

**Untersuchungen zur Absolutkalibration eines
Grazing-Incidence-Spektrometers
für Verunreinigungsbestimmungen
an einem Fusionsexperiment**

Erdmann Unger

IPP III/187

Diplomarbeit

Betreuer: Dr. H. Hacker

November 1992



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Inhaltsverzeichnis

Untersuchungen zur Absolutkalibration eines Grazing-Incidence-Spektrometers für Verunreinigungsbestimmungen an einem Fusionsexperiment

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Der Brenner	5
2.2	Verzweungsverhältnisse	6
2.2.1	Das Prinzip der Verzweungsverhältnisse	6
2.2.2	Intensitätsverhältnisse im Wasserstoffspektrum	8
2.2.3	Möglichkeiten für Messungen von Verzweungsverhältnissen	9
2.3	Ladungsaustauschreaktionen	10
2.3.1	Das klassische Modell des Ladungsaustauschs	11
2.3.2	Weitere Modelle zum Ladungsaustausch	13
2.4	Übersicht über den interessierenden Wellenlängenbereich	15
3	Der Hohlkathodenbrenner	17
3.1	Hohlkathodenentladungen	17
3.1.1	Allgemeine Einführung	17
3.1.2	Die Kathodentemperatur	19
3.2	Die Koch-Quelle	19
3.2.1	Die Geometrie der Koch-Quelle	19
3.2.2	Entladungparameter	20
3.2.3	Intensität der Koch-Quelle	20
3.3	Erfahrungen mit dem Brenner	22
3.3.1	Erfahrungen mit der Koch-Quelle	22
3.3.2	Weiterentwicklung des Brenners	23

Diplomarbeit

von

Erdmann Unger

durchgeführt am
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
Garching bei München

Februar 1992

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der Spektrometereichung	5
2.1	Der Hohlkathodenbrenner	5
2.2	Verzweigungsverhältnisse	6
2.2.1	Das Prinzip der Verzweigungsverhältnisse	6
2.2.2	Intensitätsverhältnisse im Wasserstoffspektrum	8
2.2.3	Möglichkeiten für Messungen von Verzweigungsverhältnissen	9
2.3	Ladungsaustauschrekombinationsanregung	10
2.3.1	Das klassische Modell des Ladungsaustauschs	11
2.3.2	Weitere Modelle zum Ladungsaustausch	13
2.4	Übersicht über den interessierenden Wellenlängenbereich	15
3	Der Hohlkathodenbrenner	17
3.1	Hohlkathodenentladungen	17
3.1.1	Allgemeine Einführung	17
3.1.2	Die Kathodentemperatur	19
3.2	Die Kock-Quelle	19
3.2.1	Die Geometrie der Kock-Quelle	19
3.2.2	Entladungsparameter	20
3.2.3	Intensität der Spektrallinien	20
3.3	Erfahrungen mit dem Brenner	22
3.3.1	Erfahrungen mit der Kock-Quelle	22
3.3.2	Weiterentwicklung des Brenners	23

4	Eichung des Czerny-Turner-Spektrometers	24
4.1	Apparativer Aufbau	25
4.1.1	Verwendete Geräte	25
4.1.1.1	Der Monochromator	25
4.1.1.2	Die Wolframbandlampe	25
4.1.1.3	Linsen und Filter	26
4.1.1.4	Photomultiplier	27
4.1.1.5	Weitere Geräte	27
4.1.2	Meßaufbau	28
4.2	Testmessungen	29
4.2.1	Der Monochromator	29
4.2.2	Der Photomultiplier	32
4.3	Eichmessungen mit Fehlern und Diskussion	34
4.3.1	Auswahl der Stützpunkte	34
4.3.2	Reziproke spektrale Empfindlichkeit	35
4.3.3	Die reziproke spektrale Empfindlichkeit in Abhängigkeit vom Raumwinkelement	35
4.3.4	Eichkurven	38
4.3.5	Fehlerdiskussion	41
5	Das Grazing-Incidence-Spektrometer	43
5.1	Spektrometer mit streifendem Einfall	43
5.2	Charakteristika des verwendeten Spektrometers	45
5.3	Das Detektionssystem	48
6	Die Eichung des Grazing-Incidence-Spektrometers	50
6.1	Untersuchung der Öffnungswinkel	50
6.2	Erste Messungen mit dem neuen Spektrometer	51
6.3	Die Eichung des Spektrometers mittels des Hohlkathodenbrenners	53
6.4	Kalibrierung mit Hilfe von Verzweignungsverhältnissen	57
6.5	Reproduzierbarkeit des Eichstandards	59

7 Zusammenfassung	63
A Theoretische Ableitung der Übergangswahrscheinlichkeit	67
B Ein Beispiel für CXRS am Wendelstein 7-AS	70
C Fotografien	72
D Liste der verwendeten Geräte	74
E Bestimmung der Detektorposition	75
Literaturverzeichnis	77

Die Spektroskopie — angefangen vom weichen Röntgengebiet bis hin in den sichtbaren Spektralbereich — ist als nicht-invasive Methode ein wichtiges und weitentwickeltes Instrument der Fusionsforschung sowohl zur Messung von Plasmaparametern als auch zur Untersuchung der Verunreinigungen.

Die Kenntnis von Absolutkonzentrationen der Verunreinigungen im Plasma ist für die Leistungsbilanz eines magnetisch eingeschlossenen Plasmas von erheblicher Be-

Kapitel 1

Einleitung

Die kontrollierte Kernfusion, eines der am intensivsten bearbeiteten Forschungsgebiete im Rahmen der Sicherstellung der Energieversorgung, gibt noch eine Menge ungelöster Fragen auf. Dazu zählen grundlegende Fragestellungen wie die nach der Leistungsbilanz eines magnetisch eingeschlossenen Plasmas, die durch den Energie- und Teilchentransport und die Abstrahlung von Verunreinigungen entscheidend bestimmt wird, und technologisch orientierte Problemkreise der Entwicklung eines Fusionsreaktors wie die Auswahl geeigneter Materialien, die Entwicklung effizienter Heizmethoden und der Aufbau von Sicherheitskonzepten. Bei der Leistungsbilanz eines heißen Fusionsplasmas spielen die Verunreinigungen eine doppelte Rolle, einerseits verdünnen sie den Fusionsbrennstoff und reduzieren damit die Fusionsleistung, andererseits tragen die hochionisierten Verunreinigungen — insbesondere diejenigen mit höherer Ordnungszahl — erheblich zu den Strahlungsverlusten des Plasmas bei. Quellen für diese Verunreinigungen sind neben der Fusionsreaktion $D + T \rightarrow He + n$, die die Heliumasche produziert, vor allem die Wand des Vakuumgefäßes und andere feste Einbauten wie die Limiter, die Antennen für die Hochfrequenzheizung oder die für diagnostische Zwecke eingebauten Sonden. Kenntnisse über Verunreinigungsstrahlung sowie über Zahl und Art der sie emittierenden Fremdatome sind deshalb für die Entwicklung eines Fusionsreaktors äußerst wichtig, weil diese eine wesentliche Verlustquelle eines magnetisch eingeschlossenen Plasmas bilden. Die Bestimmung von Verunreinigungen kann anhand der sie charakterisierenden Linienstrahlung erfolgen, wobei man sich die Eigenschaft zunutze macht, daß die emittierten Linien typisch für eine bestimmte Ionisationsstufe des betreffenden Elements sind. Je nachdem, wie viele Elektronen das Ion bei einer bestimmten Temperatur noch besitzt, liegt es im wasserstoffähnlichen, heliumähnlichen usw. Zustand vor.

Die Spektroskopie — angefangen vom weichen Röntgengebiet bis hin in den sichtbaren Spektralbereich — ist als nicht-invasive Methode ein wichtiges und weitentwickeltes Instrument der Fusionsforschung sowohl zur Messung von Plasmaparametern als auch zur Untersuchung der Verunreinigungen.

Die Kenntnis von Absolutkonzentrationen der Verunreinigungen im Plasma ist für die Leistungsbilanz eines magnetisch eingeschlossenen Plasmas von erheblicher Be-

deutung. Dazu genügt es nicht, nur die mittlere Ladungszahl

$$Z_{eff} = \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{\sum_i n_i Z_i}$$

der Ionen der Dichte n_i und der Ladungszahl Z_i im Plasma zu kennen. Die Frage nach der positiven Leistungsbilanz eines thermonuklear brennenden Plasmas kann zum Beispiel nur durch detaillierte Informationen über die einzelnen Beiträge zu Z_{eff} beantwortet werden. Aus der Zündbedingung ergibt sich [18, 22, 32], daß in einem Fusionsreaktor Konzentrationen bis zu 0,01 % schwerer (W, Mo), 0,1-1 % mittelschwerer (Fe, Ni, Cu) und 2-5 % leichter (Be, B, C, O) Verunreinigungen sowie höchstens 10 % He tolerierbar sind.

Ein bei der Untersuchung von Verunreinigungen in Plasmen sehr wichtiger Wellenlängenbereich ist das Vakuum-Ultraviolett (VUV) bis hin zum Extremen Ultraviolett (EUV) von etwa 1 nm bis 160 nm. In diesem Spektralbereich emittieren zum Beispiel dem Eisen verwandte Metalle oder H- und He-ähnliche Niedrig-Z-Verunreinigungen wie Sauerstoff, Kohlenstoff und Bor, wobei mit etwa 10 Spektrallinien durch die Verunreinigungen bereits der Hauptanteil der Verlustleistung abgestrahlt wird [22]. Die Bezeichnung Vakuum-UV rührt von der Tatsache her, daß die Transmission des Lichts in Luft wegen der Absorptionskante von Sauerstoff unterhalb 195 nm stark zurückgeht; deshalb muß für kleinere Wellenlängen im Vakuum gearbeitet werden. Das EUV ist zwischen VUV und weicher Röntgenstrahlung angesiedelt. Genaue Grenzen zwischen den einzelnen Wellenlängenbereichen, z.B. durch unterschiedliche physikalische Effekte, gibt es nicht. Die Einteilung VUV (20-160 nm), EUV (1-20 nm) und Röntgengebiet (unter 1 nm) ist so gesehen willkürlich. Wichtig ist der Wellenlängenbereich von 1-200 nm (er entspricht dem Energieintervall von 6 bis 1240 eV), weil viele hochionisierte Atome in diesem Bereich emittieren und somit beobachtet werden können.

Dieser Spektralbereich ist allerdings mit den herkömmlichen Gitterspektrographen nicht zugänglich, vielmehr muß hier mit 'Grazing-Incidence'-Montierungen gearbeitet werden.

Bei einem Grazing-Incidence-Spektrometer fällt das Licht unter sehr flachem Winkel (1° - 5°) auf ein gekrümmtes Strichgitter (Krümmungsradius $2R$). Hierbei liegen der Eintrittspalt, das Gitter und auch der Detektor auf dem 'Rowlandkreis' (Radius R), so daß das Licht einer Wellenlänge automatisch auf die beweglich auf dem Rowlandkreis montierte elektronische Kamera fokussiert wird und durch Verschieben des Detektors das Spektrum aufgenommen werden kann.

Für die Identifizierung der Verunreinigungen sowie die Bestimmung des Abstrahlungsleistungsanteils der einzelnen Verunreinigungsatome — aufgeschlüsselt nach

den Ionisationsstufen — in den Plasmen der Fusionsanlagen Wendelstein 7-AS und ASDEX-Upgrade des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik stehen je ein Gerät eines neu entwickelten Grazing-Incidence-Spektrometer-Typs zur Verfügung.

Damit stellte sich im Rahmen dieser Arbeit die Aufgabe, eines dieser Spektrometer in Betrieb zu nehmen und vor seinem Anbau am Stellarator Wendelstein 7-AS bezüglich Wellenlänge und spektraler Empfindlichkeit zu kalibrieren. Dazu muß zuerst festgestellt werden, welche Wellenlängen mit welchen Detektorpositionen korrelieren, um die Verunreinigungsidentifikation durchführen zu können. Für die Zuordnung der Wellenlänge zur Detektorposition können gut bekannte Linien (sogenannte Eichlinien wie zum Beispiel die eines Helium- oder Wasserstoffbrenners) herangezogen werden.

Sehr schwierig gestaltet sich im Vergleich hierzu die Intensitätseichung. Eine Berechnung der spektralen Empfindlichkeit ist wegen der vielen Unsicherheiten (z.B. Empfindlichkeit der Detektoren, tatsächliche Spaltöffnung) nicht realisierbar. Prinzipiell möglich ist die Benutzung der von einem Synchrotron als definierter Strahlungsquelle emittierten Bremsstrahlung. Die von einem Synchrotron emittierte Strahlung ist allerdings stark polarisiert und wird außerdem nur in einem sehr kleinen Raumwinkel abgestrahlt, was die Ausleuchtung des Gitters zum Problem werden läßt. Eine Eichung an einem Synchrotron würde sich wegen des sehr großen Wellenlängenbereichs auch sehr langwierig gestalten. Ein weiteres Problem ist, daß diese Eichung nicht oder nur mit sehr großem Aufwand wiederholt werden könnte, was aber bedingt durch Alterungsprozesse von Gittern und Detektoren in vergleichsweise kurzen Zeitabständen notwendig wäre. Darum werden zur Eichung des später näher beschriebenen Grazing-Incidence-Spektrometers die folgenden Methoden benutzt: als Basis dient ein für fünf Linien geeichter Hohlkathodenbrenner. Mit dieser Eichlichtquelle wird die Empfindlichkeit des Grazing-Incidence-Spektrometers unter den identischen geometrischen Verhältnissen (wie Öffnungswinkel, Spaltbreite und Detektorparametern) bestimmt wie sie später für die Messung der Strahlung aus dem Plasma vorliegen. Da diese Eichung nur an fünf spektralen Positionen möglich ist, soll ebenfalls mit diesem Brenner dann nach der Methode der Verzweungsverhältnisse (Branching-Ratios) kalibriert werden. Dieses Vorgehen nützt aus, daß die Intensitätsverhältnisse der von einem angeregten Ion beim Zerfall in verschiedene untere Niveaus emittierten Linien bekannt sind. Als weitere Alternative wird die Verwendung von Ladungsaustauschrekombinationsanregung hochionisierter Atome durch Messungen am Plasma des W 7-AS selbst untersucht.

Bei der Methode der Verzweungsverhältnisse nutzt man die aus der Atomphysik bekannten Verhältnisse der Übergangswahrscheinlichkeiten beim Zerfall aus einem gemeinsamen oberen Niveau eines angeregten Ions in verschiedene untere Niveaus aus. Für zwei mögliche Zerfallskanäle erhält man so aus der Absolutmessung der

Intensität des einen im Sichtbaren liegenden Übergangs die Intensität des im VUV liegenden anderen.

Die Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie kann ebenfalls zur Kalibration benutzt werden. Aus verschiedenen Größen wie Ionendichte, Neutralstrahlintensität und der Energie der Neutralstrahlteilchen lassen sich unter Einbeziehung von Anregungsquerschnitten die Absolutintensitäten ganz bestimmter Übergänge berechnen. Aber auch wenn die hierfür notwendigen Eingangsdaten nicht alle zur Verfügung stehen, kann man aus theoretisch bekannten Linienverhältnissen eine 'Eichkurve' ableiten, die dann noch bei einigen Wellenlängen an einer Absoluteichung aufgehängt werden muß.

Die beiden letztgenannten Techniken werden unter Zuhilfenahme eines absolut kalibrierten Czerny-Turner-Spektrometers durchgeführt.

Somit gliedert sich diese Arbeit wie folgt:

In Kapitel 2 werden die Grundlagen der Kalibrationsmethoden beschrieben. Nach einer Vorstellung des Eichverfahrens mit der absolut geeichten Linienstrahlungsquelle werden die Methoden der Verzweigungsverhältnisse und der Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie behandelt. Das anschließende Kapitel 3 ist Hohlkathodenentladungen im allgemeinen und einer Beschreibung des in dieser Arbeit verwendeten Hohlkathodenbrenners vorbehalten. Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Kalibrierung eines Czerny-Turner-Spektrometers mittels einer absolut geeichten Wolframbandlampe. Es wird versucht, den Fehler dieser Kalibration sehr klein zu halten (unter 5 %), da er als Teilfehler zum Gesamtfehler bei der Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit des Grazing-Incidence-Spektrometers beiträgt. Kapitel 5 enthält eine Einleitung über Grazing-Incidence-Spektrometer und eine Beschreibung des hier verwendeten Geräts. In Kapitel 6 werden der Versuchsaufbau und die Messungen mit dem Grazing-Incidence-Spektrometer dargestellt und die Ergebnisse diskutiert. Das abschließende Kapitel 7 enthält eine Zusammenfassung der Arbeit und einen Ausblick auf das weitere Vorgehen.

Kapitel 2

Grundlagen der Spektrometereichung

2.1 Der Hohlkathodenbrenner

Als Eichstandard dient ein Hohlkathodenbrenner, der von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) geeicht wurde. Dieser Brenner kann mit verschiedenen Gasen betrieben werden, zum Beispiel mit Helium, Argon oder Wasserstoff. Die Eichung der PTB erfolgte für Helium und Argon, wobei zum einen Spektrallinien des Heliums im Bereich von 24,3 bis 58,4 nm, zum anderen aber auch Spektrallinien des Kathodenmaterials Aluminium bei 13,1 nm (für Argon als Brenngas) bzw. bei 16,0/16,2 nm (für Argon oder Helium als Brenngas) absolut geeicht wurden.

Die Idee, diese Hohlkathodenentladung als Eichstandard zu verwenden, wird erstmals in [8] beschrieben, nachdem festgestellt wurde, daß diese Linienstrahlungsquelle einen stabilen Langzeitbetrieb ermöglicht und außerdem in ihrer Emissivität gut reproduziert werden kann.

Die Eichung bei der PTB [5] erfolgte durch Vergleich der Linienintensitäten mit der Synchrotronstrahlung des Berliner Elektronen-Speicher-Synchrotrons BESSY. Dazu wurde eine Schwenkspiegelvorrichtung so aufgebaut, daß die beiden zu vergleichenden Lichtquellen abwechselnd von einem mit einem Toroidgitter ausgestatteten Monochromator vermessen werden konnten. Durch Vergleich der so erhaltenen Signale — unter Berücksichtigung der verschiedenen Öffnungen und Polarisations-eigenschaften — konnte von dem bekannten Lichtfluß des Synchrotrons auf den bei den Eichlinien emittierten Lichtfluß des Brenners geschlossen werden.

Um diese geeichte Linienstrahlungsquelle nun ihrerseits als Eichstandard, z.B. zur Eichung eines Spektrometers, nutzen zu können, ist zu beachten, daß ihre Apertur nicht oder zumindest nur in kontrollierbarer Weise durch zwischen dem Brenner und dem Spektrometer befindliche Blenden eingeschränkt wird. Die Apertur des Spektrometers sollte außerdem groß genug bzw. die der Eichquelle klein genug gewählt werden, um sicherzustellen, daß im Spektrometer keine Lichtverluste auftreten.

Eine weitere wichtige Voraussetzung für die Verwendung dieser Lichtquelle zu Eichzwecken ist die Annahme, daß das Plasma optisch dünn ist und damit keine Selbstabsorption auftritt. Die Selbstabsorption wird durch die optische Tiefe τ beschrieben,

die sich errechnet aus

$$\tau = 5,4 \cdot 10^{-11} \sqrt{\frac{\mu}{T}} f N \lambda l \quad (2.1)$$

mit der Oszillatorstärke f , der relativen Atommasse μ , der Temperatur des Gases T in K, der Besetzungsdichte des Grundzustands N in $[\text{m}^{-3}]$, der Wellenlänge λ in $[\text{m}]$ und der Dicke der absorbierenden Gasschicht l in $[\text{m}]$. Die Linienintensität wird damit

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \cdot e^{-\tau} \quad (2.2)$$

Tritt Selbstabsorption auf, so kann sich die Intensität einer Linie außerhalb der absorbierenden Gasschicht erheblich gegenüber der Intensität $I_0(\lambda)$ der Linie des Brenners reduzieren. Da z.B. die Gasdichte außerhalb der Hohlkathode nicht bekannt ist, wäre bei Auftreten von Selbstabsorption die Eichung des Hohlkathodenbrenners in der vorliegenden Weise hinfällig.

2.2 Verzweungsverhältnisse

2.2.1 Das Prinzip der Verzweungsverhältnisse

Die Methode der Verzweungsverhältnisse (Branching-Ratios) geht auf [10, 12] zurück. Die Idee ist, daß von einem gemeinsamen oberen Niveau eines angeregten Atoms aus eine Abregung in mehrere verschiedene untere Niveaus möglich ist und daß sich die zu den einzelnen Übergängen gehörenden Übergangswahrscheinlichkeiten aus der Atomphysik berechnen lassen. Die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten ist zumindest für einfache Systeme wie wasserstoff- und heliumähnliche Ionen sehr sicher. Außerdem gehen äußere Parameter wie Temperatur oder Dichte des Plasmas nicht ein, das heißt, die Intensität der im zu eichenden Spektralgebiet liegenden Linie läßt sich durch Absolutmessung der Intensität einer durch ein bekanntes Verzweungsverhältnis korrelierten Linie erschließen. Das Intensitätsverhältnis zweier durch ein Branching-Ratio verknüpfter Linien [20] ergibt sich für ein optisch dünnes Plasma zu

$$\frac{I_l}{I_k} = \frac{A_{ml}\lambda_k}{A_{mk}\lambda_l} \quad (2.3)$$

mit den Übergangswahrscheinlichkeiten

$$A_{nm} = \frac{e^2\omega^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} g_n \sum_i |\langle n | x_i | m \rangle|^2 \quad (2.4)$$

Eine kurze Ableitung der A_{nm} ist im Anhang A gegeben. Ausführlichere Darstellungen finden sich in [9, 29]. Die Zuverlässigkeit der Methode der Verzweungsverhältnisse ergibt sich nicht nur aus der sicheren theoretischen Grundlage sondern

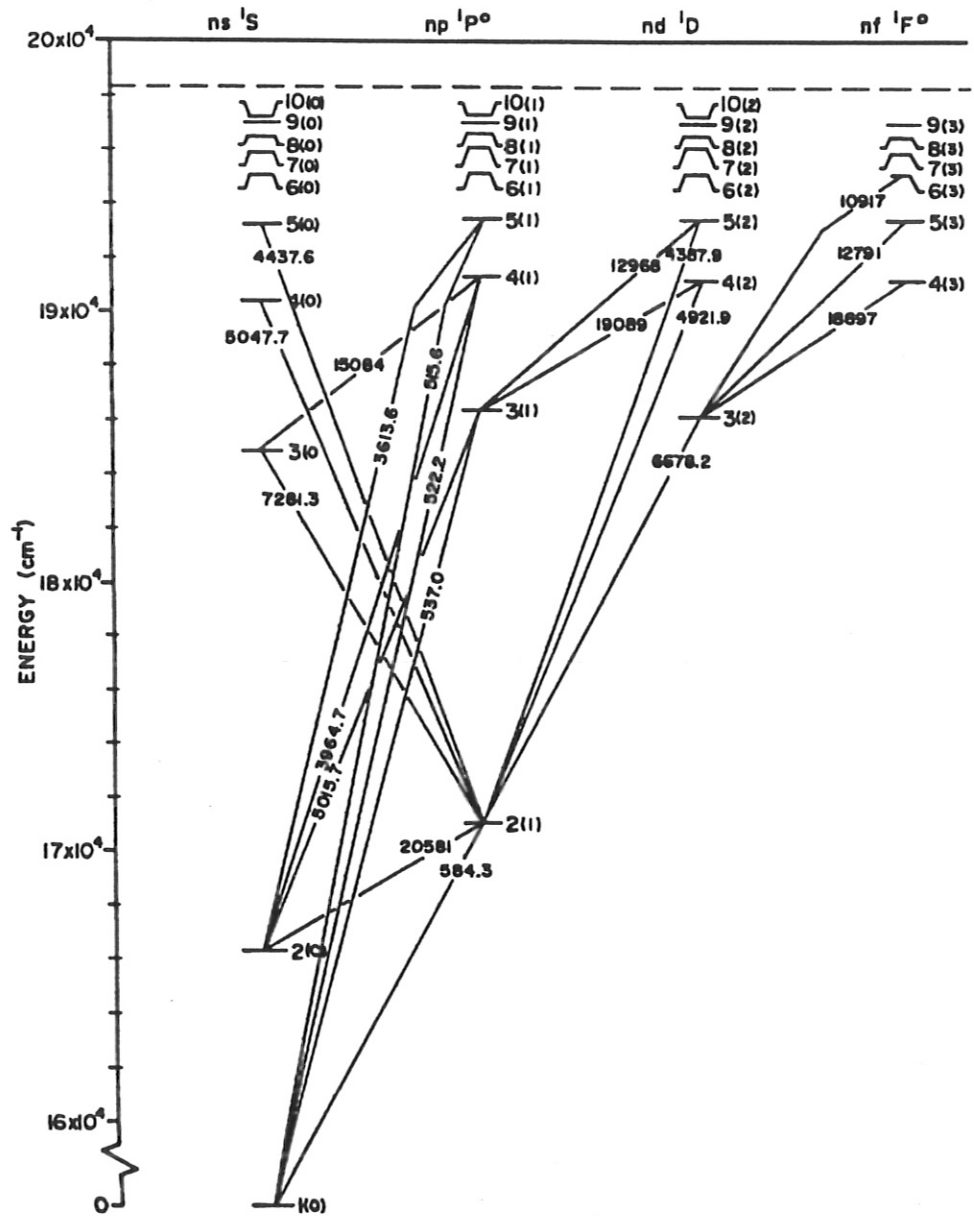


Abbildung 2.1: Energieniveaus und mögliche Übergänge (Grotrian-Diagramm) für das Helium I-Singulett-Spektrum. Die Wellenlängenangaben an den Linien erfolgen in Ångström.

auch aus vielen in diesem Zusammenhang durchgeführten Messungen. Für Eichungen mit bekannten Verzweigungsverhältnissen ist allerdings die Kenntnis der totalen Übergangswahrscheinlichkeiten nicht nötig. Es genügt vielmehr, das Verhältnis zweier miteinander zusammenhängender Linien zu kennen [16].

In Abb. 2.1 sind als Beispiel die möglichen Übergänge des Helium I-Singulett-

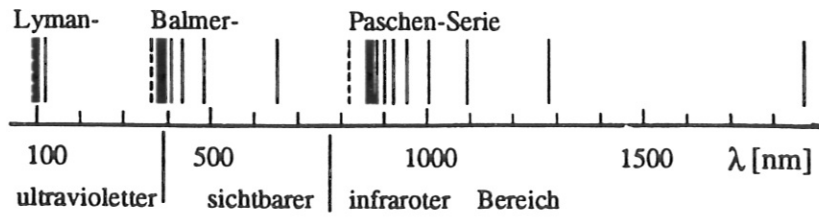


Abbildung 2.2: Die Lyman- und die Balmer-Serie von Wasserstoff sind aufgrund ihrer Lage für eine Eichung mit der Branching-Ratio-Methode im Wellenlängenbereich um 100 nm gut geeignet.

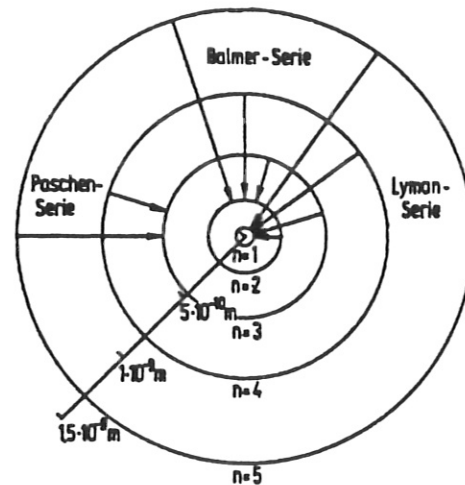


Abbildung 2.3: Die Serien im Wasserstoffspektrum entstehen durch Übergänge von verschiedenen oberen Niveaus auf ein jeweils gemeinsames unteres Niveau. Zu entnehmen sind auch die Radien der zugehörigen klassischen Elektronenbahnen.

Systems gezeigt (entnommen aus [3]). Als sicheres Paar für ein Verzweungsverhältnis können die beiden Übergänge vom Niveau $n = 3(1)$ zu den Niveaus $n = 2(0)$ bzw. $n = 1(0)$ angesehen werden.

2.2.2 Intensitätsverhältnisse im Wasserstoffspektrum

Als Beispiel für später benutzte Linien ist besonders das Wasserstoffspektrum (siehe Abb. 2.2 und 2.3) geeignet. Zum einen ist die theoretische Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten aufgrund der Einfachheit des Atoms sehr sicher, zum

anderen gibt es für die angeregten Zustände nur wenige Zerfallskanäle, so daß die Fehler bei Eichungen mit Verzweigungsverhältnissen klein sind. Die hier aufgelisteten Verhältnisse der Übergangswahrscheinlichkeiten sind aus [16] entnommen:

$\lambda_k[\text{nm}]$	$\lambda_l[\text{nm}]$	$A_k(10^8 \text{ s}^{-1})$	$A_l(10^8 \text{ s}^{-1})$	A_k/A_l
93,780	410,17	0,01644	0,009732	1,689
94,974	434,05	0,04125	0,02530	1,630
97,254	486,13	0,1278	0,08419	1,518
102,572	656,28	0,5575	0,4414	1,263
121,6	656,28	4,8554	0,4414	11,00

Um die Intensitätsverhältnisse — darunter versteht man die Verhältnisse der in die einzelnen Linien abgestrahlten Leistung — zu erhalten, müssen die in der Tabelle aufgeführten Verhältnisse der Übergangswahrscheinlichkeiten noch unter Einbeziehung der zugehörigen Quantenenergien umgerechnet werden. Da bei dem später beschriebenen Grazing-Incidence-Spektrometer allerdings nicht die Intensität, sondern die Photonenzahl gemessen wird, ist die Kenntnis der Intensitätsverhältnisse nicht erforderlich.

Somit kann aus der Messung der absoluten Intensität einer Linie im sichtbaren Spektralbereich auf die Intensität einer zugehörigen Linie im VUV bis EUV geschlossen werden.

2.2.3 Möglichkeiten für Messungen von Verzweigungsverhältnissen

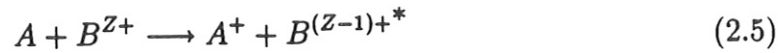
Verzweigungsverhältnisse können sowohl an einem Hohlkathodenbrenner als auch an einem Fusionsplasma direkt gemessen werden. In beiden Fällen stehen viele verschiedene Atome bzw. Ionen zur Verfügung (H, He, C, N, O, Ne) und es lassen sich somit zumindest im Prinzip fast beliebig dicht zusammenliegende Kalibrationspunkte festlegen. Lediglich aus zwei Gründen sind die Möglichkeiten dieser Methode beschränkt: einerseits kann es sowohl in der Hohlkathodenentladung als auch im Plasma zu Selbstabsorption gerade von intensiven Linien kommen, andererseits kann die Intensität der Linien speziell im Ultravioletten unterhalb der Nachweisgrenze liegen.

Eine weitere Möglichkeit, sich aus Verzweigungsverhältnissen die Absolutintensität

vor allem von ansonsten für diese Methode nicht in Frage kommenden L_α -Linien zu erschließen, setzt ein sich im thermischen Gleichgewicht befindendes Plasma voraus. In diesem Fall können diese Resonanzlinien an andere aus Branching-Ratio-Messungen in ihrer Intensität bekannten Linien angeschlossen werden.

2.3 Ladungsaustauschrekombinationsanregung

Im Gegensatz zur aus der Atomphysik ableitbaren und damit altbekannten Methode der Verzweigungsverhältnisse stützt sich die Kalibration mit der Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie (CXRS für Charge eXchange Recombination Spectroscopy) auf ein relativ junges Gebiet der Atomspektroskopie. Der Prozeß des Ladungsaustausches kann im Prinzip durch



dargestellt werden. Dabei hat das 'Projektil' A eine kinetische Energie, die weit über der thermischen Energie des 'Targets' B^{Z+} liegt. Der * bedeutet, daß sich das Target nach dem Ladungsaustausch in einem angeregten Zustand befindet.

Über erste Beobachtungen berichtete Isler [14] 1977. Er untersuchte Übergänge von O^{7+} während der Injektion hochenergetischer Wasserstoffatome in das Plasma des ISX-B Tokamaks in Oak Ridge (USA) mit dem Ergebnis eines starken Anstiegs der Intensität der O^{7+} -Balmer- α -Linie. Diesen Anstieg deutete er als Folge eines Transfers von Elektronen des Wasserstoffstrahls zu O^{8+} -Ionen im Plasmakern unter Bildung von angeregten O^{7+} -Atomen. Ein Beispiel für Messungen von Ladungsaustauschlinien am Wendelstein 7-AS [2] zeigt Anhang B.

Neben der bereits von [14] vorgenommenen Relativeichung eines Spektrometers mittels CXR bietet diese auch die Möglichkeit, zahlreiche Plasmaparameter zu diagnostizieren (z.B. Iontemperatur, mittlere Ionenladungszahl Z_{eff} , das Quadrat der Ionendichte, Plasmarotation, Nachweis von α -Teilchen) [13]. Der Ladungsaustausch bietet allein die Möglichkeit, ansonsten nicht detektierbare vollständig ionisierte Atome im Plasma spektroskopisch erkennbar werden zu lassen.

Der Ladungsaustausch ist der wichtigste Prozeß bei Stößen zwischen Atomen und mehrfach geladenen Ionen. Die Beschreibung dieses Prozesses (zum folgenden siehe [13, 15]) ist insofern schwierig, als die zugrunde liegende Vielfalt der Modelle je nach Energie der stoßenden Teilchen beträchtlich ist. Der entscheidende Parameter für die Gültigkeit der einzelnen Modelle ist die Relativgeschwindigkeit der stoßenden Teilchen (v_r). Für die im folgenden allein untersuchten Austauschprozesse zwischen Wasserstoffatomen und Ionen der Ladung Z unterscheidet man drei Bereiche: $v_r \leq v_0$, $v_r \geq v_0$ und $v_r \gg v_0$. Dabei ist $v_0 = 2,188 \cdot 10^6 \text{ ms}^{-1}$ die klassische Bahngeschwindigkeit des Elektrons im Wasserstoffatom. Für Strahlteilchen mit einer

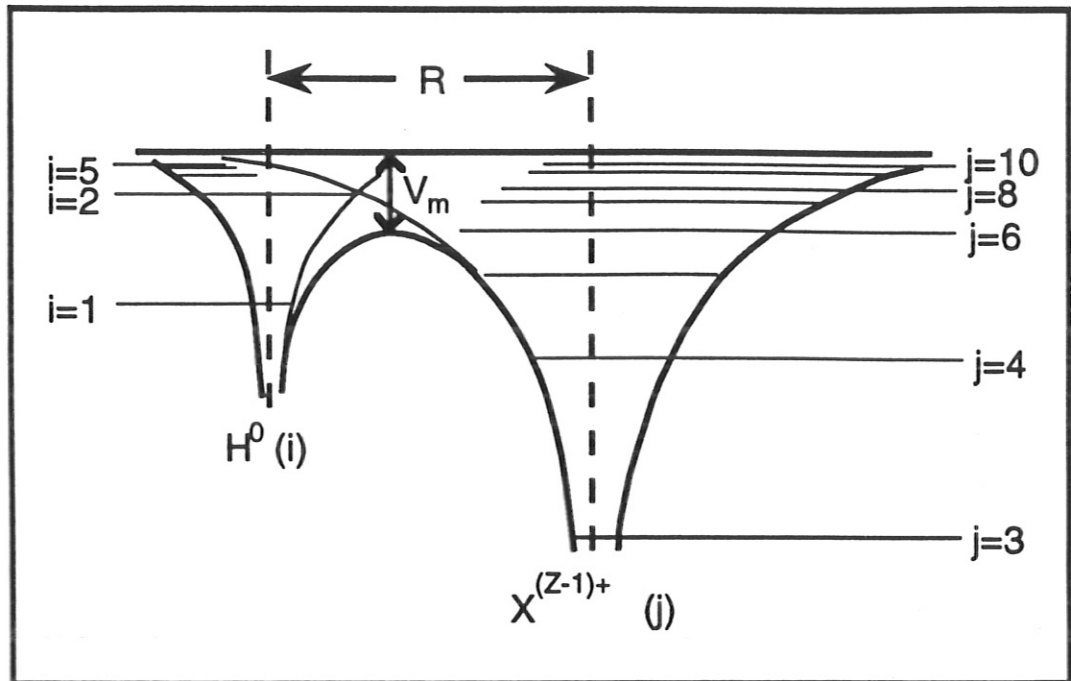


Abbildung 2.4: Potential zweier Kerne entlang ihrer Verbindungsline: links das H-Atom mit den Energiezuständen $i = 1, 2, \dots$ und rechts das Verunreinigungion mit $j = 3, 4, \dots$. Im klassischen Bild muß das Elektron die Potentialbarriere V_m überwinden.

gegen die thermische Geschwindigkeit der Verunreinigungen großen Geschwindigkeit v_s , braucht man nicht zwischen v_r und v_s zu unterscheiden. Es existieren viele theoretische Modelle zur Beschreibung dieses Effektes, wobei man z.B. versucht, den Ladungsaustausch für $v_r \leq v_0$ in einem 'Quasimolekülbild' zu verstehen. Im Bereich sehr hoher Geschwindigkeiten werden häufig Störungstheorien benutzt.

Der im folgenden behandelte Bereich mit $v_r \geq v_0$ kann durch ein in [27] eingeführtes klassisches Modell beschrieben werden.

2.3.1 Das klassische Modell des Ladungsaustauschs

Dieses Modell geht davon aus, daß zwischen den beiden sich annähernden Teilchen eine Potentialbarriere besteht, die vom auszutauschenden Elektron überwunden werden muß. Das Potential zweier Kerne ($Z_1 = 1, Z_2 = Z$) im Abstand R ist

$$V(\mathbf{r}) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r} + \frac{Z}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}|} \right) \quad (2.6)$$

Die Lage und Höhe des Maximums entlang der Verbindungslinie (siehe Abb. 2.4) der beiden Kerne (x-Achse) folgt aus

$$\frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (2.7)$$

zu

$$x_m = \frac{R}{1 + Z^{1/2}} \quad (2.8)$$

$$V_m = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{(1 + Z^{1/2})^2}{R} \quad (2.9)$$

Aus der Energieerhaltung (Gleichsetzen der jeweils durch den anderen Kern reduzierten Bindungsenergien) ergibt sich die Resonanzbedingung

$$R_{res} = \frac{2a_0(Z-1)}{\frac{Z^2}{n^2} - \frac{1}{n_0^2}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z-1}{\Delta E} \quad (2.10)$$

für $Zn_0 \geq n$, mit $\Delta E = E_H - E_Z$. n_0 ist die Hauptquantenzahl des H-Atoms vor dem Stoß, n die des Ions nach dem Austausch und $a_0 = 5,29 \cdot 10^{-9}$ m der Bohrsche Radius. Damit das Elektron die Potentialbarriere überwinden kann, muß seine reduzierte Bindungsenergie im H-Atom größer sein als $V_m(R_{res})$. Daraus folgt

$$R_{res} = 2a_0n_0^2 \cdot (1 + 2Z^{1/2}) \quad (2.11)$$

Es ergibt sich schließlich als Bedingung für die resonante Hauptquantenzahl n_{res}

$$n_{res}^2 = Z^2n_0^2 \frac{(1 + 2Z^{1/2})}{(2Z^{1/2} + Z)} \quad (2.12)$$

und damit

$$n_{res} = \sqrt{2}n_0Z^{3/4} \quad \text{für } Z \gg 1 \quad (2.13)$$

Der nach dem klassischen Modell für n_{res} erwartete Verlauf ist in Abb. 2.5 dargestellt. Aus dem hohen Drehimpuls des Elektrons, das nach dem Stoß auf das Verunreinigungsion übergeht, folgt außerdem $l_{res} \gg 1$. Somit führt Ladungsaustausch zur Besetzung hoher n- und l-Niveaus mit der entsprechend großen Zahl von Zerfallskanälen.

Aus diesen Überlegungen folgt nunmehr der klassische Wirkungsquerschnitt für Ladungsaustausch zu

$$\sigma_{kl} = A \cdot \pi R_{res}^2 = A \cdot 4\pi a_0^2 n_0^4 \cdot (1 + 2Z^{1/2})^2 \quad (2.14)$$

A ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Elektron auf das Ion übergeht. A steigt mit Z von $1/2$ auf 1 .

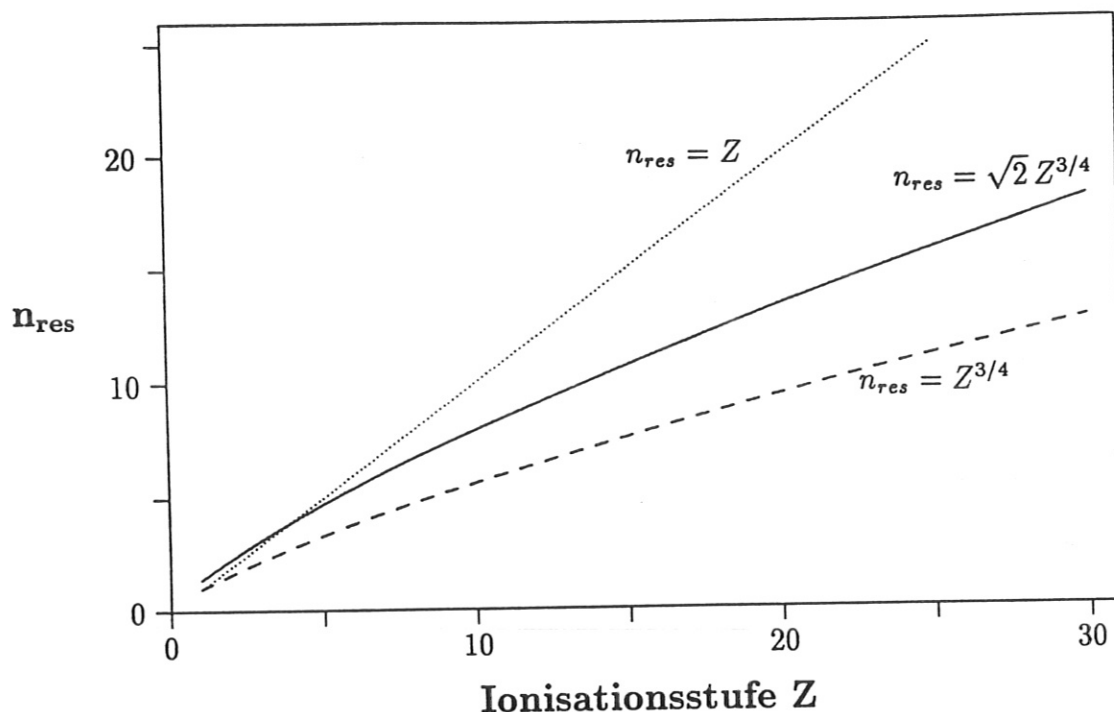


Abbildung 2.5: Resonante Hauptquantenzahl nach dem klassischen Modell.

Aus Gleichung 2.14 erkennt man, daß der Wirkungsquerschnitt proportional zur vierten Potenz der Hauptquantenzahl des ursprünglichen Wasserstoffatoms ist; somit spielt Ladungsaustausch aus angeregten Zuständen eine große Rolle. Weiter wird aus dieser Gleichung ersichtlich, daß σ_{kl} von der Stoßenergie der Teilchen unabhängig ist; erst über den Drehimpuls $l_{res} \sim \frac{v_r}{v_0}$ kommt die Relativgeschwindigkeit der Teilchen ins Spiel.

2.3.2 Weitere Modelle zum Ladungsaustausch

Im Bereich kleiner Relativgeschwindigkeiten $v_r \leq v_0$ versucht man, den Ladungsaustausch durch ein 'Quasimolekülbild' zu beschreiben, d.h. man untersucht das System AB^{Z+} . Der Elektronenaustausch erfolgt hier aufgrund der Kopplung der molekularen Zustände. Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte benutzt man gewöhnlich die folgenden Methoden: CCMO (Close Coupling of Molecular Orbits), PSS (Perturbed Stationary State model), MLZ (Multi Landau Zener model) und verschiedene Zerfallsmodelle DM (Decay Model).

Im Bereich mittlerer Geschwindigkeiten sind neben der oben beschriebenen klassischen Methode auch numerische Methoden wie CCAO (Close Coupling of Atomic Orbitals) und UDWA (Unitarized Distorted Wave Approximation) geeignete Werk-

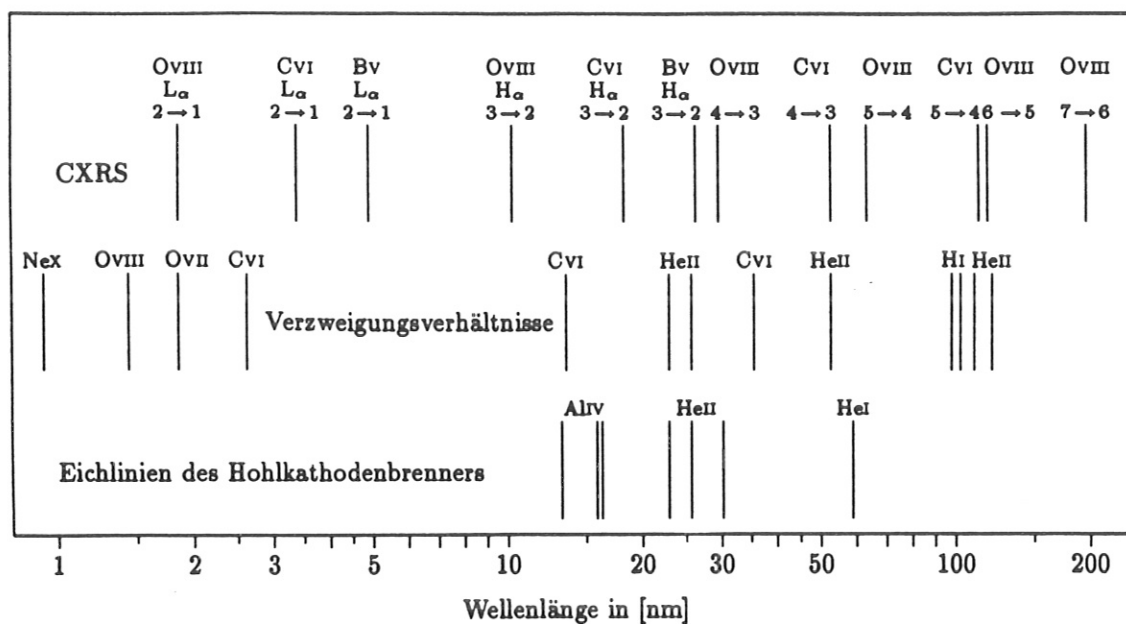


Abbildung 2.6: Überblick über die mit den Eichmethoden zugänglichen Wellenlängen. Man erkennt, daß mit dem geeichten Hohlkathodenbrenner nur ein kleiner Teil des interessierenden Wellenlängenbereichs überspannt werden kann, daß mit Kenntnis der Verzweigungsverhältnisse und bei Anregung mit dem Ladungsaustauschrekombinationsprozeß (CXR) jedoch der gesamte Bereich von 1 nm bis 200 nm relativ dicht überdeckt werden kann.

zeuge. Eine weitere numerische Methode basiert auf der Anwendung von Monte-Carlo-Rechnungen.

Im Bereich hoher Relativgeschwindigkeiten werden neben einer Erweiterung der UDWA Störungstheorien höherer Ordnungen benutzt.

Somit steht im Prinzip eine für alle Relativgeschwindigkeiten gültige Beschreibung des Ladungsaustauschs zur Verfügung. Hieraus lassen sich bei bekannten Eingangsparametern wie Neutralstrahlintensität, Neutralteilchenenergie (-geschwindigkeit) und Verunreinigungskonzentrationen die Linienintensitäten berechnen. Somit ist mit dieser Methode eine Absolutkalibrierung eines Spektrometers denkbar. Andererseits — und hier liegt eine besondere Bedeutung der CXRS — lassen sich mit geeichten Meßanordnungen durch Messen der Linienintensitäten Schlüsse auf die Verunreinigungskonzentrationen und deren Transport ziehen.

Auch ohne Kenntnis der Eingangsparameter ist der Ladungsaustausch für die Relativeichung eines Spektrometers zu verwenden; hierbei macht man sich — ähnlich wie bei der Methode der Verzweigungsverhältnisse — die teils aus der Theorie, teils

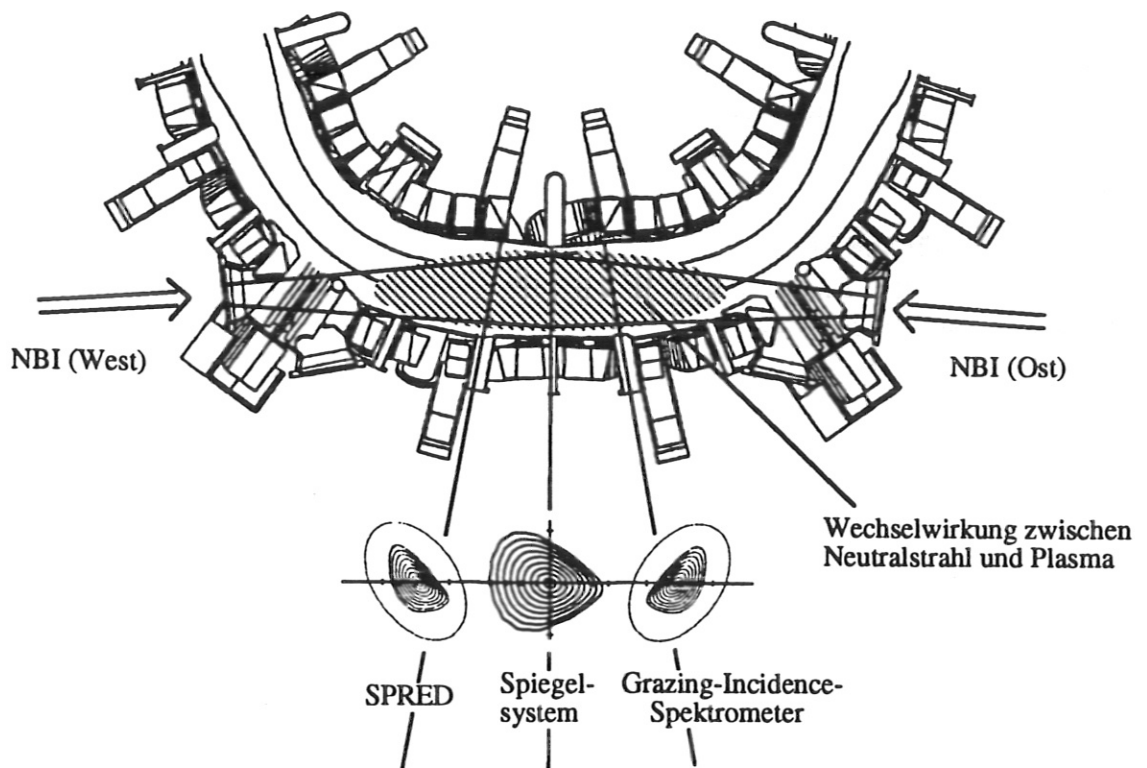


Abbildung 2.7: Der Beobachtungsbereich des Spektrometers liegt im Wechselwirkungsvolumen von Plasma und Neutralstrahlinjektoren. Daher können Ladungsaustauschlinien untersucht werden.

aus Experimenten bekannten Verhältnisse der Übergangswahrscheinlichkeiten beim Zerfall der durch Ladungsaustausch gebildeten angeregten Ionen zunutze, um ohne Kenntnis von n_e , n_i oder den Anregungskoeffizienten $X_{i \rightarrow j}$ von einer zu einer anderen Wellenlänge zu schließen. Somit kann man ausgehend von einigen geeichten Linien (zum Beispiel die von einem geeichten Hohlkathodenbrenner emittierten) nach und nach einen großen Wellenlängenbereich bis ins Sichtbare abdecken.

2.4 Übersicht über den interessierenden Wellenlängenbereich

Die in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellten Verfahren lassen eine Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit des Grazing-Incidence-Spektrometers in dem kompletten für dieses Gerät zugänglichen Wellenlängenbereich zu (siehe Abb. 2.6). Dabei ist besonders bedeutsam, daß die durch die einzelnen Methoden abgedeckten

Bereiche sich überlappen und somit Vergleiche der erhaltenen Eichpunkte möglich sind.

Für die hier vorzunehmende Kalibration werden die Verfahren Verzweigungsverhältnisse und Eichung mit dem Hohlkathodenbrenner absolute Eichpunkte liefern, die CXRS hingegen wird nur den Verlauf der 'Eichkurve', diesen jedoch sehr genau, festlegen.

Die Geometrie für die Messungen mit dem Grazing-Incidence-Spektrometer ist in Abb. 2.7 dargestellt. Eingezeichnet ist außerdem der Wechselwirkungsbereich von Plasma und Neutralstrahlheizung.

Kapitel 3

Der Hohlkathodenbrenner

Basis der Eichung des Grazing-Incidence-Spektrometers ist ein Hohlkathodenbrenner. Er wird sowohl direkt zur Eichung verwendet (es liegt ein Prüfschein der PTB über die Eichung des Brenners bei fünf Wellenlängen vor [26]), als auch indirekt, nämlich durch die Ausnutzung von Verzweungsverhältnissen. In diesem Kapitel soll nach einer allgemeineren Einführung über Hohlkathoden dieser Brenner (die "Kock-Quelle") vorgestellt werden.

3.1 Hohlkathodenentladungen

3.1.1 Allgemeine Einführung

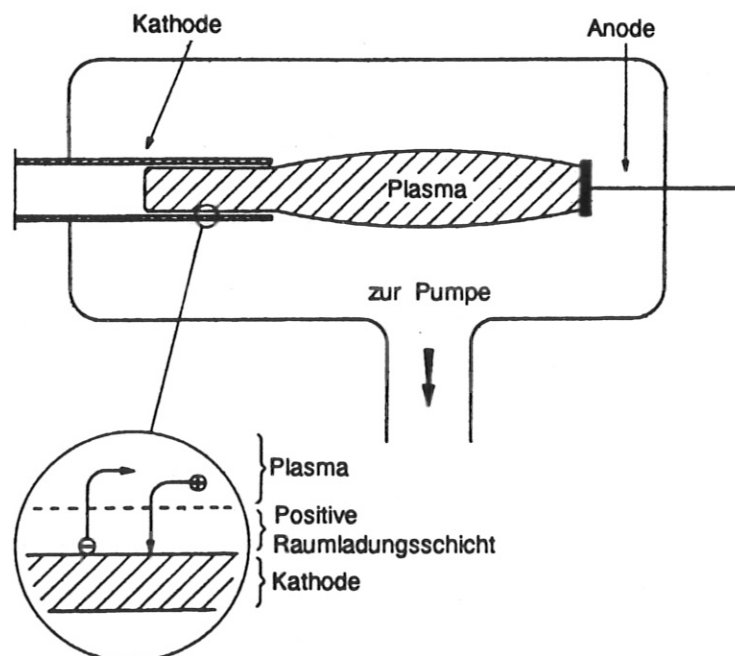


Abbildung 3.1: Prinzip der Hohlkathodenentladung. Das Plasma dringt weit in die Bohrung der zylindrischen Hohlkathode ein. So ist über eine große Fläche Wechselwirkung zwischen dem Plasma und der Kathodenoberfläche möglich.

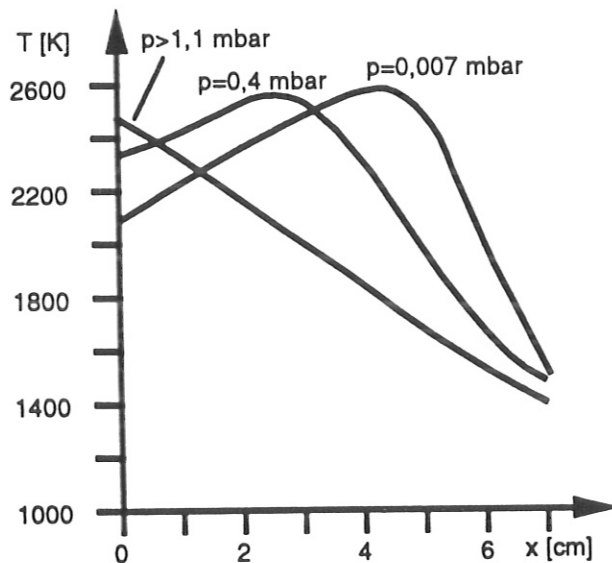


Abbildung 3.2: Bei Drücken oberhalb ca. 1 mbar ist der heißeste Punkt der Kathode an ihrer zur Anode gewandten Stirnseite.

Hohlkathodenentladungen mit ihrem großen Parameterbereich bieten ein weites Feld für mögliche Anwendungen, angefangen von der Entwicklung intensiver Lichtquellen für Linienstrahlung über die Erforschung von Wellenausbreitung in Plasmen bis hin zu Ionenlasern [6]. Die dabei zum Einsatz kommenden Ausführungen können sehr verschieden sein, was ihre geometrische Form, ihre Größe oder ihre charakteristischen Parameter anbelangt. Allen verschiedenen Arten ist allerdings ein auf negativem Potential gehaltener Hohlraum gemeinsam, der ganz oder zumindest teilweise von leitenden Wänden umschlossen ist.

Dieser Hohlraum wird von einem Gas durchströmt, wobei sich der typische Druckbereich von $\leq 10^{-1}$ mbar (dem sogenannten 'Normal-Regime') bis zu Drücken zwischen 1 mbar und 1 bar (dem 'High-Pressure-Regime') erstreckt. Die offene Seite der Kathode ist der Anode zugewandt, so daß das zwischen den Elektroden bestehende Plasma in die Hohlkathode eindringen kann. Hierdurch wird eine starke Wechselwirkung zwischen dem Plasma und der inneren Oberfläche der Kathode bewirkt.

Vor der Kathodenoberfläche baut sich eine positive Raumladungszone auf, so daß ankommende positive Ionen sehr stark beschleunigt werden, bevor sie auf der Kathode neutralisiert werden. Der typische Spannungsabfall (der sog. Kathodenfall V_C) liegt bei einem Hohlkathodenbrenner, wie er für diese Eichung verwendet wurde, in der Größenordnung von einigen zehn Volt.

Für Hohlkathodenentladungen ist der Entladungsstrom erheblich größer als für Ent-

ladungen konventioneller Art bei gleichen Parametern (Gasdruck, Spannung) und ähnlicher Geometrie.

3.1.2 Die Kathodentemperatur

Wichtig für die Hohlkathodenentladung ist die sich einstellende hohe Temperatur der Kathodenoberfläche. Diese führt zusammen mit der durch die positiven Ionen bewirkten Zerstäubung auf der Kathode dazu, daß sich im Plasma nicht nur Gasatome bzw. -ionen befinden, sondern auch Atome und Ionen des Kathodenmaterials. Der Verlauf der Kathodentemperatur bei dem für diese Eichungen verwendeten Brenner (Solldruck: 1,64 mbar) ergibt sich aus Abb. 3.2. Das Gleichgewicht stellt sich dabei so ein, daß an der Oberfläche der Aluminiumkathode Temperaturen knapp unter dem Schmelzpunkt herrschen.

3.2 Die Kock-Quelle

3.2.1 Die Geometrie der Kock-Quelle

Die Kock-Quelle ist, was ihre Elektroden angeht, zum einen rotationssymmetrisch um ihre optische Achse, zum anderen spiegelsymmetrisch zu einer Ebene senkrecht zur optischen Achse aufgebaut. Sowohl Anoden als auch die Kathode bestehen aus Stahl, wobei in die beiderseits leicht konische Bohrung der Kathode ein Aluminiumzylinder (Innendurchmesser: 8 mm, Länge: 60 mm) eingepaßt ist [5]. Für die Kathode wurde Aluminium (Reinheitsgrad: 99,5 %) deshalb gewählt, weil dadurch die Aluminiumlinien bei 13,1 und 16,0 bzw. 16,2 nm noch als Eichlinien zur Verfügung stehen. Es gibt allerdings Bestrebungen, auch andere Materialien wie zum Beispiel Graphit, Bor oder Stahl auf ihre Eignung als Kathodenmaterial hin zu untersuchen [17]. Die in Abbildung 3.3 gezeigte Geometrie wurde im vorliegenden Fall kaum geändert. Lediglich der Gaseinlaß wurde verlegt. Außerdem wurde in Richtung des VUV-Spektrometers ein Blendensystem eingebaut. Beide Maßnahmen hatten den Zweck, den Druckabfall in Richtung Spektrometer möglichst groß zu machen, da auf der einen Seite ein Betriebsdruck von ca. 1,5 mbar im Brenner eingestellt werden mußte, andererseits die Detektoren im Spektrometer bei höchstens $2 \cdot 10^{-6}$ mbar betrieben werden durften. Bei der Anbringung der Blenden wurde darauf geachtet, die vom Brenner vorgegebene maximale Öffnung nicht zu verkleinern.

Die den Lichtfluß bestimmende Apertur hat einen Durchmesser von 1,1 mm, der Öffnungswinkel ist $3 \cdot 10^{-4}$ sr (für diese Parameter erfolgte die Eichung des Brenners).

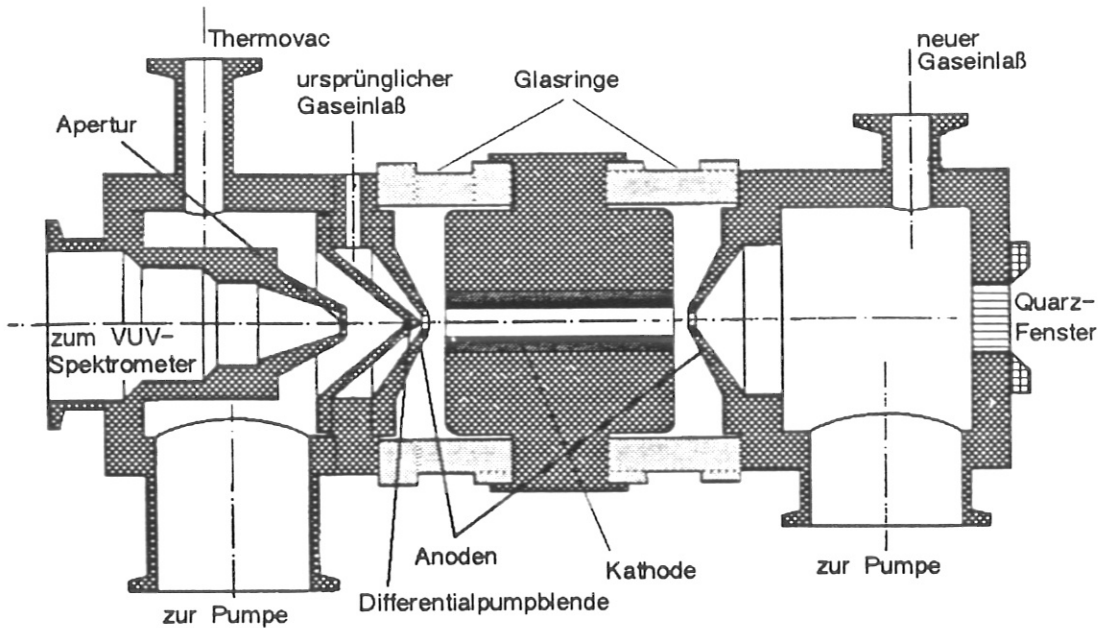


Abbildung 3.3: Schnitt durch die Kock-Quelle entlang der optischen Achse

3.2.2 Entladungsparameter

Die Eichung des Brenners [26] erfolgte für einen Strom von 2 A und eine Spannung von 400 V. Der hierfür notwendige Druck beträgt für Helium 1,64 mbar. Die verwendeten Gase sind Helium und Argon. Da die Linienintensität der Gase linear, die der abgestäubten Metallionen sogar quadratisch vom Strom abhängen, muß dieser innerhalb von 1 % um seinen Sollwert stabilisiert werden. Der Zusammenhang zwischen Gasdruck und Spannung bei festem Strom ergibt sich aus Abbildung 3.4.

Untersuchungen des Brenners hinsichtlich der Emission in bestimmte Teile des ausgeleuchteten Raumwinkels sowie hinsichtlich kleiner Ausschnitte des Brennflecks haben gezeigt, daß die Abstrahlung des Brenners über den gesamten Bereich homogen ist.

3.2.3 Intensität der Spektrallinien

Die Eichung des Brenners erfolgte durch Vergleich mit der vom Berliner Elektronenspeichersynchrotron (BESSY) emittierten Synchrotronstrahlung. Die Strahlungsleistung Φ^{HC} der Hohlkathodenentladung ergibt sich über eine Linie integriert zu:

$$\begin{aligned} \Phi^{HC} &= \int \Phi_{\lambda}^{HC}(\lambda) d\lambda \\ &= \int \Phi_{\lambda}^{SR}(\lambda) F(\lambda) \frac{i^{HC}(\lambda)}{i^{SR}(\lambda)} d\lambda \end{aligned} \quad (3.1)$$

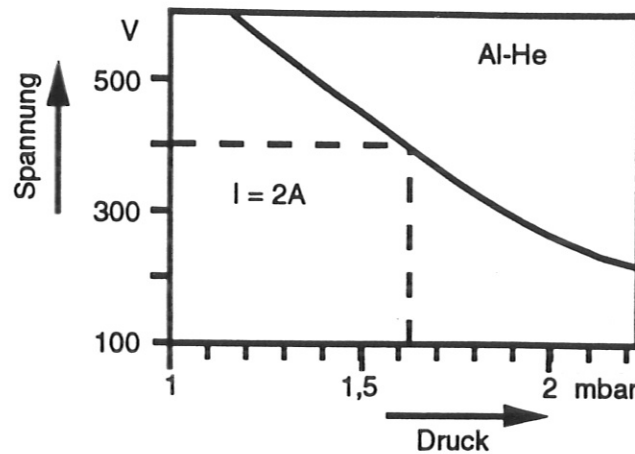


Abbildung 3.4: Die am Brenner abfallende Spannung als Funktion des Gasdrucks bei festem Strom (2 A) für die Kombination Aluminiumkathode und Helium.

Hierbei ist $\Phi_{\lambda}^{SR}(\lambda)$ der nach Schwinger berechenbare spektrale Fluß der Synchrotronstrahlung; $F(\lambda)$ ist ein der unterschiedlichen Polarisation der beiden Quellen entsprechender Faktor. $i^{HC}(\lambda)$ und $i^{SR}(\lambda)$ sind die spektralen Photonenströme der beiden Quellen. Die Strahlungsstärke erhält man aus der Strahlungsintensität, indem man diese durch den zugehörigen Raumwinkel dividiert:

$$I^{HC} = \Phi^{HC} / \Omega \quad (3.2)$$

Daraus erhält man die Größe Strahlungsstärke pro Strahlerfläche durch Division durch die Fläche des Brennflecks (zur Begriffsklärung siehe auch [23]):

$$L^{HC} = \Phi^{HC} / (\Omega A) \quad (3.3)$$

Ihrer Wichtigkeit halber sind die Ergebnisse der Eichung des Brenners hier dargestellt:

λ [nm]	Ion	Gas	I [W/sr]	L [W/(sr m ²)]	Unsicherheit in %
13,1	AlIV	Ar	$1,5 \cdot 10^{-7}$	0,13	25
16,0/16,2	AlIV	Ar	$1,91 \cdot 10^{-6}$	1,69	13
16,0/16,2	AlIV	He	$1,53 \cdot 10^{-6}$	1,35	13
24,3	HeII	He	$4,65 \cdot 10^{-5}$	41,1	13
25,6	HeII	He	$1,47 \cdot 10^{-4}$	130	13
30,4	HeII	He	$6,76 \cdot 10^{-4}$	598	13
58,4	HeI	He	$1,53 \cdot 10^{-3}$	1350	13

Anzumerken ist noch, daß die Linienemission der Quelle bei Wechsel des Kathodenröhrchens, wie ausführliche eigene Messungen ergaben, innerhalb ihrer Unsicherheiten konstant bleibt. Auch eine Veränderung der Intensität der Quelle als Funktion der Zeit konnte nicht beobachtet werden [5].

Somit hat man eine gut reproduzierbare Lichtquelle im Bereich zwischen 13,1 und 58,4 nm zur Verfügung.

3.3 Erfahrungen mit dem Brenner und daraus resultierende Vorschläge zur Weiterentwicklung

3.3.1 Erfahrungen mit der Kock-Quelle

Bei der Inbetriebnahme des Brenners stellte sich heraus, daß eine stabile Entladung nicht möglich war. Dafür gab es mehrere Ursachen. Zum ersten konnte gezeigt werden, daß die Entladung sehr empfindlich auf kleinste Lecks reagiert. Vor allem die lediglich durch den in der Quelle herrschenden Unterdruck auf die Gummidichtungen gepressten Glasringe waren immer wieder Grund für Undichtigkeiten, da sie beim Anpumpen leicht verkanten konnten und so zu kleinen Lecks führten. Da die Brennkammer nur durch die kleinen Öffnungen in den Anoden gepumpt werden kann, ist ein kleines Leck nicht unmittelbar 'sichtbar'. Erst durch den Einbau eines Massenspektrometerkopfes und der damit verbundenen Möglichkeit, mit Helium nach Lecks bis zu $10^{-5} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}}$ zu suchen, konnte dieser Störfaktor ausgeschlossen werden.

Ein weiterer Punkt, der sich störend auf den Betrieb auswirkte, war die Bildung von Belägen auf den Anoden (wahrscheinlich durch abgesputtertes Kathodenmaterial). Diese Beläge mußten von Zeit zu Zeit entfernt werden, da sie beim Abblättern Spitzen bildeten und so zu Bogenentladungen führten.

Die Verbindung zwischen der Gasflasche und dem Brenner entpuppte sich ebenfalls als kritisch. Da sie nicht aus Hochvakuumteilen sondern nur aus einem PVC-Schlauch bestand, waren vor Inbetriebnahme der Quelle ein Abpumpen dieser Schlauchverbindung sowie das Vorspülen mit Helium notwendig. Ansonsten reichten die aus der Gaszufuhr in die Brennkammer gelangenden Verunreinigungen (wahrscheinlich vor allem der darin enthaltene Sauerstoff bzw. Stickstoff) aus, um die Stabilität der Entladung zu stören und die Kathode innerhalb von Minuten zu korrodieren (siehe auch die Fotografien im Anhang C).

Die wohl wichtigste Entdeckung war, daß das anfangs als Kathodenmaterial benutzte Reinstaluminium (Reinheitsgrad >99,999 %) nicht brauchbar war. Die Entladung brannte sehr rasch einseitig und die Kathode korrodierte an ihren Oberflächen.

Außerdem traten sehr große Stromschwankungen auf, die von dem regelbaren Netzgerät nicht ausgeglichen werden konnten. Die Verfolgung der zeitlichen Entwicklung dieser Effekte ergab eine deutliche Verschlechterung der Entladung bis hin zum völligen Zusammenbruch. Eine Verbesserung konnte erstmals durch den Einbau einer Edelmetallkathode erzielt werden, die einen störungsfreien Betrieb des Brenners über Wochen ermöglichte. Da die Eichung des Brenners für Reinaluminium (Reinheitsgrad 99,5 %) erfolgte, mußte jedoch für die endgültigen Messungen wieder eine Aluminiumkathode eingebaut werden. Die Verwendung von Rein- anstelle von Reinstaluminium gestattete einen fast ebenso sicheren Betrieb wie Edelstahl.

3.3.2 Vorschläge zur Weiterentwicklung des Brenners

Da sich der Betrieb des Brenners in seiner jetzigen Form nicht als im Routinebetrieb zuverlässig erweist, sollten bei einem Nachfolgemodell einige Veränderungen vorgenommen werden. Die Probleme mit dem Vakuum könnten entweder durch eine Spannvorrichtung, die die einzelnen Komponenten des Brenners auch im belüfteten Zustand zusammenpresst, oder durch eine von vornherein metallgedichtete Version vermieden werden. Außerdem wäre eine vakuumtechnisch durchdachtere Konstruktion (bessere Hinterlüftung von Hohlräumen) wünschenswert. Diese sollte auch schon auf mögliche Anwendungen des Brenners ausgerichtet sein: da der Brenner im allgemeinen zur Kalibration von Spektrometern, die mit Vielkanalplatten arbeiten und somit ein sehr gutes Vakuum benötigen, benutzt wird, sollte bereits im Brenner ein differentiell integriertes Pumpsystem integriert sein (siehe auch Kapitel 6.5).

Schließlich wäre eine fest mit dem Brenner verbundene Justiervorrichtung (eine Laserhalterung o.ä.) wünschenswert, die eine einfache und sichere Installation des Brenners an einem Spektrometer erlauben würde.

Bei den Versuchen, den Brenner in Betrieb zu nehmen, wurde auch eine Stahlkathode eingesetzt. Dabei stellte sich heraus, daß dieses Material einen ausgesprochen stabilen Betrieb ermöglicht. Daher sollten für eine Weiterentwicklung der Quelle auch andere Kathodenmaterialien untersucht werden. Besonders interessant erscheint hier die Verwendung einer Kohlenstoffkathode mit der Option, sehr weit im EUV liegende Eichlinien zu erhalten. Über diesbezügliche Versuche wird auch in [17] berichtet.

Kapitel 4

Absolutkalibrierung des Czerny-Turner-Spektrometers

Zur Messung von Absolutintensitäten im Sichtbaren und im nahen UV wurde ein Czerny-Turner-Spektrometer verwendet, das zu diesem Zweck mit Hilfe einer Wolframbandlampe kalibriert werden mußte. In diesem Kapitel werden zuerst die einzelnen Geräte vorgestellt (eine tabellarische Übersicht findet sich im Anhang D). Dann werden die vorbereitenden Arbeiten geschildert. Zum Schluß werden die eigentlichen Eichmessungen beschrieben und ausgewertet.

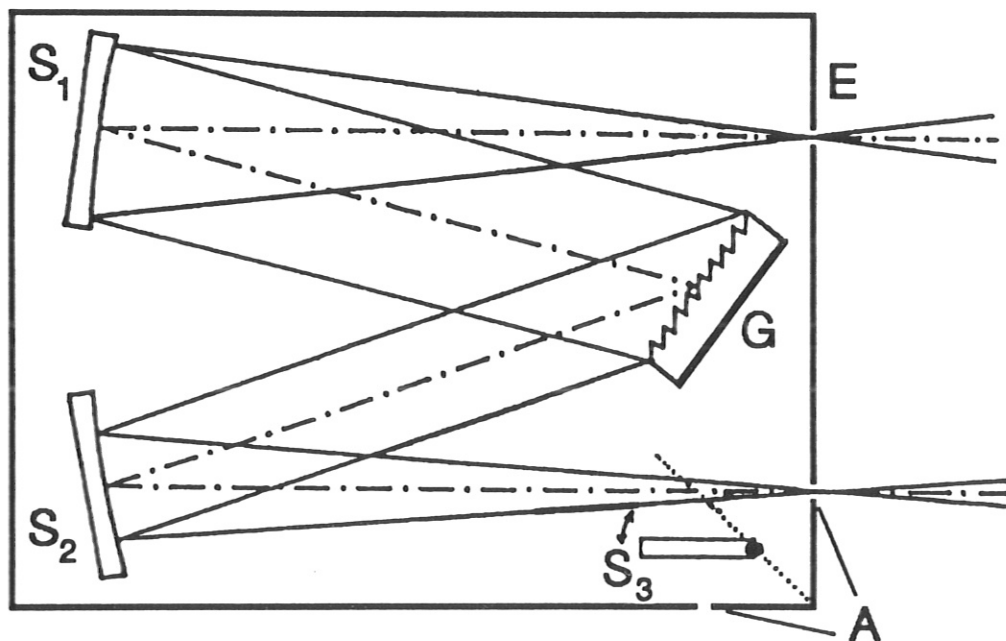


Abbildung 4.1: Skizze des verwendeten Monochromators: E - Eintrittsspalt, S₁ - Kollimatorspiegel, G - Gitter, S₂ - Kameraspiegel, S₃ - Umlenkspiegel (das Licht kann entweder in den Austrittsspalt am Kopfende des Geräts (end-on) oder durch Einschwenken des Spiegels S₃ in den Austrittsspalt an der Seite des Monochromators (side-on), wo eine Kamera angebracht werden kann, gelenkt werden), A - Austrittsspalt. In dieser Arbeit wurde nur die end-on-Montierung verwendet.

4.1 Apparativer Aufbau

4.1.1 Verwendete Geräte

4.1.1.1 Der Monochromator

Als Monochromator diente ein Czerny-Turner-Spektrometer [11]. Das Czerny-Turner-Spektrometer (Abb. 4.1) besitzt einen um das Gitter symmetrischen Aufbau, so daß Ein- und Austrittsspalt miteinander vertauscht werden können. Nach dem Passieren des Eintrittsspalts fällt das Licht nahezu senkrecht auf einen Kollimatorspiegel, der in der Entfernung seiner Brennweite vom Eintrittsspalt stehend dann das Gitter mit einem Bündel paralleler Lichtstrahlen beleuchtet. Durch einen Präzisionssinusantrieb wird das Gitter gedreht und so die gewünschte Wellenlänge auf den zweiten Kollimatorspiegel reflektiert. Dieser fokussiert das Licht in den Austrittsspalt, an dem ein Photomultiplier angebracht ist. Das Gitter ist ein 102×102 mm großes, mechanisch geritztes Reflexionsgitter mit 1200 Strichen pro Millimeter. Der 'Blazewinkel' beträgt $17^{\circ}27'$ bei 500 nm. Das Zählwerk gibt den Sinus des Gitterwinkels und damit die Wellenlänge an. Die Anzeige erfolgt in Ångström (0,1 nm). Die Dispersion des Gitters ist über den gesamten Wellenlängenbereich konstant gleich 0,8333 nm/mm. Die Einstellung der gewünschten Wellenlänge kann von Hand erfolgen. Außerdem ist ein automatisches Durchstimmen möglich; dafür stehen verschiedene Geschwindigkeiten (von 0,05 bis 200 nm/min) zur Verfügung.

4.1.1.2 Die Wolframbandlampe

Als Eichquelle im Bereich von 300-800 nm diente eine von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt geeichte Wolframbandlampe (Osram, max. 9 V bzw. 16 A) [24]. Diese ist für drei Temperaturen bzw. Ströme sowie für zwei Schwerpunktswellenlängen geeicht. Die Meßunsicherheit der Bezugsbasis ist 2,5 K, die Reproduzierunsicherheit ist ± 2 K. Die Eichung erfolgte durch Abgleich der Lampe mit einem schwarzen Strahler.

Somit hat man eine durch das Plancksche Strahlungsgesetz gegebene spektrale Verteilung, deren Intensität bekannt ist. Hierbei ist allerdings zu beachten, daß bei der Berechnung der Intensität als Funktion der Wellenlänge noch die Emissivität von Wolfram und die Transmission des Quarzkolbens der Lampe, jeweils normiert auf ihre Werte bei den Schwerpunktswellenlängen, berücksichtigt werden müssen. An baulichen Besonderheiten weist der Quarzkolben ein ebenes Austrittsfenster auf, so daß kaum Abbildungsfehler durch den Lampenkolben entstehen. Als Stromquelle diente ein Niederspannungsnetzgerät und als Strommeßgerät ein mit einem Shunt

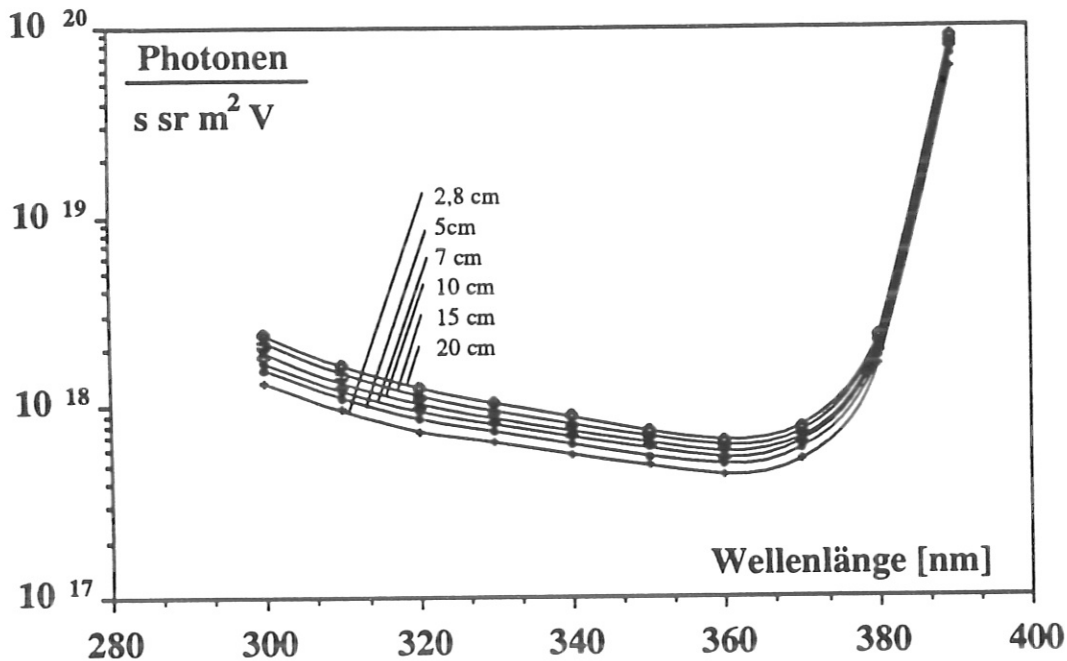


Abbildung 4.2: Die reziproke spektrale Empfindlichkeit des Czerny-Turner-Monochromators als Funktion der Wellenlänge und des Abstands Filter-Eintrittsspalt als Parameter (Filter UG11 (s.u.), $T = 2500$ K, $S_1 = S_2 = 40$ μm , $f = 200$ mm, Blende: 30 mm).

versehenes Amperemeter mit Analoganzeige und einem Fehler von 0,2 % des Meßbereichs.

4.1.1.3 Linsen und Filter

Linsen

Als Linsen wurden UV-durchlässige Quarzlinsen verwendet. Sie bestehen aus Suprasil 1, ihr Durchmesser ist 76 mm, ihre Brennweiten sind 75, 200 bzw. 500 mm. Die Suprasil-Transmission ist bis hinunter zu 220 nm konstant gleich 0,95 [7]. Da später versucht wurde, die mit den verschiedenen Linsen erhaltenen Eichkurven miteinander zu vergleichen, sei hier bereits auf das Problem der Wellenlängenabhängigkeit der Brennweiten hingewiesen [4, 21]. Um ein definiertes Raumwinkelelement zu erhalten, wurde jeder Linse eine Blende so zugeordnet, daß der Kollimatorspiegel nie voll ausgeleuchtet wird, da sonst aufgrund von Abbildungsfehlern ein Teil des Lichts im Monochromator verlorengegangen wäre. Die Zuordnung war wie folgt:

Brennweite	Blendenöffnung	(jeweils in mm)
75	8	
200	30	
500	60	

Filter

Außerdem wurden drei Filter verwendet, um den Streulichtanteil und Einstreuungen höherer Ordnungen aus anderen Bereichen des Spektrums zu reduzieren. Diese Filter verhindern zum einen direkte Einstreuungen höherer Ordnungen, zum anderen setzen sie durch die Ausblendung jeweils charakteristischer Wellenlängenbereiche den Streulichtanteil am Signal insgesamt herab. Zwei der eingesetzten Filter sind sogenannte 'Kaltgläser', d.h. sie lassen nur Licht oberhalb einer Grenzwellenlänge durch (ein WG305-Filter oberhalb 305 nm, ein GG400-Filter oberhalb 400 nm). Das dritte (UG11) ist ein 'Warmglas', d.h. es ist von 300 bis 400 nm durchlässig und seine Transmission geht oberhalb von 400 nm auf sehr kleine Werte zurück ($< 10^{-4}$). Bei ca. 700 nm tritt dann allerdings ein Nebenmaximum in der Transmission auf, welches aber wegen der dort bereits stark nachlassenden Empfindlichkeit des Photomultipliers keine große Wirkung hat. Um die Filter in einer definierten Weise in den Aufbau zu integrieren, wurden sie mit einer Halterung direkt im Gehäuse des Eintrittsspalts befestigt. So war gewährleistet, daß immer der gleiche Abstand zum Eintrittsspalt eingehalten und die Filter immer an der gleichen Stelle beleuchtet wurden (Eine Verschiebung des Filters UG11 senkrecht zur optischen Achse bringt Intensitätsänderungen von über 10 % mit sich, eine Verschiebung entlang der optischen Achse kann bis über 80 % Fehler bedeuten! Vgl. Abb. 4.2).

4.1.1.4 Photomultiplier

Ferner wurden ein Photomultiplier (EMI 9659QB, Q steht für Quarzfenster) mit einer 'S20 extended'-Kathode (Abb. 4.3) sowie eine dazugehörige Hochspannungsversorgung (Heinzinger HNC 3500-10, d.h. max. 3500 V bzw. 10 mA) benutzt.

4.1.1.5 Weitere Geräte

Zur Aufzeichnung der Meßkurven wurde ein X-Y-Schreiber (Hewlett-Packard, Innenwiderstand: 1 M Ω) und zum Messen der Stützpunkte ein digitales Multimeter (Fluke 8020 B, Innenwiderstand: 10 M Ω) verwendet. Eine Liste der bei der Eichung verwendeten Geräte findet sich im Anhang D.

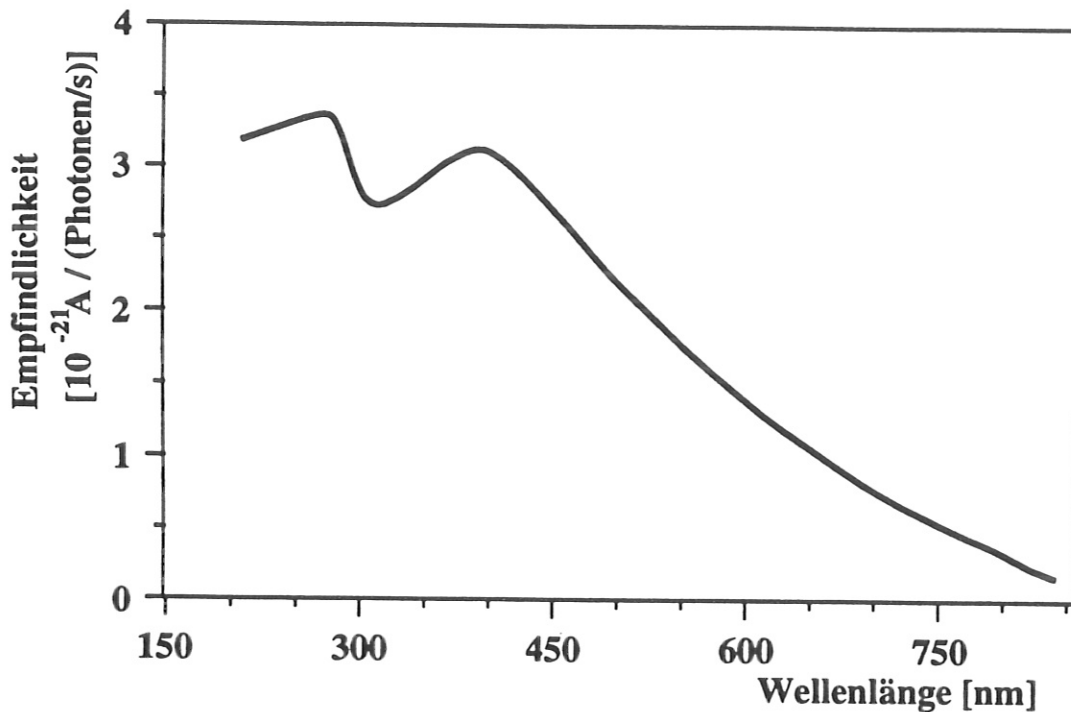


Abbildung 4.3: Empfindlichkeit der S20-extended-Photokathode. Zur Berechnung des Signalstroms muß noch der Verstärkungsfaktor von ca. 10^6 berücksichtigt werden.

4.1.2 Meßaufbau

Der Aufbau war zur Vermeidung unkontrollierbarer Effekte möglichst einfach. Die Bandlampe wurde mit einer 1:1-Abbildung auf den Eintrittspalt fokussiert (d.h. für die 500 mm-Linse sind Bild- und Gegenstandsweite jeweils gleich 1000 mm und analog für die anderen Linsen). Die zugehörigen Blenden wurden dabei mittels einer auf die Linsenfassung aufgesteckten Halterung von der Lampe her gesehen vor der Linse angebracht. Dadurch war der Abstand Linse-Blende und damit auch der Abstand Lampe-Blende fixiert.

Die Möglichkeit, zur Reduzierung von Lichtverlusten eine Feldlinse direkt in den Eintrittspalt zu integrieren, war beim vorliegenden Monochromator durch die Bauweise der Spalte ausgeschlossen.

Am Austrittspalt auf der anderen Seite des Monochromators war der Multiplier lichtdicht angeflanscht. An den Signalausgang des Multipliers war direkt der Schreiber und gegebenenfalls parallel dazu das Multimeter angeschlossen.

4.2 Testmessungen

Zur Vorbereitung der Kalibrierung wurden einige Messungen mit dem Monochromator und dem Multiplier vorgenommen. Beim Monochromator wurden die Justierung der optischen Achse, die Wellenlängenanzeige, die Auflösung, die Intensitätsverhältnisse bei Reflexion in erste bzw. höhere Ordnungen, Polarisations-effekte und die Spaltfunktionen von Ein- und Austrittsspalt überprüft. Beim Photomultiplier war ein geeigneter Arbeitsbereich zu wählen (vgl. Abb. 4.6). Dazu wurden neben der Bandlampe ein He-Ne-Laser sowie mehrere Spektrallampen (Quecksilber-Pencillampe, Neon- und Heliumspektrallampe) verwendet. Die folgende Auflistung verschiedener Messungen entspricht nicht dem tatsächlichen zeitlichen Ablauf, ist aber der Übersicht halber hier zusammengestellt. Einige der hier untersuchten Probleme, wie zum Beispiel das des Intensitätsverhältnisses des in erste bzw. zweite Ordnung reflektierten Lichts, ergaben sich erst im Rahmen der eigentlichen Eichmessungen. Rückblickend sollten sie aber besser vor diesen untersucht werden.

4.2.1 Der Monochromator

Untersuchung des Verlaufs der optischen Achse und Überprüfung der Spektrometerjustierung

Hierzu eignet sich ein kleiner He-Ne-Laser ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$), der ohne Linsen oder Blenden vor dem Eintrittsspalt angebracht wurde. Der Laser wurde so eingestellt, daß sein Strahl genau durch die Mitte des Spalts (Mitte bezieht sich hier auf die Spalthöhe) in das Zentrum des Kollimators traf. Der reflektierte Strahl muß dann über das Zentrum des Gitters und des Kameraspiegels in die Mitte des Austritts-spalts treffen. Dies war beim hier benutzten Monochromator in erster und zweiter Ordnung sehr gut erfüllt.

Die Wellenlängenanzeige

Das Zählwerk des Monochromators, das der Gitterstellung entspricht, gibt die Wellenlänge in Ångström ($\hat{=} 0,1 \text{ nm}$) an. Eine Überprüfung der Einstellung erfolgte durch Untersuchung des von verschiedenen Spektrallampen emittierten Lichts, wobei nicht nur das in erste sondern auch das in zweite Ordnung reflektierte Licht herangezogen wurde. Die Lage der Linien kann man aus [28] entnehmen. Mit Hilfe von fast 50 Linien konnte gezeigt werden, daß das Zählwerk über den gesamten Bereich ca. $0,1 \text{ nm}$ zuviel anzeigt. Dieser 'Offset' ist im folgenden stets berücksichtigt.

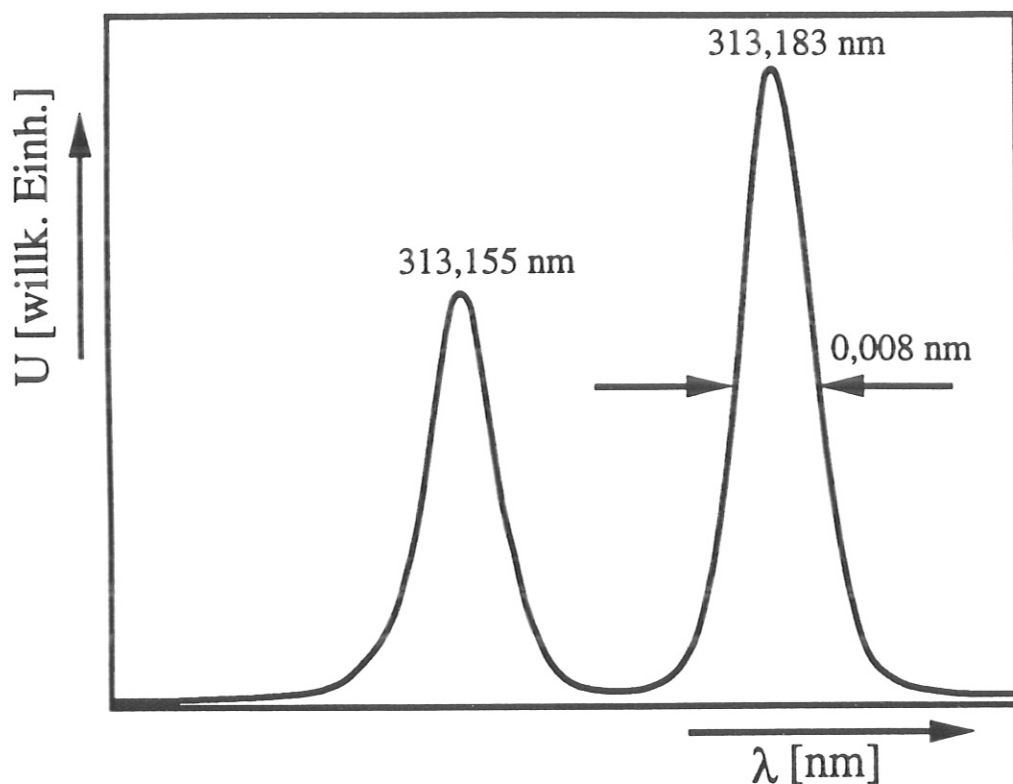


Abbildung 4.4: Die Doppellinie des Quecksilbers bei 313,155 nm bzw. 313,183 nm konnte in zweiter Ordnung deutlich aufgelöst werden.

Auflösung

Zur Untersuchung der Auflösung eignete sich besonders die Doppellinie im Quecksilberspektrum bei 313,155 nm bzw. 313,183 nm. Da der gerade Eintrittsspalt durch die Spiegel gekrümmt abgebildet wird, muß, um eine hohe Auflösung zu erhalten, die Spalthöhe eingeschränkt werden (auf z.B. 1 mm). So konnten die beiden nur 0,028 nm auseinander liegenden Linien bereits in erster Ordnung deutlich aufgelöst werden. In zweiter und dritter Ordnung war die Auflösung entsprechend besser. Damit war die vom Hersteller angegebene maximale Auflösung von 0,01 nm gut bestätigt (siehe auch Abb. 4.4).

Spaltfunktion

Zur Messung der Spaltfunktion wurde eine möglichst isoliert liegende Linie einer Spektrallampe verwendet. Jeweils einer der beiden Spalte wurde auf eine feste Öffnung (im allgemeinen 100 μm) eingestellt, der andere in Schritten von 10 μm auf den

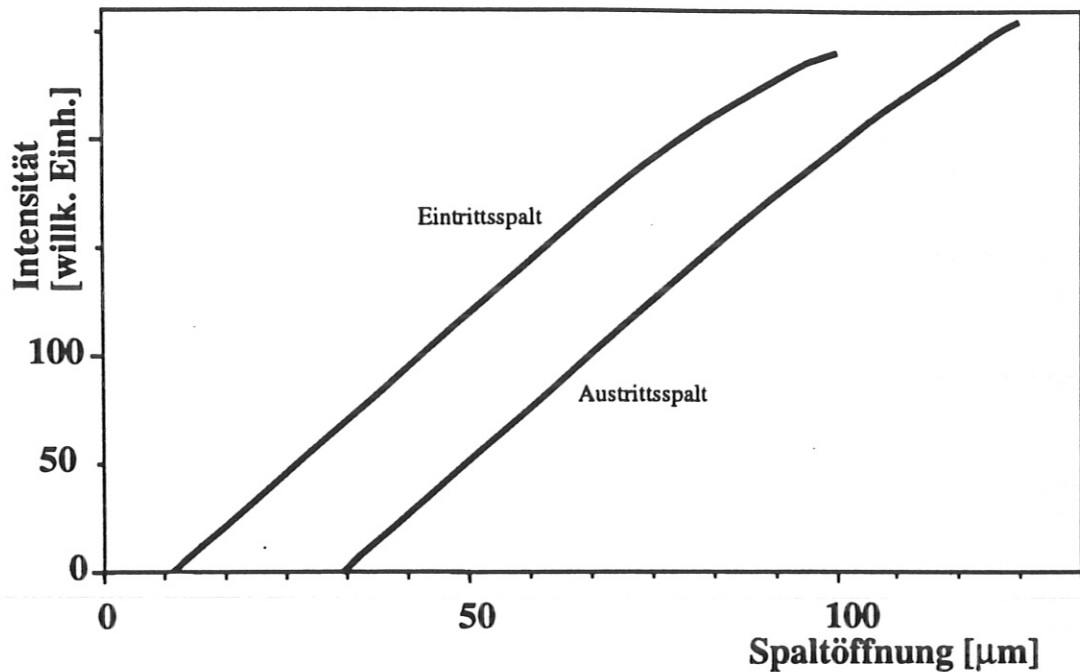


Abbildung 4.5: Bei der Messung der Spaltfunktion wurde jeweils ein Spalt auf $100\ \mu\text{m}$ eingestellt und die maximale Spannung beim Durchstimmen einer Linie in Abhängigkeit der Öffnung des anderen Spalts gemessen.

gleichen Wert geöffnet. Dabei wurde jedesmal die Linie überfahren; es ergab sich beim Eintrittsspalt statt eines linearen Intensitätszuwachses (abgesehen von einem gewissen 'Einschleifen') ein Sprung zwischen 40 und $50\ \mu\text{m}$. Bei Annäherung an die Maximalöffnung trat Sättigung wie erwartet ein.

Durch wiederholtes Reinigen der Führungsschienen des Spaltes konnte aber letztlich erreicht werden, daß auch der Eintrittsspalt in dem für die späteren Messungen interessanten Öffnungsbereich zwischen 30 und $100\ \mu\text{m}$ lineares Verhalten zeigte.

Ein wichtiges Ergebnis der Messungen zur Spaltfunktion war, daß die beiden Spalte nicht wie auf der Mikrometerschraube angegeben von $0\ \mu\text{m}$ an öffnen, sondern ähnlich wie das Zählwerk Nullpunktsfehler zeigen: der Eintrittsspalt öffnet effektiv erst ab $9\ \mu\text{m}$, der Austrittsspalt erst ab $33\ \mu\text{m}$ (Abb. 4.5). Diese 'Offsets' sind bei den folgenden Angaben zu Spaltöffnungen bereits berücksichtigt.

Bei den Spalten ist außerdem zu beachten, daß sie nie ganz geschlossen sind. Auch bei Mikrometerschraubenstellung '0' bleiben die Spaltbacken ca. $5\ \mu\text{m}$ auseinander, um Beschädigungen zu vermeiden (Sicherheitsabstand).

Intensitätsverhältnisse in der ersten und zweiten Ordnung des Gitters

Durch Messung mehrerer Spektrallinien konnte gezeigt werden, daß unterhalb von 400 nm mehr Photonen in die zweite als in die erste Ordnung reflektiert werden. Oberhalb von 400 nm bis 450 nm wird in beide Ordnungen ungefähr gleich viel Licht reflektiert, bei noch höheren Wellenlängen dominiert dann die erste Ordnung. Da dies zu Verfälschungen der Kalibrierung geführt hätte, wurde im folgenden nur noch mit Filtern gearbeitet, wodurch zweite und höhere Ordnungen in den jeweils interessierenden Wellenlängenbereichen unterbunden werden konnten. Außerdem wird durch die Ausblendung ganzer Wellenlängenbereiche mit Hilfe der Filter auch ein Teil des Streulichts unterdrückt.

Polarisationseffekte

Bei den ersten Messungen mit der Bandlampe fiel auf, daß die Schreiberkurve — im Prinzip stellt diese eine Faltung aus den Funktionen Plancksches Gesetz, Emissivität von Wolfram, Transmission des Lampenkolbens, Transmission der Linse, Reflektivität der Spiegel und des Gitters und Sensitivität der Photokathode des Multipliers dar — bei 605 nm einen Knick hatte. Dieser konnte durch Untersuchungen der Abhängigkeit der Reflektivität des Gitters von der Polarisation des Lichts erklärt werden. Dazu wurde in den Strahlengang zwischen Lampe und Linse ein Polarisationsfilter eingebracht und damit das Licht parallel bzw. senkrecht zu den Gitterlinien polarisiert. Die so erhaltenen Kurven hatten ihr Maximum bei verschiedenen Wellenlängen. Da das Licht der Bandlampe unpolarisiert ist, muß eine Summation über alle Polarisationsrichtungen erfolgen. Eine zum Test ausgeführte Summation der beiden Kurven mit senkrechter und paralleler Polarisation ergab tatsächlich einen Knick bei 605 nm.

Dieser Effekt macht deutlich, daß es nicht ohne weiteres möglich ist, aus einigen Stützpunkten auf den Verlauf einer Kurve zu schließen — schon Stützpunkte im Abstand von 10 nm hätten diesen Knick kaum erkennen lassen, auch wenn zufällig ein Stützpunkt sehr nahe bei dem scharfen Knick gelegen hätte — und unterstreicht so die Notwendigkeit, für die Interpolation der Meßpunkte den kontinuierlichen Verlauf der oben genannten Faltung aller Funktionen zu kennen.

4.2.2 Der Photomultiplier

Zum Betrieb des Photomultipliers wurde die anzulegende Hochspannung so gewählt, daß ein linearer Zusammenhang zwischen der Lichtintensität und dem Signalstrom bestand. Dabei war außerdem darauf zu achten, eine ausreichend hohe Verstärkung zu erzielen. Als sicher im linearen Bereich liegend und eine brauchbare Verstärkung

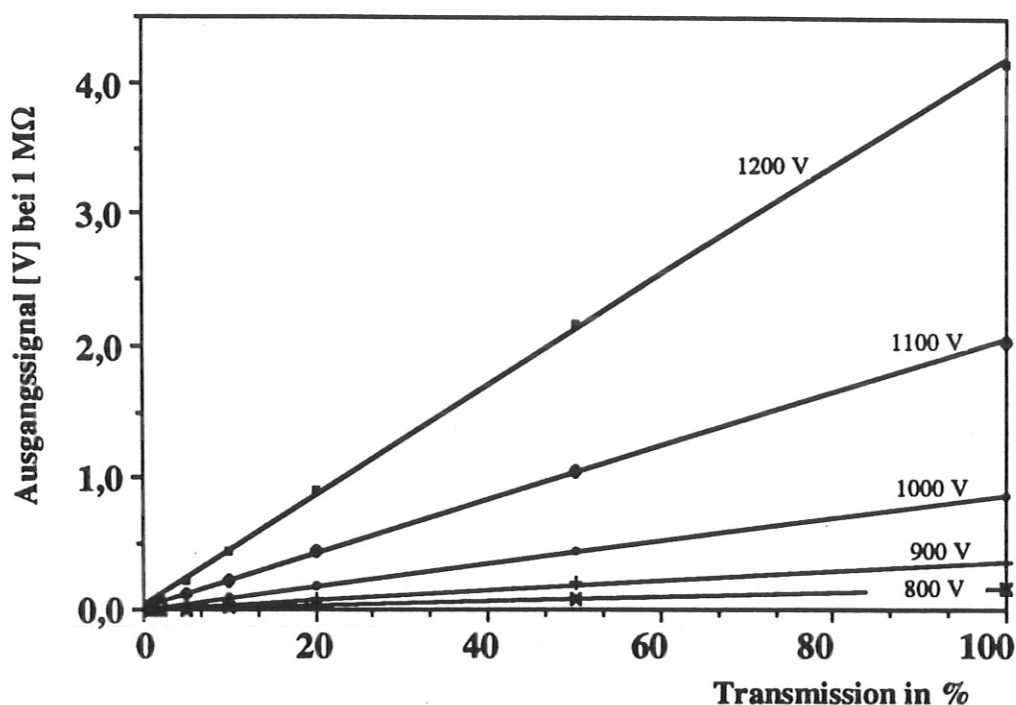


Abbildung 4.6: Für Spannungen zwischen 800 und 1200 V wurde mit Hilfe von Transmissionsfiltern die Linearität des Photomultipliers getestet

gewährleistend wurde die Hochspannung generell auf 1000 V eingestellt (Abb. 4.6). Diese Einstellung wurde im Hinblick auf eine gute Reproduzierbarkeit mit einer Einstellung (2,830) des an der Hochspannungsquelle zur Regelung benutzten Potentiometers kontrolliert und für sämtliche folgenden Messungen verwendet. Eine Kontrolle der Linearität war direkt durch die Messung der Spaltfunktionen möglich; es besteht ein linearer Zusammenhang zwischen Signal und Spaltöffnung (also Intensität).

Ein weiterer Aspekt im Zusammenhang mit dem Multiplier war die Beobachtung eines 'Dunkelstroms' von 1,2 nA. Dies entsprach einer Korrekturspannung von 1,2 mV für alle an dem 1 MΩ-Lastwiderstand des Schreibers gemessenen Spannungen. Weiterhin wurden Langzeitentwicklungen beobachtet, die jedoch innerhalb der angegebenen Fehlergrenzen liegen.

In diesem Zusammenhang sei noch erwähnt, daß für die Messung der Stützpunkte das digitale Multimeter (Innenwiderstand 10 MΩ) parallel zum Schreiber geschaltet wurde, so daß ein Gesamtwiderstand von 0,91 MΩ resultierte. Entsprechend wurden alle mit dem Multimeter gemessenen Spannungen mit dem Faktor 1,1 multipliziert, um zum Schreibersignal passende Werte zu erhalten. Es ist prinzipiell wichtig, den Lastwiderstand am Photomultiplier immer in der Größenordnung 1 MΩ zu wählen,

um vergleichbare Spannungen zu messen.

4.3 Eichmessungen mit Fehlern und Diskussion

4.3.1 Auswahl der Stützpunkte

Ziel der endgültigen Eichmessungen war es, die reziproke spektrale Empfindlichkeit des Spektrometers für später benötigte Wellenlängen absolut zu bestimmen. Diese Wellenlängen wurden zuvor aus einer tabellierten Sammlung von Branching-Ratio-Übergängen [16] so ausgewählt, daß zum einen der energetisch niedrigere Übergang in einem Bereich lag, in dem Absolutintensitäten gut mit dem Czerny-Turner-Spektrometer zu messen waren, zum anderen der energetisch höhere Übergang für die Eichung des Grazing-Incidence-Spektrometers geeignet war. Die ausgewählten Übergänge sind in zwei Gruppen einteilbar: die für wasserstoffähnliche und die für heliumähnliche Ionen. Der interessierende Wellenlängenbereich erstreckt sich also von 320,31 bis 656,28 nm. Die Eichkurven wurden allerdings für einen etwas größeren Bereich aufgenommen, nämlich von 250 bis 800 nm.

Atom	Wellenlänge λ_i in nm (sichtbar bzw. UV)	Wellenlänge λ_s in nm (VUV bzw. EUV)	Intensitätsverhältnis ($I_{\lambda_s}/I_{\lambda_i}$)
HeII	320,31	108,49	3,393
HeI	361,36	51,562	225
HeI	396,47	52,221	259
HeII	468,57	24,303 und 121,51	27,42 und 3,612
HI	486,13	97,254	7,588
HeI	501,57	53,703	380
HI	656,28	102,572	8,088

Die mit dem Schreiber aufgenommene Kurve dient, wie schon gesagt, dazu, die mit dem Multimeter gemessenen Stützpunkte zu interpolieren. Damit können später gegebenenfalls weitere Übergänge zur Eichung des Grazing-Incidence-Spektrometers herangezogen werden, ohne erneut eine Kalibrierung mit der Wolframbandlampe vornehmen zu müssen. Neben den oben aufgelisteten Stützpunkten wurden im Abstand von je 25 nm noch weitere gemessen, wodurch sich die Anpassung der Interpolationskurve verbessern ließ.

4.3.2 Reziproke spektrale Empfindlichkeit

Die gesuchte Größe 'reziproke spektrale Empfindlichkeit' Ψ_{λ}^{-1} (Dimension $\frac{\text{Photonen}}{\text{s sr m}^2 \text{V}}$) ergibt sich aus dem Planckschen Strahlungsgesetz

$$S_{\lambda} d\lambda = \frac{2 h c^2}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{e^{\frac{hc}{\lambda k T}} - 1}, \quad (4.1)$$

indem man durch die Photonenenergie und die gemessene Spannung U dividiert und mit dem normierten Emissionskoeffizienten ϵ von Wolfram [31], der normierten Transmission τ des Lampenkolbens und dem zugehörigen Wellenlängenintervall $\Delta\lambda$ multipliziert. Eine Normierung ist in diesem Zusammenhang notwendig, da die Emissivität und die Transmission bei der Eichung der Bandlampe 'eingeeicht' wurden und beim Übergang auf andere Wellenlängen diese Größen — entsprechend auf ihre Werte bei der jeweiligen Schwerpunktswellenlänge bezogen — eingerechnet werden müssen. Das Wellenlängenintervall ergibt sich aus dem Produkt von Spaltöffnung (beide Spalte waren stets auf die gleiche Öffnung eingestellt) und Dispersion des Monochromators (0,8333 nm/mm). Somit ergibt sich für die reziproke spektrale Empfindlichkeit

$$\Psi_{\lambda}^{-1} = \frac{2c}{\lambda^4} \frac{\epsilon \tau \Delta\lambda}{e^{\frac{hc}{\lambda k T}} - 1} \frac{1}{U} \quad (\lambda \text{ in m, } U \text{ in V}) \quad (4.2)$$

4.3.3 Die reziproke spektrale Empfindlichkeit in Abhängigkeit vom Raumwinkelement

Die Linse mit $f = 75$ mm wurde bei den endgültigen Messungen nicht mehr verwendet, da erstens der Abstand Lichtquelle-Eintrittsspalt im Hinblick auf den Anbau an den Torus des Wendelstein 7-AS nicht geeignet war (bei einer 1:1-Abbildung ergibt sich ein Abstand von lediglich 30 cm, was im Hinblick auf die Enge im Nahfeld des Experiments nicht realisierbar ist). Zweitens wirkten sich Fehler beim Aufbau der Linse aufgrund der kleinen Längen ungleich stärker aus als bei den beiden anderen (mit den Brennweiten 200 bzw. 500 mm) und drittens muß der Photomultiplier weit genug vom Torus entfernt installiert werden, damit er noch wirksam vor zu großen Magnetfeldern abgeschirmt werden kann. Durch den Vergleich einzelner Messungen mit einheitlicher Brennweite (500 mm bzw. 200 mm) aber mit verschiedenen Blenden (10, 20, 30, 40, 50 und 60 mm bzw. 10, 20 und 30 mm) ergab sich, daß auch bei nicht vollständiger Ausleuchtung des Kollimators (zur Vermeidung unkontrollierter Verluste), die bei allen genannten Blenden gewährleistet war, große Abweichungen der Meßsignale im Bereich zwischen 300 und 400 nm auftraten, die nicht mit den unterschiedlichen Raumwinkelementen vereinbar waren (Abb. 4.7 und 4.8). Obwohl eine gewisse Systematik vorlag — je größer die Blende, desto kleiner war relativ dazu das

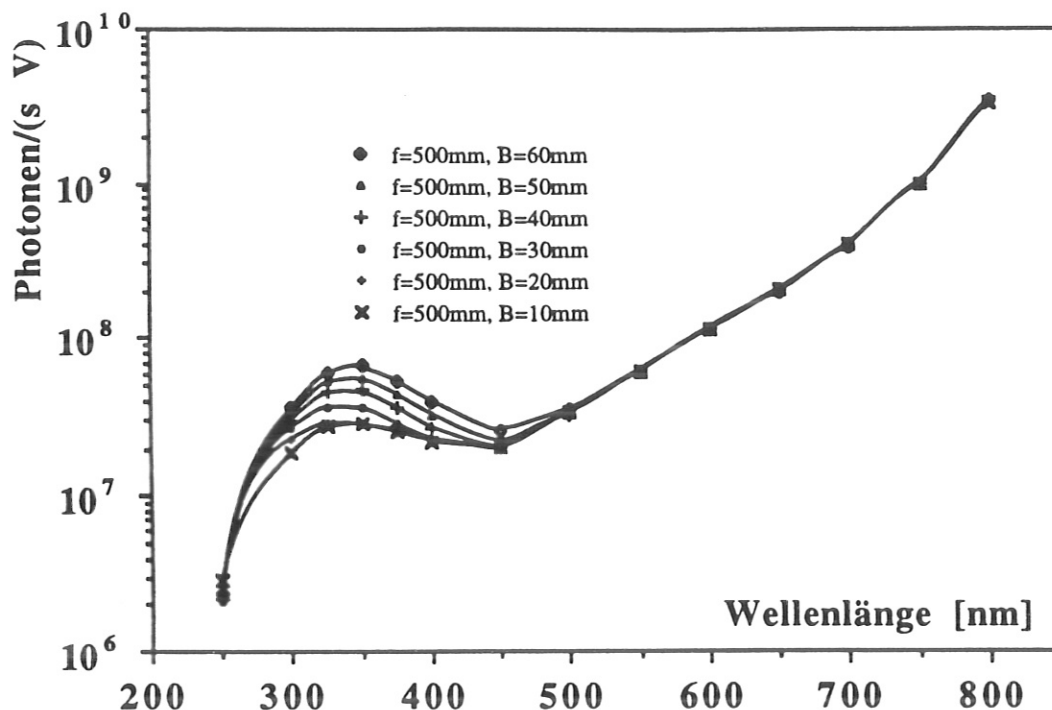


Abbildung 4.7: Die reziproke spektrale Empfindlichkeit des Czerny-Turner-Spektrometers für $f = 500$ mm; sie konnte im Bereich zwischen 300 und 400 nm für die verschiedenen Blenden (10 bis 60 mm) nicht zur Deckung gebracht werden.

Signal — wurden im Rahmen dieser Messungen keine befriedigenden Erklärungen gefunden. Ein weiterer Effekt wurde in diesem Zusammenhang bei dem Versuch, die mit verschiedenen Linsen aufgenommenen Meßkurven miteinander zu vergleichen, sichtbar. Wiederum weichen die Ergebnisse im Bereich zwischen 300 und 400 nm stark voneinander ab (Abb. 4.9), was hier allerdings zumindest zum Teil auch mit der unterschiedlichen Abhängigkeit der Brennweiten der verschiedenen Linsen von der Wellenlänge erklärt werden kann.

Insgesamt lassen sich also drei Abhängigkeiten herauschälen, die ein Ineinanderüberführen der verschiedenen Messungen durch Normierung unmöglich machen. Es sind dies Abweichungen als Funktion des Blendendurchmessers, der Brennweite der Abbildung und der Wellenlänge. Mögliche Ursachen sind:

1. Abweichungen im Monochromator aufgrund verschiedener Öffnungen. Dagegen sprechen die Messungen mit gleicher Linse, aber unterschiedlichen Blenden; sie ergeben Unterschiede bis hin zu den kleinsten verwendeten Öffnungen.
2. das Auftreten von Streulicht. Dagegen spricht, daß der Einsatz von Filtern die Beobachtungen nicht charakteristisch beeinflusste.
3. wellenlängenabhängige Inhomogenitäten in der Gitter- bzw. den Spiegelrefle-

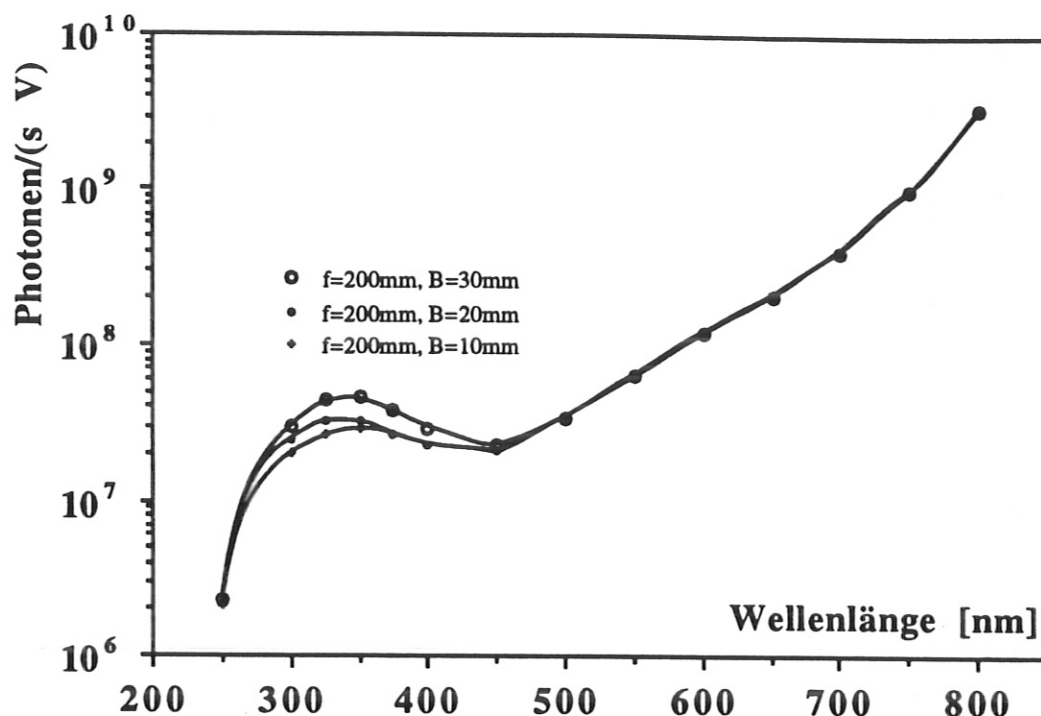


Abbildung 4.8: Die reziproke spektrale Empfindlichkeit wie in Abbildung 4.7, jedoch mit Brennweite $f = 200$ mm.

xionen, ebenso wie wellenlängenabhängige Linsenfehler vor allem bezüglich der Randstrahlen.

4. eine zu starke Ausleuchtung des Multipliers bei großen Öffnungen. Diese könnte zu einer vorübergehenden Schädigung der Photokathode führen und so die bei höherem Lichtfluß relativ gesehen kleiner werdende Empfindlichkeit erklären.

Eine endgültige Erklärung konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht gefunden werden. Im weiteren Verlauf wurde darauf geachtet, immer mit gleichen Öffnungen etc. zu messen und so diese Fehlerquelle auszuschließen.

Die Spalte wurden bei jeder Messung auf einen möglichst einheitlichen Wert eingestellt. Da die Einstellung um einer guten Reproduzierbarkeit willen durch die Skala der Mikrometerschraube vorgegeben immer in Schritten von $10 \mu\text{m}$ erfolgte, ergaben sich allerdings aufgrund der unterschiedlichen Offsets der beiden Spalte leicht verschiedene Öffnungen. Das für die Berechnung der reziproken spektralen Empfindlichkeit notwendige Wellenlängenintervall ergibt sich näherungsweise durch Multiplikation des größeren der beiden Spalte mit der Dispersion des Gitters (siehe auch Abb. 4.10).

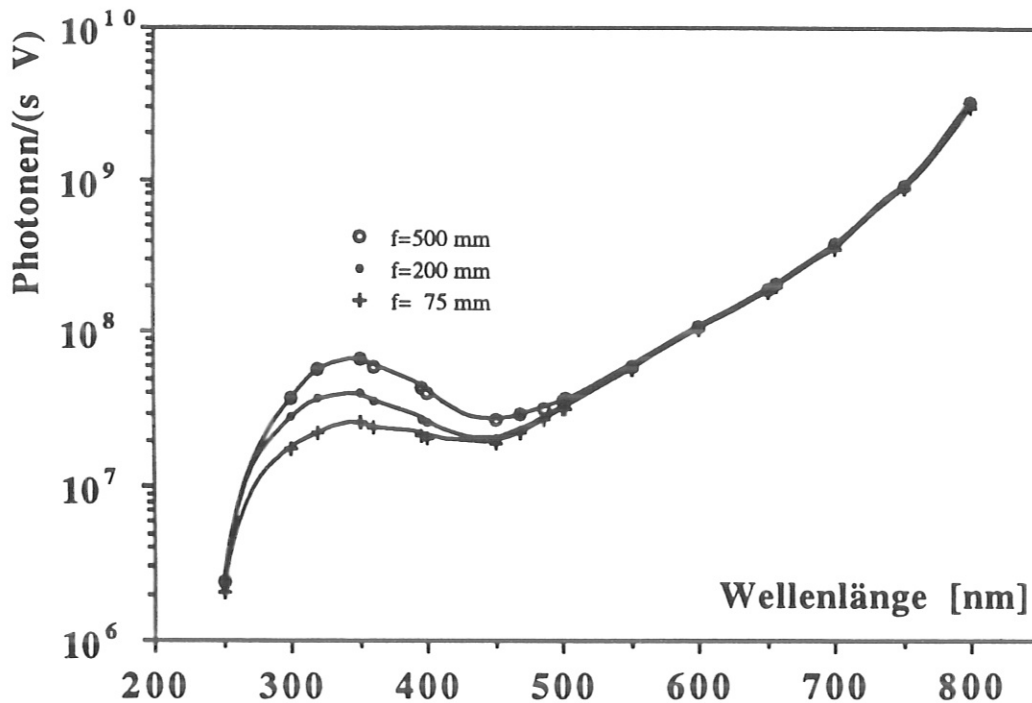


Abbildung 4.9: Die Messungen für Linsen verschiedener Brennweiten konnten auch unter Berücksichtigung der zugehörigen Spaltöffnungen und Raumwinkelelemente im Bereich von 300 bis 400 nm nicht in Einklang miteinander gebracht werden.

4.3.4 Eichkurven

Bei der Erstellung der endgültigen Eichkurven ergab sich, daß die reziproken spektralen Empfindlichkeiten, ermittelt aus den zwei Eichtemperaturen bei den Schwerpunktswellenlängen $\lambda_1 = 300$ nm und $\lambda_2 = 650$ nm um bis zu eine Größenordnung differierten, was auf eine fehlerhafte Eichung der Bandlampe hindeutete. Dieser Verdacht konnte durch Vergleich mit einer anderen Wolframbandlampe, die analog zur ersten geeicht war [25], bestätigt werden. Bei dieser zweiten Lampe stimmten die zu den verschiedenen Schwerpunktswellenlängen gehörenden Eichkurven sehr gut überein (siehe Abb. 4.11). Somit wurde eine Wiederholung der Messungen mit der zweiten Lampe nötig. Die Eichung erfolgte nur noch bei der Brennweite $f = 200$ mm. Für die weitere Arbeit standen somit drei Eichkurven mit unterschiedlichen Parametersätzen zur Verfügung, die im folgenden dargestellt und diskutiert werden. Dabei werden die wichtigen Parameter tabellarisch zusammengefaßt, während nur eine Kurve stellvertretend für die anderen diskutiert wird (Abb. 4.11). Allen Kurven war dabei die Eichtemperatur von 2500 K gemeinsam, ebenso wie die Multiplier-Hochspannung von 1000 V. Jede der im folgenden aufgelisteten Kurven wurde für beide Schwerpunktswellenlängen aufgenommen.

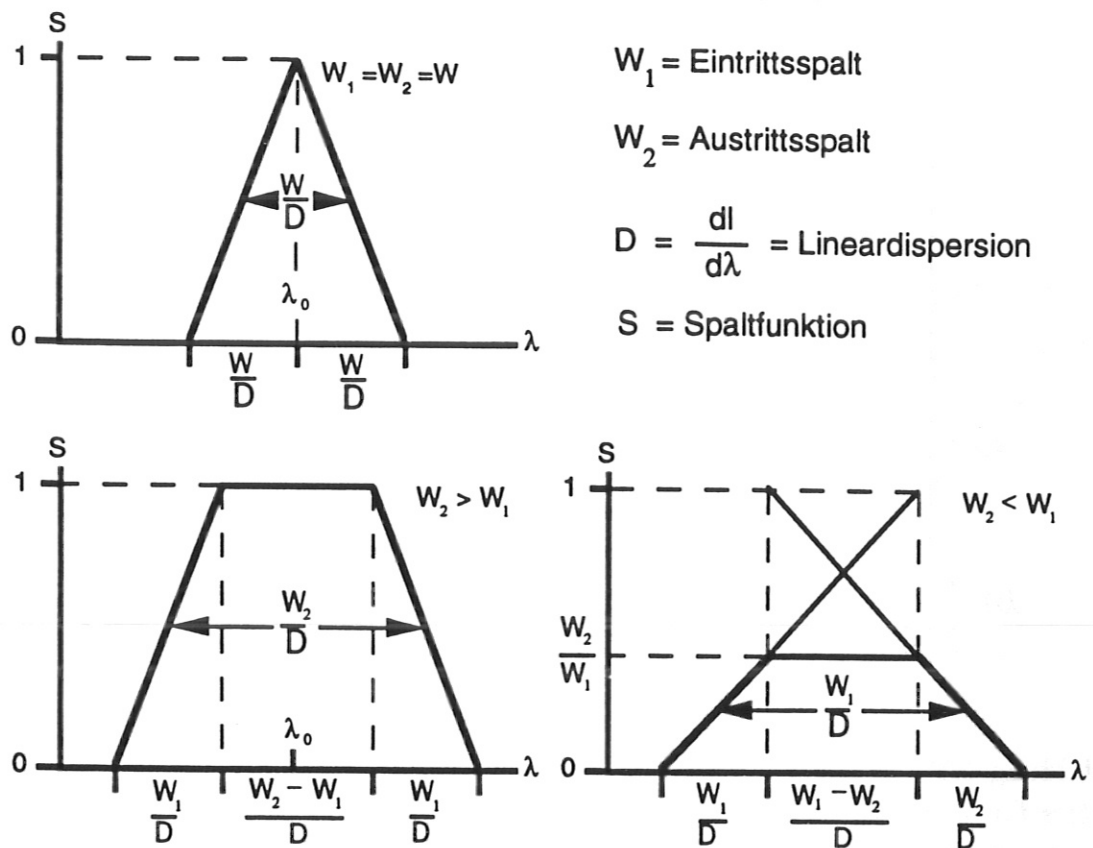


Abbildung 4.10: Im allgemeinen wird durch das Zusammenwirken der Spalte ein trapezförmiges Wellenlängenintervall ausgeblendet. Um möglichst viel Intensität zu erhalten und Fehler zu vermeiden, empfiehlt es sich bei der Messung von Linien, den Austrittsspalt deutlich größer als den Eintrittsspalt zu wählen. Bei einer Kontinuumsquelle können beide Spalte gleich groß eingestellt werden, ein wesentlich kleinerer Austrittsspalt ist auch hier nicht empfehlenswert.

Nr	Linse (f im mm)	Filter	S1 [μm]	S2 [μm]	$\Delta\Omega$ [10^{-3}sr]	Strahlerfläche [10^{-9}m^2]
1	200	WG305	51	47	5,157	102
2	200	GG400	51	47	5,157	102
3	200	UG11	101	97	5,157	202

Die Eichkurven können nun dazu benutzt werden, um die Intensität einer Lichtquelle zu bestimmen. Dazu baut man die Lichtquelle an Stelle der Wolframbandlampe in die Apparatur ein, stellt dabei die gleichen Meßbedingungen wie bei der

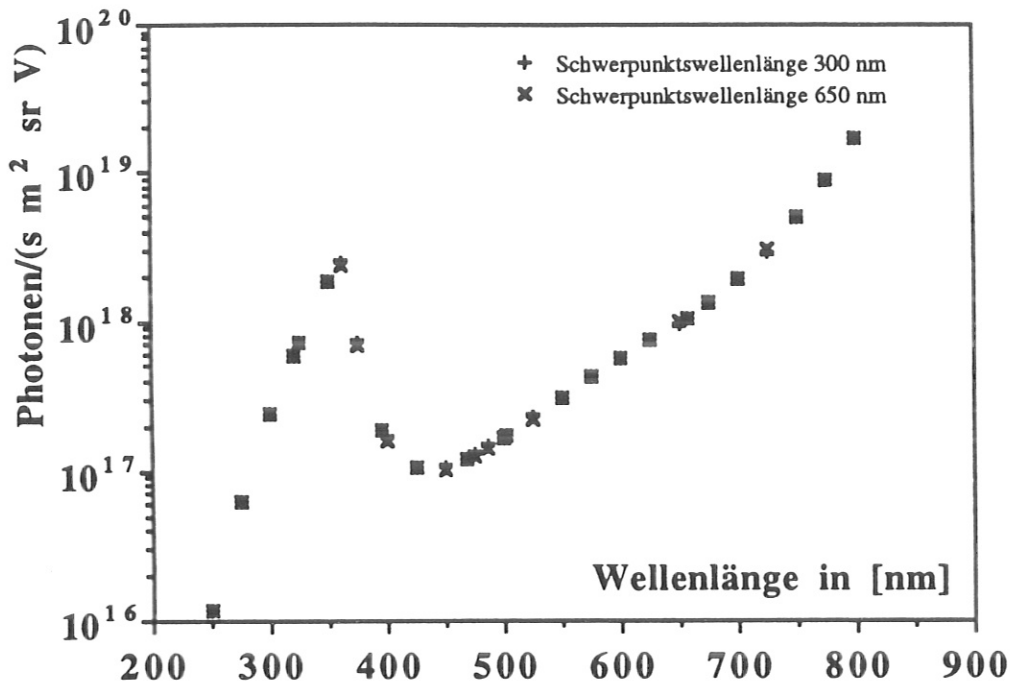


Abbildung 4.11: Reziproke spektrale Empfindlichkeit des Czerny-Turner-Spektrometers für $f = 200$ mm, verwendetes Filter: GG400. Die Übereinstimmung der von den beiden Schwerpunkswellenlängen aus gerechneten Kurven ist über den gesamten Wellenlängenbereich gut.

Eichung (zum Beispiel $f = 200$ mm, Filter: GG400, usw.) ein und kann so aus dem Meßsignal in Volt mit Hilfe der Eichkurve (z.B. Abb. 4.11) auf den von der Lichtquelle emittierten Photonenfluß schließen.

Bei den Graphen ist zu beachten, daß einer üblichen Gepflogenheit folgend die reziproke spektrale Empfindlichkeit aufgetragen ist! Ein Maximum der spektralen Empfindlichkeit entspricht also einem Minimum der Kurve.

Aus dem Verlauf der Kurve ist deutlich zu erkennen, daß die Wahrscheinlichkeit, ein Photon zu detektieren, für große Wellenlängen sehr klein wird, was mit der Beziehung zwischen Wellenlänge und Energie des Photons zu erklären ist: die Quantenausbeute ist für niederenergetische Photonen wegen der Auslösearbeit der Photoelektronen erheblich kleiner. Anstelle eines monotonen Anstiegs der Empfindlichkeit zu kleineren Wellenlängen hin ist unterhalb von etwa 400 nm ein deutlicher Abfall zu erkennen, der von der Filtercharakteristik herrührt: unterhalb 400 nm sinkt die Transmission des GG400-Filters stark ab, die ganze Meßanordnung wird somit unempfindlicher. Geht man zu noch kleineren Wellenlängen, dominiert wieder der Effekt steigender Photonenenergie. Die Empfindlichkeit sinkt allerdings stark ab,

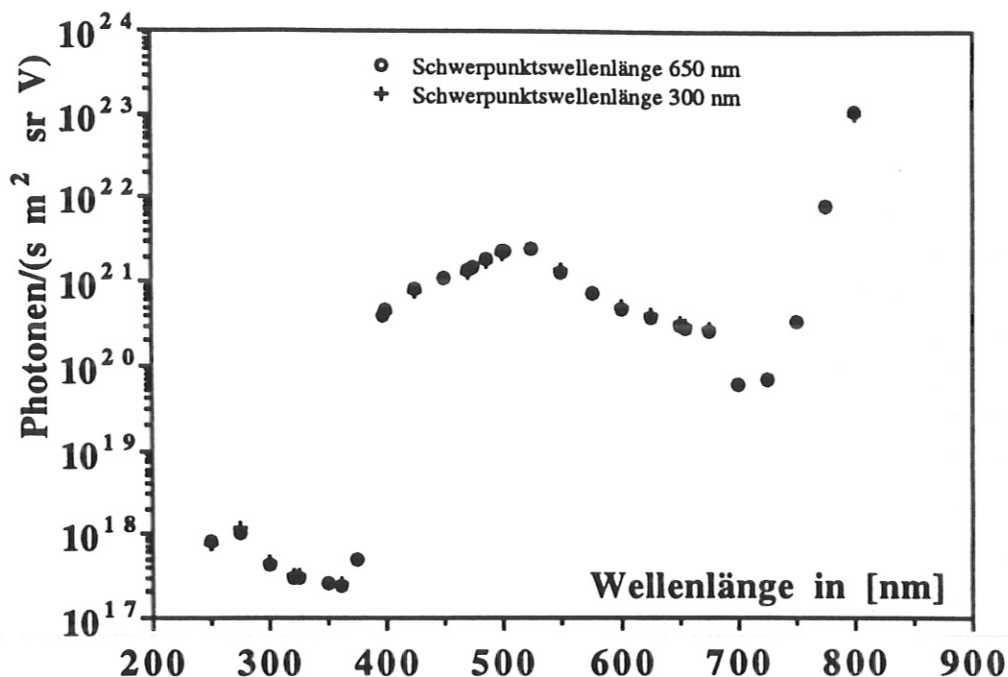


Abbildung 4.12: Reziproke spektrale Empfindlichkeit des Czerny-Turner-Spektrometers für $f = 200$ mm, Filter: UG11

sobald die 'Transmissionskante' von Quarzglas (Linse, Photomultiplierfenster) erreicht wird. Dieser Effekt tritt allerdings erst unterhalb von 250 nm ein und ist somit aus den Eichkurven nicht mehr ersichtlich.

Um ein Gefühl für den Einfluß des Filters zu bekommen, ist in Abb. 4.12 die reziproke spektrale Empfindlichkeit für das UG11-Filter dargestellt. Hier ist deutlich zu sehen, daß in Bereichen großer Filtertransmission (bei 700 nm und vor allem zwischen 300 und 400 nm) die spektrale Empfindlichkeit sehr groß wird.

Für das weitere Vorgehen ist von entscheidender Bedeutung, die erhaltenen Daten auf ihre Meßfehler hin zu überprüfen. Deshalb werden im folgenden Abschnitt die einzelnen Fehlerquellen untersucht, um so den Gesamtfehler bestimmen zu können.

4.3.5 Fehlerdiskussion

Die auftretenden Fehler lassen sich in drei Kategorien einteilen. Zum einen der von der PTB mitgegebene Fehler der Eichung von ca. 0,3 %.

Zum anderen Anzeigefehler: hierunter fallen die Stromversorgung der Wolframbandlampe mit 0,5 % sowie die in die Berechnung des Wellenlängenintervalls eingehende Absolutöffnung des Eintrittspalts mit 2 %.

Die dritte Kategorie enthält alle rein statistischen Fehler, wie sie durch fehlerhafte Reproduktion der Parametereinstellungen entstehen. Den größten Beitrag liefert hier das Raumwinkelement: durch ungenaue Positionierung der Lichtquelle oder der Linse kann es um bis zu 3 % von seinem 'Sollwert' abweichen; dies entspricht einer Fehlpositionierung von ca. 5 mm. Außerdem kann durch eine Verschiebung von Lampe oder Linse senkrecht zur optischen Achse ein Fehler entstehen: da die Spiegeloberflächen ebenso wie die Gitteroberfläche in ihrer Reflektivität nicht vollkommen homogen sind (Schwankungen der Reflektivität typisch zwischen 99 und 95 %), kann die Verschiebung der ausgeleuchteten Fläche eine Änderung der mittleren Reflektivität zur Folge haben. Dieser Effekt bewirkt aufgrund der relativen Flächenverhältnisse einen Fehler von maximal 1 %. Ein weiteres Problem dieser Art stellen die Spaltöffnungen dar. Sowohl durch ungenaue Einstellung, als auch durch Effekte wie 'Hängenbleiben' der die Spaltbacken öffnenden Mechanik (aufgrund verschmutzter Druckflächen o.ä.) können bei beiden Spalten Fehler auftreten; diese sind nach oben bei jeweils 2 % begrenzt. Eine weitere Quelle eines statistischen Teilfehlers verursacht die ungenaue Einstellung der Hochspannungsversorgung ($\leq 0,5$ %). Unbedeutend für den Gesamtfehler sind die durch das digitale Multimeter bei der Spannungsmessung ebenso wie die durch den Sinusantrieb des Gitters bei der Einstellung der Wellenlängen verursachten Fehler.

Insgesamt resultiert ein Fehler von 5 %, der für die weitere Verwendung des geeichten Czerny-Turner-Spektrometers zugrunde gelegt werden muß. Die Kenntnis dieses Fehlers ist für die spätere Eichung des Grazing-Incidence-Spektrometers unerlässlich, wengleich er natürlich nur einen Teilfehler für den dann zu erwartenden Gesamtfehler der Kalibrierung darstellt.

Kapitel 5

Das Grazing-Incidence-Spektrometer

In diesem Kapitel soll ein Überblick über die charakteristischen Eigenschaften von Grazing-Incidence-Spektrometern gegeben werden. Dabei werden sowohl allgemeine Aussagen über Grazing-Incidence-Spektrometer gemacht, als auch Details des in dieser Arbeit verwendeten Spektrometers vorgestellt.

5.1 Spektrometer mit streifendem Einfall

Es sind zwei wesentliche Gründe, die ein Spektrometer, bei dem das Licht streifend ("grazing incidence") auf das Gitter trifft, gegenüber einem mit senkrechtem Einfall arbeitenden auszeichnen. Beide Gründe sind mit dem Wellenlängenbereich (1–150 nm), in dem diese Spektrometer eingesetzt werden, verknüpft. Zum einen wird Licht dieser Wellenlängen bei streifendem Einfall mit deutlich höherer Effizienz reflektiert (Totalreflexion). Die Notwendigkeit hierfür wird dann ersichtlich, wenn man bedenkt, daß selbst bei streifendem Einfall unter 88° bei einer Wellenlänge von 20 nm — also dem Bereich der Lyman-Serie des Heliums — an einem mit Platin oder Osmium beschichteten Gitter nur noch unter 10 % des einfallenden Lichts reflektiert werden. Zum anderen ist die effektive Strichzahl und damit die Auflösung (hierfür ist die Projektion der Gitterebene in eine Ebene senkrecht zur optischen Achse entscheidend) trotz der für die Rowlandmontierung typischerweise kleine Öffnung sehr viel größer, als sie mit einem unter nahezu senkrechtem Einfall eingesetzten Gitter sein könnte.

Die Verwendung eines Kristallspektrometers ist oberhalb von 1 nm nur noch bedingt möglich, da die Eindringtiefe für langwelligeres Licht so klein ist, daß der Kristall nur durch seine Oberfläche wirksam wird und somit ähnlich wie ein optisches Gitter wirkt. Eine Erweiterung des Anwendungsbereichs ist durch bestimmte organische Kristalle, wie zum Beispiel Stearate, oder durch sogenannte Multilayer — darunter versteht man mehrere, wenige Atomlagen dicke Metallschichten, zwischen denen noch Schichten aus niedrig Z-Materialien aufgebracht sind — möglich. Diese Schichten stellen, ebenso wie die Stearate, Kristalle mit Gitterkonstanten von bis zu 20 nm dar.

Üblicherweise werden bei einem Grazing-Incidence-Spektrometer der Eintrittsspalt, das (Konkav-) Gitter und der Austrittsspalt bzw. Detektor in einer 'Rowlandmontierung' angeordnet. Dabei sind alle genannten Komponenten auf einem Kreis mit Radius R (dem 'Rowlandkreis') angebracht; das Gitter ist gekrümmt (Krümmungsradius $2R$). Diese Montierung (siehe Abb. 5.1) hat den Vorteil, daß das durch den Eintrittsspalt einfallende Licht, das mit einer durch die extrem kleine effektive Gitterfläche bedingt kleinen Öffnung auf das Gitter trifft, automatisch auf den Austrittsspalt bzw. den Detektor fokussiert wird [20]. Neben Konkavgittern werden heute auch holographisch gefertigte Toroidgitter verwendet; diese haben den Vorteil, daß sie das Licht nicht nur in eine Linie sondern in einen Punkt fokussieren.

Die reziproke Dispersion $\frac{d\lambda}{dx}$ eines Spektrometers, das mit der Rowlandmontierung arbeitet, erhält man aus der Gittergleichung (zur Erläuterung der Größen siehe Abb. 5.1)

$$\sin \vartheta - \sin \vartheta' = \frac{m \lambda}{d} \quad (5.1)$$

(d ist die Gitterkonstante, m die Ordnung)

und der Beziehung zwischen Einfallswinkel:

$$\vartheta - \frac{x}{R} = \vartheta' \quad (5.2)$$

(x ist das Bogenstück zwischen nullter Ordnung und $m\lambda$, ρ der Krümmungsradius). Hieraus ergibt sich für die reziproke Dispersion

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{d}{m R} \cos \left(\vartheta - \frac{x}{R} \right) = \frac{d}{m R} \cos \vartheta' \quad (5.3)$$

Es folgt also für den 'Normal-Incidence'-Bereich ($\vartheta' \approx 0^\circ$) eine nahezu konstante Dispersion; dagegen variiert der Kosinus in Gleichung 5.3 für ϑ' im 'Grazing-Incidence'-Bereich ($\vartheta' \gg 0^\circ$) stark. Daher hängt auch die Dispersion stark vom Ein- bzw. Ausfallswinkel (beide liegen in der gleichen Größenordnung) ab.

Für eine ausführlichere Behandlung von Auflösung und Astigmatismus bei Grazing-Incidence-Spektrometern siehe [20].

Die in der Praxis eingestellten Grazingwinkel ϕ liegen typisch im Bereich von $1^\circ - 5^\circ$ relativ zur Oberfläche des Gitters. Dabei ist eine Variation des Einfallswinkels durch Verschieben des Spalts entlang des Rowlandkreises bei fester Gitterposition möglich. Eine andere Möglichkeit besteht darin, den Spalt festzuhalten und das Gitter unter Beibehaltung seiner tangentialen Montierung am Rowlandkreis zu verschieben.

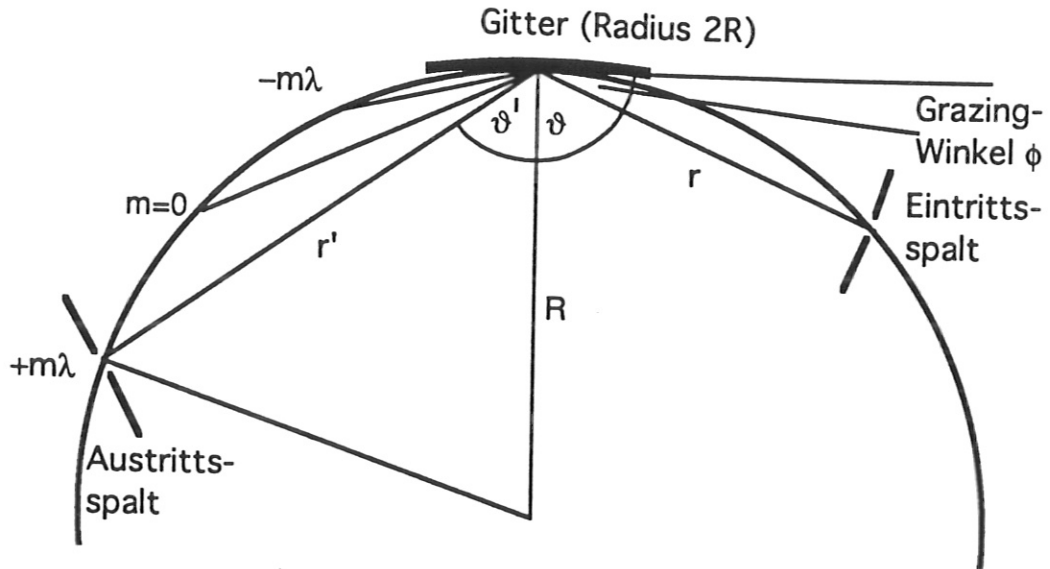


Abbildung 5.1: Die Anordnung der einzelnen Komponenten eines Spektrometers auf einem Kreis ermöglicht eine Fokussierung des Lichts ohne Verwendung weiterer optischer Bauteile mit den damit verbundenen großen Lichtverlusten. Der Rowlandkreis definiert somit die Fokalebene, in der anstelle eines Austrittsspalts auch Photoplaten bzw. elektronische Lichtverstärker installiert werden können.

5.2 Charakteristika des verwendeten Spektrometers

Das in dieser Arbeit zur Eichung anstehende Grazing-Incidence-Spektrometer (McPherson, Modell 247M22) vom Schwob-Fraenkel-Typ [30] — charakteristisch für diesen Spektrometertyp sind die beiden entlang des Rowlandkreises verschiebbaren Detektoren — weist eine Reihe von Besonderheiten auf, die im folgenden kurz geschildert werden (siehe auch Abb. 5.2 und Anhang C). Der Einfallswinkel ist zwischen 86° und 89° kontinuierlich verstellbar. Dies kann geschehen, ohne das Vakuum zu brechen. Hierzu wird der Spalt entlang der optischen Achse verschoben und das Gitter (Krümmungsradius $2R$) sowie der Rowlandkreis (Radius R) um die vertikale Gitterschwerpunktlinie gedreht. Die Möglichkeit, den Rowlandkreis zu schwenken, hat nebenbei noch den Vorteil, daß die Justierung der später zu beschreibenden Detektoren erheblich erleichtert wird, indem ihre Oberflächen genau in Tangentialposition zu dem durch Spalt und Gitterschwerpunkt definierten Rowlandkreis gebracht werden können.

Neben der von Hand zwischen 1 und 7 mm einstellbaren Spalthöhe können sowohl die Spaltweite als auch die Positionen der Detektoren ferngesteuert eingestellt werden. Die Detektoren werden dabei auf kleinen Schlitten entlang des Rowlandkreises gezogen. Es kommt hier eine von großen Plottern bekannte Technik zum Einsatz:

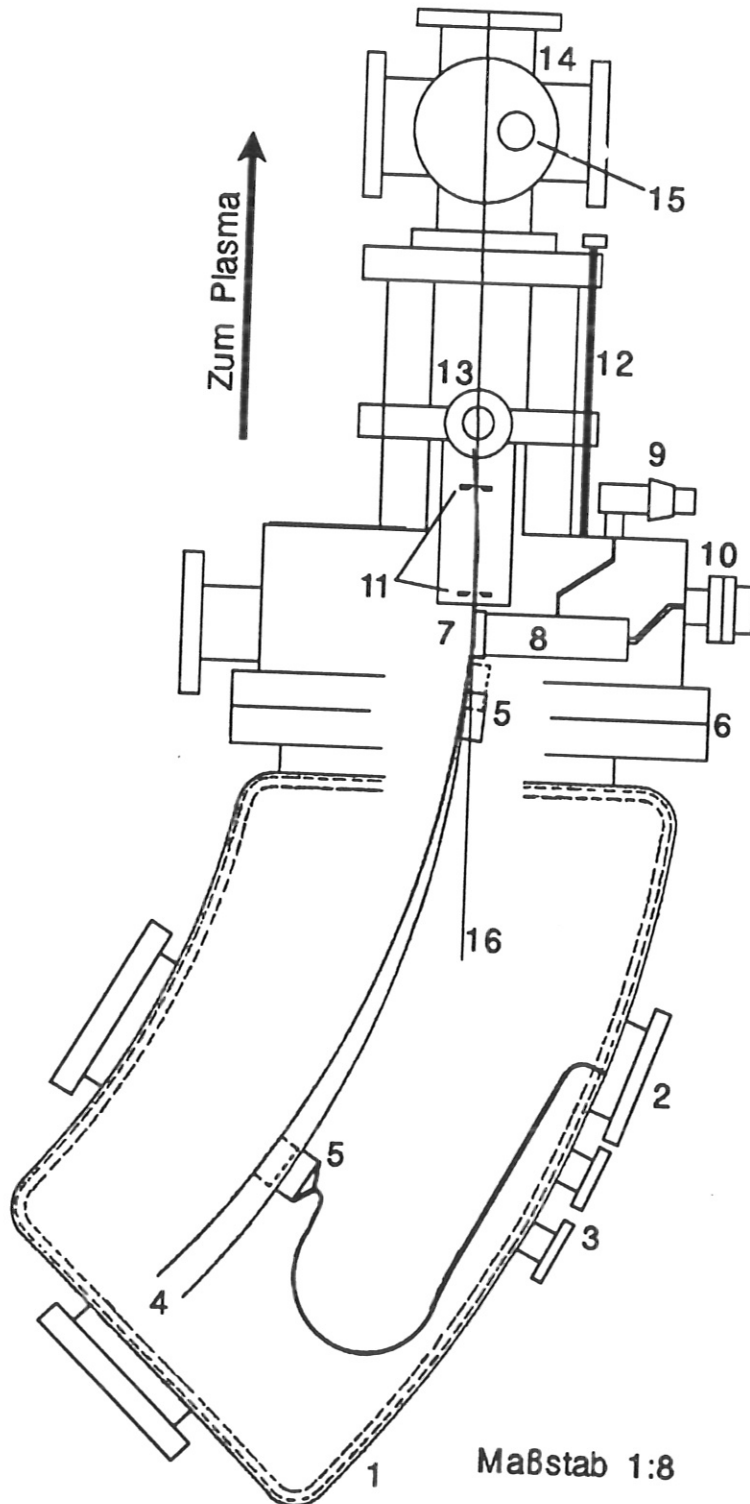


Abbildung 5.2: Maßstabgetreue Darstellung des für diese Arbeit verwendeten Spektrometers. Zur Erläuterung siehe auch nachstehende Tabelle.

- 1 Vakuumgefäß (komplett abnehmbar)
- 2 Zwei übereinanderliegende Flansche für die Kameras
- 3 Flansche zur Druckmessung und zur Durchführung der Hochspannungsversorgung
- 4 Die beiden Extremstellungen des Rowlandkreises (86° bzw. 89° Einfallswinkel)
- 5 Die Extrempositionen der beiden MCPs
- 6 Verbindungsflansch zwischen Vakuumgefäß und dem vorderen Teil des Spektrometers
- 7 Gitter
- 8 Die die drei Gitter tragende Trommel
- 9 Drehdurchführung zum Wechseln der Gitter
- 10 Drehdurchführung für den Gitterfokus
- 11 Die beiden Extrempositionen des Spaltes
- 12 Spindel zur Einstellung der Spaltposition und damit des Grazingwinkels ϕ
- 13 Drehdurchführung für die Spaltöffnung
- 14 Kreuzstück zur Einblendung von Justierlasern, Pumpöffnung
- 15 Drehdurchführung für das Drehspiegelensemble
- 16 Optische Achse des Geräts

mittels eines Endlosseils werden die Detektorpositionen auf 10 μm genau eingestellt. Eine solche Verfahrensweise hat den Vorteil, daß keine Spindeln oder ähnlich mechanisch belastete Teile zum Einsatz kommen; diese könnten aufgrund des Abriebs zu zerstörerischen Belägen auf den Detektoren führen.

Als Gitter dienen ein holographisch hergestelltes, mit Osmium beschichtetes Gitter mit 2400 Strichen pro Millimeter, ein holographisch hergestelltes, mit Platin beschichtetes Gitter mit 600 Strichen pro Millimeter und ein mechanisch geritztes, ebenfalls mit Platin beschichtetes Gitter mit 150 Strichen pro Millimeter. Mit dem 150-Strich-Gitter kann ein Wellenlängenbereich von 1 nm bis hinauf zu über 200 nm beobachtet werden, um einerseits einen Überblick über die in diesem Bereich vorhandenen Linien zu erhalten, andererseits das Spektrometer mittels der Methode der Verzweignungsverhältnisse zu kalibrieren. Die beiden anderen Gitter ermöglichen vor allem im Bereich unter 10 nm eine sehr gute Auflösung. Im folgenden sind ta-

bellarisch die die Gitter charakterisierenden Daten zusammengefasst:

Linien pro Millimeter	150	600	2400
Wellenlängenbereich in nm	1-250	1-60	1-15
Auflösung der Gitter in nm	0,04-0,1	0,006-0,05	0,0035-0,025

Die drei Gitter sind auf einer von außerhalb des Geräts drehbaren Trommel befestigt. Diese Trommel kann außerdem von außen radial (bezüglich des Rowlandkreises) verschoben werden, was eine nachträgliche Fokussierung der Gitter erlaubt (wiederum ohne das Vakuum zu brechen).

Außerdem ist das Gerät vollständig metallgedichtet, wodurch ein Vakuum von unter 10^{-7} mbar erreichbar wird. Dies ist Voraussetzung sowohl für den Einsatz am Torus des Wendelstein 7-AS als auch für den Betrieb der Detektoren.

Die oben aufgeführten Spezifika wie Hochvakuumtauglichkeit, ferngesteuerte Einstellung von Detektorposition und Spaltöffnung, Wechsel der Gitter ohne Brechen des Vakuums, Erhalt der optischen Achse bei Änderung des Grazing-Winkels ϕ usw. waren an das Gerät gestellte Vorbedingungen für den Anbau an die Fusionsexperimente ASDEX Upgrade und Wendelstein 7-AS.

Zur Einstellung der Wellenlängen findet sich eine Berechnung der zugehörigen Sekantenlänge zwischen Gitterschwerpunkt und MCP-Mitte im Anhang E.

5.3 Das Detektionssystem

Als Detektoren dienen Vielkanalplattenverstärker oder "Hot Funneled Multi-Channel-Plates" (MCPs, siehe Abb. 5.3 und Abb. 6.5) [33]. Hier bedeutet "Hot", daß durch die Kanäle der MCPs ein ungefähr um eine Größenordnung höherer Strom als bei gewöhnlichen MCPs fließen kann, was zu einer erheblich besseren Dynamik führt. "Funneled" bedeutet, daß die der Photokathode zugewandten Enden der Kanäle trichterförmig ausgebildet sind, um den Einfallswinkel und damit die wirksame Oberfläche der Photokathode zu vergrößern und die Nachweiswahrscheinlichkeit (Quantenausbeute) für einfallende Photonen zu erhöhen. Diese einfallenden Photonen erzeugen in der hier mit Kupferjodid beschichteten Oberfläche (Photokathode) Photoelektronen, die durch eine entlang der Kanäle (Abstand: $25 \mu\text{m}$ und Innendurchmesser: $12 \mu\text{m}$) anliegende Hochspannung (1200 V) vervielfacht werden. Die Verstärkung beträgt typisch zwischen 10^4 und 10^5 . An der Anodenseite der Kanäle treten dann Ladungswolken aus, welche durch ein weiteres Hochspannungsfeld (5 kV) 'bilderhaltend' beschleunigt werden. Diese hochenergetischen Ladungswolken treffen auf einen Phosphoreszenzschirm (z.B. P20), der sich im Gegensatz

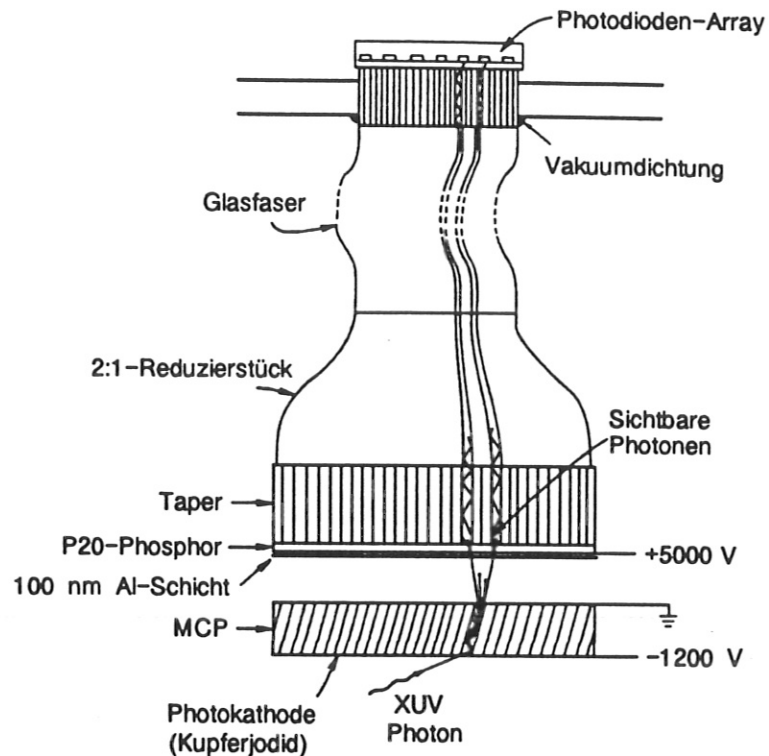


Abbildung 5.3: Schema der Detektionseinheit.

zu Fluoreszenzschirmen durch bedeutend kleinere Abklingzeiten ausgezeichnet. Dadurch bleibt die hohe Zeitauflösung der MCPs von ca. 1 ns auch im Lichtverstärker erhalten. Die in der Phosphorschicht erzeugten Lichtblitze werden über ein 2:1-Reduzierstück und ein Glasfaserbündel (Durchmesser der Fibern: ca. $6 \mu\text{m}$) aus dem Vakuumgefäß geführt. Dort werden sie von einem aus 1024 Silizium-Detektoren bestehenden Reticon ausgelesen. Die so erhaltenen Signale werden an einen mit einem Kleinrechner verbundenen Controller weitergeleitet. Für Messungen am Torus ist die direkte Einspeisung der Controllerdaten in das Datenverarbeitungssystem des Wendelstein 7-AS vorgesehen.

Kapitel 6

Die Eichung des Grazing-Incidence-Spektrometers

Die Eichung des Grazing-Incidence-Spektrometers wurde mit dem in Kapitel 3 vorgestellten Hohlkathodenbrenner vorgenommen. Bei Inbetriebnahme des Spektrometers ergab sich, daß einer der beiden MCP-Detektoren defekt war. Die Beschaffung eines neuen verzögerte sich so sehr, daß der Anbau des Spektrometers an den Torus des Wendelstein 7-AS nicht mehr im zeitlichen Rahmen dieser Arbeit möglich war. Damit schied die Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie als eine der zu untersuchenden Kalibrationsmöglichkeiten aus.

Im folgenden werden zuerst Überlegungen zu den bei der Eichung eine große Rolle spielenden effektiven Öffnungen angestellt und anschließend die nach der erfolgreichen Inbetriebnahme des mit einem Detektor arbeitenden Geräts durchgeführten Messungen geschildert und ausgewertet. Für den zweiten Detektor sind die Messungen analog zu wiederholen.

6.1 Untersuchung der Öffnungswinkel

Wie schon bei der Kalibration des Czerny-Turner-Spektrometers muß auch bei der Bestimmung der reziproken spektralen Empfindlichkeit des Grazing-Incidence-Spektrometers sehr viel Sorgfalt auf die Untersuchung der Öffnungswinkel verwandt werden. Dabei ist zu beachten, daß die Öffnung des Spektrometers stets größer als die der zur Eichung benutzten Lichtquelle sein muß. Dies ist nicht notwendig, solange sowohl für die Eichung als auch für spätere Messungen Lichtquellen vorliegen, deren Öffnung die des Spektrometers deutlich übersteigen. Wenn das nicht der Fall ist oder wenn man, wie für die Bestimmung von Verunreinigungskonzentrationen nötig, Aussagen über die Größe der strahlenden Fläche machen muß, ist es sinnvoll, die Öffnung definiert zu beschränken. Bei der Kalibration wird hierdurch sichergestellt, daß im Spektrometer kein Licht neben das Gitter oder das MCP fällt, was ein vermindertes Signal und damit eine kleinere Empfindlichkeit vortäuschen würde. Die horizontale Öffnung der Lichtquelle sollte allerdings nicht zu sehr eingeschränkt werden, da sie die Anzahl der beleuchteten Gitterlinien und damit das Auflösungsvermögen des Spektrometers begrenzt.

Der von der Kock-Quelle mit einem konstanten Lichtfluß ausgeleuchtete Kegel ist in [5] beschrieben und hat einen Öffnungswinkel von ca. $2\vartheta = 0,7^\circ$. Durch die Größe des Eintrittspalts definiert, wird aus dieser Öffnung eine Pyramide mit rechteckiger Grundfläche ausgeschnitten. Die Öffnungswinkel dieser Pyramide betragen horizontal $2\vartheta_{h,Q} = 0,0008^\circ$ und vertikal $2\vartheta_{v,Q} = 0,31^\circ$. Um zu gewährleisten, daß das gesamte durch den Eintrittspalt fallende Licht im Spektrometer registriert wird, müssen dessen entsprechende Öffnungen größer sein.

Die Berechnung des horizontalen Öffnungswinkels ist aufgrund der fokussierenden Eigenschaft des Gitters einfach: das auf das Gitter treffende Licht wird in eine vertikale Linie fokussiert. Aus der Entfernung Spalt-Gitter und der effektiven Breite des Gitters — diese erhält man aus der Projektion des Gitters in eine zur optischen Achse senkrechten Ebene — ergibt sich ein Öffnungswinkel von $2\vartheta_{h,S} = 1,36^\circ$.

Schwieriger gestaltet sich die Bestimmung der vertikalen Öffnung des Spektrometers. Da das Gitter in vertikaler Richtung nicht fokussiert, ergibt sich der Öffnungswinkel aus der Entfernung Spalt-MCP und der Höhe des MCP. Somit folgt wegen der wellenlängenabhängigen Position des MCP eine ebenfalls von der Wellenlänge abhängende vertikale Öffnung. Sie bewegt sich zwischen $0,7^\circ \leq 2\vartheta_{v,S} \leq 1,8^\circ$ und ist in Abb. 6.1 dargestellt. Die Berechnung dieser Öffnungswinkel ist mit Fehlern um 10 % behaftet.

Aus dem Vergleich der oben berechneten Winkel ergibt sich, daß die Spektrometeröffnung in jedem Fall groß genug ist, um den Meßaufbau zur Kalibration verwenden zu können. Für spätere Messungen am Plasma müssen die hier angestellten Betrachtungen jedoch sorgfältig berücksichtigt werden, da dann die Öffnung des Spektrometers den Querschnitt des beobachteten Plasmaelements definiert.

6.2 Erste Messungen mit dem neuen Spektrometer

Die ersten Messungen dienten der Kontrolle der Wellenlängeneinstellung, der Spaltfunktion, der exakten Position des Gitters und einiger anderer Geräteparameter. Hierbei konnte festgestellt werden, daß die bei der Auftragserteilung durch das Max-Planck-Institut für Plasmaphysik an das Spektrometer gestellten Anforderungen im wesentlichen erfüllt waren.

Die Wellenlängeneinstellung war mittels der an den Schrittmotoren für die die MCPs tragenden Schlitten angebrachten Zählwerke im Rahmen der Ablesegenauigkeit überprüfbar. Die abgelesenen Wellenlängen stimmten mit den identifizierbaren Heliumlinien überein. Auch die Auflösung der Linien war den Spezifikationen des Geräts entsprechend gut (siehe Abb. 6.2).

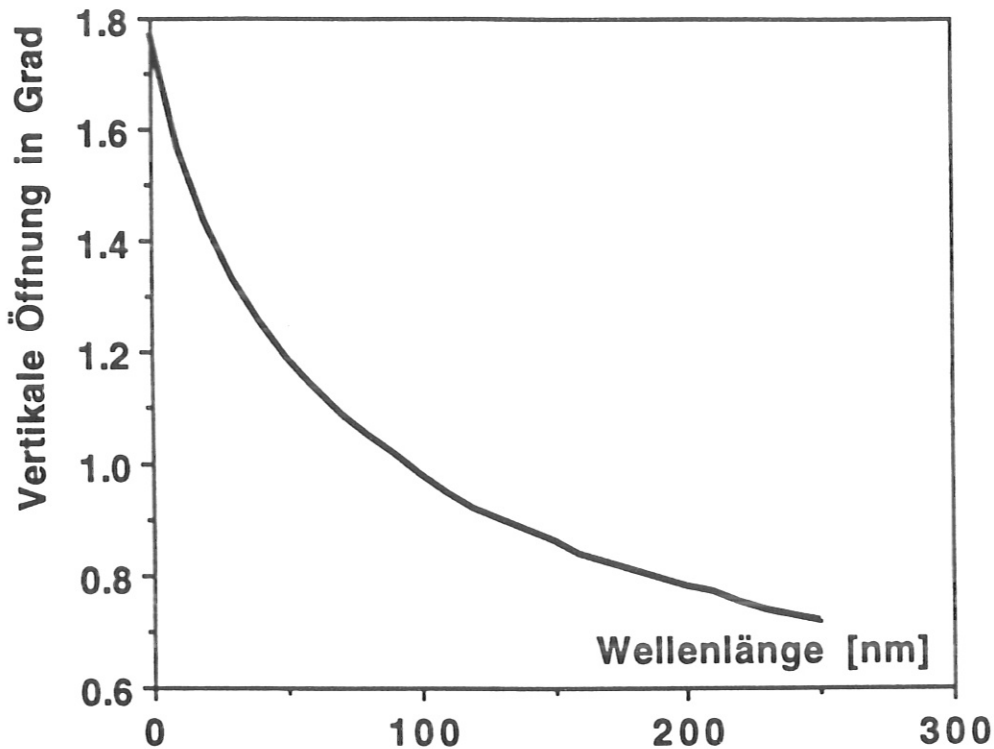


Abbildung 6.1: Die vertikale Öffnung des Spektrometers ist vor allem im kurzwelligen Bereich stark wellenlängenabhängig.

Die Spaltfunktion (Abb. 6.3) war sowohl bezüglich der Reproduzierbarkeit als auch bezüglich der Öffnung an sich unproblematisch. Sie wurde allerdings nur zwischen 5 und 50 μm überprüft, da bei den hohen vom Hohlkathodenbrenner emittierten Lichtflüssen dann bereits eine Sättigung im Detektionssystem auftrat. Eine Überprüfung bei größeren Öffnungen hätte die Verwendung einer wesentlich schwächeren Linie vorausgesetzt, was wiederum im Bereich kleiner Spaltöffnungen zu sehr großen Fehlern geführt hätte. Außerdem konnten bei den kleinen Spaltöffnungen die Intensitäten im Maximum der Linien herangezogen werden (dies ist auch die Erklärung für das leichte Abflachen der Meßkurve oberhalb 50 μm), während bei großen Spaltöffnungen nur die Fläche unter einer Linie ein zuverlässiges Maß für ihre Intensität gibt. Unter der Intensität einer Linie versteht man das Integral über $I(\nu)$ zu

$$I_{\text{Linie}} = \int I(\nu) d\nu \approx I_{\text{peak}} \cdot HWB \quad (6.1)$$

mit der Halbwertsbreite HWB .

Auch alle weiteren Anforderungen wurden von dem Spektrometer erfüllt, so daß sehr bald mit den eigentlichen Eichmessungen begonnen werden konnte.

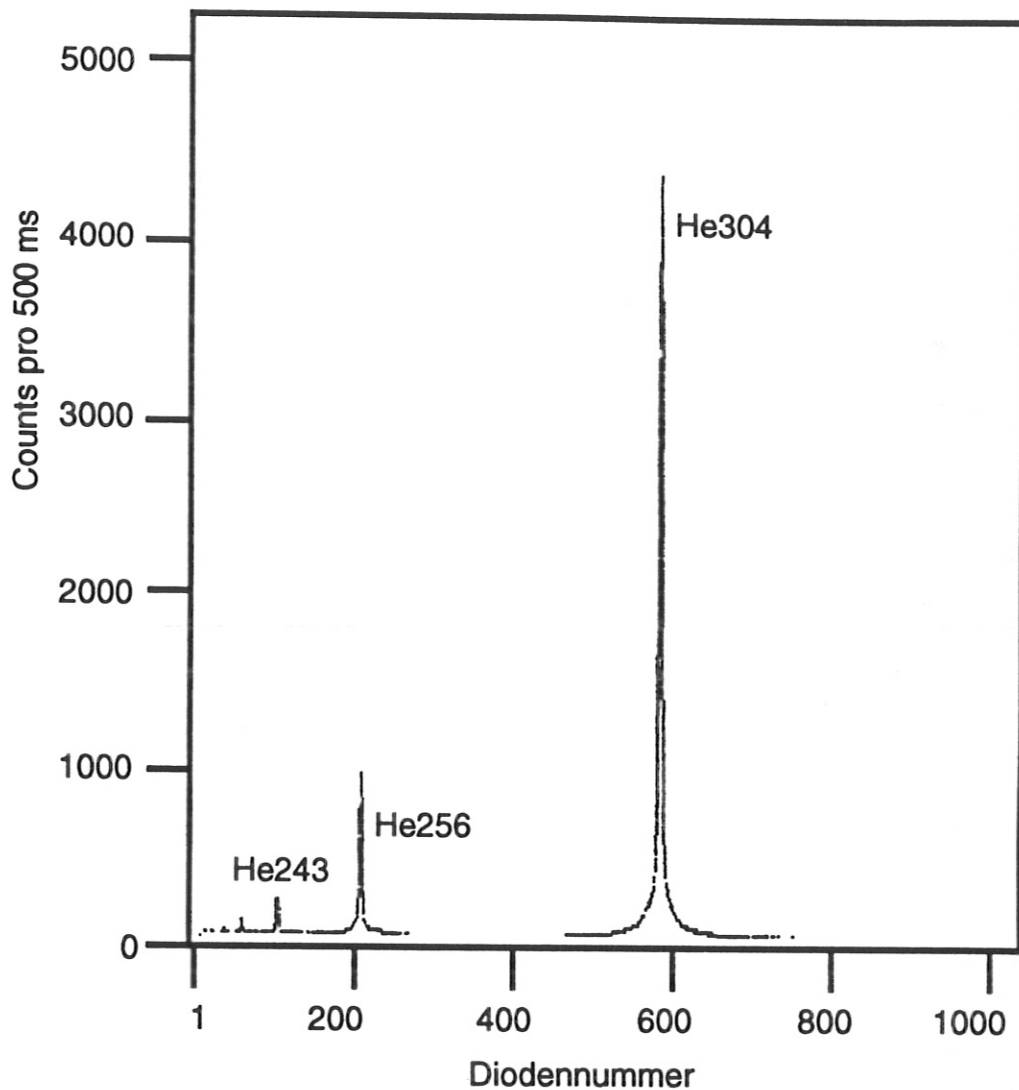


Abbildung 6.2: Die ersten mit dem Grazing-Incidence-Spektrometer aufgenommenen Spektren erlaubten eine Überprüfung der wichtigsten Eigenschaften wie Auflösung etc. Hier ist die Lyman-Serie des Heliums bei den Wellenlängen 30,4, 25,6 und 24,3 nm dargestellt.

6.3 Die Eichung des Spektrometers mittels des Hohlkathodenbrenners

Als einzige geeichte Lichtquelle der gesamten Eichung stand der in Kapitel 3 beschriebene Hohlkathodenbrenner zur Verfügung. Im Vergleich zu den von dieser Eichquelle gelieferten Fixpunkten im Arbeitsbereich des Spektrometers sollten die weiteren Kalibrationsversuche bewertet werden. Um den Brenner bei seinen Eich-

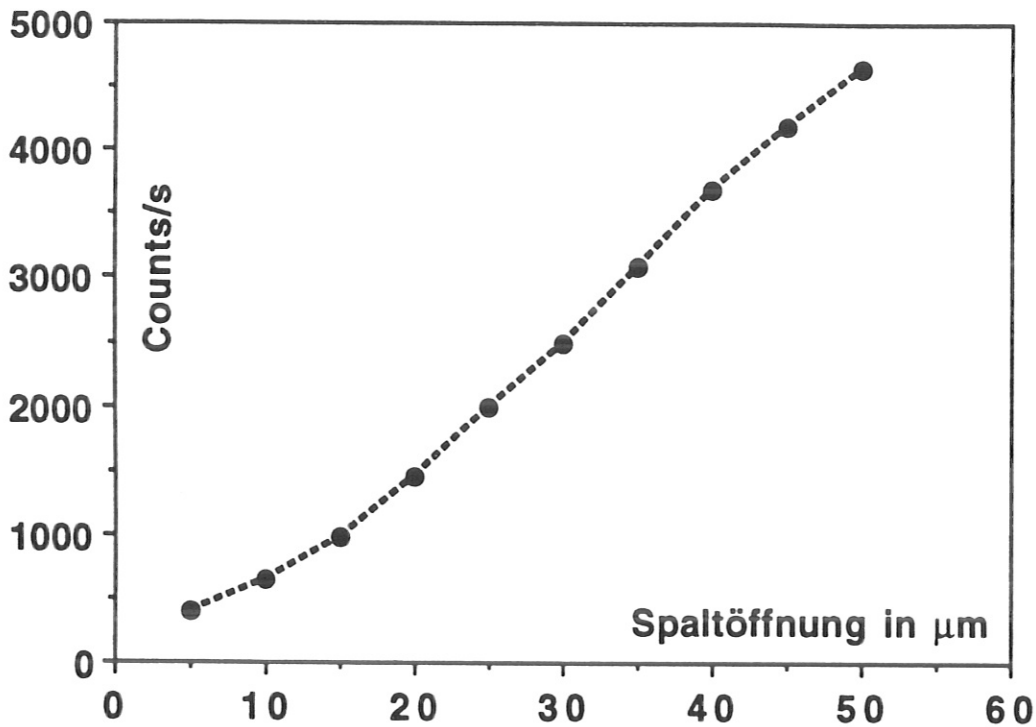


Abbildung 6.3: Die Spaltfunktion wurde für kleine Spalte überprüft.

parametern betreiben zu können, mußte ein differentielles Pumpsystem aufgebaut werden. Dieses ermöglichte einerseits einen Druck von ca. 1,6 mbar im Brenner aufrecht zu erhalten, andererseits konnten die MCPs im Spektrometer betrieben werden. Ihr Betrieb verlangt einen Druck von höchstens $2 \cdot 10^{-6}$ mbar. Der notwendige Druckabfall wurde durch Einsatz mehrerer Pumpstände und durch den Einbau von Blenden, die nicht die optische Öffnung des Brenners einschränkten, erreicht.

An dem einen vorhandenen Detektor konnten im Verlauf dieser Messungen zwei interessante Beobachtungen gemacht werden: zum einen war das vom Detektor gelieferte Signal bei ansonsten konstanten Bedingungen nicht über die ganze Breite des Channelplates gleich, sondern zeigte den in Abb. 6.4 dargestellten Verlauf. Für diese Messungen wurde jeweils für eine bestimmte Wellenlänge die Position des MCP so eingestellt, daß die Linie mit verschiedenen Diodenreihen (Pixels) ausgelesen werden konnte. Die für die einzelnen Wellenlängen erhaltenen Kurven sind in Abb. 6.4 in willkürlichen Einheiten dargestellt.

Dieser Effekt war mit Sicherheit auf das MCP selbst zurückzuführen, da die Auflösung (gegeben durch die Halbwertsbreite der Linien) über die ganze Breite konstant war und sich damit das Integral über die Linie bzw. die Intensität veränderte. Somit kann eine Minderung des Signals hervorgerufen durch eine einseitig schlechte

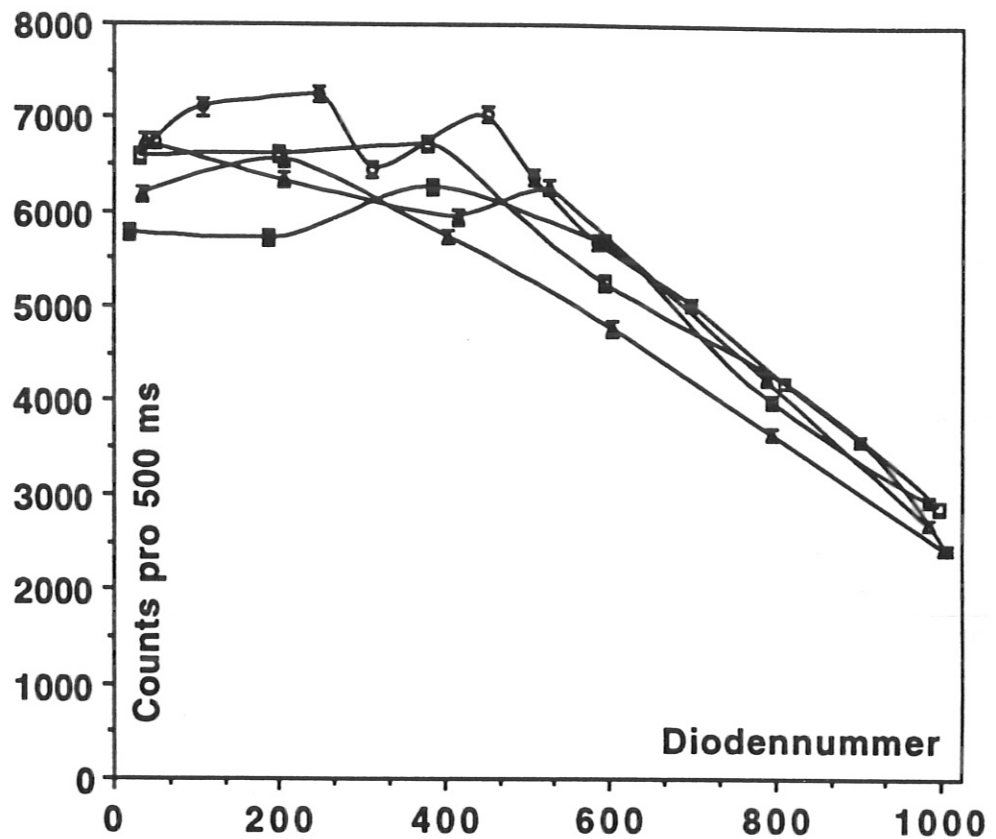


Abbildung 6.4: Die Empfindlichkeit des MCP war nicht über die gesamte Breite konstant.

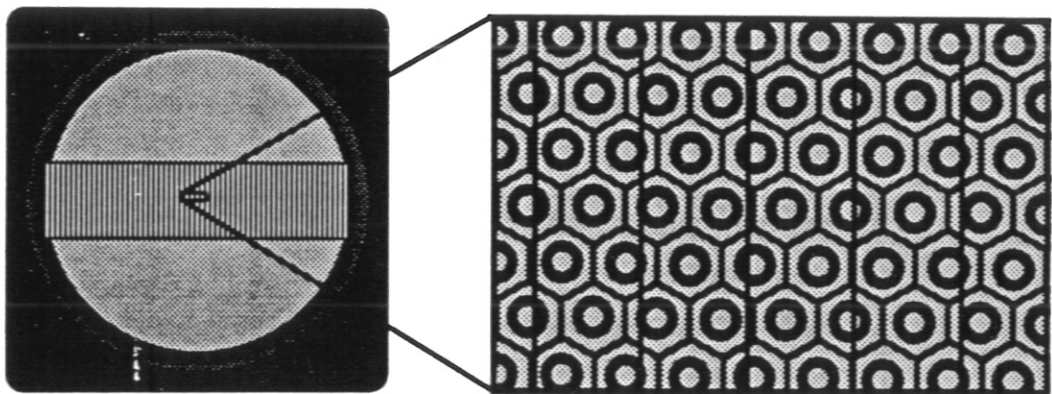


Abbildung 6.5: Die in Form von Bienenwaben aus den einzelnen Kanälen zusammengesetzte Oberfläche des MCP wird durch das Dioden-Array der Kamera in diskrete Rechtecke aufgeteilt.

Justierung des MCP ausgeschlossen werden. In Anbetracht der großen Unterschiede in der Empfindlichkeit — vom Hersteller werden maximale Toleranzen von $\pm 30\%$ angegeben — muß daher stets berücksichtigt werden, an welcher Stelle des MCP eine Linie gemessen wird. Diese Zuordnung ist einfach, da die volle Breite des MCP durch die 1024 Dioden der auslesenden Kamera in diskrete, abzählbare Abschnitte eingeteilt wird (siehe Abb. 6.5).

Ein ganz wesentlicher Effekt zeigte sich durch die Beobachtung einer stetig ansteigenden Intensität bei konstanter Halbwertsbreite. Diese Zunahme erfolgte über mehrere Wochen hinweg und lag in der Größenordnung von einigen 100 %. Aus der Beobachtung von Linien im sichtbaren Spektralbereich mit dem Czerny-Turner-Spektrometer konnten keine Hinweise auf Veränderungen in der Emissivität des Brenners erhalten werden. Da die Lichtquelle innerhalb ihrer von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt bei der Eichung festgestellten Fehler stabil (innerhalb 15 %) sein sollte, mußte die Ursache in der Detektionseinheit des Spektrometers zu finden sein. Eine zweiwöchige Belüftung des Geräts und die anschließende Wiederinbetriebnahme hatten einen Rückgang des Signals auf Werte, wie sie bei den ersten Messungen zu beobachten waren, zur Folge. Nach einigen Wochen Meßbetrieb ohne Belüftungen des Spektrometers konnten die Spitzenwerte der Meßsignale wieder erreicht werden. Daraus kann nun gefolgert werden, daß bei den hier zum Einsatz kommenden MCPs durch die anliegende Hochspannung Defekte oder Verunreinigungen ihrer Oberflächen beseitigt werden. Für die Eichung ist dieser Effekt insofern von Bedeutung, als gewährleistet sein muß, daß sowohl vor der Eichung als auch bei den Messungen mit dem Spektrometer am Plasma eine ausreichend lange Zeit verstreichen muß, während der an den MCPs Hochspannung liegt und das Vakuum nicht durch Belüftungen gebrochen wird. Diese Zeitspanne beträgt nach derzeitigem Kenntnisstand 2–3 Tage.

Unter Berücksichtigung der gerade beschriebenen Effekte konnte für das vorhandene MCP eine erste Eichung vorgenommen werden. Dabei wurden folgende Parameter eingestellt:

Brennerspannung:	400 V
Brennerstrom:	2 A
Einfallswinkel:	86°
Spaltöffnung:	10 μm
Spalthöhe:	4 mm
Gitter:	150 / 600 Striche pro mm
Hochspannungen:	1200 V an den Kanälen
	5000 V am Fluoreszenzschirm

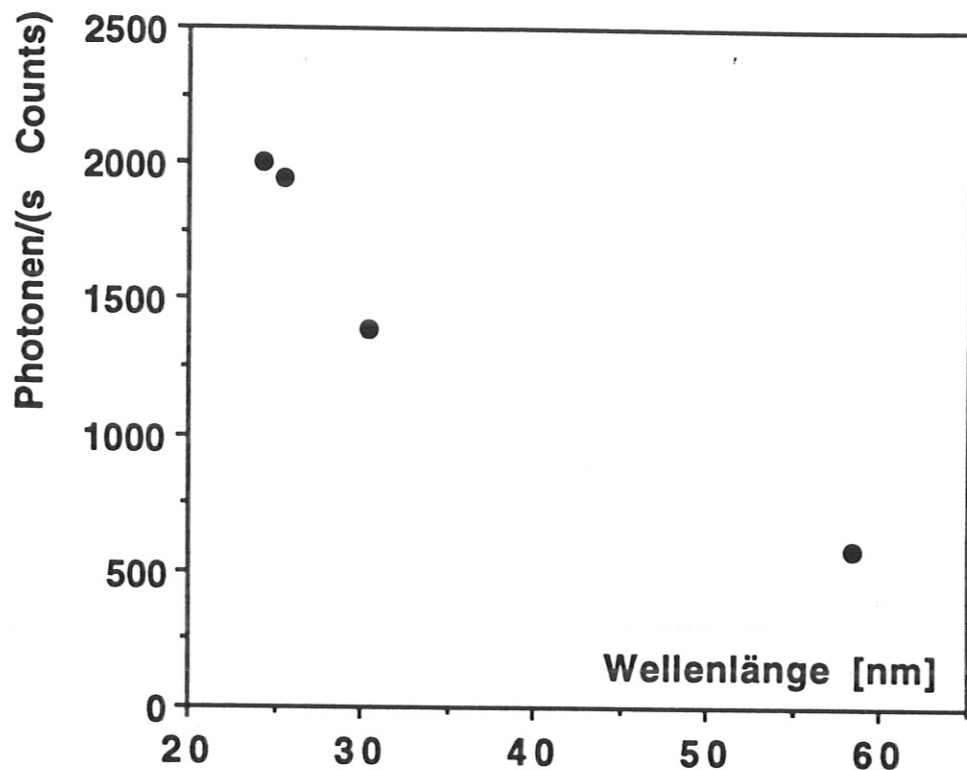


Abbildung 6.6: Die aus den geeichten Linien des Brenners abgeleitete reziproke spektrale Empfindlichkeit des Spektrometers für das 150 Strich-Gitter.

Es ergab sich damit die in den Abbildungen 6.6 und 6.7 dargestellte reziproke spektrale Empfindlichkeit des Spektrometers.

Diese Eichung soll in einem weiteren Schritt anhand von Verzweungsverhältnissen verifiziert und vor allem zu höheren Wellenlängen hin ausgebaut werden.

6.4 Kalibrierung mit Hilfe von Verzweungsverhältnissen

Zu Messungen von Verzweungsverhältnissen wurde auf der dem VUV abgewandten Seite des Brenners das zuvor geeichte Czerny-Turner-Spektrometer aufgebaut. So konnten einerseits Linien im Sichtbaren und nahen UV, andererseits gleichzeitig die assoziierten Linien im VUV und EUV gemessen werden. Aus der reziproken spektralen Empfindlichkeit des Czerny-Turner-Spektrometers und dem zugehörigen Meßsignal wurde dann durch Umrechnung auf die im VUV/EUV emittierte Leistung geschlossen.

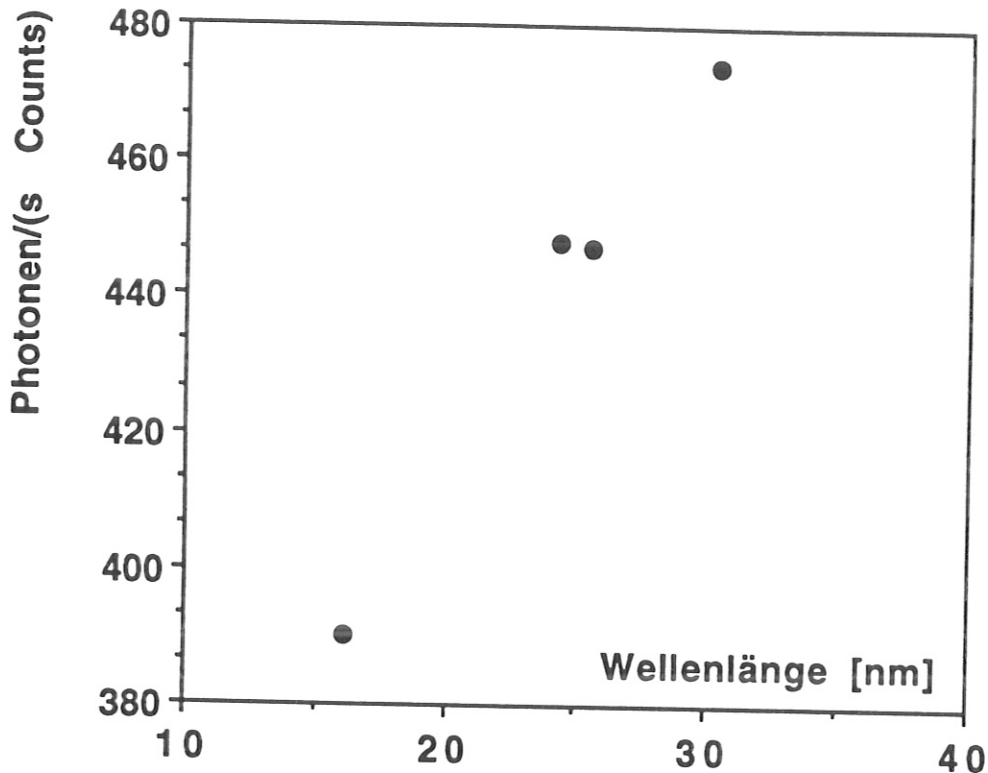


Abbildung 6.7: Die aus den geeichten Linien des Brenners abgeleitete reziproke spektrale Empfindlichkeit des Spektrometers für das 600 Strich-Gitter.

Zur Kontrolle des Verfahrens wurden unter anderem die in Kapitel 4.3 aufgelisteten Linienpaare herangezogen. Durch Absolutmessung der sichtbaren Linien war es möglich, die Intensitäten der Heliumlinien im VUV/EUV zu berechnen, für die der Hohlkathodenbrenner geeicht ist.

Aus Abbildung 6.8 wird ersichtlich, daß die aus den Verzweungsverhältnissen geschlossenen emittierten Leistungen des Brenners für einige Linien (z.B. die He II-Linie bei 25,6 nm) innerhalb der gegebenen Fehler von 15 % mit den von der PTB gegebenen Werten übereinstimmt, während bei anderen Wellenlängen erhebliche Diskrepanzen auftauchen. Untersucht man nun die Gemeinsamkeiten der Linien, bei denen keine Übereinstimmung erzielt werden konnte, so erkennt man, daß die größten Unterschiede für Resonanzlinien bestehen. Dies ist vor allem die 'He 584' (He I-Resonanzlinie bei 58,4 nm). Hier ist allerdings zu beachten, daß für diese Linie kein 'echtes' Verzweungsverhältnis vorliegt, sondern daß sie an eine andere Linie (He 537) angeschlossen ist. Voraussetzung für die Möglichkeit, Linien an tatsächliche Verzweungsverhältnisse anzuschließen, ist, daß das Plasma sich im thermischen Gleichgewicht befindet.

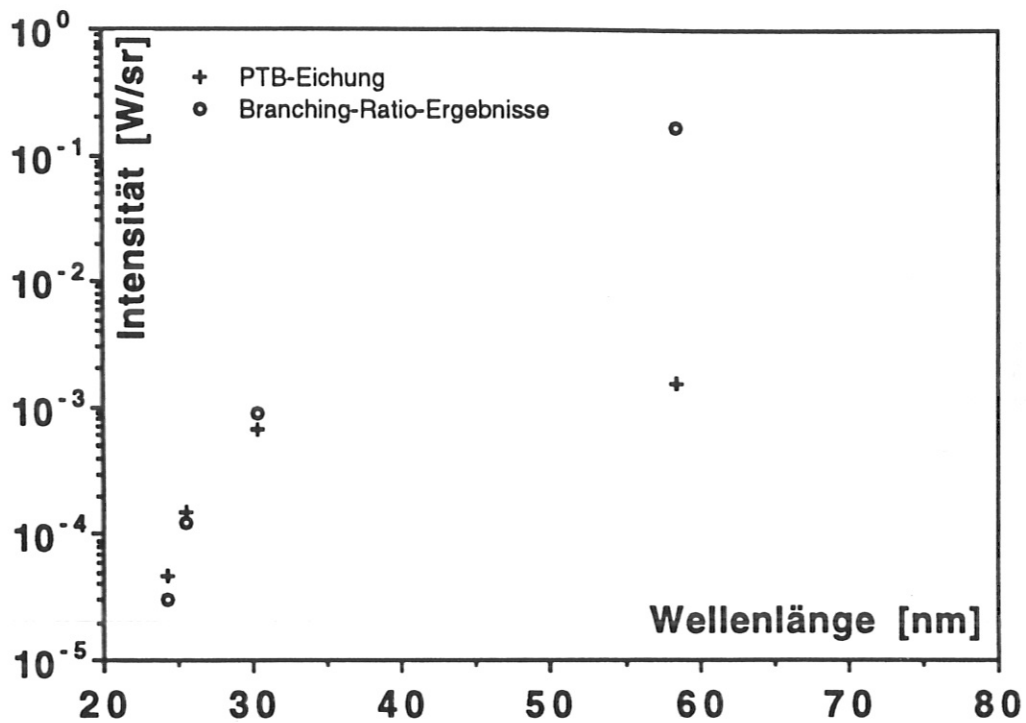


Abbildung 6.8: Die vom Brenner emittierte Leistung, wie sie aus den Branching-Ratio-Messungen gefolgert werden kann im Vergleich zu den von der PTB angegebenen Werten.

In Abbildung 6.9 wird jedoch deutlich, daß sich zum Beispiel für die He I-Linie bei 53,7 nm ebenfalls eine reziproke spektrale Empfindlichkeit ergibt, die, wenn man nicht von einem sehr stark wellenlängenabhängigen Verlauf ausgeht, nicht mit der sich für die He 584 aus der Brennereichung ergebenden reziproken spektralen Empfindlichkeit vereinbar ist.

Dabei ist der sich prinzipiell ergebende Verlauf der reziproken spektralen Empfindlichkeit insofern plausibel, als sowohl für sehr kleine Wellenlängen aufgrund der abnehmenden Reflektivität des Gitters als auch für sehr große Wellenlängen aufgrund der abnehmenden Quantenenergie und der verringerten Nachweiswahrscheinlichkeit die Zählrate pro einfallender Lichtleistung abnehmen sollte.

6.5 Reproduzierbarkeit des Eichstandards

Die ersten Messungen von Verzweigungsverhältnissen dienten zur Kontrolle derselben. Hierzu sollten aus im Sichtbaren gemessenen Absolutintensitäten die vom

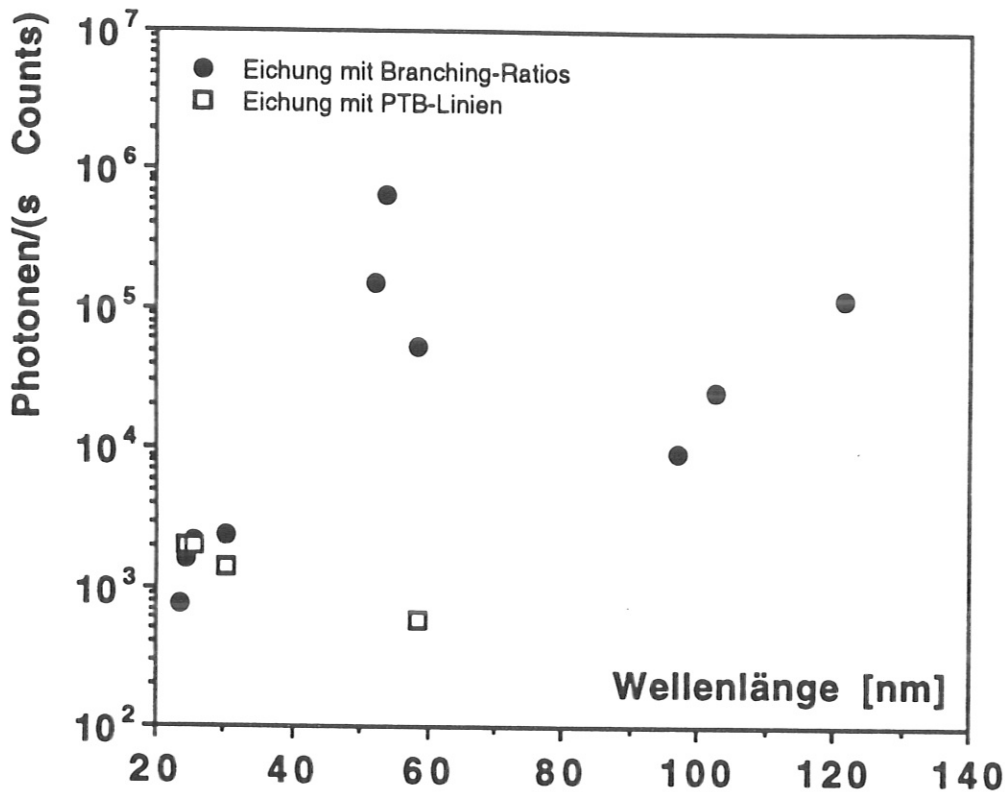


Abbildung 6.9: Die reziproke spektrale Empfindlichkeit wie sie sich aus sowohl der Brennereichung als auch der Methode der Verzweungsverhältnisse ergibt.

Brenner bei den von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt untersuchten Linien emittierten Leistungen berechnet werden. Bei den Linien der Lyman-Serie des Heliums konnte eine befriedigende Übereinstimmung gefunden werden, wogegen bei der He I-Linie bei 584 nm eine Abweichung von ungefähr zwei Größenordnungen auftrat (siehe auch Abb. 6.8). Eine Überprüfung der Justierung des Brenners, der Ausleuchtung des Spektrometers und der eingestellten Parameter wie die Spaltöffnung und eine Wiederholung der Messungen konnte an diesem Sachverhalt nichts ändern.

Aus der Eichkurve (Abb. 6.9) ist ersichtlich, daß sich aus den Messungen der Verzweungsverhältnisse vor allem für die He I-Linien ein deutliches Nachlassen der Empfindlichkeit abzeichnet. Gerade in diesem Bereich sollte jedoch die Empfindlichkeit sehr hoch sein.

Die Tatsache, daß bei der Resonanzlinie (He 584) große Abweichungen auftauchten, gab Anlaß, die Lichtquelle auf Selbstabsorption hin zu untersuchen. Die optische Tiefe für die Selbstabsorption einer Spektrallinie der Wellenlänge λ in m^{-3} berechnet

sich nach [9] zu

$$\tau = 5,4 \cdot 10^{-11} \sqrt{\frac{\mu}{T}} f N \lambda l \quad (6.2)$$

mit der relativen Atommasse μ , der Temperatur des Gases T in K, der Oszillatorstärke f , der Besetzungsdichte des Grundzustands N in m^{-3} und der Dicke der absorbierenden Gasschicht l in m . Die von einem optisch dichten Plasma emittierte Linienintensität wird durch Selbstabsorption um den Faktor $e^{-\tau}$ herabgesetzt. Dadurch, daß das Produkt $N \cdot l$ oder allgemeiner das Integral $\int N dl$ hier im Exponenten auftaucht, hängt somit die Intensität einer Linienquelle sehr stark von den Dichteverhältnissen auch außerhalb des Plasmas ab. Die Helium I-Linie bei 58,4 nm erfährt zum Beispiel bei 400 K eine Abschwächung durch Selbstabsorption um einen Faktor 100 für $\int N dl = 5,29 \cdot 10^{19}$. Dies entspricht einer Gassäule mit dem Druck $p = 10^{-2}$ mbar und der Länge $l = 0,29$ m, was für den verwendeten Brenner bzw. das differentielle Pumpsystem durchaus plausible Werte sind.

Es wurde nun versucht, bei ansonsten unveränderten Parametern den Druckgradienten in Richtung des VUV durch Veränderungen am differentiellen Pumpsystem zu variieren und die Abhängigkeit der emittierten Linienintensitäten im VUV zu messen. Da sowohl der Druck in der Brennerkammer als auch der Maximaldruck im Spektrometer vorgegeben waren, war allerdings nicht allzuviel Spielraum für diese Änderungen vorhanden.

Abbildung 6.10 zeigt deutlich, daß durch Variation der Pumpenanordnung erhebliche Änderungen in der Intensität vor allem der VUV-Linien des Heliumspektrums hervorgerufen werden konnten. Dabei ist zu beachten, daß ein verändertes Pumpsystem nicht nur das Integral über die Neutralgasdichte außerhalb der Brennkammer, sondern auch die Durchflußrate in der Brennkammer beeinflusst. Nach [6] ist zumindest für Hochstromhohlkathodenentladungen (über 5 A) eine deutliche Abhängigkeit der Emissivität vom Gasdurchfluß zu beobachten. Somit kann die Wechselwirkung zwischen Pumpsystem und emittierter Intensität nicht mit letzter Sicherheit auf Selbstabsorption zurückgeführt werden, es kann durchaus eine Kombination beider Ursachen zu dem charakteristischen Verhalten des Brenners führen. Insgesamt folgt jedoch, daß der Brenner in der geplanten Weise weder für Branching-Ratio-Messungen noch für eine Eichung bei den von der PTB untersuchten Linien geeignet ist. Zumindest müssen die Fehlergrenzen zum Teil erheblich großzügiger gesteckt werden. An Stelle von angestrebten 20-30 % kann der tatsächlich erzielbare Fehler infolge unkontrollierter Neutralgasdichten im Strahlengang bis zu 100 % bei Helium I-Linien erreichen. Ein so großer Fehler macht die Hohlkathode als Eichquelle unbrauchbar.

Aus den bisher dargestellten Messungen muß gefolgert werden, daß in die Eichvorschrift des Brenners, ähnlich wie es auch bei der Eichung von Wolframbandlampen geschieht, der genaue Aufbau der Eichapparatur aufgenommen wird. Dabei ist der

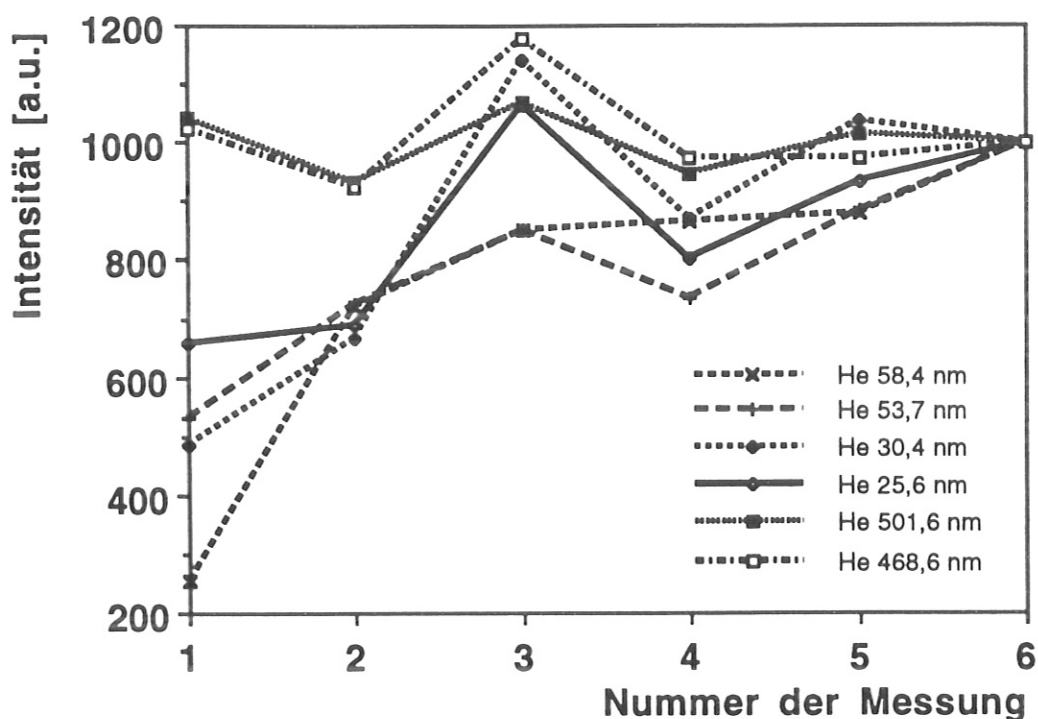


Abbildung 6.10: Durch Änderungen am differentiellen Pumpsystem konnte ein erheblicher Einfluß auf die vom Brenner emittierten Linienintensitäten genommen werden.

wichtigste Bestandteil das differentielle Pumpsystem. Dieses ist außerdem so zu gestalten, daß auch noch Spektrometer, die einen Betriebsdruck im Bereich unter 10^{-6} mbar benötigen, geeicht werden können.

Für das hier geeichte Spektrometer kann nach dem bisher Gesagten lediglich im Wellenlängenbereich der Lyman-Serie des Heliums von einer Eichung gesprochen werden. Mit größerem Fehler kann der Eichpunkt bei 58,4 nm angegeben werden. Eine dringend erforderliche Extrapolation der Eichkurve in das Gebiet um 100 nm ist vorerst nicht möglich. Hier müssen die Messungen von Verzweigungsverhältnissen am Wendelstein 7-AS abgewartet werden, wo die Neutralgasdichte und damit die Selbstabsorption der Helium I- und Wasserstoff I-Linien um ein bis zwei Größenordnungen unter denen in der Kockquelle liegen.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, den Einsatz eines neuen Grazing-Incidence-Spektrometers zur Bestimmung von Absolutkonzentrationen von Niedrig-Z-Verunreinigungen am Stellarator Wendelstein 7-AS vorzubereiten. Das mit zwei Vielkanalplattenverstärkern (MCPs) in Kombination mit Reticon-Kameras als Detektionseinheit ausgestattete Gerät für einen Spektralbereich von 1 nm bis 250 nm wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmals in Betrieb genommen. Dafür waren neben dem Aufbau der zugehörigen Elektronik die Installation der Vakuumanlage und die Verbindung mit der Datenverarbeitung notwendig.

Um Lichtflüsse absolut messen zu können, ist es erforderlich, die spektrale Empfindlichkeit des Spektrometers zu kennen. Dies könnte durch Eichung an einem Synchrotron geschehen, was aber neben dem großen Zeitaufwand vor allem den Nachteil hätte, daß diese Eichung nicht jederzeit schnell und ohne das Spektrometer zu transportieren wiederholt werden könnte und somit keine Aussagen über Langzeitveränderungen der spektralen Empfindlichkeit möglich wären. Daher wurde nach Möglichkeiten gesucht, die Eichung im Labor bzw. direkt am Torus des W 7-AS vornehmen zu können.

Dazu bieten sich drei Verfahren an:

- Die Eichung mit einem von der PTB absolut geeichten Hohlkathodenbrenner. Dieser liefert fünf Eichpunkte (sog. Stützpunkte) im Bereich von 16 nm bis 58,4 nm.
- Die Kalibrierung durch Messung von Verzweigungsverhältnissen. Damit können die durch die Eichung mit dem Hohlkathodenbrenner erhaltenen Stützpunkte verdichtet werden.
- Die Kalibrierung durch Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie. Mit dieser Methode kann der Verlauf der 'Eichkurve' genauer festgelegt werden.

Für die Eichung mit dem von Kock et al. entwickelten Hohlkathodenbrenner wurde ein Differentialpumpsystem aufgebaut, welches erlaubte, das für den Betrieb des

Spektrometers notwendige Vakuum unter $2 \cdot 10^{-6}$ mbar mit dem im Brenner vorgegebenen Gasdruck von ca. 1,6 mbar zu vereinbaren. Ferner wurden Betriebsbedingungen für den Brenner ermittelt, die einen stabilen Langzeitbetrieb möglich machen. Die anschließend durchgeführten Messungen dienten der Überprüfung der Datenverarbeitung sowie einiger für den Betrieb des Spektrometers wichtiger Größen wie der Auflösung und der Genauigkeit der Wellenlängeneinstellung.

Die Eichung mit dem Hohlkathodenbrenner für die beiden Gitter mit 150 bzw. 600 Strichen pro Millimeter lieferte Stützpunkte für die zu erstellenden 'Eichkurven' im Bereich von 16 bis 30 nm (Lymanserie des Heliums und Aluminium IV-Linien) mit Fehlern unter 15 %.

Parallel dazu wurde versucht, diese Stützpunkte durch Messungen von Verzweigungsverhältnissen am Helium- bzw. Wasserstoffplasma des Hohlkathodenbrenners nachzuvollziehen. Dazu wurde ein Czerny-Turner-Spektrometer mittels einer Wolframbandlampe absolut kalibriert. Dabei konnte der Fehler dieser Eichung auf 5 % begrenzt werden. Diese Eichung wurde im Hinblick auf die später geplanten Messungen sowohl am W 7-AS als auch am Plasma des Hohlkathodenbrenners für verschiedene Brennweiten, Öffnungen und Spalteinstellungen sowie für mehrere Kantenfilter vorgenommen.

Durch die gemessenen Verzweigungsverhältnisse konnten die aus der Kalibration mit den Eichlinien des Hohlkathodenbrenners gewonnenen Ergebnisse bei Abweichungen von 10 % für die Heliumlinien bei 24,3 nm bzw. 25,6 nm und 30 % bei 30,4 nm verifiziert werden.

Die Kalibration im Bereich der He I-Linien zwischen 52,2 nm und 58,4 nm ergab hingegen signifikante Abweichungen um zwei Größenordnungen zwischen dem aus der PTB-Eichung und den aus den Verzweigungsverhältnissen erhaltenen Werten für die spektrale Empfindlichkeit. Als naheliegende Erklärung für diese Abweichungen bot sich Selbstabsorption der Resonanzlinien im Brenner an. Zur Überprüfung dieser Annahme wurde das differentielle Pumpsystem des Brenners und damit sowohl der Dichtegradient außerhalb der Entladung als auch der Gasdurchfluß in der Hohlkathode verändert. Dabei ergaben sich bei ansonsten gleichen Entladungsparametern Unterschiede in den Intensitäten vor allem der Helium I-Linien von einigen hundert Prozent, wodurch der Effekt mit hoher Wahrscheinlichkeit bestätigt wurde.

Für den Wellenlängenbereich um 100 nm wurden Messungen von Verzweigungsverhältnissen mit Wasserstoff als Arbeitsgas herangezogen. Es ergaben sich bei Veränderungen im Differentialpumpsystem ähnliche Intensitätsunterschiede wie bei den Helium I-Linien, so daß die aus Verzweigungsverhältnissen von Wasserstoff gewonnenen Eichpunkte mit sehr großen Unsicherheiten behaftet sind.

Somit kann als Ergebnis der Eichung festgestellt werden, daß zuverlässige Stützpunkte für den Verlauf der spektralen Empfindlichkeit des Grazing-Incidence-Spektrometers im Bereich der Lymanserie des Heliums und mit gewissen Einschränkungen bei der von der PTB geeichten Helium I-Linie bei 58,4 nm vorliegen.

In unmittelbarer Zukunft ist geplant, die mit dem ersten Detektor gewonnenen Erfahrungen, es sind dies die Veränderung der spektralen Empfindlichkeit im Laufe der Zeit, abhängig von der Konditionierung der Oberflächen der MCPs durch anliegende Hochspannung und durch lange Abpumpzeiten, auf das zweite MCP auszudehnen. Neben dem Vergleich verschiedener MCPs ergibt sich die Möglichkeit, Langzeiteffekte wie etwa die Alterung der MCPs zu untersuchen. Daneben ist geplant, die erhaltenen Resultate mit den Ergebnissen der Kalibration eines baugleichen, für Transportuntersuchungen an ASDEX-Upgrade vorgesehenen Grazing-Incidence-Spektrometers zu vergleichen.

Die Ergebnisse dieser Arbeit sind durch Messungen *in situ*, d.h. am Torus des Wendelstein 7-AS, zu erweitern. Dafür wurde bereits der Anbau des Grazing-Incidence-Spektrometers und des Czerny-Turner-Spektrometers am W 7-AS vorbereitet, so daß zum einen mittels der Methode der Verzweignungsverhältnisse weitere Stützpunkte gesetzt werden können. Zum anderen soll die Kalibrierung des Grazing-Incidence-Spektrometers durch Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie zu kleinen Wellenlängen hin ausgedehnt werden. Der Anbau wird so erfolgen, daß auch am Torus die Eichmessungen mit dem Hohlkathodenbrenner jederzeit wiederholt werden können.

Um Stützpunkte in dem wichtigen Bereich um 2 nm — hier liegen etwa die Lymanserien von O VIII und C VI — zu erhalten, wird vorgeschlagen, eine kalibrierte Röntgenquelle [1] zu verwenden. Damit könnte eine Eichung bei der K_{α} -Linie des Fluors bei 1,83 nm erfolgen. Eine solche Kalibrierung erscheint möglich, da die für die MCPs kritischen Gasausbrüche, die in der Röntgenröhre zu starken Druckanstiegen führen, durch das differentielle Pumpsystem abgefangen werden können.

Mit dem so kalibrierten Grazing-Incidence-Spektrometer können dann die eingangs genannten Aufgaben angegangen werden.

Eine sich natürlicherweise aus den Resultaten dieser Arbeit ergebende Aufgabe ist die Weiterentwicklung des Hohlkathodenbrenners zu einem Eichstandard mit integriertem Differentialpumpsystem. Auch die Untersuchung verschieden Kathodenmaterialien und damit die Möglichkeit, neue Eichlinien im EUV zu erhalten, ist eine vielversprechende Aufgabe.

Anhang A

Theoretische Ableitung der Übergangswahrscheinlichkeit

Hier soll nur ein kurzer Überblick über die Ableitung der Übergangswahrscheinlichkeiten gegeben werden. Eine detailliertere Behandlung findet sich in [9, 29]. Ausgehend von dem Hamiltonoperator für ein kombiniertes System von Teilchen und Feldern

$$\begin{aligned} H &= H_T + H_F \\ &= \frac{1}{2m} \left[\frac{\hbar}{i} \nabla - e \sum_{\omega} (q_{\omega} \mathbf{A}_{\omega} + q_{\omega}^* \mathbf{A}_{\omega}^*) \right]^2 + e\varphi + \sum_{\omega} n_{\omega} \hbar \omega \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

erhält man eine Lösung der zeitabhängigen Schrödingergleichung, indem man die Teilchen-Hamiltonfunktion in einen feldabhängigen und einen feldunabhängigen Anteil zerlegt:

$$\begin{aligned} H_T &= H_0 + H_i \\ &= H_0 + i \frac{\hbar e}{m} \nabla \cdot \sum_{\omega} (q_{\omega} \mathbf{A}_{\omega} + q_{\omega}^* \mathbf{A}_{\omega}^*) + \frac{e^2}{2m} \sum_{\omega, \omega'} (q_{\omega} q_{\omega'} \mathbf{A}_{\omega} \cdot \mathbf{A}_{\omega'} + q_{\omega} q_{\omega'}^* \mathbf{A}_{\omega} \cdot \mathbf{A}_{\omega'}^* \\ &\quad + q_{\omega}^* q_{\omega'} \mathbf{A}_{\omega}^* \cdot \mathbf{A}_{\omega'} + q_{\omega}^* q_{\omega'}^* \mathbf{A}_{\omega}^* \cdot \mathbf{A}_{\omega'}^*) \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Nun kann man den zweiten Teil H_i des Hamiltonoperators als kleine Größe betrachten und die Störungstheorie auf die zeitabhängige Schrödingergleichung anwenden. Die Lösungen für den gesamten Hamiltonoperator lauten dann

$$\begin{aligned} \psi_m(t) &= \sum_n c_{mn}(t) \varphi_n(t) \\ &= \sum_n c_{mn}(t) U_n \exp\left(-\frac{i E_n t}{\hbar}\right) \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Hier sind die U_n die Lösungen der zugehörigen zeitunabhängigen Schrödingergleichung. Benutzt man nun, daß $\int U_m^* U_n d\tau = \delta_{mn}$, so erhält man die Wahrscheinlichkeit, das System in einem anderen als dem Ausgangszustand zu finden zu

$$|c_{mn}(t)|^2 \approx 2 \frac{|\langle n | H_i | m \rangle|^2}{(E_m - E_n)^2} \left[1 - \cos \frac{(E_m - E_n)t}{\hbar} \right] \quad (\text{A.4})$$

Da man im allgemeinen daran interessiert ist, die Wahrscheinlichkeit für den Übergang in eine ganze Gruppe von Endzuständen mit gleicher Haupt-, jedoch unterschiedlichen Nebenquantenzahlen zu kennen, muß man noch über diese Zustände integrieren und dabei die Zustandsdichte (ρ_{E_n} , siehe Gleichung A.8) berücksichtigen. Durch Näherung erhält man schließlich

$$P_{mn} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle n | H_i | m \rangle|^2 \rho_{E_n} \quad (\text{A.5})$$

Damit kennt man die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das System pro Zeiteinheit vom Zustand n in den oder die Zustände m übergeht.

Die Zustandsdichte des Strahlungsfeldes, das immer ein kontinuierliches Spektrum besitzt, erhält man, indem man die Zahl der Zustände in einer 'Kugelschale' im Impulsraum $dN_{k\Omega}$ berechnet und durch das Energieintervall dividiert:

$$dN_{k\Omega} = \frac{L^3}{8\pi^3} k^2 dk d\Omega \quad (\text{A.6})$$

$$dE_n = \hbar c dk \quad (\text{A.7})$$

L^3 bezeichnet das Volumenelement im Impulsraum.

Nimmt man einen Brechungsindex von $n = 1$ an, so folgt $\omega = ck$ und man erhält

$$d\rho_{E_n} = g_n \frac{dN_{k\Omega}}{dE_n} = g_n \frac{L^3}{8\pi^3 \hbar c^3} \omega^2 d\Omega \quad (\text{A.8})$$

mit den statistischen Gewichten g_n .

Nun zur Berechnung der Matrixelemente: aus Gleichung A.2 und Gleichung A.5 folgt für die Übergangswahrscheinlichkeit eines Photons pro Zeit in ein Raumwinkelement $d\Omega$, wenn man über die möglichen Endzustände mittelt,

$$dA_{nm} = \frac{2\pi}{\hbar} \overline{\left\langle n \left| i \frac{\hbar e}{m} \nabla \cdot \mathbf{q}_\omega^* \mathbf{A}_\omega^* \right| m \right\rangle^2} d\rho_{E_n} \quad (\text{A.9})$$

Setzt man nun für das Vektorpotential

$$\mathbf{A}_\omega = \mathbf{A}_\omega^0 \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (\text{A.10})$$

an, wobei \mathbf{A}_ω^0 die Amplitude des Vektorpotentials eines Photons der Frequenz ω ist, so erhält man

$$\mathbf{A}_\omega^0 = \epsilon_0^{-\frac{1}{2}} L^{-\frac{3}{2}} \mathbf{a} \quad (\text{A.11})$$

Hier ist \mathbf{a} ein Einheitsvektor in Richtung der Polarisation des Photons. Die Kombination der Gleichungen A.8, A.10 und A.11 ergibt schließlich die Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission eines Photons in ein Raumwinkelement $d\Omega$:

$$dA_{nm} = \frac{e^2 \omega^2}{8\pi^2 \epsilon_0 \hbar c^3} g_n \overline{\left\langle n \left| i \frac{\hbar}{m} \nabla \cdot \mathbf{a} \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \right| m \right\rangle^2} d\Omega \quad (\text{A.12})$$

Dieser Ausdruck enthält noch alle Multipolordnungen und vereinfacht sich zum Beispiel für elektrische Dipolstrahlung zu

$$dA_{nm} = \frac{e^2 \omega^3}{8\pi^2 \epsilon_0 \hbar c^3} g_n \left| \left\langle n \left| i \frac{\hbar}{m} \nabla \cdot \mathbf{a} \right| m \right\rangle \right|^2 d\Omega \quad (\text{A.13})$$

Führt man noch die Koordinaten x_i des strahlenden Elektrons ein, so erhält man durch Integration über den Raumwinkel die totale Übergangswahrscheinlichkeit

$$A_{nm} = \frac{e^2 \omega^3}{3\pi \epsilon_0 \hbar c^3} g_n \sum_i \overline{|\langle n | x_i | m \rangle|^2} \quad (\text{A.14})$$

und durch Multiplikation mit der Energie des Photons die abgestrahlte Leistung (pro Atom oder Ion im Zustand m):

$$P_{nm} = \frac{e^2 \omega^4}{3\pi \epsilon_0 c^3} g_n \sum_i \overline{|\langle n | x_i | m \rangle|^2} \quad (\text{A.15})$$

Dieses Ergebnis kann mit dem entsprechenden Resultat der klassischen Theorie verglichen werden. Der Vergleich ergibt, daß das Quadrat der klassischen Amplitude in der Quantenmechanik durch den Ausdruck $4g_n \sum |\langle n | x_i | m \rangle|^2$ ersetzt werden muß.

Anhang B

Ein Beispiel für Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie am Wendelstein 7-AS

Am Torus des Wendelstein 7-AS werden mit einem SPRED-Spektrometer (Survey, Poor Resolution, Extended Domain) unter anderem Ladungsaustauschlinien im extremen Ultraviolett gemessen.

Um die Ladungsaustauschlinien von den anderen in diesen Spektralbereich aus dem Plasma emittierten Linien trennen zu können, werden zwei vergleichbare Plasmaentladungen herangezogen, bei denen das Plasma durch jeweils verschiedene Neutralstrahlinjektoren geheizt wird. Dadurch wird erreicht, daß bei einer der beiden Entladungen die optische Achse des Spektrometers im Wechselwirkungsvolumen von Plasma und Neutralteilchenstrahl liegt, während dies bei der anderen nicht der Fall ist.

Durch Subtraktion der beiden so aufgenommenen Spektren erhält man die der Ladungsaustauschrekombination zuzuordnenden Linien. Die Absolutmessung der Intensitäten der Ladungsaustauschlinien liefert Informationen über die Konzentration von ansonsten schwer zugänglichen vollständig ionisierten Verunreinigungsatomen aus dem Plasmazentrum.

Das obere Spektrum in der auf der folgenden Seite dargestellten Abbildung B.1 wurde bei einer Plasmaentladung aufgenommen, bei der die durch den Neutralstrahlinjektor hervorgerufenen Ladungsaustauschlinien vom SPRED-Spektrometer gesehen werden konnten. Der mittlere Bildausschnitt zeigt ein vergleichbares Spektrum, das keine Ladungsaustauschlinien enthält. Im unteren Bilddrittel ist die Differenz der beiden Spektren zu sehen. Die intensivsten Linien stammen von den Plasmaverunreinigungen Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff. Sie sind in der Abbildung genauer beschrieben.

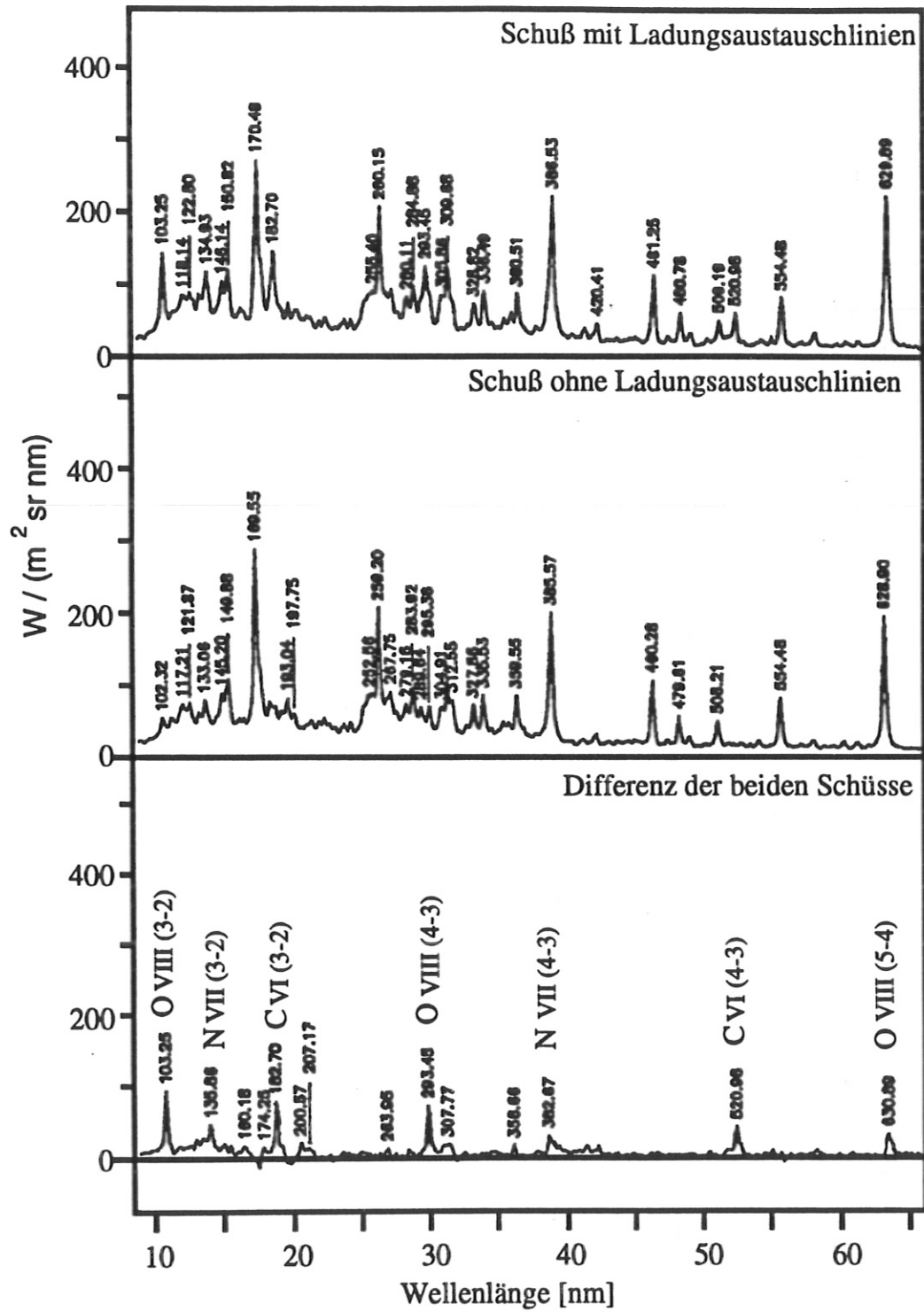


Abbildung B.1: Typische Ladungsaustauschlinien am Wendelstein 7-AS.

Anhang C

Fotografien

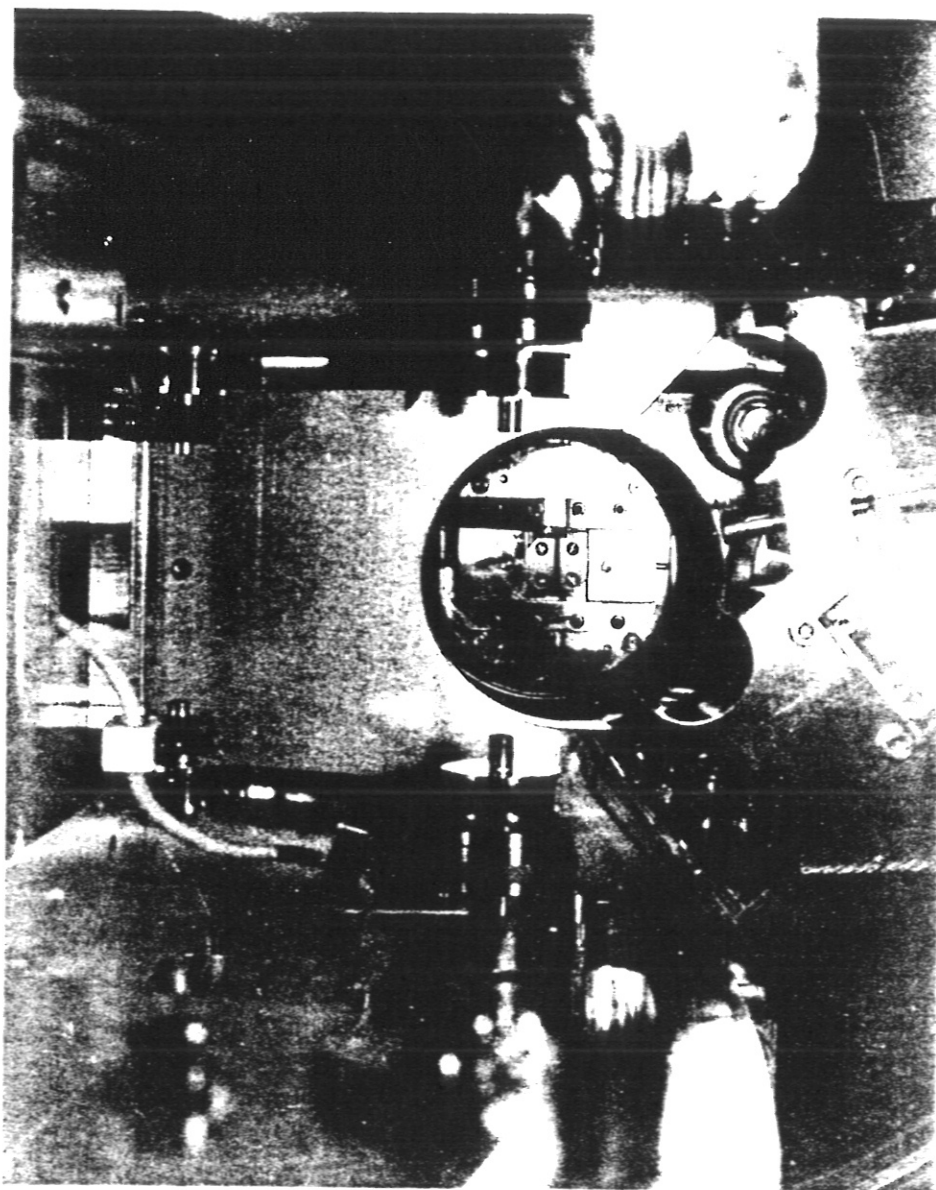


Abbildung C.1: Blick in das Grazing-Incidence-Spektrometer. In der Bildmitte ist der Eintrittspalt zu erkennen. Am rechten Bildrand ist ein Teil der Gittertrommel zu sehen.

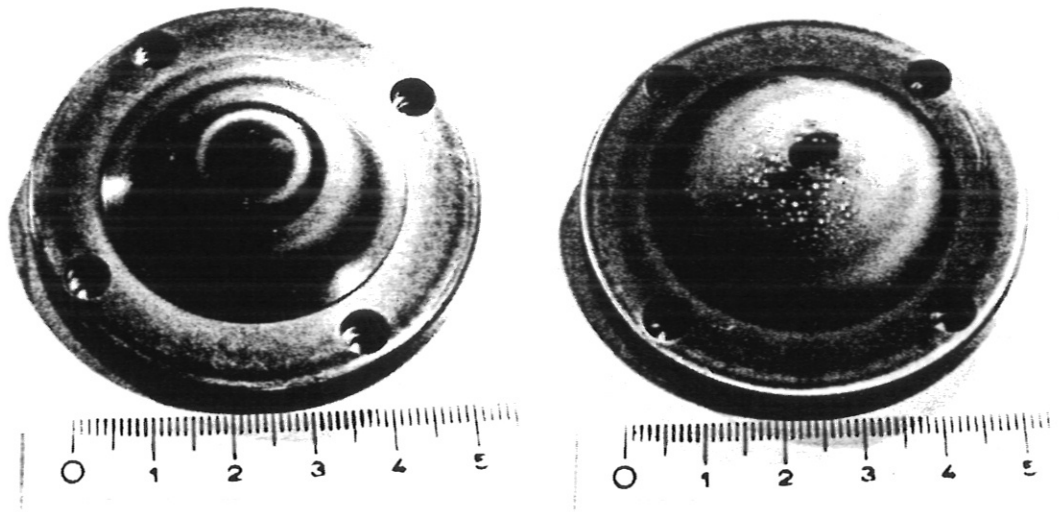


Abbildung C.2: Die Anoden des Brenners weisen nach einiger Betriebszeit deutliche Unterschiede auf. Auffällig ist die durch die Entladung stark in Mitleidenschaft gezogene Oberfläche der rechts zu sehenden Anode.

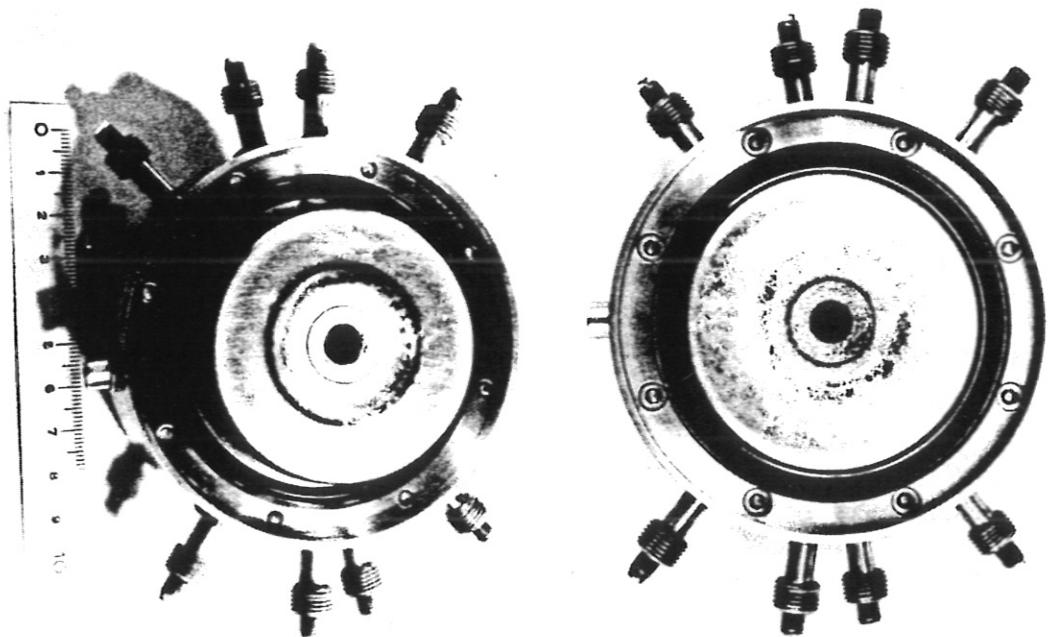


Abbildung C.3: Die Oberflächen der Kathoden zeigen den gleichen Effekt wie die der Anoden.

Anhang D

Liste der verwendeten Geräte

Die Liste enthält die Geräte, die für die Reproduzierung der Eichmessungen wichtig sind:

1. Monochromator
McPherson 2051 one meter scanning monochromator, Gitter: 1200 Strich/mm
2. Erste Wolframbandlampe¹: Osram, PTB-Prüfscheinnummer 3401

Temperatur	Stromstärke	
	$\lambda_S=300$ nm	$\lambda_S=650$ nm
1500 K	6,52 A	6,814 A
2000 K	9,74 A	10,419 A
2500 K	13,67 A	15,324 A

3. Zweite Wolframbandlampe: Osram, PTB-Prüfscheinnummer 225/229

Temperatur	Stromstärke	
	$\lambda_S=300$ nm	$\lambda_S=650$ nm
1500 K	6,40 A	6,422 A
2000 K	9,89 A	9,962 A
2500 K	14,57 A	14,700 A

4. Photomultiplier
THORN EMI 9659QB, Serial-No. 25412
5. Hochspannungsversorgung für den Photomultiplier:
Heinzinger HNC 3500-10
6. Stromversorgung für die Wolframbandlampe:
fug NTN 700-35

¹Die Eichung dieser Lampe für die Schwerpunktswellenlänge 300 nm stellte sich im Verlauf der Arbeit als fehlerhaft heraus.

Anhang E

Bestimmung der Detektorposition

Die Beziehung zwischen der Wellenlänge der zu messenden Linie und der Sekante am Rowlandkreis erhält man wie folgt: ausgehend von der Strichzahl pro Millimeter G des gewählten Gitters erhält man die Größe Q zu

$$Q = \frac{10^7}{G} \quad [mm]. \quad (\text{E.1})$$

Hieraus ergibt sich mit der Wellenlänge W in Ångström und dem Einfallswinkel ϑ die Größe Y :

$$Y = \frac{W}{Q} - \sin \vartheta \quad (\text{E.2})$$

und weiter folgt Z mit

$$Z = \arctan \left(\frac{Y}{\sqrt{1 - Y^2}} \right). \quad (\text{E.3})$$

Schließlich erhält man die Länge der Sekante S in 'inches'. Diese Einheit wurde gewählt, da die Anzeige der Zählwerke in inches erfolgt; ein inch entspricht ca. 25,4 mm.

$$S = 87,282 \cos Z \quad [inches]. \quad (\text{E.4})$$

Als ein Beispiel sei die Lage der He 304-Linie (bei 30,4 nm) gegeben: sie liegt bei 86°-Einfall mit dem 150-Strich-Gitter bei $S = 10,306$ inches. Die nullte Ordnung befindet sich bei 6,088 inches; die maximal mögliche Entfernung zwischen der Gittermitte und dem Zentrum des Detektors beträgt ca. 25 inches, was bei 86° und 150 Strichen pro Millimeter etwa einer Wellenlänge von 265 nm entspricht.

Die Einstellung der Detektorposition wird allerdings im Meßbetrieb anhand eines Absolutencoders erfolgen. Die Anzeige dieses Encoders erfolgt in willkürlichen Einheiten; es kann aber ein Zusammenhang zwischen der Sekantenlänge S und der Encoderanzeige E angegeben werden:

$$E = 4584956 + (S - 4) \cdot 2000,228 \quad (\text{E.5})$$

Diese Gleichung ist nur für das näher am Gitter liegende MCP gültig. Eine analoge Beziehung läßt sich auch für das andere MCP angeben.

Literaturverzeichnis

- [1] K. Asmussen. *Kalibration eines Röntgenspektrometers zur Bestimmung von Kohlenstoff- und Sauerstoff-Verunreinigungskonzentrationen in Fusionsplasmen*, Diplomarbeit an der Technischen Universität München, September 1991
- [2] R. Brakel. *Persönliche Mitteilungen*, Januar 1991
- [3] S. Bashkin and J.O. Stoner, jr. *Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams* North-Holland Publishing Company, Amsterdam, Oxford, 1975
- [4] Bergmann-Schaefer. *Lehrbuch der Experimentalphysik* Band III, Optik, 4. Aufl., pp. 176-178 Walter de Gruyter & Co, Berlin, 1966
- [5] Karsten Danzmann, Manfred Kock, et al. *High current hollow cathode as a radiometric transfer standard source for the extreme vacuum ultraviolet*, Applied Optics, Vol. 27, No. 23, 1. Dezember 1988, pp. 4947-4951
- [6] Jean-Loup Delcroix and Armando Rocha Trindade. *Hollow Cathode Arcs*, Advances in Electronics and Electron Physics, Vol. 35, 1974, Academic Press, New York and London
- [7] Walter G. Driscoll (Hrsg.). *Handbook of Optics*, pp. 7-23, McGraw-Hill Book Company
- [8] J. Fischer, M. Kühne, and B. Wende. *Spectral Radiant Power Measurements of VUV and Soft X-Ray Sources Using the Electron Storage Ring BESSY as a Radiometric Standard Source*, Appl. Opt. 23, p. 4252 (1984)
- [9] H.R. Griem. *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1964
- [10] W.C. Griffin and R.W.P. McWhirter. Proc. Conf. Opt. Instr., London, Chapman and Hall, p. 14, 1962
- [11] E. Hering, R. Martin, M. Stohrer. *Physik für Ingenieure*, Düsseldorf, VDI-Verlag, 1988
- [12] Einar Hinnov and Fritz W. Hofmann. *Measurement of Absolute Radiation Intensities in the Vacuum-Ultraviolet Region*, Journal of the Optical Society of America, Vol 53, No 11, November 1963

- [13] Joachim V. Hofmann. *Spektroskopische Analysen von Umladungsprozessen hochionisierter Rydberg-Atome am Experiment ASDEX*, IPP III/141, Januar 1989
- [14] R.C. Isler. *Observation of Reaction $H^0 + O^{8+} \rightarrow H^+(O^{7+})^*$ during Neutral-Beam Injection into ORMAC*, Phys. Rev. Lett., Vol 38 (23), pp. 1359-1361 (1977)
- [15] R.K. Janev. *Physics of Highly Charged Ions*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg NewYork Tokyo, 1985, Kap. 6 und 7
- [16] J.Z. Klose and W.L. Wiese. *Branching Ratio Technic for Vacuum UV Radiance Calibrations: Extensions and a Comprehensive Data Set*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol. 42, No 1, pp. 337-353, 1989
- [17] Manfred Kock. *Persönliche Mitteilungen*, November 1991
- [18] K.W. Krieger. *Untersuchung des Verunreinigungstransports am Tokamak ASDEX mit spektroskopischen Methoden*, IPP I/257, Dezember 1990
- [19] L.D. Landau, E.M. Lifshitz. *Quantum Mechanics* Pergamon, Oxford, 1975
- [20] W. Lochte-Holtgreven. *Plasma Diagnostics*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968
- [21] ORIEL Optical Materials. *Optics & Filters*, Vol III, p. 56. Approximate Refractive Indices of Suprasil 1
- [22] W. Poeffel. *Radiometrische Messungen im spektralen Bereich des Vakuum-Ultravioletten zur Diagnostik von Fusions- und EZR-Plasmen*, IPP III/173, Januar 1991
- [23] R. W. Pohl. *Optik und Atomphysik*, 10. Aufl., Springer-Verlag, 1958, pp. 59 ff
- [24] Prüfschein der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt für Wolframbandlampe, Prüfscheinnummer 3401, München, 4. Oktober 1990
- [25] Prüfschein der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt für Wolframbandlampe, Prüfscheinnummer 225/229, München, 13. Januar 1990
- [26] Prüfschein der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt für eine Hochstrom-Hohlkathode, Geschäftsnummer PTB-IB 23-62/86, Berlin, 13. Mai 1986
- [27] H. Ryufuku, K. Sasaki, T. Watanabe. *Oscillatory behavior of charge transfer cross sections as a function of the charge of projectiles in low-energy collisions*, Phys. Rev. A, Vol 21 (3), pp. 745-750 (1980)

- [28] A.N. Saidel, W.K. Prokofjew, S.M. Raiski. *Spektraltabellen*, pp. 379, 381-382, 412-415 VEB-Verlag Technik, Berlin, 1955
- [29] F. Schwabl. *Quantenmechanik*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg NewYork, 1990, pp. 264 ff
- [30] J.L. Schwob, A.W. Wouters, S. Suckewer. *High-resolution duo-multichannel soft x-ray spectrometer for tokamak plasma diagnostics*, Rev. Sci. Instrum. 58(9), September 1987
- [31] J.C. de Vos. *A New Determination of the Emissivity of Tungsten Ribbon*, Physica XX, pp. 690-714, 1954
- [32] J. Wesson. *Tokamaks*, Oxford University Press, Oxford, 1987
- [33] J.L. Wiza. *Microchannel Plate Detectors*, Nuclear Instruments and Methods, Vol. 162, pp. 587-601, 1979

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. K. Pinkau für die Möglichkeit, diese Arbeit am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik durchführen zu können.

Herrn Dr. F. Wagner danke ich für die Gelegenheit, im Rahmen der Spektroskopiegruppe am Experiment Wendelstein VII-AS diese Arbeit anfertigen zu können.

Herrn Dr. H. Hacker schulde ich für die intensive Betreuung ganz besonderen Dank. Im Laufe der gesamten Arbeit konnte ich in vielen Diskussionen und gemeinsamen 'Labor-Tagen' von seiner Erfahrung profitieren. Seine Unterstützung trug in hohem Maße zum Gelingen der Arbeit bei.

Herrn Dr. U. Schumacher und Herrn Dr. G. Fußmann danke ich für die Vergabe der Arbeit. Bei Herrn Schumacher bedanke ich mich außerdem für die kritische Durchsicht des Manuskripts.

Für die große Hilfe bei allen technischen Problemen danke ich recht herzlich Herrn K. Iraschko. Ohne seine Ratschläge und seinen Einsatz wäre die Arbeit wohl kaum durchzuführen gewesen.

Für die reibungslose Zusammenarbeit bei der Eichung des Czerny-Turner-Spektrometers danke ich den Herren K. Bethmann und M. Hien.

Bei Herrn Singer und seinen Mitarbeitern — insbesondere bei Herrn J. Stanke — sowie bei der Zentralwerkstatt möchte ich mich für die zügige Anfertigung vieler in Auftrag gegebener Teile bedanken.

Herrn T. Henningsen danke ich für die Anfertigung der Fotos.

Herrn Perchermeier, Herrn Spitzer und den Mitarbeitern der Galvanikabteilung danke ich für ihre Mitarbeit.

Herrn Dr. R. Burhenn, Herrn Dr. R. Brakel und Herrn Dr. J. Hofmann danke ich für die Gespräche, die oft zur Klärung von Problemen beitrugen.

Meinen Freunden Christian Konrad und Knut Asmussen danke ich für die handfeste und moralische Unterstützung während der gesamten Arbeit sowie für die Ratschläge bei der Erstellung des Manuskripts.

Großer Dank für ihr Verständnis und ihre Geduld gebührt meiner Frau Britta mit Caroline und Pascal (In Zukunft hat Papa hoffentlich mehr Zeit für Euch !!).

Mein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern. Sie haben mir mein Studium ermöglicht und so den Grundstein für diese Arbeit gelegt.