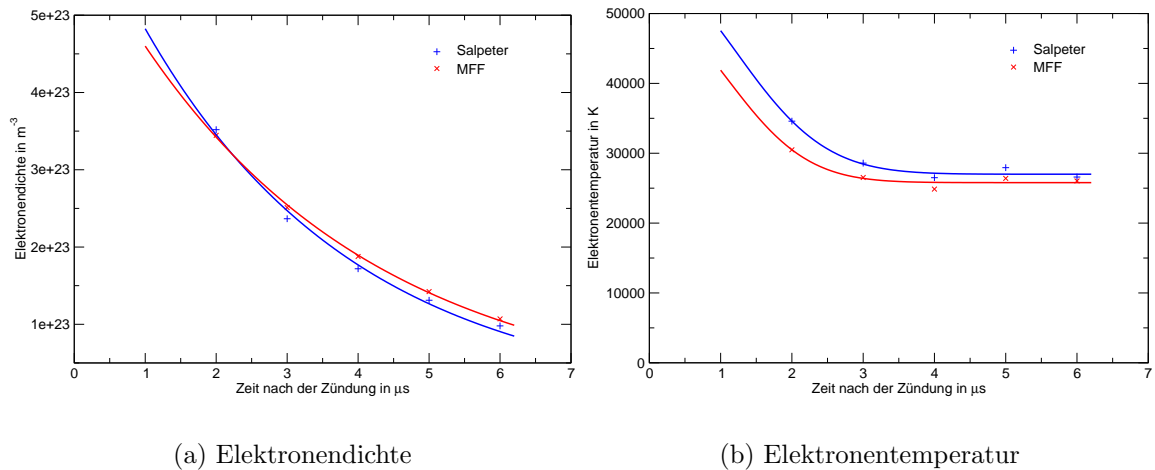
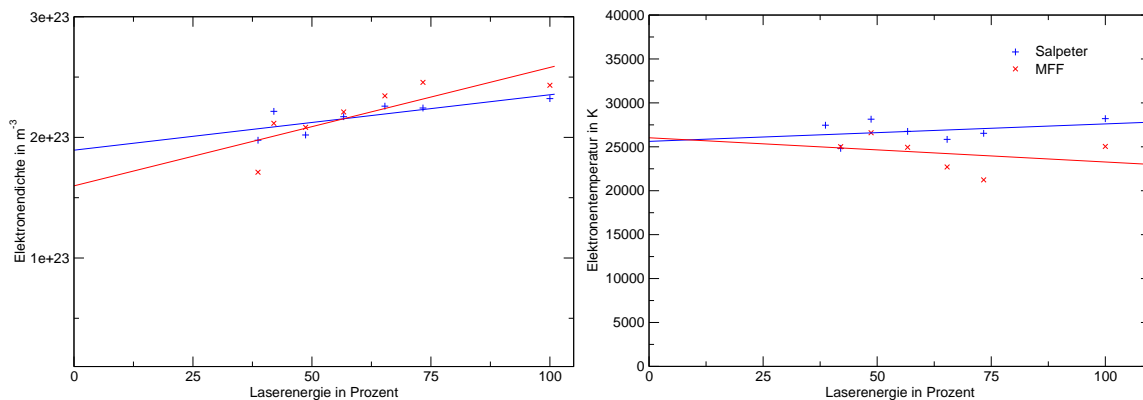


Abbildung 4.10: Die zeitliche Entwicklung der Plasmaparameter des optischen Gasdurchbruchs bei einem Argondruck von 0,1 MPa und einer eingekoppelten Energiedichte von $2,3 \cdot 10^{15} \text{ MW/cm}^2$.



(a) Elektronendichte

(b) Elektronentemperatur

Abbildung 4.11: Der Einfluss der Laserenergie auf die Plasmaparameter bei einem Argondruck von 0,1 MPa und einer eingekoppelten Energiedichte von $2,3 \cdot 10^{15} \text{ MW/cm}^2$. Die Verzögerungszeit zum Zündlaser betrug $3 \mu\text{s}$. Die Laserenergie ist in Prozent zur Maximalleistung angeben.

Literaturverzeichnis

Grace Development Team 2001 GRACE DEVELOPMENT TEAM. *xmgrace 5.1.3*.

Programm: <http://plasma-gate.weizmann.ac.il/Grace/>. 2001

Meschede 1999 MESCHÉDE, Dieter: *Optik, Licht und Laser*. Teubner Studienbücher, 1999

Raizer 1997 RAIZER: *Gas Discharge Physics*. 2. Springer Verlag, 1997

Schröder 2001 SCHRÖDER. *Einsatz neuer Pockelszelle und Laserjustage*. persönliche Mitteilung. 2001

A Anmerkungen zur Wolframbandlampe

Das Polynom 10. Grades zur Anpassung der von der PTB gemessenen spektralen Strahldichte (PTB 1981) der Wolframbandlampe lautet:

$$\begin{aligned} f(\lambda) = & - 0.1204920773 \cdot 10^{13} + 22961097790.53324 \cdot \lambda - 194861238.33729005 \cdot \lambda^2 \\ & + 967470.8842017897 \cdot \lambda^3 - 3097.338379193532 \cdot \lambda^4 + 6.641544842560733 \cdot \lambda^5 \\ & - 0.9615748241814348 \cdot 10^{-2} \cdot \lambda^6 + 0.927713718008843 \cdot 10^{-5} \cdot \lambda^7 \\ & - 0.5720286409730864 \cdot 10^{-8} \cdot \lambda^8 + 0.204183353713652 \cdot 10^{-11} \cdot \lambda^9 \\ & - 0.3213686509681025 \cdot 10^{-15} \cdot \lambda^{10} . \end{aligned} \tag{A.1}$$

Bei der Approximation mit *xmgrace* durch ein Polynom 10. Grades ist zu beachten, dass die ausgegebenen Koeffizienten keine ausreichende Genauigkeit besitzen, obwohl die grafische Darstellung durch die intern höhere Rechengenauigkeit eine gute Anpassung zeigt. Das von *xmgrace* ausgegebene Polynom lautet:

$$\begin{aligned} f(\lambda)_f = & - 1.216 \cdot 10^{12} + 2.3167 \cdot 10^{10} \cdot \lambda - 1.9655 \cdot 10^8 \cdot \lambda^2 + 9.7555 \cdot 10^5 \cdot \lambda^3 \\ & - 3122.1 \cdot \lambda^4 + 6.6927 \cdot \lambda^5 - 0.0096876 \cdot \lambda^6 + 9.345 \cdot 10^{-6} \cdot \lambda^7 \\ & - 5.7616 \cdot 10^{-9} \cdot \lambda^8 + 2.0564 \cdot 10^{-12} \cdot \lambda^9 - 3.2366 \cdot 10^{-16} \cdot \lambda^{10} . \end{aligned} \tag{A.2}$$

An die von der PTB gemessenen Strahldichten lässt sich auch die PLANCK-Funktion

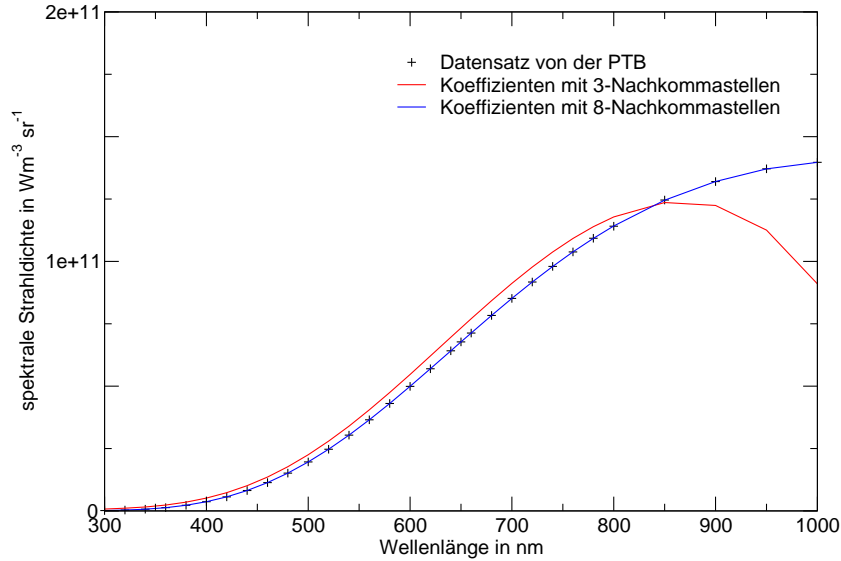


Abbildung A.1: Approximation mit unzureichender Rechengenauigkeit. Die rote Kurve wurde durch Maple mit den von *xmgrace* ausgegebenen Koeffizienten erzeugt. Die blaue Kurve entspricht der Approximation durch *xmgrace* und einem Polynom mit höherer Rechengenauigkeit.

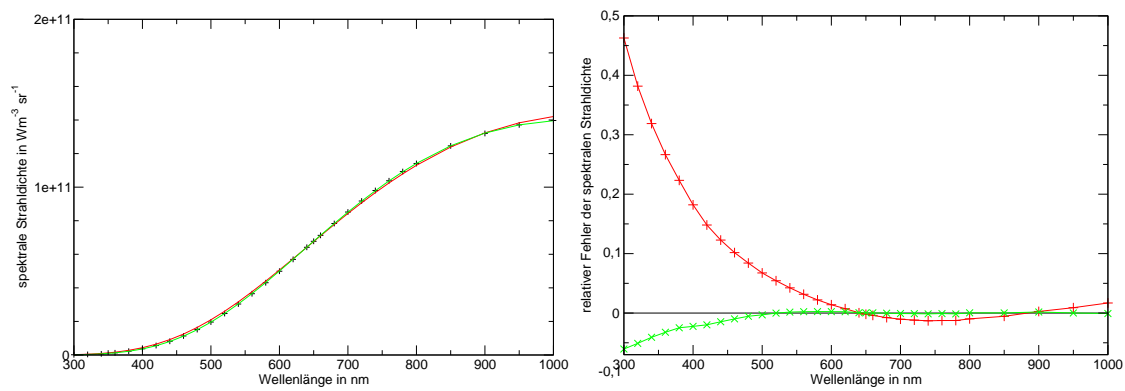
anpassen, die allerdings nicht die Genauigkeit wie die Approximation mit dem Polynom (siehe Gleichung A.1 und Abbildung 3.19) erreicht. Abbildung A.2 zeigt die Messwerte und zwei Anpassungen an diese. Die rote Kurve ist eine Anpassung durch eine Funktion äquivalent zur PLANCKschen Strahlungsformel (Eichler u. a. 1993):

$$f(\lambda)_{Planck} = \frac{1}{\lambda^5} \frac{a_1}{\exp\left(\frac{a_0}{\lambda} - 1\right)}. \quad (\text{A.3})$$

Die grüne Kurve berücksichtigt zusätzlich den spektralen Emissionsgrad einer Wolframbenoberfläche. Der Verlauf des von (de Vos 1954) gemessenen spektralen Emissionsgrades, wurde hier durch ein Polynom zweiten Grades approximiert.

$$f(\lambda)_{DeVos} = \frac{1}{\lambda^5} \frac{a_1 + a_2 \cdot \lambda + a_3 \cdot \lambda^2}{\exp\left(\frac{a_0}{\lambda} - 1\right)}. \quad (\text{A.4})$$

Die Anpassung an die Messdaten der PTB wird durch diese Korrektur zwar deutlich verbessert, erreicht aber nicht die Genauigkeit wie die direkte Anpassung durch ein Polynom 10. Grades. Deshalb wurde die Näherung A.1 verwendet.



(a) Anpassungen an die spektralen Strahl-
dichte der Woframbandlampe

(b) Relativer Fehler der Anpassungen

Abbildung A.2: Vergleich der von der PTB gemessenen spektralen Strahldichte mit der Anpassung durch die PLANCK-Funktion (die rote und die mit + gekennzeichnete Kurve) und durch die Plank-Funktion mit der Korrektur für graue Strahler (die grüne und die mit × gekennzeichnete Kurve)

B Bilder der Modelllampe

In diesem Abschnitt werden einige Fotos der Modelllampe vorgestellt. Abbildung B.1 zeigt die Lampe von der Seite, die dem Detektor abgewandt ist. Zu sehen ist der Anschluss zum vorderen Strahlrohr, die Pyramiden-Lichtfalle von außen, die elektrischen Versorgungsleitungen und die Kühlschläuche. Von oben betrachtet (siehe Abbildung

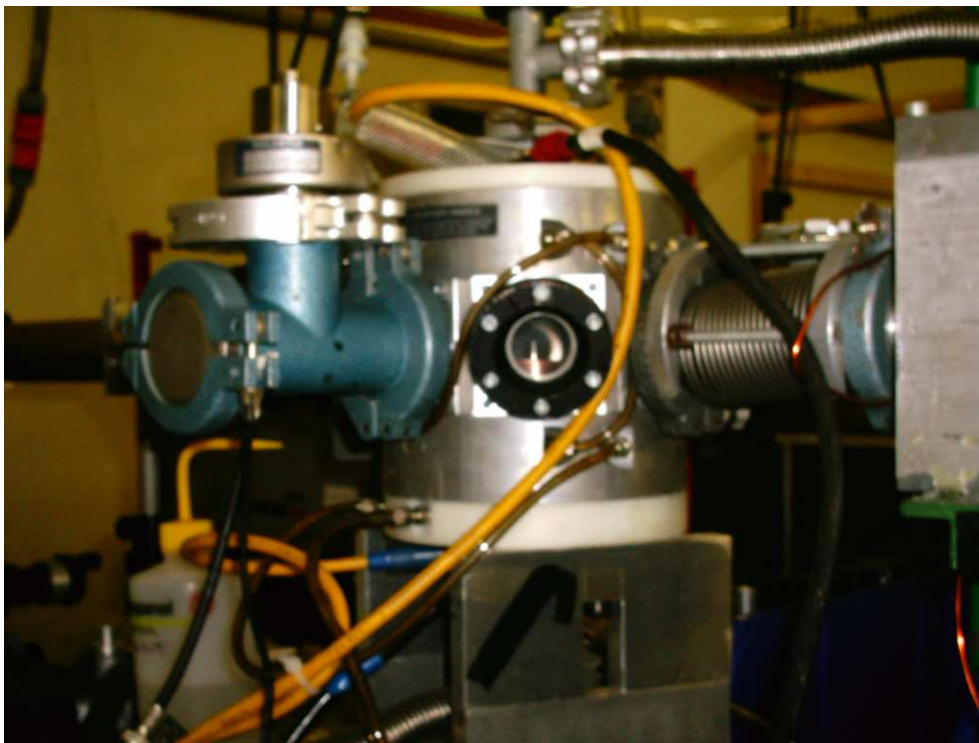


Abbildung B.1: Die Modelllampe von der Seite

B.2) sind alle optischen Zugänge zu sehen. Im Experiment durchquert der Laser die Lampe von rechts nach links. Die Detektionsrichtung zeigt nach oben. In Abbildung B.3 sieht man das Entladungsgefäß von innen. Die nebenstehende Abbildung zeigt

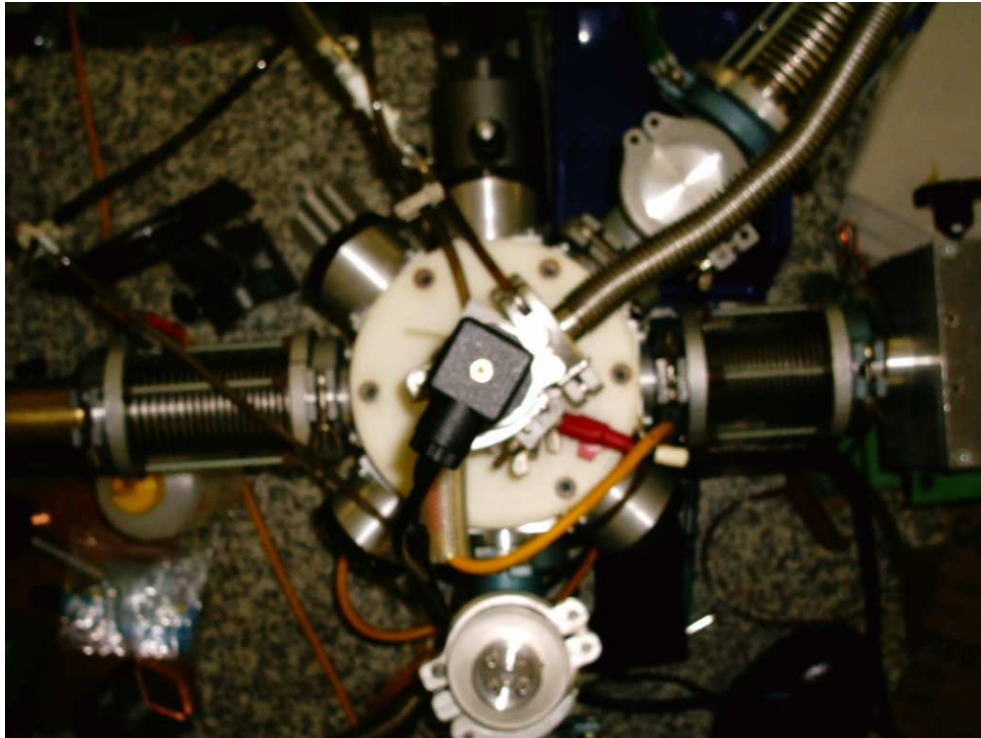


Abbildung B.2: Die Modelllampe von oben betrachtet

den Kathodenhalter mit Kathode, der in Abbildung B.3 bereits in den Kathodenblock geschraubt ist.

Beim Zusammenbau wird anschließend ein Hohlzylinder aus Kupfer auf Keramikscheiben gestellt. Hierdurch ist er isoliert gegen die Kathode und unterstützt die Zündung der Entladung an der Kathode. Ohne diese Kappe setzte die Entladung häufig am Kathodenhalter und nicht an der Kathode an. Abbildung B.4 zeigt den fertigen kathodenseitigen Aufbau. Der anodenseitige Aufbau wird ähnlich durchgeführt. Die Lampe wird anschließend



von oben verschlossen. Der Zugriff von oben stellt sicher, dass die Kathode gewechselt werden kann, ohne dass die empfindliche Justage der Strahlrohre beeinträchtigt wird. Abbildung B.5 zeigt eine brennende Entladung im Kathodenansatz *blauer Kern*.

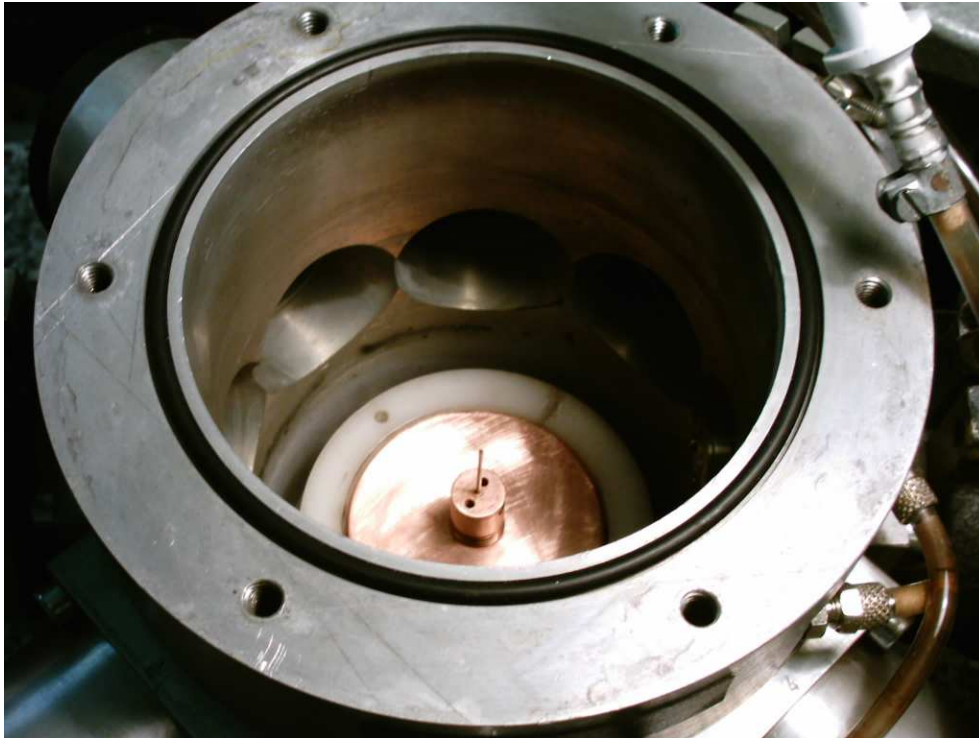


Abbildung B.3: Innenansicht der Modelllampe mit eingeschraubtem Kathodenhalter

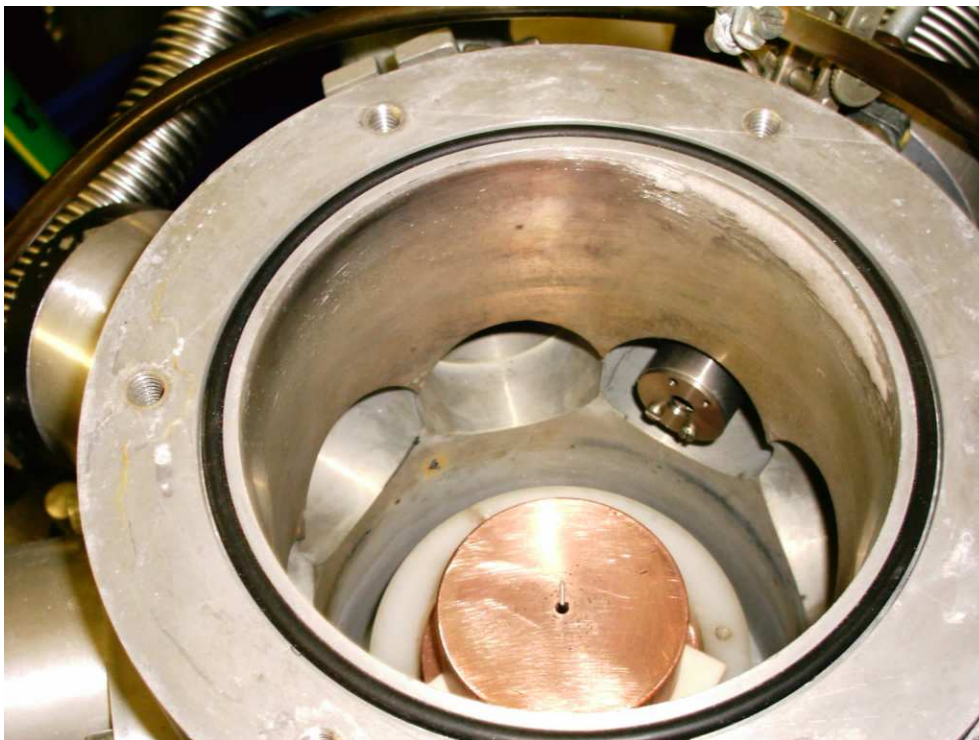


Abbildung B.4: Innenansicht der Modelllampe

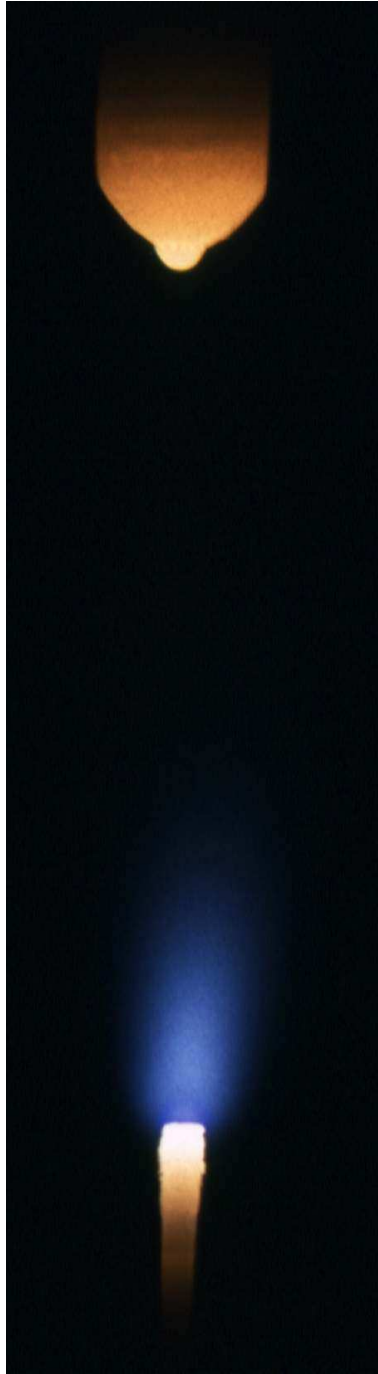


Abbildung B.5: Eine Entladung im *blauen Kern*

C Die kleine Modelllampe

Abbildung C.1 zeigt die miniaturisierte Variante der Modelllampe. Sie diente zunächst phänomenologischen Untersuchungen. Künftige Messungen im Institut werden an dieser Lampe vorgenommen. Der Lampenkörper besteht aus einem Aluminiumwürfel, an

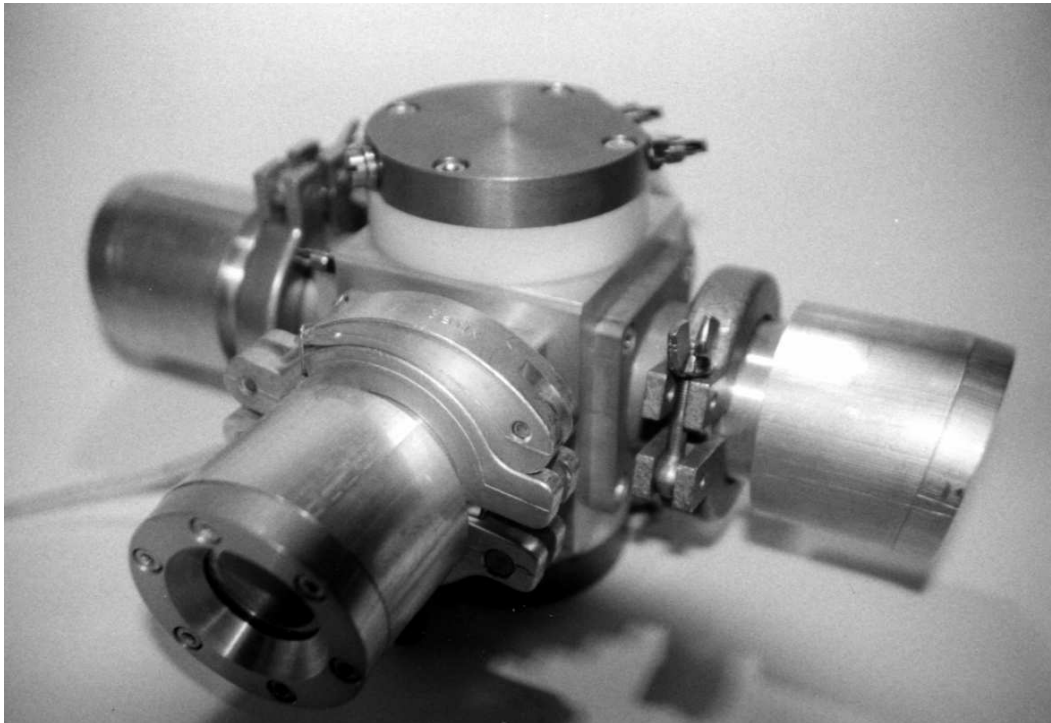


Abbildung C.1: Foto der kleinen Modelllampe

den Standardvakuumbauteile angeflanscht werden können. Der Boden und der Deckel werden durch Delrinringe vom Würfel isoliert. Die Vakuumdichtung zwischen Würfel, Delrinringen und Boden bzw. Deckel erfolgt jeweils über O-Ringe. Die Abbildung C.2 zeigt den Boden. Er dient als Kathodenblock. Der Anodenblock dient als De-

ckel und ist identisch aufgebaut. Die Elektroden werden jeweils in einem Kupferhalter mit Madenschrauben befestigt, die anschließend in den Anoden- bzw. Kathodenblock geschraubt werden. So werden ein guter thermischer und elektrischer Kontakt gewährleistet. Die metallischen Komponenten Boden, Deckel und Aluminiumwürfel werden wassergekühlt. In Abbildung C.3 ist eine Kathode zu sehen, die in einer verunreinig-

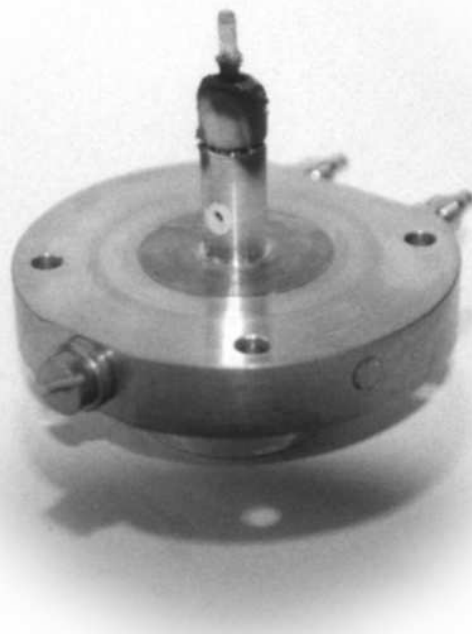


Abbildung C.2: Foto des Kathodenblocks der kleinen Modelllampe

ten Gasatmosphäre betrieben wurde. Die Verunreinigung wurde durch eine defekte Gaszuleitung verursacht. Markant sind die deutliche Erosion im mittleren Bereich der Kathode, das Wachstum der Kristalle unten an der Kathode und die bläuliche Färbung des deponierten Materials überall innerhalb des Entladungsgefäßes. Der Kathodenhalter war zuvor blank poliert.



Abbildung C.3: Foto einer Kathode in einer verunreinigten Gasatmosphäre betrieben wurde

D Nützliche Näherungen

Gemäß Definition 1.7 gilt:

$$\begin{aligned}\omega &= \omega_L - \omega_D = 2\pi c \left(\frac{1}{\lambda_L} - \frac{1}{\lambda_D} \right) \\ &= 2\pi c \frac{\lambda_D - \lambda_L}{\lambda_L \lambda_D} \\ &\approx 2\pi c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_L^2}\end{aligned}\tag{D.1}$$

λ_L und λ_D sind die eingestrahlte Wellenlänge des Lasers und die in den Detektor gestreute Wellenlänge. Daraus folgt für $x_j = \frac{\omega}{kv_j}$:

$$\begin{aligned}x_j &= \frac{\lambda_L}{4\pi \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right)} \frac{\omega}{\sqrt{2k_B \frac{T_j}{m_j}}} \\ &= \frac{c}{2 \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right)} \frac{\omega}{\sqrt{2k_B \frac{T_j}{m_j}}} \frac{\Delta\lambda}{\lambda_L + \Delta\lambda}\end{aligned}\tag{D.2}$$

$$\approx \frac{c}{2 \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right)} \frac{\omega}{\sqrt{2k_B \frac{T_j}{m_j}}} \frac{\Delta\lambda}{\lambda_L}\tag{D.3}$$

Die Funktionen $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_L + \Delta\lambda}$ und $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_L}$ werden in Abbildung D.1 bei einer Laserwellenlänge $\lambda_L = 532 \text{ nm}$ dargestellt.

Abbildung D.2 zeigt den relativen Fehler der Näherung. Bei dem hier verwendeten experimentellem Aufbau, d.h. der Linereardispersion des Spektrographen bei 532 nm und den Abmessungen des Detektionsbereichs der Kamera, lässt sich ein Spektralbereich von rund 14 nm aufnehmen. x wird durch diese Näherung mit zunehmendem Abstand von der Zentralwellenlänge zu groß angegeben. Wenn man nur eine Seite

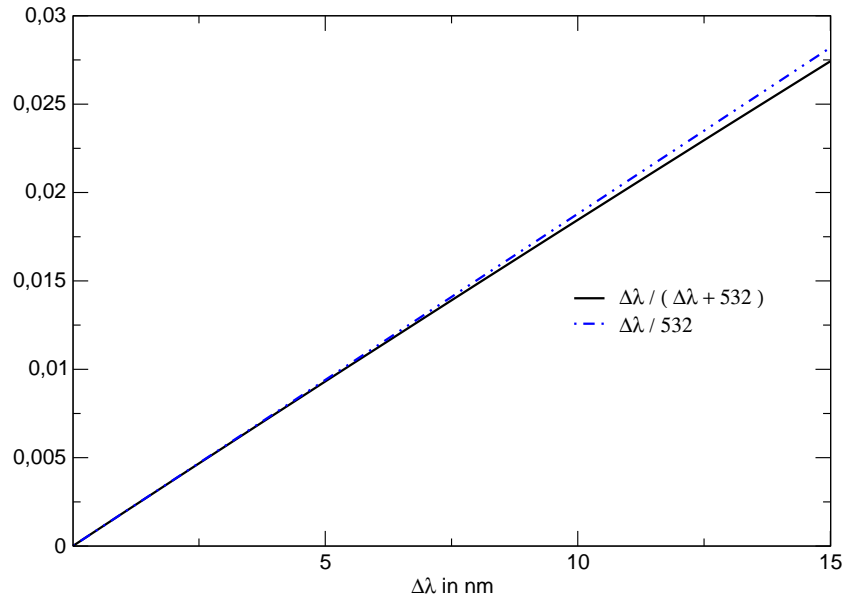


Abbildung D.1: Vergleich der Funktionen $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_L + \Delta\lambda}$ und $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_L}$

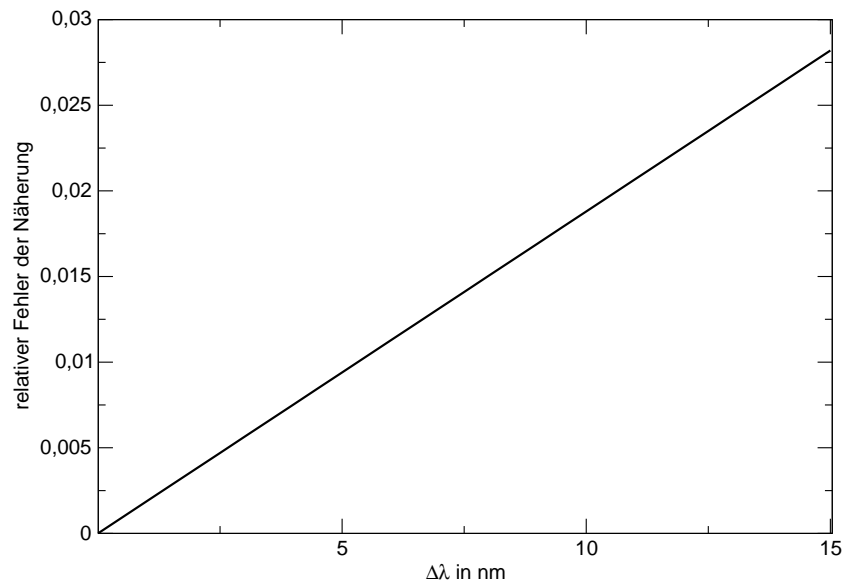


Abbildung D.2: relativer Fehler der Approximation $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_L + \Delta\lambda} \approx \frac{\Delta\lambda}{\lambda_L}$

des Streuspektrums betrachtet, liegt dieser Fehler unter 3%. Nimmt man beide Seiten auf, beträgt der maximale Abstand von der Zentralwellenlänge 7 nm. In diesem Fall liegt der Fehler unter 1,5%. Damit ist dieser Fehler bei den hier untersuchten Plasmaparametern vernachlässigbar.

Bei der Laserwellenlänge $\lambda_L = 532 \text{ nm}$ unter einem Streuwinkel von 90° und bei x_i

mit Berücksichtigung der Argonmasse ergibt sich weiter:

$$x_e \approx 72,3739 \frac{\Delta\lambda}{\sqrt{T_e}} \quad (\text{D.4})$$

$$x_i \approx 19601,1 \frac{\Delta\lambda}{\sqrt{T_i}} \quad (\text{D.5})$$

Dies entspricht der in ähnlicher Form angegebenen Näherung für x_e von (Bentley 1997).

E Geräte

Die bei der Durchführung dieser Arbeit verwendeten Geräte sind in der unten stehenden Tabelle zusammengefasst.

Gerät	Hersteller	Typ
Laser	Quanta Ray	DCR-11
Laser	Quanta Ray	DCR-2A(10) PS
Spektrograph	GCA / McPherson	(2051) 1 Meter
Kamera	PCO	Dicam 2
Kamera	Princeton Instruments	PI-Max
Delay-Generator und Trigger	Stanford Research Inc.	DG535
Netzgerät	Heinzinger	HNs 3500-3
Netzgerät	Knürr-Heinzinger	PTN 250-20
Netzgerät	Hewlett Packard	6264 B DC
Generator	AEG	G 277
Drehschieberpumpe	Pfeiffer	DUO 004 B
Drehschieberpumpe	Pfeiffer	DUO 016 B
Turbomolekularpumpe	Pfeiffer	TPH 170
Turbomolekularpumpe	Pfeiffer	TPH 240
Ionisationsmanometer	Balzer	IMG 010
Penning-Ionisationsmanometer	Balzer	IKR 020
Manometer	Keller	PAA-23/84651-3
Multimeter	Keithley Instruments	Digital Multimeter 130
Multimeter	Keithley Instruments	PICOAMMETER model 480

Gerät	Hersteller	Typ
Laser	Quanta Ray	DCR-11
Fernmikroskop	Company Seven	Questar QM1
Lecksucher	Balzer	HLT 160
Wolframbandlampe	Osram	Wi 17/G

Literaturverzeichnis

Bentley 1997 BENTLEY, Robin E.: A departure from local thermodynamic equilibrium within a freely burning arc and asymmetrical Thomson electron features. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 30 (1997), S. 2880–2886

de Vos 1954 DE VOS, J. C.: Emissivity of tungsten ribbon. In: *Physica* (1954), Nr. 20, S. 690

Eichler u. a. 1993 EICHLER, Hans-Joachim ; FLEISCHER, Axel ; KROSS, Jürgen ; KRYSTEK, Michael ; LANG, Heinwig ; NIEDRIG, Heinz ; RAUCH, Helmut ; SCHMAHL, Günter ; SCHOENENBECK, Heinz ; SEDLMAYR, Erwin ; WEBER, Horst ; WEBER, Kurt ; NIEDRIG, Heinz (Hrsg.): *Lehrbuch der Experimentalphysik / Bergmann; Schaefer: Optik*. Bd. 3. 9. Aufl. Walter de Gruyter, 1993

PTB 1981 PTB. *Wolfram-Bandlampe*. Prüfbericht PTB Braunschweig. 1981

Publikationsliste

J. REICHE: Thomson-Streuung an einer Penning-Entladung. Diplomarbeit, Universität Hannover, Institut für Atom- & Molekülphysik, Abteilung Plasmaphysik, 1997

J. REICHE, W. MENDE UND M. KOCK: Laserstreuexperimente im Kathodenbereich eines freibrennenden Bogens. In: Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Heidelberg, 1999, Poster P 20.38

JENS REICHE, WOLFGANG MENDE, FRED KÖNEMANN, ERHARD SCHULZ-GULDE UND MANFRED KOCK: Thomson-Streuung und Emissionsspektroskopie im kathodennahen Bereich eines freibrennenden Argonlichtbogens. In: Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Bonn, 2000, Vortrag P 2.5

J REICHE, F KÖNEMANN, W MENDE, E SCHULZ-GULDE, M KOCK: Investigation of the Cathode Region of a Low-current Argon Arc. In: Proceedings of the XIII International Conference on Gas Discharges and their Applications I (2000), S. 202-205

E SCHULZ-GULDE, F KÖNEMANN, G KÜHN, W MENDE, J REICHE UND M KOCK: Spektroskopischer Nachweis von erodiertem Elektrodenmaterial im Kathodenbereich von Gasentladungslampen (A). Abschlussbericht / Universität Hannover, Institut für Atom- & Molekülphysik, Abteilung Plasmaphysik. (2000) (Forschungsbericht / Bundesministerium fuer Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie: Plasma-

technologie, Grundlagenuntersuchungen an thermisch emittierenden Kathoden für Gasentladungslampen, Förderkennzeichen BMBF 13N7106.)

J REICHE, F KÖNEMANN, W MENDE AND M KOCK: Diagnostics on discharge modes of a low-current free-burning argon arc. In: J. Phys. D (2001), Vol. 34, Nr. 21, S. 3177-3184

JENS REICHE, MICHAEL SCHULTZ-JOHANNING UND MANFRED KOCK: Spectroscopy on a lasergenerated Aluminium-Argon-Plasma. In: Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Berlin, 2001, Poster P 10.14

GERRIT KÜHN, FRED KÖNEMANN, JENS REICHE, WOLFGANG MENDE, ERHARD SCHULZ-GULDE UND MANFRED KOCK: Discharge Modes of a Free-Burning Argon Arc. In: Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Berlin, 2001, Poster P 11.21

GERRIT KÜHN, JENS REICHE, ANDREAS KNOCHE, FRED KÖNEMANN UND MANFRED KOCK: Plasma diagnostics on different discharge modes of a free-burning arc. In: Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Aachen, 2002, Poster P 4.32

Lebenslauf

Name	Jens Reiche
Geburtsdatum	29.03.1970
Geburtsort	Hannover
Schulen	Grundschule Buchholzer Kirchweg in Hannover August 1976 bis Mai 1980 Orientierungsstufe Rehmer Feld in Hannover August 1980 bis Mai 1982 Gymnasium Käthe-Kollwitz-Schule in Hannover August 1982 bis Mai 1989 mit Abschluss Abitur
Praktikum	Stadtwerke Hannover AG im Bereich Elektronik/Elektrik August 1989 bis September 1990
Physikstudium	Universität Hannover Oktober 1990 bis August 1994 mit Erreichen des Vordiploms im September 1992 Université Claude Bernard de Lyon September 1994 bis Juli 1995 Fortsetzung des Studium in Hannover Diplomarbeit am Institut für Atom- & Molekülphysik, Abteilung Plasmaphysik in Hannover Mai 1996 bis Juli 1997 Abschluss des Studium im November 1997 mit Diplom

wiss. Mitarbeiter am Institut für Atom- & Molekülphysik,
Abteilung Plasmaphysik in Hannover
Dezember 1997 bis April 2003

Danksagung

Diese Arbeit entstand am Institut für Atom- und Molekülphysik der Universität Hannover in der Abteilung Plasmaphysik.

Besonders bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. M. Kock für die Betreuung meiner Arbeit, die Anregungen, die Diskussionen, die Möglichkeit eigene Ideen zu verfolgen und die freundschaftliche Atmosphäre innerhalb der Arbeitsgruppe.

Den Mitarbeitern der Werkstatt Jan Diedrich, Hans Melching, Fritz Simm und Michael Sundermeier danke ich für die Unterstützung in den Konstruktionsphasen und für die Erstellung der umfangreichen experimentellen Aufbauten, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Den wissenschaftlichen Mitarbeitern der Gruppe Dr. Michael Johanning, Dipl.-Phys. Volker Gies, Dipl.-Phys. Gerrit Kühn und Dipl.-Phys. Andreas Knoche gilt Dank für die angeregten Diskussionen sowie für das Korrekturlesen. Gerrit und Andreas haben sich darüberhinaus bei der Betreuung der Rechnerinfrastruktur verdient gemacht und mich bei Computerfragen unterstützt. Michael danke ich für die vielen intensiven Diskussionen und ganz besonders für die gute Zusammenarbeit bei den lasererzeugten Plasmen.

In der Anfangszeit haben mich besonders Dr. Fred Könemann, Dr. Wolfgang Mende, Prof. Dr. Roman Schnabel und Dr. Erhard Schulz unterstützt.

Michèle Heurs und Sascha Skorupka haben mich bei der Korrektur der Arbeit unterstützt. Danken möchte ich beiden auch für den Spaß bei ihrer Weihnachtsvorlesung und der Vorbereitung dazu.

Der Open-Source-Gemeinde danke ich für die guten Betriebssysteme, Programme und Werkzeuge, die hier zahlreich zu Einsatz gekommen sind.

Bei meiner Familie und meinen Freunden möchte ich mich für die wenige Zeit entschuldigen, die ich in den letzten Jahren mit ihnen verbracht habe. Ganz besonderem Dank gilt meiner Freundin Melli für ihre Liebe und große Unterstützung, die sie mir trotz eigener schwerer Last, entgegengebracht hat.