

Hans-Werner Müller

Hoch- β Plasmoid Drift bei Pelletinjektion in Tokamaks

Hans-Werner Müller

**Hoch- β Plasmoid Drift
bei Pelletinjektion in Tokamaks**

IPP 1/326
November 2000

"Dieser IPP-Bericht ist als Manuskript des Autors gedruckt. Die Arbeit entstand im Rahmen der Zusammenarbeit zwischen dem IPP und EURATOM auf dem Gebiet der Plasmaphysik. Alle Rechte vorbehalten."

"This IPP-Report has been printed as author's manuscript elaborated under the collaboration between the IPP and EURATOM on the field of plasma physics. All rights reserved."

Der Universität Bayreuth
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
vorgelegte Abhandlung

von

Hans Werner Müller

geboren am 27. Mai 1970 in Düsseldorf

Eingereicht am 19. Oktober 1999

Abstract

In this thesis for the first time a high- β plasmoid drift was studied experimentally. It appears when a pellet is injected into hot tokamak plasmas with toroidal magnetic confinement from both, the magnetic low and high field sides. The plasmoid drift is predicted to shift the deposition profile with respect to the ablation profile of the injected material towards the magnetic low field side, which is the torus outside. Consequently, the drift plays an important role for plasma refueling by pellets.

During the course of this work a new optical diagnostic has been installed at ASDEX Upgrade enabling for the first time the observation of the high- β plasmoid drift during pellet injection from the magnetic low and high field sides.

In the first part of this thesis the basic physical processes of pellet ablation are described. Following the pellet injection a strong local increase of the pressure and therefore the plasma β arises causing a radial acceleration of the plasmoid. The main physical parameters of the drift such as acceleration, drift velocity, length and duration are determined. The measured values were found to agree well with the theoretically predicted ones. A model was developed to study the behaviour of temperature and density of the plasmoid during the drift (after the separation of pellet and plasmoid).

The plasmoid density and temperature were measured spectroscopically during the ablation and drift phases. Time resolved measurements of the ablation phase showed an oscillation of the plasmoid density, whilst the plasmoid temperature remained constant. These density oscillations continued during the drift as a series of discrete plasmoids. The drift caused an oscillation of the ablation rate and the formation of spatial structures, also known as 'striations'. The heating of the drifting plasmoids after separation from the pellet and the reduction of the plasmoid density due to expansion along the magnetic field lines were also observed experimentally.

An analysis of the plasmoid pressure dependence on temperature and density of the background plasma shows that the effects of the drift will increase in denser, and even more in hotter plasmas. During the global observations the shift of the ablation profile with respect to the deposition profile was also confirmed experimentally. The shift is of the same order as expected by theory. Plasmoids drifting towards the plasma core after injection from the magnetic high field side, lead to a strong disturbance of the core where they may generate MHD mode activity.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde erstmals die Hoch- β Plasmoid Drift, die bei der Pelletinjektion in heiße Fusionsplasmen mit toroidalem Magnetfeldeinschluß auftritt, für die Pelletinjektion von der magnetischen Niederfeld- und Hochfeldseite, untersucht. Sie führt zu einer Verschiebung des Depositionsprofils gegenüber dem Ablationsprofil des eingebrachten Materials zur magnetischen Niederfeldseite, das ist die Torusaußenseite, und ist somit für die Plasmanachfüllung durch Pellets von großer Bedeutung.

An ASDEX Upgrade wurde eine neue optische Diagnostik installiert, mit der das Auftreten der immer zur magnetischen Niederfeldseite gerichteten Hoch- β Plasmoid Drift zum ersten Mal für die Pelletinjektion von der magnetischen Niederfeld- und Hochfeldseite beobachtet werden konnte.

Im Rahmen dieser Arbeit werden zunächst die grundlegenden physikalischen Prozesse der Pelletablation, der dabei entstehenden lokalen β -Erhöhung, und der daraus resultierenden radialen Plasmoidbeschleunigung vorgestellt. Daraus werden die relevanten physikalischen Größen der Plasmoiddrift wie Beschleunigung, Driftgeschwindigkeit, Zeitskalen der Drift und Driftlänge bestimmt. Die gemessenen Werte für Plasmoidbeschleunigung, -geschwindigkeit und Driftlänge stimmen mit den theoretischen Erwartungen überein. In einem Modell wird betrachtet, wie sich Temperatur und Dichte im Plasmoiden während der Drift (nach der Trennung von Plasmoid und Pellet) entwickeln. Ferner wird dabei untersucht wie lange der Plasmoid mit einer optischen Diagnostik beobachtet werden kann. Die spektroskopischen Grundlagen der Plasmoidbeobachtung werden diskutiert.

Es wurden spektroskopisch Dichte und Temperatur der Plasmoide während der Ablationsphase und der Drift gemessen. Zeitaufgelöste Messungen in der Ablationsphase zeigten eine Oszillation der Plasmoiddichte, die Plasmoidtemperatur hingegen blieb annähernd konstant. Diese Dichteoszillationen setzen sich während der Plasmoiddrift als Serie diskreter Plasmoide fort. Die Plasmoiddrift verursacht eine Oszillation der Ablationsrate und die Ausbildung räumlicher Strukturen, die als 'Striationen' bekannt sind. Auch die Aufheizung der driftenden Plasmoide nach der Trennung vom Pellet und die Abnahme der Plasmoiddichte durch die Expansion längs der Magnetfeldlinien konnte experimentell beobachtet werden.

Eine Analyse der Abhängigkeit des Plasmoiddrucks von Temperatur und Dichte des Hintergrundplasmas zeigt, daß die Auswirkungen der Plasmoiddrift in dichteren und heißeren Hintergrundplasmen zunehmen werden.

Bei den globalen Beobachtungen konnte die Verschiebung des Ablationsprofils relativ zum Depositionsprofil zur Niederfeldseite hin experimentell bestätigt werden. Die Verschiebung ist von der Größenordnung wie sie aus der Theorie erwartet wurde. Die Plasmoide, die bei der Pelletinjektion von der magnetischen Hochfeldseite zum Plasmazentrum driften, führen zu einer starken Störung des zentralen Plasmas und können dort MHD Moden anregen.

Teile und Abbildungen dieser Arbeit wurden veröffentlicht in:

- H.W. Müller, P.T. Lang, K. Büchl, M. Kaufmann, R.S. Lang, V. Mertens, J. Neuhauser, AUG- und NI-Team, *Effiziente Plasmanachfüllung mittels Pelletinjektion von der magnetischen Hochfeldseite*, Verh. DPG (VI) 32 (Mainz), 1997, P 3.2, S. 267
- H.W. Müller, A. Bard, K. Büchl, R. Dux, S. Günter, M. Kaufmann, P.T. Lang, R.S. Lang, V. Mertens, J. Neuhauser und AUG-Team, *Aufheizung des Pellet Hoch- β -Plasmoids*, Verh. DPG (VI) 33 (Bayreuth), 1998, P 25.9, S. 338
- V. Mertens, K. Borrass, M. Kaufmann, P.T. Lang, R. Lang, H.W. Müller, J. Neuhauser, R. Schneider, J. Schweinzer, W. Suttrop and ASDEX Upgrade Team, *Operational Limits of High Density H-Modes in ASDEX Upgrade*, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1998, IAEA, 1998 (Konferenzbeitrag IAEA Konferenz, Yokohama, 1998, IAEA-CN-69/EX3/06)
- H.W. Müller, M. Kaufmann, P.T. Lang, R.S. Lang, A. Lorenz, V. Mertens, J. Neuhauser und ASDEX Upgrade Team, *Nachweis der Hoch- β -Plasmoid Drift bei Pelletinjektion in Plasmen mit toroidalem Magnetfeldeinschluß*, Verh. DPG (VI) 34 (Heidelberg), 1998, P 3.4, S. 340
- H.W. Müller, K. Büchl, M. Kaufmann, P.T. Lang, R.S. Lang, A. Lorenz, V. Mertens, J. Neuhauser and ASDEX Upgrade Team, *High-beta Plasmoid drift during Pellet Injection into Tokamaks*, Europhysics Abstracts, Proc. of the 26th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Maastricht, 1999
Verfügbar im Internet unter: <http://epsppd.epfl.ch/pdf/OR28.pdf>
- H.W. Müller, K. Büchl, M. Kaufmann, P.T. Lang, R.S. Lang, A. Lorenz, M. Maraschek, V. Mertens, J. Neuhauser and ASDEX Upgrade Team, *High- β Plasmoid Drift during Pellet Injection into Tokamaks*, Phys. Rev. Lett., **83** (11), p. 2199, 1999

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Kernfusion	3
1.2	Plasmanachfüllung	7
1.3	Ziel und Gliederung der Arbeit	9
2	Modellvorstellungen	12
2.1	Die Gleichungen der Magnetohydrodynamik	13
2.2	Das Tokamakgleichgewicht	14
2.3	Plasmadrift im rein toroidalen Magnetfeld	16
2.4	Plasmoidausbildung	18
2.5	Die Hoch- β Drift bei der Pelletinjektion	25
2.5.1	Die Plasmoidbeschleunigung	26
2.5.2	Einstellung des Gleichgewichtes, Driftgeschwindigkeit und Driftlänge	28
2.6	Strahlung und Absorption des Plasmoiden	30
2.6.1	Linienstrahlung des Plasmoiden	30
2.6.2	Kontinuumsstrahlung des Plasmoiden	33
2.6.3	Absorption und Strahlungstransportgleichung	34
2.7	Heizmodell	37
2.7.1	Das Modell der Plasmoidaufheizung	37
2.7.2	Ergebnisse der Modellierung	42
3	Experimenteller Aufbau	51
3.1	Die Pelletzentrifuge	51
3.2	Diagnostik zur Beobachtung der Hoch- β Drift	52
3.2.1	Anforderungen	52
3.2.2	Diagnostikaufbau	54
3.2.3	Experimenteller Test der Diagnostik	58
4	Experimentelle Ergebnisse	62
4.1	Nachweis der Hoch- β Plasmoid Drift	62
4.1.1	Lokale Beobachtung der Pelletablation und einer Drift	62
4.1.2	Modellvorstellungen für die Meßsignale der Hoch- β Drift	64

4.2	Erwartung und Experiment	65
4.3	Driftbewegung und Pelletbeschleunigung	68
4.3.1	Plasmoidbewegung	68
4.3.2	Pelletgeschwindigkeit	72
4.4	Die Methode der Dichtemessung	75
4.4.1	Einfluß der optischen Dicke auf die Dichtemessung	76
4.4.2	Analyse der Dichtemessung	79
4.5	Die Temperaturbestimmung	84
4.5.1	Die Methode der Temperaturbestimmung	84
4.6	Realisierung und Analyse der Temperaturmessung	86
4.7	Plasmoidtemperatur und -dichte	90
4.7.1	Dichte und Temperatur aus dem Linienprofil	90
4.7.2	Temperatur und Dichte aus den Intensitäten	92
4.7.3	Die β -Entwicklung im Plasmoiden	97
4.8	Plasmoidstruktur und Striationen	101
4.9	Parameterabhängigkeit des Plasmoiddrucks	104
5	Globale Auswirkungen der Drift	107
5.1	Materialdeposition	107
5.2	MHD Aktivität durch Pellets	110
6	Vergleich mit theoretischen Modellen	113
6.1	Vergleich Experiment-Modellvorstellungen	113
6.2	Vergleich mit Modellen aus der Literatur	114
7	Diskussion und Ausblick	117
A	Tokamak ASDEX Upgrade	120
B	Diagnostiken an ASDEX Upgrade	123
B.1	Pelletbeobachtung	123
B.2	Dichtemessung	123
B.2.1	DCN Interferometer	123
B.2.2	Bremsstrahlungsdiagnostik	124
B.2.3	YAG Lasersystem	126
B.3	Temperaturmessung	127
B.3.1	YAG Lasersystem	127
B.3.2	ECE Diagnostik	127
B.4	Messung von MHD Instabilitäten	128
B.5	Spektrometer	128
B.5.1	Czerny-Turner Spektrometer	128
B.5.2	Visible-Survey-Spektrometer	129

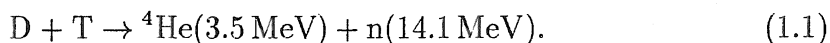
Kapitel 1

Einleitung

1.1 Kernfusion

Kontrollierte Kernfusion ist eine Option, in Zukunft den steigenden Energiebedarf der Weltbevölkerung zu decken. Ihre Realisierung bietet eine umweltschonende Energiequelle, deren Brennstoff weltweit und langfristig zur Verfügung steht [1].

Die zur Zeit einzige aussichtsreiche Fusionsreaktion zur Energiegewinnung ist die Verschmelzung der schweren Wasserstoffisotope Deuterium D und Tritium T [1]:



Diese Kernreaktion hat bei einer relativen kinetischen Energie der Kerne von ca. 65 keV ihren maximalen Wirkungsquerschnitt σ_F . Allerdings ist der Wirkungsquerschnitt für elastische Coulombstöße der Atomkerne σ_C wesentlich größer als der der Kernfusion. Bei einer Energie von 10 keV ist $\sigma_C/\sigma_F \sim 10^5$, bei 100 keV ist $\sigma_C/\sigma_F \sim 25$ [2]. Zur Energiegewinnung müssen daher die Teilchen so eingeschlossen werden, daß sie viele Stöße durchführen können. Ferner müssen die Energien der Teilchen hoch genug sein, um eine ausreichende Fusionsrate zu erzielen. Aufgrund der Coulombstöße erhält man ein nahezu thermisches Plasma, das aufgrund der hohen Temperatur ($\sim 10^8\text{K}$) berührungsfrei eingeschlossen werden muß. Der Einschluß des thermischen Plasmas kann durch Magnetfelder erfolgen. Die Plasmaheizung soll durch die hochenergetischen α -Teilchen aus der Fusionsreaktion erfolgen. Durch die Neutronen aus der Kernfusion, die den Magnetfeldkäfig ungehindert verlassen können, soll die freiwerdende Fusionsenergie aus dem Plasma ausgekoppelt werden.

Aus der Zündbedingung - bei der Zündung kompensiert die α -Teilchen Heizung die Energieverluste des Plasmas- ergeben sich die notwendige Temperatur und Dichte des Plasmas, sowie die Energieeinschlußzeit τ_E [1]. Die Zündbedingung kann für Plasmen mit Magnetfeldeinschluß bei einer Temperatur¹ von 10...20 keV,

¹Die Temperatur wird, wie in der Plasmaphysik üblich, in Elektronenvolt angegeben, $1 \text{ eV} \equiv 11600 \text{ K}$. Sonst werden SI-Einheiten verwendet.

einer Dichte von $10^{20} \dots 10^{21} \text{ m}^{-3}$ und einer Energieeinschlußzeit von $\sim 1 \text{ s}$ erfüllt werden [2]. Dieser Arbeitspunkt erfüllt die Zündbedingung und minimiert den erforderlichen Plasmadruck. Dies ist erwünscht, da mit steigendem Plasmadruck stärkere Magnetfelder für den Plasmaeinschluß notwendig sind.

Außer τ_E ist auch die Teilcheneinschlußzeit ein wichtiger Parameter. Mit Teilchenverlusten geht immer ein Energieverlust einher und damit eine Beschränkung von τ_E . Zum einen müssen die α -Teilchen hinreichend lang eingeschlossen sein, um ihre Energie durch Stöße an das Hintergrundplasma abgeben zu können, um dieses zu heizen. Andererseits führen die Fusionsprodukte zur sogenannten Verdünnung, die mit steigender Teilcheneinschlußzeit anwächst. Bei konstantem Plasmadruck führt die Verdünnung zu einer Reduktion der Leistungsdichte. Zusätzlich führen die α -Teilchen zu erhöhten Energieverlusten durch Bremsstrahlung [2]. Die thermalisierten α -Teilchen müssen also schnell aus dem Plasma entfernt werden. Das Auftreten von Instabilitäten bestimmt die erreichbare Obergrenze des Verhältnisses von kinetischem Plasmadruck zum Magnetfelddruck β [2].

$$\beta = \frac{n_e k_B T_e + n_i k_B T_i}{\frac{B^2}{2\mu_0}} \quad (1.2)$$

Dabei bezeichnen n_e, n_i, T_e, T_i die Elektronen- und Ionendichte, sowie die Elektronen- und Iontemperatur, k_B die Boltzmannkonstante und \vec{B} die magnetische Induktion.

Um ausreichend hohe Teilcheneinschlußzeiten zu erreichen, muß eine Plasmakonfiguration gewählt werden, bei der keine Teilchenverluste an den Enden der Plasmasäule auftreten können [2]. Es erwies sich als vorteilhaft eine toroidale Plasmakonfiguration zu wählen.

Bei der Beschreibung des Plasmas im Magnetfeld kann als Sonderfall periodischer Bewegungen in langsam variablen Feldern [3] über die Gyration der Teilchen um die Magnetfeldlinien gemittelt werden. Das magnetische Moment der Teilchen ist dabei eine adiabatische Invariante der Bewegung, wodurch die Beschreibung des Systems vereinfacht werden kann.

Bei den erforderlichen Temperaturen und Dichten eines Fusionsplasmas werden die Coulomb-Potentiale der elektrischen geladenen Teilchen im Plasma stark abgeschirmt. Dabei befinden sich viele Teilchen im Debyeolumen, dessen Radius die typische Reichweite des Coulombpotentials eines einzelnen Teilchens ist. So läßt sich das Plasma als elektrisch leitfähige Flüssigkeit in einem Magnetfeld betrachten und kann durch die Gleichungen der Magnetohydrodynamik (MHD) beschrieben werden [1]. Dabei wird üblicherweise ein 'Einflüssigkeitsbild' verwendet, da Elektronen und Ionen über elektrische Felder miteinander gekoppelt sind.

Betrachtet man die Gleichgewichtskonfiguration eines Plasmas mit Magnetfeldeinschluß in der idealen MHD, d.h. bei unendlich hoher Leitfähigkeit, unter Vernachlässigung der Plasmarotationen, so sieht man, daß der Gradient des ki-

netische Plasmadrucks durch die Lorentzkraft bilanziert wird [4].

$$\begin{aligned}\nabla p &= \vec{j} \times \vec{B} \\ \Rightarrow \vec{B} \cdot \nabla p &= 0 \\ \vec{j} \cdot \nabla p &= 0\end{aligned}$$

Dabei bezeichnet \vec{j} die Stromdichte und p den kinetischen Druck des Plasmas. Die magnetischen Feldlinien und Ströme liegen somit auf Flächen konstanten Drucks, die als Flußflächen bezeichnet werden. Der poloidale magnetische Fluß ψ_{pol} , das ist der magnetische Fluß, der von einer toroidal umlaufenden Kurve auf einer Flußfläche eingeschlossen wird, ist konstant, unabhängig vom Kurvenverlauf auf der Flußfläche. Analoges gilt auch für den toroidalen Fluß ψ_t . Im Falle toroidaler Gleichgewichte handelt es sich bei den Flußflächen um ineinandergeschachtelte Torusflächen.

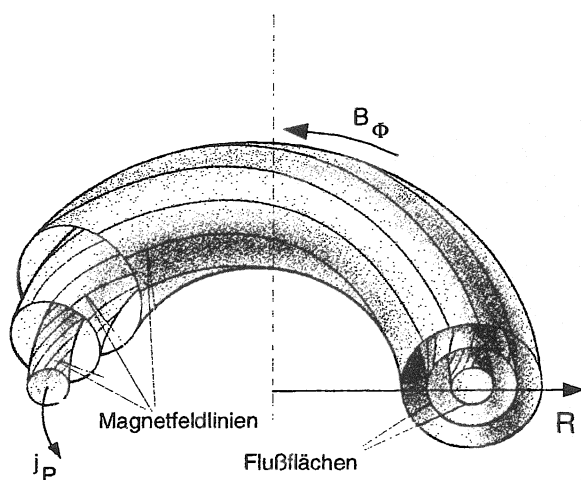


Abbildung 1.1: Geometrie von Flußflächen und Feldlinienverlauf auf diesen in einem Tokamak.

Bei der Betrachtung des Gleichgewichtes ist weiter zu beachten, daß im Plasma keine Stromquellen existieren:

$$\nabla \cdot \vec{j} = 0 \quad (1.3)$$

Es gibt somit kein Gleichgewicht für ein rein toroidales Magnetfeld. In rein toroidalen Magnetfeldern ist $d\vec{B}_\phi(R)/dR \neq 0$ (B_ϕ bezeichnet die toroidale Magnetfeldkomponente, R ist der große Radius). Es folgt im Gleichgewicht für die Stromdichte j_\perp^2 senkrecht zu \vec{B} : $dj_\perp(R)/dR \neq 0$. Aus Gleichung 1.3 folgt die Notwendigkeit einer Stromdichte \vec{j}_\parallel parallel zu \vec{B} und damit verbunden die Existenz eines poloidalen Magnetfeldes. Dies kann auf zwei Arten erreicht werden.

²Die Indizes \parallel und \perp beziehen sich immer auf die Komponenten parallel und senkrecht zum Magnetfeld.

In Tokamaks wie ASDEX Upgrade wird dazu induktiv ein toroidaler Strom getrieben [2]. Der Tokamak arbeitet dabei wie ein Transformator bei dem das Plasma die Sekundärspule bildet (siehe auch Abbildung 1.2). In Stellaratoren wird

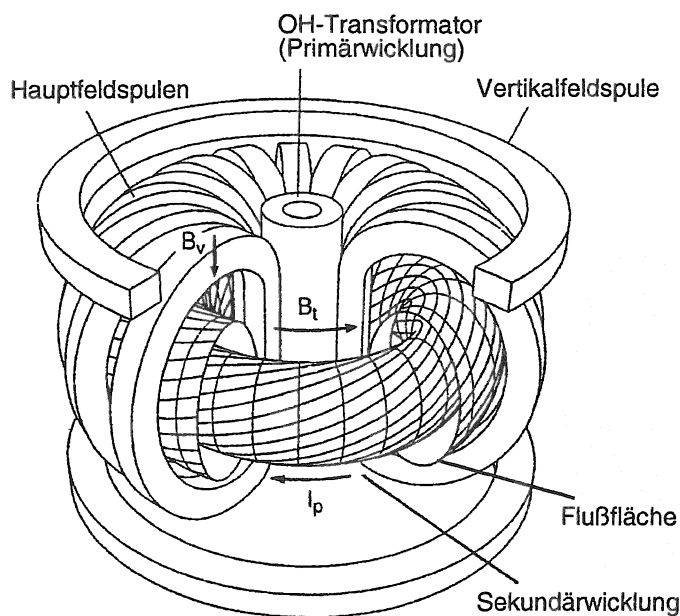


Abbildung 1.2: Aufbau eines Tokamaks.

neben dem Toroidalfeld zusätzlich ein poloidales Magnetfeld durch nicht axial-symmetrische externe Spulen erzeugt. Im einfachsten Fall geschieht dies durch helikal umlaufende, stromführende Leiter [2].

Die Verschraubung des Magnetfeldes ordnet jeder Flußfläche eine Flußflächenkonstante, den sogenannten Sicherheitsfaktor q zu

$$q = \frac{d\psi_t}{d\psi_p} = \frac{1}{2\pi} \oint_{\psi_p} \frac{B_\Phi}{RB_p} ds_p \quad (1.4)$$

Die Integration erfolgt längs einer poloidal geschlossenen Kurve auf einer Flußfläche. B_p bezeichnet die poloidale Komponente des Magnetfeldes. q ist anschaulich die Anzahl der toroidalen Umläufe der Feldlinie pro poloidalem Umlauf. Die Variation von q über den großen Radius R , die sogenannte Verscherung der Feldlinien, führt zu einer Stabilisierung des Plasmas gegenüber Austauschinstabilitäten [1].

Das Gleichgewicht in einem axialsymmetrischen Tokamak wird vollständig durch die Grad-Shafranov-Schlüter Gleichung beschrieben [5].

$$\nabla \cdot R^{-2} \nabla \psi_p = -\mu_0 \frac{dp(\psi_p)}{d\psi_p} - \frac{F(\psi_p) \frac{dF(\psi_p)}{d\psi_p}}{R^2}, \quad F = RB_\Phi \quad (1.5)$$

In erster Näherung ist das Gleichgewicht durch die Balance von mittlerem Plasmadruck und mittlerem Magnetfelddruck des Poloidalfeldes bestimmt. Für den Grenzfall eines großen Aspektverhältnisses $R_0 \gg a$, mit Torusradius R_0 und Plasmaradius a , erhält man als einfachste Lösung zirkulare ineinander geschachtelte Flußflächen (siehe Abb. 1.1), deren Zentren gegenüber der magnetischen Achse verschoben sind [5].

1.2 Plasmanachfüllung

Einem zukünftigen Fusionsreaktor wird kontinuierlich Brennstoff zugeführt werden müssen. Doch auch schon die heutigen Fusionsexperimente benötigen eine kontinuierliche Teilchenzufuhr, da die Teilcheneinschlußzeit kleiner als die Pulsdauer des Experimentes ist.

Die technisch einfachste Methode Material nachzufüllen ist das Gasblasen. Dabei wird über Ventile Gas in den Torus eingeblasen. Diese Methode der Materialnachfüllung wird bei heißen Plasmen, wie sie für einen Fusionsreaktor erforderlich sind, sehr ineffizient. Die Nachfülleffizienz ϵ_f , das Verhältnis der Atome, die ins Plasma gelangen zu angebotenen Teilchen, liegt bei heutigen Fusionsexperimenten für Gasblasen mit Deuterium im Bereich weniger Prozent [6]. Das wesentliche Problem der Nachfüllung durch Gasblasen ist die geringe Eindringtiefe der Atome [2]. Die angebotenen Moleküle werden sehr schnell in der Plasmarandschicht dissoziiert und ionisiert, so daß nur sehr geringe Eindringtiefen erreicht werden können und das Plasma somit nur am Rand nachgefüllt wird. Demgegenüber werden die höchsten Temperaturen und damit verbunden die höchste Wahrscheinlichkeit für Fusionsstöße im Plasmazentrum erreicht, so daß ein tiefes Eindringen der Atome erforderlich ist. Ein weiterer Nachteil der geringen Eindringtiefen der eingebrachten Teilchen ist, daß die Verweildauer randnaher Teilchen im Plasma besonders kurz ist. Dies wird hervorgerufen durch diffusive Prozesse und in H-Mode Plasmen [7] zusätzlich durch das Auftreten von MHD-Aktivitäten in der Randschicht, sogenannten Edge Localized Modes (ELMs) [8], bei denen Material aus der Randschicht ausgeworfen wird. Diese Teilchenverluste werden durch Energieverluste des Plasmas begleitet. Ferner ist ein gutes ϵ_f aus Sicherheitsaspekten wünschenswert. Bei Tritium handelt es sich um ein radioaktives Isotop, so daß das Tritiuminventar eines Fusionsreaktors minimiert werden soll und mit höherem ϵ_f werden kleinere Tritiummengen benötigt.

Eine verbesserte Plasmanachfüllung wird durch die Injektion von kryogenen Pellets aus Wasserstoffisotopen erreicht [9, 10]. Pellets sind kleine Festkörper (mm^3), die für die Plasmanachfüllung aus gefrorenem Brennstoff bestehen. Bei den bisherigen Fusionsexperimenten handelt es sich dabei um Wasserstoff- oder Deuteriumpellets. Sie werden mit Gaskanonen oder Zentrifugen auf Geschwindigkeiten von bis zu 4500 ms^{-1} [11] beschleunigt und in das Plasma eingeschossen. Damit ist es bei heutigen Experimenten teilweise möglich, das Plasma zentral

nachzufüllen. Die Nachfülleffizienz liegt deutlich höher als beim Gasblasen und es können bei gleicher Plasmadichte höhere Teilchen- und Energieeinschlußzeiten erreicht werden [9, 12]. Des weiteren ermöglicht die Plasmanachfüllung durch Pellets ein erweitertes Operationsregime für Fusionsexperimente [9, 12, 13]. Wird das Plasma nur durch Gasblasen nachgefüllt, gibt es im allgemeinen eine empirisch gefundene, maximal erreichbare Dichte, die durch das sogenannte Greenwaldlimit $\bar{n}_e^{GW} = I_p / (\kappa \pi a^2)$ beschrieben wird [13, 14]. Dabei ist I_p der Plasmastrom und κ die vertikale Elongation des Plasmas und a der Plasmaradius. Durch zusätzliche Plasmanachfüllung mit Pellets kann dieses Dichtelimit stationär überschritten werden [10]. Stationäre Hochdichte-Plasmen bei gutem Energieeinschluß sind wesentlich für die Realisierung eines Fusionsreaktors.

Auf dem Weg zu einem Fusionsreaktor ist das nächste geplante Projekt der International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER). Dieser soll die Realisierbarkeit der α -Teilchen Heizung in einem Tokamak zeigen. Dazu soll ITER bei Dichten nahe dem Greenwaldlimit betrieben werden [15].

Bis vor kurzem erfolgte die Pelletinjektion an allen Experimenten ausschließlich von der leicht zugänglichen Torusaußenseite, d. h. der magnetischen Niederfeldseite (LFS). Dabei zeigte es sich, daß ϵ_f eine starke Abhängigkeit von der Heizleistung und damit der Plasmatemperatur besitzt [10] (siehe Abb. 1.3). In Ohmschen Plasmen konnten Nachfülleffizienzen von 90% erreicht werden, während z.B. an ASDEX Upgrade bei einer Zusatzheizung von 7.5 MW ein maximales ϵ_f von nur noch 30% erreicht wurde. Dies wurde mit dem möglichen Auftreten einer Hoch- β Plasmoid Drift zur magnetischen LFS assoziiert, die eine starke Temperaturabhängigkeit besitzt. Die Auswirkungen zeigen sich besonders stark bei Plasmen der ELMy H-Mode [10].

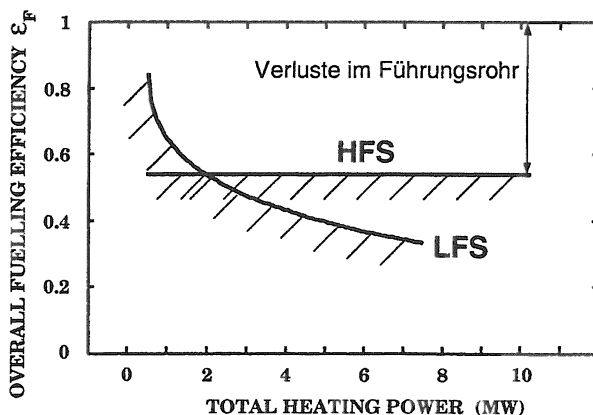


Abbildung 1.3: Abhängigkeit der Nachfülleffizienz ϵ_f von der Heizleistung für LFS und HFS Pelletinjektion.

Das ist von besonderer Bedeutung, da die ELMy H-Mode das wahrscheinlichste Operationsgebiet für ITER ist [13, 15]. Bei Auftreten dieser Drift sollte ein Pelleteinschub von der magnetischen Hochfeldseite (HFS), d. h. der Torusinnenseite, zu einer Drift des ablatierten Materials zum Plasmazentrum hin führen, wodurch es keine Abnahme von ϵ_f durch eine Steigerung der Heizleistung geben

sollte. Dieses Experiment wurde 1996 erstmals an ASDEX Upgrade durchgeführt [16]. Es konnte gezeigt werden, daß die maximale Nachfülleffizienz beim HFS Einschub unabhängig von der Heizleistung ist (Abbildung 1.3). Die Abweichung der erreichten Nachfülleffizienz von 1 wird durch Materialverluste vor Erreichen des Plasmas und Materialtransport aus dem Plasma nach der Injektion verursacht. Weitere Vorteile der HFS Pelletinjektion sind die bei gleichen Plasmaparametern gefundene erhöhte Eindringtiefe der Pellets (Δ_P) [16] und die durch die verbesserte Effizienz reduzierten Energieverluste bei der Pelletinjektion.

Bei Hochdichte-Plasmen nahe dem Greenwaldlimit zeigt die Plasmanachfüllung durch Pellets von der HFS ein deutlich verbessertes τ_E im Vergleich zum Gasblasen. Um das angestrebte Operationsgebiet von ITER zu erreichen und ausreichend hohe Eindringtiefen bei der Materialnachfüllung zu erreichen wird voraussichtlich eine Plasmanachfüllung durch Pellets von der magnetischen HFS notwendig sein [14, 13].

Die Plasmanachfüllung durch Pellets eröffnet zusätzlich eine Möglichkeit das Tritiuminventar eines Fusionsreaktors zu minimieren [17]. Dieses Konzept wird als 'Isotopic Tailoring' bezeichnet. Dabei soll die Nachfüllung durch eine Kombination von Gasblasen mit einem hohen Deuteriumanteil oder reinem Deuterium und tritiumreichen Pellets erfolgen. Durch die hohe Eindringtiefe der Pellets erhält man so eine D-T Mischung von rund 1:1 im Plasmazentrum, wo die Wahrscheinlichkeit für die Kernfusion maximal ist, während der Tritiumanteil am Rand deutlich reduziert ist. Durch das Isotopic Tailoring können der Tritiumfluß und das Tritiuminventar der ersten Wand deutlich reduziert werden.

1.3 Ziel und Gliederung der Arbeit

Im vorhergehenden Abschnitt wurde gezeigt, daß der Einschub von Pellets eine sehr effiziente Möglichkeit für die Plasmanachfüllung in Fusionsmaschinen darstellt. Insbesondere in den erforderlichen Hochdichte-Plasmaentladungen bieten die Pellets eine deutliche Erweiterung des Operationsbereiches. Die physikalischen Prozesse beim Einbringen der kryogenen Pellets in das heiße Hintergrundplasma und die Wechselwirkung des ablatierten Materials mit dem inhomogenen Magnetfeld beeinflussen ϵ_f und die Eindringtiefe der Pellets Δ_P wesentlich. Um Fusionsexperimente und zukünftige Fusionsreaktoren nach physikalischen und technischen Gesichtspunkten optimal nachfüllen zu können, ist es daher von großem Interesse, den physikalischen Prozeß, der die Pelletinjektion von der magnetischen HFS gegenüber dem LFS Einschub begünstigt, zu kennen, zumal mit heutigen Pelletinjektoren die Pelletgeschwindigkeit auf 4500 ms^{-1} beschränkt ist und für große, zukünftige Experimente wie ITER keine zentrale Teilchendeponation bei LFS Pelletinjektion erlaubt. Daher kann das Ausnutzen physikalischer Prozesse die Möglichkeit eröffnen, bisherige, technisch bedingte Grenzen zu überwinden.

Es wurde das Auftreten einer Hoch- β Plasmoid Drift vorhergesagt [18, 16], die

den Unterschied zwischen HFS und LFS Pelletinjektion verursachen soll. Bei der Pelletablation entsteht ein lokales Hoch- β Gebiet, so daß das MHD Gleichgewicht lokal gestört wird. Es wurde postuliert, daß diese Störung in einem inhomogenen Magnetfeld zu einer radiale Drift des ablatierten Materials zur magnetischen LFS führt (Hoch- β Plasmoid Drift).

Im Rahmen dieser Arbeit konnte das Auftreten der Hoch- β Plasmoid Drift erstmals experimentell nachgewiesen werden. Bei der Pelletinjektion driften diskrete kalte, hochdichte 'Plasmoiden' radial im Plasma zur magnetischen LFS, unabhängig von der Einschußrichtung der Pellets. Beschleunigung und Geschwindigkeit der Plasmoiden konnten bestimmt werden, wobei es eine sehr gute Übereinstimmung mit theoretisch vorhergesagten Werten gibt. Die zeitliche Entwicklung von Temperatur und Dichte im Plasmoiden wurde bestimmt. Die Experimente zeigen ferner, wie die Drift zu einer Oszillation in der Ablationsrate führt und sich dabei diskrete Plasmoide ausbilden. Erstmals konnte eine radiale Beschleunigung der Pellets selbst im Plasma beobachtet werden. Diese wird durch eine asymmetrische Aufheizung des Pellets aufgrund der Hoch- β Plasmoid Drift hervorgerufen. Es werden die globalen Effekte der Drift diskutiert. So konnte die Materialverschiebung des ablatierten Materials zur magnetischen LFS beobachtet werden. Ferner haben die driftenden Plasmoide im Falle der HFS Pelletinjektion einen starken Einfluß auf das zentrale Plasma und können Moden triggern.

Zu Beginn der Arbeit wird in Kapitel 2.2 die Gleichgewichtskonfiguration eines Tokamaks vorgestellt und die Relevanz der Ströme parallel zum Magnetfeld erläutert. Anschließend wird in Kapitel 2.3 gezeigt, daß ein Plasma in einem rein toroidalen Magnetfeld nicht eingeschlossen werden kann und aus dem Magnetfeld radial herausbeschleunigt wird. In Abschnitt 2.4 werden die Modellvorstellungen für die Pelletablation und die Ausbildung eine Hoch- β Plasmoiden vorgestellt. Anschließend werden in Kapitel 2.5 die theoretischen Vorstellungen über den Mechanismus der Hoch- β Drift entwickelt und Vorhersagen für die Wechselwirkung des driftenden Plasmoiden mit dem Hintergrundplasma gemacht. Im folgenden Abschnitt 2.6 werden die physikalischen Grundlagen der Strahlungsemission aus dem Plasmoiden diskutiert. In Abschnitt 2.7 wird ein einfaches Modell zur Aufheizung des Plasmoiden und zur Entwicklung des Plasmoid- β eingeführt. Daraus konnten auch Abschätzungen gemacht werden, wie lange ein Plasmoid beobachtet werden kann. Aufgrund der theoretischen Erwartungen wurde eine optische Diagnostik mit hoher räumliche und zeitliche Auflösung für die Beobachtung der Drift an ASDEX Upgrade installiert. Die Anforderungen an die Diagnostik, den experimentelle Aufbau und die experimentellen Tests der Diagnostik werden in Kapitel 3 behandelt. Anschließend werden in Kapitel 4 die experimentellen Ergebnisse der Arbeit vorgestellt. Zunächst wird in Abschnitt 4.1 der Nachweis erbracht, daß bei der Pelletinjektion eine Hoch- β Drift auftritt. Die quantitativen Untersuchungen der Driftbewegung findet man in Abschnitt 4.3. Hier wird auch die radiale Pelletbeschleunigung diskutiert. Nachfolgend wird das Plasmoid- β untersucht. In Abschnitt 4.4 und 4.5.1 werden die angewendeten Meßmethoden zur

Bestimmung von Plasmoiddichte und -temperatur erläutert. Die optische Dicke des Plasmoiden wird in Abschnitt 4.4.1 behandelt. In Abschnitt 4.4.2 und 4.6 werden die Meßmethoden analysiert. Danach werden die Ergebnisse der Temperatur- und Dichtemessungen für die Ablationsphase und die Heizphase des Plasmoiden vorgestellt (Abschnitt 4.7). Dabei werden die Dichteoszillationen in der Ablationswolke vorgestellt, die in Kapitel 4.8 interpretiert werden. Dabei wird der Zusammenhang zwischen der Plasmoiddrift und schon früher beobachteten Oszillationen in der Ablationsrate und der Ausbildung räumlicher Strukturen bei der Pelletablation hergestellt. Eine erste Analyse des Einflusses von Dichte und Temperatur des Hintergrundplasmas auf das Plasmoid- β , das der wesentliche Parameter für die Materialverschiebung ist, wird in Kapitel 4.9 gezeigt. Globale Auswirkungen der Drift wie die Verschiebung des Depositionsprofils gegenüber dem Ablationsprofil und die Triggerung von Moden im zentralen Plasma im Falle der HFS Pelletinjektion werden in Kapitel 5 dargestellt. Danach werden die Messungen mit den theoretischen Vorhersagen aus dem Anfangsteil dieser Arbeit und Modellen aus der Literatur verglichen (Kapitel 6). Dabei wird untersucht, ob die Beschreibungen der Drift aus Abschnitt 2.5 die grundlegenden Prozesse der Hoch- β Plasmoid Drift erfaßt. Abschließend wird in Kapitel 7 eine Zusammenfassung der Ergebnisse und ein Ausblick auf weiterführende Untersuchungen gegeben.

Kapitel 2

Modellvorstellungen für Pellets in Fusionsplasmen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Vorstellungen für das Auftreten der Hoch- β Plasmoid Drift bei der Injektion von kryogenen Pellets aus Wasserstoffisotopen behandelt. Eine vollständige Beschreibung dieses Vorgangs erfordert eine Berücksichtigung der vollen 3-dimensionalen Geometrie und es muß sowohl ein heißes, nahezu stoßfreies Hintergrundplasma als auch ein Bereich mit einem kalten, stark stoßbehafteten Plasma um das Pellet herum, sowie die Übergangszone zwischen beiden erfassen. Ferner müssen im Zusammenhang mit der Pelletablation Zeitskalen kleiner $1 \mu\text{s}$ aufgelöst werden und der Wärmetransport durch eine kinetische Beschreibung wiedergegeben werden. Eine solch umfassende Beschreibung ist derzeit nicht vorhanden. Die Betrachtung wird sich daher auf die grundlegenden physikalischen Prozesse beschränken.

Werden jeweils nur Teilaspekte des gesamten Vorgangs betrachtet, so kann die Beschreibung wesentlich vereinfacht werden. Mit den Gleichungen der idealen MHD, die in Abschnitt 2.1 vorgestellt werden, kann das magnetostatische Gleichgewicht eines Plasmas mit toroidaler Symmetrie beschrieben werden, wie es bei einem Tokamak vorliegt (Abschnitt 2.2). In einem rein toroidalen Magnetfeld ohne Ströme parallel zu den Feldlinien ist der Einschluß eines Plasmas nicht möglich und der diamagnetische Plasmaring wird radial aus dem Magnetfeld herausbeschleunigt. Aufgrund einer Analogie zur Hoch- β Plasmoid Drift bei der Pelletinjektion in den Tokamak wird diese Beschleunigung in Abschnitt 2.3 vorgestellt. Auch dieser Vorgang kann anhand der idealen MHD behandelt werden.

In Abschnitt 2.4 folgt dann eine Beschreibung der physikalischen Prozesse bei der Pelletablation im heißen Plasma. Hier werden atomphysikalische Prozesse relevant und insbesondere der Energietransport aus dem Hintergrundplasma in die Ablationszone erfordert eine umfassende Beschreibung. Allerdings kann die Geometrie vereinfacht und eine lineare Magnetfeld-Geometrie angenommen werden. Um das Pellet bildet sich eine Zone kalten, dichten Plasmas aus, die

als Plasmoid bezeichnet wird. Da der Energietransport in den Plasmoiden näherungsweise mit der thermischen Geschwindigkeit der heißen Elektronen des Hintergrundplasmas erfolgt, während sich diese Zone längs des Magnetfeldes mit der Schallgeschwindigkeit der kalten Plasmoidionen ausbreitet, kommt es zu einer lokalen Druckerhöhung. Da die Ablationsphysik sehr komplex ist und in zahlreichen Modellen mit unterschiedlichen Näherungen schon beschrieben wurde, soll in dieser Arbeit nur qualitativ aufgezeigt werden, wie die lokale Druckerhöhung im Plasmoiden entsteht.

Anschließend wird das zeitlich intermittierende Verhalten der Pelletablation diskutiert, das zu einer Strukturierung des ablatierten Materials führt.

Die bei der Pelletablation erzeugte lokale Druckerhöhung im Plasmoiden, führt, wie schon erwähnt, zu einer lokalen Störung des Tokamak-Gleichgewichtes. Jetzt ist die lokale Krümmung des Magnetfeldes zu berücksichtigen und die lokale Gleichgewichtsstörung erzeugt eine Situation, die in erster Näherung analog zum oben erwähnten Plasmaring im rein toroidalen $1/R$ Magnetfeld ist. In Abschnitt 2.5 wird daher mit den Ergebnissen aus Abschnitt 2.3 die radiale Beschleunigung des Plasmoiden bestimmt. Aus der idealen MHD läßt sich auch die radiale Auslenkung des Plasmoiden zusammen mit den eingefrorenen Magnetfeldlinien abschätzen. Auf längeren Zeitskalen werden dissipative Vorgänge wichtig, die schließlich einen starken Einfluß darauf haben, an welchem radialen Ort das ablatierte Material letztlich deponiert wird. Für diesen Zeitraum gibt es noch keine Modelle und er ist aufgrund der über die Zeit rapide abnehmenden Strahlleistung des Plasmoiden mit vorhandenen Diagnostiken nicht zugänglich.

Abschließend wird in den Kapiteln 2.6 und 2.7 die Entwicklung von Temperatur und Dichte im Plasmoiden, sowie der aus dem Plasmoiden emittierten Strahlung nach der Trennung vom Pellet, unter Berücksichtigung der Plasmoidheizung und -expansion untersucht und modelliert. Hieraus erhält man Informationen über die Entwicklung des Plasmoid- β nach der Trennung von Pellet und Plasmoid, sowie den Zeitraum über den eine Beobachtung des driftenden Plasmoiden möglich ist. Dazu werden die atomphysikalischen und spektroskopischen Grundlagen diskutiert.

2.1 Die Gleichungen der Magnetohydrodynamik

Die Gleichungen der idealen MHD beschreiben ein Einflüssigkeitsmodell. Mit ihnen kann makroskopisch das Gleichgewicht und die Stabilität von Plasmen in Magnetfeldern untersucht werden [19].

Für ein Einflüssigkeitsmodell wird eine Transformation in die Schwerpunktskoordinaten von Elektronen und Ionen durchgeführt.

$$\rho = m_i n_i + m_e n_e \approx m_i n_i \quad (2.1)$$

$$\vec{v} = \frac{1}{\rho} (m_i n_i \vec{v}_i + m_e n_e \vec{v}_e) \approx \vec{v}_i \quad (2.2)$$

$$\vec{j} = e(n_i\vec{v}_i - n_e\vec{v}_e) \quad (2.3)$$

Hier sind ρ die Massendichte, m_i, m_e die Ionen- und Elektronenmasse, \vec{v}_i und \vec{v}_e die Ionen- und Elektronengeschwindigkeit, \vec{v} die Schwerpunktschwindigkeit, sowie e die Elementarladung. In Plasmen aus Wasserstoffisotopen mit der Ladungszahl $Z = 1$ führt die Ladungsneutralität zu $n_i = n_e$.

Die ideale MHD wird durch folgenden Gleichungssatz beschrieben [19]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho\vec{v}) = 0 \quad (2.4)$$

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} \right) = \vec{j} \times \vec{B} - \nabla p \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla p = -\gamma p \nabla \cdot \vec{v}, \gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (2.6)$$

$$\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = 0 \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.8)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (2.9)$$

$$\Rightarrow \nabla \cdot \vec{j} = 0$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.10)$$

Dabei ist Gleichung 2.4 der Massenerhaltungssatz und Gleichung 2.5 der Impulserhaltungssatz. Gleichung 2.6 folgt aus den Energiegleichungen. Die Gleichung 2.7 leitet sich aus einem verallgemeinerten Ohmschen Gesetz her, Gleichung 2.8 ist das Faraday'sche und Gleichung 2.9 das Ampere'sche Gesetz. Als neue Größe wurde die elektrische Feldstärke \vec{E} eingeführt.

Für das Plasma in einem Tokamak wie ASDEX Upgrade sind die Gültigkeitsbedingungen der idealen MHD nicht erfüllt, dennoch liefert die ideale MHD eine sehr gute Beschreibung des makroskopischen Verhaltens eines Plasmas im Magnetfeld [19]. Für die radiale Beschleunigung eines Plasmas im rein toroidalen Feld wird angenommen, daß die Adiabatangleichung 2.6 erfüllt ist (Lengyel [20]).

2.2 Das Tokamakgleichgewicht

Da nachfolgend die Pelletinjektion in Tokamaks untersucht werden soll, ist es nützlich zunächst das ideale MHD Gleichgewicht eines Tokamaks zu betrachten. Für ein statisches Gleichgewicht erhält man aus Gleichung 2.5

$$\nabla p = \vec{j} \times \vec{B} \quad (2.11)$$

Daraus folgt, daß die Strom- und Magnetfeldlinien auf Flächen konstanten Drucks liegen. Durch Bildung des Kreuzproduktes mit \vec{B} erhält man eine Gleichung für

die Ströme senkrecht zu \vec{B}

$$\vec{j}_\perp = \frac{\vec{B} \times \nabla p}{B^2} \quad (2.12)$$

Ein Druckgradient im Plasma senkrecht zu \vec{B} führt somit zu einem diamagnetischen Strom. Durch Einsetzen von Gleichung 2.9 in 2.11 und umformen der Gleichung erhält man [5]:

$$\nabla p = -\nabla_\perp \left(\frac{1}{2\mu_0} B^2 \right) - \frac{B^2 \vec{n}_B}{\mu_0 \rho_B} \quad (2.13)$$

Hierbei ist ρ_B der Krümmungsradius der Feldlinien des magnetischen Feldes und \vec{n}_B der Normalenvektor darauf. Der Term $B^2/(2\mu_0)$ ist der magnetische Druck p_B , $-B^2/(\mu_0\rho_B)\vec{n}_B$ beschreibt eine Feldlinienspannung die bestrebt ist krummlinige Feldlinien geradezuziehen. Aus Gleichung 2.11 erhält man durch Bildung des inneren Produktes mit \vec{B}

$$\nabla_{\parallel} p = 0 \text{ und damit } \nabla_\perp(p + p_B) = -\frac{B^2 \vec{n}_B}{\mu_0 \rho_B} \quad (2.14)$$

Nun soll das Gleichgewicht für eine axialsymmetrische, toroidale Anordnung betrachtet werden, wie sie bei einem Tokamak vorliegt. Die Flächen konstanten Drucks sind dabei ineinander geschachtelte Torusflächen.

Jeder isobaren Fläche kann eine Konstante, der poloidale Fluß ψ_p zugeordnet werden. ψ_p wird definiert als

$$2\pi\psi_p := \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (2.15)$$

S bezeichnet eine Fläche, die von der magnetischen Achse und einer auf einer Fläche konstanten Drucks beliebigen, toroidal umlaufenden Kurve, eingeschlossen wird. ψ_p ist unabhängig von der Form der Fläche S . Die Fläche konstanten Drucks wird als Flußfläche bezeichnet. Es bietet sich nun eine Koordinatentransformation an [5]. Die neuen Einheitsvektoren sind $\vec{e}_\psi = \nabla\psi_p/(RB_p)$ senkrecht auf die Flußfläche, $\vec{e}_p = \nabla\Phi \times \nabla\psi_p/B_p$ auf der Flußfläche und senkrecht zur toroidalen Richtung und $\vec{e}_\Phi = R\nabla\Phi$ in toroidaler Richtung. Φ ist der toroidale Winkel des Torus. So kann das \vec{B} Feld mit $F \equiv RB_\Phi$ folgendermaßen in eine toroidale und eine poloidale Komponente zerlegt werden:

$$\vec{B} = \vec{B}_\Phi + \vec{B}_p = F\nabla\Phi + \nabla\Phi \times \nabla\psi_p, \quad (2.16)$$

Aus Gleichung 2.11 läßt sich nun \vec{j}_\perp und daraus mit $\nabla \cdot \vec{j} = 0$ aus Gleichung 2.9 den Strom parallel zu \vec{B} bestimmen [5]:

$$\vec{j}_\parallel = \left[-\frac{F}{B} \frac{dp}{d\psi_p} \left(1 - \frac{B^2}{\langle B^2 \rangle_{FF}} \right) + \frac{B \langle j_\parallel B \rangle_{FF}}{\langle B^2 \rangle_{FF}} \right] \vec{e}_\parallel \quad (2.17)$$

$\langle y \rangle_{FF}$ steht für den über die Flußfläche gemittelten Wert von y , gekennzeichnet durch den Index FF zur Unterscheidung von den Mittelungen, die auf den folgenden Seiten eingeführt werden. Hier sieht man, daß Ausgleichströme $\|\vec{B}$ immer dann notwendig sind, wenn $B^2 \neq \langle B^2 \rangle_{FF}$, d.h. B^2 über die Flußfläche variiert. In linearen, zylindrischen Anordnungen ist somit ein Strom $\|\vec{B}$ zum Einstellen des Gleichgewichtes nicht erforderlich. In Tokamaks hingegen fällt das dominierende Toroidalfeld mit $1/R$ nach außen ab, so daß Ausgleichströme \vec{j}_{\parallel} zum Erreichen eines Gleichgewichtes notwendig sind.

Es läßt sich weiter die wohlbekannte Grad-Shafranov-Schlüter Gleichung ableiten, die das ideale MHD Gleichgewicht im Tokamak beschreibt und die der Vollständigkeit halber angegeben wird [5]:

$$\nabla \cdot R^{-2} \nabla \psi_p = -\mu_0 \frac{dp(\psi_p)}{d\psi_p} - \frac{F(\psi_p) \frac{dF(\psi_p)}{d\psi_p}}{R^2} \quad (2.18)$$

2.3 Plasmadrift im rein toroidalen Magnetfeld

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, daß Ausgleichströme parallel zum helikalen Magnetfeld benötigt werden, um ein Plasma in einer toroidalen Anordnung einschließen zu können (Gleichung 2.17). In einem axialsymmetrischen, rein toroidalen Magnetfeld ohne diese Ausgleichströme wird das Plasma zur Torusaußenseite hin beschleunigt. Der prinzipielle Mechanismus ist leicht zu sehen. Der Plasmadruck soll über den gesamten Plasmaquerschnitt konstant sein und das Plasma sei ideal diamagnetisch. Damit ist der Drucksprung auf dem Rand der Plasmasäule konstant, während sowohl j als auch B aufgrund der toroidalen Krümmung und $\nabla \vec{j} = 0$ und somit auch $\vec{j} \times \vec{B}$ auf der Torusinnenseite größer als auf der Außenseite sind. Dies führt zur einer Beschleunigung der Plasmasäule nach außen.

Eine allgemeine, quantitative Analyse dieser radialen Beschleunigung wurde von Schlüter durchgeführt [21] auf der die folgende Herleitung basiert. Eine mögliche Kompression oder Expansion der Plasmasäule kann in guter Näherung vernachlässigt werden [21]. Es werden Zylinderkoordinaten verwendet (R, Φ, z). Das Vakuummagnetfeld ist durch $\vec{B} = R_0/R B_0 \vec{e}_{\Phi}$ gegeben. Die Kraftdichte \vec{f} ergibt sich aus Gleichung 2.5 zu

$$\vec{f} = \vec{j} \times \vec{B} - \nabla p \quad (2.19)$$

$$= \frac{1}{2\mu_0} \left[-\nabla_{\perp} B^2 - 2B^2 \frac{\vec{e}_R}{R} \right] - \nabla p \quad (2.20)$$

Aufgrund der toroidalen Symmetrie reduziert sich das Problem auf zwei Dimensionen. Der Plasmaquerschnitt liegt in der poloidalen Ebene.

Die Masse pro toroidalem Einheitswinkel M definiert sich durch

$$M = \int \int_{Plasma} dRdz R \rho(R, z) \quad (2.21)$$

Dabei ist $\rho = m_i n_{e,pl}$ und die totale Masse $2\pi M$. Die Mittelwerte physikalischer Größen $G(R, z)$ sind durch

$$\langle G \rangle = \frac{1}{M} \int \int_{Plasma} dRdz R G(R, z) \rho(R, z) \quad (2.22)$$

definiert. Die radiale Komponente der Beschleunigung ist

$$\ddot{R} = f_R / \rho \quad (2.23)$$

Für den Massenschwerpunkt des Plasmas $\langle \vec{R} \rangle$ gilt [21]:

$$\frac{d}{dt} \langle \vec{R} \rangle = \left\langle \frac{d\vec{R}}{dt} \right\rangle = \langle \vec{v} \rangle \quad (2.24)$$

$$\frac{d}{dt} \langle \vec{v} \rangle = \left\langle \frac{d\vec{v}}{dt} \right\rangle = \left\langle \frac{\vec{f}}{\rho} \right\rangle \quad (2.25)$$

Es ist jetzt möglich aus Gleichung 2.23 $\langle \ddot{R}R \rangle$ zu bestimmen

$$\langle \ddot{R}R \rangle = \frac{1}{M} \int \int_{Plasma} dRdz R^2 \rho \frac{f_R}{\rho} \quad (2.26)$$

$$= \frac{1}{M} \int \int_{Plasma} dRdz R^2 \left[-\frac{1}{2\mu_0 R^2} \frac{\partial(B^2 R^2)}{\partial R} - \frac{\partial p}{\partial R} \right] \quad (2.27)$$

Für den Magnetfeldterm erhält man:

$$\begin{aligned} & \int \int_{Plasma} dRdz R^2 \left[-\frac{1}{2\mu_0 R^2} \frac{\partial(B^2 R^2)}{\partial R} \right] \\ &= -\frac{1}{2\mu_0} \int_{Plasma} dz \left[B^2 R^2 \right]_{g_1(z)}^{g_2(z)} \end{aligned} \quad (2.28)$$

Die Funktionen $g_1(z), g_2(z)$ beschreiben den Rand des Plasmas. Dort liegt das Vakuummagnetfeld mit $B^2 \propto 1/R^2$ vor, so daß $B^2 R^2$ auf dem Plasmarand konstant ist und der Term identisch 0 ist. Gleichung 2.27 reduziert sich somit zu

$$\begin{aligned} \langle \ddot{R}R \rangle &= \frac{1}{M} \int \int_{Plasma} dRdz R^2 \left[-\frac{\partial p}{\partial R} \right] \\ &\stackrel{\text{part. Int. Einf. von } \gamma}{=} -\frac{1}{M} \int_{Plasma} dz \left[R^2 \gamma p \right]_{g_1(z)}^{g_2(z)} + \frac{2}{M} \int \int_{Plasma} dRdz R \gamma p \end{aligned} \quad (2.29)$$

Am Plasmarand gilt $p = 0$ und daher ergibt sich mit Gleichung 2.22:

$$\Rightarrow \langle \ddot{R}R \rangle = 2 \left\langle \frac{\gamma p_{pl}}{\rho} \right\rangle \quad (2.30)$$

Ferner gilt:

$$\begin{aligned} \langle R^{-1} \rangle &= \frac{1}{M} \int \int_{Plasma} dR dz R \rho \frac{1}{R} \\ &= \frac{1}{\langle R \rangle} \frac{1}{M} \int \int_{Plasma} dR dz R \rho \frac{1}{1 + \frac{R - \langle R \rangle}{\langle R \rangle}} \end{aligned}$$

Typischerweise gilt $R - \langle R \rangle \ll \langle R \rangle$ und man erhält:

$$\langle R^{-1} \rangle \approx \frac{1}{\langle R \rangle} \quad (2.31)$$

Die Beschleunigung des Plasmarings ergibt sich somit näherungsweise zu

$$\boxed{\langle \ddot{R} \rangle \approx 2 \left\langle \frac{\gamma p}{\rho} \right\rangle \langle R^{-1} \rangle} \quad (2.32)$$

In einem rein toroidalen Magnetfeld wird also das Plasma radial zur Torusaußenseite beschleunigt, wobei die Beschleunigung proportional zum mittleren Plasma-Druck und reziprok zur radialen Position des Schwerpunktes erfolgt. Eine Beschleunigung dieser Art ist für die Plasmanachfüllung durch Pellets von großer Bedeutung wie später gezeigt wird.

2.4 Pelletablation und Ausbildung eines Hoch- β Plasmoden

Wird ein kryogenes Pellet aus einem Wasserstoffisotop (Eistemperatur $\sim 10^{-4}$ eV) in ein heißes, magnetische eingeschlossenes Plasma eingebracht ($T_{e,0} \sim 10^3$ eV), so sublimiert das Pellet und es bildet sich zunächst eine dichte Neutralgaswolke um das Pellet herum aus [22]. Das ablatierte Material wird sehr schnell dissoziiert und ionisiert [9, 23], so daß sich ein längs der Magnetfeldlinien expandierendes, dichtes und kaltes Plasma bildet [18]. Dieses soll im folgenden als Plasmoid bezeichnet werden. Dieser Plasmoid weist eine starke Druckerhöhung gegenüber dem umgebenden Hintergrundplasma auf und kann nicht, wie im nachfolgenden Kapitel gezeigt wird, durch die bestehenden Magnetfelder und Ströme im totoidalen Gleichgewicht gehalten werden [18, 16].

Die Neutralgaswolke und der Plasmoid schirmen das Pellet teilweise gegenüber dem einfallenden Wärmefluß aus dem Hintergrundplasma ab [22, 18]. Ohne Abschirmung würde ein Pellet innerhalb von wenigen μs ablatieren, wohingegen die experimentell beobachteten Ablationszeiten bis zu rund 1 ms betragen. Der einfallende Wärmefluß, Ablationsrate und Abschirmung des Pellets gegenüber dem einfallenden Wärmefluß sind miteinander gekoppelt. Solange sich das Pellet in der Flußröhre befindet, in der sich der Plasmoid ausbreitet führt diese Abhängigkeit zu einer selbstregulierenden Ablationsrate. Die Experimente zeigen allerdings, daß die Ablationsrate annähernd periodisch oszilliert [24, 25, 9].

Diese Prozesse, die bei der Ablation eines Pellets in einem heißen, magnetisch eingeschlossenen Hintergrundplasma auftreten werden im folgenden genauer betrachtet.

Die geladenen Teilchen können sich längs der Magnetfeldlinien frei bewegen, während eine Bewegung senkrecht zu \vec{B} aufgrund der Lorentzkraft zu einer Gyration um die Feldlinie führt. Daher dominiert der Wärmefluß parallel zum Magnetfeld und der Energietransport senkrecht zu \vec{B} kann vernachlässigt werden [9, 26, 27]. Eine nähere Betrachtung des Energieflusses parallel zum Magnetfeld erfolgt später.

Durch den Wärmefluß auf das Pellet sublimiert dieses nahezu instantan (Sublimationsenergie pro Wasserstoffmolekül 0.01 eV [23], thermische Energie der Teilchen des Hintergrundplasmas ~ 1 keV) und es bildet sich auf einer sub- μs Zeitskala eine Neutralgaswolke um das Pellet aus (Abbildung 2.1), die sphärisch expandiert [22]. Diese Neutralgaswolke führt zu einer Abschirmung des Pellets gegenüber dem einfallenden Wärmefluß, wodurch die Ablationsrate reduziert wird [22]. Die in der Neutralgaswolke absorbierte Energie heizt diese auf, so daß die Moleküle sehr schnell dissoziiert und ionisiert werden [18] (Zeitskala unter $1 \mu\text{s}$ [9, 23], siehe auch Abschnitt 2.7). Das ablatierte Material ist nach der Ionisation ebenfalls an die magnetischen Feldlinien gebunden und es füllt sich eine Flußröhre mit einem kalten und dichten Plasma (siehe Abbildung 2.1). Der Radius dieser Flußröhre senkrecht zum Magnetfeld r_{pl} wird durch die Ionisationslänge des ablatierten Materials bestimmt und ist typisch ~ 5 mm. Die radiale Ausdehnung der Flußröhre bleibt zeitlich annähernd konstant [18, 9]. Der Plasmoid bewirkt eine weitere Abschirmung des Pellets gegenüber den einfallenden Wärmefluß [18]. Auf den Zeitskalen auf denen sich der Plasmoid ausbildet ($\sim 1 \mu\text{s}$), kann die Bewegung des Pellets im Plasma vernachlässigt werden.

Mit der Ausbildung der Neutralgaswolke und des Plasmoiden stellt sich eine selbstregulierende Abschirmung gegen den einfallenden Wärmefluß ein, solange sich Pellet und Plasmoid nicht trennen. Dabei wird gerade so viel Material ablatiert, daß die Abschirmung erhalten bleibt. In der Nähe des Pellets (einige cm parallel zu \vec{B}) ändern sich auf einer μs Zeitskala Plasmoidtemperatur und -dichte nur schwach [18, 23]. Typische mittlere Temperaturen für die Elektronen und Ionen in dieser Zone sind für Pellets aus H oder D $T_{e,pl} = T_{i,pl} = 1.5 \dots 6$ eV, typische

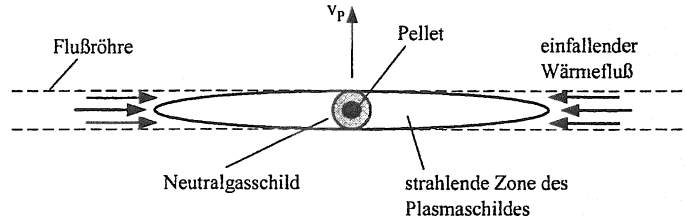


Abbildung 2.1: Pelletablation und Ausbildung des Plasmoiden.

Dichten $n_{e,pl} = n_{i,pl} \sim 10^{23} \dots 10^{24} \text{ m}^{-3}$ ($T_{e,pl}, T_{i,pl}$ Elektronen- und Ionentemperatur, $n_{e,pl}, n_{i,pl}$ Elektronen- und Ionendichte im Plasmoiden) [9]. Durch die hohen Dichten und niedrigen Temperaturen ist der Plasmoid stoßdominiert und befindet sich nahezu im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE) [28, 29]. Die Stoßrate der Elektron-Ion Stöße im Plasmoiden beträgt $\nu_{ei,pl} \sim 10^{12} \text{ s}^{-1}$. Die Atome des Plasmoiden sind zu über 90% ionisiert. Global gesehen ist der Zustand nicht stationär. So breitet sich der Plasmoid parallel zum Magnetfeld mit Schallgeschwindigkeit der kalten Plasmoidionen aus [9]. Die Menge des ablatierten Materials in der Flußröhre wächst bis zu einer Trennung von Plasmoid und Pellet ebenfalls kontinuierlich an. Wie es zu einer Trennung von Plasmoid und Pellet kommt, wird am Ende dieses Abschnitts und in Abschnitt 4.8 diskutiert.

Der Wärmefluß, der die Pelletoberfläche erreicht, hängt in hohem Maß von der Flächendichte $\int_0^{l_p/2} n_{e,pl}(l) dl$ des abschirmenden Plasmoiden ab [9]. Dabei ist l_p die Länge des Plasmoiden parallel zu den Magnetfeldlinien. Es ist aber auch von bedeutendem Einfluß, wie die Energie in den Plasmoiden und auf das Pellet transportiert wird. Die Pelletablation wird durch den Energiefluß, der durch die Elektronen des Hintergrundplasmas parallel zum Magnetfeld getragen wird, dominiert [18, 9, 26, 27]. Dies liegt darin begründet, daß bei $T_{e,0} = T_{i,0}$ ($T_{e,0}, T_{i,0}$ Elektronen- und Ionentemperatur des Hintergrundplasmas) die Beweglichkeit der Elektronen viel größer ist als die der Ionen ($v_e^{th} = \sqrt{m_i/m_e} v_i^{th}$, $v_{e,0}^{th}, v_{i,0}^{th}$ thermische Geschwindigkeit der Elektronen und Ionen). Die Bewegung senkrecht zum Magnetfeld wird durch die Gyration eingeschränkt, während sich die Teilchen parallel zum Magnetfeld frei bewegen können. Des weiteren ist die Bewegung der Elektronen aufgrund des elektrischen Stromes im Plasma gegenüber der thermischen Bewegung zu vernachlässigen: $v_{e,0}^{th} = (k_B T_{e,0}/m_e)^{0.5} \sim 10^7 \text{ ms}^{-1} \gg v_e^{ind} \sim I_p/(\kappa \pi a^2 e n_{e,0}) \sim 10^5 \text{ ms}^{-1}$. v_e^{ind} ist die vom Strom verursachte Drift-Geschwindigkeit der Elektronen (ruhende Ionen). Nichtthermische Teilchen wie Runaway-Elektronen und nicht-thermische Ionen durch die Plasmaheizung können an ASDEX Upgrade für die Pelletablation für die in dieser Arbeit betrachteten Plasmaentladungen vernachlässigt werden.

Bei der Ausbildung der Ablationswolke und des Plasmoiden entstehen sofort extreme Temperatur- und Dichtegradienten. Der senkrechte Wärmefluß ist aufgrund der starken Anisotropie des Transports kleine gegenüber dem parallelen

Wärmestrom. Letzter muß genauer betrachtet werden, da die freie Weglänge der Elektronen von der gleichen Größenordnung oder größer als die typische Gradientenlänge des Plasmoiden (Temperatur- und Dichtegradient) parallel zum Magnetfeld ist. In diesem Fall muß eine nicht-lokale Wärmeleitung durch die Elektronen berücksichtigt werden [18]. Die nicht-lokale Wärmeleitung muß z.B. aus den kinetischen Fokker-Planck Gleichungen hergeleitet werden. Für die Beschreibung der Pelletablation wird häufig die Näherung der nicht-lokalen Wärmeleitung von Luciani et al. verwendet [30]. Neben einer Beschränkung des absoluten Energieeintrags (Energieflußlimit) wirkt sich die nicht-lokale Wärmeleitung auch auf den Ort der Energiedeposition aus und begünstigt eine Aufheizung des zentralen Plasmoiden durch die langreichweitigen Elektronen aus dem hochenergetischen Schwanz der Maxwellverteilung.

Hier wird die Diskussion auf den ersten Punkt, den flußlimitierten Wärmestrom, beschränkt. Der Energiefluß frei strömender thermischer Elektronen des Hintergrundplasmas beträgt nach kinetischer Gastheorie:

$$q_{e,0}^{th} = \frac{1}{4} n_{e,0} \langle v_{e,0} E_0 \rangle_{th} = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{2 n_{e,0} (k_B T_{e,0})^{1.5}}{4 \sqrt{m_e}} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{n_{e,0} (k_B T_{e,0})^{1.5}}{\sqrt{m_e}} \quad (2.33)$$

Der Faktor $1/4$ ist ein Geometriefaktor für den Wärmefluß in den Plasmoiden, $\langle v_{e,0} E_0 \rangle_{th}$ ist die Mittelung des Produktes aus Geschwindigkeit und kinetischer Energie der Elektronen des Hintergrundplasmas über die Maxwellverteilung. Dieser Energiefluß in den Plasmoiden und auf das Pellet wird durch verschiedene Prozesse abgeschwächt. Es treten eine elektrostatische [31] und eine magnetische Abschirmung [32] des Plasmoiden auf, die den Wärmefluß in den Plasmoiden um bis zu einer Größenordnung gegenüber dem freien Energiefluß reduzieren können. Die elektrostatische Abschirmung wird durch eine negative Aufladung des Pellets durch die einfallenden Elektronen verursacht, während die magnetische Abschirmung von einer partiellen Verdrängung des magnetischen Feldes aus dem Plasmoiden herrührt. Bei der kinetischen Bestimmung des Wärmeeintrags nach Luciani ist die elektrostatische Abschirmung implizit enthalten. Bei der Beschreibung des Wärmeeintrags durch einen flußlimitierten Energiefluß q_0 wird die Abschirmung mit einem Vorfaktor f_s beschrieben [9, 22, 33].

$$q_0 = f_s q_{e,0}^{th} \quad (2.34)$$

Die Literaturwerte für f_s liegen im Bereich von 0.1...1.0 [33, 34]. Durch diesen Vorfaktor ist es allerdings nicht möglich die räumliche Verteilung der Energiedeposition im Plasmoiden korrekt wiederzugeben.

Der Energieeintrag in den Plasmoiden erfolgt also näherungsweise mit der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen des heißen Hintergrundplasmas $v_{e,0}^{th} \sim 10^7 \text{ ms}^{-1}$, während sich der Plasmoid längs der Magnetfeldlinien mit einer Geschwindigkeit von der Größenordnung der Schallgeschwindigkeit c_{pl}^s des kalten

Plasmoiden ausbreitet [35, 9].

$$c_{pl}^s = \sqrt{\frac{\gamma_e k_B T_{e,pl} + \gamma_i k_B T_{i,pl}}{m_i}} \quad (2.35)$$

Die Koeffizienten γ_e und γ_i können aufgrund der Plasmoidaufheizung während der Expansion nicht direkt angegeben werden, sondern müssen Modellrechnungen entnommen werden. Für die Betrachtung der Größenordnung wird $\gamma_e = \gamma_i = 1$ angenommen und mit $T_{e,pl} = T_{i,pl}$ erhält man:

$$c_{pl}^s = \sqrt{\frac{2k_B T_{e,pl}}{m_i}} \sim 10^4 \text{ ms}^{-1} \quad (2.36)$$

Auch unter Berücksichtigung der Fluß-Limitierung durch $f_s \geq 0.1$ erfolgt der Energieeintrag wesentlich schneller als der Abbau der Energiedichte aufgrund der Plasmoidexpansion. Der Plasmoid wirkt somit als ‘Energieschwamm’ und es kommt zu einer lokalen Dichteerhöhung [16]. Der Druckanstieg erfolgt auf einer Zeitskala von unter $1 \mu\text{s}$. Wenn die Zeit zum Ausbilden der Abschirmung gegenüber dem einfallenden Wärmefluß klein gegenüber der Zeit für die Trennung von Plasmoid und Pellet ist, stellt sich durch die selbstregulierende Abschirmung des Pellets in direkter Umgebung des Pellets ein näherungsweise stationärer Zustand ein, bis es zur Trennung von Plasmoid und Pellet kommt.

Bei der vollständigen Energiebilanz für die Energiedichte im Plasmoiden sind die Strahlungsverluste aus dem Plasmoiden, sowie Dissoziations- und Ionisationsprozesse zu berücksichtigen. Die Energie, die für die Sublimation aufzuwenden ist, kann vernachlässigt werden. Die Energiebilanz wird in Kapitel 2.7.1 ausführlich betrachtet.

Experimente zeigen, daß der Druck im Plasmoiden schon in Ohmsch geheizten Plasmen, d.h. bei vergleichsweise geringem Energiefluß in den Plasmoiden, Werte von $2n_{e,pl}k_B T_{e,pl} \geq 6 \times 10^4 \text{ Nm}^{-2}$ erreicht. Der typische lokale Druck des Hintergrundplasmas beträgt $2n_{e,0}k_B T_{e,0} \sim 3 \times 10^4 \text{ Nm}^{-2}$. In zusatzgeheizten Plasmen beträgt der kinetische Druck des Plasmoiden während der Pelletablation sogar $\sim 5 \times 10^5 \text{ Nm}^{-2}$. Dieser Druckanstieg erzeugt eine lokale Störung des Gleichgewichtes und verursacht eine radiale Drift des Plasmoiden wie in Abschnitt 2.5 gezeigt werden wird. Mit der Druckerhöhung geht eine Erhöhung des Plasmoid- β (β_{pl}) gegenüber β_0 einher, woraus sich die Bezeichnung des Plasmoiden als Hoch- β Plasmoid herleitet.

Nach der Trennung von Pellet und Plasmoid nimmt die Teilchendichte im Plasmoiden aufgrund seiner Expansion ab. Die Plasmoidtemperatur hingegen steigt an, da kein neu ablatiertes Material ionisiert und auf Plasmoidtemperatur aufgeheizt werden muß. Durch die Aufheizung und die Ausdehnung des Plasmoiden nehmen zusätzlich die Strahlungsverluste ab. Es kann so eine weitere β -Erhöhung im Plasmoiden auftreten. Dieser zeitliche Verlauf wurde mit einem einfachen Modell untersucht, das in Abschnitt 2.7.1 vorgestellt wird.

Es gibt zahlreiche Modelle mit einer umfassenden Beschreibung der Pelletablation und der Expansion des Plasmoiden parallel zum Magnetfeld in unterschiedlichen Näherungen, die weit über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen, z.B. [22, 18, 36, 37, 34, 38].

Es wird nun betrachtet inwieweit eine Beobachtung des Plasmoiden während der Ablationsphase möglich ist. Der Anteil neutraler Atome ermöglicht bei H- und D-Pellets eine Beobachtung des Plasmoiden in der emittierten H_α - bzw. D_α -Strahlung, hervorgerufen durch Stoßanregung neutraler Atome oder durch Kaskadieren in den Grundzustand bei der Rekombination. Die hohen Stoßraten der Neutralen mit Ionen $R_n > 10^8 \text{ s}^{-1}$ [39] und Umladungsstöße führen dazu, daß sich die neutralen Atome gemeinsam mit den Ionen ausbreiten [9]. Außer der Linienstrahlung wird Kontinuumsstrahlung emittiert, welche die aus dem Plasmoiden abgestrahlte Gesamtleistung dominiert, wie in Abschnitt 2.7 gezeigt wird. Die emittierte Kontinuumsstrahlung ermöglicht ebenfalls eine Beobachtung des Plasmoiden. Die Intensität der D_α -Strahlung kann als Maß für die Ablationsrate betrachtet werden [9, 40]. Abbildung 2.2 zeigt eine typische, zigarrenförmige Ablationswolke. Die Ausdehnung der im sichtbaren Licht stark strahlenden, zentralen Zone des Plasmoiden ist in Ohmschen Plasmen an ASDEX Upgrade für Deuteriumpellets typischerweise 50...60 mm parallel und ≈ 8 mm senkrecht zum Magnetfeld [39]. Die Möglichkeit driftende Plasmoiden mit einer optischen Diagnostik zu beobachten wird in Kapitel 2.7.2 untersucht.

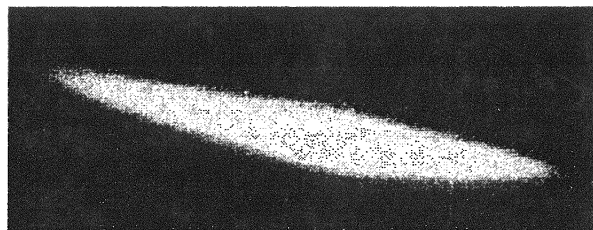


Abbildung 2.2: *Pelletablationswolke aufgenommen mit einer Fast-Framing-Kamera, die in radialer Richtung hinter dem Pellet herschaut; Belichtungszeit 4 μs . Die Orientierung der Wolke ist identisch mit der Orientierung des Magnetfeldes.*

Experimentelle Beobachtungen haben gezeigt, daß die Pelletablation kein kontinuierlicher Prozeß ist, sondern, daß zeitliche Oszillationen in der Ablationsrate auftreten und sich räumliche Strukturen ausbilden [23, 24, 41]. Bei den Strukturen handelt es sich um eine radiale Folge von hellen und dunklen, toroidal ausgerichteten Streifen. Abbildung 2.3 zeigt diese als ‘Striationen’ bezeichneten Strukturen. Die Abbildungen zeigen die Ablationsspur eines Pellets bei der Injektion in ein Ohmsches Plasma a) und ein Plasma mit Zusatzheizung b). Die Aufnahmen wurden an ASDEX, dem Vorgängerexperiment von ASDEX Upgrade, gemacht. Die Pellets wurden ebenfalls mit einer Zentrifuge horizontal in das

Plasma eingeschossen. Das Pellet in Abbildung 2.3 a) war ein kleines D Pellet mit $v_P = 560 \text{ ms}^{-1}$. In Abbildung 2.3 b) war das Plasma in der H-Mode und wurde mit 8 MW geheizt. Bei dem Pellet handelt es sich um ein großes D-Pellet, das mit 570 ms^{-1} eingebracht wurde. Die Beobachtung der Pellets erfolgte mittels einer Photokamera, die von oben in das Plasma schaut. Die Breite der Striationen ist im zusatzgeheizten Plasma, insbesondere zum heißen Plasmazentrum hin, kleiner als im Ohmschen Plasma. Anfangs wurde diese Struktur mit

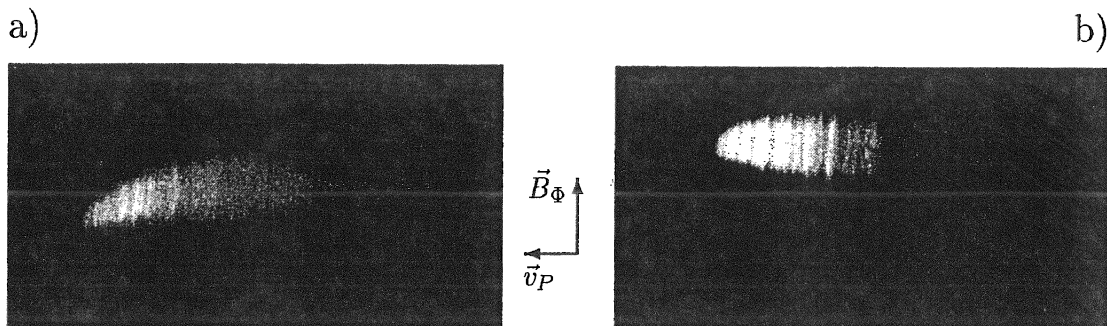


Abbildung 2.3: Striationen bei der Pelletablation. Gezeigt wird die Ablationsspur eines Pellets im Ohmschen Plasma a) und einem Plasma mit Zusatzheizung b) (Abbildungen: K. Büchl).

dem Kreuzen von Flußflächen mit rationalen q -Werten in Verbindung gebracht [24]. Da die Pelletablation bezogen auf eine Flußröhre ein adiabatischer Prozeß ist, steht in den Flußröhren auf Flußflächen mit kleinzahligen, rationalem q nur ein kleines Energiereservoir zur Verfügung, da sie sich nach wenigen Umläufen in sich selbst schließen. Diese Begrenzung im Energiereservoir kann die Ablationsrate limitieren. In Experimenten an einem Stellarator ohne Verscherung und mit nicht-rationalem q zeigten sich die gleichen Strukturen bei der Pelletablation wie bei der Pelletinjektion in Tokamaks [25]. Das Kreuzen von Flußflächen mit kleinzahligen ganz-rationalem q kann daher nicht die entscheidende Ursache für das Auftreten der räumlichen und zeitlichen Strukturen sein. Der maßgebliche Effekt scheint die quasiperiodische Trennung von Plasmoid und Pellet im Sinne einer Ablations-Instabilität zu sein. In früheren Untersuchungen ist man davon ausgegangen, daß der Plasmoid durch das Magnetfeld im Raum festgehalten wird, während sich das Pellet relativ dazu bewegt [23, 42]. Durch diese Relativbewegung verliert das Pellet annähernd periodisch seine Abschirmung durch den Plasmoiden. Neuhauser zeigte in seinem Modell, daß dadurch die Ablationsrate zeitlich und räumlich oszillieren kann [42]. Die Oszillationen traten in den Modellrechnungen auf, wenn die radiale Verteilung der Flächendichte des an einem festen Ort ablatierten Materials ein Hohlprofil war. Ein Beispiel dafür wird in Abbildung 2.4 gezeigt. Die Breite der Verteilung ist durch den Ionisationsradius gegeben, der näherungsweise identisch mit dem Plasmoidradius ist. In dieser Arbeit wird gezeigt, daß die Relativbewegung von Pellet und Plasmoid

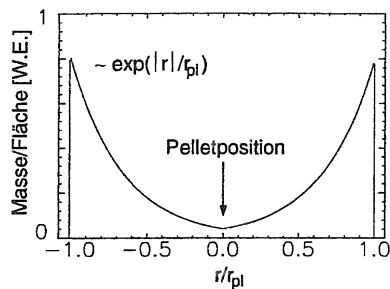


Abbildung 2.4: Beispiel für eine Verteilung der Flächendichte des momentan ablatierten Materials, die zu der Ausbildung von Striationen führt.

id nicht durch die Pelletbewegung bestimmt wird, sondern hauptsächlich durch die Bewegung des Plasmoiden aufgrund der Hoch- β Drift (Abschnitt 4.8). Dabei bleibt der magnetische Fluß im Plasmoiden eingefroren (siehe Abschnitt 2.5). Erste Untersuchungen von Neuhauser unter Berücksichtigung der Plasmoiddrift haben ergeben, daß der grundsätzliche Mechanismus zum Ausbilden der Strukturen dadurch nicht beeinflusst wird [43]. Es zeigt sich aber, daß sogar flache oder schwach gepeakte Profile für die Verteilung der Flächendichte des momentan ablatierten Materials zur Ausbildung von periodische Strukturen führen können, die Ablations-Instabilität also fast immer auftreten sollte. Die quasiperiodische Trennung von Plasmoid und Pellet verursachte eine Diskretisierung des ablatierten Materials, so daß eine Serie von separaten Plasmoiden entsteht. Hierauf wird in Abschnitt 4.8 nochmals ausführlich eingegangen.

Einen anderen Mechanismus für die periodische Trennung von Plasmoid stellt Parks in Referenz [44] vor. Er führt die Trennung von Plasmoid und Pellet auf das Auftreten einer Rayleigh-Taylor Instabilität zurück.

2.5 Die Hoch- β Plasmoid Drift während der Pelletablation

In diesem Abschnitt wird die Physik der Hoch- β Plasmoid Drift qualitativ erläutert, sowie die Größenordnung der Plasmoidbeschleunigung und Driftgeschwindigkeit und die Größe der radialen Materialverschiebung bestimmt. Dazu wird zunächst der wesentliche Effekt der lokalisierten Druckerhöhung im Tokamak diskutiert. Generell erfordert die Physik der Plasmoiddynamik eine vollständige 3-dimensionale Beschreibung, die weit über den Rahmen dieser Arbeit hinausgeht und nicht vorhanden ist.

Ein auf einer μs Zeitskala in einem Tokamak-Hintergrundplasma erzeugter Hoch- β Plasmoid stellt ein extremes Nichtgleichgewicht dar, d.h. die bestehenden Tokamak Gleichgewichtsströme und Magnetfelder können den Plasmoiden mit der lokalen Druckerhöhung nicht einschließen. Der diamagnetische Plasmoid wird also in Richtung abnehmender Magnetfeldstärke beschleunigt. Auf den für die Beschleunigung relevanten Zeitskalen hat sich der Plasmoid selbst erst über einen Bruchteil der Verbindungslänge zwischen Torusinnen- und -außenseite aus-

gedehnt [16]. Der Plasmoid befindet sich somit in dem lokal mit $1/R$ nach außen abfallenden Magnetfeld des Torus. Die globale Tokamak-Struktur mit helikal umlaufenden Magnetfeldlinien spielt also noch keine Rolle. Näherungsweise kann man somit für die anfängliche Beschleunigung des Plasmoiden die von Schlüter für ein Plasma in einem rein toroidalen Magnetfeld hergeleitete Formel [21] einsetzen [20, 16].

Zur Untersuchung der Dynamik unter Berücksichtigung der Auslenkung, also der Größenordnung für die maximale Driftgeschwindigkeit und Auslenkung des ablatierten Materials muß berücksichtigt werden, daß die Magnetfeldlinien helikal um den Torus laufen. Die Feldlinie wird durch den driftenden Plasmoiden ausgelenkt. Dies führt zu einer Erhöhung der Feldlinienspannung, die als Gegenkraft wirkt. Durch die Helizität wird eine maximale Länge für die Störung parallel zum Magnetfeld gegeben, wodurch sich eine rüchtreibende Kraft in Abhängigkeit von der Plasmoidauslenkung ergibt.

Im folgenden werden die physikalischen Vorgänge qualitativ erläutert und die daraus resultierenden Zeitskalen für die Plasmoiddynamik und Längenskalen der Auslenkung angegeben. Die so gewonnenen Größenordnungen ermöglichen einen Vergleich mit den experimentellen Beobachtungen. Es zeigt sich ferner, daß die beschleunigende Kraft durch die Erhöhung des kinetischen Drucks im Plasmoiden gegeben ist, während die maximale Auslenkung des Plasmoiden durch die β Erhöhung bestimmt ist, also durch die Erhöhung des Verhältnisses von kinetischem Druck zu Magnetfelddruck.

2.5.1 Die Plasmoidbeschleunigung

Bei der Pelletablation entsteht nahezu instantan (unter $1\ \mu\text{s}$) eine lokalisierte Hochdruck Region. Dies führt, wie schon erwähnt, zu einer starken 3-dimensionalen Störung des ursprünglichen axialsymmetrischen Gleichgewichtes. Bisher existiert kein vollständiges, selbstkonsistentes Modell zur Beschreibung der Plasmoiddynamik. Dazu müßten die vollständigen Gleichungen der resistiven MHD 3-dimensional gelöst werden. Es gibt ein 2-dimensionales Modell von Rozhanski [35] und einen resistiven 3-dimensionalen Code mit voller toroidaler Geometrie, aber stark vereinfachter Plasmoidbeschreibung [45]. In Abschnitt 6.2 erfolgt ein Vergleich dieser Modelle mit den nun folgenden Modellvorstellungen und den experimentellen Ergebnissen.

Wir betrachten im folgenden Vorgänge in einem Zeitraum von rund $5\ \mu\text{s}$. Die resistive Zeitskala τ_{res} wird durch die Magnetfelddiffusion in den Plasmoiden bestimmt. Während der Ablationsphase erhält man:

$$\tau_{res} = \frac{\mu_0 n_{e,pl} e^2}{m_e \nu_{ei,pl}} r_{pl}^2 \sim 10\ \mu\text{s} \quad (2.37)$$

Nach der Trennung von Plasmoid und Pellet durch die Drift wächst die resistive Zeitskala an. Der magnetische Fluß ist also im driftenden Plasmoiden weitgehend

‘eingefroren’ und man kann in erster Näherung eine Beschreibung in der idealen MHD entwickeln, um die Beschleunigung des Plasmoiden zu beschreiben. Die Pelletbewegung kann vernachlässigt werden, da die Zeitskalen für die Variation des Hintergrundplasmas durch die Pelletbewegung $a/v_P \sim 1$ ms sind.

Der anfangs sowohl poloidal als auch toroidal stark lokalisierte Plasmoid befindet sich im lokal mit $1/R$ nach außen abfallenden, toroidal gekrümmten Magnetfeld. Die Expansion des Plasmoiden parallel zu \vec{B} und der weitere Energiefluß in den Plasmoiden, sowie der Abbau der inneren Energie durch Ionisation und Strahlung werden zunächst nicht betrachtet. Man erhält so eine Situation analog zum Plasma im rein toroidalen Magnetfeld. Wegen $R - \langle R \rangle < r_{pl} \ll \langle R \rangle$ ist 2.31 weiterhin eine gute Näherung. Somit ergibt sich die Plasmoidbeschleunigung näherungsweise zu:

$$a_d \approx 2 \left\langle \frac{\gamma \delta p_{pl}}{\rho} \right\rangle \langle R^{-1} \rangle$$

Dabei ist $\delta p_{pl} = p_{pl} - p_0$ die Druckerhöhung im Plasmoiden relativ zum Hintergrundplasma. Für $p_{pl} \gg p_0$, kann man in guter Näherung p_0 vernachlässigen und die Beschleunigung hängt nur noch von der Plasmoidtemperatur ab:

$$\Rightarrow a_d = \frac{4\gamma k_B T_{e,pl}}{m_i R_{pl}} \quad (2.38)$$

Die Gleichung 2.38 wurde von Lengyel [20] für die Beschreibung der Beschleunigung eines Plasmoiden, der durch einen Laserpuls auf ein Pellet erzeugt wurde und sich in einem toroidalen Magnetfeld befand, angewendet.

Es wird nun die Vernachlässigung des Heizprozesses und der Expansion parallel zum Magnetfeld diskutiert. Der Energiefluß in den Plasmoiden, sowie die Ionisation von Teilchen und die Emission von Strahlung beeinflussen die innere Energie des Plasmoiden und somit die Energie, die für die Expansion zur Verfügung steht. Diese Vorgänge werden durch die ideale MHD nicht erfaßt. Die kontinuierliche Änderung der inneren Energie erfordert also für die Beschreibung der radialen Plasmoidbeschleunigung ein Modell, das die Zeitabhängigkeit der Temperatur erfaßt. Die Größenordnung der Beschleunigung wird sich allerdings nicht ändern. Im vorangegangenen Kapitel ist diskutiert worden, daß sich eine selbstregulierende Abschirmung des Pellets gegenüber den einfallenden Wärme fluß einstellt. Es ist daher davon auszugehen, daß sich Temperatur und Dichte des Plasmoiden nach seiner Ausbildung, während er sich in der gleichen Flußröhre wie das Pellet befindet, nur verhältnismäßig schwach ändern. Erst nach der Trennung vom Pellet wird eine starke Aufheizung einsetzen (siehe auch Abschnitt 2.7.1 und 2.7.2). Die experimentelle Ergebnisse aus Abschnitt 4.7.3 belegen, daß für den hier betrachteten Zeitraum ($\approx 5 \mu s$) die Temperatur im Plasmoidzentrum um rund eine Größenordnung ansteigt.

Die Expansion des Plasmoiden parallel zu \vec{B} entzieht dem Plasmoiden ebenfalls einen Teil der inneren Energie, die für die radiale Beschleunigung zur Verfügung steht. Aufgrund der toroidalen Krümmung der Magnetfeldlinien verursacht diese makroskopische Bewegung parallel zum Magnetfeld eine Zentrifugalkraft, welche die radiale Drift unterstützt. Um diesen Effekt näherungsweise zu berücksichtigen, wird in Gleichung 2.38 $\gamma = 5/3$ durch einen effektiven Adiabatenkoeffizienten $\gamma = 1...2$ ersetzt.

2.5.2 Einstellung des Gleichgewichtes, Driftgeschwindigkeit und Driftlänge

Wie in Gleichung 2.37 gezeigt, bleibt während der Drift der magnetische Fluß im Plasmoiden weitgehend eingefroren. Die Driftbewegung führt somit zu einer radialen Auslenkung des magnetischen Feldes, die mit der Ausbildung von Strömen parallel zu \vec{B} verknüpft ist. Im Gegensatz zu den Ausgleichströmen im Tokamakgleichgewicht, die um den Torus laufen, handelt es sich hier um lokalisierte Ströme. Die Auslenkung des Magnetfeldes entspricht einer Scher-Alfvénwelle [46]. Die Ausbreitung dieser Wellen und damit der Ströme parallel zum Magnetfeld erfolgt mit der charakteristischen Alfvéngeschwindigkeit $v_A = B/\sqrt{\mu_0 n_{i,0} m_{i,0}}$ [16]. Beim Wechsel der Feldlinie von der Torusaußenseite zur Torusinnenseite ändert sich die Krümmung des Magnetfeldes [4] und die Feldlinie wird festgehalten. Die Verbindungslänge ('Connection Length') $l_c = \pi q R$ ist die Länge zwischen Torusaußenseite zur Torusinnenseite und gibt somit die Wellenlänge der Magnetfeldstörung vor. Erreicht die Alfvénwelle diese Punkte, so wächst die Feldlinienspannung schnell an und der Plasmoid wird abgebremst. Die Helizität der Magnetfeldlinien wirkt sich so auf die Plasmoidbewegung aus und ein neues Kräftegleichgewicht stellt sich auf der induktiven Zeitskala, die durch $\tau_{ind} \sim \pi q R / v_A \sim 5 \mu s$ gegeben ist, ein. Für deutlich kürzere Zeitskalen spielt diese rücktreibende Kraft keine Rolle.

Aus der Beschleunigung (Gleichung 2.38) erhält man unter Berücksichtigung der Wiederherstellung des Kräftegleichgewichtes auf induktiven Zeitskalen die maximale Plasmoidgeschwindigkeit. Die Plasmoidbeschleunigung und Driftgeschwindigkeit ergeben sich für typische Parameter des Plasmoiden und des Hintergrundplasmas zu

$$\begin{aligned} a_d &= \frac{4\gamma k_B T_{e,pl}}{m_i R_{pl}} \sim 10^8 \dots 10^9 \text{ ms}^{-2} \\ \Rightarrow v_d &= a_d \tau_{ind} \sim 10^3 \dots 10^4 \text{ ms}^{-1} \end{aligned} \quad (2.39)$$

Um die Auslenkung des Plasmoiden durch die Drift abzuschätzen, kann die Flußröhre mit dem Plasmoiden in der idealen MHD analog zu einer mit Masse

beladenen Saite behandelt werden. Die Feldlinienspannung ergibt die rücktreibende Kraft gegenüber der Auslenkung der Flußröhre. Bei der Drift wird somit kinetische Energie in magnetische umgewandelt. Die Auslenkung der Flußröhre entspricht Scher-Alfvénwellen. Die Dispersionsrelation von Scher-Alfvénwellen ist $\omega_0^2 = k_{\parallel}^2 v_A^2$ [4]. k_{\parallel} ist der Wellenvektor parallel zum Magnetfeld. Zur Beschreibung der radialen Plasmoidauslenkung x_{pl} wird der harmonische Oszillator angesetzt.

$$\rho \frac{d^2 x_{pl}}{dt^2} + \rho \omega_0^2 x_{pl} = \rho a_d \quad (2.40)$$

Die Größen ρ und δp_{pl} (δp_{pl} ist in a_d enthalten) müssen über die halbe Wellenlänge, das ist der ausgelenkte Bereich, gemittelt werden. Die maximale Auslenkung bei gegebener Druckerhöhung im Plasmoid erhält man für $k_{\parallel} = 1/(qR_{pl})$, wenn sich die Störung also schon über eine Verbindungslängs ausgebreitet hat:

$$\Rightarrow x_{pl,max} \frac{B^2}{q^2 R_{pl}^2 \mu_0} = \frac{2\gamma \langle \delta p_{pl} \rangle}{R_{pl}} \quad (2.41)$$

$$\Leftrightarrow x_{pl,max} = \left[\frac{2\mu_0 \langle p_{pl} \rangle}{B^2} - \frac{2\mu_0 p_0}{B^2} \right] \gamma q^2 R_{pl} \quad (2.41)$$

$$\Leftrightarrow x_{pl,max} = \left[\langle \beta_{pl} \rangle - \beta_0 + \frac{2\mu_0 p_0}{B^2 B_0^2} (B_0^2 - B^2) \right] \gamma q^2 R_{pl} \quad (2.42)$$

Für $\langle p_{pl} \rangle \gg p_0$ ist (Gleichung 2.41) $x_{pl,max} \propto \langle \beta_{pl} \rangle \approx \langle \delta \beta \rangle$. Die Magnetfeldverdrängung im Plasmoiden ist an ASDEX Upgrade nur gering $B \geq 0.8B_0$ [27] und daher wird der dritte Summand in Gleichung 2.42 gegenüber $\langle \beta_{pl} \rangle - \beta_0$ vernachlässigt. Somit kann die Gleichung in guter Näherung zu

$$\boxed{x_{pl,max} = \gamma q^2 R_{pl} \langle \delta \beta \rangle} \quad (2.43)$$

vereinfacht werden. Eine Materialverschiebung findet also bei einer Erhöhung von β im Plasmoiden statt, während die radiale Kraft auf den Plasmoiden durch die Druckerhöhung bestimmt ist und die Beschleunigung für $p_{pl} \gg p_0$ durch die Plasmoidtemperatur gegeben ist. Setzt man typische Werte ein, so erhält man

$$x_{pl,max} \sim 0.1 \text{ m} \quad (2.44)$$

Für eine vollständige Beschreibung der Driftbewegung ist das zeitabhängige Verhalten zu berücksichtigen. Die Ausbreitung der Störung längs der Flußröhre und damit die Variation von k_{\parallel} bis zum Erreichen des X-Punktes und die Variation von β_{pl} über die Zeit sind zu beachten. Beide Größen beeinflussen die Gleichgewichtslage. Für eine zeitabhängige Lösung ist $\beta_{pl}(t)$ über $\pi/k_{\parallel}(t)$ zu mitteln. Ohne Dissipation wird der Plasmoid um die Gleichgewichtslage oszillieren und die Gleichgewichtslage wird sich zeitlich ändern, da $\langle \delta \beta \rangle$ mit der Zeit abnimmt. Ohne Dissipation würde so die Auslenkung mit der Verteilung des ablatierten Materials über die Flußfläche wieder verschwinden, da die Energie auf

der Flußfläche erhalten bleibt [45]. Die Dissipation ist dafür verantwortlich, daß eine bleibende Materialverschiebung zur magnetischen LFS auftritt. Neben der β Erhöhung bestimmt somit die Dissipation, wie weit das ablatierte Material gegenüber seinem Ablationsort verschoben wird. Wenn die Zeitskala der Dissipation τ_{diss} kleiner als die Alfvénzeitskala τ_A ist, wird der Plasmoid schon vor Erreichen des Kräftegleichgewichtes zerfallen. Ansonsten wird die Oszillation um die Gleichgewichtslage durch dissipative Prozesse gedämpft werden. Die Dissipation führt letztlich zu einer Verteilung des ablatierten Materials auf andere Flußflächen, so daß eine bleibende Materialverschiebung auftritt. Zu den dissipativen Prozessen gehören die Viskosität des Plasmas und resistive Prozesse, die zu ein Änderungen Magnetfeldtopologie führen. Ferner besteht die Möglichkeit, daß im Plasmoiden Instabilitäten und Turbulenzen auftreten, die ebenfalls eine Dissipation bewirken.

2.6 Strahlung und Absorption des Plasmoiden

Im folgenden Kapitel 2.7 wird ein Modell zur Beschreibung der Plasmoidaufheizung für den Zeitraum nach der Trennung von Pellet und Plasmoiden. Der wesentliche Verlustterm in der Energiebilanz ist die aus dem Plasmoiden emittierte Strahlung. Des weiteren wird die aus dem Plasmoiden emittierte Strahlung zur Beobachtung des Plasmoiden genutzt. Daher werden in diesem Abschnitt Strahlungsemission und -absorption diskutiert.

Es werden dabei Linien- und Kontinuumsstrahlung des Plasmoiden berücksichtigt. Die Linienstrahlung führt zu sehr hohen spektralen Strahldichten L_λ und ist daher sehr gut für eine Beobachtung der Ablationswolke des Pellets geeignet. Die Kontinuumsstrahlung bestimmt die abgestrahlte Gesamtleistung des Plasmoiden, wie im Abschnitt 2.7.2 gezeigt werden wird. Ferner kann aus dem Verhältnis von Linien- zu Kontinuumsstrahlung die Plasmoidtemperatur bestimmt werden. Darauf wird in Kapitel 4.5 ausführlich eingegangen. In Abschnitt 2.7.2 wird außerdem gezeigt werden, daß die Kontinuumsstrahlung eine längere Beobachtung des Plasmoiden während seiner Aufheizung erlaubt.

2.6.1 Linienstrahlung des Plasmoiden

Die Emissivität der Linienstrahlung kann berechnet werden, wenn sich das obere am Strahlungsübergang beteiligte Niveau mit den energetisch höheren Zuständen im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (partielles LTE) befindet [47]. Lokale thermodynamische Gleichgewichte werden durch Stöße bestimmt, so daß es eine untere Grenze der Elektronendichte zum Einstellen des partiellen LTE in Abhängigkeit der Temperatur für stationäre Plasmen gibt. Diese Bedingung ergibt sich nach Griem zu [47]:

$$n_{e,pl} \left[\text{m}^{-3} \right] \geq \frac{7 \times 10^{24}}{n^{17/2}} \left(\frac{k_B T_{e,pl}}{E_{ion}^H} \right)^{0.5} \quad (2.45)$$

E_{ion}^H bezeichnet die Ionisationsenergie des Wasserstoffs. Von besonderem Interesse für die Beobachtung des Plasmoiden ist die D_α -Linienstrahlung. Für die D_α -Linienstrahlung ergibt sich der Grenzwert der Dichte zu

$$n_{e,pl} [\text{m}^{-3}] \geq 1.6 \times 10^{20} \sqrt{T_{e,pl} [\text{eV}]} \quad (2.46)$$

Während der Ablationsphase ist die Bedingung aus Gleichung 2.45 für alle Energieniveaus des Deuteriums mit $n \geq 2$ erfüllt. In Abschnitt 2.7.2 wird gezeigt werden, daß während der Heizphase, nach der Trennung von Pellet und Plasmoid die obige Bedingung im betrachteten Zeitraum für alle Energieniveaus mit $n \geq 3$ erfüllt sein wird. Je nach Temperatur und Dichte des Plasmoiden kann sogar das vollständige LTE erreicht werden. Für den stationären Fall muß dazu die Bedingung

$$n_{e,pl} [\text{m}^{-3}] \geq 9 \times 10^{23} \left(\frac{E_2}{E_{ion}} \right)^3 \left(\frac{k_B T_{e,pl}}{E_{ion}} \right)^{0.5} \quad (2.47)$$

erfüllt sein [47]. Dabei bezeichnet E_n die Energie des n -ten Energieniveaus von Wasserstoff. Ob die Bedingung erfüllt ist muß von Fall zu Fall überprüft werden. Die erforderlichen Dichten liegen im Bereich von $\approx 2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

Die Zeitskalen für das Einstellen des partiellen LTEs sind nach Griem [47]

$$\tau [\text{s}] = \frac{4.5 \times 10^{13}}{n^4 n_{e,pl} [\text{m}^{-3}]} \left(\frac{k_B T_{e,pl}}{E_{ion}^H} \right)^{0.5} e^{\frac{2E_{ion}^H}{n^3 k_B T_{e,pl}}} \quad (2.48)$$

Für $n \geq 2$ gilt im Plasmoiden $\tau < 10^{-9} \text{ s}$. Dies ist kleiner als die Zeitskalen der Plasmoiddynamik (μs). Für das Erreichen des vollen LTE ergibt sich die Zeitskala zu:

$$\tau [\text{s}] < \frac{1.1 \times 10^{13}}{f_{21} n_{e,pl} [\text{m}^{-3}]} \frac{E_2}{E_{ion}} \left(\frac{k_B T_{e,pl}}{E_{ion}} \right)^{0.5} e^{\frac{E_2}{k_B T_{e,pl}}} \quad (2.49)$$

Auch diese Voraussetzung ist im Einzelfall zu prüfen. Als neue Größe tritt in dieser Gleichung die Absorptions-Oszillatorstärke der L_α -Linie f_{21} auf.

Als letzte Bedingung für die Gültigkeit des partiellen oder vollständigen LTE muß die Gradientenlänge der Plasmoidtemperatur relativ zu der Weglänge, die ein Atom zurücklegt bis es thermalisiert ist, groß sein. Eine Obergrenze für diese Wegstrecke kann man durch die Strecke d_t angeben, die ein Deuteriumatom bis zu seiner Thermalisierung aus dem Grundzustand zurücklegt [47]:

$$d_t \approx 6 \times 10^{18} \left(\frac{m_H}{m_D} \right)^{1/4} \left(\frac{k_B T_{e,pl}}{E_{ion}^H} \right)^{1/2} \left(\frac{E_2}{f_{21} E_{ion}^H} \right)^{1/2} \\ \times [(n_{h,pl} + n_{e,pl})(n_{h,pl} + 10n_{e,pl})]^{-1/2} e^{\frac{E_2}{2k_B T_{e,pl}}} [\text{m}] \leq 6 \times 10^{-4} \text{ m} \quad (2.50)$$

Dabei ist m_H die Masse des Wasserstoffatoms und m_D , die des Deuteriums. Die Gradientenlänge für die Temperatur des Plasmoiden längs der Feldlinien ist von

der Größenordnung ~ 0.10 m [18]. Senkrecht zu den Feldlinien sind die typischen Gradientenlängen der halbe Plasmoidradius [34], $0.5r_{pl} \geq 2 \times 10^{-3}$ m. Dies ist größer als $d_t = 6 \times 10^{-4}$ m. Die Gradientenlängen sind also während der gesamten Heizphase größer als die Weglänge der neutralen Atome bis zur Thermalisierung. Damit sind während der Ablationsphase alle Energieniveaus mit $n \geq 2$ und in der Heizphase alle Niveaus mit $n \geq 3$ mit den höherenergetischen Energieniveaus im thermischen Gleichgewicht. Während der Ablationsphase kann sogar ein vollständiges LTE vorliegen, wenn die Ungleichung 2.47 erfüllt ist und sich das Gleichgewicht hinreichend schnell einstellt (Gleichung 2.49).

Es läßt sich nun aus der Saha-Gleichung [48]

$$\frac{n_{e,pl}n_{e,pl}}{n_{0,pl}} = \frac{2(2\pi m_e k_B T_{e,pl})^{1.5}}{h^3} \frac{Z_i}{Z_0} e^{-\frac{E_{ion}^H}{k_B T_{e,pl}}} \quad (2.51)$$

mit der Dichte der Neutralen Atome $n_{0,pl}$ im Plasmoiden und den Zustandsummen Z_i für die Ionen und Z_0 für die neutralen Atome, der Quasineutralitätsbedingung $n_{e,pl} = n_{i,pl}$ und der Boltzmannverteilung

$$\frac{n_n}{n_m} = \frac{g_n}{g_m} e^{-\frac{E_n - E_m}{k_B T_{e,pl}}} \quad (2.52)$$

mit dem statistischen Gewichten g_n und g_m der gebundenen Zustände mit den Energien E_n und E_m , die Dichte der Atome, die sich im Energieniveau $n \geq 2$ bzw. während der Heizphase $n \geq 3$ befinden, angeben.

$$n_n = \frac{1}{2} \frac{g_n e^{-\frac{E_n}{k_B T_{e,pl}}}}{e^{-\frac{E_{ion}^H}{k_B T_{e,pl}}}} \left(\frac{2\pi \hbar^2}{m_e k_B T_{e,pl}} \right)^{1.5} n_{e,pl}^2 \quad (2.53)$$

Mit der Dichte der Atome im oberen Energieniveau des Übergangs kann nun der Linienemissionskoeffizient bestimmt werden [48]:

$$j_{line} = \frac{A_{n \rightarrow m} h c n_n}{4\pi \lambda} \quad (2.54)$$

Dabei ist λ die Wellenlänge, und der Index n kennzeichnet das energetisch höhere Niveau. Für den spektralen Emissionskoeffizienten muß das Linienprofil $P(\lambda)$ berücksichtigt werden. Das Linienprofil erfüllt die Bedingung $\int d\lambda P(\lambda) = 1$ und der spektrale Emissionskoeffizient einer Spektrallinie ergibt sich zu

$$j_\lambda^l = j_{line} P(\lambda) \quad (2.55)$$

In einem Plasma befinden sich in der Umgebung der strahlenden neutralen Atome Ionen und Elektronen, deren elektrisches Feld über den Starkeffekt eine Verbreiterung der Linie verursacht [47]. Besonders stark tritt diese Linienverbreiterung bei den Wasserstoffisotopen auf, da hier schon die lineare Störung und

nicht, wie bei anderen Atomen, erst der quadratische Term der Störfunktion zu einer Verbreiterung der Linie führt. Die Starkverbreiterung für Wasserstoffisotope führt zu einer vollen Halbwertsbreite bei halben Maximum der D_α -Linie w_{line} von [48]:

$$w_{line} = C_L(n_e, T_e)n_e^{2/3} \quad (2.56)$$

Die Konstante für eine Linie C_L ist dabei nur schwach von n_e und T_e abhängig.

In der Ablationsphase wird daher die Profilform $P(\lambda)$ der emittierten Linienstrahlung nahezu ausschließlich durch die Elektronendichte im Plasmoiden bestimmt, da die Starkverbreiterung im Plasmoiden um eine Größenordnung höher als die temperaturbedingte Dopplerverbreiterung ist.

2.6.2 Kontinuumsstrahlung des Plasmoiden

Die Kontinuumsstrahlung setzt sich aus den Anteilen der frei-frei Übergänge und der frei-gebunden Übergänge zusammen. Beide können für eine Maxwellverteilung der Elektronen berechnet werden [48]. Den spektralen Emissionskoeffizienten [$\text{Wm}^{-3}\text{nm}^{-1}\text{sr}^{-1}$] der frei-frei Übergänge kann man durch

$$j_\lambda^{ff} = \frac{16\pi}{3\sqrt{3}} \frac{1}{m_e c^2 (2\pi m_e k_B)^{0.5}} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{n_{e,pl}^2}{T_{e,pl}^{0.5}} \frac{1}{\lambda^2} e^{-\frac{hc}{\lambda k_B T_{e,pl}}} G^{ff}(\lambda, T) \quad (2.57)$$

ausdrücken [47, 48]. G^{ff} ist der Gauntfaktor, eine quantenmechanische Korrektur der semi-klassischen Behandlung von Coulombstößen im Plasma, für die frei-frei Übergänge. Für den spektralen Emissionskoeffizienten der frei-gebunden Übergänge gilt:

$$j_\lambda^{bf} = \frac{128\pi^4}{3\sqrt{3}} \frac{m_e}{c^2 h^2 (2\pi m_e k_B)^{1.5}} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^5 \frac{n_{e,pl}^2}{T_{e,pl}^{1.5}} \frac{1}{\lambda^2} e^{-\frac{hc}{\lambda k_B T_{e,pl}}} \times \sum_{n \geq n_c} \frac{1}{n^3} e^{\frac{E_{ion}^H}{n^2 k_B T_{e,pl}}} G_n^{bf}(\lambda), \quad (2.58)$$

wobei G^{bf} der Gauntfaktor für die frei-gebunden Übergänge ist. n_c ist die Quantenzahl des energetisch niedrigsten Niveaus im neutralen Atom, das unter Ausstrahlung eines Photons mit der Energie $E_{ph} = hc/\lambda$, von einem ursprünglich ungebundenen Elektronen besetzt werden kann. n_c ist durch $n_c^2 \geq E_{ion}^H \lambda / (hc)$ gegeben. Die Summe in Gleichung 2.58 läßt sich für $n \geq 7$ in ein Integral umschreiben [48]:

$$\begin{aligned} \sum_{n \geq n_c} \frac{1}{n^3} e^{\frac{E_{ion}^H}{n^2 k_B T_{e,pl}}} G_n^{bf}(\lambda) &\approx \sum_{n=3}^6 \frac{1}{n^3} e^{\frac{E_{ion}^H}{n^2 k_B T_{e,pl}}} G_n^{bf} + \int_{n=7}^{\infty} dn \frac{1}{n^3} e^{\frac{E_{ion}^H}{n^2 k_B T_{e,pl}}} \\ &\approx \sum_{n=3}^6 \frac{1}{n^3} e^{\frac{E_{ion}^H}{n^2 k_B T_{e,pl}}} G_n^{bf} + \frac{k_B T_{e,pl}}{2 E_{ion}^H} \left(e^{\frac{E_{ion}^H}{49 \times k_B T_{e,pl}}} - 1 \right) \end{aligned} \quad (2.59)$$

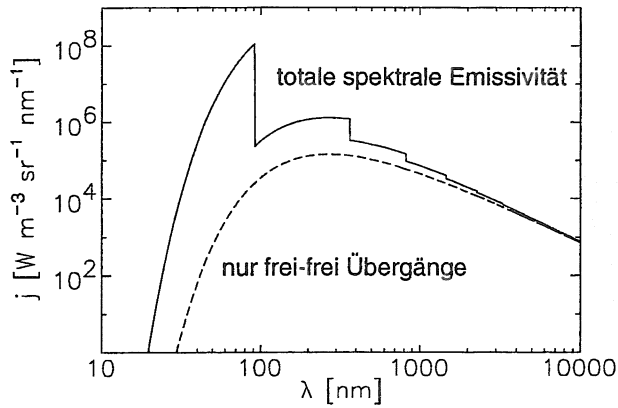


Abbildung 2.5: Wellenlängenabhängigkeit der spektralen Strahldichte der Kontinuumsstrahlung.

Im später betrachteten Temperaturbereich kann $G_{n \geq 7}^{bf}$ mit 1 genähert werden.

In dieser Arbeit wird die Kontinuumsstrahlung bei 538.1 nm zur Beobachtung des Plasmoiden verwendet, da es in diesem Wellenlängenbereich an ASDEX Upgrade keine Linienstrahlung gibt. Für 538.1 nm erhält man neben der frei-frei Strahlung hauptsächlich frei-gebunden Strahlung aus dem Paschenkontinuum mit $n_c = 3$. Wie schon gezeigt sind alle Energieniveaus der neutralen Atome mit $n \geq 3$ und die Energieniveaus der ungebundenen Elektronen im LTE und während der Ablationsphase auch das zweite Energieniveau des Deuteriums im LTE mit den energetisch höheren Zuständen. Somit folgt die Geschwindigkeitsverteilung der freien Elektronen der Maxwellverteilung. Daher können die Gleichungen 2.57 und 2.58 zur Bestimmung der spektralen Strahldichte der Kontinuumsstrahlung verwendet werden. Abbildung 2.5 zeigt die Wellenlängenabhängigkeit des spektralen Emissionskoeffizienten der Kontinuumsstrahlung gezeigt für eine Temperatur von 2.3 eV und eine Dichte von $2.8 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Die Gauntfaktoren wurden mit 1 genähert.

2.6.3 Absorption und Strahlungstransportgleichung

Neben der Strahlungsemission tritt Absorption von Strahlung im Plasmoiden auf, die durch den effektiven Absorptionskoeffizienten beschrieben wird. Dieser beinhaltet einerseits alle stattfindenden Absorptionsprozesse durch den Absorptionskoeffizienten α , und andererseits die induzierte Emission. Es gilt [48]:

$$\alpha' = \alpha(1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k_B T}}) \quad (2.60)$$

Befinden sich die beteiligten Energieniveaus im partiellen LTE, so sind effektiver Absorptionskoeffizient α' und spektraler Emissionskoeffizient j_λ durch das Kirchhoff'sche Gesetz verknüpft [48].

$$j_\lambda = B_0^\lambda \alpha'_\lambda \quad (2.61)$$

Die Funktion B_0^λ gibt die emittierte spektrale Strahldichte eines Schwarzen Körpers an. Bei der Schwarzkörperstrahlung befinden sich Emission und Absorption

im Gleichgewicht, so daß B_0^λ von der Dichte unabhängig ist. Die Schwarzkörperstrahlung ist durch

$$B_0^\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T_{e,pl}}} - 1} \quad (2.62)$$

gegeben. Die spektrale Strahldichte bei $\lambda = 656.1$ nm und $\lambda = 538.1$ nm eines schwarzen Körpers in Abhängigkeit von der Temperatur wird in Abbildung 2.6 gezeigt.

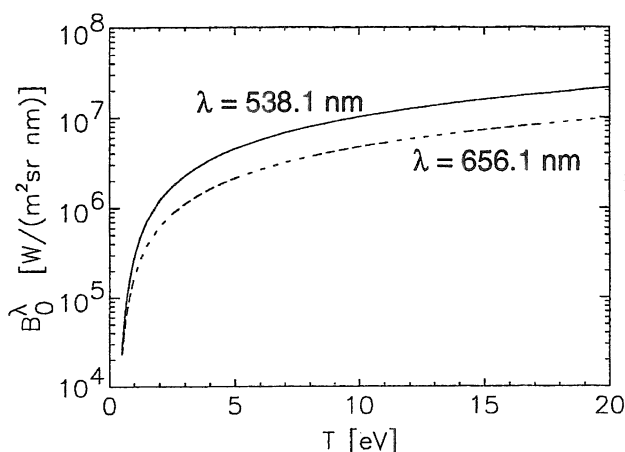


Abbildung 2.6:
Temperaturabhängige spektrale
Strahldichte eines schwarzen
Körpers bei 538 nm und 656 nm.

Das Kirchhoff'sche Gesetz gilt für jeden Einzelbeitrag der emittierten Strahlung, somit kann aus den Gleichungen für j_λ^l (2.53-2.55), j_λ^{ff} (2.57) und j_λ^{bf} (2.58) der effektive Absorptionskoeffizient berechnet werden.

$$\begin{aligned} \alpha_\lambda^l(\lambda) &= n_m \frac{g_n}{g_m} \frac{\lambda^4}{c} \frac{A_{nm}}{8\pi} P_\lambda (1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k_B T}}) \\ &= \frac{g_n}{2} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e} \right)^{1.5} \frac{\lambda^4}{c} \frac{A_{nm}}{8\pi} P_\lambda \frac{e^{\frac{E_{ion}^H}{m^2 k_B T_e}}}{(k_B T_{e,pl})^{1.5}} n_{e,pl}^2 (1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k_B T}}) \end{aligned} \quad (2.63)$$

$$\alpha_\lambda^{ff} = n_{e,pl}^2 \frac{16\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{1}{c^4 h (2\pi m_e)^{1.5}} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{\lambda^3}{(k_B T_{e,pl})^{0.5}} G^{ff} (1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k_B T}}) \quad (2.64)$$

$$\begin{aligned} \alpha_\lambda^{bf} &= \frac{64\pi^4}{3\sqrt{3}} \frac{m_e}{c^4 h^6} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^5 \lambda^3 \left(\frac{h^2}{2\pi m_e k_B T_{e,pl}} \right)^{1.5} n_{e,pl}^2 \times \\ &\quad \sum_{n \geq 3} \frac{1}{n^3} e^{\frac{E_{ion}^H}{n^2 k_B T_{e,pl}}} G_n^{bf} (1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k_B T}}) \end{aligned} \quad (2.65)$$

In Abbildung 2.7 wird die Wellenlängenabhängigkeit des effektiven Absorptionskoeffizienten der Kontinuumsstrahlung gezeigt. Dazu wird eine Temperatur von 2.3 eV und eine Dichte von $2.8 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ angenommen. Wenn kein vollständi-

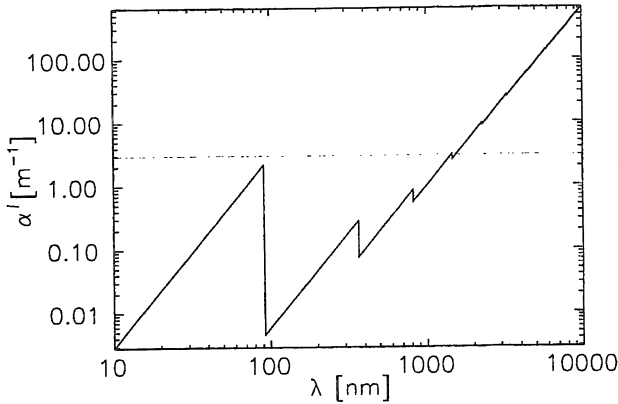


Abbildung 2.7:
Wellenlängenabhängigkeit des effektiven Absorptionskoeffizienten durch frei-frei und frei-gebunden Übergänge der Kontinuumsstrahlung.

ges LTE vorliegt, wird bei dieser Berechnung der effektive Absorptionskoeffizient für $\lambda < 90$ nm unterschätzt, da der Grundzustand nicht mit den höheren Energieniveaus im LTE ist. Im aufgeheizten Plasmoiden wird der Absorptionskoeffizient für $\lambda < 300$ nm unterschätzt.

Die spektrale Strahldichte L_λ , die beobachtet werden kann, ist durch die Emission und Absorption längs einer Sichtlinie gegeben. Sei l die Koordinate in Richtung der Sichtlinie, so gilt die Strahlungstransportgleichung [48]:

$$\frac{dL_\lambda}{dl} = j_\lambda - \alpha'_\lambda L_\lambda \quad (2.66)$$

wobei hier j_λ und α'_λ alle beteiligten Strahlungsvorgänge umfaßt. Daraus ergibt sich für die spektrale Strahldichte allgemein folgender Ausdruck [48]:

$$L_\lambda = B_0^\lambda (1 - e^{-\int dl \alpha'}) \quad (2.67)$$

Es ist zweckmäßig, die optische Dicke τ einzuführen:

$$\tau = \int dl \alpha' \quad (2.68)$$

Im optisch dünnen Fall ($\tau \ll 1$), kann die Absorption vernachlässigt werden, und die spektrale Strahldichte ergibt sich zu $L_\lambda = \int dl j_\lambda$. Für $\tau \rightarrow \infty$ nähert sich die spektrale Strahldichte dem durch die Schwarzkörperstrahlung bestimmten Wert.

Solange weniger als 10% der emittierten Strahlung reabsorbiert werden, soll der Plasmoid als optisch dünn angesehen werden. Bei räumlich konstanten Emissions- und Absorptionskoeffizienten muß dazu gelten:

$$\frac{B_0^\lambda (1 - e^{-\tau})}{\int dl j_\lambda} = \frac{1 - e^{-\tau}}{\tau} \geq 0.9 \quad (2.69)$$

Somit ist der Plasmoid optisch dünn, falls $\tau \leq 0.2$ ist.

Die maximale optische Dicke besitzt der Plasmoid in der Ablationsphase längs seiner Hauptachse parallel zum Magnetfeld. Während der Heizphase nimmt die

optische Dicke kontinuierlich ab. In der Heizphase bleibt die Gesamteilchendichte in der Flußröhre konstant. Die Plasmoiddichte nimmt durch die Expansion parallel zum Magnetfeld ab ($n_{e,pl} \propto 1/l_{pl}$), die Temperatur steigt an. Aus Gleichung 2.64 bis 2.63 folgt dann, daß der effektive Absorptionskoeffizient abfällt ($T_{e,pl} > 1 \text{ eV}$). Parallel zum Magnetfeld wächst l_{pl} an. Aber aus $\tau \propto n_{e,pl}^2 l_{pl} \propto 1/l_{pl}$ folgt, daß auch längs der Plasmoidachse die optische Dicke abnimmt. Zusätzlich gibt es durch die Krümmung der Magnetfeldlinie eine obere Grenze für die Weglänge der Strahlung durch den Plasmoiden.

2.7 Modell der Plasmoidaufheizung und Strahlungsemission

Der wesentliche Verlustterm beim Aufheizen des Plasmoiden, nachdem sich der Plasmoid und das Pellet nicht mehr in der gleichen Flußröhre befinden, ist die emittierte Strahlung. Es wird ein einfaches Modell vorgestellt, mit dem der Einfluß der Strahlung und der Plasmoidexpansion auf die Aufheizung und damit den β Anstieg im Plasmoiden, analysiert werden kann. Dies erfolgte auch im Hinblick auf den möglichen Einsatz von Diagnostikpellets. Um die Plasmoiden auch bei höherer Temperatur beobachten zu können, ist ein Einsatz von Pellets aus Kohlenstoff oder Kunststoffen (PE) denkbar. In PE-Pellets könnte zusätzlich ein Kern aus einem Metall, wie z.B. Molybdän eingesetzt werden, um den Materialtransport durch die Hoch- β Plasmoid Drift länger, d.h. auch noch bei noch höherer Temperatur, beobachten zu können. Das Modell ermöglicht eine Analyse, auf welchen Zeitskalen sich der Plasmoid aufheizt und für welche Zeitdauer seine Beobachtung möglich ist. Des weiteren wird der Ionisationsgrad des Plasmoiden bestimmt. Anhand des Modells ist es möglich Aussagen über die Zeitskalen der Ionisation des ablatierten Materials zu machen, während sich das Pellet noch in derselben Flußröhre wie der Plasmoid befindet.

2.7.1 Das Modell der Plasmoidaufheizung

Das Modell der Plasmoidaufheizung beschreibt Temperatur, Dichte, Strahlungsleistung pro Volumen und den Ionisationsgrad des Plasmoiden. Dabei wird ausschließlich die dominierende, stark emittierende Zone nahe dem Pellet berücksichtigt. Die Ausdehnung dieser Strahlungszone senkrecht zum Magnetfeld ist typisch $\leq 1 \text{ cm}$. Parallel zu den Feldlinien erstreckt sich die Zone kalten und dichten Plasmas während der Ablationsphase über 5...10 cm. Dies kann man deutlich anhand von Photographien und Videoaufnahmen der Pelletablation sehen [23, 9, 39]. Die Bilder zeigen, daß die Emissivität im Sichtbaren außerhalb dieser Zone um mehrere Größenordnungen abnimmt [49]. Am Rand dieser Zone befinden sich steile Temperatur- und Dichtegradienten [23], während Temperatur und Dichte des

Plasmoiden innerhalb dieser Zone näherungsweise als homogen angesehen werden können. Für den Vergleich mit experimentellen Daten ist die Betrachtung dieser Zone ausreichend, da sie die emittierte Strahlung aus dem Plasmoiden und damit die Beobachtungen optischer Diagnostiken bestimmt.

Die Modellierung gliedert sich in 2 Phasen. In der ersten Phase befinden sich Plasmoid und Pellet in derselben Flußröhre. In der zweiten Phase sind das Pellet und der Plasmoid getrennt. Während der Ablationsphase werden Temperatur, Dichte, sowie die Ausdehnung der strahlenden Zone des Plasmoiden konstant gehalten. Es wird ein stationärer Zustand angenommen. Die Elektronentemperatur und -dichte des Hintergrundplasmas, der Plasmoidradius r_{pl} , sowie die Anfangswerte für die Plasmoidlänge parallel \vec{B} l_{pl} , die Plasmoidtemperatur $T_{e,pl} = T_{i,pl}$ und die Dichte schwerer Teilchen (die Summe aus Neutralen und Ionen) $n_{h,pl}$ sind Eingabeparameter der Modellierung. Sie werden experimentellen Daten entnommen (ein Beispiel folgt später). Iterativ werden nun der Ionisationsgrad, Ionen- und Elektronendichte des Plasmoiden $n_{i,pl}, n_{e,pl}$ ausgehend von einer neutralen Wolke in der Flußröhre bestimmt. Zusätzlich werden die Strahlungsintensitäten der Gesamtlinien- und der Kontinuumsstrahlung berechnet. Dazu werden nicht die Gleichungen 2.54, 2.57 und 2.58 explizit berechnet, sondern es werden Ratenkoeffizienten für die gesamte emittierte Linienstrahlung und Kontinuumsstrahlung verwendet. Der Plasmoid wird dabei als optisch dünn betrachtet. Diese Annahme wird später gerechtfertigt. Die Ratenkoeffizienten für Ionisation s [s^{-1}], Rekombination al [s^{-1}], Linienemission le [W] und Kontinuumsmission ce [W] werden aus Tabellen entnommen, die mit dem Programmpaket ADAS (Atomic Data Analysis Structure) berechnet wurden [50, 51]. Für die Ablationsphase ergibt sich folgender Satz von Gleichungen:

$$s^{n \rightarrow n+1}(t) = s^{n \rightarrow n+1}(n_{e,pl}(t), T_{e,pl}(t)) \quad (2.70)$$

$$al^{n \rightarrow n-1}(t) = al^{n \rightarrow n-1}(n_{e,pl}(t), T_{e,pl}(t)) \quad (2.71)$$

$$le_n = le_n(n_{e,pl}(t), T_{e,pl}(t)) \quad (2.72)$$

$$ce_n = ce_n(n_{e,pl}(t), T_{e,pl}(t)) \quad (2.73)$$

$$r'_n(t) = r_n(t-1) + \frac{1}{2} \Delta t \left[r_{n-1}(t-1) s^{n-1 \rightarrow n}(t-1) + r_{n+1}(t-1) al^{n+1 \rightarrow n}(t-1) - r_n(t-1) \left(s^{n \rightarrow n+1}(t-1) + al^{n \rightarrow n-1}(t-1) \right) \right] \quad (2.74)$$

$$r_n(t) = r'_n(t) + \frac{1}{2} \Delta t \left[r'_{n-1}(t) s^{n-1 \rightarrow n}(t) + r'_{n+1}(t) al^{n+1 \rightarrow n}(t) - r'_n(t) \left(s^{n \rightarrow n+1}(t) + al^{n \rightarrow n-1}(t) \right) \right] \quad (2.75)$$

$$n_{e,pl}(t+1) = \sum_{n=0}^{n'} nr_n(t) n_{h,pl}(t) \frac{l_{pl}(t)}{l_{pl}(t+1)} \quad (2.76)$$

$$P_{rad}^l(t) = \sum_{n=0}^{n'} l e_n(t) r_n(t) n_{h,pl}(t) \quad (2.77)$$

$$P_{rad}^c(t) = \sum_{n=0}^{n'} c e_n(t) r_n(t) n_{h,pl}(t) \quad (2.78)$$

Die Gleichungen 2.70 - 2.73 werden durch Interpolation der mit ADAS erstellten Tabellen bestimmt. $0 \leq n \leq n'$ ist die Ionisationsstufe des Atoms. Die Gleichungen 2.74 und 2.75 bestimmen die Besetzungsverteilung r_n der Ionisationsstufen für jeden Zeitpunkt in zwei Schritten. Δt ist das Zeitintervall eines Iterationsschrittes. Die Änderung der Elektronendichte wird in 2.76 berücksichtigt, dabei ist l_{pl} in der ersten Phase konstant. Zusätzlich werden die Strahlungsleistung der Linienstrahlung P_{rad}^l [Wm^{-3}] und der Kontinuumsstrahlung P_{rad}^c [Wm^{-3}] berechnet. $F = \pi r_{pl}^2$ ist der Plasmoidquerschnitt senkrecht zu den magnetischen Feldlinien.

Es besteht die Möglichkeit, die Rechnung für homogen dotierte Pellets durchzuführen. Dazu können zwei verschiedene Materialien in beliebigem Mischungsverhältnis gewählt werden. Dann sind diese Gleichungen für jedes Material getrennt zu berechnen und $n_{h,pl}$ ist durch $n_{h,pl} \times f_{rx}$ zu ersetzen, wobei f_{rx} den Anteil des entsprechenden Materials an den Gesamtatomen angibt.

Nach Einstellung des stationären Zustandes der Ablationsphase wird die Aufheizung und β -Entwicklung des Plasmoiden unter Berücksichtigung der Strahlungsverluste und der Plasmoidexpansion iterativ bestimmt (Abbildung 2.7.1). Das obige Gleichungssystem erweitert sich somit um

$$\bar{Z}(t) = \sum_{n=0}^{n'} n r_n(t) \quad (2.79)$$

$$\begin{aligned} l_{pl}(t+1) &= l_{pl}(t) + 2c_{pl}^s(t)\Delta t \\ &= l_{pl}(t) + 2\Delta t \sqrt{\frac{(1 + \bar{Z}(t))k_B T_{e,pl}(t)}{m_h}} \end{aligned} \quad (2.80)$$

$$n_{h,pl}(t+1) = n_{h,pl}(t) \frac{l_{pl}(t)}{l_{pl}(t+1)} \quad (2.81)$$

$$q_0(t) = f_s \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{n_{e,0}(t)(k_B T_{e,0}(t))^{1.5}}{\sqrt{m_e}} \quad (2.82)$$

$$P_{ion}(t) = (\Delta t)^{-1} \sum_{n=1}^{n'} n_{h,pl}(t) [r_n(t) - r_n(t-1)] [E_n + n k_B T_{e,pl}] \quad (2.83)$$

$$\begin{aligned} T_{e,pl}(t+1) &= T_{e,pl}(t) + \\ &\frac{\Delta t [2q_0 - l_{pl}(t) (P_{rad}^l + P_{rad}^c + P_{ion})]}{k_B l_{pl}(t) [n_{e,pl} + n_{h,pl}]} \end{aligned} \quad (2.84)$$

Für c_{pl}^s in Gleichung 2.80 wird wie in Gleichung 2.35 $\gamma_e = \gamma_i = 1$ gesetzt. Nach der Trennung von Plasmoid und Pellet ist die Dichteänderung im Plasmoiden

aufgrund der Expansion zu berücksichtigen (Gleichung 2.81). \bar{Z} ist dabei die mittlere Ladungszahl, $m_h = fr_1 \cdot m_1 + fr_2 \cdot m_2$ die mittlere Masse der Ionen. Für die Bestimmung der Plasmoidtemperatur, muß die Energiebilanz aufgestellt werden (Gleichung 2.84). Bei den Verlusttermen ist, außer den Strahlungsverlusten, die Energie für Ionisationen zu berücksichtigen (Gleichung 2.83). Bei jeder Ionisation entsteht ein zusätzliches Elektron, das auf Plasmoidtemperatur aufgeheizt werden muß. E_n ist die Energie, die aufgewendet werden muß, um das neutrale Atom in den n -ten Ionisationszustand zu ionisieren. Der Energiefluß in den Plasmoiden wird durch die Temperatur und Dichte des Hintergrundplasmas bestimmt (Gleichung 2.82). Der Abschirmungsfaktor f_s für den Wärmefluß in den Plasmoiden ist ein Eingabeparameter der Modellierung. Er bleibt zeitlich konstant. f_s wird so gewählt, daß sich im stationären Zustand der Ablationsphase die Energiebilanz zu Null ergibt. P_{ion} ist im stationären Zustand ebenfalls gleich Null, da in dieser Phase der Ionisationsgrad erhalten bleibt. Zu berücksichtigen sind die Strahlungsverluste, die durch die Gleichungen 2.77 und 2.78 gegeben sind, sowie ein Verlustterm durch die Plasmoidexpansion. Die ablatierten Teilchen verlassen mit Ionenschallgeschwindigkeit den betrachteten Plasmoidbereich in direkter Umgebung des Pellets. Diese Verluste werden durch die Pelletablation ausgeglichen. Die Ablationsrate kann experimentellen Daten entnommen werden oder aus der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Plasmoiden berechnet werden. Aus der Plasmoidausbreitung ergeben sich die Energieverluste [W] zu $P_{exp} = 2c_{pl}^s F (\sum_{n=1}^{n'} n_{h,pl} r_n E_n + n_{h,pl} E_{abl} + (n_{h,pl} + n_e) k_B T_{e,pl})$. Aus den experimentellen Daten erhält man $P_{exp} = \dot{N}_{abl} (\sum_{n=0}^{n'} r_n (E_n + n k_B T_{e,pl}) + E_{abl} + k_B T_{e,pl})$. \dot{N}_{abl} bezeichnet hierbei die Ablationsrate in s^{-1} , E_{abl} die mittlere Ablations- und Dissoziationsenergie pro Atom. Aus dem Verhältnis der Energieverluste im Plasmoiden und $q_0(f_s = 0)$ kann der Abschirmungsfaktor f_s bestimmt werden. Es muß noch angemerkt werden, daß f_s hier auch die hydrodynamische Abschirmung durch das ablatierte Material enthält, das den betrachteten Kernbereich des Plasmoiden bereits verlassen hat. Eine Übersicht über den Programmablauf gibt Abbildung 2.7.1. Im Programmzweig mit den unterbrochenen Umrandungen sind Eingaben des Benutzers, wie z.B. die Ablationsrate aus experimentellen Daten \dot{N} erforderlich.

Im Plasmoiden wird das Magnetfeld abgeschwächt [27], wie auch im Abschnitt 2.5 gezeigt wird. Es gibt bisher keine experimentellen Untersuchungen dazu. Nach Lengyels Modell [27] ist eine deutliche Magnetfeldabschwächung nur im zentralen Plasma zu erwarten. Dort wird das Magnetfeld um rund 20 % abgeschwächt. In dem hier vorgestellten Modell wird β_{pl} aus der berechneten Dichte und Temperatur im Plasmoiden ohne Berücksichtigung der Magnetfeldabschwächung bestimmt. Dieser Wert stellt somit eine untere Grenze dar, die mit β_0 des Hintergrundplasmas verglichen wird.

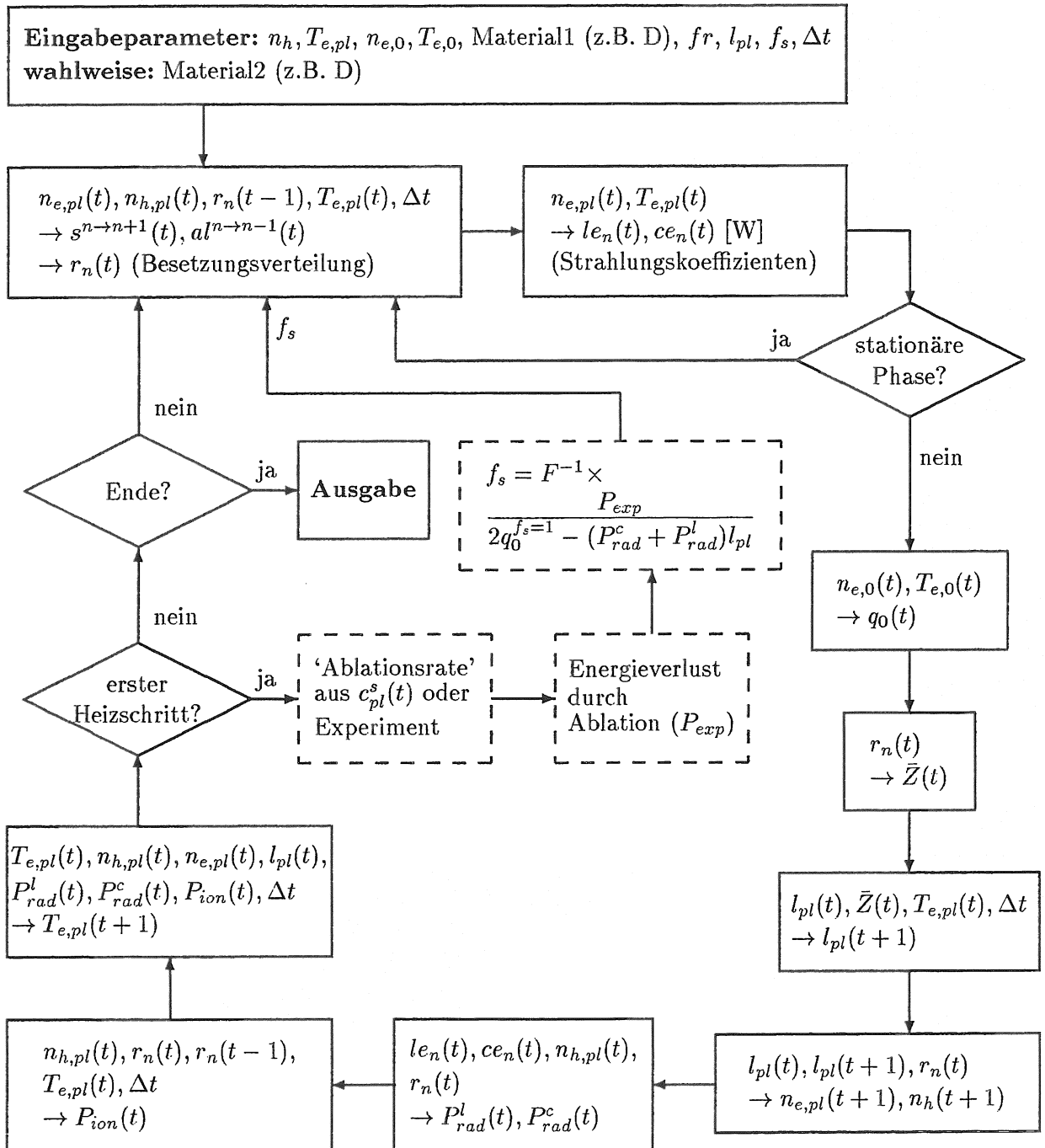


Abbildung 2.8: Flußdiagramm des Programms zur Modellierung der Plasmoidaufheizung.

2.7.2 Ergebnisse der Modellierung

Zunächst soll der Fall eines Ohmschen Plasmas modelliert werden. Anschließend erfolgt der Vergleich mit einem zusatzgeheizten Plasma. Abschließend soll ein Kohlenstoffpellet betrachtet werden.

Ohmsches Plasma

Die Eingabeparameter der Modellrechnung sind der Plasmaentladung #9101 entnommen. Es wurde ein Deuterium-Pellet mit einem Volumen von 7.2 mm^{-3} und einer Geschwindigkeit von 240 ms^{-1} bei $t = 4.3918 \text{ s}$ in das Plasma eingeschossen. Die Plasmoiddicke wurde aus der Starkverbreiterung der D_α -Linie bestimmt. Näheres zu der Meßmethode und der Auswertung findet man in Kapitel 4.4. Die Aufnahme des Linienprofils erfolgte über einen Lichtleiter, der von oben auf die Pelletablation schaut (Abbildung 2.9) und einem Spektrometer. Eine Beschreibung des Spektrometers befindet sich in Abschnitt B.5.1. Die Belichtungszeit war 30 ms , so daß die über eine Flugstrecke von 10 cm emittierte D_α -Strahlung des Pellets detektiert wurde. Aus der Starkverbreiterung ergab sich eine Elektronendichte von $2.8 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Bei der hier verwendeten Beobachtungsgeometrie wird eine Plasmoiddicke von $\approx 1 \text{ cm}$ gesehen, so daß der Plasmoid für die emittierte D_α -Strahlung optisch dünn war. Abbildung 2.10 zeigt das Temperatur- und Dichteprofil des Hintergrundplasmas. Die grau hinterlegte Zone gibt an, über welchen Dichte- und Temperaturbereich die Pelletbeobachtung erfolgte. Die mittlere Dichte des Hintergrundplasmas über den Beobachtungsbereich ist $4.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Um den mittleren Energiefluß in den Plasmoiden zu bestimmen, muß berücksichtigt werden, daß die Temperatur mit $T^{1.5}$ in q_0 eingeht. Die Temperatur zur Bestimmung des mittleren Wärmeflusses in den Plasmoiden ergibt sich somit zu 525 eV . Die Temperatur des Plasmoiden wurde aus dem Verhältnis von D_α/D_β Strahlung bestimmt. Das Verhältnis der Linienintensitäten wurde dabei dem Spektrum des VSS-Spektrometers (siehe auch Kapitel B.5.2) entnommen. Die Strahlungsintensität wurde über die gesamte Ablationsdauer aufintegriert. Die Strahlung des Hintergrundplasmas wurde berücksichtigt, indem die Strahlungsintensität, die zum letztem Zeitpunkt vor dem Pelleteinschuß gemessen wurde, von der Strahlungsintensität während der Pelletablation subtrahiert wurde. Die Messung ergab eine mittlere Temperatur von 2.3 eV im Plasmoiden. Da das Deuterium, wie auch durch die Modellrechnungen bestätigt wird, im Plasmoiden nahezu vollständig ionisiert ist [28, 29], gilt in guter Näherung $n_{e,pl} = n_{h,pl}$.

Ablationsphase Die Ablationsphase dient dazu den Abschirmungsfaktor f_s zu bestimmen. Die Energiebilanz nach Einstellen des stationären Zustandes wird in Tabelle 2.1 gezeigt. Zunächst ist festzustellen, daß die abgestrahlte Leistung während der Ablationsphase von der gleichen Größenordnung ist, wie die Leistung, die für die Ablation des Pellets und die Ionisation des ablatierten Materials

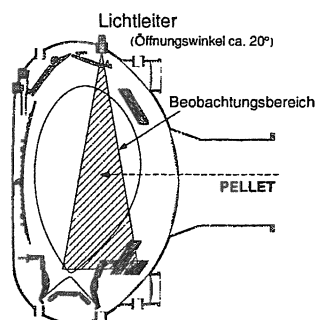


Abbildung 2.9:
Beobachtungsbereich des
Lichtleiters für die Pelletbe-
obachtung.

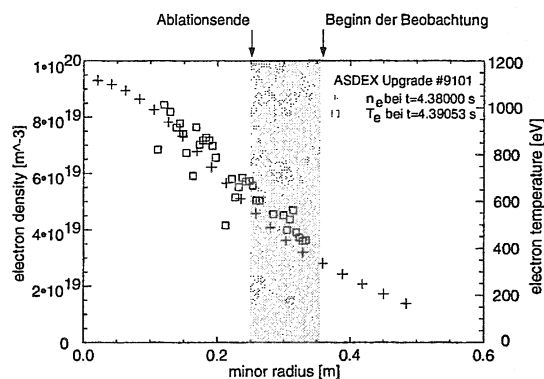


Abbildung 2.10: Dichte- und Tempera-
turprofil des Hintergrundplasmas

aufgewendet werden muß. Beide Methoden zur Bestimmung der Energieverluste durch die Plasmoidexpansion, zum einen aus der Ablationsrate, die aus den experimentellen Daten ermittelt wird, zum anderen aus dem berechneten Teilchenfluß aus dem Plasmoiden, liefern nahezu identische Werte für f_s . Die Ablationsrate wurde aus der D_α -Strahlung bestimmt, die mittels einer Diode (PLT1, die Anordnung wird in Abschnitt B.1 beschrieben) detektiert wurde.

$$\dot{N}_{abl} = \frac{N_P}{(t_{end} - t_1)} \frac{\int_{t_1}^{t_{end}} D_\alpha dt}{\int_{t_{start}}^{t_{end}} D_\alpha dt} \quad (2.85)$$

t_{start} , t_{end} sind der Zeitpunkt des Ablationsbeginns und des Ablationsendes. t_1 bezeichnet den Zeitpunkt des Beginns der Plasmoidbeobachtung durch den Lichtleiter. N_P ist die nominelle Anzahl der Atome im Pellet. Oftmals ist die reale Teilchenzahl eines Pellets gegenüber der nominellen Zahl leicht reduziert. Deshalb ist zum Vergleich auch die Energiebilanz für eine um 10% reduzierte Ablationsrate angegeben. f_s ändert sich dadurch nur geringfügig.

Betrachtet man den Ionisationsgrad des Plasmoiden in der Ablationsphase (Abbildung 2.11), so sieht man, daß in diesem Modell der Ionisationsgrad für ~ 100 ns nahe Null bleibt, dann kommt es zu einer sehr schnellen Ionisation nahezu aller Atome in ≈ 70 ns. Die 'verzögerte' Ionisation tritt auf, da anfangs lediglich die Elektronen aus dem Hintergrundplasma für die Ionisation zur Verfügung stehen. Die typische Zeitskala für die Ionisation des ablatierten Materials ist somit ~ 100 ns. Die gesamte Strahlungsleistungsdichte P_{rad}^{tot} des Plasmoiden erreicht $10^{11} \dots 10^{12} \text{ W m}^{-3}$. Sie ist anfangs kurzzeitig durch die Linienstrahlung P_{rad}^l dominiert. Ab einem Ionisationsgrad von 50% überwiegt die Kontinuumsstrahlung P_{rad}^c . Die Bremsstrahlung P_{rad}^{br} ist immer ein bis zwei Größenordnungen kleiner als P_{rad}^c . Im Plasmoiden wird also während der Ablationsphase die emittierte Strahlung durch die Rekombinationsstrahlung bestimmt. Berücksichtigt man die

Energiebilanz

	aus Expansion	aus Ablationsrate	aus Ablationsrate $0.9 \times N_P$
$P_{in}(f_s = 0)$	2913068 W	2913068 W	2913068 W
$-P_{rad}^l$	7161 W	7161 W	7161 W
$-P_{rad}^c$	995506 W	995506 W	995506 W
$-P_{exp}$	1227018 W	1289455 W	1160508 W
Differenz	683383 W	620000 W	749892 W
$\Rightarrow f_s$	0.77	0.78	0.74

Tabelle 2.1: Energiebilanz eines Plasmoiden im Ohmschen Plasma während der Ablationsphase.

Lebensdauer eines Pellets im Plasma, so ergeben sich die Energieverluste durch die Strahlungsemission zu $\sim 10^3$ W. Im Vergleich dazu hat ein typisches Plasma an ASDEX Upgrade einen Energieinhalt von $\sim 10^5$ W. Das Magnetfeld beträgt am Ort der Beobachtung rund 1.95 T. Man erhält damit für das Verhältnis von Plasmoid- β β_{pl} und β_0 des Hintergrundplasmas (vergleiche Abbildung 2.11):

$$\frac{\beta_{pl}}{\beta_0} \approx 30 \quad (2.86)$$

Dieses hohe Verhältnis wird sicherlich dadurch begünstigt, daß das Hintergrundplasma eine geringe Dichte hat. Bei gleichem β_0 und höherer Dichte, wäre der Energiefluß in den Plasmoiden geringer, da $q_0 \propto n_e T_e^{1.5}$. Somit würde tendenziell ein Plasmoid geringerer Dichte das Pellet abschirmen.

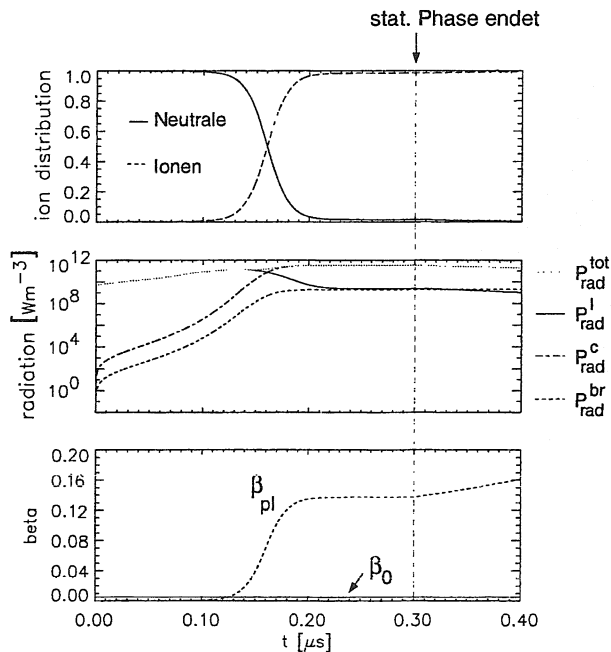


Abbildung 2.11: Ablationsphase eines Plasmoiden im Ohmschen Plasma. Gezeigt werden der Ionisationsgrad (oben), die emittierte Strahlung (mitte) und das Plasmoid- β (unten).

Heizphase Wie in Abbildung 2.11 zu sehen ist, sinkt der Anteil der neutralen Atome nach der Trennung von Plasmoid und Pellet instantan weiter ab. In Abbildung 2.12 werden die Ergebnisse für die Modellierung der Plasmoidaufheizung mit $f_s = 0.77$ gezeigt. In der ersten μs stellt sich die stationäre Phase der Ablation ein. Zum Zeitpunkt $t = 1 \mu s$ wird die Ablationsrate gleich Null gesetzt $P_{exp} = 0$, und der Plasmoid wird weiter aufgeheizt. Er breitet sich mit der Schallgeschwindigkeit c_{pl}^s längs der Feldlinien aus. Da kein Material mehr in der Flußröhre ablatiert wird, kommt es durch die Ausdehnung zu einer starken Abnahme der Elektronendichte $n_{e,pl}$. Nach rund $2 \mu s$ ist die Dichte auf den halben Wert abgefallen. Durch Wegfallen des Verlustterms P_{exp} ist nun der Energiefluß in den Plasmoiden höher als die Energieverluste durch Ionisation und Strahlung, so daß der Plasmoid aufgeheizt wird. Die Temperatur steigt nahezu linear mit $8 \text{ eV}/\mu s$. Da zunächst $\Delta T_{e,pl}/T_{e,pl} > \Delta n_{e,pl}/n_{e,pl}$, steigt der Druck im Plasmoiden und damit β_{pl} zunächst $2 - 3 \mu s$ weiter an. Dabei erreicht β_{pl} den drei- bis vierfachen Wert von β_{pl} während Ablationsphase. Nach Erreichen des Maximalwertes fällt β_{pl} gegenüber dem Anstieg langsam auf einer $10 \mu s$ Zeitskala ab. Die Ursache für den nahezu linearen Temperaturanstieg kann man dem Graphen zu den Strahlungsverlusten entnehmen. Die oberste Kurve zeigt den Energieeintrag pro Zeit und Volumen P_{in} in den Plasmoiden. Da die eingebrachte Leistung $q_0 \times F$ konstant bleibt, ist der Abfall über die Zeit nur durch die Plasmoidexpansion bedingt. Zum Zeitpunkt $t = 1 \mu s$ fallen die Energieverluste durch die Ablation weg. Die Differenz zwischen eingebrachter Leistung P_{in} und abgestrahlter Leistung $P_{rad}^{tot} \approx P_{rad}^c$ führt nun zu einer Aufheizung des Plasmoiden. Durch den Temperaturanstieg und die Expansion kommt es zu einem schnellen Abfall von P_{rad}^{tot} . Innerhalb von rund 500 ns sinkt P_{rad}^{tot} um den Faktor 10. Der Vergleich mit P_{in} verdeutlicht, daß eine Abnahme der gesamten abgestrahlten Leistung erfolgt und nicht nur eine Abnahme der Leistungsdichte. Durch diesen schnellen Abfall sinkt auf $P_{rad}^{tot} < 0.1 \times P_{in}$. Die emittierte Strahlung kann somit bei Deuteriumpellets für das Aufheizen nach Trennung von Plasmoid und Pellet vernachlässigt werden. Der Temperaturanstieg erfolgt dann proportional zu P_{in} . Die totale Bremsstrahlung $P_{rad}^{br} \propto n_{e,pl}^2 \sqrt{T_{e,pl}}$ [52] fällt deutlich schwächer als P_{rad}^{tot} , P_{rad}^c und P_{rad}^l .

Ab $t \approx 1.5 \mu s$ wird der Anteil der neutralen Atome unterschätzt. Der Fehler, hervorgerufen durch die Genauigkeit der atomaren Daten, hat die gleiche Größenordnung wie der Absolutwert. Dies hat aber keinen signifikanten Einfluß auf den Heizprozeß. Der Fehler in der Neutralteilchendichte wird erst relevant, wenn die Linienstrahlung über 10% der gesamten Strahlungsleistung ausmacht.

Mit den Ergebnissen der Modellierung läßt sich die Annahme eines optisch dünnen Plasmoiden rechtfertigen. In der Energiebilanz ist nur die Kontinuumsstrahlung von Bedeutung. Die maximale optische Dicke erreicht der Plasmoid während der Ablationsphase (siehe Abschnitt 2.6.3). In dieser Phase liegt ein vollständiges LTE vor. Aus Gleichung 2.47 ergibt sich als Bedingung $n_{e,pl} > 1.6 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Die Zeitskala für das Einstellen des LTE ist nach Gleichung 2.49

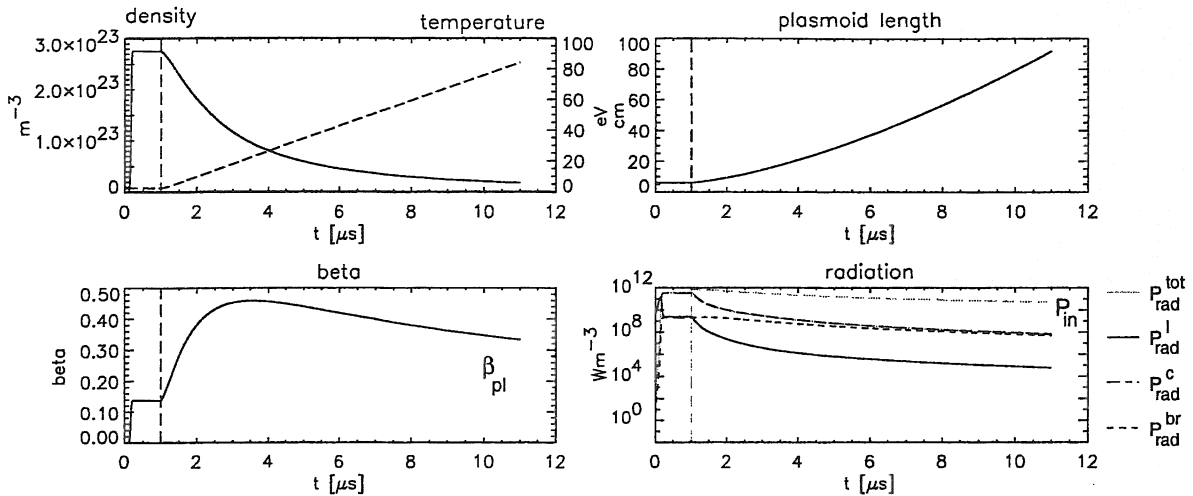


Abbildung 2.12: Heizphase eines Plasmoiden im Ohmschen Plasma. Gezeigt werden die Entwicklung von Dichte und Temperatur im Plasmoiden (links oben), die Plasmoidlänge (rechts oben), β_{pl} (links unten) und die emittierte Strahlung (rechts unten).

kleiner als 10^{-9} s. Somit kann der effektive Absorptionskoeffizient der Kontinuumsstrahlung aus dem Kirchhoff'schen Gesetz 2.61 mit Gleichung 2.64 und 2.65 bestimmt werden. Für die gegebenen Temperatur und Dichte ist der effektive Absorptionskoeffizient der Kontinuumsstrahlung in Abhängigkeit von der Wellenlänge in Abbildung 2.7 dargestellt. Für eine Plasmoidlänge $l_{pl} < 0.1$ m ist der Plasmoid bis zu $\lambda \approx 1000$ nm optisch dünn (die Absorption durch gebunden-gebunden Übergänge ist zu vernachlässigen). Dies bedeutet, daß von 95% der gesamten abgestrahlten Kontinuumsleistung, unabhängig von der Richtung weniger als 10% absorbiert werden.

Der starke, schnelle Abfall der Strahlungsleistung des Plasmoiden limitiert den Zeitraum über den ein Plasmoid mittels einer passiven, optischen Diagnostik detektiert werden kann. Für die Beobachtung des Plasmoiden soll die emittierte D_α -Linienstrahlung und Kontinuumsstrahlung bei $\lambda = 538.1$ nm genutzt werden. Im folgenden soll das zeitliche Verhalten der emittierten Strahlleistung bei $\lambda = 656.1$ nm und $\lambda = 538.1$ nm während der Heizphase analysiert werden. Bei $\lambda = 656.1$ nm dominiert die D_α -Linienstrahlung. Um den Emissionskoeffizient der Linienstrahlung nach Gleichung 2.54 zu berechnen, muß die exakte Dichte der neutralen Atome im dritten Energieniveau berücksichtigt werden, die durch Gleichung 2.53 gegeben ist. Insbesondere interessiert, wie lange der Plasmoid in der D_α -Strahlung beobachtet werden kann. Dazu wird der Plasmoid als optisch dünn angesehen.

Während der Pelletinjektion steigt die Randstrahlung des Plasmas stark an (Abbildung 2.14). Um kurzzeitige Ereignisse auf Zeitskalen von 1...10 μs detektieren zu können, muß die dabei emittierte Strahlung wenigstens doppelt so stark

sein wie die Schwankungen der Untergrundstrahlung. Hier betragen die Schwankungen der Untergrundstrahlung, Spitze zu Spitze, ca. $200 \text{ Wm}^{-2}\text{nm}^{-1}\text{sr}^{-1}$. Um den Plasmoid beobachten zu können ist somit eine spektrale Strahldichte von wenigstens $400 \text{ Wm}^{-2}\text{nm}^{-1}\text{sr}^{-1}$ erforderlich. Es ist zu berücksichtigen, daß bei der Messung der spektralen Strahldichte ein Interferenzfilter verwendet wurde, dessen Transmissionsfunktion einer Bandbreite von 3.3 nm entspricht, die Linienbreite bei niedrigen Dichten hingegen nur $\approx 1 \text{ nm}$ beträgt. Ein Sehstrahl durchquert aufgrund der Beobachtungsgeometrie einen Plasmoiden mit $r_{pl} = 5 \text{ mm}$ im Mittel rund 32 mm (siehe auch Kapitel 4.4). Ferner wird nicht die gesamte Höhe der Sichtlinie durch den Plasmoiden bestrahlt. So ergibt sich der notwendige minimale Linienemissionskoeffizient j'_{D_α} , um den Plasmoiden detektieren zu können, zu rund $60000 \text{ Wm}^{-3}\text{sr}^{-1}$. Eine Beobachtung des Plasmoiden im D_α Licht ist somit bis zu ca. $5 \mu\text{s}$ möglich.

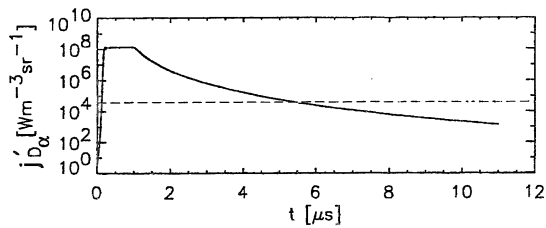


Abbildung 2.13: *Linienemissionskoeffizient der D_α Strahlung. Die unterbrochene Linie gibt die minimale Strahlung an, bei der eine Detektion des Plasmoiden möglich ist.*

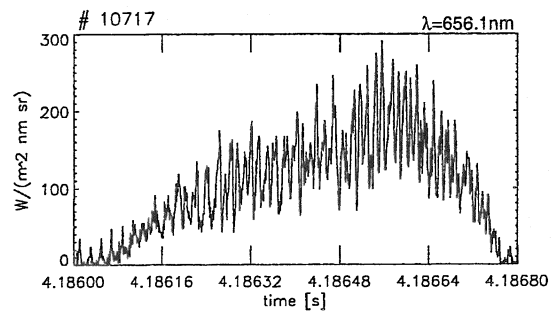


Abbildung 2.14: *Spektrale Strahldichte der Untergrundstrahlung bei 656.1 nm während einer Pelletinjektion. Ablationswolke und Plasmoid wurden nicht gesehen.*

Die bei $\lambda = 538.1 \text{ nm}$ emittierten Kontinuumsstrahlung kann aus den Gleichungen 2.57 und 2.58 berechnet werden. Die optische Dicke wird wiederum vernachlässigt um zu bestimmen wie lange eine Plasmoidbeobachtung in Kontinuumsstrahlung möglich sein wird. Die Kontinuumsuntergrundstrahlung von $4 \text{ Wm}^{-2}\text{nm}^{-1}\text{sr}^{-1}$ (Abbildung 2.16) erfordert einen minimalen spektralen Emissionskoeffizienten $j_\lambda^{bf} + j_\lambda^{ff}$ von rund $350 \text{ Wm}^{-3}\text{nm}^{-1}\text{sr}^{-1}$, um den Plasmoiden beobachten zu können. Abbildung 2.15 zeigt, daß dies rund $12 \mu\text{s}$ möglich ist. Hierbei wird weiterhin vorausgesetzt, daß es sich auch auf diesen Zeitskalen um einen kompakten Plasmoiden handelt, der nicht durch Instabilitäten aufsplittet. In der Kontinuumsstrahlung kann der Plasmoid wesentlich länger beobachtet werden als in der Linienstrahlung.

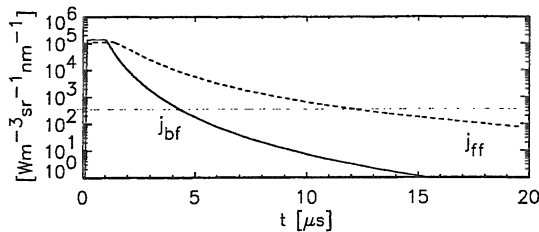


Abbildung 2.15: Emissionskoeffizienten der frei-frei und frei-gebunden Übergänge bei 538 nm .

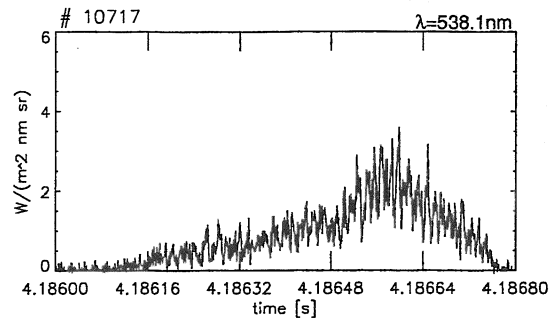


Abbildung 2.16: Spektrale Strahldichte der Untergrundstrahlung bei 538.1 nm während einer Pelletinjektion.

Zusatzgeheiztes Plasma

Als Beispiel für ein Zusatzgeheiztes Plasma dienen hier die Daten aus der Entladung #10777 zur Modellierung. Die lokalen Parameter des Hintergrundplasmas sind $n_{e,0} = 7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und $T_{e,0} = 700 \text{ eV}$. Die lokale magnetische Induktion beträgt $B = -2.5 \text{ T}$. Die Plasmoidparameter sind $n_{e,pl} = 2.8 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ und $T_{e,pl} = 2.75 \text{ eV}$. Die Plasmoidlänge ist $l_{pl} = 7.5 \text{ cm}$ und der Radius $r_{pl} = 5 \text{ mm}$. Die Plasmoiddichte und Temperatur unterscheiden sich nur recht schwach von den Werten für den Ohmschen Fall. Der Hauptunterschied liegt im Abschirmungsfaktor von $f_s = 0.30$ gegenüber $f_s = 0.77$ im Ohmschen Fall. Die Abschirmung des Plasmoiden gegen den einfallenden Wärmefluß ist also deutlich besser. Vermutlich wird dies dadurch verursacht, daß sich außerhalb der Strahlungszone eine größere Menge ablatierten Materials befindet, da sowohl die Plasmoidtemperatur und dadurch die Expansionsgeschwindigkeit als auch die Plasmoiddichte höher ist.

Dadurch, daß sich die Plasmoidparameter während der Ablationsphase nur schwach mit den Plasmaparametern ändern, ist auch das Verhalten in der Heizphase nahezu identisch. Die Unterschied im Plasmoid- β rührt von der Änderung in der lokalen Magnetfeldstärke her. Diese Änderung senkt β_{pl} hier um den Faktor 1.8 gegenüber dem Ohmschen Fall ab.

Kohlenstoffpellets

Um den driftenden Plasmoiden über eine längere Zeit beobachten zu können, wäre es denkbar, Diagnostikpellets in das Plasma einzubringen. Diagnostikpellets sind Pellets, die nicht aus Wasserstoffisotopen bestehen. Diagnostikpellets können in höheren Ionisationsstufen, d.h. bei höheren Temperaturen, Linienstrahlung emittieren, die gut zu beobachten ist.

Als Beispiel soll ein Kohlenstoffpellet diskutiert werden. Betrachtet wird die Energiebilanz eines Kohlenstoffpellets unter der Annahme, daß im Plasmoiden die

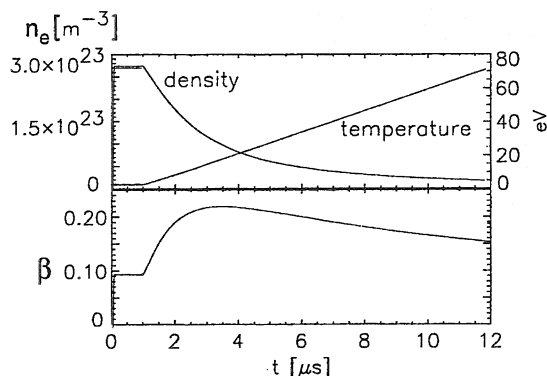


Abbildung 2.17: Aufheizung eines Plasmoden im zusatzgeheizten Plasma. Zu sehen ist die Entwicklung von Dichte und Temperatur (oben) und das Plasmoid-beta (unten).

gleichen Dichten und Temperaturen ($n_{e,pl} = 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $T_{e,pl} = 2.75 \text{ eV}$) wie bei für Deuteriumpellets vorliegen. Die Plasmoidlänge wurde experimentellen Daten entnommen ($l_{pl} = 6.3 \text{ cm}$), als Plasmoidradius wurde $r_{pl} = 5 \text{ mm}$ angenommen und es wurden typische Parameter für das Hintergrundplasma mit $n_{e,0} = 6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und $T_{e,0} = 600 \text{ eV}$ eingesetzt. Die daraus resultierende Strahlung wird in Abbildung 2.18 gezeigt.

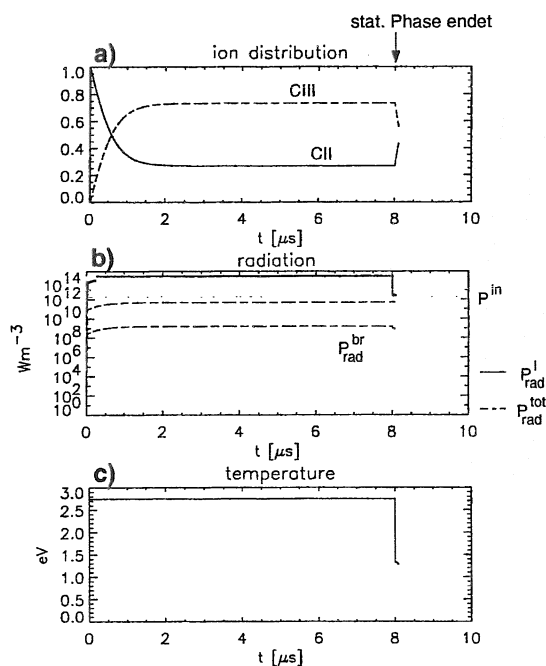


Abbildung 2.18: Plasmoid eines Kohlenstoffpellets bei $n_{e,pl} = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ und $T_{e,pl} = 2.75 \text{ eV}$: a) Verteilung der Ionisationsstufen b) Energiezufuhr und abgestrahlte Leistung c) Temperatur.

Es ist deutlich zu sehen, daß die Linienstrahlung um Größenordnungen höher ist als bei Deuteriumplasmoiden. Sie übersteigt die nicht abgeschirmte Energiezufuhr um 2 Größenordnungen. Dies liegt daran, daß Deuterium zu weit über 90 % ionisiert ist und daher nur eine geringe Linienstrahlung im Vergleich zur Kontinuumsstrahlung emittiert, während bei Kohlenstoff auch die Ionen signifikant Linienstrahlung emittieren können. Sicherlich muß für Kohlenstoff die optische Dicke der Linienstrahlung berücksichtigt werden, die hier, ebenso wie die Abschirmung

des Energieflusses in den Plasmoiden, sowie die Ablationsenergie, vernachlässigt wurde. Allerdings haben Experimente bestätigt, daß Festkörperpellets einen signifikanten Anteil des gesamten Energieinhaltes des Plasmas abstrahlen können [53]. Die emittierte Strahlleistung ist somit wesentlich höher als bei Deuteriumpellets. Auch zu höheren Plasmoidtemperaturen hin sinkt die Strahlungsintensität der Linienstrahlung nicht merklich ab, da die Kohlenstoffatome im Plasma nicht voll durchionisieren. Aufgrund des höheren Ionisationsgrads bei höheren Temperaturen steigt bei höheren Temperaturen die Bremsstrahlung stark an ($\propto Z^2$) und die Energieabsorption durch Ionisationsprozesse nimmt zu. Aufgrund der Energieerhaltung muß also das Plasmoid- β bei Kohlenstoffpellets unterhalb des β_{pl} für Deuteriumpellets liegen. Ferner muß das Pellet gegen den einfallenden Wärmefluß abgeschirmt werden, so daß die Plasmoiddichte sehr viel höher als die des Hintergrundplasmas sein muß. Daher ist zu erwarten, daß die Plasmoidtemperatur nicht sehr von der Temperatur in Deuteriumplasmoiden abweicht. Dies wird in Experimenten dadurch gezeigt, daß eine starke Linienstrahlung des einfach ionisierten Kohlenstoffs (CII) auftritt [54]. Die Plasmoidtemperatur muß daher im Bereich von $\approx 1...5$ eV sein. Auch eine Modellierung der Kohlenstoffpelletablation zeigt Plasmoidtemperaturen, die mit denen in Deuteriumplasmoiden übereinstimmen [54], während die Plasmoiddichte bei Kohlenstoffplasmoiden deutlich kleiner ist.

Wie gezeigt wurden wird ist die Beschleunigung der Plasmoiden $\propto T_{e,pl} m_i^{-1}$ (Gleichung 2.38). Da die Plasmoiden von Kohlenstoffpellets keine signifikant höhere Temperatur als die der Deuteriumpellets aufweisen, ist die Beschleunigung rund einen Faktor 6 kleiner. Damit erreichen die Zeitskalen der Beschleunigung die Zeitskalen für die Wiedereinstellung eines Gleichgewichtes und der Dissipation des ablatierten Materials, wodurch die Drift unterdrückt wird. Mit reinen Diagnostikpellets, wie zum Beispiel mit Kohlenstoffpellets, kann keine Hoch- β Plasmoid Drift beobachtet werden. Dies wurde inzwischen auch experimentell nachgewiesen [55].

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

3.1 Die Pelletzentrifuge

Die Experimente, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, wurden mit kryogenen Deuterium-Pellets durchgeführt. Die Pellets wurden dazu mittels einer Zentrifuge (Abbildung 3.1) in das Plasma eingeschossen [56]. Die Pellettherstellung erfolgt durch Ausfrieren von D_2 Gas bei ca. 8 K. Das Eis wird als Stange in einem Vorratskryostaten bereitgehalten. Je nach Pelletgröße kann das Material für bis zu 128 Pellets im Vorratskryostaten gespeichert werden. Die Temperatur des Eises beträgt ≈ 10 K. Zum Pelleteinschuß wird das Eis um eine Pelletlänge vorgeschoben und abgehackt. Die Pellets sind quaderförmig mit einer Kantenlänge von $1.4 \times 1.4 \times 1.5 \text{ mm}^3$, $1.65 \times 1.65 \times 1.75 \text{ mm}^3$ oder $1.9 \times 1.9 \times 2.0 \text{ mm}^3$, was einem nominellen Teilcheninhalt von 1.7×10^{20} , 2.8×10^{20} oder 4.8×10^{20} Atomen entspricht. Die Beschleunigung der Pellets in der Zentrifuge erfolgt durch die Zentrifugalkraft. In der Zentrifuge von ASDEX Upgrade können die Pellets auf eine Geschwindigkeit von $240 \dots 1200 \text{ ms}^{-1}$ beschleunigt werden. Der Streuwinkel beim Ausschuß ist $\pm 0.1^\circ$ in der Vertikalen und ca. $\pm 4.0^\circ$ in der Horizontalen. Die Abweichung von der Sollgeschwindigkeit beträgt $\pm 4 \text{ ms}^{-1}$. Die Repetitionsrate für den Pelleteinschuß hängt von der Rotationsfrequenz des Zentrifugenarmes und damit von der Pelletgeschwindigkeit ab. Die maximale Frequenz bei 240 ms^{-1} beträgt 60 Hz, für 1200 ms^{-1} 81 Hz [57].

Um einen Pelleteinschuß von der HFS zu ermöglichen, müssen die Pellets über ein Führungsrohr zur HFS gebracht werden (Abbildung 3.4). Das Führungsrohr hat einen Innendurchmesser von 7 mm. Im Führungsrohr gleiten die Pellets auf einem Gaspolster [58]. Um die Pellets in das Führungsrohr einbringen zu können, werden sie hinter der Zentrifuge mit einem Trichter eingefangen. Unabhängig, ob die Pellets von der HFS oder LFS eingeschossen werden, durchlaufen sie den Trichter. Erst hinter dem Trichter werden die Pellets für die HFS Pelletinjektion über eine Weiche in das Führungsrohr eingebracht oder fliegen frei weiter für eine LFS Pelletinjektion [59]. Der Trichter reduziert den horizontalen Streu-

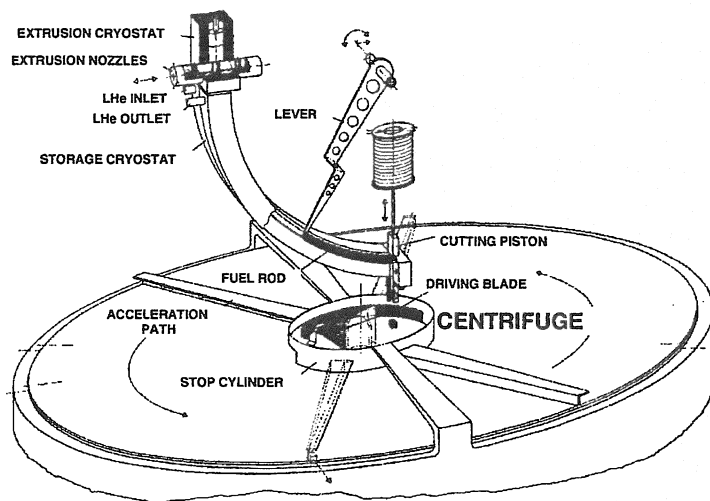


Abbildung 3.1: Aufbau der Pelletzentrifuge. Quelle: P.T. Lang [56]

winkel auf rund $\pm 2.0^\circ$ und limitiert die Pelletgeschwindigkeit v_P auf 240 ms^{-1} . Bei höheren Geschwindigkeiten kam es zu starken Beschädigungen der Pellets aufgrund von Stößen [58]. Durch eine Optimierung von Trichter und Geometrie des Führungsrohres werden in Zukunft höhere Pelletgeschwindigkeiten möglich sein. Die Beschränkung der Pelletgeschwindigkeit begrenzte die Repetitionsrate auf 60 Hz.

Im Falle der LFS Pelletinjektion gelangt das Pellet 75 mm oberhalb der Torusmittelebene horizontal in das Plasma. Im toroidalen Schnitt ist der Einschufwinkel relativ zur radialen Richtung 11° . Die HFS Pelletinjektion erfolgt radial unter einem Winkel von 44° relativ zur Torusmittelebene. Das Pellet verläßt 577 mm oberhalb der Torusmittelebene das Führungsrohr und erreicht diese bei $R = 1.69 \text{ m}$.

3.2 Optische Diagnostik zur Beobachtung der Hoch- β Plasmoid Drift

3.2.1 Anforderungen

Die Hoch- β Plasmoid Drift soll direkt, lokal beobachtet werden. Ein grundsätzliches Problem, das dabei zu lösen ist, ist die Unterscheidung zwischen der Ablationswolke, die das Pellet umgibt und dem driftenden Plasmoiden. Im Falle der LFS Pelletinjektion wird an einem Ort zunächst die Ablationswolke gesehen und anschließend werden Plasmoiden, die zurückdriften, diesen Ort passieren (Abbildung 3.2). Hier kann eine Unterscheidung zwischen der Ablationswolke und den zurückdriftenden Plasmoiden nur aufgrund der zeitlichen Abfolge erreicht wer-

den. Bei der HFS Pelletinjektion ist die Situation deutlich günstiger. Auf einer festen Höhe z wird nur in einem engen radialen Bereich die Ablation zu beobachten sein. Hin zu einem größeren Radius R kann ausschließlich die Hoch- β Drift beobachtet werden.

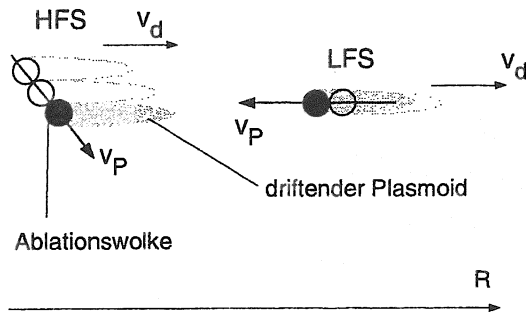


Abbildung 3.2: Ablationswolken und Bahnen der driftenden Plasmoiden in Abhängigkeit des Injektionsgeometrie.

In Kapitel 2.7 wurde gezeigt, daß eine Beobachtung der Ablationswolke und des Plasmoiden durch die emittierte Strahlung, D_α Linienstrahlung und Kontinuumsstrahlung, über einen Zeitraum von bis zu $\sim 10 \mu\text{s}$ möglich ist. Es bietet sich somit eine passive Diagnostik an, welche die aus der Ablationswolke und dem Plasmoiden emittierte Strahlung detektiert.

In Kapitel 2 wurde gezeigt, daß die Ausbildung des Hoch- β Plasmoiden auf einer μs Zeitskala stattfindet. Die Beschleunigung und Drift treten auf einer μs Zeitskala auf. Im Bereich einiger $10 \mu\text{s}$ wird sich das Gleichgewicht einstellen und die emittierte Strahlung auf den Wert der Hintergrundstrahlung abfallen. Eine zeitliche Auflösung der Diagnostik im μs Bereich muß somit gewährleistet sein. Innerhalb von $10 \mu\text{s}$ kann der Plasmoid über eine radiale Strecke von $\sim 10 \text{ cm}$ driften. Um eine Bewegung des Plasmoiden beobachten zu können muß eine räumliche Auflösung von $1..2 \text{ cm}$ in radialer Richtung gegeben sein. Die radiale Ablationswolkenausdehnung beträgt rund 1 cm . Um die Signale zweier Kanäle klar zu trennen, sollte daher der Abstand der Sichtlinien $> 1 \text{ cm}$ sein.

Der Einsatz einer CCD Kamera ist aufgrund der kurzen Zeitskalen nicht möglich, da das Auslesen der Daten im ms Bereich erfolgt. Mehrfachbelichtungen zum Verkürzen des zeitlichen Abstands zwischen zwei Aufnahmen sind auf der LFS nicht möglich, da der Plasmoid auf derselben Bahn zurückdriftet und keine räumliche Trennung zwischen Ablationsspur und Driftweg gegeben ist. Eine CCD Kamera würde somit keine Beobachtung der zeitlichen Entwicklung erlauben. Auch Multiframe-CCD Kameras erlauben allenfalls die Beobachtung zu wenigen (< 4) Zeitpunkten. Daher wurde zur Beobachtung der Hoch- β Plasmoid Drift ein radiales Array von Lichtleitern gewählt. Die Strahlung wird mit Photomultipliern detektiert, die eine sehr hohe zeitliche Auflösung ermöglichen. Ferner sind Photomultiplier in der Lage sehr niedrige Strahlungsintensitäten zu detektieren.

Die gleichzeitige Messung der emittierten Strahlung von einem Ort bei zwei Frequenzen bietet zusätzliche Möglichkeiten. Zum einen verfügt man über eine zweite Messung, so daß schwache Meßsignale durch Korrelation verifiziert werden

können, zum anderen ist eine Temperaturmessung möglich (Näheres dazu findet man in Abschnitt 4.19).

3.2.2 Diagnostikaufbau

Im Torus wurden zwei Lichtleiterarrays mit jeweils 10 Sichtlinien installiert, jeweils einer für die HFS und die LFS. Die toroidale Position der Optiken im Torus (sie sollen im weiteren als Optikkopf bezeichnet werden) kann Abbildung 3.3 entnommen werden. Die Sichtlinien sind an ihrem Kreuzungspunkt mit der Pelletbahn näherungsweise parallel zu den Flußflächen. Auf der LFS verlaufen die Sichtlinien in der horizontalen Ebene. Auf der HFS weisen sie einen Winkel von -6° relativ zur horizontalen auf. Die Anordnung der Sichtlinien im poloidalen

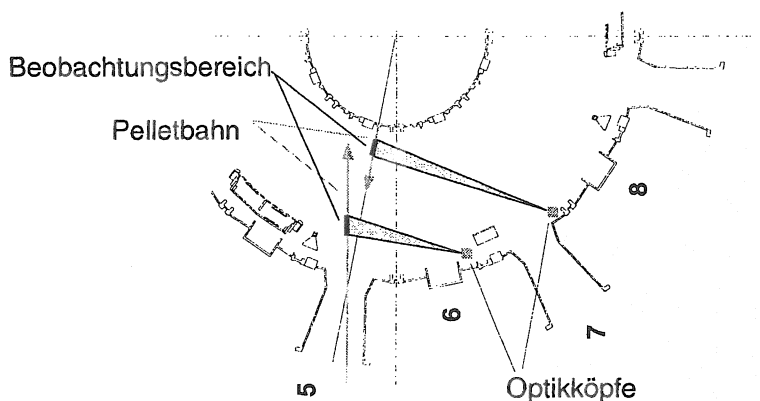


Abbildung 3.3: Lage der Sichtlinien in der toroidalen Projektion.

Schnitt relativ zur Pelletflugbahn ist Abbildung 3.4 zu entnehmen.

Der Abstand der Pelletbahn zu den Lichtleitern ist im Bereich von 1.5...2.2 m. Um dennoch eine ausreichend hohe räumliche Auflösung zu erreichen, werden Sehstrahlen aus einem nicht-divergenten, parallelen Strahlenbündel verwendet. Das einfallende Licht wird in den Optikköpfen mit einem justierbaren Planspiegel auf einen fokussierenden Spiegel umgelenkt (siehe Abbildung 3.5). Im Fokus dieses Spiegels befinden sich auf einem Kreisbogen 10 Lichtleiter mit einem Faserdurchmesser von $400 \mu\text{m}$. Bei den Lichtleitern handelt es sich um UV-taugliche Quarzglasfasern. Der fokussierende Spiegel ist mit einer Blende versehen, die die Sichtlinien auf 2 mm Breite und 35 mm Höhe beschränkt. Der Hohlspiegel ist um die Achse parallel zum Spalt, welche die Tangente an die Spiegelkrümmung bildet, zur Justierung drehbar. Um die radiale Aufweitung der Sehstrahlen durch die endliche Ausdehnung der Lichtleiter gering zu halten, wurde zusätzlich jeder Lichtleiter mit einer Blende versehen. Auf der LFS hat der Spalt eine Breite von $130 \mu\text{m}$, auf der HFS $100 \mu\text{m}$. Diese Spaltbreiten sind zwei bis drei Größenordnungen größer als die Wellenlänge, weshalb keine Beugungserscheinungen auftreten. In der poloidalen Pelleteinschubebene erhält man so eine radiale Sichtlinienbreite

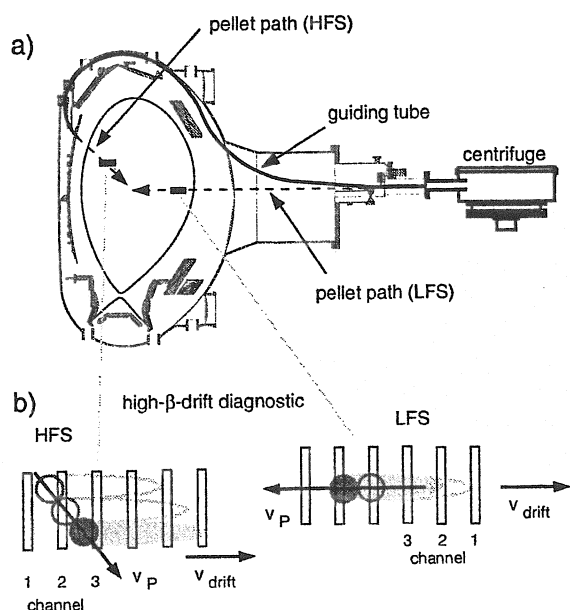


Abbildung 3.4: Pelleteinschuss in das Plasma via Führungsröhre und Beobachtungsbereich der HBD Diagnostik.

von 3 mm auf der LFS und 3–4 mm auf der HFS. Der Abstand zweier Sichtlinien beträgt für die LFS rund 15 mm, auf der HFS ≈ 17 mm. Die Höhe des Beobachtungsbereiches ist auf Höhe des Pelleteinschusses rund 30 mm. Diese weitere Begrenzung ist durch den Öffnungswinkel der Lichtleiter, sowie einer weiteren Begrenzung des vertikalen Sichtfeldes durch die Lichtleiterhalterung gegeben. Die Sichtlinien sind deutlich höher als der Durchmesser der Ablationswolke, um vertikale Abweichungen von der Pelletflugbahn ausgleichen zu können und um auf der HFS die Bewegung der Ablationswolke über mehrere Kanäle beobachten zu können. Die Spiegeloptik hat gegenüber einer Linsenoptik den Vorteil dispersionsfrei zu sein. Zusammen mit den Quarzlichtleitern besteht die Option, bei dotierten Pellets die Linienstrahlung höherer Ionisationsstufen (z.B. von Ne^{2+} bei 259.4 nm) zu beobachten.

Über die Lichtleiter wird das Licht aus der Torushalle heraus zu einem 'Switchboard' geführt. Hier besteht die Möglichkeit, die Lichtleiter auf unterschiedliche Diagnostiken zu stecken. Standardmäßig erfolgte die Datenerfassung mit der 'HBD Diagnostik' (Hoch- β Drift Diagnostik, Abbildung 3.6). In der HBD wird das einfallende Licht mit Photomultipliern detektiert.

Das an einem Ort emittierte Licht kann von der HBD Diagnostik gleichzeitig bei zwei Frequenzen gemessen werden, so daß Temperaturmessungen möglich sind. Dazu durchläuft das Licht zunächst einen Strahlteiler, bevor es detektiert wird. Die Diagnostik besteht aus zehn Modulen für jeweils einen Lichtleiter. Der Aufbau eines Strahlteilermoduls wird in Abbildung 3.7 gezeigt. Der Strahlteiler besteht aus gegeneinander verkippten Interferenzfiltern, so daß das Licht, das den ersten Filter nicht passieren kann, auf den zweiten Interferenzfilter reflektiert wird. Hinter den Filtern können optional Neutralfilter zur Lichtabschwächung eingesetzt werden. Anschließend wird das Licht mittels Side On Photomultipli-

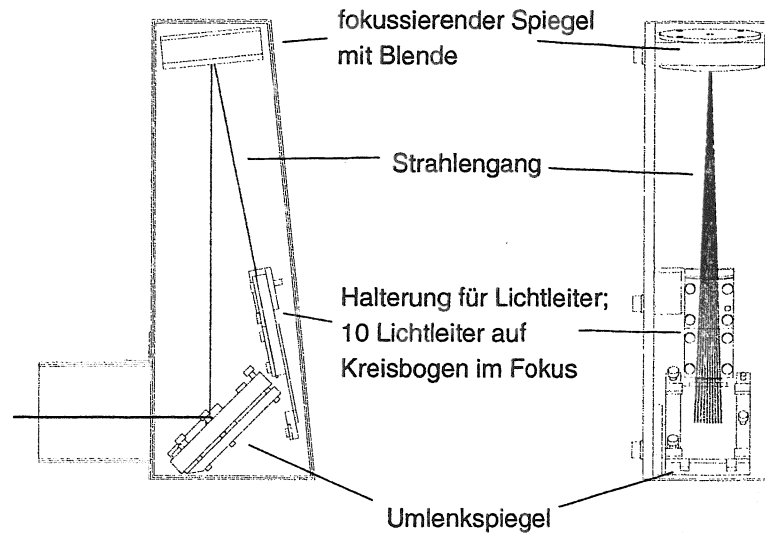


Abbildung 3.5: Optikkopf zur Beobachtung der Hoch- β Drift.

ern detektiert. Bei den Photomultipliern handelt es sich um selektierte R4220 von Hamamatsu, so daß die Quantenausbeute für Wellenlängen in einem Bereich von 200...660 nm hinreichend hoch ist. Für 200 nm beträgt die Quanteneffizienz mindestens 10%, für 660 nm mindestens 0.7%. Die Stromverstärkung der Multipliiert kann bis zu 10^7 betragen. Die maximal zugelassene mittlere Stromstärke beträgt 0.1 mA. Mit den Photomultipliern können Einzelphotonen nachgewiesen werden. Das Verhalten der Photomultiplier bei starkem, gepulsten Lichteinfall wurde mittels einer gepulsten Leuchtdiode getestet. Es zeigten sich keine Raumladungseffekte, sowohl für kurze hochfrequente Pulse im MHz Bereich als auch für lange Einzelpulse mit einer Dauer von bis zu $100 \mu\text{s}$. Das Verhalten der Photomultiplier wurde auch bei Intensitäten getestet, bei denen die Photomultiplier übersteuert werden. Auch hierbei wurden die Pulslängen korrekt detektiert.

Für jeden Sehstrahl kann eine eigene Filterkombination eingesetzt werden. Die Interferenzfilter wurden speziell dafür adaptiert, um sie unter einen Winkel von 15° in den Strahlengang zu stellen. Üblicherweise wurde der Plasmoid in D_α -Strahlung und in Kontinuumsstrahlung bei 538.1 nm beobachtet. Um die Verunreinigungsstrahlung, die im Tokamak auftritt, bei den Halbwertsbreiten der Interferenzfilter zu berücksichtigen, wurden spektroskopische Daten vom Vorgängereperiment ASDEX herangezogen [60]. Die Filter für D_α haben eine Halbwertsbreite von 3.9 nm. Diese Halbwertsbreite ist ein Kompromiß zwischen einer großen Halbwertsbreite, um möglichst die gesamte, extrem Stark-Verbreitete D_α -Linie während der Ablation zu sehen und einem nicht zu breiten Filter, damit auch eine schwache, weniger verbreitete D_α -Linie aus driftenden Plasmoiden zu sehen ist. Die Breite wurde so gewählt, daß bei der Wellenlänge $\lambda = 657.1$ einer benachbarten, schwachen C^{1+} Linie, die Transmission des Filters auf maximal 50% abgefallen ist. Somit ist kein signifikanter Einfluß der C^{1+} Linie zu erwarten.

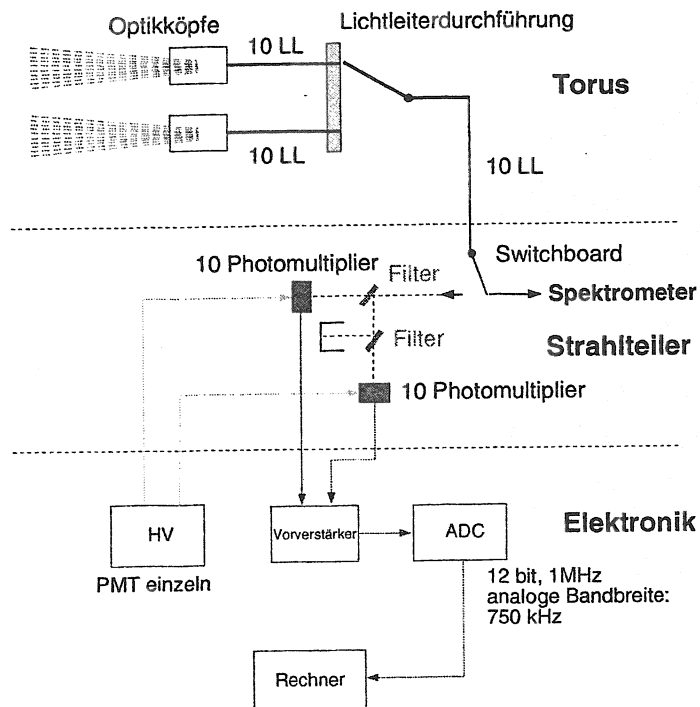


Abbildung 3.6:
Schematischer Aufbau der
HBD Diagnostik.

Zur Beobachtung der Kontinuumsstrahlung bei 538.1 nm wurden Interferenzfilter mit einer Bandbreite von ca. 3.35 nm verwendet, um keine Linienstrahlung von Verunreinigungen im Plasma zu detektieren. Eventuell könnte es bei sehr hohen Chlor Konzentrationen zu einer Beeinflussung der Messung kommen. Jeder Strahlteiler mit seinen 2 Photomultipliern ist gegenüber den anderen Meßoptiken abgetrennt, so daß es zu keiner Beeinflussung durch Falschlicht benachbarter Kanäle kommen kann. Jeder Photomultiplier verfügt über eine eigene hochstabile Spannungsversorgung, so daß die Spannung für jeden Photomultiplier individuell gewählt werden kann. Die Schwankungen in der Spannungsversorgung sind bei einer typischen Spannung von 350...700 V kleiner als 2 mV (Spitze-Spitze).

Der Strom der Photomultiplier wird in Vorverstärkern, die über einen Tiefpaß mit einer Bandbreite von 1 MHz verfügen, verstärkt. Dieses Signal wird von 12bit ADCs (Typ Aurora 14 von Jorway) gegeben, mit maximal 1 MHz digitalisiert. Die analoge Bandbreite der ADCs beträgt 750 kHz. Die Geräte verfügen über einen Nyquistfilter, dessen 3 db Punkt bei 500 kHz liegt. Bei den ADCs handelt es sich um 6-Kanal ADCs. Das Übersprechen zwischen den Kanälen ist 60 dB. Die Speichertiefe jedes ADC Kanals ist $512 \times 10^3 \times 12$ bit. Bei maximaler zeitlicher Auflösung, kann so eine halbe Sekunde gemessen werden.

Die HBD Diagnostik inklusive der Optikköpfe wurde mittels einer Ulbrichtkugel absolut kalibriert. Da die Interferenz- und Neutralfilter individuell verschieden sein können, wurde jedem Strahlteiler ein fester Filtersatz zugeordnet. Die Kalibration des zweiten Kanals eines Strahlteilers wurde in Abhängigkeit der unterschiedlichen Interferenzfilter für Kanal 1 durchgeführt, um Unterschiede in der

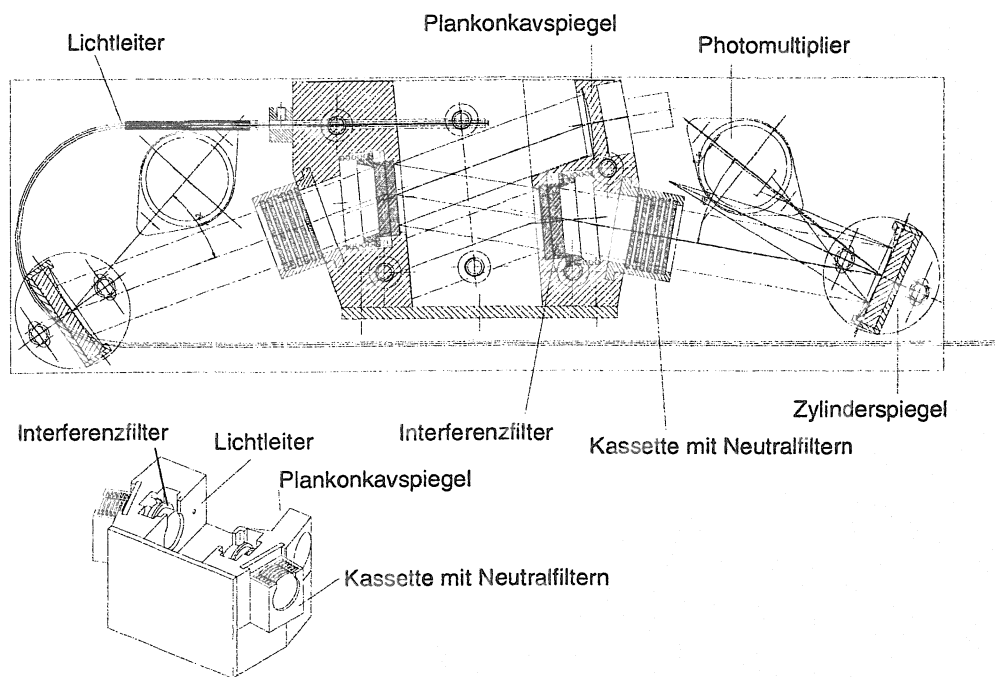


Abbildung 3.7: Strahlteilermodul der HBD Diagnostik.

Reflektivität der Beschichtung zu erfassen.

Für Dichtemessungen des Plasmoiden wurde die Linienverbreiterungen der D_α -Linie gemessen. Dazu wurden für einige Plasmaentladungen die Lichtleiter an ein Spektrometer gekoppelt. Eine Beschreibung des Spektrometers befindet sich im Anhang B.5.1.

3.2.3 Experimenteller Test der Diagnostik

Eine erste Überprüfung der Messungen ist möglich, indem man die bei zwei unterschiedlichen Wellenlängen gemessenen spektralen Strahldichten eines Sehstrahls vergleicht. Dieser Vergleich wird in Abbildung 3.8 gezeigt. Hierbei wurde ein Pellet von der magnetischen HFS in das Plasma eingeschossen. Beide Zeitspuren zeigen deutliche Signale, der Untergrund ist zu vernachlässigen. Die Signalspuren zeigen die gleiche Signatur. Lediglich das Verhältnis der spektralen Strahldichten variiert, was zur Bestimmung der Plasmoidtemperatur genutzt wird (Abschnitt 4.5 und 4.6). Da die Strukturen synchron in der Kontinuums- und Linienstrahlung auftreten, handelt es sich um physikalische Ereignisse im Plasma und nicht um meßtechnisch bedingte Schwankungen. Die detektierte Strahlung ist um Größenordnungen höher als die des Untergrundes, so daß es sich, auch bei den kleinen Spikes, um keinerlei Fluktuationen des Hintergrundplasmas handelt.

In der HBD Diagnostik werden auch Spikes mit einer Zeitdauer von $1 \mu\text{s}$ gesehen. Diese Zeiten entsprechen der zeitlichen Auflösung der Datenerfassung. Es

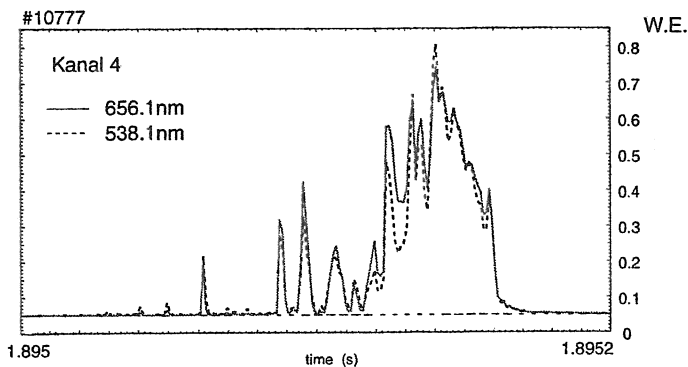


Abbildung 3.8: *Spektrale Strahldichte bei 656.1 nm und 538.1 nm während einer Pelletinjektion von der magnetischen Hochfeldseite.*

ist daher zu überprüfen, ob alle im Plasma auftretenden Ereignisse gesehen werden können und ob sie korrekt wiedergegeben werden. Um dies zu überprüfen, wurden die Meßsignale der Photomultiplier, zusätzlich zur Erfassung durch die ADCs, mit einem Oszilloskop bei deutlich höherer Samplerate aufgezeichnet. Das Signal wurde dabei direkt hinter den Photomultipliern abgegriffen, also auch vor dem Tiefpassfilter des Vorverstärkers. In Abbildung 3.9 sieht man den Vergleich zwischen einer Messung der HBD Diagnostik und des Oszilloskops. Das Oszilloskop wurde mit einer Samplerate von 20 MHz betrieben. Für diese Darstellung sind die Daten des Oszilloskops mit einem 'Medianfilter' gefiltert worden, um das statistische Rauschen zu unterdrücken. Dabei wurde immer der Median von jeweils 11 Datenpunkten gebildet.

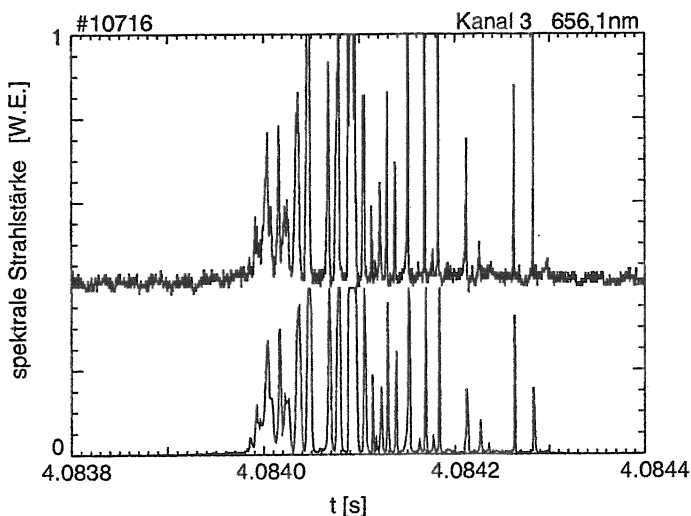


Abbildung 3.9: *Vergleich der Messung der ADCs der HBD Diagnostik bei einer Samplerate von 1 MHz (oben) und des Ausgangssignals des Photomultipliers mit einer Samplerate von 20 MHz (unten).*

Der Vergleich zeigt, daß alle Ereignisse von den ADCs erfaßt werden. Die ersten Spikes zeigen, daß für Ereignisse, die mehrere μs andauern, die relativen Signalhöhen korrekt wiedergegeben werden. Betrachtet man die letzten 4 Spikes, so sieht man, daß die Verhältnisse der Peakmaxima in der Aufzeichnung durch die ADCs und der Messung mit dem Oszilloskop unterschiedlich sind. Dies tritt bei Signalen auf, deren gesamte Lebensdauer kleiner $2\ \mu\text{s}$ ist. Die Messung mit dem

Oszilloskop zeigt, daß die Signale eine typische Dauer im Bereich von $1.5 \mu\text{s}$ haben. Die von der HBD Diagnostik wiedergegebene Peakintensität wird somit wesentlich durch die Signalverarbeitung der Elektronik bestimmt. Die Elektronik enthält Tiefpaßfilter und Integrationsbausteine. Darunter sind auch aktive Bauelemente, die zu einer Verkürzung der Anstiegszeiten gegenüber reinen Tiefpässen führen. Die Signalanstiegszeiten der HBD Diagnostik liegen im Bereich von $1 \dots 2 \mu\text{s}$.

Aus den kurzen Spikes in den Daten der HBD Diagnostik können nur grobe Aussagen über die absolute Strahlungsintensität gemacht werden, da durch die aktiven Integrationsglieder keine feste 'Integrationszeit' vorliegt. Der Fehler kann mit einem Faktor 3 abgeschätzt werden. Damit kann aus der Kontinuumsstrahlung für die kurzen Spikes die Dichte nur auf rund 70 % genau bestimmt werden, da dies eine Messung der absoluten Intensität erfordert.

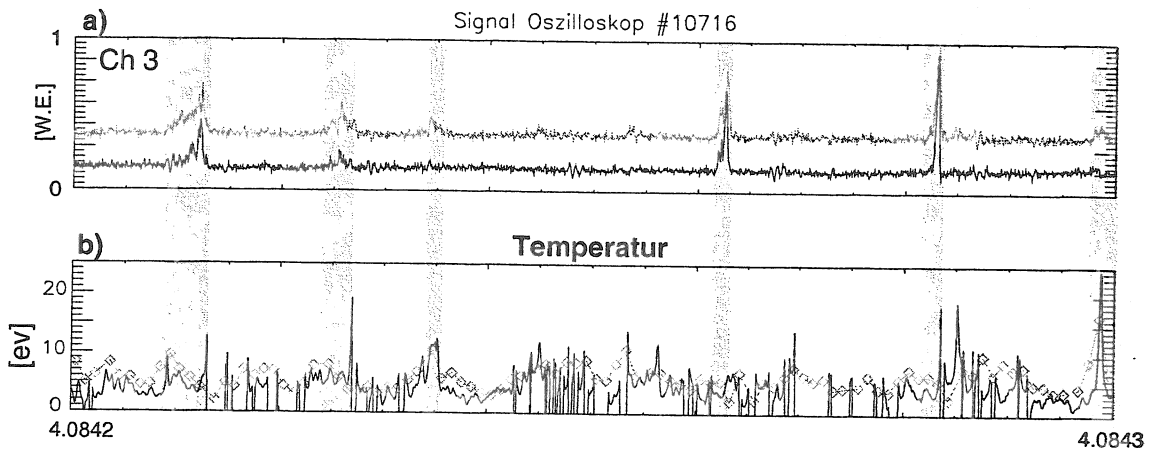


Abbildung 3.10: a) Spektrale Strahldichte mit dem Oszilloskop gemessen. Die schwarze Kurve zeigt D_α Strahlung, die graue Kontinuumsstrahlung bei 538.1 nm . Die zeitliche Auflösung beträgt 50 ns . b) Temperatur aus der Messung mit dem Oszilloskop (schwarz) und der HBD Diagnostik (grau).

Aussagen über die Temperatur sind möglich. Dies wird in Abbildung 3.10b) gezeigt. Die schwarze Kurve zeigt die Temperatur, die aus den Meßdaten des Oszilloskops bestimmt wurde, die graue Kurve, die Temperatur aus den Daten der HBD Diagnostik. Für die Bestimmung der Temperatur wurden sowohl die Daten aus der Messung mit dem Oszilloskop als auch die Daten der HBD Diagnostik gefiltert. Die Daten der Oszilloskopmessung wurden jeweils über einen Zeitraum von $1 \mu\text{s}$ geglättet:

$$\bar{d}_o(i) = \sum_{n=-10}^{10} (10 - |n|)^2 d_o(i + n) \quad (3.1)$$

Die Signale der HBD Diagnostik wurden ebenfalls geglättet, um den Einfluß der aktiven Integrationsglieder zu reduzieren. Diese führen zu einer Überhöhung einzelner Meßpunkte, während das Integral über die Spikes im allgemeinen korrekt

wiedergegeben wird, so daß eine Bestimmung der mittleren Temperatur möglich ist. Die Glättung der Signale der HBD Diagnostik erfolgte durch:

$$\bar{d}_{HBD}(i) = \sum_{n=-2}^2 (3 - |n|)^2 d_{HBD}(i + n) \quad (3.2)$$

Betrachtet man die Zeiten in denen ein Plasmoid die Sichtlinie kreuzt (hellgrau unterlegt), so sieht man, daß die HBD Diagnostik die Temperatur der Plasmoide bei kurzen Spikes mit einem Fehler von $\pm 50\%$ wiedergibt. Dort, wo die Zeitspur keine Temperatur anzeigt, ist die Intensität der Kontinuumsstrahlung unter einen kritischen Wert gesunken und die Temperatur wurde gleich -1 gesetzt. Dies betrifft nur Zeiträume, in denen Untergrundstrahlung gemessen wird. Der analoge Fall tritt auf, wenn das Meßsignal übersteuert ist.

Kapitel 4

Experimentelle Ergebnisse

4.1 Nachweis der Hoch- β Plasmoid Drift

4.1.1 Lokale Beobachtung der Pelletablation und einer Drift

Abbildung 4.1 zeigt ein typisches Meßergebnis, das man im Falle einer LFS Pelletinjektion erhält. Zu sehen sind die Rohsignale dreier Kanäle der HBD Diagnostik (Kanal 2, 4 und 6). Die Beobachtung erfolgte in Kontinuumsstrahlung bei 538.1 nm. Die niedrigste Kanalnummer bezeichnet die Sichtlinie, die sich am nächsten zum Plasmarand befindet. Zum Vergleich ist das Signal einer Diode eingezeichnet, die tangential auf die Pelletflugbahn schaut und während der gesamten Zeit der Pelletablation die emittierte D_α -Strahlung detektiert (D_α Diode). Der Beobachtungsbereich der Diode kann Abbildung B.2 entnommen werden (Diode PEL PEDT1). Man kann sehr gut die zeitliche Verzögerung des Signalbeginns in den Kanälen der HBD Diagnostik mit fortschreitender Entfernung des Beobachtungsortes vom Plasmarand sehen. Aus dieser Verzögerung erhält man die Pelletgeschwindigkeit. Die Anfangsgeschwindigkeit von 250 ms^{-1} stimmt sehr gut mit der nominellen Pelletgeschwindigkeit von 240 ms^{-1} überein. Danach sinkt die Geschwindigkeit allerdings auf 180 ms^{-1} ab. Auf die Abnahme von v_P wird in Kapitel 4.3.2 näher eingegangen. Die Verzögerung im Signalbeginn bestätigt, daß lokale Ereignisse gemessen werden und nicht der Anstieg der D_α -Strahlung in der Plasmarandschicht während der Pelletinjektion. Das Signal in einem Kanal besteht aus zwei Teilen, einem breiten Hauptpeak gefolgt von einer Serie diskreter Spikes, deren Intensität über die Zeit abnimmt. Die Anstiegsflanke des Hauptpeaks ist sehr steil ($\sim 17 \mu\text{s}$ von Signalbeginn bis zur Sättigung). Typische Zeiten für den Hauptpeak sind $50 \dots 100 \mu\text{s}$. Die nachfolgenden Spikes sind diskret mit einem zeitlichen Abstand im Bereich von $5 \dots 20 \mu\text{s}$. Die Dauer der Spikes ist zwischen $1 \mu\text{s}$ und $20 \mu\text{s}$. Nach dem Ende der Pelletablation (Diodensignal) werden auch mit der HBD Diagnostik keine Signale mehr detektiert. Berücksichtigt man

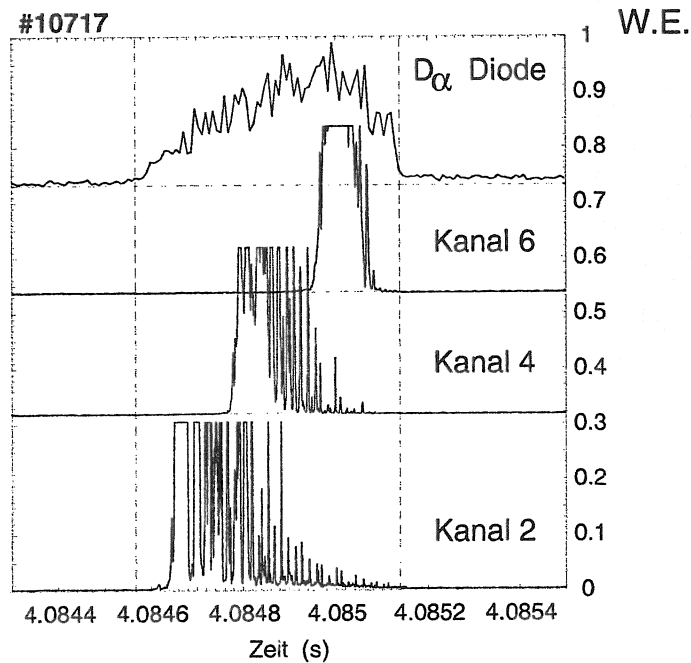


Abbildung 4.1: Signale der HBD Diagnostik während einer Pelletinjektion von der magnetischen LFS bei $\lambda = 538.1 \text{ nm}$. Zum Vergleich ist das Signal einer Diode gezeigt, die den gesamten Ablationsprozeß beobachtet.

die Geschwindigkeit des Pellets und den Durchmesser des Plasmoiden, so sieht man, daß die gesamte Signalfolge in einem Kanal deutlich länger andauert (bis $\sim 500 \mu\text{s}$) als das Kreuzen der Sichtlinie durch das Pellet erfordert ($\sim 50 \mu\text{s}$). Es wird sogar auf mehreren Kanälen gleichzeitig ein Signal detektiert. Da das Pellet zu einem Zeitpunkt nur von einem Sehstrahl beobachtet werden kann, muß also ein weiteres Ereignis im Plasma beobachtet werden.

Die kurzen Spikes können nicht durch die Beobachtung der Pelletbewegung hervorgerufen werden, da das Pellet rund $40\text{...}50 \mu\text{s}$ zum Kreuzen einer Sichtlinie benötigt, während die Spikedauer kürzer als $20 \mu\text{s}$ ist. Die Spikes sind somit mit einem weiteren radialen Materialtransport und damit einer Drift zuzuordnen, die durch die Pelletablation hervorgerufen wird. Die Bewegung der Ablationswolke kann ausschließlich durch die breiten Hauptpeaks wiedergegeben werden.

Einen Vergleich der Meßergebnisse für LFS und HFS Pelletinjektion kann man in Abbildung 4.2 sehen. Man sieht in Abbildung 4.2b), wie sich die zeitliche Abfolge des Vorgangs für die HFS Pelletinjektion im Vergleich zum LFS Einschub umkehrt. Man sieht zunächst diskrete Spikes mit zunehmender Intensität und zum Abschluß den breiten Hauptpeak. Nach einem steilen Flankenabfall des Hauptpeaks werden keine weiteren Signale mehr detektiert. Das Ende der Signalfolge erfolgt für Diagnostikkanäle tiefer im Plasma später als für die näher am Plasmarand lokalisierten Kanäle und im Regelfall vor Beendigung der Pelletablation.

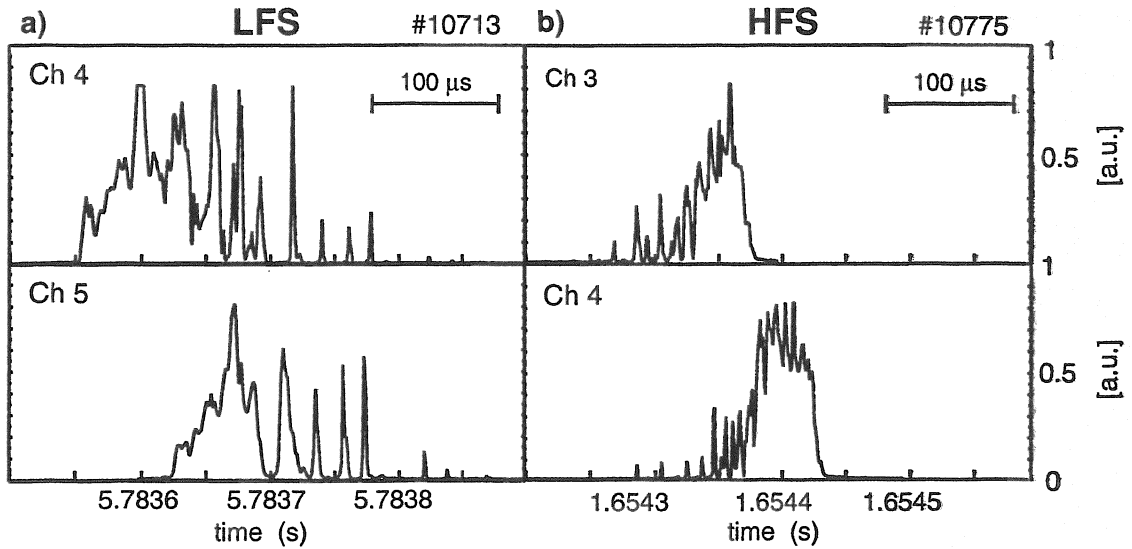


Abbildung 4.2: Vergleich der Rohsignale der HBD Diagnostik beim Pelleteinschub von der Niederfeldseite (a) und der Hochfeldseite (b).

4.1.2 Modellvorstellungen für die Meßsignale der Hoch- β Drift

Für den Nachweis der Hoch- β Drift muß man zunächst eine Vorstellung entwickeln, welche Signale bei Auftreten einer Hoch- β Plasmoid Drift in der HBD Diagnostik zu sehen sind.

Abbildung 4.3a) zeigt ein schematisches (Raum-Zeit)-Diagramm für die Pelletbewegung (gestrichelte Linie) mit einer Geschwindigkeit von 240 ms^{-1} sowie die erwarteten Bahnen einiger driftender Hoch- β Plasmoiden für den Pelleteinschub von der magnetischen HFS und der LFS. Die Plasmoiden werden immer zur magnetischen LFS beschleunigt. Die Beschleunigung wird entsprechend der theoretischen Abschätzungen mit 10^9 ms^{-2} angesetzt. Die schwarzen Kreise sollen das erwartete qualitative Verhalten der Strahlungsintensität wiedergeben. Wie in Abschnitt 2.7 gezeigt, werden sowohl die Linien-, als auch die Kontinuumsstrahlung abnehmen, nachdem das Pellet den Plasmoiden verlassen hat. Die grauen, horizontalen Balken geben die radiale Position einiger Sichtlinien der HBD Diagnostik an. In Abbildung 4.3b) wird das Meßsignal gezeigt, das ein Diagnostikkanal, der die LFS beobachtet, unter der Annahme eines kontinuierlichen Ablations- und Driftprozesses detektieren würde. Zunächst würde die Strahlung aus der Ablationswolke selber detektiert werden. Diese sollte zu einem steilen Anstieg in der Intensität führen. Nachdem das Pellet die Sichtlinie passiert hat, werden Plasmoiden zur LFS driften und die Sichtlinie kreuzen. Mit zunehmender Zeit wird dabei die Intensität der Signale abnehmen, da die Plasmoiden eine längere Zeit benötigen, um nach ihrer Entstehung die Sichtlinie zu kreuzen. Abbildung 4.3c)

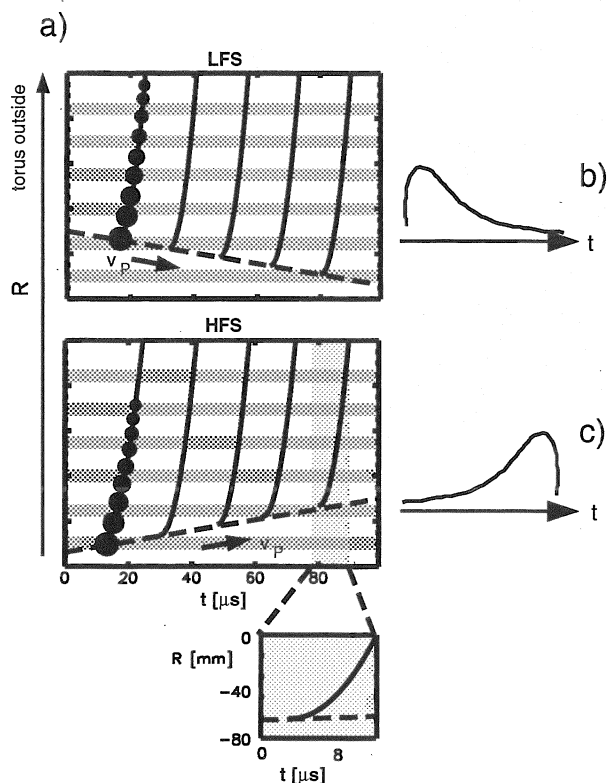


Abbildung 4.3: a) Schematische Zeichnung der Hoch- β Plasmoid-Beschleunigung. Die gestrichelte Linie zeigt die Pelletbahn, während die durchgezogenen Linien die Bewegung driftender Plasmoiden markieren. b) Erwartetes Meßsignal für einen Diagnostikkanal, der die LFS beobachtet. c) Erwartetes Meßsignal für die HFS.

zeigt den Signalverlauf für Pellets von der HFS. In diesem Fall werden die driftenden Plasmoiden die Sichtlinie vor dem Pellet erreichen. Ein ansteigendes Signal, hervorgerufen durch die driftenden Plasmoiden, ist zu erwarten bis die Ablationswolke selbst die Sichtlinie durchquert. Das Signal endet kurz nach Erreichen der maximalen Intensität mit einem steilen Abfall.

Dadurch, daß die Driftrichtung unabhängig von der Richtung der Pelletbewegung immer zur LFS gerichtet ist, kommt es zu einer Umkehr des Signalverlaufs, wenn man den Pelleteinschuß von der LFS mit dem von der HFS vergleicht.

4.2 Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Modellvorstellung

In Abbildung 4.4 sind die Rohsignale des HBD Diagnostik über Raum und Zeit aufgetragen. Die Helligkeit ist ein Maß für die Strahlungsintensität aus dem Plasma. Die gestrichelten grünen Linien geben die Pelletbewegung im Plasma an. Die durchgezogenen grünen Linien markieren die mögliche Bewegung von Hoch- β Plasmoiden. Ein Vergleich mit Abbildung 4.3 zeigt eine gute Übereinstimmung der detektierten Signale mit Signalen, die für die Hoch- β Drift zu erwarten sind.

Ein Vergleich der Einhüllenden der Meßsignale in Abbildung 4.2 zeigt ebenfalls eine sehr gute Übereinstimmung mit den Signalen, die für das Auftreten einer

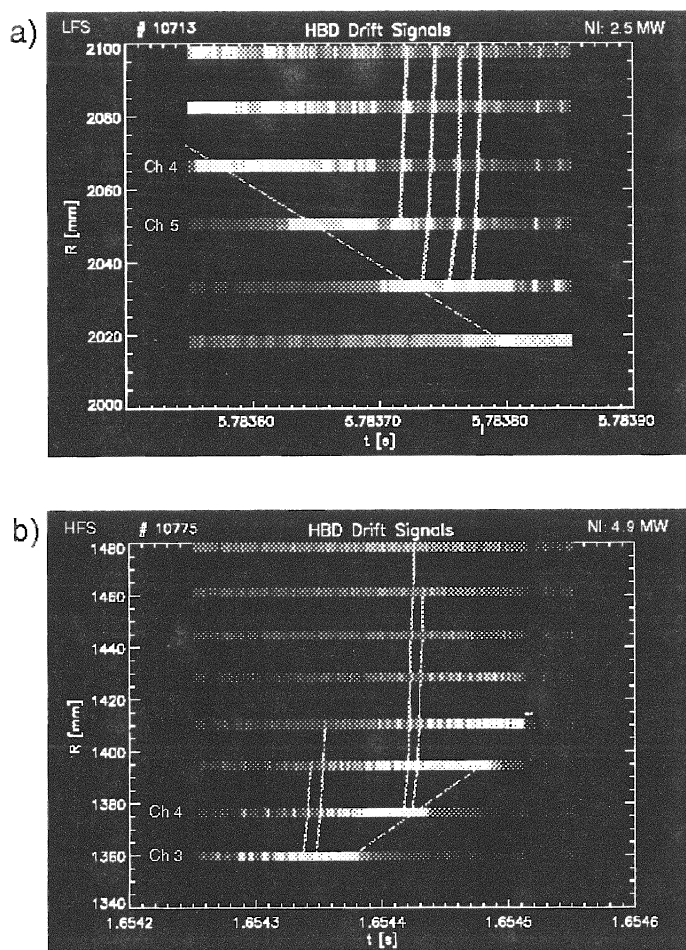


Abbildung 4.4: Unkalibrierte Rohsignale der Hoch- β Drift. Die Intensität ist aufgetragen über Ort und Zeit analog zu Abbildung 4.3. Die Helligkeit ist ein Maß für die spektrale Strahldichte. Die unterbrochene Linie zeigt die Pelletbewegung, die durchgezogenen Linien die Bewegung driftender Plasmoiden.

a) LFS Pelletinjektion,
b) HFS Pelletinjektion.

Hoch- β Drift erwartet wurden (Abbildung 4.3b) und c)). Insbesondere die Umkehr in der Signalabfolge ist ein sehr starkes Indiz für das Auftreten der Hoch- β Drift. Die breiten Signalpeaks können somit als Strahlungsemission während der Ablationsphase angesehen werden, während die diskreten schmalen Spikes von den driftenden Plasmoiden herrühren. Im Falle der LFS Pelletinjektion bewegen sich die Plasmoiden entgegen der Pelletbewegung, im Falle der HFS Injektion eilen sie dem Pellet voraus.

Die zusätzliche Struktur in den Signalen kann durch die wohlbekannten Oszillationen in der Ablationsrate erklärt werden [9, 42], die in Abschnitt 2.4 vorgestellt wurden und in Kapitel 4.8 ausführlich diskutiert werden. Es ist zu erwarten, daß eine Oszillation in der Ablationsrate zu einer zeitlichen Modulation in der detektierten Strahlungsintensität einer Sichtlinie führt, die sich auch in den Driftsignalen fortsetzt. Im Extremfall kann diese Oszillation zu einer Diskretisierung der Plasmoiden führen. Eine eingehende Analyse zur Strukturierung der Plasmoiden wird in Kapitel 4.8 vorgestellt.

Bei der Pelletinjektion von der HFS kann klar gesehen werden, daß die Hoch- β Drift zur magnetischen LFS gerichtet ist. Die Pellets werden unter einem Winkel

von 44° zur Plasmamittelebene eingebracht. Die Sichtlinien sind auf einer Höhe radial angeordnet (siehe Inlet Abbildung 4.5). Somit können nur einige Sichtlinien direkt die Pelletablation beobachten. Näher zum Plasmazentrum kann nur noch Strahlung detektiert werden, die aus Plasmoiden stammt, die zur magnetischen LFS driften. In Abbildung 4.5 zeigt Kanal 3 das typische Signal für einen HFS Pelleteinschuß, zunächst die diskreten Spikes, hervorgerufen durch die driftenden Plasmoiden. Anschließend endet das Signal mit einem breiten Strahlungspeak, der aus der Ablationswolke stammt. In Kanal 7 und 8, die näher am Plasmazentrum sind, sieht man ausschließlich ein stark oszillierendes Signal. Keiner der Peaks kann durch die sich langsam bewegende Ablationswolke hervorgerufen werden. Eine weitere Analyse bestätigt, daß das Pellet nur bis Kanal 6 in das Plasma eindringt. Es kann sich daher nur um die Signale driftender Plasmoiden handeln, die sich zur LFS bewegen. Im Falle der LFS Injektion wurden nie Signale

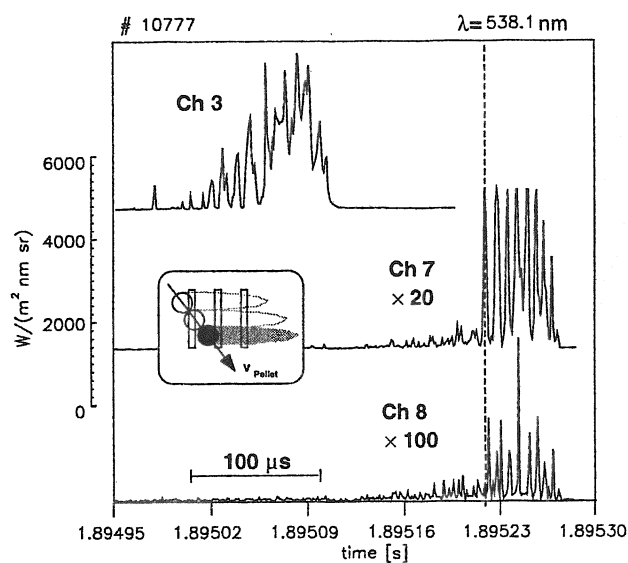


Abbildung 4.5: Rohsignale der HBD Diagnostik für einen HFS Pelleteinschuß. Die inneren Kanäle (Kanal 7 und 8) zeigen ausschließlich Peaks von driftenden Plasmoiden.

driftender Plasmoide näher zum Plasmazentrum gefunden als Signale, die durch die Strahlung aus der Ablationswolke verursacht werden. Diese Beobachtungen bestätigen, daß die Drift, unabhängig von der Richtung der Pelletbewegung, immer zur magnetischen LFS gerichtet ist. Dies entspricht dem erwarteten Verhalten der Hoch- β Drift. Mit der Beobachtung der Hoch- β Plasmoid Drift ist auch eine Beobachtung von Durst zu erklären, der einen 'Materialauswurf' aus der Ablationswolke beobachtet hatte [61].

Es kann also davon ausgegangen werden, daß es sich bei dem beobachteten Materialtransport um die Hoch- β Drift handelt. Diese soll im folgenden Kapitel quantitativ untersucht werden. Dabei werden auch Messungen zur Bestimmung von β_{pl} im Plasmoiden vorgestellt, die zeigen, daß der Plasmoid ein stark erhöhtes β_{pl} verglichen mit dem lokalen β_0 des umgebenden Plasmas besitzt.

4.3 Driftbewegung und Pelletbeschleunigung

4.3.1 Geschwindigkeit und Beschleunigung der Hoch- β Plasmoid Drift

Die Messung, die in Abbildung 4.5 vorgestellt wird, eignet sich, um die Driftgeschwindigkeit und Plasmoidbeschleunigung zu bestimmen. Die Spikes von Kanal 7 und Kanal 8 lassen sich eindeutig einander zuordnen. Die Plasmoide benötigen zwischen $1 \mu\text{s}$ und $3 \mu\text{s}$, um die Strecke von 16 mm zwischen den Sichtlinien zurückzulegen. Daraus ergibt sich eine Driftgeschwindigkeit $v_d = 5 \times 10^3 \dots 1.6 \times 10^4 \text{ ms}^{-1}$. Dies ist in sehr guter Übereinstimmung mit den theoretisch erwarteten Werten. Aus v_d und der Dauer der Spikes ($\leq \mu\text{s}$) ergibt sich als Obergrenze für den Plasmoiddurchmesser $\approx 1 \text{ cm}$.

Ergänzende Messungen mit einer Diode, die die gesamte Pelletablation beobachtet zeigen, daß die Pelletablation auf Höhe von Kanal 6 der HBD Diagnostik endet. Stellt man die Meßsignale analog Abbildung 4.4 dar, sieht man, daß die in Kanal 7 und 8 beobachteten Kanäle aus dem Bereich von Kanal 6 stammen. Die Pelletgeschwindigkeit wurde direkt gemessen: $v_P \approx 350 \text{ ms}^{-1}$. Unter der Annahme einer konstanten Beschleunigung wurde die mittlere Plasmoidbeschleunigung zu $a_d = 5 \times 10^8 \dots 5 \times 10^9 \text{ ms}^{-2}$ bestimmt. Auch dieser Wert liegt genau im Bereich der erwarteten Beschleunigung des Plasmoden durch die Drift. Die Laufzeit der Plasmoid von ihrer Entstehung bis zum Erreichen von Kanal 8 beträgt $4 \dots 11 \mu\text{s}$.

Driftgeschwindigkeit aus einer Kreuzkorrelation

Es soll eine Kreuzkorrelation zwischen den Signalen benachbarter Diagnostikkanälen durchgeführt werden, um die Signalstruktur der Kanäle wechselseitig zuordnen zu können und somit Informationen über die Bewegung der Plasmoide im Plasma zu erhalten.

Kreuzkorrelationen überprüfen, wann sich ein Ereignis aus einem Meßkanal in einem zweiten wiederholt oder wann sich eine Sequenz von Ereignissen wiederholt.

Für die Kreuzkorrelation wurde eine Korrelationsfunktion aus der Bibliothek der Programmiersprache IDL entnommen:

$$P_{xy}(L) = \begin{cases} L \geq 0 : \frac{\sum_{k=0}^{N-L-1} (x_{k+L} - \bar{x})(y_k - \bar{y})}{\sqrt{\left[\sum_{k=0}^{N-1} (x_k - \bar{x})^2 \right] \left[\sum_{k=0}^{N-1} (y_k - \bar{y})^2 \right]}} \\ L \leq 0 : \frac{\sum_{k=0}^{N-L-1} (x_k - \bar{x})(y_{k+L} - \bar{y})}{\sqrt{\left[\sum_{k=0}^{N-1} (x_k - \bar{x})^2 \right] \left[\sum_{k=0}^{N-1} (y_k - \bar{y})^2 \right]}} \end{cases} \quad (4.1)$$

x und y bezeichnen hier die Datenvektoren zweier Meßkanäle, \bar{x} und \bar{y} ihre Mittelwerte. N ist die Anzahl der Elemente von x bzw. y . L ist die Verschiebung zwischen den Vektoren ausgedrückt in Indizes.

Für die HBD Diagnostik kann die Verschiebung in Indizes direkt in eine Geschwindigkeit umgerechnet werden. Der zeitliche Abstand zweier Meßpunkte und ebenso der radiale Abstand zweier Kanäle auf Höhe des Pelleteinschusses sind bekannt.

Einschränkung der Anwendbarkeit der Kreuzkorrelation Die Anwendung einer Kreuzkorrelation zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit führt zu Problemen. Wie schon erwähnt, 'schaut' eine Kreuzkorrelation, wann sich ein Ereignis aus einem Datenarray sich in einem zweiten wiederholt oder wann sich eine Folge von Ereignissen wiederholt, wobei sich die relative Lage der Einzelereignisse der Sequenz nicht ändert. Im Falle der Hoch- β Drift Beobachtung hat man durch die Spikes eine nahezu periodische Folge von annähernd identischen Ereignissen, deren zeitliche Abstände sich durch die Beschleunigung uneinheitlich ändern. Somit besitzt jedes Signal, d.h. jeder Spike eine eigene Geschwindigkeit und damit eine eigene zeitliche Korrelation für zwei benachbarte Kanäle. Es gibt also keine eindeutige Korrelation für das gesamte Spike-Ensemble. Für jeden einzelnen Spike gibt es eine Vielzahl von Korrelationsmöglichkeiten (siehe Abbildung 4.6). Ein weiteres Problem ist der breite, hohe Peak der Ablationswolke. Die beste Korrelation wird daher für die beiden Peaks der Ablationswolke gefunden, wodurch die Korrelationen der Spikes unterdrückt werden. Durch die Intensitätsabnahme während der Drift ist die Korrelation eines einzelnen Spikes mit dem Ablationspeak ebenfalls stärker als die mit einem anderen Spike.

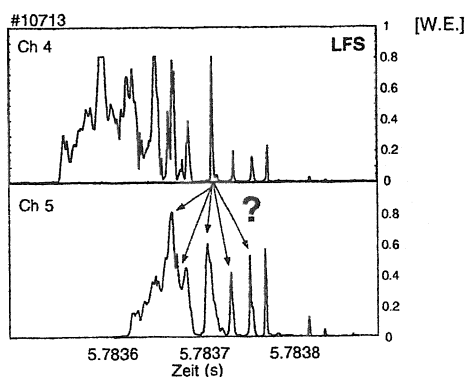


Abbildung 4.6: Bei der Kreuzkorrelation ist die Zuordnung der Driftsignale nicht eindeutig. Außerdem dominiert das Signal der Ablationswolke die Korrelation.

Die Kreuzkorrelation soll hier dennoch durchgeführt werden. Sie kann zwar kein eindeutiges Ergebnis liefern, aber man erhält Aussagen darüber, welche Zuordnungen besonders gut möglich sind und somit eine Art 'Geschwindigkeitsspektrum'. Für einige Pellets war es auch möglich eine Korrelation ohne Strahlungssignal aus der Pelletablationswolke durchzuführen. Es war so möglich Pellet- und Driftbewegung zu separieren.

Geschwindigkeitsspektren aus der Kreuzkorrelation Für diese Analyse wurden Messungen in Kontinuumsstrahlung verwendet. Die Korrelationsfunktion wird im Folgenden über den Geschwindigkeitsbetrag aufgetragen.

In Abbildung 4.7a) sieht man eine typische Korrelation zweier benachbarter Kanäle für die Pelletinjektion von der HFS. Die stärkste Korrelation zeigt sich für eine Bewegung mit $300...400 \text{ ms}^{-1}$ zur LFS. Für langsamere Bewegungen in Richtung LFS fällt die Korrelationsfunktion stark ab. Für Geschwindigkeiten kleiner 200 ms^{-1} findet man keine Korrelation. Zu höheren Geschwindigkeiten hin ist der Abfall der Korrelationsfunktion deutlich, aber schwächer. Für die Bewegung zur HFS wächst $P(v)$ mit v , abgesehen von einem lokalen Maximum für die kleinsten Geschwindigkeiten, das wegen $P(v) < 0$ vernachlässigt werden soll. Für die höchsten Geschwindigkeiten wird die beste Korrelation erreicht. Aber die Korrelation ist im relevanten Bereich $P(v) > 0$ immer schlechter als für die Bewegung zur LFS. Das Ende der Kurven wird durch die zeitliche Auflösung der Diagnostik bestimmt. Die langsame Bewegung zur LFS, welche die Korrelation bestimmt, ist die Bewegung der Ablationswolke mit dem Pellet. Das Hauptmaximum liegt genau im Bereich der Pelletgeschwindigkeit (siehe auch Abschnitt 4.3.2). Den Grund hierfür sieht man in Abbildung 4.6. Die maximale Strahlungsintensität wird während der Ablation erreicht. Der Peak ist breit, da die Ablationssignale eine lange Zeit andauern und somit über einen weiten Bereich der Verschiebung eine Korrelation liefern. Für große Geschwindigkeiten dominieren die Korrelationen der Spikes untereinander. Dabei gibt es eine große Anzahl von möglichen Kombinationen ohne eindeutige Zuordnung. Durch die Quasiperiodizität der Spikes ist auch die Richtung der Bewegung nicht eindeutig festgelegt. Allerdings zeigt die Bewegung zur LFS eine etwas bessere Korrelation und in dieser Richtung ist die Drift zu erwarten.

Die Bestätigung, daß der Hauptpeak in Abbildung 4.7a) durch die Pelletbewegung bestimmt wurde, kann man Abbildung 4.7b) entnehmen. Hier sind zwei Kanäle der HFS korreliert, die keine Pelletablation, sondern nur das reine Driftsignal gesehen haben. Hier findet man für niedrige Geschwindigkeiten unabhängig von der Bewegungsrichtung keine Korrelation. Mit ansteigender Geschwindigkeit wächst die Korrelation im Mittel für beide Bewegungsrichtungen an. Die Oszillationen stammen daher, daß die Spikes annähernd periodisch auftreten. Wiederum scheint die Bewegung zur LFS für hohe Geschwindigkeiten eine bessere Korrelation zu ergeben, aber dies könnte auch ein Artefakt des begrenzten Geschwindigkeittraumes sein.

Weitere Information kann man aus dem Vergleich mit einer Pelletinjektion von der LFS erhalten. Dieser Fall wird in Abbildung 4.7c) gezeigt. Um die Korrelation bei höheren Geschwindigkeiten analysieren zu können, wurde der Kanal 3 mit seinem übernächsten Nachbarn korreliert. Wieder wird die Korrelation durch die Bewegung der Ablationswolke mit $200...300 \text{ ms}^{-1}$ dominiert, die diesmal zur HFS gerichtet ist. Von besonderem Interesse ist die Korrelation für die Bewegung zur Niederfeldseite. Abbildung 4.7b) hat gezeigt, daß die Drift bei hohen

Geschwindigkeiten auftritt. Bei hohen Geschwindigkeiten hat die Bewegung zur LFS ein Maximum, das oberhalb der Korrelation für die Bewegung in die Gegenrichtung liegt. Die dominierende Bewegungsrichtung für hohe Geschwindigkeiten ist unabhängig von der Richtung der Pelletbewegung, zur LFS hin, wie für die Hoch- β Plasmoid Drift erwartet. Für Geschwindigkeiten $> 10^4 \text{ ms}^{-1}$ nähern sich die Korrelationen der beiden Bewegungsrichtungen mit Werten jeweils unter ihren Maxima an. Das legt die Vermutung nahe, daß es sich bei den Korrelationen mit $v_P \gg 10^4 \text{ ms}^{-1}$ um einen rein statistischen Wert handelt. Für die Bewegung zur LFS gibt es im Falle der Pelletinjektion von der LFS eine maximale Korrelation für Geschwindigkeiten von $10^3 \dots 10^4 \text{ ms}^{-1}$.

Um auch für die LFS eine Korrelation von reinen Driftsignalen zu erhalten, wurde die Zeitbasis für die Signale der Korrelation so gewählt, daß keine Ablationswolke in ihnen enthalten ist. Das Ergebnis wird in Abbildung 4.7d) gezeigt. Hier zeigt sich ganz klar, was sich bei der vorherigen Korrelation angedeutet hatte. Für die Driftsignale dominiert eine Bewegung mit $10^3 \dots 10^4 \text{ ms}^{-1}$ zur LFS.

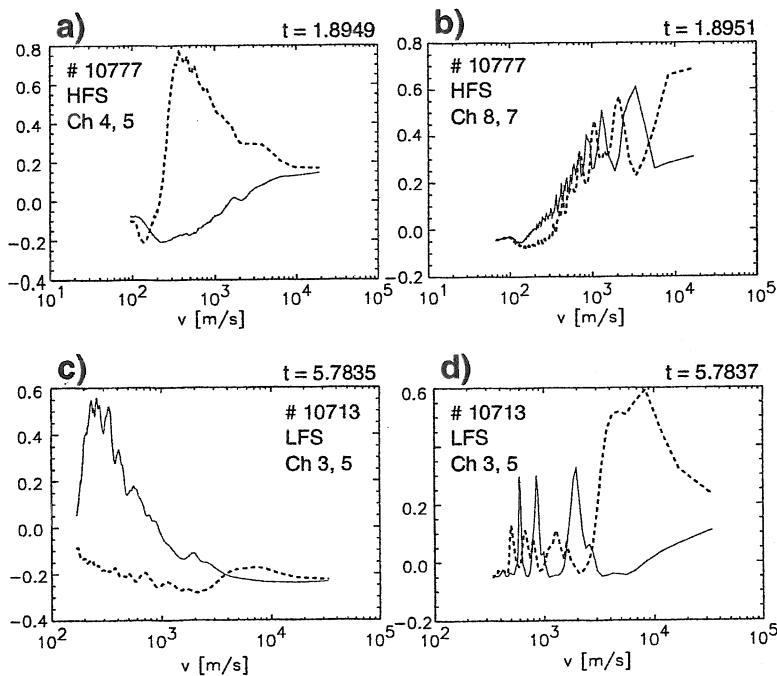


Abbildung 4.7: Ergebnisse der Kreuzkorrelation: a) HFS Pelletinjektion, b) HFS Pelletinjektion für zwei Meßkanäle mit reinem Driftsignal (keine Ablationswolke), c) LFS Pelletinjektion, d) LFS Pelletinjektion, bei der der zeitliche Ausschnitt so gewählt wurde, daß kein Ablationssignal sichtbar ist. Die durchgezogene Linie gibt dabei $P(v)$ für eine Bewegung zur HFS an, die durchbrochene $P(v)$ für eine Bewegung zur magnetischen LFS.

Somit deutet auch die Kreuzkorrelation auf das Auftreten der schnellen Hoch-

β Drift, die zur LFS gerichtet ist. Die typischen Geschwindigkeiten der detektierten, driftenden Plasmoide liegen im Bereich von $10^3 \dots 10^4 \text{ ms}^{-1}$, sind also von der gleichen Ordnung wie die Erwartungen aus den Modellvorstellungen.

4.3.2 Pelletgeschwindigkeit

Erstmals wurde eine Änderung der radialen Pelletgeschwindigkeitskomponente während der Ablation im Plasma gemessen. Die nominelle Pelletgeschwindigkeit betrug für alle Experimente, die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt werden, 240 ms^{-1} . Bei der Pelletinjektion von der magnetischen LFS wurde im Plasma eine niedrigere Geschwindigkeit gemessen, bei der HFS Injektion eine erhöhte Geschwindigkeit in der Richtung parallel zum Torusradius. Diese Abhängigkeit von der Seite der Pelletinjektion läßt vermuten, daß die Geschwindigkeitsänderung mit der Hoch- β Drift in Verbindung gebracht werden muß.

Eine Überprüfung der Pelletlaufzeit zwischen einer Lichtschranke an der Zentrifuge und dem Eintritt des Pellets in das Plasma bei der HFS Injektion zeigte, daß Trichter und Führungsrohr keinen wesentlichen Einfluß auf die Pelletgeschwindigkeit haben. Bei einer Gesamtlänge von 5.545 m waren die typischen Laufzeiten 24...25 ms, was einer Geschwindigkeit von $v_p = 222 \dots 231 \text{ ms}^{-1}$ entspricht. Da der Zeitpunkt des Pelleteintritts in das Plasma aus dem flachen Anstieg des D_α Diodensignals bestimmt werden muß und die genaue Separatrixlage die genaue Länge der Wegstrecke bestimmt, erhält man unter Berücksichtigung der Fehler eine Pelletgeschwindigkeit von $v_p = 200 \dots 260 \text{ ms}^{-1}$. Unter Berücksichtigung des Pelleteinschusses unter 44° ergibt sich die radiale Komponente der Pelletgeschwindigkeit im Falle einer HFS Pelletinjektion zu $v_{p,r} = 140 \dots 190 \text{ ms}^{-1}$. Dementsprechend hat der Trichter auch keinen signifikanten Einfluß auf die Geschwindigkeit der Pellets, die von der magnetischen LFS eingebracht werden. Die nominelle radiale Komponente der Pelletgeschwindigkeit beträgt daher für die Pelletinjektion von der LFS $235 \pm 10 \text{ ms}^{-1}$.

Die Pelletgeschwindigkeit im Plasma wurde aus den Messungen der HBD Diagnostik bestimmt. Dabei wurde die mittlere Geschwindigkeit zwischen jeweils zwei Diagnostikkanälen ermittelt. Auf der LFS wurde als Zeitpunkt für das Erreichen eines Diagnostikkanals der Moment des steilen Flankenanstieg im Meßsignal verwendet. Für die HFS wurde der steile Flankenabfall am Ende herangezogen. Der Zeitabstand für das Erreichen zweier Kanäle kann somit durch eine Variation im Radius der Ablationswolke beeinflusst werden. Zwischen zwei Kanälen ist allerdings eine Variation von lediglich $\leq 1 \text{ mm}$ zu erwarten, was einem Fehler von unter $\approx 5 \%$ entspricht. Die Beobachtungsgeometrie für die Geschwindigkeitsmessung wird in Abbildung 4.8 gezeigt. Die Winkelvariation über die Sichtlinienarrays wurde berücksichtigt.

Es zeigt sich, daß im Falle der HFS Pelletinjektion die radiale Pelletgeschwindigkeit im Plasma systematisch höher ist als die nominelle Geschwindigkeit (Abbildung 4.9 a)). Zum Vergleich ist die nominelle radiale Geschwindigkeit als

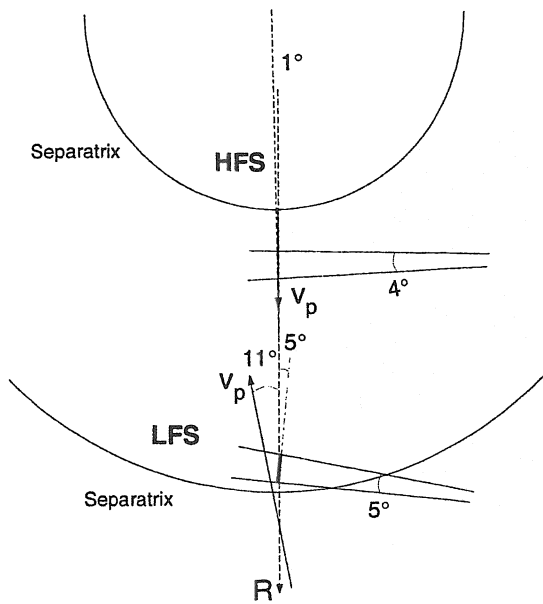


Abbildung 4.8: Beobachtungsgeometrie zur Bestimmung der Pelletgeschwindigkeit.

gestrichelte Linie eingezeichnet. Mit zunehmender Eindringtiefe ist eine weitere Zunahme der Geschwindigkeit zu beobachten. Der Betrag der radialen Geschwindigkeitskomponente verdoppelt sich. Die mittlere Beschleunigung beträgt $5 \times 10^5 \text{ ms}^{-2}$. Für Pellets, die von der LFS eingeschossen werden, sieht man, daß die gemessene Geschwindigkeit niedriger ist als die erwartete. Betrachtet man die Messung für einzelne Pellets (durch die Linien gekennzeichnet), sieht man eine kontinuierliche Abnahme der Geschwindigkeit mit zunehmender Eindringtiefe. Besonders stark werden Pellets mit geringen Eindringtiefen abgebremst. Die mittlere Beschleunigung auf der LFS beträgt $-4 \times 10^5 \text{ ms}^{-2}$, also vom Betrag nahezu identisch zur Beschleunigung auf der HFS. Die geringere Abweichung von der nominellen Geschwindigkeit erklärt sich dadurch, daß die Messung nach einer deutlich kürzeren Verweildauer des Pellets im Plasma erfolgt.

Die beobachtete Beschleunigung des Pellets bei der HFS Injektion wird durch weitere Beobachtungen bestätigt. Die Ablationswolke des Pellets wird in mehr Kanälen der HBD Diagnostik gesehen (in bis zu 6) als bei einem Winkel von 45° zwischen Array und Pelletbahn zu erwarten ist. Dies zeigt, daß sich das Verhältnis von radialer zu vertikaler Geschwindigkeitskomponente zugunsten der radialen Komponente, verglichen mit der nominellen Flugbahn, verschoben haben muß. Eine weitere Bestätigung erhält man aus dem Vergleich der Eindringtiefen, die aus Videobildern und der Flugzeit des Pellets bestimmt wurden. Die Eindringtiefen, die aus der Flugzeit und der nominellen Pelletgeschwindigkeit bestimmt wurden, lagen systematisch unter den Werten aus den Videoaufnahmen der Ablationsspur.

Die Beschleunigung des Pellets erfolgt in Richtung der Hoch- β Plasmoid Drift. Die Ursache der Beschleunigung wird daher die Hoch- β Drift sein. Zum einen bewirkt der driftende Plasmoid einen Impulsübertrag auf das Pellet. Zum anderen bewirkt die Drift direkt einen Raketeneffekt durch einen unsymmetrischen

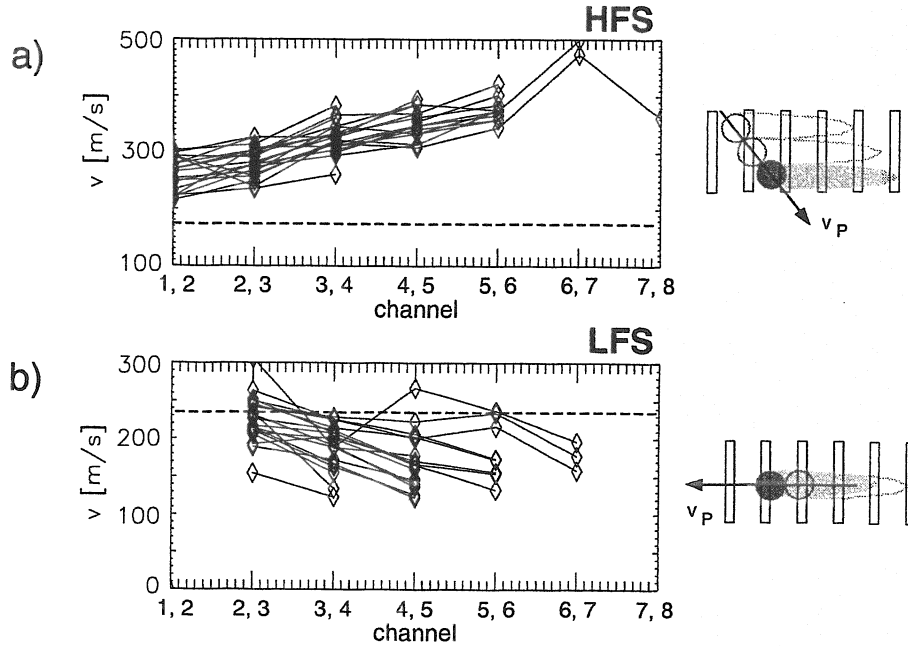


Abbildung 4.9: Pelletbeschleunigung im Plasma. a) radiale Geschwindigkeitskomponente im Falle der Pelletinjektion von der magnetischen HFS. b) radiale Geschwindigkeitskomponente beim Einschub von der LFS. In beiden Fällen wird die nominelle radiale Geschwindigkeit durch die unterbrochene Linie angegeben.

Wärmefluß auf das Pellet. Desweiteren kann die Drift zu einer radial asymmetrischen Abschirmung des Pellets führen, so daß der Wärmefluß aus dem Hintergrundplasma auf der der Hochfeldseite zugewandten Seite des Pellets höher ist und es so zu einem netto Raketeneffekt kommt. Der Impulsübertrag durch die Drift auf das Pellet kann folgendermaßen abgeschätzt werden: Das Pellet ist von der Größenordnung $\sim 1 \text{ mm}^{-3} \equiv m_P = 10^{-7} \text{ kg}$. Die Fläche senkrecht zur Driftrichtung ist $S_P \sim 10^{-6} \text{ m}^2$. Die Wegstrecke der driftenden Ionen bis zum Auftreffen auf das Pellet ist der halbe Plasmodradius $r_{pl}/2 \sim 2 \text{ mm}$ und somit ihre Geschwindigkeit bei einer Beschleunigung von $a_d = 5 \times 10^8 \text{ ms}^{-2}$ $v_d \sim 100 \text{ ms}^{-1}$. Die Zeit bis zum Erreichen des Pellets beträgt $t_d \sim 3 \times 10^{-6} \text{ s}$. Bei einer Plasmoddichte von $n_{e,pl} = 5 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ erhält man somit eine Kraft von

$$F = \frac{2 \times n_{e,pl} S_P r_{pl} m_i v_d}{2t_d} \sim 2 \times 10^{-4} \text{ N} \quad (4.2)$$

auf das Pellet und somit eine Beschleunigung des Pellets von

$$a_P = \frac{F}{m_P} = 10^3 \text{ ms}^{-2} \quad (4.3)$$

Dies ist zwei Größenordnungen kleiner als der gemessene Wert. Der Raketeneffekt durch den asymmetrischen Wärmefluß, der direkt durch die Drift verursacht wird ist von der gleichen Größenordnung wie der Impulsübertrag durch

einen elastischen Stoß. Eine radial asymmetrische Abschwächung der Abschirmung des Pellets gegenüber dem Wärmefluß aus dem Hintergrundplasma kann zu einer wesentlich höheren Beschleunigung des Pellets führen. Es soll nun der Extremfall angenommen werden, daß durch die Drift die hochfeldnahe Seite des Pellets völlig unabgeschirmt ist, während die niederfeldnahe Seite ideal abgeschirmt wird. Nachdem die halbe Pelletmasse sublimiert wurde, erreicht das Pellet dann die thermische Geschwindigkeit der sublimierten Atome. Dies ist $\sqrt{k_B T_{i,pl}/m_i} \sim 10^4 \text{ ms}^{-1}$, also 2 Größenordnungen über dem gemessenen Wert. Es würde somit eine Asymmetrie in der Größenordnung von 1% ausreichen, um die beobachtete Beschleunigung zu verursachen. Wie stark sich die Beschleunigung in zukünftigen, großen Tokamaks wie ITER auswirken wird, kann noch nicht vorhergesagt werden.

4.4 Die Methode der Dichtemessung

Für die Bestimmung der Plasmoiddichte stehen zwei Verfahren zur Verfügung, zum einen die Dichtemessung aus der Starkverbreiterung der D_α -Linie, zum anderen aus der Strahlungsintensität.

Die Linienverbreiterung wird im wesentlichen durch die Elektronendichte im Plasmoiden bestimmt (siehe Abschnitt 2.6.1). Im optisch dünnen Fall ist so eine hinreichend exakte Messung der Elektronendichte ohne genaue Kenntnis der Temperatur möglich.

Für die Messung des Linienprofils wurden die Plasmoide mit den Optikköpfen der HBD Diagnostik beobachtet. Die spektrale Zerlegung erfolgte mit einem Czerny-Turner Spektrometer und die Detektion der Strahlung mittels einer CCD Kamera. Eine Beschreibung der Anordnung befindet sich in Abschnitt B.5.1. Die Beobachtung über die Optikköpfe der HBD Diagnostik erlaubt, trotz der langen Belichtungszeiten des Spektrometers und der Bewegung vom Pellet und den Plasmoiden, eine lokale Dichtemessung. Somit wird die Dichte des Plasmoide während eines kurzen zeitlichen Abschnitts der Ablation gemessen. Die detektierte Strahlung wird durch die Strahlung aus dem Plasmoiden während der Ablationsphase und den ersten μs nach der Trennung von Plasmoid und Pellet bestimmt. Durch die Strahlung aus den driftenden Plasmoiden wird die Dichtemessung für die Plasmoide während der Ablationsphase etwas zu niedrige und die Temperaturmessung etwas zu hohe Werte liefern. Eine Messung der Dichte driftender Plasmoiden nach der Trennung vom Pellet war aufgrund der langen Belichtungszeit ($\sim 10 \text{ ms}$) nicht möglich; es dominierte die Untergrundstrahlung.

Zeitaufgelöst kann der Dichteverlauf aus der Strahlungsintensität bestimmt werden. Dazu muß die Plasmoidtemperatur bekannt sein. Bei der Bestimmung der Dichte aus der Strahlungsintensität ist die Kontinuumsstrahlung zu bevorzugen. Diese kann, wie in Kapitel 2.7 diskutiert, länger beobachtet werden und wird erst bei höheren Dichten optisch dick (siehe auch Abbildung 2.6). Die Elektro-

endichte wird dann aus Gleichung 2.57 zusammen mit Gleichung 2.58 bestimmt. Diese Messung erlaubt die Bestimmung der Dichte einzelner, driftender Plasmoiden.

Beide Messungen erfordern einen optisch dünnen Plasmoiden. Berücksichtigt man die Absorption, so können die Meßmethoden auch auf den Übergangsbereich von optisch dünn zu optisch dick angewendet werden. Bei der Dichtebestimmung aus den Linienprofilen bedeutet dies, daß der Plasmoid nur für das Linienzentrum optisch dick sein darf. Dann ist es prinzipiell möglich, die Plasmoiddichte aus den Linienflügeln zu bestimmen. Darauf wird in Abschnitt 4.4.2 ausführlich eingegangen. Vernachlässigt man im Übergangsbereich die Absorption, so erhält man aus der Kontinuumsstrahlung eine untere Grenze der Dichte (Abschwächung der emittierten Strahldichte) und aus dem Linienprofil eine obere Grenze (die Linie erscheint breiter, da das Linienzentrum in Sättigung geht). Mit Berücksichtigung der Absorption, können aus dem Linienprofil der D_α -Linie gleichzeitig $n_{e,pl}$ und $T_{e,pl}$ bestimmt werden. Die Dopplerverbreiterung kann zwar gegenüber der Lorentzverbreiterung vernachlässigt werden (ebenso das Apparateprofil), aber im Übergangsbereich von optisch dünn zu optisch dick beeinflußt die Temperatur dennoch das Linienprofil. Das Linienzentrum wird durch die Absorption abgeflacht, während die Linienflügel weitgehend von der Absorption unbeeinflusst bleiben. Somit kann die Dichte aus dem Anstieg der Linienflügel näherungsweise unabhängig von der Temperatur bestimmt werden. Die Abflachung des Zentrums, und damit die Linienform, hingegen ist eine Funktion der Temperatur (siehe auch Abbildung 4.14 und 4.13 und kann bei durch die Linienflügel gegebener Dichte ermittelt werden. Wird der Plasmoid allerdings optisch dick, so ist die Strahlungsintensität nur durch die Temperatur gegeben oder die Linie erscheint so stark verbreitert, daß sie nicht ausgewertet werden kann, so daß keine Messung der Dichte möglich ist.

4.4.1 Einfluß der optischen Dicke auf die Dichtemessung

Während der Ablationsphase erstreckt sich der Bereich hoher Emissivität über 8...10 mm senkrecht zum Magnetfeld und 50...100 mm längs der Feldlinie. Außerhalb der Zone maximaler Emissivität nimmt die Elektronendichte ab und die Temperatur zu, so daß es dort auch zu einer starken Abnahme der Absorption kommt. In dem Bereich maximaler Emissivität und Absorption variieren Temperatur und Dichte des Plasmoiden nur schwach [23] und werden im folgenden als konstant angenommen. Die experimentell ermittelten Werte von Temperatur und Dichte sind immer räumlich gemittelte Werte. In der Heizphase hat sich der Plasmoid längs der Feldlinien ausgedehnt. Auch hier wird für die Auswertungen eine konstante spektrale Emissivität längs der Sichtlinie angenommen.

Die Sichtlinien der Diagnostik verlaufen nicht parallel zu den Feldlinien. Dabei ist die toroidale Feldlinienkrümmung zu vernachlässigen. Zu berücksichtigen ist hingegen der Inklinationswinkel der Feldlinien und der vertikale Winkel des

Sehstrahlen. In typischen Magnetfeldkonfigurationen an ASDEX Upgrade sehen die Sichtlinien auf der LFS und der HFS unter einem vertikalen Winkel von rund $10^\circ \dots 15^\circ$ auf die Magnetfeldlinien; lediglich die Vorzeichen wechseln zwischen LFS und HFS. Dieser Winkel bestimmt dann die Weglänge der Sichtstrahlen durch den Plasmoiden l_s und damit die optische Dicke (siehe Gleichung 2.68).

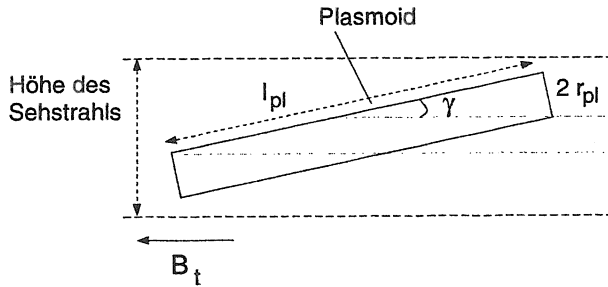


Abbildung 4.10: Lage des Plasmoiden zur Sichtlinie bestimmt die Länge der Sehstrahlen durch den Plasmoiden.

Für $l_{pl} < 10$ cm ist die Höhe der Sehstrahlen der Diagnostik größer als die Projektion des Plasmoiden auf die ebene senkrecht zu den Sichtstrahlen. Für die LFS wird somit immer der gesamte Plasmoid zu sehen sein. Auf der HFS weist die Pelletflugbahn einen Winkel zum Array der Sichtlinien auf. So werden einige Kanäle während der Ablationsphase nur einen Teil der Plasmoiden beobachten können. Anhand der Intensität im Vergleich zu benachbarten Kanälen muß entschieden werden, ob der Plasmoid zumindest näherungsweise vollständig vom Sehstrahl gesehen wird. Dann ist eine Auswertung der Strahlungsintensität möglich. Die mittlere Weglänge des Sichtstrahls durch den Plasmoiden ergibt sich so zu:

$$\bar{l}_s = \frac{1}{h_{pl}} \left((h_2 - h_1) \frac{2r_{pl}}{\sin \gamma} + 4(r_{pl} \cos \gamma)^2 (\cot \gamma + \tan \gamma) \right) \quad (4.4)$$

Dabei ist die sichtbare Höhe des Plasmoiden $h_{pl} = l_{pl} \sin \gamma + 2r_{pl} \cos \gamma$. Ferner sind $h_1 = 2r_{pl} \cos \gamma$ und $h_2 = l_{pl} \sin \gamma$. Man erhält so für $\gamma = 12^\circ$, $r_{pl} = 5$ mm und $l_{pl} = 5$ cm eine mittlere Länge von $\bar{l}_s = 2.47$ cm und $l_{pl} = 10$ cm einen Wert von $\bar{l}_s = 3.27$ cm. Die maximale Länge ist für $r_{pl} \leq 5$ mm und $\gamma \geq 10^\circ$ durch $l_s = 5.8$ cm gegeben. Für die driftenden Plasmoiden muß die Gleichung modifiziert werden. Die Projektion des Plasmoiden auf die Ebene senkrecht auf die Sichtlinien ist deutlich höher als die Sichtlinien. Daher werden die Enden des Plasmoiden nicht gesehen und die gesehene Plasmoidlänge ergibt sich zu

$$\bar{l}_s = l_s = \frac{2r_{pl}}{\sin \gamma} \quad (4.5)$$

Mit Gleichung 2.67 erhält man die mittlere emittierte Strahldichte, die von den Optikköpfen empfangen wird:

$$\bar{L}_\lambda^{em} = B_0^\lambda \left(1 - \frac{1}{h_{pl}} \int_0^{h_{pl}} dz e^{-\alpha' l_s(z)} \right)$$

$$= B_0^\lambda \left(1 - \frac{1}{h_{pl}} \left[(h_2 - h_1) e^{-2\alpha' r_{pl} / \sin \gamma} - \frac{2\alpha'}{\tan \gamma + \cot \gamma} \left(e^{-2\alpha' r_{pl} \cos \gamma (\tan \gamma + \cot \gamma)} - 1 \right) \right] \right) \quad (4.6)$$

Für die driftenden Plasmoide reduziert sich die Gleichung zu

$$\bar{L}_\lambda^{em} = L_\lambda^{em} = B_0^\lambda \left(1 - e^{-\alpha' \frac{2r_{pl}}{\sin \gamma}} \right) \quad (4.7)$$

Absorption der Kontinuumsstrahlung

Anhand der Gleichung 2.62 für die Strahlung eines schwarzen Körpers sieht man, daß im optisch dicken Fall für Strahlung bei 656 nm und 538 nm, die spektrale Strahldichte für $\lambda = 538$ nm höher als für $\lambda = 656$ nm ist (Abbildung 2.6). Dieser Fall ist bei den hier vorgestellten Untersuchungen nie aufgetreten. Der Plasmoid war somit für die Kontinuumsstrahlung bei 538.1 nm längs der Sichtlinien niemals optisch dick. Für weitere Aussagen muß die optische Dicke näher analysiert werden.

Der Plasmoid ist optisch dünn, falls $\tau \leq 0.2$ (siehe auch Gleichung 2.69). Für eine Länge von $l_s = 6$ cm muß dazu $\alpha'_\lambda \leq 3.3 \text{ m}^{-1}$ sein. Abbildung 4.11 zeigt, bis zu welchen Temperaturen und Dichten der Plasmoid für die Kontinuumsstrahlung bei 538.1 nm optisch dünn ist. In dem erwarteten Parameterbereich

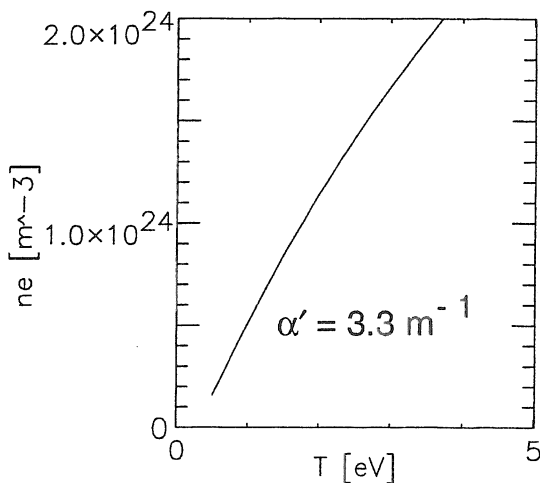


Abbildung 4.11: Dichte und Temperatur des Plasmoiden, bei denen der Absorptionskoeffizient α'_λ für frei-frei und gebunden-frei Übergänge bei $\lambda = 538$ nm den Wert 3.3 m^{-1} erreicht.

von $n_{e,pl} = 0.1 \dots 1 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ und Temperaturen von $T_{e,pl} \geq 1 \text{ eV}$ ist der Plasmoid für die bei $\lambda = 538.1$ nm emittierte Kontinuumsstrahlung meistens optisch dünn. Für Temperaturen oberhalb von $\approx 2 \text{ eV}$ ist er für alle Dichten des erwarteten Parameterbereiches optisch dünn. Eine merkliche Absorption tritt nur auf, wenn gleichzeitig sehr niedrige Temperaturen und hohe Dichten vorliegen. Im Extremfall kann dann eine Abschwächung der emittierten Strahlung von rund 40 % auftreten ($T_{e,pl} = 1 \text{ eV}$).

Absorption der D_α -Linienstrahlung

Bei der optischen Dicke der Linienstrahlung ist zusätzlich die resonante Absorption durch neutrale Atome zu berücksichtigen, welche durch Gleichung 2.63 beschrieben wird. Die Absorption ist für das Linienzentrum am höchsten und bestimmt, ob die optische Dicke zu berücksichtigen ist. Die Maxima für P_λ wurden aus Tabellen von Günter für normierte Profile der Starkverbreiterten D_α -Linien entnommen [62]. Die Berechnung der Profilform erfolgte nach einem Modell, daß in Referenz [63] vorgestellt wurde. In Abbildung 4.12 wird gezeigt, wann der effektive Absorptionskoeffizient α'_{D_α} des Plasmoiden für die maximale gesehene Länge $l_s = 6 \text{ cm}$ den Wert 3.3 m^{-1} und 27 erreicht. Die Absorption durch frei-frei und frei-gebunden Übergänge kann für die D_α -Linienstrahlung vernachlässigt werden. Nur für Dichten und Temperaturen unterhalb der $\alpha' = 3.3 \text{ m}^{-1}$ Kurve ist der Plasmoid auch bei einer Länge von 6 cm für die bei 656.1 nm emittierte Strahlung im Linienzentrum optisch dünn. Der Plasmoid ist also für die D_α -Strahlung im Linienzentrum längs der maximalen Länge von l_s nicht optisch dünn. Für $\alpha'_{D_\alpha} = 27 \text{ m}^{-1}$ werden bei einer gesehenen Plasmoidlänge von $l_s = 6 \text{ cm}$ 50 % der emittierten Strahlung des Linienzentrums absorbiert. Die genauen Auswirkungen

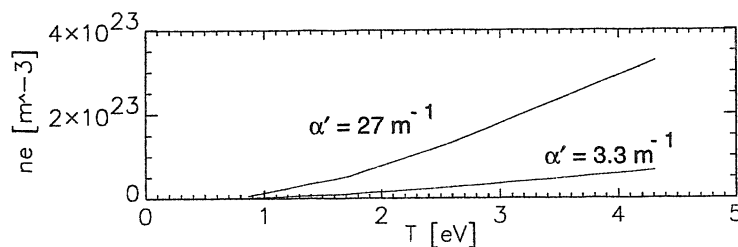


Abbildung 4.12:

Dichte und Temperatur des Plasmoiden, bei denen der effektive Absorptionskoeffizient α'_{D_α} die Werte 3.3 m^{-1} und 27 m^{-1} erreicht.

der Absorption der D_α -Linie wird im Zusammenhang mit den Auswertungen der Messungen der Strahlungsintensitäten und der Linienprofile diskutiert.

4.4.2 Analyse der Dichtemessung

Messung der Dichte aus der Strahlungsintensität

Die Plasmoiddichte $n_{e,pl}$ kann aus der spektralen Emissivität der Kontinuumsstrahlung durch die Beziehungen 2.57 und 2.58 bestimmt werden, wenn die Temperatur bekannt ist. Gemessen wird allerdings die spektrale Strahldichte, die durch Gleichung 2.67 bestimmt ist. In Abschnitt 4.4.1 wurde gezeigt, daß die optische Dicke τ für $\lambda = 538.1 \text{ nm}$ nur in Extremfällen zu berücksichtigen ist (siehe Abbildung 4.11), die, wie die Messungen zeigen, nur selten auftreten. Somit vereinfacht sich Gleichung 2.67 zu $L_{538} = j_{538} l_s$. Die gesehene Plasmoidlänge variiert über die Sichtlinie, so daß die über die Sichtlinie gemittelte Strahldichte,

mit Gleichung 4.5 durch

$$\bar{L}_{538}^{gem} = \frac{j_{538}}{h_{pl}} \left((h_2 - h_1) \frac{2r_{pl}}{\sin \gamma} + 4(r_{pl} \cos \gamma)^2 (\cot \gamma + \tan \gamma) \right) \quad (4.8)$$

gegeben ist.

Auf der HFS kann es sein, daß nur ein Teil des Plasmoiden gesehen wird. Der daraus resultierende Fehler wird mit 50 % für die gemessene Intensität und damit mit einer möglichen Unterschätzung der Dichte von 22 % abgeschätzt.

Der zeitlichen Verlauf der Plasmoiddichte während der Ablation oder die Dichte einzelner Plasmoiden kann nur aus der Strahlungsintensität bestimmt werden. Dieses Verfahren bietet gegenüber der Dichtebestimmung aus dem Linienprofil ferner den Vorteil weniger stark durch die Absorption der emittierten Strahlung im Plasmoiden beeinflusst zu werden.

Dichte aus der Starkverbreiterung

Bei der Auswertung der gemessenen Profile der D_α -Linie ist der optischen Dicke des Plasmoiden Rechnung zu tragen wie in Abschnitt 4.4.1 gezeigt wurde. Die spektrale Strahldichte, die mit dem Spektrometer detektiert wird, ist durch Gleichung 4.6 gegeben, und der effektive Absorptionskoeffizient ist durch das Kirchhoff'sche Gesetz 2.61 zusammen mit den Gleichungen 2.54 und 2.55 gegeben. Das Linienprofil unter Berücksichtigung der Absorption und der Variation der Weglänge des Sehstrahls durch den Plasmoiden, verglichen mit der Profilform im optisch dünnen Fall, ist in Abbildung 4.13 gezeigt. Dabei wurden als typische Werte $l_{pl} = 0.1$ m, $r_{pl} = 5$ mm und $\gamma = 12^\circ$ angenommen. Für die Linienform der D_α Strahlung im optisch dünnen Fall P_λ werden die von Günter berechneten Linienprofile verwendet. Es ist ein Wellenlängenbereich von 8 nm um das Linienzentrum dargestellt. Die Beschriftung oben und rechts gibt die Parameter des Plasmoiden an. Abbildung 4.14 zeigt das aus der Absorption resultierende Linienprofile für $l_{pl} = 0.05$ m bei gleichem Winkel und Plasmoidradius. Der gezeigte Wellenlängenbereich entspricht ungefähr dem Bereich, der mit dem Spektrometer gemessen wird.

Bei Plasmoiddichten im Bereich von 10^{24} m^{-3} können die Linienprofile nicht mehr ausgewertet werden, da die Flanken der Linien zu flach sind. Ab Temperaturen von rund 3.5 eV können die Linienprofile bei Dichten von bis zu rund $5 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ ausgewertet werden. Für Temperaturen von unter 1 eV ist eine Auswertung nur für Dichten unterhalb von $5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ möglich. In dem erwarteten Parameterbereich mit Temperaturen von unter 5 eV und Dichten über 10^{23} m^{-3} kann die Absorption nicht vernachlässigt werden. Vergleicht man die Form der experimentell gemessenen Linien mit den in Abbildung 4.13 und 4.14 gezeigten, so sieht man, daß Dichten von $n_{e,pl} = 10^{24} \text{ m}^{-3}$ nicht erreicht werden.

Bei der Auswertung der Linienprofile ist die Untergrundstrahlung aus der Plasmarandschicht zu berücksichtigen. Abbildung 4.15 zeigt die detektierte D_α

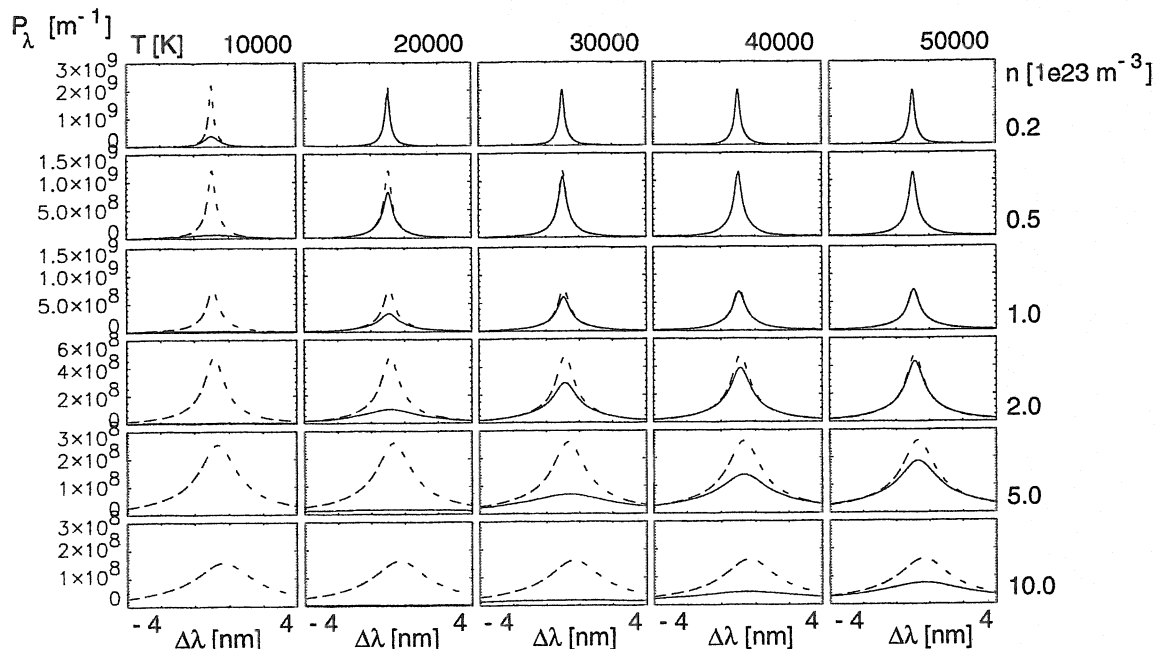


Abbildung 4.13: Linienprofil der D_α -Linie unter Berücksichtigung der optischen Dicke. Die durchbrochene Linie zeigt die Linie ohne Absorption, die durchgezogene Kurve die Linie mit Absorption. Als Plasmoidlänge wurde 10 cm, für den Radius 5 mm und für den Winkel $\gamma = 12^\circ$ angenommen.

-Strahlung vor (gestrichelte dicke Linie) und nach der Pelletinjektion (gestrichelte dünne Linie) und die Randstrahlung während des Pelleteinschusses (durchgezogene Linie) von einer Sichtlinie, die weiter im Plasmainneren lag als das Pellet eindrang. Man sieht, daß die Untergrundstrahlung durch das Pellet nur schwach beeinflußt wird. Sie steigt auf rund das 1.5-fache an. Bei der Auswertung wird der Untergrundstrahlung Rechnung getragen, indem von der Meßkurve während des Pelleteinschusses das 1.5-fache des vorangegangenen Meßwertes minus seinen Untergrund subtrahiert werden.

Zur Bestimmung der Dichte muß die Halbwertsbreite der Linie bestimmt werden. Dies erfolgt durch die Anpassung einer Funktion an die Linie. Eine einfache Möglichkeit ist das Anpassen einer Voigtfunktion. Hierbei wird allerdings die Absorption nicht berücksichtigt, und man erhält im allgemeinen eine zu hohe Dichte aus diesem Verfahren. Es kann allerdings eingesetzt werden, um einen oberen Grenzwert zu bestimmen und kompliziertere Auswertungen zu überprüfen.

Zur Herleitung der Fitfunktion wird zunächst angenommen, daß l_s über die Höhe des Plasmoiden konstant ist. Die spektrale Strahldichte wird somit durch Gleichung 2.67 gegeben.

$$L_\lambda^{gem} = C_0 B_0^\lambda \left(1 - e^{-\int_{l=0}^{l_{pl}} dl \alpha'_{D_\alpha}} \right)$$

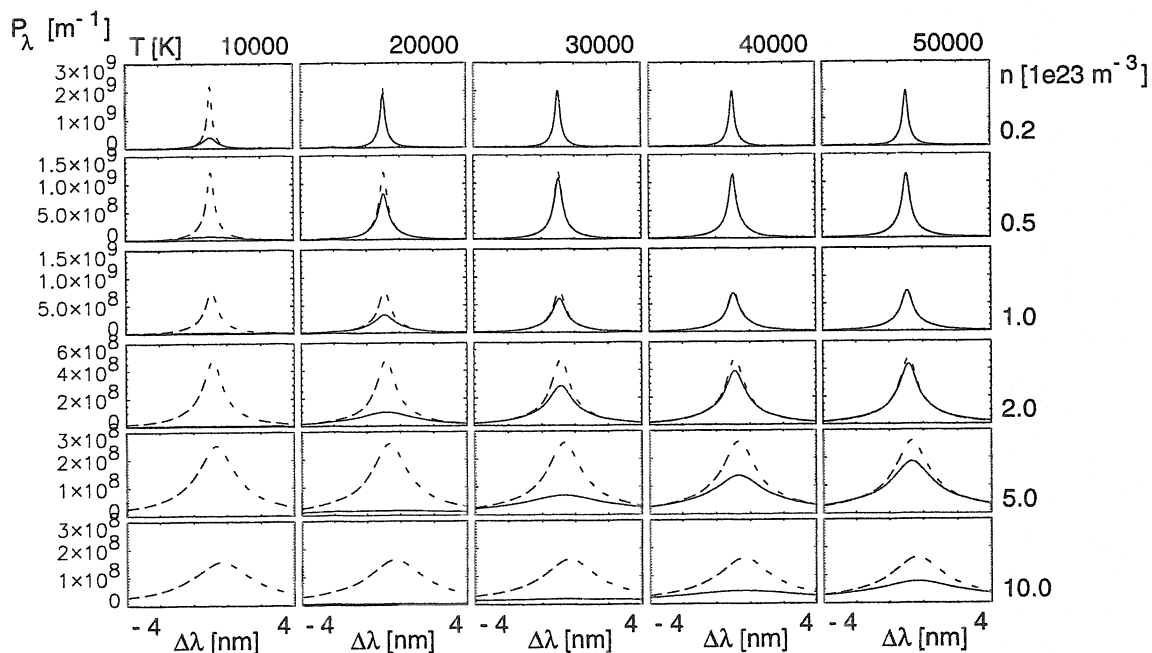


Abbildung 4.14: Linienprofil der D_α -Linie unter Berücksichtigung der optischen Dicke. Die durchbrochene Linie zeigt die Linie ohne Absorption, die durchgezogene Kurve die Linie mit Absorption. Dabei wurde $l_{pl} = 5$ cm, $r_{pl} = 5$ mm und $\gamma = 12^\circ$ eingesetzt.

Die Variable C_0 entspricht dem inversen Kalibrationsfaktor der Optik. Sie variiert mit der Zeit, die der Plasmoid benötigt, den Sehstrahl zu kreuzen und der relativen Lage des Plasmoiden zum Sehstrahl. Der Absolutwert von C_0 hängt von der Belichtungszeit und somit von der Pelletgeschwindigkeit ab. Mit den Gleichungen 2.53, 2.54, 2.61 und 2.62 erhält man unter der Annahme einer räumlich konstanten Emissivität für L_λ^{gem} als Funktion von $n_{e,pl}$, $T_{e,pl}$ und l_s :

$$L_\lambda^{gem} = C_0 \times 9.8 \times 10^{14} \frac{1}{e^{\frac{1.89}{k_B T_{e,pl}}} - 1} \left(1 - \exp \left(-3.16 \times 10^{-54} \left(e^{\frac{1.89}{k_B T_{e,pl}}} - 1 \right) \frac{e^{\frac{1.51}{k_B T_{e,pl}}}}{(k_B T_{e,pl})^{1.5}} n_{e,pl}^2 P_\lambda(n_{e,pl}) l_s \right) \right) \quad (4.9)$$

mit $k_B T_{e,pl}$ in [eV]

Für hohe Dichten ist P_λ in guter Näherung eine Lorentzfunktion. Die Verbreiterung durch den Starkeffekt ist eine Größenordnung stärker als die durch den Dopplereffekt. Des weiteren gilt (siehe Gleichung 2.56) $n_{e,pl}^{2/3} \approx C_L^{-1}(n_e, T_e) w_{line}$; w_{line} ist die volle Halbwertsbreite der D_α -Linie bei halben Maximum. Vernachlässigt man die schwache Temperaturabhängigkeit [48] und fittet die be-

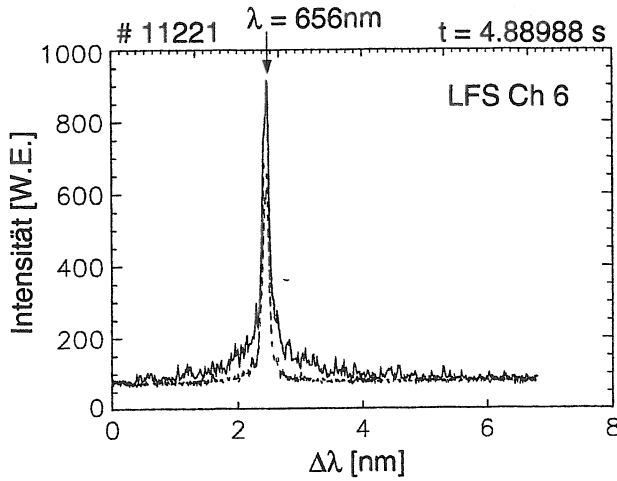


Abbildung 4.15: Untergrundstrahlung bei 656.1 nm vor und nach dem Pelleteinschuss (gestrichelte dicke und dünne Linie) und während des Pelleteinschusses (durchgezogene Linie).

rechneten Linienverbreiterungen [62] im Dichtebereich von $0.2 \dots 10 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (Temperatur 30000 K), so erhält man:

$$n_{e,pl} = 1.52 \times 10^{23} (\omega_{line}[\text{nm}])^{1.5} \quad (4.10)$$

Während der Ablationsphase ergibt sich durch die Temperaturabhängigkeit der Halbwertsbreite eine Variation von weniger als 10 %. So ergibt sich für die Funktion zur Beschreibung des Linienprofils mit den Fitparametern a_i :

$$L_{\lambda}^{gem} = a_0 \times 1.1 \times 10^{15} \times \left(1 - \exp \left(-23.2 \frac{e^{\frac{3.4}{a_1}} - e^{\frac{1.51}{a_1}}}{a_1^{1.5}} \frac{0.5a_2^4}{(\lambda - a_3)^2 + (0.5a_2)^2} l_s \right) \right) \quad (4.11)$$

Der Parameter a_0 beschreibt die Kalibration mit einem temperaturabhängigen Korrekturterm, a_1 ist die Plasmoidtemperatur in eV, a_2 ist die volle Breite der Lorentzkurve bei halben Maximalwert in nm, a_3 ist die Wellenlänge, an dem das Linienprofil den Maximalwert aufweist in nm und a_4 die Untergrundstrahlung. Die Wellenlänge λ wird ebenfalls in nm vorgegeben. Die Temperaturabhängigkeit von a_0 ist für die Profilanpassung irrelevant. In einem Temperaturbereich zwischen 2 eV und 5 eV variiert $\alpha'_{D_{\alpha}}$ in Abhängigkeit von der Temperatur um einen Faktor 23, so daß im Übergangsbereich von optisch dünn zu optisch dick, der Parameter a_1 zur Temperaturbestimmung genutzt werden kann.

Der Einfluß der Variation von l_s über die Plasmoidhöhe wird durch die Gleichung 4.6 beschrieben. Mit

$$\xi(a_0, a_1, a_2, a_3, a_4, \lambda) := 23.2 \frac{e^{\frac{3.4}{a_1}} - e^{\frac{1.51}{a_1}}}{a_1^{1.5}} \frac{0.5a_2^4}{(\lambda - a_3)^2 + (0.5a_2)^2} \quad (4.12)$$

$$\zeta := 2\xi r_{pl} \cos \gamma (\tan \gamma + \cot \gamma) \quad (4.13)$$

erhält man als vollständige Fitfunktion:

$$L_{\lambda}^{gem} = a_0 \times 1.1 \times 10^{15} \times \left[1 - \frac{1}{h_{pl}} \left((h_2 - h_1) e^{-2\xi r_{pl}/\sin\gamma} - \frac{2\xi}{\tan\gamma + \cot\gamma} (e^{-\zeta} - 1) \right) \right] \quad (4.14)$$

Zur Bestimmung der Dichte wird beim Fit insbesondere auf die Linienflügel geachtet, da dort zum einen der Einfluß der Absorption am geringsten ist und zum anderen die geringste Beeinflussung des Linienprofils durch Untergrundstrahlung zu erwarten ist.

Um den Bereich der möglichen Plasmoidlängen und Radien abzudecken, wird die Auswertung jeweils für $l_{pl} = 5$ cm mit $r_{pl} = 4$ mm und $r_{pl} = 5$ mm, sowie für $l_{pl} = 10$ cm mit den Plasmoidradien $r_{pl} = 4$ mm und $r_{pl} = 5$ mm durchgeführt. Der vertikale Winkel zwischen Plasmoidachse und Sichtlinie wird experimentellen Daten entnommen.

4.5 Die Temperaturbestimmung

4.5.1 Die Methode der Temperaturbestimmung

Je nach optischer Dicke des Plasmoiden können zwei Verfahren zur Bestimmung der Plasmoidtemperatur angewendet werden. Im optisch dünnen Fall kann die Temperatur aus dem Intensitätsverhältnis zweier Linien bestimmt werden, wenn die beteiligten oberen Niveaus nach der Boltzmannverteilung besetzt sind. Alternativ ist es bei einer Boltzmannverteilung möglich, die Temperatur aus dem Verhältnis von Linien- zu Kontinuumsstrahlung zu ermitteln. Ist der Plasmoid für die Strahlung einer Wellenlänge optisch dick, so wird die Temperatur direkt durch die spektrale Strahldichte der bei dieser Wellenlänge emittierten Strahlung gegeben. Die Strahldichte ist in diesem Fall die eines schwarzen Körpers und somit allein durch die Temperatur bestimmt.

Während der Ablation sind die erwarteten Dichten im Plasmoid größer als $5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$, sowie die Temperatur ≤ 5 eV. Nach Gleichung 2.46 folgen in dieser Phase alle Niveaus mit $n \geq 2$ einer Boltzmannverteilung.

Der optisch dicke Fall Im optisch dicken Fall ist die spektrale Strahldichte gleich der spektralen Strahldichte eines schwarzen Körpers (Gleichung 2.62). In Abschnitt 4.4.1 wurde diskutiert, daß der Plasmoid für die Kontinuumsstrahlung bei $\lambda = 538.1$ nm nicht optisch dick sein kann. Die Messungen zeigten, daß während der Ablationsphase die spektrale Strahldichte der D_{α} -Linienstrahlung immer größer als $4 \times 10^4 \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}$ war. Daraus folgt, daß die Plasmoidtemperatur immer höher als 0.7 eV sein muß.

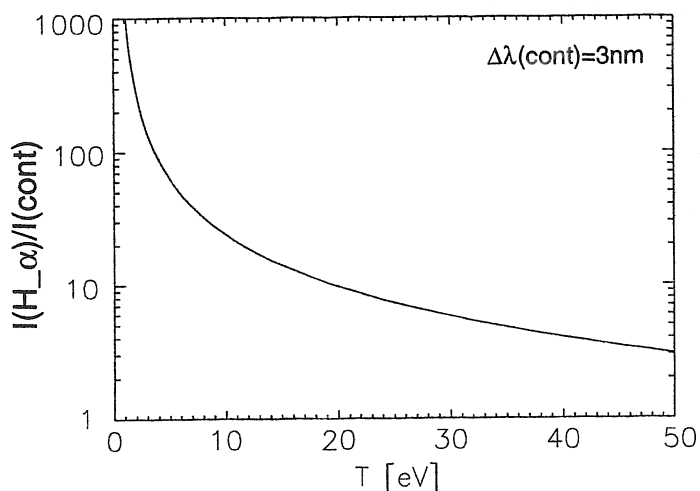


Abbildung 4.16: Temperaturabhängigkeit der Intensitätsverhältnisse von D_α - und Kontinuumsstrahlung bei 656.1 nm. Die Bandbreite der Kontinuumsstrahlung beträgt hierbei 3 nm.

Der optisch dünne Fall Im optisch dünnen Fall kann die Temperatur aus dem Verhältnis von Linien- zu Kontinuumsstrahlung bestimmt werden. Dieses Verhältnis ist von der Dichte unabhängig, wie Anhand der Gleichungen 2.54 bis 2.58 gesehen werden kann. Für die im folgenden betrachteten Temperaturen ist das Verhältnis von Linien- und Kontinuumsstrahlung deutlich empfindlicher gegenüber Temperaturänderungen als das Intensitätsverhältnis zweier Deuteriumlinien.

Aus den Gleichungen 2.54 bis 2.58 ergibt sich unter Verwendung von Gleichung 2.59 das Intensitätsverhältnis der D_α Balmerlinie zu ihrem Kontinuumsuntergrund zu [47]

$$\frac{I_{D_\alpha}}{I_C} = \frac{1}{2\lambda_C \Delta\lambda g_{ion}} \times \frac{3^{1.5} \pi^3 (137 a_0)^2 f_{23} g_2 e^{(E_{ion}^H - E_2)/k_B T}}{(G_{ff}/2)(k_B T/E_{ion}^H) e^{(E_{ion}^H/n'^2 k_B T)} + \sum_{n \geq n_c}^{n'-1} (G_{fb}/n^3) e^{(E_{ion}^H/n^2 k_B T)}} \quad (4.15)$$

Dabei ist I_{D_α} die totale Linienintensität und I_C die totale Intensität der Kontinuumsstrahlung in einem Band $\Delta\lambda$, welches um das Linienzentrum zentriert ist. a_0 ist der Bohrsche Radius, f_{23} die Emissions-Oszillatorstärke der D_α -Linie, E_2 das Energieniveau des ersten angeregten Zustandes von D und g_{ion} das statistische Gewicht des Ionengrundzustandes. n, n' sind Quantenzahlen des Deuteriums. Die Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses von der Temperatur wird in Abbildung 4.16 gezeigt. Hierbei wird die Kontinuumsstrahlung mit einer Bandbreite von 3 nm berücksichtigt. Das Verhältnis von Linien- zu Kontinuumsstrahlung ermöglicht eine sehr genaue Temperaturbestimmung in einem Temperaturbereich von bis zu ca. 10 eV. Zu höheren Temperaturen hin nimmt die Genauigkeit stark ab.

Übergangsbereich Im Übergangsbereich zwischen optisch dünn und optisch dick, kann die Temperatur nur unter Berücksichtigung der Absorption bestimmt werden. Dazu muß zusätzlich die Dichte des Plasmoiden bekannt sein, so daß Temperatur und Dichte nicht unabhängig voneinander bestimmt werden können. Die Schwarzkörperstrahlung gibt eine untere Grenze für die Temperatur an. Das Verhältnis von Linien- zu Kontinuumsstrahlung ohne Berücksichtigung der optischen Dicke ergibt eine obere Grenze der Temperatur, da der Plasmoid zuerst für die Linienstrahlung optisch dick wird.

4.6 Realisierung und Analyse der Temperaturmessung

Mit der HBD Diagnostik wurde die spektrale Strahldichte bei $\lambda = 656.1 \text{ nm}$ und $\lambda = 538.1 \text{ nm}$ gleichzeitig gemessen. Zur Temperaturbestimmung aus dieser Messung werden zwei unterschiedliche Methoden angewendet, die beide auf der Temperaturabhängigkeit des Intensitätsverhältnisses von Linien- und Kontinuumsstrahlung basieren.

Gleichzeitige Bestimmung von Temperatur und Dichte aus den Intensitäten Die in Abschnitt 4.5.1 beschriebene Temperaturbestimmung aus den Intensitätsverhältnissen setzt einen optisch dünnen Plasmoiden voraus. In Abschnitt 4.4.1 war gezeigt worden, daß der Plasmoid für die D_α -Linienstrahlung im allgemeinen nicht optisch dünn ist, so daß das Intensitätsverhältnis von der optischen Dicke und damit der Plasmoiddichte abhängt. In Abschnitt 4.4.2 war die Möglichkeit diskutiert worden aus der Strahlungsintensität die Plasmoiddichte zu bestimmen, wenn die Temperatur bekannt ist. Man kann nun Dichte- und Temperaturmessung koppeln, indem man die Dichte und die Temperatur gleichzeitig aus den Intensitäten bei $\lambda = 538 \text{ nm}$ und $\lambda = 656 \text{ nm}$ bestimmt. Dazu werden für $\lambda = 538 \text{ nm}$ und $\lambda = 656 \text{ nm}$ Tabellen der spektralen Strahldichten berechnet, die in Abhängigkeit von $n_{e,pl}$ und $T_{e,pl}$ von der HBD Diagnostik gemessen werden. Bei der Auswertung werden für beide Wellenlängen die $n'_{e,pl}$ und $T'_{e,pl}$ gesucht, die den Meßwert auf 3 % genau wiedergeben. Diese Punkte sind Elemente einer Funktion $n_{e,pl}(T_{e,pl})$. Der Schnittpunkt der beiden Funktionen gibt die Temperatur und Dichte des Plasmoiden an. Er wird durch das (dichteabhängige) Verhältnis der spektralen Strahldichten bestimmt.

Die mittlere aus dem Plasmoiden emittierte spektrale Strahldichte wird durch Gleichung 4.6 gegeben. Im allgemeinen ist der Plasmoid für die Kontinuumsstrahlung bei 538 nm optisch dünn (siehe Abschnitt 4.4.1); um aber auch den Extremfall hoher Plasmoiddichte bei niedriger Plasmoidtemperatur zu erfassen, wird auch die optische Dicke der Kontinuumsstrahlung berücksichtigt.

Es treten allerdings drei Fehlerquellen auf. Zum einen ist die Plasmoidlänge

nur auf einen Faktor 2 bekannt, zum anderen ist der Plasmoidradius nicht genau bekannt ($r_{pl} = 4 \dots 5$ mm), und letztlich kann es sein, daß der Plasmoid sich nicht ganz innerhalb der Sichtlinie befindet, wodurch die spektrale Strahldichte unterschätzt wird. Es werden daher für eine gemessene Intensität, $n_{e,pl}$ und $T_{e,pl}$ jeweils für die minimale und maximale Plasmoidlänge (5 cm und 10 cm) und den minimalen und maximalen Plasmoidradius (4 mm und 5 mm) bestimmt. Anhand der Intensität im Vergleich mit den Intensitäten der benachbarten Kanäle kann man für Auswertungen sicherstellen, daß sich der Plasmoid in guter Näherung vollständig von der Sichtlinie erfaßt wird.

Zur Berechnung der mittleren emittierten Strahldichte \bar{L}_λ^{em} wird das Kirchhoff'sche Gesetz (2.61) angewandt. Für die bei 656 nm emittierte Strahlung wird für die Linienform P_λ eine dichteabhängige, normierte Lorentzkurve mit der vollen Halbwertsbreite bei halben Maximum von $w_{line} [\text{nm}] = (n_{e,pl}/(1.52 \times 10^{23}))^{2/3}$ (siehe Gleichung 4.10) eingesetzt.

Eine zweite Mittelung für die gemessene spektrale Strahldichte tritt bei der Messung mit den Interferenzfiltern auf. Mit der Diagnostik wird eine über den Interferenzfilter gemittelte spektrale Strahldichte gemessen

$$L_\lambda^{gem} = \frac{h_{pl}}{h_s} \frac{1}{\int_\lambda d\lambda D_{int}(\lambda)} \int_\lambda d\lambda \bar{L}_\lambda^{em} D_{int}(\lambda) \quad (4.16)$$

Dabei beschreibt $D_{int}(\lambda)$ die gaußförmige Transmissionsfunktion des Interferenzfilters. Als weitere neue Variable wurde hier die Höhe der Sichtlinie h_s eingeführt. Bei der Kalibration war die volle Höhe der Sichtlinie ausgeleuchtet, während die Höhe des Plasmoiden kleiner als die Höhe der Sichtlinie ist. Dies wird durch den Vorfaktor h_{pl}/h_s berücksichtigt.

Für die Bestimmung der gemessenen spektralen Strahldichte der Kontinuumsstrahlung braucht die Integration über die Transmissionsfunktion des Interferenzfilters nicht durchgeführt werden, da die spektrale Strahldichte über die spektrale Breite des Filters nur sehr schwach variiert. Auf die gemessene spektrale Strahldichte der Linienstrahlung hingegen hat der Interferenzfilter einen starken Einfluß.

Ein Beispiel für das Auswerteverfahren wird in Abbildung 4.17 gezeigt. Die gemessenen spektralen Strahldichten sind $L_{538} = 4700 \text{ Wm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ nm}^{-1}$ und $L_{656} = 2 \times 10^5 \text{ Wm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ nm}^{-1}$. Dargestellt sind die Funktionen $n'_{e,pl}(T'_{e,pl})$ für $l_{pl} = 5$ cm (Diamanten) und $l_{pl} = 10$ cm (Sterne) bei einem Plasmoidradius von 5 mm. Die schwarzen Symbole zeigen die Werte für die Strahlung bei $\lambda = 656$ nm, die grauen die Parameter für $\lambda = 538$ nm. Wie in diesem Fall gibt es oft einen zweiten Kreuzungspunkt. Dieser liegt in einem Bereich, für den der Plasmoid für die emittierte D_α -Strahlung optisch dick ist. Dieser Fall kann allerdings im allgemeinen aufgrund der Meßergebnisse aus den Linienprofilen ausgeschlossen werden.

Standardauswertung Als Standardauswertung für die Ablationsphase wird die Plasmoidtemperatur mit einem schnelleren Verfahren näherungsweise ermit-

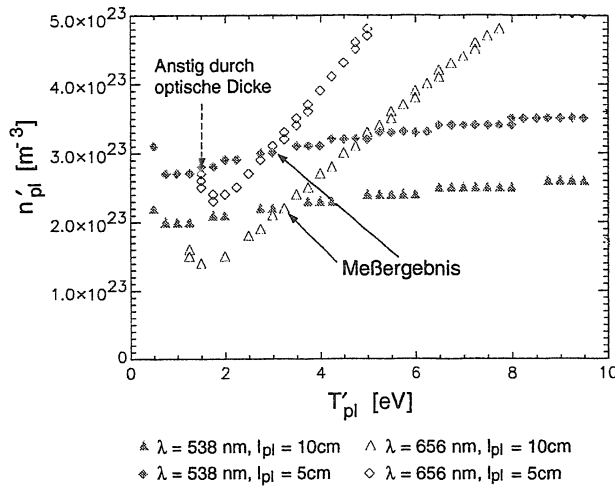


Abbildung 4.17:

Funktion $n_{e,pl}(T_{e,pl})$ für $l_{pl} = 5 \text{ cm}$ und $l_{pl} = 10 \text{ cm}$, um die von der Messung vorgegebenen spektralen Strahldichten für $\lambda = 656 \text{ nm}$ und $\lambda = 538 \text{ nm}$ zu erhalten. Als Plasmoidradius wurden 5 mm angenommen.

telt, wobei die Auswertung auf Gleichung 4.16 basiert.

Die optische Dicke und damit die Plasmoiddichte wird hierbei nur näherungsweise berücksichtigt. Für Plasmoide, die mehrere cm gedriftet sind, wird angenommen, daß der Plasmoid optisch dünn ist. Für die Plasmoide während der Ablationsphase wird der Einfluß der optischen Dicke durch einen Korrekturfaktor für die detektierte spektrale Strahldichte näherungsweise berücksichtigt. Dabei wird die starke Temperaturabhängigkeit des Intensitätsverhältnisses von Linien- und Kontinuumsstrahlung ausgenutzt (siehe Abbildung 4.16).

Zwischen 538.1 nm und 656.1 nm befindet sich keine Anregungsstufe, d.h. n_c in Gleichung 2.58 ist für beide Wellenlängen gleich ($n_c = 3$). Daher gilt nach Gleichung 2.57 und 2.58:

$$I_c^{656.1} = \frac{538.1^2}{656.1^2} I_c^{538.1} e^{\frac{hc}{k_B T}} \left(\frac{1}{538.1 \text{ nm}} - \frac{1}{656.1 \text{ nm}} \right) = 0.67 I_c^{538.1} e^{\frac{0.415}{T[\text{eV}]}} \quad (4.17)$$

Die Temperaturabhängigkeit dieser Funktion ist in Tabelle 4.1 aufgezeigt.

Temperatur [eV]	1	2	5	10	50	100
Faktor	1.51	1.23	1.09	1.04	1.008	1.004

Tabelle 4.1: Temperaturabhängigkeit des Korrekturfaktors $e^{\frac{0.415}{T[\text{eV}]}}$ für die Wellenlängenrechnung der Kontinuumsstrahlung.

Für die Ablationsphase, Pellet und Plasmoid befinden sich in der gleichen Flußröhre, wird der Anteil der Kontinuumsstrahlung nicht von der gesamten spektralen Strahldichte bei 656 nm subtrahiert. Er kann gegenüber der Linienstrahlung vernachlässigt werden. Für Plasmoide, die bereits über mehrere cm gedriftet sind, wird der Anteil der Kontinuumsstrahlung berücksichtigt. Bei den

dann vorliegenden Temperaturen ist $e^{\frac{0.415}{T[\text{eV}]}} \approx 1$. Das Intensitätsverhältnis aus Gleichung 4.16 wird für die Ablationsphase aus

$$\frac{I_{D_\alpha}}{I_{656}^C} = \frac{L_{656}^{gem}}{f_d L_{538}^{gem} \times 0.67 e^{\frac{0.415}{T[\text{eV}]}}} \quad (4.18)$$

bestimmt und für die bereits merklich aufgeheizten Plasmoide während der Drift durch:

$$\frac{I_{D_\alpha}}{I_{656}^C} = \frac{L_{D_{656}}^{gem} - 0.67 L_{538}^{gem}}{f_d^d L_{538}^{gem} \times 0.67 e^{\frac{0.415}{T[\text{eV}]}}} \quad (4.19)$$

Der Faktor f_d ist das Verhältnis von bei $\lambda = 656 \text{ nm}$ detektierter Strahldichte und der Strahldichte der D_α -Linienstrahlung im optisch dünnen Fall und ohne Begrenzung des Spektralbereiches durch den Interferenzfilter für die Ablationsphase. Der Faktor f_d^d beschreibt die Abschwächung des Signals in der Heizphase.

$$f_d = \frac{L^{gem}}{L^{em}} = \frac{\int_\lambda d\lambda B_0^\lambda (1 - e^{-\tau}) D_{int}(\lambda)}{J_{D_\alpha} l_s} \quad (4.20)$$

Hierbei läßt sich die Peaktransmission den Interferenzfilters von 0.8 abseparieren. Die Signalabschwächung f_d' durch den Filter mit einer Peaktransmission von 1 und die Absorption ist in Tabelle 4.2 für eine für eine Sichtlinie, die den Plasmoide 5 cm weit durchläuft, aufgeführt. Zusätzlich wird gezeigt, welcher Anteil der spektralen Strahldichte gemessen wird, die im Falle einer Schwarzkörperstrahlung bei gleicher Temperatur emittiert wird. Dies wird aus

$$f_{bb} = \frac{\int_\lambda d\lambda B_0^\lambda (1 - e^{-\tau}) D_{int}}{\int_\lambda d\lambda B_0^\lambda D_{int}} \quad (4.21)$$

berechnet. Die Absorption der Kontinuumsstrahlung wird erst relevant, wenn die Linienstrahlung bereits optisch dick und daher diese Meßmethode nicht mehr anwendbar ist. Sie wird daher bei der Temperaturmessung nicht berücksichtigt.

Für eine Standardauswertung wurde $f_d' := 0.5 \Rightarrow f_d = 0.4$ angenommen. Während der Pelletablation, bei der mit $f_d = 0.4$ Temperaturen im Bereich von 1.5...5 eV gemessen wurden, kann die tatsächliche Temperatur maximal rund 50 % nach oben abweichen. Auch für eine Abweichung nach unten wird der Fehler mit 50 % abgeschätzt. Der relative Fehler der Kalibration kann demgegenüber vernachlässigt werden. Aus den gemessenen Strahlungsintensitäten ist bekannt, daß die Temperatur immer größer 0.7 eV ist. Die Dichte der driftenden Plasmoide fällt sehr schnell ab, ca. um den Faktor 2 während 1...2 μs (siehe Abbildung 2.12). Mißt man nun Temperaturen im Bereich von einigen 10 eV, so ist der Plasmoid nicht optisch dick. Vorsichtig abgeschätzt wird $f_d^d = 0.4...0.8$ sein. Somit wird die gemessene Temperatur auch in diesem Fall mit $f_d^d = 0.8$ auf rund 50 % genau sein (die Peaktransmission des Filters wird berücksichtigt).

$n_{e,pl} [10^{23} \text{ m}^{-3}]$		0.2	0.5	1.0	2.0	5.0	10
$T_{e,pl} [10^3 \text{ K}]$	$T_{e,pl} [\text{eV}]$						
10	0.86	0.43	0.18	0.07	0.02	0.003	8e-4
		0.21	0.56	0.85	0.97	1.0	1.0
20	1.72	0.91	0.76	0.55	0.30	0.08	0.02
		0.02	0.08	0.25	0.54	0.89	0.97
30	2.59	0.95	0.87	0.75	0.56	0.25	0.09
		0.004	0.02	0.07	0.22	0.72	0.87
40	3.45	0.97	0.90	0.80	0.66	0.39	0.18
		0.001	0.01	0.03	0.10	0.37	0.75
50	4.31	0.97	0.91	0.83	0.71	0.48	0.27
		0.001	0.004	0.02	0.05	0.22	0.50

Tabelle 4.2: Abschwächung der emittierten Intensität durch die Absorption im Plasmoiden und die normierte Transmissionsfunktion des Interferenzfilters. Die angenommene Plasmoidlänge beträgt 5 cm. Die erste Zeile jeder Reihe gibt das Verhältnis von gemessener Strahldichte zur emittierten Strahldichte der D_α -Linie f'_d an und die zweite das Verhältnis zur Strahldichte eines schwarzen Körpers f_{bb} .

Sinkt f_d auf unter 0.25 ab, so erreicht die gemessene Strahldichte über 80 % der Strahldichte eines schwarzen Körpers. Wird nun die Temperatur aus der gemessenen Strahldichte der D_α -Linienstrahlung ermittelt, so ist die Messung bis auf eine Abweichung von weniger als 20 % nach unten genau. Somit steht während der Ablationsphase immer eine gut anwendbare Methode zur Temperaturbestimmung zur Verfügung. Zur Bewertung welche Methode anzuwenden ist, muß allerdings gleichzeitig die Dichte bestimmt werden.

Aus Gleichung 4.18 bzw. 4.19 wurde eine Tabelle berechnet, mit der aus den gemessenen Intensitätsverhältnissen die Temperatur durch lineare Interpolation ermittelt wird. Wie in Kapitel 3.2.3 diskutiert, wird das Signal der HBD Diagnostik zur Temperaturbestimmung nach Gleichung 3.2 geglättet, um auch bei Ereignissen auf der μs Zeitskala zuverlässige Ergebnisse zu erhalten.

4.7 Experimentelle Ergebnisse der Temperatur- und Dichtemessungen

4.7.1 Dichte und Temperatur aus dem Linienprofil

In Abbildung 4.18 werden das gemessene Profil und die angepaßten Kurven der aus einem Plasmoiden emittierten D_α -Strahlung gezeigt. Die Plasmaparameter der Entladung #11083 zum Zeitpunkt des Pelleteinschusses waren eine zentra-

le Plasmodichte von $n_e^{(0)} = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, zentrale Temperatur $T_e^{(0)} = 1500 \text{ eV}$, Plasmastrom $I_P = 1 \text{ MA}$, magnetisches Feld auf der Plasmaachse $B_0 = -2.4 \text{ T}$ und ein Sicherheitsfaktor auf der Flußfläche, innerhalb der sich 95 % des poloidalen Flusses befinden, von $q_{95} = 3.9$. Das betrachtete Pellet war das fünfte einer Serie und wurde mit 240 ms^{-1} von der HFS eingeschossen. Der Teilcheninhalt des Pellets betrug 3.8×10^{20} Atome. Die lokalen Parameter am Ort der Messung waren $n_{e,0} = 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und $T_{e,0} = 650 \text{ eV}$. Die Belichtungszeit des Spektrometers betrug 30 ms. Die dünne Kurve zeigt das gemessene Linienprofil. Die dicke Linie zeigt die gefitteten Funktionen für die Plasmoidlängen $l_{pl} = 5 \text{ cm}$ und $l_{pl} = 10 \text{ cm}$, wobei die Anpassung jeweils für $r_{pl} = 4 \text{ mm}$ und $r_{pl} = 5 \text{ mm}$ durchgeführt wurde. Es sind in der Abbildung alle vier angepaßten Profilformen geplottet. Sie können allerdings nicht unterschieden werden. Die Halbwertsbreite der Lorentzkurve variiert je nach Eingabeparameter zwischen 1.06 nm und 1.24 nm. Die Temperaturen liegen zwischen 2.3 eV und 3.4 eV. In diesem Fall ergaben sich für den längeren Plasmoiden etwas höhere Werte für die Halbwertsbreite und Temperaturen. Dies ist allerdings kein systematisches Verhalten. Der Fehler in der Temperaturmessung wird bei gegebener Plasmoidlänge mit $\pm 1.5 \text{ eV}$ abgeschätzt, der Fehler der Lorentzbreite liegt bei rund 0.2 nm. Die Messungen ergeben im einzelnen $n_{e,pl} = (1.7 \pm 0.5) \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (aus Gleichung 4.10) und $T_{e,pl} = 2.3 \text{ eV}$ für $l_{pl} = 5 \text{ cm}$ und $r_{pl} = 5 \text{ mm}$, $n_{e,pl} = (2 \pm 0.5) \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ und $T_{e,pl} = 2.8 \text{ eV}$ für $l_{pl} = 10 \text{ cm}$ und $r_{pl} = 5 \text{ mm}$, $n_{e,pl} = (2.0 \pm 0.5) \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ und $T_{e,pl} = 2.9 \text{ eV}$ für $l_{pl} = 5 \text{ cm}$ und $r_{pl} = 4 \text{ mm}$, sowie $n_{e,pl} = (2.1 \pm 0.5) \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ und $T_{e,pl} = 3.4 \text{ eV}$ für $l_{pl} = 10 \text{ cm}$ und $r_{pl} = 4 \text{ mm}$.

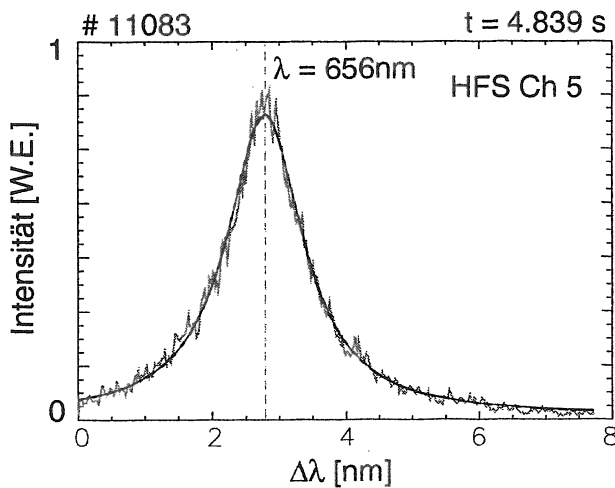


Abbildung 4.18:
Detektiertes Profil der D_α -Linie
und angefittete Funktionen zur
Bestimmung der Halbwertsbreite
der Starkverbreiterung.

Es wurde eine Reihe von Pelleteinschüssen, sowohl für Pellets von der LFS als auch für solche, die von der HFS eingebracht wurden, analysiert. Die gemessenen Halbwertsbreiten liegen im Bereich von 0.8...2.3 nm, was einer Plasmoiddichte von $1.3...5.3 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ entspricht. Die gemessenen Plasmoiddichten stimmen gut mit den Werten überein, die an anderen Tokamaks ermittelt wurden [9]. Erwartungs-

gemäß zeigen die Kanäle auf der LFS Seite, die sehr nahe am Plasmarand lokalisiert sind (bei der verwendeten Konfiguration ca. 5 cm innerhalb der Separatrix), die geringsten Plasmoiddichten, da dort die Temperaturen des Hintergrundplasmas niedrig sind. In einem Fall wurde eine Halbwertsbreite von ≈ 2.6 nm gemessen. Das entspricht einer Plasmoiddichte von $\approx 6.5 \times 10^{23} \text{m}^{-3}$. Am Ort der Messung war die Temperatur mit 1200 eV sehr hoch (typische Temperaturen sind 500...800 eV). Die Dichte des Hintergrundplasmas war mit $n_{e,0} = 3.3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ niedrig (typisch in Entladungen mit Pelletnachfüllung $n_{e,0} > 6 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$). Dies weist darauf hin, daß die Plasmoiddichte voraussichtlich stärker von der Temperatur als von der Dichte des Hintergrundplasmas abhängt.

Die Dichte driftender Plasmoide konnte aus der Linienverbreiterung nicht bestimmt werden, da die Strahlungsintensität der D_α -Linie sehr stark abnimmt und der Untergrund bei den langen Belichtungszeiten (> 10 ms) keine Auswertung zuläßt.

Die Temperaturmessungen aus den Linienprofilen ergaben Werte zwischen 1.5 eV und 4.5 eV. Auch $T_{e,pl}$ liegt wie $n_{e,pl}$ im erwarteten Bereich und stimmt sehr gut mit den Literaturwerten überein [9]. Die Genauigkeit der Temperaturmessung ist rund 1.5 eV.

4.7.2 Temperatur und Dichte aus den Intensitäten

Unter Berücksichtigung von $T_{e,pl}$ und $n_{e,pl}$ aus den Linienprofilen sieht man anhand von Abbildung 4.11, daß der Plasmoid für die Kontinuumsstrahlung bei 538.1 nm immer optisch dünn ist. Ferner ist in diesem Parameterbereich, bis auf vereinzelte Ausnahmen wie bei sehr hohen lokalen Temperaturen des Hintergrundplasmas $L_{656}^{gem} \geq 0.25 L_{656}^{em}$ (siehe Tabelle 4.2). Daher wird das Verhältnis von Linien- zu Kontinuumsstrahlung in der Standardauswertung bis auf vereinzelte Messungen auf einen Faktor 2 genau wiedergegeben.

Ein typischen Fall für $T_{e,pl}$ während der Ablationsphase wird in Abbildung 4.19 gezeigt. In der Entladung #10717 waren die liniengemittelte Dichte $\bar{n}_e = 10^{20} \text{m}^{-3}$, $T_e^{(0)} = 1500$ eV, $I_P = 1.2$ MA, $B_0 = -2.1T$, $P_{NI} = 2.5$ MW und $q_{95} = 3$ zum Zeitpunkt des Pelleteinschusses. Ein Pellet aus 2.7×10^{20} Atomen wurde mit 240ms^{-1} von der LFS eingeschossen. Am Ort der Beobachtung waren $T_{e,0} = 480$ eV und $n_{e,0} = 10^{20} \text{m}^{-3}$. In der Abbildung gezeigt werden die spektrale Strahldichte, gemessen bei 538 nm (durchgezogene dünne Linie) und 656 nm (gestrichelte dicke Linie) und die Temperatur berechnet aus dem Intensitätsverhältnis mit der Standardauswertung $f_d = 0.4$ (durchgezogene dicke Linie). Während sich Plasmoid und Pellet in der gleichen Flußröhre befinden, bleibt die Temperatur nahezu konstant bei 1.8...2.3 eV (weiß unterlegter Bereich). Berücksichtigt man die möglichen Fehler, so kann die Temperatur zwischen 1.3 eV und 3.5 eV liegen.

Die Analyse vieler Plasmoide zeigt, daß während der Ablationsphase die Temperaturen, gemessen aus dem Intensitätsverhältnis $T_{e,pl} = 1.8...4.0$ eV sind.

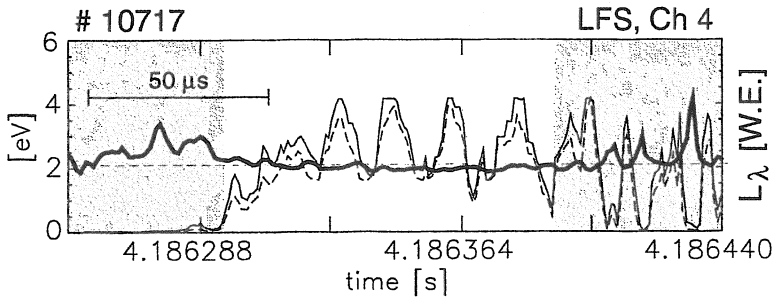


Abbildung 4.19:
Plasmoidtemperatur
während der Ablations-
phase. Die Auswertung
erfolgte mit der Stan-
dardauswertung.

Berücksichtigt man die möglichen Fehler können Temperaturen von 1.2...6.0 eV auftreten. Die Temperaturschwankungen im Plasmoiden während der Ablationsphase an einem Ort im Plasma sind kleiner als 1 eV.

Die Intensitäten der spektralen Strahldichte oszillieren während der Ablation stark. Dies gilt sowohl für die Kontinuumsstrahlung als auch für die D_α -Linienstrahlung. Dies soll anhand eines anderen Pelleteinschusses analysiert werden, da in Abbildung 4.19 die höchsten Spikes der Kontinuumsstrahlung in Sättigung sind. Gezeigt wird die Entladung #10636. Es wurden große Pellets (3.8×10^{20} Atome) mit 240 ms^{-1} von der HFS eingeschossen. Die Plasmaparameter waren $n_e^{(0)} = 9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_e^{(0)} = 1900 \text{ eV}$, $I_P = 800 \text{ kA}$, $B_0 = -2.1 \text{ T}$, $P_{NI} = 5 \text{ MW}$ und $q_{95} = 3.7$ zum Zeitpunkt der Pelletinjektion. Die Messung zeigt Kanal 4 der HBD Diagnostik. Am Beobachtungsort waren die lokalen Parameter $T_{e,0} = 670 \text{ eV}$ und $n_{e,0} = 8.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Aus den Daten der HBD Diagnostik wurde eine radiale Geschwindigkeitskomponente des Pellets von 350 ms^{-1} auf Höhe von Kanal 4 bestimmt. Damit benötigt das Pellet mit seiner Ablationswolke rund $35 \mu\text{s}$ zum Kreuzen der Sichtlinie. Dieser Zeitraum ist in Abbildung 4.20 weiß unterlegt. In der Abbildung gezeigt werden die spektrale Strahldichte, gemessen bei 538 nm und 656 nm (gestrichelte dicke Linie) und die Temperatur, berechnet mit der Standardauswertung ($f_d = 0.4$) (durchgezogene dicke Linie). Die Temperatur ergibt sich in diesem Zeitraum zu 2.8...3.3 eV, variiert also nur schwach, während die spektrale Strahldichte in diesem Zeitraum sowohl bei $\lambda = 538.1 \text{ nm}$ als auch bei $\lambda = 656.1 \text{ nm}$ um einen Faktor 2.3 oszilliert.

Eine Oszillation der spektralen Strahldichte setzt eine Oszillation in der Dichte oder der Temperatur voraus (l_{pl} und r_{pl} bleiben auf diesen Zeitskalen konstant). Eine Temperaturänderung kann nicht die primäre Ursache der Oszillation sein, da die Standardauswertung $T_{e,pl} \approx \text{const.}$ zeigt. Somit liegt primär eine Dichteschwankung vor. Diese beeinflusst aber über die Dichteabhängigkeit der Absorption und des Integrals $\int d\lambda L_{656} D_{int}(\lambda)$ auch die Temperaturmessung, was in der Standardauswertung nicht berücksichtigt wird. Hier soll die Oszillation anhand der spektralen Strahldichten untersucht werden.

Im Strahlungsminimum beträgt die spektrale Strahldichte für $\lambda = 538.1 \text{ nm}$ $L_{538.1} = 2200 \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}$ und $L_{656.1} = 10^5 \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}$ für $\lambda = 656.1 \text{ nm}$. Im Maximum erhält man $L_{538.1} = 4700 \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}$ für $\lambda = 538.1 \text{ nm}$ und für $\lambda = 656.1 \text{ nm}$ $L_{656.1} = 2 \times 10^5 \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}$. Die Temperaturen und Dichten des

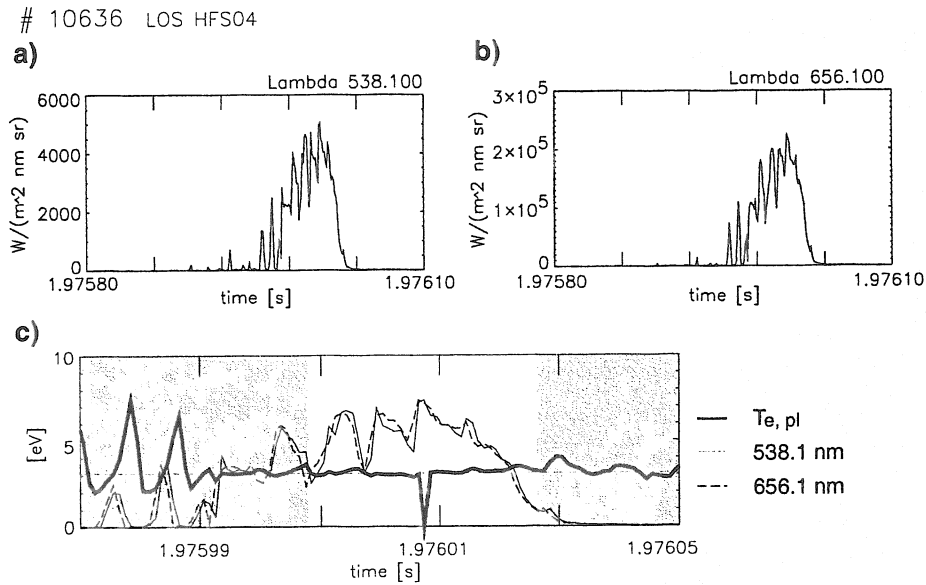


Abbildung 4.20: Gemessene spektrale Strahldichte während der Ablationsphase a) bei $\lambda = 538.1 \text{ nm}$ und b) bei $\lambda = 656.1 \text{ nm}$. c) Plasmoidtemperatur in der Ablationsphase. Zusätzlich ist der zeitliche Verlauf der spektralen Strahldichte gezeigt.

Plasmoiden, die sich aus der Gleichung 4.6 zusammen mit dem Kirchhoff'schen Gesetz 2.61, sowie den Gleichungen 2.54, 2.55, 2.57 und 2.58 ergeben, d.h. mit der Dichte- und temperaturabhängigen Absorption, sind in Tabelle 4.3 aufgelistet.

	Strahlungsminimum		Strahlungsmaximum	
$L_{538}^{gem} [\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}]$	2200		5000	
$L_{656}^{gem} [\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}]$	10^5		2.3×10^5	
$r_{pl} [\text{mm}]$	4	5	4	5
$L_{538} [\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}]$	8250	6600	18750	15000
$L_{656} [\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}]$	3.75×10^5	3.3×10^5	8.6×10^5	6.9×10^5
$l_{pl} [\text{mm}]$	50	100	50	100
$T_{e,pl} [\text{eV}]$	3.2	3.4	3.2	3.3
$n_{e,pl} [10^{23} \text{ m}^{-3}]$	2.3	1.6	2.1	1.5
			2.8	3.3
			3.0	3.3
			3.0	2.2

Tabelle 4.3: Dichte und Temperatur des Plasmoiden berechnet aus den spektralen Strahldichten bei 538.1 nm und 656.1 nm unter Berücksichtigung der Absorption.

Der Radius und die Länge der Ablationswolke variieren nur schwach mit der Zeit und können daher in diesem Zeitraum als konstant angesehen werden. Im Strahlungsmaximum nimmt $n_{e,pl}$ um 40...50 % gegenüber der Dichte während des Strahlungsminimums zu. Die Temperatur des Plasmoiden nimmt dabei um

0...15 % ab. Diese relative Dichtezunahme ist signifikant, während in einigen Fällen bei $T_{e,pl}$ auch eine Temperaturerhöhung während des Strahlungsmaximums gegenüber $T_{e,pl}$ im Strahlungsminimum gesehen wurde. Diese Schwankungen scheinen durch einen statistischen Fehler bedingt zu sein. Die Oszillation der spektralen Strahlstärke wird durch eine Dichteschwankung im Plasmoiden verursacht; der Einfluß der Temperatur ist zu vernachlässigen. Das Plasmoid- β nimmt während des Strahlungsmaximums um 25...50 % gegenüber β_{pl} im Strahlungsminimum zu.

Die relativen Intensitäten von Kontinuums- und Linienstrahlung sind recht genau bestimmt, so daß der relative Fehler in der Intensität für die Kontinuumsstrahlung und die Linienstrahlung mit 10 % abgeschätzt werden kann. Eine Variation des Intensitätsverhältnisses von Linien- zu Kontinuumsstrahlung um 10 % führt während der Ablationsphase zu einer Temperaturvariation um ≈ 0.3 eV. Der Fehler der absoluten Intensitätsmessung wird mit einem Faktor 2 abgeschätzt. Daraus ergibt sich eine absolute Genauigkeit in der Dichtemessung während der Ablationsphase von 30 % und ein Fehler in der Temperaturmessung von 0.5 eV. Der Gesamtfehler der Temperaturmessung aus den Intensitäten wird mit ± 1 eV abgeschätzt.

Für die Entladung #10636 stimmen die Temperaturen aus der Standardauswertung mit $f_d = 0.4$ ($T_{e,pl} = 2.8...3.3$ eV) und direkt aus den Intensitäten ermittelt ($T_{e,pl} = 2.8...3.4$ eV) überein.

Die typischen Temperaturen des Plasmoiden während der Ablationsphase, die direkt aus den Intensitäten ermittelt wurden, liegen bei $T_{e,pl} = 1.0...4.1$ eV. Dies ist der gleiche Temperaturbereich wie bei der Temperaturbestimmung aus den Linienprofilen und der Standardauswertung. Für die Plasmoiddichten erhält man typische Werte von $0.7...3.4 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Diese Werte sind etwas niedriger als die Dichten, die aus den Linienprofilen ermittelt wurden.

Für eine Entladung war es möglich, die Messungen von $T_{e,pl}$ und $n_{e,pl}$ aus den Intensitäten und aus den Linienprofilen zu vergleichen. Es handelt sich um die Entladung #11083. Die globalen Plasmaparameter zum Zeitpunkt des Pelleteinschusses wurden in Abschnitt 4.7.1 angegeben. Auf Kanal 3 und 5 wurde bei einer HFS Pelletinjektion das Linienprofil gemessen und auf Kanal 4 die spektrale Strahldichte bei $\lambda = 538$ nm und $\lambda = 656$ nm. Die lokalen Parameter des Hintergrundplasmas waren $n_{e,0} = 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ für alle drei Kanäle und $T_{e,0} = 600, 620, 650$ eV, ansteigend von Kanal 3 zu Kanal 5. In Tabelle 4.4 werden die Ergebnisse gegenübergestellt. Für die Temperaturen und Dichten, die aus den Intensitäten bestimmt werden, werden jeweils eine untere und obere Grenze angegeben, die durch das Strahlungsmaximum und -minimum, bestimmt sind.

Aus den Auswertungen der Linienprofile ist keine Abhängigkeit für $n_{e,pl}$ und $T_{e,pl}$ von Temperaturvariation des Hintergrundplasmas von Kanal 3 zu Kanal 5 zu erkennen. Die Temperaturen aus den Linienprofilen liegen etwas über denen, die aus den Strahlungsintensitäten bestimmt wurden, stimmen aber innerhalb ihrer Fehlergrenzen überein. Bei den Dichten stimmen die Werte, die aus den

Kanal	Messung	$l_{pl} = 5 \text{ cm}$			
		$r_{pl} = 4 \text{ mm}$		$r_{pl} = 5 \text{ mm}$	
		$n_{e,pl} [10^{23} \text{ m}^{-3}]$	$T_{e,pl} [\text{eV}]$	$n_{e,pl} [10^{23} \text{ m}^{-3}]$	$T_{e,pl} [\text{eV}]$
3	Profil	2.4 ± 0.5	4.3 ± 1.5	1.9 ± 0.3	2.7 ± 1.5
4	L_λ	$0.8 \pm 0.3 \dots 1.5 \pm 0.5$	$(1.5 \dots 1.8) \pm 1$	$0.7 \pm 0.2 \dots 1.3 \pm 0.4$	$(1.3 \dots 1.9) \pm 1$
5	Profil	2.0 ± 0.5	2.9 ± 1.5	1.7 ± 0.5	2.3 ± 1
Kanal	Messung	$l_{pl} = 10 \text{ cm}$			
		$r_{pl} = 4 \text{ mm}$		$r_{pl} = 5 \text{ mm}$	
		$n_{e,pl} [10^{23} \text{ m}^{-3}]$	$T_{e,pl} [\text{eV}]$	$n_{e,pl} [10^{23} \text{ m}^{-3}]$	$T_{e,pl} [\text{eV}]$
3	Profil	2.0 ± 0.5	2.9 ± 1.5	1.8 ± 0.5	2.5 ± 1.5
4	L_λ	$0.5 \pm 0.2 \dots 1.1 \pm 0.4$	$(1.9 \dots 2.0) \pm 1$	$0.5 \pm 0.2 \dots 1 \pm 0.3$	$(1.8 \dots 2.0) \pm 1$
5	Profil	2.1 ± 0.5	3.4 ± 1.5	2.0 ± 0.5	2.8 ± 1.5

Tabelle 4.4: Vergleich von Dichten und Temperaturen aus Linienprofilen mit den Messungen aus den Strahlungsintensitäten.

Linienprofilen ermittelt wurden, gerade noch innerhalb der Fehler mit den Maximalwerten der Dichten aus den Intensitätsmessungen überein. Die Messung der Linienprofile wird anscheinend aufgrund der zeitlich integrierten Messung durch die Strahlungsmaxima und somit die Phasen maximaler Dichte, dominiert. Die Halbwertsbreite der Linie wird sehr stark durch den Flankenabfall am Rand der Linie bestimmt, der durch die maximalen Dichten dominiert wird. Das Linienzentrum wird demgegenüber durch die Strahlung aus dem Bereich geringerer Dichte relativ stark gepeakt sein. Beim Fit wird dies durch eine Erhöhung der Temperatur ausgeglichen. Dabei wird nicht nur die zeitliche Variation einen Einfluß haben. Auch bei räumliche Inhomogenitäten entlang der Sichtlinie durch den Plasmoiden, die hier vernachlässigt wurden, werden die Bereiche maximaler Dichte, die Dichtebestimmung aus den Linienprofilen überproportional beeinflussen. Es ist zu erwarten, daß nahe dem Pellet $n_{e,pl}$ etwas oberhalb und $T_{e,pl}$ unterhalb des Mittelwerts liegen. Weiter weg vom Pellet wird es umgekehrt sein. Im Fall der Messung aus den Strahlungsintensitäten wird die optische Dicke aus dem Bereich maximaler Dichte und minimaler Temperatur und damit maximaler Intensität unterschätzt, im äußeren Plasmoidbereich überschätzt. Verglichen mit der Dichtebestimmung aus dem Linienprofil werden bei der Dichtemessung anhand der Intensitäten weiter außen liegende Bereiche des Plasmoiden mit geringerer Dichte stärker gewichtet. Räumliche Inhomogenitäten werden somit durch die beiden Messungen unterschiedlich 'gemittelt'. Analysiert man den Plasmoiddruck in Abhängigkeit von $n_{e,0}$, $T_{e,0}$ (siehe Kapitel 4.9), so sieht man, daß die Plasmoiddrücke, die aus der Intensität der Strahlung ermittelt werden, systematisch unter den aus den Linienprofilen bestimmten liegen.

Generell kann man sagen, daß die mittlere Temperatur durch die Messungen aus der Intensität gut wiedergegeben wird. Auch die mittlere Dichte des Plasmoiden wird durch die Intensitätsmessungen auf rund 30 % genau gegeben. Die

maximalen Dichten können besser aus den Linienprofilen bestimmt werden. Die Temperatur aus den Linienprofilen gibt eine Obergrenze für die mittlere Temperatur an.

Die Tatsache, daß mittlere Dichte und maximale Dichte, sowie mittlere Temperatur und Temperaturobergrenze innerhalb ihrer Meßfehler nur schwach differieren, zeigt an, daß die gewonnenen Daten zuverlässige Werte sind. Man muß allerdings berücksichtigen, daß $n_{e,pl}$ und $T_{e,pl}$ aus den Linienprofilen oder aus den gemessenen Strahldichten bestimmt, eine unterschiedliche Mittelungen über Dichte- und Temperaturvariationen im Plasmoiden beinhalten.

4.7.3 Die β -Entwicklung im Plasmoiden

Die Beobachtungsgeometrie auf der HFS relativ zur Pelletbahn ist besonders günstig, um das Aufheizen und die β_{pl} Entwicklung im driftenden Plasmoiden zu beobachten. Die hierzu betrachtete Plasmaentladung #10777 hatte die Plasmaparameter $T_e^{(0)} = 2200$ eV, $n_e^{(0)} = 9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $I_P = 800$ kA, $P_{NI} = 5$ MW, das Magnetfeld im Zentrum $B_0 = -2.08$ T und $q_{95} = 4.2$. Es wurden große Pellets (3.8×10^{20} Atome) mit 240 ms^{-1} von der HFS eingeschossen. In Abbildung 4.21 ist für jeweils 3 Kanäle der HBD Diagnostik die bei 538.1 nm und 656.1 nm emittierte Strahlung gezeigt. Kanal 4 ist der letzte Kanal, auf dem noch die Pelletablation ohne Signalübersteuerung gesehen wird. Kanal 6 ist der innerste Kanal, der vom Pellet gekreuzt wird. Der Vergleich mit der Diode, die den gesamten Ablationsprozeß beobachtet, zeigt, daß bei Kanal 6 die Ablation endet. Die Strahlung, die von Kanal 7 und 8 detektiert wird, stammt ausschließlich aus driftenden Plasmoiden. Man sieht, daß die spektrale Strahldichte aufgrund der Plasmoidexpansion und dem Aufheizen des Plasmoiden sehr schnell abfällt. Die Strahldichte bei $\lambda = 538.1$ nm fällt während der Drift zwischen Kanal 7 und 8 über einen Zeitraum von 1...3 μs auf ein Zehntel ab, wobei die höchsten Peaks in Kanal 7 sogar in Sättigung sind. Bei $\lambda = 656.1$ nm sind in Kanal 7 alle Spikes klar in Sättigung. Für $\lambda = 656.1$ nm können in Kanal 8 die Strahldichtespikes, die von der Strahlung aus dem Plasmoiden herrühren, nur noch durch eine Korrelation mit den Spikes bei $\lambda = 538.1$ nm zuverlässig detektiert werden. Die Plasmoide, die in Kanal 7 und 8 detektiert werden, haben sich ungefähr bei Kanal 6 vom Pellet gelöst. Ihre Laufzeit beträgt 4...11 μs . In dieser Zeit fällt die spektrale Strahldichte zwei Größenordnungen ab. Aus der Standardauswertung ergibt sich $T_{e,pl}$ bei Kanal 4 während der Ablationsphase zu 2.3...2.7 eV. Die detaillierte Auswertung ergibt für das Strahlungsminimum $T_{e,pl} = 2.6...2.8$ eV und Dichten von $n_{e,pl} = 1.3...2.2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Im Strahlungsmaximum erhält man $T_{e,pl} = 2.5...3.1$ eV und $n_{e,pl} = 2.2...3.4 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Die Variation ergibt sich aus der Unbestimmtheit von l_{pl} und r_{pl} . Das Plasmoid- β variiert zwischen $\beta_{pl} = 0.045$ und $\beta_{pl} = 0.11$ (lokales Magnetfeld $B = 2.5$ T). Zum Vergleich: Das Hintergrundplasma hatte bei Kanal 4 die Dichte $n_{e,0} = 6.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und Temperatur 700 eV. Daraus ergibt sich ein lokales β von $\beta_0 = 0.006$. Dies ist eine Größenordnung kleiner als β_{pl} .

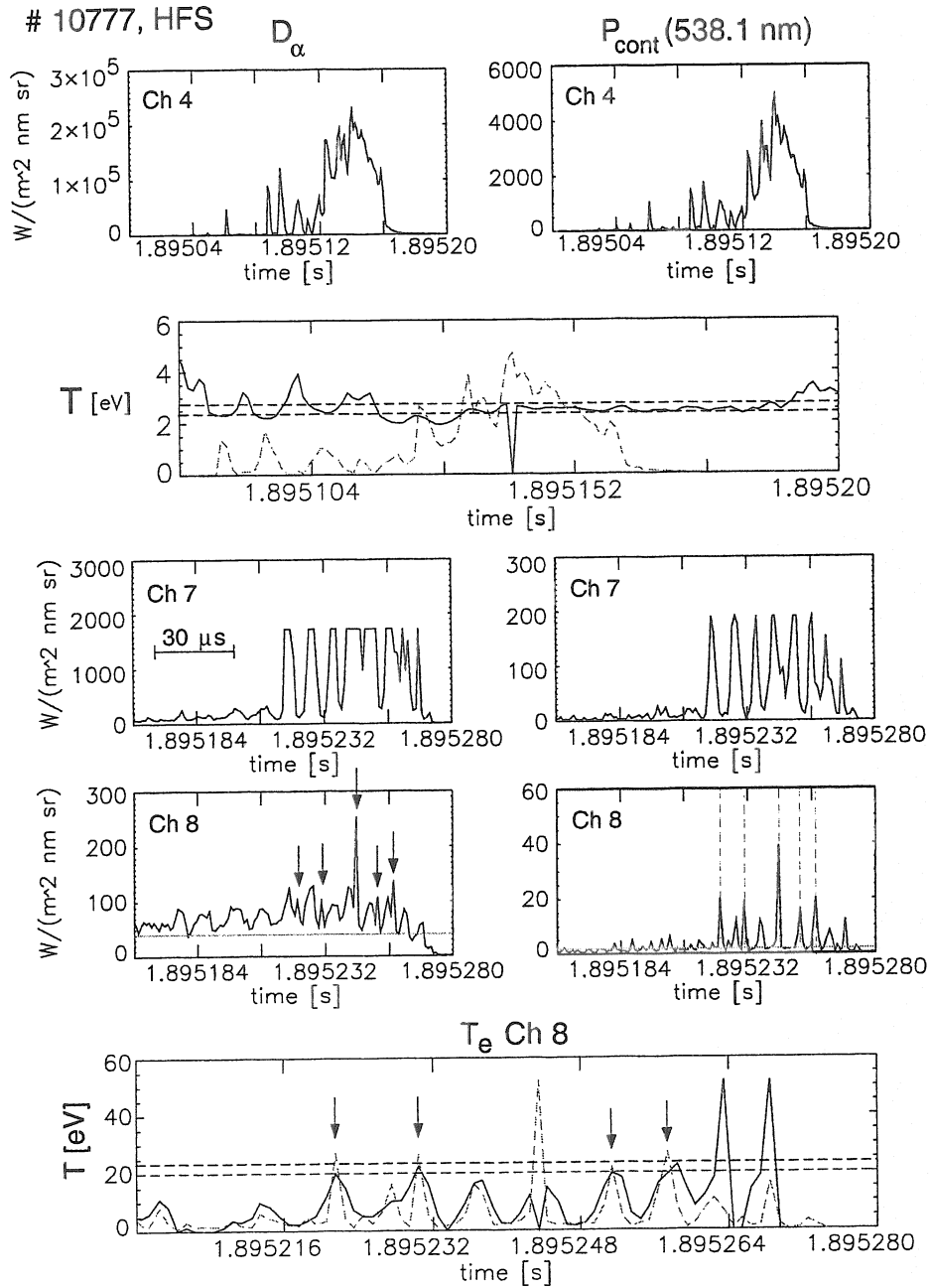


Abbildung 4.21: Oben: spektrale Strahldichten bei $\lambda = 538.1 \text{ nm}$ und $\lambda = 656.1 \text{ nm}$ für einen Kanal, der die Pelletablation sieht. Darunter die zugehörige Temperaturmessung (durchgezogene Linie). Zum Vergleich ist auch die Strahldichte der Kontinuumsstrahlung gezeigt (durchbrochene Linie). Darunter ist die spektrale Strahldichte der aus driftenden Plasmoiden emittierten Strahlung bei 538.1 nm und 656.1 nm für Kanal 7 und 8, sowie die Temperaturmessung für Kanal 8. Dabei werden wiederum die Temperatur (durchgezogene Linie) und die Kontinuumsstrahlung gezeigt (durchbrochene Linie)

Für die Plasmoide, die Kanal 8 passierten, wurden ebenfalls Temperatur und Dichte bestimmt. Dabei wurde der Strahlungsuntergrund berücksichtigt, der während der Ablationsphase bei den Messungen mit den Photomultipliern vernachlässigt werden kann. Die Temperatureauswertung nach dem Standardverfahren ergibt $T_{e,pl} = 20...25$ eV. Dabei wurde berücksichtigt, daß der Plasmoid optisch dünn ist ($f_d^d = 0.8$). Da das Magnetfeld zu Beginn der Drift mit dem Plasmoiden ausgelenkt wird, wird der Wert aus der Ablationsphase $B_0 = 2.5$ T zur Berechnung von β_{pl} eingesetzt. Aus Gleichung 2.57 und 2.58 zusammen mit Gleichung 4.5 ergibt sich $n_{e,pl} = 1.4...1.6 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ und ein Plasmoid- β von $\beta_{pl} = 0.036...0.051$. Unter Berücksichtigung der Absorption bei $\lambda = 656$ nm erhält man aus der genauen Auswertung für $L_{656}^{gem} = 70 \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}$ und $L_{538}^{gem} = 18 \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}$ eine Plasmoiddichte von $n_{e,pl} = 1.6 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$, eine Temperatur von $T_{e,pl} = 27$ eV und somit $\beta_{pl} = 0.056$. Die Vernachlässigung der Absorption bei der Standardauswertung ist somit eine gute Näherung. Das Plasmoid- β liegt also auch einige μs nach der Trennung vom Pellet deutlich höher als das lokale β des Hintergrundplasmas ($\beta_0 = 0.006$). In Kapitel 3.2.3 wurde diskutiert, daß die Temperaturmessung für einen einzelnen Spike kurzer Dauer einen Fehler von 50 % aufweist. Unter der Annahme, daß die Fehler statistisch sind, kann der Fehler der mittleren Temperatur mit ± 25 % angegeben werden. Der Fehler in der Dichtemessung kann dann mit ± 30 % abgeschätzt werden.

Unter der Annahme, daß sich die Abschirmung des Plasmoiden gegenüber dem einfallenden Wärmefluß zeitlich nicht stark ändert, nimmt die Plasmoidtemperatur näherungsweise linear mit der Zeit zu (siehe Abbildung 2.7.2). Der Plasmoid besitzt dann auf Höhe von Kanal 7 eine Plasmoidtemperatur von $\approx 16...22$ eV. Die spektrale Strahldichte ist $L_{538} \approx 200 \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}$ und damit einen Faktor 11 höher als in Kanal 8. Daraus ergibt sich die Plasmoiddichte in Kanal 7 zu $n_{e,pl} \approx 4.6...5.3 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ und β zu $\beta_{pl} \approx 0.09...0.15$. Dies liegt im Bereich des maximalen β während der Ablationsphase und darüber. Der Fehler der Temperatur überträgt sich von der Messung in Kanal 8. Die aus der Kalibration resultierenden möglichen Fehler in der Intensität sind identisch mit denen für Kanal 8. Hinzu kommen mögliche Abweichungen vom zeitlich linearen Verlauf der Temperaturzunahme. Insgesamt wird so der Fehler des mittleren β in Kanal 7 mit 60 % abgeschätzt.

Der Verlauf der β Entwicklung ist in Abbildung 4.22 gezeigt. Die Abszisse ist eine normierte Zeitachse. Normiert wurde auf die Zeit, die der Plasmoid von seiner Entstehung bis zum Erreichen von Kanal 8 benötigt. Diese Zeit beträgt zwischen $4 \mu\text{s}$ und $11 \mu\text{s}$, unter der Annahme einer konstanten Beschleunigung a_d berechnet aus der Driftgeschwindigkeit zwischen Kanal 7 und 8 (siehe Abschnitt 4.3.1). Der Startwert bei der Trennung vom Plasmoiden ist das β in einem Dichtepic während der Oszillation (siehe Abschnitt 4.8) und liegt im Bereich von $\beta_{pl} = 0.09...0.11$. Zusätzlich eingezeichnet wurden die Variation der β -Meßwerte (durchgezogene Linie) und die Fehler der mittleren β_{pl} für die driftenden Plasmoide (durchbrochene, vertikale Linien). Die Fehler der Messungen für die Ab-

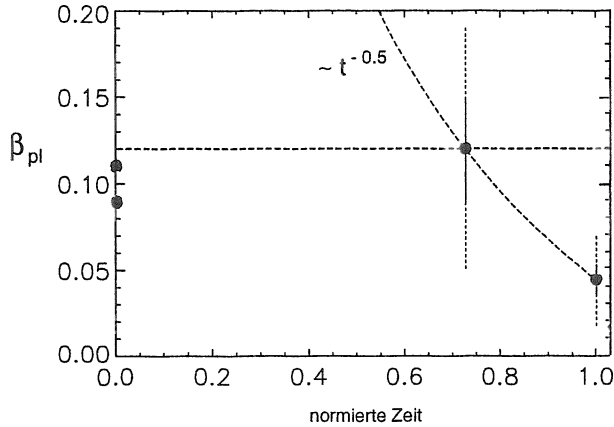


Abbildung 4.22: β -Entwicklung im driftenden Plasmoiden.

tionsphase sind deutlich niedriger und werden daher nicht angegeben. Ferner ist eine Kurve $\propto t^{-0.5}$ eingezeichnet, die später erläutert wird.

Es mag vielleicht auf den ersten Blick überraschen, daß für β_{pl} auf Höhe von Kanal 7 ein höherer Wert gemessen wurde, als der maximale Startwert des driftenden Plasmoiden beträgt. Aber dieses Verhalten wird auch in dem einfachen Modell aus Kapitel 2.7 gesehen. Nach der Trennung vom Pellet gilt für β_{pl} :

$$\beta_{pl} = \frac{4\mu_0 N_{pl} k_B T_{e,pl}}{\pi r_{pl}^2 B^2 l_{pl}} \quad (4.22)$$

$$= \frac{4\mu_0 N_{pl} k_B T_{e,pl}}{\pi r_{pl}^2 B^2 l_{0,pl} + 2\sqrt{\frac{\gamma k_B T_{e,pl} t}{m_i}}} \quad (4.23)$$

Hier ist t die Laufzeit des driftenden Plasmoiden, N_{pl} die Gesamtteilchenzahl im Plasmoiden und $l_{0,pl}$ die Plasmoidlänge während der Ablation. Bei konstantem f_s ist in guter Näherung $T_{e,pl} \propto t$, und es gilt für $t \rightarrow 0$: $\beta_{pl} \propto t$. Wenn die f_s bei $t = 0$ in Abhängigkeit von der Zeit schwächer als mit t^{-1} abfällt, dann wird β_{pl} nach der Trennung von Plasmoid und Pellet zunächst ansteigen. Auch wenn ein experimenteller Beweis aufgrund der möglichen Meßfehler nicht möglich ist, so sieht man, daß β_{pl} während der ersten μs der Drift zumindest nicht stark abfällt. Für große Zeiten, d.h. $l_{pl} \gg l_{0,pl}$ gilt dann $\beta_{pl} \propto t^{-0.5}$. Unter der Voraussetzung, daß bei Kanal 7 die Bedingung $l_{pl} \gg l_{0,pl}$ erfüllt ist, wird der zeitliche Verlauf von β_{pl} durch die durchbrochene Kurve $\propto t^{-0.5}$ wiedergegeben. Durch die Unsicherheit in der Laufzeit bis zum Erreichen von Kanal 7 (3...8.5 μs) besteht allerdings keine Klarheit, ob die Bedingung bereits erfüllt ist.

Das Experiment zeigt, daß sich der Plasmoid in 3...8 μs auf ≈ 19 eV aufheizt und die Dichte auf $\approx 5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ absinkt. Die Modellrechnungen aus Kapitel 2.7 ergeben nach einer Heizphase von 5 μs $n_{e,pl} = 5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ und $T_{e,pl} = 35$ eV (Abbildung 2.7.2), wenn man mit den Anfangsbedingungen $T_{e,pl} = 2.75$ eV, $n_{e,pl} = 2.8 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $r_{pl} = 5$ mm und $l_{pl} = 7.5$ cm startet. Im Experiment wurden nach

4...11 μs eine Plasmoiddichte von $n_{e,pl} \approx 1.5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ und eine Temperatur von $T_{e,pl} \approx 23 \text{ eV}$ gemessen. Die Rechnung zeigt nach einer Driftzeit von 11 μs die gleiche Dichte, allerdings eine Temperatur von 77 eV. Die Ergebnisse der Messung und der Modellrechnung stimmen in dem betrachteten Zeitraum für Plasmoiddichte und Temperatur bis auf einen Faktor 3 überein. Das Modell gibt somit die Zeitskalen des Heizprozesses wieder.

4.8 Plasmoidstruktur und Striationen

In diesem Kapitel sollen die Oszillationen während der Pelletablation untersucht werden. Als Beispiel wird wieder Entladung #10717 betrachtet (siehe auch Seite 92). Abbildung 4.23 zeigt die spektrale Strahldichte bei $\lambda = 538.1 \text{ nm}$ des Kanals 4 der HBD Diagnostik (durchgezogene Linie im oberen Bild). Die unterbrochene Linie zeigt das Signal einer Diode, welche die Pelletablation über den gesamten Zeitraum der Ablation beobachtet (unterbrochene Kurve); die Beobachtungsgeometrie der Diode wird in Abbildung B.2 gezeigt (Diode PLT1). Unter den Strahlungssignalen wird die Temperatur gezeigt, die sich aus der Standardauswertung ergibt. Während das Pellet die Sichtlinie kreuzt (dieser Bereich ist weiß unterlegt) bleibt die Temperatur konstant. Anhand der bisherigen Ergebnisse kann man daraus schließen, daß die Temperatur nur schwach mit dem Absorptionskoeffizienten variiert und keinen signifikanten Einfluß auf die spektrale Strahldichte bei $\lambda = 538.1 \text{ nm}$ hat. Die Oszillation im Strahlungssignal beruht, wie im vorangegangenen Kapitel gezeigt, auf einer Dichteschwankung. Die Strahldichte variiert um einen Faktor zwei. Dies erfordert eine Dichteoszillation von rund 50 %. Die Periode der Oszillation ist 15...20 μs .

Die Sequenz der driftenden Plasmoide, die nach der Ablation die Sichtlinie kreuzt, zeigt die gleiche Periode. Es ist daher zu vermuten, daß die Plasmoiddrift Ursache der Dichteschwankung während der Ablationsphase ist.

Man kann klar sehen, daß, während das Pellet mit seiner Ablationswolke beobachtet wird, die Diode die gleichen Oszillationen zeigt wie die HBD Diagnostik. Die Oszillationen sind in Phase. Das Diodensignal wird als Maß für die Ablationsrate des Pellets angesehen [9, 40]. Die zeitlichen Oszillationen der Ablationsrate wurden auch mit der Ausbildung der räumlichen Strukturen bei der Pelletablation (Striationen, Abbildung 2.3) in Verbindung gebracht [23].

Die aktuellen Untersuchungen haben einen weiteren Einblick in den Ablauf der Oszillationen gegeben. Die Messungen der HBD Diagnostik zeigen für die lokalen Messungen der D_α -Strahlung und der Kontinuumsstrahlung den gleichen zeitlichen Verlauf (Abbildung 4.19). Die Analyse der Daten zeigt, daß die Schwankung in der Signalintensität der Kontinuumsstrahlung während der Ablationsphase durch die Dichteoszillation im Plasmoiden hervorgerufen wird. Somit hat auch die D_α -Linienstrahlung ein Maximum bei maximaler Dichte und nicht bei maximaler Ablationsrate, da diese nach der Theorie zur Ausbildung

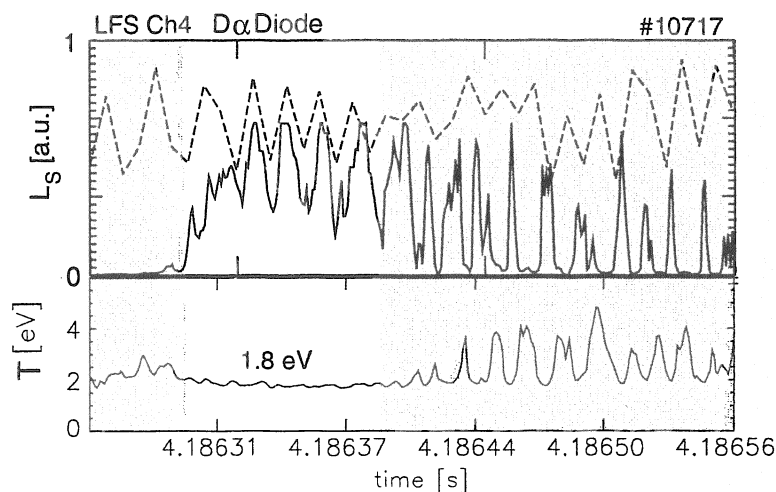


Abbildung 4.23: Die obere Zeitspur zeigt die spektrale Strahldichte der Kontinuumsstrahlung, gemessen mit der HBD Diagnostik (durchgezogene Linie) und die Intensität der D_α -Strahlung, detektiert mit einer Diode, die den gesamten Ablationsprozeß beobachtet (durchbrochene Linie). Darunter ist die Zeitspur der Plasmodtemperatur aus der Standardauswertung. Der Zeitraum, in dem das Pellet die Sichtlinie kreuzt, ist weiß hinterlegt.

der Striationen gegeneinander phasenverschoben sind [42]. Die Intensität der D_α -Linienstrahlung stellt somit kein direktes Maß für die Ablationsrate dar, sondern zeigt eine integrale Größe. Es wird die Strahlung des gesamten ablatierten Materials, daß sich in der Flußröhre befindet, detektiert. Die Atome verlassen die Hauptstrahlungszone nahe dem Pellet nach rund $3\text{...}5\ \mu\text{s}$. Die detektierte D_α -Strahlung wird somit im wesentlichen die Menge des Materials, daß in den letzten $3\text{...}5\ \mu\text{s}$ ablatiert wurde, zeigen. Die Phasenverschiebung durch die endliche Beobachtungszeit der Atome gegenüber der Dauer der Ablation führt in dem Modell von Neuhauser dazu, daß die Ablationsrate bei der Oszillation voll durchmodulieren konnte, während die Modulation im Strahlungssignal deutlich schwächer ausfiel [42].

Unter Berücksichtigung der Hoch- β Plasmoid Drift ist das Modell von Neuhauser zur Erklärung der Ausbildung von zeitlichen und räumlichen Strukturen während der Pelletablation am besten geeignet (siehe auch Abschnitt 2.4). Die wesentliche Änderung durch die Hoch- β Drift ist, daß die Relativgeschwindigkeit nicht durch die Pelletbewegung, sondern durch die Plasmoddrift bestimmt wird und das ablatierte Material nicht im Raum fixiert ist. Der generelle Mechanismus der Ausbildung der Striationen bleibt erhalten. Die längs der Feldlinien gemittelte Dichte des Plasmoden auf Höhe des Pellets bestimmt die Abschirmung des Pellets gegenüber dem Energiefluß der einfallenden heißen Elektronen aus dem Hintergrundplasma. Durch die Hoch- β Drift und der daraus resultierenden Relativbewegung von Plasmoid und Pellet, wird die Abschirmung an einem Ort x_2

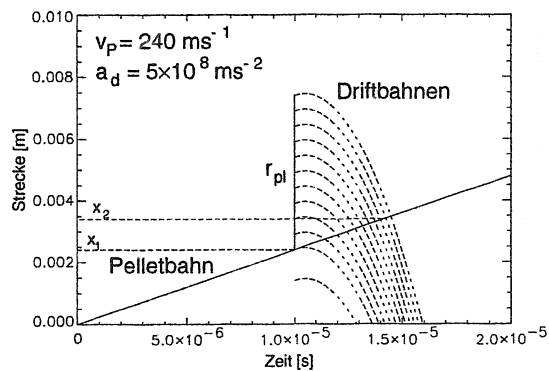


Abbildung 4.24: Das Pellet durchläuft aufgrund der Hoch- β Drift das zu einem früheren Zeitpunkt ablatierte Material.

durch die Ablation zwischen x_1 und x_2 bestimmt (siehe Abbildung 4.24). Die Relativbewegung führt zu einer nichtlinearen 'Abbildung' des Ablationsprofils des an einem Ort (x_1) ablatierten Materials auf die Pelletbahn. In dieser Abbildung sind eine Pelletgeschwindigkeit von $v_P = 240 \text{ ms}^{-1}$ und eine Beschleunigung des Plasmoiden von $a_d = 5 \times 10^8 \text{ ms}^{-2}$ angenommen. Es handelt sich um die Situation, die sich bei der Pelletinjektion von der LFS ergibt. Der Plasmoid driftet in Gegenrichtung zur Pelletbewegung. Auf der HFS stellt sich die Situation analog dar.

Die Änderung der Relativbewegung wurde von Neuhauser in den in Kapitel 2.4 vorgestellten Code implementiert [43]. Die Stabilitätsanalyse zeigt, daß weiterhin Störungen in der Ablationsrate zu Oszillationen führen können. Der Parameterbereich für das Auftreten der Oszillationen erweitert sich sogar. Als das ablatierte Material an einem Ort festgehalten wurde, war die Bedingung für das Auftreten von Oszillationen, daß das radiale Profil des momentan ablatierten Materials ein Hohlprofil war. Dies ist nicht mehr notwendig, da nun wegen der nichtlinearen Abbildung des Profils auf die Pelletbahn Oszillationen auch bei zentral gepeakten Profilen auftreten [43].

Den Mechanismus der Striationsbildung kann man sich folgendermaßen vorstellen: Die Hoch- β Plasmoid Drift entfernt die Abschirmung des Pellets gegenüber den einfallenden Wärmefluß. Es muß kontinuierlich weiteres Material ablatiert werden, um die Abschirmung aufrecht zu erhalten. Eine Variation in der Ablationsrate führt zu eine Variation in der Abschirmung. Die nichtlineare Rückkopplung der Ablationsrate am Ort x_2 mit der Ablationsrate entlang des Weges von x_1 nach x_2 kann zu einer Strukturbildung führen. Sie verursacht dann eine Phasenverschiebung zwischen der Ablationsrate und der Abschirmung gegenüber dem einfallenden Wärmefluß. Eine hohe Ablationsrate am Ort x_1 führt so zu einer guten Abschirmung gegenüber den einfallenden Wärmefluß und einer niedrigen Ablationsrate am Ort x_2 . Die zeitliche Variation der Plasmoiddichte, die aus der Variation der Ablationsrate folgt, kann in lokalen und globalen Beobachtungen der Strahlung aus dem Plasmoiden beobachtet werden. Damit verursacht die Hoch- β Plasmoid Drift die Oszillationen in der Ablationsrate und das Auftreten der Striationen während der Pelletablation, wie auch in Referenz

[64] vermutet wird.

Die Oszillation der Ablationsrate wird sich in den driftenden Plasmoiden fortsetzen. Die Beobachtungen, die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt wurden, zeigen sogar nicht nur eine Oszillation, sondern die Existenz von diskreten Plasmoiden. Eine Möglichkeit der Erklärung wäre, daß die Bereiche geringerer Dichte zwischen den Hauptpeaks schneller aufgeheizt werden und deswegen nicht mehr gesehen werden. Wahrscheinlicher hingegen ist eine Kombination aus zwei Prozessen. Ein Modell von Rozhanski [35], das die Plasmoiddrift beschreibt, zeigt wie sich bei konstanter Ablationsrate ein Plasmoid ausbildet und wegdriftet. Dieser ist ständig durch einen schmalen Plasmakanal mit der Ablationswolke verbunden, der instabil gegenüber Dichteschwankungen ist. Rozhanski interpretierte die Strukturen im Plasmakanal als die beobachteten Striationen. Dazu ist allerdings die Strahlungsintensität aus diesen Regionen nicht ausreichend. Viel wahrscheinlicher erscheint es, daß die Variationen der Ablationsrate ebenfalls zu Instabilitäten im Plasmakanal führen, wodurch der driftende Plasmoid völlig von der Ablationswolke abgetrennt wird und sich eine Serie diskreter, driftender Plasmoide im Plasma ausbildet.

Eine endgültige Klärung dieses Prozesses kann nur ein vollständiges Modell liefern, daß die Bewegung von Pellet und Plasmoid, sowie die zeitabhängige Abschirmung des Pellets gegenüber den einfallenden Wärmefluß berücksichtigt. Die experimentellen Beobachtungen zeigen einen deutlichen Zusammenhang zwischen der Dichteoszillation und dem Auftreten einer Sequenz von diskreten, driftenden Plasmoiden. Daher kann man davon ausgehen, daß die Hoch- β Plasmoid Drift zu quasiperiodischen Instabilitäten im Ablationsprozeß führt, welche die bekannten raum-zeitlichen Strukturen erzeugen und letztlich auch die Diskretisierung des ablatierten Materials in separate Plasmoide verursacht.

Man kann anhand der Zeitskalen sehen, daß der diskutierte Mechanismus die Strukturen erklären kann. Eine Abschätzung für die Zeitskalen der Dichteoszillation der Ablationswolke durch die Plasmoiddrift kann man Abbildung 4.24 entnehmen. Das an einem Ort ablatierte Material kreuzt die Pelletbahn nach rund $5 \mu\text{s}$, wodurch sich eine Periode von der Größenordnung $\sim 10 \mu\text{s}$ ergibt. Dies ist von der gleichen Größenordnung wie die experimentell beobachteten Werte von $15 \dots 20 \mu\text{s}$.

4.9 Parameterabhängigkeit des Plasmoiddrucks

In diesem Abschnitt soll betrachtet werden, wie sich der Plasmoiddruck in Abhängigkeit der lokalen Parameter des Hintergrundplasmas $n_{e,0}$ und $T_{e,0}$ verhält. Temperatur und Dichte des Hintergrundplasmas bestimmen die Druckerhöhung im Plasmoiden. Aus der Druckerhöhung ergibt sich zusammen mit der Magnetfeldstärke die Driftlänge ($\propto \langle \Delta\beta \rangle_{l_c}$). Die Untersuchung wird auf den Plasmoiddruck während der Ablationsphase beschränkt. Für eine weiterführende Analyse

der Plasmoidaufheizung nach der Trennung von Pellet und Plasmoid in Abhängigkeit des lokalen Druckes des Hintergrundplasmas ist die Datenbasis nicht ausreichend.

In Abbildung 4.25 wird der Parameterbereich von $n_{e,0}$, $T_{e,0}$ für diese Untersuchung gezeigt. Die Diamanten zeigen, bei welchen lokalen Parametern Plasmoiddrücke aus den Linienprofilen ermittelt wurden; die Kreuze stehen für Parameter, bei denen n_{pl} , T_{pl} aus den Intensitäten von Linien- und Kontinuumsstrahlung bestimmt wurden.

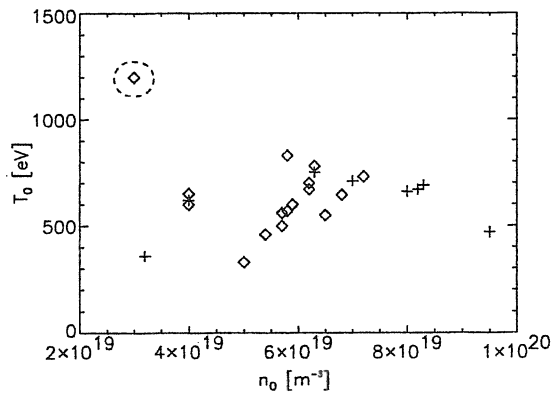


Abbildung 4.25: Lokale Dichte $n_{e,0}$ und Temperatur $T_{e,0}$ des Hintergrundplasmas. Die Diamanten zeigen die Parameter für $n_{e,pl}$, $T_{e,pl}$ Bestimmungen aus dem Linienprofil und die Kreuze zeigen die Parameter für $n_{e,pl}$, $T_{e,pl}$ Werte aus den Intensitätsmessungen an.

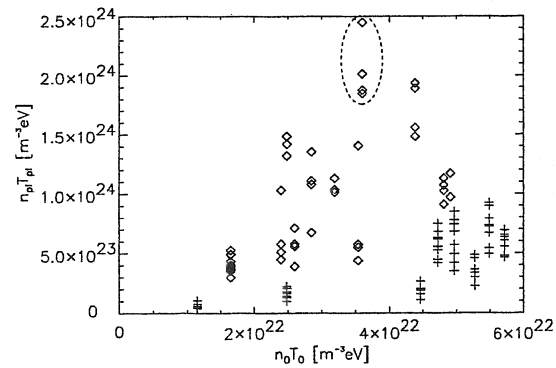


Abbildung 4.26: Der Druck im Plasmoiden wächst mit dem Druck des Hintergrundplasmas an. Die Diamanten stehen für Plasmoiddrücke, die aus dem Linienprofil ermittelt wurden, die Kreuze für Plasmoiddrücke, die aus den Strahlungsintensitäten berechnet wurden.

In Abbildung 4.26 ist $n_{e,pl}T_{e,pl}$ über den lokalen Wert von $n_{e,0}T_{e,0}$ aufgetragen. Die Kreuze stehen wieder für Meßwerte aus den Intensitäten, die Diamanten für Ergebnisse aus den Auswertungen der Linienprofile. Zu jedem Ausgangswert $n_{e,0}T_{e,0}$ sind mehrere Meßwerte $n_{e,pl}T_{e,pl}$ angegeben. Diese Variation wird durch die Unbestimmtheit von r_{pl} und l_{pl} verursacht. Man sieht die generelle Tendenz, daß der Plasmoiddruck mit steigendem Druck des Hintergrundplasmas wächst. Dies ist zu erwarten, da ein höherer Energiefluß in den Plasmoiden eine stärkere Abschirmung des Pellets gegenüber den einfallenden Wärmefluß erfordert. Ebenfalls zu sehen ist, daß aus den Linienprofilen im allgemeinen höherer Plasmoiddrücke ermittelt werden als aus den Messungen der Strahlungsintensität, wie schon in Kapitel 4.7.2 diskutiert wurde.

Auffällig ist, daß in dem Fall des niedrigsten Druckes des Hintergrundplasmas der maximale Plasmoiddruck gemessen wurde (die entsprechenden Meßwerte sind gekennzeichnet). Dabei ist insbesondere die Plasmoiddichte mit $6.5...7.0 \times$

10^{23} m^{-3} sehr hoch (sonst ist $n_{e,pl} \leq 5 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$). In diesem Fall liegt eine besonders hohe lokale Plasmatemperatur vor. Die Dichte des Hintergrundplasmas ist dabei niedrig, so daß der Druck des Hintergrundplasmas in dem typischen Bereich der anderen beobachteten lokalen Parameter liegt. Diese Messung ist ein Indiz dafür, daß der Plasmoiddruck insbesondere von der Temperatur des Hintergrundplasmas abhängt. Es fehlen allerdings weitere Meßdaten, um dies endgültig belegen zu können.

Der Plasmoid muß bei der Pelletabschirmung gegenüber dem einfallenden Wärmefluß zwei Bedingungen erfüllen. Zum einen muß er den überwiegenden Teil der einfallenden Elektronen stoppen (Abschirmung des Pellets gegenüber den einfallenden Wärmefluß), zum anderen die eingebrachte Energie absorbieren. Die freie Weglänge der einfallenden Elektronen ist näherungsweise $\propto T_{e,0}^2/n_{e,pl}$. Der Energieeintrag erfolgt näherungsweise $\propto n_{e,0}T_{e,0}^{1.5}$. Die Energieabsorption führt somit zu einer Abhängigkeit des Plasmoiddrucks von $n_{e,0}$. Ferner ist zu erwarten, daß der Einfluß der Temperatur des Hintergrundplasmas gegenüber der Dichte dominiert.

Die Zunahme des Plasmoiddrucks mit Zunahme von $n_{e,0}$ und insbesondere $T_{e,0}$ und damit einer Zunahme der Driftlänge stimmt mit der früheren Beobachtung überein, daß mit steigender Heizleistung die Nachfülleffizienz bei der Pelletinjektion von der LFS sinkt [10].

Kapitel 5

Globale Auswirkungen der Hoch- β Drift auf das Plasma

5.1 Materialdeposition

Die primäre Wirkung der Hoch- β Plasmoid Drift ist die räumliche Verschiebung des Depositionsprofils gegenüber dem Ablationsprofil, die in Abbildung 5.1 für eine HFS Pelletinjektion gezeigt wird. Die Parameter der Entladung #10539 waren $T_e^{(0)} = 1600$ eV, $n_e^{(0)} = 8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $I_P = 800$ kA, $P_{NI} = 7.5$ MW, das Magnetfeld im Zentrum $B_0 = -2.1$ T und $q_{95} = 4.3$. Es wurden große Pellets (3.8×10^{20} Atome) mit 240 ms^{-1} von der HFS eingeschossen. Die Eindringtiefe des Pellets wurde aus den Daten der HBD Diagnostik ermittelt, beinhaltet also die Pelletbeschleunigung. Als Monitor der Ablationsrate wird die mittels einer Diode gemessene D_α -Strahlung aus dem Plasmoiden verwendet (durchbrochene Linie) [40]. Der zeitliche Verlauf des Ablationssignals wurde mit einem konstanten Faktor (mittlere Pelletgeschwindigkeit) auf den Plasmaradius übertragen. Des Weiteren werden die Dichteprofile kurz vor der Pelletablation (Sterne, schwarze Linie) und rund 1.8 ms nach der Ablation gezeigt (offene Diamanten, durchgezogene schwarze Linie). Es handelt sich um Meßdaten des YAG Lasersystems (siehe Anhang B.2.3). Bei den Profilen werden jeweils die Meßpunkte (Punkte) und ein Fit der Profile (Linien) gezeigt. Unten im Bild werden die Depositionsprofile gezeigt, die sich aus dem gefitteten Dichteprofil (Linie) und den Meßpunkten (ausgefüllte Diamanten) ergeben. Man sieht, daß das ablatierte Material bis zu rund 10 cm relativ zum Ablationsort zum Plasmazentrum hin verschoben ist. Damit wird auch die Größenordnung der Driftlänge von unseren Modellvorstellungen korrekt wiedergegeben. Sie ist von vergleichbarer Größenordnung wie der Plasmaradius an ASDEX Upgrade (50 cm). Eine Verschiebung des Depositionsprofils gegenüber dem Ablationsprofil um bis zu 17 cm wurde auch am Tokamak DIII-D beobachtet [65].

Die Verschiebung des Depositionsprofils gegenüber dem Ablationsprofil nach

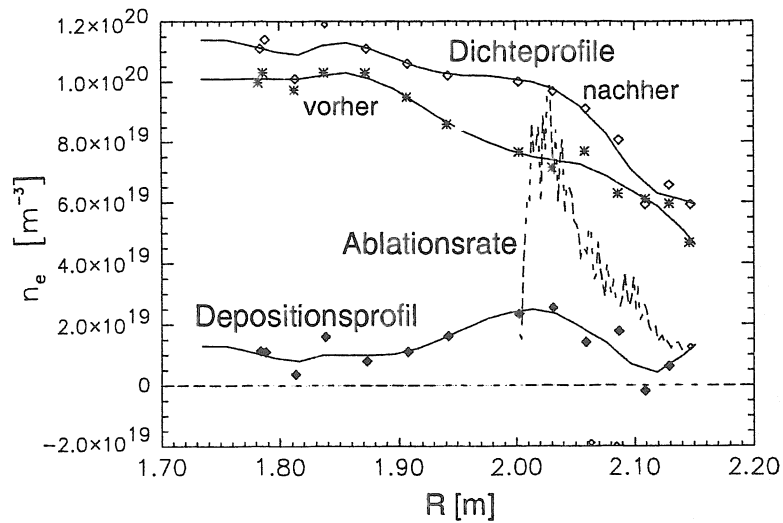


Abbildung 5.1: Dichteprofile kurz vor der Pelletablation und 1.8 ms nach der Ablation, sowie die Verschiebung des Depositionsprofils gegenüber dem Ablationsprofil.

außen im Falle der LFS Pelletinjektion wurde von Baylor beobachtet [66]. Eine Drift bei der LFS Pelletinjektion zur magnetischen LFS wurde parallel zu den Experimenten an ASDEX Upgrade auch am Tokamak RTP beobachtet [64].

An ASDEX Upgrade konnten die driftenden Plasmoide bei der LFS und HFS Pelletinjektion direkt über bis zu 6 Kanäle der HBD Diagnostik verfolgt werden (siehe Abbildung 4.4). Dies entspricht einer Strecke von rund 10 cm. Eine längere direkte Beobachtung war aufgrund der Abnahme der Strahlungsintensität nicht möglich.

Die Materialverschiebung hat einen großen Einfluß auf die Nachfülleffizienz der Pellets. Zum einen wird im Falle der Pelletinjektion von der LFS ein Teil des ablatierten Materials direkt durch die Hoch- β Drift aus dem Plasma heraustransportiert. Zum anderen wird ein Teil des Materials aus dem zentralen Plasma in die Randschicht gebracht. Dort gibt es einen kritischen Druckgradienten, so daß das zusätzliche Material in der Randschicht das Auftreten eines sogenannten ELMs verursacht [10]. Dieser bewirkt den Auswurf eines großen Anteils des in der Randschicht befindlichen Materials, so daß das ablatierte Material, das in diese 'ELM-Zone' transportiert wird, ebenfalls auf einer 10 ms Zeitskala das Plasma wieder verläßt. Gegen diese beiden Effekte ist zu vernachlässigen, daß randnahe Teilchen generell über diffusive Prozesse das Plasma schneller verlassen können als Teilchen aus dem Plasmazentrum.

Auf der Hochfeldseite führt die Hoch- β Plasmoid Drift zu einem Materialtransport aus der Randschicht hin zum Plasmazentrum. Damit wird die Erhöhung der Randdichte und damit der Auswurf des ablatierten Materials durch ELMs deutlich reduziert und die angestrebte zentrale Plasmanachfüllung begünstigt.

Ferner zeigten die Experimente, daß die von der HFS eingebrachten Pellets unter gleichen Bedingungen tiefer in das Plasma eindringen als Pellets, die von der LFS eingeschossen werden [16].

In Abbildung 5.2 wird gezeigt, wie sich die Nachfülleffizienz durch den Pelleteinschuß von der HFS gegenüber der LFS Injektion verbessert. Die Nachfülleffizienz im Falle der LFS Pelletinjektion sinkt mit zunehmender Heizleistung, d.h. zunehmender Plasmatemperatur, ab [10]. Mit steigender Temperatur des Hintergrundplasmas nimmt β_{pl} zu (siehe Abschnitt 4.9). Diese Zunahme verursacht eine erhöhte Auslenkung des ablatierten Materials, wie in Abschnitt 2.5.2 erläutert wurde, und führt somit zu erhöhten Verlusten. Verstärkt wird dieser Effekt dadurch, daß die Pelleteindringtiefe durch die erhöhte Ablationsrate in heißen Plasmen absinkt. Im Falle der Pelletinjektion von der magnetischen HFS gibt es keine

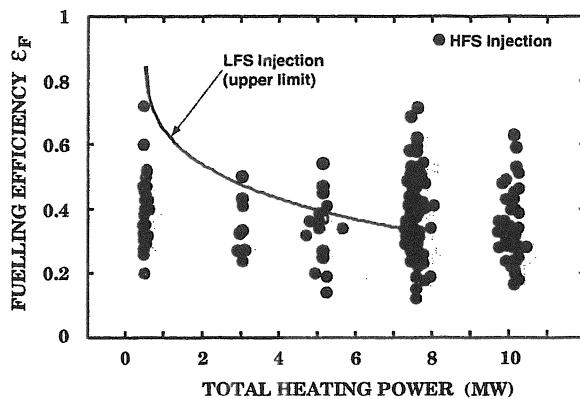


Abbildung 5.2: Abhängigkeit der Nachfülleffizienz ϵ_f von der Heizleistung für LFS und HFS Pelletinjektion.

merkliche Abhängigkeit der Nachfülleffizienz von der Heizleistung [16], wie mittlerweile auch an DIII-D beobachtet wurde [65]. Der kleine Einbruch bei niedrigen Heizleistungen, kann seine Ursache in einer ungünstigen Datenbasis haben. Eine andere Möglichkeit ist, daß bei den etwas höheren Temperaturen, verglichen mit rein Ohmsch geheizten Plasmen, höhere Verluste am Rand auftreten, die Hoch- β Drift ihrerseits aber noch zu schwach ist, um das Material aus der Randschicht weit genug zum zentralen Plasma hin zu verschieben, um dies zu kompensieren. Die Abweichung der experimentell bestimmten Nachfülleffizienz von 1 und die starke Streuung hat mehrere Gründe, die nachfolgend diskutiert werden. Eine Normierung der Nachfülleffizienz über die D_α -Strahlung, reduziert die Streuung. Das Integral $\int dt I_{D_\alpha}$ (I_{D_α} ist die Strahlungsintensität) über die Zeit der Ablation ist ein Maß für die im Plasma ablatierte Masse. Die typischen Werte für die Nachfülleffizienz bei $P_{NI} = 7.5 \dots 10$ MW liegen nach der Normierung bei $0.6 \dots 0.8$ [59].

Bei der Bestimmung der Nachfülleffizienz ϵ_f der eingebrachten Pellets wird nicht die Masse jedes Pellets einzeln bestimmt. ϵ_f bezieht sich auf den nominellen Teilcheninhalt des Pellets. Dieser wurde in Laborexperimenten ermittelt. Dazu wurde für jede Pelletgröße in Abhängigkeit der Pelletgeschwindigkeit der Druckanstieg in einem Vakuumgefäß nach einem Pelleteinschuß gemessen und daraus

die Teilchenzahl bestimmt. Die Obergrenze dieses Wertes ist die nominelle Pelletmasse [56]. Für Pellets, die bei der Produktion oder im Führungsrohr beschädigt werden, wird somit die Nachfülleffizienz unterschätzt. Ferner treten die Materialverluste durch die Ablation im Führungsrohr als Verlustterme in der Bestimmung der Nachfülleffizienz auf. Daher wird in Abbildung 5.2 der obere Grenzwert als ϵ_f gewertet. Die Anzahl der in das Plasma eingebrachten Teilchen wird aus Messungen von Dichteprofilen kurz vor dem Pelleteinschuß und 1...7 ms nach dem Pelleteinschuß bestimmt. Für größere Zeitabstände zwischen Pelleteinschuß und Dichtemessung kommt es aufgrund der endlichen Teilcheneinschlußzeit zu einer zusätzlichen Unterschätzung von ϵ_f .

5.2 MHD Aktivität durch Pellets

Durch die Hoch- β Plasmoid Drift haben Pellets, die von der magnetischen HFS in das Plasma eingebracht werden, einen stärkeren Einfluß auf das zentrale Plasma.

In Referenz [67] wird diskutiert, daß Pellets, die von der HFS eingebracht wurden, die Emissivität des Plasmas im Zentrum im Wellenlängenbereich der weichen Röntgenstrahlung beeinflussen. Es wurden in einer Plasmaentladung identische Pellets zunächst von der LFS, später, nachdem das Plasma wieder in seinen ursprünglichen Zustand relaxiert ist, von der HFS eingeschossen. Im Falle des LFS Einschusses zeigt die weiche Röntgenstrahlung aus dem Plasmazentrum keine Änderung. Bei der Pelletinjektion von der magnetischen HFS nimmt die Emissivität instantan ab, obwohl die Pellets selbst das Plasmazentrum nicht erreichen. Eine mögliche Erklärung ist, daß die Plasmoide bis zum Plasmazentrum driften und somit zu einer Abkühlung des Plasmas im Zentrum führen. Der Energieinhalt des Plasmas bleibt dabei unverändert.

Für die Plasmanachfüllung durch Pellets von größerer Bedeutung ist die zweite Beobachtung zum geänderten Einfluß auf das zentrale Plasma. In einem Tokamakplasma können sich Instabilitäten ausbilden. Die Instabilitäten breiten sich als Störungen auf resonanten Flußflächen (Flußflächen mit kleinzahligem, rationalem q) längs der Feldlinien aus [4]. Von besonderem Interesse sind die sogenannten resistiven Tearing Moden, da sie zu einer sehr starken Reduzierung der Energieeinschlußzeit führen. Diese Moden bilden sich typischerweise auf Flußflächen im zentralen Plasma ($q = 2$ oder $q = 1.5$) aus. Sogenannte neoklassische Tearing Moden (NTM) benötigen ein hohes Plasma- β , um angeregt werden zu können. Tritt bei hohem Plasmadruck und somit hohem radialen Druckgradienten ∇_{RP} eine Anfangsstörung, eine Seed-Island auf, so wird an dieser Stelle der Druckgradient abgeflacht. Dies führt zu einer Reduktion des lokalen Bootstrap-Stromes ($j_{BS} \propto \nabla p$), wodurch in üblichen Stromprofilen ($dq/dr > 0$) die Störung weiter anwächst [68].

Bei der Pelletinjektion von der magnetischen LFS gab es keine wesentliche Verschlechterung des Energieeinschlusses durch neoklassische Tearing Moden. Durch

die, verglichen mit der HFS Pelletinjektion, schlechte Nachfülleffizienz, konnten bei der LFS Pelletinjektion nur vergleichsweise niedrige Plasma- β erreicht werden, da bei einem starken Dichteaufbau durch die Pellets die Energieeinschlußzeit deutlich absinkt. Das Plasma- β liegt im Vergleich zu Plasmen mit HFS Pelletinjektion niedrig, so daß die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von NTMs relativ klein ist und die Moden, wenn sie auftreten, nur schwach ausgeprägt sind. Pellets von der LFS können Moden triggern, wenn sie sehr tief in das Plasma eindringen und somit die Anfangsstörung auf der resonanten Flußfläche verursachen. Dies bedeutet für ASDEX Upgrade, daß die Pellets von der LFS im allgemeinen nur schwache (2/1)-Moden triggern können (poloidale Modenzahl: 2, toroidale Modenzahl: 1). In einem Fall wurde beobachtet, daß ein Pellet von der LFS eine (3/2)-Mode getriggert hat.

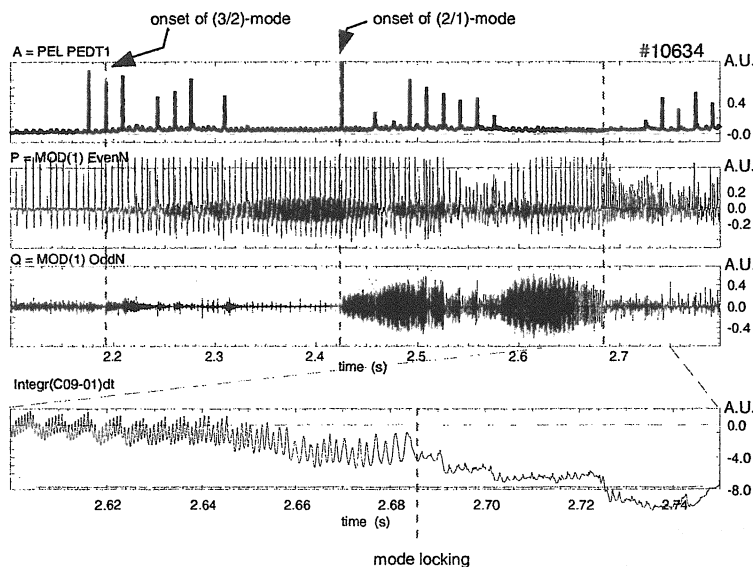


Abbildung 5.3: Die driftenden Plasmoiden können eine Anfangsstörung auf resonanten Flußflächen bewirken, die neoklassische Tearing Moden verursacht.

Bei der HFS Pelletinjektion stellt sich die Situation anders dar. Durch die Hoch- β Plasmoid Drift ist es nicht notwendig, daß das Pellet selbst die resonante Flußfläche erreicht. Offensichtlich können die driftenden Plasmoide die Anfangsstörung auf den resonanten Flußflächen zur Verfügung stellen, so daß NTMs auftreten [69]. Ein Beispiel hierfür ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Die Plasmaparameter waren $\bar{n}_e = 6 \dots 20 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $T_e^{(0)} = 1100 \dots 2800 \text{ eV}$, $P_{NI} = 5 \dots 7.5 \text{ MW}$ (die Heizleistung wurde während des Dichteaufbaus erhöht), $I_P = 800 \text{ kA}$, $B_t = -1.8 \text{ T}$ und $q_{95} = 3.6$. Zunächst triggert ein Pellet eine (3/2)-Mode. Diese ist auf der $q = 1.5$ -Fläche lokalisiert, während das Pellet nur bis $q = 1.9$ in das Plasma eindringt. Die $q = 1.5$ Fläche liegt 15 cm weiter im Plasmainneren. Im weiteren Verlauf der Entladung wird eine starke (2/1)-Mode durch ein weiteres Pellet verursacht. Die Eindringtiefe dieses Pellets konnte allerdings nicht genau bestimmt

werden. Das Auftreten der stärker ausgeprägten Modenaktivität ist auf das höhere Plasma- β bei der HFS Pelletinjektion, verglichen mit Plasmaentladungen, in denen die Pellets von der LFS injiziert wurden, zurückzuführen. Im folgenden kommt es zu einem 'locken' der Mode. Dies bedeutet, daß die Störung nicht mehr rotiert, sondern aufgrund ihrer starken Magnetfeldamplitude Ströme induziert, die sie abbremsen [70]. Das Locken einer Mode führt generell zu einer starken Abnahme des Energieinhaltes des Plasmas.

Bei der Pelletinjektion von der magnetischen HFS wird das zentrale Plasma wesentlich stärker beeinflußt als bei der LFS Pelletinjektion. Insbesondere treten bei der HFS Pelletinjektion starke neoklassische Tearing Moden auf, die zu einer starken Verschlechterung des Energieeinschlusses führen. Damit können Sekundäreffekte den zunächst durch die HFS Pelletinjektion gegenüber der LFS Pelletinjektion verbesserten Energieeinschluß beim Dichteaufbau [16] wieder zerstören.

Kapitel 6

Vergleich mit theoretischen Modellen

6.1 Vergleich Experiment-Modellvorstellungen

Hier sollen die experimentellen Ergebnisse mit den Abschätzungen aus den grundlegenden Überlegungen zum Mechanismus der Hoch- β Plasmoid Drift aus Kapitel 2.5 verglichen werden.

Aus den Überlegungen zum Mechanismus der Hoch- β Drift folgte, daß eine Beschleunigung von der Größenordnung von $10^8 \dots 10^9 \text{ ms}^{-2}$ auftritt. Die induktiven Zeitskalen begrenzen den Zeitraum der Beschleunigung, wodurch eine Driftgeschwindigkeit von $10^3 \dots 10^4 \text{ ms}^{-1}$ erwartet wurde. In den Experimenten wurden in Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen typische Geschwindigkeiten von $5000 \dots 20000 \text{ ms}^{-1}$ gemessen. Die Beschleunigung ergab sich aus den experimentellen Daten zu $5 \times 10^8 \dots 5 \times 10^9 \text{ ms}^{-2}$. Legt man die Plasmoidparameter zu Anfang der Drift zugrunde (#10777, Kanal 4, $T_{e,pl} = 2.8 \text{ eV}$, $R = 1.41 \text{ m}$), ergibt sich aus Gleichung 2.38 eine Beschleunigung von $a_d \approx 6 \times 10^8 \text{ ms}^{-2}$. Dies ist in Übereinstimmung mit den gemessenen Werten von $a_d = 5 \times 10^8 \dots 5 \times 10^9 \text{ ms}^{-2}$. Ebenfalls wurde im Experiment eine Verschiebung des Depositionsprofils gegenüber dem Ablationsprofil in der Größenordnung von 0.1 m gefunden, wie von der Theorie erwartet. Bestimmt man die Auslenkung aus Gleichung 2.43, wobei $\langle \beta_{pl} \rangle$ aus dem lokalen β_{pl} während der Ablationsphase, der Expansionsgeschwindigkeit des Plasmoiden und der typischen Zeitkonstante für die Trennung von Plasmoid und Pellet aus Kapitel 4.8 berechnet wurde, so ist $x_{pl} \approx 6 \text{ cm}$, also ca. einen Faktor 2 kleiner als die typischen Werte.

Betrachtet man die Aufheizung des Plasmoiden, so zeigen die Messungen bis auf einen Faktor 2 eine Übereinstimmung mit dem Modell aus Kapitel 2.7. Auch die Zeitskalen für die mögliche Beobachtung des Plasmoiden in der Kontinuumsstrahlung bei $\lambda = 538 \text{ nm}$ nach der Trennung vom Pellet sind aus dem Modell für die Plasmoidaufheizung mit $10 \mu\text{s}$ korrekt bestimmt worden. Die driftenden Plas-

moide konnten über einen Zeitraum von bis zu rund $10 \mu\text{s}$ beobachtet werden. Die Beobachtung des Plasmoiden in der D_α -Linienstrahlung ist in Übereinstimmung mit dem Modell über einen Zeitraum von rund $5 \dots 10 \mu\text{s}$ möglich.

Die in Kapitel 2.7 und 2.5 vorgestellten Überlegungen und Modelle beinhalten also die wesentlichen Prozesse der Hoch- β Plasmoid Drift. Auch die quantitativen Abschätzungen stimmen gut mit den Experimenten überein.

6.2 Vergleich mit Modellen aus der Literatur

Es gibt mehrere Modelle in denen die Hoch- β Drift behandelt wird [35, 45]. Dabei handelt es sich bei Referenz [35] um eine 2-dimensionale Beschreibung der Plasmoiddynamik. In Referenz [45] wird die Hoch- β Drift in einem nichtlinearen, resistiven 3-dimensionalen MHD Code in vollständiger toroidaler Geometrie modelliert.

Zunächst soll das Modell von Rozhanski betrachtet werden [35]. Hier wird aus den MHD Gleichungen, die durch Integration längs der Feldlinien auf zwei Dimensionen reduziert werden, das Auftreten einer $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift in einem Magnetfeld, das mit $1/R$ abfällt hergeleitet. Die Ablation tritt dabei als konstante Teilchenquelle im Modell auf. Damit kann der in Kapitel 4.8 beschriebene Mechanismus der Ablationsinstabilität nicht auftreten. Ein Wärmefluß in den Plasmoiden wird nicht behandelt. Die Modellierung zeigt das Wegdriften von ablatiertem Material, wobei sich ein driftender Plasmoid ausbildet, der ständig mit der Ablationswolke verbunden ist. Diese Verbindung ist instabil gegenüber Störungen. In der Veröffentlichung wird nicht behandelt, wie die zeitliche Entwicklung verläuft, wenn der driftende Plasmoid und die Ablationswolke keine Verbindung mehr haben. Es steht zu vermuten, daß bei Abreißen dieser Verbindung aufgrund von Instabilitäten eine Serie von driftenden Plasmoiden auftritt. Für Plasmoidparameter, die denen entsprechen, die an ASDEX Upgrade gemessen wurden, ergibt sich aus dem Modell eine charakteristische Driftgeschwindigkeit von $\approx 1500 \text{ ms}^{-1}$. Dies entspricht den Werten, die sich aus unseren Modellüberlegungen als untere Grenze ergeben haben. Als Zeitskala für die Wiederherstellung des Gleichgewichtes werden von Rozhanski $20 \mu\text{s}$ angesetzt (gegenüber $\approx 5 \mu\text{s}$ für die Ausbreitung der Störung längs des Magnetfeldes über eine Verbindungslänge mit Alfvengeschwindigkeit). Dies ist eine typische Zeit, in der sich der Plasmoid einmal um den Torus herum ausdehnt. Die Driftlängen seines Modells sind dennoch von der gleichen Größenordnung wie sie sich aus unseren Herleitungen ergibt ($\sim 10 \text{ cm}$) und in Übereinstimmung mit den Experimenten.

Rozhanski untersuchte Störungen im Plasmakanal zwischen Pellet und Plasmoid, die nicht zu einer Unterbrechung der Verbindung führten. Dabei bildeten sich Strukturen im Verbindungskanal aus, die er mit den Striationen in Verbindung brachte. Diese Interpretation zur Ausbildung der Striationen wird hier nicht geteilt. Experimente haben gezeigt, daß die Striationen auch bei der LFS Pelletin-

jektion auf Videobildern zu sehen sind, wobei die gleiche Strecke von driftenden Plasmoiden und dem Pellet überstrichen wird. Ferner haben die Experimente gezeigt, daß die Strahlungsintensität driftender Plasmoide zeitlich sehr schnell abfällt und gegenüber der Strahlung der Ablationswolke zu vernachlässigen ist. Die Striationen, welche bei Störungen im Verbindungskanal auftreten, werden aber von driftenden Ablationsmaterial ausgebildet. Diese Striationen sollten somit gegenüber der Strahlung aus der Ablationswolke auf zeitintegrierten Videobildern nicht zu sehen sein, so daß diese Strukturen durch das Strahlungssignal aus der Ablationswolke, die das bewegte Pellet umgibt, überdeckt werden.

Strauss et al. haben die Hoch- β Plasmoid Drift in einem nicht linearen, resistiven 3-dimensionalen Plasma Code mit voller toroidaler Geometrie modelliert [45]. Dazu wurde ein lokalisierter, zigarrenförmiger Bereich (parallel zum Magnetfeld elongiert) erhöhter Dichte in ein Gleichgewichtsplasma eingebracht. Unter der Annahme, daß der Temperatenausgleich auf einer Flußfläche deutlich schneller ist als die Zeitskalen der MHD, wurde auf jeder Flußfläche eine konstante Temperatur angenommen. Der Ablationsprozeß ist adiabatisch, so daß der über die Flußfläche gemittelte Druck konstant bleibt, woraus sich bei gegebener Dichteerhöhung durch den Plasmoiden die Temperatur der Flußfläche ergibt. Die Rechnungen zeigen eine deutliche Auslenkung des ablatierten Materials, wenn es auf der HFS oder LFS in das Plasma eingebracht wird. Auf der HFS bildet sich eine Struktur des Plasmoiden aus, deren poloidaler Schnitt sehr der Struktur gleicht, die von Rozhanski [35] berechnet wurde. Solange das eingebrachte Material die Flußfläche nicht verläßt, geht die Auslenkung nach Erreichen eines Maximalwertes wieder zurück, da sich der mittlere Plasmadruck der Flußfläche nicht geändert hat. Erst durch dissipative Prozesse kommt es zu einer bleibenden Materialverschiebung. In dem Modell wurde die Dissipation durch diffusive Prozesse und magnetische Rekonnektion im zentralen Plasma bewirkt. In diesem Modell wird keine Turbulenz berücksichtigt, womit möglicherweise ein wesentlicher Vorgang der Dissipation nicht erfaßt wird. Aber es ist die einzige Beschreibung der Hoch- β Plasmoid Drift, bei der überhaupt eine Dissipation enthalten ist. Die Teilchenverluste durch Auslenkung des Plasmoiden bis in Bereiche außerhalb der Separatrix werden nicht berücksichtigt.

In der Arbeit wurde untersucht, wie die Drift mit dem Einschußwinkel des Pellets relativ zur Plasmamittelebene variiert. Der Code zeigt, daß die Effekte der Drift für einen horizontalen Pelleteinschuß am stärksten ist. Bei einer vertikalen Pelletinjektion tritt in diesem Modell keine wesentliche radiale Materialverschiebung auf. Experimente hingegen deuten darauf hin, daß auch bei vertikaler Pelletinjektion eine Materialverschiebung auftritt [65]. Bei der vertikalen Pelletinjektion ist die Lage der Pelletbahn relativ zu den Flußflächen und deren Geometrie zu berücksichtigen. Dies bestimmt, ob eine Drift zur magnetischen LFS zu einem Materialtransport ins Plasmazentrum führt.

Bisher gibt es bei der Modellierung Einschränkungen durch das Rechengitter, das nur Plasmoide mit sehr großer Ausdehnung und geringer Dichteerhöhung, ver-

glichen mit den experimentellen Daten zuläßt. Bisher mußte die Dichtestörung vorgegeben werden, da das Modell keine Modellierung der Pelletablation beinhaltet.

In der Referenz [45] wird auch eine Skalierung für die Plasmoidauslenkung angegeben, die in sehr guter Übereinstimmung mit den Auslenkungen ist, die sich aus den 3-dimensionalen Rechnungen ergeben. Auch Strauss und Park finden für die Auslenkung x_{pl} :

$$x_{pl} \propto q^2 R \langle \Delta\beta \rangle_l \quad (6.1)$$

(zum Vergleich, siehe Gleichung 2.43). Die Mittelung der β -Erhöhung erfolgt dabei über die gesamte Plasmoidausdehnung.

Die 3-dimensionale Modellierung zeigt ebenfalls das Auftreten einer Hoch- β Plasmoid Drift in Tokamakplasmen. Die Skalierung der Materialverschiebung stimmt mit der in Abschnitt 2.5 hergeleiteten Skalierung in den wesentlichen Punkten überein.

Kapitel 7

Diskussion und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Hoch- β Plasmoid Drift, die bei der Pelletinjektion in Tokamakplasmen auftritt, untersucht. Dazu wurde zunächst der grundlegende Mechanismus der Pelletablation, der lokalen β -Erhöhung in der Ablationswolke und der daraus resultierenden Plasmoiddrift diskutiert und quantitative Abschätzungen für die Plasmoidbeschleunigung und -geschwindigkeit, Zeitskalen der Drift und die Längenskalen für die Materialverschiebung abgeleitet. Ferner wurde ein einfaches Modell vorgestellt mit dem die Aufheizung des Plasmoiden nach der Trennung vom Pellet untersucht wurde. Damit konnten die Zeitskalen bestimmt werden, über die der Plasmoid spektroskopisch beobachtet werden kann. Es zeigte sich, daß hin zu größeren Zeiten, d.h. geringerer Plasmoiddichte und höherer Plasmoidtemperatur eine Beobachtung der emittierten Kontinuumsstrahlung gegenüber der Beobachtung von Linienstrahlung günstiger ist.

Unter Berücksichtigung des zu erwartenden Verhaltens der Plasmoide im Plasma wurde eine neue Diagnostik zur Beobachtung der Hoch- β Plasmoid Drift an ASDEX Upgrade installiert. Mit dieser Diagnostik konnte erstmals die Existenz einer bei der Pelletinjektion, sowohl von der LFS als auch von der HFS, immer zur magnetischen LFS gerichteten Hoch- β Plasmoid Drift direkt beobachtet werden. Es zeigte sich, daß eine Sequenz von diskreten driftenden Plasmoiden auftritt. Aufgrund dieser Struktur war es möglich, die Bewegung der driftenden Plasmoide im Plasma zu verfolgen und quantitativ zu analysieren. Die Plasmoide werden mit $5 \times 10^8 \dots 5 \times 10^9 \text{ ms}^{-2}$ beschleunigt und erreichen typische Driftgeschwindigkeiten von $5000 \dots 20000 \text{ ms}^{-1}$, in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen. Die Plasmoide konnten über einen Zeitraum von rund $10 \mu\text{s}$ beobachtet werden. Dabei legen sie eine Strecke von ca. 10 cm zurück, wobei die experimentellen Ergebnisse mit der Modellrechnung übereinstimmen.

Neben der Plasmoidbewegung konnte eine radiale Beschleunigung des Pellets selbst nachgewiesen wurde, die ebenfalls unabhängig von der Bewegungsrichtung des Pellets immer zur magnetischen LFS gerichtet ist. Die Plasmoiddrift verursacht vermutlich eine poloidal asymmetrische Abschirmung des Pellets gegenüber den einfallenden Wärmefluß und führt somit zu einem Raketeneffekt.

Temperatur und Dichte des Plasmoiden wurden spektroskopisch gemessen. Typische Dichten und Temperaturen des Plasmoiden während der Ablationsphase waren im Bereich von $0.7...5 \times 10^{23} \text{m}^{-3}$ (bei sehr hoher lokaler Temperatur des Hintergrundplasmas bis $6.5 \times 10^{23} \text{m}^{-3}$) und $1.0...4.5 \text{eV}$. Diese Werte stimmen mit Messungen an anderen Experimenten überein [9].

Eingehend wurde das zeitliche Verhalten von Plasmoiddichte und Temperatur in der Ablationsphase untersucht. Während der Ablationsphase oszilliert die Plasmoiddichte um rund 50 % (Periode: $\sim 15...20 \mu\text{s}$), während die Temperatur nur schwach variiert. Die Periode der Dichteoszillation setzt sich in der Periode der diskreten, driftenden Plasmoiden fort. Die Dichteschwankung wird durch eine Modulation der Abschirmung des Pellets gegenüber dem einfallenden Wärmefluß und damit der Ablationsrate verursacht. Die Hoch- β Plasmoid Drift erzeugt somit die seit langem beobachteten Oszillationen in der Ablationsrate und die Ausbildung räumlicher Strukturen bei der Ablation (Striationen).

Es wurden auch Temperatur und Dichte der driftenden Plasmoiden nach der Trennung vom Pellet bestimmt. Dabei zeigte es sich, daß in einem Zeitraum von $4...11 \mu\text{s}$ die Temperatur auf ca. $20...25 \text{eV}$ ansteigt und die Dichte auf rund 10^{22}m^{-3} abfällt. Diese Werte stimmen von der Größenordnung mit den Ergebnissen des Heizmodells aus Kapitel 2.7.1 überein. Aufgrund der möglichen Fehler bei der Bestimmung von Dichte und Temperatur der driftenden Plasmoiden konnte noch nicht geklärt werden, ob β_{pl} während der ersten μs der Drift zunächst weiter ansteigt, wie vom Modell erwartet.

Der Plasmoiddruck während der Ablationsphase wird, wie erwartet, stärker von der Temperatur als vom Druck des Hintergrundplasmas bestimmt.

Dichtemessungen an ASDEX Upgrade kurz vor und nach der Pelletinjektion haben die Erwartung bestätigt, daß die Hoch- β Drift zu einer Verschiebung des ablatierten Materials von rund 10 cm zum Plasmazentrum hin führt. Die driftenden Plasmoiden können dabei im zentralen Plasma MHD Moden triggern.

Die theoretischen Abschätzungen zu Driftbeschleunigung und -geschwindigkeit, Zeitskalen der Drift und Driftstrecke, sowie über das Aufheizen des Plasmoiden experimentell bestätigt werden. Weitere bestehende Modelle zur Plasmoid-drift [35, 45] zeigen die gleichen Größenordnungen.

Nachdem nun die Existenz der Hoch- β Plasmoid Drift gezeigt und der wesentliche Driftmechanismus verstanden ist, stellt sich als zukünftige Aufgabe, vorherzusagen wie sich die Hoch- β Drift bei der Nachfüllung zukünftiger großer Fusionsmaschinen wie ITER auswirken wird. Es stellt sich somit die Frage nach einer Skalierung hin zu großen Tokamaks, nicht nur bezüglich des Ablationsprofils eines eingebrachten Pellets, sondern des Depositionsprofils unter Berücksichtigung der Drift. Dazu muß ermittelt werden, welche Driftlängen erreicht werden können, und wo das Material deponiert wird, d.h. welche dissipativen Prozesse zur Irreversibilität der Drift führen.

Für eine optimierte Nachfüllung eines Tokamakplasmas ist neben der Deposition des eingebrachten Materials zu berücksichtigen, wie das Plasma auf die

Dichteerhöhung reagiert. Untersuchungen hierzu haben begonnen, nachdem von Seiten der Physik der Pelletablation und der Plasmoiddynamik die Nachfüllung optimiert werden konnte.

Anhang A

Tokamak ASDEX Upgrade

Die vorliegende Doktorarbeit wurde am Tokamak Experiment ASDEX Upgrade durchgeführt. Die Abkürzung ASDEX steht für **A**xial **S**ymmetrisches **D**ivertor **E**Xperiment. Bei ASDEX Upgrade handelt es sich um einen mittelgroßen Tokamak mit Divertorkonfiguration (siehe Abb. A.1).

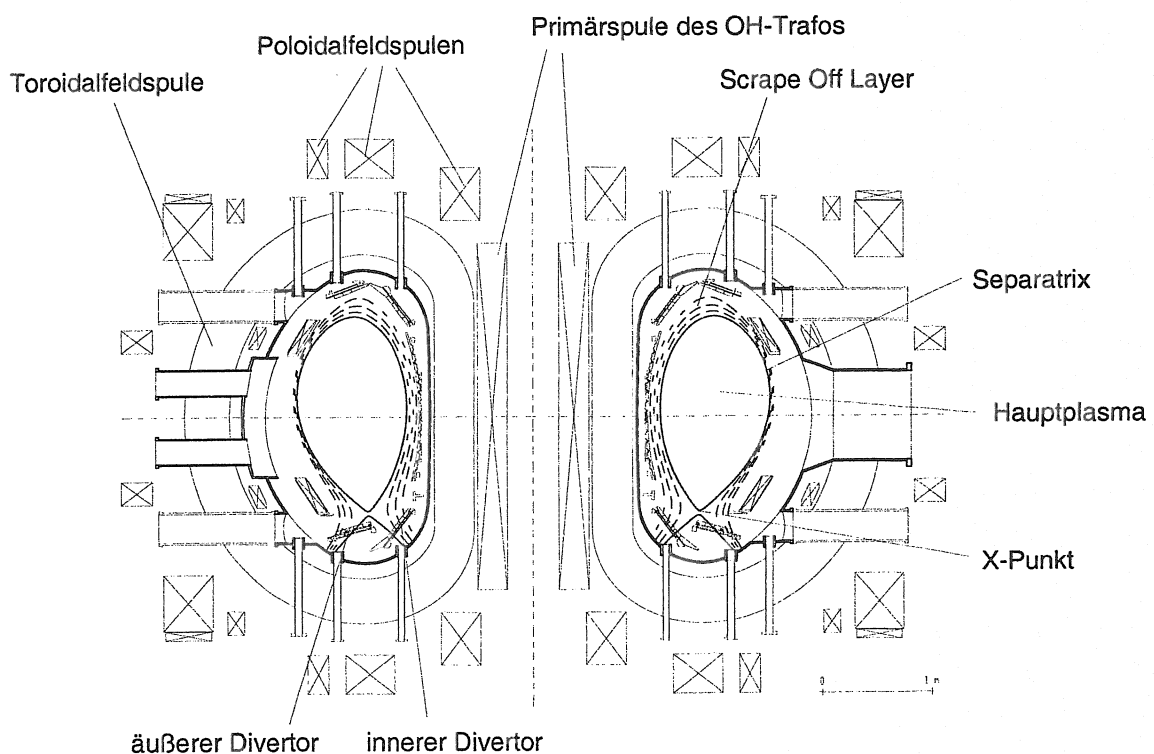


Abbildung A.1: Querschnitt durch ASDEX Upgrade mit typischer Plasmakonfiguration. In dieser Abbildung sieht man die alte Divertorkonfiguration mit offenem Divertor.

Früher wurde das Plasma in Fusionsexperimenten durch Limiter räumlich be-

grenzt. Diese bewirkten, daß das Plasma an einer wohldefinierten Stelle, dem Limiter, die Wand berührt. Limiter werden sehr stark thermisch belastet und durch die einfallenden Teilchen zerstäubt. Aufgrund der Nähe zum zentralen Plasma können diese Verunreinigungen sehr leicht ins zentrale Plasma gelangen, wo sie durch Strahlung zu einer starken Abkühlung des Plasmas führen. Durch das Divertorkonzept, daß erstmals an ASDEX, dem Vorgänger von ASDEX Upgrade, realisiert wurde, werden sehr viel reinere Plasmen erhalten. Der Divertor ermöglicht das Auftreten eines verbesserten Einschlußregimes, der sogenannten High Confinement Mode (H-Mode) [7, 71], welches ein deutlich verbessertes τ_E besitzt und erstmals an ASDEX beobachtet wurde. Bei der Divertorkonfiguration besteht das Plasma nun aus zwei Zonen, dem Hauptplasma, daß durch geschlossene Feldlinien eingeschlossen ist und einer äußeren Zone, der sogenannten Scrape Off Layer, in der es keine geschlossenen Feldlinien gibt (Abbildung A.1). Die Separatrix, die äußerste Flußfläche mit geschlossenen Feldlinien ist die Grenze zwischen Hauptplasma und Scrape Off Layer. Verläßt nun ein Teilchen das Hauptplasma gelangt es auf die offenen Feldlinien und wird vom zentralen Plasma weggeführt. In großer Entfernung vom zentralen Plasma gelangt es auf die Prallplatten des Divertors, wird im Divertor neutralisiert und abgepumpt. Der große Abstand zum zentralen Plasma erlaubt im Divertorraum hohe Dichten und niedrige Temperaturen. Dadurch wird die Erosion der Prallplatten reduziert und das Rückhaltevermögen für die ausgelösten Teilchen erhöht.

An ASDEX Upgrade stehen Untersuchungen des Divertors und der Randschicht mit dem Hauptaugenmerk auf der Teilchen- und Leistungsabfuhr unter reaktorrelevanten Bedingungen im Vordergrund. Dabei wurde durch gezielte Zugabe von Verunreinigungen im Hauptraum und Erhöhung des Neutralgasdrucks im Divertorraum die Completely Detached H-Mode (CDH) entdeckt, die zu einer Reduzierung des Energieflusses auf die Divertorprallplatten führt [72, 73]. Des weiteren werden Hochdichteplasmen und Operationslimits eingehend untersucht. Dabei wird insbesondere der Energieeinschluß, sowie Operationsgrenzen und Möglichkeiten für einen Steady-State Betrieb bei Dichten nahe des Greenwalddlimits betrachtet. In Zukunft sollen neue Operationsszenarien mit einer geänderten Divertorkonfiguration, geänderten Plasmaformen und sogenannte 'Advanced Tokamak'-Szenarien und ihr Einfluß auf die Plasmastabilität und den Einschluß untersucht werden [74].

Für die Experimente können Wasserstoff- und Deuteriumplasmen erzeugt werden. Der Plasmaquerschnitt der Standardkonfiguration entspricht dem von ITER. Zur Untersuchung der Randschicht und des Divertors unter reaktorrelevanten Bedingungen kann in ASDEX Upgrade eine Energieflußdichte über die Separatrix durch Zusatzheizung erreicht werden, die der eines Reaktors entspricht. Die Ohmsche Heizleistung im Plasma beträgt ca. 1 MW. Die Zusatzheizungen sind in der Lage, das Plasma mit bis zu 27 MW zusätzlich zu heizen. Den Reaktorkonzepten folgend sind die Poloidalfeldspulen von ASDEX Upgrade außerhalb des Gefäßes und der Toroidalfeldspulen angebracht. Einen Überblick über die technischen Da-

ten gibt Tabelle A.

Technische Daten des ASDEX Upgrade		
R	Torusradius (großer Radius)	1.65 m
a	kleiner Plasmaradius (horizontal)	0.5 m
b	kleiner Plasmaradius (vertikal)	0.8 m
A	Aspektverhältnis R/a	3.3
V_P	Plasmavolumen	13 m ³
V_G	Gefäßvolumen	32 m ³
	gesamte Masse des Plasmas	3.3 mg
I_P	maximaler Plasmastrom	1.6 MA
$B_{t,0}$	maximales toroidales Magnetfeld auf der magnetischen Achse	3.9 T
P_{heiz}^{max}	maximale Heizleistung	
	Ohmsche Heizung	1 MW
	Neutralinjektion	20 MW
	Ionen-Cyclotron-Resonanz-Heizung	6 MW
	Elektronen-Cyclotron-Resonanz-Heizung	2 MW (geplant)
T_i, T_e	Temperatur der geladenen Teilchen	2 keV
	Temperatur in advanced Szenarien	$T_i = 11 \text{ keV}$ $T_e = 6.6 \text{ keV}$
	Entladungsdauer	bis 10 s

Tabelle A.1: ASDEX Upgrade, technische Daten

Anhang B

Diagnostiken an ASDEX Upgrade

B.1 Pelletbeobachtung

Neben der neu installierten Diagnostik HBD zur Beobachtung der Hoch- β Plasmod Drift gibt es weitere optische Diagnostiken zur Pelletbeobachtung. Hier sind insbesondere Dioden zur Beobachtung der Pelletablation zu nennen, sowie Videokameras.

Die Videokameras beobachten von oben oder in toroidaler Richtung die Pelletablation (siehe Abbildung B.1). Aus den Videoaufnahmen können die Eindringtiefe der Pellets sowie deren Flugbahn bestimmt werden. Die Belichtungszeit der Videobilder beträgt üblicherweise 20 ms. Der zeitliche Abstand zweier Videobilder ist 20 ms. Die Bilder enthalten daher keine zeitliche Information über den Ablationsprozeß. Die Videokameras können mit Interferenzfiltern für D_α -Strahlung versehen werden.

Zeitliche Information über den Ablauf der Pelletablation kann man aus den Beobachtungen der Diodensysteme erhalten. Der Beobachtungsbereich der Dioden kann Abbildung B.2 entnommen werden. Die Diode PLT1 ist ebenfalls mit einem D_α -Filter bestückt. Die Diode PLT2 detektiert die Gesamtstrahlung. Die maximale Samplerate der Dioden beträgt 1 MHz.

B.2 Dichtemessung

B.2.1 DCN Interferometer

Eine Standardmethode zur Dichtemessung an ASDEX Upgrade ist der Einsatz eines Interferometers. Hierbei wird mit Hilfe eines phasenmodulierten Mach-Zehnder-Interferometers die linienintegrierte Elektronendichte \bar{n}_e gemessen. Als Lichtquelle für das horizontale System dient ein DCN-Laser mit einer Wellenlänge

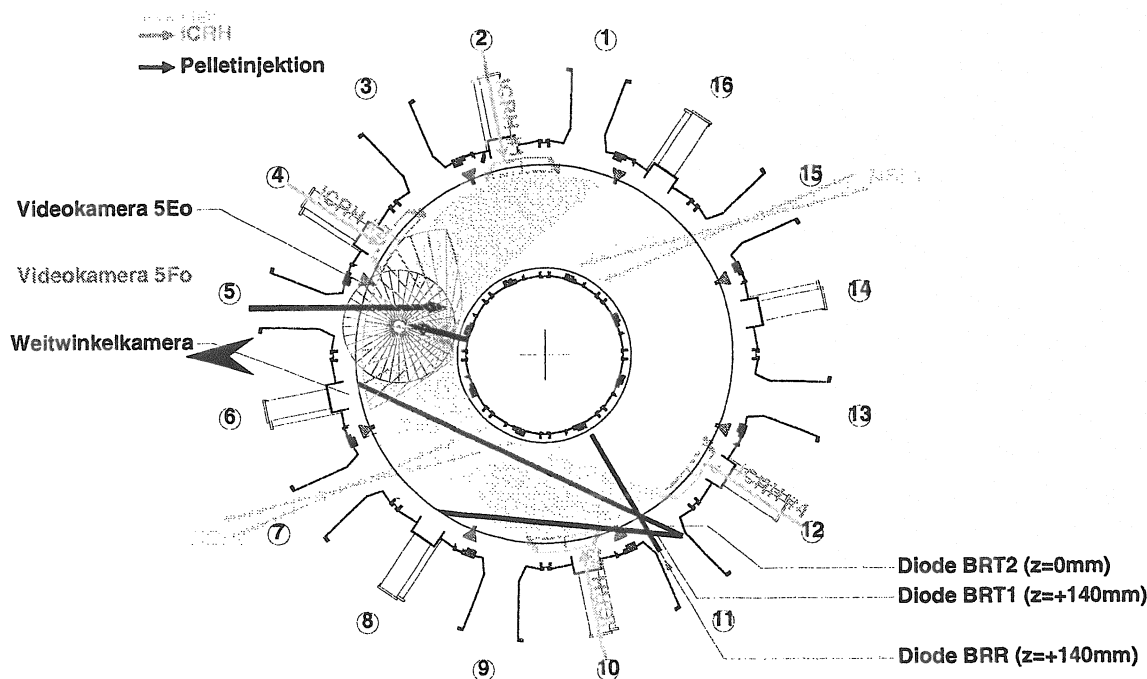


Abbildung B.1: Beobachtungsbereich der Videokameras und Sichtstrahlen der Bremsstrahlungsdiagnostik. Zusätzlich sind die Positionen der Zusatzheizungen und der Pelletweg für die Hoch- und Niederfeldseite eingezeichnet.

von $195 \mu\text{m}$. Das vertikale System war nicht im Einsatz. Die zeitliche Auflösung der Messung beträgt $100 \mu\text{s}$. Die Lage der Sichtlinien im poloidalen Schnitt ist Abb. B.3 zu entnehmen. Die Messung ist in Torussektor 11 lokalisiert. Wird eine liniengemittelte Dichte der Plasmaentladung angegeben, so handelt es sich um die liniengemittelte Dichte entlang des Kanals H-1 (\bar{n}_e^{H-1}).

In einem Plasma ändert sich der Brechungsindex in Abhängigkeit von der Plasmadichte. Dies verursacht eine Änderung der optischen Weglänge und führt zu einer Phasenverschiebung des Meßstrahls gegenüber einem Referenzstrahl von:

$$\Delta\Phi = \frac{e^2}{2c\epsilon_0 m_e \omega_0} \int dl n_e. \quad (\text{B.1})$$

Bei der Dichtemessung werden die durchlaufenen Interferenzstreifen gezählt. Beim Pelleteinschub kommt es durch die extrem starken und schnellen Dichteschwankungen zum 'Verzählen' der Diagnostik. Diese Fehler können mit Hilfe der Bremsstrahlungsdiagnostik korrigiert werden.

B.2.2 Bremsstrahlungsdiagnostik

Die Bremsstrahlungsdiagnostik BRR und BRT1 wird an ASDEX Upgrade genutzt, um Fehler bei den Dichtemessungen mittels des DCN Lasers, hervorgeru-

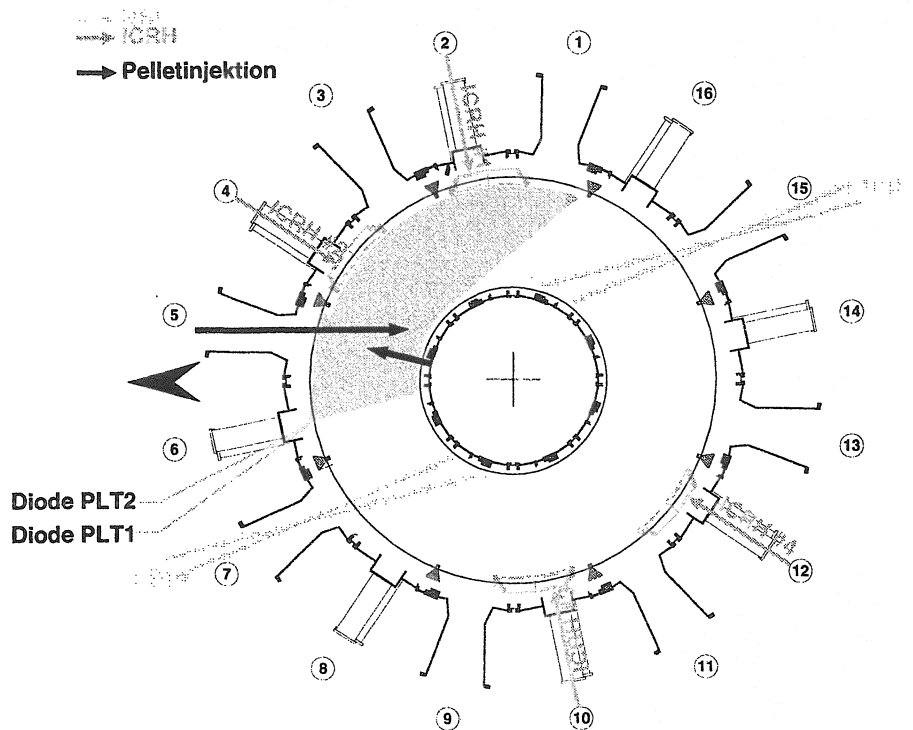


Abbildung B.2: Beobachtungsbereich der Dioden PLT1 und PLT2 zur Pelletbeobachtung und der Bremsstrahlungsdiagnostik.

fen durch die Pelletinjektion, zu korrigieren, bzw. für Feedback Dichteregeln beim Pelleteinschub. Die Position der Sichtlinien ist Abbildung B.2 zu entnehmen.

Die Messung erfolgt mit ungeeichten Avalanchediode, die mit Interferenzfiltern ausgerüstet sind. Der Filter für BRR hat eine zentrale Wellenlänge von 1037 nm bei einer Halbwertsbreite von 26 nm. Der Filter von Kanal BRT1 beobachtet das Plasma bei 523 nm und hat eine Halbwertsbreite von 3 nm. In diesen Wellenlängenbereichen tritt an ASDEX Upgrade keine Linienstrahlung auf. Die Samplerate beträgt 6.7 kHz.

Für die Bremsstrahlung bei einer Wellenlänge gilt bei Wasserstoff- oder Deuteriumplasmen in guter Näherung [48]:

$$P_{\lambda}^c \propto \frac{n_e^2}{\sqrt{T_e}} \tag{B.2}$$

Da ein einzelnes Pellet die Plasmatemperatur nur schwach beeinflusst und die Druckprofile eines Tokamakplasmas meistens selbstähnlich sind, ist die Änderung der Intensität der Bremsstrahlung ein gutes Maß für die Änderung der Liniendichte.

Für die Feedback geregelte Dichte mit Pellets wird zu Beginn der Pelletinjektion dem Signal der Bremsstrahlungsdiagnostik $P_{\lambda}^c(t_0)$ die Dichte $\bar{n}_e^{H^{-1}}(t_0)$ zuge-

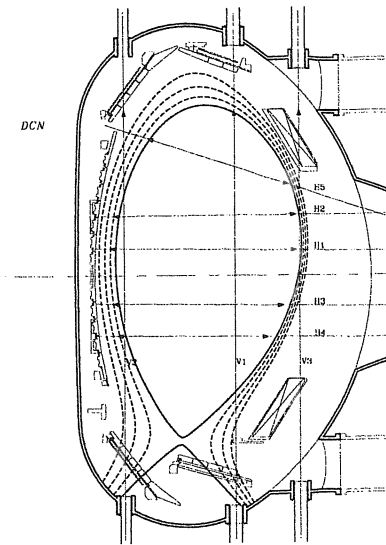


Abbildung B.3: Sichtstrahlen des DCN Interferometers.

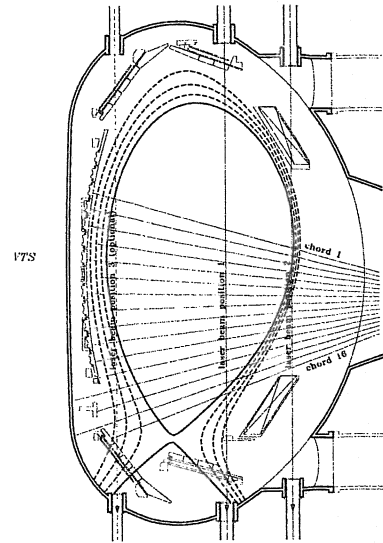


Abbildung B.4: Sichtstrahlen des vertikalen Thomson Streusystems.

ordnet. Die aktuelle Dichte wird im weiteren Verlauf aus $\bar{n}_e = \sqrt{\frac{P_c}{P_{\lambda}^c(t_0)}} \bar{n}_e^{H-1}(t_0)$ berechnet. Dabei wird ausgenutzt, daß die Profile auch bei der Plasmanachfüllung durch Pellets in guter Näherung selbstähnlich bleiben.

B.2.3 YAG Lasersystem

Das YAG Lasersystem ermöglicht eine lokale Messung der Elektronendichte und -temperatur. Sechs Nd:YAG Laser ($\lambda_{\text{YAG}} = 1.06 \mu\text{m}$, $t_{\text{Puls}} = 20 \text{ ns}$, Strahlfläche 1 mm^2) durchdringen das Plasma vertikal (siehe Abb. B.4). Jeder Laser besitzt eine Repetitionsrate von maximal 20 Hz. Der zeitliche Abstand der Laserpulse zwischen den einzelnen Lasern ist beliebig wählbar. In ausgewählten Entladungen wurden die Laser synchron zum Pelleteinschuß getriggert und haben mit einem zeitlichen Abstand von bisher minimal 2 ms die Dichteentwicklung nach der Pelletinjektion beobachtet.

Das einfallende Licht des Lasers wird an den Elektronen des Plasmas gestreut. Für $\alpha = \frac{1}{k\lambda_D} \ll 1$ mit der Debyelänge λ_D und Wellenvektor k des Laserlichtes erfolgt die Streuung an freien, unkorrelierten Elektronen [75]. Es handelt sich dabei um die sogenannte Thomson Streuung. Die Leistung des in einen Raumwinkel gestreuten Lichtes ist proportional zu n_e im Streuvolumen. Das gestreute Licht wird an 16 vertikalen Positionen aufgesammelt.

B.3 Temperaturmessung

B.3.1 YAG Lasersystem

Über den Dopplereffekt kann aus dem Spektrum des gestreuten Lichts die Plasmatemperatur bestimmt werden. Für die Thomsonstreuung ist die Linienverbreiterung ausschließlich eine Funktion von T_e [75]. Für die Bestimmung der Temperatur müssen dabei relativistische Effekte berücksichtigt werden. Zur Bestimmung der Linienverbreiterung wird das gestreute Licht an ASDEX Upgrade für vier spektrale Kanäle aufgezeichnet.

B.3.2 ECE Diagnostik

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Elektronentemperatur stellt die Messung der Elektronen Zyklotron Emission (ECE) dar. Die Elektronen im Plasma gyrieren um die magnetischen Feldlinien und emittieren dabei Strahlung. Die Strahlung tritt bei der Elektronenzyklotronfrequenz und ihren niederen Harmonischen auf [4].

$$\omega_{em} = n\omega_c = n \frac{eB}{m_e} \simeq n \frac{eB_0 R_0}{m_e R} \quad (\text{B.3})$$

Die Resonanzlinien sind sehr scharf, so daß die Emissivität sehr hoch ist und das Plasma für die Strahlung lokal optisch dick ist, womit die Strahlungsintensität in guter Näherung der Verteilung eines Schwarzen Körpers folgt. Daher genügt es die emittierte Strahlung bei einer Frequenz zu messen und man erhält nach dem Rayleigh-Jeans Gesetz die Temperatur an einem radialen Ort:

$$I_n(\omega) = \frac{\omega^2 T_e}{8\pi^3 c^2} \quad (\text{B.4})$$

Über die Beziehung von Frequenz der emittierten Strahlung und der radialen Position der Strahlungsquelle kann mit einem Spektrum eine radiale Temperaturverteilung gemessen werden. Strahlung mit einer Frequenz kleiner als die Plasmafrequenz wird absorbiert. Daher wird an ASDEX Upgrade die zweite Harmonische der ECE detektiert. Im Falle hoher Dichten und kleiner Magnetfelder kann dennoch Absorption der emittierten ECE auftreten, so daß diese Meßmethode während der Pelletinjektion nur eingeschränkt zur Verfügung steht.

Zur Messung der ECE kommt an ASDEX Upgrade ein Heterodyne-Radiometer zum Einsatz. Dabei wird eine Frequenz von typisch 90 – 190 GHz mit der Strahlung eines lokalen Oszillator (101, 128, 133, 167 GHz) gemischt und die Zwischenfrequenz eines Mischers (3...12 GHz) in 24 Kanälen mit einer Bandbreite von 300 oder 600 MHz (geräteabhängig) mittels einer Diode detektiert. Es werden 60 Kanäle aufgenommen. Die zeitliche Auflösung der Diagnostik beträgt maximal 16 μs .

B.4 Messung von MHD Instabilitäten

Die wichtigste Methode zur Messung von MHD Aktivitäten ist die Messung von Magnetfeldänderungen. Hierzu wird durch unterschiedlich ausgerichtete Meßspulen die Änderung des magnetischen Flusses bestimmt.

An mehreren toroidalen Stellen des Gefäßes befinden sich Spulenkränze. Die toroidalen Positionen sowie die poloidale Anordnung der Spulen ist der Abbildung B.5 zu entnehmen. Die Spulen messen die Änderung der poloidalen Magnetfeldkomponente parallel zur Gefäßwand. Diese Anordnung wird als Mirnov-Diagnostik bezeichnet. Die Samplefrequenz beträgt maximal 500 kHz. Die Spulen, die in Abbildung B.5 als Hochfrequenzspulen bezeichnet werden, messen immer mit der maximalen zeitlichen Auflösung die Radialfeldkomponente.

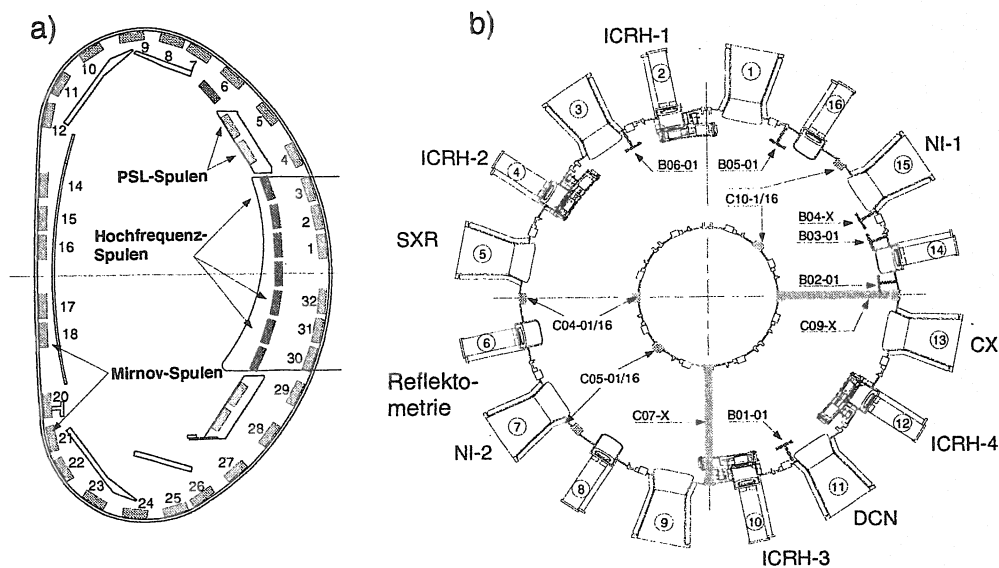


Abbildung B.5: Poloidale und toroidale Lage der Mirnov-Spulen. a) poloidale Lage der Spulen eines poloidalen Spulenkranzes, b) toroidale Lage der Spulenkränze und der toroidalen Einzelspulen.

B.5 Spektrometer

B.5.1 Czerny-Turner Spektrometer

Zur Messung von Linienverbreiterungen (D_{α} -Linie) wurde ein 1-m Czerny-Turner Spektrometer verwendet. Die Datenerfassung erfolgt mit einer CCD-Kamera, deren Chip 512×512 Pixel besitzt. Es können im Spektrometer Gitter mit 600...2400 Linien/mm verwendet werden, was einer Auflösung von 0.01...0.03 nm/Pixel entspricht.

Für die Beobachtung der Pelletablation und Hoch- β Drift wurden typischerweise Belichtungszeiten von 10 oder 50 ms verwendet. Die größeren Belichtungszeiten erhöhen die Wahrscheinlichkeit, während des Pelleteinschusses zu belichten, führen allerdings zu einem erhöhten Untergrund. Der Aufnahmezyklus des Spektrometers beträgt für die dabei verwendeten 8 Kanäle ca. 15 ms, so daß nur einzelne Pellets einer Sequenz erfaßt werden konnten.

B.5.2 Visible-Survey-Spektrometer

Das Visible-Survey-Spektrometer nimmt ein Übersichtsspektrum längs einer Sichtlinie durch das Plasma auf. Es handelt sich um ein einfaches PC-Spektrometer zur Aufnahme von Spektren im Bereich von 375...900 nm. Die spektrale Auflösung beträgt 1.1 nm pro Pixel. Die typische Belichtungszeit ist 30...40 ms, die Auslesezeit 7 ms.

Literaturverzeichnis

- [1] U. Schumacher, *Fusionsforschung*, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, 1993.
- [2] J. Raeder et al., *Kontrollierte Kernfusion*, B.G. Teubner, 1981.
- [3] L.D. Landau and E.M. Lifschitz, *Lehrbuch der Theoretischen Physik*, volume I, Akademie Verlag, 2 edition, 1963.
- [4] J. Wesson, *Tokamaks*, Clarendon Press, 1987.
- [5] W.M. Stacey, *Fusion plasma analysis*, John Wiley & Sons, Inc., 1981.
- [6] G. Saibene et al., Effects of Active Pumping and Fuelling on Divertor Plasma Discharges on JET, in *Plasma Phys. Control. Fusion(Proc. 22nd Eur. Conf. Bournemouth)*, volume 19 C, page 121, 1995.
- [7] F. Wagner et al., Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges of the ASDEX Tokamak, *Phys. Rev. Lett.* **49**(19), 1408 (1982).
- [8] H. Zohm, Edge Localized Modes (ELMs), *Plas. Phys. and Contr. Fus.* **38**(2), 105 (1996).
- [9] S.L. Milora, W.A. Houlberg, L.L. Lengyel, and V. Mertens, Pellet Fuelling, *Nucl. Fusion* **35**(6), 657 (1995).
- [10] P.T. Lang, H. Zohm, K. Büchl, J.C. Fuchs, O. Gehre, O. Gruber, V. Mertens, H.W. Müller, J. Neuhauser, ASDEX Upgrade Team, and NBI Team, Pellet fuelling of ELMy H-Mode discharges on ASDEX Upgrade, *Nucl. Fusion* **36**(11), 1531 (1996).
- [11] A. Géraud, J.P. Perin, and G. Gros, Development status of high speed pellet injectors for fusion devices fuelling, in *Fusion Technology (Proceedings of the 20th Symposium on Fusion Technology, Marseille)*, volume 2, page 941, 1998.
- [12] P.T. Lang et al., Controlled High Density Operation Beyond the Greenwald Limit on AUG by Inboard Pellet Injection, in *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 25th Eur. Conf. Prague)*, volume 22C, page 293, 1998.

- [13] V. Mertens, K. Borrass, M. Kaufmann, P.T. Lang, R. Lang, H.W. Müller, J. Neuhauser, R. Schneider, J. Schweinzer, W. Suttrop, and ASDEX Upgrade Team, Operational Limits of High Density H-Modes in ASDEX Upgrade, in *Plasma Phys. Control. Fusion (Proc. 17th IAEA Conf. , (Japan))*, 1998, in press.
- [14] M. Greenwald et al., A new look at density limits in tokamaks, *Nucl. Fusion* **28**(12), 2199 (1988).
- [15] D.J. Campbell, ITER Physics Expert Group, ITER Physics Basis Editors, ITER Joint Central Team, and ITER Home Teams, ITER Physics Basis and Physics Rules, in *Plasma Phys. Control. Fusion (Proc. 17th IAEA Conf. , (Japan))*, 1998, in press.
- [16] P.T. Lang, K. Büchl, M. Kaufmann, R.S. Lang, V. Mertens, H.W. Müller, J. Neuhauser, ASDEX Upgrade Team, and NBI Teams, High-Efficiency Plasma Refuelling by Pellet Injection from the Magnetic High-Field Side into ASDEX Upgrade, *Phys. Rev. Lett.* **79**(8), 1487 (1997).
- [17] M.J. Gouge et al., Fuel Source Isotopic Tailoring and its impact on International Thermonuclear Experimental Reactor Design, Operation, and Safety, *Fusion Technology* **28**, 28 (1995).
- [18] M. Kaufmann, K. Lackner, L. Lengyel, and W. Schneider, Plasma shielding of hydrogen pellets, *Nucl. Fusion* **26**(2), 171 (1986).
- [19] J.P. Freidberg, *Ideal Magnetohydrodynamics*, Plenum Press, 1987.
- [20] L.L. Lengyel, Expansion of Laser Produced Plasmas in Stellarator Fields, *Nucl. Fusion* **17**, 805 (1977).
- [21] A. Schlüter, On the Dynamics of a Toroidal Θ -Pinch, Report IPP 6/38, IPP, July 1965.
- [22] P.B. Parks, R.J. Turnbull, and C.A. Foster, A model for the ablation rate of a solid hydrogen pellet in a plasma, *Nucl. Fusion* **17**(3), 539 (1977).
- [23] R.D. Durst, *An Experimental Investigation of the Dynamics of Pellet Ablation on the Texas Experimental Tokamak*, Report, University of Texas, May 1988.
- [24] C. Andelfinger et al., Pneumatic Pelletinjector for JET, Report IPP 1/219, IPP, 1983.
- [25] K. Büchl et al., Pellet Ablation in the WVII-A Stellarator, Report IPP 1/238, IPP, 1986.

- [26] C.T. Chang, The Magnetic Shielding Effect of a Re-fuelling Pellet, *Nucl. Fusion* **15**, 595 (1975).
- [27] L.L. Lengyel and P.N. Spathis, A self-consistent MHD ablation model: pellet penetration depth prediction for a reactor-temperature plasma, *Nucl. Fusion* **34**, 675 (1994).
- [28] D.H. McNeill, G.J. Greene, and D.D. Schuresko, Parameters of the Luminous Region Surrounding Deuterium Pellets in the Princeton Large Tokamak, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1398 (1985).
- [29] D.H. McNeill, H_{α} photon yield in fuelling of tokamaks, *J. of Nucl. Materials* **162**, 476 (1989).
- [30] J.F. Luciani, P. Mora, and J. Virmont, Nonlocal Heat Transport Due to Steep Temperature Gradients, *Phys. Rev. Lett.* **51**(18), 1664 (1983).
- [31] V.A. Rozhanskii, Effect of self-consistent electric field on evaporation rate of a solid in a hot plasma, *Sov. J. Plasma Phys.* **15**, 638 (1989).
- [32] L.L. Lengyel, Pellet ablation in hot plasmas and the problem of magnetic shielding, *Phys. Fluids* **21**, 1945 (1978).
- [33] I.Yu. Veselova and V.A. Rozhanskii, Plasma cloud near a pellet injected into a tokamak, *Sov. J. Plasma Phys.* **17**, 1991 (1991).
- [34] L.L. Lengyel, G.G. Zavala, O.J.W.F. Kardaun, and P. Lalouis, Evolution of Pellet Clouds and Cloud Structures in Magnetically Confined Plasmas, *Nucl. Fusion* **31**, 1107 (1991).
- [35] V.A. Rozhansky, I. Veselova, and S. Voskoboynikov, Evolution and stratification of a plasma cloud surrounding a pellet, *Plasma Phys. and Contr. Fusion* **37**, 399 (1995).
- [36] W.A. Houlberg, S.L. Milora, and S.E. Attenberger, Neutral and Plasma Shielding Model for Pellet Ablation, *Nucl. Fusion* **28**(4), 595 (1988).
- [37] L.L. Lengyel, Expansion of dense particle clouds in magnetically confined plasmas, *Phys. Fluids* **31**, 1577 (1988).
- [38] A.K. Macaulay, Geometrical, Kinetics and Atomic Physics Effects in a Two Dimensional Time Dependent Fluid Simulation of Ablating Fuel Pellets, *Nucl. Fusion* **34**, 43 (1994).
- [39] H.W. Müller, P.T. Lang, K. Büchl, K. Büchl, M. Kaufmann, B.V. Kuteev, P.J. McCarthy, V. Mertens, I. Miroshnikov, W. Schneider, H. Zohm, and

- ASDEX Upgrade Team, Improvement of q-profile measurement by fast observation of pellet ablation at ASDEX Upgrade, *Rev. Sci. Instrum.* **68**(11), 4051 (1997).
- [40] C.A. Foster, R.J. Colchin, S.L. Milora, K. Kim, and R.J. Turnbull, Solid Hydrogen Pellet Injection into the ORMAK Tokamak, *Nucl. Fusion* **17**(5), 1067 (1977).
- [41] G.A. Wurden, K. Büchl, J. Hofmann, R. Lang, R. Loch, A. Rudyj, and W. Sandmann, Pellet imaging techniques in the ASDEX tokamak, *Rev. Sci. Instr.* **61**, 3604 (1990).
- [42] J. Neuhauser and R. Wunderlich, A Model for Periodic Pellet Ablation in Toroidal Plasma Confinement Experiments, Report IPP 5/30, IPP, November 1989.
- [43] J. Neuhauser, private communication, 1996.
- [44] P.B. Parks, Theory of pellet cloud oscillation striations, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**, 571 (1996).
- [45] H.R. Strauss and W. Park, Magnetohydrodynamic effects on pellet injection in tokamaks, *Phys. Plasmas* **5**, 2676 (1998).
- [46] H. Alfvén, Existence of electromagnetic-hydrodynamic waves, *Nature* **150**, 405 (1942).
- [47] H.R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill, 1964.
- [48] A.P. Thorne, *Spectrophysics*, Chapman and Hall, 1974.
- [49] H.W. Müller, Studie zur q-Profil Bestimmung mittels Pelletablation in ASDEX Upgrade, Report IPP 1/303, IPP, September 1997.
- [50] H.P. Summers and L. Wood, Ionisation, Recombination and Radiation of Impurities in Plasmas, Report JET-R(88)06, JET, 1988.
- [51] ADAS Data Pool (Atomic Data and Analysis Structure), 1993.
- [52] NRL Plasma Formulary, 1994, Plasma Physics Division, Naval Research Laboratory, Washington DC.
- [53] G. Pautasso, K. Büchl, J.C. Fuchs, O. Gruber, A. Herrmann, K. Lackner, P.T. Lang, K.F. Mast, M. Ulrich, H. Zohm, and ASDEX Upgrade Team, Use of Impurity Pellets to Control Energy Dissipation During Disruptions, *Nucl. Fusion* **36**(10), 1291 (1996).

- [54] L.L. Lengyel, K. Büchl, G. Pautasso, L. Ledl, A.A. Ushakov, S. Kalvin, and G. Veres, Modelling of impurity pellet ablation in ASDEX Upgrade (neon) and Wendelstein W7-AS (carbon) by means of a radiative ('killer') pellet code, *Nucl. Fusion* **39**, 791 (1999).
- [55] L. Ledl, R. Burhenn, V. Sergeev, S. Egorov, B. Kuteev, L. Lengyel, S. Skokov, F. Wagner, W7-AS team, ECRH Group, and NBI Group, Carbon Pellet Injection Experiments at the Stellarator W7-AS, in *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 26th Eur. Conf. Maastricht)*, 1999, in press, available at <http://epsppd.epfl.ch/>.
- [56] P.T. Lang, C. Andelfinger, W. Beck, E. Buchelt, K. Büchl, P. Cierpka, H. Kollotzek, R.S. Lang, G. Prausner, F.X. Söldner, M. Ulrich, and G. Weber, The new centrifuge high-speed pellet injector for ASDEX Upgrade, Report 1/274, IPP, 1993.
- [57] P.T. Lang and P. Cierpka, 80 Hz repetitive centrifuge injector for hydrogen pellets, *Rev. Sci. Instr.* **65**(7), 2316 (1996).
- [58] A. Lorenz, W. Beck, P. Cierpka, L. Hu, P.T. Lang, R.S. Lang, and G. Weber, Optimised Pellet Guiding to the Magnetic High Field Side of ASDEX Upgrade, Report IPP 1/317, IPP, October 1998.
- [59] P.T. Lang, J. Neuhauser, K. Büchl, M. Kaufmann, R.S. Lang, A. Lorenz, V. Mertens, H.W. Müller, H. Salzmann, and ASDEX Upgrade Team, Controlled High Density Operation on ASDEX Upgrade by Pellet Refueling from the Magnetic High Field Side, Report IPP 1/314, IPP, February 1998.
- [60] J.V. Hofmann, Visible Spectroscopy on ASDEX, Report 3/174, IPP, 1991.
- [61] R.D. Durst, W.L. Rowan, M.E. Austin, R.A. Collins, R.F. Gandy, P.E. Phillips, and B. Richards, Experimental observations of the dynamics of pellet ablation on the Texas Experimental Tokamak (TEXT), *Nucl. Fusion* **30**(1), 3 (1990).
- [62] S. Günter, private communication, 1998.
- [63] S. Günter and A. Klönies, Shifts and asymmetry parameters of hydrogen Balmer lines in dense plasmas, *Phys. Rev. E* **55**, 907 (1997).
- [64] J. de Kloe, E. Noordermeer, N.J. Lopes Cardozo, and A.A.M. Oomens, Fast Backward Drift of Pellet Ablatant in Tokamak Plasmas, *Phys. Rev. Lett.* **82**(13), 2685 (1999).
- [65] L.R. Baylor, T.C. Jernigan, P. Gohil, S.K. Combs, W.A. Houlberg, C. Hsies, and P.B. Parks, A Comparison of Fueling with Deuterium Pellet Injection

- from Different Locations on the DIII-D Tokamak, in *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 26th Eur. Conf. Maastricht)*, 1999, in press, available at <http://epsppd.epfl.ch/>.
- [66] L.R. Baylor, G.L. Schmidt, W.A. Houlberg, S.L. Milora, C.W. Gowers, W.P. Bailey, M. Gadeberg, P. Kupschuss, J.A. Tagle, D.K. Owens, D.K. Mansfield, and H.K. Park, Pellet Fuelling Deposition Measurements on JET and TFTR, *Nucl. Fusion* **32**, 2177 (1992).
- [67] P.T. Lang, K. Büchl, R.S. Lang, V. Mertens, H.W. Müller, J. ASDEX Upgrade Team, and NI Team, Pellet injection into ASDEX Upgrade Plasmas with Improved Szenario from the Magnetic High-Field Side, Report IPP 1/304, IPP, Oktober 1996.
- [68] H.R. Wilson et al., Threshold for neoclassical magnetics islands in a low collision frequency tokamak, *Phys. Plasmas* **3**(1), 248 (1996).
- [69] M. Maraschek, A. Gude, S. Günter, P.T. Lang, H.W. Müller, S. Sesnic, and ASDEX Upgrade Team, Pellet-induzierte neoklassische Tearing Moden bei hoher Dichte, in *Verhandl. DPG*, number VI in 34, page 374, 1999.
- [70] H. Zohm et al., Plasma Angular Momentum Loss By MHD Mode Locking, *Europhys. Lett.* **11**, 745 (1990).
- [71] The ASDEX Team, The H-mode of ASDEX, *Nucl. Fusion* **29**(11), 1959 (1989).
- [72] O. Gruber, A. Kallenbach, M. Kaufmann, K. Lackner, V. Mertens, J. Neuhauser, F. Ryter, H. Zohm, et al., Observation of Continuous Divertor Detachment in H-Mode Discharges in ASDEX Upgrade, *Phys. Rev. Lett.* **74**(21), 4217 (1995).
- [73] A. Kallenbach, R. Dux, V. Mertens, O. Gruber, G. Haas, et al., H-mode discharges with feedback-controlled radiative boundary in the ASDEX Upgrade tokamak, *Nucl. Fusion* **35**(10), 1231 (1995).
- [74] O. Gruber et al., Stationary H-mode discharges with internal transport barrier on ASDEX Upgrade, *Phys. Rev. Lett.* **83**(9), 1787 (1999).
- [75] H. Salzmann, Thomson Scattering, in *Basic and Advanced Diagnostic Techniques for Fusion Plasmas (Proceedings of the Course and Workshop International School of Plasma Physics 'Piero Caldirola', Varenna (Italy))*, 1986, edited by P.E. Stott, D.K. Akulina, G.G. Leotta, E. Sindoni, and C. Wharton, volume II, page 477, 1987.

Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. M. Kaufmann für die Möglichkeit diese Arbeit am Tokamakexperiment ASDEX Upgrade im Max-Planck-Institut für Plasma-physik durchzuführen, seine akademische Betreuung und für seine fortwährende Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit.

Ich bedanke mich bei den Mitarbeitern der Pelletgruppe den Herren W. Beck, P. Cierpka, Dr. P.T. Lang, Dr. R.S. Lang, Dr. A. Lorenz und Dr. V. Mertens für die sehr freundliche Aufnahme und die fruchtbare Zusammenarbeit, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Ihre Unterstützung ermöglichte die Experimente und ihre Erfahrungen haben diese Arbeit sehr befruchtet.

Insbesondere möchte ich Herrn Dr. J. Neuhauser für seine kontinuierliche Unterstützung und die zahlreichen produktiven Diskussionen danken, die maßgeblich zum Verständnis der experimentellen Beobachtungen beigetragen haben.

Herrn Dr. K. Büchl danke ich für die produktiven Diskussionen bei der Konzeption der optischen Diagnostik zur Beobachtung der Hoch- β Plasmoid Drift, sowie sein Interesse an der Arbeit und seine stetige Hilfsbereitschaft.

Herrn C. Dorn gilt mein Dank für die gute Zusammenarbeit und seine Anregungen für den Bau der Diagnostik. An dieser Stelle möchte ich auch den Herren G. Eisgruber, A. Stimmelmayer, W. Zeidner und L. Zölch für ihre Hilfestellung beim Aufbau der Diagnostik danken. Herrn G. Schramm danke ich für seine Unterstützung bei der Konzeption der Datenerfassung und für den Bau elektronischer Komponenten. Den Mitarbeitern der Datenverarbeitung, insbesondere den Herren H. Bauer, Dr. R. Drube und R. Merkel, danke ich für die effektive Unterstützung bei der Datenerfassung und bei den üblichen Problemen mit Netzwerk und Rechner.

Bei den Herren Dr. A. Bard, Dr. R. Dux und Dr. J. Gafert möchte ich mich für ihre Hilfe bei spektroskopischen Fragen bedanken. Ferner gilt mein Dank Herrn Dr. R. Dux für die Bereitstellung der ADAS-Daten und seinen Beitrag zur Entwicklung des Modells der Plasmodaufheizung. Bei Herrn Dr. A. Bard bedanke ich mich für die freundschaftliche Zusammenarbeit bei der Messung der Linienprofile.

Herrn Dr. H. Salzmann danke ich für die gute Zusammenarbeit bei der Bestimmung der Depositionsprofile und Herrn Dr. M. Maraschek für seine Informationen zu allen Fragen der MHD Modenaktivität und die freundschaftliche Zusammenar-

beit.

Ich bedanke mich bei den Herren Dr. R. Drube, Dr. R. Dux, Dr. P.T. Lang, Dr. M. Maraschek, Dr. V. Mertens und Dr. J. Neuhauser für die kritische Durchsicht dieser Arbeit.

Bei allen Mitgliedern des ASDEX Upgrade Teams möchte ich mich für die sehr gute und kollegiale Zusammenarbeit, sowie für die ständige Hilfsbereitschaft bei Problemen und Fragen bedanken.