IPP-Report

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik

Moritz Jörg Schneider

Regularisierung der Bolometer-Tomographie an ASDEX Upgrade mittels realistischer Diffusionskoeffizienten

IPP 10/40
April 2011

Ludwig-Maximilians-Universität München

Regularisierung der Bolometer-Tomografie an ASDEX Upgrade mittels realistischer Diffusionskoeffizienten

Diplomarbeit

Moritz Jörg Schneider

14. März 2011

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik

Erstgutachter: Prof. Dr. Hartmut Zohm
Zweitgutachter: Prof. Dr. Harald Lesch

Zusammenfassung

Die von einem Plasma abgegebene Strahlung und deren örtliche Zuordnung liefern wertvolle Informationen über die Energiebilanz eines Fusionsreaktors und tragen zum Verständnis physikalischer Prozesse in Plasmen bei. Zur Berechnung des ortsaufgelösten Strahlungsdichteprofils eines Plasmas werden die sichtlinienintegrierten Messungen der Bolometerdiagnostik mittels tomografischer Rekonstruktionsverfahren entfaltet. Durch die begrenzte Anzahl vorhandener Sichtlinien stellt die Tomografie ein schlecht gestelltes Problem dar und bedarf einer Regularisierung, um zu einer eindeutigen Lösung zu gelangen. Die an ASDEX Upgrade verwendete Methode zur Regularisierung minimiert Quellen und Senken, um das Profil zu glätten und Artefakte zu verhindern. Die Gewichtung wird dabei durch empirisch bestimmte Diffusionskoeffizienten parallel und senkrecht zu den Flussflächen festgelegt, um eine jeweils unterschiedlich starke Glättung zu erzielen. Verschiedene Werte für Hauptraum ($D_{||} = 1$ und $D_{\perp} = 0.1$) und Divertor ($D_{||} = D_{\perp} = 1/7$) bewirken eine Tendenz zu konstanten Strahlungsleistungen auf Flussflächen im Hauptraum und größeren Gradienten des Profils im Divertor. Da die Strahlung selbst nicht diffundiert, beschreiben die Diffusionskoeffizienten die Diffusion der Strahlungsdichte nur im mathematischen Sinne. Die Verteilungen der Temperatur sowie der Verunreinigungs- und Elektronendichte, welche die Strahlungsintensität bestimmen, unterliegen jedoch Diffusionsprozessen.

Der neue Ansatz berechnet die Diffusionskoeffizienten im Hauptraumplasma auf der Basis der ortsaufgelösten Temperaturleitfähigkeit für Ionen. Senkrecht zu den Flussflächen wird das Gyro-Bohm Modell verwendet, parallel eine modifizierte Spitzer-Leitfähigkeit projiziert in die poloidale Ebene. Der Vergleich der berechneten Profile zeigt, dass einige interessante Phänomene von magnetisch eingeschlossenen Plasmen (Marfes, Verunreinigungsakkumulationen usw.) mithilfe des neuen Ansatzes präziser dargestellt werden können.

Abstract

Zur Berechnung des ortsaufgeloesten Strahlungsdichteprofils eines Plasmas werden die sichtlinienintegrierten Messungen der Bolometerdiagnostik mittels tomografischer Rekonstruktionsverfahren entfaltet.
Um die begrenzte Anzahl vorhandener Sichtlinien zu kompensieren bedarf die Tomografie einer Regularisierung. Die an ASDEX Upgrade verwendete Methode minimiert Quellen und Senken, um das Profil zu glaetten und Artefakte zu verhindern. Die Gewichtung wird dabei durch empirisch bestimmte Diffusionskoeffizienten parallel und senkrecht zu den Flussflaechen festgelegt, um eine jeweils unterschiedlich starke Glaettung zu erzielen.

Verschiedene Werte fuer Hauptraum und Divertor bewirken eine Tendenz zu konstanten Strahlungsleistungen auf Flussflaechen im Hauptraum und groesseren Gradienten des Profils im Divertor. Da die Strahlung selbst nicht diffundiert, beschreiben die Diffusionskoeffizienten die Diffusion der Strahlungsdichte nur im mathematischen Sinne. Die Verteilungen der Temperatur sowie der Verunreinigungs- und Elektronendichte, welche die Strahlungsintensitaet bestimmen, unterliegen jedoch Diffusionsprozessen. Der neue Ansatz berechnet die Diffusionskoeffizienten im Hauptraumplasma auf der Basis der ortsaufgeloesten Temperaturleitfaehigkeit fuer Wasserstoffionen.
Senkrecht zu den Flussflaechen wird das Gyro-Bohm Modell verwendet, parallel eine modifizierte Spitzer-Leitfaehigkeit projiziert in die poloidale Ebene. Der Vergleich der berechneten Profile zeigt, dass einige interessante Phaenomene von magnetisch eingeschlossenen Plasmen mithilfe des neuen Ansatzes praeziser dargestellt werden koennen.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

1.1. Kernfusion

Die Kernfusion ist eine Kernreaktion, bei der zwei Atomkerne durch Zusammenstoßen zu einem neuen Kern "verschmelzen". Anhand der Bindungsenergie pro Nukleon der Produkte und Edukte dieser Reaktion lässt sich ablesen, ob die Reaktion endotherm (Energie verbrauchend) oder exotherm (Energie erzeugend) verläuft. Die Bindungsenergie pro Nukleon ist in Abbildung 1.1 gegen die Nukleonenanzahl A aufgetragen. $A = 56$ markiert den für Nukleonen energetisch günstigsten Zustand, es ergibt sich dort ein breites Maximum. Schlussfolgernd lässt sich mit Elementen mit $A > 56$ durch Kernspaltung, auch Fission genannt (Prozess heutiger Atomkraftwerke) und mit Elementen mit $A < 56$ durch Kernfusion Energie gewinnen . Die freiwerdende Energie entspricht dabei der Differenz der Bindungsenergien vor und nach dem Prozess, sie wird in Form von Strahlung und kinetischer Energie der Produkte abgegeben. Wie man Abbildung 1.1 entnehmen kann gibt es ein lokales Maximum bei Helium (^4_2He), weshalb die Fusion der Wasserstoffisotope Deuterium und Tritium zu Helium besonders viel Energie liefert. Aufgrund dieser Besonderheit und der Tatsache, dass die Fusion von Deuterium und Tritium bei relativ niedrigen Temperaturen um 15 keV[1] einen vergleichsweise großen Wirkungsquerschnitt besitzt, möchte man in zukünftigen Fusionskraftwerken diesen Prozess nutzen. Die Reaktionsgleichung lautet:

$$D + T \rightarrow {}^4_2He + n + 17.6\text{MeV} \tag{1.1}$$

Die freiwerdende Energie von 17.6 MeV verteilt sich in Form von kinetischer Energie der Impulserhaltung entsprechend auf den Heliumkern (3.52 MeV), auch α-Teilchen genannt und das Neutron (14.07 MeV). Um die Fusion der Kerne auszulösen, müssen sie sich sehr nahe kommen, genau gesagt auf bis zu 3.5×10^{-15}m. Eine Energie von 415 keV wäre notwendig, um die Coulombkraft, welche die beiden positiv geladenen Kerne voneinander abstößt, bei diesem Radius zu überwinden. Durch den Tunnelffekt und maxwellverteilte Geschwindigkeiten führen aber schon deutlich niedrigere Temperaturen von 10 - 20keV zu nennenswerten Fusionsraten. Bei diesen Temperaturen bildet das Wasserstoffgas ein Plasma, das bedeutet, die Atome sind

[1] Ein Elektronenvolt (eV) entspricht der Energie eines Teilchens mit Elementarladung e nach dem Durchlaufen einer Spannung von 1 V. In der Plasmaphysik gibt man die Temperatur im Allgemein in Energieeinheiten an, dabei entspricht 1 eV $\equiv$ 11600K.

in ionisierte Kerne und Elektronen zerfallen und können sich nun frei voneinander bewegen.

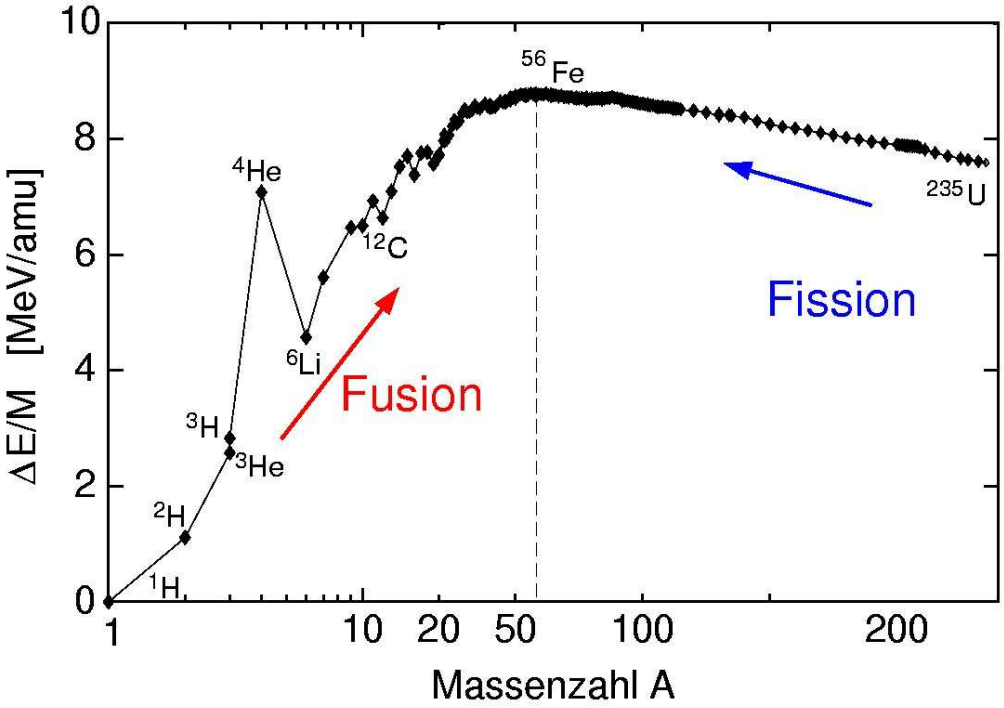


Abbildung 1.1.: Bindungsenergie pro Nukleon

1.2. Motivation und Aufbau der Arbeit

Ein Kernfusionsreaktor kann nur Energie erzeugen, wenn die produzierte Energie größer ist als die eingespeiste. Ziel ist es, das Plasma zum "Zünden" zu bringen, das bedeutet, dass das Plasma ohne äußere Energiezufuhr brennt. Während die bei der Fusion entstehenden Neutronen das Plasma ohne Wechselwirkungen verlassen, fungieren α-Teilchen als Heizung und geben ihre kinetische Energie durch Stöße ab. Das bedeutet, die Heizleistung P_α der α-Teilchen muss die möglichen Energieverluste des Plasmas kompensieren, welche sich aus Strahlung $P_{Strahlung}$ und Verlusten durch Konvektion und Wärmeleitung $P_{Verlust}$ ergeben. Das Zündkriterium lässt sich damit schreiben als:

$$P_\alpha > P_{Verlust} + P_{Strahlung}. \tag{1.2}$$

Die abgestrahlte Energie ist also ein wichtiger Teil der Energiebilanz eines Fusionsreaktors. Zusätzlich enthalten ortsaufgelöste Profile der Strahlungsdichte wertvolle Informationen über Plasmaprozesse, Instabilitäten und den Transport von Verunreinigungen. Diese Profile werden mittels tomografischer Rekonstruktion linienintegrierter Messungen von Strahlungsdetektoren gewonnen. Die an ASDEX Upgrade verwendete Methode der Tomografie bietet dabei die Möglichkeit, per frei wählbarer Parameter a priori Informationen über das erwartete Strahlungsdichteprofil in die Berechnung einfließen zu lassen, um einen Mangel an Messungen auszugleichen. Diese Parameter beschreiben die anisotrope "Diffusion" der Strahlungsdichte parallel und senkrecht zu den magnetischen Flächen. Da die Strahlung selbst nicht diffundiert, beschreiben die "Diffusionskoeffizienten" die Diffusion der Strahlungsdichte nur im mathematischen Sinne. Bisher wurden hierfür konstante empirische Werte benutzt, welche eine Tendenz zu konstanten Strahlungsleistungen auf magnetischen Flächen im Hauptraum und größeren Gradienten des Profils im Divertor bewirken.

Wie schon erwähnt, diffundiert die Strahlung selbst nicht, jedoch unterliegen die Verteilungen der Temperatur sowie der Verunreinigungs- und Elektronendichte, welche die Strahlungsintensität bestimmen, Diffusionsprozessen, sodass eine Verbindung zu den Diffusionskoeffizienten der Tomografie hergestellt werden kann. Ziel dieser Arbeit ist es, auf diese Weise ein Modell für realistische Diffusionskoeffizienten, welche von geeigneten Plasmaparametern abhängen sollen, zu entwickeln, um so bessere Strahlungsdichteprofile rekonstruieren zu können.

Im folgenden Kapitel werden die physikalischen Grundlagen, welche zum allgemein Verständnis der Thematik und zur Berechnung der neuen Diffusionskoeffizienten nötig sind, dargelegt. Kapitel 3 befasst sich mit der Bolometrie und den Diagnostiken der zur Berechnung verwendeten Plasmaparameter. Die Tomografie und deren mathematische Details werden in Kapitel 4 vorgestellt. Kapitel 5 beschreibt das Modell für die neuen Diffusionskoeffizienten. In Kapitel 6 werden zur Bewertung der Diffusionskoeffizienten einige neue Ergebnisse der tomografischen Rekonstruktion mit den bisherigen Rekonstruktionsergebnissen verglichen. Abschließend werden in Kapitel 7 die Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick auf zukünftige Anwendungen der neuen Diffusionskoeffizienten gegeben.

2. Physikalische Grundlagen

2.1. Plasmen

Per Definition ist ein Plasma ein gasartiger Aggregatzustand, der teilweise oder vollständig aus freien Ionen und Elektronen besteht. Im Folgenden sollen nun einige daraus folgende Eigenschaften eines Plasmas, welche im Zuge dieser Arbeit von Bedeutung sind, dargestellt werden.

Quasineutralität

Ein wichtiges Merkmal idealer Plasmen, welches bei vielen Herleitungen vorausgesetzt wird ist die Quasineutralität:

$$\frac{n_e - Z_i n_i}{n_e} << 1, \tag{2.1}$$

mit der Elektronendichte n_e der Ionendichte n_i und der Ionenladung Z_i. Für reine Wasserstoffplasmen ($Z_i = 1$) kann man daraus $n_e \approx n_i$ schlussfolgern.

Debye-Länge

Existiert in einem Plasma ein elektrisches Feld, beispielsweise aufgrund einer lokalen Überschussladung, findet durch die frei beweglichen Ladungsträger im Plasma eine Abschirmung statt. Diese Abschirmung lässt sich durch die charakteristische Debye-Länge beschreiben, sie gibt an auf welcher Länge das Potential eines Feldes auf das $\frac{1}{e}$-fache abfällt:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \tag{2.2}$$

Plasmafrequenz

Eine weitere Eigenschaft von Plasmen ist die Plasmafrequenz, sie wird unter anderem zu Diagnostikzwecken genutzt (Kapitel 3.2.3). Betrachtet man eine Auslenkung der Elektronen gegen den Hintergrund der Ionen, wirkt auf die Elektronen einen rücktreibende Kraft:

$$m_e \frac{d^2x}{dt^2} = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x. \tag{2.3}$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist ein harmonischer Oszillator mit der Eigenfrequenz des Plasmas ω_p

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} = 56.4\sqrt{n_e\,[\mathrm{m}^{-3}]}s^{-1} \text{ oder } \nu = 8.97\sqrt{n_e\,[\mathrm{m}]^{-3}}\mathrm{Hz}. \tag{2.4}$$

Elektromagnetische Wellen mit einer Frequenz unterhalb ω_p werden vom Plasma völlig abgeschirmt.

Klassische Wärmeleitfähigkeit von Plasmen

Gradienten wirken als treibende Kraft $\mathbf{F}$ für den Transport in einem Plasma, sie beschleunigen Teilchen, welche dann wieder durch Stöße an anderen Teilchen abgebremst werden. Daraus ergibt sich eine mittlere Driftgeschwindigkeit $\mathbf{v}_D$, welche der thermischen Bewegung der Teilchen überlagert wird[32]:

$$\mathbf{v}_D = \frac{\tau}{m}\mathbf{F}, \tag{2.5}$$

mit der Masse m der Teilchen und der Stoßzeit τ, welche angibt, nach welchem Zeitraum ein Teilchen seinen Impuls durch Stöße abgebaut hat. Der Strom einer Größe G ist damit gegeben durch:

$$g\Gamma = \frac{gn}{m}\tau F, \tag{2.6}$$

mit der transportieren Größe pro Teilchen g und dem Teilchenstrom $\Gamma = nv$. Die allgemeine Leitfähigkeit des Plasmas bezogen auf die Größe G entspricht also:

$$\chi = \frac{gn}{m}\tau. \tag{2.7}$$

Mit diesen Vorüberlegungen lässt sich die Wärmeleitfähigkeit κ_j durch die Teilchensorte j ermitteln. Sie ist definiert über den Wärmefluss $\mathbf{g}_j$:

$$\mathbf{g}_j = -\kappa_j \nabla T = g_j n_j \mathbf{v}_{D,j} = \frac{g_j n_j}{m_j}\tau_j \mathbf{F}. \tag{2.8}$$

Setzen wir nun für die Kraft $\mathbf{F} = k_B \nabla T$ und für die transportierte Menge pro Teilchen $g_j = k_B T_j$ ein ergibt sich für κ_j:

$$\kappa_j = \frac{k_B^2 T n_j}{m_j}\tau_j. \tag{2.9}$$

Da in einem thermischen Plasma die Driftgeschwindigkeit der Teilchen viel geringer als die thermische Geschwindigkeit ist, wird die Stoßzeit τ durch ν_{th} bestimmt.

In einem idealen Wasserstoffplasma ($T_e = T_i = T$, Quasineutralität, $n_e = n_i$) ergibt sich unter Berücksichtigung der maxwellverteilten Elektronen- und Ionengeschwindigkeiten für die Abbremszeit τ_{ee} von Elektronen an Elektronen :

$$\tau_{ee} = \frac{1\sqrt{m_e}(4\pi\epsilon_0)^2}{4\sqrt{\pi}e^4 ln\Lambda}\frac{(k_B T)^{3/2}}{n_e} \tag{2.10}$$

mit dem Coulomb-Logarithmus $ln\Lambda$

$$ln\Lambda = ln(\frac{\lambda_D}{b_{90}}). \tag{2.11}$$

λ_D ist die Debye-Länge (Gleichung 2.2) und b_{90} der Stoßparameter für einen 90° Coulombstoß zweier geladener Teilchen (Teilchen 1 ruhend):

$$b_{90} = \frac{4\pi\epsilon_0 m_2 \nu_2}{q_1 q_2}. \tag{2.12}$$

Für die Abbremszeiten von Elektronen und Ionen gibt es 4 verschiedene Kombinationsmöglichkeiten mit folgenden Relationen:

$$\tau_{ee} \approx \tau_{ei} = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}\tau_{ii} = \frac{m_e}{m_i}\tau_{ie} \tag{2.13}$$

Die jeweils kürzere Abbremszeit bestimmt die mögliche Leitfähigkeit, also für Elektronen τ_{ee} oder τ_{ei} und für Ionen τ_{ii}. Eingesetzt in Gleichung 2.9 bekommen wir:

$$\kappa_e = \frac{3(4\pi\epsilon_0)^2 k_B^{7/2}}{4\sqrt{2\pi m_e}e^4 ln\Lambda}T_e(\rho)^{5/2} = \kappa_i\sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \tag{2.14}$$

Die Wärmeleitfähigkeit durch Elektronen ist also um die Wurzel des Verhältnisses von Ionenmasse zu Elektronenmasse größer als die der Ionen und bestimmt deshalb die Leitfähigkeit des Plasmas. Eine genauere Berechnung ergibt noch einen Vorfaktor von etwa 2.2 (Spitzer und Härm, 1953).

Es ist wichtig anzumerken, dass dieser Fall nur für Plasmen ohne Magnetfelder gilt. Allerdings beeinflussen Magnetfelder lediglich die Bewegung geladener Teilchen senkrecht zu den Feldlinien, weshalb das Ergebnis im Falle eines angelegten Magnetfeldes entlang der Feldlinien gleich bliebe.

Effektive Ionenladungszahl

In einem realen Plasma sind Verunreinigungen durch Fremdionen nie gänzlich vermeidbar. Ein Maß für den Verunreinigungsgrad eines Wasserstoffplasmas ist die effektive Ionenladungszahl Z_{eff}, sie ist definiert über:

$$Z_{eff} = \frac{\sum_k n_k Z_k^2}{\sum_k n_k Z_k} = \frac{\sum_k n_k Z_k^2}{n_e}, \tag{2.15}$$

mit der Dichte n_k und Ladung Z_k der Ionensorte k.

2.2. Magnetischer Einschluss

Eine der großen Herausforderungen der Fusionsforschung ist es, Plasmen mit Temperaturen von einigen keV effektiv einschließen und deren Form kontrollieren zu können. Ein Plasma besteht aus freien Ladungsträgern, welche sich aufgrund der Lorentzkraft $\vec{F}_L = q(\vec{v} \times \vec{B})$ in einem angelegten Magnetfeld entlang der Feldlinien bewegen. Diesen Effekt macht man sich beim magnetischen Einschluss zu Nutze.

Teilchen mit Ladung q vollführen in einem Magnetfeld der Stärke B eine Gyrationsbewegung um die Magnetfeldlinien mit Radius r_L (Lamorradius) und Frequenz ω_c (Lamorfrequenz):

$$r_L = \sqrt{2}\frac{mv_\perp}{|q|B}, \tag{2.16}$$

$$\omega_c = \frac{|q|B}{m}, \tag{2.17}$$

mit der Masse m und der Geschwindigkeit der Teilchen $v_\perp$ senkrecht zu den Magnetfeldlinien.

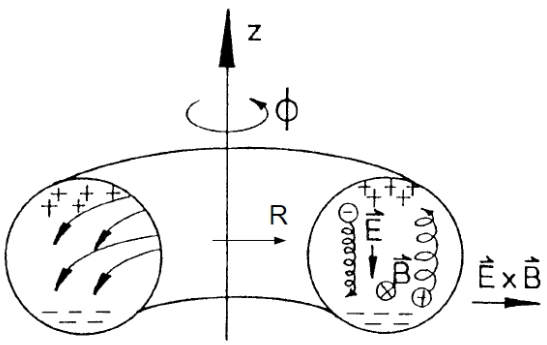


Abbildung 2.1.: Driften im Toroidalfeld

Um Randverluste zu vermeiden, sollten die Feldlinien in sich geschlossen sein, dies lässt sich durch eine torusförmige Anordnung realisieren. In einem reinen Toroidalfeld entstehen jedoch Driften, welche zum Verlust der einzuschließenden Teilchen führen (Abbildung 2.1). Der Grund ist darin zu finden, dass das Toroidalfeld durch kreisförmig angeordnete Spulen erzeugt werden muss, daher ist das Magnetfeld innerhalb des Torus nicht homogen, sondern nach außen hin abfallend. Dies hat eine rechts-links Asymmetrie des Lamorradius zur Folge und führt aufgrund der unterschiedlichen Gyrationsrichtungen von Elektronen und Ionen zu einer vertikalen Ladungstrennung (ΔB-Drift), die Krümmungsdrift verstärkt diesen Effekt zusätzlich. Durch das so erzeugte elektrische Feld entsteht die $\vec{E} \times \vec{B}$-Drift, welche die Teilchen aus dem Torus treibt.

Eine Lösung dieses Problems bietet ein zusätzliches Poloidalfeld. Durch die Überlagerung der beiden Magnetfelder formen die Magnetfeldlinien Spiralen um die Torusseele und spannen sogenannte magnetische Flächen auf (Abbildung 2.2). Bewegt sich nun ein Teilchen entlang der spiralförmigen Feldlinien, heben sich die Driften oberhalb und unterhalb der Torusseele auf. Nach einem kompletten poloidalen Umlauf befindet sich das Teilchen also wieder auf der selben magnetischen Fläche wie zu Beginn.

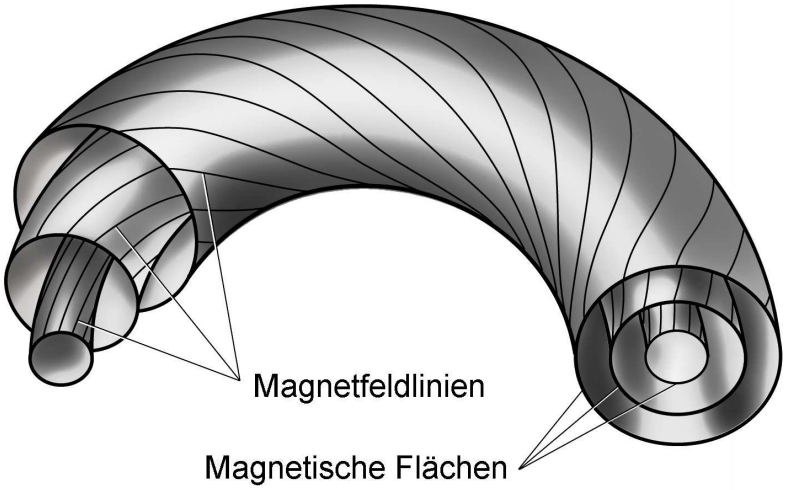


Abbildung 2.2.: Magnetische Flächen

Man benötigt also für einen effizienten Einschluss ein zusätzliches Poloidalfeld. Zu diesem Zweck wurden zwei unterschiedliche Reaktortypen entwickelt, der Tokamak und der Stellarator. Beim Stellarator wird das benötigte Magnetfeld zum Einschließen des Plasmas ausschließlich durch Spulen erzeugt, wohingegen beim Tokamak ein Strom im Plasma induziert wird, welcher wiederum das zum Einschluss notwendige Poloidalfeld erzeugt. Der am IPP betriebene ASDEX Upgrade ist ein Tokamak, dessen Funktionsweise nun genauer erklärt werden soll.

2.3. Tokamak

Der schematische Aufbau eines Tokamaks ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Wie oben erwähnt, erzeugen die kreisförmig angeordneten Spulen das Toroidalfeld, während das Poloidalfeld von einem im Plasma induzierten Strom erzeugt wird. Die Induktion des Stromes geschieht durch den Transformator, für den das Plasma als Sekundärwindung dient. Der Transformator wird durch einen Strom in der Primärwindung aufgeladen, welcher dann schnell abgesenkt wird. Die entstehende Umfangsspannung im Tokamakgefäß führt zum Durchbruch des eingelassenen Wasserstoffgases und erzeugt ein Plasma, in dem nun ein Strom durch weiteres Absenken des Primärstroms induziert werden kann. Ein großer Nachteil des Tokamaks ist der pulsartige Betrieb, da der Primärstrom nicht uneingeschränkt absenkbar ist [31]. Mithilfe der in Abbildung 2.3 zu sehenden Vertikalfeldspulen kann die Form und Lage des Plasmas beeinflusst werden.

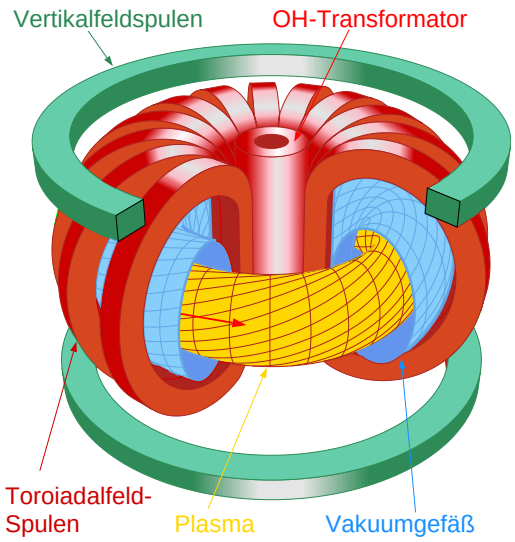


Abbildung 2.3.: Schematischer Aufbau eines Tokamaks

Die Feldliniengeometrie in einem Tokamak lässt sich durch den Sicherheitsfaktor q beschreiben:

$$q = \frac{\text{Anzahl der toroidalen Umläufe}}{\text{Anzahl der poloidalen Umläufe}} = \frac{r}{R_0}\frac{B_\phi}{B_\theta}, \tag{2.18}$$

mit dem kleinen Plasmaradius r, dem Radius der Torusseele oder auch großer Plasmaradius R_0, dem toroidalen Magnetfeld B_ϕ und dem poloidalen Magnetfeld B_θ. Der Sicherheitsfaktor ist ein Maß für die Stabilität des Plasmas, in der Regel beträgt er 1 im Zentrum und steigt am Plasmarand auf Werte von 2 bis 8 an.

Divertor

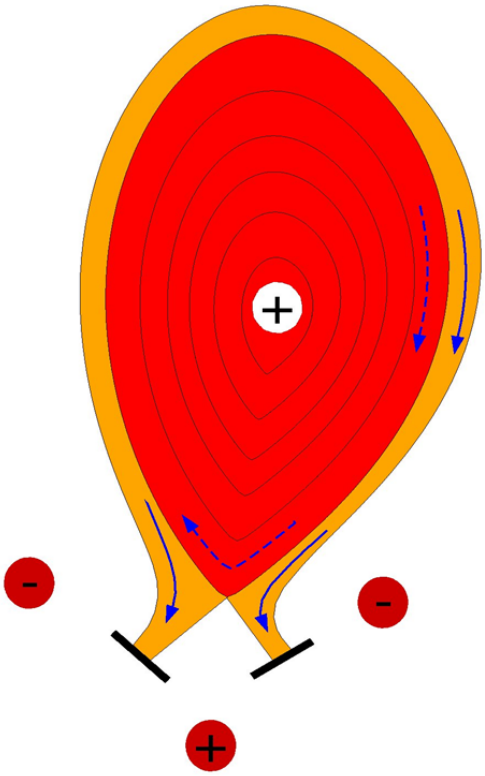


Abbildung 2.4.: Divertor-Konfiguration, poloidale Projektion

Während des Betriebes in einem Kernfusionsreaktor entsteht, wie oben beschrieben, das Fusionsprodukt Helium, die sogenannte "Heliumasche", des Weiteren gelangen unvermeidlicherweise Verunreinigungen vom Wandmaterial in das Plasma. Diese Teilchen "verdünnen" das Wasserstoffplasma und müssen entfernt werden, aus diesem Grund hat man den Divertor entwickelt. Der Divertor besteht aus gekühlten Prallplatten, in Abbildung 2.4 unten schwarz eingezeichnet. Die Verunreinigungsionen werden mithilfe zusätzlicher poloidaler Magnetfelder auf die Platten gelenkt, wo sie ihre Energie abgeben, Elektronen einfangen und anschließend durch Vakuumpumpen abgesaugt werden können. Die zusätzlichen Magnetfelder definieren die letzte geschlossene Feldlinie, die "Separatrix" (in Abbildung 2.4 die Grenze zwischen dem roten und orangen Bereich). Man spricht dann von einer Divertor-Konfiguration, im Gegensatz zu einer Limiter-Konfigurationen, bei der die letzte geschlossene Feldlinie durch ein physisches Hindernis (Limiter-Platte) definiert wird. Der Punkt, an dem sich die Separatrix in der poloidalen Projektion zu kreuzen scheint, nennt man "X-Punkt", die Punkte, an denen die Separatrix auf die Divertorplatten trifft, "Strike-Points". Durch den Plasma-Wand-Kontakt an den Strike-Points und die hohen Verunreinigungskonzentrationen wird im Divertor sehr viel Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung abgegeben. Die Prallplatten sind hohen Wärmebelastungen ausgesetzt, weshalb nur Materialien mit hohen Schmelzpunkten wie Wolfram in Frage kommen. Versuche mit Divertoren, z.B. an ASDEX Upgrade führten zu saubereren Plasmen und verbessertem Plasma-Einschluss, weshalb heutzutage in allen großen Tokamaks Divertoren eingesetzt werden.

2.4. Strahlung in Plasmen

Ein Plasma emittiert elektromagnetische Strahlung eines weiten Spektralbereichs, typischerweise von einer Wellenlänge im Millimeterbereich bis hin zu Energien, welche der Elektronentemperatur entsprechen. Durch die Emission elektromagnetischer Strahlung kommt es zu einem Energieverlust des Plasmas. Der Großteil des Energieverlustes ist auf Linienstrahlung durch Verunreinigungen und Bremsstrahlung zurückzuführen, in einem Plasma finden aber noch weitere Prozesse statt, welche Strahlung zur Folge haben. Ein Überblick soll im Folgenden gegeben werden.

Zyklotronstrahlung

In magnetisch eingeschlossenen Plasmen gyrieren Elektronen aufgrund der Lorentzkraft um die Magnetfeldlinien (Kapitel 2.2). Durch diese beschleunigte Bewegung agieren die Elektronen als Dipole und geben elektromagnetische Strahlung bei der Elektronen-Zyklotron-Frequenz ω_{ce} und deren niedrigen Harmonischen ab:

$$\omega = n \cdot \omega_{ce}(B) = n \cdot \frac{eB(R)}{m_e}, \tag{2.19}$$

mit der Elementarladung e, dem Magnetfeld B und der Elektronenmasse m_e. Aufgrund des starken Resonanzcharakters ist das Plasma für diese Frequenzen in der Regel optisch dick, d.h. die emittierte Strahlung wird fast vollständig wieder absorbiert. Aus diesem Grund folgt die Strahlungsintensität der vom Plasma abgegebenen Zyklotronstrahlung der Planck Kurve für Schwarzkörperstrahlung. Am Plasmarand ist zwar mit Verlusten durch Zyklotronstrahlung zu rechnen und sollte bei Simulationen unter Reaktorbedingungen mit in Betracht gezogen werden, jedoch ist die abgestrahlte Energie in momentan laufenden Experimenten vernachlässigbar.

Den physikalischen Effekt der Zyklotronstrahlung kann man sich auf anderen Gebieten zu nutze machen, mithilfe der Elektronenzyklotronemissionsspektroskopie (ECE) wird beispielsweise die Elektronentemperatur bestimmt (Kapitel 3.2.1). Bei der ECRH (Electron Cyclotron Resonance Heating) heizt man die Elektronen auf indem man elektromagnetische Wellen mit der Elektronen-Zyklotron-Frequenz in das Plasma einstrahlt. Die Elektronen absorbieren die eingestrahlte Energie und werden dadurch beschleunigt - die Elektronentemperatur nimmt zu.

Ionen vollführen ebenfalls gyrierende Bewegungen um die Feldlinien, allerdings ist die Ionen-Zyklotron-Frequenz aufgrund der großen Masse sehr viel kleiner als die der Elektronen und somit die Intensität der Strahlung deutlich geringer und nicht zu Diagnostik-Zwecken geeignet. Es gibt aber analog zur ECRH eine ICRH, welche Ionen mit deren Resonanzfrequenzen aufheizt.

Bremsstrahlung

Bei der Bremsstrahlung handelt es sich, wie auch bei der Zyklotronstrahlung, um durch eine beschleunigte Bewegung geladener Teilchen induzierte Strahlung. Die beschleunigte Bewegung ist dabei nicht die Gyration der Teilchen, sondern hervorgerufen durch Stöße. Geladene Teilchen erfahren in der Anwesenheit elektrischer Felder weiterer geladener Teilchen eine beschleunigende Kraft, abhängig von der Ladung der Teilchen. Durch die viel geringere Masse der Elektronen werden die Ionen vergleichsweise kaum beschleunigt, sodass die Ionenbremsstrahlung vernachlässigbar ist. Da die Elektronen sowie vor als auch nach dem Stoß frei sind, ist das Bremsstrahlungsspektrum kontinuierlich. Für die Emissivität pro Volumen, Raumwinkel und Frequenz lässt sich folgende Gleichung aufstellen [11]:

$$\epsilon_\nu = 5.0 \times 10^{-54} \frac{n_e^2 Z_{eff} \bar{g}_{ff}}{\sqrt{T_e}} e^{-h\nu/T_e} \left[\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m^3 srHz}} \right], \tag{2.20}$$

mit der Elektronendichte n_e, der effektiven Ladung des Plasmas Z_{eff} (Kapitel 2.1), der Photonenenergie $h\nu$, der Elektronentemperatur T_e und dem effektiven Gauntfaktor $\bar{g}_{ff}$ für "frei-frei" Übergänge. Der effektive Gauntfaktor ist typischerweise ca. 1 im Bereich der weichen Röntgenstrahlung und steigt an auf bis zu 5 im Bereich des sichtbaren Lichtes, er wird benötigt, um die klassisch berechnete Emissivität aufgrund quantenmechanischer Effekte zu korrigieren [25] [22].

Rekombinationsstrahlung

Rekombinationsstrahlung wird emittiert, wenn ein freies Elektron von einem Ion eingefangen wird, es handelt sich also um einen "frei-gebunden" Übergang. Dementsprechend nimmt die Ionisationsstufe des einfangenden Ions dabei ab, es geht also vom Zustand A^{+Z+1} in den Zustand A^{+Z} über. Da die Energien der freien Elektronen maxwellverteilt sind, ist das Spektrum der freiwerdenden Strahlung kontinuierlich, allerdings haben die Photonen eine Mindestenergie, welche der Ionisationsenergie des Zustandes A^{+Z} entspricht. Es ist möglich, die Emissivität der Rekombinations- und Bremsstrahlung gemeinsam durch Gleichung 2.20 auszudrücken, dazu muss Gleichung 2.20 mit einem "Röntgenstrahlung-Verstärkungsfaktor" multipliziert werden. Im sichtbaren Bereich ist die Rekombinationsstrahlung im Allgemeinen vernachlässigbar.

Linienstrahlung

Bei der Linienstrahlung handelt es sich um die frei werdenden Photonen beim Übergang zwischen gebundenen Zuständen, also vom angeregten Zustand eines Ions $(A^{+Z})^*$ in einen energetisch niedrigeren Zustand A^{+Z}. Da die Zustände des Ions festen Energieniveaus entsprechen, besitzt die freiwerdende Strahlung eine für diesen

Übergang charakteristische Frequenz. Der Großteil der Linienstrahlung wird durch Verunreinigungen mit niedriger Kernladungszahl verursacht, also Elemente wie z.B. Sauerstoff und Kohlenstoff. In sauberen Plasmen ist im Allgemeinen der Beitrag zur abgestrahlten Gesamtleistung durch Verunreinigungen mit hoher Kernladungszahl gering, kann aber im hochenergetischen keV Bereich im Vergleich zur Bremsstrahlung an Signifikanz gewinnen. Die Emissivität der Linienstrahlung ist proportional zur Dichte der angeregten Ionen $n_{(A+z)^*}$, welche wiederum von der Dichte der Ionen im Grundzustand n_{A+z}, der Elektronendichte n_e und der Elektronentemperatur abhängt T_e. Bei stark verunreinigten Plasmen führt die Linienstrahlung zu hohen Energieverlusten und im Extremfall zu einem Strahlungskollaps, welcher einen Stromabbruch (Disruption) nach sich ziehen kann. Durch die charakteristischen Wellenlängen ist die Linienstrahlung hervorragend für Diagnostische Zwecke geeignet.

Die Ionisationsenergie eines Zustandes hängt stark vom Ladungszustand des Ions ab, d.h. es werden immer höhere Temperaturen benötigt um die nächste Ionisationsstufe zu erreichen. Da in einem Plasma normalerweise die Temperatur zum Zentrum hin ansteigt, sind über den Plasmaquerschnitt unterschiedliche Konzentrationen der Ionisationszustände zu finden. Elemente mit niedriger Kernladungszahl sind meistens über einen weiteren Bereich vollständig ionisiert, während schwere Elemente (z.b. Wolfram) auch im Zentrum nicht vollständig ionisiert und noch in der Lage sind signifikant Linienstrahlung zu emittieren.

Bei den in Kapitel 6 untersuchten Entladungen spielt Linienstrahlung häufig eine wichtige Rolle, z.B. bei der Kühlung des Plasmarandes durch Stickstoff oder bei Verunreinigungsakkumulation im Plasmazentrum durch Wolfram.

3. Diagnostik

3.1. Bolometrie

Ein Bolometer, abgeleitet vom griechischen Wort "bole", was soviel wie Pfeil oder Linie bedeutet, ist ein Apparat zur Messung der Energie einfallender Strahlung. Dabei kombiniert das Bolometer im Allgemeinen Strahlungsabsorber und Thermometer. Das Thermometer misst die Temperaturänderung des Absorbers infolge von Strahlungsabsorption und kann somit Rückschlüsse auf die einfallende Strahlungsleistung ziehen. Das Thermometer besteht in den meisten Fällen entweder aus einem Infrarot-Detektor oder, wie an ASDEX Upgrade, aus temperaturempfindlichen metallischen Widerständen (Kapitel 3.1.2). Die Wahl des Absorbermaterials und dessen Dicke hängt von dem zu messenden Spektralbereich ab (Kapitel 3.1.1). Häufig werden Bolometer paarweise gebaut, wobei eines abgeschirmt von der einfallenden Strahlung betrieben wird, um eventuelle Schwankungen der Umgebungstemperatur von der zu messenden Strahlungsleistung separieren zu können. Dabei ist es auch möglich, die Messwiderstände in einer Wheatstone-Brücke anzuordnen, um eine höhere Messempfindlichkeit zu erzielen (Kapitel 3.1.2).

Fusionsplasmen sind oberhalb der Plasmafrequenz ω_p bis hin zu weichen Röntgenstrahlen optisch dünn, das bedeutet, die Messung der Strahlung entlang einer Sichtlinie liefert das Integral der Emissivität über das gesamte im Sichtfeld liegende Volumen. Durch ein tomografisches Rekonstruktionsverfahren ist es möglich, aus mehreren solcher volumenintegrierten Messungen ein ortsaufgelöstes Strahlungsdichteprofil zu erstellen, dabei ist in erster Linie die Anzahl der Sichtlinien maßgebend für die Qualität des Rekonstruktionsergebnisses (Kapitel 4). Ein Überblick über die Sichtlinien der Bolometer an ASDEX Upgrade ist in Anhang A gegeben.

Samuel Pierpont Langley entwickelte 1878 das erste Bolometer zur Messung der einfallenden Strahlungsleistung auf die Erde durch die Sonne. Langleys Bolometer bestand aus zwei geschwärzten Platin-Streifen des selben Widerstandes, angeordnet als Wheatstone-Brücke, und hatte damit einen sehr ähnlichen Aufbau wie die heute verwendeten Bolometer an ASDEX Upgrade (siehe folgende Kapitel). Langleys Bolometer soll empfindlich genug gewesen sein, um die thermische Strahlung einer 400 Meter entfernten Kuh detektieren zu können. Allerdings gibt es neben hoher Sensitivität noch eine Reihe anderer Kriterien, welche ein in einem brennenden Fusionsplasma verwendetes Bolometer erfüllen muss. Unter Anderem [19]:

- Hohe Temperaturwiderstandsfähigkeit (teilweise bis zu 400°C),
- Ultra-Hochvakuum-Kompatibilität,
- Widerstandsfähigkeit gegen hohe Dosen nuklearer Strahlung,
- große optische Bandbreite,
- hohe Zuverlässigkeit und lange Lebensdauer,
- Langzeitstabilität der Kalibrierdaten,
- hohe Zeitauflösung,
- genaue In-Situ-Kalibrierung.

Diese und andere Bedingungen haben zu stetigen Neuentwicklungen in der Bolometertechnik geführt. Wurde zwischenzeitlich (vor 1980) mit Pyrodetektoren und Thermosäulen experimentiert, mussten diese aufgrund ihrer hohen Anfälligkeit für Strahlungs-Schäden wieder durch Metall-Widerstands-Bolometer ersetzt werden. Bolometer mit metallischem Widerstand, welche dem aktuellen Design der ASDEX Upgrade Bolometer entsprechen, werden in den folgenden Kapiteln genauer beschrieben.

3.1.1. Absorber

Wie schon erwähnt, hängt der messbare Spektralbereich von der Wahl des Absorbermaterials und dessen Dicke ab. Für Fusionsplasmen wäre es wünschenswert, den gesamten Spektralbereich von Infrarot bis hin zu weicher Röntgenstrahlung abdecken zu können. Ein Metall mit dieser Eigenschaft ist beispielsweise Gold. Aufgrund des großen Wirkungsquerschnitts für Neutronenanlagerung und der darauf folgenden Transmutation zu Quecksilber ist Gold bedingt geeignet für brennende Fusionsplasmen. Platin hat sehr ähnliche Absorptionseigenschaften wie Gold, ist aber ein deutlich schlechterer Neutronenfänger.

Die Absorption von Gold und Platin nimmt zu langen Wellenlängen hin deutlich ab. Um dem, zumindest im Bereich des sichtbaren Lichtes, entgegenzuwirken, werden die Absorberflächen geschwärzt [23] [26]. Das Schwärzen der Absorber bringt aber auch Nachteile mit sich, in einigen Experimenten hat sich eine erhöhte Sensitivität gegenüber des Neutralgasdrucks herausgestellt. Bei der Auswertung der Messdaten müssen diese Effekte mit in Betracht gezogen werden.

Außerdem ist zu beachten, dass die Metallschicht ebenfalls durch auftreffende energiereiche Neutralteilchen aufgeheizt werden kann. Dies birgt Vorteile, wenn die gefragte Größe der Gesamtenergieverlust, also durch Strahlung und Teilchen des Plasmas ist, führt aber im Falle der reinen Strahlungsmessung offensichtlich zu

Nachteilen. Da diese Effekte hauptsächlich im Divertor auftreten, lassen sich die dadurch entstehenden Ungenauigkeiten durch Sichtlinien, welche die Divertorstrahlung aus weiterer Entfernung beobachten, und deren Vergleich mit den Messdaten von im Divertor lokalisierten Detektoren minimieren.

3.1.2. Bolometer mit metallischem Widerstand

Aufgrund der sich stetig ändernden Anforderungen an Bolometer-Detektoren mussten diese auch immer wieder im Design angepasst werden. Als Beispiel für ein modernes Bolometer mit metallischem Widerstand soll nun der Aufbau und die Funktionsweise der für den Einsatz am ITER konzipierten und an ASDEX Upgrade als Prototyp im Messbetrieb eingesetzten Bolometer genauer beschrieben werden.

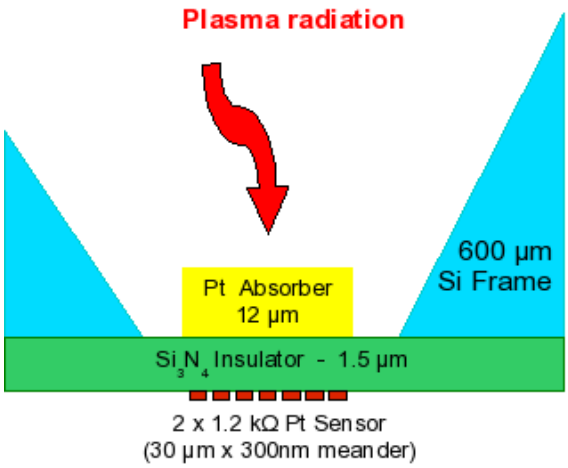


Abbildung 3.1.: Schematischer Aufbau des Bolometerdetektors

Der Aufbau der Halterung ist in Abbildung 3.2 a) als Explosivdarstellung zu sehen. Die "front plate" und "back plate" dienen sowohl zur Fixierung des Chips als auch als Kühlkörper, die "ground plate" stellt den elektrischen Kontakt her und trägt die Konstruktion. Der "chip", auch Bolometerdetektor genannt, stellt das eigentliche Messinstrument dar. Ein schematischer Aufbau ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Als Absorber dient eine 12 μm dicke Platin Schicht (für ASDEX Upgrade ist aufgrund der niedrigeren Energien eine Dicke von 8 μm ideal), aufgetragen auf einen 1.5 μm dicken Siliziumnitrid Isolator. Der Siliziumrahmen trägt die Isolatorschicht und stellt einen thermischen Kontakt zur "front plate" her. Dieser thermische Kontakt zum Kühlkörper bestimmt die Abkühlzeit τ_c des Absorbers. Es ist möglich, zu diesem Zweck eine Wärmeleitung auf den Isolator aufzutragen, welche den Absorber mit dem Silikonrahmen verbindet, sodass τ_c in der Regel von der Größenordnung

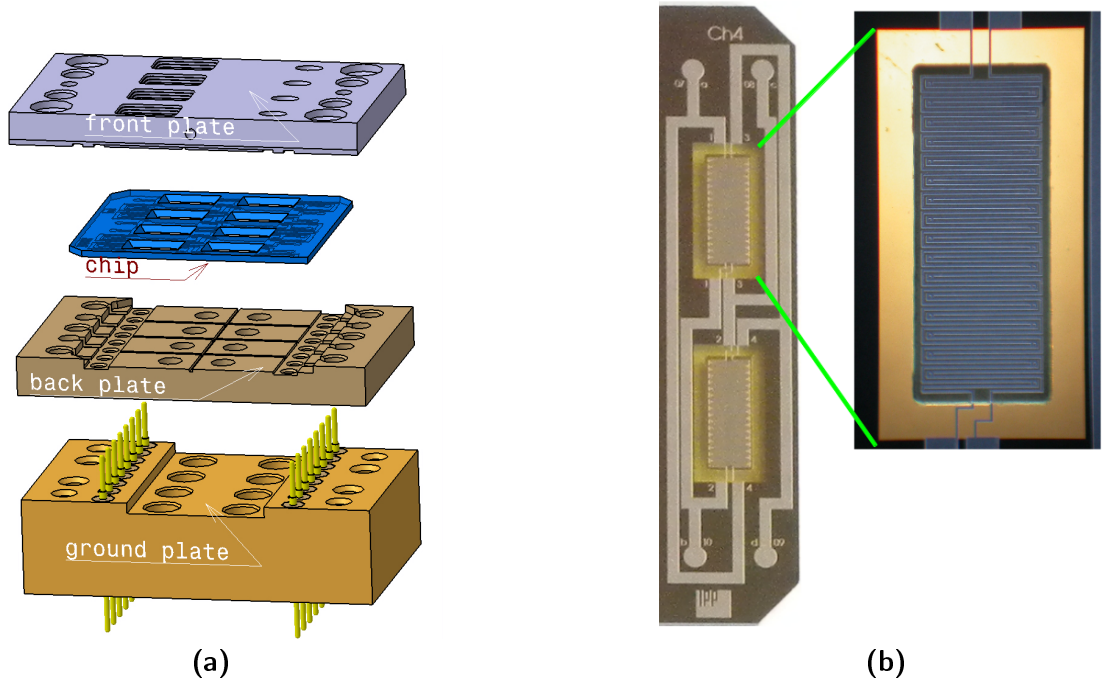


Abbildung 3.2.: a) Explosivdarstellung der Bolometerdetektor-Halterung. Bolometer dieser Art werden üblicherweise in Modulen mit vier Kanälen gebaut, wobei jeder Kanal aus Mess- und Referenzbolometer besteht. b) Mäander-Muster der Platin Widerstände an der Unterseite des Detektors.

0.2s ist. Auf der Unterseite des Detektors (vom Plasma abgewandt) wird der Temperatursensor aufgebracht, zwei Platin Widerstände mit 1.2 $k\Omega$, angeordnet in einem Mäander-Muster (Abbildung 3.2 b)). In zukünftigen Fusionsreaktoren ist Gold aufgrund der hohen Neutronenstrahlung hierfür keine Option, die Transmutation zu Quecksilber würde einen zu großen Einfluss auf den elektrischen Widerstand haben. Zusammen mit dem Referenzbolometer, welches exakt gleich aufgebaut aber vom Plasma abgeschirmt ist, bilden die Messwiderstände eine Wheatstone-Brücke (Abbildung 3.3). Durch diese Schaltung ist es möglich, kleinste Unterschiede zwischen den Widerständen zu messen. Für die einfallende Strahlungsleistung ergibt sich letztendlich folgende einfache Gleichung [20]:

$$P_{rad}(t) = C(\frac{d\Delta U(t)}{dt} + \frac{\Delta U(t)}{\tau_c}), \tag{3.1}$$

mit der normierten Wärmekapazität C und der Spannung ΔU zwischen den beiden Wheatstone-Zweigen. C und τ_c sind Kalibrationsparameter, die vor jeder Entladung bestimmt werden.

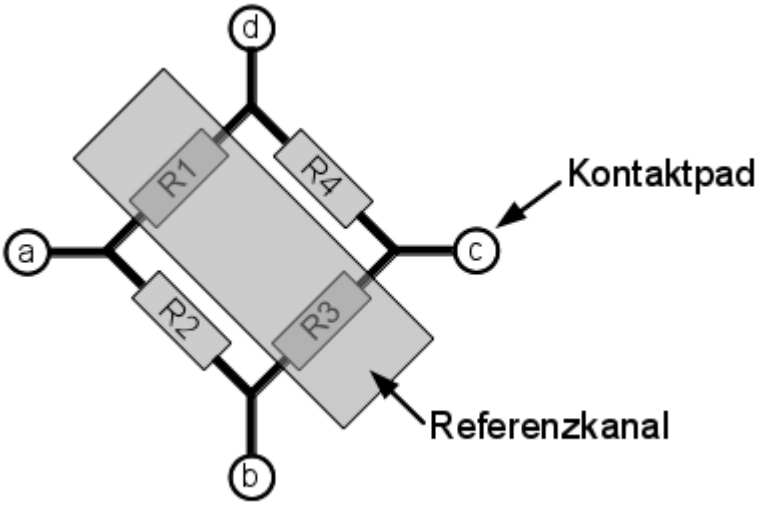


Abbildung 3.3.: Anordnung der Widerstände in einer Wheatstone-Brücke. Die grau hinterlegten Widerstände stellen das Referenzbolometer dar und sind von der Plasmastrahlung abgeschirmt. An die Diagonale d-b wird eine Spannungsquelle angelegt, variieren die Widerstände resultiert daraus eine Spannung zwischen a und c welche mit einem Spannungsmessgerät abgenommen werden kann.

3.2. Integrated Data Analysis

Zur Berechnung der neuen Diffusionskoeffizienten für die Bolometer-Tomografie werden verschiedene Plasmaparameter benötigt, welche durch unterschiedliche Methoden gemessen werden können. So ist es beispielsweise möglich, die Elektronentemperatur T_e durch Elektronen-Zyklotron-Emission (ECE), Thomson Streuung oder Lithium-Strahl Spektroskopie (LiB) zu bestimmen, die Thomson Streuung und die LiB liefern ebenfalls Informationen über die Elektronendichte n_e. Um die Daten dieser Diagnostiken in einem kohärentem Resultat zu vereinen, wurde an ASDEX Upgrade die so genannte "Integrated Data Analysis" (IDA) entwickelt. Hierbei werden die Messdaten der verschiedenen Diagnostiken zusammen mit den jeweiligen systematischen und relativen Messunsicherheiten gemäß dem Bayestheorem kombiniert, eine genaue Erklärung liegt ausserhalb des Rahmens dieser Arbeit und kann in den Referenzen [8] [9] nachgeschlagen werden.

Die Diagnostiken der von IDA verwendeten Daten sollen nun im Folgenden kurz beschrieben werden.

3.2.1. Elektronen-Zyklotron-Emission

Mithilfe der Elektron-Zyklotron-Emission ist es möglich, radiale Elektronentemperaturprofile zu messen. Wie schon in Kapitel 2.4 beschrieben, agieren Elektronen aufgrund ihrer Gyrationsbewegung um die Magnetfeldlinien als Dipole und geben elektromagnetische Strahlung bei der Elektron-Zyklotron-Frequenz ω_{ce} und deren niedrigen Harmonischen ab:

$$\omega = n \cdot \omega_{ce}(B) = n \cdot \frac{eB(R)}{m_e}, \tag{3.2}$$

mit der Elementarladung e, dem Magnetfeld B und der Elektronenmasse m_e. Wie man sieht hängt die Elektron-Zyklotron-Frequenz nicht von der Geschwindigkeit und somit auch nicht von der Temperatur der Elektronen ab, die einzige Variable ist das Magnetfeld B. Da in einem Tokamak das Magnetfeld hauptsächlich aus dem Toroidalfeld besteht, lässt sich B durch eine Abhängigkeit vom großen Plasmaradius R annähern:

$$B(R) = \frac{(B_0 \cdot R_0)}{R}, \tag{3.3}$$

wobei B_0 das toroidale Feld im Plasmazentrum bei R_0 ist. Eingesetzt in Gleichung 3.2 ergibt sich:

$$\omega_n(R) = n \cdot \frac{eB_0R_0}{m_eR}. \tag{3.4}$$

Fusionsplasmen sind für diese Frequenzen optisch dick, d.h. die emittierte Strahlung wird fast vollständig wieder absorbiert. Aus diesem Grund folgt die Strahlungsintensität der vom Plasma abgegebenen Strahlung der Planck Kurve für Schwarzkörperstrahlung. Da sich die Elektron-Zyklotron-Frequenz für Fusionsplasmen im langwelligen Bereich der Planck-Kurve befindet, ist das Rayleigh-Jeans-Gesetz auf die Strahlungsintensität anwendbar.

$$I_n = \frac{\omega^2(R)T_e}{8\pi^3 c^2}, \tag{3.5}$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c. Misst man also die Intensität einer bestimmten Frequenz $\omega(R)$, kann man die Gleichung nach $T_e(R)$ auflösen.

Zur Messung der ECE werden unterschiedliche Methoden angewandt. Dabei ist zu unterscheiden zwischen Techniken, welche es erlauben, die Intensität des gesamten ECE Spektrums zu messen, und Techniken, welche nur die Intensität einer festen (regulierbaren) Frequenz, bzw eines engen Frequenzbandes messen. Ersteres entspricht z.B. dem Michelson-Interferometer, das ein fouriertransformiertes Interferenzmuster erzeugt, dagegen ist bei der heterodynen Überlagerungsradiometrie zweites der Fall. Beide Techniken bergen Vor- und Nachteile. Das Michelson-Interferometer liefert wertvolle Informationen im Falle von Plasmen mit nicht-thermischen Elektronen, um die Energieverteilung zu ermitteln. Bei der Überlagerungstechnik ist es dafür möglich, eine sehr viel höhere zeitliche Auflösung zu erreichen.

3.2.2. Thomson Streuung

Bei Diagnostiken, welche die Thomson Streuung ausnutzen, handelt es sich um aktive Strahlungsmessungen. Im Gegensatz zur ECE wird bei aktiven Strahlungsmessungen nicht nur die Strahlung, die das Plasma selbst emittiert, gemessen, sondern aktiv Strahlung oder Teilchen in das Plasma eingebracht, um dort eine messbare Interaktion zu induzieren. Dies bedeutet, man benötigt einen Teststrahl zum einbringen der Strahlung oder Teilchen und eine Beobachtungssichtlinie zur Messung. Aus der Kreuzung der beiden Linien lässt sich dann direkt der Ursprungsort der gemessenen Strahlung bestimmen.

Elektromagnetische Wellen einer bestimmten Frequenz werden in das Plasma eingestrahlt, dort regen sie die Elektronen zum Schwingen an, welche dabei selbst wieder als Dipole agieren und Strahlung emittieren. Die so gestreute Strahlung wird als Thomson Streuung bezeichnet. Sie ist durch den Dopplereffekt frequenzverschoben, abhängig von der Bewegung der Elektronen relativ zur einfallenden Welle und zum Beobachter. Durch die maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen bildet die gestreute Strahlung ein Frequenzspektrum, dessen Halbwertsbreite von der Elektronentemperatur abhängt:

$$\Delta\omega_{1/2} = \omega_0 sin(\frac{\theta}{2})\sqrt{ln(2)\frac{T_e}{m_e c^2}}, \tag{3.6}$$

mit der eingestrahlten Frequenz ω_0 und dem Winkel θ zwischen den Wellenvektoren einfallender und gestreuter Strahlung. Die Intensität der gestreuten Strahlung ist proportional zur Elektronendichte, welche so ebenfalls bestimmt werden kann.

Da nur ein Bruchteil des eingestrahlten Lichts in die Beobachtungsrichtung gestreut wird (die Intensität der gestreuten Strahlung kann bis zu 10^{-13} mal kleiner sein als die eingebrachte) müssen Quellen und Detektoren optimiert sein. Heutzutage werden häufig als Quellen Nd:YAG-Laser mit monochromatischem Licht der Wellenlänge $\lambda = 1.06\mu m$ und Pulsenergien von über einem Joule (bei Pulslängen im Nanosekundenbereich) und als Detektoren Si-Avalanche-Dioden verwendet.

3.2.3. Interferometrie

Die Interferometrie ist eine weitere aktive Strahlungsmessung, jedoch macht man sich hierbei nicht die Streuung des Lichtes zu Nutze, sondern die Reflexion und Brechung. Für einen Laserstrahl der Frequenz ω_0 hat das Plasma den Brechungsindex[1] $N = \sqrt{1 - \omega_{pe}^2/\omega^2}$ mit der Plasmafrequenz $\omega_{pe} = \sqrt{n_e e^2/\epsilon_0 m_e}$. Für $\omega_0 >> \omega_{pe}$ lässt sich der Brechungsindex annähern durch:

$$N \cong 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega_0^2} = 1 - \frac{e^2}{2\epsilon_0 m_e \omega_0^2} \cdot n_e. \tag{3.7}$$

Der Brechungsindex ist also proportional zur Elektronendichte n_e. Durchquert nun ein Laserstrahl das Plasma, erfährt er eine Phasenverschiebung proportional zur Linienintegration von n_e entlang der Richtung des Laserstrahls L :

$$\Delta\phi \cong \frac{e^2}{2c\epsilon_0 m_e \omega_0} \int_L n_e dl. \tag{3.8}$$

Die Messdaten der Interferometrie sind also nicht ortsaufgelöst und stellen wie bei der Bolometrie eine Linienintegration dar. Um ein ortsaufgelöstes Ergebnis zu erhalten, sind ebenfalls mehrere Sichtlinien nötig, aus denen dann das Elektronendichteprofil rekonstruiert werden kann.

Als häufig benutzte Quelle, wie auch am ASEX Upgrade, dient ein DCN-Laser mit einer Wellenlänge von 195 μm, dessen Phasenverschiebung mit einem Mach-Zehnder-Interferometer [28] gemessen werden kann.

[1] Gilt nur bei Vernachlässigung des statischen Magnetfeldes des Plasmas oder aber wenn das elektrische Feld des einfallenden Laserstrahls parallel zum statischen Magnetfeld verläuft.

3.2.4. Lithium-Strahl-Spektroskopie

Bei der Lithium-Strahl-Spektroskopie werden neutrale Lithium-Atome radial in das Plasma eingestrahlt, wo sie durch Stöße mit Elektronen in obere Zustände angeregt werden, welche spontan zerfallen. Das Plasma ist für die dabei frei werdende Linienstrahlung optisch dünn. Das bedeutet, die von einem Detektor gemessene Intensität für einen Übergang vom Niveau m mit Besetzungsdichte $N_{Li,m}$ in das Niveau l mit der Übergangswahrscheinlichkeit $A_{Li,ml}$ lässt sich wie bei der Bolometrie durch ein Linienintegral entlang der gemessenen Sichtlinie ausdrücken [2]:

$$I = \int \frac{\Delta E_{ml}}{4\pi} A_{Li,ml} N_{Li,m} dx, \left[\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m^2 sr}}\right] \tag{3.9}$$

mit dem Energieunterschied der beiden Niveaus ΔE_{ml}. Über die gemessene Strahlungsintensität kann also auf die Besetzungsdichte $N_{Li,m}$ geschlossen werden, welche wiederum eine Funktion der Elektronendichte n_e, der Elektronentemperatur T_e sowie der Dichte der Lithium-Atome im Grundzustand $N_{Li,0}$ ist.

3.3. MHD Gleichgewicht

Das in Kapitel 5 vorgestellte Modell für die neuen Diffusionskoeffizienten berechnet jene in Abhängigkeit der magnetischen Flächen. Die Form und Lage der magnetischen Flächen ist durch das MHD-Gleichgewicht bestimmt, welches auf der Balance von Teilchendruck und der Lorentzkraft beruht. Für ein toroidal symmetrisches Plasma kann durch die Lösung der sogenannte Grad-Shafranov-Gleichung das Gleichgewicht in Abhängigkeit des magnetischen Flusses ψ bestimmt werden:

$$-\left(\frac{\partial \psi}{\partial^2 R^2} - \frac{1}{R}\frac{\partial \psi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2}\right) = \mu_0 R^2 p'(\psi) + F F'(\psi) \equiv \mu_0 R j_\phi, \tag{3.10}$$

mit dem Teilchendruck p, $F = B_\phi R$, und der Stromdichteprofil j_ϕ. An ASDEX Upgrade wird der "CLISTE Interpretive Equilibrium Code"[3], basierend auf dem "Garching Equilibrium Code" (GEC)[16] zur numerischen Lösung dieser partiellen Differentialgleichung verwendet.

4. Tomografie

4.1. Tomografie-Problem

Bei der Tomografie handelt es sich um die Rekonstruktion der inneren räumlichen Struktur eines Objektes durch nicht ortsaufgelöste Messungen. Die innere räumliche Struktur ist im Fall der Bolometer-Tomografie ein zweidimensionaler poloidaler Querschnitt der Strahlungsdichte des Plasmas und die Messungen entsprechen den Messdaten der Bolometer-Kameras, welche als Linienintegrale keine Ortsauflösung längst der Sichtlinie haben. Setzt man eine toroidal symmetrische Strahlungsdichte voraus, ist es möglich Messungen an unterschiedlichen toroidalen Positionen des Plasmas vorzunehmen.

Unter der Annahme, dass das Sichtfeld der Bolometer-Kamera in toroidaler Richtung schmal genug ist, um Änderungen der Plasmastrahlung in toroidaler Richtung vernachlässigen zu können, lässt sich das gemessene Signal f eines Detektors i durch folgende Gleichung beschreiben [14]:

$$f_i = \int K_i(x,y)g(x,y)dxdy + \vartheta_i. \tag{4.1}$$

x und y sind hier die Koordinaten des Rekonstruktionsraums, $g(x,y)$ ist die tatsächliche Strahlungsdichte des Plasmas und ϑ_i entspricht den Messfehlern. Die Integration erfolgt über den gesamten Rekonstruktionsbereich. K_i beschreibt die geometrische Form des Sichtkegels des Detektors i, wird diese vernachlässigt, kann das Signal durch ein Linienintegral entlang der Sichtlinie L_i angenähert werden:

$$f_i = E_i \int_{L_i} g(x,y)dl + \vartheta_i. \tag{4.2}$$

E_i ist die Étendue (Ausdehnung des Sichtkegels) des Detektors und lässt sich, vorausgesetzt Detektorfläche und Aperturblende sind parallel zueinander, wie folgt berechnen [14]:

$$E = \frac{A_d A_p}{4\pi l^2} cos^2\theta. \tag{4.3}$$

Dabei sind A_d und A_p die Flächen des Detektors und der Aperturblende, l deren Abstand voneinander und θ der Winkel zwischen der Sichtlinie und der Normalen der Detektorfläche.

Analog lässt sich das rekonstruierte Signal $\hat{f}_i$ aus der rekonstruierten Strahlungsdichte $\hat{g}$ berechnen:

$$\hat{f}_i = E_i \int_{L_i} \hat{g}(x, y) dl. \tag{4.4}$$

Bei der Inversion der Gleichung 4.1, welche die Lösung der Tomografie darstellt und die gesuchte Strahlungsdichte g liefert, handelt es sich aufgrund der endlichen Anzahl der gemessenen Signale um ein schlecht gestelltes Problem [1]. Dies hat zur Folge, dass die Lösung nicht eindeutig ist und schon kleine Abweichungen der Messdaten großen Einfluss auf das Ergebnis haben. Die an ASDEX Upgrade verwendete Methode zur Lösung dieses Problems soll im Folgenden vorgestellt werden.

4.2. Mathematische Details

4.2.1. Beschränkte Optimierung

Um aus dem dem schlecht gestellten Problem der Tomografie eine eindeutige, sich wohl verhaltende Lösung zu erhalten, ist eine Form der Regularisierung nötig. Die Methode sollte außerdem die Möglichkeit bieten, a priori Informationen über das erwartete Strahlungsdichteprofil mit einzubeziehen, um die lückenhafte Abdeckung durch die begrenzte Anzahl der Sichtlinien zu kompensieren. Aus diesen Gründen wird an ASDEX Upgrade eine Methode mit beschränkter Optimierung verwendet. Bei dieser Methode wird eine Objektfunktion definiert, welche eine physikalisch sinnvolle bzw. erwartete Eigenschaft des Strahlungsdichteprofils beschreibt. Die Objektfunktion muss so definiert werden, dass sie bei Übereinstimmung des Profils mit der erwarteten Eigenschaft ein Minimum aufweist, d.h. dasjenige Ergebnis mit dem kleinsten Wert für die Objektfunktion ist das wahrscheinlichste, bezogen auf die erwartete Eigenschaft. Die Objektfunktionen in der Tomografie sind quadratisch und haben die allgemeine Form

$$O(\hat{g}) = \int [H(\hat{g})]^2 dxdy, \tag{4.5}$$

mit einem linearen, homogenen Operator $H(\hat{g})$. Sie basieren beispielsweise auf der Glätte des Profils, dazu mehr in Kapitel 4.2.2.

Führt man einen abgeschätzten Fehler ϵ_i des Signals i ein, lässt sich für die gewichtete Abweichung von der ursprünglichen Messung f zur zurückgerechneten Messung $\hat{f}_i$ folgende Gleichung aufstellen:

[1] Anders ausgedrückt ist die Übereinstimmung der rekonstruierten mit den gemessenen Signalen notwendige (angenommen die Messdaten sind korrekt) aber nicht hinreichende Bedingung zur Übereinstimmung des rekonstruierten mit dem ursprünglichen Strahlungsdichteprofil($\hat{g} = g \Rightarrow \hat{f}_i = f_i$).

$$\frac{1}{m}\sum_{i=1}^{m}\frac{(f_i-\hat{f}_i)^2}{\epsilon_i^2}\leq 1 \tag{4.6}$$

mit der Anzahl m der Messungen. Die Lösung muss also innerhalb des abgeschätzten Fehlers liegen, ansonsten ist sie nicht glaubwürdig. Der abgeschätzte Fehler ist ein frei wählbarer, für jede Sichtlinie individuell anpassbarer Parameter und kann z.B. folgendes enthalten [15]:

- Hintergrundrauschen, z.b. von der umgebenden Elektronik,
- Konstruktionsfehler des Detektors,
- Kalibrationsfehler,
- Fehler bei der Bestimmung der geometrischen Funktion,
- toroidale Asymmetrie der Strahlungsdichte im Plasma (bei Kameras mit unterschiedlicher toroidaler Position),
- Beiträge von strahlenden Strukturen, welche zu klein sind, um aufgelöst zu werden,
- Fehler durch die tomografische Rekonstruktion.

Es ist zu unterscheiden zwischen absoluten Fehlern (z.B. Hintergrundgeräusche) und relativen Fehlern (z.B. Konstruktionsfehler).

In Anbetracht des oben erwähnten lässt sich das Tomografie-Problem folgendermaßen zusammenfassen:
Minimierung der Objektfunktion unter der Zwangsbedingung $C(\hat{g})$:

$$C(\hat{g})=\frac{1}{m}\sum_{i=1}^{m}\frac{(f_i-\hat{f}_i)^2}{\epsilon_i^2}-1\leq 0. \tag{4.7}$$

Es muss also $\hat{g}$ gefunden werden mit

$$\min\left\{O(\hat{g})|C(\hat{g})\leq 0\right\}. \tag{4.8}$$

Zur Lösung dieses Problems bedient man sich der Lagrange-Multiplikatorenregel, das bedeutet, folgende Gleichungen werden gelöst:

$$\min\left\{O(\hat{g})+\lambda C(\hat{g})\right\}, \tag{4.9}$$

$$\Rightarrow \frac{d}{d\hat{g}}O(\hat{g})+\lambda\frac{d}{d\hat{g}}C(\hat{g})=0, \tag{4.10}$$

$$C(\hat{g}) \leq 0, \tag{4.11}$$

$$\lambda > 0, \tag{4.12}$$

mit dem positiven Lagrange-Multiplikator λ. So lange die Messdaten die Bedingung

$$\frac{1}{m} \sum_{i=1}^{m} \frac{(\hat{f}_i)^2}{\epsilon_i^2} > 1 \tag{4.13}$$

erfüllen, das bedeutet, dass die Messungen nicht kleiner sein dürfen als die geschätzten Fehler, existiert eine eindeutige Lösung zum obigen Gleichungssystem [1]. Für große λ hängt das Ergebnis stark von den Messdaten ab und der Einfluss der Objektfunktion ist gering, was zu unstetigen Profilen führen kann, für kleine λ hingegen dominiert die Information aus $O(\hat{g}(\lambda))$. $O(\hat{g}(\lambda))$ steigt also monoton [1], während die Zwangsbedingung $C(\hat{g}(\lambda))$ monoton sinkt mit größer werdendem λ [1] (Abbildung 4.1). Das bedeutet, dass bei der Lösung des Problems die Zwangsbedingung gleich Null ist und die Ungleichheit in Gleichung 4.11 durch Gleichheit ersetzt werden kann [1]:

$$C(\hat{g}) = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^{m} \frac{(f_i - \hat{f}_i)^2}{\epsilon_i^2} - 1 = 0. \tag{4.14}$$

Die Wahl für das optimale λ ist also durch Gleichung 4.14 festgelegt und kann iterativ gefunden werden.

Zur Diskretisierung des Problems werden Basisfunktionen (siehe Kapitel 4.2.3) verwendet, d.h. das Strahlungsdichteprofil $\hat{g}(x, y)$ wird durch eine gewichtete Summe von Basisfunktionen b_j angenähert:

$$\hat{g}(x, y) = \sum_{j=1}^{n} P_j b_j(x, y). \tag{4.15}$$

Dabei ist n die Anzahl der Basisfunktionen und P_j die Gewichtung. Die Anzahl der Basisfunktionen n in Kombination mit der Anzahl der Messungen m bestimmt dabei die Determiniertheit des Problems [33]. Für $m > n$ ist das Problem überdeterminiert und eine Lösung kann beispielsweise mithilfe der Methode der kleinsten Quadrate gefunden werden. Für $m = n$ gibt es genau eine Lösung, für $m < n$ ist das Problem jedoch unterdeterminiert und zur Findung einer eindeutigen Lösung muss eine Form der Regularisierung, in unserem Fall die beschränkte Optimierung

[1] Voraussetzung hierfür ist eine quadratische Objektfunktion, siehe Kapitel 4.2.2

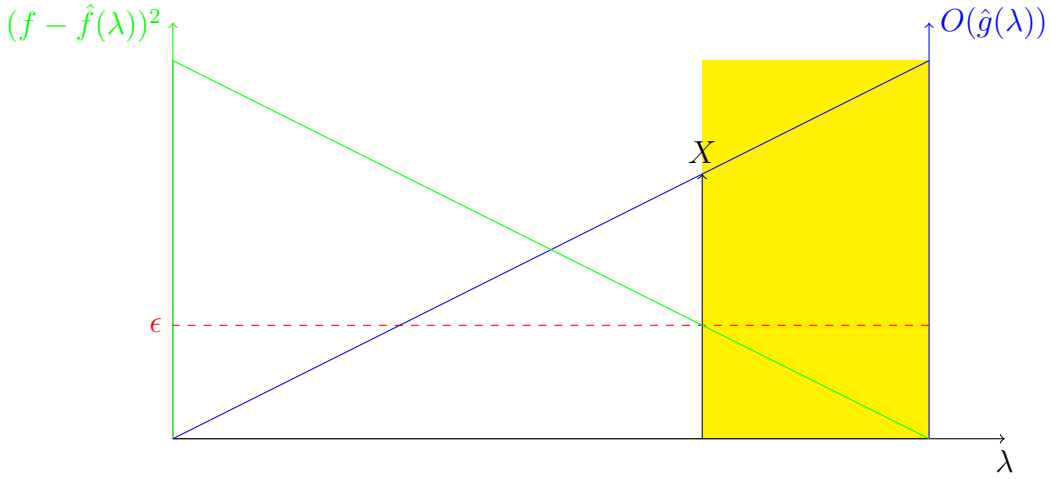


Abbildung 4.1.: Vereinfachte Darstellung der Wirkungsweise von λ auf $O(\hat{g}(\lambda))$ und $C(\hat{g}(\lambda))$. Für kleine λ dominiert die Information aus $O(\hat{g}(\lambda))$ (das bedeutet $O(\hat{g}(\lambda))$ ist sehr klein), für große λ ist die Differenz zwischen gemessenem und zurückgerechnetem Signal minimal. Der gelbe Bereich beschreibt die Menge an Lösungen, welche die Zwangsbedingung $C(\hat{g}(\lambda))$ erfüllen. Da $O(\hat{g}(\lambda))$ monoton mit λ ansteigt, minimiert die Lösung X mit dem kleinsten λ innerhalb des gelben Bereichs die Objektfunktion. Für diese Lösung gilt offensichtlich $C(\hat{g}(\lambda)) = 0$ (da $(f-\hat{f}(\lambda))^2/\epsilon = 1$).

verwendet werden. $m < n$ ist der allgemeine Fall bei tomografischen Rekonstruktionsverfahren, bei der Bolometertomografie an ASDEX Upgrade kommen auf 3846 Basisfunktionen gerade einmal etwa 120 Sichtlinien.

Gleichung 4.15 eingesetzt in Gleichung 4.4 ergibt:

$$\hat{f}_i = \sum_{j=1}^{n} M_{ij} P_j, \tag{4.16}$$

und als Matrix-Gleichung:

$$\hat{\mathbf{f}} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{P}, \tag{4.17}$$

mit der Matrix $\mathbf{M}$:

$$M_{i,j} = E_i \int_{L_i} b_j(x,y) dl. \tag{4.18}$$

Die Zwangsbedingung C wird zu:

$$C(\mathbf{P}) = \frac{1}{m}(\mathbf{f} - \mathbf{M} \cdot \mathbf{P}) \cdot \mathbf{W} \cdot (\mathbf{f} - \mathbf{M} \cdot \mathbf{P}) - 1 = 0, \tag{4.19}$$

mit der Kovarianzmatrix $\mathbf{W}$. Unter der Annahme unkorrelierter Fehler der einzelnen Signale folgt aus Gleichung 4.14 für $\mathbf{W}$ folgende Form:

$$W_{i,j} = \begin{cases} 1/\epsilon_i^2, & \text{wenn } i = j, \\ 0, & \text{wenn } i \neq j. \end{cases} \tag{4.20}$$

Die diskrete Form der quadratischen Objektfunktion lässt sich schreiben als

$$O(\mathbf{P}) = \mathbf{P} \cdot \mathbf{H} \cdot \mathbf{P}, \tag{4.21}$$

mit der Matrix $\mathbf{H}$:

$$H_{ij} = \int [H(b_j) \cdot H(b_i)] dxdy. \tag{4.22}$$

Mit den oben aufgeführten Gleichungen reduziert sich das Minimierungsproblem auf folgende Funktion:

$$X(\mathbf{P}) = \mathbf{P} \cdot \mathbf{H} \cdot \mathbf{P} + \lambda(\mathbf{f} - \mathbf{M} \cdot \mathbf{P}) \cdot \mathbf{W} \cdot (\mathbf{f} - \mathbf{M} \cdot \mathbf{P}) = \text{Min.}, \tag{4.23}$$

für einen gegeben Startwert von λ. Es lässt sich zeigen, dass der Gradient von $X(\mathbf{P})$ an $\mathbf{P}$ gegeben ist durch $G(\mathbf{P})$ [12]:

$$G(\mathbf{P}) = (\lambda \mathbf{M}^T \cdot \mathbf{W} \cdot \mathbf{M} + \mathbf{H}) \cdot \mathbf{P} - \lambda \mathbf{M}^T \cdot \mathbf{W} \cdot \mathbf{f} = \mathbf{N} \cdot \mathbf{P} - \mathbf{L} \cdot \mathbf{f}. \tag{4.24}$$

$$\Rightarrow \mathbf{N} \cdot \mathbf{P} = \mathbf{L} \cdot \mathbf{f}. \tag{4.25}$$

$\mathbf{N}$ und $\mathbf{L}$ sind $n \times n$ bzw $n \times m$ Matrizen mit $m \leq n$. Durch Berechnung der inversen Matrix $\mathbf{N}^{-1}$ lässt sich das Tomografieproblem auf eine einzige Matrix-Vektor Multiplikation reduzieren:

$$\mathbf{P} = (\mathbf{N}^{-1}\mathbf{L})\mathbf{f} = \mathbf{T}\mathbf{f} \tag{4.26}$$

Die so gewonnene Lösung für $\mathbf{P}$ wird nun in die Zwangsbedingung $C(\mathbf{P})$ eingesetzt, sollte die Gleichung nicht erfüllt sein, wird λ iterativ angepasst. Beispielsweise bedeutet $C(\mathbf{P}) > 0$, dass die rekonstruierten Signale nicht gut genug mit den gemessenen Daten übereinstimmen und das Profil überglättet wurde. Infolgedessen wird λ bei der nächsten Iteration erhöht, um den Einfluss der Objektfunktion zu mindern. Dies wird ebenfalls solange fortgesetzt, bis ein gegebener Wert für die Differenz zwischen altem und neuem λ unterschritten wird.

Die oben beschriebene Methode findet der Zwangsbedingung und Objektfunktion entsprechend eine Lösung des Tomografieproblems, jedoch sind negative Werte von P_i nicht ausgeschlossen. Es ist möglich, bei der Lösung von Gleichung 4.24 eine Nichtnegativitäts-Bedingung einzufügen. Zur Lösung dieses Problems bedient man sich dem Gradientenverfahren, oder auch Verfahren des steilsten Abstiegs genannt. Bei diesem Verfahren schreitet man schrittweise von dem gewählten Startwert in Richtung des steilsten Abstiegs, also in Richtung des negativen Gradienten, fort und

nähert sich so dem Minimum an. Dabei wird der Gradient durch einen modifizierten Gradientenvektor ersetzt [33]:

$$\tilde{G}_i(\mathbf{P}) = 0 \text{ falls } P_i = 0 \text{ und } G_i(\mathbf{P}) > 0. \tag{4.27}$$

Durch diese Modifizierung wird sichergestellt, dass alle P_i welche bereits Null sind (das bedeutet die Gewichtung der Basisfunktion ist ebenfalls Null), bei der nächsten Iteration nicht in den negativen Bereich geraten, was eine negative Strahlungsdichte zur Folge hätte. Dies bedeutet jedoch nicht, dass negative P_i' ausgeschlossen werden können.

Nun erfolgt ein Iterationsschritt in die Richtung des Gradientenvektors, also:

$$\mathbf{P'} = \mathbf{P} + \mathbf{z} \cdot \tilde{G}(\mathbf{P}). \tag{4.28}$$

An diesem Punkt soll gelten:

$$G(\mathbf{P'}) \cdot \tilde{G}(\mathbf{P}) = 0. \tag{4.29}$$

Durch Einsetzen der Gleichung 4.24 in Gleichung 4.28 und 4.29 erhält man mit $\tilde{G}(\mathbf{P}) \cdot \tilde{G}(\mathbf{P}) = \tilde{G}(\mathbf{P}) \cdot G(\mathbf{P})$ für $\mathbf{z}$:

$$\mathbf{z} = -\mathbf{N}^{-1}. \tag{4.30}$$

Sollte $\mathbf{P'}$ am Ende eines Iterationsschrittes trotz des modifizierten Gradientenvektors negative Elemente beinhalten, werden diese gleich Null gesetzt. Die Iteration wird solange fortgesetzt, bis $|\mathbf{P'} - \mathbf{P}|$ einen vorgegebenen Wert unterschreitet.

Die in dieser Arbeit verwendete Methode benutzt keine Nichtnegativitäts-Bedingung. Auch wenn diese physikalisch sinnvoll ist, unterdrückt sie sehr stark die Wirkung der Objektfunktion (Kapitel 4.2.2), dessen Parameter im Rahmen dieser Arbeit neu berechnet wurden. Um den Effekt also zu verdeutlichen, wird auf die Nichtnegativitäts-Bedingung verzichtet. Des Weiteren führte die testweise Verwendung einer solchen Bedingung bei einem Großteil der im Verlauf dieser Arbeit untersuchten Entladung zu einer ausbleibenden Konvergenz des Tomografie-Verfahrens, sowohl mit neuen als auch mit alten Diffusionskoeffizienten (Kapitel 4.2.2, 5).

4.2.2. Objektfunktionen

Die Wahl der Objektfunktion sollte dem Tomografieproblem angemessen getroffen werden, da sie ein maßgebender Faktor zur Qualität des Ergebnisses ist. Der sogenannte "Smoothness-Operator" beschreibt die Unebenmäßigkeit des Profils $\hat{g}$ und hat die folgende Form [13]:

$$O(\hat{g}) = \int \left[c_0 \hat{g}^2 + c_x (\frac{\partial \hat{g}}{\partial x})^2 + c_y (\frac{\partial \hat{g}}{\partial y})^2 + c_{xx} (\frac{\partial^2 \hat{g}}{\partial x^2})^2 + 2c_{xy} (\frac{\partial^2 \hat{g}}{\partial x \partial y})^2 + c_{yy} (\frac{\partial^2 \hat{g}}{\partial^2 y})^2 \right] dxdy \tag{4.31}$$

Die Parameter c sind dabei frei wählbar und können dem jeweiligen Problem angepasst werden. Die einzelnen Terme haben Einfluss auf unterschiedliche Eigenschaften des Profils $\hat{g}$. Der c_0-Term bevorzugt die Lösung mit den niedrigsten Werten, die erste Ableitung begünstigt Profile mit geringen Gradienten und die zweite Ableitung zwingt die Lösung möglichst glatt zu sein. Die Koeffizienten können für unterschiedliche Richtung unterschiedlich gewählt werden, was zu anisotropischer Glättung führt. Bei der Plasma-Tomografie in einem Tokamak ist zu erwarten, dass das Strahlungsdichteprofil auf geschlossenen magnetischen Flussflächen deutlich ebenmäßiger als senkrecht dazu ist. Aus diesem Grund wurde eine Objektfunktion mit anisotropischer Glättung auf Flussflächen eingeführt [10]:

$$O(\hat{g}) = \int [div(\vec{n}D_{\perp}\vec{n}(grad(\hat{g})) + div(\vec{t}D_{||}\vec{t}(grad(\hat{g}))]^2 dxdy. \tag{4.32}$$

Dabei sind $\vec{n}$ und $\vec{t}$ die Einheitsvektoren normal und tangential zu den magnetischen Flussflächen und $D_{\perp}$ und $D_{||}$ die entsprechenden Diffusionskoeffizienten, welche die Glättung definieren. Diese Regularisierungsmethode hat sich als sehr erfolgreich herausgestellt und wird an ASDEX Upgrade, sowie auch an anderen Einrichtungen(z.B. JET), verwendet. Diese Objektfunktion kann ganz ähnlich wie Gleichung 4.31 ebenfalls in kartesischen Koordinaten ausgedrückt werden:

$$O(\hat{g}) = \int \left[c_x(\frac{\partial \hat{g}}{\partial x})^2 + c_y(\frac{\partial \hat{g}}{\partial y})^2 + c_{xx}(\frac{\partial^2 \hat{g}}{\partial x^2})^2 + 2c_{xy}(\frac{\partial^2 \hat{g}}{\partial x \partial y})^2 + c_{yy}(\frac{\partial^2 \hat{g}}{\partial^2 y})^2 \right] dxdy. \tag{4.33}$$

Lediglich der c_0 Term fehlt, d.h. niedrige Werte werden nicht mehr bevorzugt. Allerdings ist zu beachten, dass die Koeffizienten c nun komplizierte Funktionen von den Diffusionskoeffizienten und der Flussflächengeometrie sind.

4.2.3. Basisfunktionen

Bei der Reihenentwicklung für die Emissionstomografie wird das Strahlungsdichteprofil $g(x, y)$ nach Basisfunktionen $b_j(x, y)$ entwickelt.

$$g(x, y) = \sum_j g_j b_j(x, y). \tag{4.34}$$

Es gibt verschiedene Arten von Basisfunktionen, die Bolometer-Tomografie an ASDEX Upgrade verwendet sogenannte lokale Basisfunktionen, auf die wir uns hier beschränken wollen. Lokale Basisfunktionen besitzen die Eigenschaft, in nur einem kleinen Bereich ungleich Null zu sein. Ein einfaches Beispiel für lokale Basisfunktionen stellen Pixel in einem Gitternetz dar:

$$b_j(x,y) = \begin{cases} 1 & \text{für } (x,y) \text{ innerhalb des Pixels j,} \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \tag{4.35}$$

Für die Tomographie an ASDEX Upgrade werden etwas kompliziertere Basisfunktionen verwendet, sie stellen eine bilineare Interpolation zwischen den Gitterpunkten dar und haben die Form einer Pyramide mit abgerundeten Ecken [12] (Abbildung 4.2). Auf einem gleichmäßigen Gitter können die Basisfunktionen folgendermaßen ausgedrückt werden

$$b_j(x,y) = t_x(x,x_j)t_y(y,y_j), \tag{4.36}$$

mit den Triangelfunktionen t_x und t_y

$$t_z(z,z_c) = \begin{cases} 0 & \text{für } z < z_c - \Delta z \\ \frac{z-z_c+\Delta z}{\Delta z} & \text{für } z_c - \Delta z \leq z < z_c \\ \frac{z_c+\Delta z-z}{\Delta z} & \text{für } z_c \leq z < z_c + \Delta z \\ 0 & \text{für } z \geq z_c + \Delta z \end{cases} = \begin{cases} 0 & \text{für } |z-z_c| \geq \Delta z \\ 1 - \frac{|z-z_c|}{\Delta z} & \text{für } |z-z_c| < \Delta z \end{cases} \tag{4.37}$$

dabei ist z durch x oder y zu ersetzen und Δz ist der Abstand zwischen den Gitterpunkten. Durch diese Art der Basisfunktionen wird ein kontinuierliches $g(x,y)$ sichergestellt [12]. Während bei den Pixel-Basisfunktionen g_j der durchschnittlichen Strahlungsdichte innerhalb des Pixels j entspricht, steht bei der bilinearen Interpolation g_j für den tatsächlichen Wert von g am Gitterpunkt (x_j, y_j) [12].

Die Anzahl der Gitterpunkte bestimmt die Auflösung des Rekonstruktionsergebnisses. An ASDEX Upgrade werden für die Bolometertomografie in der Regel 46 horizontale und 84 vertikale Gitterpunkte verwendet, also insgesamt 3864. Eine höhere Anzahl von Gitterpunkten benötigt längere Berechnungszeiten und würden nur in Kombination mit mehr Sichtlinien zu besseren Ergebnissen führen.

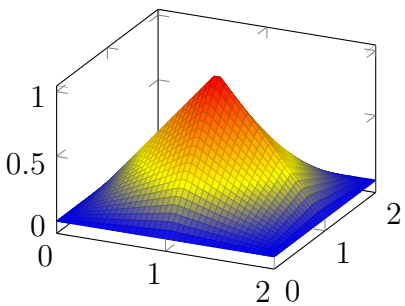


Abbildung 4.2.: Basisfunktion für den Gitterpunkt (1,1).

5. Modell für Diffusionskoeffizienten

Wie in Kapitel 4 beschrieben, wird das Ergebnis der Tomografie von der Wahl von $D_\perp$ und $D_{||}$ beeinflusst. an ASDEX Upgrade werden hierfür bisher empirische Werte benutzt, dabei wird der Rekonstruktionsraum in zwei Bereiche unterteilt, Hauptraum und Divertor. Für den Hauptraum gilt: $D_\perp = 0.1$ und $D_{||} = 1$, für den Divertor: $D_\perp = 1/7$ und $D_{||} = 1/7$. Durch diese Wahl werden im Hauptraum ansatzweise konstante Strahlungsdichten auf Flussflächen begünstigt und im Divertor größere Gradienten zugelassen. Da das Plasma für die von den Bolometern detektierte Strahlung optisch dünn ist, findet kein Strahlungstransport statt und die Diffusionskoeffizienten beschreiben die Diffusion der Strahlungsdichte nur im mathematischen Sinne. Über die Ausbreitung strahlungsverursachender Teilchen und physikalischer Effekte lässt sich jedoch ein Zusammenhang der Diffusionskoeffizienten mit geeigneten Plasmaparametern herstellen.

Bei einem Blick auf die alten Diffusionskoeffizienten fallen einige Schwachpunkte auf. Das konstante Verhältnis von parallel zu senkrecht im Hauptraum von 10 zu 1 ist im Allgemeinen über weite Teile des Plasmainneren deutlich zu niedrig, an der Gefäßwand jedoch ist ein Verhältnis von näherungsweise 1 zu 1 sinnvoll, da dort die Feldlinien nicht mehr geschlossen sind. Anhand von Plasmaparametern kann häufig auf erhöhte Strahlungsdichten geschlossen werden, beispielsweise bewirkt eine örtlich starke Emissivität (also auch starke Gradienten im Strahlungsdichteprofil) einen erhöhten Energieverlust, der sich in der dortigen Elektronentemperatur widerspiegelt. Fließen solche Informationen mit in die Diffusionskoeffizienten ein, ist es möglich, akkuratere Strahlungsdichteprofile zu rekonstruieren.

In Kapitel 2.4 wurden die wichtigsten zur Strahlung beitragenden Prozesse erläutert. Um nun ein Modell für die neuen Diffusionskoeffizienten zu entwickeln, müssen die verschiedenen beteiligten Teilchen und Abhängigkeiten von Plasmaparametern in Betracht gezogen werden. Bremsstrahlung beispielsweise wird durch Elektronen verursacht und hängt in einem reinen Wasserstoffplasma ($Z_{eff} = 1$) nur von der Elektronendichte n_e und der Elektronentemperatur T_e ab. Beide Parameter sind näherungsweise konstant auf Flussflächen, also ist auch von konstanter Strahlungsdichte auszugehen und das zu wählende Verhältnis der Diffusionskoeffizienten müsste dementsprechend hoch sein (im Bereich der Wärmeleitfähigkeit von Elektronen). Bei einigen der im Laufe der Arbeit betrachteten Entladungen spielt Linienstrahlung, verursacht von Verunreinigungsionen, eine wichtige Rolle (Kapitel 6.2), in diesem

Fall müsste das Verhältnis der Diffusionskoeffizienten durch den Transport von Verunreinigungsionen geprägt sein. Es gibt aber auch Phänomene in einem Plasma, welche stark lokalisierte Strahlungsspitzen verursachen, wie z.B. ein Marfe (Kapitel 6.1), in solchen Fällen kann nicht mehr von konstanten Strahlungsdichten auf Flussflächen ausgegangen werden. Die Schwierigkeit beim Entwickeln eines Modells für die neuen Diffusionskoeffizienten bestand also darin, einen praktikablen Kompromiss zu finden, welcher möglichst auf alle Szenarien anwendbar ist. Wichtig ist ebenfalls, dass die benötigten Parameter zur Berechnung in entsprechender Qualität vorhanden sind.

Nach einigen Tests hat sich als ein solcher Kompromiss die Temperaturleitfähigkeit von Wasserstoffionen herausgestellt. Durch die $T^{5/2}$-Abhängigkeit der parallelen Leitfähigkeit reagieren die Diffusionskoeffizienten empfindlich auf die Temperatur und durch die Wahl von Ionen anstatt Elektronen wird das Verhältnis von parallel zu senkrecht nicht zu extrem. Der neue Ansatz beruht also auf der Annahme, dass die Diffusion strahlender Strukturen in einem Plasma näherungsweise proportional[1]zur Temperaturleitfähigkeit von Wasserstoffionen in einem reinen Wasserstoffplasma mit $T_i = T_e$ ist. Die Parameter zur Berechnung der Ionentemperaturleitfähigkeit senkrecht und parallel zu den Feldlinien sind für die meisten Entladungen in guter Qualität vorhanden. Die neuen Diffusionskoeffizienten werden in Abhängigkeit eines normierten Radius ρ berechnet[2].

5.1. Senkrechte Diffusionskoeffizienten

Für die Diffusionskoeffizienten senkrecht zu den Flussflächen wird das Gyro-Bohm Modell verwendet.

$$D_\perp(\rho) = \chi_B(\rho) + \chi_{gB}(\rho) \tag{5.1}$$

Dieses Modell wurde heuristisch entwickelt, um den beobachteten Wärmetransport in Tokamakplasmen zu beschreiben. Es besteht aus zwei Teilen, dem Bohm-Term $\chi_B(\rho)$ und dem Gyro-Bohm-Term $\chi_{gB}(\rho)$, beide enthalten eine Abhängigkeit vom sogenannten Bohm-Diffusionskoeffizienten $\frac{cT_e}{eB_\phi}$, mit der Lichtgeschwindigkeit c, der Elementarladung e, der Elektronentemperatur T_e und dem toroidalen Magnetfeld B_ϕ. Zusätzlich enthalten die Terme dimensionslose Funktionen von Plasma-

[1] Wichtig ist es, zu beachten, dass lediglich das Verhältnis der Diffusionskoeffizienten eine Rolle spielt, allerdings nicht nur das Verhältnis von senkrecht zu parallel an einem Punkt, sondern auch der senkrechten bzw. parallelen Diffusionskoeffizienten untereinander. Werden alle Diffusionskoeffizienten des gesamten Rekonstruktionsraums mit dem selben Faktor multipliziert ändert sich das Ergebnis nicht, deswegen reicht eine Proportionalitätsannahme aus.

[2] ρ wird als normierter Radius verwendet, wobei gilt $\rho = \sqrt{\frac{\Psi-\Psi_0}{\Psi_S-\Psi_0}}$ mit dem poloidalen magn. Fluss Ψ. Der Index S kennzeichnet den Wert an der Separatrix, der Index 0 denjenigen auf der magnetischen Achse. Siehe auch Abbildung 5.9 für ein poloidales Profil von ρ.

parametern um die Abhängigkeit von zwei unterschiedlichen Turbulenz-Typen zu beschreiben [27] [6]:

$$\chi_B(\rho) = \alpha_{B,i} \frac{cT_e(\rho)}{eB_\phi} \frac{q(\rho)^2}{L_{p_e}(\rho)} L_T, \tag{5.2}$$

$$\chi_{gB}(\rho) = \alpha_{gB,i} \frac{cT_e(\rho)}{eB_\phi} \frac{1}{L_{T_e}(\rho)} \rho*, \tag{5.3}$$

mit dem Sicherheitsfaktor q:

$$q(\rho) = \frac{r(\rho)}{R} \frac{B_\phi}{B_\theta(\rho)}, B_\theta \text{ poloidales Magnetfeld}, \tag{5.4}$$

der normierten Gradientenlänge (a ist der kleine Plasmaradius) des Elektronendrucks p_e:

$$L_{p_e}(\rho) = \frac{p_e}{\frac{dp_e}{dr}} \frac{1}{a}, \tag{5.5}$$

der normierten Gradientenlänge der Elektronentemperatur

$$L_{T_e}(\rho) = \frac{T_e}{\frac{dT_e}{dr}} \frac{1}{a}, \tag{5.6}$$

dem normierten Lamor-Radius der Ionen

$$\rho* = \frac{\sqrt{2m_i k_B T_e}}{aZ_i eB_\phi}, \tag{5.7}$$

einem empirisch bestimmten Faktor, welcher eine Abhängigkeit vom Plasmarand beschreibt [7]

$$L_T = \frac{T_e(\rho = 0.8) - T_e(\rho = 1)}{T_e(\rho = 1)}, \tag{5.8}$$

und den ebenfalls empirisch bestimmten Vorfaktoren $\alpha_{B,i} = 1.6 \times 10^{-4}$ und $\alpha_{gB,i} = 1.75 \times 10^{-2}$ [6]. Der Bohm-Term ist proportional zum kleinen Plasmaradius a, und beschreibt damit Turbulenzen vom Bohm-Typ [5]. Simulationen haben gezeigt, dass der Bohm-Term zusätzlich über L_T von den Plasmarand-Bedingungen abhängen sollte [7]. Der Gyro-Bohm-Term, mit der proportionalen Abhängigkeit vom normierten Lamor-Radius, würde hinzugefügt, um das Modell auch auf kleinere Experimente anwenden zu können, da der bloße Bohm-Term zu niedrige Werte bei kleinen Pasmaradien a liefert. Er beschreibt Turbulenzen vom Gyro-Bohm-Typ.

Abbildung 5.1 zeigt ein Beispiel für $D_\perp(\rho)$. Die hohen Werte am Plasmarand haben ihren Ursprung in der Abhängigkeit von der normierten Gradientenlänge des Elektronendrucks und der Elektronentemperatur, jedoch fallen diese Maxima

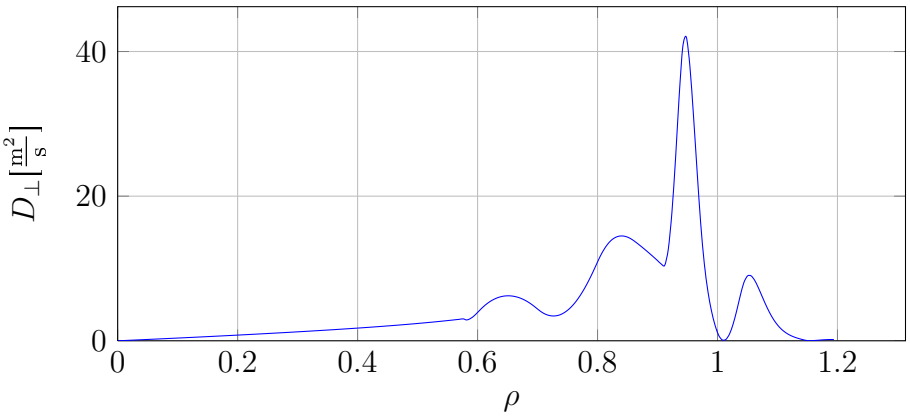


Abbildung 5.1.: $D_\perp(\rho)$, Entladung 25784, t = 2.4s

letztendlich durch die angewandten Randbedingungen kaum ins Gewicht (Kapitel 5.3).

5.2. Poloidale Diffusionskoeffizienten

Die Bolometer-Tomographie berechnet ein Strahlungsdichteprofil des Plasmas in einem poloidalen Querschnitt, schlussfolgernd müssen auch die Diffusionskoeffizienten in diese Ebene projiziert werden. Das bedeutet, die $D_{||}$ sind richtigerweise als "poloidale" Diffusionskoeffizienten zu bezeichnen und bestehen somit aus einer Summe der Diffusionskoeffizienten parallel und senkrecht zu den Feldlinien, dessen Vorfaktoren durch die Projektion der Feldliniengeometrie in die poloidale Ebene gegeben sind. Die poloidale Projektion der Feldliniengeometrie lässt sich mithilfe des Sicherheitsfaktors q, des kleinen Plasmaradius r und des großen Plasmaradius (Torusradius) R berechnen (Abbildung 5.2). Während eines poloidalen Umlaufs mit Radius r werden q toroidale Umläufe mit Radius R vollführt, die Gesamtstrecke beträgt also $\sqrt{q^2R^2 + r^2}$. Der Vorfaktor für die parallelen Diffusionskoeffizienten ist damit durch $\sqrt{\frac{r^2}{r^2+q^2R^2}}$ und der Vorfaktor für die senkrechten Diffusionskoeffizienten durch $\sqrt{\frac{q^2R^2}{r^2+q^2R^2}} = \sqrt{1 - \frac{r^2}{r^2+q^2R^2}}$ gegeben.

Für die poloidalen Diffusionskoeffizienten $D_{||}$ (im Folgenden wieder als parallele Diffusionskoeffizienten bezeichnet) ergibt sich dann:

$$D_{||}(\rho) = \chi_p(\rho)\sqrt{\frac{r(\rho)^2}{r(\rho)^2 + q(\rho)^2R^2}} + \chi_s(\rho)\sqrt{1 - \frac{r(\rho)^2}{r(\rho)^2 + q(\rho)^2R^2}} \tag{5.9}$$

$$\text{mit } r(\rho) \approx \rho a. \tag{5.10}$$

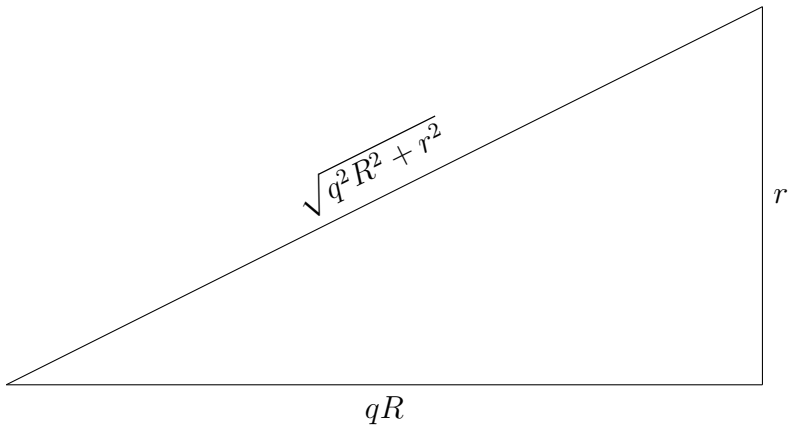


Abbildung 5.2.: Geometrie einer Feldlinie, während eines poloidalen Umlaufs mit Radius r werden q toroidale Umläufe mit Radius R vollführt. Die Gesamtstrecke ist also durch $\sqrt{q^2R^2+r^2}$ gegeben.

Dabei ist $\chi_p(\rho)$ die Temperaturleitfähigkeit parallel zu den Feldlinien nach Spitzer (Kapitel 2.1) mit einem Korrekturterm für hohe thermische Geschwindigkeiten [4]:

$$\chi_p(\rho) = \chi_{Sp}(\rho)\frac{1}{\sqrt{1+(3.16\frac{\upsilon_{th,i}(\rho)}{\nu_{ii}(\rho)L_c(\rho)})^2}} \tag{5.11}$$

mit der Connection-Length $L_c(\rho) = 2\pi Rq(\rho)$ der thermischen Geschwindigkeit der Ionen $\upsilon_{th,i}$und der Ionenstoßfrequenz ν_{ii}.

Abbildung 5.3 zeigt ein Beispiel für $D_{||}(\rho)$:

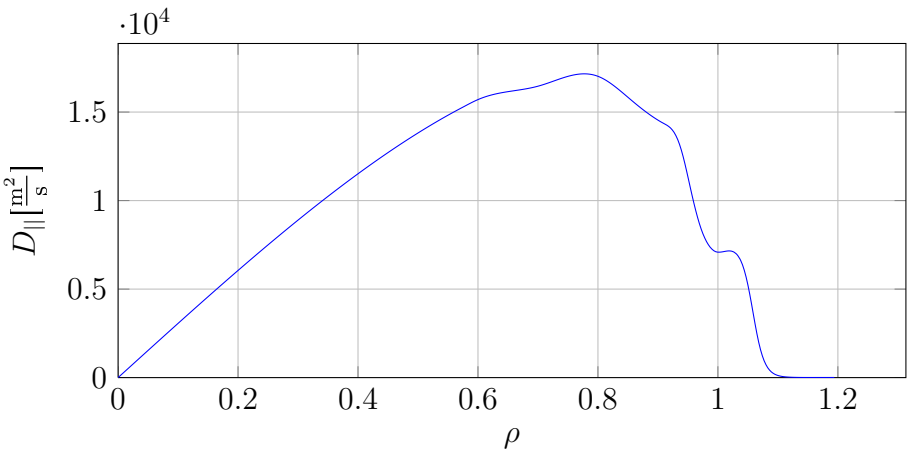


Abbildung 5.3.: $D_{||}(\rho)$, Entladung 25784, t = 2.4s

5.3. Randbedingungen

Da bei der Tomographie der Ortsbereich der Rekonstruktion über die Gefäßwand hinaus geht, müssen für die Diffusionskoeffizienten geeignete Randbedingungen gesetzt werden. Ein weiterer Grund für die Notwendigkeit von Randbedingungen sind die stark abfallenden Werte für $D_{||}$ am Plasmarand. Wird das Verhältnis von $D_{||}$ innerhalb der Separatrix zu den Werten am Plasmarand zu groß reagiert die Rekonstruktion empfindlich auf Messfehler und es entstehen starke Artefakte außerhalb der Separatrix. Zudem müssen noch die Diffusionskoeffizienten für den Divertor-Bereich festgelegt werden. Die experimentell bestimmten Werte besitzen dort keine Gültigkeit, da die Flussflächen dort ebenfalls nicht geschlossen sind. Allgemein sind im Divertor, speziell an den Strike-Points, stärkere Gradienten des Strahlungsdichteprofils als im übrigen Plasma zu erwarten (Kapitel 2.3), weshalb es sich empfiehlt, für diesen Bereich geringere Diffusionskoeffizienten zu setzten.

5.3.1. Hauptraum

Wie oben beschrieben, müssen für die Diffusionskoeffizienten im Hauptraum geeignete Randbedingungen gefunden werden. Es macht Sinn, dass $D_{||}$ und $D_{\perp}$ außerhalb der Separatrix den selben Wert anstreben sollten, da die Flussflächen dort nicht mehr geschlossen sind. Diese Möglichkeit bietet folgende Funktion:

$$D_{neu} = D_{alt} - (\Delta D) f(\rho), \tag{5.12}$$

mit

$$\Delta D = D_{alt} - D_{Rand} \tag{5.13}$$

und

$$f(\rho) = \left(\frac{tanh(\frac{1}{b}(\rho - \rho_{Rand})) + 1}{2} \right)^2 . \tag{5.14}$$

Mit dem Randwert D_{Rand}, ρ_{Rand} von ρ an dem der Übergang stattfinden soll und der Breite b. Für die tomografische Rekonstruktion haben sich $\rho_{Rand} = 1.05$ und $b = 0.1$ als geeignete Werte herausgestellt. Die Funktion $f(\rho)$ dann die in Abbildung 5.4 zu sehende Form.

Wie man in Abbildung 5.4 erkennen kann bleiben die Diffusionskoeffizienten im Plasmainneren größtenteils unverändert, erst kurz vor der Separatrix nimmt der Einfluss der Funktion zu. Diese Funktion wird lediglich auf $D_{\perp}$ angewendet, für $D_{||}$ verwenden wir die einfache Randbedingung, dass $D_{||}$ nicht unter den Randwert fallen darf, ansonsten wird er durch diesen ersetzt.

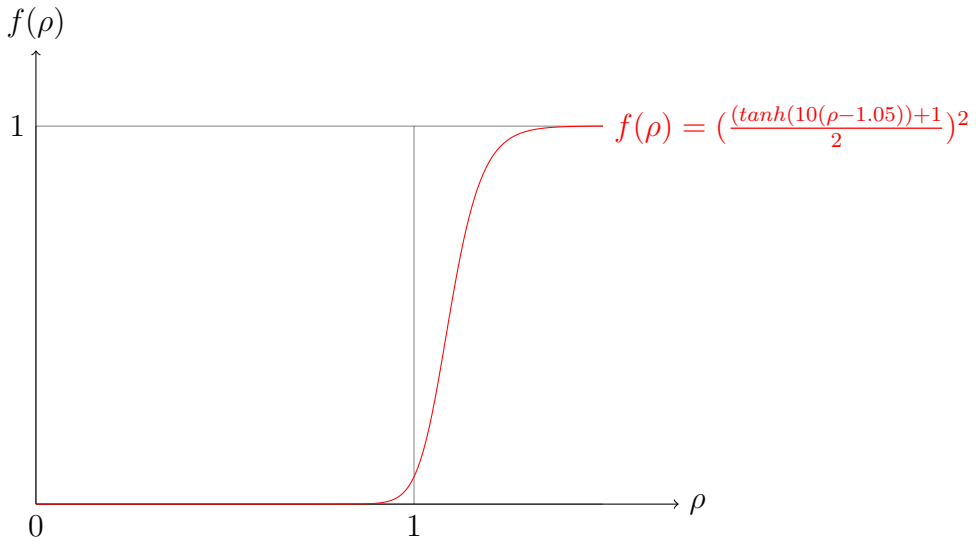


Abbildung 5.4.: $f(\rho)$

D_{Rand} muss klein genug sein, um die zu erwartenden großen Gradienten am Plasmarand im Vergleich zum Plasmainneren zuzulassen, jedoch groß genug, um Artefakten vorzubeugen. Als geeigneter Wert für D_{Rand} hat sich der halbe Mittelwert von $D_{||}$ herausgestellt. Abbildung 5.5 und 5.6 zeigen die angepassten Diffusionskoeffizienten.

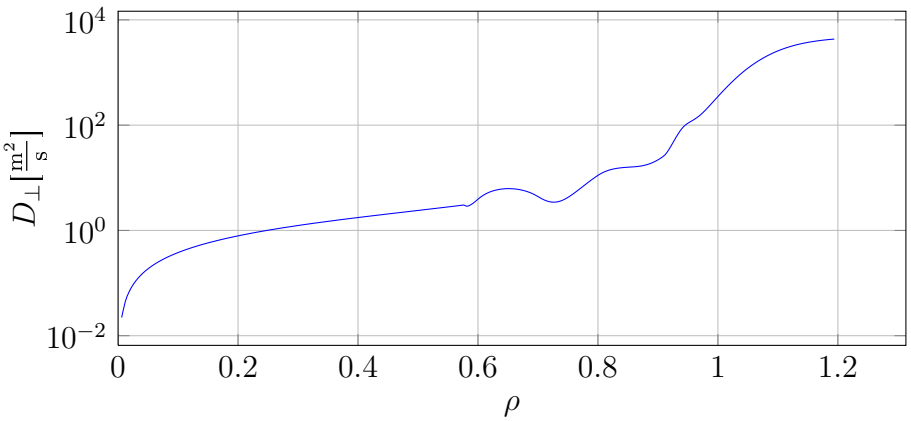


Abbildung 5.5.: $D_\perp(\rho)$ mit Randbedingungen, Entladung 25784, t = 2.4s

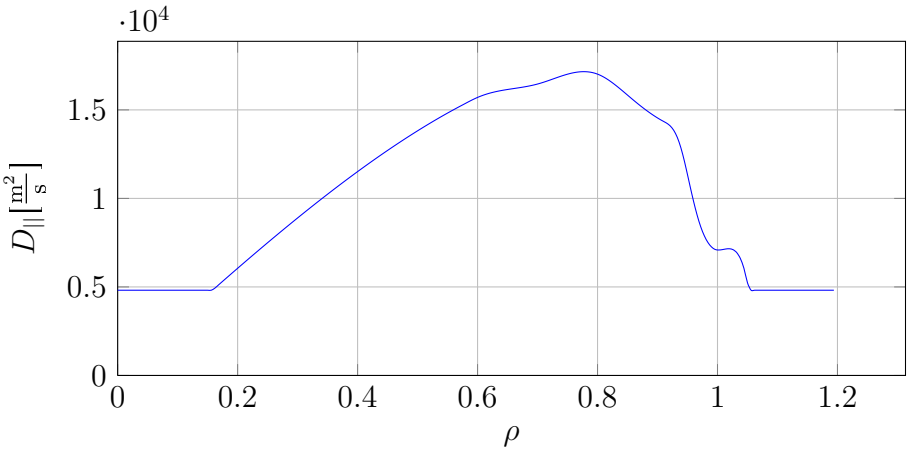


Abbildung 5.6.: $D_{||}(\rho)$ mit Randbedingungen, Entladung 25784, t = 2.4s

5.3.2. Divertor-Bereich

Für den Übergang zum Divertorbereich wird eine ähnliche Funktion wie oben benutzt:

$$D_{neu} = D_{alt} - (D_{alt} - D_{Divertor})\frac{tanh(20(\Delta x - 2.08m)) + 1}{2} \tag{5.15}$$

Dabei ist Δx der poloidale Abstand in Meter von D_{alt} zu einem Fixpunkt am oberen Rand des Rekonstruktionsbereiches[3]. Dies bewirkt einen leicht gewölbten Übergang in den Divertorbereich bei $z = -91cm$, was für die meisten Entladungen mit Divertorkonfiguration knapp oberhalb des X-Punktes liegt. Diese Randbedingung wird sowohl auf die senkrechten als auch auf die poloidalen Diffusionskoeffizienten angewendet. Als geeigneter Wert für $D_{Divertor}$ hat sich $D_{Rand}/10$ herausgestellt. Abbildungen 5.7, 5.8 und 5.9 und zeigen die Diffusionskoeffizienten sowie die Werte für ρ über den gesamten Rekonstruktionsbereich.

[3]Kartesische Koordinaten: R = 1.55m, z = 1.17m, Koordinatenursprung in der Mitte des Torus.

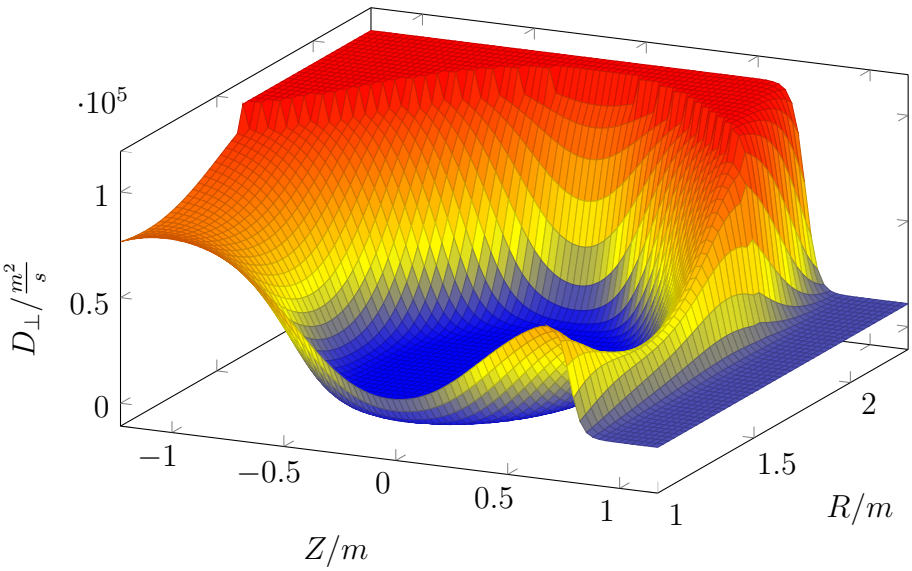


Abbildung 5.7.: Profil $D_\perp(R, Z)$ mit Randbedingungen, gesamter Rekonstruktionsbereich, Entladung 25820, t = 2.4s

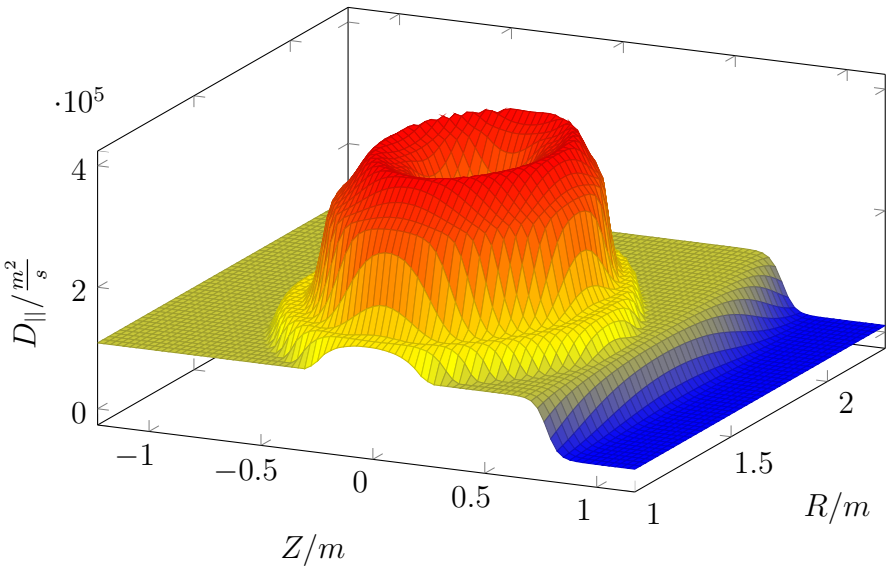


Abbildung 5.8.: Profil $D_{||}(R, Z)$ mit Randbedingungen, gesamter Rekonstruktionsbereich, Entladung 25820, t = 2.4s

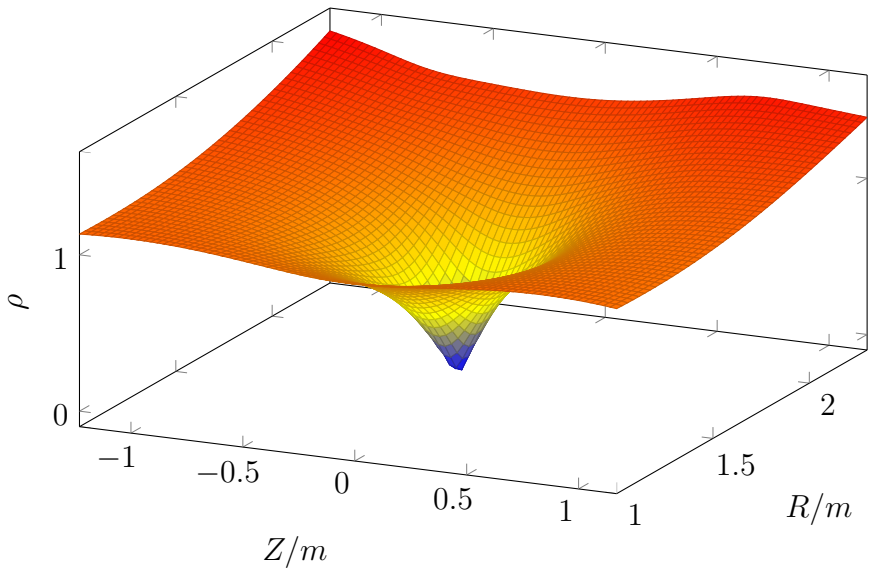


Abbildung 5.9.: Profil $\rho(R, Z)$ mit Randbedingungen, gesamter Rekonstruktionsbereich, Entladung 25820, t = 2.4s

6. Experimentelle Auswertung

Zur Bewertung der neuen Diffusionskoeffizienten wurden Entladungen der Schuss-Kampagne 2009/2010 sowie 2010/2011 an ASDEX Upgrade untersucht. Beim Auswahlprozess der Entladungen wurde vor allem Wert darauf gelegt, Entladung mit auffälligen Strahlungsdichteprofilen, bei denen die tomografische Rekonstruktion bisher zu unbefriedigenden Ergebnissen geführt hat, auszusuchen. Es wurden aber auch "Standard"-Entladungen betrachtet, um die Funktionalität der neuen Diffusionskoeffizienten zu überprüfen.

Nach der Selektion der Entladungen mussten zunächst die Messdaten der Detektoren untersucht werden, um Kanäle mit fehlerhaften Messdaten für die Tomografie zu deaktivieren. Die Fehler können dabei zahlreiche Ursachen haben, beispielsweise "Sättigung" eines Detektors, das bedeutet, ab einer gewissen Strahlungsleistung liefern die Messdaten nur noch einen konstanten Wert, deutlich niedriger als die tatsächlich einfallende Strahlungsleistung. Dies passiert häufig bei Strahlungsspitzen, speziell in Bereichen, in denen üblicherweise niedrigere Strahlungsdichten vorherrschen. Eine weitere häufige Fehlerquelle ist die ICRH (Ion Cyclotron Resonance Heating), welche aufgrund intensiver Streufelder für verrauschte Signale sorgt. Des Weiteren konnten im Verlauf der Arbeit systematisch wiederkehrende Artefakte in den Rekonstruktionen beobachtet werden, deren Ursache darauf zurückzuführen war, dass Signale falschen Sichtlinien zugeordnet wurden.

Die neuen Diffusionskoeffizienten wurden nach Kapitel 5 berechnet, aus numerischen Gründen auf $D_{max} = 1$ normiert und dem Parameterfile für die Tomografie übergeben. Die Rekonstruktionen mit den neuen und alten Diffusionskoeffizienten erfolgten jeweils mit dem selben Startwert $\lambda = 0.5$ und relativem abgeschätzten Fehler $\epsilon_i = 0.05 f_i$ (siehe Kapitel 4.2).

Die geringe Auflösung der rekonstruierten Profile von 46x84 Pixel wurde in der Darstellung der Strahlungsdichteprofile in dieser Arbeit per Interpolation geglättet. Die Strahlungsdichte ist farblich dargestellt, dabei sind die Werte der Farbskala in W/m^3 angegeben. Da bei der Rekonstruktion auf eine Nicht-Negativitäts-Bedingung verzichtet wurde (Kapitel 4.2), sind in den meisten Profilen Bereiche mit negativen Werten zu sehen. Negative Werte sind physikalisch nicht sinnvoll und es wurden große Bemühungen unternommen, die Ursachen zu eliminieren. Jedoch konnten sie nicht vollständig beseitigt werden, da oftmals Messungenauigkeiten über eine Verkettung zu negativen Bereichen entfernt von der eigentlich verantwortlichen Sichtlinie führen. Der Farbton außerhalb des Gefäßraums ist der jeweilige Nullpunkt der Farbskala.

Eine qualitative Beurteilung der Rekonstruktionsergebnisse gestaltet sich schwierig, da es keine "richtige" Lösung zum Vergleich gibt, vielmehr müssen die berechneten Profile untereinander und mit der theoretisch erwarteten Strahlungsverteilung verglichen werden. Dies soll im Folgenden für einige ausgewählte Entladungen und Zeitpunkte durchgeführt werden, anhand deren die Wirkungsweise der neuen Diffusionskoeffizienten dargestellt werden kann.

6.1. Entladung 25784, Marfe

Bei der Entladung 25784 vom 09.12.09 sollte die Destabilisierung von einer MHD-Instabilität, sogenannten Sägezähnen [24] mithilfe von ECCD (Electron Cyclotron Current Drive)[21] getestet werden. Unter Sägezähnen versteht man das Oszillieren einiger Plasmaparamter (Dichte, Temperatur, etc.) in einer sägezahnartigen Wellenform. Dieses Phänomen tritt in Bereichen auf, in denen der Plasmastrom groß genug ist um für den Sicherheitsfaktor q kleinere Werte als 1 zu erreichen, also typischerweise im Zentrum des Plasmas. Durch zu viel eingelassenes Gas bildete sich jedoch ein Marfe [18] (Multi-Faceted-Radiation-From-the-Edge) aus. Ein Marfe ist ein auf der Hochfeldseite lokalisiertes, toroidal symmetrisches Randphänomen in einem Plasma, geprägt durch erhöhte Elektronen- und Strahlungsdichte sowie verminderte Elektronentemperatur. Marfes können entstehen, falls die Elektronendichte n_e einen Schwellenwert n_{Marfe} überschreitet [18]. Die Ursache des Marfes ist eine lokale Strahlungsinstabilität, das bedeutet, ein Absinken der Temperatur verursacht eine höhere abgestrahlte Leistung ($\frac{dP}{dT} < 0$), was wiederum zu einer verstärkten Kühlung führt. Im Bereich von 50-100 eV ist dies aufgrund der nicht monotonen Abhängigkeit der Linienstrahlung von der Temperatur möglich. Kann das weitere Absinken der lokalen Temperatur nicht durch einen erhöhten Wärmetransport ausgeglichen werden entsteht ein Marfe [17].

Der zeitliche Verlauf wichtiger Plasmaparameter ist in Abbildung 6.1 zu sehen. Auffallend ist der starke Anstieg der gesamten Strahlungsleistung P_{radtot} ab dem Zeitpunkt $t = 1.5$s, welcher auf das Auftreten des Marfes zurückzuführen ist. Dabei ist anzumerken, dass die in Abbildung 6.1 dargestellte totale Strahlungsleistung durch Volumenintegration der rekonstruierten Strahlungsdichteprofile (mit alten Diffusionskoeffizienten) gewonnen wurde und damit nur bedingt als Vergleichswert verwendbar ist.

Tomografische Rekonstruktionen des Strahlungsdichteprofils mit alten und neuen Diffusionskoeffizienten von $t = 1.2$s bis $t = 2.4$s in Abständen von $\Delta t = 0.1$s sind in Abbildung 6.2 und 6.3 zu sehen. Über einigen Rekonstruktionen mit alten Diffusionskoeffizienten ist "ERROR" zu lesen, dies bedeutet, dass innerhalb der gegebenen 10 Iterationen die geforderte Konvergenz nicht erreicht wurde, das dargestellte Ergebnis entspricht dann der Lösung nach der 10ten Iteration. Die Rekonstruktionen mit neuen Diffusionskoeffizienten konvergierten alle innerhalb der 10 Iterationen.

Um einige Unterschiede der Rekonstruktionsergebnisse und deren Zusammenhang mit den Diffusionskoeffizienten genauer betrachten zu können, untersuchen wir nun die Zeitpunkte $t = 1.2$s und $t = 1.7$s der Entladung im Detail.

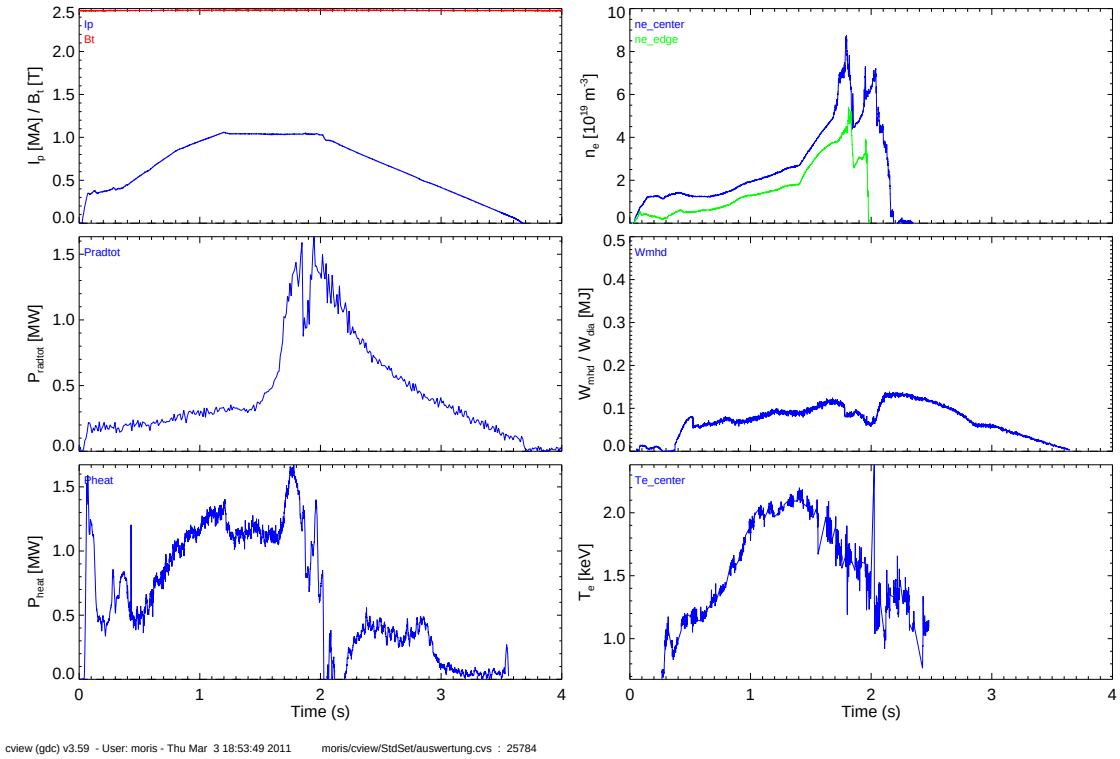


Abbildung 6.1.: Entladung 25784: zeitlicher Verlauf des Plasmastroms I_p, des toroidalen Magnetfeldes B_t, der Elektronendichte n_e im Zentrum und am Plasmarand, der totalen Strahlungsleistung des Plasmas $P_{radtotal}$, gespeicherte Energie W_{mhd}, der Heizleistung P_{heat} und der Elektronentemperatur T_e im Zentrum des Plasmas.

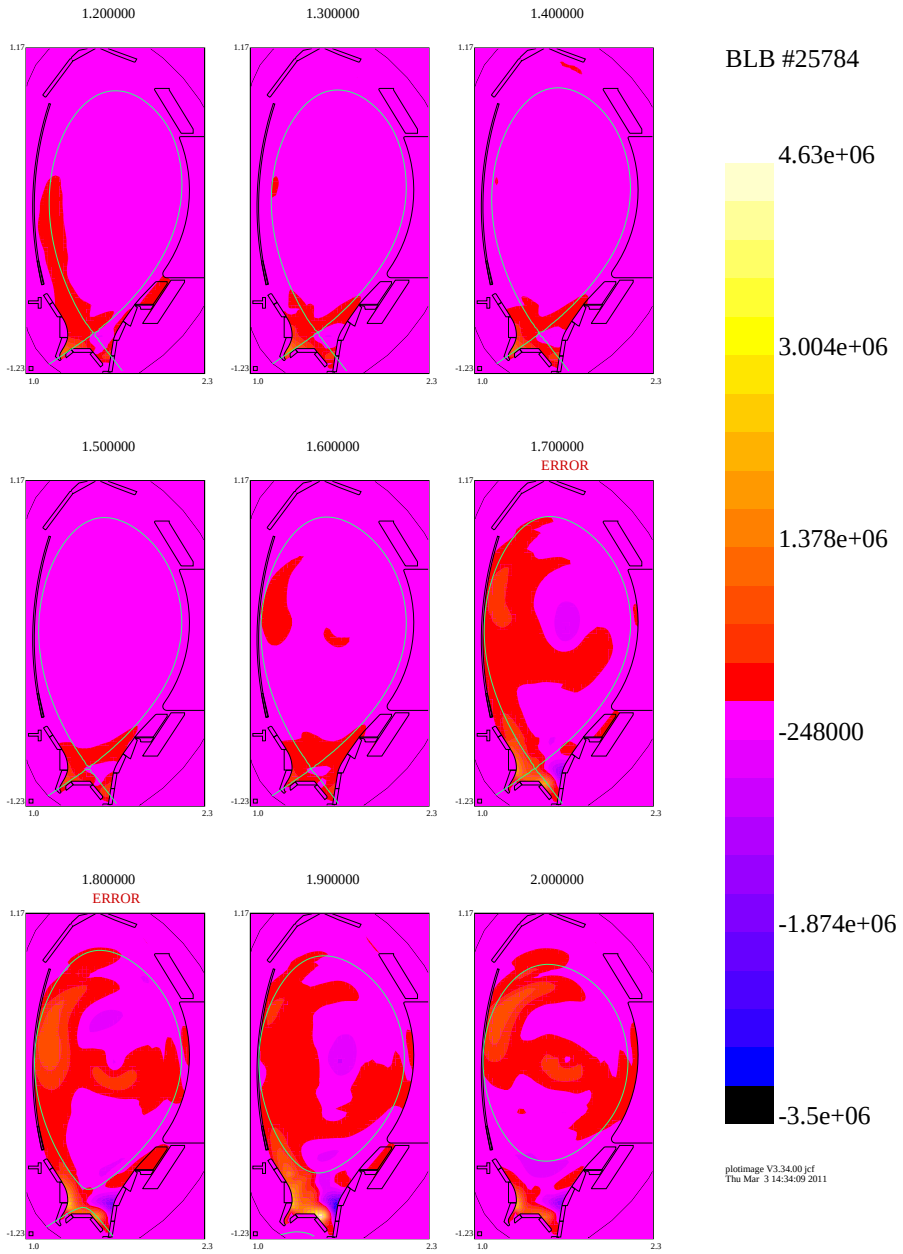


Abbildung 6.2.: Zeitentwicklung des Strahlungsdichteprofils der Entladung 25784 mit alten Diffusionskoeffizienten, Skala in W/m^3

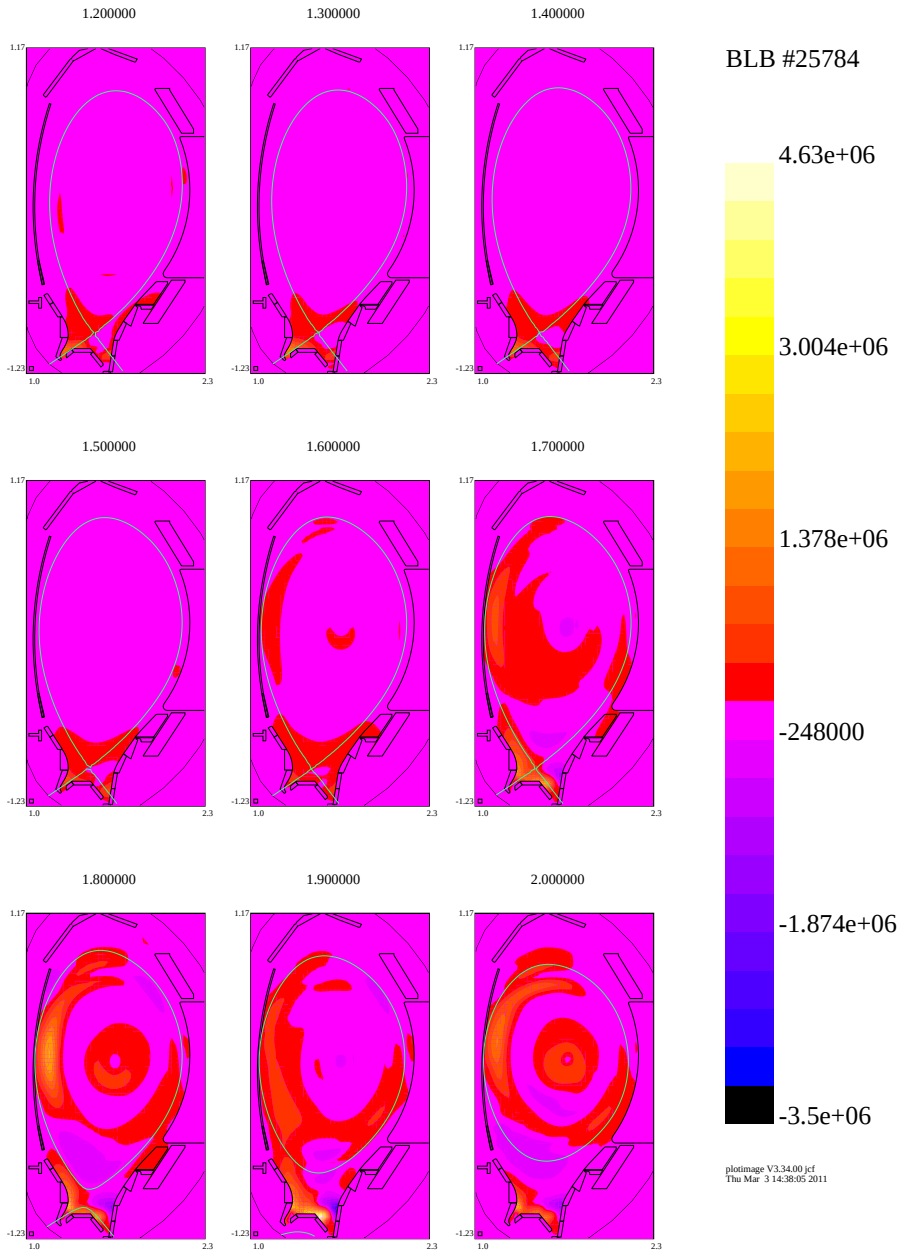


Abbildung 6.3.: Zeitentwicklung des Strahlungsdichteprofils der Entladung 25784 mit neuen Diffusionskoeffizienten, Skala in W/m^3

6.1.1. Zeitpunkt 1.2s

Zum Zeitpunkt $t = 1.2$s weist die Entladung noch keine außerordentlichen Besonderheiten auf. Die in Abbildung 6.5 zu sehenden Profile der Plasmaparameter und der damit berechneten Diffusionskoeffizienten entsprechen denen einer typischen H-Mode (vergleiche Kapitel 6.3). Die gemessenen Sichtlinien der Bolometerdetektoren sind in Abbildung 6.4 zu sehen, dabei ist anzumerken, dass nur diejenigen Sichtlinien zu sehen sind, welche zur tomografischen Rekonstruktion verwendet wurden.

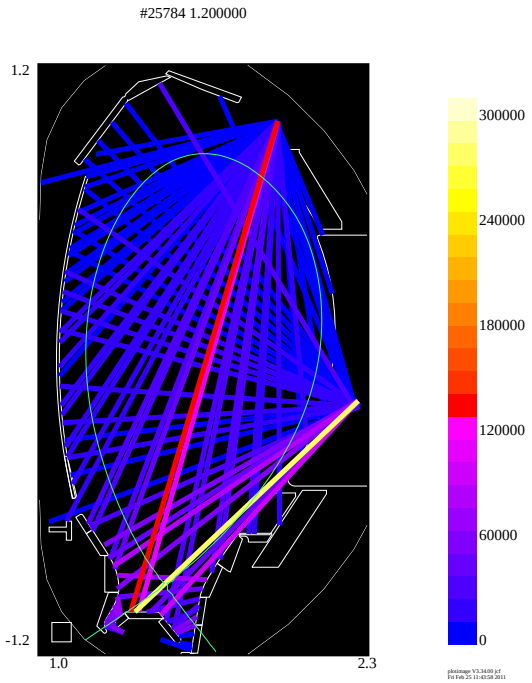
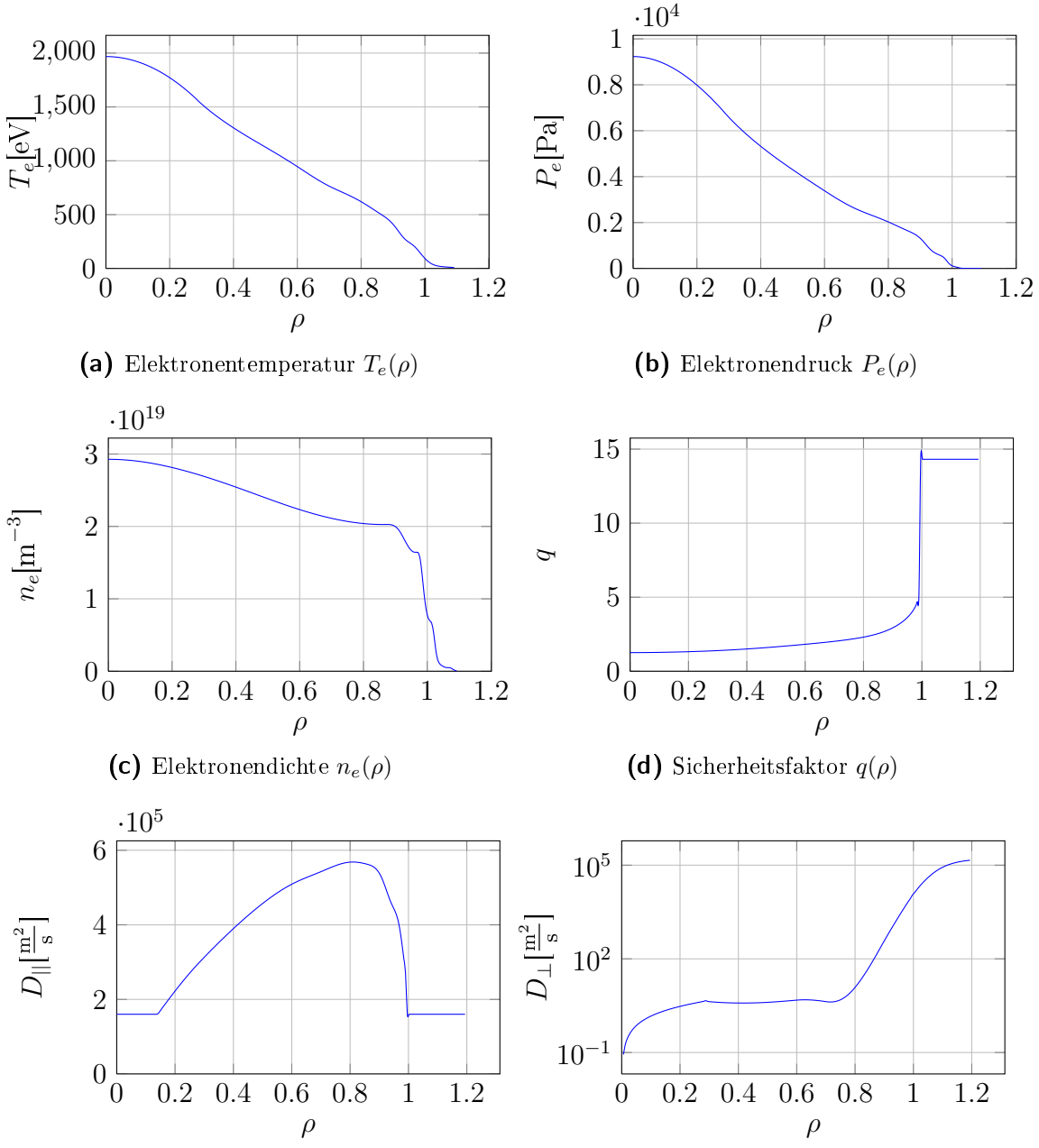


Abbildung 6.4.: Geometrie der Sichtlinien und farblich dargestellte Messwerte (in W/m^2), Entladung 25784, $t = 1.2$s

Auffallend, im Vergleich zu den alten Diffusionskoeffizienten, ist das extreme Verhältnis von parallel zu senkrecht innerhalb des Hauptraumes. War es bisher bei 10 zu 1, werden nun Werte von bis zu 10^5 zu 1 erreicht. Die daraus resultierende unterdrückende Wirkung auf Gradienten der Strahlungsdichte auf Flussflächen ist beim direkten Vergleich in Abbildung 6.6 deutlich zu erkennen. Besonders im Bereich um den X-Punkt beschreibt die Strahlungsdichteverteilung des alten Rekonstruktionsergebnisses eine auffällige Form: Erwartungsgemäß treten im Divertor an den Strikepoints und dem X-Punkt erhöhte Strahlungsdichten auf, in Abbildung 6.6 a) jedoch ist auf der Hochfeldseite an der Gefäßwand über dem Strikepoint eine weitere Strahlungsspitze zu erkennen, welche starke Gradienten auf den Flussflächen bis über die Separatrix hinaus verursacht. Diese Strahlungsspitze ist vermutlich ein Artefakt, verursacht durch einen zu hohen Messwert der dort auftreffenden Sichtlinie (vergleiche Abbildung 6.4) oder aber durch die Kompensation des großflächigen negativen Bereichs auf der unteren Niederfeldseite. In Abbildung 6.6 b) ist zu erkennen, dass die Strahlungsspitze sowie der große negative Bereich mithilfe der neuen Diffusionskoeffizienten erfolgreich reguliert werden konnten.

Ein weiterer häufig auftretender Effekt ist ein Anstieg der maximalen Strahlungsleistung, jedoch nur im positiven Bereich, Negativ-Peaks werden durch die neuen Diffusionskoeffizienten in der Regel verringert. Auch beim Vergleich der Profile in Abbildung 6.6 lässt sich die Abschwächung des Negativ-Peaks im Divertor gut erkennen. Das Auftreten eines Negativ-Peaks im Divertor kommt bei denen in dieser Arbeit untersuchten Entladungen gehäuft vor. Die Ursache des Problems liegt vermutlich in einer unter bestimmten Umständen fehlerhaften Messung eines Detektorkanals im Divertor, konnte aber im Rahmen dieser Arbeit nicht abschließend geklärt werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass das Rekonstruktionsergebnis der neuen Diffusionskoeffizienten das theoretisch erwartete Strahlungsdichteprofil besser beschreibt.



(a) Elektronentemperatur $T_e(\rho)$

(b) Elektronendruck $P_e(\rho)$

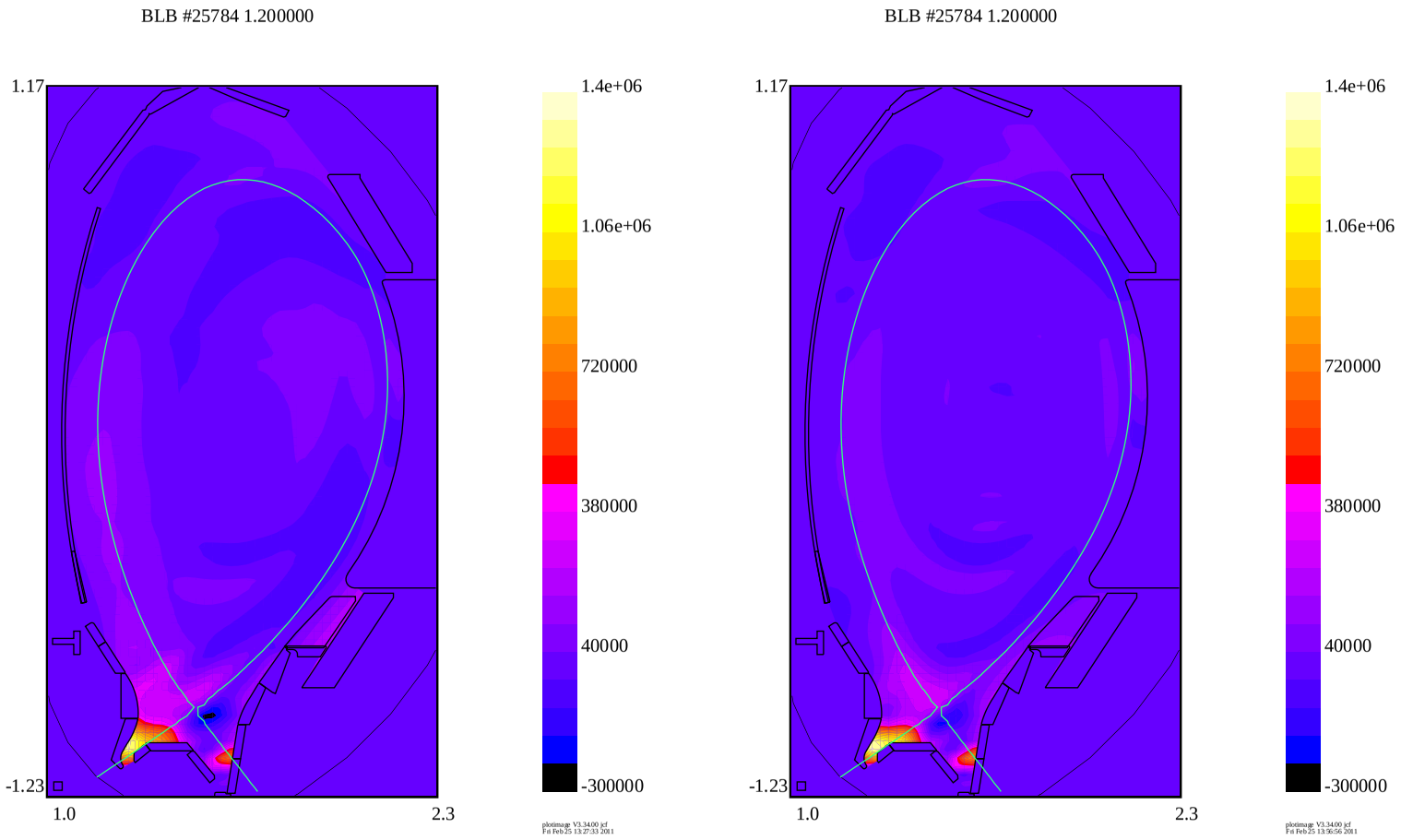
(c) Elektronendichte $n_e(\rho)$

(d) Sicherheitsfaktor $q(\rho)$

(e) Parallele Diffusionskoeffizienten $D_{||}(\rho)$

(f) Senkrechte Diffusionskoeffizienten $D_\perp(\rho)$

Abbildung 6.5.: Profile wichtiger Plasmaparameter und der Diffusionskoeffizienten, Entladung 25784, t = 1.2s



(a) Rekonstrukion mit alten Diffusionskoeffizienten.

(b) Rekonstrukion mit neuen Diffusionskoeffizienten.

Abbildung 6.6.: Rekonstruktionsergebnisse des Strahlungsdichteprofils der Entladung 25784 zum Zeitpunkt t=1.2s, Skala in W/m^3

6.1.2. Zeitpunkt 1.7s

Bei $t = 1.7$s lassen sich einige interessante Unterschiede der Plasmaparameter zu $t = 1.2$s feststellen. Wie in Abbildung 6.8 zu sehen verzeichnet die Elektronendichte n_e einen deutlichen Zuwachs, vor allem am Plasmarand kurz vor $\rho = 1$. Des Weiteren ist die Elektronentemperatur T_e im Zentrum näherungsweise konstant geblieben, jedoch fällt sie schneller nach außen hin ab und weist ein deutlich flacheres Profil am Plasmarand auf. Resultierend aus der höheren Elektronendichte und gleichen Temperatur nimmt auch der Elektronendruck P_e im Zentrum zu, fällt aber mit der niedrigen Elektronentemperatur zum Plasmarand hin ab.

Durch die $T_e^{5/2}$-Abhängigkeit hat die niedrige Elektronentemperatur am Plasmarand einen großen Einfluss auf das Profil von $D_{||}$. In Abbildung 6.8 ist der frühe Abfall von $D_{||}$ vor der Separatrix bei $\rho \approx 0.9$ deutlich zu erkennen.

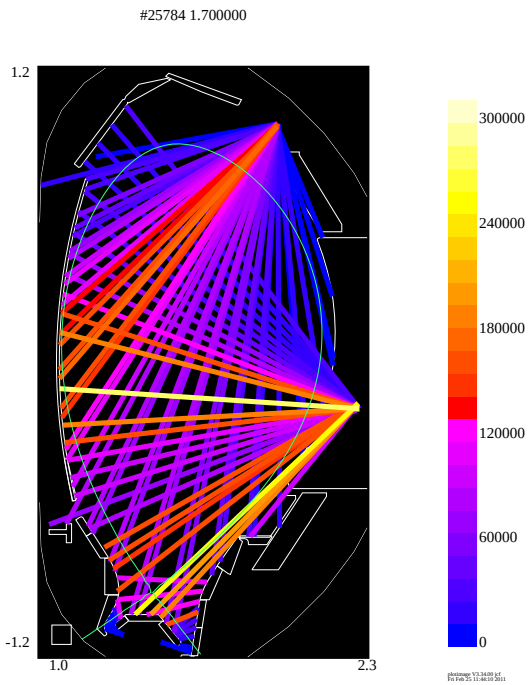


Abbildung 6.7.: Geometrie der Sichtlinien und farblich dargestellte Messwerte (in W/m^2), Entladung 25784, $t = 1.7$s

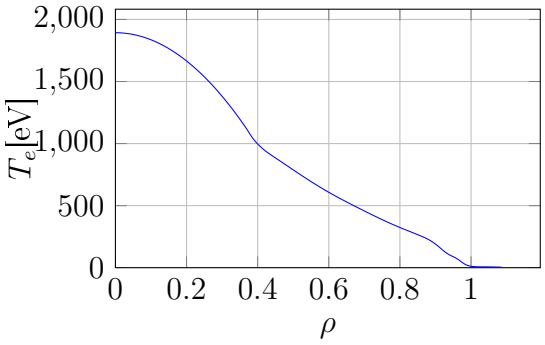
An dieser Stelle lohnt es sich, einen Blick auf die Sichtlinien in Abbildung 6.7 zu werfen. Intuitiv lässt sich aus der gemessenen Strahlungsleistung (farblich dargestellt) und der geometrischen Anordnung der Sichtlinien eine stark strahlende Struktur auf der Hochfeldseite im Hauptplasma und erwartungsgemäß im Divertor vermuten. Abgesehen davon fällt die, wie schon beim vorherigen Zeitpunkt relativ lückenhafte Abdeckung des poloidalen Querschnitts durch die Sichtlinien auf. Dies liegt an der notwendigen Deaktivierung vieler Kanäle für die tomografische Rekonstruktion aufgrund von fehlerhaften Messdaten. Gerade in solchen Fällen ist a priori Information über das Strahlungsdichteprofil in Form der Diffusionskoeffizienten von hohem Wert.

Beim Vergleich der rekonstruierten Strahlungsdichteprofile in Abbildung 6.9 sind prägnante Unterschiede der Verteilung im Hauptplasma zu erkennen. Das Rekonstruktionsergebnis mit alten Diffusionskoeffizienten weist eine weit ausgedehnte strahlende Struktur mit einer maximalen Strahlungsdichte von ca. 600 kW/m^3 auf der

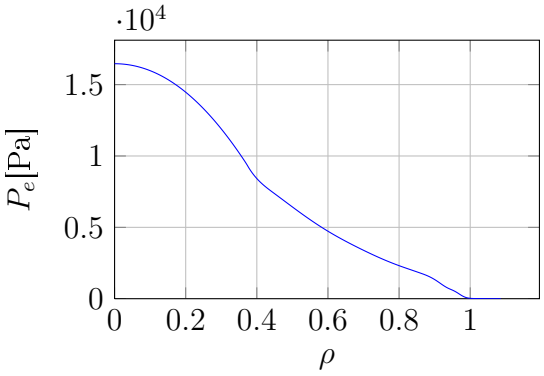
Hochfeldseite auf, während das neue Ergebnis eine sehr viel definiertere Struktur, beschränkt auf den Plasmarand, mit Strahlungsdichten von bis zu 900kW/m^3 beschreibt und somit deutlich besser mit der Marfe-Theorie übereinstimmt. Die alten Diffusionskoeffizienten mit ihren konstanten Werten von 1 und 0.1 im Hauptplasma führen zu einer breiten "Verschmierung" der Strahlungsdichte senkrecht zu den Flussflächen. Mit den neuen Diffusionskoeffizienten jedoch werden durch den frühen Abfall von $D_{||}$ bei $\rho \approx 0.9$ am Plasmarand steilere Gradienten der Strahlungsdichte auf den Flussflächen zugelassen als im inneren Plasma, sodass das Ergebnis der oben beschriebenen und in Abbildung 6.9b zu sehenden Form entspricht.

Ein weiterer positiver Effekt ist die Reduzierung der Negativ-Peaks, sowohl im Divertor als auch im Plasmazentrum. Der negative Bereich im Plasmazentrum resultiert vermutlich aus einer Inkongruenz der senkrecht von oben und der horizontal von außen in das Hauptplasma sehenden Detektoren (Abbildung 6.7).

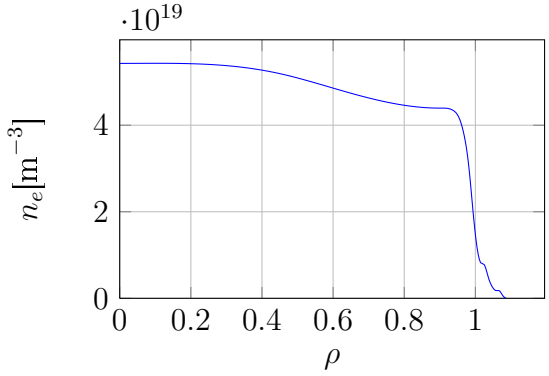
Auch über die Rekonstruktionen der Strahlungsdichte dieses Zeitpunktes lässt sich sagen, dass die neuen Diffusionskoeffizienten ein besseres Ergebnis liefern. Durch die hohen Strahlungsdichten im Hauptplasma und die lückenhafte Abdeckung der Hochfeldseite durch die Sichtlinien kommen die Diffusionskoeffizienten noch mehr zum Tragen.



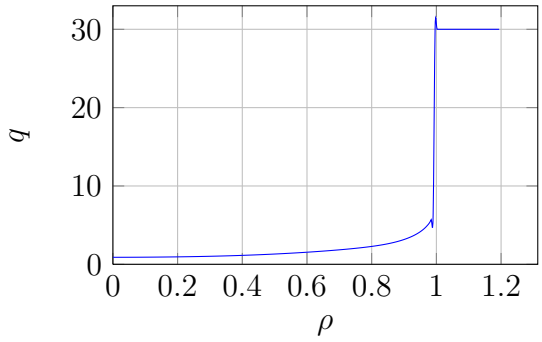
(a) Elektronentemperatur $T_e(\rho)$



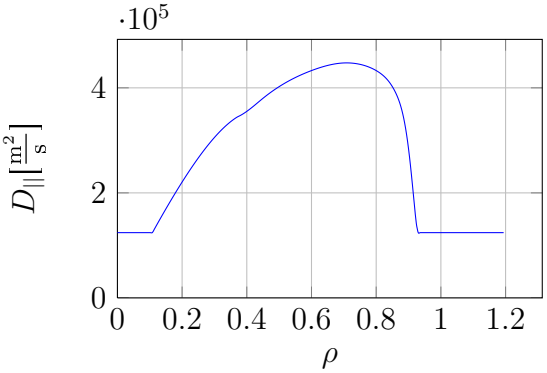
(b) Elektronendruck $P_e(\rho)$



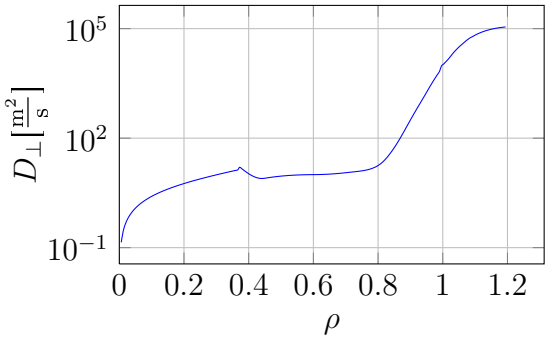
(c) Elektronendichte $n_e(\rho)$



(d) Sicherheitsfaktor $q(\rho)$

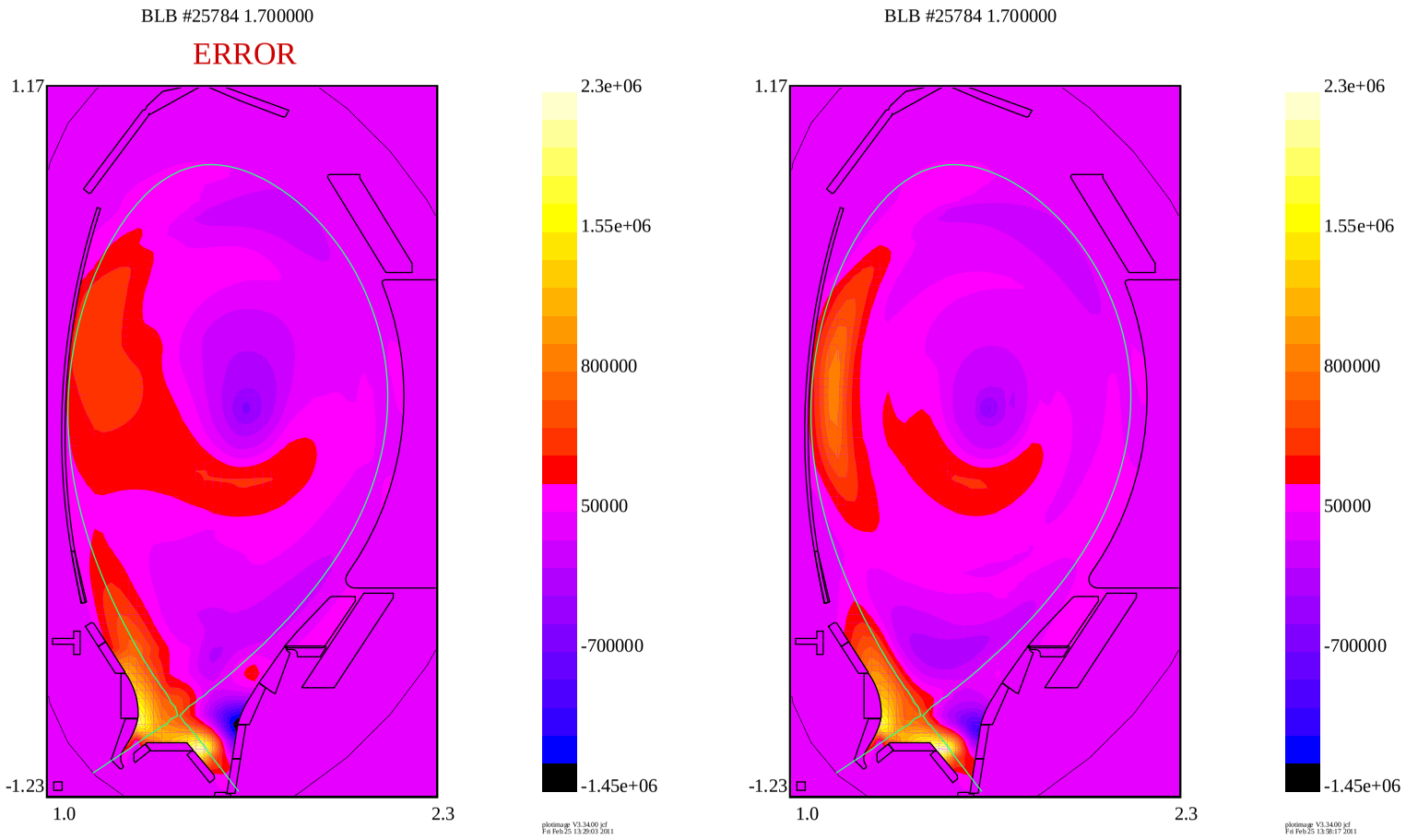


(e) Parallele Diffusionskoeffizienten $D_{||}(\rho)$



(f) Senkrechte Diffusionskoeffizienten $D_{\perp}(\rho)$

Abbildung 6.8.: Profile wichtiger Plasmaparameter und der Diffusionskoeffizienten, Entladung 25784, t = 1.7s



(a) Rekonstruktion mit alten Diffusionskoeffizienten.

(b) Rekonstruktionen mit neuen Diffusionskoeffizienten.

Abbildung 6.9.: Rekonstruktionsergebnisse des Strahlungsdichteprofils der Entladung 25784 zum Zeitpunkt t=1.7s, Skala in W/m^3

6.2. Entladung 25180, Verunreinigungsakkumulation

Bei der Entladung 25180 vom 17.09.09 wurde die Kühlung des Plasmarandes zur Reduzierung der Belastung des Divertors mithilfe von Stickstoff-Seeding getestet. Stickstoff wird durch Ventile im Divertor in das Tokamakgefäß eingelassen, dort trifft das Gas auf das heiße Plasma und beginnt zu strahlen. Auf diese Weise wird dem Plasma Energie entzogen und die hochenergetischen Plasmateilchen verlieren bereits vor dem Aufprall auf die Divertorplatten einen Teil ihrer Energie. So ist es möglich, die auf den Divertor auftreffenden Energien selbst bei sehr hohen Heizleistungen in einem tolerierbaren Bereich zu halten. Des Weiteren hat das Stickstoff-Seeding einen positiven Effekt auf die sogenannten ELM-Instabilitäten [29]. Auf der einen Seite bewirken ELMs abrupte Spitzen der auf die Divertorplatten aufprallenden Teilchenmengen und Energien und stellen somit ein großes Problem im Bezug auf größere Experimente (ITER) dar, auf der anderen Seite sorgen ELMs für das Ausstoßen von Verunreinigungsionen. Es ist also wünschenswert, möglichst schwache dafür aber hochfrequente ELMs zu erzeugen. Versuche haben gezeigt, dass Stickstoff-Seeding zu solchen ELMs führt.

Wie man Abbildung 6.10 entnehmen kann, werden zum Testen der Kühlwirkung Heizleistungen von bis zu 10 MW eingesetzt, gleichzeitig sind aber auch sehr hohe Werte, von etwa 2/3 der Heizleistung, für die totale Strahlungsleistung des Plasmas $P_{radtotal}$ zu beobachten. Beim Betrachten des zeitlichen Verlaufs der alten und neuen Strahlungsdichterekonstruktion in Abbildung 6.11 und 6.12 fallen besonders die extremen Strahlungsdichten im Zentrum des Plasmas auf, verursacht durch Verunreinigungsakkumulation von Wolfram. Wolfram wird aufgrund seiner niedrigen Zerstäubungsraten und thermischen Eigenschaften als Wandmaterial an ASDEX Upgrade eingesetzt. Wegen der hohen Ordnungszahl ist es aber selbst bei Temperaturen in einem Fusionsplasma noch nicht vollständig ionisiert. Sollte es doch zu Zerstäubungen kommen dringt Wolfram deshalb bis in das Plasmazentrum ein, wo es erhebliche Strahlungsleistungsverluste verursachen kann.

In Abbildung 6.10 ist die Integration des eingelassenen Stickstoffs gegen die Zeit aufgetragen. Bei $t \approx 2.6$s beginnt das Seeding und zum gleichen Zeitpunkt erkennt man bei den rekonstruierten Strahlungsdichteprofilen ein artefaktartiges Maximum auf der Niederfeldseite des Divertors. Gleichzeitig tritt auch auf der Hochfeldseite ein Negativ-Bereich auf, sodass davon auszugehen ist, dass die durch das Stickstoff-Seeding verursachte Strahlung zu fehlerhaften Messdaten geführt hat. Beim Vergleich der zeitlichen Verläufe fällt weiter auf, dass die neuen Rekonstruktionsergebnisse höhere maximale Strahlungsdichten im Plasmazentrum beschreiben. Dies wird durch die im Plasmainneren allgemein sehr geringen Werte von $D_\perp$ begünstigt, jedoch führen sie nicht zu ungewollten Gradienten senkrecht zu den Flussflächen oder gar Oszillationen im Strahlungsdichteprofil. Zur genaueren Untersuchung betrachten

wir nun den Zeitpunkt $t = 2.4$s im Detail.

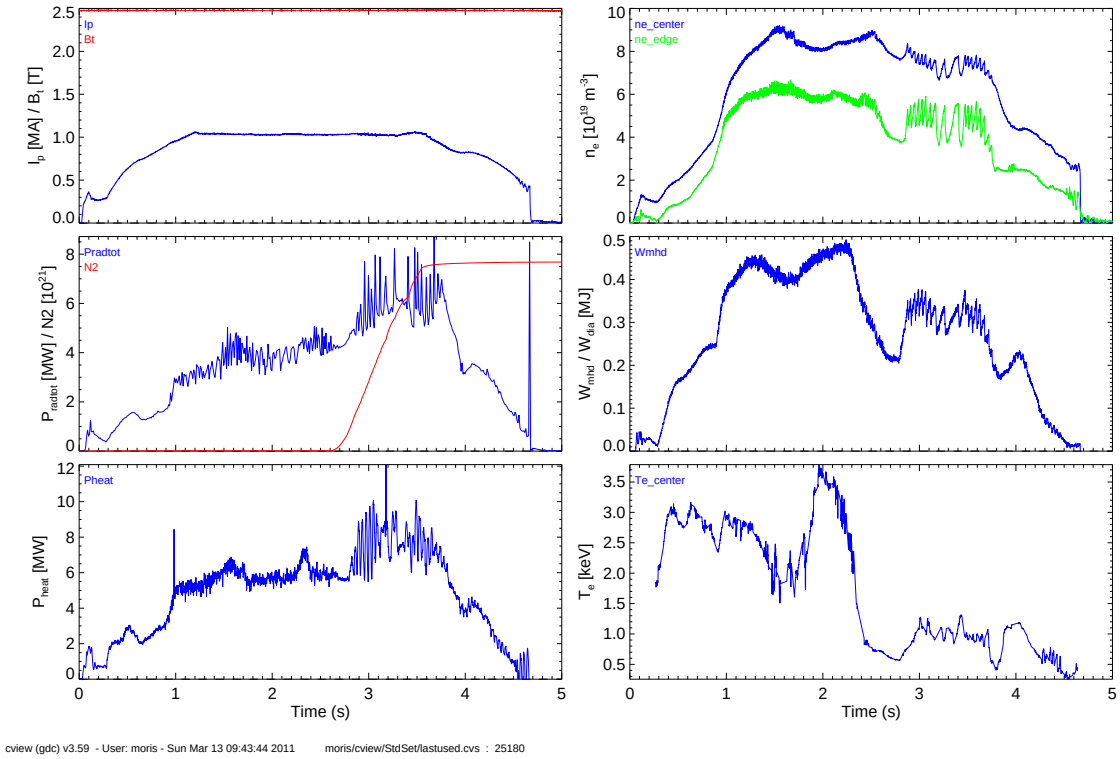


Abbildung 6.10.: Entladung 25180: zeitlicher Verlauf des Plasmastroms I_p, des toroidalen Magnetfeldes B_t, der Elektronendichte n_e im Zentrum und am Plasmarand, der totalen Strahlungsleistung des Plasmas $P_{radtotal}$, gespeicherte Energie W_{mhd}, der Heizleistung P_{heat} und der Elektronentemperatur T_e im Zentrum des Plasmas. Zusätzlich ist in Box 3 die Integration des eingelassenen Stickstoffs zu sehen.

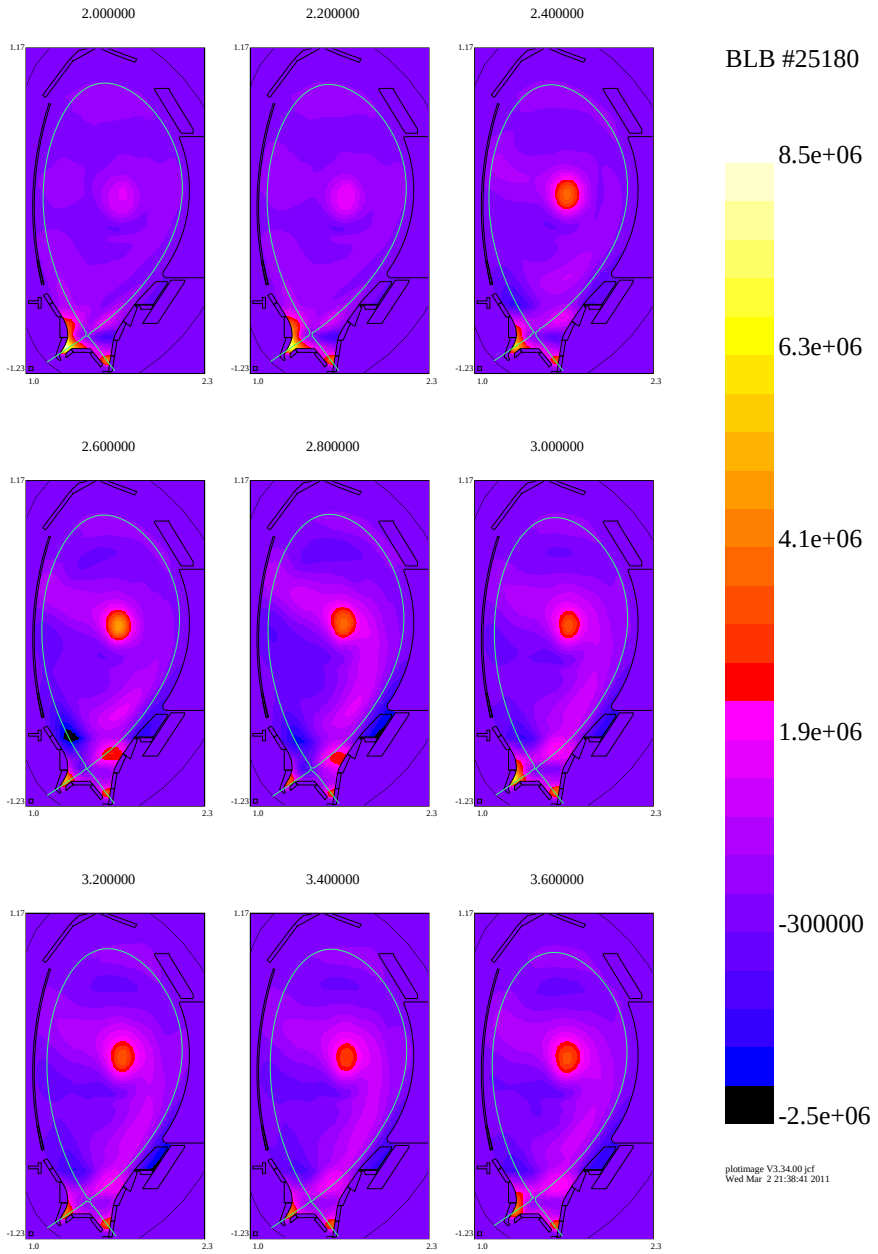


Abbildung 6.11.: Zeitentwicklung des Strahlungsdichteprofils der Entladung 25180 mit alten Diffusionskoeffizienten, Skala in W/m^3

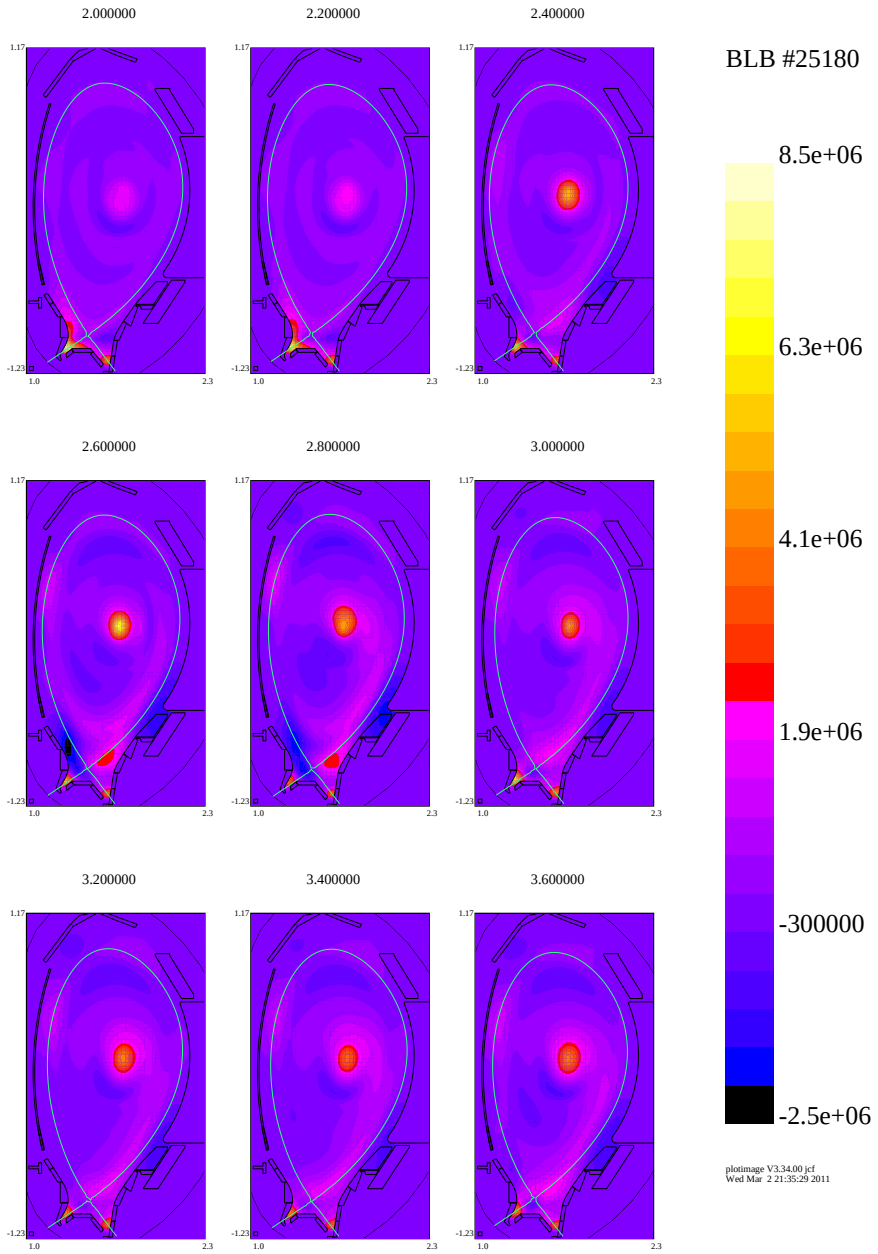


Abbildung 6.12.: Zeitentwicklung des Strahlungsdichteprofils der Entladung 25180 mit neuen Diffusionskoeffizienten, Skala in W/m^3

6.2.1. Zeitpunkt 2.4s

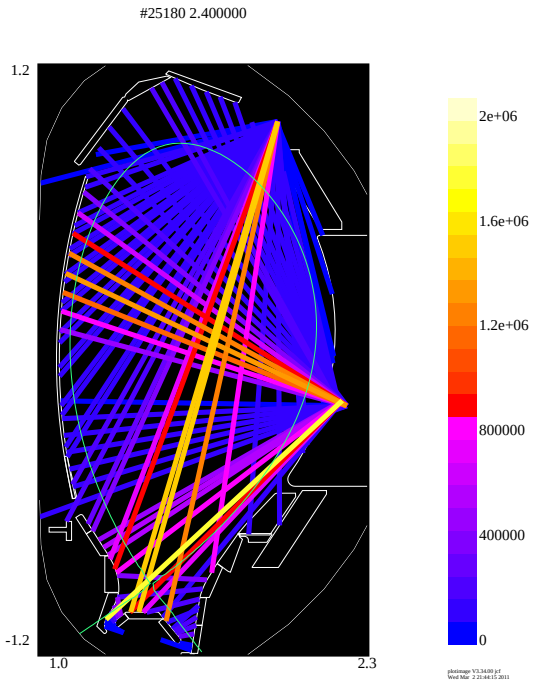


Abbildung 6.13.: Geometrie der Sichtlinien und farblich dargestellte Messwerte (in W/m^2), Entladung 25180, $t = 2.4$s

Zum Zeitpunkt $t = 2.4$s hat die Strahlungsdichte im Plasmazentrum sehr hohe Werte erreicht. Ein Blick auf die Sichtlinien in Abbildung 6.13 lässt sofort die stark strahlende Verunreinigungsakkumulation im Plasmazentrum vermuten. Die Elektronentemperatur, in Abbildung 6.15 zu sehen, weist zum Zentrum hin ein plateauhaftes Profil auf. Dies ist ein Resultat des hohen Energieverlustes durch die starke Strahlung. Dementsprechend ist auch das Profil des Elektrondrucks zum Zentrum hin eher flach. Durch die reziproke Abhängigkeit der senkrechten Diffusionskoeffizienten von der Gradientenlänge des Elektronendrucks und der Elektronentemperatur weist $D_\perp$ im Plasmainneren sehr niedrige Werte auf. Die Wirkung auf das rekonstruierte Strahlungsdichteprofil ist in Abbildung 6.16 b) gut zu erkennen: das stark strahlende Plasmazentrum wird definierter dargestellt als im alten Rekonstruktionsergebnis, außerdem ist die maximal erreichte Strahlungsdichte sichtbar höher.

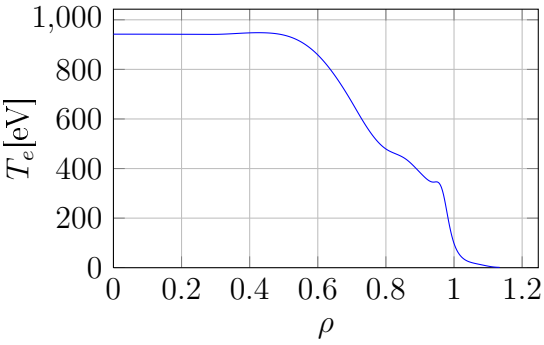
Der abrupte Abfall der parallelen Diffusionskoeffizienten kurz vor der Separatrix begünstigt den, im Rekonstruktionsergebnis zu sehenden, strahlenden Ring am Plasmarand. Eine solche Struktur ist normalerweise auf Verunreinigungen mit niedrigen Ordnungszahlen zurückzuführen, welche schon am Plasmarand vollkommen Ionisiert werden und so einen strahlenden Ring verursachen. Da zu diesem Zeitpunkt noch kein Stickstoff eingelassen wurde, ist der Ring auf die üblichen niedrig-Z Verunreinigungen zurückzuführen, hauptsächlich Kohlenstoff, Sauerstoff, Bor und Fluor. Das Eindringen dieser Verunreinigungen in das Plasmainnere über die Separatrix hinaus, bevor sie vollständig ionisiert sind, wird durch die niedrigen Elektronentemperaturen am Rand begünstigt, sodass sich ein breiter strahlender Ring ausbilden kann.

Abbildung 6.14.: Bildschirmaufnahme, Entladung 25810, $t = 2.39$s

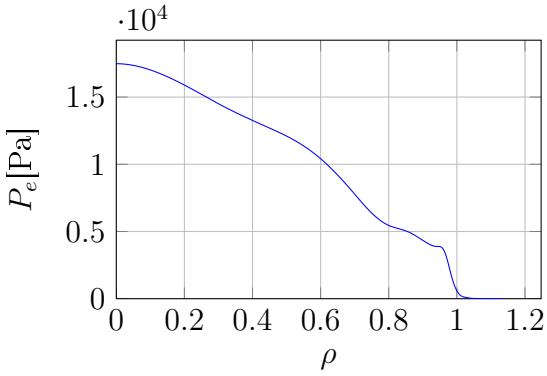
Das alte Rekonstruktionsergebnis weist vom Plasmazentrum zur Hochfeldseite hin eine über die Flussflächen hinweg langgezogene strahlende Struktur auf, im neuen Profil tritt die Strahlungsdichte als lokales Maximum an der Gefäßwand auf. Der momentane Abstand der Separatrix zur Gefäßwand an dieser Stelle ist sehr gering, sodass es durchaus denkbar ist, dass dort über einen Plasma-Wand-Kontakt eine erhöhte Strahlungsdichte hervorgerufen wird. Eine Bildschirmaufnahme zum Zeitpunkt $t = 2.39$s unterstützt diese Theorie für den sichtbaren Wellenlängenbereich. In Abbildung 6.14 ist bei genauem Betrachten auf der rechten Seite eine schwach strahlende Schicht vor der inneren Gefäßwand zu erkennen (deutlicher in der Videoaufnahme).

Ein weiterer positiver Effekt ist abermals die fast vollständige Eliminierung des negativen Bereiches oberhalb des X-Punktes auf der Hochfeldseite durch die neuen Diffusionskoeffizienten.

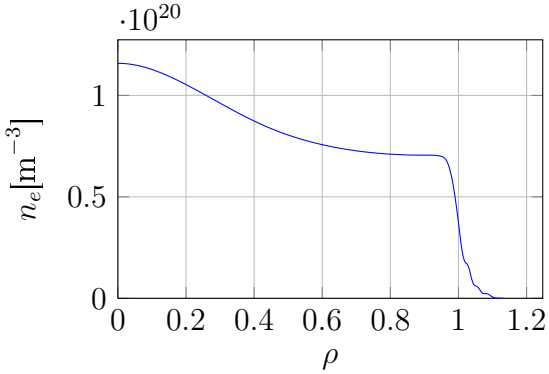
Auch im Falle der Verunreinigungsakkumulation entspricht das Rekonstruktionsergebnis mithilfe der neuen Diffusionskoeffizienten im Vergleich zur bisherigen Rekonstruktion eher dem theoretisch erwarteten Strahlungsdichteprofil.



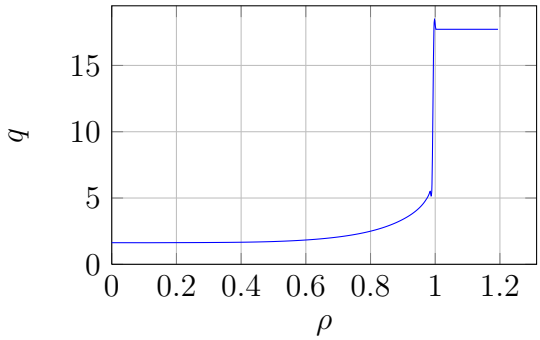
(a) Elektronentemperatur $T_e(\rho)$



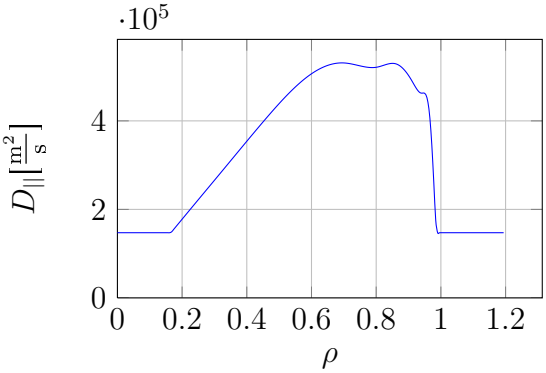
(b) Elektronendruck $P_e(\rho)$



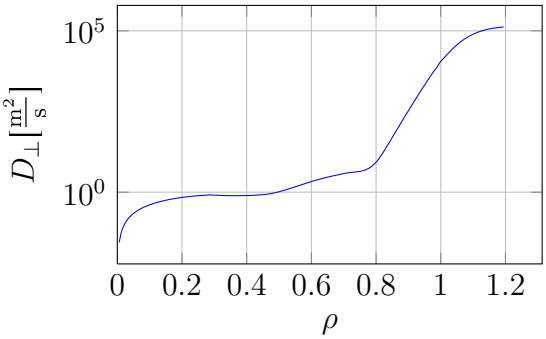
(c) Elektronendichte $n_e(\rho)$



(d) Sicherheitsfaktor $q(\rho)$

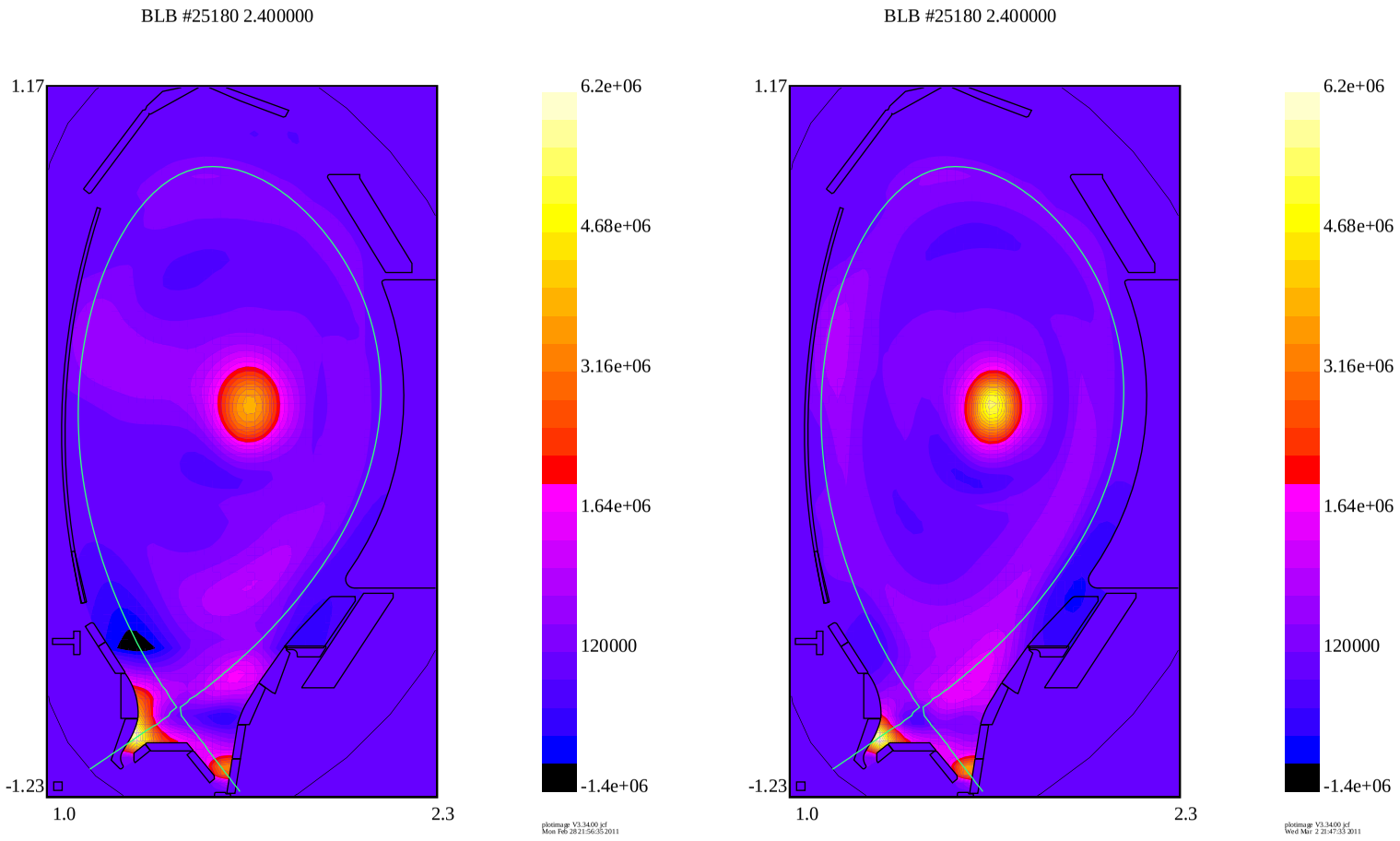


(e) Parallele Diffusionskoeffizienten $D_{||}(\rho)$



(f) Senkrechte Diffusionskoeffizienten $D_{\perp}(\rho)$

Abbildung 6.15.: Profile wichtiger Plasmaparameter und der Diffusionskoeffizienten, Entladung 25180, t = 2.4s



(a) Rekonstrukion mit alten Diffusionskoeffizienten.

(b) Rekonstrukion mit neuen Diffusionskoeffizienten.

Abbildung 6.16.: Rekonstruktionsergebnisse des Strahlungsdichteprofils der Entladung 25180 zum Zeitpunkt t=2.4s, Skala in W/m^3

6.3. Entladung 26124, Standard H-Mode

Zur Bewertung der Funktionalität der neuen Diffusionskoeffizienten bei "Standard"-Entladungen betrachten wir die Entladung 26124 vom 13.01.11. Bei dieser Entladung treten keine Plasma-Phänomene wie Marfes oder Verunreinigungsakkumulation auf, welche erhöhte Strahlungsdichten im Hauptraum verursachen. Das Plasmaverhalten wird mit dem Ausdruck H-Mode beschrieben, H-Mode steht für High-Confinement-Mode und bezeichnet einen Zustand, in dem ein besonders guter Einschluss des Plasmas erreicht wird [30]. Abbildung 6.17 kann ein langes Plateau von $t = 2$s bis $t = 5$s entnommen werden, währenddessen die dargestellten Plasmaparameter näherungsweise konstant bleiben. Dieses Plateau wird als "flat-top" bezeichnet.

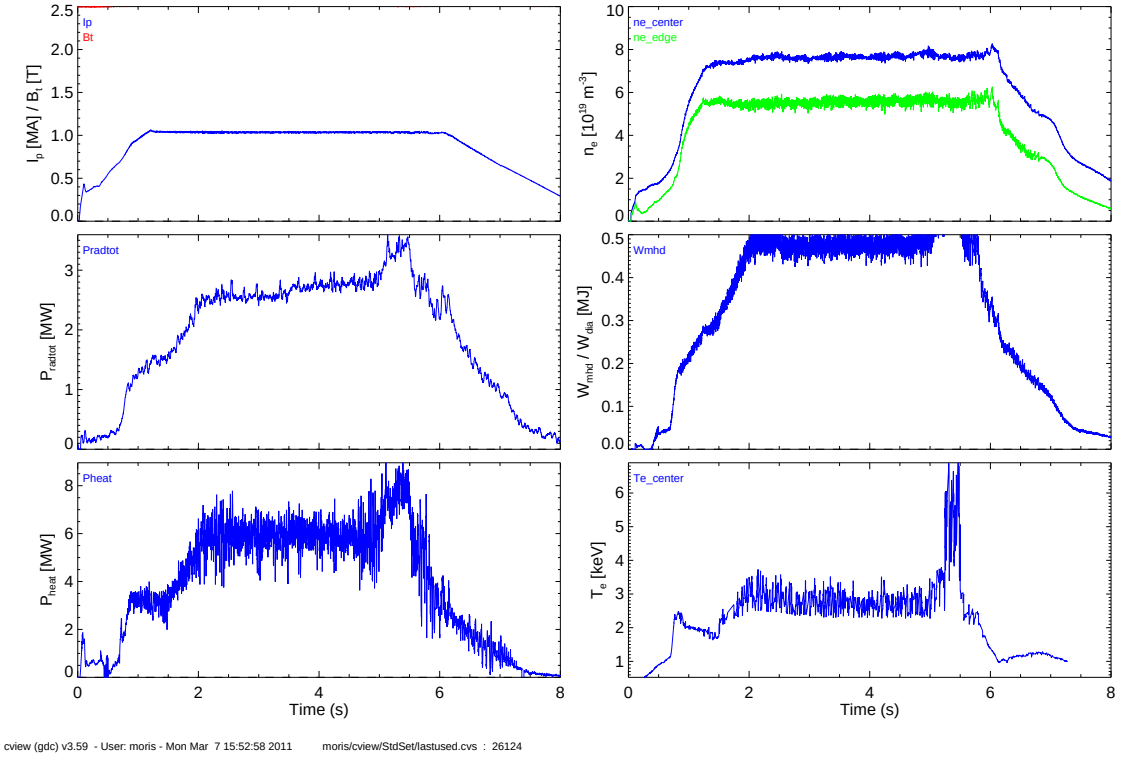


Abbildung 6.17.: Entladung 26124: zeitlicher Verlauf des Plasmastroms I_p, des toroidalen Magnetfeldes B_t, der Elektronendichte n_e im Zentrum und am Plasmarand, der totalen Strahlungsleistung des Plasmas $P_{radtotal}$, gespeicherte Energie W_{mhd}, der Heizleistung P_{heat} und der Elektronentemperatur T_e im Zentrum des Plasmas.

6.3.1. Zeitpunkt 3.0s

Zum Zeitpunkt $t = 3$s befindet sich die Entladung inmitten des flat-tops. Die Profile der Plasmaparamter in Abbildung 6.19 weisen eine typische Form für H-Mode Verhalten auf, besonders anhand des steilen Abfalls der Elektronendichte n_e und des Elektronendrucks p_e an der Separatrix bei $\rho = 1$ lässt sich der gute Plasmaeinschluss erkennen. Die Sichtlinien der Bolometerkameras in Abbildung 6.18 lassen im Divertor auf eine erwartungsgemäß hohe und im Hauptraum auf eine niedrige Strahlungsdichte schliessen. Dies wird auch beim Blick auf die rekonstruierten Profile in Abbildung 6.20 bestätigt, dabei sind nur geringfügige Unterschiede zwischen den Ergebnissen zu erkennen. Beide Profile weisen im Hauptraum negative Bereiche auf, die jedoch im Verhältnis zur maximalen Strahlungsdichte deutlich geringer ausfallen als bei den Sonderfällen Marfe und Verunreinigungsakkumulation. Mit den neuen Diffusionskoeffizienten wird auf den Flussflächen im Hauptraum eine stärkere Glättung erzielt, gut zu erkennen oberhalb des X-Punktes.

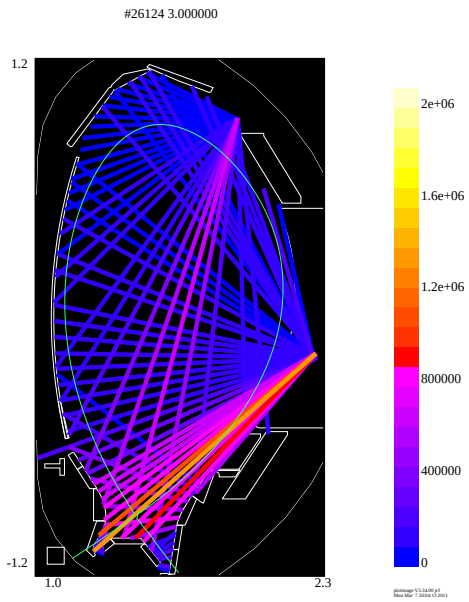
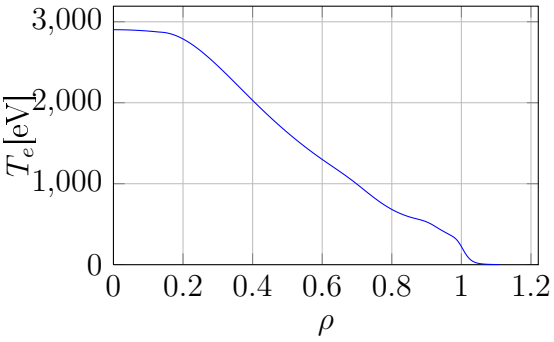


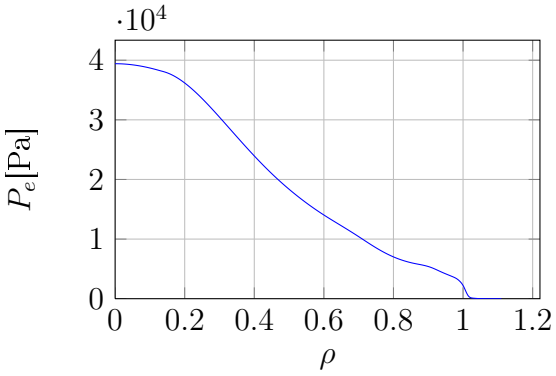
Abbildung 6.18.: Geometrie der Sichtlinien und farblich dargestellte Messwerte (in $\mathrm{W/m^2}$), Entladung 26124, $t = 3.0$s

Die Rekonstruktion der Bremsstrahlung ist aufgrund der niedrigeren Emissivität im Vergleich zur Divertorstrahlung schwer. Im Zentrum des Plasmas ist die Strahlungsdichte durch die Bremsstrahlung für $T_e = 3\mathrm{keV}$ und $n_e = 8.5 \times 10^{19}\mathrm{m}^{-3}$ von der Größenordnung $10^3 \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m}^3}$. Die lineare Skala in Abbildung 6.20 lässt eine Betrachtung solch niedriger Strahlungsdichten nicht zu. In Abbildung 6.20 sind die Strahlungsdichteprofile in einer logarithmischen Skala dargestellt. Auffällig ist der Unterschied der Rekonstruktionsergebnisse im Plasmazentrum: während das alte Rekonstruktionsergebnis um die magnetische Achse ein "Loch" in der Strahlungsdichte darstellt (tatsächlich sind die Werte sogar negativ) kann das neue Ergebnis ansatzweise die Bremsstrahlung wiedergeben.

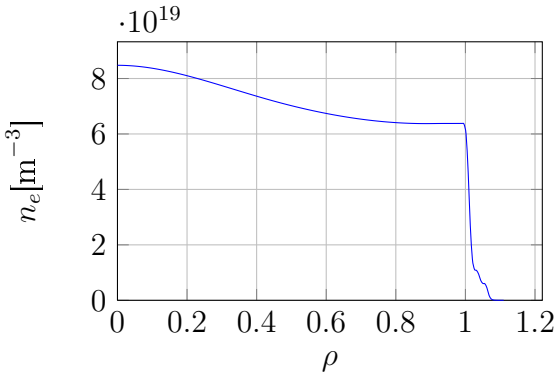
Wie schon bei Entladung 25784 zum Zeitpunkt $z = 1.2$s gezeigt, führt die Regularisierung mittels neuer Diffusionskoeffizienten im Vergleich zu bisherigen Rekonstruktionen auch unter "Standard"-Bedingungen zu wenigstens gleichwertigen Ergebnissen.



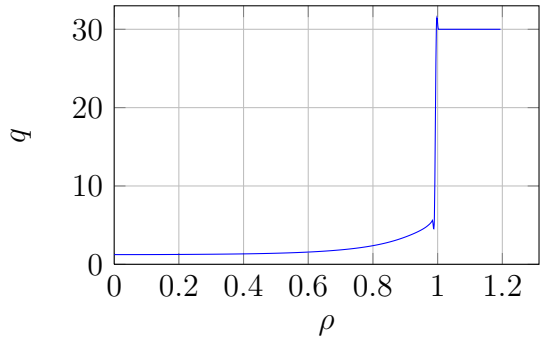
(a) Elektronentemperatur $T_e(\rho)$



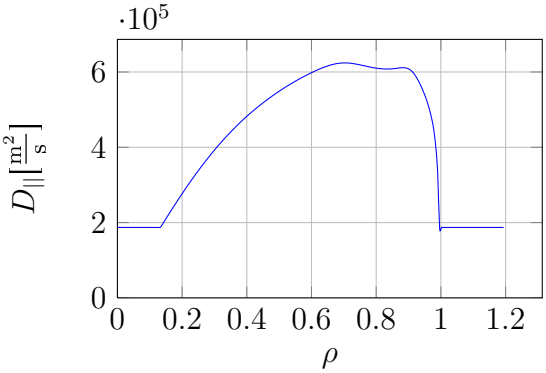
(b) Elektronendruck $P_e(\rho)$



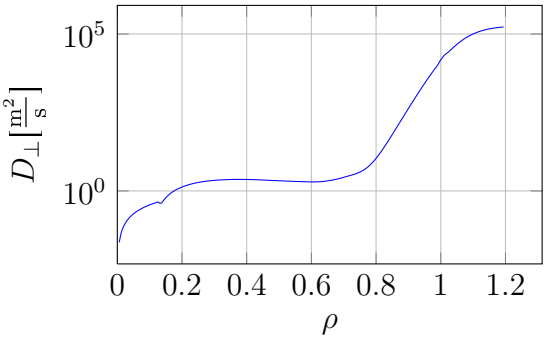
(c) Elektronendichte $n_e(\rho)$



(d) Sicherheitsfaktor $q(\rho)$

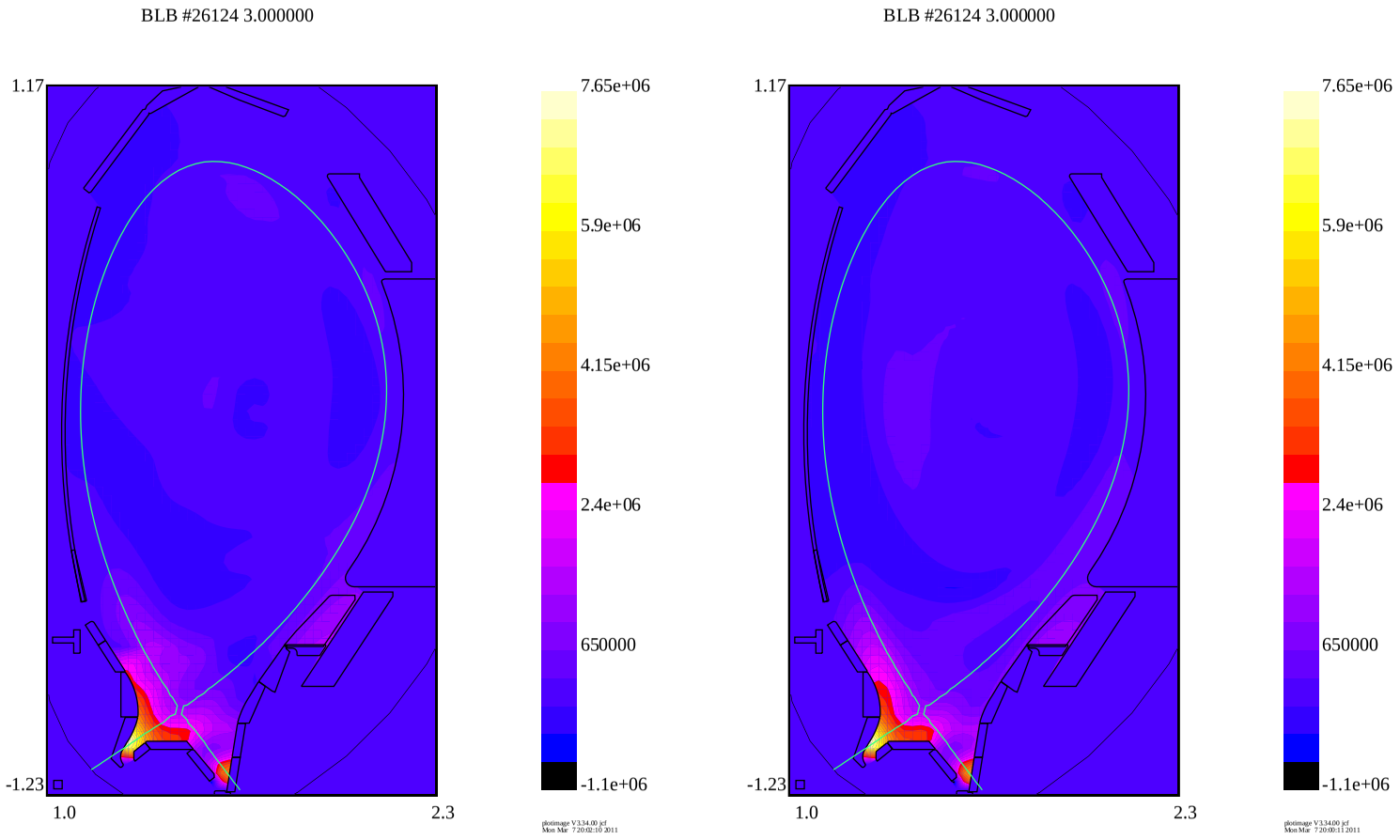


(e) Parallele Diffusionskoeffizienten $D_{||}(\rho)$



(f) Senkrechte Diffusionskoeffizienten $D_{\perp}(\rho)$

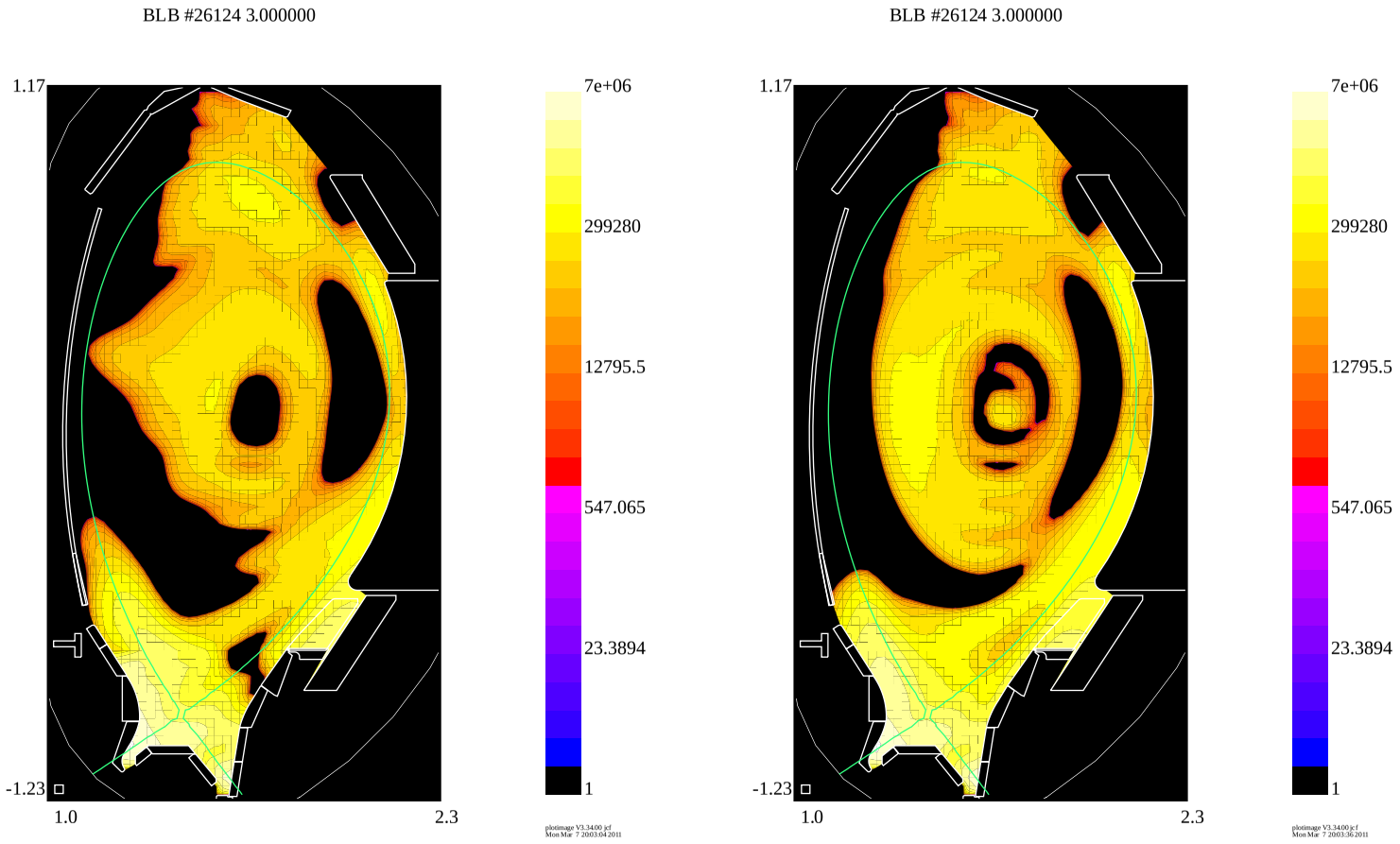
Abbildung 6.19.: Profile wichtiger Plasmaparameter und der Diffusionskoeffizienten, Entladung 26124, t = 3.0s



(a) Rekonstrukion mit alten Diffusionskoeffizienten.

(b) Rekonstrukion mit neuen Diffusionskoeffizienten.

Abbildung 6.20.: Rekonstruktionsergebnisse des Strahlungsdichteprofils der Entladung 26124 zum Zeitpunkt t=3.0s, Skala in W/m^3



(a) Rekonstrukion mit alten Diffusionskoeffizienten.

(b) Rekonstrukion mit neuen Diffusionskoeffizienten.

Abbildung 6.21.: Rekonstruktionsergebnisse des Strahlungsdichteprofils der Entladung 26124 zum Zeitpunkt t=3.0s, logarithmische Skala in W/m^3

7. Zusammenfassung und Ausblick

Ziel meiner Arbeit an ASDEX Upgrade in Garching war es, die Ergebnisse der tomografischen Rekonstruktion der Strahlungsdichte mittels, auf experimentellen Parametern basierender, a priori Information über das erwartete Profil zu verbessern. Diese a priori Information wird dabei dem Rekonstruktionsverfahren in Form von anisotropen Diffusionskoeffizienten übergeben, welche die Diffusion der Strahlungsdichte parallel und senkrecht zu den Flussflächen beschreiben. Da die Strahlung selbst nicht diffundiert, beschreiben die Diffusionskoeffizienten die Diffusion der Strahlungsdichte nur im mathematischen Sinne. Die Verteilungen der Temperatur sowie der Verunreinigungs- und Elektronendichte, welche die Strahlungsintensität bestimmen, unterliegen jedoch Diffusionsprozessen. Die neuen Diffusionskoeffizienten basieren auf der Temperaturleitfähigkeit von Wasserstoffionen.

Die Wirkungsweise wurde anhand von Vergleichen zwischen Rekonstruktionsergebnissen mit neuen und alten Diffusionskoeffizienten ausgewählter Entladungen gezeigt. Dabei konnten wiederkehrende Unterschiede festgestellt werden. Zum einen wurden mithilfe der neuen Diffusionskoeffizienten durch das deutlich höhere Verhältnis von $D_{||}$ zu $D_{\perp}$ im Plasmainneren konstantere Strahlungsdichten auf Flussflächen erwirkt. Dies ist in der Regel wünschenswert, da die Strahlungsdichte im Falle von Brems- und Linienstrahlung im Plasmainneren durch den hohen Transport auf Flussflächen als näherungsweise konstant auf jenen angenommen werden kann. Zum anderen ist bei den meisten neuen Rekonstruktionsergebnissen eine Reduzierung der unphysikalischen negativen Bereiche zu erkennen. Diese Tatsache ist insbesondere interessant, da die neuen Profile häufig höhere maximale Strahlungsdichten aufweisen, welche sich jedoch stärker konzentrieren. Die höheren Maxima werden also nicht durch stärkere Minima des Strahlungsdichteprofils kompensiert.

Der besondere Fokus der Arbeit lag auf Entladungen mit hohen Strahlungsdichten im Hauptraum, bei denen die bisherigen Ergebnisse unbefriedigend waren. Mithilfe der neuen Diffusionskoeffizienten sollten Strahlungsdichteprofile rekonstruiert werden, welche den theoretischen Erwartungen entsprechen. Die diesbezügliche Funktionalität der neuen Diffusionskoeffizienten wurde anhand der Entladungen 25784 und 25180 gezeigt. Der in Entladung 25784 auftretende Marfe wird mithilfe der neuen Diffusionskoeffizienten sehr viel definierter als auf der Hochfeldseite lokalisiertes Maximum des Strahlungsdichteprofils dargestellt, übereinstimmend mit der Theorie. Die geringe Elektronentemperatur T_e am Plasmarand aufgrund der hohen

Strahlungsverluste durch den Marfe führt zu niedrigen Werten von $D_{||}$. Auf diese Weise werden größere Gradienten der Strahlungsdichte im Bereich der geringen Elektronentemperatur zugelassen, sodass der Marfe präziser rekonstruiert wird.

Entladung 25180 zeigt eine Verunreinigungsakkumulation durch Wolfram im Zentrum des Plasmas. Zum Zeitpunkt $t = 2.4$s wird die dadurch verursachte hohe Strahlungsdichte in beiden Rekonstruktionsergebnissen sichtbar dargestellt. Das neue Profil erreicht im Plasmazentrum jedoch eine höhere Strahlungsdichte, begünstigt durch sehr niedrige Werte von $D_{\perp}$. Resultierend wird ein "Verschmieren" der Strahlung zur Hochfeldseite hin weitestgehend unterbunden. Ebenfalls deutlicher zu erkennen ist der strahlende Ring auf der Separatrix, verursacht durch niedrig-Z Verunreinigungen.

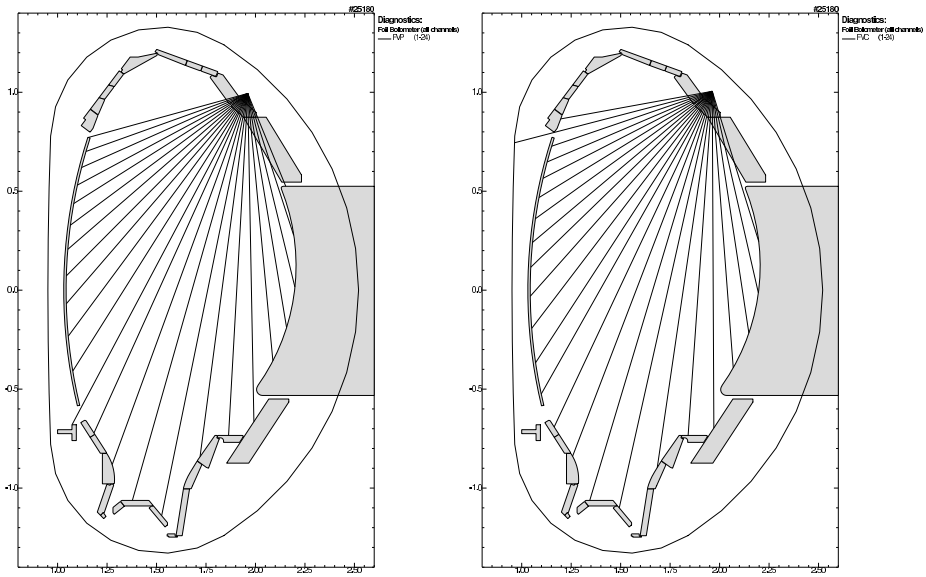
Zur Überprüfung der Funktionalität unter "Standard"-Bedingungen, ohne hohe Strahlungsdichten im Hauptraum, wurde die Entladung 26124, sowie ein früher Zeitpunkt der Entladung 25784, zu welchem sich der Marfe noch nicht ausgebildet hat, betrachtet. Bei beiden Vergleichen fallen die Unterschiede gering aus und konzentrieren sich im Wesentlichen auf die Glättung der Strahlungsdichte auf Flussflächen und die Reduzierung der negativen Bereiche. Obwohl der Fokus der Arbeit auf Entladungen mit strahlungsintensiven Plasmaphänomenen im Hauptraum lag, sind die Diffusionskoeffizienten also auch für die Rekonstruktion der Strahlungsdichte unter "Standard"-Bedingungen anwendbar.

Zusammenfassend konnte gezeigt werden, dass die Verwendung der neuen Diffusionskoeffizienten für die Sonderfälle Marfe und Verunreinigungsakkumulation zu besseren und darüber hinaus auch unter "Standard"-Bedingungen zu wenigstens gleichwertigen Rekonstruktionsergebnissen führt.

Hinsichtlich einer zukünftigen seriellen Anwendung der neuen Diffusionskoeffizienten an ASDEX Upgrade sind vermutlich weitere Untersuchungen von rekonstruierten Strahlungsdichteprofilen nötig, um das Modell weiter anzupassen. Denkbar wären auch Fallunterscheidungen, bei denen mithilfe weiterer Diagnostiken das Plasmaverhalten erkannt wird und daraufhin das entsprechende Modell für die Diffusionskoeffizienten zum Einsatz kommt. Die Anwendbarkeit der neuen Diffusionskoeffizienten auf die tomografischen Rekonstruktionen der Diodenbolometrie an ASDEX Upgrade wäre ebenfalls zu überprüfen, um auch dort eventuelle Verbesserungen der Ergebnisse erzielen zu können. Darüber hinaus ist der Einsatz eines angepassten Modells für die Diffusionskoeffizienten auch an anderen Experimenten denkbar, insbesondere an ITER.

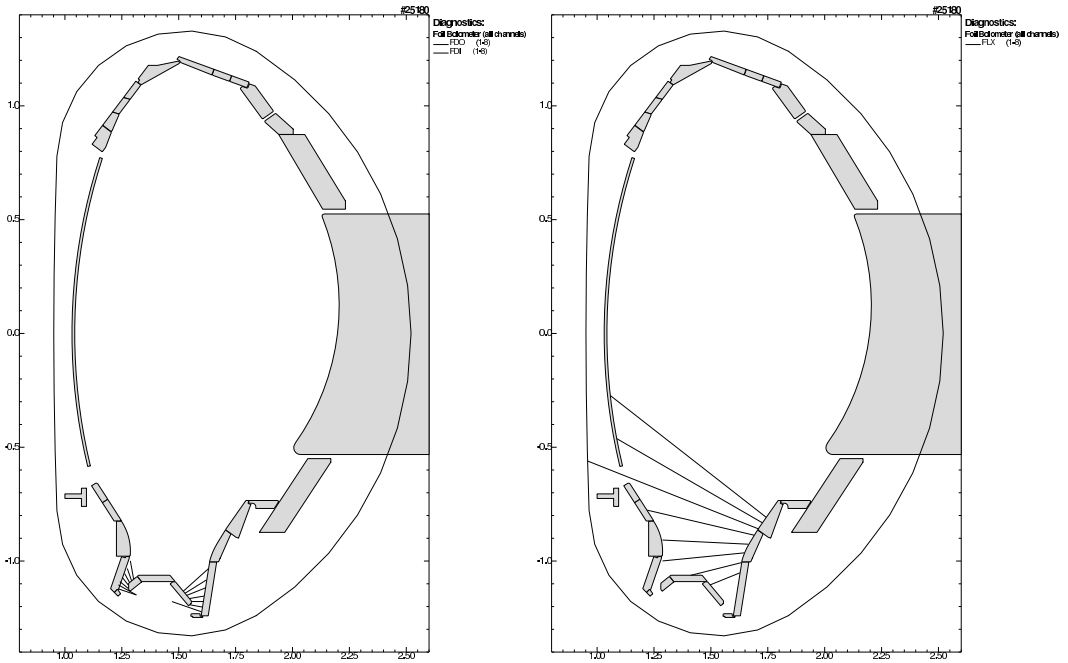
A. Geometrie der Sichtlinien

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die detaillierte Sichtliniengeometrie der Bolometerkameras gegeben. Die Geometrie wurde dabei der in Kapitel 6.2 diskutierten Entladung 25180 entnommen. In Abbildung A.1 sind die Sichtlinien der beiden vertikalen Kameras FVP und FVC dargestellt, das Sichtfeld und auch der Verlauf der Sichtlinien sind beinahe deckungsgleich, die toroidale Position der Kameras unterscheidet sich jedoch. Auf diese Weise können toroidale Asymmetrien der Strahlungsdichte oder eventuelle Messungenauigkeiten überprüft werden. In Abbildung A.2 a) und b) sind die Divertorkameras FDI, FDO und FLX zu sehen, c) zeigt die Geometrie der horizontalen Kamera FHC und d) die Zusammenfassung aller Kameras. Anhand von Abbildung A.2 d) lässt sich erkennen, dass die Abdeckung durch die Sichtlinien besonders auf der Hochfeldseite sehr lückenhaft ist, weswegen die tomografische Rekonstruktion im Allgemeinen Probleme hat, die dortige Strahlungsdichte korrekt wiederzugeben.



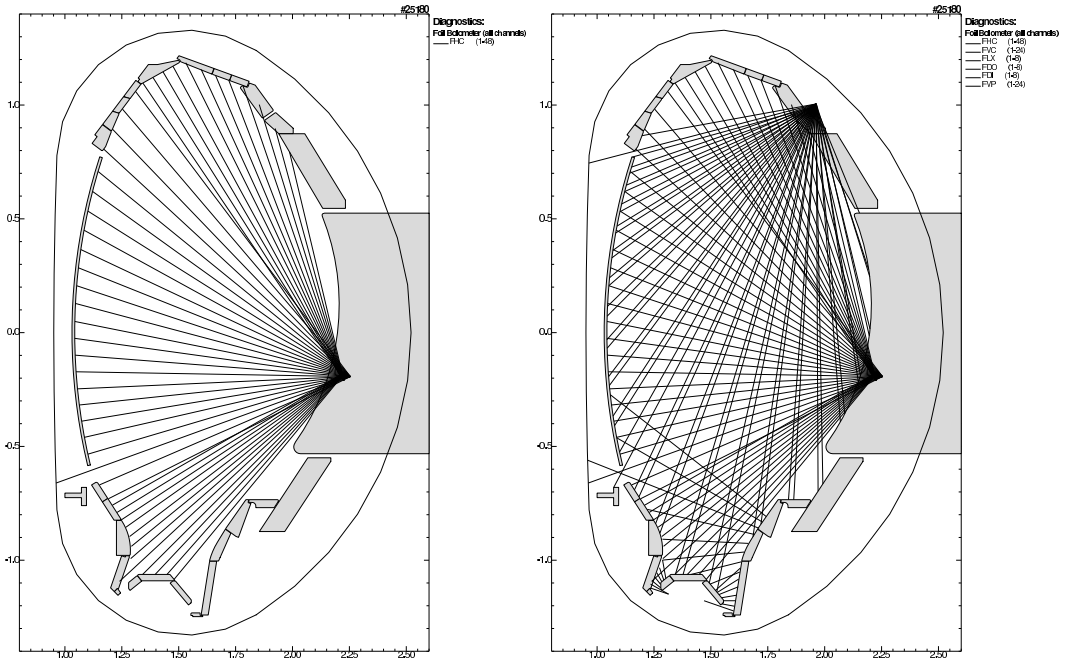
(a) FVP, vertikale Kamera **(b)** FVC, vertikale Kamera

Abbildung A.1.: Geometrie der Bolometerkameras gemäß Entladung 25180



(a) FDI und FDO, innere und äußere Divertorkameras

(b) FLX, Divertorkamera



(c) FHC, horizontale Kamera

(d) Sichtlinien aller Kameras

Abbildung A.2.: Geometrie der Bolometerkameras gemäß Entladung 25180

B. Begutachtung neuer Sichtlinien

Die Qualität der rekonstruierten Strahlungsdichteprofile ist maßgeblich durch die Anzahl der Sichtlinien und des durch sie abgedeckten Bereichs beeinflusst. Es ist deshalb immer von Interesse, wie sich weitere Kameras auf die Rekonstruktion der Strahlungsdichteprofile auswirken. Zur Beurteilung der Güte neuer Sichtlinien verwendet man Phantomprofile, welche ein virtuelles Strahlungsdichteprofil darstellen. Anhand des Phantoms werden die theoretisch gemessenen Strahlungsleistungen der Bolometer berechnet, mit welchen dann wiederum eine tomografische Rekonstruktion erstellt wird. Auf diese Weise lässt sich durch Hinzufügen von Sichtlinien deren Wirkung auf das Rekonstruktionsergebnis begutachten. Die theoretisch gemessenen Strahlungsleistungen für die Rekonstruktionen in diesem Anhang wurden zusätzlich mit einem stochastisches Rauschen von ±5% des Messwertes versehen.

Wie in Anhang A dargestellt, ist die Abdeckung durch die aktuellen Sichtlinien besonders auf der Hochfeldseite im Hauptraum lückenhaft. Aus diesem Grund

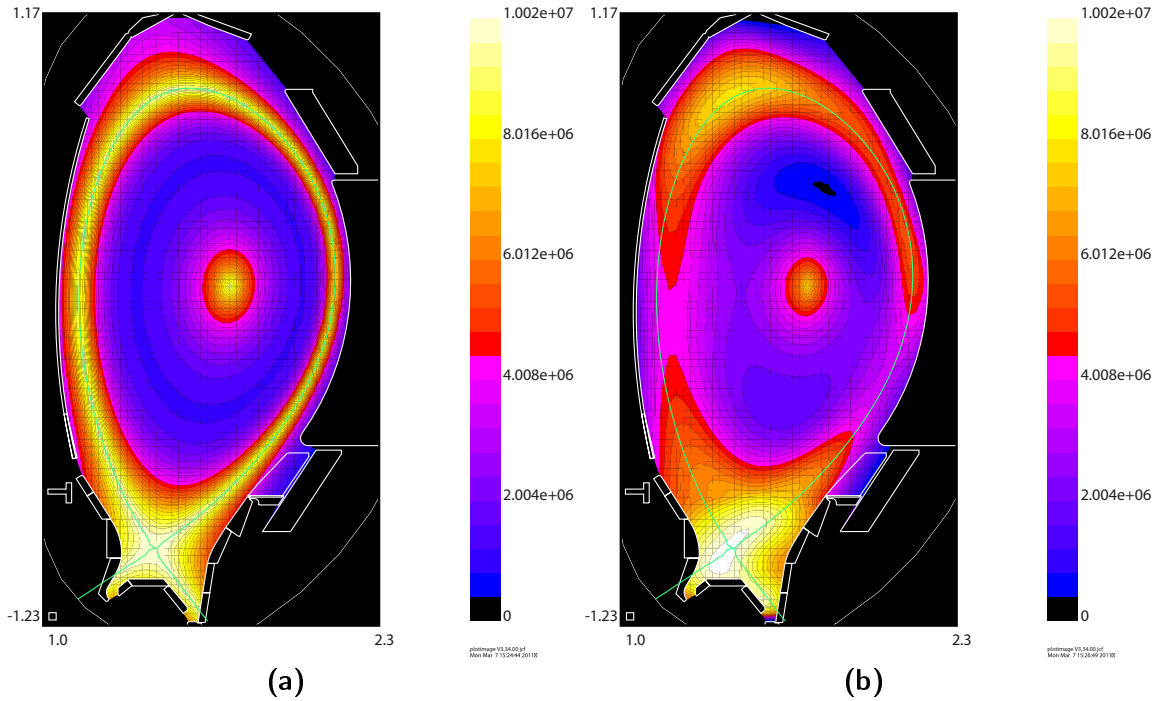


Abbildung B.1.: a) Phantomprofil, b) Rekonstruktion mittels aktueller Sichtlinien

betrachten wir Kameras, welche diesen Bereich zusätzlich beobachten. Durch die starke Gebundenheit der Strahlungsdichte auf die Flussflächen liefern Sichtlinien, welche tangential zu den Flussflächen verlaufen, wertvollere Informationen als senkrecht verlaufende. Mit diesen Vorüberlegungen werden im Folgenden drei zusätzliche Kameras A, B und C betrachtet.

Das verwendete Phantomprofil ist in Abbildung B.1 a) zu sehen. Es beschreibt eine hohe Strahlungsdichte auf der Separatrix sowie ein stark strahlendes Plasmazentrum. In Abbildung B.1 b) ist die tomografische Rekonstruktion nur mithilfe der aktuell verwendeten Sichtlinien an ASDEX Upgrade (Abbildung A.2 d)) dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass weite Teile der Hoch- und Niederfeldseite nicht dem Phantomprofil entsprechen, auch die Strahlungsdichte im Plasmazentrum ist zu niedrig.

Abbildungen B.2 a) und b) zeigen die zusätzlichen Sichtlinien von Kamera A sowie das rekonstruierte Profil. Im Vergleich zu Abbildung B.1 b) wird durch die auf der Niederfeldseite tangential zu den Flussflächen verlaufenden Sichtlinien die dortige Strahlungsdichte genauer rekonstruiert, auch die Verteilung im Plasmainneren

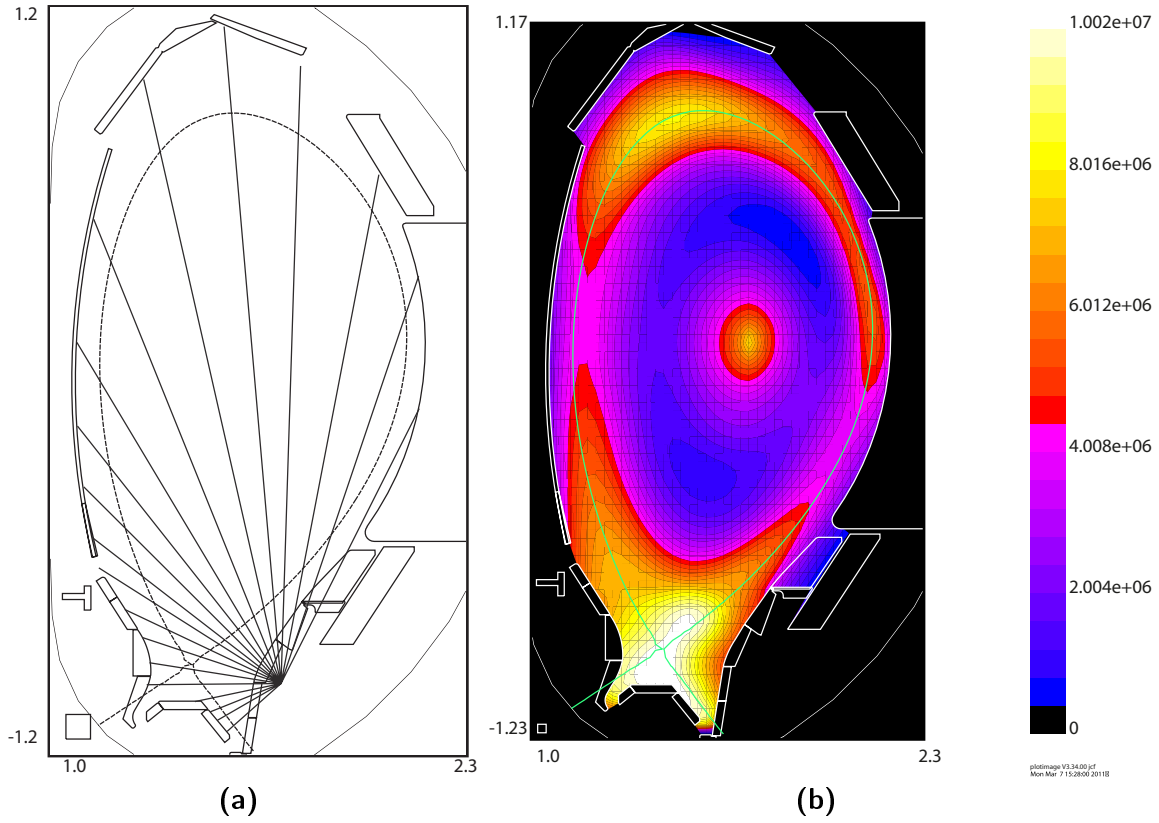


Abbildung B.2.: a) Sichtlinien Kamera A, b) Rekonstruktion mittels zusätzlicher Sichtlinien der Kamera A

entspricht eher dem Phantomprofil. Auf der Hochfeldseite konnte keine sichtbare Verbesserung erzielt werden.

Kamera B besteht aus nur 8 Kanälen, in Abbildung B.3 a) zu sehen, und ist im Wesentlichen eine Erweiterung der FLX-Kamera. Das Rekonstruktionsergebnis in Abbildung B.3 b) weist im Vergleich zu Kamera A eine weitere Verbesserung der rekonstruierten Strahlungsdichte auf der Niederfeldseite auf. Die Strahlung im Plasmainneren wird jedoch nur geringfügig besser dargestellt als in der ursprünglichen Rekonstruktion (Abbildung B.1 b)) und auf der Hochfeldseite konnte abermals keine Verbesserung erzielt werden.

Die dritte Kamera C ist zwischen den Divertorbeinen positioniert und verfügt über 24 Sichtlinien (Abbildung B.4 a)). Bisher gibt es keine Kamera, welche von dieser Position aus die Strahlung im Hauptraum beobachtet. Zusätzlich ist der Verlauf der Sichtlinien in den ursprünglich unzulänglich rekonstruierten Bereichen auf der Hoch- und Niederfeldseite tangential zu den Flussflächen. Dementsprechend ist die in Abbildung B.4 b) gut zu erkennende Steigerung der Qualität des rekonstruierten Profils zu erwarten gewesen. Die Hoch- und Niederfeldseite, das Plasmainnere sowie

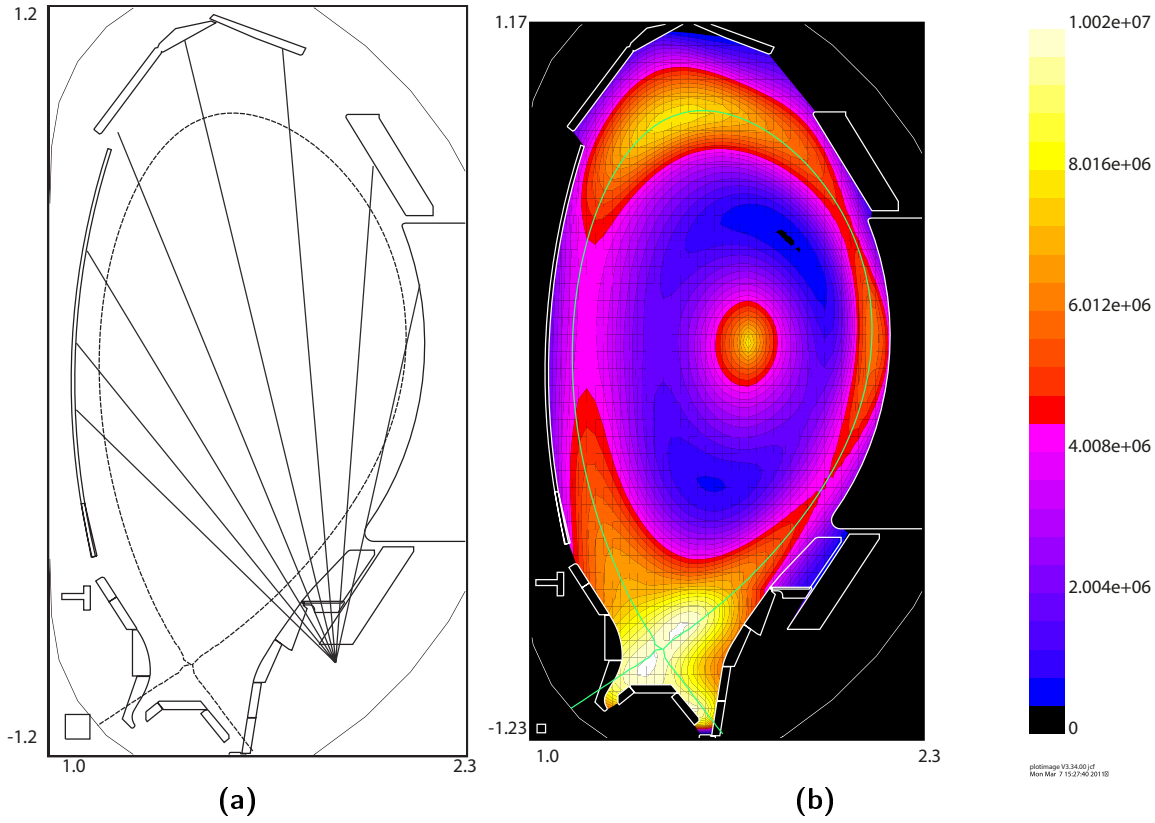


Abbildung B.3.: a) Sichtlinien Kamera B, b) Rekonstruktion mittels zusätzlicher Sichtlinien der Kamera B

auch die Strahlung im Divertor werden deutlich akkurater dargestellt.

Anhand dieser Ergebnisse geht also hervor, dass Kamera C eine lukrative Option für zusätzliche Sichtlinien darstellt. Da an einem Experiment wie ASDEX Upgrade aber nur begrenzt Platz für Diagnostiken zur Verfügung ist, wird man überprüfen müssen ob es möglich ist, an dieser Position eine weitere Bolometerkamera zu installieren.

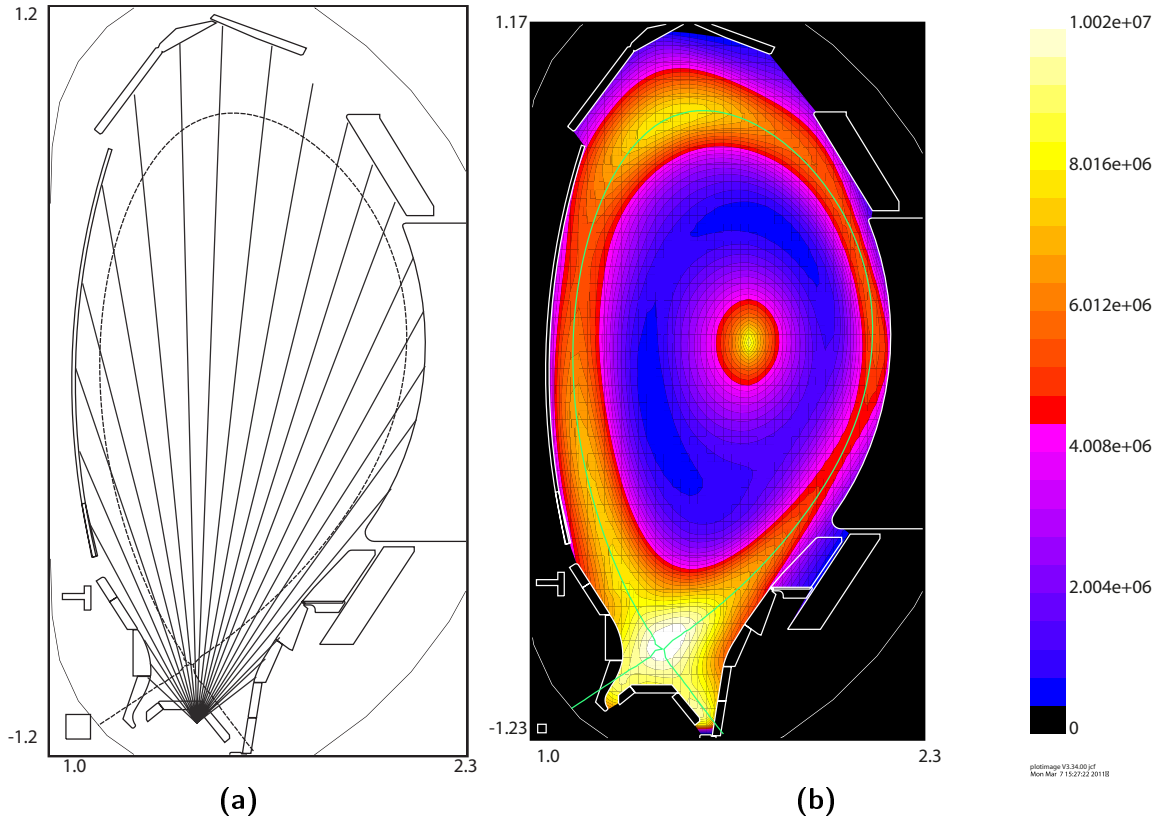


Abbildung B.4.: a) Sichtlinien Kamera C, b) Rekonstruktion mittels zusätzlicher Sichtlinien der Kamera C

Literaturverzeichnis

[1] Bertero, M. ; Mol, C. D. ; Pike, E. R.: Linear inverse problems with discrete data: II. Stability and regularisation. In: *Inverse Problems* 4 (1988), Nr. 3, 573. http://stacks.iop.org/0266-5611/4/i=3/a=004

[2] Böke, Marc: *Lithium-Atomstrahl-Spektroskopie als Diagnostik zur Bestimmung von Dichte und Temperatur der Elektronen in Niedertemperaturplasmen*, Ruhr-Universität Bochum, Diss., 2003

[3] Carthy, P.J. M. u.a.: The CLISTE Interpretive Equilibrium Code / Max-Plancks-Institut für Plasmaphysik. 1999. – Forschungsbericht

[4] Chang, Z. ; Callen, J. D.: In: *Phys. Fluids* B 4 (1992), 1182 S.

[5] Connor, J. W. ; Hastie, R. J. ; Taylor, J. B.: High Mode Number Stability of an Axisymmetric Toroidal Plasma. In: *Proceedings of the Royal Society of London*, 1979 (A, Mathematical and Physical Sciences)

[6] Erba, M. ; Aniel, T. ; Basiuk, V. ; Becoulet, A. ; Litaudon, X.: Validation of a new mixed Bohm/gyro-Bohm model for electron and ion heat transport against the ITER, Tore Supra and START database discharges. In: *Nuclear Fusion* 38 (1998), Nr. 7, 1013. http://stacks.iop.org/0029-5515/38/i=7/a=305

[7] Erba, M. ; Cherubini, A. ; Parail, V. V. ; Springmann, E. ; Taroni, A.: Development of a non-local model for tokamak heat transport in L-mode, H-mode and transient regimes. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 39 (1997), Nr. 2, 261. http://stacks.iop.org/0741-3335/39/i=2/a=004

[8] Fischer, R. u.a.: Prospects for Bayesian Data Analysis on Beam Emission Spectroscopy Data / Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Greifswald EURATOM Association. 2009. – Forschungsbericht

[9] Fischer, R. ; Dinklage, A.: The concept of Integrated Data Analysis of complementary experiments. (2007)

[10] Fuchs, J.C. ; Mast., K. ; Hermann, A. ; Lackner, K.: Two Dimensional Reconstruction of the Radiation Power Density in ASDEX Upgrade. In: *Proceedings of the 21st Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion* Bd. Vol. 18B, 1994, S. 1308

[11] Hutchinson, I. H.: *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge, Massachusetts : Cambridge Univeristy Press, 1987

[12] Ingesson, L. C.: The mathematics of some tomography algorithms used at JET. In: *JET Joint Undertaking* (1999), Nr. JET-R(99)08. http://www.iop.org/Jet/fulltext/JETR99008.pdf

[13] Ingesson, L. C. ; Alper, B. ; Peterson, B. J. ; Vallet, J. C.: Tomography diagnostics: Bolometry and soft-X-ray detection. In: *Fusion Science and Technology* 53 (2007), Feb, Nr. 2, S. 528–576. ISBN 1536–1055. – ISI Document Delivery No.: 266

[14] Ingesson, L. C. ; Maggi, C. F. ; Reichle, R.: Characterization of geometrical detection-system properties for two-dimensional tomography. In: *Review of Scientific Instruments* 71 (2000), Nr. 3, S. 1370–1378. http://dx.doi.org/10.1063/1.1150466. – DOI 10.1063/1.1150466

[15] Kálvin, S.: Optimisation of the ITER bolometer lines of sight and performance analysis / KFKI-Research Institute for Particle and Nuclear Physics, Association EURATOM HAS. Budapest, Hungary, 2006. – Forschungsbericht

[16] Lackner, K.: In: *Computer Physics Communications* 12 (1976), 33 S.

[17] Lipschultz, B.: Review of Marfe Phenomena in Tokamaks / Plasma Fusion Center Massachusetts, Institute of Technology Cambridge. 1986. – Forschungsbericht

[18] LIPSCHULTZ, B. u. a.: MARFE: AN EDGE PLASMA PHENOMENON. In: *Nuclear Fusion* 28 (1984), S. 977

[19] Mast, F. u. a.: Miniaturisiertes breitbandiges Bolometerarray. In: *Technisches Messen* 4 (1997), S. 164

[20] Mast, K. F. ; Vallet, J. C. ; Andelfinger, C. ; Betzler, P. ; Kraus, H. ; Schramm, G.: A low noise highly integrated bolometer array for absolute measurement of VUV and soft x radiation. In: *Review of Scientific Instruments* 62 (1991), Nr. 3, S. 744–750. http://dx.doi.org/10.1063/1.1142078. – DOI 10.1063/1.1142078

[21] Mück, A.: *Study of the Sawtooth Instability and its Control in the ASDEX Upgrade Tokamak*, Technische Universität München Fakultät für Physik, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (IPP), Diss., 2003

[22] Myers, B. R. ; Levine, M. A.: Two-Dimensional Spectral Line Emission Reconstruction as a Plasma Diagnostic. In: *Review of Scientific Instruments* 49 (1978), S. 610

[23] Reichle, R. u. a.: Bolometer for ITER. In: *Proc. Workshop Diagnostis for Experimental Thermonuclear Fusion Reactors* (1996)

[24] Reimerdes, H.: *Sawtooth behavior in a burning plasma experiment.* New York, NY,

[25] Schissel, D. P. u. a.: Measurements and Implications of Zeff Profiles on the DIII-D Tokamak. In: *Phys. Fluids* 31 (1988), S. 3738

[26] Schivell, J. u. a.: Bolometer for Measurements on High-Temperature Plasmas. In: *Review of Scientific Instruments* 53 (1982), S. 1527

[27] Taroni, A. ; Erba, M. ; Springmann, E. ; Tibone, F.: Global and local energy confinement properties of simple transport coefficients of the Bohm type. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 36 (1994), Nr. 10, 1629. http://stacks.iop.org/0741-3335/36/i=10/a=003

[28] TFR, EQUIPE: In: *Nuclear Fusion* 18 (1987), 647 S.

[29] Wagner, F. u. a.: Recent results of H-mode studies on ASDEX. In: *Proceedings of the Thirteenth Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (IAEA, Vienna)* Bd. 1, 1982, S. 277

[30] Wagner, F. ; Huo, Y.P. ; Liu, C.S.: *Nuclear Fusion and Plasma Physics: Proceedings of the International Summer School.* World Scientific Publishing Co Pte Ltd, 1995

[31] Wesson, J.: *Tokamaks.* 2. Oxford University Press, 1997

[32] Zohm, H.: *Skript zu Plasmaphysik 1.* SS 2010

[33] Zoletnik, S. ; Kalvin, S.: A method for tomography using arbitrary expansions / KFKI Research Institute for Particle and Nuclear Physics, H-1525, P.O. Box 49, Budapest, Hungary. 1992. – Forschungsbericht

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Dr. Hans Meister. Er stand mir jederzeit tatkräftig und unterstützend zur Seite. Ich konnte von ihm viel über die Physik und auch über die Arbeitsweise eines guten Wissenschaftlers lernen. Er hatte immer ein offenes Ohr für mich und bot stets die erste Anlaufstelle für meine Fragen.

Ich möchte meinem Professor Dr. Hartmut Zohm danken, der es mir ermöglicht hat meine Diplomarbeit am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik durchzuführen. Er hat sich oft die Zeit für fruchtbare Diskussionen genommen und damit einen wesentlichen Teil zu dieser Arbeit beigetragen.

Ich danke Dr. Christoph Fuchs für die Zeit, die er sich genommen hat, um mir die mathematischen Details der Tomografie zu erklären und alle meine Fragen zu beantworten. Mein Dank gilt auch Matthias Bernert, welcher mir bezüglich des Tomografie-GUIs ratgebend zur Seite stand. Besonders möchte ich mich bei Dr. Thomas Eich bedanken, er zeigte sich stets interessiert an meiner Arbeit und brachte mir viel über die Bolometrie bei.

Zusätzlich möchte ich mich beim gesamten ASDEX Upgrade Team bedanken.

Ohne die stetige Unterstützung durch meine Familie und ihren Glauben an mich wäre mein Studium und die Durchführung dieser Diplomarbeit nicht möglich gewesen.

Erklärung

des Diplomanden

Schneider, Moritz Jörg

Mit der Abgabe der Diplomarbeit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

München, den 14. März 2011

Unterschrift