

**Betrieb einer neuen Bolometerkamera
und Berechnung der Emissivität
am Stellarator W7-AS**

Eduardo Bellido Arroyo

IPPIII/228

Oktober 1997



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

85748 GARCHING BEI MÜNCHEN

Betrieb einer neuen Bolometerkamera und Berechnung der Emissivität am Stellarator W7-AS.

Eduardo Bellido Arroyo

Diplomarbeit

Oktober 1997

angefertigt am

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
Garching bei München

Abstract

Measurements of the radiated power from a plasma with a bolometer are very important for power balance. A miniaturized gold foil bolometer developed at IPP has been installed on Wendelstein 7-AS Stellarator. The aim of this work is to study the performance of the camera and make measurements under different plasma scenarios of the W7-AS as a test prior to installation on the next generation stellarator Wendelstein 7-X.

A study of the calibration of the detectors has been made and a small temperature dependence has been measured. To invert the measured line integrated power flux, the linear regularization method has been applied and the local emissivity profiles calculated. A one dimensional calculation has been carried out because of restrictions on the number of lines of sight. Despite this restriction satisfactory results were obtained. A measured emissivity profile has been compared to simulations with the impurity transport code STRAHL. The shape of the radial profile of the simulation was in good agreement with that of the measurement.

Two scenarios have been selected for discussion in detail. The dependence of the emissivity profile on the heating power (ECRH and NBI) and vertical field has been studied. Without vertical field, enhanced radiation from an overloaded in-vessel component was observed. With increasing vertical field, an increasingly hollow emissivity profile developed in both heating scenarios. Observations of the radiated power increase due to carbon pellet injection were used to estimate the emitted energy per atom. This result has been compared with data from TEXTOR and showed good agreement.

A program has been developed for the analysis of the measurements either automatically during W7-AS operation or selectively at a later date. For the inversion of the measurements from the bolometer array a program utilizing the method of linear regularization was also developed.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Ziel und Gliederung der Arbeit	3
1.2	Kernfusion durch magnetischen Einschluß	4
1.3	Stellaratoren	6
1.4	Der Stellarator W7-AS	7
1.4.1	Magnetfeldtopologie und Limiter	8
1.5	Das Bolometersystem am W7-AS	9
2	Plasmastrahlung	11
2.1	Strahlungsprozesse	11
2.1.1	Linienstrahlung	11
2.1.2	Bremsstrahlung	12
2.1.3	Rekombinationsstrahlung	12
2.2	Verunreinigungsmodelle	13
2.2.1	Koronamodell	13
2.2.2	Das Analyseprogramm STRAHL	15
2.3	Plasma-Wand Wechselwirkung	16
2.3.1	Scrape-off Layer	16
2.4	Verunreinigungskontrolle	16
2.4.1	Borierung	17
2.4.2	Wirkung der Magnetfeldstruktur auf die Strahlung	18
3	Die Diagnostik	21
3.1	Das Bolometer	22
3.2	Kalibrierung des Bolometers	24
3.2.1	Kalibrierung der Empfindlichkeit	24
3.2.2	Analytische Behandlung der Empfindlichkeitsgleichung	26
3.2.3	Temperaturabhängigkeit der Bolometersensitivität	28
3.2.4	Abkühlungszeitkonstante τ	29
3.2.5	Einfluß des Einlasses von Kaltgas	30
3.2.6	Einfluß von Mikrowellen auf die Strahlungsmessung	31
4	Datenverarbeitung	33
4.1	Hardware: Signalbehandlung	33
4.2	Software: Signalauswertung	34
4.3	Behandlung der Meßsignale	37

5	Strahlungsmessung	39
5.1	Die Kamera in Torusposition M2P5	39
5.1.1	Kamerageometrie	39
5.1.2	Limiter	40
5.1.3	Plasmageometrie	40
5.2	Linienintegrierte Strahlungsflußsignale	42
6	Inversion des Strahlungsleistungsflusses	47
6.1	Beschreibung der Aufgabe	47
6.2	Beschreibung der Rekonstruktion	48
6.2.1	Pixelprinzip	48
6.2.2	Ausgewählter Pixelsatz	48
6.2.3	Eindimensionale Rekonstruktion	48
6.2.4	Inversionsmethode	50
6.3	Ergebnisse der Inversion	52
6.3.1	Sensitivitätsstudie	52
6.3.2	Vergleich der Inversion der Messungen mit dem Ergebnis aus der Verunreinigungsmodellierung	53
7	Experimentelle Ergebnisse	57
7.1	Vertikalfeld-Scan	57
7.2	Untersuchung einer Entladung mit Kohlenstoffpellet	62
8	Zusammenfassung und Ausblick	69
A	Lineare Regularisierung	71
A.1	Minimierung	71
A.2	Inversion	72
A.3	Lineare Regularisierung Nullter Ordnung	72
A.4	Lineare Regularisierungsmethoden	73
B	SVD Technik	77
C	Programmtechnische Realisation	79
	Danksagung	85

Kapitel 1

Einleitung

Seit den vierziger Jahren wird auf dem Gebiet der Kernfusion für Friedenszwecke geforscht. Die thermonukleare Fusion könnte eine unerschöpfliche Energiequelle unter Schonung der Umwelt darstellen. Von unserer Arbeit hängt es ab, wie die Welt aussieht, die wir unseren nachfolgenden Generationen hinterlassen. Diese Arbeit soll einen kleinen Beitrag zu diesem wichtigen Thema leisten. Es geht in dieser Arbeit um die qualitative Messung der Strahlungsverluste aus einem Plasma. Im Idealfall eines reinen Plasmas sollte die Strahlung nur von Wasserstoff und in einem späteren Reaktor zusätzlich von Helium herrühren. Bei realen Plasmen stammt die Plasmastrahlung vor allem von Verunreinigungen. In einem gezündetem und stationärbrennenden Plasma können nur geringe Verunreinigungskonzentrationen toleriert werden. Der Messung der vom Plasma emittierten Strahlung kommt somit eine wichtige Bedeutung zu.

1.1 Ziel und Gliederung der Arbeit

Mit Goldfilmdetektoren wird die vom Plasma im Vakuumultraviolett (VUV) und weichem Röntgengebiet (SX) emittierte Strahlung spektral integriert und zeitaufgelöst gemessen. Zur Messung einer lokalen Plasmastrahlung wurden 12 Detektoren (Bolometer) in einer Kamera zusammengefaßt. Diese ist in radialer und in poloidaler Richtung zum Plasmaquerschnitt beweglich.

Ab Oktober '96 wurden im Experiment Wendelstein 7-AS als Bolometer miniaturisierte Golddetektoren eingesetzt. Eine neue AC Elektronik (-3 dB bei 4 kHz) erlaubt es, schnelle Plasmaereignisse zu untersuchen. Die Genauigkeit der Messungen hängt von der Kalibration der Detektoren ab. Eine sorgfältige Kalibration der Bolometereigenschaften, d.h. ihrer Empfindlichkeit und Abkühlungszeitkonstante und der möglichen Temperaturabhängigkeit ist erforderlich, um vertrauenswürdige Messungen zu erreichen.

Aus den gemessenen Bolometerdaten wird der Leistungsfluß der Plasmastrahlung berechnet. Die gemessenen Leistungsflußprofilen werden invertiert, um die Plasmaemissivität als Funktion des Ortes der Plasmastrahlung zu berechnen. Es muß allerdings zugestanden werden, daß sich die Emissivität als

eine Funktion des Plasmaradius nur unter zwei einschränkenden Annahmen berechnen läßt: Die erste Annahme ist, daß der Plasmaquerschnitt in ineinander geschachtelte Ringzonen unterteilt werden kann, wobei jede Ringzone durch den Verlauf einer Bolometersichtlinie durch das Plasma definiert und durch den Code TRANS einem bestimmten Plasmaradius zugeordnet werden kann. Die zweite Annahme ist, daß jede Ringzone in poloidalem Umlauf gleiche Plasmastrahlung emittiert. Eine Berechnung der realen Emissivität ohne Verwendung dieser beiden Annahmen erfordert die Messung von Strahlungsleistungsflüssen unter verschiedenen poloidalen Beobachtungswinkeln durch mehrere Kameras in gleicher poloidalen Beobachtungsebene.

Es wurde ein Programm `bolometro.pro` entwickelt, daß die Meßdaten aller Bolometerkameras (mit insgesamt 88 Kanälen) während des Experimentierbetriebes im On-line-Betrieb aufzeichnet und die Strahlungsleistungsflüsse berechnet. Ein weiteres Programm `inversion.pro` wurde entwickelt, das die Leistungsflußwerte nach der Methode der linearen Regularisierung invertiert und die Emissivität als Funktion des Plasmaradius berechnet.

Die Zeitauflösung der Detektormessungen und die Eigenschaften der Kamera sowie der Elektronik werden durch die Datenauswertung in verschiedenen Plasmaszenarien gezeigt.

Ziel dieser Arbeit ist auch die Prüfung der erwähnten Bolometerdetektoren hinsichtlich ihrer Anwendung in der nächster Stellaratormaschine Wendelstein 7-X.

Die Arbeit ist wie folgt eingeteilt. Im ersten Kapitel wird die Motivation der Arbeit im Rahmen der Fusionsforschung erläutert. Im zweiten Kapitel werden die Strahlungsprozesse erklärt, die durch eine Bolometerkamera meßbar sind; auch Verunreinigungsmodelle (Corona und STRAHL) werden eingeführt. Das dritte Kapitel behandelt die Kalibration der Detektoren. Im vierten Kapitel werden die Elektronik der Detektoren sowie die Entwicklung der Software zur Datenanalyse behandelt. Im fünften Kapitel wird die Geometrie in der Beobachtungsebene des Plasmas beschrieben, und es werden für eine Entladung die Meßprofile vorgestellt und diskutiert. Das sechste Kapitel behandelt die Methode der Profilinversion, und es wird ein Vergleich zwischen Ergebnissen von Strahlungsmessungen und Modellrechnungen (Verunreinigungscode STRAHL) angestellt. Das siebte Kapitel stellt experimentelle Ergebnisse aus verschiedenen Plasmaszenarien dar.

1.2 Kernfusion durch magnetischen Einschluß

Die Kernfusion basiert auf dem Äquivalenzprinzip von Masse und Energie nach der Einstein Gleichung $E = \Delta mc^2$: Energie kann durch Massedefekt freigesetzt werden. Bei der Bildung eines schweren Atomkerns aus einer Anzahl leichter Nukleonen wird Energie freigesetzt, was als Energiequelle genutzt

werden kann. Die Bindungsenergie pro Nukleon in Abhängigkeit von der Masse ist in Abb. 1.1 dargestellt.

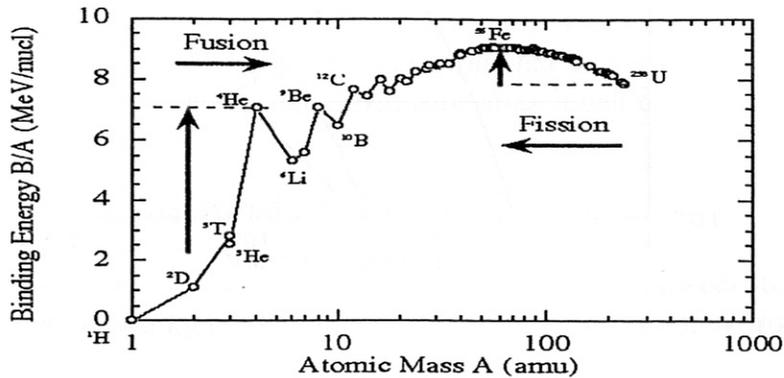
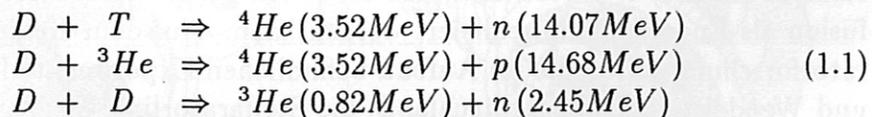


Abbildung 1.1: Bindungsenergie pro Nukleon in Abhängigkeit von der Atommasse.

Die Verschmelzung leichter und die Spaltung schwerer Elemente sind exotherme Reaktionen, die in Fusions- und Fissionsreaktoren genutzt werden können. Die Sonne ist ein Beispiel einer Fusionsenergiequelle: In ihr wird durch Fusion von H in He eine Massedifferenz von 4,3 Mill t pro Sekunde umgesetzt. Dank der Gravitationskraft der Sonne bleiben die Nukleonen, die zur Fusion führen, räumlich eingeschlossen. Da solche Bedingungen auf der Erde nicht vorhanden sind, müssen andere Methoden gefunden werden, um Fusionsreaktionen herbeizuführen. Hierzu gehört der magnetische Einschluß von Hochtemperatur-Plasmen.

Damit eine Fusionsreaktion entstehen kann, muß die Coulombbarriere durchtunnelt werden. Die Wahrscheinlichkeit eines solchen Prozesses ist durch die Gamow Gleichung gegeben: $W_T \propto \exp(-\pi Z_1 Z_2 \cdot e^2 / \epsilon_0 h v)$. Sie drückt aus, daß Reaktionen nur unter leichten Kernen mit niedriger Kernladungszahl bei hohen Relativgeschwindigkeiten vorkommen können. Abb. 1.2 zeigt den Wirkungsquerschnitt der Fusionsreaktionen D-T, D- ^3He und D-D als Funktion der Relativgeschwindigkeiten in Temperatureinheiten. Die Reaktion mit dem größten Wirkungsquerschnitt bei niedrigen Temperaturen ist die D-T Reaktion. Gleichung 1.1 gibt die kinetische Energien der Fusionsprodukte in den erwähnten Reaktionen an.



Zwei Forschungsrichtungen des magnetischen Teilcheneinschlusses werden intensiv verfolgt, die Linie des Tokamaks und die des Stellarators. Beide konkurrieren um optimale Fusionsbedingungen. Diese sind durch den Wert des Dreifachproduktes $n_e \tau T_e$ charakterisiert und beschreiben die Nähe zur Zündbedingung (ignition). In Abb. 1.3 ist ersichtlich, daß der Joint European Torus (JET) weltweit an der Spitze der Fusionsforschung steht. Er befindet sich nur mehr um den Faktor 7 von der Zündbedingung entfernt.

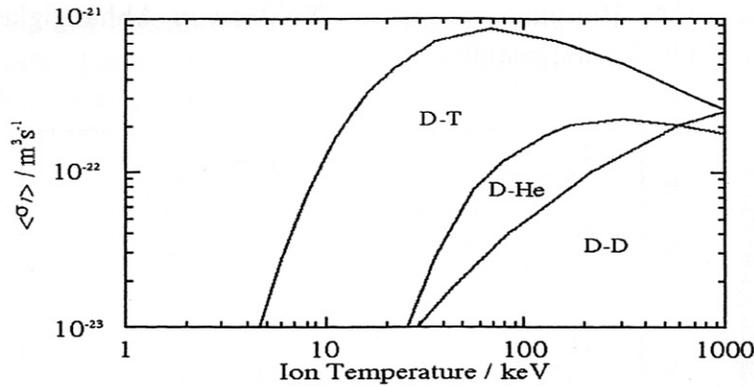


Abbildung 1.2: Wirkungsquerschnitt der Fusionsreaktionen D-T, D-³He und D-D

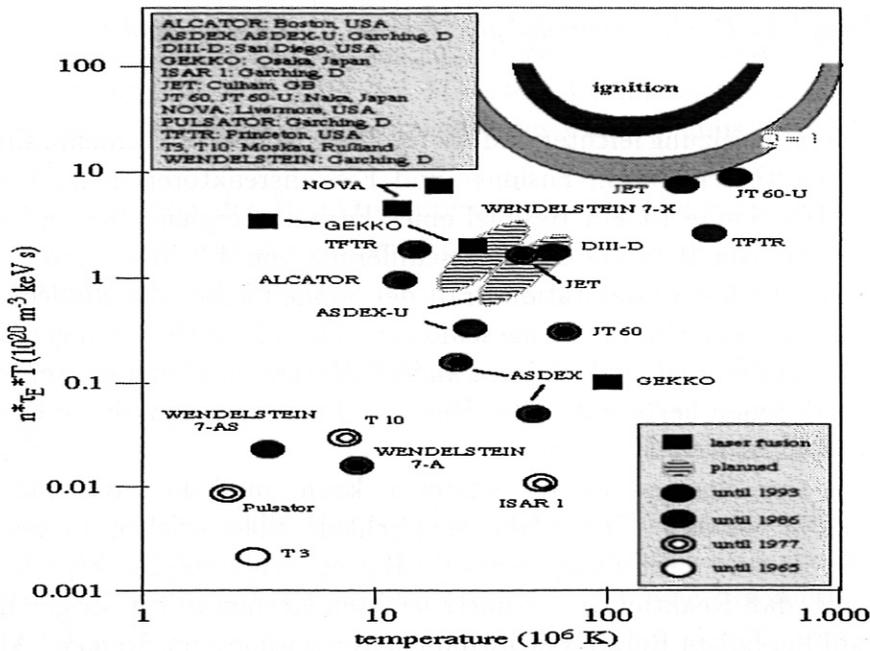


Abbildung 1.3: Bisher erreichte Werte der bedeutendsten Fusions-Testmaschinen bezüglich des Dreifachproduktes $n_e n_i \tau T_e$.

Mit dem nächsten Weltprojekt International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER) erwartet man, daß die Möglichkeit der kontrollierten Kernfusion als Energiequelle realisiert werden kann. Auf dem Gebiet der Stellaratorforschung sollen die im Aufbau befindlichen Experimente LHD (Japan) und Wendelstein 7-X (Deutschland) die Stellaratorlinie als Weg zur Fusion rechtfertigen.

1.3 Stellaratoren

In einem Stellarator erreicht man das einschließende Magnetfeld und das Plasmagleichgewicht mit Hilfe externer Felder. Das bedeutet, daß im Stellarator allein die externen Spulen die Einschlußbedingungen festlegen. Dem ge-

genüber wird in einem Tokamak das Poloidalfeld durch den Plasmastrom selber induziert. Während im Tokamak gefährliche magnetohydrodynamische Instabilitäten auftreten können und im Falle eines Stromabbruchs (Disruption) zu einer gefährlichen Betriebsphase führen können, arbeitet ein Stellarator im disruptionsfrei. Die Stellaratorlinie hat sich als ernstzunehmende Konkurrenz im Wettbewerb der Kernfusionsmaschinen erwiesen.

1.4 Der Stellarator W7-AS

Der Stellarator W7-AS ist der erste Vertreter der "Advanced-Stellarator"-Linie und ist seit 1988 in Betrieb. Es handelt sich um einen "low-shear"-Stellarator mit den folgenden Werten:

$B \leq 3 \text{ T}$
 $R = 2 \text{ m} \ \& \ \langle a \rangle \leq 0,2 \text{ m}$
Plasmavolumen $\approx 1 \text{ m}^3$
Pulsdauer $\leq 3 \text{ s}$
45 Modularfeldspulen
Toroidale Periodizität: $n=5$

"Advanced" weist auf eine Verbesserung der Gleichgewichtseigenschaften und des neoklassischen Einschlusses [5] hin, die bei dem nachfolgenden Experiment W7-X durch geeignete Wahl der einschließenden Magnetfelder noch weiter reduziert sein werden. Als Konsequenz der äußeren Spulen ergibt sich eine Plasmakonfiguration, die nicht mehr axialsymmetrisch ist. Diese Randkonfiguration beeinflusst stark die Wechselwirkungsprozesse zwischen Plasma und Wand [15].

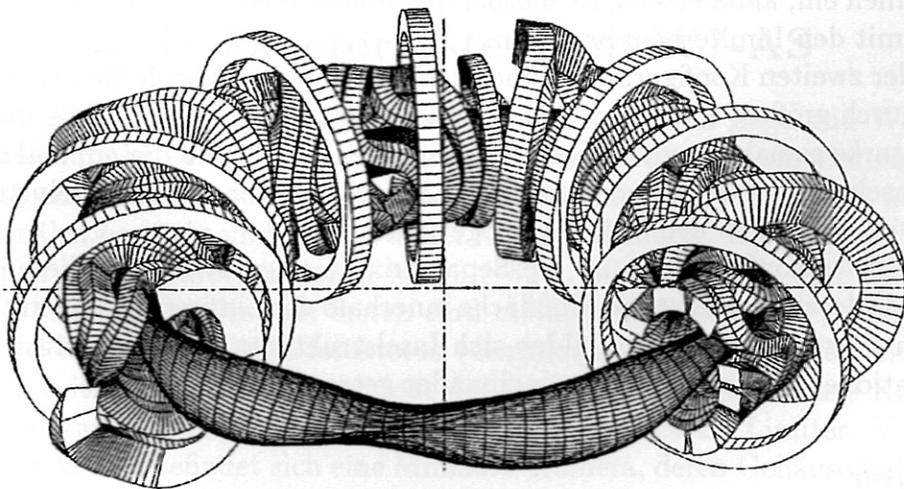


Abbildung 1.4: Ansicht des Spulensystems vom W7-AS.

1.4.1 Magnetfeldtopologie und Limiter

Topologie

Der W7-AS ist ein pentagonaler ($n=5$) Stellarator. Die Gestalt der magnetischen Querschnittsflächen variiert im toroidalen Umlauf zwischen einer elliptischen Form ($\ell=2$) und einer Dreiecksform ($\ell=3$). Die dreidimensionale Magnetfeldkonfiguration im W7-AS bedingt eine komplexe lokale Wechselwirkung des Plasmas mit der Wand. Es besteht zusätzlich die Möglichkeit, toroidale und vertikale Magnetfelder zu überlagern, und damit verschiedene Plasmaparameter wie die Rotationstransformation (t), die Verscherung (magnetic shear) und die magnetische Mulde [5] zu verändern. Der Variationsbereich der Rotationstransformation liegt zwischen 0,25 und 0,6. Bewegliche Limiter erlauben es, das Plasmavolumen durch Limiter oder durch die Separatrix zu begrenzen. Die Vakuumkonfiguration ist die bestimmende Feldkonfiguration, welche allerdings durch Ströme, die vom Plasmadruck getrieben werden, stark modifiziert werden kann. Gute Einschlußbedingungen werden mit t -Werten nahe $1/3$ und $1/2$ erreicht. Das "low magnetic shear" Konzept am W7-AS schränkt die Inselbildung am Rand ein. Große Inseln entwickeln sich bei Rationalen niedriger Ordnung wie $t = 1/3$ und $t = 1/2$ aufgrund der Feldstörung $m=1$. Wegen der fünffachen toroidalen Symmetrie treten $m=5$ Inseln und deren Harmonische am Plasmarand auf. Im Inneren ist das Plasma durch t Resonanzen $5/m$ (mit m von nicht zu hoher Ordnung) gestört. Für sehr hohe t Werte verlaufen die Feldlinien weit entfernt von der Separatrix, was sehr kurze Verbindungslängen zwischen Plasma und Wand ergibt.

Mehrere Konfigurationen können am W7-AS gewählt werden:

Die erste ist die klassische Limiter-Konfiguration, die durch einen inselfreien Plasmrand charakterisiert ist. Sie enthält Magnetfeldstörungen mit sehr hohem m (≥ 12). Bei dieser Konfiguration nimmt das Plasma das größte Volumen ein; andererseits, ist hierbei die intensive Wechselwirkung des Plasmas mit den Limitern zu beachten.

Bei der zweiten Konfiguration handelt es sich um eine hybride Konfiguration, die durch größere Inseln ($m \leq 11$) am Rand charakterisiert ist. Diese induzieren starke radiale Komponenten des parallelen Flusses. In diesem Fall ist die Wechselwirkung des Plasmas mit den Limitern kleiner und der Verlusttransport ist stärker zu den Wänden hingerrichtet.

Die dritte Konfiguration ist die Separatrix-Konfiguration. In diesem Fall liegt die letzte geschlossene Flußfläche innerhalb der Limiterbegrenzung. Zwischen Plasma und Limiter bilden sich Inselstrukturen, die durch starke Perturbationen z.B. $m=5$, $m=9$ voneinander getrennt sind.

Limiter

Der W7-AS besitzt zwei vertikal bewegliche Limiter, die toroidal voneinander um eine pentagonale Periode getrennt sind. Sie haben eine toroidale Länge von 0,9 m und bestehen aus boronisiertem Grafit. Der Sinn des Einsatzes der neuen Ziegel war, die Wände mit Bor zu bedecken und den Sauerstofffluß

aus den Wänden zu reduzieren und gleichzeitig das Recycling von borierten Wänden zu studieren. Daneben existiert ein Satz von neun Grafitlimitern, die auf der Hochfeldseite eine Torusoberfläche von $\approx 4 \text{ m}^2$ abdecken (siehe Abb. 1.5).

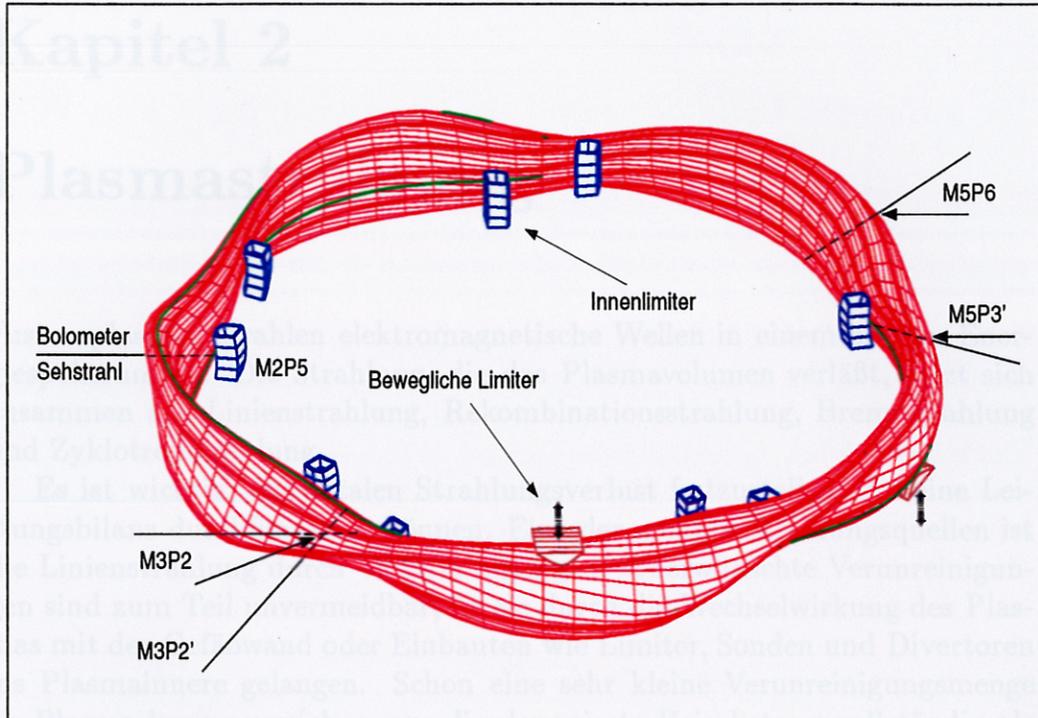


Abbildung 1.5: Verlauf der äußersten Magnetfeldflächen des W7-AS. Eingezeichnet sind die Positionen der fünf Bolometerkameras mit den jeweiligen Portnamen. Die Lage der neun Innenlimiter und der zwei vertikal beweglichen Limiter ist ebenfalls dargestellt.

1.5 Das Bolometersystem am W7-AS

Im W7-AS sind fünf Bolometerkameras installiert, deren Lage und Winkelposition in Abb. 1.5 angegeben sind. Sie werden durch Numerierung von Modul und Port bezeichnet. Eine davon in Modul 2 Port 5 (M2P5) ist mit 12 Kanälen bestückt und wird in dieser Arbeit behandelt. Die anderen befinden sich in den Toruspositionen M5P3 (-52°), M5P6 ($+17^\circ$), M3P2 ($+45^\circ$) und M3P2 (-45°). Die drei ersten sind metallische Detektoren (Gold) und die zwei letzten Halbleiterdetektoren (Germanium). Jede der Halbleiterkameras besitzt 30 Meßkanäle und jede der restlichen Metallkameras 8 Kanäle. Vor der Kamera M5P3' befindet sich genau gegenüber ein Limiter. Vor der Kamera M5P2' befindet sich eine MiniSoX-Kamera, deren Gehäuse teilweise als Limiter wirkt und so die Messung verfälschen kann.

Kapitel 2

Plasmastrahlung

Fusionsplasmen strahlen elektromagnetische Wellen in einem breiten Energiespektrum ab. Die Strahlung, die das Plasmavolumen verläßt, setzt sich zusammen aus Linienstrahlung, Rekombinationsstrahlung, Bremsstrahlung und Zyklotronstrahlung.

Es ist wichtig, den totalen Strahlungsverlust festzustellen, um eine Leistungsbilanz durchführen zu können. Eine der größten Strahlungsquellen ist die Linienstrahlung durch Verunreinigungen. Unerwünschte Verunreinigungen sind zum Teil unvermeidbar, da sie durch die Wechselwirkung des Plasmas mit der Gefäßwand oder Einbauten wie Limiter, Sonden und Divertoren ins Plasmaintere gelangen. Schon eine sehr kleine Verunreinigungsmenge im Plasma kann ausreichen, um die deponierte Heizleistung vollständig als Strahlung abzugeben. Verunreinigungskonzentrationen von einigen Promille im Fall hoher und mittlerer Kernladungszahl (Z) und von einigen Prozenten im Fall niedriger Kernladungszahl können die Strahlung so weit erhöhen, daß Zündung des Plasmas unmöglich werden könnte.

2.1 Strahlungsprozesse

Unter den erwähnten Strahlungsprozessen sind die wichtigsten die Linienstrahlung, Bremsstrahlung und die Rekombinationsstrahlung.

2.1.1 Linienstrahlung

Die Linienstrahlung hat ihren Ursprung im Elektronenübergang zwischen gebundenen Zuständen innerhalb eines Atoms oder Ions. Diese Art von Strahlung kann bei nicht vollionisierten Ionen an jedem Ort des Plasmas auftreten und dehnt sich über das ganze Energiespektrum aus. Die Temperatur des Plasmas liegt zwischen 10 eV am Rand und einigen keV im Zentrum. Entsprechend des Temperaturprofils erhöht sich der Ionisierungsgrad eines Ions vom Plasmarand zur Plasmamitte. Niedrig- Z -Materialien sind fast über den ganzen Plasmaquerschnitt vollständig ionisiert. Sie können nur im kalten Randbereich rekombinieren. Verunreinigungen mit hoher Kernladungszahl werden auch im Zentrum nicht vollständig ionisiert.

Als eine Folge einer Vielzahl von Plasmaverunreinigungselementen, mit allen

möglichen Elektronenübergängen ergibt sich ein breites Linienspektrum. Die gesamte Linienemission ergibt sich durch Summation über alle Elemente im Plasmavolumen V und über alle Übergangswahrscheinlichkeiten A_{ik} :

$$P_{\text{linien}} = \frac{1}{4\pi} \sum_{\text{Elemente}} \sum_{\text{Ionenzus.}} \int n_e n_z \sum_{i,k} h\nu_{ik} \frac{A_{ik}}{\sum_{j \leq k} A_{ij}} < \sigma_{\text{ex}^{ik}} v_e > dV \quad (2.1)$$

Die intensivsten Linien entsprechen den Übergängen $\Delta n = 0$ im VUV-Bereich und $\Delta n = 1$ im SX-Bereich.

2.1.2 Bremsstrahlung

Der physikalische Ursprung der Bremsstrahlung ist die Streuung eines freien Elektrons im Nahfeld eines ionisierten Kerns der Ladung Z . Im starken Kernfeld wird das Elektron kräftig gebremst und emittiert elektromagnetische Strahlung. Die Strahlungsleistung eines beschleunigten Elektrons wird beschrieben durch die retardierten Lienard-Wiechert Potentiale [5]. Bei Elektronenenergien $T_e [\text{keV}] < 1,86 \cdot Z$ ist eine relativistische Behandlung nicht nötig und es reicht die semiklassische Behandlung aus. In diesem Fall ist der Gaunt Faktor $G \approx 1$. Wird über die spektrale Verteilung der Bremsstrahlung integriert, so ergibt sich die pro Volumeneinheit abgestrahlte Leistung zu:

$$\epsilon \equiv \int_0^\infty \epsilon(\nu) d\nu = \int_0^\infty d\nu \frac{32\pi}{3} \frac{Z^2 e^6}{(4\pi\epsilon_0)^3 c^3 m} \sqrt{\frac{2\pi}{3mT_e}} n_e n_i \exp\left(-\frac{h\nu}{T_e}\right) \quad (2.2)$$

$$\approx 1.5 \cdot 10^{-38} G Z_{\text{eff}}^2 n_e^2 \sqrt{T_e (\text{eV})} \quad [W/m^3]. \quad (2.3)$$

Die spektrale Intensität ist groß im Bereich $h\nu \leq T_e$. Gleichung (2.3) besagt, daß ϵ proportional ist zum Quadrat der Elektronendichte n_e und zur effektiven Ladungszahl Z_{eff} , wobei

$$Z_{\text{eff}} = \frac{1}{n} \cdot \sum_i n_i Z_i^2.$$

Um Strahlungsverluste durch Bremsstrahlung auf niedrigem Niveau zu halten, ist eine Kontrolle der Verunreinigungen wichtig. Für Temperaturen bis 4 keV, die im W7-AS erreicht werden, liegt die maximale Emission der Bremsstrahlung im Röntgengebiet.

2.1.3 Rekombinationsstrahlung

Verunreinigungen, die ins Plasma eindringen, werden je nach ihrer Kernladungszahl Z teilweise oder vollständig ionisiert. Beim Einfang eines freien Plasmaelektrons durch ein Ion ist die emittierte Strahlung gleich der Summe aus kinetischer Energie des Elektrons und der Bindungsenergie. Deshalb ist das Spektrum kontinuierlich. Eine rigorose quantenmechanische Behandlung ist sehr kompliziert. In unserem Falle reicht die Beschreibung durch das Bohrsche Korrespondenzprinzip aus [6]. Danach erhält man ein kontinuierliches Emissionsspektrum, das von Kanten geprägt ist, die unterschiedlichen

Elektronenniveaus entsprechen. Die Strahlungsdichte für das Niveau n ist gegeben durch [6]:

$$p_n(E_{ph}) \approx \frac{16\pi e^6 Z^2 n_e n_i}{3\sqrt{3}(4\pi\epsilon_0)^3 c^3 m_e^2 \hbar v_e} \frac{2Z^2 R_y}{n^3} G_n(E_{ph}) \quad (2.4)$$

mit der Energie E_{ph}

$$E_{ph} = \hbar\omega = \frac{m_e}{2} v_e^2 - 13.6 \frac{Z^2}{n^2}. \quad (2.5)$$

Die Kantenhöhe spiegelt die Abhängigkeit der Emissivität mit der Quantenzahl (n^{-3}) wider. Die Rekombinationsstrahlung an den Kantenmaxima entspricht dem Elektroneneinfang bei $v_e \approx 0$.

Die Summe aus Bremsstrahlung und Rekombinationsstrahlung ergibt sich zu:

$$p_{\nu, \text{kont}}(E_{ph}) = p_{\nu}^{\text{brems}} + p_{\nu}^{\text{rek}} = 5 \cdot 10^{-54} n_e n_i Z^2 \frac{\exp -\frac{E_{ph}}{T_e}}{\sqrt{T_e}} * \left[\bar{G} + \sum_{k=n}^{\infty} G_k(E_{ph}) \frac{2Z^2 R_y}{k^3 T_e} \exp \frac{Z^2 R_y}{k^2 T_e} \right] \left(\frac{W}{m^3 \text{Hz}} \right) \quad (2.6)$$

Zu beachten sind die unterschiedlichen Abhängigkeiten $p^{\text{brems}} \propto Z^2$ und $p^{\text{rek}} \propto Z^4$.

2.2 Verunreinigungsmodelle

2.2.1 Koronamodell

Gleichgewicht zwischen Ionisationszuständen ist erreicht, wenn die Ionisationsrate der Ionen n_Z im Ionisationszustand Z gleich ist der Rekombinationsrate der Ionen $n(Z+1)$ im Ionisationszustand $Z+1$. Da die Ratenkoeffizienten eine Funktion der Elektronentemperatur sind, ist das Verhältnis zweier besetzten Niveaus n_Z/n_{Z+1} nur eine Funktion der Temperatur. Das Koronamodell berücksichtigt die Transporteffekte nicht, die allerdings experimentell eine sehr wichtige Rolle für die räumliche Verteilung der ionisierten Zustände spielen.

In einem Plasma niedriger Dichte ($n_e < 10^{21} \text{m}^{-3}$), wo durch Stöße die Zahl der Ionisationsprozesse vom niedrigen in höheren Zustände kleiner ist als die Anzahl der Strahlungsübergänge von höheren in niedrigere Zustände wird die Ionenzustandsverteilung nicht durch eine Boltzmann-Verteilung beschrieben. Das Besetzungsgleichgewicht der angeregten Zustände k , nämlich n_Z^k , läßt sich aus einer Ratengleichung berechnen. Die Zerfallszeiten der angeregten Zustände sind typisch 10 ns, so daß die Dichte der angeregten Zustände klein ist im Vergleich zur Grundzustandsdichte.

Die Verunreinigungen erfahren im Plasma schnelle Zustandsänderungen, die durch das Koronagleichgewicht nicht beschrieben werden können.

Die Zeit τ_c , die ein Verunreinigung ion benötigt, um das Koronagleichgewicht zu erreichen, hängt von der Ionensorte, Elektronentemperatur und Elektronendichte ab und kann zwischen $n_e \tau_c = 2 \times 10^{16}$ und $2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ liegen. Wenn die Aufenthaltszeit von Verunreinigungen im Plasma weniger als τ_c beträgt, kann die Rechnung nach dem Koronagleichgewichtsmodell eine Unterbewertung der abgestrahlten Leistung liefern, da in diesem Fall mit Verunreinigungen in zu niedrigen Ionisationszuständen gerechnet wird [3]. Daher wird ein Transportmodell benötigt, das die zeitliche Entwicklung der Verunreinigungsionenverteilung beschreibt.

Wird die Gesamtstrahlungsleistung einer Verunreinigung nach dem Koronamodell berechnet, so ergibt sich

$$P_z = n_e n_z L(T, Z) . \quad (2.7)$$

Der Faktor $L(T, Z)$ ist als Funktion der Temperatur für mehrere Elemente in Abb. 2.1 dargestellt. Es ist ersichtlich, daß das Emissionsmaximum der

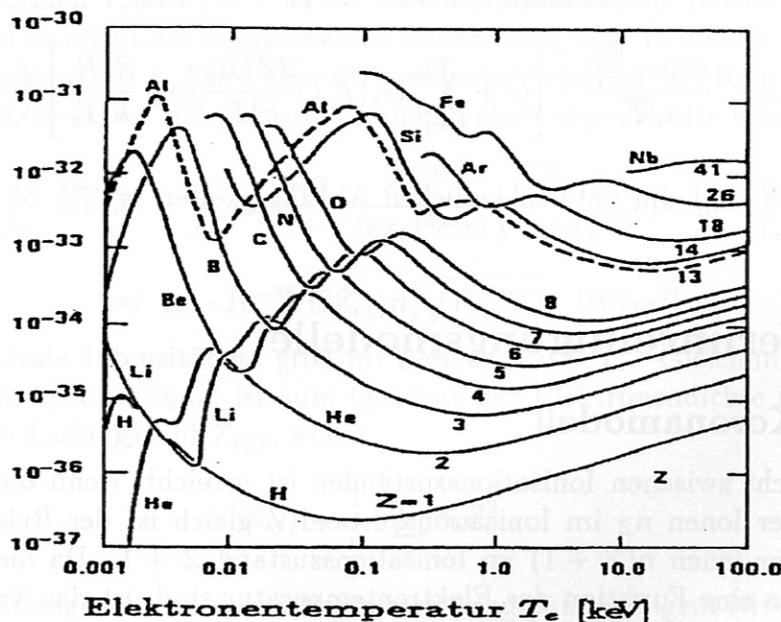


Abbildung 2.1: Strahlungsfaktor $L(T)$ als Funktion der Temperatur.

leichten Elemente im Temperaturbereich zwischen 1 und 50 eV liegt. Im höheren Temperaturbereich zwischen 100 und 1000 eV strahlen die schweren Elementen stärker als die leichten. Der Grund dafür ist, daß die leichten Elemente bei hohen Temperaturen bereits vollständig ionisiert sind und nicht mehr strahlen, während die schweren wie Eisen oder Titan wegen ihrer hohen Ionisationsenergien selbst im Plasmazentrum nicht vollständig ionisiert sind. Falls die schweren Verunreinigungen beseitigt werden könnten, würde sich aufgrund der Emission der leichten Elemente am Plasmarand ein, über dem Plasmaquerschnitt dargestellt, hohles Strahlungsprofil ergeben. Anhand von Abb. 2.1 kann man ausrechnen, daß nur wenige Prozente leichter und nur wenige Promille Hoch- Z -Verunreinigungen bereits so viel Leistung abstrahlen,

wie an Heizleistung zugeführt wird. Natürlich sind so hohe Verunreinigungs-konzentrationen nicht akzeptabel.

2.2.2 Das Analyseprogramm STRAHL

Das Programm STRAHL berechnet die Ionisationsbilanz von Verunreinigungen auf der Basis experimenteller Transportmodelle unter Benutzung entsprechender Atomdatensätze in Abhängigkeit von den entscheidenden Plasma-parametern [32]. Es können damit Strahlungsprofile berechnet werden, die sich aus den Strahlungsprozessen in Anwesenheit ausgewählter Verunreinigungen ergeben. Diese werden zum Vergleich mit Ergebnissen verschiedener spektroskopischer Diagnostiken herangezogen. Zum Beispiel können Verluste und Einschluß von Teilchen mit und ohne Quellen, sowie die Anstieg- und Abfallzeiten von Spektrallinien bei Verunreinigungsinjektion berechnet werden.

Gerechnet wird in Zylinder-Geometrie, und zu lösen ist die Kontinuitäts-gleichung für Verunreinigungsionen:

$$\frac{dn_z}{dt} = -\text{div } \Gamma_z - n_z V_z + Q_z . \quad (2.8)$$

Hier bedeuten n_z und Γ_z Dichte und Fluß der Ionisationsstufe Z , $-n_z V_z$ die Verlustrate durch Ionisierung, Rekombination und axiale Strömung und Q_z die Gewinnrate aus anderen Ionisationsstufen. Der Fluß wird in einen diffusiven Anteil mit dem Koeffizienten D und in einen konvektiven Anteil mit einer Driftgeschwindigkeit v_D aufgeteilt. Die Änderung der Dichte n_z am Plasmaort r zur Zeit t ist damit gegeben durch

$$\frac{dn_z}{dt} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \cdot \left(D_z \frac{dn_z}{dr} - n_z v_{D,z} \right) - n_z V_z + Q_z . \quad (2.9)$$

Konstanter Einwärtsfluß von Verunreinigungen bei einem wählbaren Radius r_b (Randradius) werden angenommen. Aufgrund der Ionisation fällt die Dichte der Verunreinigungsatome zum Plasmazentrum ab nach der Beziehung

$$n_0(r) = n_{0,r_b} \cdot \frac{r_b}{r} \exp \left(- \int_r^{r_b} n_e S_0 \frac{dr}{v_0} \right) , \quad (2.10)$$

wobei S_0 die Ionisationsrate und v_0 die thermische Geschwindigkeit der Neutrals sind. Die Radialprofile von Dichte und Temperatur sind aus Thomsonmessungen bekannt. Es wird angenommen, daß Dichte und Temperatur außerhalb der letzten geschlossenen magnetischen Flußfläche exponentiell mit dem Abstand $(r - r_s)$ abfallen:

$$f(r) = f(r_s) \cdot \exp \left(\frac{-(r - r_s)}{\lambda} \right) , \quad (2.11)$$

wobei λ die Abfall-Länge ist.

2.3 Plasma–Wand Wechselwirkung

Der Ionenfluß auf Limiter und Einbauten in der Maschine erzeugt Verunreinigungen, die in das Plasma eindringen können. Die Verunreinigungen können durch physikalische Zerstäubung generiert werden, indem ein Ion ein Atom direkt aus der Oberfläche herausschlägt oder durch chemische Zerstäubung der Oberfläche, indem an der Oberfläche Methan gebildet wird und dieses verdampft.

2.3.1 Scrape-off Layer

Der Plasmarand ist durch einen materiellen Limiter definiert. Die Magnetfeldlinien, die auf den Limiter treffen, führen Plasmateilchen auf den Limiter, an dem sie neutralisiert werden. Das Ausströmen von Plasmateilchen erfolgt also in hohem Maß parallel zu diesen Magnetfeldlinien. Magnetfeldlinien die nicht auf den Limiter treffen schließen das Bulkplasma ein. Die Schicht zwischen Bulkplasma und Limiterplasma heißt *Scrape-off layer* (SOL). Innerhalb des SOL fällt die Energiedichte $n_e T_e$ exponentiell nach außen ab und definiert die charakteristische Länge des SOL, λ_q .

2.4 Verunreinigungskontrolle

Der Limiter und Einbauten der Maschine stellen Verunreinigungsquellen dar. Daher muß deren Material mit Bedacht gewählt werden. Um den Anteil der Verunreinigungen im Plasma so niedrig wie möglich zu halten, ist die Verwendung von Niedrig- Z Materialien für Maschineneinbauten und deren Schutzlimitern und die Belegung der Wand mit einer Borschicht wünschenswert. Um das Eindringen von Verunreinigungen noch weiter zu reduzieren, ist es geplant, die Limiter durch einen poloidalen immateriellen Divertor zu ersetzen. Damit wird die Weglänge der Plasmateilchen von Targetplatte zur Plasmarand verlängert.

Konditionierungstechniken

Es gibt folgende Möglichkeiten der Oberflächenkonditionierung:

- (i) Die Belegung von Limitern, Einbauten und Gefäßwand mit einer Borschicht. Damit wird die Freisetzung von metallischer Elemente und die chemische Zerstäubung minimiert.
- (ii) Glimmentladungen werden benutzt, um adsorbierte Verunreinigungen zu entfernen. Durch Beschuß der Oberflächen mit Helium (Energien um 300 eV) wird adsorbierter Sauerstoff freigesetzt. Das gebildete Wasser und Kohlendioxid werden abgepumpt.
- (iii) Dichtekontrolle wird durch Ausheizen und Konditionierung der Maschine erreicht. Dadurch wird die Freisetzung von absorbiertem Wasserstoff während einer Entladung vermieden.

2.4.1 Borierung

Die Belegung der Oberflächen mit einer dünnen Borschicht ($\approx 1000 \text{ \AA}$) findet in einer Deuterium-Glimmentladung statt. Eingelassenes Diboran (B_2D_6) wird durch die Glimmentladungen dissoziiert. Bor bleibt an den Oberflächen haften während Deuterium sich zu gasförmigem D_2 verbindet, das abgepumpt werden kann. Die Wirkung der Borierung besteht in einer Reduktion des Flusses von Kohlenstoff, Sauerstoff und Metallen.

Borierte Maschinen weisen eine deutliche Erniedrigung der Plasmaenergieverluste und eine Verbesserung des Einschlusses auf. Die Ergebnisse von TEXTOR, ASDEX und DIII-D zeigen sehr gute Plasmaeigenschaften nach Anwendung der Borierung. Dazu zählen Dichtekontrolle, Erhöhung des Dichtelimits und Kontrolle der Hoch-Z-Verunreinigungen [19] [8] [12].

Die Ergebnisse von W7-AS waren ebenfalls sehr positiv [13], [14], [17]. In Abb. 2.2 können die Phasen der Entwicklung der Verunreinigungskontrolle verfolgt werden. In den ersten zwei Entladungen waren die horizontalen Graphit-Limiter mit Titan bedeckt und die Messungen ergaben eine relativ hohe Konzentration von Eisen, Titan und Sauerstoff. Die Borierung ergab eine drastische Verminderung der Konzentration von Eisen und Sauerstoff, und die Randtemperatur stieg um einen Faktor 3 an. Dadurch ergab sich ein größerer Plasmafluß auf die Limiter und eine höhere Oberflächenzerstäubung, welche die Konzentration von Titan um einen Faktor 2 anhob.

Die Belegung der Maschine mit Titan wurde in einer zweiten Betriebsphase beseitigt, indem die alten Limiter durch neue, Bor-dotierte Graphitlimiter ersetzt wurden. Der Kohlenstoff wurde zur dominierenden Verunreinigung im Plasma. Das Sauerstoffniveau blieb hoch, das von Bor niedrig.

In der letzten Experimentierkampagne, d.h. mit Bor-dotierten Graphitlimitern und borierten Oberflächen, war die Kohlenstoff- und Sauerstoffstrahlung um einen weiteren Faktor 10 reduziert. Anfänglich wurde auch keine Strahlung durch metallische Verunreinigungen gemessen. Diese erschien jedoch wieder nach vielen Entladungen durch die Zerstäubung der Borschicht. Langfristig war die Konzentration von Eisen auf die Hälfte abgesunken.

Die effektive Kernladungszahl Z_{eff} sank von einem Wert ≈ 4 auf ≈ 2 . Die Ergebnisse hinsichtlich anderer Plasmaparameter waren auch sehr gut, z. B. wurden Bestwerte der Dichtekontrolle und Rekordwerte des Energieinhalts bei NBI-Entladungen nach einer Borierung erreicht.

Die Borierung scheint das günstigste Verfahren zur Kontrolle von Verunreinigungen zu sein. Der Verunreinigungsgrad durch Sauerstoff und Kohlenstoff kann dauerhaft auf niedrigem Niveau gehalten werden und führt so zu einer Verbesserung der Plasmabedingungen. Die Borierung hat auch den Verunreinigungsteilchenfluß aus Bereichen mit weniger Plasmakontakt dauerhaft erniedrigt. Aus Oberflächen in Gebieten, die einem hohen Plasmafluß ausgesetzt sind, wird Bor rasch abgetragen, und die positiven Effekte verschwinden [11].

sendem t oberhalb $t = 0.4$ werden die geschlossenen Flußflächen mehr und mehr durch Inseln (mit rationalem $t = 5/m$) gestört. In der Nähe $t = 5/10$ bestimmt die Separatrix die Begrenzung des Plasmas. In der Experimentierkampagne mit den in vertikaler Richtung beweglichen Limitern war der Übergang in die Separatrixkonfiguration durch steigende abgestrahlte Leistung gekennzeichnet, weil bei zurückgezogenen Limitern vorhandene Einbauten aus Hoch- Z -Materialien verstärkt belastet wurden. In der folgenden Experimentierkampagne wurden zusätzliche Innenlimitern eingebaut Abb. 1.5. Dadurch wurde das Plasmastrahlungsverhalten geändert. Das rechte Bild in Abb. 2.3 zeigt den heutigen Stand. Jetzt werden die Inseln durch die Innenlimitern geschnitten. Thermographische Messungen am Limiter und H^α Messungen belegen, daß die Energie- und Teilchen-Belastung entlang der Schnittlinien von Inseln und Limitern lokalisiert sind. Deshalb spielen die Innenlimiter auch bei separatrixbegrenzten Plasmen eine Rolle.

...

...

...

...

...

Kapitel 3

Die Diagnostik

Ein Bolometer ist ein Detektor, der einen Leistungsfluß ohne spektrale Auflösung im Bereich der maximalen Strahlungsleistung (im VUV und im SX-Bereich) eines Fusionsreaktors mißt. Ein Bolometer muß folgende Anforderungen erfüllen können [20]: es muß auf dem Temperaturniveau der Toruswand einsatzfähig sein, weitgehend unempfindlich gegen Strahlungsschäden durch Neutronen und Gammastrahlung sein, elektromagnetischen Pulsen und Gleichtaktspannungen kompensieren, in situ kalibrierbar sein und schließlich reproduzierbare Daten liefern.

Es sind mehrere Bolometertypen vorhanden. Hier wird nur von metallischen Bolometern berichtet. Diese Bolometer absorbieren Strahlung, die auf eine Goldfolie auftrifft. Die absorbierte Energie wird durch eine Kaptonfolie auf einen Goldwiderstand übertragen, dessen zeitlich veränderter Wert gemessen wird.

Gold ist als Absorptionsmaterial besonders geeignet. Bis 2 eV ist die Reflexion einer Goldoberfläche nahezu 1, danach nimmt sie ab und verschwindet oberhalb 80 eV nahezu vollständig (Abb. 3.1 [23]).

Dagegen ist die Absorption von Gold im Bereich 80 eV – 8 keV nahezu

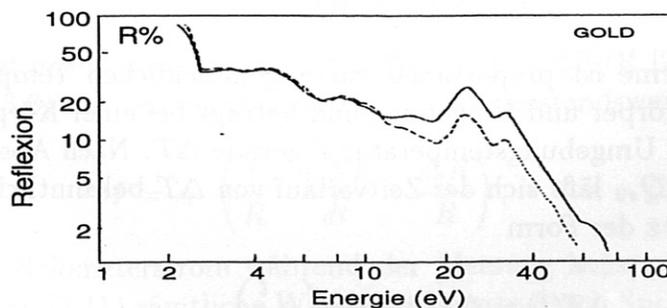


Abbildung 3.1: Reflexion von Gold bei niedrigen Energien [23]

vollständig. Sie nimmt oberhalb 8 keV wieder ab. Bei 12 keV treten die ersten Absorptionskanten auf. Der Verlauf der Absorption für Energien bis 20 keV ist in Abb. 3.2 dargestellt.

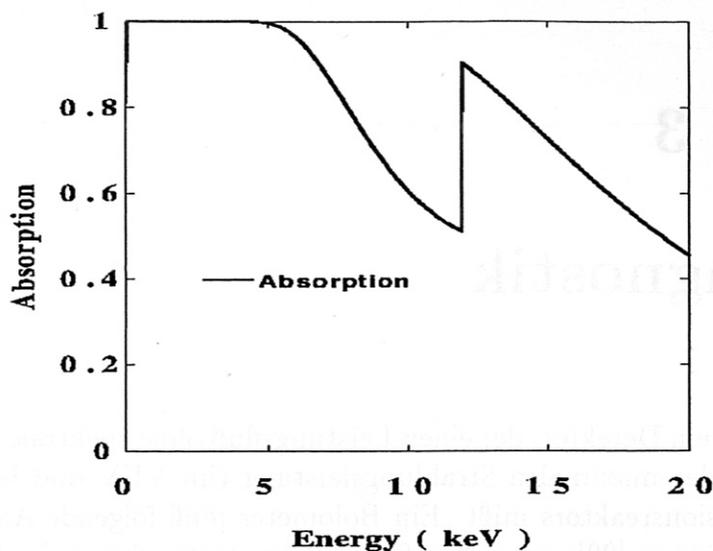


Abbildung 3.2: Absorption einer $4\mu\text{m}$ Goldfolie für Energien bis 20 keV

3.1 Das Bolometer

Absorbiert ein adiabatisch isolierter Körper eine Wärmemenge, so steigt seine Temperatur an. Die Wärmekapazität C liefert den Proportionalitätsfaktor in der Beziehung zwischen absorbierte Wärme ΔQ und Temperaturerhöhung ΔT :

$$\Delta Q = C \cdot \Delta T . \quad (3.1)$$

Ist der Körper nicht adiabatisch isoliert, sondern wärmeleitend mit seiner Umgebung verbunden, so findet zwischen Körper und Umgebung ein Wärmetransport statt, der in Gleichung (3.1) zusätzlich zum Quellterm ΔQ_{zu} ($= C \cdot \Delta T$) als Senke ΔQ_{ab} zu berücksichtigen ist:

$$\Delta Q = \Delta Q_{zu} + \Delta Q_{ab} . \quad (3.2)$$

Die abgeleitete Wärme ist proportional zur augenblicklichen Temperaturdifferenz zwischen Körper und Umgebung und beträgt bei einer Körpertemperatur $T + \Delta T$ und Umgebungstemperatur T gerade ΔT . Nach Abschalten der Wärmezufuhr ΔQ_{zu} läßt sich der Zeitverlauf von ΔT bekanntlich durch ein Exponentialgesetz der Form

$$\Delta T(t) = \Delta T(0) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3.3)$$

ausdrücken mit τ als einer experimentell zu bestimmenden, für den Körper charakteristischen Abkühlzeitkonstanten. Die abgeführte Wärme ist natürlich wieder proportional zur Wärmekapazität des Körpers und es gilt

$$\Delta Q_{ab}(t) = -C \cdot \Delta T(0) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) . \quad (3.4)$$

Da die Temperaturänderungen des Bolometers sehr klein sind, sind die radiativen Verluste vernachlässigbar. Für eine zweidimensionale Behandlung des thermischen Transportes wird z.B. auf [20] verwiesen. Man erhält somit anstelle von Gleichung (3.1)

$$\Delta Q(t) = \Delta Q_{zu}(t) + \Delta Q_{ab}(t) = C \cdot \Delta T(t) - C \cdot \Delta T(0) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (3.5)$$

Bei der Auswertung der Bolometersignale ist man an momentanen Meßdaten interessiert. Zu diesem Zweck wird Beziehung 3.5 differenziert:

$$\frac{d}{dt}\Delta Q = C \cdot \left[\frac{d}{dt}\Delta T(t) + \frac{\Delta T(0)}{\tau} \left[1 - \frac{t}{\tau} \pm \dots \right] \right]. \quad (3.6)$$

Zu jedem Zeitpunkt, der zu $t=0$ gewählt wird, gilt dann:

$$\frac{d}{dt}\Delta Q = C \cdot \left[\frac{d}{dt}\Delta T + \frac{\Delta T}{\tau} \right]. \quad (3.7)$$

Der so ermittelte Wert der augenblicklichen Wärmeleistungsbilanz dient zur Berechnung der Strahlungsleistung in jedem Zeitpunkt t :

$$P(t) = C \cdot \left[\frac{d\Delta T(t)}{dt} + \frac{\Delta T(t)}{\tau} \right]. \quad (3.8)$$

Die Strahlungsleistung $P(t)$ läßt sich damit mit einem gegebenen Bolometer der festen Größen C und τ durch Messung des Zeitwertes seiner Temperaturänderung $\Delta T(t)$ darstellen.

Der Temperaturwert ΔT läßt sich als Widerstandswert messen; es gilt

$$R(T + \Delta T) = R(T) \cdot (1 + \alpha \cdot \Delta T), \quad (3.9)$$

wobei der Widerstands-Temperatur-Koeffizient α definiert ist durch

$$\alpha = \frac{\Delta R}{\Delta T \cdot R(T)}, \quad \Delta R = R(T + \Delta T) - R(T). \quad (3.10)$$

α besitzt einen nahezu konstanten Wert von 0,26%/K [20]. Werden in Gleichung (3.8) die Temperaturwerte durch Widerstandswerte ersetzt, so ergibt sich

$$P = \kappa \cdot \left(\frac{\tau}{R} \cdot \frac{d\Delta R}{dt} + \frac{\Delta R}{R} \right), \quad \kappa = C/\alpha\tau. \quad (3.11)$$

Da der Bolometerstrom während der Messung konstant bleibt, können in Gleichung (3.11) sämtliche Widerstandswerte durch Spannungswerte ersetzt werden. Die Bestimmung des Leistungsflusses P ergibt sich dann aus

$$P = \kappa \cdot \left(\frac{\tau}{U} \cdot \frac{d\Delta U}{dt} + \frac{\Delta U}{U} \right). \quad (3.12)$$

Hier ist U der Spannungsabfall am Bolometer zur Zeit t und ΔU ist die Spannungsänderung aufgrund der Einstrahlung.

Eine Bolometereinheit besteht aus einer Goldfolie auf der Vorderseite einer Kaptonfolie und zwei Bolometerwiderständen, einem Meßbolometer und einem Referenzbolometer, auf der Kaptonfolienrückseite. Die Bolometer sind als Widerstände in Form von mäanderförmigen Goldstreifen auf die Kaptonfolie aufgedampft. Das Referenzbolometer ist lichtdicht abgedeckt, während das Meßbolometer unterhalb der Goldfolie liegt, die der Strahlung ausgesetzt wird [26].

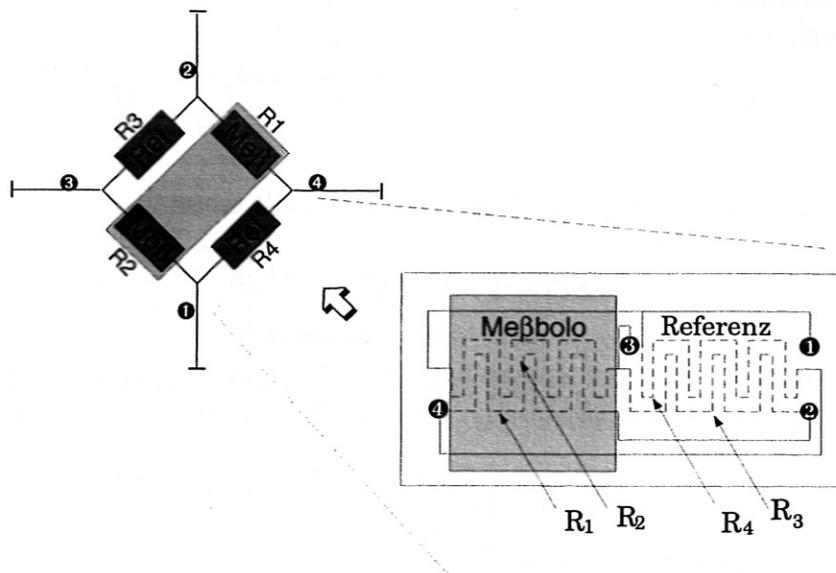


Abbildung 3.3: Diagramm einer Bolometereinheit und dessen Widerstands-mäanderstruktur.

3.2 Kalibrierung des Bolometers

In Gleichung (3.11) erscheinen neben dem Widerstandswert $R(T)$ zwei Konstanten, die Abkühlungszeitkonstante τ und die Empfindlichkeitskonstante $\kappa = C/\alpha\tau$, die beide kalibriert werden müssen. Die Bezeichnung Konstanten zeigt an, daß τ und κ keine Temperaturabhängigkeit besitzen, was nachzuweisen ist.

3.2.1 Kalibrierung der Empfindlichkeit

Um die Kalibration von κ durchführen zu können, wurde eine Schaltung verwendet, die es gestattet, ein Bolometermodul bestehend aus vier Bolometereinheiten (I–IV) unter Vakuumbedingungen zu vermessen. Das Schema der Kalibrationselektronik und die Kalibrationsmethode sind aus den Abbildungen 3.4 und 3.5 ersichtlich.

Das Bolometermodul (I–IV) wird durch eine Rechteckspannung U_B (0,5 bis 5 V) gespeist. Jede Bolometereinheit liegt an der Teilspannung U_{ad} , die kleiner als U_B ist. Die Widerstände R_1 und R_2 der Meßbolometer und R_3

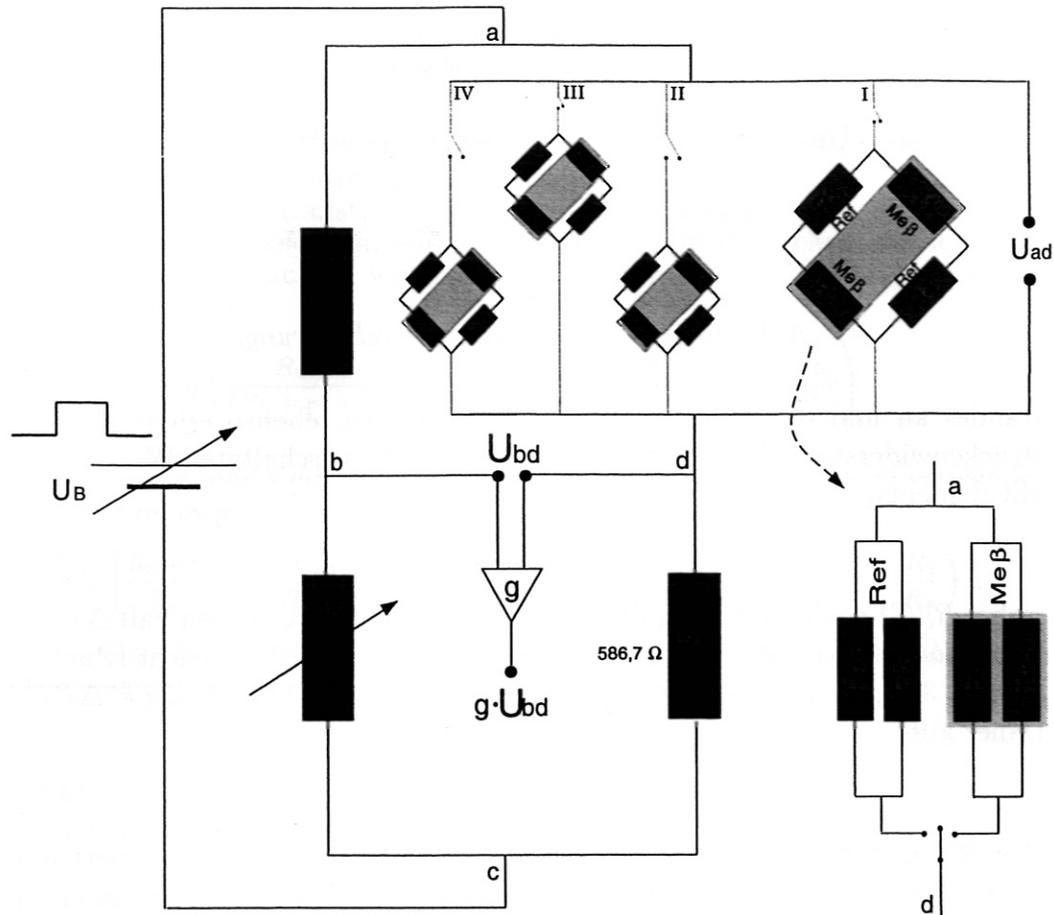


Abbildung 3.4: Elektronisches Diagramm für die Durchführung der Kalibration.

und R_4 der Referenzbolometer werden gesondert gemessen (Abb. 3.4). Da die Abmessungen der Bolometerwiderstände gleich sind und die Fertigung der Bolometer unter gleichen Aufdampfbedingungen erfolgte, sind die Widerstandswerte aller R_i ($i=1, 2, 3, 4$) in etwa gleich groß. Daher gilt für die parallel geschalteten Widerstände

$$R_{ad} = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2} \approx \frac{R_3 \cdot R_4}{R_3 + R_4} \approx \frac{R_i}{2} \quad (3.13)$$

Im Folgenden wird der zeitliche Verlauf der Brückenspannung U_{ad} und die Abgleichspannung U_{bd} als Funktion der Rechteckspannung U_B anhand der Abbildungen 3.4 und 3.5 diskutiert. Beim Spannungswert $U_B=0,5$ V wird ein Abgleichwiderstand R_{bc} manuell so lange geändert, bis U_{bd} auf einen Wert kleiner gleich $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ V abgeglichen ist. Beim Spannungswert $U_B=5$ V erhöht sich die Brückenspannung U_{ad} , und an den Bolometerwiderständen (R_1 und R_2 oder R_3 und R_4) wird die ohmsche Heizleistung

$$P^\Omega = \frac{U_{ad}^2}{R_{ad}}$$

erzeugt. Dabei wird die von Null verschiedene stationäre Abgleichspannung U_{bd} gemessen. Durch P^Ω steigt die Temperatur des Bolometerwider-

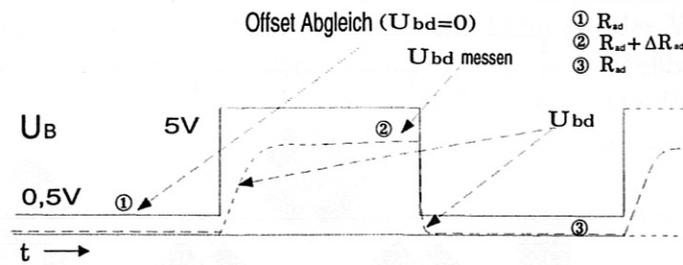


Abbildung 3.5: Kalibrationsdurchführung.

standes an und der Wert R_i erhöht sich um ΔR_i , ebenso erhöht sich der Brückenwiderstand R_{ad} um ΔR_{ad} . Für die parallel geschalteten Widerstände gilt dementsprechend

$$\frac{\Delta R_i}{R_i(T)} = \frac{\Delta R_{ad}}{R_{ad}(T)}, \quad (3.14)$$

wobei $R_i(T)$ nach Gleichung (3.9) den Widerstandswert für den Fall $\Delta T = 0$ bezeichnet. Sobald das System thermisches Gleichgewicht erreicht (Punkt 2 in Abb. 3.5), ist die Heizleistung P^Ω gleich der Abkühlungsleistung $\kappa \cdot \Delta R/R$. Daher gilt

$$\frac{U_{ad}^2}{R_{ad}(T) + \Delta R_{ad}} = \kappa \cdot \frac{\Delta R_{ad}}{R_{ad}(T)}. \quad (3.15)$$

Das Bolometermodul wurde auf einen massiven Kupferblock montiert und unter Vakuum vermessen, um möglichst konstante Temperaturen zu erhalten. Die Temperatur des Kupferblocks (Umgebungstemperatur T) wird mit Hilfe einer Heizdrahtwicklung im Bereich 20 bis 80 C eingestellt (in Temperaturschritten von etwa 3 bis 10 C) (siehe Abb. 3.6). Die Temperatur des Kupferblockes wurde mit einem $PT - 100$ -Widerstand gemessen.

Die Bestimmung von κ jedes Bolometers der vier Bolometereinheiten erfolgt in drei Schritten:

1. Punkt 1 in Abb. 3.5: Bei $U_{bd} = 0,5\text{ V}$ wird R_{bc} mit einem Multimeter so eingestellt, daß $U_{bd} \leq 10^{-4}\text{ V}$. Danach werden die Widerstandswerte jedes Widerstandes von R_1, R_2, R_3 und R_4 gemessen.
2. Punkt 2 in Abb. 3.5: Bei $U_B = 5\text{ V}$ wird U_{bd} für die parallel geschalteten Widerstände R_1 und R_2 und danach für R_3 und R_4 gemessen. Die Berechnung jedes Widerstandswertes erfolgt mit einer relativen Genauigkeit von 10^{-5} (Code calibracion.pro).
3. Punkt 3 in Abb. 3.5: Diese Prozedur wird viermal wiederholt, um die Genauigkeit der Ergebnisse zu erhöhen.

3.2.2 Analytische Behandlung der Empfindlichkeitsgleichung

Im Punkt 1 von Schema 3.5 ($U_B = 0,5\text{ V}$ und $U_{bd} = 0$) gilt bei Abgleich der Brücke

$$U = U_B \left(\frac{R_0}{R_0 + R_L} - \frac{R_{ab}}{R_{ab} + R_{bc}} \right) = U_B \left(\frac{R_0}{R_0 + R_L} - \frac{R_{ab}}{R_{ab} + R_{ab}R_L/R_0} \right) = 0.$$

Daraus folgt

$$\frac{R_0}{R_L} = R_{ab}/R_{bc}, \quad (3.16)$$

wobei R_0 den Brückenwiderstand R_{ad} bei ΔT und r die Änderung des Brückenwiderstandes durch P^Ω bezeichnen.

Bei einem Temperaturanstieg erfährt R_0 im Punkt 2 ($U_B = 5V$) eine Änderung um r . Um r zu berechnen, wird U gemessen. Um das Schreiben der Gleichungen zu vereinfachen, wird $R_+ = R_0 + R_L$ und $U = U_{bd}$ gesetzt. U berechnet sich zu

$$U = U_B \left(\frac{R_0 + r}{(R_0 + r) + R_L} - \frac{R_0}{R_+} \right) = U_B \left(\frac{R_0 + r}{R_+ \left(1 + \frac{r}{R_+}\right)} - \frac{R_0}{R_+} \right).$$

Da $r/R_+ = x$ sehr klein ist, kann die Näherung $[(1+x)^{-1} \approx 1-x]$ verwendet werden, und es gilt

$$U \approx U_B \left[\frac{R_0 + r}{R_+} \left(1 - \frac{r}{R_+}\right) - \frac{R_0}{R_+} \right] = U_B \left(\frac{R_0}{R_+} - \frac{R_0 \cdot r}{R_+^2} + \frac{r}{R_+} - \left(\frac{r}{R_+}\right)^2 - \frac{R_0}{R_+} \right).$$

Der vierte Term ist vernachlässigbar und der erste und fünfte heben sich gegeneinander auf, so daß

$$U \approx \frac{U_B \cdot r}{R_+} \left(1 - \frac{R_0}{R_+}\right) = \frac{U_B \cdot R_L}{R_+^2} \cdot r.$$

Daraus folgt

$$r = \frac{U}{U_B} \cdot \frac{R_+^2}{R_L}. \quad (3.17)$$

Die rechte Seite von Gleichung (3.15) lautet dann

$$\kappa \cdot \left(\frac{r}{R_0} \right) = \kappa \cdot \frac{U}{U_B} \frac{R_+^2}{R_0 \cdot R_L} = \kappa \cdot \frac{U}{U_B} \cdot \frac{(R_0 + R_L)^2}{R_0 R_L}. \quad (3.18)$$

Die linke Seite von (3.15) ist

$$P^\Omega = \frac{U_{ad}^2}{R} = \left(U_B \cdot \frac{R_0 + r}{R_0 + r + R_L} \right)^2 \cdot \frac{1}{R_0 + r} = U_B^2 \frac{R_0 + r}{(R_0 + r + R_L)^2}.$$

In dieser Gleichung gilt $r/R_+ = x \rightarrow 0$, so daß die Näherung $[(1+x)^{-2} \approx 1-2x]$ verwendet werden kann. Das führt auf

$$\begin{aligned} P^\Omega &= \frac{U_B^2 \cdot (R_0 + r)}{\left[R_+ \left(1 + \frac{r}{R_+}\right) \right]^2} = \frac{U_B^2 (R_0 + r)}{R_+^2 (1+x)^2} \approx \frac{U_B (R_0 + r)}{(R_+)^2} \left(1 - 2 \frac{r}{R_+}\right) = \\ &= U_B^2 \left[\frac{R_0}{R_+^2} - 2 \cdot \frac{R_0 \cdot r}{R_+^3} + \frac{r}{R_+^2} - 2 \cdot \frac{r^2}{R_+^3} \right]. \end{aligned}$$

Der vierte Term ist vernachlässigbar, und der Rest kann wie folgt vereinfacht werden

$$P^\Omega \approx \frac{U_B^2}{R_+^2} \cdot \left[R_0 + r \cdot \left(1 - 2 \cdot \frac{R_0}{R_+}\right) \right] = \frac{U_B^2}{R_+^2} \cdot \left[R_0 + r \cdot \frac{R_L - R_0}{R_+} \right].$$

Wird r durch den Wert von (3.17) ersetzt, so erhält man

$$P^\Omega = \frac{U_B^2}{(R_0 + R_L)^2} \left[R_0 + \frac{U}{U_B} \frac{R_L^2 - R_0^2}{R_L} \right]. \quad (3.19)$$

Jetzt werden die Gleichungen (3.19) und (3.18) in (3.15) eingesetzt. Daraus folgt der Ausdruck für κ :

$$\Rightarrow \kappa = \frac{U_B^3 R_0 \cdot R_L}{U R_+^4} \left[R_0 + \frac{U}{U_B} \frac{R_+}{R_L} (R_L - R_0) \right].$$

Die Empfindlichkeit κ kann also als Funktion der meßbaren Größe R_0 wie folgt dargestellt werden:

$$\kappa = \frac{U_B^3}{U_{bd/g}} \frac{R_0}{(R_0 + R_L)^4} \left[R_0 \cdot R_L + \frac{U_{bd/g}}{U_B} \cdot (R_L^2 - R_0^2) \right] [W]. \quad (3.20)$$

Mit den Bezeichnungen von 3.2.1 wird κ ausgedrückt durch:

$$\kappa = \frac{C}{\alpha \cdot \tau} = \frac{U_B^3}{U_{bd/g}} \frac{R_{ad}(T)}{(R_{ad}(T) + R_L)^4} \left[R_{ad}(T) \cdot R_L + \frac{U_{bd/g}}{U_B} \cdot (R_L^2 - R_{ad}^2(T)) \right] [W]$$

3.2.3 Temperaturabhängigkeit der Bolometersensitivität

Mittels des Programms `calibracion.pro` wurde der Wert von κ im Falle paralleler Schaltung der Meßwiderstände und der Referenzwiderstände für drei der Bolometerköpfe (I, II, III in 3.4) nach Formel (3.20) berechnet. Die Rechnungen wurden für den Temperaturbereich $\Delta T = 30 - 75 \text{ }^\circ\text{C}$ durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.6 zu sehen. Sie zeigen eine Tem-

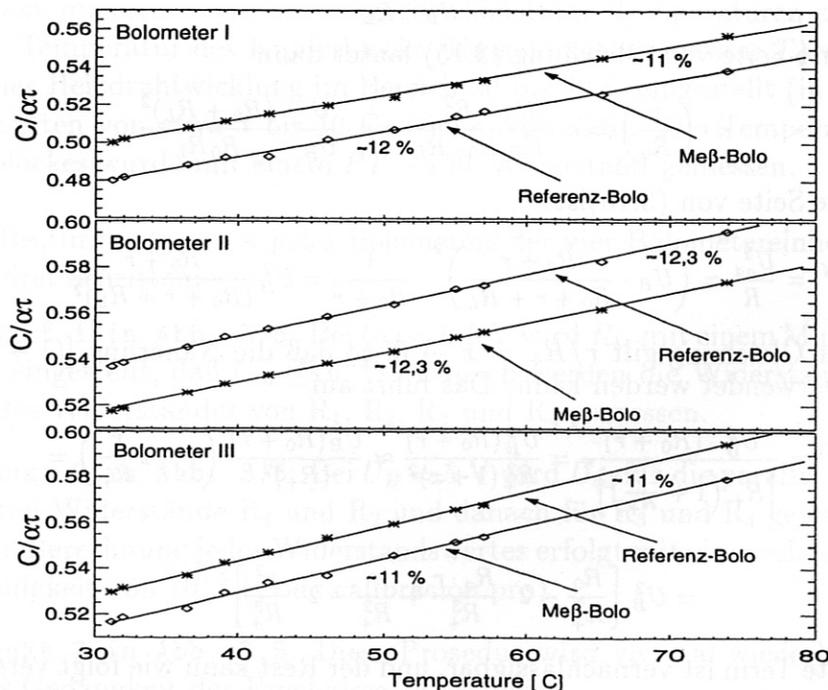


Abbildung 3.6: Temperaturabhängigkeit von κ im Temperaturbereich $[30 - 75 \text{ }^\circ\text{C}]$ bei drei Bolometerköpfen im Falle einer parallelen Schaltung der Meßwiderstände und der Referenzwiderstände.

peraturabhängigkeit von κ zwischen 11% und 12% im betrachteten Temperaturintervall. Es ist festzuhalten, daß τ eine Änderung von $\approx 6\%/K$ im

gemessenen Temperaturintervall erfährt. Die Temperaturzunahme bei einer Heizspannung von 20 V kann einfach abgeschätzt werden. Mit $\kappa = 0,6 \text{ W}$ und $\alpha = 0,0026 / \text{K}$ [26], ergibt sich $\Delta T = \frac{P \cdot \alpha}{C} \approx 8^\circ\text{C}$. Bei den Messungen werden normalerweise Spannungswerte von $\approx 0,5 \text{ V}$ gemessen, die zu Temperaturerhöhungen von $0,2^\circ\text{C}$ führen. Ein solcher Temperaturanstieg ändert den Wert κ um etwa 2% und kann vernachlässigt werden.

Bei Einsatz der Bolometer am W-7X, wo Pulselängen von ($\approx 1000 \text{ s}$) erwartet werden, ist mit einem größeren Anstieg der Bolometertemperatur zu rechnen. Korrekturen von κ werden dann zu berücksichtigen sein. Es werden aber keine großen Änderungen erwartet, da diese Bolometer durch Wasserkühlung auf einem Temperaturniveau bis zu 300 C gehalten werden. Ein Kalibrationssystem ist bereits entwickelt worden, das vor jeder Entladung eine Kalibrierung von κ vorsieht.

3.2.4 Abkühlungszeitkonstante τ

Der Wert der Abkühlungszeitkonstanten τ wurde aus dem zeitlichen Anstieg von U_{bd} mit Hilfe eines digitalen Oszilloskops (NICOLET) berechnet. Die Messungen wurden im Temperaturbereich $25,5$ bis 80 C durchgeführt.

U_{bd} reagiert auf die Änderung der Rechteckspannung U_B wie in Abb. 3.5 zu sehen ist. Um τ zu berechnen, wird τ durch lineare Regression aus dem gemessenen Verlauf von U_{bd} ermittelt:

$$\tau = \frac{\Delta t}{\ln(U_{bd}(t + \Delta t)) - \ln U_{bd}(t)}. \quad (3.21)$$

Die errechneten τ Werte sind in der folgenden Tabelle und in Abb. 3.7 wiedergegeben. Es ist festzuhalten, daß τ eine Änderung von $\approx 6\%/K$ im gemessenen Temperaturintervall erfährt.

T [$^\circ\text{C}$]	24,5	32,5	47,1	57,5	74,6	80
τ [s]	0,147	0,149	0,151	0,152	0,156	0,157

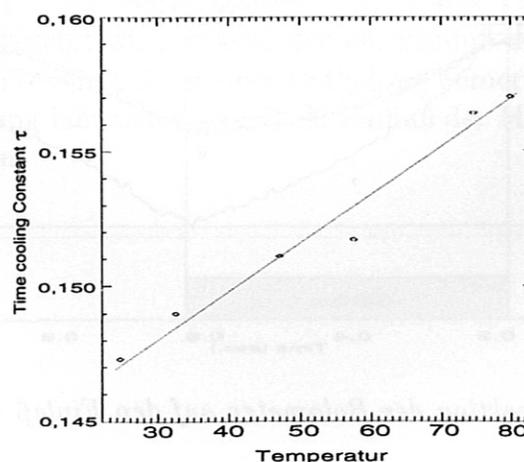


Abbildung 3.7: Temperaturabhängigkeit von τ .

Diese Methode kann nur auf Labormessungen angewandt werden. Für die am W7-AS eingebauten Bolometer hat man eine andere einfache und zuverlässige Methode gewählt. Im Auswertprogramm ändert man die Abkühlungszeitkonstante solange, bis die berechnete Strahlungsleistung einer Entladung mit schnellem Strahlungsabbruch kein Überschwingen oder Unterschwingen zeigt. Der τ -Wert wurde über mehrere Entladungen überprüft, und es wurde keine Abweichung festgestellt. Der korrekte Wert von τ ist entscheidend für die Berechnung des Leistungsflusses bei schnellen Strahlungsvorgängen.

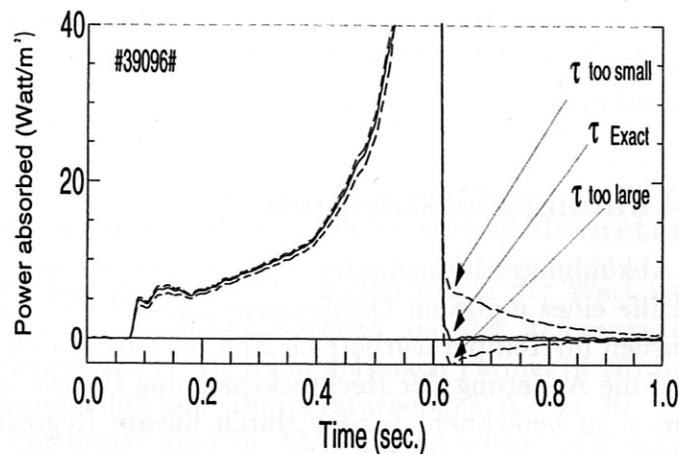


Abbildung 3.8: Methode zur Bestimmung von τ

3.2.5 Einfluß des Einlasses von Kaltgas

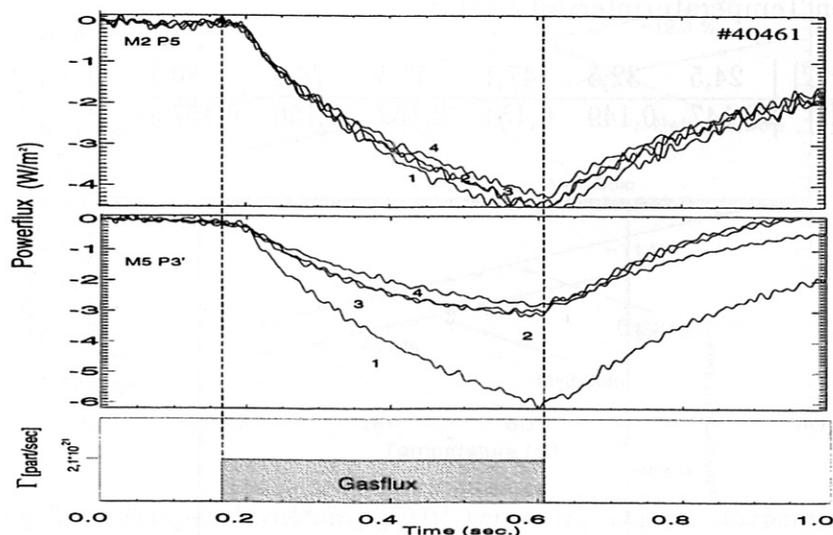


Abbildung 3.9: Reaktion der Bolometer auf den Einlaß von Kaltgas

Es kommt vor, daß Kaltgas vor und während einer Plasmaentladung in das Torusgefäß eingelassen wird. Der Einfluß dieser Kaltgaszufuhr auf die Bo-

lometer wurde beobachtet. Wird Gas in den plasmafreien Torus eingelassen, so reagieren die Bolometer mit einer Inversion ihrer Meßsignale und der Leistungsfluß ist invertiert (Abb. 3.9). Die nichtinvertierten Meßsignale sind demgegenüber aber um einen Faktor 10 größer. Im Falle einer Plasmazündung wird das eingelassene Gas sehr schnell ionisiert und ein Effekt der Gaszufuhr ist nicht zu bemerken. Dennoch muß die Position eines Bolometers bezüglich des Ortes des Gaseinlasses mit Bedacht gewählt werden.

3.2.6 Einfluß von Mikrowellen auf die Strahlungsmessung

Da im W7-AS das Plasma mit Mikrowellen geheizt wird, ist es wünschenswert, ein Gitter zu setzen um die empfangene Mikrowellenstrahlung zu reduzieren. Daher wurde vor jedes Bolometer ein Gitter gesetzt. Die Abmessungen des Gitterdrahtdurchmessers von $13\ \mu\text{m}$ und der Drahtabstände von $94\ \mu\text{m}$ bilden ein Reflexionsfilter für Mikrowellen. Das Filter setzt die effektive Absorptionsfläche des Bolometers für Licht im Bereich UV und Röntgen herab. Das Verhältnis von Oberfläche mit Filter zu Oberfläche ohne Filter ist

$$\frac{S^{\text{filter}}}{S} = \frac{(a+b) \cdot (a \cdot \cos\theta + b)}{a \cdot \cos\theta \cdot a} \quad (3.22)$$

und ergibt bei senkrechtem Einfall $\theta = 0^\circ$ einen Wert von $\approx 0,75$. Ein

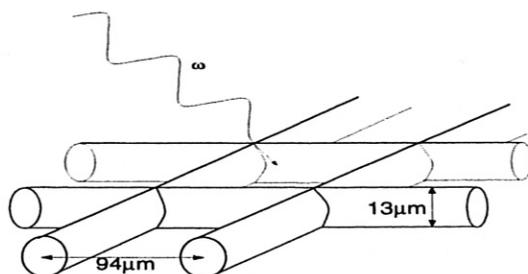


Abbildung 3.10: Abmessungen des Filtergitters.

Vergleich von Messungen mit Filter und ohne Filter wird in [21] gegeben. Dort wird gezeigt, daß die Mikrowellen durch das Filter gedämpft werden. Wie später 5.2 gezeigt wird, macht sich ein Einfluß der Mikrowellen auf die Leistungsflußkurve am Anfang einer Entladung bemerkbar. Im weiteren Verlauf der Entladung läßt sich dagegen ein Einfluß der Mikrowelleneinstrahlung nicht nachweisen.

Wird die Probe in der üblichen Form eingeleitet, so reagiert die Polymermatrix mit dem Reagenz und die Färbung ist intensiv. Bei einer Verdünnung der Probe mit dem Reagenz wird die Färbung schwächer. Die Färbung ist also ein Maß für die Polymerkonzentration in der Probe.

3.2.6 Einwirkung von Wasser auf die Polymermatrix

Da im Wasser die Polymermatrix in der Regel nicht löslich ist, sondern nur in Form von feinen Partikeln dispergiert ist, führt die Zugabe von Wasser zu einer Verdünnung der Probe. Dies führt zu einer Verringerung der Färbung, was wiederum ein Maß für die Polymerkonzentration ist.

und ergibt bei weiterer Verdünnung mit Wasser ein

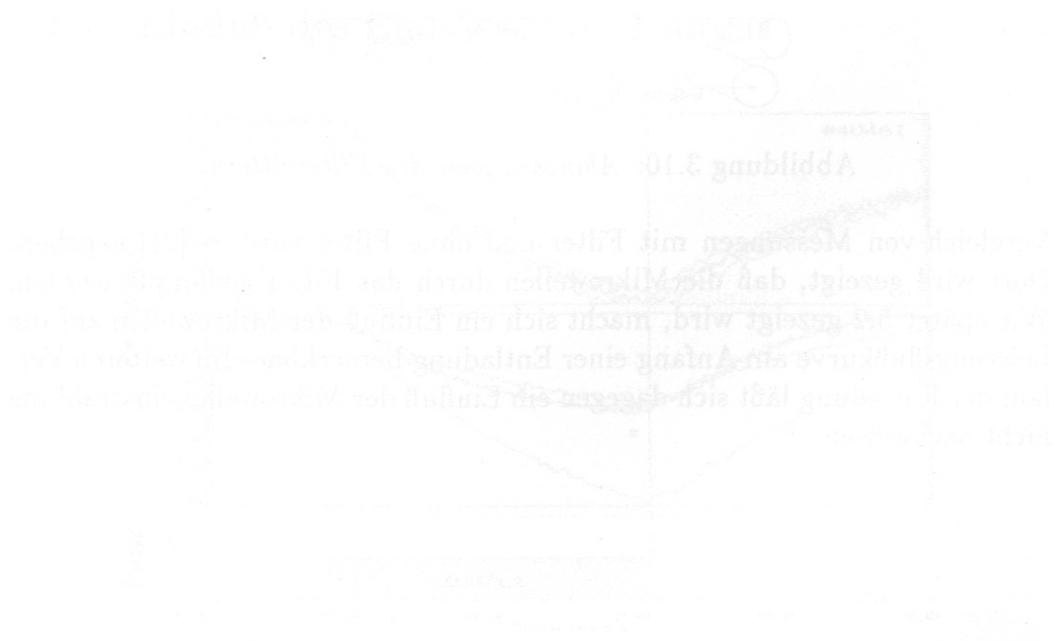


Abbildung 3.10: Abhängigkeit der Färbung von der Polymerkonzentration. Die Kurve zeigt eine parabolische Steigerung der Färbung mit zunehmender Polymerkonzentration.

Kapitel 4

Datenverarbeitung

4.1 Hardware: Signalbehandlung

Synchronmeßverstärker, auch Lock-in-Verstärker genannt, dienen zur rauscharmen Messung kleinster Signale in gestörter Umgebung. Hier wurde ein Gerät der Firma PTS verwendet. Der prinzipielle Aufbau ist in Abb. 4.1 dargestellt und setzt sich aus folgenden Elementen zusammen:

1. Die Wheatstonesche Bolometerbrücke wird durch eine hochstabilisierte Sinusspannungsquelle (I), 20 kHz und 20 V ($U^{\text{eff}}=14,14$ V), gespeist. Die Brückenspannung (II) wird durch einen Differenzverstärker (III) abgegriffen und verstärkt.
2. Zum resistiven und kapazitiven Abgleich der Brücke wird ein weiteres Signal erzeugt, welches im Summierverstärker (IV) zum Meßsignal addiert wird. Dieses Korrektursignal wird aus dem Referenzsignal (1) gewonnen, indem orthogonale Signale durch Phasenschieber gebildet und durch digital gesteuerte Signale Comp A und Comp B multipliziert aufgeschaltet werden (3).
3. Der Ausgang des Summierverstärkers (IV) wird durch einen Bandpaß (V) von Rauschen und Drift befreit und einem Verstärker (VI) zugeführt.
4. Im Multiplizierer (VII) erfolgt die Demodulation durch Mischen des Meßsignals mit dem Referenzsignal. Im Schalter (2) kann entweder das phasenkorrigierte Referenzsignal (1) oder das um $\pi/2$ verschobene Referenzsignal gewählt werden. Man erhält so am Ausgang des Multiplizierers (VII) entweder ein der Amplitude oder der Phase proportionales Signal. Ein Tiefpaß (VII) glättet das sinusförmige Signal und führt es dem Treiber (IX) für die Digitalisierung und einem analogen Ausgangsverstärker zu.

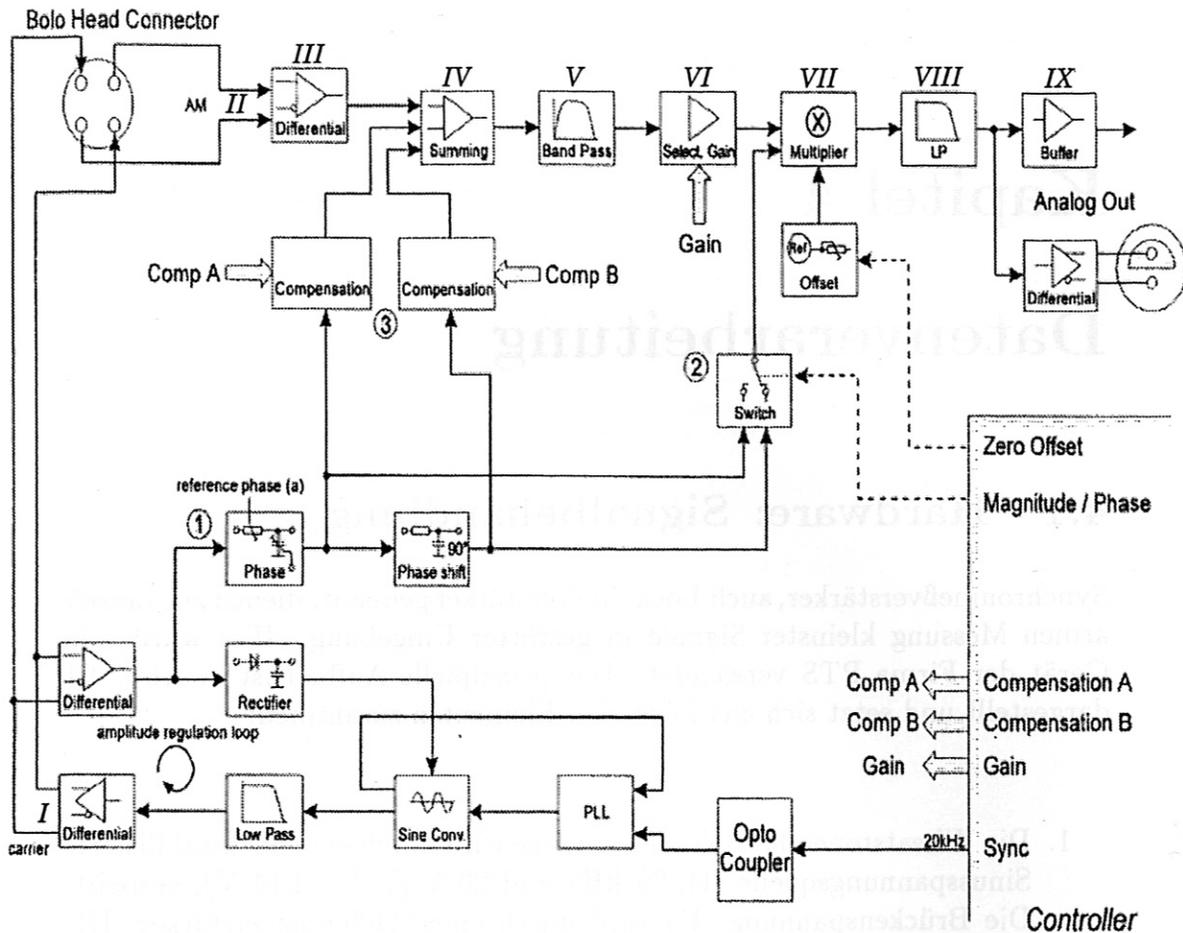


Abbildung 4.1: Blockdiagramm des PTS-TAXI-Bolometerverstärkers

4.2 Software: Signalauswertung

Die gelieferten Daten werden durch ein IDL-Programm (*bolo.pro*) analysiert. Die Programmstruktur wird nachfolgend erklärt. Das Programm erlaubt die Analyse der Daten aller Bolometerkameras, die am W7-AS installiert sind.

1. **Filter.** Die Daten jeder Kamera werden zuerst durch ein Bessel-Filter zehnter Ordnung mit einer oberen Grenzfrequenz von 30 Hz gefiltert. Mit diesem Tiefpaßfilter wird eine -3 dB-Dämpfung erreicht. Das bedeutet, daß vor allem elektronisches Rauschen höherer Frequenzen beseitigt wird. Die Wahl einer bestimmten Grenzfrequenz bedeutet, daß auch Plasmaereignisse höherer Frequenzen gedämpft werden. Deswegen ist es nötig, ein Gleichgewicht zwischen elektronischer Reinheit und Abtastrate bei der Signalaufnahme zu finden. In Abb. 4.2 wird die Wirkung des Filters mit unterschiedlicher Grenzfrequenz dargestellt. Bei der Wahl von 30 Hz geht nur wenig Signalinformation verloren und trotzdem ist das elektronische Rauschen stark gedämpft. Bei 100 Hz ist der Rauschpegel zu hoch und bei 10 Hz ist das Signal schon so stark gefiltert, daß schnelle Plasmavorgänge nicht mehr aufzulösen sind. Es

wurde entschieden, die Signale mit einem 30 Hz Tiefpassfilter zu verarbeiten.

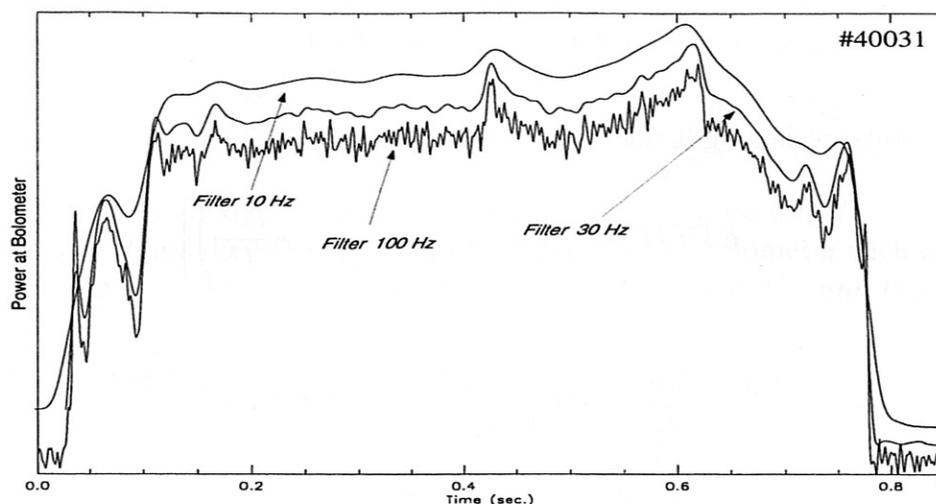


Abbildung 4.2: Vergleich der Anwendung eines Besselfilters bei drei unterschiedlichen Grenzfrequenzen: 10 Hz, 30 Hz und 100 Hz. Zum Vergleich sind die Signale vertikal gegeneinander verschoben.

Die geschilderte Wirkung des Besselfilters wird im Folgenden mathematisch abgehandelt. Bessel-Filter eignen sich besonders bei der Behandlung von Rechtecksignalen. Die Filterfunktion liefert ein Ausgangssignal, dessen Phase gegenüber dem Eingangssignal verschoben ist, wobei die Phasenverschiebung proportional zur Signalfrequenz ist. Das Überschwingen ist sehr klein. Die Gestalt eines Bessel-Filters ist [28]

$$BF = \frac{1}{\sum_{i=0}^n c(i) \cdot \left(\frac{jw}{w_{\text{cut-off}}}\right)^i}, \quad j = \sqrt{-1}, \quad w_{\text{cut-off}} = 30 \text{ Hz}, \quad (4.1)$$

wobei n die Ordnung des Filters angibt und $c(i)$ die Bessel-Faktoren sind. Letztere werden ausgedrückt durch

$$c(0) = 1, \quad c(i) = \frac{2(n-i+1) \cdot c(i-1)}{i(2 \cdot n - i + 1)}.$$

Die Daten des Metallbolometers werden mit einer Aufnahme­frequenz von 20 kHz registriert und die des Halbleiterbolometers mit einer Frequenz von 1 bis 2 kHz. Das bedeutet, daß bei einer Entladungszeit von drei Sekunden pro Bolometerkanal im einen Fall 60000 Daten und im anderen Fall 10934 Daten anfallen. Daher werden bei der Verarbeitung dieser Daten zwei unterschiedliche Besselfilter eingesetzt.

2. Fouriertransformation. Zur Bestimmung des Leistungsflusses muß das Meßsignal nach der Zeit differenziert werden. Mit Hilfe der Methode der Fast Fourier Transformation (FFT) läßt sich die Differenzierung

leicht durchführen.

Die Anwendung der FFT auf ein zu differenzierendes Signal U liefert:

$$FFT \left[\frac{dU}{dt} \right] = j\omega \cdot FFT(U) . \quad (4.2)$$

Entsprechend gilt nach Gleichung (3.12)

$$\begin{aligned} FFT[P] &= FFT \left[\kappa \left(\frac{\tau}{U} \cdot \frac{d\Delta U}{dt} + \frac{\Delta U}{U} \right) \right] \\ &= \frac{\kappa\tau}{U} \cdot FFT \left[\frac{d\Delta U}{dt} \right] + \frac{\kappa}{U} \cdot FFT[\Delta U] \\ &= \frac{\kappa}{U} \cdot (\tau \cdot j\omega + 1) \cdot FFT[\Delta U] . \end{aligned} \quad (4.3)$$

Die Form (4.3) zeigt, daß zur Bestimmung des Leistungsflusses nur die Fourier Transformation auf die zeitlich veränderliche Funktion ΔU anzuwenden ist, die die gesamte Information über die Plasmastrahlung enthält.

3. **Signalfilterung.** Das Ergebnis der FFT ist ein Leistungsflußvektor, der so viele Zeilen wie Eingabedaten hat, im Falle des Metallbolometers also 60000 Zeilen und im Falle des Halbleiterbolometers 10934 Zeilen. Die erste Zeile enthält die Leistungsflußamplitude der Frequenz 0, und jede folgende Zeile die Amplitude der Frequenz $k/m\theta$, wobei k von 1 bis $m/2$ läuft, m die Anzahl der Daten ist, und θ die Abtastrate angibt. Ab der Zeile $m/2 + 1$ werden die Amplituden der negativen Frequenzen gespeichert.

Anschließend werden diese Leistungsflußdaten gefiltert, d.h. es wird die Multiplikation BF mal $FFT[P]$ durchgeführt, und deren Ergebnis wieder FFT rücktransformiert:

$$FFT^{-1}[BF * FFT[P]] = P . \quad (4.4)$$

Das Ergebnis (4.4) beinhaltet eine Phasenverschiebung, die korrigiert werden muß. Diese Korrektur braucht jedoch nur einmal durchgeführt zu werden, da die Phasenverschiebung bei Anwendung des gleichen Filters BF auf einen Vektor $FFT[P]$ von gleicher Zeilenzahl m stets dieselbe ist. Die Korrektur läßt sich sehr genau an charakteristischen Signalverläufen vornehmen, wie beispielsweise bei sprunghaften Plasmavorgängen am Ende einer Entladung. Die zeitliche Verschiebung des gefilterten Signals wurde so geändert, daß das gefilterte Signal mit dem ursprünglichen Signal zeitlich wieder zusammenfällt.

4.3 Behandlung der Meßsignale

Um den Spannungsabfall am Brückenausgang U_{bd} (Abb. 4.3) zu berechnen, werden die Spannungsdifferenzen zwischen den Punkten (ab) und (ad) voneinander abgezogen. Die Spannungsdifferenzen U_{ab} und U_{ad} sind:

$$U_{ab} = U_{ac} \cdot \frac{R_3}{R_3 + R_2 + \Delta R_2} \quad , \quad U_{ad} = U_{ac} \cdot \frac{R_1 + \Delta R_1}{R_4 + R_1 + \Delta R_1} .$$

Da alle Widerstände annähernd den gleichen Wert haben d.h. $R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = R$ und die Widerstandsänderungen der Meßbolometer auch gleich sind, d.h. $\Delta R_1 = \Delta R_2 = \Delta R$, ergibt sich als Differenz von U_{ab} und U_{ad} :

$$\begin{aligned} U_{bd} &= U_{ad} - U_{ab} = U_{ac} \cdot \left(\frac{R + \Delta R}{2R + \Delta R} - \frac{R}{2R + \Delta R} \right) \\ &= U_{ac} \cdot \frac{\Delta R}{2R + \Delta R} \approx U_{ac} \cdot \frac{\Delta R}{2R(T)} . \end{aligned} \quad (4.5)$$

Daraus folgt

$$\Delta R = 2R(T) \cdot \frac{U_{bd}}{U_{ac}} . \quad (4.6)$$

Da der Brückenwiderstand R mit $\approx 500 \Omega$ groß ist verglichen mit dem Ka-

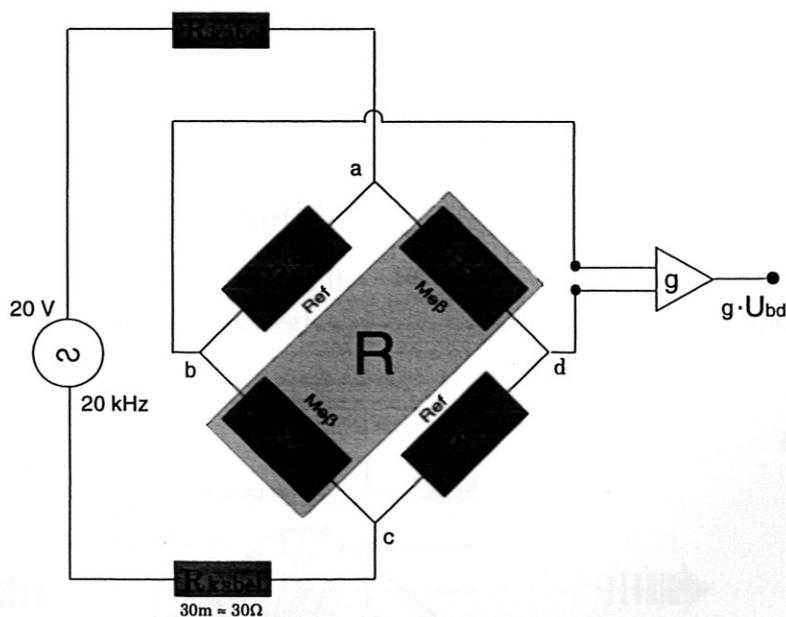


Abbildung 4.3: Schaltplan einer Bolometereinheit. Bolometermeßwiderstände: R_1, R_2 ; Referenzwiderstände: R_3, R_4 .

belwiderstand von 60Ω , kann der Wert der Brückenspannung U_{ac} durch den der Speisespannung U_B ersetzt werden, d.h. $U_{ac} \approx U_B$. Der Leistungsfluß nach Gleichung (4.5) ist dann gegeben durch

$$P = \kappa \left[\tau \frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta R}{R(T)} \right) + \frac{\Delta R}{R(T)} \right] \approx \frac{2\kappa}{U_B} \left(\tau \frac{d\Delta U_{bd}}{dt} + \Delta U_{bd} \right) . \quad (4.7)$$

Schließlich ist U_{bd} durch $\Delta U/gain$ zu ersetzen und P durch die effektive Bolometerfläche A_{bolo} zu dividieren. Das Ergebnis liefert den vom Plasma abgestrahlten Leistungsfluß, der auf die Bolometerfläche trifft:

$$\frac{P}{A_{bolo}} = \frac{2\kappa}{A_{bolo} \cdot gain \cdot U_B} \left(\tau \cdot \frac{d\Delta U}{dt} + \Delta U \right). \quad (4.8)$$

Die Berechnung des flächenspezifischen Leistungsflusses P/A_{bolo} hängt sowohl von den elektrischen Meßgrößen $\Delta U/U_B$ als auch von den bolometer-spezifischen Größen A_{bolo} , κ und τ ab. Es müssen also die bestrahlte und absorbierende Bolometerfläche und die Temperatur der Bolometereinheit zur Zeit der Messung bekannt sein.



Das Ergebnis (4.8) beinhaltet eine Phasenverschiebung, die korrigiert werden muß. Diese Korrektur wird durch die Funktion $F(\Delta U)$ ausgedrückt, die die Phasenverschiebung bei Anwendung des Bolometers berücksichtigt. Die Funktion $F(\Delta U)$ ist durch die Gleichung (4.9) gegeben, wobei ΔU die Amplitude der Spannung ΔU und τ die Zeitkonstante des Bolometers ist. Die Funktion $F(\Delta U)$ ist durch die Gleichung (4.9) gegeben, wobei ΔU die Amplitude der Spannung ΔU und τ die Zeitkonstante des Bolometers ist.

Kapitel 5

Strahlungsmessung

Ziel der Bolometermessungen ist es, die lokale Intensität der Plasmastrahlung in einer bestimmten Beobachtungsebene während ausgewählter Entladungsphasen anzugeben.

Die Plasmastrahlung kann in poloidalem und in toroidalem Umlauf um den Torus verschieden sein. Das ist der Fall, wenn Strahlung am Plasmarand, z.B. in Limiternähe, beobachtet wird.

Im folgenden werden die Beobachtungsgeometrie der Bolometerkamera M2P5 und in der Beobachtungsebene vorhandene Toruseinbauten (Limiter) sowie die Plasmageometrie in dieser Ebene beschrieben.

5.1 Die Kamera in Torusposition M2P5

5.1.1 Kamerageometrie

Die Kamera ist mit zwölf Metallbolometern bestückt. Sie kann in radialer und poloidaler Richtung bewegt werden (Abb. 5.1). In Standardposition der

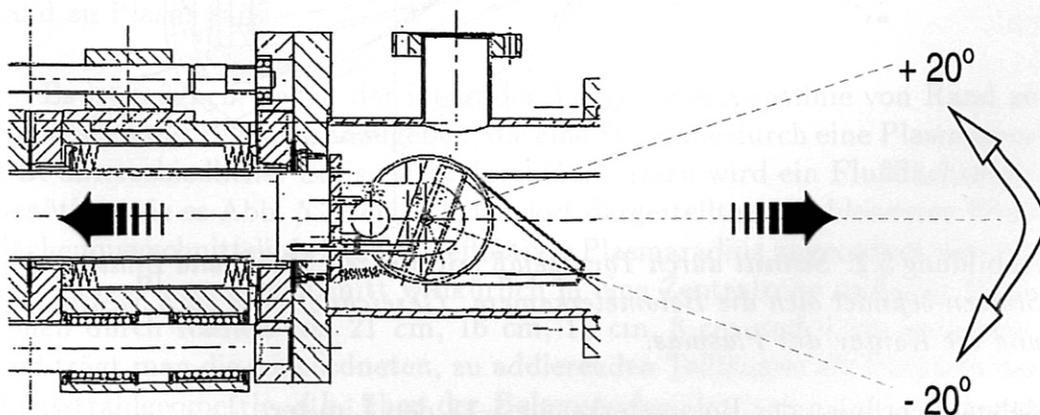


Abbildung 5.1: Kamerageometrie und Bewegungsmöglichkeiten

Kamera ist der Kameraschlitz radial 26 cm von der Torusmitte entfernt und um 15° nach unten geschwenkt. Diese Einstellung erlaubt die Beobachtung

des Plasmaquerschnitts vom unteren Rand bis zur Mitte, was aus dem in Abb. 5.3 dargestellten Sichtlinienverlauf zu erkennen ist. Die Beobachtung des Plasmarands ist wichtig, unter anderem weil die Strahlungsintensität, die vom Bolometerrandkanal gemessen wird, als Referenz für die Intensität der durch die anderen Kanäle gemessenen Strahlung dient. Die gewählte Einstellung ermöglicht es, die untere Hälfte des Plasmaquerschnitts zu beobachten. Eine gleichwertige Einstellung ist die unter dem Beobachtungswinkel von 15° nach oben, wenn angenommen wird, daß die Plasmastrahlungsverteilung in der oberen Hälfte des Plasmaquerschnittes (in Flußflächenkoordinaten gemessen) gleich der Verteilung in der unteren Hälfte ist.

5.1.2 Limiter

Gegenüber der Kamera befindet sich einer der neun Innenlimiter, die das Plasmavolumen auf der Torushochfeldseite begrenzen. Die Bolometersichtlinien treffen den Limiter nicht auf dessen Vorderseite, sondern erfassen nur die rechte seitliche Limiterwand, die das Plasma eigentlich nicht mehr begrenzen sollte, die aber doch von Plasmateilchen getroffen wird. Diese Plasmateilchen sind zwar für das Plasma verloren, können aber in der Lage sein, Limitermaterial freizusetzen. Es ist zu erwarten, daß das Strahlungsprofil durch die Anwesenheit des Limiters beeinflusst wird. Abb. 5.2 zeigt den poloidalen Schnitt durch Torus, Stutzen mit Bolometerkamera, Bolometersichtlinien, Plasmaquerschnitt und Limiter. Bei der gezeigten Kamerastellung sehen die

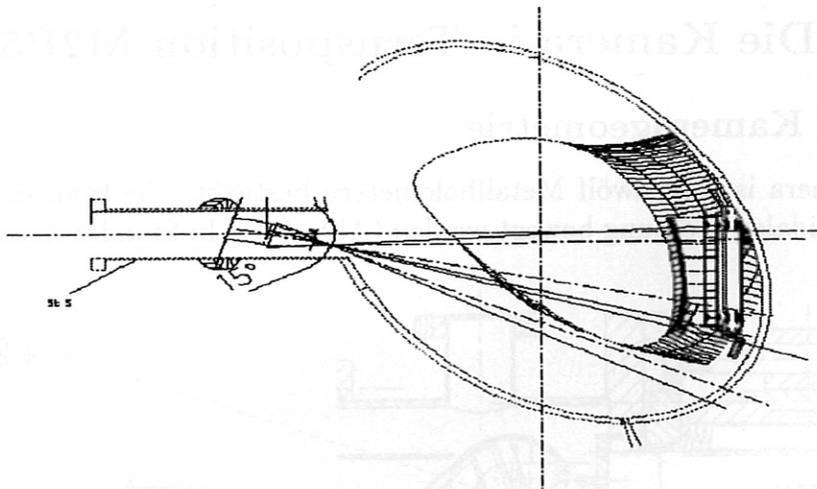


Abbildung 5.2: Schnitt durch Torusgefäß mit Stutzen M2P5 und Limiter. Im Stutzen befindet sich die Bolometerkamera. Gezeichnet sind auch Sichtlinien und die Kontur des Plasmas.

sieben Sichtlinien der Bolometerkanäle 5–12 den Limiter.

5.1.3 Plasmageometrie

Die Form des Plasmavolumens in der Beobachtungsebene der Bolometerkamera M2P5 ist in den Abbildungen 5.3 und 5.2 zu erkennen. Der Plasma-

querschnitt bestimmt die Länge des Linienintegrals jeder Bolometersichtlinie. In der Standardbolometerstellung nimmt die Länge eines Linienintegrals mit der Bolometerkanalnummer zu. Ab dem fünften Kanal ist die Länge nahezu konstant. Die ersten zwei Kanäle beobachten den Plasmarand.

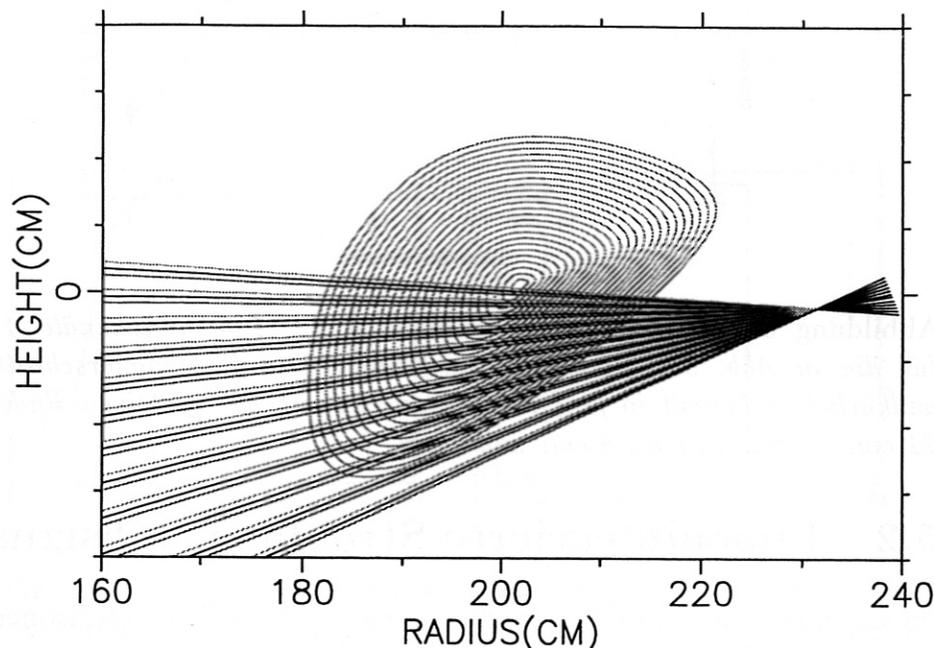


Abbildung 5.3: Verlauf der zwölf Sichtlinien der Bolometerkamera in Torusposition M2P5 und Topologie der Flußflächen der Entladung #39996.

Zwei Faktoren bestimmen den Wert des linienintegrierten Strahlungsleistungsflusses P . Zum einen ist es die lokale Plasmaemissivität, deren Wert durch Inversion der Leistungsflußdaten ermittelt werden kann (Kapitel 6), und zum anderen ist es die soeben diskutierte Sichtstrahlänge von Plasmarand zu Plasmarand.

Es ist möglich, neben der integralen Länge einer Sichtlinie von Rand zu Rand auch die Teillänge anzugeben, die eine Sichtlinie durch eine Plasmazone z.B. unterschiedlicher Emissivität durchläuft. Dazu wird ein Flußflächenbild benötigt, wie es Abb. 5.3 zeigt. Jeder dort dargestellten geschlossenen Flußflächenquerschnittslinie kann ein effektiver Plasmaradius zugeordnet werden. Wird der Plasmaquerschnitt willkürlich in eine Zentralzone und vier Ringzonen durch Radien von 21 cm, 16 cm, 12 cm, 8 cm und 4 cm unterteilt, und trägt man die zugeordneten, zu addierenden Teillängen als Funktion der Sichtstrahlgeometrie, d.h. über der Bolometerkanalnummer auf, so erkennt man aus Abb. 5.4, daß der Beitrag der Sichtlinienlänge zum Wert P von Kanal 1 bis 5 kontinuierlich zunimmt und für die höheren Kanalnummern in etwa gleich bleibt. Das entspricht der Tatsache, daß die Bolometer mit den niedrigen Kanalnummern den Rand beobachten und die mit den höheren Kanalnummern das Plasmazentrum.

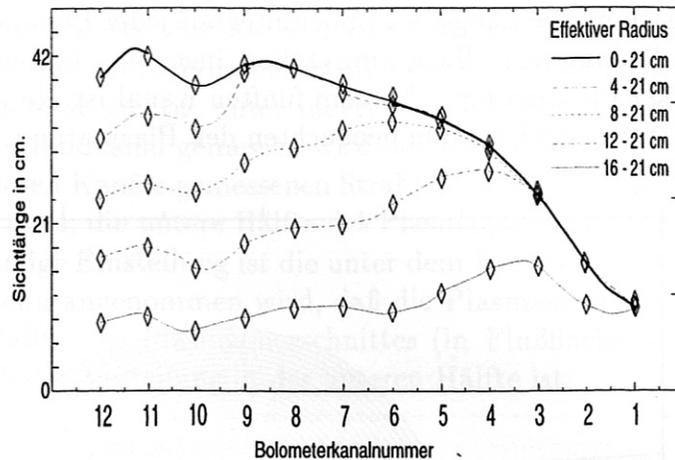


Abbildung 5.4: Effektive Sichtlinienlänge der Bolometerkanäle 1 bis 12 für die in Abb. 5.3 gegebene Anordnung. Der Plasmaquerschnitt wurde willkürlich aufgeteilt in fünf Plasmazonen durch die effektiven Radienwerte 21 cm, 16 cm, 12 cm, 8 cm, und 4 cm.

5.2 Linienintegrierte Strahlungsflußsignale

Im folgenden sollen Strahlungsflußmessungen mit der Bolometerkamera M2P5 für die Entladung #39996 diskutiert werden.

Die Entladung wird durch Abb. 5.3 beschrieben, wo die Werte von Plasmaenergie, Elektronentemperatur, Liniendichte und Heizleistung durch Gyrotroneinstrahlung (ECRH) bei 140 GHz und Neutralteilcheninjektion (NBI) über der Zeit aufgetragen sind. Abb. 5.6 zeigt die Meßwerte der 12 Bolometerkanäle und die mit dem Programm `bolometro.pro` ausgewerteten Strahlungsleistungsflüsse P/A_{bolo} .

Die Entladungsführung beginnt mit einem Kaltgaspuls in der Zeit zwischen 18 ms und 28 ms. Zum Zeitpunkt 30 ms setzt die Gyrotroneinstrahlung (400 kW) ein, die zunächst an den Toruswänden zurückreflektiert wird, bis es im Zeitpunkt 45 ms zur Plasmazündung kommt, erkennbar am plötzlichen Anstieg der Elektronenliniendichte und etwa 5 ms später am Nachweis von Elektronentemperatur und am Aufbau der Plasmaenergie. Die Elektronen erreichen zunächst den Wert von 1,2 keV und die Plasmaenergie den Sättigungswert von 2 kJ. In der Zeit von 82 ms bis 110 ms wird das Gasventil wiederum geöffnet und es strömt eine geregelte Kaltgasmenge in den Torus. Diese führt ab der Zeit 90 ms zu einem Anstieg in der Liniendichte und in der Plasmaenergie. Nach dem Zuschalten der Neutralteilchenquelle (1 MW) im Zeitpunkt 100 ms steigt die Plasmaenergie stärker an, während der Anstieg der Liniendichte unverändert durch weitere geregelte Gaszufuhr beibehalten wird. Die Elektronentemperatur sinkt in der Zeit der Neutralteilchenheizung (100 bis 400 ms) auf einen stationären Wert von 0,9 keV ab. Stationäre Werte in der Elektronendichte und in der Plasmaenergie werden ab 220 ms bis zum Ende der Entladung aufrechterhalten: Liniendichte $2,8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$, Energie 15 kJ. Die Entladung endet durch das Abschalten der beiden Heizquellen

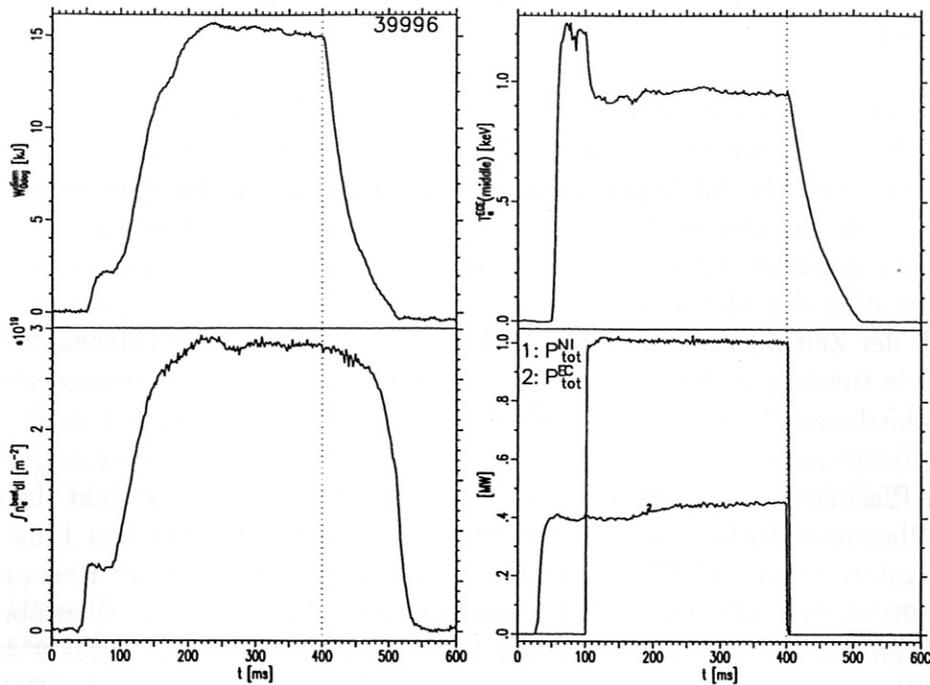


Abbildung 5.5: Wesentliche Plasmaparameter der Entladung #39996. Obere Zeile: Plasmaenergie und Elektronentemperatur. Untere Zeile: Liniendichte und Heizleistungen.

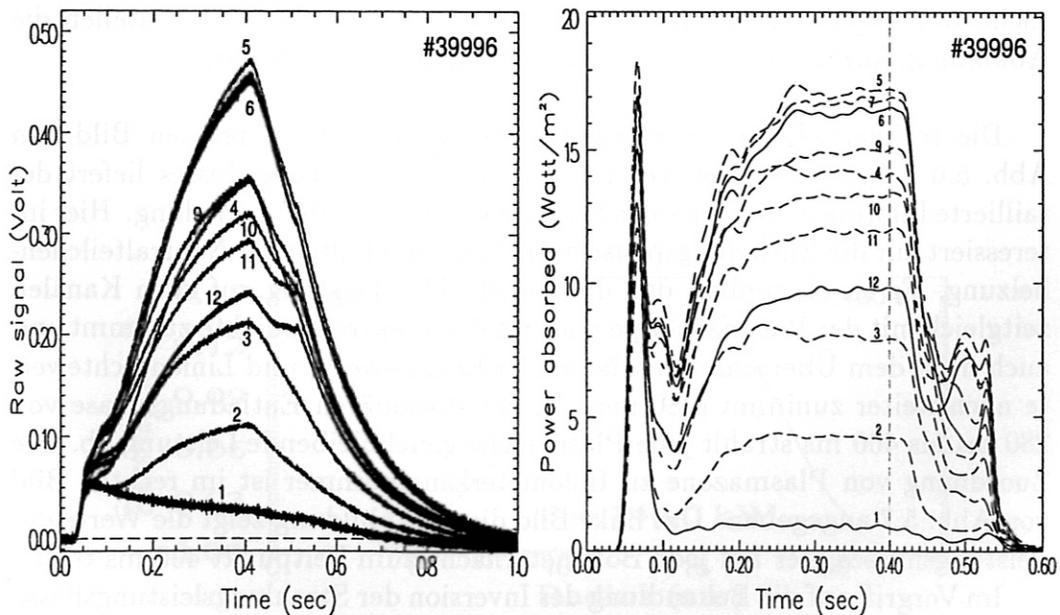


Abbildung 5.6: Meßsignale der Bolometerkamera M2P5 während der Entladung #39996 und berechneter Strahlungsleistungsfluß.

bei 400 ms. Danach bleiben die Plasmateilchen im Torus noch bis zu 150 ms konfiniert. Als energiereiche Teilchen verlieren sie die Energie durch Strahlung auf hohem Niveau (100 bis 50 kW), und als kalte Plasmateilchen sind sie im Zeitpunkt 510 ms, wo die Plasmaenergie den Wert 0 erreicht, noch

immer zur Hälfte im Torus präsent. Der Wert der Liniendichte verschwindet erst bei 550 ms.

In den Bolometersignalen steckt die Information über die Plasmastrahlung der hier beschriebenen Entladung. Im linken Plot der Abb. 5.6 erkennt man ein gleiches Ansteigen aller Bolometersignale in der Zeit von 30 bis 50 ms, was als gleiche Absorption von Gyrotronstrahlung in allen Bolometerfolien gewertet wird. (Diese Interpretation steht im Einklang mit der Interpretation der Meßsignale der beiden Halbleiterbolometerkameras M3P2). Nach der Zeit 50 ms laufen die 11 Meßsignale auseinander (Meßkanal 8 ist nicht in Betrieb) und liefern so unterschiedliche Strahlungsleistungswerte aus verschiedenen Plasmazonen. Das Signal des Randbolometers 1 zeigt nach dem Zeitpunkt 60 ms keine weitere nennenswerte Strahlungsinformation aus dem Plasmaraum und fällt auf niedrige Werte ab. Kanal 2 sieht dagegen ein Plasmarandgebiet, und der Zeitverlauf des Signals zeigt das Einsetzen von unterschiedlicher Plasmastrahlung zu den Schaltzeiten der Heizquellen bei 100 ms und 400 ms an. Ein ähnliches Zeitverhalten ist auf allen übrigen Meßsignalen zu erkennen. Auf den Meßsignalen der Kanäle 12 bis 9 durch das Plasmazentrum und der anschließenden Kanäle 7 bis 5 ist das Rekombinationsleuchten in der Zeit 500 bis 510 ms zu erkennen. Weiterhin ist bemerkenswert, daß die absorbierte Strahlungsleistung in den Kanälen 5 bis 7 am höchsten ist. Hier wird Strahlung aus der Plasmazone mit den effektiven Radien von 9 cm bis 13 cm beobachtet (oder es wird intensives Licht vom Limiter gestreut). Die Kurvenverläufe nach 550 ms stellen die Abkühlungskurven der Bolometer gemäß Gleichung (3.3) dar.

Die rechnerische Auswertung der Meßsignale ist im rechten Bild von Abb. 5.6 dargestellt. Der Verlauf des Strahlungsleistungsflusses liefert detaillierte Informationen über das Strahlungsverhalten der Entladung. Hier interessiert nur die Entladungsphase nach dem Einschalten der Neutralteilchenheizung. Es ist erkennbar, daß die abgestrahlte Leistung auf allen Kanälen zeitgleich mit der Plasmaenergie und mit der Elektronendichte zunimmt und auch nach dem Überschreiten maximaler Energiewerte und Liniendichtewerte noch weiter zunimmt (280 ms). In der stationären Entladungsphase von 280 ms bis 400 ms strahlt jede Plasmazone gleichbleibende Leistung ab. Die Zuordnung von Plasmazone zu Bolometerkanalnummer ist im rechten Bild von Abb. 5.7 angegeben. Das linke Bild dieser Abbildung zeigt die Werte des Leistungsflusses, der auf jede Bolometerfläche zum Zeitpunkt 400 ms trifft.

Im Vorgriff auf die Behandlung der Inversion der Strahlungsleistungsflüsse in Kapitel 6 wird hier in Abb. 5.8 das Ergebnis der Inversion der Leistungsflüsse aus Abb. 5.7 dargestellt.

Nach Abb. 5.8 ist (wenn von einer möglichen Limiterstrahlung abgesehen wird) die Emissivität des Plasmas maximal zwischen Plasmazentrum und Plasmarand um den effektiven Radius von 15 cm. Die Effektivität beträgt dort $0,14 \text{ W/cm}^3$. Sie fällt nahezu linear nach innen bis zum effektiven Radius von 4 cm und nach außen bis zum Plasmarand bei 22 cm ab. Damit ist gezeigt, daß die Plasmaentladung #39996 ein hohles Strahlungsprofil besitzt.

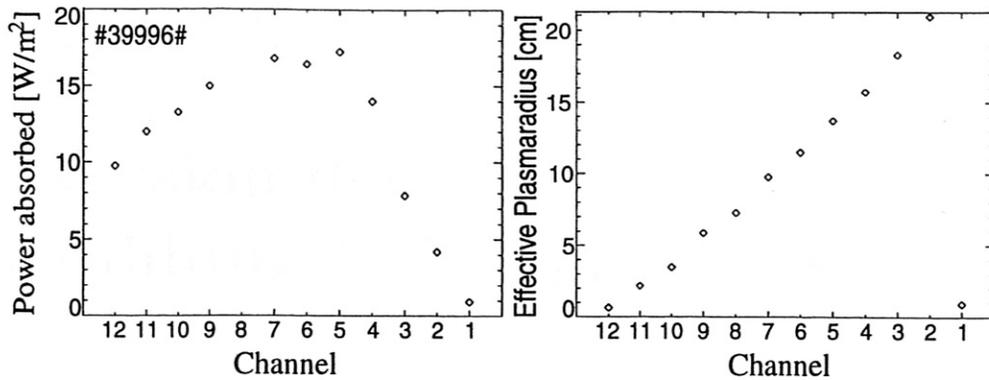


Abbildung 5.7: Links: Auf die Bolometerfläche auftreffender Leistungsfluß über der Bolometerkanalnummer (zum Zeitpunkt 400 ms der Entladung #39996). Rechts: Effektiver Plasmaradius über Bolometerkanalnummer.

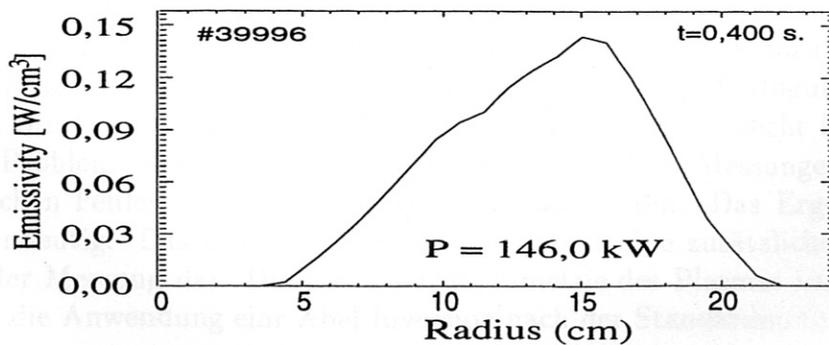


Abbildung 5.8: Emissivität als Funktion des effektiven Plasmaradius zur Zeit 400 ms der Entladung #39996.

immer zur Hälfte im Torus präsent. Der Wert des ... ist bei 550 m.

In den Bolometersignalen steckt die Information über die Leistung der hier beschriebenen Entladung. Im linken Plot ... Bolometersignale in der ... Gyrotronstrahlung ... Halbleiterbolometer ... Messsignale auseinander (Mess ... Strahlungsleistungen ... Randbolometers 1 ... Strahlungsinforma ... zeigt das Einsetzen ... Schaltzeiten der Heizquellen ... Weiterhin ist ... Kanälen 5 bis ... mit den ef ... intensives ... stellen die

... Erwartung ... Bild von ... Verlauf ... der ... Neutralitätschen ... Kanälen ... und ... Werte und ... Est ... Plasmazone gleichbleibende ... Bolometerkanalnummer ... Abbildung ... In ... Leistung ... Abbildung ... Nach Abb. 12 ... Plasmazentrum und ... Radius von ... beträgt ... Radius ... Plasmazentrum ...

Kapitel 6

Inversion des Strahlungsleistungsflusses

Die tomographische Bolometrie ist heute eine Standarddiagnostik. Sie erlaubt, die räumliche und zeitliche Entwicklung der Emissivität des Plasmas zu bestimmen. Deshalb kann sie zur Leistungsbilanz einer Plasmaentladung herangezogen werden. Es ist weiterhin möglich, die zeitliche Entwicklung lokalisierter Vorgänge wie MARFES und die räumliche und zeitliche Entwicklung schneller Ereignisse wie das Nachfüllen des Plasmas mit Pellets oder das Eindringen von Sonden, die in anderen Plasmadiagnostiken verwendet werden, zu verfolgen.

6.1 Beschreibung der Aufgabe

Um eine eindeutige räumliche Verteilung der Emissivität zu erreichen, wäre eine unendliche Anzahl von Bolometersichtlinien nötig (siehe dazu Anhang A.3). Tatsächlich steht jedoch nur eine kleine Anzahl zur Verfügung. Deshalb ist die Rekonstruktion von Emissivitätsprofilen ein schlecht konditioniertes Problem. Das bedeutet, daß kleine Fehler in den Messungen zu beträchtlichen Fehlern im Rekonstruktionsergebnis führen. Das Ergebnis ist nicht eindeutig. Das elektronische Rauschen stellt eine zusätzliche Fehlerquelle der Messung dar. Die poloidale Asymmetrie des Plasmas im W7-AS schließt die Anwendung einer Abel Inversion nach der Standardmethode aus.

Die Entwicklung der Tomographieanalyse in der Fusionsforschung ist von den Fortschritten dieser Technik in der Medizinforschung sehr beeinflusst worden. In diesem Feld wurden spektakuläre Ergebnisse, wie z.B. elektrische Abbildung des Herzens [30] erreicht. Die mathematische Basis und die Methode in beiden Forschungsbereichen sind sehr ähnlich.

Mehrere Inversionsmethoden sind in der Literatur verglichen worden [31]. In dieser Arbeit wird die Methode der linearen Regularisierung auf die Bolometermessungen angewandt und überprüft.

6.2 Beschreibung der Rekonstruktion

6.2.1 Pixelprinzip

Um eine Inversion durchzuführen, ist es nötig, den Plasmaquerschnitt in eine möglichst große Anzahl von Pixeln zu unterteilen. Die Pixel müssen den gesamten poloidalen Querschnitt überdecken. Es wird angenommen, daß die Emissivität innerhalb eines Pixels konstant ist. In der Literatur über Inversionsmethoden werden zahlreichen Arten von Pixels behandelt [42, 31, 2, 40]. Eine gute zweidimensionale Auflösung erfordert, daß die Pixelgröße klein genug ist, um den Anforderungen der Homogenität innerhalb eines Pixels zu genügen und groß genug, um der räumlichen Auflösung der Sichtlinien zu entsprechen. Ihre Anzahl muß eine behandelbare Menge von Gleichungen abgeben. Die Güte der Ergebnisse wird wesentlich durch den gewählten Pixelssatz beeinflusst.

6.2.2 Ausgewählter Pixelsatz

Der gewählte Pixelsatz muß mehrere Bedingungen erfüllen. Jedes Pixel sollte zumindest von einer Sichtlinie durchquert werden. Seine Form sollte mit der Gestalt der Magnetflußflächen übereinstimmen, da auf diesen konstante Werte von Temperatur und Dichte erwartet werden. Angenommen wurde dabei, daß die Emissivität nur von den Flußflächen abhängt, also poloidal symmetrisch ist. Zur Durchführung der eindimensionalen Inversion wurde der Plasmaquerschnitt in 25 konzentrischen Ringen (siehe Abb. 6.2) unterteilt.

6.2.3 Eindimensionale Rekonstruktion

Der Strahlungsleistungsfluß δP aus dem Plasmavolumen dV wird definiert durch

$$\delta P = \epsilon(V, \nu) \cdot dV, \quad (6.1)$$

wobei $\epsilon(V, \nu)$ die Emissivität des Plasmavolumens darstellt. Wird das Pixel i auf einem Abstand R_i von einem Detektor beobachtet, so ergibt sich die mit dem Detektor gemessene Leistung zu

$$\delta P_i = dV_i \cdot d\nu \cdot \frac{d\Omega_i}{4\pi} \cdot \epsilon_i(V, \nu), \quad (6.2)$$

wobei $d\Omega$ den Raumwinkel darstellt, unter dem der Detektor das Volumen dV_i sieht. $d\Omega$ läßt sich ausdrücken durch

$$d\Omega = \frac{dA^{bolo}}{R_i^2}.$$

Da die Detektorabsorption im Wellenlängenbereich 80 eV–8 keV konstant ist, braucht eine Abhängigkeit von ν in der Rechnung nicht berücksichtigt zu werden. Das Volumen des Pixels ergibt sich anhand der Abb. 6.1 zu

$$dV_i = A_{xy} \cdot R_i \cdot \Delta\vartheta.$$

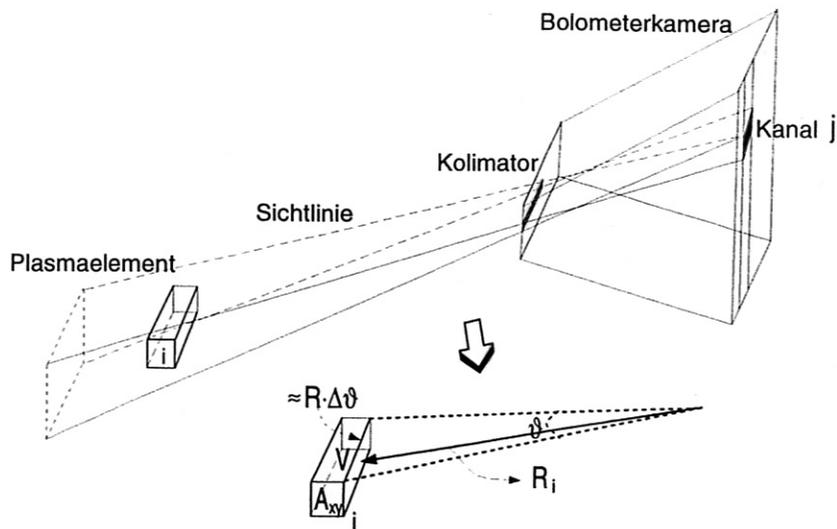


Abbildung 6.1: Oben: Darstellung der Sichtlinie, die durch Detektorgeometrie und Kollimator bestimmt sind. Unten: Geometrie eines quadratischen Pixels und Definition der poloidalen Fläche A_{xy} und der toroidalen Länge $R\Delta\vartheta$.

Setzt man $d\Omega_i$ und dV_i in 6.2 ein, dann ergibt sich

$$\frac{P_i}{A^{bolo}} = \frac{A_{xy} \cdot \Delta\vartheta_i}{4\pi \cdot R_i} \cdot \epsilon_i. \quad (6.3)$$

Summiert man über alle Plasmavolumina entlang der Detektorssichtlinie j , so ist der Leistungsfluß ζ_j , gemessen mit dem Bolometerdetektor j :

$$\zeta_j = \sum_{i_j=1}^{n(i_j)} \frac{P_{i_j}}{A^{bolo}} = \sum_{i_j=1}^{n(i_j)} v_{i_j}^{bol} \cdot \epsilon_{i_j}, \quad (6.4)$$

wobei $n(i_j)$ die Gesamtzahl der Pixel innerhalb längs der Sichtlinie j ist und $v_{i_j}^{bol}$ die Größe $A_{xy}\Delta\vartheta/4\pi R_i$ darstellt.

Die Fläche von 200 x 200 quadratischen Pixeln, die den Plasmaquerschnitt vollständig überdeckt, wird jetzt abgebildet auf 25 Pixel, die die magnetischen Flußflächen m repräsentieren. Auf diese Weise wird die Emissivität der magnetischen Fläche m durch $\epsilon(m)$ definiert (Abb. 6.2).

Die Werte von $v_{i_j}^{bol}$ werden entsprechend der $m=25$ Pixel und $j=12$ Bolometerkanäle in einer Matrix $T(25,12)$ zusammengefaßt. Aus Gleichung (6.3) folgt:

$$\zeta_j = \sum_{m=1}^{25} T_{j,m} \cdot \epsilon_m. \quad (6.5)$$

Jedes Element der Matrix T enthält die Summe der in der Pixelfläche m und auf der Sichtlinie j liegenden Längen $v_{i_j}^{bol}$. Da die gewählten Pixel die Form von konzentrischen Ringen hat, kann eine poloidale Bestimmung der Emissivität nicht gegeben werden. Wenn tatsächlich große Unterschiede in der Plasmaemissivität innerhalb ein und derselben Ringzone auftreten, wird die Rekonstruktion schwierig.

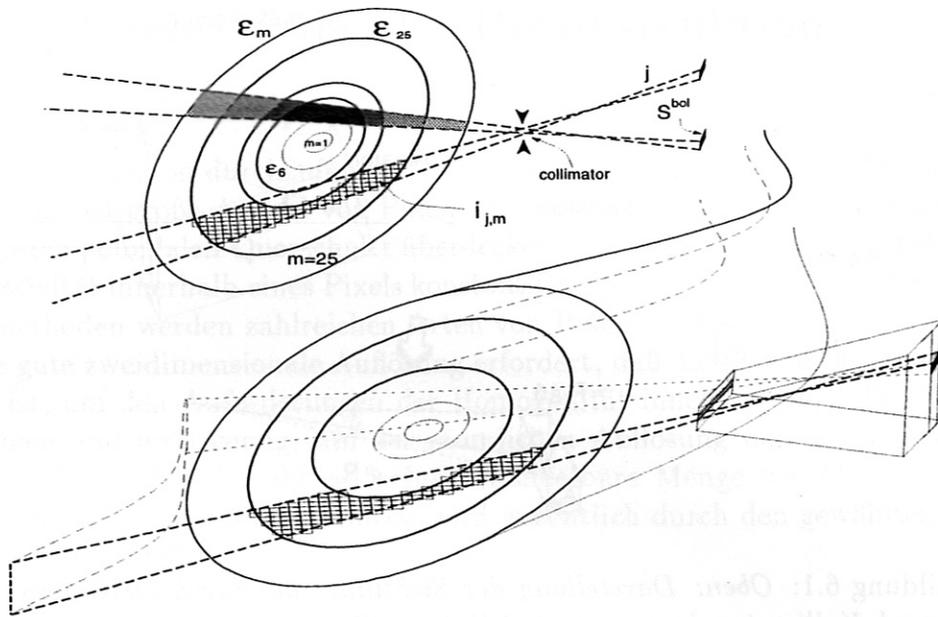


Abbildung 6.2: Abbildung der 200×200 quadratischen Pixel zum Satz von 25^{er} -Pixeln. Oben: Verlauf der Sichtlinien von zwei Bolometern und Darstellung der Plasmaemissivität in verschiedenen Magnetischen Ringflächen. Unten: Dreidimensionale Darstellung.

6.2.4 Inversionsmethode

Die Rekonstruktion der Emissivitätsprofile wird wie nachfolgend beschrieben (die mathematischen Grundlagen sind in Anhang A dargestellt). Die Methode basiert auf der Minimierung der Summe der Funktionale

$$|(T/\sigma) \cdot \vec{\epsilon} - (\vec{F}/\sigma)|^2 + \alpha \cdot \vec{\epsilon} \cdot H \cdot \vec{\epsilon} \quad (6.6)$$

und versucht durch Iterationen die beste Lösung zu finden. Hier ist T die in (6.5) Transformationsmatrix zwischen Meßraum und Pixelraum, F der in (6.3) Leistungsflußvektor, α ein Gewichtungsfaktor zwischen den Funktionalen, ϵ der Emissivitätsvektor (6.2), σ den Meßfehler von F und H die Matrix der Ordnung der Regularisierung.

Der quadratische Term im Ausdrucks (6.6) vergleicht die berechneten Daten mit den gemessenen. Der zweite Term stellt die Glattheit der Lösung dar. Die Minimierung von (6.6) liefert die Gleichung

$$(T^T \cdot T + \alpha H) \cdot \vec{\epsilon} = T^T \cdot F \cdot \sigma^2. \quad (6.7)$$

Um den Wert von $\vec{\epsilon}$ zu berechnen wird die Methode der Singularwertzerlegung (SVD) (siehe Anhang B) verwendet.

Auf dieses Ergebnis wird χ^2 -Test angewandt:

$$\chi^2 = \frac{(T \cdot \vec{\epsilon} - \vec{F})^T \cdot (T \cdot \vec{\epsilon} - \vec{F})}{\sigma^2}. \quad (6.8)$$

Diese Methode vergleicht die Rekonstruktion $T \cdot \vec{\epsilon}$ der Ergebnisse mit den Messungen F . Dieser Vorgang wird solange iteriert bis χ^2 kleiner als ein vorgegebener tolerierter Wert ist. Dieser wird in Einheiten von χ^2 / N gegeben,

wobei N die Anzahl der Kanäle ist. Für χ^2/N wird der Wert 1 gewählt. χ^2/N wird im folgenden als Toleranz bezeichnet.

Der χ^2 -Test ist eine Methode die angewendet wird wenn *bin*-Datensätze behandelt werden: P sei die Verteilung eines *bin*-Datensatzes, und p die Verteilung eines bekannten Datensatzes und σ die Standardabweichung. Dann sieht die χ^2 -Statistik folgendermaßen aus:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{P_i - p_i}{\sigma_i}, \quad (6.9)$$

wobei ein sehr hoher Wert von χ^2 darauf hindeutet, daß die Verteilungen P und p sehr unterschiedlichen.

Es gibt drei entscheidende Parameter für die Inversion. Der erste ist der α -Wert. Dieser wichtet das zweite Funktional im Ausdruck (6.6) und bestimmt den Ort auf der sogenannten Kurve der Parameterverhältnisse, die das Verhältnis beider Funktionale beschreibt. So bedeutet ein großes α , daß die Glattheit für die Lösung höher gewichtet wird als die Übereinstimmung mit den Meßdaten. Es ist daher wichtig einen Anfangswert α zu wählen der nahe der korrekten Lösung liegt. Um dies zu erreichen, wählt man den α -Wert

$$\alpha = \text{Tr}(T^T \cdot T) / (\text{Tr}(H) \cdot \sigma^2). \quad (6.10)$$

Auf dieser Weise werden beide Funktionale gleich gewichtet. Ausgehend vom Anfangswert (6.10) wird α in kleinen Schritten variiert, um so sicher zu stellen, daß α den Wertebereich der korrekten Lösung von $\vec{\epsilon}$ erreicht.

Der zweite Parameter ist die Toleranz. Der objektive Wert ist $\chi^2 =$ Anzahl der Messungen (N). Trotzdem müssen andere Werte angegeben werden um sicherzustellen, daß (subjektiv) die beste Lösung gefunden wird. Dabei spielt die Erfahrung des Physikers die größte Rolle. Das bedeutet nicht, daß die Lösungen falsch sind; jede Methode besitzt einen Anteil von Subjektivität.

Der dritte Parameter ist der Fehler. Die größeren Kalibrationsfehler bestimmen die Fehlerrechnung. Hier wird ein konstanter Meßfehler von 5% angenommen.

Das Programm (*inversion.pro*) erlaubt die Eingabe des zweiten und dritten Parameters. Beide müssen variiert werden, bis eine zufriedenstellende Lösung gefunden ist.

Berechnung der gesamten Plasmastrahlungsleistung

Die vom Plasma abgestrahlte Leistung wird berechnet nach

$$P(t) \approx 2\pi \cdot R_0 \cdot \sum_{m=1}^{25} A_m \cdot \epsilon_m \quad R_0 = 2m. \quad (6.11)$$

R_0 ist der große Plasmaradius von W7-AS, A_m ist die Fläche jedes Pixels m und ϵ ist der berechnete Emissivitätsvektor. Die Gesamtstrahlungsleistung P als Funktion der Zeit wird unmittelbar nach jeder ϵ -Bestimmung berechnet

6.3 Ergebnisse der Inversion

6.3.1 Sensitivitätsstudie

Um die Genauigkeit der Inversion abzuschätzen, benutzt man einen Satz vorgegebener ϵ -Daten. Daraus berechnet man den Datensatz P_j/A^{bolo} . Dieser Datensatz wird der in Kapitel 6.2 beschriebenen Inversionsmethode unterworfen und es wird das erhaltene Emissivitätsprofil mit dem vorgegebenen Datensatz $\vec{\epsilon}$ verglichen. In Abb. 6.3 werden in den linken Plots die berechneten $\vec{\epsilon}$ - und zugrundegelegten ϵ -Werte miteinander verglichen und die Gesamtstrahlungsleistung aus dem berechneten $\vec{\epsilon}$ -Werte angegeben. Die rechten Plots zeigen die Strahlungsleistung P_j/A^{bolo} über der Bolometerkanalnummer. Die Leistungen, die man mit dem vorgegebenen Datensatz findet, sind als Fehlerbalken aufgetragen, während die Leistungen die sich aus dem berechneten Datensatz ergeben, als durchgezogene Linien dargestellt sind.

Es werden sechs Inversionen durchgeführt wobei Fehler von 1%, 3% und 5% sowie Toleranz-Werte von 0.001, 0.1 und 1 zugrundegelegt werden. Bei Annahme der Parameterwerte 1% und 0,001 führt die Methode zu einer perfekten Lösung, wenn diese möglich ist. Das Ergebnis der Inversion ist den Ausgangsdaten sehr ähnlich. Daher ist die Aussage gerechtfertigt, daß unter diesen Annahmen die Inversion so gut sein kann, wie es Ausgangsdaten erlauben. Im zweiten Fall wurde die Toleranz um den Faktor 100 erhöht. Das Ergebnis hat sich kaum verschlechtert und auch die Gesamtstrahlungsleistung unterscheidet sich nur um 1%. Daraus folgt, daß eine Änderung der Toleranz keinen empfindlichen Einfluß auf das Inversionsergebnis hat. Im dritten Fall wurde die Toleranz auf 1 gesetzt, was der Ausgangswert jedes Inversionsprozesses ist. Das Emissionsprofil wird flacher und breiter. Dieses Profil stellt immer noch ein noch ein akzeptables Ergebnis dar. Auch die Leistung ändert sich nicht. Im der vierten Inversion werden bei gleicher Toleranz Fehler von 3% vorgegeben. Jetzt werden die Ergebnisse sehr schlecht. Die berechnete Leistung noch immer akzeptabel, weil die Inversionsmethode die Emissivitäten so verteilt, daß die Flächen unter den Kurven konstant bleiben. Im nächsten Bild sich die Berechnungen mit einem Fehler von 5% und dieses führt zu einem nicht mehr zufriedenstellenden Ergebnis. Das letzte Bild ist eindeutig: Der Fehlerwert ist mit 5% realistisch und die Toleranz mit 0,001 gewählt. Das heißt man zwingt, wie im ersten Bild die Inversion sehr genau zu berechnen, und das Ergebnis hat ebenfalls eine hohe Genauigkeit.

Als Fazit kann festgestellt werden, daß, wenn man von Fehlern von bis zu 5% ausgeht, man die Toleranz so klein, wie es die lineare Regularisierung zuläßt, wählen muß. Außerdem gilt, was hier nicht gezeigt wird, daß die Inversion keine beste Lösung finden kann, wenn die Lösung oszilliert.

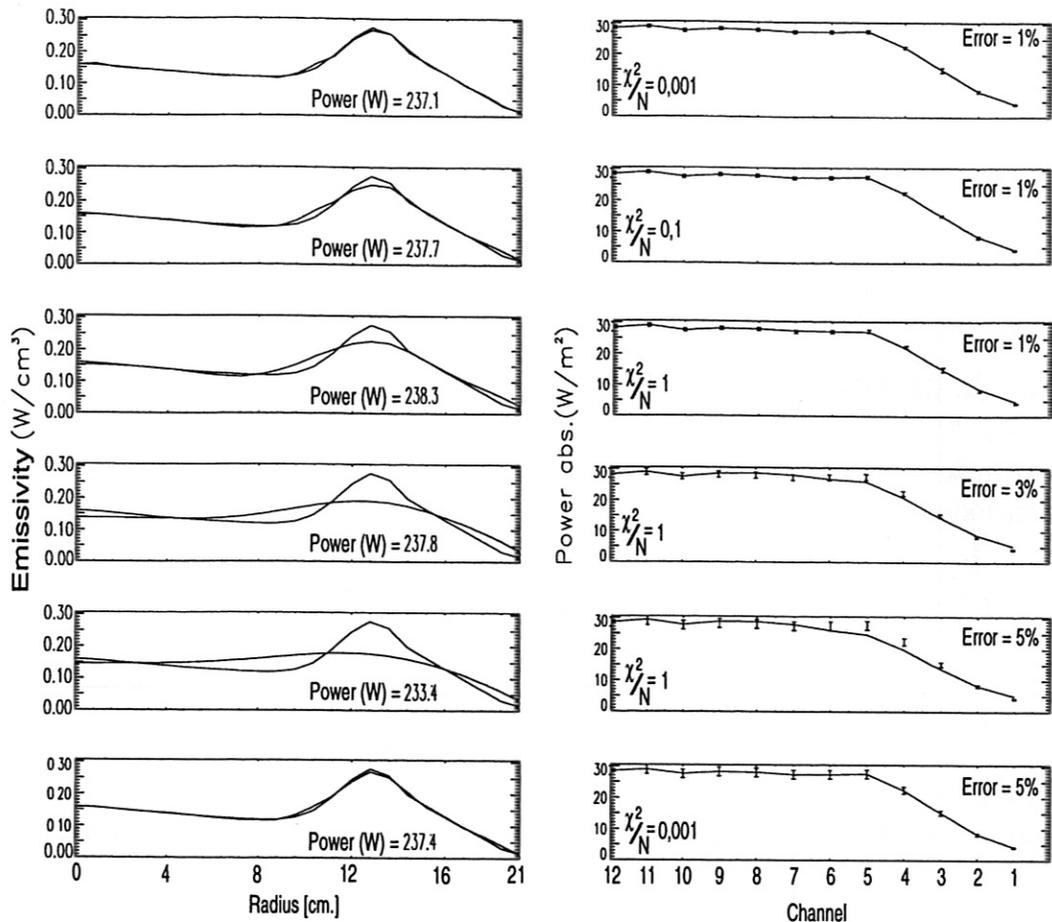


Abbildung 6.3: Links: Simulierte Emissivität und Ergebnis der Inversion in Abhängigkeit des vorgegebenen Fehlers und der Toleranz. Die emittierte Plasmaleistung ist angegeben. Rechts: Übereinstimmung der absorbierten Leistung, die einerseits aus der simulierten Emissivität und andererseits aus der ausgewählten Lösung der Emissivität berechnet werden. Toleranz der Lösung und Fehler sind angegeben.

6.3.2 Vergleich der Inversion der Messungen mit dem Ergebnis aus der Verunreinigungsmodellierung

Es wird ein Vergleich zwischen dem Ergebnis der Inversion der Bolometermessungen und dem durch den Code STRAHL simulierten Profil vorgestellt. Eingabewerte für den Code sind die Temperaturprofile und Dichteprofile der Entladung #39092 (Abb. 6.4) bei $t = 400$ ms. Die Verunreinigung beträgt 3% Kohlenstoff und 0,1% Eisen. In Abb. 6.5 sind die entsprechenden Kurven dargestellt. Erkennbar ist die gute Übereinstimmung beider Emissivitätsmaxima. Die Form beider Profile zeigt Ähnlichkeit und die gesamte abgestrahlte Leistung unterscheidet sich um 7%. Das Ergebnis ist befriedigend, wenn berücksichtigt wird, daß die Inversion mit nur 11 Kanälen durchgeführt worden ist.

Die Ergebnisse der STRAHL-Rechnung liefern ein Emissivitätsprofil, dessen Maximum bei 14 cm liegt. Dieses Profil ist auf die Anwesenheit der

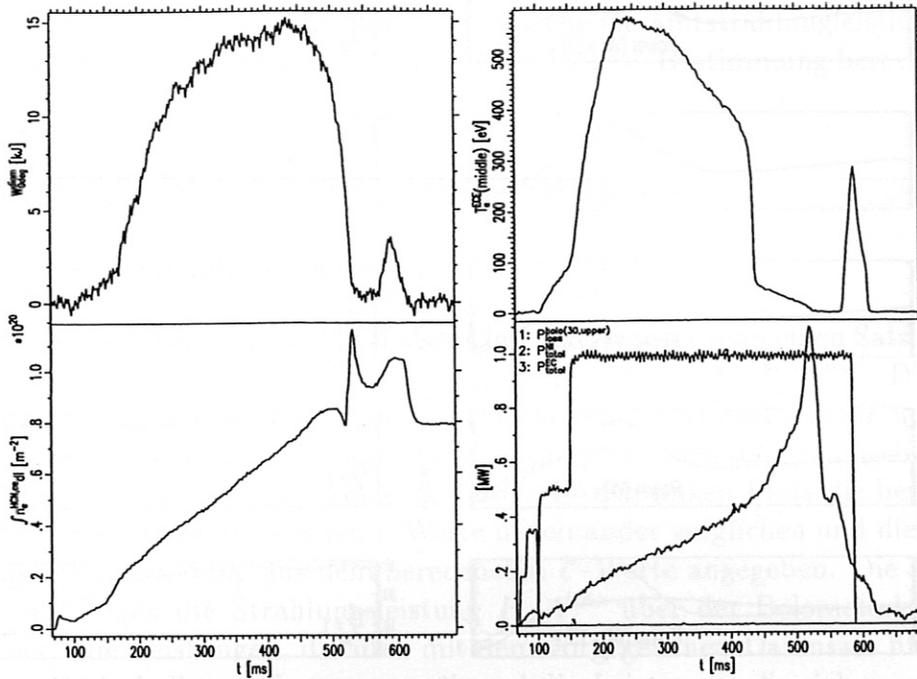


Abbildung 6.4: Zeitliche Entwicklung der diamagnetischen Energie, Temperatur, Dichte, Heizleistung und abgestrahlter Plasmaleistung der Entladung #39092.

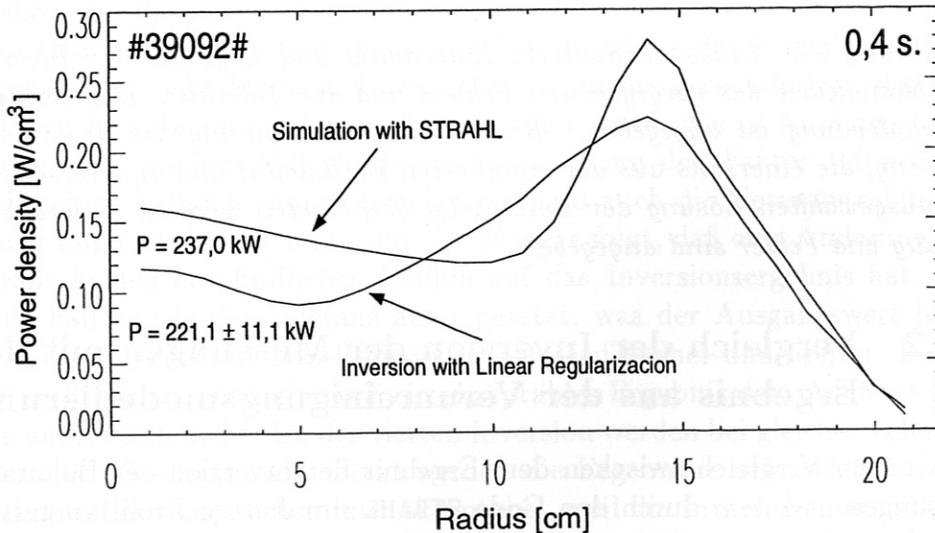


Abbildung 6.5: Ergebnisse der Rechnungen mit dem Code STRAHL. Es wurde versucht die Entladung #39092 bei $t=400$ ms zu simulieren (Verunreinigungen: Kohlenstoff 3%, Eisen 0,1%). Die andere Kurve zeigt die Ergebnisse der Inversion aus gemessenen Bolometerdaten.

Verunreinigungen von Kohlenstoff und Eisen zurückzuführen. Die Erhöhung der Leistungsdichte in der Plasmamitte ist dem Hoch- Z -Element Eisen zuzuschreiben. Das Eisen im Plasmazentrum ist längst nicht vollständig ionisiert.

Daher hat es die Möglichkeit, Linienstrahlung zu emittieren. Die Ionisationsenergie von Kohlenstoff beträgt dagegen nur etwa 0,5 keV. Aus diesem Grund kann Kohlenstoff in der Plasmamitte keine Energie abstrahlen. Am Plasmarand, wo niedrigere Temperaturen herrschen kann Kohlenstoff dagegen immer noch strahlen. Das Maximum der Emissivität bei 14 cm in Abb. 6.5 ist auf die Anwesenheit von Kohlenstoff im Plasma zurückzuführen. Die durch den Code-STRABL beschriebene Verunreinigungsverteilung ist durch Transportprozesse dominiert und kann durch das Koronamodell schlecht wiedergegeben werden.

Als Beispiel für die Inversionsmethode wurden die Emissivitätsprofile der Entladung #39092 zwischen $t = 400$ ms und 800 ms in Zeitschritten von 20 ms berechnet. Abb. 6.6 zeigt die dreidimensionale Darstellung der Emissivität als Funktion von Zeit und effektivem Plasmaradius und den zugehörigen Contourplot.

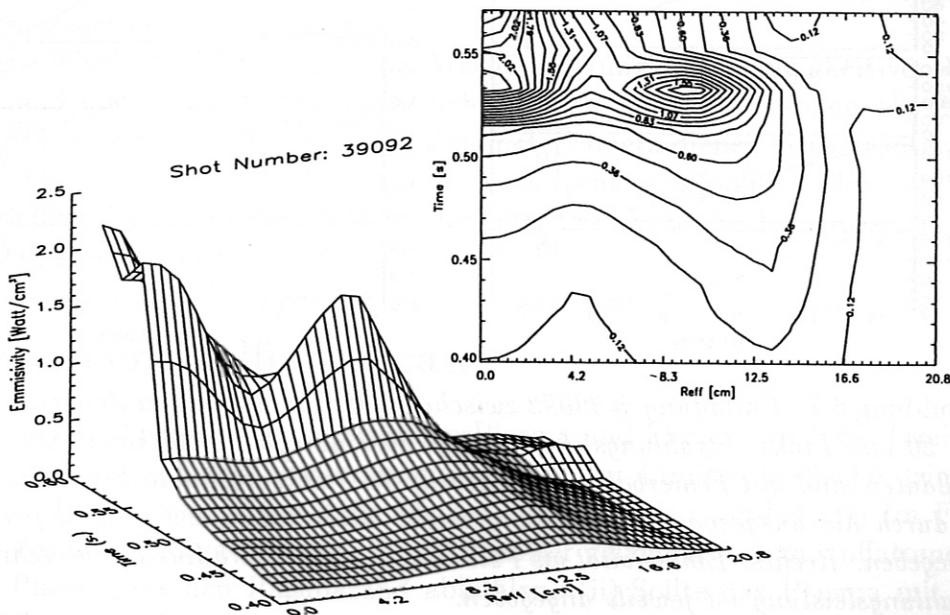


Abbildung 6.6: Links: Emissivität in Abhängigkeit von Zeit und Plasmaradius. Rechts: Contourplot der Emissivität.

Abb. 6.7 zeigt auf der linken Seite die gemessenen absorbierten Strahlungsleistungsfuß jedes Bolometerkanals und mit dem zugehörigen Fehlerbalken. Auf der rechten Seite sind die berechneten Emissivitäten über den Plasmaradius aufgetragen. Die aus diesen Emissivitätswerten rückgerechneten Leistungsflüsse sind wiederum in den linken Plots als Kurven dargestellt. Diese Entladung entspricht einer Dichtelimit-Entladung. Das Dichtelimit ist die Grenze der Elektronendichte, die in Abhängigkeit von Magnetfeld und deponierter Heizleistung erreicht werden kann. Die Strahlung nimmt mit steigender Dichte solange zu, bis das Plasma kollabiert ($t = 0,540$ s). Abb. 6.4 zeigt den Verlauf der charakteristischen Größen der Entladung #39092. Man erkennt ein Maximum in der linienintegrierten Elektronendichte und in den Bolometersignalen bei $t = 540$ ms. Entsprechend fällt die diamagnetische Energie fällt bereits bei $t = 500$ ms rasch ab. Die Elektronentemperatur nimmt schon

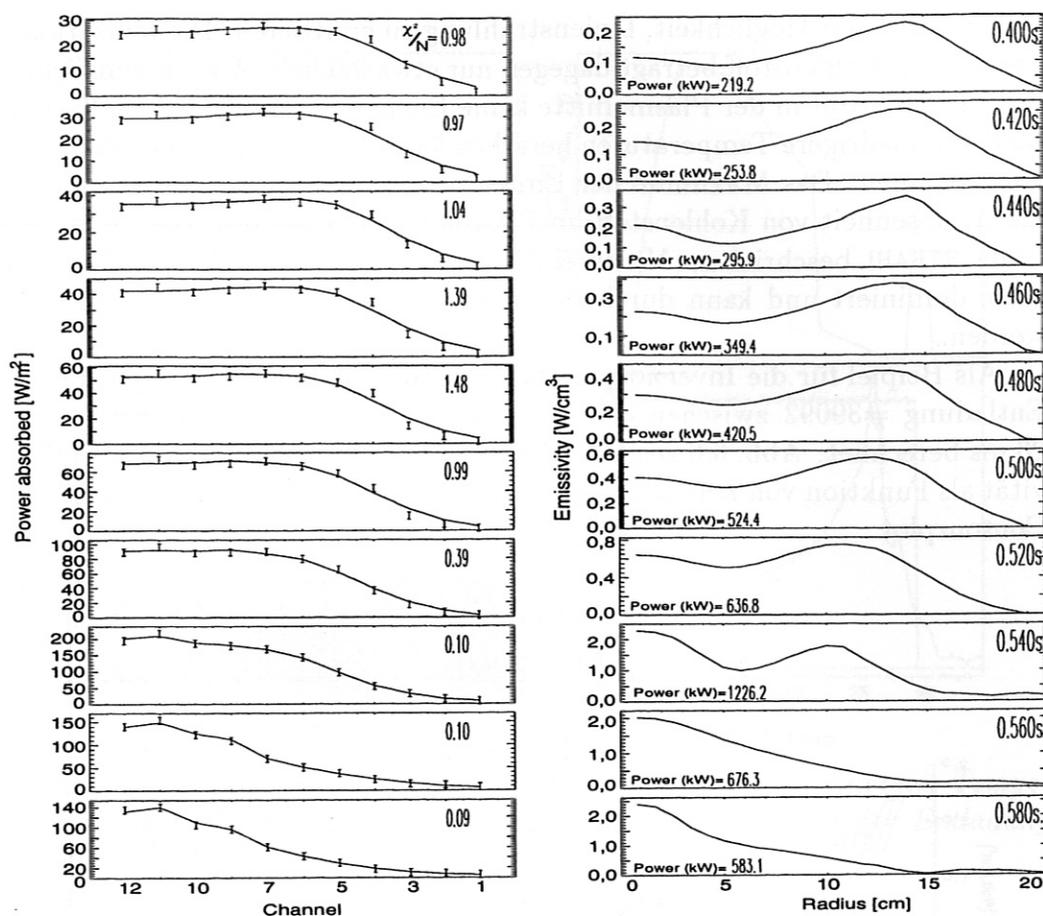


Abbildung 6.7: Entladung #39092 zwischen 400 und 800 ms in Zeitschritten von 20 ms. Links: Strahlungsleistungsfluß über der Bolometerkanalnummer. Meßdaten sind mit Fehlerbalken angegeben; der rückgerechnete Leistungsfluß ist durch die ausgezogene Linie dargestellt. Der Toleranzwert wird jeweils angegeben. Rechts: Emissivität als Funktion des Plasmaradius. Die berechnete Strahlungsleistung ist jeweils angegeben.

bei 430 ms ab (bei einer linienintegrierten Dichte von $0,7 \cdot 10^{20} \cdot m^{-2}$). Zu diesem Zeitpunkt erreicht die diamagnetische Energie ein Maximum von etwa 15 kJ. Die Halbleiterbolometermessungen stimmen mit dem berechneten Strahlungsleistung in Abb. 6.7 überein.

Im folgenden Kapitel werden weitere Entladungen untersucht, wobei die Methode der Inversion auf die Bolometermessungen angewandt wird.

Kapitel 7

Experimentelle Ergebnisse

Es wurden zwei Plasmaszenarien mit den Messungen der Bolometerkamera untersucht. Die Inversion der Profile wurde mit der Methode der linearen Regularisierung durchgeführt.

Zuerst wurde die Plasma-Limiter-Wechselwirkung in Abhängigkeit von Vertikalfeld und Heizmethode untersucht. Diese Messungen sollen als Referenz für eine zukünftige Divertor-Bolometerkamera dienen. Das zweite ausgewählte Szenarium ist die Injektion eines Kohlenstoffpellets. Hier soll insbesondere die hohe Zeitauflösung, die nötig ist, um solche Ereignisse zu verfolgen, gezeigt werden.

7.1 Vertikalfeld-Scan

Infolge der Wechselwirkung zwischen Plasma und Limiter wird das Limitermaterial erodiert und Verunreinigungen aus der Limiteroberfläche dringen in das Plasma ein. Zwei Fälle können unterschieden werden: (i) Im Falle der Wechselwirkung mit dem Graphitlimiter gelangen Kohlenstoffatome in das Plasma, die den Plasmarand abkühlen. (ii) Sollte das Plasma mit der Gefäßwand in Wechselwirkung treten, so gelangen Verunreinigungen höherer Kernladungszahl in das Plasma, die hauptsächlich aus dem Plasmazentrum Energie abstrahlen. Strahlungsvorgänge aus diesen Wechselwirkungsprozessen eignen sich gut für Bolometermessungen.

Durch ein Vertikalfeld kann die radiale Position des Plasmas festgelegt werden. Je höher das Vertikalfeld, desto stärker wird das Plasma zur inneren Torusseite geschoben. Infolge dieser Verschiebung koppelt das Plasma an den Innenlimiter. Das Plasma wird gleichzeitig von der äußeren Wand entfernt. Um eine systematische Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Plasma und Limiter zu erreichen, wurde in einer Serie das Vertikalfeld B_z variiert. Die B_z -Werte des Scans waren: 0, 7, 14, 21 und 27 mT. In der gleichen Serie wurde der Einfluß zweier verschiedener Heizszenarien, NBI+ECRH und ECRH allein, auf die Strahlungsvorgänge untersucht.

Aus der Vertikalfeldserie #40758-#40773 wurden die Entladungen #40759 ($B_z=0$ mT), #40761 ($B_z=7$ mT), #40765 ($B_z=14$ mT), #40767 ($B_z=21$ mT)

und #40768 ($B_z=28$ mT) ausgewählt. In jeder dieser Entladungen wurde der gleiche Heizvorgang angewandt. Die Entladungen beginnen mit einer kombinierten Heizung von 400 kW ECRH und 900 kW NBI. Nach 400 ms wird die NBI ausgeschaltet. Das Plasma wird danach durch reine ECRH mit 400 kW geheizt. Abb. 7.1 gibt einige Plasmaparameter, zur Charakterisierung wieder.

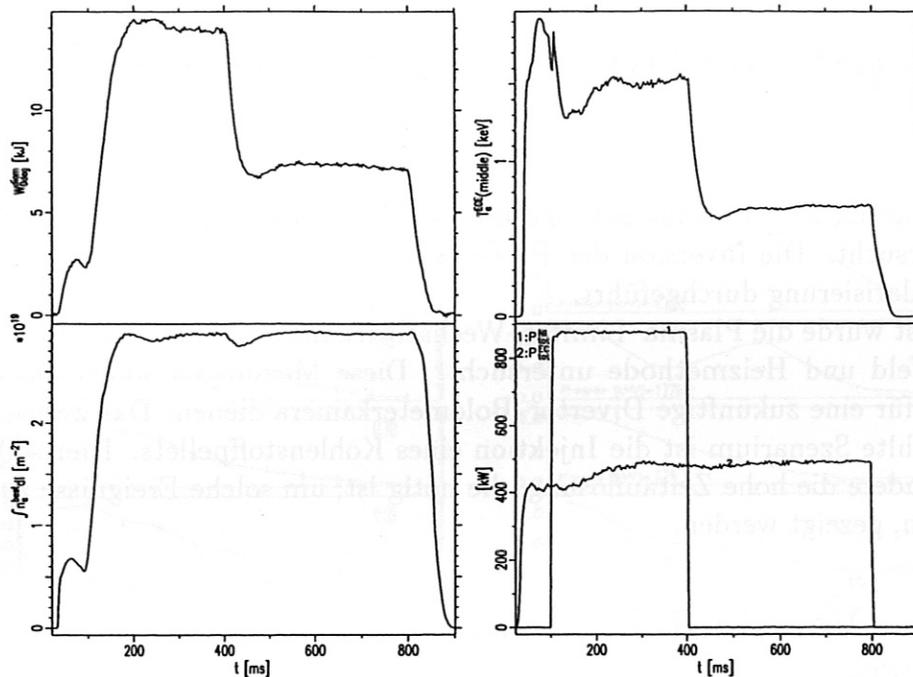


Abbildung 7.1: Diamagnetische Energie, Temperatur, Dichte und Heizleistung der Entladung #40768 aus der Vertikalfeldserie.

Für die Untersuchungen wurden Bolometermessungen zur Bestimmung der Emissivitätsprofile und spektroskopische Messungen zur Bestimmung der Verunreinigungszusammensetzung ausgewertet.

Die Ergebnisse der Bolometermessungen seien vorangestellt. Die Inversionsmethode wurde auf die Leistungsflußmessungen angewandt. Der Meßfehler wurde zu 5% abgeschätzt. Abb. 7.2 gibt die Emissivitätsprofile bei den Zeiten 630 ms entsprechend reiner ECRH-Heizung und bei 385 ms entsprechend kombinierter NBI- + ECRH-Heizung wieder. Die über den Torus integrierte Leistungsdichte ist zusätzlich dargestellt.

Es zeigt sich, daß sich bei beiden Heizungsszenarien aus der Vergrößerung des Vertikalfeldes Emissivitätsprofilen ergeben, die auf eine allmähliche Erhöhung der Randstrahlung hindeuten. Bei den Entladungen mit dem höchsten Vertikalfeld ergeben sich hohle Emissivitätsprofile. Der Vergleich zwischen den Heizungsmethoden zeigt, daß bei NBI+ECRH die Profile hohler sind und die Gesamtstrahlung steigt. Das Emissivitätsprofil der ersten Entladung mit niedrigerem B_z bei der kombinierten Heizungsmethode stellt einen besonderen Fall dar.

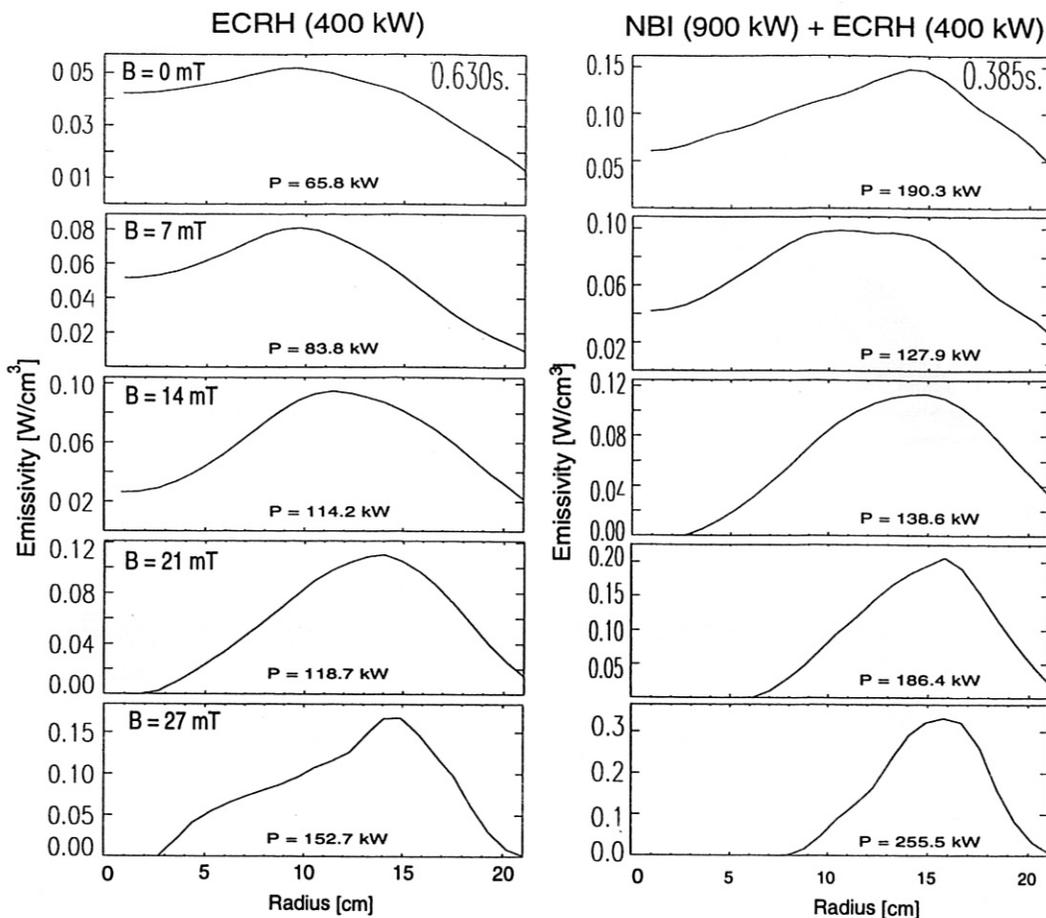


Abbildung 7.2: Emissivitätsprofile bei $t=630$ und $t=385$ ms der Entladungen #40759, #40761, #40765, #40767 und #40768 mit ECRH- (links) und NBI+ECRH-Heizung (rechts) und integrierte Gesamtstrahlungsleistung.

Der zeitliche Verlauf der spektroskopischen Messungen der Entladungen #40759 ($B_z=100\mu\text{T}$) und #40768 ($B_z=27\text{mT}$) ist in der Abb. 7.3 dargestellt.

Die spektroskopischen Messungen zeigen bei der Entladung mit niedrigem Vertikalfeld eine höhere Emissionsrate aller Verunreinigungen. Das Auftreten von Verunreinigungsstrahlung im Wellenlängenbereich $100\text{--}300\text{\AA}$ ist bemerkenswert. In diesem Bereich befinden sich die Emissionen vor allem aus den Verunreinigungsionisationszuständen O VIII, F VII, O VI, O V, N V, Ar XV, Cl XIV, N IV, Ti XX und Fe IX. Die starken Linien in beiden Entladungen bei 313 , 385 und 420\AA entsprechen der Strahlung von C IV, C III/Ti XI und C IV. Zwischen 300 und 400 ms zeigt sich eine deutliche Zeitabhängigkeit insbesondere der C-Linie bei 385\AA .

In der Abb. 7.4 ist der zeitliche Verlauf der charakteristischen Größen einer Plasmaentladung für #40759, #40765 und #40768 dargestellt. Ein Ereignis ist besonders auffällig, das sowohl in Abb. 7.4 als auch in 7.2 sichtbar wird. Während der NBI-Phase wird eine starke Zunahme der Strahlung von C III und Ti XI beobachtet. Dies wird lediglich in der Entladung #40759

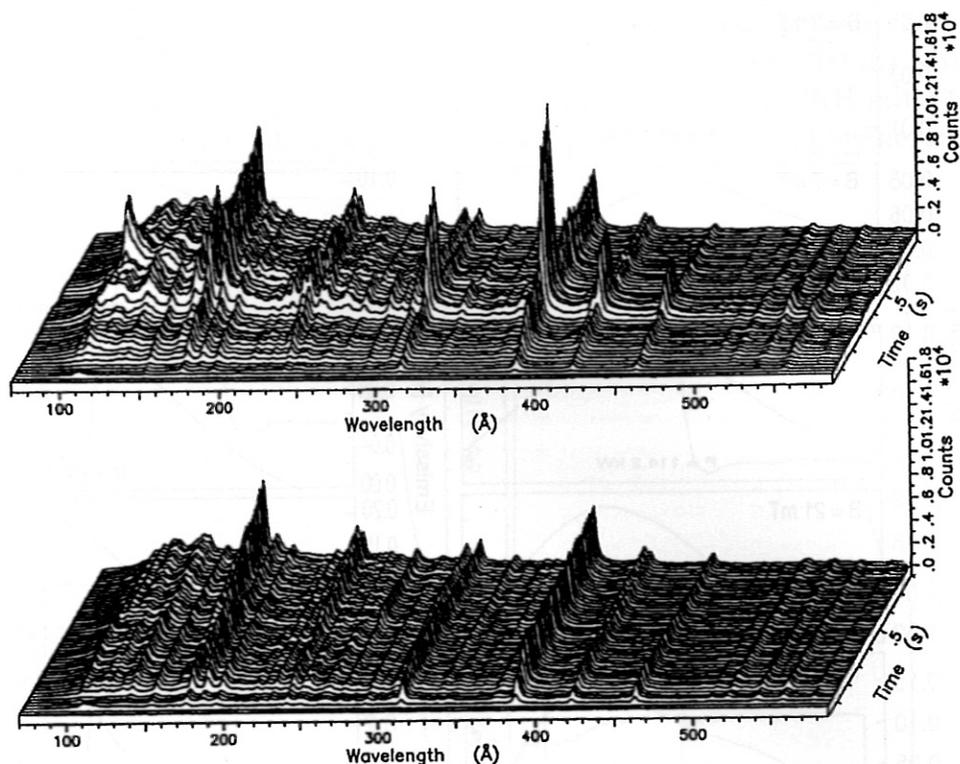


Abbildung 7.3: Spektroskopische Messungen der Entladungen #40759 (oben) und # 40768 (unten).

beobachtet. Die schnelle Anstieg der Strahlung läßt vermuten, daß die Verunreinigungen von Graphitplatten an Einbauten herkommen. Entsprechend dieser Strahlungszunahme steigt die Dichte. Temperatur und diamagnetische Energie nehmen dabei ab. Der Unterschied in den drei Entladungen ist diesbezüglich sehr klar.

Die Ergebnisse aller dargestellten Messungen deuten auf eine Erniedrigung der Verunreinigungen hoher Kernladungszahl in den Entladungen mit dem höchsten Vertikalfeld hin. Die Emissionsprofile (Abb. 7.2) werden, entsprechend dem Zufluß von Verunreinigungen aus dem Limiter und der Verringerung des Zuflusses von hoch- Z -Verunreinigungen aus der Wand, mit wachsendem Vertikalfeld hohler. Die abgestrahlte Leistung wächst in den meisten Fällen um einen Faktor 1,35 bei Zunahme der B_z -Wertes um 7 mT. Aus den spektroskopischen Messungen ist die Tatsache der Erniedrigung der hoch- Z -Verunreinigungen aus der Wand (O, F, Cl, N) sehr deutlich.

Die plötzliche Strahlungszunahme in der Entladung #40759 wurde systematisch in gleichen Entladungstypen beobachtet. Dieser Prozeß deutet auf eine plötzliche Erosion durch hohen Wärmefluß und starken Teilchenfluß parallel zu den Magnetfeldlinien auf die Obeffläche von Einbauten hin. Man sieht, daß der Vorgang nur in den NBI-Entladungen auftritt und nur nach frühestens 200 ms. Diese Zeit könnte die Zeit sein während der sich die Oberfläche des Materials erhitzt bis der rasche Prozeß beginnt. Der Prozeß

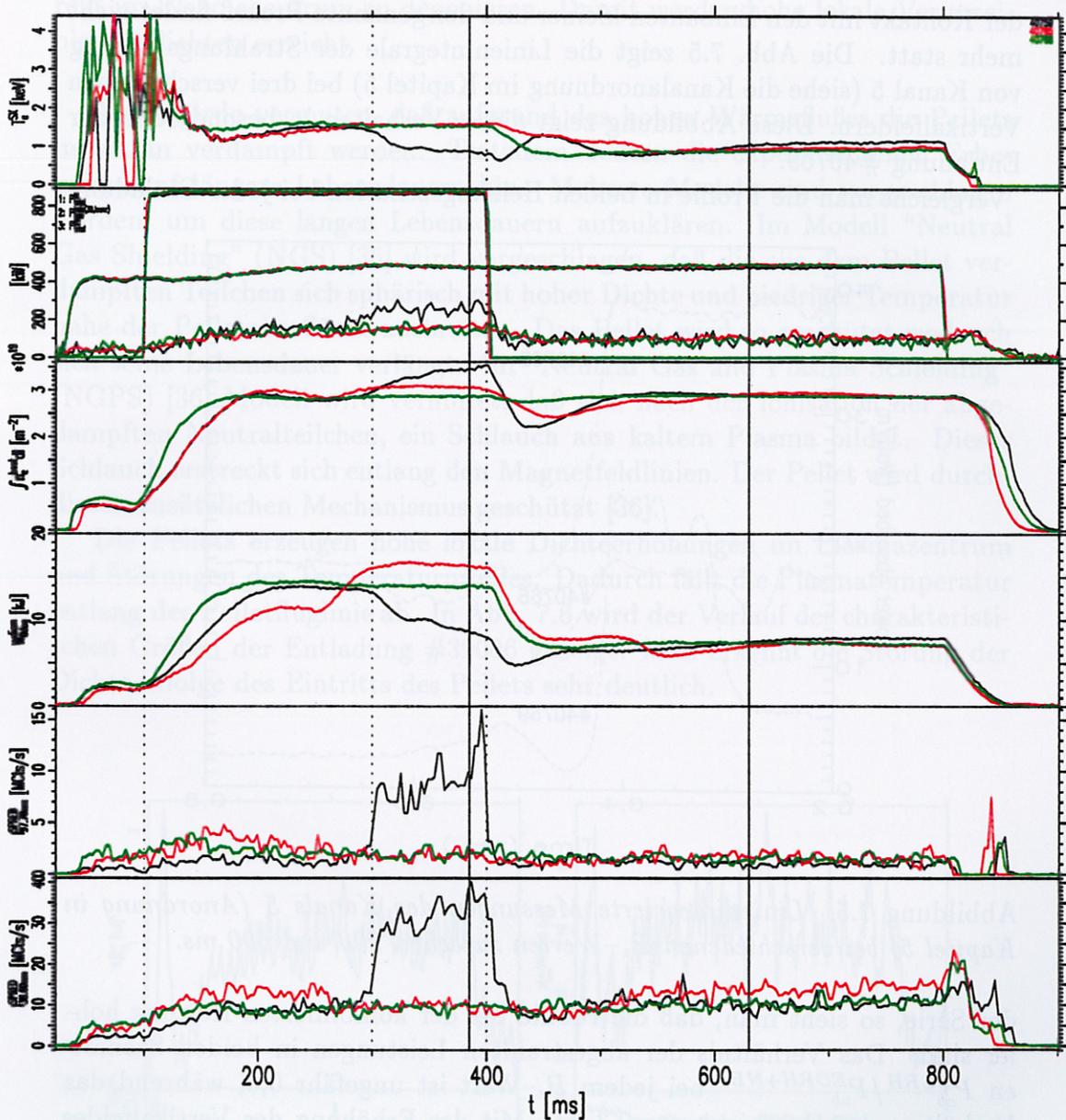


Abbildung 7.4: Zeitlicher Verlauf von Elektronentemperatur, Heizleistung, linienintegrierte Dichte, diamagnetische Energie und der spektroskopischen Messungen bei 970 \AA (C III) und 380 \AA (Ti XI+C III) der Entladungen #40759 (schwarz), #40765 (rot) und #40768 (grün) $B_z=0 \text{ mT}$, $B_z=14 \text{ mT}$ und $B_z=27 \text{ mT}$. Die vertikalen Linien markieren die Zeitpunkte, bei denen die Emisivitätsrechnungen durchgeführt wurden.

ist am ausgeprägtesten an den Kohlenstofflinien zu sehen. Ein Sublimationsprozeß von Kohlenstoff braucht Temperaturen in der Größenordnung von 2000 C . Wenn die Limiteroberfläche senkrecht auf dem Teilchenfluß steht, ist die Sublimationstemperatur niedriger. Die Ergebnisse deuten auf einen Sublimationsprozeß hin.

Mit der Erhöhung des Vertikalfeldes wird durch die Plasmaverschiebung der Kontakt mit den Einbauten kleiner und der genannte Prozeß findet nicht mehr statt. Die Abb. 7.5 zeigt die Linienintegrale der Strahlungsleistung von Kanal 5 (siehe die Kanalanordnung im Kapitel 5) bei drei verschiedenen Vertikalfeldern. Diese Abbildung zeigt dieses Verhalten insbesondere in der Entladung #40759.

Vergleicht man die Profile in beiden Heizszenarien bei jeder Entladung

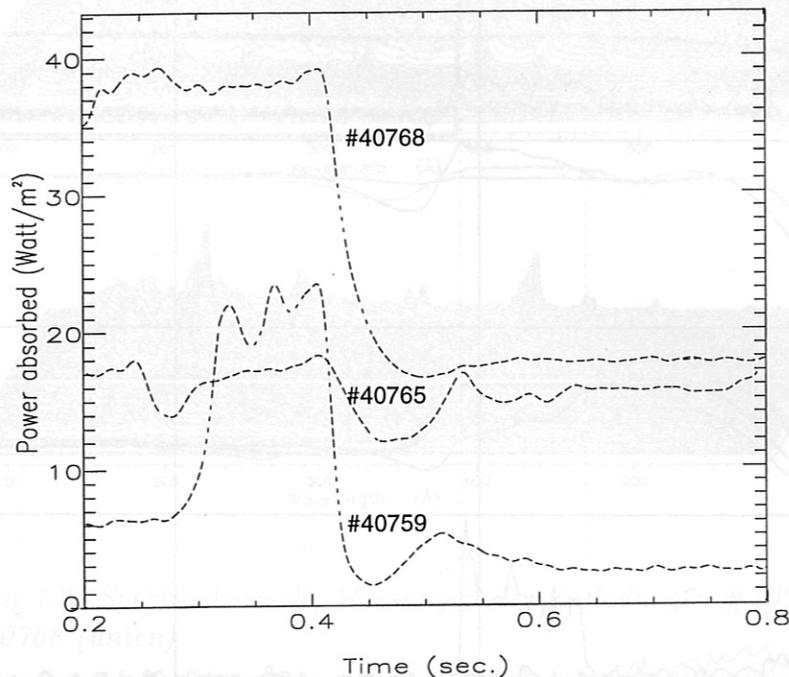


Abbildung 7.5: Linienintegrierte Messungen des Kanals 5 (Anordnung in Kapitel 5) bei verschiedenen B_z -Werten zwischen 200 und 600 ms.

der Serie, so sieht man, daß die Profile bei der kombinierten Heizung hohler sind. Das Verhältnis der abgestrahlten Leistungen in beiden Szenarien $P_{ab}^{ECRH} / P_{ab}^{ECRH+NB I}$ bei jedem B_z -Wert ist ungefähr 0,6, während das Verhältnis der Heizleistungen 0,3 ist. Mit der Erhöhung des Vertikalfeldes werden in beiden Heizszenarien die Verunreinigungskonzentrationen hoher Kernladungszahl kleiner. Daher wird das Emissivitätsprofil durch die Elementen Kohlenstoff und Sauerstoff dominiert. Diese strahlen hauptsächlich am Plasmarand, was eine Einschnürung der Emissivitätsprofile mit der Vergrößerung des B_z -Feldes zur Folge hat. Mit der Kopplung an die Limiter wird der Einfluß von Kohlenstoff größer. Die gesamte Plasmastrahlung steigt dann deutlich an.

7.2 Untersuchung einer Entladung mit Kohlenstoffpellet

Die Kohlenstoffpellets sind kleine $\Phi=0,15-0,7$ mm gefrorenen Tabletten aus Kohlenstoff, die mit hohen Geschwindigkeiten von etwa 600 m/s in das Plas-

ma eingeschossen werden [35]. Diese Pelletinjektion erlaubt es Material direkt im Plasmazentrum zu deponieren. Damit werden hohe lokale Verunreinigungsdichten erreicht.

Man würde vermuten, daß aufgrund des hohen Wärmeflusses die Pellets instantan verdampft werden. Trotzdem deuten die experimentellen Ergebnisse auf längere Lebensdauern hin. Mehrere Modelle sind vorgeschlagen worden, um diese langen Lebensdauern aufzuklären. Im Modell "Neutral Gas Shielding" (NGS) [36] wird vorgeschlagen, daß die aus dem Pellet verdampften Teilchen sich sphärisch mit hoher Dichte und niedriger Temperatur nahe der Pelletoberfläche ausbreiten. Das Pellet wird so geschützt wodurch sich seine Lebensdauer verlängert. Im "Neutral Gas and Plasma Shielding" (NGPS) [36] Modell wird vermutet, daß sich nach der Ionisation der abgedampften Neutralteilchen, ein Schlauch aus kaltem Plasma bildet. Dieser Schlauch erstreckt sich entlang den Magnetfeldlinien. Der Pellet wird durch diesen zusätzlichen Mechanismus geschützt [36].

Die Pellets erzeugen hohe lokale Dichteerhöhungen im Plasmazentrum und Störungen des Temperaturprofils. Dadurch fällt die Plasmatemperatur entlang der Pelletfluglinie ab. In Abb. 7.6 wird der Verlauf der charakteristischen Größen der Entladung #39006 gezeigt. Man erkennt die Störung der Dichte infolge des Eintritts des Pellets sehr deutlich.

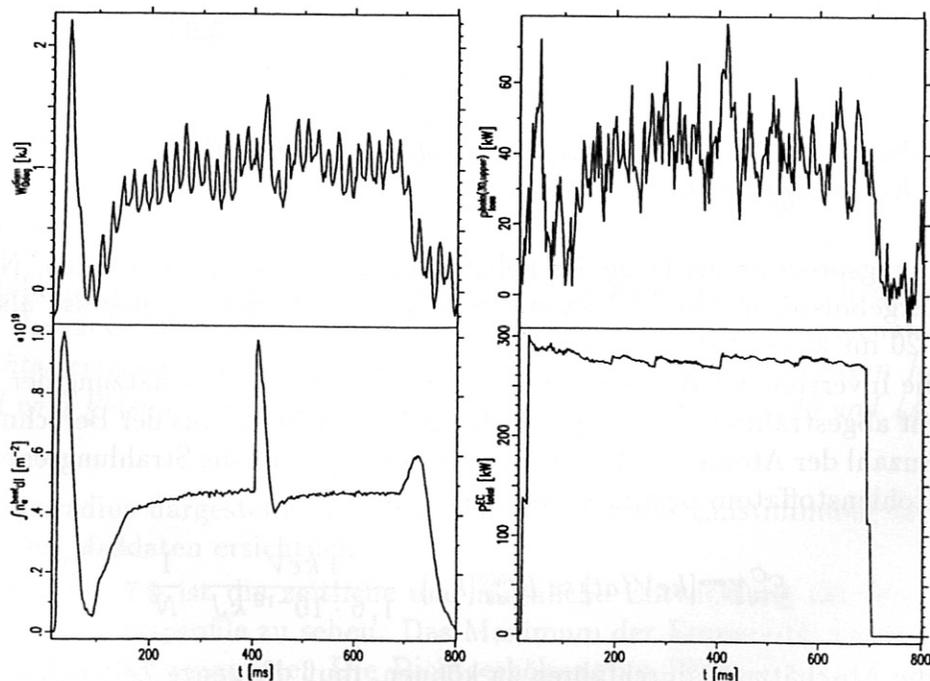


Abbildung 7.6: Liniengemittelte Dichte und diamagnetische Energie, Bolometermessungen und Plasmaheizung bei der Entladung #39006.

Es wurde die Strahlungsentwicklung durch den Eintritt des Pellets mit den Bolometermessungen verfolgt. Abb. 7.7 zeigt die zeitliche Entwicklung

der Bolometermessungen bei der Entladung #39006. In dieser Entladung wurde ein Kohlenstoffpellet bei $t=420$ ms eingeschossen. Der Pelleteintritt erzeugt eine lokale Dichteerhöhung, die von einer Temperaturerniedrigung begleitet wird. Die Abstrahlung, so wie sie durch die Bolometermessungen belegt wird, erfolgt während einer Zeitspanne von mehreren Millisekunden. Diese Zeit könnte im Rahmen der zu Beginn erwähnten Modellen erklärt werden [36]. Mit Hilfe des Strahlungsleistungsflusses kann die Dauer der

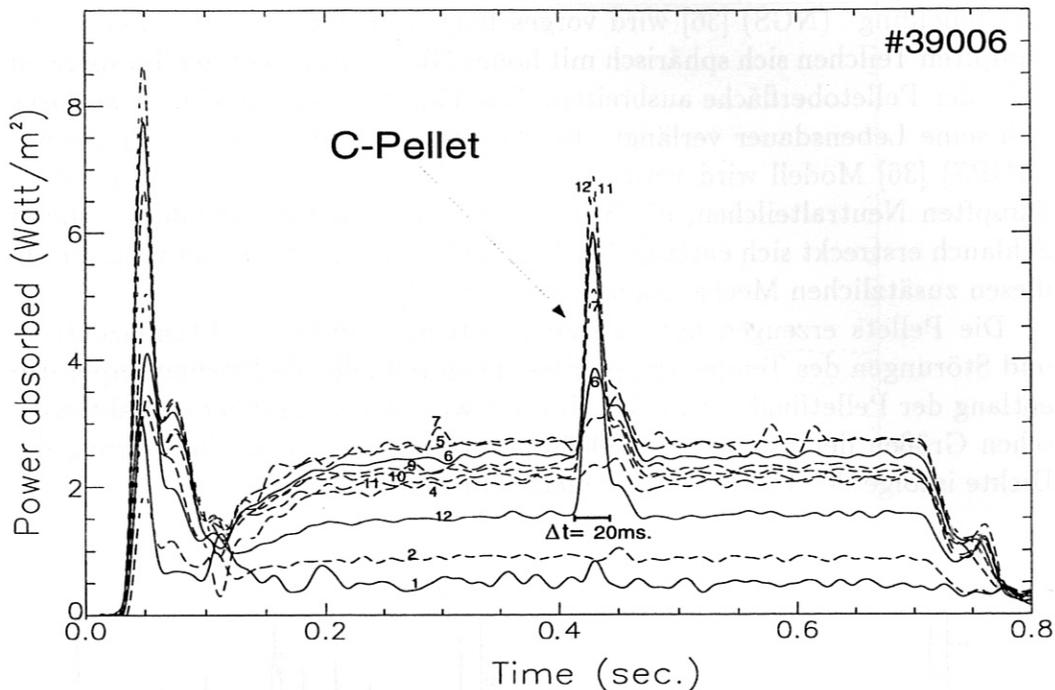


Abbildung 7.7: Zeitlicher Verlauf der Strahlungsleistungsflüssen beim Eintritt eines Kohlenstoffpellets in #39006.

Strahlungsprozesse als Folge des Pelleteinschusses abgeschätzt werden. Nach den Ergebnisse in Abb. 7.7 kann die Dauer der Strahlungsprozesse als zu etwa 20 ms abgeschätzt werden.

Die Inversion der Bolometermessungen erlaubt eine Abschätzung der insgesamt abgestrahlten Leistung eines Kohlenstoffpellets. Aus der Berechnung der Anzahl der Atome eines Pellets kann näherungsweise die Strahlungsenergie pro Kohlenstoffatom bestimmt werden:

$$E_{rad}^{C_{Atom}} [keV/at] \approx E_{rad}^{bolo} [kJ] \cdot \frac{1 \text{ keV}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ kJ}} \cdot \frac{1}{N} \quad (7.1)$$

Um die Abschätzung durchführen zu können, muß die ganze Zeitspanne von 20 ms in kleine Zeitfraktionen unterteilt werden. Die vom Plasma abgestrahlte Leistung kann in diesen Fraktionen als konstant angenommen werden. Die Strahlungsperiode von 20 ms wurde in Fraktionen von 5 ms unterteilt. Die Strahlungsleistung vor dem Pelleteinschuss wird vom Ergebnis der Rechnungen abgezogen. In Abb. 7.8 ist das Emissivitätsprofil und die insgesamt abgestrahlte Leistung zwischen 400 ms und 445 ms in Abhängigkeit vom

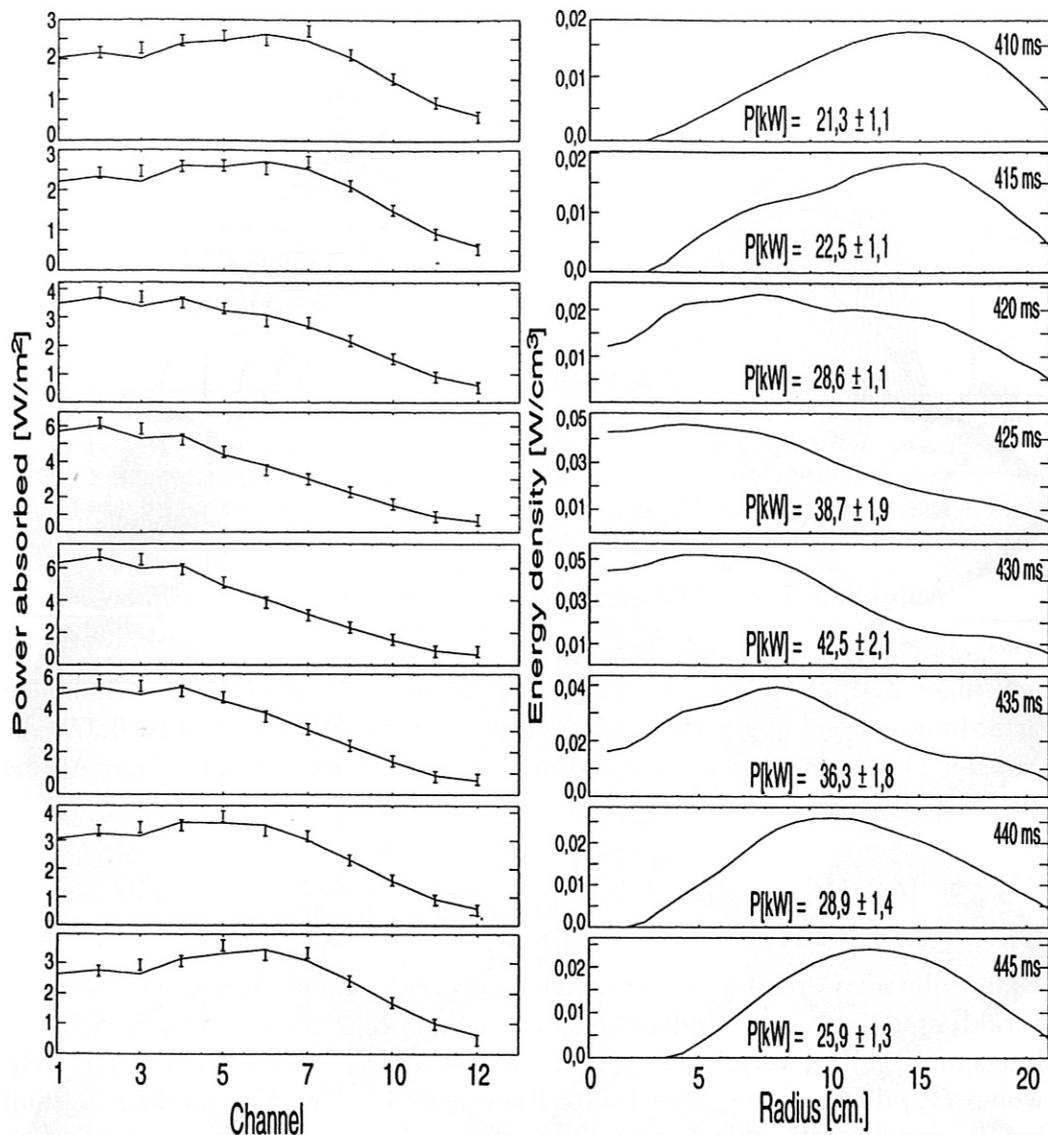


Abbildung 7.8: Links: Darstellung der Übereinstimmung der Rechnungen mit den ursprünglichen Daten. Ein Meßfehler von 5% wurde angenommen. Rechts: errechnete Emissivitätsprofile in Abhängigkeit des effektiven Radius und vom Plasma gesamt abgestrahlte Leistung zwischen $t = 400$ und 445 ms.

Plasmaradius dargestellt. Links in Abb. 7.8 ist die Einstimmung der Fits mit den Meßdaten ersichtlich.

In Abb. 7.9 ist die zeitliche und räumliche Entwicklung der berechneten Emissivitätsprofile zu sehen. Das Maximum der Emissivität konzentriert sich auf die Plasmamitte. Die Dichteerhöhung im Plasmazentrum und die entsprechende Abkühlung des Plasmas können auf der Basis der oben skizzierten Vorstellungen die relativ lange dauernde und auf das Zentrum beschränkte Abstrahlung erklären. Die langsame Ablation des Pellets und die Plasmaabkühlung ermöglichen Strahlungsprozesse über Zeitskalen von hundertstel Sekunden, wie sie sonst nur am kalten Plasmarand möglich wären.

Werden die Strahlungsergebnisse in jeder Zeitperiode mit der Dauer der

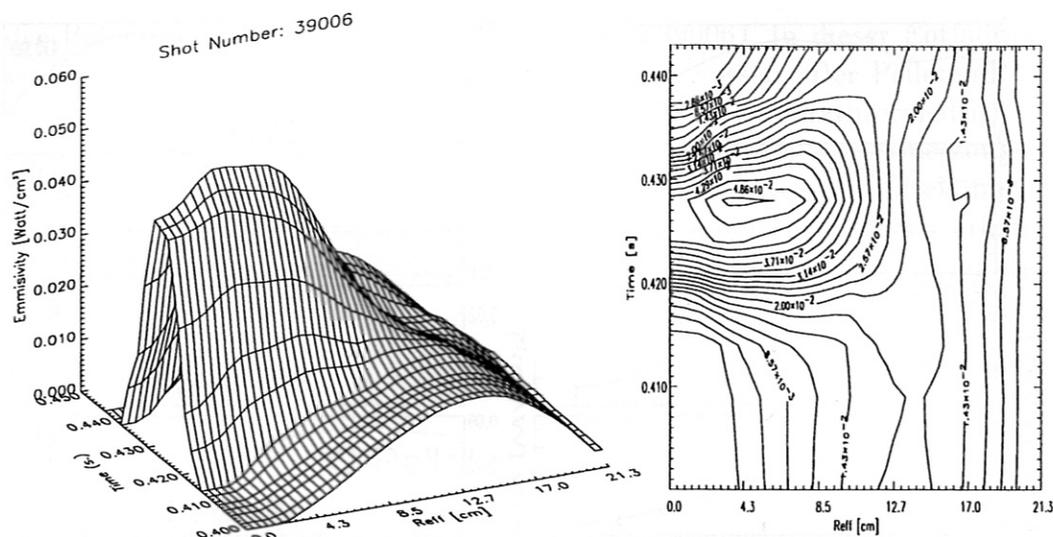


Abbildung 7.9: Zeitliche Entwicklung der Emissivitätsprofilen.

jeweiligen Zeitperioden multipliziert und die vor dem Pelletschuß vorhandene Strahlungsenergie abgezogen, dann ergibt sich ein Wert von etwa 0,375 kJ. Mit der Pelletgröße von etwa 0,380 mm, ergibt sich die Anzahl N der Atome zu $1,6 \times 10^{18}$. Setzt man diese Werte in (7.1) ein, so ergibt sich:

$$E_{rad}^{C_{Atom}} [keV/at] = 0,375 \text{ kJ} \cdot \frac{1 \text{ keV}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ kJ}} \cdot \frac{1}{1,6 \cdot 10^{18}} \approx 1,5 \text{ keV/Atom} \quad (7.2)$$

Es ist sehr schwierig eine vollständige theoretische Behandlung der gesamten Strahlung eines Kohlenstoffpellets zu machen. $E_{rad}^{C_{Atom}}$ sollte mit dem Strahlungspotential E_A verglichen werden. E_A ist als $E_A = P_{rad}/\Gamma_I$ definiert [34], wobei P_{rad} die gesamte abgestrahlte Energie und Γ_I den Verunreinigungsfluß ins Plasma darstellen. Daher, stellt E_A die pro Verunreinigungsatom mittlere abgestrahlte Energie dar. In [34] sind die E_A -Messungen für Sauerstoff und Kohlenstoff als Funktion der Separatrixtemperatur im TEXTOR vorgestellt. Die Separatrixtemperaturen von TEXTOR sind vergleichbar mit denen in W7-AS. In Abhängigkeit von der Separatrixtemperatur variiert E_A^C in einem Bereich von $T_e = 20\text{--}60$ eV zwischen ≈ 2 und 1 keV [34]. Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit unseren Ergebnisse (1 keV). Da sowohl die Definition der Zeitschritte als auch die Bestimmung der Atonzahl des Pellets mit Fehlern behaftet sind, ist das Ergebnis nur als grobe Abschätzung zu sehen.

In Abb. 7.10 ist die zeitliche Entwicklung der Emissivität für den ganzen Plasmaradius ersichtlich.

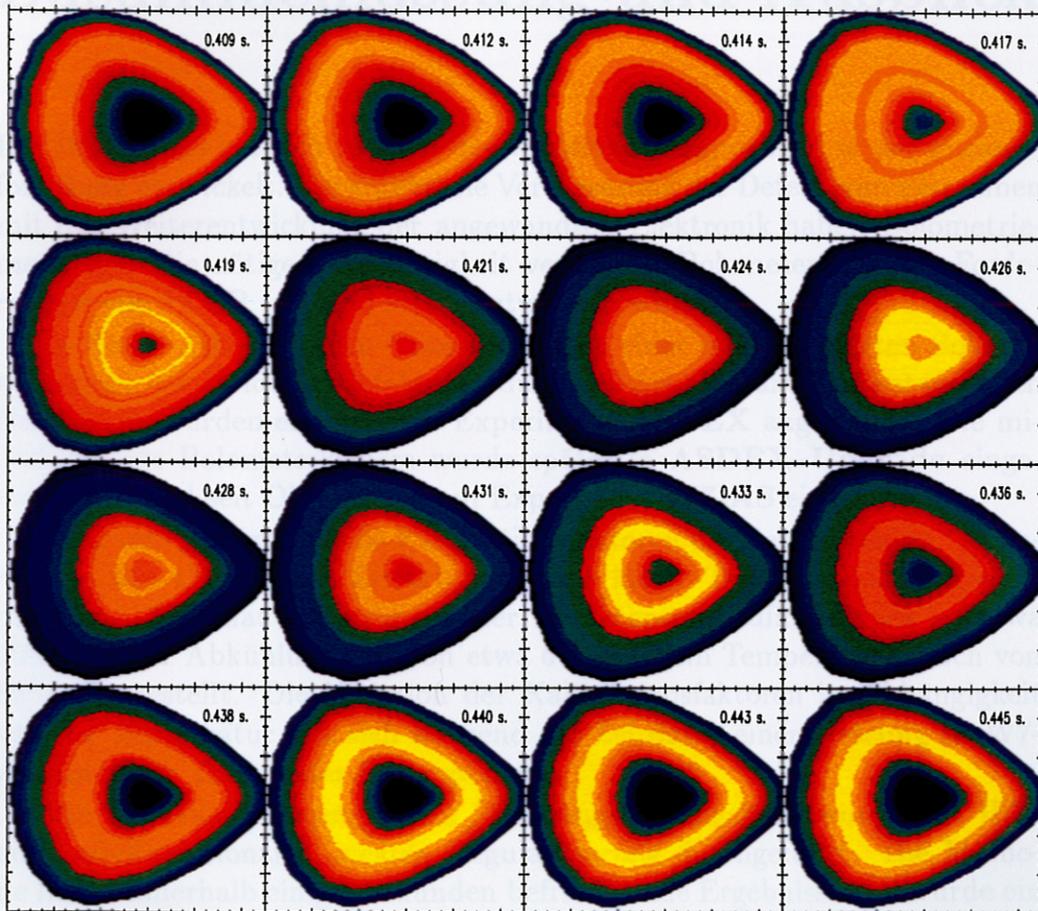


Abbildung 7.10: Zeitliche Entwicklung der Emissivitätsprofilen für die ganze Plasmaoberfläche (blau \rightarrow grün \rightarrow rot \rightarrow gelb).

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Die Bolometrie hat sich zu einer der wichtigen Diagnostiken in der Fusionsforschung entwickelt. Die erhebliche Verbesserung der Detektoren zusammen mit der Weiterentwicklung der angewandten Elektronik haben Bolometrie-messungen die nötige Zuverlässigkeit verliehen. Bolometer mit den Forderungen von **ITER** [43] sind schon entwickelt worden.

In dieser Arbeit wurden Untersuchungen einer miniaturisierten Bolometerkamera aus Goldfoliendetektoren durchgeführt. Die am IPP entwickelten Detektoren wurden erstmals am Experiment **ASDEX** angewandt. Die miniaturisierte Bolometerkamera wurde später in **ASDEX-Upgrade** eingebaut und wird seit Oktober '96 am Experiment **W7-AS** eingesetzt.

Es wurde gezeigt, daß die Kalibrationsfaktoren der Detektoren im Gegensatz zu den theoretische Erwartungen eine kleine Temperaturabhängigkeit besitzen. Man hat Steigerungen der Detektorempfindlichkeit bis zu etwa 10% und der Abkühlungszeit von etwa 6% in einem Temperaturbereich von 50° C festgestellt. Die Variation der Kalibrationsfaktoren in Abhängigkeit von der Temperatur hält sich während der Zeitdauer einer Messung an **W7-AS** innerhalb akzeptabler Fehlergrenzen.

Die Inversion der gemessenen Strahlungsleistungsflüsse wurde mit Hilfe einer eindimensionalen linearen Regularisierung durchgeführt. Die Methode liefert innerhalb einiger Sekunden befriedigende Ergebnisse. Es wurde ein Emissivitätsprofil mit dem Verunreinigungsanalyseprogramm **STRAHL** berechnet und mit den Ergebnissen aus der eindimensionalen Inversion der Bolometermessungen verglichen. Das Ergebnis zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen beiden Emissivitätsprofilen.

Die Bolometerdetektoren besitzen eine genügend hohe Zeitauflösung, um schnelle Plasmavorgänge zu verfolgen. Daher wurde eine Untersuchung der Strahlungsenergie eines Kohlenstoffpellets mit Hilfe der Bolometermessungen durchgeführt. Die Ergebnisse wurden als Funktion der abgestrahlten Energie pro Kohlenstoffatom berechnet und mit Daten von **TEXTOR** verglichen. Die Übereinstimmung der Daten ist zufriedenstellend.

Die Strahlungsleistung von den Innenlimitern als Funktion des Vertikalfeldes und der Heizmethode wurde ebenfalls gemessen. Es wurde eine Einschnürung der Emissivitätsprofile in Abhängigkeit vom Vertikalfeld sowie eine Erhöhung um einen Faktor 1,35 bei Zunahme der B_z -Wertes um 7 mT

gefunden. In einer Entladung mit Vertikalfeld 0 mT und 1300 kW Heizleistung wurde ein Prozeß beobachtet, der als Sublimation identifiziert werden kann. Diese Messungen sollen als Referenz zum Einbau einer zukünftigen Divertorkamera am W7-AS dienen.

Bezüglich der Anwendung an W7-X können folgende Aussagen und Vorschläge gemacht werden:

Er wäre wünschenswert eine bolometrische Tomographie durchführen zu können. In diesem Zusammenhang wäre der Einsatz mehrerer Bolometerarrays in derselben toroidalen Position aber unter verschiedenen Beobachtungswinkeln wünschenswert. Die Methode der linearen Regularisierung ist wegen der dafür benötigten Rechenzeit gut geeignet.

Die erreichte hohe Zeitauflösung verspricht interessante Anwendungsmöglichkeiten der vorgestellten Bolometerdetektoren in einem Stellarator der Größe von W7-X.

Anhang A

Lineare Regularisierung

Es wird mit Hilfe der linearen Regularisierung eine eindimensionale Inversion der Leistungsflußprofile durchgeführt. Die folgende Darstellung lehnt sich an der Beschreibungen in [31] und [39].

A.1 Minimierung

Sei \mathbf{u} ein Vektor, den man durch ein Minimierungsprinzip bestimmen möchte. Seien $\mathcal{A}[\mathbf{u}] > 0$ und $\mathcal{B}[\mathbf{u}] > 0$ zwei Funktionale von \mathbf{u} , sodaß \mathbf{u} durch die Minimierung von $\mathcal{A}[\mathbf{u}]$ oder $\mathcal{B}[\mathbf{u}]$ bestimmt werden kann. Das Ergebnis wird in beiden Fällen unterschiedliche \mathbf{u} ergeben. Eine andere Möglichkeit ist $\mathcal{A}[\mathbf{u}]$ oder $\mathcal{B}[\mathbf{u}]$ zu minimieren unter der Bedingung, daß die jeweils andere Größe (a und b) annehmen. Im Rahmen der Methode der Lagrange-Multiplikatoren ergibt sich:

$$\frac{\delta}{\delta \mathbf{u}} \{ \mathcal{A}[\mathbf{u}] + \lambda_1 (\mathcal{B}[\mathbf{u}] - b) \} = \frac{\delta}{\delta \mathbf{u}} (\mathcal{A}[\mathbf{u}] + \lambda_1 \mathcal{B}[\mathbf{u}]) = 0, \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\delta}{\delta \mathbf{u}} \{ \mathcal{B}[\mathbf{u}] + \lambda_2 (\mathcal{A}[\mathbf{u}] - a) \} = \frac{\delta}{\delta \mathbf{u}} (\mathcal{B}[\mathbf{u}] + \lambda_2 \mathcal{A}[\mathbf{u}]) = 0, \quad (\text{A.2})$$

wobei λ_1 und λ_2 die Lagrange-Multiplikatoren sind. In beiden Fällen, (A.1) und (A.2) sind die Änderungen gleich: Wird die Gleichung (A.2) mit $1/\lambda_2$ multipliziert und $1/\lambda_2$ gleich λ_1 gemacht, dann bekommt man in beiden Fällen die gleiche Familie von Einparameter-Ergebnissen: $\mathbf{u}(\lambda_1)$. Wenn $\lambda_1 [0, \infty]$ sich ändert, variiert die Lösung entlang der Parameterverhältniskurve zwischen der Minimierung von \mathcal{A} und der Minimierung von \mathcal{B} . Jede Lösung entlang der Kurve stellt eine ausgewogene Minimierung der Summe $\mathcal{A} + \lambda \cdot \mathcal{B}$ dar.

Im folgendem sind die "Entartungsminimierungsprinzipien" dargestellt. Es sei jetzt angenommen, daß $\mathcal{A}[\mathbf{u}] = |\mathbf{A} \cdot \mathbf{u} - \mathbf{c}|^2$ für eine Matrix \mathbf{A} und einen Vektor \mathbf{c} . Falls \mathbf{A} weniger Zeilen als Spalten enthält ($\mathbf{A}^T \cdot \mathbf{A}$ entartet), oder \mathbf{A} eine entartete quadratische Matrix ist, dann führt die Minimierung von $\mathcal{A}[\mathbf{u}]$ nicht auf eine einzige Lösung von \mathbf{u} . Dennoch kann die Entartung aufgehoben werden, indem zu $\mathcal{A}[\mathbf{u}]$ ein Term addiert wird, der aus einer nicht-entarteten

Matrix $\mathcal{B}[\mathbf{u}]$ (z.B. $\mathbf{u} \cdot \mathbf{H} \cdot \mathbf{u}$, \mathbf{H} positiv definit) multipliziert mit einem Faktor λ zusammengesetzt ist. Bei der Minimierung von $A[\mathbf{u}] + \lambda \mathcal{B}[\mathbf{u}]$ ergibt sich eine einzige Lösung: Die Summe zweier quadratischen Matrizen ergibt eine quadratische Matrix, wobei die zweite die Nicht-Entartung gewährleistet.

A.2 Inversion

Normalerweise sind zwei mögliche Funktionale \mathcal{A} und \mathcal{B} vorhanden. Die erste mißt die Übereinstimmung eines Modells mit den ursprünglichen Daten, z.B. χ^2 (A.6). Wird \mathcal{A} minimiert, dann ist die Übereinstimmung des Modells mit dem Datensatz sehr gut, aber die Lösung wird unstabil, mit großen Variationen und Oszillationen. Das heißt, daß \mathcal{A} ein hoch-entartetes Minimierungsproblem beschreibt. \mathcal{B} mißt etwas wie die Glätte der erwünschten Lösung und ist ein Stabilitätsparameter der Lösung bezüglich der Datenänderungen. Aus diesem Grund wird \mathcal{B} Regularisierungsparameter genannt. Wird nun \mathcal{B} minimiert, dann ergibt sich als Lösung eine glatte oder stabile Funktion, die wenig mit dem Datensatz zu tun hat.

Die Zentralidee der Inversionstheorie ist die Minimierung von

$$\mathcal{A} + \lambda \mathcal{B} \quad (\text{A.3})$$

entlang der Parameterverhältniskurve in Abhängigkeit von λ ($0 < \lambda < \infty$).

A.3 Lineare Regularisierung Nullter Ordnung

Hier wird die Methode der linearen Regularisierung diskutiert. Sei $u(x)$ ein unbekannter physikalischer Prozeß den man durch einen Meßsatz c_i ($i=1, 2, \dots, N$) bestimmen möchte. Die Beziehung zwischen $u(x)$ und c_i ist, daß jedes c_i einen unterschiedlichen Aspekt von $u(x)$ durch den Antwortkern r_i mißt, sodaß:

$$c_i \equiv s_i + n_i = \int r_i(x) \cdot u(x) \cdot dx + n_i, \quad (\text{A.4})$$

wobei n_i die Meßfehler sind.

Bei dem Inversionsproblem handelt es sich um eine gute statistische Abschätzung ($\hat{u}(x)$) von $u(x)$ zu finden. Offensichtlich handelt es sich um ein schlecht konditioniertes Problem: Wie kann man eine kontinuierliche Funktion $\hat{u}(x)$ aus einem Satz von diskreten Messungen $r_i(x)$ rekonstruieren?

In unserem Fall benötigen wir nicht alle Punkte der Funktion $\hat{u}(x)$, sondern eine diskrete Menge M : x_μ , $\mu = 1, 2, \dots, M$, wobei M genügend groß ist und die x_μ voneinander genügend getrennt sind, sodaß sich weder die $u(x)$ noch die $r_i(x)$ zwischen x_μ und $x_{\mu+1}$ wenig ändern. Auf diese Weise können die Integrale (A.4) durch eine Summe aus diskreten Funktionen ausgedrückt werden:

$$c_i = \sum_{\mu} R_{i\mu} \cdot u(x_\mu) + n_i, \quad (\text{A.5})$$

wobei die Matrix R ($N \times M$) die Transformationselemente zwischen dem Meßfeld und dem Funktionsfeld enthält.

Einen Weg die Gleichung (A.5) zu lösen, ist das Funktional χ^2 zu berechnen, um die Übereinstimmung zwischen dem Modell $\hat{u}(x)$ und den Messungen abzuschätzen.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \left[c_i - \sum_{\mu=1}^M R_{i\mu} \hat{u}(x_\mu) \right] S_{ij}^{-1} \left[c_j - \sum_{\mu=1}^M R_{j\mu} \hat{u}(x_\mu) \right] \\ \approx \sum_{i=1}^N \left[\frac{c_i - \sum_{\mu=1}^M R_{i\mu} \hat{u}(x_\mu)}{\sigma_i} \right]^2, \quad (\text{A.6})$$

wobei S^{-1} die Inverse der Fehlerkovarianzmatrix, und σ_i die Diagonalelemente der genannten Matrix darstellen.

Ein klassischer Weg, um eine gute Übereinstimmung zu erreichen, ist χ^2 gleich der Anzahl der Messungen N zu machen. Der Grund ist, daß die χ^2 -Statistik einen Mittelwert N und eine Standardabweichung $\sqrt{2N}$ besitzt, die sich für große N in eine Normalverteilung entwickelt.

In vielen Fällen sind die Fehler eines Meßsatzes nicht bekannt und subjektive Kriterien, um einen Fehlerwert anzugeben, werden benötigt. Zum Beispiel kann man mit einem konstanten Wert für alle σ_i anfangen und dann den σ -Wert ändern, um zu sehen wie sich die Anpassung entwickelt.

Um den Vektor $\hat{u}(x)$ zu finden, der die Gleichung (A.6) minimiert, kann man die Methode der "Singular Value Decomposition" (SVD). Mit Hilfe der SVD erhält man aus allen möglichen Lösungen diejenigen mit der minimalen Norm $|\hat{u}|$, das heißt:

$$\text{minimieren } \sum_{\mu} [\hat{u}(x_{\mu})]^2. \quad (\text{A.7})$$

Diese Lösung wird üblicherweise Hauptkomponente genannt. Sie stellt einen Grenzfall von nullter Ordnung Regularisierung dar, die auf der Summe der Funktionalen (A.3) basiert,

$$\text{minimieren } \chi^2[\hat{u}] + \lambda(\hat{u} \cdot \hat{u}), \quad (\text{A.8})$$

für den Grenzfall kleiner λ .

Nimmt λ zu, dann entfernt sich die Lösung von χ^2 - und nähert sich der $\hat{u} \cdot \hat{u}$ -Minimierung an. Das ist dasselbe wie $\hat{u} \cdot \hat{u}$ zu minimieren unter der Bedingung, daß χ^2 einen konstanten Wert verschieden null annimmt. Das auf diese Weise erzielte Ergebnis $\hat{u}(x)$ wird üblicherweise "Lösung des Inversionsproblems mittels Regularisierung Nullter Ordnung" genannt.

A.4 Lineare Regularisierungsmethoden

In seiner einfachsten Form ist die Methode der linearen Regularisierung eine Verallgemeinerung der Regularisierung nullter-Ordnung. Genau wie vorher, stellt \mathcal{A} die Standardabweichung χ^2 (A.6) dar, aber nun wird das Funktional

\mathcal{B} durch komplizierte Glättemessungen aus Ableitungen erster- und höheren Ordnungen, ersetzt.

Falls a priori vermutet wird, daß $u(x)$ nicht viel von einer Konstanten abweicht, dann ist das zu minimierende Funktional

$$\mathcal{B} \propto \int [\hat{u}'(x)]^2 dx \propto \sum_{\mu=1}^{M-1} [\hat{u}_{\mu} - \hat{u}_{\mu+1}] . \quad (\text{A.9})$$

Dies kann geschrieben werden als

$$\mathcal{B} = |B \cdot \hat{u}|^2 = \hat{u} \cdot (B^T \cdot B) \cdot u \equiv \hat{u} \cdot H \cdot \hat{u} , \quad (\text{A.10})$$

wobei B die Erste-Ordnung-Ableitungsmatrix $(M-1) \times M$ ist:

$$B = \begin{pmatrix} -1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & & & \ddots & & & & & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 1 & 0 \\ 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

H ($M \times M$) bezeichnet die Matrix:

$$H = B^T \cdot B = \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ -1 & 2 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & -1 & 2 & -1 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & & & \ddots & & & & & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & -1 & 2 & -1 & 0 \\ 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 2 & -1 \\ 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.12})$$

Da B eine Zeile weniger als Spalten hat, ist die Matrix H entartet, und daher hat sie nur einen Null-Eigenwert entsprechend der gesuchten konstanten Funktion. Wird in (A.6) $R_{i\mu}/\sigma_i$ durch $A_{i\mu}$ und c_i/σ_i durch b_i ersetzt, dann nimmt das Minimierungsprinzip (A.3) folgende Gestalt an:

$$\text{minimieren: } \mathcal{A} + \lambda \mathcal{B} = |A \cdot \hat{u} - b|^2 + \lambda \hat{u} \cdot H \cdot \hat{u} , \quad (\text{A.13})$$

die zu einem Satz Gleichungen reduziert werden können, wo die Komponenten von \hat{u} die Menge von M -Gleichungen in M -Unbekannten genügen,

$$(A^T \cdot A + \lambda H) \cdot \hat{u} = A^T \cdot b . \quad (\text{A.14})$$

Die Gleichung (A.14) kann durch die Methode SVD (Anhang B) gelöst werden. Die Funktion des λ -Terms die schlechte Konditionierung aufzuheben.

Da die inverse Matrix A^{-1} üblicherweise nicht vorhanden ist, kann \hat{u} ausgedrückt werden (nur schematisch) als

$$\hat{u} = \left(\frac{1}{A^T \cdot A + \lambda H} \cdot A^T \cdot A \right) A^{-1} \cdot b .$$

Falls man vermutet, daß die Lösung die Form einer linearen Funktion hat, dann gilt für \mathcal{B}

$$\mathcal{B} \propto \int [\hat{u}''(x)]^2 dx \propto \sum_{\mu=1}^{M-2} [-\hat{u}_{\mu} + 2\hat{u}_{\mu+1} - \hat{u}_{\mu+2}]^2. \quad (\text{A.15})$$

Handelt es sich um eine quadratische Funktion, dann ist

$$\mathcal{B} \propto \int [\hat{u}'''(x)]^2 dx \propto \sum_{\mu=1}^{M-3} [-\hat{u}_{\mu} + 3\hat{u}_{\mu+1} - 3\hat{u}_{\mu+2} + \hat{u}_{\mu+3}]^2. \quad (\text{A.16})$$

Man kann jede Differentialgleichung näherungsweise regularisieren. Man muß nur ein \mathcal{B} auswählen, das die richtige Summe der linearen finiten Operatoren darstellt und dann $H = B^T \cdot B$ berechnen.

Anhang B

SVD Technik

Die SVD-Technik wird benutzt, um nicht singuläre Matrizen oder Matrizen, die numerisch näherungsweise nicht singular sind, zu behandeln. Sie basiert auf dem folgenden Theorem aus der linearen Algebra: Jede Matrix deren Zeilenanzahl größer als die Spaltenanzahl ist, kann als ein Produkt aus einer orthogonalen Matrix U ($M \times N$), einer diagonalen Matrix W mit positiven oder Null-Elementen (Singular Values) und der Transponierten einer orthogonalen Matrix V ($N \times M$), ausgedrückt werden:

$$(A) = (U) \cdot \begin{pmatrix} w_1 & & & \\ & w_2 & & \\ & & \ddots & \\ & & & w_N \end{pmatrix} \cdot (V^T) .$$

Die Matrizen U und V sind orthogonal und ihre Spalten sind orthonormal:

$$\sum_{i=1}^M U_{ik} U_{in} = \delta_{kn} ,$$

und

$$\sum_{j=1}^M V_{jk} V_{jn} = \delta_{kn} ,$$

sodaß $U^T \cdot U = 1$ und $V^T \cdot V = 1$.

Man kann SVD auch im Falle $M < N$ (weniger Gleichungen als Unbekannte) anwenden. In diesem Fall, ergibt sich eine Familie von $N-M$ Lösungen und es ergeben sich $N-M$ singuläre Werte $w_j = 0$.

SVD Technik

Die SVD Technik wird benutzt, um die Eigenwerte und die Eigenvektoren einer reellen oder komplexen Matrix zu berechnen. Die Matrix A wird als Produkt aus drei Matrizen dargestellt: einer orthogonalen Matrix U , einer Diagonalmatrix Σ und einer weiteren orthogonalen Matrix V . Die Diagonalmatrix Σ enthält die Eigenwerte der Matrix A auf der Diagonale. Die Matrizen U und V sind orthogonal, d.h. $U^T U = I$ und $V^T V = I$, wobei I die Einheitsmatrix ist.

Die Matrizen U und V sind orthogonal, d.h. $U^T U = I$ und $V^T V = I$.

$$A = U \Sigma V^T$$

Die Matrizen U und V sind orthogonal, d.h. $U^T U = I$ und $V^T V = I$. Die Diagonalmatrix Σ enthält die Eigenwerte der Matrix A auf der Diagonale. Die Matrizen U und V sind orthogonal, d.h. $U^T U = I$ und $V^T V = I$.

Anhang C

Programmtechnische Realisation

Alle Programme, die im Rahmen dieser Arbeit erstellt wurden, wurden in der Programmiersprache IDL geschrieben. Es wurden hauptsächlich drei Programme zur Analyse der Bolometermessungen erstellt. Das erste heißt `bolometro.pro`. Mit diesem können die Daten jeder Plasmaentladung ausgelesen werden und die Meßdaten jeder Bolometerkamera analysiert werden. Als Ergebnis werden die Leistungsflußprofile der ausgewählten Entladung geliefert. Mit dem Programm `inversion.pro` werden die Leistungsflußwerte aus dem Programm `bolometro.pro` mit der Methode der linearen Regularisierung invertiert und in einem iterativen Prozeß die Emissivitätsprofile berechnet. Die Ergebnisse werden mittels des Programmes `tom.pro`, das auf graphische Routinen von IDL zugreift, dargestellt. Für die Bolometerdatenauswertung während des W7-AS-Experimentbetriebs wurde ein Programm entwickelt, `autobolo.pro`, das im Kontrollraum von W7-AS unter der IBM Workstation `was:16` läuft, und dessen Ergebnisse während des Experimentierbetriebs zur Verfügung stehen.

[The following text is extremely faint and illegible due to low contrast and blurring. It appears to be a multi-paragraph discussion, possibly related to the page header 'Programmtechnische Realisation'.]

Literaturverzeichnis

- [1] P. Grigull et al., *The impact of boundary plasma conditions on the plasma performance of the Wendelstein 7-AS stellarator*, Journal of Nuclear Materials, 196-198, (1992).
- [2] I. H. Hutchinson., *Principles of plasma diagnostics*, Cambridge University Press, 1987.
- [3] P. G. Carolan und V. A. Piotrowicz *The behaviour of impurities out of coronal equilibrium*, Plasma Physics Vol. 23, 10, (1983).
- [4] A. P. Thorne, *Spectrophysics*, Second edn. (London: Chapman and Hall), 1988.
- [5] K. Miyamoto, *Plasma Physics for Nuclear Fusion*, (Cambridge, MA: MIT Press), 1980.
- [6] F. Wagner, *Plasmaphysik*, Vorlesungsskript, TU-München (1995).
- [7] U. Schumacher, *Fusionsforschung*, Wiss. Buchges. Darmstadt, 1993.
- [8] Esser, Reimer, Winter and Ringer, *Proc. of the 15th Symposium on Fusion Technology*, (Utrecht), 1988.
- [9] P. Wienhold *Wall conditioning techniques for fusion devices*, Vacuum 41 1483-1485 (1990).
- [10] R. Brakel et al. *Impurities and radiation in the W7-AS stellarator after wall conditioning by carbonization and boronization*, 8th Int. Stellarator Workshop, 1991.
- [11] R. Brakel, R. Burhem, et al. *Impurity analysis in the W7-AS stellarator after wall conditioning by carbonization and boronization*, Stellarator-Workshop in Churkov (1991).
- [12] U. Schneider et al., *Boronization of ASDEX*, IPP III/166, 1990.
- [13] U. Schneider, *Boronization of W7-AS*, IAEA, Würzburg (1992).
- [14] U. Schneider, Stadlbauer et al., *Boronization on Wendelstein 7-AS*, 17th. SOFT, Roma (1992).
- [15] R. Brakel, P. Grigull, et al., *Boundary Topology, Edge transport and Impurity Control in the W7-AS Stellarator*, IAEA, Würzburg (1992).

- [16] P. Grigull et al., *Boronization of W7-AS*, 17th. SOFT, Roma (1992).
- [17] P. Grigull et al., *The plasma performance of the W7-AS stellarator*, Journal of Nuclear Materials (1992).
- [18] *Summer University for Plasma Physics*, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (1995).
- [19] J. Phillips, T. Hodapp et al., *Initial boronization of the DIII-D tokamak*, 1987.
- [20] E. R. Müller and F. Mast, *A new metal resistor bolometer for measuring vacuum ultraviolet and soft x radiation*, J. Appl. Phys. **55** (7), (1984).
- [21] L. Giannone, A. Elsner, et al., *Tomography by the maximum entropy method for the W7-AS and the W7-X multichannel bolometer systems*, Rev. of Sci. Instruments **68**, 1997.
- [22] M. H. Van de Voorde, *Effects of Radiation on Materials and Components*, CERN Report 70-5, Geneva, 1970.
- [23] H. Hagemann, W. Gudat, and C. Kunz, *Optical constants from the Far Infrared to the X-Ray Region*, DESY SR-74/7, 1974.
- [24] R. Braun, F. Mast et al., *Progress Report JET Bolometrie*, Internal Report IPP, 1981.
- [25] F. Mast, Private Mitteilung.
- [26] F. Mast et al., *Low highly integrated bolometer array for absolute measurement of VUV and soft x radiation*, Rev. Sci. Instrum. **62** (3), 1991.
- [27] V. J. Johnson, *Properties of materials at low temperature*, Pergamon Press, 1961.
- [28] U. Tietze, Ch. Schenk, *Halbleiterschaltungstechnik*, Springer-Verlag, 1971
- [29] A. Loarte, *Estudio de los flujos de energía y partículas en el borde del plasma del tokamak JET*, Doktorarbeit, 1992.
- [30] H. Brooks & R. S. MacLeod, *Electrical Imaging of the Heart*, IEEE-Signal Processing, January 1997.
- [31] M. Anton, H. Weisen, M. Dutch et al. *X-ray tomography on the TCV tokamak*, Plasma Phys. Control. Fusion **38** 1849-1878 (1996).
- [32] K. Behringer, *Description of the Impurity Transport Code "STRAHL"*.
- [33] U. Samm et al., *Plasma edge physics with siliconization in TEXTOR*, Journal of Nuclear Materials **220-222** (1995) 25-35.

- [34] U. Samm et al., *Influence of impurity radiation losses on plasma edge properties in TEXTOR*, Journal of Nuclear Materials 176 & 177 (1990) 273-277.
- [35] W7-AS Team, *Annual Report IPP*, 1996.
- [36] J. R. Martín Solís, *Medidas de coeficientes de transporte en JET usando la técnica de inyección de pellets*, Doktorarbeit, 1993.
- [37] P. J. Harbour, A. Loarte, *The scrape-off layer in a finite-aspect-ratio torus: The influence of limiter position*, Nuclear Fusion, Vol. 35, No. 7 (1995).
- [38] J. Ehrenberg, P. J. Harbour, *Enhanced wall pumping in JET*, Nuclear Fusion, Vol. 31, No. 7 (1991).
- [39] W. H. Press et al., *Numerical recipes in FORTRAN: The art of scientific computing*. Cambridge University Press - 2nd., 1994.
- [40] W. von der Linden et al., *Maximum-Entropy reconstruction of local emissivity profiles from soft X-ray chord-measurements*, edited by K. H. Spatschek and J. Uhlenbusch, in *Contributions to High-Temperature Plasma Physics*. Akademie Verlag, 1994.
- [41] T. H. Wilmshurst, *Signal recovery from noise in electronic instrumentation*. Adam Higler Ltd, 1994.
- [42] R. S. Granetz & P. Smeulders, *X-ray tomography on JET*, Nuclear Fusion, Vol 28, No. 3 (1988).
- [43] J. C. Fuchs, R. M. Granetz, C. Gottardi, et al, *Bolometer for ITER*. Villa Monastero, Italy, 1995.

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. Wagner sowohl für die Möglichkeit, diese Arbeit am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik am Experiment Wendelstein 7-AS durchführen zu können, als auch für die akademische Betreuung.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Herrn Dr. L. Giannone. Er hat diese Arbeit angeboten und fachlich betreut. Die zahlreichen Diskussionen mit ihm haben viel zur Klärung und zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Herrn Dr. A. Elsner gilt mein Dank sowohl für die ständige Hilfsbereitschaft als auch für die viele Ideen, die ich mit ihm erörtert habe.

Mein Dank gilt Herrn H. Wolf für die wertvolle Hilfe bei der technischen Realisierungen, und Herrn Katzmarek für die technischen Zeichnungen.

Für die kritische Durchsicht der Arbeit möchte ich mich besonders bei den Herren Dr. Elsner, Dr. Hartfuss, Dr. Burhem, Dr. Stroth Dr. Schneider, Dr. S. de Peña Hempel, und bei den Damen Frau Eggeling und Frau B. Mann bedanken.

Bei Herrn Dr. A. Loarte möchte ich mich für die vielen guten Ideen, die sich aus Diskussionen über Plasmaphysik mit ihm ergeben haben, bedanken.

Frau Dr. M. Ochando danke ich für die einführenden Diskussionen über Bolometrie.

Herrn Dr. Anton danke ich für die Ratschläge zur Inversionsmethode, und Herrn Dipl. Phys. Ledl für die Diskussionen über Pellets.

Für die Unterstützung in allen Informatik- und Rechner-Fragen bedanke ich mich bei den Mitarbeitern der Informatik Gruppe sowie besonders bei Herrn Dipl. Phys. Ernst.

Dem gesamten W7-AS Team möchte ich für die freundliche Aufnahme und stete Hilfsbereitschaft danken.

Bei meinen Eltern möchte ich mich für die ständige Unterstützung und ihr Vertrauen bedanken.

Erklärung

Hiermit versichere ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Garching, den 30. Oktober 1997


.....
(Unterschrift)