

**Investigations of the Influence of Thermal Instabilities
on the Density Limit in Tokamaks**

Wolfgang Junker

IPP 1/291

October 1995



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

85748 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching

Untersuchungen zum Einfluß thermischer Instabilitäten auf die
Hoch - Dichtegrenze in Tokamaks

**Investigations of the Influence of Thermal Instabilities
on the Density Limit in Tokamaks**

Wolfgang Junker

IPP 1/291

October 1995



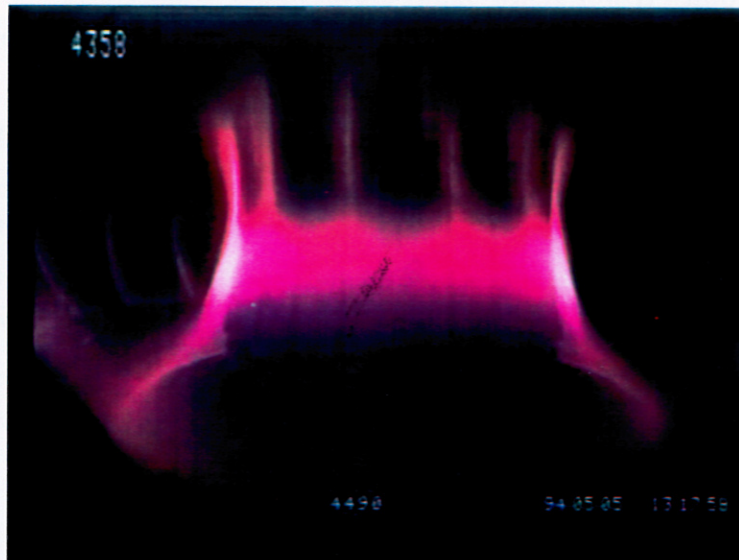
*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über
die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

Abstract

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching

Untersuchungen zum Einfluß thermischer Instabilitäten auf die Hoch - Dichtegrenze in Tokamaks

Wolfgang Junker



Abstract

A future nuclear fusion reactor with a magnetically confined plasma must be operated with high radiation power at the plasma edge and high density. High radiation power at the plasma edge is needed to keep the energy flow to the target plates at a tolerable level. Operation at high density is necessary to ignite the plasma. In these discharges poloidal asymmetries of density and temperature at the plasma edge (MARFEs) are likely to develop as a consequence of a thermal instability.

On the ASDEX Upgrade tokamak the electron density, electron temperature and the effective ion charge in a MARFE were measured simultaneously. The measurements were made with a system that permits the detection of the Thomson scattering light of a Nd:YAG - Laser and the measurement of near infrared continuum radiation with the same viewing optics and detectors. The temperature in the center of the MARFE is about 2 eV. The density goes up to about the density in the plasma center, while the electron pressure stays constant during MARFE - formation.

The MARFE forms at the X-point in a bistable manner: The zone of high radiation power shifts from the divertor to the X-point with no stable position in between. The bistability is explained by the non-linear temperature dependence of the electron heat conductivity, the finite temperature range where low Z - impurities substantially contribute to radiation power and the boundary condition for the conductive electron heat flux at the target plates.

The investigations show that there is a finite density range where the discharge has a stable MARFE at the X - point. If the density is increased above a threshold value the MARFEs becomes locally unstable and shifts upwards at the inner side of the torus. This movement of the MARFE is shown to be a precursor to a density limit disruption. Discharges with MARFEs at the X-point have low peak heat flux onto the target plates. A concept for stable discharges with a MARFE at the X-point controlled by bremsstrahlung measurements is outlined.

Inhaltsverzeichnis

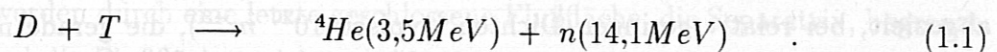
1	Einleitung	1
2	Beobachtung u. physikal. Grundlagen d. MARFEs	7
2.1	Entstehung von MARFEs	8
2.1.1	1D - Modell der MARFE - Entstehung auf geschlossenen Flußflächen	8
2.1.2	Existenzbereiche von MARFEs auf geschlossenen Flußflächen . .	11
2.2	Modell der MARFEs auf offenen Flußflächen	13
2.3	Kriterium für die Entstehung von MARFEs	15
3	Strahlungskühlung von Fusionsplasmen	19
3.1	Notwendigkeit der Abstrahlung am Plasmarand	19
3.2	Die Hoch - Dichtegrenze in Tokamaks	22
3.3	Disruption durch MARFEs	25
4	Meßmethoden	26
4.1	Messung von Dichte und Temperatur im MARFE mit Hilfe der Nd:YAG - Laser Thomsonstreuung	26
4.1.1	Thomsonstreuung an einem einzelnen freien Elektron	26
4.1.2	Thomsonstreuung an Plasmen	27
4.1.3	Aufbau der Thomsonstreuapparat	29
4.1.4	Grenzen der Dichte- und Temperaturmessung	31
4.2	Messung der Kontinuumsstrahlung im nahen Infrarot	33
4.2.1	Plasmabremsstrahlung im nahen Infrarot	33
4.2.2	Rekombinationsstrahlung	35
4.2.3	Bestimmung der Verunreinigungskonzentration	35
4.2.4	Aufbau der Meßapparatur für die Kontinuumsstrahlung im na- hen Infrarot	36
4.3	Thermographie der Prallplatten	38
5	Ergebnisse der MARFE - Untersuchungen	40
5.1	Messung von Dichte und Temperatur im MARFE mit Hilfe der Nd:YAG - Laser Thomsonstreuung	40

5.1.1	Untersuchung von Dichte, Temperatur und Druck im MARFE	40
5.1.2	Effektive Ionenladungszahl im MARFE	43
5.2	Beobachtungen zur MARFE - Entstehung	43
5.3	Entladungen mit geregelter Dichte an der Grenze zur MARFE - Entstehung	49
5.3.1	Ursachen der Verlagerung des Ortes der abstrahlenden Zone vom Divertor zum X - Punkt	51
5.3.2	Bistabilität der MARFE - Position	52
5.3.3	Erhöhung der Teilcheneinschlußzeit durch den MARFE	54
5.3.4	MARFE - Rechnungen mit Hilfe des Mehrflüssigkeits - Codes B2	56
5.4	Ergebnisse der MARFE - Untersuchungen	59
5.4.1	MARFE als Vorläufer zur Hoch - Dichte - Disruption	59
5.4.2	MARFE - Kontrolle mit Hilfe der Infrarotstrahlung	60
5.4.3	Reduzierung der Prallplattenbelastung durch den stabilen X - Punkt - MARFE	62
6	Schlußfolgerungen	64
6.1	Dichte, Temperatur und Z_{eff} im MARFE	64
6.2	Entstehung der MARFEs	64
6.3	Vermeidung von Disruptionen	65
6.4	Belastung der Prallplatten	67
7	Zusammenfassung	68
A	Elektromagnetische Strahlung aus Plasmen	70
A.1	Linienstrahlung	70
A.2	Bremsstrahlung	72
A.3	Rekombinationsstrahlung	72
B	Verhältnis Thomsonstreu- zu Plasmalicht	74
B.1	Streulicht	74
B.2	Plasmalicht	74
	Literaturverzeichnis	76
	Danksagung	82

Kapitel 1

Einleitung

Der Weltenergiebedarf wird gegenwärtig zum größten Teil durch die Verbrennung fossiler Energieträger gedeckt. Da diese aufgrund des wachsenden Energieverbrauches in absehbarer Zeit knapp werden, wird versucht, neue Energiequellen nutzbar zu machen. Eine bisher ungenutzte Möglichkeit, Energie zu gewinnen, ist die Verschmelzung der Atomkerne der Wasserstoffisotope Deuterium und Tritium. Bei dieser Reaktion entstehen ein Heliumkern und ein Neutron. Die Energie wird frei als kinetische Energie der Reaktionsprodukte und teilt sich umgekehrt zu ihrem Massenverhältnis auf:



Die Reaktion läuft nur ab, wenn sich die Deuterium- und Tritiumkerne so nahe kommen, daß eine ausreichende Wahrscheinlichkeit zur Durchtunnelung der Coulombbarriere besteht. Dies kann man erreichen, wenn man ein Deuterium - Tritium Plasma auf Temperaturen von etwa 15 keV ($= 170$ Millionen Kelvin) aufheizt, wobei gleichzeitig eine hinreichend hohe Wärmeisolation und Reaktionsrate erzielt werden müssen. Ein Kriterium für ein gezündetes Plasma stellt Anforderungen an die Temperatur und an das Produkt aus Energieeinschlußzeit und Dichte des Brennstoffs. Das Zündkriterium in einem reinen Deuterium - Tritium Plasma verlangt, daß das Produkt aus Dichte n und Energieeinschlußzeit τ_E einen Wert von

$$n\tau_E \geq 2 \cdot 10^{20} \text{ sm}^{-3} \quad (1.2)$$

bei etwa $T = 15 \text{ keV}$ erreichen muß [PIN82, PIN89]. Die Energieeinschlußzeit τ_E stellt ein Maß für die Wärmeisolation dar und ist definiert als das Verhältnis $\tau_E = W/P$ des thermischen Energieinhalts W des Plasmas zu der ins Plasma im stationären Zustand einzuspeisenden Heizleistung P , bzw. im gezündeten Zustand zu der α -Teilchenheizleistung.

Gegenwärtig werden zwei Möglichkeiten untersucht, die Anforderungen an $n\tau_E$ zu erfüllen. Bei der Trägheitsfusion wird versucht, die Dichte n durch Kompression des Deuterium - Tritium - Gemisches auf 10 bis 100 fache Festkörperdichte bei verhältnismäßig kleiner Einschlußzeit hoch zu treiben [SCH93]. Beim magnetischen Einschluß

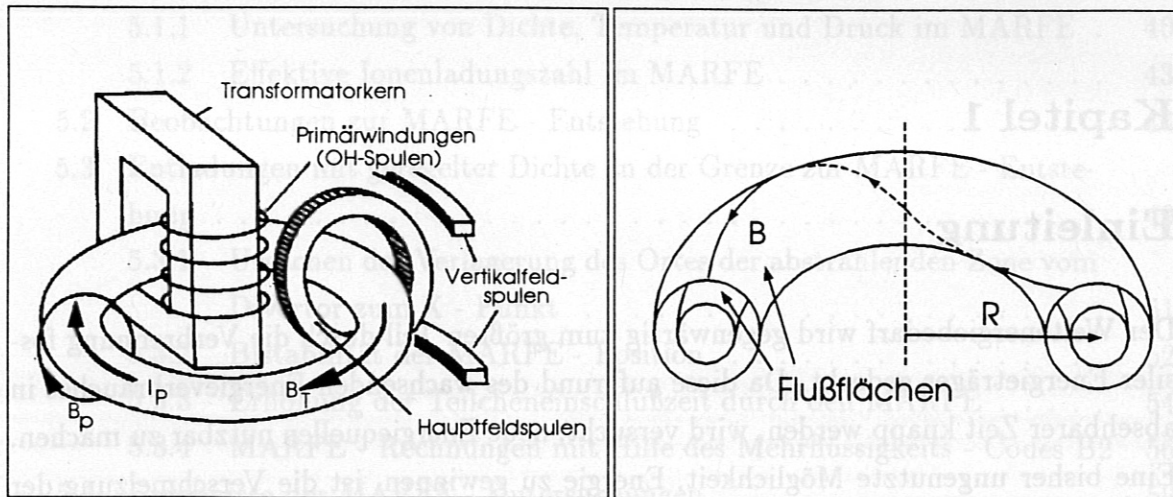


Abbildung 1.1: Links: Prinzip des Tokamaks; rechts: magnetische Flächen.

hingegen, zu dem das Thema der vorliegenden Arbeit zuzurechnen ist, wird darauf abgezielt, bei relativ geringen Dichten (typisch 10^{20} m^{-3}), die gerade noch mit Magnetfeldern eingeschlossen werden können, zu arbeiten, was dann aber hohe Werte der Energieeinschlußzeit τ_E erfordert.

Ein Plasma kann stabil in einem Magnetfeld eingeschlossen werden, das aus der Überlagerung einer toroidalen Komponente \vec{B}_T und einer poloidalen Komponente \vec{B}_p besteht (Abb. 1.1). Das toroidale Magnetfeld wird durch äußere Spulen (Hauptfeldspulen) erzeugt. In den Fusionsexperimenten vom Typ "Tokamak", zu denen das in dieser Arbeit untersuchte Experiment ASDEX Upgrade (Axialsymmetrisches Divertorexperiment) gehört, wird das poloidale Magnetfeld durch einen im Plasma fließenden Strom I_p erzeugt. Der Plasmastrom I_p wird nach dem Transformatorprinzip von einem durch äußere Spulen induzierten elektrischen Feld getrieben (OH-Spulen in Abb. 1.1). Zusätzliche Vertikalfeldspulen bringen das Plasma gegen eine radiale Expansion ins Gleichgewicht [SCH93]. Eine Feldlinie des so erzeugten Gesamtmagnetfeldes $\vec{B} = \vec{B}_T + \vec{B}_p$ läuft schraubenförmig auf einer torusförmigen Fläche um und schließt sich im allgemeinen nicht in sich selbst, sondern spannt eine als Flußfläche bezeichnete magnetische Fläche auf. Die Flußflächen bilden ein System ineinandergeschachtelter Flächen, die sich gegenseitig nicht durchdringen. Sie sind außerdem dadurch ausgezeichnet, daß der Plasmadruck p auf ihnen konstant ist und daß die Plasmastromdichte \vec{j} keine Komponente senkrecht zu ihnen aufweist.

Der Schwerpunkt der Arbeiten auf dem Gebiet der fusionsorientierten Plasmaphysik lag in den letzten Jahrzehnten vor allem bei der Optimierung der physikalischen Parameter

des Plasmas, mit dem Ziel, die Zündbedingung zu erreichen, der man mittlerweile auch schon relativ nahe gekommen ist.

Ein wichtiges Problem in diesem Zusammenhang ist die Vermeidung der Verunreinigung des Plasmas durch aus den Strukturmaterialien freigesetzte Teilchen. Solche Verunreinigungen gelangen ins Plasma, wenn energiereiche Plasmateilchen auf die Wände auftreffen und durch physikalische Zerstäubung Fremdatome freisetzen. Zusätzlich kann das Plasma durch chemische Zerstäubung, Verdampfen und Sublimation des Wandmaterials verunreinigt werden.

Durch die Entwicklung einer geeigneten Magnetfeldkonfiguration (Divertor), welche die Stellen, wo die Plasmateilchen auf die materiellen Wände der Fusionsmaschine treffen, in eigene vom Hauptplasma entfernte Bereiche verlagert ("divertiert"), konnten die Verunreinigungen auf ein tolerables Maß reduziert werden. Mit einer solchen Magnetfeldkonfiguration, die der eines möglichen Fusionsreaktors nahe kommt, ist das Garching-Tokamak ASDEX Upgrade ausgestattet (Abb. 1.2). Die ineinandergeschachtelten Flußflächen werden durch eine letzte geschlossene Flußfläche, die Separatrix, begrenzt. Außerhalb sind die Flußflächen nicht geschlossen und treffen auf die beiden sogenannten Prallplatten. Auf der Separatrix existiert eine toroidal umlaufende Linie, an der das poloidale Magnetfeld verschwindet. Im Querschnitt hat diese Stelle die Form eines X und wird daher als X-Punkt bezeichnet. Der Bereich unterhalb des X-Punktes ist der Divertor.

Senkrecht zu den Flußflächen ist die Bewegung der Plasmateilchen durch das Magnetfeld eingeschränkt, während sie sich entlang Feldlinien, das heißt auch innerhalb der Flußflächen, wie im magnetfeldfreien Fall bewegen können. Die durch auftreffende Plasmateilchen am stärksten belasteten Zonen liegen daher dort, wo sich die Flußflächen knapp außerhalb der Separatrix mit den Prallplatten schneiden.

Bei dem geplanten Fusionsexperiment ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) rechnet man mit einer Fusionsleistung von der Größenordnung 1,5 GW und einer Energieeinschlußzeit von etwa 4,5 s [JAN95]. 4/5 der Fusionsleistung wird auf die Neutronen übertragen, die das Plasma mit einer räumlich isotropen Geschwindigkeitsverteilung verlassen. Die verbleibende Leistung von 300 MW entfällt auf die im Magnetfeld eingeschlossenen α -Teilchen und entweicht dem Plasma in der Form heißer ausströmender geladener Teilchen, neutraler Atome und in Form von elektromagnetischer Strahlung. Würde diese Leistung vollständig auf die Prallplatten gelangen, so ergäbe sich eine Belastung von circa 60 MW/m^2 . Von bekannten Materialien können jedoch stationär im günstigsten Fall nur Leistungsdichten von etwa 10 MW/m^2 aufgenommen werden. Wird die Energie vorwiegend von Plasmateilchen hoher thermischer

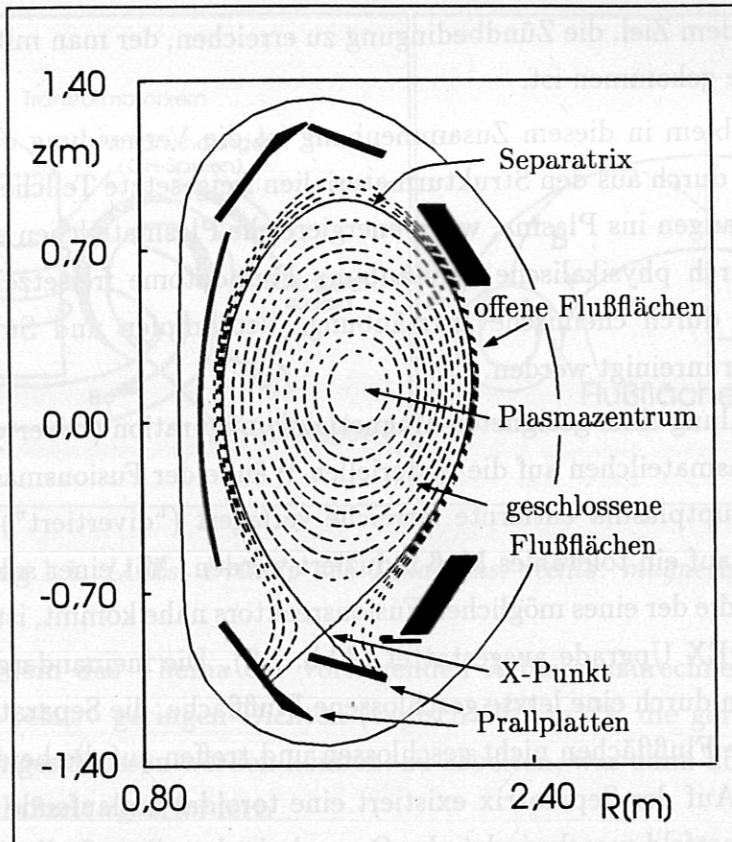


Abbildung 1.2: Querschnitt von ASDEX Upgrade mit den Konturen der Flußflächen einer Entladung. Der Bereich zwischen X - Punkt und Prallplatten ist der Divertor.

Energie ($10 - 100 \text{ eV}$) abtransportiert, was bei Dichten von 10^{20} m^{-3} zu erwarten ist, so kommt zur thermischen Belastung das Problem der physikalischen Zerstäubung des Materials der Auftreffzone hinzu.

Das Problem der zu hohen Belastung kann dadurch gelöst werden, daß das in den Divertor abströmende Plasma schon vor dem Erreichen der Prallplatten durch Energieabfuhr in Form von elektromagnetischer Strahlung gekühlt wird. Dazu müssen Elemente mit niedriger Kernladungszahl ($Z \leq 10$) in die Randschicht des Plasmas eingebracht werden, um die Abstrahlung zu erhöhen. Solche Elemente mit niedriger Kernladungszahl, wie zum Beispiel Kohlenstoff, liegen im Plasmaminneren fast ausschließlich in vollständig ionisierter Form vor, während man zum Plasmarand hin alle Ionisationsstufen dieser leichten Elemente findet. Diese können durch Elektronenstoß zur Strahlung angeregt werden. Die Strahlung verläßt das Plasma in alle Richtungen, so daß die Energie gleichmäßig auf die Wände verteilt wird. Durch Zugabe leichter Elemente kann daher speziell der Plasmarand gekühlt werden. Elemente höherer Ordnungszahlen sind auch im Plasmazentrum nicht vollständig ionisiert und strahlen daher auch dort ab. Da

so die Energieeinschlußzeit verschlechtert wird, eignen sich diese Elemente nicht zur Energieabfuhr.

Die Strahlungskühlung birgt jedoch auch die Gefahr der thermischen Instabilität des Plasmas in sich, weil die durch nicht vollständig ionisierte Ionen niedriger Kernladungszahl abgestrahlte Leistung unterhalb von $T = 100 \text{ eV}$ mit fallender Temperatur ansteigt. Gleichzeitig sinkt die Wärmeleitfähigkeit des Plasmas parallel zu Magnetfeldlinien mit fallender Temperatur proportional zu $T^{5/2}$. Die Grundzüge dieses Mechanismus der Instabilität wurden schon früh in astrophysikalischen Arbeiten aufgezeigt [FIE65] und wurden später in Fusionsexperimenten beschrieben [NIE82, NEU86, CAP92]. Infolge der thermischen Instabilität können sich im Tokamak am Plasmarand Bereiche hoher Strahlungsleistung, hoher Dichte und niedriger Temperatur entwickeln. In der Literatur werden solche Bereiche mit der Abkürzung "MARFE" für *multifaceted asymmetric radiation from the edge* bezeichnet.

Aus theoretischen Vorstellungen und indirekten Hinweisen aus optischen Beobachtungen wurde geschlossen, daß die Instabilität bei konstantem Plasmadruck entsteht. Mit dem Absinken der Temperatur ist daher ein Anwachsen der Plasmadichte verknüpft. Eine direkte lokale Bestimmung der physikalischen Parameter des MARFEs war bisher jedoch nicht möglich.

Es war Ziel dieser Arbeit, die physikalischen Parameter des MARFEs zu bestimmen sowie seine Entstehung und seine Dynamik besser zu verstehen. Zur Untersuchung dieser Fragestellungen wurden mittels Nd:YAG - Laser Thomsonstreuung Messungen durchgeführt, die es erstmals ermöglichten, in der thermischen Instabilität gleichzeitig die Dichte der Plasmaelektronen und ihre Temperatur zu messen.

MARFEs wirken sich einerseits günstig aus auf Tokamakentladungen, da aufgrund der hohen abgestrahlten Leistung die thermische Belastung der Prallplatten reduziert wird. Andererseits bewirken MARFEs jedoch eine Zuspitzung des Stromprofils im Tokamak, so daß Instabilitäten verursacht werden können, die zum Zusammenbruch des Plasmastromes innerhalb einer Zeitskala von etwa einer Millisekunde führen. In diesem Falle werden große Ströme in den Metallstrukturen des Tokamaks induziert. Da diese Ströme in Magnetfeldern von einigen Tesla fließen, werden Kräfte ausgeübt, die das Tokamak beschädigen können.

Ein weiteres Ziel der vorliegenden Arbeit war es daher eine Vorgehensweise zu entwickeln, die es ermöglicht, Entladungen stabil mit möglichst stark strahlendem MARFE zu führen, ohne jedoch gleichzeitig eine Stromabbruchinstabilität einzuleiten. Als Nachweismethode für die MARFEs wurde neben der Nd:YAG - Laser Thomson-

streuung eine Beobachtung der Kontinuumsstrahlung im nahen Infrarot entwickelt mit dem Ziel, diese Methode für die MARFE - Kontrolle anzuwenden.

Inhalt der Arbeit

Im folgenden Kapitel werden die physikalischen Grundlagen des Entstehens einer poloidalen Unsymmetrie der Dichte, Temperatur und Strahlungsleistung in einem magnetisch eingeschlossenen Plasma diskutiert.

Im dritten Kapitel wird die Notwendigkeit der Strahlungskühlung am Plasmarand begründet. Danach werden die sich aus der Strahlungskühlung am Plasmarand ergebenden physikalischen Grenzen des Arbeitsbereiches eines Tokamaks dargestellt.

Im vierten Kapitel werden die Grundlagen der beiden für die MARFE - Untersuchungen herangezogenen Methoden, der Nd:YAG - Laser Thomsonstreuung und der Messung der Kontinuumsstrahlung im nahen Infrarot, erläutert. Der Aufbau der beiden teilweise kombinierten Meßsysteme wird vorgestellt. Anschließend wird der Aufbau des Thermographiesystems, das den Energiefluß auf die Prallplatten mißt, skizziert.

Die experimentellen Untersuchungen im fünften Kapitel beginnen mit den Messungen der Dichte und Temperatur im MARFE mit Hilfe der Nd:YAG - Laser Thomsonstreuung. Anschließend folgt eine Darstellung der MARFE - Entstehung und ihrer Dynamik mit Hilfe der Beobachtung der Infrarotkontinuumsstrahlung. An einer Entladung, in der die Dichte langsam erhöht wird, wird gezeigt, wie die MARFE - Entstehung abläuft. Es folgen die experimentellen Untersuchungen der Entladungen mit einer Dichte an der Grenze zur X-Punkt - MARFE - Entstehung. Die Untersuchungen werden an einem einfachen physikalischen Modell erläutert. Mit Hilfe numerischer Rechnungen werden die entwickelten Vorstellungen präzisiert. Danach folgen Untersuchungen zur Hoch - Dichtegrenze. Es wird gezeigt, wie mit Hilfe der Beobachtung der Kontinuumsstrahlung im nahen Infrarot, Entladungen mit einer Dichte knapp unterhalb der Hoch - Dichtegrenze durchgeführt werden können. Schließlich wird gezeigt, daß durch Entladungen mit MARFEs, eine wesentliche Reduktion der Spitzenbelastung der Prallplatten möglich ist.

Im sechsten Kapitel werden Schlußfolgerungen aus den Messungen der Parameter des MARFEs, den Untersuchungen zur MARFE - Entstehung, zur Vermeidung von Disruptionen und zur Belastung der Prallplatten gezogen.

Kapitel 7 enthält die Zusammenfassung.

Kapitel 2

Beobachtung und physikalische Grundlagen der MARFEs

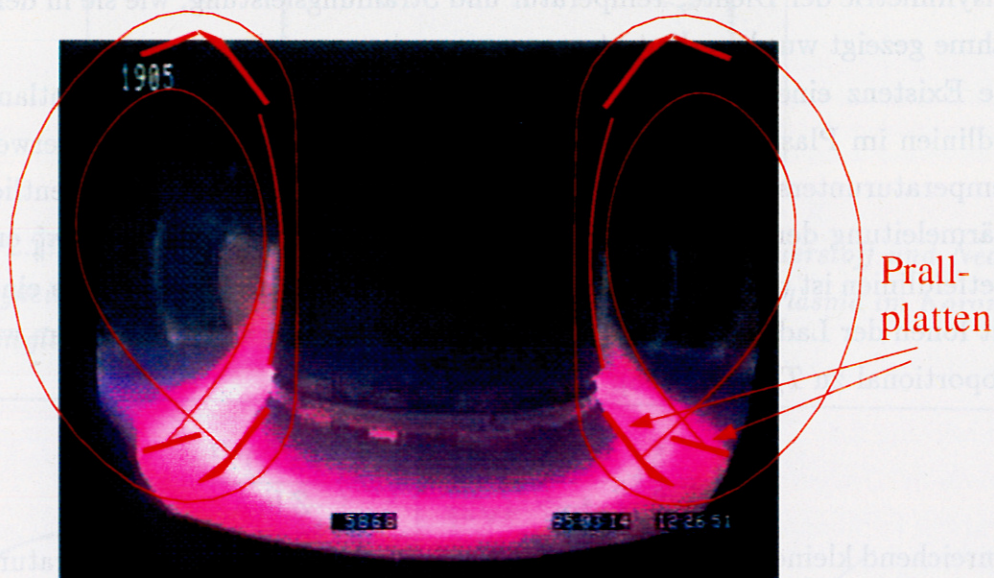


Abbildung 2.1: Videoaufnahme eines MARFEs

In Tokamaks entstehen toroidal symmetrische, poloidal unsymmetrische Bereiche erhöhter Dichte und Strahlungsleistung (MARFEs) vor den beiden Prallplatten und am X-Punkt. Die Weitwinkel - Videoaufnahme zeigt einen Blick in radialer Richtung auf das Plasma. Beobachtet wird der sichtbare Teil des Plasmaemissionsspektrums. Weiße Gebiete kennzeichnen Bereiche mit breiter spektraler Strahlungsverteilung. Der toroidal symmetrische, intensiv weiße Ring am unteren Rand des Plasmas rührt von einer poloidal unsymmetrischen Erhöhung der Dichte und der Strahlungsleistung (MARFE) her. Über den andeutungsweise sichtbaren Prallplatten befindet sich der bereits in Abb. 1.2 eingezeichnete X - Punkt, weshalb dieser MARFE auch als X - Punkt - MARFE bezeichnet wird. Die rote Färbung des Plasmarandes geht im wesentlichen auf die Balmer α - Linie des Wasserstoffs zurück.

In diesem Kapitel werden zunächst einfache Modelle der MARFEs vorgestellt. Ansch-

ließend wird ein Kriterium für die Entstehung von MARFEs angegeben.

2.1 Entstehung von MARFEs

2.1.1 1D - Modell der MARFE - Entstehung auf geschlossenen Flußflächen

In diesem Abschnitt wird das physikalische Prinzip der Entstehung einer poloidalen Unsymmetrie der Dichte, Temperatur und Strahlungsleistung, wie sie in der Videoaufnahme gezeigt wurde, erläutert.

Die Existenz eines MARFEs bedeutet, daß Temperaturgradienten entlang Magnetfeldlinien im Plasma existieren und aufrechterhalten werden. Normalerweise werden Temperaturunterschiede entlang Feldlinien im Plasmainterinneren im wesentlichen durch Wärmeleitung der Elektronen ausgeglichen. Ihre Wärmeleitfähigkeit κ_{\parallel}^e entlang Magnetfeldlinien ist um das Verhältnis $\sqrt{m_i/m_e}$ größer als die der Ionen. In einem Plasma mit Ionen der Ladungszahl Z und der Elektronentemperatur T_e ist sie im wesentlichen proportional zu $T_e^{5/2}$ [BAL88]:

$$\kappa_{\parallel}^e = \frac{5}{2} k_B \frac{3(4\pi\epsilon_0)^2}{e^4 m_e^{1/2} 4\sqrt{2\pi}} \cdot \tilde{\kappa}_{\parallel}^e(Z) \frac{(k_B T_e)^{5/2}}{Z \ln \Lambda} \quad (2.1)$$

Hinreichend kleine Temperaturen sind daher Voraussetzung für Temperaturgradienten entlang Feldlinien. Der Coulomblogarithmus $\ln \Lambda$ hat eine schwache Abhängigkeit von der Plasmadichte und -temperatur; in Fusionsplasmen nimmt er Werte zwischen 10 und 20 an [BAL88]. $\tilde{\kappa}_{\parallel}^e(Z)$ ist eine dimensionslose Zahl der Größenordnung 1 [BAL88]. Die Strahlungsleistung P_{Str} leichter Verunreinigungen steigt mit fallender Temperatur. Sowohl der mit fallender Temperatur abnehmende Energietransport durch Wärmeleitung, als auch die steigende Strahlungsleistung P_{Str} der leichten Verunreinigungen fördern die MARFE - Entstehung. Die Strahlungsleistung P_{Str} läßt sich in der Form

$$P_{Str} = n_e n_i \mathcal{L}(T) \quad (2.2)$$

ansetzen. $\mathcal{L}(T)$ ist dabei eine Funktion, die für leichte Verunreinigungen im Bereich $5 \text{ eV} \leq 100 \text{ eV}$ mit fallender Temperatur stark ansteigt (Abb. 2.2), n_e die Dichte der Elektronen und n_i die Dichte der strahlenden Ionen. Anschaulich gibt $n_e \mathcal{L}(T)$ die von einem Ion in einem Plasma der Elektronendichte n_e abgestrahlte Leistung.

In der lokalen Energiebilanz des Plasmas stehen sich im stationären Fall die Divergenz des Wärmestromes \vec{q} und Heiz- und Strahlungsleistung pro Volumenelement gegenüber. Der MARFE wird im wesentlichen durch einen Wärmestrom $q_{\parallel} = -\kappa_{\parallel}^e dT/dx$ in der Richtung \hat{x} parallel zu Magnetfeldlinien und durch einen Wärmestrom $q_{\perp} = -\kappa_{\perp} dT/dy$

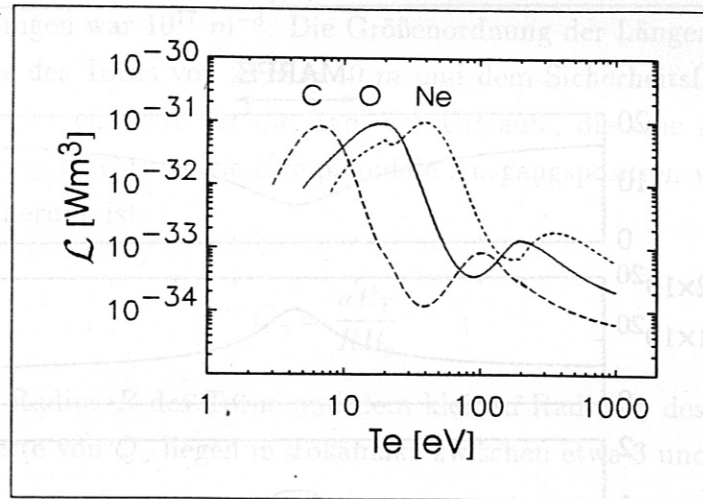


Abbildung 2.2: Strahlungsleistungsparameter \mathcal{L} von Kohlenstoff, Sauerstoff und Neon in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur in einem homogenen Plasma im Korona-Ionisationsgleichgewicht [POS77]

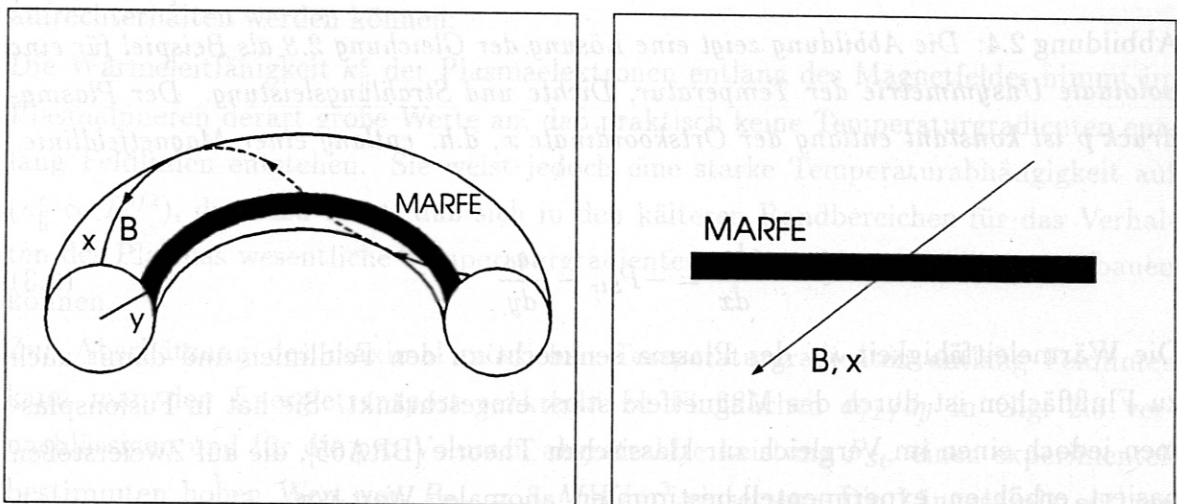


Abbildung 2.3: Links: Die schwarze Fläche steht für einen Bereich toroidal symmetrisch, poloidal unsymmetrisch überhöhter Dichte, überhöhter Strahlungsleistung und abgesenkter Temperatur. Rechts: Skizze für ein eindimensionales Modell

in der Richtung y senkrecht zu Flußflächen mit Energie versorgt (Abb. 2.3). Da die MARFEs auf den Plasmarandbereich beschränkt sind, ist ihre radiale Ausdehnung klein gegen den Radius y des poloidalen Querschnitts. Man kann daher in der Energiebilanz Krümmungsterme vernachlässigen. In den in dieser Arbeit betrachteten Entladungen ist darüberhinaus die Heizleistung pro Volumenelement am Plasmarand klein, so daß die Energiebilanz lautet:

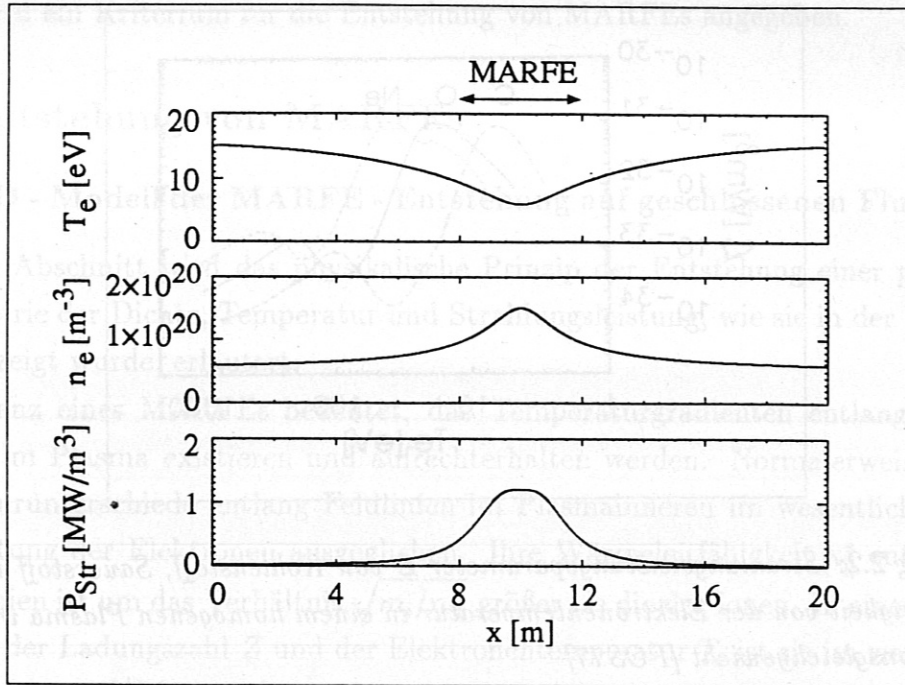


Abbildung 2.4: Die Abbildung zeigt eine Lösung der Gleichung 2.3 als Beispiel für eine poloidale Unsymmetrie der Temperatur, Dichte und Strahlungsleistung. Der Plasmapdruck p ist konstant entlang der Ortskoordinate x , d.h. entlang einer Magnetfeldlinie.

$$\frac{dq_{\parallel}}{dx} = -P_{Str} - \frac{dq_{\perp}}{dy} \quad (2.3)$$

Die Wärmeleitfähigkeit κ_{\perp} des Plasma senkrecht zu den Feldlinien und damit auch zu Flußflächen ist durch das Magnetfeld stark eingeschränkt. Sie hat in Fusionsplasmen jedoch einen im Vergleich zur klassischen Theorie [BRA65], die auf Zweierstoßen basiert, erhöhten, experimentell bestimmten, anomalen Wert von

$$\kappa_{\perp} = nk_B\chi \quad \text{mit} \quad \chi \approx 1 \text{ m}^2/\text{s} \quad (2.4)$$

Ein einfaches Bild einer poloidalen Unsymmetrie erhält man aus der Berechnung des Temperaturgradienten entlang Feldlinien bzw. entlang der Koordinate x . Eine solche Abschätzung wurde in Abb. 2.4 durchgeführt. Der Term dq_{\perp}/dy , der die Versorgung des betrachteten Bereichs der Randschicht mit Energie aus dem Plasmainternen beschreibt, wurde durch einen konstanten Wert von -200 kW/m^3 genähert. Der Verlauf der Dichte ergibt sich aus der Konstanz des Plasmapdruckes $p = 2nk_B T$ und dem Verlauf der Temperatur. Die abgestrahlte Leistung konzentriert sich auf den Bereich niedriger Temperatur. Als Verunreinigung wurde Kohlenstoff verwendet, die Dichte

der Verunreinigungen war 10^{17} m^{-3} . Die Größenordnung der Längenskalen ergibt sich aus dem Umfang des Torus von $2\pi R = 10 \text{ m}$ und dem Sicherheitsfaktor Q_a der Entladung. Dieser gibt ein Maß für die Zahl der Umläufe, die eine Magnetfeldlinie in toroidaler Richtung macht, bis sie ihre poloidale Ausgangsposition wieder erreicht. In zylindrischer Näherung ist

$$Q_a = \frac{aB_T}{RB_p} \quad , \quad (2.5)$$

mit dem großen Radius R des Torus und dem kleinen Radius a des poloidalen Querschnitts. Die Werte von Q_a liegen in Tokamaks zwischen etwa 3 und 6.

2.1.2 Existenzbereiche von MARFEs auf geschlossenen Flußflächen

Im folgenden wird abgeschätzt, unter welchen Voraussetzungen substantielle Variationen von Dichte und Temperatur entlang Magnetfeldlinien auf geschlossenen Flußflächen aufrechterhalten werden können.

Die Wärmeleitfähigkeit κ_{\parallel}^e der Plasmaelektronen entlang des Magnetfeldes nimmt im Plasmainneren derart große Werte an, daß praktisch keine Temperaturgradienten entlang Feldlinien entstehen. Sie weist jedoch eine starke Temperaturabhängigkeit auf ($\kappa_{\parallel}^e \propto T_e^{5/2}$), die dazu führt, daß sich in den kälteren Randbereichen für das Verhalten des Plasmas wesentliche Temperaturgradienten entlang Magnetfeldlinien aufbauen können.

Zur Abschätzung des maximal möglichen Temperaturgradienten entlang Feldlinien kann man den Energietransport senkrecht zu Flußflächen dq_{\perp}/dy in Glg. 2.3 vernachlässigen und für die pro Volumen abgestrahlte Leistung P_{Str} einen experimentell bestimmten hohen Wert von $P_{Str} = 3 \text{ MW/m}^3$ einsetzen. Die Längenskala entlang einer Feldlinie in ASDEX Upgrade liegt bei $L = 10 \text{ m}$, was dem Umfang des Torus entspricht. Durch Integration von Glg. 2.3 ergibt sich:

$$q_{\parallel}(x) - q_{\parallel}(0) = -P_{Str}x \quad . \quad (2.6)$$

Wählt man für $x = 0$ den Ort minimaler Temperatur $T(0) = T_0$ auf der Feldlinie, dann verschwinden dort Temperaturgradient ($dT/dx|_{x=0} = 0$) und Wärmefluß ($q|_{x=0} = -\kappa_{\parallel}^e dT/dx|_{x=0} = 0$). Als obere Grenze für den Temperaturgradienten erhält man:

$$\frac{dT}{dx} < \left. \frac{dT}{dx} \right|_{max} = P_{Str}L/\kappa_{\parallel}^e(T_0) \quad . \quad (2.7)$$

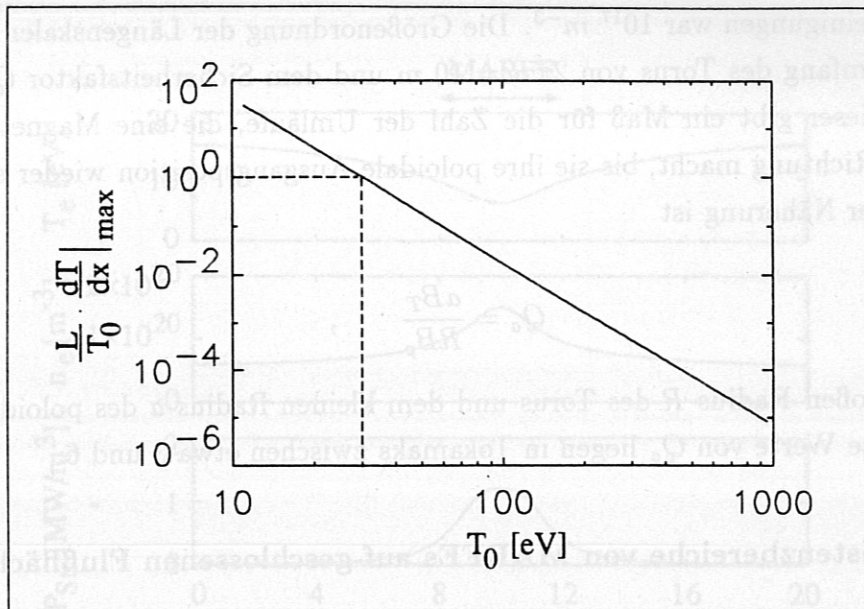


Abbildung 2.5: Obere Grenze für den normierten Temperaturgradienten entlang Feldlinien basierend auf Unglg. 2.7. Nur im Bereich unterhalb von etwa 30 eV können sich Temperaturgradienten ausbilden, die bei den Längen der Magnetfeldlinien von etwa 10 m zu endlichen Temperaturdifferenzen führen. Parameter: $n_e = 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, Länge der Feldlinie: $L = 10 \text{ m}$

Nimmt man an, daß überall entlang der Feldlinie dieser maximale Temperaturgradient vorliegt, dann ergibt sich eine Abschätzung für die maximale relative Abweichung der Temperatur von T_0 entlang der Feldlinie:

$$\frac{T(L) - T_0}{T_0} < \frac{L}{T_0} \cdot \left. \frac{dT}{dx} \right|_{\max} \quad (2.8)$$

Aufgrund des starken Abfalls der Elektronenwärmeleitfähigkeit mit der Temperatur kann sich bei tiefen Temperaturen ein Gradient einstellen, der bei den Dimensionen entlang Feldlinien von 1 m bis 10 m zu endlichen Temperaturdifferenzen führt (Abb. 2.5).

Notwendige Voraussetzung für die Existenz von MARFES ist eine Temperatur von $T < 30 \text{ eV}$ auf geschlossenen Flußflächen. MARFES können sich daher auf geschlossenen Flußflächen nur am Plasmarand ausbilden, wenn dieser kalt genug ist. Im heißen Plasmazentrum gibt es keine MARFES.

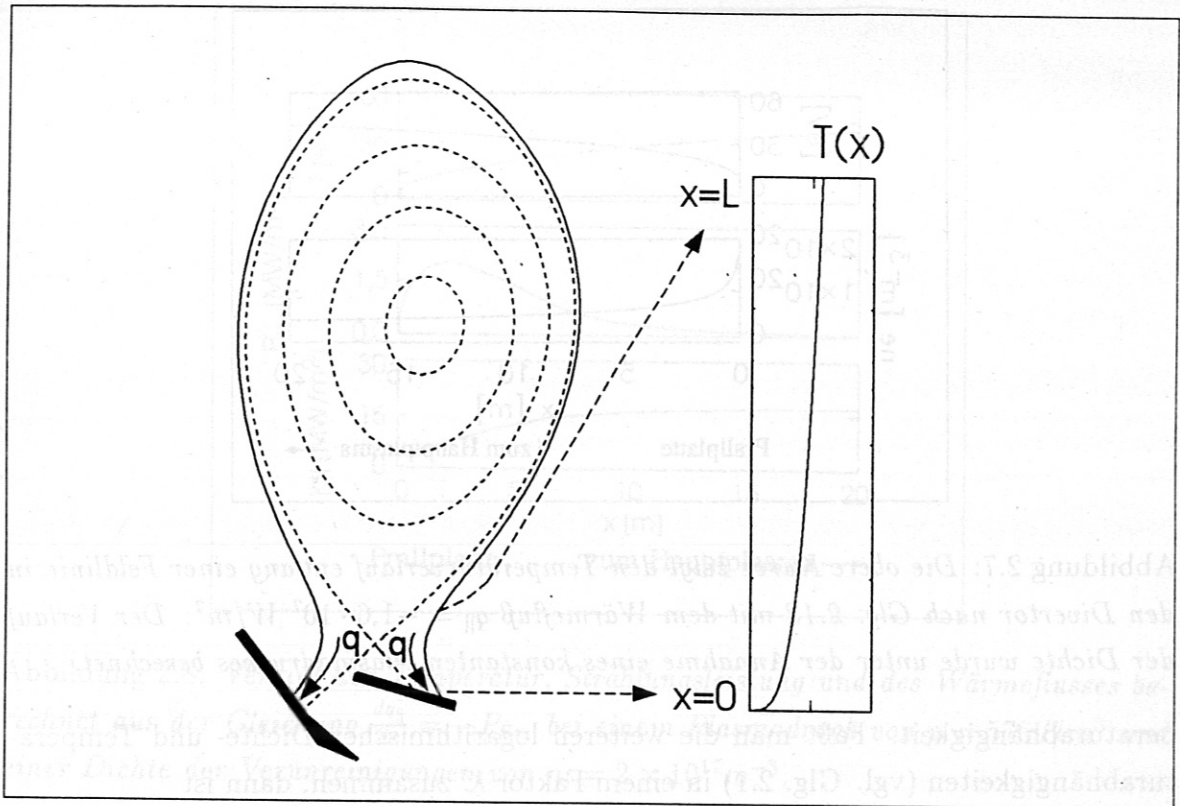


Abbildung 2.6: Skizze für das eindimensionale Modell der MARFEs im Divertor

2.2 Modell der MARFEs auf offenen Flußflächen

Die MARFE - Entstehung auf offenen Flußflächen unterscheidet sich von der auf geschlossenen Flußflächen, weil die Prallplatten eine Senke für den Wärmestrom entlang Feldlinien sind. Die beiden Plasmabereiche zwischen X-Punkt und der Auftreffzone auf den Prallplatten werden zudem nur entlang Feldlinien mit Energie versorgt (Abb. 2.6). Ein endlicher Wärmefluß zu den Prallplatten bedingt einen Temperaturabfall entlang Feldlinien gemäß

$$\frac{dT_e}{dx} = -q_{\parallel} / \kappa_{\parallel}^e \quad (2.9)$$

Vernachlässigt man Verluste in der Energiebilanz und Einflüsse, die sich aus der unterschiedlichen Aufweitung der Flußflächen entlang einer Feldlinie ergeben, dann ist der Wärmefluß entlang Magnetfeldlinien konstant:

$$q_{\parallel}(x) = \text{konstant} = q_{\parallel}(0) \quad (2.10)$$

Die wesentliche Eigenschaft der Elektronenwärmeleitfähigkeit κ_{\parallel}^e ist die $T_e^{5/2}$ - Tem-

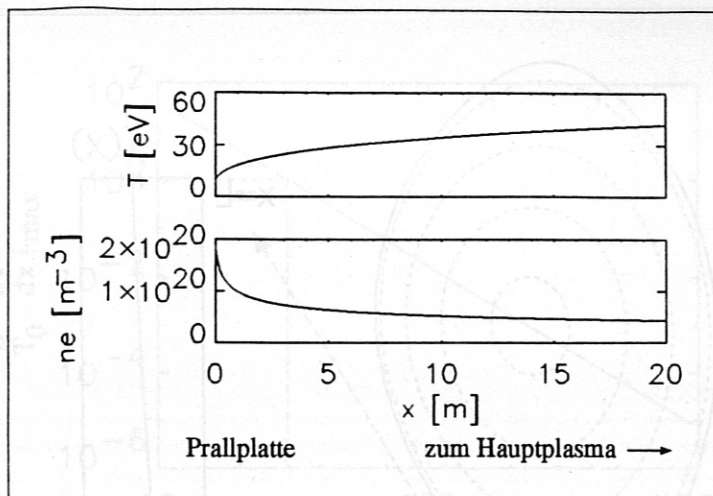


Abbildung 2.7: Die obere Kurve zeigt den Temperaturverlauf entlang einer Feldlinie in den Divertor nach Glg. 2.13 mit dem Wärmefluß $q_{\parallel} = -1,6 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2$. Der Verlauf der Dichte wurde unter der Annahme eines konstanten Plasmadruckes berechnet.

peraturabhängigkeit. Faßt man die weiteren logarithmischen Dichte- und Temperaturabhängigkeiten (vgl. Glg. 2.1) in einem Faktor \mathcal{K} zusammen, dann ist

$$\kappa_{\parallel}^e = \mathcal{K} T_e^{5/2} \quad (2.11)$$

mit

$$\mathcal{K} = \frac{5}{2} k_B \frac{3(4\pi\epsilon_0)^2}{e^4 m_e^{1/2} 4\sqrt{2\pi}} \cdot \tilde{\kappa}_{\parallel}^e(Z) \frac{(k_B)^{5/2}}{Z \ln \Lambda} \quad (2.12)$$

Unter Vernachlässigung der schwachen Dichte- und Temperaturabhängigkeit von \mathcal{K} kann man den Temperaturverlauf analytisch angeben:

$$T_e(x) = \left[T_e^{7/2}(0) - \frac{7}{2\mathcal{K}} q_{\parallel}(0)x \right]^{2/7} \quad (2.13)$$

Ein Beispiel eines solchen Temperaturverlaufes zeigt die Abbildung 2.7. Der Dichteverlauf wurde berechnet unter der Annahme eines konstanten Plasmadruckes entlang Magnetfeldlinien. Die Abbildung zeigt, daß sich im Divertor Variationen der Dichte und Temperatur entlang Feldlinien bereits ohne Strahlungsverluste einstellen.

Berücksichtigt man die Strahlungsverluste in der Energiebilanz wie im Fall des Hauptplasma - MARFEs

$$\frac{dq_{\parallel}}{dx} = -P_{Str} \quad (2.14)$$

dann fällt der Wärmefluß zum Divertor hin ab. Der Temperaturunterschied zwischen X-Punkt und Prallplatten wird größer (vgl. Abb. 2.8).

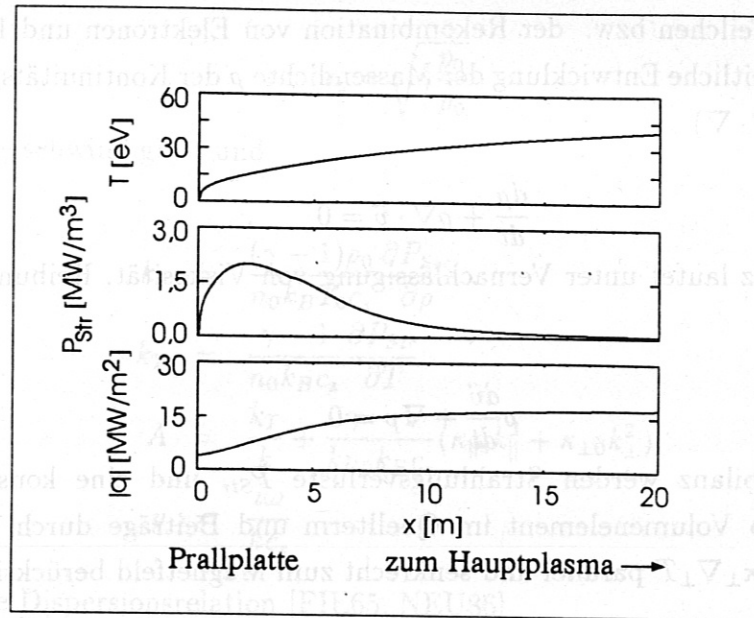


Abbildung 2.8: Verlauf der Temperatur, Strahlungsleistung und des Wärmeflusses berechnet aus der Gleichung $\frac{dq_{||}}{dx} = -P_{str}$ bei einem Plasmadruck von $p = 576 \text{ J/m}^3$ und einer Dichte der Verunreinigungen von $n_i = 2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$.

2.3 Kriterium für die Entstehung von MARFEs

Wie aus der Abbildung 2.2 hervorgeht, existiert bei Verunreinigungen niedriger Kernladungszahl ein Temperaturbereich, in dem die Kühlrate durch Strahlung mit fallender Temperatur stark anwächst. Diese Charakteristik der Kühlrate birgt offensichtlich die Gefahr einer thermischen Instabilität des Plasmas, wenn die bei fallender Temperatur stärker werdenden Energieverluste nicht durch Wärmeleitung ausgeglichen werden. In einem künftigen Fusionsreaktor, wo der Plasmarand durch Strahlung gekühlt werden muß, wird die Erarbeitung von Möglichkeiten zur Beherrschung einer solchen thermischen Instabilität des Plasmarandes erforderlich. Im folgenden wird daher ein Kriterium für das Einsetzen einer thermischen Instabilität abgeleitet.

Die in den vorangehenden Abschnitten bereits besprochene Konstanz des Plasmadruckes bei thermischen Instabilitäten soll im folgenden eingehender begründet werden. Um Abweichungen von der Druckkonstanz nicht von vornherein auszuschließen, werden zusätzlich zur Energiebilanz die Bewegungsgleichung und die Kontinuitätsgleichung des Plasmas diskutiert.

Das Plasma wird betrachtet als eine mit der Geschwindigkeit \vec{v} strömende kompressible Flüssigkeit der Massendichte ρ , der Teilchendichte n , Temperatur T , und dem Druck $p = 2nk_B T$. Vernachlässigt man Quellen und Senken, die sich aus der Ionisa-

tion neutraler Teilchen bzw. der Rekombination von Elektronen und Ionen ergeben, dann folgt die zeitliche Entwicklung der Massendichte ρ der Kontinuitätsgleichung (mit $d/dt = \partial/\partial t + \vec{v} \cdot \nabla$)

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (2.15)$$

Die Impulsbilanz lautet unter Vernachlässigung von Viskosität, Reibungs- und Thermokräften:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} + \nabla p = 0 \quad (2.16)$$

In der Energiebilanz werden Strahlungsverluste P_{Str} und eine konstante Heizleistung P_{Heiz} pro Volumenelement im Quellterm und Beiträge durch Wärmeleitung $\vec{q} = -\kappa_{\parallel} \nabla_{\parallel} T - \kappa_{\perp} \nabla_{\perp} T$ parallel und senkrecht zum Magnetfeld berücksichtigt:

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{dp}{dt} - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot \vec{q} = P_{Heiz} - P_{Str} \quad (2.17)$$

$\gamma = 5/3$ ist das Verhältnis der spezifischen Wärmen.

Betrachtet wird nun ein ruhendes homogenes Plasma, in dem sich Strahlungsverluste und eine konstante Heizleistung bilanzieren.

Mit Hilfe eines Fourieransatzes für kleine Störungen der Temperatur $T_1 = T - T_0$, der Dichte $n_1 = n - n_0$, des Druckes $p_1 = p - p_0$ und der Geschwindigkeit $\vec{v}_1 = \vec{v} - \vec{v}_0$

$$a(\vec{r}, t) = a_1 \exp(i\omega t + i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad a = T, n, p, \vec{v} \quad (2.18)$$

können die Gleichungen 2.15, 2.16, 2.17 linearisiert werden:

$$i\omega \rho_1 + \rho_0 i\vec{k} \cdot \vec{v}_1 = 0 \quad (2.19)$$

$$i\omega \rho_0 \vec{v}_1 + i\vec{k} p_1 = 0 \quad (2.20)$$

$$\frac{i\omega}{\gamma - 1} p_1 - \frac{i\omega \gamma p_0}{(\gamma - 1)\rho_0} \rho_1 + (\kappa_{\parallel 0} k_{\parallel}^2 + \kappa_{\perp 0} k_{\perp}^2) T_1 = -\frac{\partial P_{Str}}{\partial \rho} \rho_1 - \frac{\partial P_{Str}}{\partial T} T_1 \quad (2.21)$$

Eine zusätzliche Bedingung folgt aus dem idealen Gasgesetz:

$$\frac{p_1}{p_0} - \frac{\rho_1}{\rho_0} - \frac{T_1}{T_0} = 0 \quad (2.22)$$

Nichttriviale Lösungen erhält man, wenn die Determinante des Systems aus den Gleichungen 2.19, 2.20, 2.21 verschwindet. Mit den Definitionen

$$c_s = \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\rho_0}} \quad (2.23)$$

für die Schallgeschwindigkeit und

$$k_\rho = \frac{(\gamma - 1)\rho_0}{n_0 k_B T_0 c_s} \frac{\partial P_{Str}}{\partial \rho}$$

$$k_T = \frac{\gamma - 1}{n_0 k_B c_s} \frac{\partial P_{Str}}{\partial T}$$

$$A = \frac{k_T}{k} + \frac{\gamma - 1}{k n_0 k_B c_s} (\kappa_{\parallel 0} k_{\parallel}^2 + \kappa_{\perp 0} k_{\perp}^2)$$

$$y = \frac{i\omega}{k c_s}$$

erhält man die Dispersionsrelation [FIE65, NEU86]

$$y^3 + Ay^2 + y + \frac{1}{\gamma} \left(A - \frac{k_\rho}{k} \right) = 0 \quad (2.24)$$

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden ausschließlich Eigenwerte nahe an der marginalen Grenze betrachtet:

$$|y| = \left| \frac{\omega}{k c_s} \right| \ll 1 \quad (2.25)$$

Die Dispersionsrelation lautet nun

$$y \approx -\frac{1}{\gamma} \left(A - \frac{k_\rho}{k} \right) \quad (2.26)$$

Die Anwachsrate $R = i\omega = c_s k y$ wird daher reell.

Solche Lösungen weisen exponentielles Wachstum auf, das heißt sie werden instabil, wenn R positiv wird:

$$R = R_{Str} + R_{hom} > 0 \quad \text{mit} \quad (2.27)$$

$$R_{Str} = -\frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{1}{n_0 k_B} \left(\frac{\partial P_{str}}{\partial T} - \frac{n_0}{T_0} \frac{\partial P_{str}}{\partial n} \right)$$

$$R_{hom} = -\frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{1}{n_0 k_B} (\kappa_{\parallel 0} k_{\parallel}^2 + \kappa_{\perp} k_{\perp}^2) \quad (3.3)$$

Ein MARFE entsteht also dann, wenn das Anwachsen der Verluste durch Strahlung bei kleinen Störungen der Temperatur oder der Dichte nicht mehr durch Wärmeleitung kompensiert werden kann.

Da die Strahlungsleistung stets mit der Dichte anwächst (Glg. 2.2), kommt aus der Dichteabhängigkeit immer ein destabilisierender Einfluß zustande. Die Temperaturabhängigkeit $\mathcal{L}(T)$ der Strahlungsleistung (vgl. Abb. 2.2) weist sowohl stabilisierende ($\partial\mathcal{L}/\partial T > 0$) als auch destabilisierende ($\partial\mathcal{L}/\partial T < 0$) Bereiche auf.

Schließlich ergibt sich aus den Gleichungen 2.19, 2.20 und 2.22 eine Beziehung zwischen den Amplituden der Dichte- und der Temperaturstörungen:

$$\frac{T_1}{T_0} = -\frac{\rho_1}{\rho_0} \left(1 - \frac{\omega^2}{k^2 p_0 / \rho_0} \right) \approx -\frac{\rho_1}{\rho_0} \quad (2.28)$$

die besagt, daß sich die betrachtete Instabilität für kleine ω , das heißt nahe an der marginalen Grenze, bei konstanten Plasmadruck entwickelt.

Aus einem homogenen Plasma kann sich also mit exponentieller Anwachsrate ein MARFE entwickeln, wenn die in Gleichung 2.27 gegebene Bedingung erfüllt ist.

Kapitel 3

Strahlungskühlung von Fusionsplasmen

3.1 Notwendigkeit der Abstrahlung am Plasmarand

Aufgrund der in der Einleitung geschilderten zu hohen thermischen Belastung der Prallplatten ist es jedoch notwendig, durch eine hohe Strahlungsleistung aus dem Plasmarand eine räumlich gleichmäßige Belastung der Wände bei gutem Energieeinschluß zu erzielen, um damit die Prallplatten zu entlasten.

In diesem Abschnitt soll die Notwendigkeit diskutiert werden, die Kühlung des Plasmas durch Abstrahlung auf den Plasmarand zu konzentrieren. Grundsätzlich verschlechtern jedoch zusätzliche Energieverluste im Plasma die Güte des Einschlusses.

Ein Maß für die Güte des Energieeinschlusses ist die bereits in der Einleitung erwähnte Energieeinschlußzeit τ_E , die definiert ist als das Verhältnis der thermischen Energie des Plasmas zur Heizleistung. Für gleiche Dichten $n = n_e = n_i$ von Ionen und Elektronen lautet sie:

$$\tau_E = 3 \int_{Plasma} n k_B T dV / \int_{Plasma} P_{Heiz} dV \quad (3.1)$$

Die Energieeinschlußzeit kann bei festem Verhältnis von gesamter abgestrahlter Leistung zur gesamten Heizleistung maximiert werden, wenn der Bereich, wo abgestrahlt wird, auf den Plasmarand beschränkt bleibt. Die Möglichkeiten, die in der Wahl eines geeigneten räumlichen Strahlungsprofils liegen, kann man leicht abschätzen, wenn man die Energiebilanz betrachtet:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r q) = P_{Heiz}(r) - P_{Str}(r) \quad (3.2)$$

Der Einfachheit halber wird das Plasma hier als zylindersymmetrisch betrachtet.

$$q = -\kappa_{\perp} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (3.3)$$

ist der radiale Wärmefluß, κ_{\perp} die radiale Wärmeleitfähigkeit des Plasmas, $P_{Heiz}(r)$ steht für die Heizleistung pro Volumenelement und $P_{Str}(r)$ für die pro Volumenelement abgestrahlte Leistung. Konvektive Beiträge zum Wärmetransport in Glg. 3.2 werden

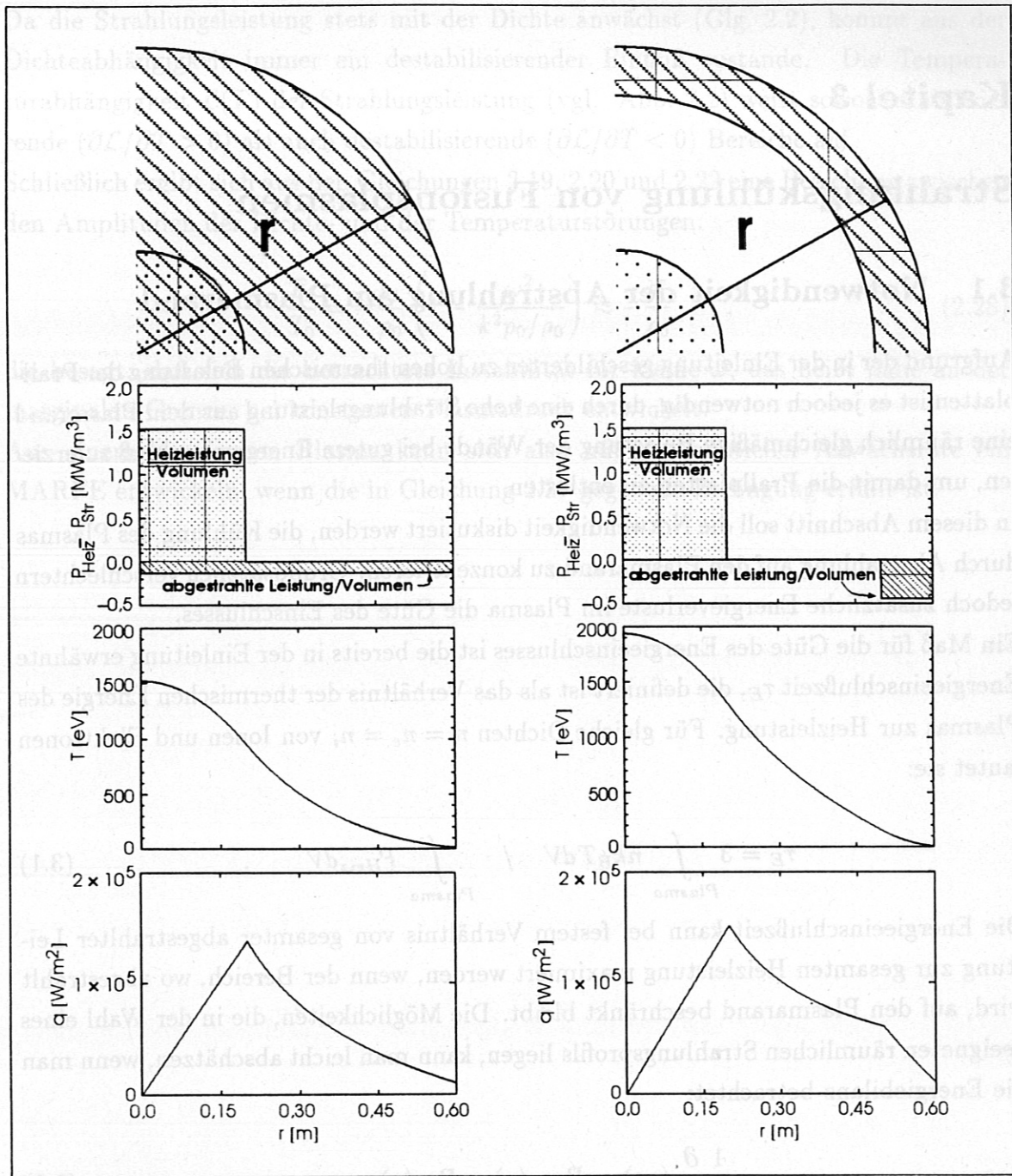


Abbildung 3.1: Vergleich der Temperatur- und Wärmeflußprofile für räumlich konstante Strahlungsleistungsdichte P_{Str} (links) und auf den Plasmarandbereich konzentrierte Strahlungsleistung (rechts). In beiden Fällen beträgt die gesamte Heizleistung 2 MW, die abgestrahlte Leistung 1,6 MW; 0,4MW verlassen das Plasma durch Konvektion und Konduktion. Die Temperatur am Rand liegt bei 10 eV. Rechts wird die Energieeinschlußzeit τ_E aufgrund der höheren Temperatur im Zentrum 1,5 mal so hoch wie bei räumlich konstanter Strahlungsleistungsdichte (links).

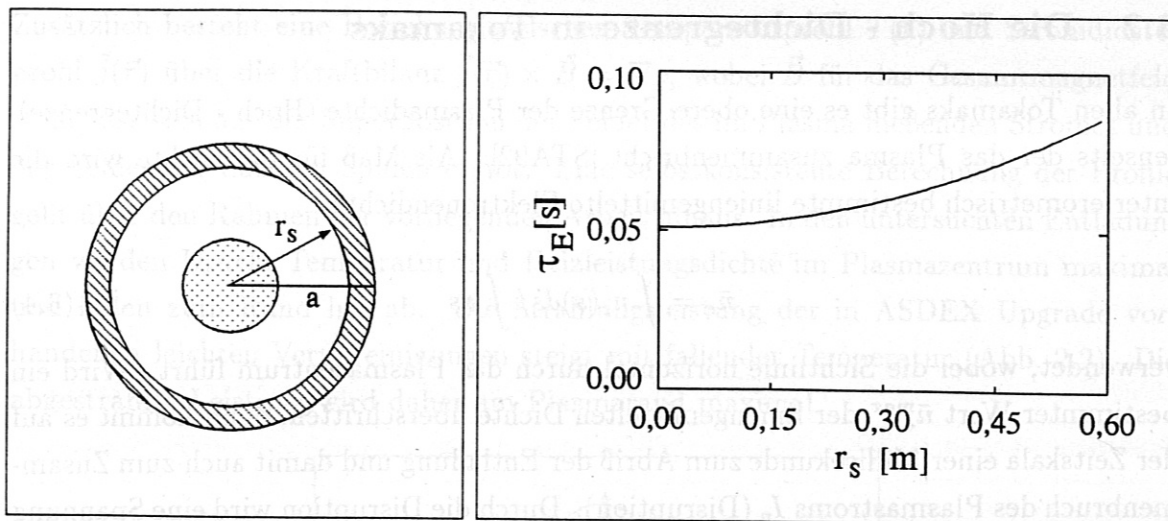


Abbildung 3.2: Aus der Variation des inneren Radius r_s der abstrahlenden Zone bei fester totaler Strahlungsleistung zeigt sich, daß eine Konzentration der Strahlung auf den Plasmarandbereich zu den besten Energieeinschlußzeiten führt.

in der folgenden einfachen Modellrechnung vernachlässigt. In Abb. 3.1 wird ein Plasma mit räumlich konstanter Strahlungsleistungsdichte $P_{Str}(r)$ mit einem Plasma, bei dem die Strahlungsleistungsdichte $P_{Str}(r)$ am Rande konzentriert ist (0,5 m bis 0,6 m), verglichen. In beiden Fällen beträgt die gesamte Heizleistung 2 MW, die abgestrahlte Leistung 1,6 MW, die Dichte $n = n_i = n_e = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ unabhängig vom Radius und die Temperatur am Rand ($r = 0,6 \text{ m}$) 10 eV. Für die Wärmeleitfähigkeit wurde in beiden Fällen $\kappa_{\perp} = 24 \text{ W}/(\text{eV} \cdot \text{m})$ ($= 2,07 \cdot 10^{-3} \text{ W}/(\text{K} \cdot \text{m})$ im SI-System) angenommen. In dem Fall mit auf den Randbereich konzentrierter Abstrahlung liegt die Energieeinschlußzeit mit $\tau_E = 76 \text{ ms}$ 1,5 mal so hoch wie bei räumlich konstanter Strahlungsleistungsdichte ($\tau_E = 51 \text{ ms}$). Variiert man den inneren Radius der abstrahlenden Zone bei fester totaler Strahlungsleistung, so erkennt man, daß die Energieeinschlußzeiten maximal werden, wenn die Strahlungsleistung auf einen möglichst schmalen Bereich am Plasmarand konzentriert wird (Abb. 3.2). Da die Energieeinschlußzeit direkt in das Zündkriterium eines Fusionsreaktors eingeht, ergibt sich unmittelbar der Vorteil, der in einer auf den Plasmarand beschränkten Abstrahlung liegt.

3.2 Die Hoch - Dichtegrenze in Tokamaks

In allen Tokamaks gibt es eine obere Grenze der Plasmadichte (Hoch - Dichtegrenze), jenseits der das Plasma zusammenbricht [STA92]. Als Maß für die Dichte wird die interferometrisch bestimmte liniengemittelte Elektronendichte

$$\bar{n}_e = \int n_e(s) ds / \int ds \quad (3.4)$$

verwendet, wobei die Sichtlinie horizontal durch das Plasmazentrum führt. Wird ein bestimmter Wert \bar{n}_e^{max} der liniengemittelten Dichte überschritten, dann kommt es auf der Zeitskala einer Millisekunde zum Abriß der Entladung und damit auch zum Zusammenbruch des Plasmastroms I_p (Disruption). Durch die Disruption wird eine Spannung im Edelstahlgefäß des Tokamaks induziert, so daß große Ströme in den Metallstrukturen fließen. Aufgrund der großen Magnetfelder besteht daher die Möglichkeit, daß Kräfte ausgeübt werden, die das Tokamak beschädigen können. Ein weiteres Problem, das bei Disruptionen auftreten kann, ist das räumlich konzentrierte Auftreffen hochenergetischer nichtthermischer Elektronen ("Runaway" - Elektronen) [KUR95] auf die Wände des Gefäßes. Im Interesse einer maximalen Lebensdauer eines Tokamaks ist es daher notwendig, die Zahl der Disruptionen möglichst niedrig zu halten oder diese völlig zu vermeiden.

In der vorliegenden Arbeit werden Entladungen betrachtet, bei denen die Heizung des Plasmas durch die Joule'sche Wärme erfolgt, die aufgrund des hohen Plasmastromes I_p und des endlichen Plasmawiderstandes entsteht (Ohmsche Heizung). Der Plasmastrom I_p wird durch die im Torus induzierte Spannung U_T gemäß $I_p = \int U_T / \eta_{Plasma}(\vec{r}) d^3r$ getrieben. Der spezifische Widerstand $\eta_{Plasma}(\vec{r})$ entlang Magnetfeldlinien hängt im wesentlichen von der lokalen Elektronentemperatur $T_e(\vec{r})$ und der effektiven Ionenladungszahl $Z_{eff} = \sum_i n_i Z_i^2 / \sum_i n_i Z_i$ ab:

$$\eta(\vec{r}) \propto \frac{Z_{eff}(\vec{r}) \ln \Lambda}{T_e^{3/2}(\vec{r})} \quad (3.5)$$

$\ln \Lambda$ ist der bereits bei Glg. 2.1 erwähnte Coulomblogarithmus.

Die ins Plasma pro Volumenelement eingespeiste Heizleistung stellt sich daher ein zu:

$$P_{Heiz} = j_P^2(\vec{r}) \eta_{Plasma}(\vec{r}) \quad (3.6)$$

Die Verlustleistung durch Strahlung hängt von der Verunreinigungskonzentration und stark von der Temperatur ab (vgl. Abb. 2.2). Das Verunreinigungsprofil wird daher über die Energiebilanz mit den Stromdichte- und Temperaturprofilen verknüpft.

Zusätzlich besteht eine Beziehung zwischen Temperaturprofil $T(\vec{r})$ und Stromdichteprofil $\vec{j}(\vec{r})$ über die Kraftbilanz $\vec{j}(\vec{r}) \times \vec{B} = \nabla p$, wobei \vec{B} für das Gesamtmagnetfeld steht, das sich aus der Superposition der Felder des im Plasma fließenden Stromes und der Felder der äußeren Spulen ergibt. Eine selbstkonsistente Berechnung der Profile geht über den Rahmen der vorliegenden Arbeit hinaus. In den untersuchten Entladungen werden Druck, Temperatur und Heizleistungsdichte im Plasmazentrum maximal und fallen zum Rand hin ab. Die Strahlungsleistung der in ASDEX Upgrade vorhandenen leichten Verunreinigungen steigt mit fallender Temperatur (Abb. 2.2). Die abgestrahlte Leistung wird daher am Plasmarand maximal.

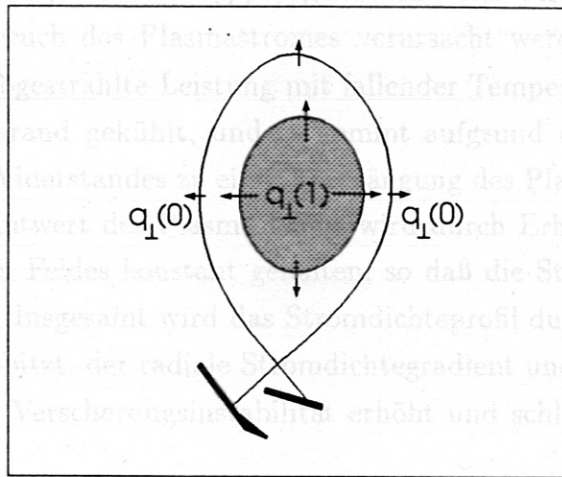


Abbildung 3.3: *Prinzipische Skizze zur Ableitung von Glg. 3.8*

Ein Tokamakplasma kann nur aufrechterhalten werden, wenn der Wärmefluß vom Plasmazentrum zur Randschicht die abgestrahlte Leistung aufbringen kann. Rebut [REB77] hat in einem eindimensionalen Modell eines Ohmsch geheizten Plasmas mit lediglich einer radialen Koordinate aus der Energiebilanz der Randschicht

$$-\frac{d}{dy} \kappa_{\perp} \frac{dT}{dy} = -n_e n_{imp} \mathcal{L}(T) \quad (3.7)$$

den Wärmefluß $q(1)$ abgeleitet, der erforderlich ist, um die Randschicht aufrechtzuerhalten

$$|q(1)| = \left| \kappa_{\perp} \frac{dT}{dy} \right| > \left[2 \int_{T_0}^{T_1} \kappa_{\perp} n_e n_{imp} \mathcal{L}(T) dT \right]^{0,5} \quad (3.8)$$

In Gleichung 3.7 sind Krümmungsterme und ein Quellterm aufgrund der Ohmschen Heizung, die am Plasmarand klein ist, vernachlässigt. Mit $q(1) = -\kappa_{\perp} dT/dy|_1$ ist

3.3 Disruption durch MARFEs

Störungen im Gleichgewichtsmagnetfeld und in der Gleichgewichtsstromdichte werden in einem Koordinatensystem (θ, ϕ) aus poloidalem und toroidalem Winkel beschrieben und nach den Modenzahlen m und n klassifiziert, die sich aus einem Fourieransatz für ihre Amplituden ($A \propto \exp(in\phi + im\theta)$) ergeben. Von Interesse für die vorliegende Arbeit ist die $(m = 2, n = 1)$ - Verscherungsinstabilität, deren Amplitude mit wachsendem radialem Gradienten der Gleichgewichtsstromdichte anwächst. Dabei wird der Energieinhalt des poloidalen Magnetfeldes durch Verkürzung der Feldlinien abgesenkt [BAT78]. Durch Kopplung mit anderen Verscherungsinstabilitäten kann der Zusammenbruch des Plasmastromes verursacht werden [WES89, BON91]. Da die vom Plasma abgestrahlte Leistung mit fallender Temperatur stark steigt, wird besonders der Plasmarand gekühlt, und es kommt aufgrund der $T_e^{-3/2}$ - Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes zu einer Verdrängung des Plasmastromes aus kalten Bereichen. Der Gesamtwert des Plasmastroms wird durch Erhöhung des induzierten toroidalen elektrischen Feldes konstant gehalten, so daß die Stromdichte im heißeren Plasmainterinneren steigt. Insgesamt wird das Stromdichteprofil durch Strahlungskühlung am Plasmarand zugespitzt, der radiale Stromdichtegradient und damit die Amplitude der $(m = 2, n = 1)$ - Verscherungsinstabilität erhöht und schließlich eine Disruption ausgelöst.

Der Plasmastrom fließt in erster Näherung im wesentlichen entlang Magnetfeldlinien. Für die mittlere Leitfähigkeit auf einer Flußfläche hat dies zur Konsequenz, daß eine poloidal unsymmetrische Absenkung der Leitfähigkeit, wie sie durch die niedrige Temperatur in einem MARFE gegeben ist, als elektrischer Widerstand in Reihe wirkt [LAC91, NOC92]. Durch einen MARFE kann daher der Plasmastrom aus dem Randbereich verdrängt werden, so daß sich das Stromprofil zuspitzt und eine Disruption verursacht wird, auch wenn die gesamte abgestrahlte Leistung noch unterhalb der Heizleistung liegt.

Am Tokamak ASDEX [STA92] wurde dieser Mechanismus für die Hoch - Dichtegrenze in Entladungen mit einem Sicherheitsfaktor $Q_a > 3$ verantwortlich gemacht [STA92]. Die abgestrahlte Leistung an der Hoch - Dichtegrenze lag immer unterhalb der Heizleistung; in allen Entladungen mit einem Sicherheitsfaktor $Q_a > 3$ wurde als Vorläufer zur Disruption ein MARFE beobachtet.

Kapitel 4

Meßmethoden

Bisher waren Dichte und Temperatur im MARFE nicht bekannt. Wesentliches Ziel der Arbeit war es daher, lokale Meßmethoden zu entwickeln, um die Parameter des MARFEs zu bestimmen. Dazu bietet sich insbesondere die Laserlicht - Streuung an, die zum erstenmal zur Untersuchung eines MARFEs eingesetzt werden konnte.

4.1 Messung von Dichte und Temperatur im MARFE mit Hilfe der Nd:YAG - Laser Thomsonstreuung

Im folgenden wird das Prinzip der Thomsonstreuung an freien Elektronen skizziert.

4.1.1 Thomsonstreuung an einem einzelnen freien Elektron

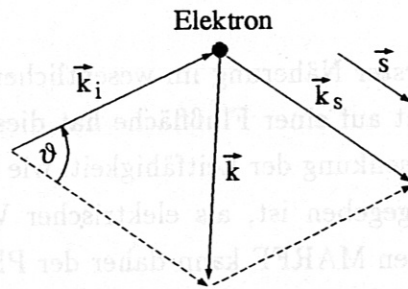


Abbildung 4.1: Geometrie der Thomsonstreuung im k - Raum; Die einfallende Welle mit dem Wellenvektor \vec{k}_i wird am Elektron gestreut und in der Richtung des Einheitsvektors \vec{s} beobachtet.

Bei der Thomsonstreuung betrachtet man ein Elektron, das im elektrischen Feld $\vec{E}_i = \vec{E}_i^0 \exp(i(\vec{k}_i \cdot \vec{r} - \omega_i t))$ einer ebenen elektromagnetischen Welle gemäß

$$\frac{d}{dt} m_e \vec{v} = -e \vec{E}_i \tag{4.1}$$

beschleunigt wird. Aufgrund der Beschleunigung emittiert das Elektron selbst elektromagnetische Wellen. Die Wellenzahlvektoren \vec{k}_i und \vec{k}_s der einfallenden und der

gestreuten Wellen haben bei einem ruhenden Elektron den gleichen Betrag: $|\vec{k}_i| = |\vec{k}_s|$ (vgl. Abb. 4.1). In der Dipolnäherung gilt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt [JAC75]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_s} = r_e^2 \sin^2 \phi \quad , \quad (4.2)$$

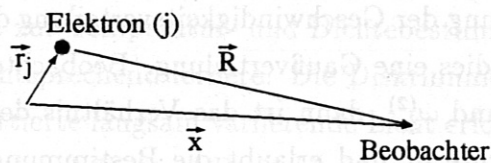
wobei ϕ den Winkel zwischen \vec{E}_i und dem Einheitsvektor \vec{s} vom Elektron zur Beobachtungsrichtung bezeichnet und r_e für den klassischen Elektronenradius

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \quad (4.3)$$

steht.

4.1.2 Thomsonstreuung an Plasmen

Die Elektronendichten liegen bei ASDEX Upgrade zwischen 10^{19} m^{-3} und 10^{20} m^{-3} . Aufgrund der endlichen Ausdehnung des für das Streuexperiment verwendeten Laserstrahls beobachtet man daher immer Streulicht von sehr vielen Elektronen. Es muß entschieden werden, ob die Intensitäten der von den einzelnen Elektronen ausgehenden Wellen addiert werden können oder ob Interferenzeffekte zu berücksichtigen sind.



Zur Berechnung der Phase einer gestreuten Welle beim Beobachter

Die Phasendifferenz der von zwei Elektronen an den Orten \vec{r}_1 und \vec{r}_2 ausgehenden gestreuten Wellen hat den Betrag $(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \cdot (\vec{k}_s - \vec{k}_i) = (\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \cdot \vec{k}$. Die Intensitätsbeiträge der einzelnen Elektronen können addiert werden, wenn die Elektronen innerhalb der selben Debyeschen Abschirmwolke mit Radius $\lambda_D = (\epsilon_0 k_B T_e / (n_e e^2))^{1/2}$ statistisch verteilt sind und die Phasenunterschiede der von ihnen ausgehenden Streuwellen groß sind [SAL60, SCH93]:

$$k\lambda_D \gg 1 \quad . \quad (4.4)$$

In der vorliegenden Arbeit wurde unter Streuwinkeln ϑ zwischen 78° und 112° beobachtet (vgl. Abb. 4.2). Ein Wert von $k\lambda_D = 17,5$ ergibt sich aus den Parametern $T_e = 5 \text{ eV}$, $n = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, Laserwellenlänge $\lambda_{\text{Laser}} = 1064 \text{ nm}$, $\vartheta/2 = 39^\circ$ und

$k = 2k_i \sin \frac{\vartheta}{2}$. Die Intensitäten der von den einzelnen Elektronen der Dichte n_e ausgehenden Streuwellen können daher addiert werden. Beobachtet man ein kleines Volumen V mit der Elektronendichte n_e , das von polarisiertem Licht der Leistung pro Fläche P_{Laser}/A durchstrahlt wird, dann ist die ins Raumwinkelement $d\Omega_s$ gestreute Leistung dP die Summe über die Streuleistung der einzelnen Elektronen:

$$dP = V n_e r_e^2 \sin^2 \phi \frac{P_{Laser}}{A} d\Omega_s \quad (4.5)$$

Wird Licht an einem Elektron gestreut, das sich im Laborsystem mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegt, dann ist die Frequenz des beobachteten Streulichts nach dem Dopplereffekt verschoben: $\omega_s = \omega_i + \vec{k} \cdot \vec{v}$. In einem Plasma, in dem die Elektronengeschwindigkeit eine Maxwell - Boltzmann - Verteilung der Temperatur T_e hat, lautet die in das Raumwinkelement $d\Omega_s$ und das Frequenzintervall $d\omega_s$ gestreute Leistung [SAL60]:

$$\frac{d^2 P}{d\Omega_s d\omega_s} = \sin^2 \phi r_e^2 L P_{Laser} \frac{1}{k} n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{m_e ((\omega_s - \omega_i)/k)^2}{2k_B T_e} \right) \quad (4.6)$$

P_{Laser} ist die Leistung des einfallenden polarisierten Laserstrahls und L die Länge des beobachteten Volumens entlang des Strahls. Liegt die Frequenz der gestreuten Welle nahe bei der Frequenz der einfallenden Welle ($|\omega_s - \omega_i| \ll \omega_i$), dann gilt auch näherungsweise $|\vec{k}_s| \approx |\vec{k}_i|$, und das Frequenzspektrum der Streuwellen hat eine Verteilung, die einer Abbildung der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen entspricht; im vorliegenden Fall ist dies eine Gaußverteilung. Beobachtet man bei zwei verschiedenen Frequenzen $\omega_s^{(1)}$ und $\omega_s^{(2)}$, dann ist das Verhältnis der gemessenen Leistungen unabhängig von der Dichte n_e und erlaubt die Bestimmung der Temperatur T_e , da eine Gaußverteilung durch zwei Werte eindeutig bestimmt ist. Mit Hilfe der gewonnenen Temperatur läßt sich die Dichte aus der bei einer festen Frequenz $\omega_s^{(1)}$ gemessenen Streuleistung berechnen.

In Plasmen mit Temperaturen oberhalb etwa 100 eV müssen Korrekturfaktoren der Größenordnung v/c an Glg. 4.6 angebracht werden, die man aus relativistischen Betrachtungen erhält [GON73, SEG75, ZHU72]. Diese Korrekturen werden bei der Auswertung in Plasmen hoher Temperatur berücksichtigt; da in dieser Arbeit vor allem kalte Plasmen betrachtet werden, wird auf eine detaillierte Diskussion dieser Korrekturterme verzichtet.

4.1.3 Aufbau der Thomsonstreuapparatur

Das Thomsonstreuexperiment an ASDEX Upgrade wird mit Hilfe eines Systems aus sechzehn Detektorkästen, die die Beobachtung von sechzehn Streuvolumina gestatten, und sechs identischen Nd:YAG - Lasern durchgeführt [MUR92]. Die Laser werden gepulst betrieben mit einer Repetitionsrate von 20 Hz pro Laser, so daß mit Hilfe aller sechs Laser eine Wiederholrate der Temperatur- und Dichtemessungen von 120 Hz möglich ist. Die Energie pro Puls beträgt 1 J , die Pulsdauer 8 ns . Die Strahlen der Laser können entlang zweier Wege durch Brewsterfenster durch den Torus geschickt werden. Auf dem ersten Weg gehen die Laserstrahlen durch das Plasmazentrum, auf dem zweiten Weg wird nur der Plasmarand erfaßt (vgl. Abb. 4.2). Der Durchmesser des Laserstrahls variiert von $1,5 \text{ mm}$ an der schmalsten Stelle bis zu 3 mm am Ort 16. Der Abstand der Streuvolumina beträgt $5,8 \text{ cm}$ für die Laserposition, in der die Mitte erfaßt wird (Abb. 4.2a), und $8,3 \text{ cm}$ für die Position, wo nur am Rand gestreut wird (Abb. 4.2b). Die sechzehn Streuvolumina werden mit einem Objektiv der Brennweite $f = 0,975 \text{ m}$ (Abb. 4.2a) bzw. $f = 1,25 \text{ m}$ (Abb. 4.2b) und des Durchmessers $D = 220 \text{ mm}$ auf die Eintrittsspalte der sechzehn Detektorkästen abgebildet. In jedem der Kästen wird das Licht durch Interferenzfilter in vier Wellenlängenbereiche aufgespalten und mit vier Silizium - Avalanchediode gemessen (Abb. 4.3). Bei niedriger Plasmatemperatur eignen sich die zwei Wellenlängenbänder nahe der Laserwellenlänge von 1064 nm zur Temperatur- und Dichtebestimmung (vgl. Glg. 4.6), bei höheren Temperaturen entsprechend fernere. Die Diskriminierung des Streulichts gegen das vom Plasma emittierte langsam variierende Licht erfolgt durch einen Hochpaß der Grenzfrequenz 20 MHz . Höhe und Breite der beobachteten Volumina sind gegeben durch die ins Plasma projizierten Bilder der Diodenflächen, die bei $26 \times 3,7 \text{ mm}^2$ in Abb. 4.2a und $38 \times 5,4 \text{ mm}^2$ in Abb. 4.2b liegen. In Abbildung 4.4 sind die Wellenlängenbereiche dargestellt, die von den verschiedenen Kästen beobachtet werden. Die Dichtekalibrierung der Thomsonstreuapparatur erfolgt durch eine Anpassung der Dichten an interferometrisch bestimmte Profile oder durch Ramanstreuung an einem Testgas.

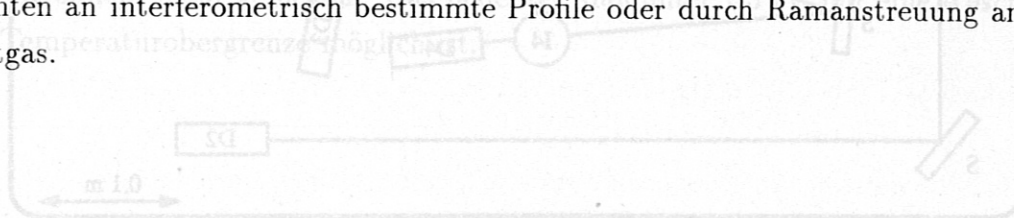


Abbildung 4.3: Prinzip des Aufbaus eines Detektorkastens [MUR92]; 1) bis 14 sind die vier Interferenzfilter, D1 bis D4 die Avalanchediode nach 2) spezial

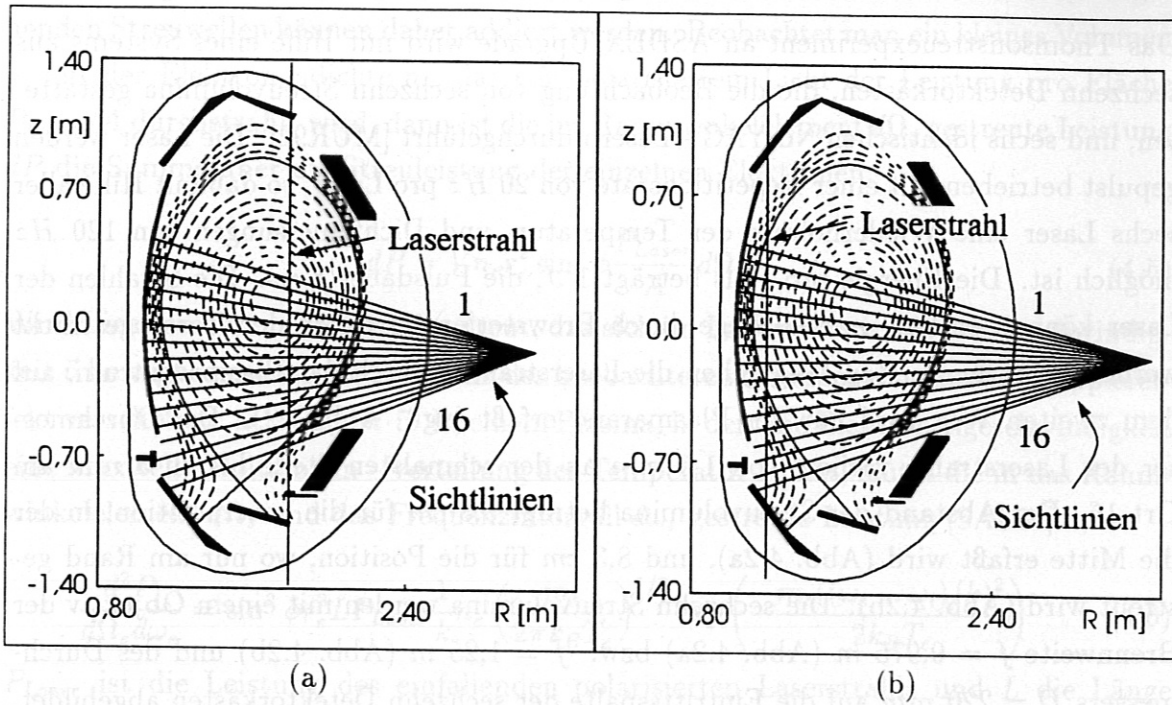


Abbildung 4.2: Die beiden Positionen des Nd:YAG - Laserstrahls und die jeweils zugehörigen Sichtlinien

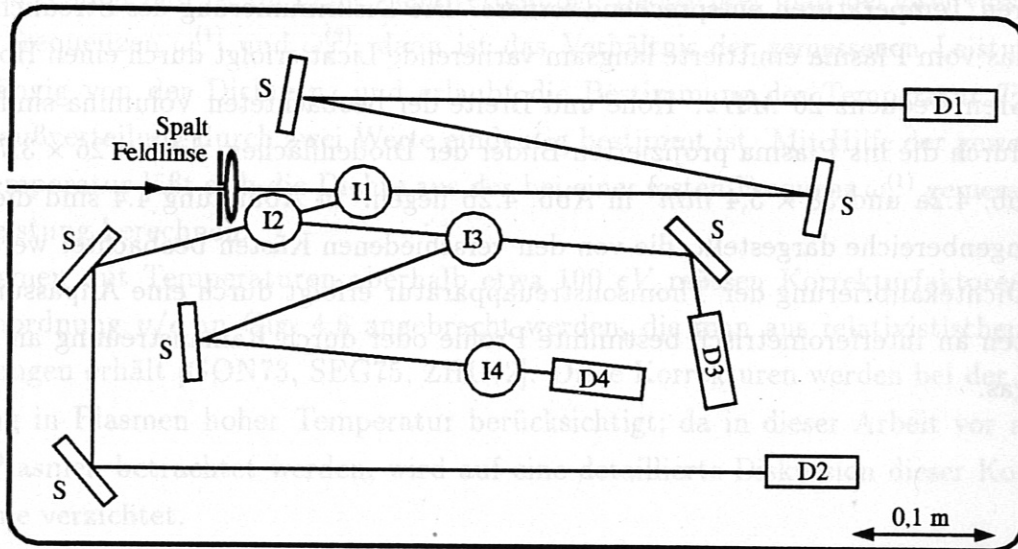


Abbildung 4.3: Prinzip des Aufbaus eines Detektorkastens [MUR92]; I1 bis I4 sind die vier Interferenzfilter, D1 bis D4 die Avalanchedioden und S Spiegel

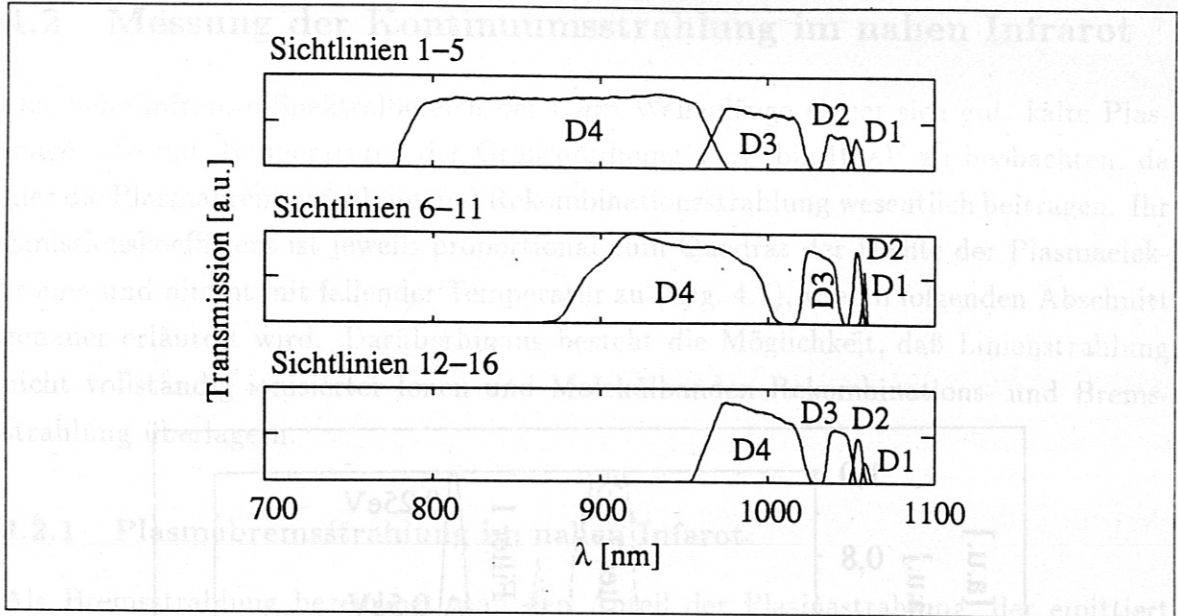


Abbildung 4.4: Transmission der Interferenzfilter in Abhängigkeit von der Wellenlänge; die Sichtlinien 12 bis 16 beobachten bei beiden Positionen des Laserstrahls den Plasma- rand, die zugehörigen Detektorkästen sind deshalb mit Interferenzfiltern nahe bei der Laserwellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ausgerüstet.

4.1.4 Grenzen der Dichte- und Temperaturmessung

Wie schon in Kapitel 4.1.2 erläutert erfolgt die Temperatur- und Dichtebestimmung durch Messung des Streulichts in mindestens zwei Wellenlängenbereichen. In den für die MARFE - Untersuchungen relevanten Polychromatoren trifft bei Temperaturen ab 2 eV und Dichten größer 10^{19} m^{-3} ausreichend Streulicht in die Bereiche von Filter 2 und 1 (vgl. Abb. 4.5). Das Signal zu Rausch - Verhältnis liegt bei etwa $10 : 1$. Zwischen 1 eV und $1,5 \text{ eV}$ wird Streulicht nur noch auf Filter 1 registriert, unterhalb 1 eV kann kein Streulicht mehr gemessen. Das bedeutet, daß unter $1,5 \text{ eV}$ nur eine Abschätzung der Temperaturobergrenze möglich ist.

$$I_{\text{Brems}} = \lambda_0 \frac{n^2 Z_{\text{eff}}}{4\pi V_e} \exp\left[-\frac{hc}{\lambda_0 T_e}\right] \quad (4.8)$$

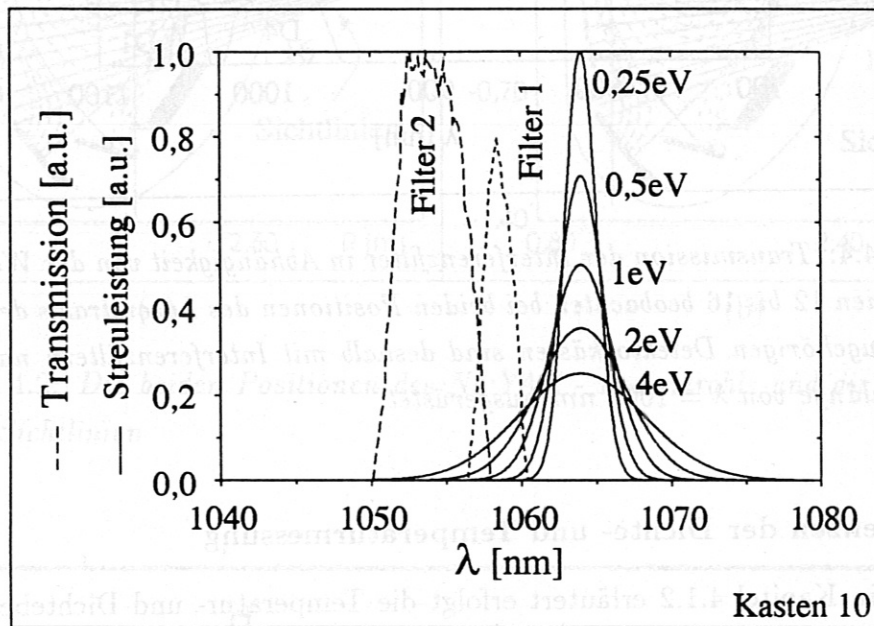


Abbildung 4.5: Nach Glg. 4.6 berechnete Streuleistungen ($dP_{\text{Streu}}/d\lambda_{\text{Streu}}$) für 90° -Streuung in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ_{Streu} bei verschiedenen Temperaturen und Transmissionen der Filter. Die Streuleistungen sind so normiert, daß $\int dP_{\text{Streu}}/d\lambda_{\text{Streu}} d\lambda_{\text{Streu}}$ für alle Temperaturen den gleichen Wert hat.

Abbildung 4.3: Prinzip des Aufbaus eines Dielektrikboxens (VUR90). II bis IV sind die Interferenzfilter, D1 bis D4 die Avalanche-Dioden und S Spiegel

4.2 Messung der Kontinuumsstrahlung im nahen Infrarot

Der nahe infrarote Spektralbereich bei $1 \mu\text{m}$ Wellenlänge eignet sich gut, kalte Plasmagebiete mit Temperaturen der Größenordnung 1 eV bis 10 eV zu beobachten, da hier die Plasmabremstrahlung und Rekombinationsstrahlung wesentlich beitragen. Ihr Emissionskoeffizient ist jeweils proportional zum Quadrat der Dichte der Plasmaelektronen und nimmt mit fallender Temperatur zu (Glg. 4.7), wie im folgenden Abschnitt genauer erläutert wird. Darüberhinaus besteht die Möglichkeit, daß Linienstrahlung nicht vollständig ionisierter Ionen und Molekülbanden Rekombinations- und Bremsstrahlung überlagern.

4.2.1 Plasmabremstrahlung im nahen Infrarot

Als Bremsstrahlung bezeichnet man den Anteil der Plasmastrahlung, der emittiert wird, wenn ein freies Elektron im Coulombfeld eines Ions gebremst wird. Bei Plasmen mit Temperaturen unterhalb von 10 keV dominiert der Anteil, der auf die zeitliche Änderung des elektrischen Dipolmomentes des Systems aus Elektron und Ion zurückgeht. In einem Plasma, in dem die Elektronen einer Maxwell - Boltzmann - Energie - Verteilung gehorchen, lautet der Emissionskoeffizient (Leistung pro Volumenelement, Raumwinkelelement und Wellenlängenintervall) als Funktion der Wellenlänge λ :

$$\epsilon_{\lambda}^{\text{Brems}} = K \bar{g} \frac{n_e n_i Z_i^2}{\lambda^2 \sqrt{T_e}} \exp \left[-\frac{hc}{\lambda k_B T_e} \right] \quad (4.7)$$

mit

$$K = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{8\pi}{3\sqrt{3}m_e^2 c^2} \left(\frac{2m_e}{\pi k_B} \right)^{1/2} \quad (4.8)$$

n_i ist die Dichte der Ionen, Z_i die Ladungszahl, n_e die Dichte der freien Elektronen und T_e ihre Temperatur. Der Gauntfaktor \bar{g} [GAU30, KAR61] hängt ab von der Wellenlänge λ , der Temperatur T_e und der Ladungszahl Z_i der Ionen. In Plasmen mit einem Gemisch von Ionen verschiedener Ladungszahl ergibt sich der lokale Emissionskoeffizient als Summe über alle Ionensorten i in Gleichung 4.9. Berücksichtigt man die Z - Abhängigkeit des Gauntfaktors näherungsweise durch ein mittleres $\bar{g}(Z_{eff})$, was in Plasmen mit Ionen niedriger Kernladungszahl ($Z \leq 10$) zu Fehlern im Bereich von 10% führt [JUN92], dann erhält man für den Emissionskoeffizienten eines Gemisches:

$$\epsilon_{\lambda}^{\text{Brems}} = K \bar{g} \frac{n_e^2 Z_{eff}}{\lambda^2 \sqrt{T_e}} \exp \left[-\frac{hc}{\lambda k_B T_e} \right] \quad (4.9)$$

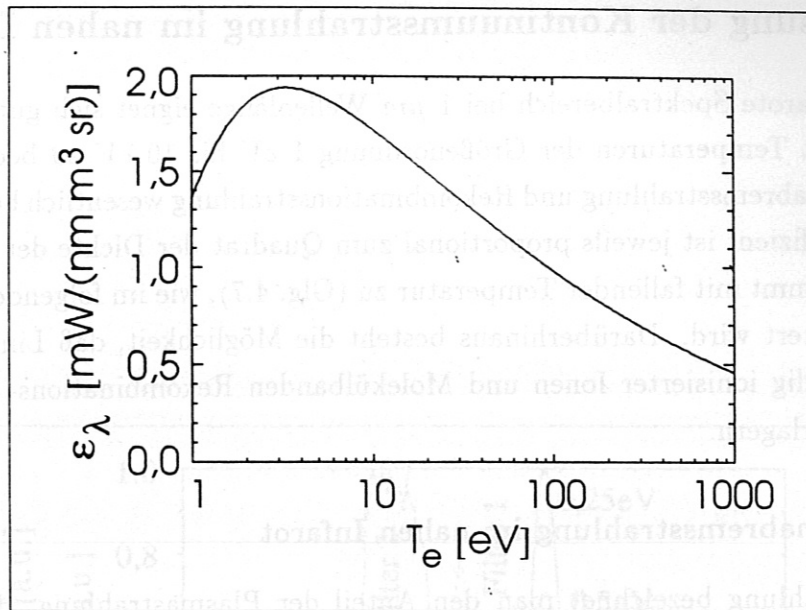


Abbildung 4.6: Emissionskoeffizient ϵ_λ für Bremsstrahlung in einem reinen Wasserstoffplasma der Ionendichte $n_i = 5 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ bei der Wellenlänge $\lambda = 1040 \text{nm}$ in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur

mit der effektiven Ionenladungszahl

$$Z_{eff} = \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{\sum_i n_i Z_i} \quad (4.10)$$

Die Herleitung der Gleichung 4.9 beruht auf einem wasserstoffähnlichen Coulombpotential $V(r) = -Ze^2/(4\pi\epsilon_0 r)$ des Ions; die endliche Ausdehnung der Elektronenwolke eines nicht vollständig ionisierten Ions wird vernachlässigt. Da hier Wasserstoff- oder Deuteriumplasmen mit einem nur geringen Anteil an Verunreinigungen (Kohlenstoffionendichte/Elektronendichte $\approx 2\%$, Sauerstoffionendichte/Elektronendichte $< 1\%$ [DPH93, KAL94]) betrachtet werden, spielt diese Näherung nur eine vernachlässigbare Rolle. Beobachtet man längs eines Sehstrahles die Plasmastrahlung in einem Wellenlängenintervall $\Delta\lambda$, dann ist die am Detektor gemessene Leistung proportional zum Integral über den lokalen Emissionskoeffizienten des Plasmas:

$$\Delta P \propto \Delta\lambda \int_{\text{Sehstrahl}} \epsilon_\lambda ds \quad (4.11)$$

Den Beitrag der Plasmabremsstrahlung zu ϵ_λ erhält man aus Glg. 4.9. Für die Beobachtungswellenlänge von $\lambda = 1040 \text{nm}$ wird ϵ_λ^{Brems} maximal zwischen 3 eV und 4 eV (vgl. Abb. 4.6).

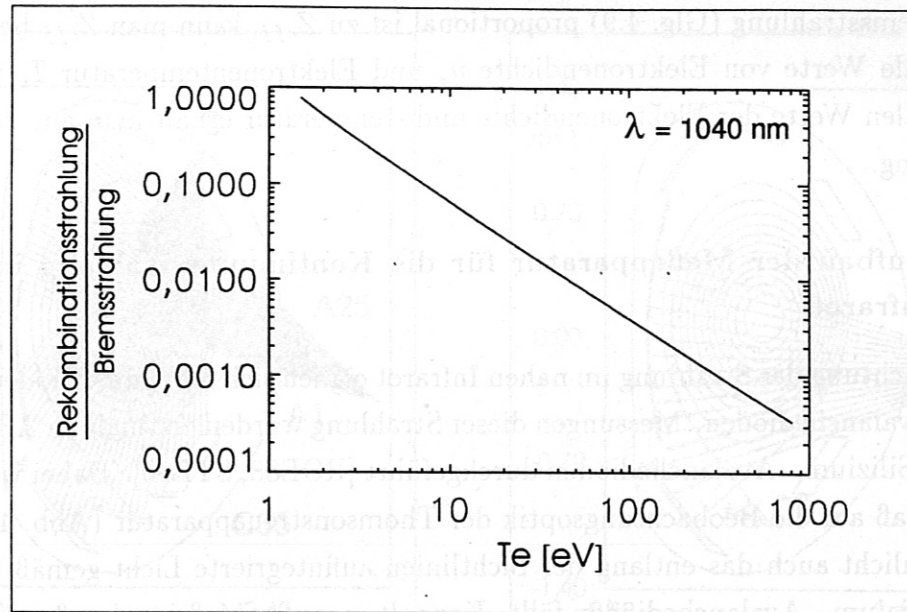


Abbildung 4.7: Verhältnis von Rekombinationsstrahlung zu Bremsstrahlung bei 1040 nm Wellenlänge in einem reinen Wasserstoffplasma

4.2.2 Rekombinationsstrahlung

Der Emissionskoeffizient ϵ_λ^{Rek} für Rekombinationsstrahlung wird in Gleichung A.5 im Anhang angegeben. In einem reinen Wasserstoffplasma skaliert er wie die Bremsstrahlung proportional zum Quadrat der Elektronendichte. Im Wellenlängenbereich um 1000 nm erreicht der Beitrag der Rekombinationsstrahlung zum gesamten Emissionskoeffizienten erst bei sehr tiefen Temperaturen ($T_e < 5$ eV) die Größenordnung von 10% der Bremsstrahlung oder mehr.

In den untersuchten Plasmen können hoch geladene Ionen durch Transport aus dem Plasmainternen in kalte Randbereiche gelangen, wo sie aufgrund der Temperaturabhängigkeit mit $\exp[Z^2 Ry / (\nu^2 k_B T_e)]$ - in Glg. A.5 stark zur Rekombinationsstrahlung beitragen. In Abb. 4.7 wurde das Verhältnis Rekombinationsstrahlung zu Bremsstrahlung über der Temperatur aufgetragen. Es zeigt sich, daß bei sehr tiefen Temperaturen der Beitrag der Rekombinationsstrahlung auch dann nicht wesentlich größer als die Bremsstrahlung wird, wenn man den ungünstigen (hypothetischen) Fall der Verunreinigung mit 5% vollionisiertem Kohlenstoff annimmt.

4.2.3 Bestimmung der Verunreinigungskonzentration

Ein Maß für die Verunreinigungskonzentration ist die bereits eingeführte effektive Ionenladungszahl $Z_{eff} = \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{\sum_i n_i Z_i}$. Da der lokale Emissionskoeffizient für die

Plasmabremsstrahlung (Glg. 4.9) proportional ist zu Z_{eff} , kann man Z_{eff} bestimmen, wenn lokale Werte von Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e vorliegen. Diese lokalen Werte der Elektronendichte und -temperatur erhält man aus der Thomsonstreuung.

4.2.4 Aufbau der Meßapparatur für die Kontinuumsstrahlung im nahen Infrarot

Zur Beobachtung der Strahlung im nahen Infrarot eignen sich Silizium - Dioden oder Silizium - Avalanchedioden. Messungen dieser Strahlung wurden erstmals an ASDEX mit Hilfe von Silizium - Avalanchedioden durchgeführt [ROE88, STE90]. Dabei wurde ausgenutzt, daß auf die Beobachtungsoptik der Thomsonstreuapparatur (Abb. 4.2) außer dem Streulicht auch das entlang der Sichtlinien aufintegrierte Licht gemäß Glg. 4.11 auf die Silizium - Avalanchedioden fällt. Koppelt man das Meßsignal außer über einen Hochpaß für die Thomsonstreuung parallel dazu über einen Tiefpaß aus, so kann man gleichzeitig das langsam veränderliche Plasmalicht messen. Mittelt man auf diesem Zweig über ein Zeitintervall in der Größenordnung einer Millisekunde, dann ist das Streulicht vernachlässigbar klein im Vergleich zum Plasmalicht. Eine Abschätzung findet sich im Anhang.

An ASDEX Upgrade wurde ein vergleichbares System aufgebaut, das parallel zur Thomsonstreuung Messungen des Plasmalichts gestattet. Die Wellenlängenbänder $\Delta\lambda$ sind durch die Interferenzfilter der Thomsonstreuapparatur gegeben (Abb. 4.4). In den Bändern unterhalb 1000 nm beobachtet man zusätzlich zu Brems- und Rekombinationsstrahlung vor allem Spektrallinien des neutralen bis dreifach ionisierten Kohlenstoffs, von Bor, Helium und Sauerstoff [DPH93, JUN92]. Im Wellenlängenbereich zwischen 1012,36 nm (einer HeII - Linie) und 1069,13 nm (einer CI - Linie) wurde keine Spektrallinie beobachtet, deren Beitrag zum Plasmalicht den der Summe aus Bremsstrahlung und Rekombinationsstrahlung meßbar überschritt. Die Filter der Thomsonstreuapparatur, die in diesen Wellenlängenbereich fallen, eignen sich daher gut zur Messung der Kontinuumsstrahlung.

Um auch Information aus Bereichen, die B nicht erfaßt, zu bekommen wurden zur Ergänzung zwei weitere Beobachtungssysteme gebaut (A und C in Abb. 4.8), die die obere Plasmahälfte und den unteren Bereich des Plasmas mittels Dioden - Zeilen - Arrays beobachten. Mit diesen Arrays wurde die Beobachtung der MARFEs im Divertor erstmals im Infraroten möglich.

Aufgrund der schlechten Zugänglichkeit mußte die Beobachtung mit den Arrays über Lichtleiter erfolgen.

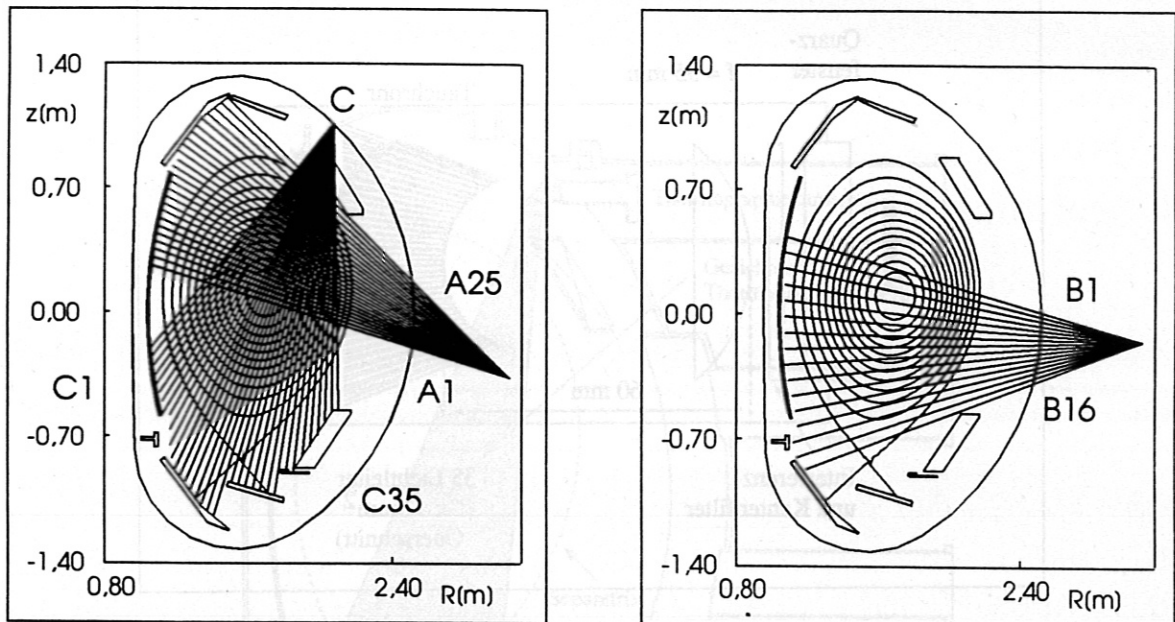


Abbildung 4.8: Poloidaler Querschnitt durch ASDEX Upgrade mit den Konturen der Flußflächen einer Plasmaentladung und den verwendeten Sehstrahlen. Die Systeme A und C befanden sich am gleichen Querschnitt, System B war um 135° in toroidaler Richtung versetzt. In den Systemen A und C wurden Interferenzfilter, die bei 1040 nm mit 10 nm Halbwertsbreite durchlässig waren, eingesetzt. Bei System B standen für jede Sichtlinie jeweils vier in Abb. 4.4 skizzierte Wellenlängenbereiche zu Verfügung.

Zur Verfügung standen zwei Fenster vom Durchmesser 40 mm , die über jeweils etwa 1 m lange Tauchrohre zugänglich waren. In jedes Tauchrohr wurden außerhalb des Vakuumgefäßes Lichtleiterbündel eingebracht, auf deren Enden das Plasma mit Hilfe einer Linse der Brennweite $f = 55\text{ mm}$ abgebildet wurde. An den Lichtleiterenden außerhalb des Tauchrohrs befanden sich die Siliziumdioden. Zwischen Linse und Fenster am inneren Tauchrohrende wurden Interferenz- und Kantenfilter montiert. Die Anordnung der Lichtleiter im Tauchrohr wurde anhand einer numerischen Rechnung optimiert.

Im Tauchrohr, das einen Blick von oben auf das Plasma zuläßt (C), wurden 35 Lichtleiterbündel von je 4 m Länge eingebracht, so daß das Plasma entlang 35 Sehstrahlen beobachtet werden kann (Abb. 4.9). Das Licht jedes Sehstrahls tritt weitgehend parallel durch das Interferenzfilter, die einzelnen Sehstrahlen weisen jedoch verschiedene Winkel gegeneinander auf. Den einzelnen Sehstrahlen entsprechen daher geringfügig verschiedene Wellenlängenbereiche, was bei der Auswertung berücksichtigt wird.

Im Tauchrohr mit seitlicher Blickrichtung (A) wurden 25 Lichtleiterbündel eingebaut,

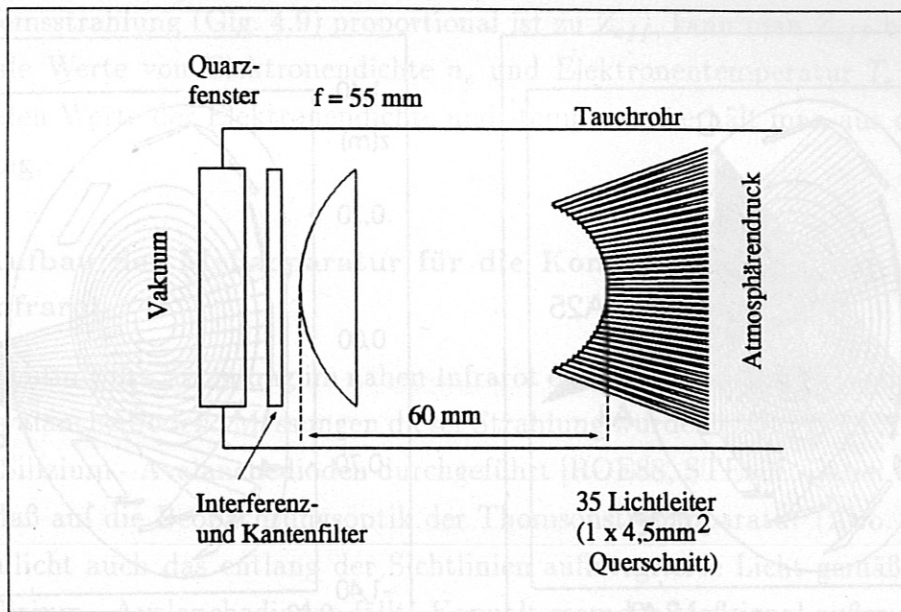


Abbildung 4.9: Schematischer Aufbau der Beobachtungssysteme A und C. Das vom Plasma kommende Licht wird durch das vakuumdichte Torusfenster (freier Durchmesser: 40 mm) aus Quarz auf die Enden der 25 bzw. 35 Lichtleiter fokussiert, deren numerisch berechnete Anordnung dem Ausgleich der Bildfeldwölbung der Linse diente.

der Strahlengang wurde im Gefäß durch einen polierten Edelstahlspiegel umgelenkt. Die Absolutkalibrierung aller Beobachtungssysteme erfolgte in situ mit Hilfe einer Ulbrichtkugel, deren spektrale Strahldichte mit einer Wolframbandlampe [DVO54] verglichen wurde.

4.3 Thermographie der Prallplatten

Thermographische Messungen der Temperatur der Prallplatten aus Graphit und des Energieflusses werden mit einer Infrarotkamera durchgeführt [HER95]. Die Kamera hat als Detektor eine lineare Zeile von 256 Indium-Antimonid Dioden, die mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden. Die Prallplatten werden über einen Spiegel mit einem Objektiv der Brennweite $f = 50 \text{ mm}$ auf die Diodenzeile abgebildet (Abb. 4.10). Beobachtet wird die Schwarzkörperstrahlung der Graphitoberflächen bei einer Wellenlänge von $4,7 \mu\text{m}$ mit der Bandbreite $0,18 \mu\text{m}$. Die Ortsauflösung beträgt auf der äußeren Prallplatte $2,7 \text{ mm}$ pro Diode und $3,4 \text{ mm}$ pro Diode auf der inneren. Die Zeitauflösung erreicht maximal $128 \mu\text{s}$.

Der Energiefluß auf die Prallplatten wird aus der zeitabhängigen Temperaturverteilung der Prallplattenoberflächen durch die numerische Lösung der zweidimensiona-

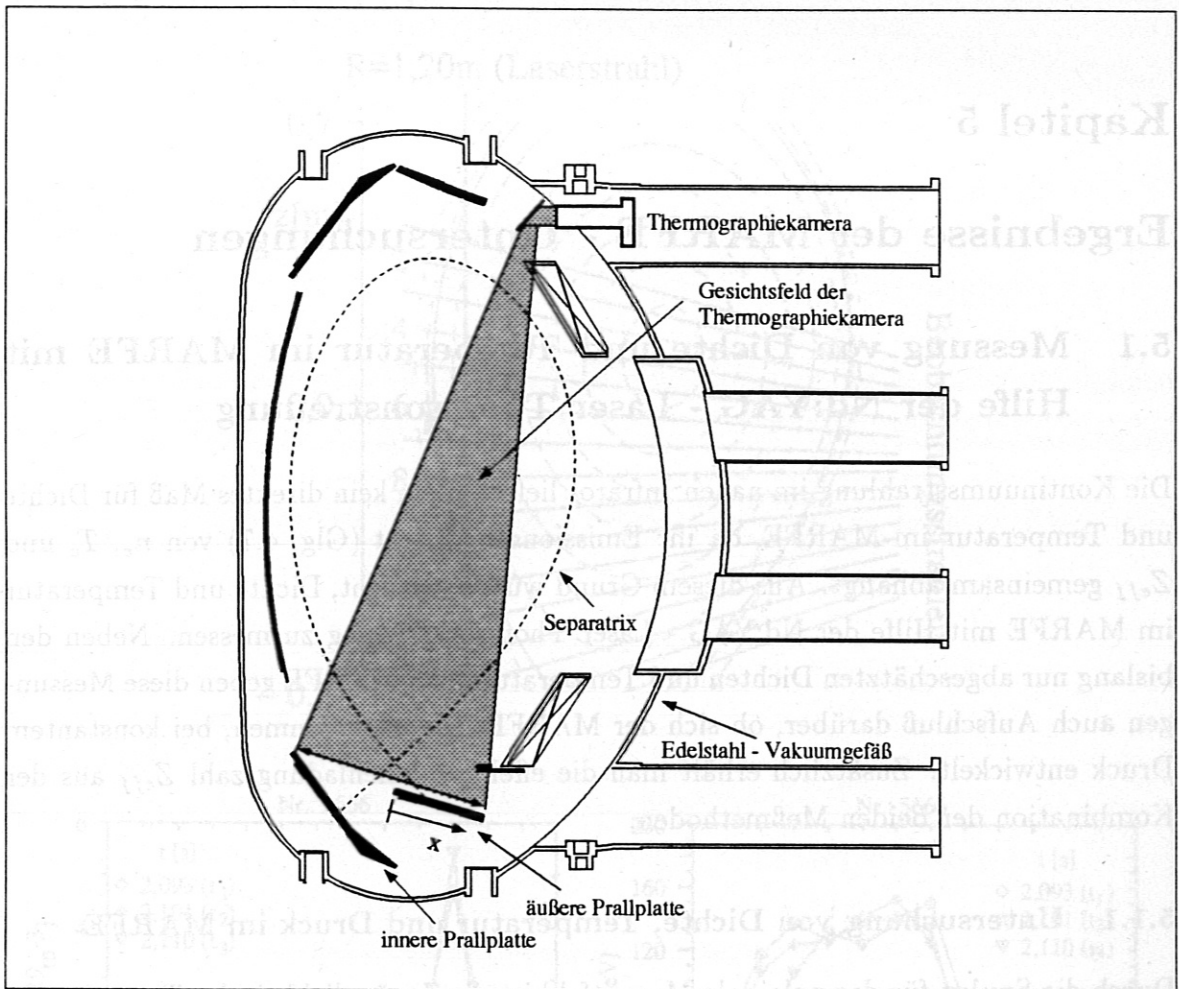


Abbildung 4.10: Poloidaler Querschnitt durch ASDEX Upgrade mit dem Gesichtsfeld der Thermographiekamera.

len Wärmeleitungsgleichung im Graphit berechnet. Randwerte sind die gemessene Oberflächentemperatur auf der dem Plasma zugewandten Seite und die Temperatur des Kühlwassers auf der abgewandten Seite.

Kapitel 5

Ergebnisse der MARFE - Untersuchungen

5.1 Messung von Dichte und Temperatur im MARFE mit Hilfe der Nd:YAG - Laser Thomsonstreuung

Die Kontinuumsstrahlung im nahen Infrarot liefert allein kein direktes Maß für Dichte und Temperatur im MARFE, da ihr Emissionskoeffizient (Glg. 4.7) von n_e , T_e und Z_{eff} gemeinsam abhängt. Aus diesem Grund wurde versucht, Dichte und Temperatur im MARFE mit Hilfe der Nd:YAG - Laser Thomsonstreuung zu messen. Neben den bislang nur abgeschätzten Dichten und Temperaturen im MARFE geben diese Messungen auch Aufschluß darüber, ob sich der MARFE, wie angenommen, bei konstantem Druck entwickelt. Zusätzlich erhält man die effektive Ionenladungszahl Z_{eff} aus der Kombination der beiden Meßmethoden.

5.1.1 Untersuchung von Dichte, Temperatur und Druck im MARFE

Durch die Spulen für das poloidale Magnetfeld ist die Zugänglichkeit des Torus für optische Untersuchungsmethoden stark eingeschränkt. Die Beobachtung eines MARFEs war möglich unter Ausnutzung seiner Bewegung entlang des inneren Plasmarandes. Das kombinierte Thomsonstreu- und Infrarotkontinuumsbeobachtungssystem wurde für diese Messungen in die Position (b) der Abb. 4.2 justiert. In Abb. 5.1 ist der für die MARFE - Untersuchungen wichtige Bereich vergrößert dargestellt. Abb. 5.2 zeigt den Ausschnitt aus dem Zeitverlauf einer Entladung, während der sich der MARFE auf der Innenseite nach oben verlagert. Die Bewegung wird dokumentiert durch die Sehstrahlen 2, 6, 10 des Infrarotkontinuums. Ein signifikanter Anstieg der Dichte bei gleichzeitigem Abfall der Temperatur wird am Ort 12 der Nd:YAG - Laser - Thomsonstreuung beobachtet, von $n_e = 6,9 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ und $T_e = 12,1 \text{ eV}$ bei t_1 auf $n_e = 4,7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und $T_e = 2,1 \text{ eV}$ bei t_2 . Damit bleibt im Rahmen einer Schwankung der Temperatur- und Dichtemessung von 10% der Plasmadruck während des MARFEs konstant.

Der Einfluß des durchlaufenden MARFEs an den Orten 1 bis 9 der Nd:YAG - Laser - Thomsonstreuung, die alle innerhalb der Separatrix liegen, bleibt klein beim Zeitpunkt t_2 (vgl. Abb. 5.1 und Abb. 5.1). Nach dem Durchlaufen der Instabilität nach oben

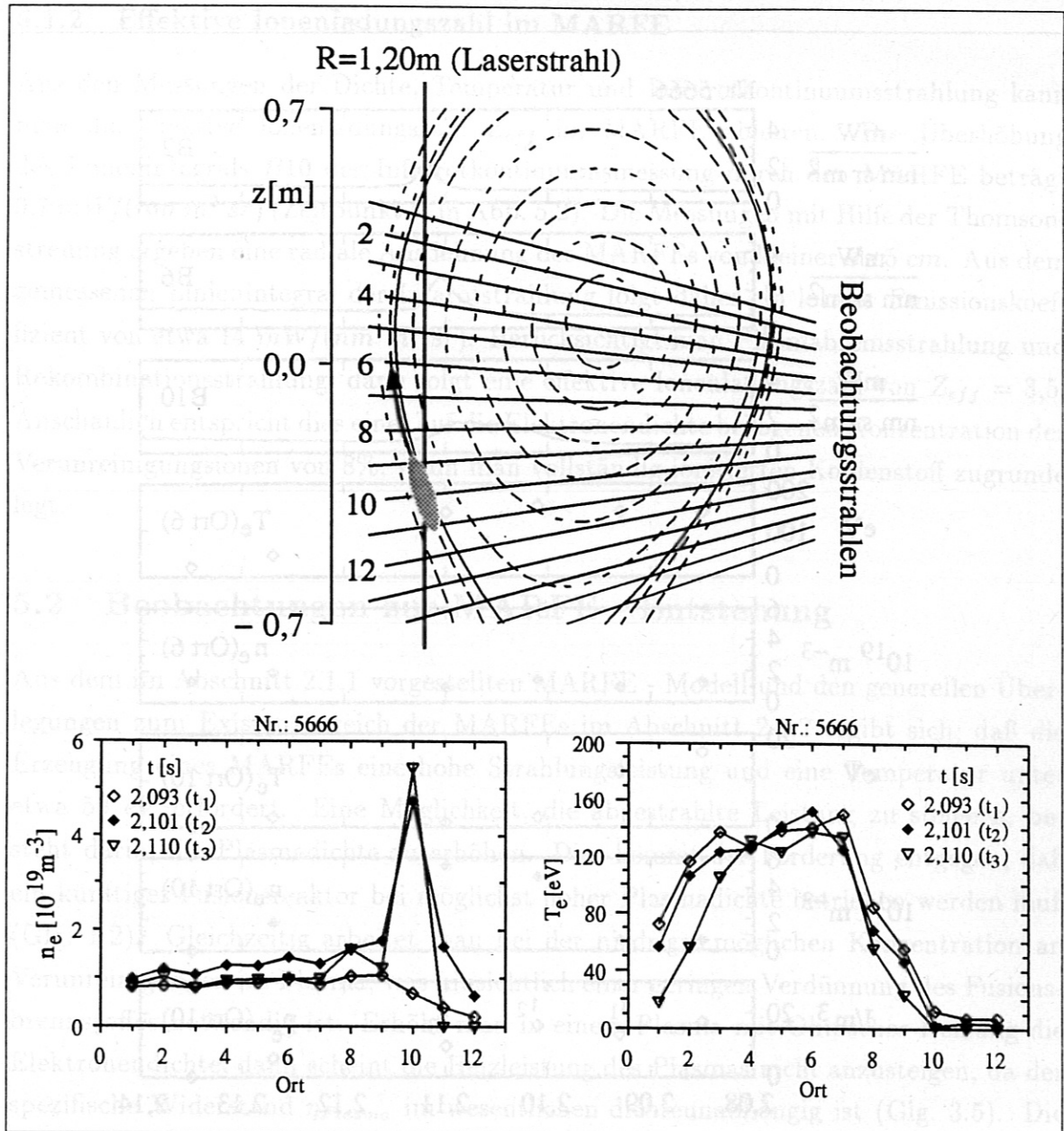


Abbildung 5.1: Vergrößerter Ausschnitt aus Abb. 4.2 und Profile der Temperatur- und Dichtemessungen im MARFE

(Zeitpunkt t_3 in Abb. 5.2) hat die Temperatur auf den knapp innerhalb der Separatrix liegenden Kanälen 1 bis 3 kleine Werte erreicht, während die tiefer innen liegenden Orte 4 bis 7 nicht beeinflusst werden. Die maximal mögliche Ausdehnung senkrecht zu Flußflächen der Zone hoher Dichte ist in Abb. 5.1 dargestellt.

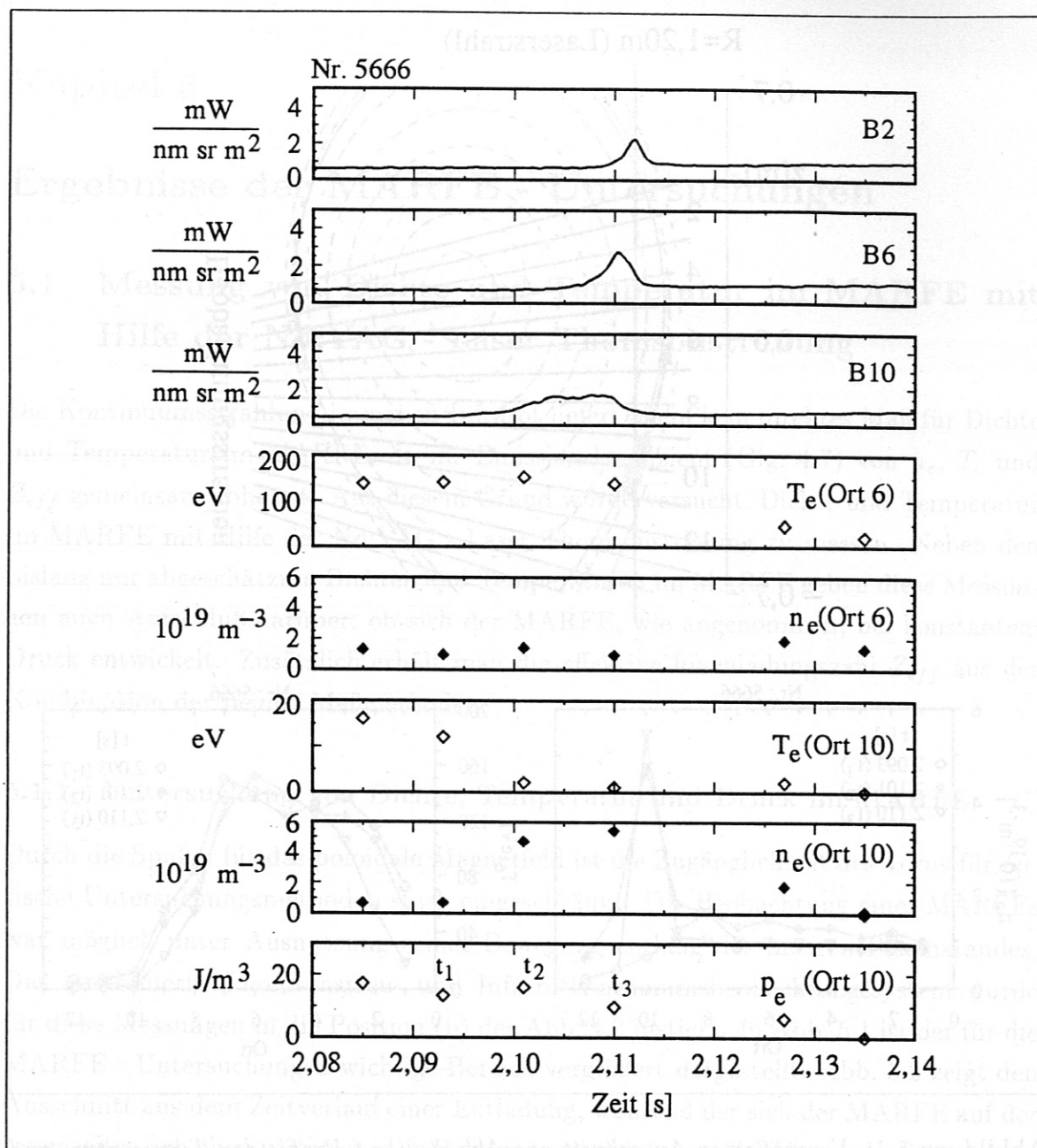


Abbildung 5.2: Ausschnitt aus dem Zeitverlauf einer Entladung, während der der MARFE nach oben läuft, was durch die Infrarotkontinuumskanäle B10, B6 und B2 dokumentiert wird. Die zeitliche Entwicklung von Dichte und Temperatur aus Nd:YAG-Laser Thomsonstreuungsmessungen knapp innerhalb der Separatrix und an der Separatrix wird durch die Messungen an den Orten 6 und 10 (vgl. Abb. 4.2 oder 5.1) dargestellt. Der Druck der Elektronen bleibt während sich die Instabilität am Ort 10 befindet konstant.

5.1.2 Effektive Ionenladungszahl im MARFE

Aus den Messungen der Dichte, Temperatur und Infrarotkontinuumsstrahlung kann man die effektive Ionenladungszahl Z_{eff} im MARFE ableiten. Die Überhöhung des Linienintegrals B_{10} der Infrarotkontinuumsmessung durch den MARFE beträgt $0,7 \text{ mW}/(\text{nm m}^2 \text{ sr})$ (Zeitpunkt t_2 in Abb. 5.2). Die Messungen mit Hilfe der Thomsonstreuung ergeben eine radiale Ausdehnung des MARFEs von kleiner als 5 cm . Aus dem gemessenen Linienintegral der Infrarotstrahlung folgt daher ein lokaler Emissionskoeffizient von etwa $14 \text{ mW}/(\text{nm m}^3 \text{ sr})$. Berücksichtigt man Plasmabremstrahlung und Rekombinationsstrahlung, dann folgt eine effektive Ionenladungszahl von $Z_{eff} = 3,5$. Anschaulich entspricht dies einer auf die Elektronendichte bezogenen Konzentration der Verunreinigungen von 8%, wenn man vollständig ionisierten Kohlenstoff zugrunde legt.

5.2 Beobachtungen zur MARFE - Entstehung

Aus dem im Abschnitt 2.1.1 vorgestellten MARFE - Modell und den generellen Überlegungen zum Existenzbereich der MARFEs im Abschnitt 2.1.2 ergibt sich, daß die Erzeugung eines MARFEs eine hohe Strahlungsleistung und eine Temperatur unter etwa 50 eV erfordert. Eine Möglichkeit, die abgestrahlte Leistung zu steigern, besteht darin, die Plasmadichte zu erhöhen. Dies kommt der Forderung entgegen, daß ein künftiger Fusionsreaktor bei möglichst hoher Plasmadichte betrieben werden muß (Glg. 1.2). Gleichzeitig arbeitet man bei der niedrigst möglichen Konzentration an Verunreinigungen im Plasma, was hinsichtlich einer geringen Verdünnung des Fusionsbrennstoffes notwendig ist. Erhöht man in einem Plasma mit Ohmscher Heizung die Elektronendichte, dann scheint die Heizleistung des Plasmas nicht anzusteigen, da der spezifische Widerstand η_{Plasma} im wesentlichen dichteunabhängig ist (Glg. 3.5). Die Plasmatemperatur sinkt jedoch, da die Verluste durch Strahlung ansteigen. Deshalb steigt der spezifische Widerstand η entlang Magnetfeldlinien. Bei konstantem Plasmastrom wird daher auch die Heizleistung (Glg. 3.6) größer.

Den Verlauf einer Plasmaentladung, bei der die abgestrahlte Leistung durch eine langsame Erhöhung der Dichte gesteigert wurde, zeigt die Abbildung 5.3. Der Plasmastrom wurde auf einen konstanten Wert von 800 kA geregelt. Die Temperaturen im Plasmazentrum und am Rande sinken mit steigender abgestrahlter Leistung aus den geschilderten Gründen ab. Die Heizleistung P_{Heiz} und die abgestrahlte Leistung P_{Str} steigen, wobei die Strahlungsleistung schneller ansteigt, so daß das Verhältnis P_{Str}/P_{Heiz} zunimmt und die Differenz von Heizleistung und abgestrahlter Leistung sinkt. Daher wird

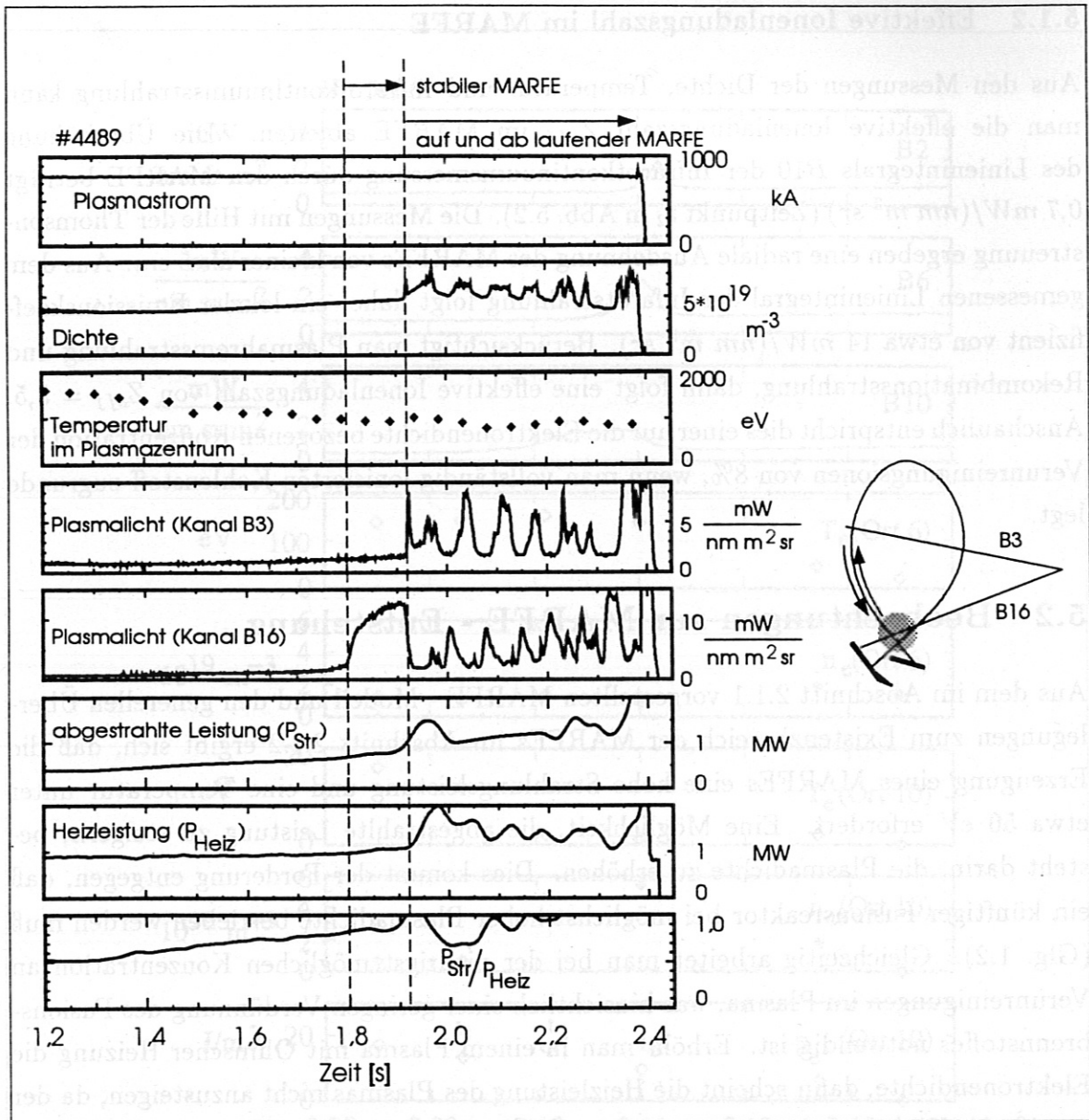


Abbildung 5.3: Zeitverläufe verschiedener Größen einer Entladung, bei der die abgestrahlte Leistung durch Erhöhung der Dichte gesteigert wurde. Die Spitzen nach 1,9s gehen auf einen hoch- und runterlaufenden MARFE zurück.

durch Wärmeleitung und Konvektion weniger Energie in die Randschicht transportiert. Nach 1,9 s läuft der MARFE auf der Torusinnenseite auf und ab (Spitzen bei Kanal B3 der Infrarotkontinuumsstrahlung und der liniengemittelten Dichte). Schließlich reißt der Plasmastrom bei 2,4 s durch eine Disruption ab.

In Abb. 5.4 werden mit dem System C (vgl. Abb. 4.8) gewonnene Profile (durchgezogene Linien) der selben Entladung mit berechneten Profilen (unterbrochene Linien)

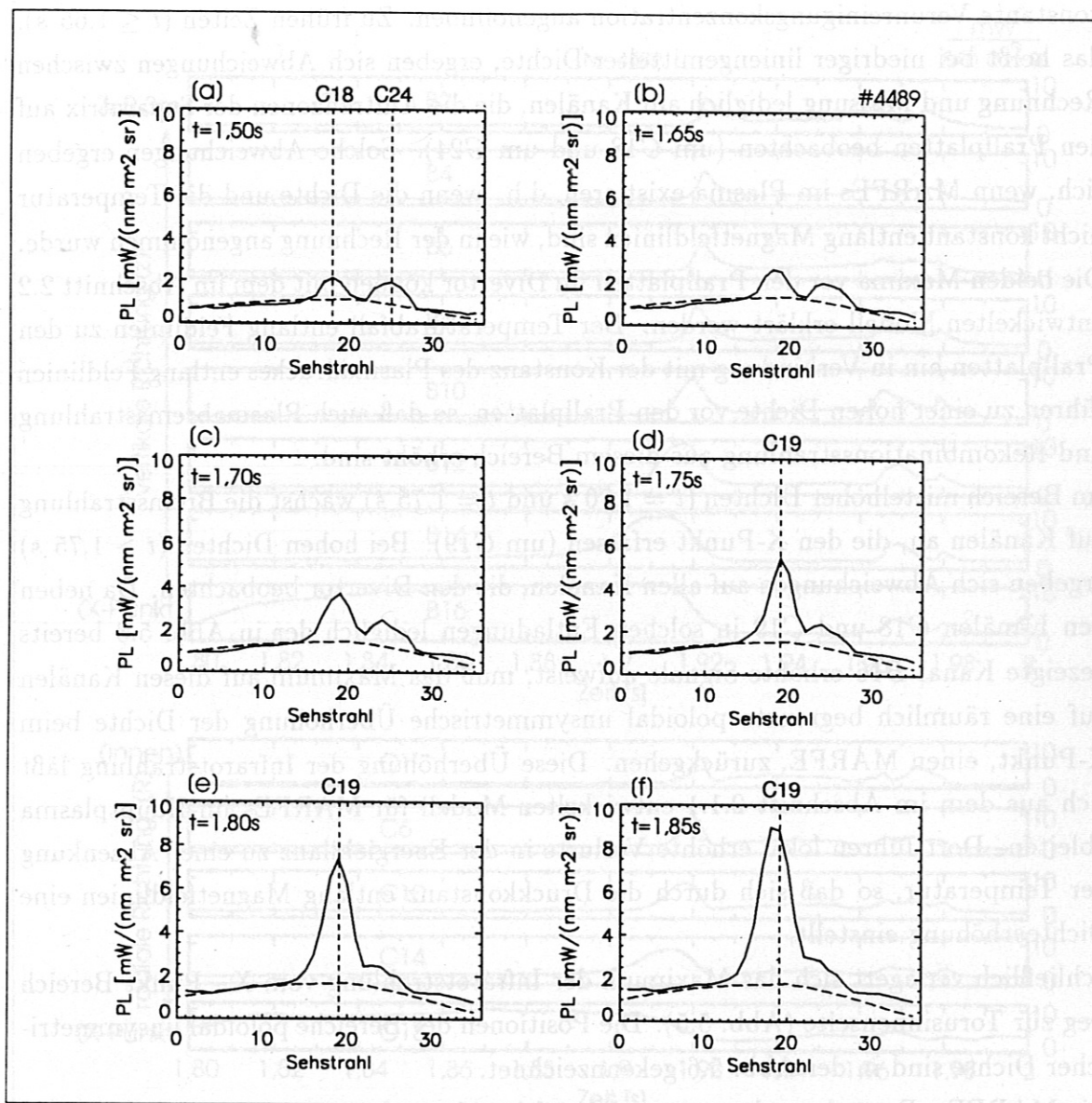


Abbildung 5.4: Zeitliche Abfolge der mit Hilfe des Systems C aus Abb. 4.8 gemessenen Profile (durchgezogene Linien); die unterbrochenen Linien zeigen berechnete Werte. Abweichungen zwischen Messung und Rechnung ergeben sich durch MARFEs am X - Punkt und vor den Prallplatten.

verglichen. Die Berechnung erfolgte mit der Formel 4.9 für die Bremsstrahlung. Dabei wurde Konstanz von Deuteriumionendichte, Verunreinigungsdichte und Temperatur auf Flußflächen vorausgesetzt. Für alle Profile wurde die gleiche im ganzen Plasma konstante Verunreinigungskonzentration angenommen. Zu frühen Zeiten ($t \leq 1,65$ s), das heißt bei niedriger liniengemittelter Dichte, ergeben sich Abweichungen zwischen Rechnung und Messung lediglich auf Kanälen, die die Auftreffzonen der Separatrix auf den Prallplatten beobachten (um C18 und um C24). Solche Abweichungen ergeben sich, wenn MARFEs im Plasma existieren, d.h. wenn die Dichte und die Temperatur nicht konstant entlang Magnetfeldlinien sind, wie in der Rechnung angenommen wurde. Die beiden Maxima vor den Prallplatten im Divertor können mit dem im Abschnitt 2.2 entwickelten Modell erklärt werden. Der Temperaturabfall entlang Feldlinien zu den Prallplatten hin in Verbindung mit der Konstanz des Plasmadruckes entlang Feldlinien führen zu einer hohen Dichte vor den Prallplatten, so daß auch Plasmabremsstrahlung und Rekombinationsstrahlung aus diesem Bereich erhöht sind.

Im Bereich mittelhoher Dichten ($t = 1,70$ s und $t = 1,75$ s) wächst die Bremsstrahlung auf Kanälen an, die den X-Punkt erfassen (um C19). Bei hohen Dichten ($t > 1,75$ s) ergeben sich Abweichungen auf allen Kanälen, die den Divertor beobachten. Da neben den Kanälen C18 und C19 in solchen Entladungen lediglich der in Abb. 5.3 bereits gezeigte Kanal B16 erhöhte Signale aufweist, muß das Maximum auf diesen Kanälen auf eine räumlich begrenzte poloidal unsymmetrische Überhöhung der Dichte beim X-Punkt, einen MARFE, zurückgehen. Diese Überhöhung der Infrarotstrahlung läßt sich aus dem im Abschnitt 2.1.1 entwickelten Modell für MARFEs im Hauptplasma ableiten. Dort führen lokal erhöhte Verluste in der Energiebilanz zu einer Absenkung der Temperatur, so daß sich durch die Druckkonstanz entlang Magnetfeldlinien eine Dichteerhöhung einstellt.

Schließlich verlagert sich das Maximum der Infrarotstrahlung vom X - Punkt Bereich weg zur Torusinnenseite (Abb. 5.5). Die Positionen der Bereiche poloidal unsymmetrischer Dichte sind in der Abb. 5.6 gekennzeichnet.

Die MARFE - Entstehung kann man daher folgendermaßen zusammenfassen:

1. In Plasmen niedriger Dichte existieren MARFEs vor den beiden Prallplatten.
2. Oberhalb einer bestimmten Dichte n_1 entsteht ein MARFE am X - Punkt.
3. Bei einer Dichte $n_2 > n_1$ wandert der MARFE auf der Torusinnenseite nach oben. Der Wert n_2 der Dichte liegt etwa 15% über dem Wert n_1 .
4. Im Bereich der Dichten $n_1 < n < n_2$ bleibt der MARFE stabil am X - Punkt.

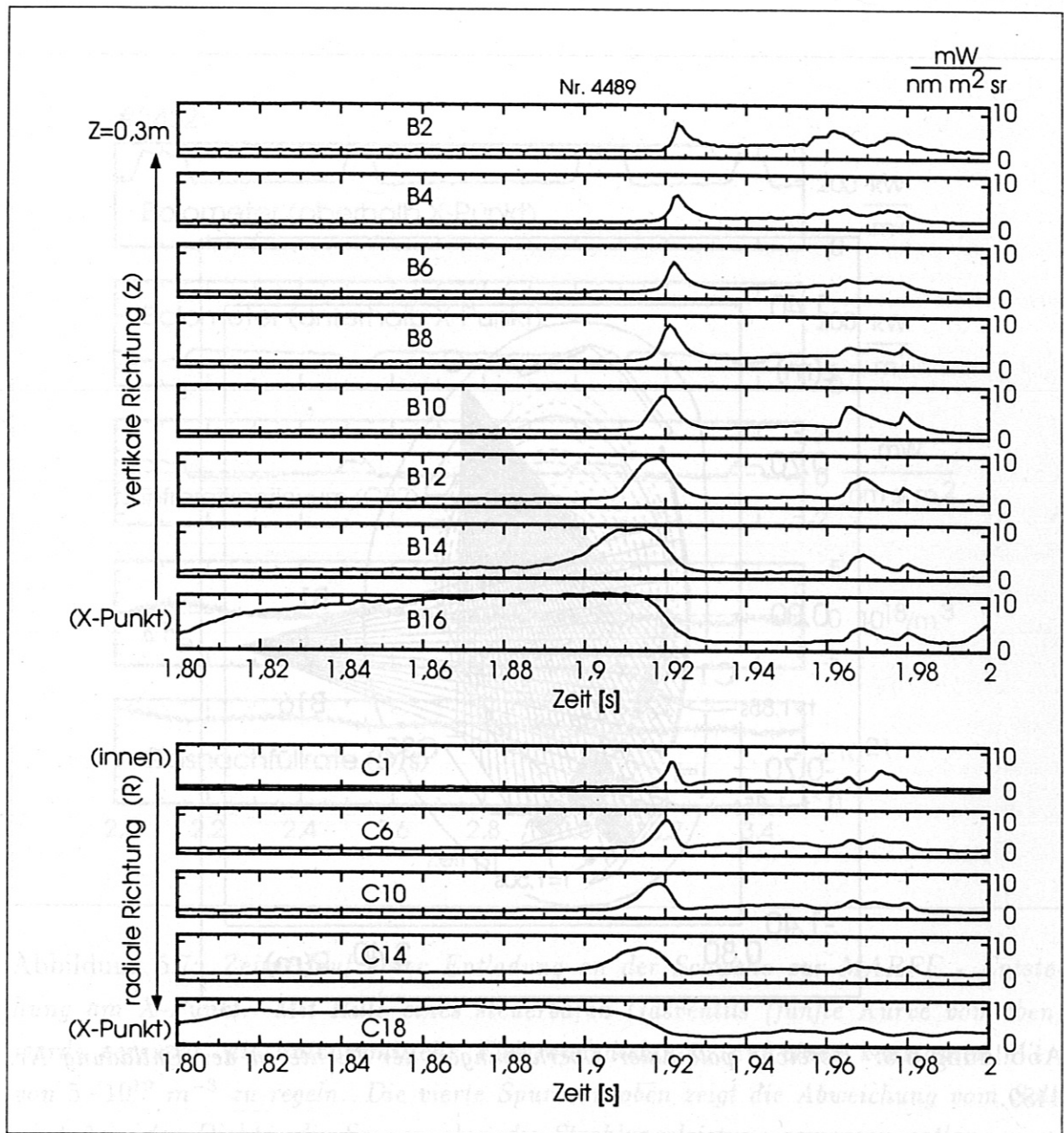


Abbildung 5.5: Ausschnitt aus dem Zeitverlauf der Entladung in Abb. 5.3. Die Abbildung zeigt Kanäle der Infrarotkontinuumsbeobachtungssysteme B und C. Das Dichtemaximum (MARFE) verlagert sich zwischen $t = 1,91 \text{ s}$ und $t = 1,93 \text{ s}$ vom X-Punkt (C18) weg nach innen und schließlich nach oben (B2).

5.3 Entladungen mit geregelter Dichte an der Grenze zur MARFE - Entstehung

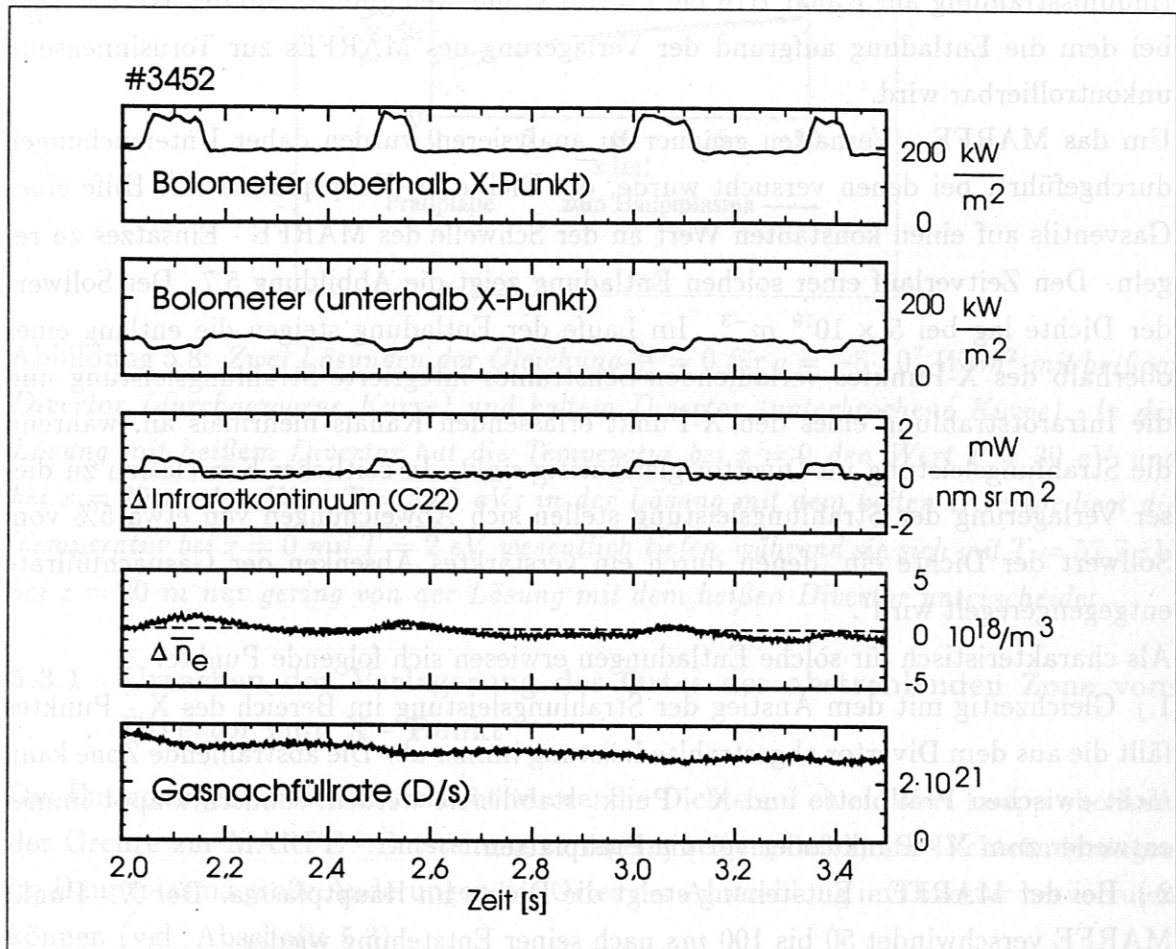


Abbildung 5.7: Zeitverlauf einer Entladung an der Schwelle zur MARFE - Entstehung am X-Punkt. Mit Hilfe eines steuerbaren Gasventils (fünfte Kurve von oben) wurde versucht, die liniengemittelte Elektronendichte \bar{n}_e auf einen konstanten Wert von $5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ zu regeln. Die vierte Spur von oben zeigt die Abweichung vom Sollwert $\Delta \bar{n}_e$ der Dichte, die Spuren oben die Strahlungsleistung gemessen entlang eines Sehstrahls, der den X-Punkt bzw. den Bereich des Divertors erfasst, die dritte Kurve zeigt die Änderungen eines Kanals des Systems C, der von oben den X-Punkt erfasst.

Bisher durchgeführte Untersuchungen [STA92] beschränken sich darauf, MARFEs als Vorläufer von Disruptionen zu sehen. Mögliche für die Entladung günstige Eigenschaften wurden nicht experimentell untersucht. Um die Physik des Einsetzens des X-Punkt MARFEs besser zu verstehen, wurden daher Entladungen durchgeführt mit

geregelter Dichte an der Grenze der MARFE - Entstehung.

Aus dem Verlauf der in Abbildung 5.3 gezeigten Entladung ist ersichtlich, daß der Wert der Dichte, bei der ein MARFE am X - Punkt entsteht (Anwachsen der Infrarotkontinuumsstrahlung auf Kanal B16 bei $t = 1,8$ s) nur wenig unterhalb des Wertes liegt, bei dem die Entladung aufgrund der Verlagerung des MARFEs zur Torusinnenseite unkontrollierbar wird.

Um das MARFE - Verhalten genauer zu analysieren wurden daher Untersuchungen durchgeführt, bei denen versucht wurde, die Dichte im Hauptplasma mit Hilfe eines Gasventils auf einen konstanten Wert an der Schwelle des MARFE - Einsatzes zu regeln. Den Zeitverlauf einer solchen Entladung zeigt die Abbildung 5.7. Der Sollwert der Dichte lag bei $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Im Laufe der Entladung steigen die entlang eines oberhalb des X-Punktes verlaufenden Sehstrahles integrierte Strahlungsleistung und die Infrarotstrahlung eines den X-Punkt erfassenden Kanals mehrmals an, während die Strahlungsleistung im Divertor gleichzeitig sinkt. In zeitlicher Korrelation zu dieser Verlagerung der Strahlungsleistung stellen sich Abweichungen von etwa 5% vom Sollwert der Dichte ein, denen durch ein verstärktes Absenken der Gasnachfüllrate entgegengeregelt wird¹.

Als charakteristisch für solche Entladungen erwiesen sich folgende Punkte:

- 1.) Gleichzeitig mit dem Anstieg der Strahlungsleistung im Bereich des X - Punktes fällt die aus dem Divertor abgestrahlte Leistung immer ab. Die abstrahlende Zone kann nicht zwischen Prallplatte und X - Punkt stabilisiert werden, sondern klappt immer entweder zum X - Punkt oder vor die Prallplatten.
- 2.) Bei der MARFE - Entstehung steigt die Dichte im Hauptplasma. Der X - Punkt MARFE verschwindet 50 bis 100 ms nach seiner Entstehung wieder.
- 3.) Die Energie- und Teilchenflüsse auf die Prallplatten verbreitern sich um einen Faktor 2 [LAU94], wenn der MARFE am X - Punkt sitzt. Die Spitzenbelastung der Prallplatten wird dadurch wesentlich vermindert.

¹Regelt man in Tokamak - Entladungen die liniengemittelte Dichte auf einen konstanten Wert, dann muß man die Gasblasrate im Laufe der Entladung reduzieren, da in zunehmendem Maße in den Wänden absorbiertes Wasserstoff in das Vakuumgefäß zurückströmt. Der generelle Trend des Absinkens der Gasnachfüllrate ist daher typisch für Entladungen mit konstanter Dichte.

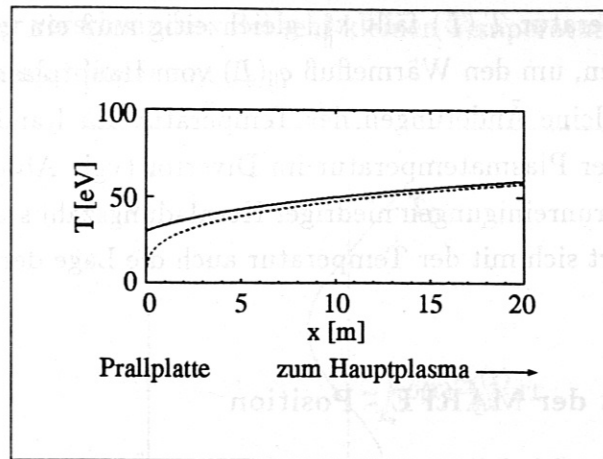


Abbildung 5.8: Zwei Lösungen der Gleichung $\frac{dq}{dx} = 0$ für $q = -5 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2$ mit heißem Divertor (durchgezogene Kurve) und kaltem Divertor (unterbrochene Kurve). In der Lösung mit heißem Divertor hat die Temperatur bei $x = 0$ den Wert $T = 30 \text{ eV}$ und bei $x = 20 \text{ m}$ den Wert $T = 59,3 \text{ eV}$; in der Lösung mit dem kalten Divertor liegt die Temperatur bei $x = 0$ mit $T = 2 \text{ eV}$ wesentlich tiefer, während sie sich mit $T = 57,7 \text{ eV}$ bei $x = 20 \text{ m}$ nur gering von der Lösung mit dem heißen Divertor unterscheidet.

5.3.1 Ursachen der Verlagerung des Ortes der abstrahlenden Zone vom Divertor zum X - Punkt

Die Entladungen, in denen versucht wurde, die Dichte auf einen Wert knapp oberhalb der Grenze zur MARFE - Entstehung zu regeln, zeigen, daß kleine Dichteänderungen im Hauptplasma große Änderungen des Ortes der Abstrahlung im Divertor hervorrufen können (vgl. Abschnitt 5.3).

Im folgenden wird diskutiert, wie dies mit Hilfe des im Abschnitt 2.2 entwickelten einfachen MARFE - Modells erklärt werden kann. Die einfachste Form des Modells ging aus von der Lösung der Wärmeleitungsgleichung 2.9 entlang Magnetfeldlinien (Abb. 2.6). In dem Modell bestimmte die nichtlineare Temperaturabhängigkeit der Elektronenwärmeleitfähigkeit ($\kappa_{\parallel}^e \propto T_e^{5/2}$) entlang der Magnetfeldlinien den Temperaturabfall vom Hauptplasma zum Divertor:

$$T_e(0) = \left[T_e^{7/2}(L) + \frac{7}{2\mathcal{K}} q_{\parallel}(L)L \right]^{2/7} \quad (5.1)$$

Im Fall einer hohen Temperatur $T_e(L)$ am Rand des Hauptplasmas ($T_e^{7/2}(L) \gg |\frac{7}{2\mathcal{K}} q_{\parallel}(L)L|$) ist die Wärmeleitfähigkeit hoch, und der Wärmestrom $q_{\parallel}(0) = -\kappa_{\parallel}^e dT_e/dx$ vom Hauptplasma kann bei einem kleinem Temperaturgradienten getragen werden. Die Temperatur fällt dann nur wenig zum Divertor hin ab.

Mit sinkender Temperatur $T_e(L)$ fällt κ_{\parallel}^e , gleichzeitig muß ein größerer Gradient der Temperatur existieren, um den Wärmefluß $q_{\parallel}(L)$ vom Hauptplasma zu tragen. In diesem Fall bewirken kleine Änderungen der Temperatur am Rande des Hauptplasmas große Änderungen der Plasmatemperatur im Divertor (vgl. Abb. 5.8). Da die Strahlungsleistung von Verunreinigungen niedriger Kernladungszahl stark mit der Temperatur variiert, verändert sich mit der Temperatur auch die Lage der abstrahlenden Front drastisch.

5.3.2 Bistabilität der MARFE - Position

Das bisher vorgestellte Modell zeigt zwar, wie kleine Änderungen in der Randschicht des Hauptplasmas große Veränderungen des Ortes der Abstrahlung im Divertor hervorrufen. Es muß jedoch diskutiert werden, warum die abstrahlende Zone zwischen X - Punkt und Divertor ohne stabilen Zwischenzustand hin- und herklappt.

Die Stabilität der Lösungen der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung entlang Feldlinien, in der Energieverluste durch Abstrahlung mit berücksichtigt werden, wird in [CAP92] untersucht. In dieser Arbeit wird angenommen, daß der Wärmestrom an der Prallplatte der Randbedingung [CHO82]

$$q = \delta p c_s \quad (5.2)$$

gehört. Diese Randbedingung rührt daher, daß das Plasma mit der Schallgeschwindigkeit c_s auf die Prallplatte strömt; der Faktor $\delta = 4$ kommt durch die Beschleunigung der Ionen in der elektrostatischen Schicht vor der Prallplatte zustande. Bei konstantem Plasmadruck p entlang Feldlinien und der konstanten Verunreinigungskonzentration c_i ergibt sich eine Beziehung zwischen dem Wärmefluß q_{HP} , der vom Hauptplasma in den Divertor fließt und der Temperatur T_0 vor der Prallplatte:

$$q_{HP}^2 = const \times \left(T_0 + \frac{c_i m}{\delta^2} \int_{T_0}^{\infty} \mathcal{L}(T) \frac{\kappa_{\parallel}(T)}{T^2} dT \right) \quad (5.3)$$

m ist die Ionenmasse, $\mathcal{L}(T)$ die in Kapitel 2.1.1 eingeführte Kühlrate. Bei hohen Temperaturen T_0 verschwindet der Beitrag aus dem Integral in Glg. 5.3, weil die Ionen niedriger Kernladungszahl praktisch vollständig ionisiert sind und ihre Kühlrate klein wird. q_{HP}^2 ist daher bei hohen Temperaturen proportional zu T_0 . Im Temperaturbereich, in dem leichte Verunreinigungen abstrahlen, steigt der Beitrag aus dem Integral mit fallender Temperatur T_0 vor der Prallplatte solange, bis das Maximum der Kühlrate überschritten ist und der Integralbeitrag konstant wird, weil bei kleinen Temperaturen

die Kühlrate \mathcal{L} wieder verschwindet. Bei sehr kleinen Temperaturen vor der Prallplatte variiert q_{HP}^2 daher wieder linear mit T_0 .

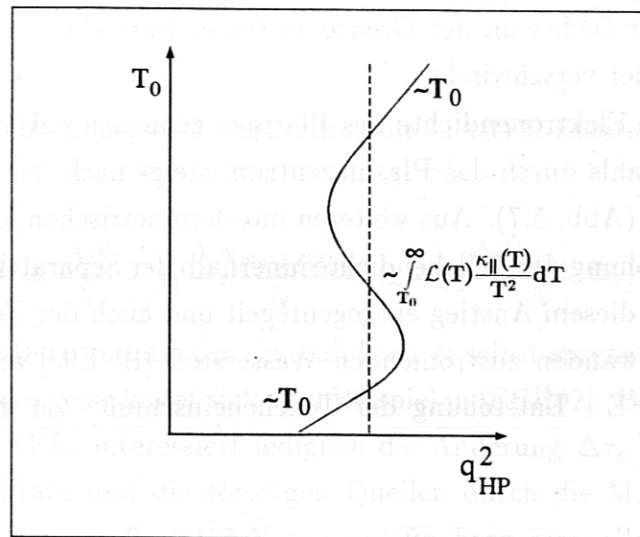


Abbildung 5.9: Abhängigkeit der Temperatur T_0 vor der Prallplatte vom Wärmefluß q_{HP} aus dem Hauptplasma

Der prinzipielle Verlauf dieser Abhängigkeit ist in der Abbildung 5.9 dargestellt, wo entsprechend der experimentellen Situation die Temperatur an den Prallplatten als Funktion des Wärmeflusses aus dem Hauptplasma aufgetragen ist. Es gibt Bereiche, wo einem festen Wärmefluß aus dem Hauptplasma 3 verschiedene Lösungen der Wärmeleitungsgleichung entsprechen. Lösungen mit $dT_0/dq_{HP} < 0$ sind instabil, Lösungen mit $dT_0/dq_{HP} > 0$ stabil. Senkt man den Wärmefluß von hohen Werten her ab, was im Experiment einer Erhöhung der Dichte entspricht, dann sinkt die Prallplattentemperatur kontinuierlich, bis der Punkt mit vertikaler Tangente in Abb. 5.9 erreicht ist und springt dann auf einen kleinen Wert vor der Prallplatte. Damit verbunden ist auch eine Verlagerung des Ortes der maximalen Strahlungsleistung von der Prallplatte weg zum X - Punkt.

Modelle, die die Bistabilität der Position von MARFEs voraussagen, wurden bisher nicht experimentell verifiziert. Mit den vorgestellten Entladungen mit einer Dichte an der Grenze der MARFE - Entstehung, konnte erstmals die Verlässlichkeit dieser einfachen Modelle experimentell belegt werden.

5.3.3 Erhöhung der Teilcheneinschlußzeit durch den MARFE

In diesem Abschnitt wird diskutiert, warum der X - Punkt - MARFE in Entladungen mit liniengemittelter Dichte an der Grenze zu seiner Entstehung 50 bis 100 ms nach dem Entstehen wieder verschwindet.

Die liniengemittelte Elektronendichte des Plasmas gemessen entlang eines waagrecht verlaufenden Sehstrahls durch das Plasmazentrum steigt nach der Entstehung des X-Punkt MARFEs an (Abb. 5.7). Aus weiteren interferometrischen Messungen [GEH93] ergibt sich eine Erhöhung der Teilchendichte innerhalb der Separatrix von etwa 3%. Da die Gasnachfüllrate diesem Anstieg entgegenregelt und auch der Teilchenzufluß durch von den Torusgefäßwänden zuströmenden Wasserstoff [BUE93] abnimmt, verbessert sich mit der MARFE - Entstehung der Teilcheneinschluß. Zu dieser Verbesserung tragen bei:

- der reduzierte Abfluß der Teilchen entlang Feldlinien außerhalb der Separatrix zu den Prallplatten im Divertor (Langmuirsonden [WEI93])
- die reduzierte radiale Diffusion aufgrund der Abflachung der Dichtegradienten in der unteren Plasmahälfte durch den MARFE am X-Punkt.

Die Güte des Einschlusses der Wasserstoffionen wird durch die Teilcheneinschlußzeit τ_p beschrieben, die definiert ist als $\tau_p = N/S$, wobei N für die Zahl der betrachteten Teilchen und S für die Zahl der pro Zeiteinheit im Plasma durch Ionisation erzeugten Ionen steht. Zur Abschätzung des Einflusses des MARFEs auf die Teilcheneinschlußzeit wird S in zwei Teile aufgespalten. Der erste Teil $f_1 \dot{N}_{Nachfüllung}$ besteht aus dem Produkt aus der Zahl der pro Zeiteinheit durch ein Ventil in den Torus eingeblasenen Atome, die der doppelten Gasnachfüllrate in Abb. 5.7 entspricht, und dem Bruchteil f_1 dieser Atome, die ins Plasma gelangen und dort ionisiert werden. Alle weiteren Teilchenquellen, im wesentlichen die von den Wänden zuströmenden neutralen Wasserstoffatome und -moleküle, sind in einem entsprechenden Ausdruck $f_2 \dot{N}_{Sonstige}$ zusammengefaßt. Die Teilchenbilanz lautet allgemein:

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau_p} + f_1 \dot{N}_{Nachfüllung} + f_2 \dot{N}_{Sonstige} \quad (5.4)$$

Im Gleichgewicht verschwindet dN/dt . Nach der MARFE - Entstehung haben sich Teilchenzahl, Energieeinschlußzeit, Gasnachfüllrate und die sonstigen Quellen um kleine Beträge ΔN , $\Delta \tau_p$, $\Delta \dot{N}_{Nachfüllung}$ bzw. $\Delta \dot{N}_{Sonstige}$ geändert:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= -\frac{N + \Delta N}{\tau_p + \Delta\tau_p} + f_1 (\dot{N}_{Nachfüllung} + \Delta\dot{N}_{Nachfüllung}) + f_2 (\dot{N}_{Sonstige} + \Delta\dot{N}_{Sonstige}) \\ &= 0 \end{aligned} \quad (5.5)$$

Die Änderung der Teilcheneinschlußzeit durch die MARFE-Entstehung lautet in erster Näherung:

$$\frac{\Delta\tau_p}{\tau_p} = \frac{\Delta N}{N} - f_1 \frac{\Delta\dot{N}_{Nachfüllung}}{N} \tau_p - f_2 \frac{\Delta\dot{N}_{Sonstige}}{N} \tau_p \quad (5.6)$$

Die experimentelle Bestimmung der Einschlußzeit τ_p selbst sprengt den Rahmen dieser Arbeit; die Vorgehensweise findet sich zum Beispiel in [EHR92]. Bei der Diskussion des Einflusses des MARFEs interessiert lediglich die Änderung $\Delta\tau_p$ durch den MARFE. Da die Gasnachfüllrate und die sonstigen Quellen durch die MARFE - Entstehung absinken ($\Delta\dot{N}_{Nachfüllung} < 0$ und $\Delta\dot{N}_{Sonstige} < 0$), kann man allein aus der erhöhten Teilchenzahl eine untere Grenze für den Anstieg der Teilcheneinschlußzeit angeben:

$$\frac{\Delta\tau_p}{\tau_p} > 3\% \quad (5.7)$$

Dieser durch die MARFE-Entstehung verursachte Anstieg der Teilcheneinschlußzeit führt zu einer Absenkung der Verluste durch Ionisation in der Energiebilanz, da die äußeren Teilchenquellen reduziert werden. Der Energiefluß in die Randschicht wächst an, so daß der MARFE im Bereich des X-Punktes wieder verschwindet. Die Zeitskala von 50 ms bis zum Verschwinden des MARFEs wird durch die Teilcheneinschlußzeit τ_p des Plasmas vorgegeben. In Tokamakplasmen mit rein Ohmscher Heizung liegt die Teilcheneinschlußzeit in der Größenordnung der Energieeinschlußzeit [EHR92], die in den betrachteten Entladungen an ASDEX - Upgrade etwa 100 ms beträgt.

5.3.4 MARFE - Rechnungen mit Hilfe des Mehrflüssigkeits - Codes B2

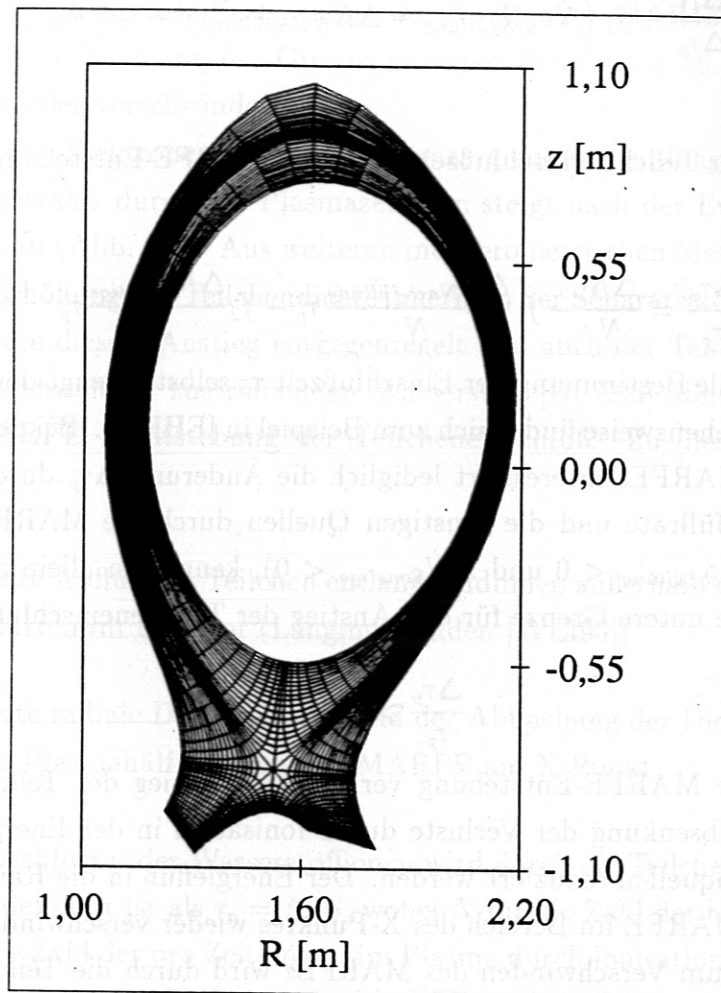


Abbildung 5.10: Zellen des Computer - Codes B2

Eine quantitative Übereinstimmung von Modellrechnungen mit den gemessenen Werten der Infrarotkontinuumsstrahlung und der Thomsonstreuung wird erzielt, wenn man in den Modellrechnungen mit mindestens zwei Dimensionen arbeitet. Entsprechende Rechnungen wurden deshalb auch im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt. Der Computer - Code B2 [SCH92, SCH92a] behandelt die einzelnen Ionensorten des Plasmas als Flüssigkeiten, die miteinander durch Reibungskräfte und Viskositäten wechselwirken. Es wird ein Gleichungssystem gelöst, das in der Richtung parallel zum Magnetfeld die Bewegungsgleichungen der einzelnen Ionensorten und den klassischen Energietransport umfaßt. Die Transportkoeffizienten sind die von Braginskii [BRA65]. In der Richtung senkrecht zu Flußflächen behandelt das Modell Diffusionsgleichungen für Teilchen- und Wärmetransport mit empirisch bestimmten Transportkoeffizienten. In die verwendete

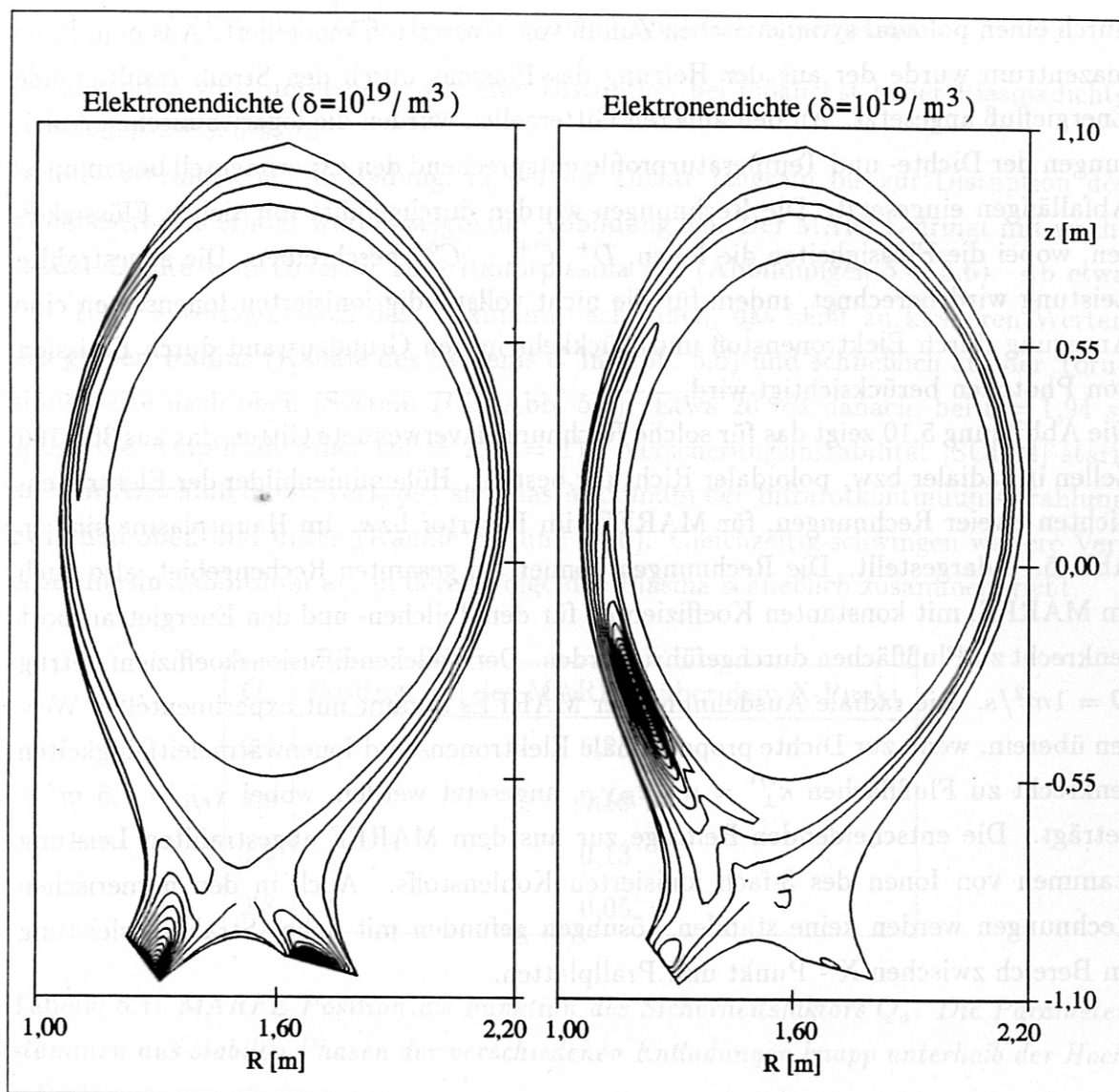


Abbildung 5.11: Konturen der Elektronendichte zweier mit dem Computer - Code B2 durchgeführten MARFE - Rechnungen

Version des Codes ging das Magnetfeld nur über die Steigung der Feldlinien ein. Als Randbedingungen wurden experimentell bestimmbare Größen festgelegt. Die Teilchendichte an der Separatrix wurde auf gemessene Werte festgelegt. Die Gaszufuhr wurde durch einen poloidal symmetrischen Zufluß von Wasserstoff modelliert. Aus dem Plasmazentrum wurde der aus der Heizung des Plasmas durch den Strom resultierende Energiefluß angesetzt. An den äußeren Gitterzellen wurden die logarithmischen Ableitungen der Dichte- und Temperaturprofile entsprechend den experimentell bestimmten Abfalllängen eingesetzt. Die Rechnungen wurden durchgeführt mit sieben Flüssigkeiten, wobei die Flüssigkeiten die Ionen, D^+ , C^+ , ..., C^{6+} beschreiben. Die abgestrahlte Leistung wird berechnet, indem für die nicht vollständig ionisierten Ionensorten eine Anregung durch Elektronenstoß und Rückkehr in den Grundzustand durch Emission von Photonen berücksichtigt wird.

Die Abbildung 5.10 zeigt das für solche Rechnungen verwendete Gitter, das aus 36×106 Zellen in radialer bzw. poloidaler Richtung besteht. Höhenlinienbilder der Elektronendichten zweier Rechnungen, für MARFEs im Divertor bzw. im Hauptplasma sind in Abb. 5.11 dargestellt. Die Rechnungen können im gesamten Rechengebiet, also auch im MARFE, mit konstanten Koeffizienten für den Teilchen- und den Energietransport senkrecht zu Flußflächen durchgeführt werden. Der Teilchendiffusionskoeffizient betrug $D = 1 \text{ m}^2/\text{s}$. Die radiale Ausdehnung der MARFEs stimmt mit experimentellen Werten überein, wenn zur Dichte proportionale Elektronen- und Ionenwärmeleitfähigkeiten senkrecht zu Flußflächen $\kappa_{\perp}^{e/i} = n_{e/i} k_B \chi_{e/i}$ angesetzt werden, wobei $\chi_{e/i} = 1,5 \text{ m}^2/\text{s}$ beträgt. Die entscheidenden Beiträge zur aus dem MARFE abgestrahlten Leistung stammen von Ionen des 3-fach ionisierten Kohlenstoffs. Auch in den numerischen Rechnungen werden keine stabilen Lösungen gefunden mit hoher Strahlungsleistung im Bereich zwischen X - Punkt und Prallplatten.

5.4 Dichtegeregelte stabile Entladungen knapp unterhalb der Hoch - Dichtegrenze

5.4.1 MARFE als Vorläufer zur Hoch - Dichte - Disruption

Im folgenden wird untersucht, wie eine Disruption bei möglichst hoher Plasmadichte vermieden werden kann.

Den Zeitverlauf einer Entladung, in der die Dichte langsam bis zur Disruption des Plasmastromes erhöht wurde, zeigte die Abbildung 5.3. Der MARFE dringt mit wachsender Dichte vom Divertor zum Hauptplasma vor (Abbildungen 5.4, 5.6). Ab etwa $t = 1,915$ s verlagert sich das Maximum nach innen, das heißt zu kleineren Werten des großen Radius (Kanäle des Systems C in Abb. 5.5) und schließlich auf der Torusinnenseite nach oben (System B in Abb. 5.5). Etwa 20 ms danach, bei $t = 1,94$ s, steigt die Amplitude einer ($m = 2, n = 1$) - Verscherungsinstabilität [SCH94] stark an. Im Anschluß daran verlagert sich das Maximum der Infrarotkontinuumsstrahlung zwischen oben und unten (Kanäle $B3$ und $B16$). Gleichzeitig schwingen weitere Verscherungsinstabilitäten an, in deren Folge das Plasma schließlich zusammenbricht.

Q_a	Position [m] des MARFEs über dem X-Punkt
6,4	0,23
5,0	0,16
3,9	0,13
2,8	0,05

Tabelle 5.1: *MARFE Position als Funktion des Sicherheitsfaktors Q_a . Die Parameter stammen aus stabilen Phasen der verschiedenen Entladungen knapp unterhalb der Hoch - Dichtegrenze.*

Die gerade diskutierte Entladung hat einen hohen Sicherheitsfaktor von $Q_a = 5$. Entladungen mit kleineren Sicherheitsfaktoren weisen eine Reihe von Gemeinsamkeiten und Unterschiede auf:

1. In allen Entladungen entsteht oberhalb einer bestimmten liniengemittelten Dichte ein MARFE am X - Punkt.
2. Es existiert für die untersuchten Werte des Sicherheitsfaktors ($2,8 \leq Q_a \leq 6,4$) zwischen der liniengemittelten Dichte bei der MARFE - Entstehung und der

Hoch - Dichtegrenze ein endlicher Bereich der liniengemittelten Dichte, in dem eine Entladung stabil geführt werden kann. Der MARFE dringt um so weiter zum Hauptplasma vor, je höher die Werte des Sicherheitsfaktors liegen. Die maximal erreichbaren Höhen sind in Tab. 5.1 zusammengestellt.

3. Vor Erreichen der Hoch - Dichtegrenze verschwindet das Maximum der Infrarotkontinuumsstrahlung aus dem Bereich des X-Punktes und verlagert sich zur Mittelebene. Danach wandert das Dichtemaximum entlang der Torusinnenseite auf- und abwärts.
4. Die Amplitude der ($m = 2, n = 1$) Verscherungsinstabilität kann bei kleinen Werten des Sicherheitsfaktors ($Q_a = 2,8$) in Folge der vom MARFE verursachten Zuspitzung des Stromprofils auch bereits vor dem Wandern zur Hochfeldseite meßbare Amplituden erreichen [MER94, SCH94], zusätzliche Verscherungsinstabilitäten treten jedoch nie vor der Verlagerung des MARFEs zur Torusinnenseite auf. Die Zeit zwischen dem Wandern des MARFEs und dem Zusammenbruch des Plasmastromes schwankt zwischen 5 ms bei kleinem Sicherheitsfaktor und einigen hundert Millisekunden bei größeren Werten von Q_a .

Eine stabile Entladungsführung mit kontrollierter Dichte, bei der Disruptionen zuverlässig vermieden werden, verlangt daher, die Verlagerung des MARFEs zur Mittelebene zu verhindern. Die thermische Instabilität wirkt sich am inneren Plasmarand in der Torusmittelebene stärker auf das Temperaturprofil und damit auch auf das Stromdichteprofil aus als auf derselben Flußfläche im Bereich des X - Punktes, da dort der Abstand der Flußflächen etwa fünf mal größer ist.

5.4.2 MARFE - Kontrolle mit Hilfe der Infrarotstrahlung

Aus den geschilderten Untersuchungen läßt sich ein Konzept ableiten, Entladungen kontrolliert knapp unterhalb der Hoch - Dichtegrenze durchzuführen, ohne eine Disruption zu verursachen. Unabhängig vom Sicherheitsfaktor muß in allen Entladungen verhindert werden, daß sich der Ort der poloidalen Unsymmetrie der Dichte und Temperatur in die Mittelebene verlagert. In Entladungen mit hohem Sicherheitsfaktor ($Q_a \geq 5$) folgt auf das Wandern des MARFEs zwar erst nach einem längeren Zeitraum (Größenordnung 100 ms eine Disruption), jedoch schwingen Verscherungsinstabilitäten an, mit denen bereits eine Verschlechterung des Teilchen- und des Energieeinschlusses verbunden ist. Im Falle kleiner Sicherheitsfaktoren schrumpft der Zeitraum zwischen dem Erscheinen des MARFEs in der Mittelebene und der Disruption auf ≥ 5 ms. Die

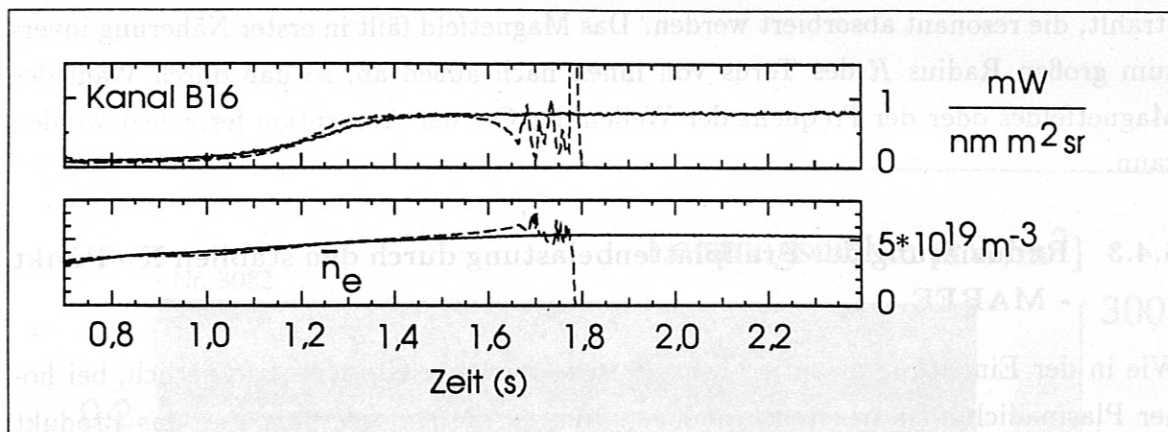


Abbildung 5.12: Infrarotkontinuumsstrahlung und liniengemittelte Dichte einer Entladung (Nr.2802) mit konstanter Dichte knapp unterhalb der Hoch - Dichtegrenze (durchgezogene Linien) und einer Entladung (Nr.2803), die die Hoch - Dichtegrenze erreicht und zusammenbricht (unterbrochene Linien). Dem Zusammenbruch der Entladung Nr.2803 geht die Verlagerung des MARFEs vom X-Punkt weg zur Hochfeldseite voraus, was sich im Absinken der Infrarotkontinuumsstrahlung auf Kanal B16 äußert. Bei der stabil laufenden Entladung Nr. 2802 wird die Dichte, bei welcher sich der MARFE vom X-Punktbereich wegverlagert, gerade nicht erreicht.

maximale Dichte, bei der die Entladung stabil geführt werden kann, wird dann erreicht, wenn die Intensität eines Infrarotkontinuums signals, das den Bereich knapp oberhalb des X-Punktes beobachtet, mit wachsender Dichte gerade nicht absinkt. Dies wird exemplarisch am Beispiel der beiden Entladungen in Abbildung 5.12 gezeigt. Bei einer Entladung wurde die Dichte über den Punkt hinaus erhöht, bei dem das Signal auf Kanal B16 mit steigender Dichte wieder sinkt, so daß es in der Folge zur Disruption kommt. In der zweiten Entladung wurde die Dichte auf einem Wert konstant gehalten, der dem erreichbaren Maximum auf Kanal B16 entspricht. Die Entladung verläuft stabil.

Die Stabilisierung des MARFEs kann man einmal, wie geschildert, durch die Regelung der Plasmadichte erfolgen, indem im Falle einer Verlagerung des MARFEs die Gasnachfüllrate abgesenkt wird.

Eine weitere Möglichkeit, den MARFE auf der Torusinnenseite wieder zu vernichten, besteht darin, das Plasma direkt dort zu heizen. Zu diesem Zweck wird am Experiment ASDEX Upgrade derzeit eine Plasmaheizung in Betrieb genommen, mit der gezielt der innere Plasmarand geheizt werden kann. Dabei werden elektromagnetische Wellen bei der Frequenz der Elektronengyrationsbewegung im Magnetfeld in das Plasma einge-

strahlt, die resonant absorbiert werden. Das Magnetfeld fällt in erster Näherung invers zum großen Radius R des Torus von innen nach außen ab, so daß durch Wahl des Magnetfeldes oder der Frequenz der Wellen der Ort der Absorption festgelegt werden kann.

5.4.3 Reduzierung der Prallplattenbelastung durch den stabilen X - Punkt - MARFE

Wie in der Einleitung diskutiert wurde, ist es aus zwei Gründen erforderlich, bei hoher Plasmadichte zu arbeiten. Einerseits müssen die Anforderungen an das Produkt aus Dichte und Energieeinschlußzeit $n\tau$ (Glg. 1.2) erfüllt werden, andererseits erreicht man durch eine hohe Dichte eine hohe abgestrahlte Leistung, die sich günstig auf die Belastung der Prallplatten auswirkt.

Entladungen mit einem MARFE am X - Punkt sind attraktiv, da bei dieser Position zusätzlich zur Verminderung der Belastung durch Abstrahlung eine Verbreiterung der Wärmefußprofile auf den Prallplatten erzielt werden kann. Die erhöhte Breite der Wärmefußprofile nach der MARFE - Entstehung resultiert daraus, daß eine Temperaturabsenkung im Bereich des X - Punktes eine über die gesamte Feldlinienlänge L_{\parallel} zum Divertor reduzierte Wärmeleitfähigkeit κ_{\parallel}^e bedeutet. Die Breite des radialen Profils L_{\perp} verhält sich mit der in Glg. 2.4 definierten Wärmeleitfähigkeit senkrecht zu Feldlinien ungefähr wie $L_{\perp} \approx L_{\parallel} \cdot (\kappa_{\perp} / \kappa_{\parallel}^e)^{1/2}$ [NEU92], d.h sie wird mit fallender Plasmatemperatur im Divertor größer.

Es wurde bereits gezeigt, daß sich der Teilcheneinschluß bei der X - Punkt MARFE - Entstehung verbessert. Berechnet man die Energieeinschlußzeit vor und nach der MARFE - Entstehung, dann zeigt sich keine Änderung, insbesondere auch keine Verschlechterung.

Wichtig für einen künftigen Fusionsreaktor ist eine Absenkung des Energieflusses auf die Prallplatten, der im Bereich des Auftreffpunktes der Separatrix auf den Prallplatten maximal ist.

In der Abbildung 5.13 ist der Zeitverlauf des Energieflusses auf die äußere Prallplatte in einer Entladung, in der Dichte langsam erhöht wurde, dargestellt. Es zeigt sich, daß bei der MARFE - Entstehung aufgrund der hohen abgestrahlten Leistung der Energiefluß wesentlich reduziert wird.

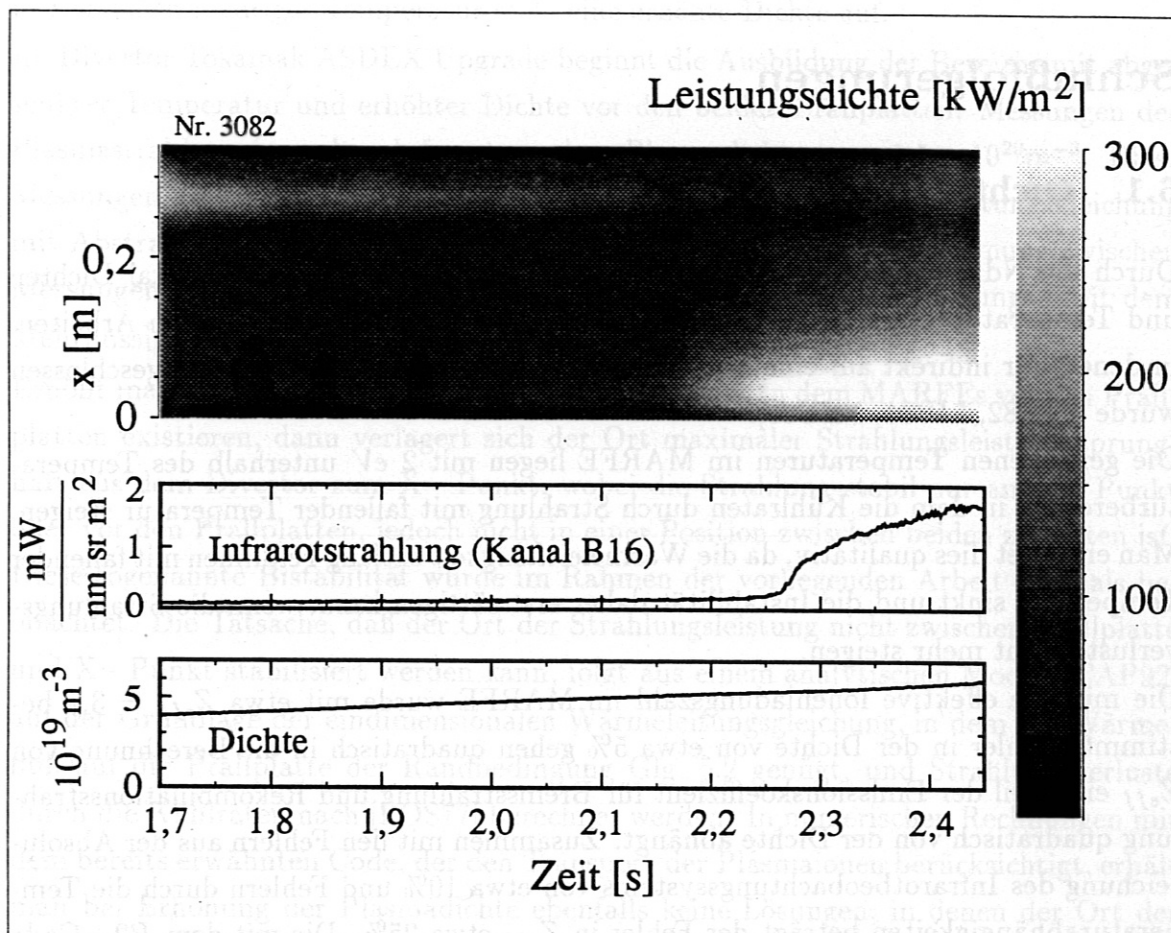


Abbildung 5.13: Zeitverläufe des thermographisch bestimmten Energieflusses auf die äußere Prallplatte (oben), des Kanals (B16) der Infrarotstrahlung aus dem Plasma und der Dichte. x ist die Koordinate entlang der äußeren Prallplatte wie in Abb. 4.10 skizziert. In der Zeit zwischen $t = 1,7$ s und $t = 2,1$ s liegt der Ort der maximalen Belastung bei $x = 0,27$ m, Danach wird der Energiefluß breit über die Platte verteilt. Der weiße Bereich bei $x = 0,5$ m nach $t = 2,2$ s rührt von der Störung der thermographischen Messung durch die Plasmabremsstrahlung und die Rekombinationsstrahlung aus dem X - Punkt MARFE her, der auch vom Kanal B16 der Plasmalichtmessung gesehen wird.

Kapitel 6

Schlußfolgerungen

6.1 Dichte, Temperatur und Z_{eff} im MARFE

Durch die Nd:YAG - Laser Thomsonstreuungsmessungen wurden erstmals lokal Dichten und Temperaturen im MARFE bestimmt. Dies ist konsistent mit früheren Arbeiten, in denen nur indirekt auf eine hohe Dichte und eine niedrige Temperatur geschlossen wurde [NIE82, LIP84, NEU86].

Die gemessenen Temperaturen im MARFE liegen mit 2 eV unterhalb des Temperaturbereichs, in dem die Kühlraten durch Strahlung mit fallender Temperatur steigen. Man erwartet dies qualitativ, da die Wärmeleitfähigkeit entlang Feldlinien mit fallender Temperatur sinkt und die Instabilität daher erst sättigen kann, wenn die Strahlungsverluste nicht mehr steigen.

Die mittlere effektive Ionenladungszahl im MARFE wurde mit etwa $Z_{eff} = 3,5$ bestimmt. Fehler in der Dichte von etwa 5% gehen quadratisch in die Berechnung von Z_{eff} ein, weil der Emissionskoeffizient für Bremsstrahlung und Rekombinationsstrahlung quadratisch von der Dichte abhängt. Zusammen mit den Fehlern aus der Absolutmessung des Infrarotbeobachtungssystems von etwa 10% und Fehlern durch die Temperaturabhängigkeiten beträgt der Fehler in Z_{eff} etwa 25%. Die mit dem B2 - Code berechneten MARFE - Lösungen zeigen darüberhinaus, daß der entscheidende Beitrag zur Strahlungsleistung aus dem MARFE von dreifach ionisiertem Kohlenstoff stammt, wenn man ausschließlich Kohlenstoff in der Rechnung als Verunreinigung mitnimmt. Das Eindringen hochgeladener Ionen ist aufgrund der hohen Temperaturgradienten im Plasma möglich. Mit Hilfe der Thomsonstreuung wurden in 5 cm Abstand vom MARFE bereits Temperaturen der Größenordnung 100 eV gemessen.

6.2 Entstehung der MARFEs

Man kann in einem Fusionsplasma die abgestrahlte Leistung durch Erhöhen der Dichte steigern. In Plasmen, welche Ionen niedriger Kernladungszahl enthalten, steigt die abgestrahlte Leistung mit fallender Temperatur, so daß speziell der Plasmarand gekühlt wird.

Die Wärmeleitfähigkeit des Plasmas entlang Feldlinien sinkt mit fallender Temperatur so stark ($\kappa_{\parallel} \propto T^{5/2}$), daß sich bei Temperaturen unter 50 eV substantielle Gradienten entlang Feldlinien ausbilden. Da der Plasmadruck konstant ist entlang Feldlinien, tritt in Bereichen niedriger Temperatur stets eine erhöhte Dichte auf.

Im Divertor Tokamak ASDEX Upgrade beginnt die Ausbildung der Bereiche mit abgesenkter Temperatur und erhöhter Dichte vor den beiden Prallplatten. Messungen der Plasmastrahlung im nahen Infrarot ergeben Plasmadichten von $1,5 \times 10^{20} m^{-3}$. Diese Messungen kann man qualitativ durch die eindimensionale Wärmeleitungsgleichung mit Abstrahlungsverlusten gut beschreiben. Quantitative Übereinstimmung zwischen Messungen und Modellvorstellung wird durch zweidimensionale Rechnungen mit dem Mehrflüssigkeits Code *B2* erzielt.

Erhöht man die Plasmadichte über den Bereich hinaus, in dem MARFEs vor den Prallplatten existieren, dann verlagert sich der Ort maximaler Strahlungsleistung sprunghaft aus dem Divertor zum X - Punkt, wobei die Strahlung stabil nur am X - Punkt oder vor den Prallplatten, jedoch nicht in einer Position zwischen beiden zu halten ist. Diese sogenannte Bistabilität wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals beobachtet. Die Tatsache, daß der Ort der Strahlungsleistung nicht zwischen Prallplatte und X - Punkt stabilisiert werden kann, folgt aus einem analytischen Modell [CAP92] auf der Grundlage der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung, in dem der Wärmefluß auf die Prallplatte der Randbedingung Glg. 5.2 genügt, und Strahlungsverluste durch die Kühlraten nach [POS77] berechnet werden. In numerischen Rechnungen mit dem bereits erwähnten Code, der den Transport der Plasmaionen berücksichtigt, erhält man bei Erhöhung der Plasmadichte ebenfalls keine Lösungen, in denen der Ort der Strahlungsleistung zwischen Prallplatten und X - Punkt stabil ist. Die stabile Lage des MARFEs am X - Punkt rührt daher, daß dort die Weglängen entlang Feldlinien besonders groß sind bei gleichzeitig hohem Abstand der Flußflächen.

6.3 Vermeidung von Disruptionen

Der spezifische Widerstand des Plasmas steigt mit fallender Temperatur proportional zu $T_e^{-3/2}$. Da der Plasmastrom im wesentlichen entlang Magnetfeldlinien fließt, wirken die kalten MARFEs auf einer Flußfläche als elektrischer Widerstand in Serie [NOC92]. Der Plasmastrom wird daher durch den MARFE vom Rand ins Zentrum verdrängt. Durch die erhöhten radialen Stromdichtegradienten werden Disruptionen verursacht. In den experimentellen Untersuchungen, in denen die MARFEs durch Beobachtung der Infrarotstrahlung nachgewiesen wurden, zeigt sich, daß durch die MARFEs am X

- Punkt keine Stromabrisinstabilität eingeleitet wird. Disruptionen werden immer erst dann ausgelöst, wenn sich der MARFE auf die Torusinnenseite verlagert. Dies läßt sich dadurch erklären, daß auf der Torusinnenseite ein geringerer Abstand der Flußflächen vorliegt als im Bereich des X - Punktes, so daß der Einfluß des MARFEs auf den radialen Stromdichtegradienten dort entsprechend größer ist.

Das Tokamak ASDEX hatte im Gegensatz zu ASDEX Upgrade einen kreisförmigen Plasmaquerschnitt. Dies bedeutet, daß der Abstand der Flußflächen im Bereich des X - Punktes sich nur wenig ($< 20\%$) von dem auf der Torusinnenseite unterscheidet. Am X - Punkt entstehende MARFEs haben daher eine größere Wirkung auf das Profil der Stromdichte als in ASDEX Upgrade. Daraus wird verständlich, daß sich die an ASDEX durchgeführten Untersuchungen auf den Einfluß der MARFEs auf die Hochdichtegrenze beschränken [STA92] und keine für das Plasma günstigen Eigenschaften wie der kleine Energiefluß auf die Prallplatten und die Verbesserung der Teilcheneinschlußzeit diskutiert werden.

Eine zeitliche Auflösung der Messungen der Infrarotstrahlung von 10 kHz reicht aus, die Verlagerung des MARFEs aus dem Bereich des X - Punktes zur Torusinnenseite, die auf der Zeitskala von 1 bis 10 ms geschieht, zu erkennen. Da die Disruption erst 5 bis 100 ms nach dieser Verlagerung eintritt, bleibt genügend Zeit, durch regeltechnische Maßnahmen den MARFE an der Torusinnenseite wieder zu vernichten.

Eine Möglichkeit besteht darin, durch Absenken der Plasmadichte, die abgestrahlte Leistung zu erniedrigen, so daß die Randtemperatur steigt und der radiale Stromdichtegradient abflacht.

Elektromagnetische Wellen mit einer Frequenz, die der Gyrationfrequenz der Elektronen im Magnetfeld entspricht, werden im Plasma absorbiert. Da das Magnetfeld in führender Ordnung invers zum großen Plasmaradius variiert, kann man durch Wahl der Frequenz den Ort der Absorption bestimmen und so direkt den inneren Plasmarand heizen. Mit Hilfe einer solchen gerade an ASDEX Upgrade in Betrieb gehenden Apparatur kann man durch Heizen des MARFEs auf der Torusinnenseite den radialen Stromdichtegradienten vermindern und damit eine Disruption verhindern.

Die Messungen mit Hilfe der Nd:YAG - Laser Thomsonstreuung zeigen, daß im MARFE Temperaturen von etwa 2 eV vorliegen. Diese Temperatur liegt unter dem Maximum der Strahlungsleistung leichter Verunreinigungen nach [POS77]. Da der Abstand der Flußflächen auf der Torusinnenseite kleiner als am X - Punkt ist, ist der radiale Wärmestrom dort auch höher. Die Verlagerung des MARFEs zur Torusinnenseite kann man daher als ein sukzessives Durchlaufen der thermisch instabilen Abstrahlungscharakteristik (Abb. 2.2) verstehen.

6.4 Belastung der Prallplatten

Ziel der Anstrengungen, Entladungen mit stabilen MARFEs durchzuführen ist es, die aus dem Plasma gehende Leistung möglichst gleichmäßig auf die Wände des Torus zu verteilen, und so einen kleinen Energiefluß entlang Magnetfeldlinien in den Divertor zu erreichen. Die am stärksten belasteten Stellen liegen dort, wo die Separatrix die Prallplatten schneidet. Der Einfluß der MARFEs auf den Energiefluß an diesen Stellen wurde daher thermographisch untersucht. Entladungen mit MARFEs am X - Punkt zeigen nur sehr kleine Energieflußdichten im Bereich des Schnittpunktes von Separatrix und Prallplatten. Dies rührt daher, daß bereits ein erheblicher Teil der Heizleistung durch Strahlung abgeführt wird. Zusätzlich verbreitert die Kühlung des Plasmas durch einen MARFE am X - Punkt die Wärmefußprofile auf der Prallplatte stärker als durch einem MARFE im Divertor. Ursache hierfür ist, daß durch den MARFE am X - Punkt der ganze Bereich zwischen Prallplatte und X - Punkt kalt ist, so daß sich das Energieflußprofil vom Hauptplasma zum Divertor wegen der entlang des ganzen Weges kleineren Wärmeleitfähigkeit parallel zu Feldlinien bei konstanter Wärmeleitfähigkeit senkrecht zu Feldlinien stärker aufweitet.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Ein künftiger Kernfusionsreaktor mit magnetischem Plasmaeinschluß muß bei hoher Strahlungsleistung am Plasmarand und bei hoher Dichte betrieben werden. Eine hohe Strahlungsleistung ist erforderlich, um den Energiefluß auf die Prallplatten erträglich zu halten. Die Forderung der hohen Dichte ergibt sich aus dem Zündkriterium.

Es existiert jedoch eine obere Grenze der Dichte und Strahlungsleistung, jenseits der thermische Instabilitäten des Plasmarandes (MARFEs) einsetzen, in deren Folge das Plasma zusammenbrechen kann. Diese Instabilitäten entstehen, weil die Strahlungsleistung der für die Abstrahlung am Plasmarand erforderlichen Ionen niedriger Kernladungszahl mit fallender Temperatur steigt.

Mit Hilfe eines kombinierten Systems, das gleichzeitig Messungen des Thomsonstreu-lichts eines Nd:YAG - Lasers und der Infrarotkontinuumsstrahlung gestattete, konnten erstmals Elektronendichte, Elektronentemperatur und die effektive Ionenladungszahl im MARFE gleichzeitig gemessen werden. Durch diese Messungen und die Untersuchungen der Dynamik der MARFEs konnte ein weitgehendes Verständnis der MARFEs erzielt werden.

Der nahe infrarote Wellenlängenbereich eignet sich gut zur Beobachtung kalter dichter Plasmabereiche wie MARFEs, da hier die Plasmabremssstrahlung aufgrund ihrer Proportionalität zum Quadrat der Elektronendichte einen wesentlichen Anteil hat. Untersuchungen der Entstehung und der Dynamik der MARFEs wurden daher durch Beobachtung der Infrarotkontinuumsstrahlung durchgeführt.

Die Untersuchungen zeigen, daß oberhalb einer bestimmten Dichte MARFEs im Bereich des X - Punkts entstehen. Erhöht man die Dichte weiter, so bleibt der MARFE zunächst räumlich stabil im Bereich des X - Punktes, oberhalb eines bestimmten Dichtewertes wandert er jedoch vom X - Punkt weg auf die Torusinnenseite, wo er eine Stromabrisinstabilität (Disruption) einleitet. Regelt man die Plasmadichte auf einen Wert an der Grenze der MARFE - Entstehung am X - Punkt, dann klappt der Ort hoher Strahlungsleistung zwischen Prallplatten und X - Punkt hin und her. Es wurde experimentell kein Zustand gefunden, in dem die Strahlungsleistung zwischen X - Punkt und

Prallplatten stabil bleibt. Die räumliche Instabilität der abstrahlenden Zone vor der Prallplatte wurde erklärt mit Hilfe eines eindimensionalen Modells, in dem der Elektronenwärmefluß entlang Feldlinien die Strahlungsverluste bilanziert. Der Wärmefluß zur Prallplatte unterliegt in diesem Modell einer temperaturabhängigen Randbedingung. Das Fehlen eines stabilen Ortes der abstrahlenden Zone zwischen X - Punkt und Prallplatten wird auch in numerischen Rechnungen gefunden, in denen die einzelnen Ionensorten als sich durchdringende Flüssigkeiten behandelt werden, so daß der Einfluß des Transports der Plasmaionen auf die abgestrahlte Leistung berücksichtigt wird.

Eine vom X - Punkt MARFE hervorgerufene, bisher nicht publizierte Verbesserung der Teilcheneinschlußzeit des Plasmas in diesen Entladungen führt dazu, daß die Gasnachfüllrate bei konstanter Dichte reduziert wird. Dadurch verringern sich die Energieverluste durch Ionisation neutraler Atome in der Randschicht, und der MARFE verschwindet wieder aus dem Bereich des X - Punktes.

Aus thermographischen Messungen ergibt sich, daß in Entladungen mit MARFE am X - Punkt der Energiefluß auf die Prallplatten nur einen kleinen Wert hat. Anhand der Messungen der Infrarotstrahlung wurde ein Konzept entwickelt, wie Entladungen mit stabilem MARFE knapp unterhalb der Hoch - Dichtegrenze durchgeführt werden können, ohne daß eine Disruption ausgelöst wird. Entscheidend ist es, die Verlagerung des MARFEs vom X - Punkt weg zur Torusinnenseite zu vermeiden, da dort durch den MARFE die Stromabbruchinstabilitäten eingeleitet werden. Dies kann man einmal dadurch erreichen, daß man durch die Beobachtung der Infrarotstrahlung die Bewegung des MARFEs erkennt und durch Absenken der Plasmadichte die Verlagerung zur Torusinnenseite verhindert. Eine weitere Möglichkeit, die Verlagerung des MARFEs zur Torusinnenseite zu verhindern, bietet sich durch die gerade an ASDEX Upgrade in Betrieb gehende Plasmaheizung durch Wellen mit der Frequenz der Elektronengyrationsbewegung im Hauptmagnetfeld. Damit wird das Plasma gezielt auf der Torusinnenseite geheizt.

Die Ergebnisse der Arbeit haben gezeigt, daß Entladungen mit stabilem MARFE möglich sind, bei denen genügend viel Energie durch Strahlung abgeführt wird, so daß die Prallplattenbelastung ausreichend reduziert ist. Dieser Typ von Entladungen ist daher attraktiv für einen künftigen Fusionsreaktor.

Anhang A

Elektromagnetische Strahlung aus Plasmen

In diesem Abschnitt werden die für die gesamte abgestrahlte Leistung und für den Nachweis der thermischen Instabilitäten wesentlichen Ursachen elektromagnetischer Strahlung aus Plasmen diskutiert.

A.1 Linienstrahlung

Ein gebundenes Elektron eines nicht vollständig ionisierten Ions, das sich in einem angeregten Zustand i befindet, gehe mit der Übergangswahrscheinlichkeit A_{ji} in einen energetisch tiefer liegenden Zustand j über. Wird die dabei freiwerdende Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung abgegeben, dann lautet der Emissionskoeffizient ϵ_{ji} (abgestrahlte Leistung pro Volumen) des Übergangs:

$$\epsilon_{ji} = h\nu_{ji}A_{ji}n_i, \quad (A.1)$$

wenn n_i die Dichte der Ionen im angeregten Zustand ist.

Korona - Besetzungsgleichgewicht

Im nahen Infrarot und bei kürzeren Wellenlängen sind die betrachteten Plasmen in der Regel optisch dünn, und die emittierte Strahlung verläßt das Plasma. Detailliertere Betrachtungen finden sich in [HOF89, HUT87, SCH93]. Das Plasma befindet sich daher nicht im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht. Für die Dichte n_i der Ionen in angeregten Zuständen sind Stoßanregung aus dem Grundzustand durch freie Elektronen und spontane Emission entscheidend. Im Korona - Besetzungsgleichgewicht ergibt sich n_i aus der Ratengleichung

$$\frac{dn_i}{dt} = n_0n_e \langle \sigma v_e \rangle_i - n_i \sum_{k<i} A_{ki} + \sum_{k>i} n_k A_{ik}. \quad (A.2)$$

Der Ratenkoeffizient $\langle \sigma v_e \rangle_i$ für Stoßanregung aus dem Grundzustand oder einem metastabilen Zustand in einen höher angeregten Zustand i hängt von der Ionensorte und der Temperatur der Elektronen ab. Im quasistationären Gleichgewicht ist die

Dichte der angeregten Ionen proportional zur Elektronendichte, der Dichte der Ionen im Grundzustand und einer lediglich temperaturabhängigen Funktion, in die die Ratenkoeffizienten und Übergangswahrscheinlichkeiten eingehen.

Korona-Ionisationsgleichgewicht

Im Korona - Ionisationsgleichgewicht wird die Dichte der einzelnen Ionisationsstufen eines Elements aus der Bilanz von Elektronenstoßionisation und Rekombination bestimmt:

$$\frac{dn^Z}{dt} = n_e \left[n^{(Z+1)} \alpha^{(Z+1)} + n^{(Z-1)} S^{(Z-1)} - n^Z (\alpha^Z + S^Z) \right] \quad (A.3)$$

Hier steht n^Z für die Teilchendichte eines Z -fach geladenen Ions, α^Z für den Ratenkoeffizienten für Rekombination zur Ladungszahl $Z - 1$ und S^Z für den Ratenkoeffizienten für Ionisation durch Elektronenstoß zur Ladungszahl $Z + 1$.

Die gesamte von einem Element der Sorte s im Plasma abgestrahlte Leistung pro Volumen \mathcal{P}_{Str} ergibt sich aus den Ratengleichungen A.2 und A.3. Im quasistationären Gleichgewicht ist sie ein Produkt aus Elektronendichte, Dichte n_s aller Ionen des Elements der Sorte s und einer temperaturabhängigen Funktion $\mathcal{L}(T)$:

$$\mathcal{P}_{Str} = n_e n_s \mathcal{L}(T) \quad (A.4)$$

Die Funktionen $\mathcal{L}(T)$ werden auch als Strahlungskühlraten bezeichnet. Post [POS77] hat diese Kühlraten für verschiedene Elemente berechnet und analytische Polynom - Anpassungen angegeben. Beispiele für Elemente niedriger Kernladungszahl zeigt die Abbildung 2.2.

Haben die betrachteten Plasmen Gradienten der Dichte bzw. Temperatur oder liegen elektrische Felder an, dann ergeben sich Abweichungen vom Korona - Gleichgewicht. Es können in einem solchen Fall zum Beispiel hoch geladene Ionen, die praktisch nur im Plasmazentrum durch Ionisation niedrig geladener Ionen entstehen, in kalte Randbereiche des Plasmas diffundieren. Eine exakte Analyse erfordert die simultane Lösung der gekoppelten Bewegungs- oder Diffusionsgleichungen aller Ionisationsstufen aller Ionensorten und die selbstkonsistente Berechnung der elektrischen und magnetischen Felder, was in nur in numerischen Rechnungen möglich ist.

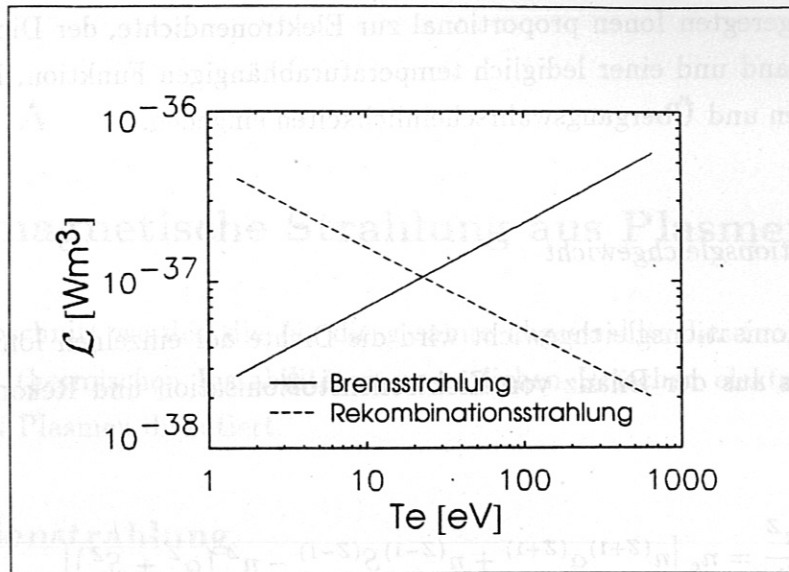


Abbildung A.1: Kühlrate \mathcal{L} durch Bremsstrahlung und Rekombinationsstrahlung eines Wasserstoffplasmas in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur

A.2 Bremsstrahlung

Bei den üblichen Tokamakplasmen liegt die Temperatur im Plasmazentrum bei einigen keV . Das Maximum des Emissionskoeffizienten für Bremsstrahlung fällt daher in das Gebiet der Röntgenstrahlung. Die gesamte durch Bremsstrahlung abgestrahlte Leistung pro Volumen $P_{Brems}(T_e)$ erhält man durch Integration von Glg. 4.9 über die Wellenlänge und den Raumwinkel. Die Kühlrate $\mathcal{L}(T_e) = P_{Brems}/n_e^2$ in einem reinen Wasserstoffplasma (Abb. A.1) bleibt in kalten Plasmabereichen mit $T_e \leq 100$ eV stets klein gegen die Kühlraten durch Strahlung leichter Verunreinigungen (Abb. 2.2).

A.3 Rekombinationsstrahlung

Beim Stoß eines freien Elektrons und eines Ions können Ion und Elektron unter Aussendung eines Photons rekombinieren. In einem Plasma mit Ionen der Dichte n_i und der Ladungszahl Z und Elektronen der Dichte n_e und Temperatur T_e lautet der Emissionskoeffizient für Rekombinationsstrahlung [GOE75]:

$$\epsilon_{\lambda}^{Rek} = K n_e n_i Z^2 \frac{\exp[-hc/(\lambda k_B T_e)]}{\sqrt{T_e}} \cdot \left(G_n \frac{\xi}{n^3} \frac{\chi}{(k_B T_e)} \exp[\chi_i/k_B T_e] + \sum_{\nu=n+1} G_{\nu} \frac{Z^2 Ry}{\nu^2 k_B T_e} \frac{2}{\nu} \exp[Z^2 Ry/(\nu^2 k_B T_e)] \right)$$

(A.5)

ξ steht für die Zahl der unbesetzten Zustände mit der Hauptquantenzahl n , χ_i für die Ionisierungsenergie des Ions und $Ry = 13,6 \text{ eV}$ für die Rydbergkonstante.

Für $hc/\lambda < \sum_{n \geq 1} Z^2 Ry/n^2$ verschwindet ϵ_λ^{Rek} . Die Gaunfaktoren G_n liegen zwischen 0,9 und 1,1 [KAR61]. Die Kühlrate durch Rekombinationsstrahlung bleibt in einem homogenen Plasma stets klein (Abb. A.1).

Bei der in den Abbildungen 4.2 und 4.3 skizzierten Apparatur werden das Plasmalicht (und das gestreute Laserlicht gleichzeitig) mit den beiden Detektoren gemessen. In diesem Kapitel wird daher der Einfluß des Plasmalichts auf die Streulichtmessung abgeklärt und umgekehrt. Ist die Streulichtintensität als sehr gut definiert, so kann die Streulichtintensität als Maß für die Plasmatemperatur verwendet werden. Umgekehrt kann die Streulichtintensität als Maß für die Plasmatemperatur verwendet werden. Die Dauer eines Streulichtsignals ist durch die Pulsdauer des Nd:YAG-Lasers von $\Delta t = 8 \text{ ns}$ gegeben. Die Energie pro Puls beträgt $W_{\text{Puls}} = 1 \text{ J}$. Die in diesem Zeitraum aus dem Strahlvolumen V_{Strahl} als Streulicht in das Raumwinkelelement $d\Omega$ emittierte Energie dE_{Strahl} kann man aus Glg. 4.3 berechnen:

$$(B.1) \quad dE_{\text{Strahl}} = n_e V_{\text{Strahl}} \frac{d\sigma_{\text{Strahl}}}{d\Omega} d\Omega$$

Hier wurde bereits berücksichtigt, daß ausschließlich unter dem Winkel $\theta = 90^\circ$ gemessen wird. Die Größe des Strahlvolumens $V_{\text{Strahl}} = 78 \text{ mm}^3$ erhält man aus der Strahlquerschnittsfläche $A = 3 \text{ mm}^2$ und der Höhe des von einer Diode produzierten Bereichs von 26 mm . Bei einer Elektronendichte von $n_e = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ beträgt die gestreute Energie pro Raumwinkellement:

$$(B.2) \quad \frac{dE_{\text{Strahl}}}{d\Omega} = 1,0 \cdot 10^{-11} \text{ J/sr}$$

Die auf eine Diode fallende Energie ist stets kleiner als dieser Wert, da das Streulicht zum gemäß Glg. 4.6 eine von der Wellenlänge abhängige Funktion ist.

B.2 Plasmalicht

Einen typischen Wert für das vom Plasma emittierte Licht gibt der Beitrag der Plasmaperstrahlung. Der lokale Emissionskoeffizient der Bremsstrahlung bei 1040 nm und einer Elektronendichte von $n_e = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ hat eine typische Größenordnung von (vgl. Abb. 4.6):

Anhang B

Verhältnis Thomsonstreu- zu Plasmalicht

Bei der in den Abbildungen 4.2 und 4.3 skizzierten Apparatur werden das Plasmalicht und das gestreute Laserlicht gleichzeitig mit den selben Detektoren gemessen. In diesem Kapitel wird daher der Einfluß des Plasmalichts auf die Streulichtmessung abgeschätzt und umgekehrt.

B.1 Streulicht

Die Dauer eines Streulichtsignals ist durch die Pulsdauer des Nd:YAG - Lasers von $\Delta t = 8 \text{ ns}$ gegeben. Die Energie pro Puls beträgt $W_{\text{Laser}} = 1 \text{ J}$. Die in diesem Zeitraum aus dem Streuvolumen V_{Streu} als Streulicht in das Raumwinkelement $d\Omega_s$ emittierte Energie $d\mathcal{E}_{\text{Streu}}$ kann man aus Glg. 4.5 berechnen:

$$d\mathcal{E}_{\text{Streu}} = n_e r_e^2 W_{\text{Laser}} \frac{V_{\text{Streu}}}{A} d\Omega_s \quad (\text{B.1})$$

Hier wurde bereits berücksichtigt, daß ausschließlich unter dem Winkel $\phi = 90^\circ$ gemessen wird. Die Größe des Streuvolumens $V_{\text{Streu}} = 78 \text{ mm}^3$ erhält man aus der Strahlquerschnittsfläche $A = 3 \text{ mm}^2$ und der Höhe des von einer Diode beobachteten Bereichs von 26 mm . Bei einer Elektronendichte von $n_e = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ beträgt die gestreute Energie pro Raumwinkelement:

$$\frac{d\mathcal{E}_{\text{Streu}}}{d\Omega_s} = 1,0 \cdot 10^{-11} \frac{\text{J}}{\text{sr}} \quad (\text{B.2})$$

Die auf eine Diode fallende Energie ist stets kleiner als dieser Wert, da das Streuspektrum gemäß Glg. 4.6 eine von der Wellenlänge abhängige Funktion ist.

B.2 Plasmalicht

Einen typischen Wert für das vom Plasma emittierte Licht gibt der Beitrag der Plasmabremsstrahlung.

Der lokale Emissionskoeffizient der Bremsstrahlung bei 1040 nm und einer Elektronendichte von $n_e = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ hat eine typische Größenordnung von (vgl. Abb. 4.6):

$$\epsilon_{\lambda} = 1 \frac{mW}{nm \ m^3 \ sr} \quad (B.3)$$

Die auf eine Diode abgebildete Fläche im Plasma hat die Größe $26 \text{ mm} \times 3,7 \text{ mm}$, die Länge eines Sehstrahls durch das Plasma liegt bei 1 m und die typische Breite eines der verwendeten Interferenzfilters bei 10 nm , so daß die in den Raumwinkel $d\Omega$ emittierte Leistung der Bremsstrahlung etwa

$$\frac{dP_{\text{Brems}}}{d\Omega} \approx 10^{-6} \frac{W}{sr} \quad (B.4)$$

wird.

Integriert man die Bremsstrahlung über ein Zeitintervall größer als 10^{-4} s , dann ist der Einfluß der Streulichtpulse vernachlässigbar. Umgekehrt kann man die schnellen Laserpulse durch einen Hochpaß mit Grenzfrequenz größer 100 kHz gegen das zeitlich langsam variierende Plasmalicht diskriminieren.

Literaturverzeichnis

- [ALF60] H. Alfvén, E.A. Smårs: Gas Insulation of a Hot Plasma, Nature **188** (1960), S. 801
- [ALF62] H. Alfvén, C.G. Fälthammar, R.B. Johansson, E.A. Smårs, B. Wilner, E. Witalis: Gas Insulation of a Hot Plasma: Theory and Experiment, Nuclear Fusion Supplement, Part 1, 1962
- [ASH81] D.E.T.F. Ashby, M.H. Hughes: A Study of the Effect of Impurity Radiation from the Peripheral Plasma of a Tokamak Reactor, Nuclear Fusion **21**, 8, (1981), S.911
- [BAL88] R. Balescu: Transport Processes in Plasmas, Band 1, Classical transport theory, North-Holland, (Amsterdam 1988)
- [BAT78] G. Bateman: MHD Instabilities, The MIT Press, Cambridge, (Massachusetts 1978)
- [BEH89] K. Behringer, H.P. Summers, B. Denne, M. Forrest, M. Stamp: Spectroscopic Determination of Impurity Influx from Localized Surfaces, Plasma Physics and Controlled Fusion **31**, 14 (1989), S. 2059
- [BEH93] K. Behringer: Private Mitteilung, 1993
- [BON91] A. Bondeson, R.D. Parker, M. Hugon, P. Smeulders: MHD Modelling of Density Limit Disruptions in Tokamaks, Nuclear Fusion **31**, 9 (1991), S. 1695
- [BOR91] K. Borrass: Disruptive Tokamak Density Limit as Scrape-off Layer/Divertor Phenomenon, Nuclear Fusion **31**, 6 1991, S. 1035
- [BRA65] S.I. Braginskii, Transport Processes in a Plasma, Reviews of Plasma Physics (edited by M.A. Leontovich) Vol.1 Consultants Bureau, New York 1965
- [BUE93] K. Büchl: Private Mitteilung (1993)
- [CAP90] H. Capes, Ph. Ghendrih, A. Samain, A. Grosman, J.P. Morera: Thermal Equilibrium in a Diverted Plasma, Plasma Physics and Controlled Fusion **32**, 2 (1990), S. 103
- [CAP92] H. Capes, Ph. Ghendrih, A. Samain: Radiative Instability in a Diverted Tokamak, Phys. Fluids B **4**, 5 (1992), S. 1287
- [CHO82] R. Chodura: Plasma-wall transition in an oblique magnetic field, Phys. Fluids **25** (1982), S. 1628

- [CON59] E.U. Condon, G.H. Shortley: The Atomic Spectra, At the University Press, Cambridge 1959
- [DPH93] S. De Pêna-Hempel, Diplomarbeit, TU München (1993)
- [DRA87] J.F. Drake: Marfes: Radiative condensation in tokamak edge plasma, Phys. Fluids **30**, 4 (1987)
- [DRA88] J.F. Drake: Radiative instabilities in a sheared magnetic field, Phys. Fluids **31**, 4 (1988), S. 813
- [DVO54] J.C. de Vos: A new determination of the emissivity of tungsten ribbon, Physica **20** (1954), S. 690
- [ENG78] W. Engelhardt, W. Feneberg: Influence of an Ergodic Magnetic Limiter on the Impurity Content in a Tokamak, Journal of Nuclear Materials **76 & 77** (1978), S. 518-520
- [EHR92] J. Ehrenberg, P. Andrew, L. Horton, G. Janeschitz, L. de Kock and V. Philipps: Material related aspects of density control in JET plasma discharges, Journal of Nuclear Materials **196-198** (1992), S.992-996
- [FIE65] G.B. Field: Thermal Instability, The Astrophysical Journal **142** (1965), S. 531
- [GAU30] J.A. Gaunt: Continuous Absorption, Phil. Trans. Roy. Soc. **A 229**, (1930), S.163
- [GEH93] O. Gehre: Private Mitteilung (1993)
- [GOE75] S. von Goeler, W. Stodiek, H. Eubank, H. Fishman, S. Grebenschikov, E. Hinnov: Thermal X-Ray Spectra and Impurities in the ST Tokamak, Nuclear Fusion **15** (1975), S. 301
- [GON73] A.M. Gondhalekar, B. Kronast: Relativistic Effect in the Light-Scattering Spectrum of a θ -Pinch Plasma, Physical Review A **8**, 1 (1973), S. 441
- [GRE88] M. Greenwald, J.L. Terry, S.M. Wolfe et al.: A new look at density limits in tokamaks, Nuclear Fusion **28**, 12 (1988), S. 2199
- [HER95] A. Herrmann, W. Junker, K. Günther et al.: Energy flux to the ASDEX Upgrade divertor plates determined by thermography and calorimetry, Plasma Physics and Controlled Fusion **37** (1995), S. 17-29
- [HIN83] F.L. Hinton, Collisional Transport in Plasma, Handbook of Plasma Physics, Eds. M.N. Rosenbluth, R.Z. Sagdeev, Volume 1: Basic Plasma Physics I, edited by A.A. Galeev and R.N. Sudan (North Holland Publishing Company 1983)

- [HOF89] J.V. Hofmann: Spektroskopische Analyse von Umladungsprozessen hochionisierter Rydberg - Atome am Experiment ASDEX, Dissertation TU München 1989
- [HUT94] I.H. Hutchinson: Thermal Front Analysis of Detached Divertors and MARFEs, *Nuclear Fusion* **34**, 10 (1994), S. 1337
- [HUT87] I.H. Hutchinson: Principles of Plasma Diagnostics, Cambridge University Press (1987)
- [JAC75] J.D Jackson: Classical Electrodynamics, Second Edition, John Wiley, New York (1975)
- [JAN95] G. Janeschitz, K. Borrass, G. Federici, Y. Igitkhanov, A. Kukushkin, H.D. Pacher, G.W. Pacher, M. Sugihara: The ITER Divertor Concept, *Journal of Nuclear Materials* **220** (1995), S. 73
- [JAN87] R.K.Janev, W.D.Langer, K.Evans, D.E.Post: Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas, Springer Berlin, 1987
- [JAN84] R.K.Janev, D.E.Post, W.D.Langer et al.: Survey of Atomic Processes in Edge Plasmas, *Journal of Nuclear Materials* **121** (1984), S.10
- [JOH73] L.C. Johnson, E. Hinnov: Ionization, Recombination and Population of Excited Levels in Hydrogen Plasmas, *J.Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* **13**, S. 333-358, Pergamon Press 1973
- [JUN92] W. Junker, Diplomarbeit, TU München (1992) und IPP Report Nr. 1/270 (1992)
- [KAL94] A. Kallenbach, G. Fußmann, H.-M. Mayer et al.: The influence of spatially and temporally varying edge conditions on the interpretation of spectroscopic flux measurements, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **36** (1994), S. 1299-1306
- [KAR61] W.J. Karzas, R. Latter: Electron Radiative Transitions in a Coulombfield, *The Astrophysical Journal, Supplement* **55**, VI (1962), S. 167-212
- [KUR95] B.Kurzan: Untersuchung der Dynamik von Runawayelektronen im Magnetfeld des Tokamak, Doktorarbeit, TU München 1995
- [LAC84] K. Lackner et al.: Control of Particle and Energy Transport across the Boundary of a Tokamak Plasma, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **26**, 1A (1984), S. 105
- [LAC91] K. Lackner zitiert in: A. Stäbler et al.: Density Limit Investigations on ASDEX, *Nuclear Fusion*, **32**, 9 (1992), S. 1557
- [LAU94] M. Laux, W. Junker, A. Herrmann et al.: Bistable Behaviour of the ASDEX Upgrade Divertor Near the Transition to the X - Point MARFE, Proc. 21st

- EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Montpellier 1994), Contributed Papers, Part II, S. 726
- [LEN81] L. Lengyel et al.: Analysis of Radiating Boundary Plasmas, Technical Report IPP-1/191, IPP Garching (1981)
- [LIP84] B. Lipschultz, B. LaBombard et al.: Marfe: An edge plasma phenomenon, Nuclear Fusion **24**, 8 (1984), S. 977
- [LIP87] B. Lipschultz: Review of MARFE phenomena in tokamaks, Journal of Nuclear Materials **145-147** (1987), S. 15-25
- [LOT67] W. Lotz: Electron Impact Ionization Cross - Sections and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions from Hydrogen to Calcium, MPI für Plasmaphysik, Laborbericht Nr. IPP 1/62, Garching 1967
- [MAS91] F. Mast, J.C. Vallet, C. Andelfinger, P. Betzler, H. Kraus, G. Schramm: A low noise highly integrated bolometer array for absolute measurement of VUV and soft x radiation, Rev. Sci. Instrum. **62**, 3 (1991)
- [MER94] V. Mertens, W. Junker, M. Laux, M. Schittenhelm, K. Büchl, F. Mast et al.: Experimental investigation of marfes and the density limit in ASDEX Upgrade, Plasma Physics and Controlled Fusion **36** (1994), S.1307-1325
- [MUE84] E.R. Müller, F. Mast: A new metal resistor bolometer for measuring vacuum ultraviolet and soft x radiation, J. Appl. Phys. **55**, 7 (1984), S. 2635
- [MUR92] H. Murmann, S. Götsch, H. Röhr, H. Salzmann, K.-H. Steuer: The Thomson scattering systems of the ASDEX Upgrade tokamak, Rev. Sci. Instrum. **63**, 10 (1992), S. 4941
- [MUR76] M. Murakami, J.D. Callen, L.A. Berry: Some Observations on Maximum Densities in Tokamak Experiments, Nuclear Fusion **16** (1976), S. 347
- [NEU84] J. Neuhauser, W. Schneider, R. Wunderlich, K. Lackner, K. Behringer: Modelling of the Impurity Pumping by a Tokamak Scrape-off Layer, Journal of Nuclear Materials **121** (1984), S. 194-198
- [NEU86] J. Neuhauser, W. Schneider, R. Wunderlich: Thermal Instabilities and Poloidal Asymmetries in the Tokamak Edge Plasma, Nuclear Fusion **26** (1986), S. 1679
- [NEU92] J. Neuhauser: The Physics of Power Exhaust from Toroidal Magnetoplasmas, Plasma Physics and Controlled Fusion, **34**, 13 (1992), S. 2015
- [NIE82] H. Niedermeyer et al: Change of Plasma Properties prior to High Density Disruptions in ASDEX, MPI für Plasmaphysik, Laborbericht Nr. III/90, (Garching 1982)

- [NIE85] H. Niedermeyer et al.: Investigations into the Density Limit of the Tokamak with Ohmic and Neutral Beam Heating, Proc. 12th EPS Conf. Contr. Fus. and Plasma Phys. (Budapest 1985), Teil I, S. 159
- [NOC92] A. Nocentini, K. Lackner: Influence of Poloidal Variations of Temperature on Particle Diffusion and Current in Tokamaks, Proceedings of the 2nd Symposium on Plasma Dynamics, Universität Triest 1992
- [PER85] F.W. Perkins, R.A. Hulse, Phys. Fluids **28** (1985), 1837
- [PIN82] K. Pinkau, U. Schumacher: Kernfusion in magnetisch eingeschlossenen Plasmen, Physik i. u. Zeit **13**, 5 (1982), S. 138-154
- [PIN89] K. Pinkau, U. Schumacher, G.H. Wolf: Fortschritte der Fusionsforschung mit magnetischem Plasmaeinschluß, Phys. Bl. **45**, 2 (1989), S. 41
- [POS77] D.E. Post, R.V. Jensen, C.B. Tarter, W.H. Grassberger, W.A. Lokke: Steady State Radiative Cooling Rates for Low Density High Temperature Plasmas, Atomic Data and Nuclear Data Tables **20** (1977), S. 397
- [REB77] P.H. Rebut, B.J. Green: Effect of Impurity Radiation on Tokamak Equilibrium, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) **2**, IAEA, Wien 1977, S. 3
- [ROE88] H. Röhr, K.-H. Steuer and the ASDEX Team: Measurement of Z_{eff} profiles from bremsstrahlung emission in the near infrared, Rev. Sci. Instrum. **59**, 8, (1988), S. 1875
- [SAL60] E.E. Salpeter: Electron Density Fluctuations in a Plasma, Physical Review **120**, 5 (1960), S.1528
- [SAM94] U. Samm, Energieabfuhr im Fusionsplasma durch "kalten Strahlungsgürtel", Phys. Bl. **50**, 5 (1994)
- [SCH94] M. Schittenhelm, private Mitteilung, IPP Garching (1994)
- [SCH93] U. Schumacher: Fusionsforschung: Eine Einführung, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt 1993
- [SCH92] R. Schneider, B. Braams, D. Reiter, et al.: Extensions of B2 for the Simulation of ASDEX - Upgrade Scrape-off Layer Plasmas, Contrib. Plasma Phys. **32**, 3/4 (1992), S. 450-455
- [SCH92a] R. Schneider, D. Reiter, H.P. Zehrfeld, et al.: B2-EIRENE simulation of ASDEX and ASDEX-Upgrade scrape-off layer plasmas, Journal of Nuclear Materials **196-198** (1992), S.810
- [SEG75] S.E. Segre: Thomson Scattering from a Plasma, in Course on Plasma Diagnostics and Data Acquisition Systems edited by A. Eubank, E. Sindoni, Varenna, Italien (1975)

- [SOM31] A. Sommerfeld: Über die Beugung und Bremsung der Elektronen, Ann. Physik **11** (1931), S. 257
- [SOM60] A. Sommerfeld: Atombau und Spektrallinien, Bd.II, 3.Auflage, Vieweg und Sohn, Braunschweig 1960
- [STA92] A. Stähler et al.: Density Limit Investigations on ASDEX, Nuclear Fusion **32**, 9 (1992), S. 1557
- [STE90] K.-H. Steuer, H. Röhr, B. Kurzan: Bremsstrahlung measurements in the near infrared on ASDEX, Rev. Sci. Instrum. **61**, 10 (1990), S. 3084
- [STO77] P.E. Stott, J. Hugill, S.J. Fielding et al.: High Density Discharges with Gettered Torus Walls in DITE, Proc. 8th EPS Conf. Contr. Fus. and Plasma Phys. (Prag 1977), Teil I, S. 37
- [WEI93] M. Weinlich, private Mitteilung, IPP Garching (1993)
- [WES89] J.A. Wesson, R.D. Gill, M. Hugon, F.C. Schüller, S.A. Snipes, D.J. Ward et al.: Disruptions in JET, Nuclear Fusion **29**, 4 (1989), S. 641
- [WES93] J.A. Wesson, T.C. Hender: An Extended Treatment of MARFE Stability, Nuclear Fusion **33**, 7 (1993), S. 1019
- [ZHU72] V.A. Zhuralev, G.D. Petrov: Scattering of Light by the Electrons of a high Temperatur Plasma, Optics & Spectroscopy **33**, (1972), S. 19

Herrn Prof. Dr. K. Lackner, Herrn Dr. M. Laux, Herrn Dr. V. Mertens danke ich für zahlreiche kritische und konstruktive Diskussionen.

Herrn Dr. K. Bächtel danke ich für die freundliche Überlassung seiner Videoaufnahmen von ASDEX Upgrade Plasmen.

Herrn K. Aemussen, Frau PD Dr. M. Bessnerodt-Weberpals, Herrn Dr. A. Herrmann, Herrn Dr. J.-C. Fuchs, Herrn M. Maraschek, Herrn M. Schittenhelm und allen Mitarbeitern der Abteilungen FI und TOK danke ich für die gute Zusammenarbeit.

Herrn M. Oswald danke ich für die Anfertigung der Glaslasersysteme.

Herrn P. Ahrens, Herrn C. Dorn, Herrn J. Hausmann, Herrn K. Huber, Herrn G. Ortner, Herrn G. Schmitt und Herrn T. Wehrmann danke ich für Unterstützung bei der Konstruktion und dem Bau zahlreicher Komponenten des experimentellen Aufbaus.

Herrn Rebiscki vom MPI für Quantenoptik danke ich für die Herstellung von Interferenzröhren.

Herrn H. Bauer, Herrn H. Blank, Herrn Dr. R. Drabe, Herrn R. Häuser, Herrn G. Kölbl, Herrn R. Merkel und Herrn G. Schramm danke ich für Unterstützung beim Aufbau der Elektronik und der Datenerfassung.

Danksagung

Herrn Prof. Dr. U. Schumacher danke ich dafür, die vorliegende Arbeit unter seiner Leitung durchführen zu dürfen.

Herrn Prof. Dr. K. Pinkau danke ich dafür, daß ich diese Arbeit am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching anfertigen konnte.

Herrn Prof. Dr. M. Kaufmann danke ich dafür, daß ich die experimentellen Untersuchungen an ASDEX Upgrade durchführen durfte, sowie für sein reges Interesse am Fortgang dieser Arbeit und zahlreiche Diskussionen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. K.-H. Steuer für die Vergabe des Themas und die fachliche Betreuung der Arbeit. Dank schulde ich ihm auch für die vielen konstruktiven Diskussionen, die maßgeblich zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen haben. Dank schulde ich Herrn Dr. H.-D. Murmann, Herrn Dr. H. Röhr und Herrn Dr. H. Salzmann für die engagierte Unterstützung bei der Durchführung der Thomsonstreu-messungen an ASDEX Upgrade.

Herrn Dr. J. Neuhauser und Herrn Dr. R. Schneider danke ich für die Überlassung des Multifluid Codes B2 und die Einführung in seine Handhabung.

Herrn Prof. Dr. K. Lackner, Herrn Dr. M. Laux, Herrn Dr. V. Mertens danke ich für zahlreiche kritische und konstruktive Diskussionen.

Herrn Dr. K. Büchl danke ich für die freundliche Überlassung seiner Videoaufnahmen von ASDEX Upgrade Plasmen.

Herrn K. Asmussen, Frau PD Dr. M. Bessenrodt-Weberpals, Herrn Dr. A. Herrmann, Herrn Dr. J.-C. Fuchs, Herrn M. Maraschek, Herrn M. Schittenhelm und allen Mitarbeitern der Abteilungen E1 und TOK danke ich für die gute Zusammenarbeit.

Herrn M. Oswald danke ich für die Anfertigung der Glasfasersysteme.

Herrn P. Ahrens, Herrn C. Dorn, Herrn J. Hausmann, Herrn K. Huber, Herrn U. Ortner, Herrn G. Schmitt und Herrn T. Wehrmann danke ich für Unterstützung bei der Konstruktion und dem Bau zahlreicher Komponenten des experimentellen Aufbaus.

Herrn Rebischki vom MPI für Quantenoptik danke ich für die Herstellung von Interferenzfiltern.

Herrn H. Bauer, Herrn H. Blank, Herrn Dr. R. Drube, Herrn R. Häuser, Herrn G. Kölbl, Herrn R. Merkel und Herrn G. Schramm danke ich für Unterstützung beim Aufbau der Elektronik und der Datenerfassung.