

Johannes Bleuel

Elektrostatische Turbulenz am Plasmarand des Stellarators Wendelstein 7-AS

Dissertation

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik

Inhaltsverzeichnis

Untersuchung von Temperaturfluktuationen und deren
Korrelation mit Dichtefluktuationen an W7-AS

1	Inhaltsverzeichnis	
1.1	Belastung von ICP-Experimenten	3
1.1.1	Grundlagen der ICP-Experimente	3
1.1.2	ICP-Netze	4
1.2	Aufbau des W7-AS Plasmas	5
1.2.1	Eigenschaften	5
1.2.2	Diagnostik	6
1.2.3	Messung der Dichtefluktuationen	7
1.2.4	Messung der Temperaturfluktuationen	8
1.3	Experimenteller Aufbau	9
1.3.1	ICP-Netze	9
1.3.2	ICP-Netze	10
1.3.3	ICP-Netze	11
1.3.4	ICP-Netze	12
1.4	Kombination von ICP-Netzleistungen mit einem ICP-Netz	13
1.4.1	ICP-Netzleistungen	13
1.4.2	ICP-Netzleistungen	14
2	Temperaturfluktuationen	15
2.1	Charakterisierung	15
2.1.1	Typische Parameter	15
2.1.2	Spektrum	16
2.1.3	Radiale Korrelation	17
2.1.4	Temperaturfluktuationen und Dichtefluktuationen	18
2.1.5	Vergleich unterschiedlicher Korrelationsmethoden	19
2.2	Die diffuse Fluktuationenkomponente	20
2.2.1	Vergleich mit einer ICP-Modulation	20
2.2.2	Vergleich mit einer ICP-Modulation	21
2.2.3	Vergleich mit einer ICP-Modulation	22
2.3	Zusammenfassung	23
2.3.1	Zusammenfassung	23
2.3.2	Zusammenfassung	24
2.3.3	Zusammenfassung	25
2.3.4	Zusammenfassung	26
3	Parameter	27
3.1	Parameter	27
3.2	Parameter	28
3.3	Parameter	29
3.4	Parameter	30
4	Parameter	31
4.1	Parameter	31
4.2	Parameter	32
4.3	Parameter	33
4.4	Parameter	34

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

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik

Untersuchung von Temperaturfluktuationen und deren
Korrelation mit Dichtefluktuationen an W7-AS

Dissertation

Marcus Häse

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

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

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Diagnostik	5
1.1 Radiometrie von ECE-Temperaturfluktuationen	5
1.1.1 Grundlagen der ECE-Radiometrie	5
1.1.2 ECE-Korrelationsradiometrie	11
1.2 Aufbau und technische Daten	18
1.2.1 Übersicht	18
1.2.2 Antennensystem	18
1.2.3 Mischer, Filterspektrometer und Datenaufzeichnung	23
1.2.4 Kalibration	28
1.3 Auswertetechnik	31
1.3.1 Kreuzkorrelation	31
1.3.2 Signifikanz	32
1.3.3 Kohärenzfunktion	34
1.3.4 Auswertealgorithmus	35
1.4 Kombination von ECE-Korrelationsradiometrie und Reflektometrie	39
1.4.1 Prinzip der Reflektometrie	39
1.4.2 Technische Aspekte	41
2 Temperaturfluktuationen	49
2.1 Charakterisierung	49
2.1.1 Typische Parameter	50
2.1.2 Spektrum	51
2.1.3 Radiale Korrelation	54
2.1.4 Temperaturfluktuationen auf der Niederfeldseite	56
2.1.5 Vergleich unterschiedlicher Korrelationsmethoden	59
2.2 Die diffusive Fluktuationskomponente	63
2.2.1 Vergleich mit aktiver ECRH-Modulation	63
2.2.2 Ursprung der diffusiven Fluktuationskomponente	64
2.2.3 Korrelationsanalyse der Standard-ECE-Kanäle	66
2.3 Die turbulente Fluktuationskomponente	69
2.3.1 Mechanismen für Strahlungstemperaturfluktuationen	69
2.3.2 Korrelation mit Magnetfeldsonden	74
2.3.3 Fluktuationen bei verschwindendem Temperaturgradient	80
2.3.4 Parameterabhängigkeit der turbulenten Komponente	85
2.3.5 Zeitaufgelöste Fluktuationsmessung	94

3	Korrelation von Temperatur- und Dichtefluktuationen	99
3.1	Analyse einer exemplarischen Messung	100
3.1.1	Meßposition	100
3.1.2	Eigenleistungs- und Kohärenzspektren	101
3.1.3	Kohärenzprofil	103
3.2	Variation der Reflektometrie-Position	107
3.2.1	Innerer Bereich des Kernplasmas	107
3.2.2	Äußerer Bereich des Kernplasmas	107
3.3	Diskussion der Ergebnisse	111
3.3.1	Vergleich der Fluktuationsamplituden	111
3.3.2	Interpretation bei geringer optischer Tiefe	113

	Zusammenfassung	117
--	------------------------	------------

	Literaturverzeichnis	121
--	-----------------------------	------------

1.1	Grundlagen der ECE-Radiometrie	121
1.1.1	Grundlagen der ECE-Radiometrie	121
1.1.2	ECE-Korrelationsradiometrie	121
1.2	Aufbau und technische Daten	128
1.2.1	Übersicht	128
1.2.2	Antennensystem	128
1.2.3	Mischer, Filterspektrometer und Datenaufzeichnung	128
1.2.4	Kalibration	128
1.3	Auswertetechnik	131
1.3.1	Kreuzkorrelation	131
1.3.2	Spektralkanal	132
1.3.3	Kohärenzfunktion	134
1.3.4	Auswertesystem	135
1.4	Kombination von ECE-Korrelationsradiometrie und Reflektometrie	139
1.4.1	Prinzip der Reflektometrie	139
1.4.2	Technische Aspekte	141
2	Temperaturfluktuationen	149
2.1	Charakterisierung	149
2.1.1	Typische Parameter	150
2.1.2	Spektrum	151
2.1.3	Radiale Korrelation	154
2.1.4	Temperaturfluktuationen auf der Niederfrequenzseite	155
2.1.5	Vergleich unterschiedlicher Korrelationsmethoden	159
2.2	Die diffusive Fluktuationenkomponente	163
2.2.1	Vergleich mit aktiver ECRH-Modulation	163
2.2.2	Ursprung der diffusiven Fluktuationenkomponente	164
2.2.3	Korrelationsanalyse der Standard-ECE-Kanäle	166
2.3	Die diffusive Fluktuationenkomponente im turbulenten Zustand	169
2.3.1	Mechanismen für die Erzeugung von Fluktuationen	169
2.3.2	Korrelation mit Magnetfeldstörungen	174
2.3.3	Fluktuationen bei verschwindendem Temperaturgradient	180
2.3.4	Parameterabhängigkeit der turbulenten Komponente	185

Einleitung

Aus unserer täglichen Erfahrung mit atmosphärischem Wettergeschehen sind uns konvektive, turbulente Luftmassenbewegungen geläufig. Treibende Kraft sind z. B. Druckgradienten, die durch wechselnde Sonneneinstrahlung aufgebaut werden und zu instabilen Schichtungen in der Atmosphäre führen können. Ihr Ausgleich erfolgt in einem spürbaren, oft sogar stürmischen, turbulenten Masse- und Energietransport, der wiederum zu meßbaren lokalen Temperaturänderungen führt. Betrachtet man ein Fusionsplasma als ein ebenfalls hydrodynamisch beschreibbares allerdings ionisiertes Gas, in dem durch zentrale Heizung Temperatur- und Druckgradienten aufgebaut werden, so ist es nicht überraschend, auch hier auf Turbulenz zu stoßen, die durch Instabilitäten getrieben wird und sich in Fluktuationen verschiedener Plasmaparameter äußert. Unser Wissen über turbulente Gas- oder Flüssigkeitsströmungen ist auf ein magnetisiertes Plasma allerdings nur begrenzt übertragbar, da hier elektromagnetische Kräfte und eine, durch das Magnetfeld gegebene Vorzugsrichtung die Dynamik bestimmen und eine Modellierung gegenüber einem neutralen Gas stark verkomplizieren. Im Fall der fusionsorientierten Plasmaphysik wird daher auf experimenteller Seite z. B. durch Weiterentwicklung diagnostischer Techniken zur lokalen Messung fluktuierender Parameter sowie auf theoretischer Seite durch numerische Simulation der Plasmaturbulenz intensiv an einem besseren Verständnis der Transportprozesse gearbeitet.

Ziel der Fusionsforschung ist die sich selbst erhaltende thermonukleare Fusion der Wasserstoffisotope Deuterium und Tritium zu Helium. Diese Reaktion kann nur gezündet werden und brennen, wenn das Brennstoffgemisch, ein Deuterium-Tritium-Plasma, bei ausreichend hoher Dichte ($n \approx 10^{20} \text{ m}^{-3}$) und Temperatur ($T \approx 20 \text{ keV}$) gehalten wird.¹ Dazu ist es notwendig, das heiße Plasma von seiner kalten Umgebung thermisch zu isolieren. Im Fall der magnetischen Fusion, auf die sich die Fusionsforschung konzentriert, werden dazu toroidale Magnetfeldanordnungen verwendet. Die Energieeinschlußzeit ($\tau_E \approx 5 \text{ s}$) charakterisiert die Güte dieser Isolation. Sie ist der Quotient aus Plasma-Energieinhalt W_P und Heizleistung P_H , die zur Aufrechterhaltung des Energieinhalts erforderlich ist:

$$\tau_E = \frac{W_P}{P_H} = \frac{3nk_B T}{P_H}. \quad (0.1)$$

Die Energieeinschlußzeit ist für die thermonukleare Fusion von entscheidender Bedeutung. Temperatur und Dichte bestimmen über den Wirkungsquerschnitt die Reaktionsrate und damit die freigesetzte Fusionsleistungsdichte P_{fus} . Der über die geladenen Helium-Kerne an das Plasma abgegebene Anteil $P_H = 1/5 P_{\text{fus}}$ der Fusionsleistung² soll wiederum den Energieverlust des Brennstoffs durch Strahlung, Wärmeleitung und Kon-

¹Mit den angegebenen Werten soll in dem Experiment ITER erstmals thermonukleares Fusionsbrennen gezündet und über längere Zeit ($> 1000 \text{ s}$) aufrechterhalten werden.

²Der Faktor $1/5$ folgt aus Impuls- und Energiebilanz der Fusionsreaktion $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + {}^1\text{n} + 17.6 \text{ MeV}$.

vektion ersetzen. Daraus ergibt sich das sogenannte Lawson-Kriterium für eine positive Leistungsbilanz eines Fusions-Experiments. Ein zentraler Parameter darin ist τ_E .

Während man die Strahlungsverlustprozesse³ eines Plasmas gut versteht, können die radialen Transportprozesse, die den Großteil des gesamten Energieverlusts ausmachen, nur begrenzt theoretisch beschrieben werden. Um dennoch Angaben über τ_E zu erhalten, leitet man empirisch aus den verfügbaren Daten aller vergleichbaren Plasmaexperimente Skalierungsgesetze für die Energieeinschlußzeit τ_E ab. Als Beispiel ist eine Skalierung für Stellarator- und Tokamakexperimente [1] angegeben (Abbildung 0.1, [2]). Man fin-

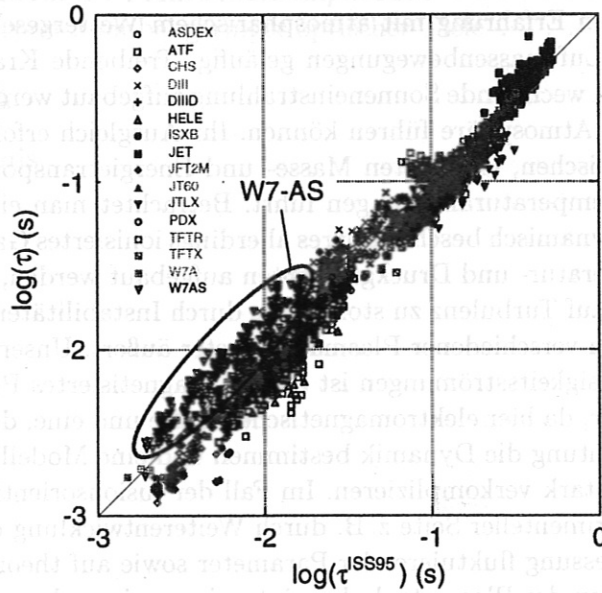


Abbildung 0.1: Gegenüberstellung von experimentell bestimmter Energieeinschlußzeit τ_E und Skalierung für verschiedene Tokamak- und Stellaratorexperimente anhand der „Internationalen Stellarator-Skalierung 1995“ (ISS95). Die Werte für das optimierte Stellaratorexperiment W7-AS liegen größtenteils über der ISS95-Vorhersage.

det Abhängigkeiten von toroidalem Magnetfeld B , Rotationstransformation ι , mittlerer Elektronendichte \bar{n}_e , Heizleistung P_{tot} sowie den geometrischen Torusparametern großer Radius R und kleiner Radius a .

$$\tau_E^{ISS95} = 0.079 a^{2.21} R^{0.65} P_{tot}^{-0.59} (\bar{n}_e/10^{19})^{0.51} B_t^{0.83} \iota_{2/3}^{0.4} \quad (\text{m, s, T, MW}) \quad (0.2)$$

Neben dieser globalen Betrachtung des Transports, läßt sich für ein stationäres Plasma aus Dichte- und Temperaturprofil bei Berücksichtigung des Strahlungsverlusts über die lokale Leistungsbilanzgleichung der radiale Energiefluß bestimmen. Aus dieser Analyse ergeben sich radiale Profile der Transportkoeffizienten. Aus den Propagationseigenschaften von periodischen Temperaturstörungen, die mit lokal deponierter modulierter ECRH⁴ erzeugt werden, lassen sich differentielle Transportkoeffizienten gewinnen. In beiden Fällen liegen typische Werte für den Wärmediffusionskoeffizient der Elektronen in

³Hauptsächlich Bremsstrahlung und unter Reaktorbedingungen Synchrotronstrahlung.

⁴ECRH: Elektron-Zyklotronresonanz-Heizung

der Größenordnung von

$$\chi_e \sim 0.1 - 10 \frac{\text{m}^2}{\text{s}}. \quad (0.3)$$

Eine Beschreibung des radialen Transports über binäre Coulomb-Stöße, der sogenannte klassische Transport, liefert auch bei Berücksichtigung toroidaler Effekte („neoklassischer“ Transport) für die Transportkoeffizienten Werte, die typischerweise deutlich unter den experimentell bestimmten Werten liegen. Dieser, gegenüber einem rein stoßbestimmten Transport erheblich erhöhte Verlust ist noch weitgehend unverstanden. Möglicherweise ist er durch breitbandige, hochfrequente elektrostatische und magnetische Fluktuation in Verbindung mit Mikroturbulenz verursacht. Hierbei sind Fluktuationen von poloidalem elektrischen Feld \tilde{E}_θ , Temperatur \tilde{T} , Dichte \tilde{n} sowie Magnetfeld \tilde{B} und ihre Korrelation bzw. Phasenbeziehung untereinander von Bedeutung. So können korrelierte Fluktuationen von elektrischem Feld und Elektronentemperatur einen nennenswerten Beitrag der Größe

$$Q_e = \frac{3}{2} k_B n_e \frac{\langle \tilde{T}_e \tilde{E}_\theta \rangle}{B_\phi} \quad (0.4)$$

zum Elektronenwärmefluß liefern [3, 4, 5].

Um die Größe des fluktuationsgetriebenen Transports experimentell zu bestimmen, sollten idealerweise \tilde{E}_θ , \tilde{T} , \tilde{n} und \tilde{B} simultan orts- und zeitaufgelöst im Plasmainternen gemessen werden. Aufgrund der gemessenen Wellenzahl- und Frequenzspektren von Dichtefluktuationen und Temperaturfluktuationen im Kernplasma sind dabei Auflösungen unterhalb von 1 cm^3 und $1 \mu\text{s}$ sowie eine Empfindlichkeit unterhalb von 0.1 % anzustreben [6]. Der derzeitige Stand der Fluktuationsdiagnostik ist von diesem Ideal noch deutlich entfernt. Während in der Plasmarandschicht z. B. mit Sonden bereits Parameter wie \tilde{E} , \tilde{T} , \tilde{n} mit der geforderten Auflösung gemessen werden und einzelne turbulente „Ereignisse“ identifiziert werden können [7], ist die Situation im Kernplasma schwieriger. Einerseits sind hier erwartete und nachgewiesene relative Fluktuationen (0.1 – 1 %) um etwa eine Größenordnung kleiner als am Plasmarand (1 – 10 % und mehr), andererseits ist der diagnostische Zugang zum heißen Kernplasma wesentlich aufwendiger. Reflektometrie und Mikrowellenstreuung zur Messung von \tilde{n} sowie (z. B. an den Experimenten TEXT, CHS und JIPP TIIU) die technisch außerordentlich aufwendige Schwerionenstrahl-Sonde (HIBP, heavy-ion-beam-probe) [8] zur Messung insbesondere von \tilde{E} kommen zur Anwendung. Vorrangiges Ziel ist daher die Entwicklung aussagekräftiger diagnostischer Methoden.

An W7-AS wurde als Teillösung auf der Basis der Radiometrie der Elektron-Zyklotronemission (ECE) des Plasmas eine Diagnostik entwickelt, mit der erstmalig Fluktuationen der Elektronentemperatur im Plasmainternen gemessen wurden [6, 9]. Diese Diagnostik entspricht in den meisten Punkten den idealen Anforderungen bzgl. Auflösung und Empfindlichkeit und zeichnet sich durch große Zuverlässigkeit aus. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde diese Diagnostik optimiert und erweitert. Dabei wurde insbesondere die Ortsauflösung erhöht und die Datenverarbeitung für eine regelmäßige Analyse und für den Vergleich einer großen Zahl (> 100) von Messungen entwickelt. Experimente zur Charakterisierung der Temperaturfluktuationen wurden durchgeführt und ihr Zusammenhang mit lokalen Plasmaparametern, insbesondere Dichte und Temperatur, untersucht. Dies ist die Basis für die Interpretation der Korrelationsmessungen zwischen Temperatur- und Dichtefluktuationen. Durch Kombination der ECE-Fluktuationsdiagnostik mit der zur Dichtefluktuationsmessung verwendeten Reflektometrie gelang erstmalig lokal im

Kernplasma der Nachweis signifikanter Korrelation von Dichte- und Temperaturfluktuationen sowie die Bestimmung ihrer Phasenlage.

Für die Interpretation der Fluktuationsdiagnostik liefern diese Experimente wichtige Ergebnisse. Die differenzierte Identifizierung verschiedener Fluktuationskomponenten, das Ausschließen „technischer“ Ursachen wie fluktuierende ECRH-Deposition sowie die Quantifizierung „diagnostischer“ Effekte wie Verknüpfung von Dichte und Temperatur durch den ECE-Prozeß, sind unabdingbare Schritte vor einer Untersuchung der den Fluktuationen zugrunde liegenden Instabilitäten. So sind einige Ergebnisse wie z. B. das Verschwinden der Fluktuationen mit ∇T hinsichtlich vieler Turbulenzmodelle nicht überraschend, doch sind sie von erheblicher diagnostischer Bedeutung.

Für das Verständnis der Transportprozesse im Plasma sind diese Messungen als „Wegweiser“ zu sehen. Einerseits lassen sich ohne Information über \vec{E}_θ grundsätzlich keine quantitativen Angaben zum Transport machen, andererseits scheidet eine experimentelle Identifikation von Modellen derzeit an der komplexen Koppelung zahlreicher Plasma-parameter. Ihr Einfluß auf die Fluktuationsaktivität ist jedoch deutlich sichtbar und zum Teil (hier im Fall der Temperatur) auch quantifizierbar. Möglicherweise kommt daher numerischen Modellrechnungen eine entscheidende Rolle zu. Sie werden derzeit entwickelt und gestatten es grundsätzlich, auch Detailspekte der ECE-Fluktuationsdiagnostik mit einzubeziehen. Auf der Basis eines Vergleichs des hier erarbeiteten Datenmaterials mit numerischen Modellrechnungen könnte so in Zukunft auch ohne die vollständige Messung aller turbulenzrelevanten Plasmamaparameter – sie ist kurzfristig nicht zu realisieren – ein Beitrag zum Verständnis des turbulenten Transports geleistet werden.

Kapitel 1

Diagnostik

1.1 Radiometrie von ECE-Temperaturfluktuationen

1.1.1 Grundlagen der ECE-Radiometrie

Emissionsfrequenz – homogenes Magnetfeld

Ionen und Elektronen führen in einem homogenen Magnetfeld B eine Gyrationbewegung mit der Zyklotronfrequenz ω_c und dem Larmor-Radius r_L um die Magnetfeldlinien aus:

$$\omega_c = \frac{|q| B}{m}, \quad r_L = \frac{m v_{\perp}}{|q| B} = \frac{\sqrt{2 m k_B T}}{|q| B}. \quad (1.1)$$

Diese Bindung der Teilchenbewegung an die Magnetfeldlinie, die in erster Näherung das Führungszentrum der Bewegung vorgibt, ist die mikroskopische Basis für den magnetischen Plasmaeinschluß. In einem für W7-AS typischen Magnetfeld von $B = 2.5 \text{ T}$ beträgt die Gyrationfrequenz der Elektronen $\omega_c/2\pi = 70 \text{ GHz}$ und die der Protonen $\omega_c/2\pi = 38 \text{ MHz}$. Bei einer der mittleren Temperatur von $k_B T = 1 \text{ keV}$ entsprechenden kinetischen Energie beträgt der mittlere Gyrationradius der Elektronen $r_L = 43 \mu\text{m}$ und der der Protonen $r_L = 2 \text{ mm}$.

Bei dieser Gyrationbewegung wird elektromagnetische Strahlung der Zyklotronfrequenz und ihrer Harmonischen $n \cdot \omega_c$ ($n = 1, 2, \dots$) emittiert [10, 11]. Die Zyklotronemission der Elektronen (ECE) wird zur lokalen Temperaturbestimmung des Plasmas mit Mikrowellen-Radiometern diagnostiziert. Ihre Emissionscharakteristik ist nichtisotrop und polarisationsabhängig. Bei Emission in einer Richtung parallel zu \vec{B} ($\vec{k} \parallel \vec{B}$) ist die ECE zirkular polarisiert, bei $\vec{k} \perp \vec{B}$ linear. Im Fall linearer Polarisation ($\vec{k} \perp \vec{B}$) unterscheidet man die Komponenten $\vec{E} \parallel \vec{B}$ (O-Mode) und $\vec{E} \perp \vec{B}$ (X-Mode). Steht die Beobachtungsrichtung nicht senkrecht auf \vec{B} ($\vec{k} \not\perp \vec{B}$), so ist das ECE-Spektrum durch Dopplereffekt ($\Delta\omega = k_{\parallel} v_{\parallel}$) verbreitert. Ab einer Temperatur von etwa $T \gtrsim 1 \text{ keV}$ verschiebt zudem die relativistische Massenerhöhung, $m = \gamma m_0$, die Emissionsfrequenz ω deutlich. ω muß die folgende Resonanzbedingung erfüllen:

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - n \frac{|q| B}{\gamma m_0} = 0. \quad (1.2)$$

Linienverbreiterung durch Stöße oder Strahlungsdämpfung ist demgegenüber in einem typischen Fusionsplasma viel kleiner, sie kann vernachlässigt werden. Die Antennen der im Folgenden vorgestellten Radiometer sind senkrecht zu \vec{B} ausgerichtet, sodaß hier auch

die Dopplerverbreiterung vernachlässigbar klein ist.¹ Dominierender Verbreiterungsmechanismus ist hier die relativistische Massenerhöhung, insbesondere der höherenergetischen Elektronen. Sie sind die Quelle der sogenannten überthermischen Emission.

Ortszuordnung – inhomogenes Magnetfeld

In einem inhomogenen Magnetfeld $B(r)$ liefert die Resonanzbedingung eine ortsabhängige ECE-Frequenz. In der Beobachtungsebene der ECE-Diagnostik an W7-AS ist das Magnetfeld mit einem Radius von etwa $R_c = 1.13$ m gekrümmt, es fällt entlang dem großen Radius R monoton ab. Die Zyklotronfrequenz hängt damit von der radialen Position $r = R - R_0$ ab.² Unter Vernachlässigung von relativistischer Verschiebung und Dopplerverbreiterung ermöglicht dies eine eindeutige Ortszuordnung der Emission und damit die Messung eines Temperaturprofils durch ECE-Spektroskopie.

$$\omega(r) = n \frac{|q| B(r)}{m} \approx n \frac{|q| B(0)}{m} \frac{R_c}{R_c + r} \quad (1.3)$$

Das Emissionsspektrum der zweiten Zyklotronharmonischen reicht bei einem Plasmaradius von $a = 10$ cm von etwa $\omega/2\pi = 130$ bis 150 GHz. Bei höheren Zyklotronharmonischen oder größerem Plasmaradius³ a können die Spektren benachbarter Harmonischer überlappen. Die eindeutige Ortszuordnung der Emission geht dann verloren.

Strahlungstemperatur

Während die Resonanzbedingung die Linienbreite der Emission eines ideal kleinen Plasmavolumens angibt, müssen für das Emissionsspektrum des gesamten Plasmas Verteilungsfunktion der Elektronen, Dispersion, Strahlungstransport und Magnetfeldinhomogenität miteinbezogen werden, die die effektive Linienbreite der ECE erheblich beeinflussen können. Im Idealfall eines dichten, heißen, thermalisierten Plasmas ist in dem durch Gleichung 1.3 gegebenen Resonanzfrequenzbereich die Wechselwirkung zwischen ECE und Plasmaelektronen ausreichend groß, sodaß in Richtung Niederfeldseite Schwarzkörperstrahlung emittiert wird. Das Plasma ist optisch dick, die ECE-Intensität ist lediglich durch die Temperatur T_e der Plasmaelektronen bestimmt.⁴ In einer typischen ECE-Radiometeranordnung, wie sie auch an W7-AS installiert ist, wird die von der Niederfeldseite aus radial auf das Plasmazentrum gerichtete Antenne vom Plasma vollständig ausgeleuchtet. Das Radiometer detektiert eine Intensität, der die sogenannte Antennentemperatur T_A zugeordnet wird. In dem hier behandelten Idealfall ist diese Temperatur gleich der Temperatur der Plasmaelektronen ($T_A = T_e$) bzw. eines Schwarzkörpers, der die Antenne vollständig ausleuchtet und die detektierte Intensität emittiert.

Hat das Plasma eine geringe optische Tiefe oder leuchtet es die Antenne nicht vollständig aus, so kann die Antennentemperatur von der Temperatur der Plasmaelektronen

¹Infolge endlicher Antennen-Öffnungswinkel θ_w ist der Idealfall $\vec{k} \perp \vec{B}$ nicht erreichbar.

²Ein Stellarator ist nicht toroidalsymmetrisch, die Magnetfeldkrümmung hängt von der toroidalen Position ab. Der Magnetfeld-Krümmungsradius ist daher verschieden vom großen Radius R bzw. der Position des Plasmazentrums R_0 .

³D. h. bei kleinerem Aspektverhältnis R/a , wie man es z. B. bei den „fetten“ Tokamaks findet.

⁴Die hier untersuchten Plasmen sind typischerweise bei Frequenzen der zweiten Harmonischen X-Mode-Emission (~ 140 GHz) optisch dick.

abweichen. In einer allgemeineren Darstellung erhält man die Antennentemperatur

$$T_A = \frac{1}{\lambda^2} \int_{4\pi} T_r(\theta, \phi) A(\theta, \phi) d\Omega \quad (1.4)$$

aus der Strahlungstemperaturverteilung $T_r(\vec{r})$ der Quelle, gemittelt über die Antennenwirkfläche $A(\theta, \phi)$, ein Maß für die Richtcharakteristik $A(\theta, \phi)/A_{\max}$ der Antenne. Da das Plasma die Antennenwirkfläche der i. allg. fokussierend aufgebauten Radiometerantennen vollständig ausleuchtet, wird im Folgenden nur von der Strahlungstemperatur bzw. der über $A(\theta, \phi)$ gemittelten Strahlungstemperatur gesprochen.

Die Strahlungstemperatur T_r ergibt sich aus der lokalen Emission bzw. Absorption der Quelle entlang der Antennensichtlinie ds . Bei einem Maxwell'schen Plasma sind Emissionsgrad η und Absorptionskoeffizient α entsprechend dem Kirchhoffschen Gesetz zueinander proportional. Im hier vorliegenden Rayleigh-Jeans-Grenzfall niedriger Frequenzen ($\hbar\omega \ll k_B T_e$) ist ihr Quotient proportional zur Temperatur T_e .

$$\frac{\eta}{\alpha} = S(\omega, T_e) \stackrel{(\hbar\omega \ll k_B T_e)}{\propto} T_e \quad (1.5)$$

Die Strahlungstemperatur ist somit durch die Profile von Absorptionskoeffizient und Elektronentemperatur bestimmt.

$$T_r(\omega) = \int_{-a}^a T_e(s) \alpha(s, \omega) e^{-\tau_a(\omega, s)} ds = \int_{-a}^a G(s, \omega) ds \quad (1.6)$$

$$\tau_a(\omega, s) = \int_s^a \alpha(\xi, \omega) d\xi \quad (1.7)$$

Die Funktion $G(r, \omega)$ ist die Kombination von Emissivität $T_e \alpha$ und Selbstabsorption $e^{-\tau_a}$. Sie beschreibt den radialen Bereich, aus dem Strahlung der Frequenz ω das Plasma verläßt und bestimmt damit die radiale Auflösung der ECE. Bei horizontaler Beobachtung von der Niederfeldseite aus beträgt die radiale Auflösung typischerweise 5 mm. Die Strahlung hat ihren Ursprung in einer dünnen Schicht auf der Hochfeldseite direkt hinter der kalten Resonanz $n \omega_c(r)$ (Gleichung 1.3). Die beobachtete Strahlungstemperatur wird vom niederenergetischen Teil ($v \lesssim 1 \dots 3 \cdot v_{\text{therm}}$) der Maxwellverteilten Elektronen bestimmt. Die relativistisch verschobene Emission von höherenergetischen Elektronen im Schwanz der Maxwellverteilung, die aus einem tiefer im Plasma liegenden Bereiche kommt, wird bei gegebener Beobachtungsfrequenz in dieser Schicht absorbiert.

Bei geringer optischer Tiefe τ kann relativistisch verschobene Emission „durchscheinen“. Insbesondere zentrale Plasmaheizung mit ECRH hoher Leistungsdichte erzeugt im Plasmazentrum einen erhöhten Anteil hochenergetischer ($> 6 \text{ keV}$) Elektronen, deren relativistisch verschobene Emission im optisch dünnen Randbereich des Plasmas nicht mehr reabsorbiert wird. Sie führt am niederfrequenten Ende des ECE-Spektrums zu deutlich erhöhter Intensität, der sogenannten überthermischen Emission. Ihr Ursprungsort kann aus Gleichung 1.3 nicht ermittelt werden.

Thermisches Rauschen

Die Empfindlichkeitsgrenze wird anhand eines stark vereinfachten ECE-Radiometers erläutert⁵ [12]. Es besteht aus Antenne, Bandpaßfilter,⁶ Diode und Tiefpaßfilter⁷ und ist auf ein thermisches Plasma der Temperatur T gerichtet (Abbildung 1.1). Das Ra-

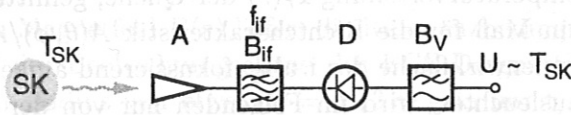


Abbildung 1.1: Ein stark vereinfachtes ECE-Radiometer („Total-power-Empfänger“) bestehend aus Antenne, *if*-Bandpaßfilter, Diode und Video-Tiefpaßfilter. Bei Radiometrie der Emission einer thermischen Quelle (SK, Schwarzkörperstrahlung) ist die Ausgangsspannung proportional zur Quelltemperatur T_{SK} . Das Verhältnis von thermischem Rauschen zu mittlerer Temperatur ist durch das Bandbreitenverhältnis der Filter (B_{if} , B_v) gegeben.

diometersignal ist als Summe zufälliger Emissionsprozesse auch bei konstanter Quelltemperatur ein weißes Rauschen, dessen Rauschleistung durch die Bandbreiten B_{if} und B_v der beiden Radiometerfilter bestimmt ist und die Empfindlichkeit des Radiometers begrenzt. Ein Maß hierfür ist das inverse Verhältnis ζ der durch thermisches Rauschen bedingten Signalschwankungen zum Signalmittelwert:

$$\text{(Radiometerformel)} \quad \zeta = \frac{\sqrt{\langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle}}{\langle I \rangle} = \sqrt{\frac{2B_v}{B_{if}}} \quad (1.8)$$

Dieses unvermeidliche inhärente thermische Rauschen begrenzt die Empfindlichkeit eines Radiometers. Kleine Temperaturänderungen \tilde{T} der Strahlungsquelle sind in der Zeitspur des Radiometersignals nicht mehr auflösbar:⁸

$$\frac{\sqrt{\langle \tilde{T}^2 \rangle}}{\langle T \rangle} > \sqrt{\frac{2B_v}{B_{if}}} \quad (1.9)$$

Da die Bandbreiten B_v und B_{if} nicht frei wählbar sind, kann die Empfindlichkeit nicht beliebig gut sein. B_v ist durch die geforderte Zeitauflösung des Radiometers bestimmt, sie beträgt typischerweise 1–100 μ s. B_{if} bestimmt die radiale Auflösung. Da selbst bei ideal schmalen Predetection-Filter die durch $G(s, \omega)$ gesetzte radiale Auflösung Δr_G nicht unterschritten werden kann, bietet es sich an,

$$B_{if} \approx f_{if} \frac{\Delta r_G}{R_c} \sim 600 \text{ MHz} \quad (1.10)$$

zu wählen ($\Delta r_G = 5$ mm, $R_c = 1.13$ m, $f_{if} = 140$ GHz). Größere Werte von B_{if} reduzieren die radiale Auflösung. Die an W7-AS installierten Radiometer erreichen die durch Gleichung 1.10 gegebene Empfindlichkeitsgrenze, die je nach Zeitauflösung zwischen 1–5 % liegt.

⁵Eine detaillierte Beschreibung des verwendeten Systems folgt in Kapitel 1.2.

⁶Es wird als Predetection-, Zwischenfrequenz- oder *if*-Filter (intermediate frequency) bezeichnet.

⁷Es wird als Postdetection- oder Videofilter bezeichnet.

⁸Die Tilde bezeichnet Schwankungen um den Mittelwert einer Variablen, $\tilde{x}(t) := x(t) - \langle x \rangle$

Im Folgenden wird das Radiometersignal I als zusammengesetzt aus mittlerer Temperatur $\langle T \rangle$, Temperaturfluktuationen $\tilde{T}(t)$ sowie thermischem Rauschen $N(t)$ betrachtet:

$$I(t) = \text{const.} \cdot (\langle T \rangle + \tilde{T}(t) + N(t)). \quad (1.11)$$

Die Proportionalitätskonstante wird durch Kalibration des Radiometers mit einer Referenzquelle ermittelt [13]. Die Temperaturen stehen für die Antennentemperatur $T_A(t) = \langle T \rangle + \tilde{T}(t)$ des Radiometers, die hier (vollständig ausgeleuchtete fokussierende Antenne) gleich der Strahlungstemperatur T_r des Plasmas gesetzt wird. Dabei ist zu beachten, daß im Idealfall (optisch dickes thermisches Plasma) die Temperatur $T_r = T_e^\perp$ der senkrechten Komponente der Elektronenenergieverteilung gemessen wird. In diesem Sinne werden Schwankungen der Antennentemperatur \tilde{T} als Temperaturfluktuationen bezeichnet.

Endliche optische Tiefe

Die optische Tiefe τ ist bei den hier untersuchten Plasmaparametern in guter Näherung proportional zu Elektronendichte und Temperatur [14, 15]. Für $B_0 = 2.5$ T, $R_c = 1.13$ m und T_e in keV, n_e in 10^{19} m^{-3} erhält man näherungsweise

$$\tau \approx 3.7 \cdot \frac{(R_c + r)^2}{R_c B_0} n_e T_e = 1.7 \cdot n_e T_e. \quad (1.12)$$

Nur bei hoher optischer Tiefe ist die beobachtete Strahlungstemperatur T_r identisch mit der Elektronentemperatur T_e . Bei endlicher optischer Tiefe kann einerseits, wie bereits erläutert, z. B. überthermische Emission durchscheinen, andererseits können Dichtefluktuationen \tilde{n} die optische Tiefe τ und damit die Emissivität in der Umgebung der kalten Resonanz modulieren [16, 17]. Die Strahlungstemperaturfluktuationen setzen sich dann aus den Temperaturfluktuationen der Plasmaelektronen, einem Anteil aufgrund von Dichtefluktuationen sowie Fluktuationen durchscheinender Quellen zusammen. Letztere treten insbesondere bei sehr niedriger optischer Tiefe ($\tau \lesssim 1$) hervor und werden im Folgenden nicht berücksichtigt.

Beobachtet man eine Schicht mit Elektronen-Temperatur- und Dichtefluktuationen,

$$T = \langle T \rangle + \tilde{T}(t), \quad n = \langle n \rangle + \tilde{n}(t), \quad (1.13)$$

und endlicher optischer Tiefe, die sich vor einem Hintergrund konstanter Temperatur T_b befindet, so setzt sich die Strahlungstemperatur aus einem Hintergrundanteil und der Emission der Schicht zusammen:

$$T_r = T_b e^{-\tau} + T (1 - e^{-\tau}). \quad (1.14)$$

Der Einfluß reflektierender Wände wird hier nicht berücksichtigt. Temperatur- und Dichtefluktuationen modulieren die optische Tiefe τ ,

$$\frac{d\tau}{\tau} = \frac{dT}{T} + \frac{dn}{n}, \quad (1.15)$$

sodaß insbesondere auch Dichtefluktuationen Strahlungstemperaturfluktuationen verursachen können.

$$dT_r = dT \cdot \overbrace{(1 - e^{-\tau} + (1 - \beta)\tau e^{-\tau})}^A + \quad (1.16)$$

$$+ T \cdot \frac{dn}{n} \underbrace{((1 - \beta)\tau e^{-\tau})}_B \quad (\beta = T_b/T) \quad (1.17)$$

Im Extremfall $\tilde{T} = 0$ können auch Dichtefluktuationen allein Strahlungstemperaturfluktuationen erzeugen:

$$(dT = 0 = \tilde{T}, \quad \beta = 0) \quad \frac{dT_r}{T_r} = \frac{dn}{n} \frac{\tau e^{-\tau}}{1 - e^{-\tau}}. \quad (1.18)$$

Die τ -Abhängigkeit der Terme \mathcal{A} und \mathcal{B} zeigt, daß unterhalb von $\tau \leq 3.5$ Dichtefluktuationen mit ähnlicher relativer Amplitude wie die Elektronentemperaturfluktuationen ($\tilde{n}/n \sim \tilde{T}/T$) die Interpretation der Strahlungstemperaturfluktuationen als Elektronentemperaturfluktuationen ($\tilde{T}_r/T_r = \tilde{T}_e/T_e$) erheblich ($\geq 10\%$) verfälschen können (Abbildung 1.2).⁹

$$\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{A}} = f(\tau, \beta) = \frac{\tau e^{-\tau}(1 - \beta)}{1 + ((1 - \beta)\tau - 1)e^{-\tau}} \quad (1.19)$$

Sind \tilde{T} und \tilde{n} statistisch unabhängig, so ist

$$\langle \tilde{T}_r^2 \rangle \approx \frac{\langle \tilde{T}^2 \rangle}{T^2} + \mathcal{B}^2 \frac{\langle \tilde{n}^2 \rangle}{n^2} > \frac{\langle \tilde{T}^2 \rangle}{T^2} \quad (1.20)$$

und das gemessene Strahlungstemperaturfluktuationeniveau \tilde{T}_r/T_r überschätzt das „wahre“ Niveau \tilde{T}/T . Besteht zwischen \tilde{T} und \tilde{n} eine feste Phasenbeziehung, so kann das Temperaturfluktuationeniveau je nach Phase und Vorzeichen von \mathcal{B}/\mathcal{A} auch unterschätzt werden. Wird Wandreflexion berücksichtigt, so verbessert sich die Situation in Hinblick

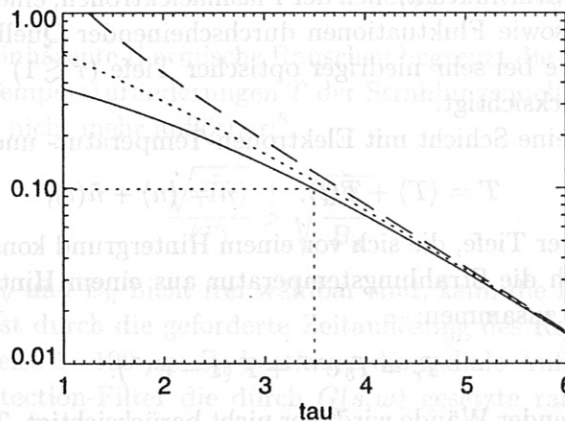


Abbildung 1.2: Dichtefluktuationen können unterhalb $\tau \leq 3.5$ erheblich ($> 1 : 10$ für $\tilde{T}/T = \tilde{n}/n$) zu den beobachteten Strahlungstemperaturfluktuationen beitragen. Ist die Hintergrundtemperatur höher als $\langle T \rangle$ (d. h. $\beta > 1$, (---)), so ist $\mathcal{B}/\mathcal{A} < 0$. Dargestellt sind $\tau e^{-\tau}/(1 - e^{-\tau})$ (\cdots) und \mathcal{B}/\mathcal{A} für $\beta = 0$ (—) und 2 (---).

auf Übersprechen von Dichtefluktuationen. Die angegebenen Werte geben somit eine obere Grenze an.

⁹In [16] wird als Grenze 5% angestrebt, dementsprechend ist als „sicherer“ Bereich $\tau \geq 4.5$ angegeben.

1.1.2 ECE-Korrelationsradiometrie

Prinzip

Eine relative Empfindlichkeit ζ von einigen Prozent ist nicht ausreichend, um transportrelevante Temperaturfluktuationen zu untersuchen. Einerseits können bereits deutlich kleinere Temperaturfluktuationen einen erheblichen Transport verursachen [5], andererseits findet man bei Messungen an W7-AS oder TEXT¹⁰ relative Fluktuationsamplituden in der Größenordnung 0.1 – 1 %, deren Spektrum typischerweise bis 100 kHz reicht [9, 18, 19, 21, 22]. Um diese Empfindlichkeit zu erreichen, werden derzeit zwei Korrelationstechniken angewandt, die 1992–1994 an W7-AS resp. an TEXT entwickelt wurden. Beide nutzen in unterschiedlicher Weise die Kohärenzeigenschaften thermischer Emission aus, um das inhärente ECE-Rauschen zu unterdrücken. Durch Korrelation zweier Radiometersignale, die im Idealfall aus demselben Plasmavolumen stammen und die daher dieselben Temperaturfluktuationen enthalten, deren thermisches Rauschen jedoch unkorreliert ist, läßt sich der Rauschanteil unterdrücken. Die korrelierten Temperaturfluktuationen treten, abhängig von der verfügbaren Meßzeit, aus dem thermischen Rauschen hervor.

Kohärenz

Die Kohärenz elektromagnetischer Felder an unterschiedlichen Orten oder zu unterschiedlichen Zeiten ist auch ein Maß für den Kontrast der Interferenzeffekte, die diese Signale erzeugen können [23]. Die Korrelationsfunktion zweier Signale $U_{1/2}(t) = U(\vec{r}_{1/2}, t)$ des Strahlungsfeldes $U(\vec{r}, t)$ einer ausgedehnten Quelle ist definiert als

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle U_1(t) U_2^*(t - \tau) \rangle. \quad (1.21)$$

Normiert man auf die Autokorrelationsfunktionen $\Gamma_{ii}(0)$, so erhält man die Kohärenzfunktion γ :

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)}}. \quad (1.22)$$

Ihre Bedeutung läßt sich veranschaulichen, indem man aus dem Strahlungsfeld der Quelle z. B. durch Lochblenden die Signale U_1 und U_2 auswählt und entsprechend der Anordnung in Abbildung 1.3 zur Interferenz bringt [24]. Das Feld an P_0 ist die Summe der Felder,

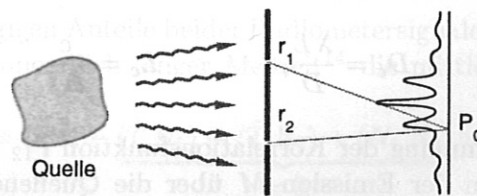


Abbildung 1.3: Experimentelle Anordnung zur Veranschaulichung des Kohärenzbegriffs. Ist das Strahlungsfeld der Quelle an den Orten \vec{r}_1 und \vec{r}_2 kohärent, so erzeugen beide Teilwellen, zur Interferenz gebracht, ein kontrastreiches Muster.

¹⁰Texas Experimental Tokamak, Austin (Texas, USA)

die von $\vec{r}_{1/2}$ ausgehen:

$$U_0(t) = a_1 U_1(t - L_1/c) + a_2 U_2(t - L_2/c). \quad (1.23)$$

Dabei bezeichnet $L_{1/2} = |\vec{r}_{1/2} - \vec{r}_{P_0}|$ den Abstand zwischen den Blendenöffnungen und der Beobachtersposition P_0 . Das Interferenzmuster wird durch die mittlere Intensität

$$I_0 = \langle |U_0|^2 \rangle = a_1^2 \langle |U_1|^2 \rangle + a_2^2 \langle |U_2|^2 \rangle + 2a_1 a_2 \Re(\langle U_1(t) U_2^*(t - \tau) \rangle) \quad (1.24)$$

beschrieben (mit $\tau = (L_1 - L_2)/c$). Vereinfacht man weiter ($a_1|U_1| = a_2|U_2| = U$), so hat die Intensitätsverteilung, ausgedrückt durch die Kohärenzfunktion, die folgende einfache Form:

$$I_0 = 2U^2 (1 + |\gamma_{12}(\tau)| \cos \phi_{12}(\tau)) \quad (\phi_{12}(\tau) = \arg(\gamma_{12}(\tau))). \quad (1.25)$$

Die Kohärenzfunktion $|\gamma_{12}(\tau)|$ erscheint hier als Amplitudenfaktor vor dem modulierenden Term $\cos \phi_{12}(\tau)$ und bestimmt den Kontrast $(I_{\max} - I_{\min})/(I_{\max} + I_{\min})$ des Interferenzmusters.

Konkret angeben lassen sich die räumliche und die zeitliche Kohärenzeigenschaft einer auf den Spektralbereich $c/\lambda \pm \Delta f/2$ bandbegrenzten, quasimonochromatischen Quelle der Ausdehnung D durch ein Kohärenzvolumen (L_c, D_c) , innerhalb dessen das Strahlungsfeld korreliert ist (Abbildung 1.4). Die Größe des Kohärenzvolumens hängt ab vom Abstand L

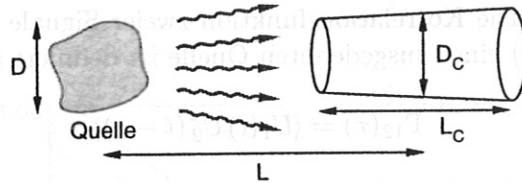


Abbildung 1.4: Das Kohärenzvolumen (L_c, D_c) gibt den Bereich an, innerhalb dessen das Strahlungsfeld einer quasimonochromatischen ausgedehnten Quelle korreliert ist. Die Größe des Kohärenzvolumens wächst mit zunehmendem Abstand L und mit abnehmender Quellenausdehnung D .

zwischen Quelle und Beobachter, der mittleren Wellenlänge λ der Quelle, ihrer spektralen Bandbreite Δf und von ihrer Ausdehnung D :

$$D_c = \frac{\lambda L}{D}, \quad L_c = \frac{c}{\Delta f}. \quad (1.26)$$

Eine quantitative Bestimmung der Korrelationsfunktion Γ_{12} einer ausgedehnten Quelle erfordert die Integration der Emission M über die Quellenoberfläche (Q) . Für $L^2 \approx |\vec{r}_1 - \vec{r}_0| \cdot |\vec{r}_2 - \vec{r}_0|$ erhält man Γ_{12} mit dem van Cittert-Zernike-Theorem [25, 26, 27] als eine der Fraunhofer-Beugung entsprechende Fouriertransformation der Emissivität M :

$$\Gamma_{12}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\lambda^2 L^2} \iint_{(Q)} M(\vec{s}) \exp\left(\frac{2\pi i}{\lambda L} (\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{s}\right) ds_x ds_y. \quad (1.27)$$

Intensitätsfluktuationen

In Anordnungen zur Messung von Interferenz wie z. B. Abbildung 1.3 oder dem Michelson-Sterninterferometer, wird die Intensitätsverteilung der Amplitudensumme zweier interferierender Signale einer thermischen Strahlungsquelle beobachtet. Die vorangegangene Beschreibung der Kohärenz ist hierauf direkt anwendbar. Zu ähnlichen Ergebnissen gelangt man auch, wenn die Intensität $I_{1/2}(t)$ der Einzelsignale gemessen wird und die Korrelation ihrer Intensitätsfluktuationen¹¹ $\tilde{I}_{1/2}(t)$ analysiert wird [28]. Die Intensitäten $I(t) \propto |U(t)|^2$ ergeben sich aus den momentanen Feldamplituden:

$$\langle I_1(t) I_2(t - \tau) \rangle = \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle (1 + |\gamma_{12}(\tau)|^2) \quad (1.28)$$

$$\text{bzw.} \quad \frac{\langle \tilde{I}_1(t) \tilde{I}_2(t - \tau) \rangle}{\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle} = |\gamma_{12}(\tau)|^2. \quad (1.29)$$

Die Intensitätsfluktuationen zweier teilweise kohärenter Signale sind ebenfalls korreliert, der Korrelationsgrad wird durch die Kohärenzfunktion quantitativ bestimmt.¹² Dieser Zusammenhang gilt für linear gefilterte, polarisierte thermische Quellen, deren Strahlungsamplituden als Gaußsche Zufallsgrößen beschrieben werden können. Gleichung 1.29 ist damit auch auf die Radiometrie thermischer ECE anwendbar, da sie diese Voraussetzungen erfüllt.

In vielen praktischen Anwendungen, wie auch der ECE-Radiometrie, erfolgt die Intensitätsmessung mit einer Zeitkonstante $\Theta \gg 1/\Delta f$, die deutlich größer ist als die Kohärenzzeit $1/\Delta f$ der Signale. In diesem Fall reduziert sich die Korrelation auf

$$\frac{\langle \tilde{I}_1^\Theta \tilde{I}_2^\Theta \rangle}{\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle} = \frac{1}{\Theta \Delta f} |\gamma_{12}(0)|^2. \quad (1.30)$$

Dabei ist Δf durch B_{if} gegeben (Abbildung 1.1), die Integrationszeitkonstante Θ kann mit der Rauschbandbreite¹³ bzw. $1/2B_v$ identifiziert werden.

Dekorrelationsmethoden

Um die durch das thermische Rauschen für einen Radiometerkanal gesetzte Empfindlichkeitsgrenze (Gleichung 1.8) zu überwinden, werden die Signale zweier Kanäle korreliert, die idealerweise dasselbe Plasmavolumen diagnostizieren, deren thermisches Rauschen $N_{1/2}(t)$ (s.a. Gleichung 1.11) aber infolge der experimentellen Anordnung unkorreliert ist ($\langle N_1 N_2 \rangle = 0$). Die Temperatur $T(t) = T_0 + \tilde{T}(t)$ im beobachteten Volumen fluktuiert infolge von z. B. turbulenter Konvektion um ihren Mittelwert $T_0 = \langle T \rangle$, Temperaturfluktuationen sind nicht mit dem thermischen Rauschen korreliert ($\langle N_{1/2} \tilde{T} \rangle = 0$) [33]. Die Korrelation der zeitabhängigen Anteile beider Radiometersignale $\tilde{S}_{1/2}(t) = \tilde{T}(t) + N_{1/2}(t)$ liefert somit im Idealfall unendlich langer Meßzeit¹⁴ die mittlere Fluktuationsleistung $\langle \tilde{T}^2 \rangle$:

$$\langle \tilde{S}_1 \tilde{S}_2 \rangle = \langle \tilde{T}^2 \rangle + \underbrace{\langle \tilde{T} N_1 \rangle + \langle \tilde{T} N_2 \rangle + \langle N_1 N_2 \rangle}_{= 0} = \langle \tilde{T}^2 \rangle. \quad (1.31)$$

¹¹Als Fluktuationen werden hier die zufälligen Schwankungen der Intensität um ihren Mittelwert bezeichnet.

¹²Für $\tau = 0$ folgt dieser Zusammenhang direkt aus dem Schwankungsquadrat des Produkts zweier Gaußverteilter Zufallsgrößen.

¹³Die Rauschbandbreite ist definiert über die Durchlaßkurve $H(\omega)$ des Filters: $B_v = \int H(\omega) d\omega / H(0)$.

¹⁴Der Fall endlicher Meßzeit und die damit verbundene Empfindlichkeitsgrenze wird im Zusammenhang mit der Datenauswertung in Kapitel 1.3.2 behandelt.

Im Folgenden werden verschiedene experimentelle Anordnungen skizziert, die für Korrelationsradiometrie geeignet sein können [29]. Kriterium ist die Dekorrelation des thermischen Rauschens bei Erhaltung der Temperaturfluktuationen,

$$\langle N_1 N_2 \rangle = 0, \quad \bar{T}_1 = \bar{T}_2 = \bar{T}. \quad (1.32)$$

Radiometer mit gekreuzten Sichtlinien

Bei der sogenannten Crossed-sightline-Technik wird die ECE eines Plasmavolumens mit zwei gleichen Radiometern aus unterschiedlichen Richtungen gemessen, ihre Sichtlinien kreuzen sich [30] (Abbildung 1.5). Diese Technik erfüllt die Kriterien (1.32) ideal,

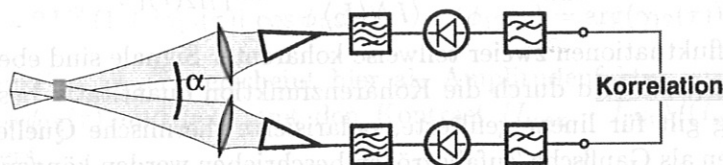


Abbildung 1.5: Bei der Crossed-sightline-Korrelationsradiometrie wird die ECE eines Plasmavolumens mit zwei gleichen Radiometern gemessen, deren Sichtlinien überlappen. Das thermische Rauschen beider Kanäle ist unkorreliert.

da einerseits beide Radiometer unmittelbar dasselbe Plasmavolumen mit seinen Temperaturfluktuationen beobachten und andererseits das thermische Rauschen in beiden Sichtlinien inkohärent, d. h. unkorreliert ist. Um letzteres zu gewährleisten, dürfen die Antennenflächen, z. B. Spiegel oder Linsen, nicht überlappen und das Plasma muß beide Antennen vollständig ausleuchten. Formal ist ersteres daran ersichtlich, daß das van Cittert-Zernike-Theorem einen Zusammenhang zwischen der Beschreibung von Kohärenz und Beugung herstellt (Gleichung 1.27) und die Abbildungseigenschaften des ECE-Mikrowellenantennensystems wiederum durch Beugung bestimmt sind (Kapitel 1.2.2). Die Quellenausdehnung, die gleich der Fokusgröße ist, der Antennendurchmesser und der Dekorrelationswinkel (s. u.) sind daher voneinander abhängig.

Das ECE-Korrelationsradiometer unterscheidet sich hier von seinem Vorbild, dem Sterninterferometer von Hanbury-Brown und Twiss [24]. Bei dem Sterninterferometer leuchtet ein Stern die Antennen nicht vollständig aus, d. h. der Sterndurchmesser ist deutlich kleiner als die beugungsbegrenzte Auflösung der Teleskope des Interferometers. Experimentell wird der minimale Abstand zwischen den Antennen bestimmt, unterhalb dessen die Intensitätsfluktuationen korreliert sind. Aus diesem Dekorrelationsabstand D_c ergibt sich bei bekannter Entfernung L der Sterndurchmesser D (vgl. Abbildung 1.4).

Bei einem ECE-Korrelationsradiometer entspricht der Dekorrelationsabstand einem Dekorrelationswinkel α_c . Die Quellengröße ist hier durch die Strahltille des Antennensystems begrenzt. Diese ist – beugungsbegrenzt – wiederum durch Antennenfläche und Wellenlänge bestimmt (Kapitel 1.2.2) und erfordert somit mechanisch einen minimalen Abstand der Antennen, der größer ist als der aus dem Kohärenzvolumen in Gleichung 1.26 abgeschätzte Dekorrelationswinkel von etwa

$$\alpha_c \approx \frac{D_c}{L} = \frac{\lambda}{D}. \quad (1.33)$$

Diese Zusammenhänge wurden am Aufbau des ersten ECE-Korrelationsradiometers an W7-AS experimentell bestätigt. In einer Anordnung mit einem Strahlteiler ist der Winkel zwischen den Sichtlinien auf Werte $\alpha < \alpha_c$ verkleinerbar bzw. die Quelle wird durch Maskierung verkleinert. Die Zunahme der Korrelation der Rauschanteile entspricht der theoretischen Erwartung aus Gleichung 1.27 [31].

Der Winkel α zwischen beiden Sichtlinien ist klein, er beträgt typischerweise $8 - 10^\circ$. Der Überlappungsbereich der Sichtlinien ist dadurch ausreichend lang genug (etwa 4 cm in Laborkoordinaten), um mit Kanalpaaren unterschiedlicher Frequenz Temperaturfluktuationen an mehreren radialen Positionen simultan messen zu können, ohne dazu α nachzuführen. Mit dieser an W7-AS entwickelten Technik konnten erstmalig Temperaturfluktuationen im Plasmainterinneren gemessen werden [9].

Im Gegensatz zu den im Folgenden vorgestellten Methoden ist die Crossed-sightline-Technik dadurch ausgezeichnet, daß hier keine Annahmen über physikalische Korrelationsmechanismen und die zugehörigen Korrelationslängen oder über Spektren und deren Breite eingehen. Durch einen mechanisch und elektronisch getrennten Aufbau beider Radiometersichtlinien (Kapitel 1.2) kann zudem ein Höchstmaß an Entkoppelung der zu korrelierenden Kanäle erreicht werden. Dies ist sehr wichtig, da es nachträglich keine allgemeine Möglichkeit zur Unterscheidung korrelierter elektronischer Störungen von Temperaturfluktuationen gibt.

Benachbarte Kanäle einer Sichtlinie

Thermische Emission in unterschiedlichen Spektralbereichen ist unkorreliert. Da auch bei ideal schmalen Bandpaßfilter die ECE eines Plasmavolumens endlicher Größe beobachtet wird, ist es möglich, spektral eng benachbarte, aber nicht überlappende Radiometerkanäle innerhalb der radialen Ausdehnung des Emissionsprofils $G(r, \omega)$ (Gleichung 1.6) zu plazieren. Die durch G gegebene inhärente Korrelationslänge der ECE-Fluktuationen von wenigen Millimetern sorgt für korrelierte Temperaturfluktuationen in beiden Radiometerkanälen (Abbildung 1.6).

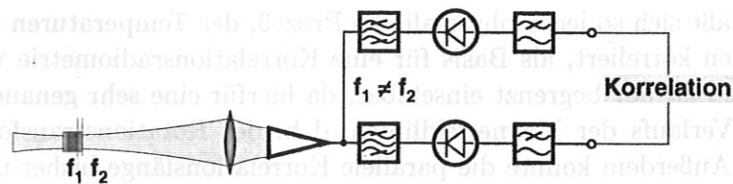


Abbildung 1.6: Bei der Single-sightline-Korrelationsradiometrie werden spektral eng benachbarte, aber nicht überlappende ECE-Radiometerkanäle korreliert.

Ein Vorteil dieser Methode ist der im Vergleich zur Crossed-sightline-Radiometrie geringere apparative Aufwand, da nur eine Radiometersichtlinie notwendig ist. Da an einem Fusionsexperiment der zur Verfügung stehende Raum für Antennen begrenzt ist, kann bei dieser sogenannten Single-sightline-Technik der gesamte Raum für eine einzige Antenne ausgenutzt werden, die somit eine höhere poloidale Auflösung ermöglicht als die kleineren Antennen eines Crossed-sightline-Radiometerpaares. Erkauft werden diese Vorteile durch eine geringere Empfindlichkeit, da die Bandbreite der Filter deutlich kleiner als die optimale Bandbreite $1/2 \cdot f_{if} \Delta r_G / R_c$ (Gleichung 1.10) gewählt werden muß, um eine enge Platzierung der Mittelfrequenzen ohne spektrale Überlappung zu gewährleisten.

Die Empfindlichkeit ist proportional zu $B_{if}^{1/2}$ und bestimmt in vierter Potenz die Meßzeit (Kapitel 1.3.2), sodaß eine Bandbreite von $1/3$ der optimalen Bandbreite die Meßzeit auf nahezu den 10-fachen Wert verlängert.

Diese Technik wurde erfolgreich an TEXT eingesetzt [29, 32, 21, 22]. Das Crossed-sightline-Radiometer an W7-AS wurde apparativ erweitert, um einen Vergleich beider Methoden durchzuführen (Kapitel 2.1.5).

Toroidal separierte Emissionsvolumina

Ein Beispiel für eine Verallgemeinerung der zuvor beschriebenen Methode ist die Korrelation der ECE aus toroidal separierten Plasmavolumina. Entlang der Magnetfeldlinien im Plasma bewegen sich Ionen und Elektronen weitgehend frei mit ihrer thermischen Geschwindigkeit. Die parallelen Zeitkonstanten sind dementsprechend kurz ($< 1 \mu s$) und Temperaturen sind über große toroidale Längen, vermutlich mehrere Meter, korreliert. Das thermische Rauschen läßt sich dekorrelieren, indem gemäß Abbildung 1.7 mit zwei Radiometern an unterschiedlichen (toroidalen) Positionen eine gemeinsame Magnetfeldlinie beobachtet wird. Entlang dieser Magnetfeldlinie herrscht auf der Zeitskala der Temperaturfluktuationen eine konstante Temperatur, die Fluktuationen sind korreliert.

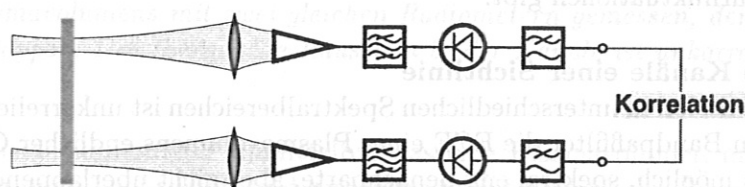


Abbildung 1.7: Sind durch physikalische Prozesse die Temperaturen an unterschiedlichen Positionen korreliert, so läßt sich durch Beobachtung unterschiedlicher Plasmavolumina das thermische Rauschen dekorrelieren.

Allgemein läßt sich so jeder physikalische Prozeß, der Temperaturen an unterschiedlichen Positionen korreliert, als Basis für eine Korrelationsradiometrie verwenden [33]. Dieses Verfahren ist nur begrenzt einsetzbar, da hierfür eine sehr genaue Kenntnis und Kontrolle des Verlaufs der Magnetfeldlinien, d. h. des Rotationstransformationsprofils notwendig ist. Außerdem konnte die parallele Korrelationslänge bisher nur in der Plasmarandschicht mit Sonden gemessen werden (90 % Korrelation über 6 m parallele Distanz [34, 35]).

Autokorrelationsradiometrie

Das thermische Rauschen ist weißes Rauschen, dessen Autokorrelationsfunktion im Idealfall unendlicher Bandbreite die δ -Distribution liefert. Auch bei endlicher Bandbreite läßt es sich als nadelförmiges Maximum in der Autokorrelationsfunktion eines ECE-Signals von anderen Komponenten trennen, solange diese spektral begrenzt sind bzw. $B_v \gg B_{flukt}$ gewählt wird (Abbildung 1.8). Nach Subtraktion des nadelförmigen Maximums verbleibt die Autokorrelation der Temperaturfluktuationen, sofern andere Quellen wie Verstärkerrauschen oder elektronische Einstreuungen ausgeschlossen werden können. Während bei allen vorangehenden Techniken lediglich sichergestellt sein muß, daß Störungen in den zu korrelierenden Kanälen unkorreliert sind, verfälschen hier sämtliche zusätz-

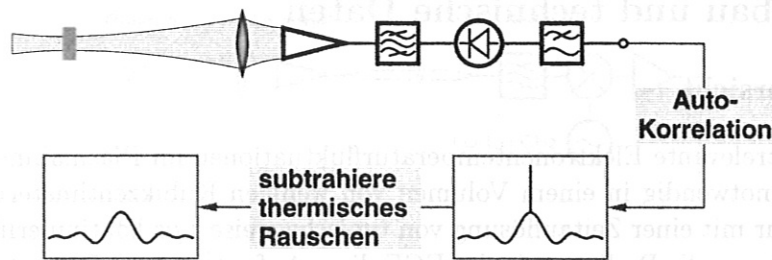


Abbildung 1.8: Besteht das ECE-Signal ausschließlich aus weißem thermischen Rauschen und Temperaturschwankungen mit $B_v \gg B_{\text{flukt}}$, so lässt sich das thermische Rauschen in der Autokorrelationsfunktion als nadelförmige Spitze subtrahieren.

lichen Signale, die nicht weißes Rauschen sind, die Messung. Diese, hier als Single-channel-Korrelation bezeichnete Methode eignet sich daher insbesondere, um bekannte Fluktuationsphänomene mit technisch geringstem Aufwand zu verfolgen. Sie wird bisher nicht systematisch angewandt.

In einer in [36, 37] vorgestellten Variante dieses Verfahrens wird die Kreuzkorrelation eines ECE Signals mit demselben, um mindestens $1/B_v$ verzögerten Signal gebildet.¹⁵ Um lediglich die integrale Fluktuationsleistung zu bestimmen, könnte diese Verzögerung elektronisch vorgenommen werden. Die nachfolgende Signalverarbeitung wäre dadurch deutlich vereinfacht.

¹⁵s. a. Kommentar in [29].

1.2 Aufbau und technische Daten

1.2.1 Übersicht

Um transportrelevante Elektronentemperaturfluktuationen im Plasmainneren zu analysieren, ist es notwendig in einem Volumen von wenigen Kubikzentimetern die Elektronentemperatur mit einer Zeitauflösung von typischerweise $1 \mu\text{s}$ kontinuierlich zu messen. Derzeit erfüllt nur die Radiometrie der ECE diese Anforderungen. Die notwendige Empfindlichkeit von etwa 0.1 % wird durch Korrelationsradiometrie erreicht. Aus einer Korrelationsanalyse der ECE-Signale erhält man Fluktuationsleistungsspektren. Die Phase bzw. die absolute Zeitinformation des ECE-Temperatursignals geht dabei verloren

Das Prinzip eines ECE-Radiometers wurde bereits in Kapitel 1.1.1, Abbildung 1.1 gezeigt. Es detektiert die über eine Antenne empfangene Leistung in einem Frequenzbereich $f_{if} \pm B_{if}/2$, der durch das Zwischenfrequenz- oder Predetection-Filter bestimmt ist. Dieser Radiometertyp wird als Total-Power-Empfänger bezeichnet [12]. Die Antenne koppelt die Strahlungsquelle möglichst verlustfrei an das Radiometer an. Der durch das Predetection-Filter ausgewählte Signalanteil wird an der nichtlinearen Kennlinie einer Diode in ein leistungsproportionales Spannungssignal umgesetzt. Dieses Signal liegt nach Glättung durch ein Tiefpaßfilter, das Video- oder Postdetection-Filter, zur Aufzeichnung am Radiometerausgang an.

Die prinzipielle Empfindlichkeitsgrenze (Radiometerformel 1.8) eines derartigen Total-Power-Empfängers wurde bereits erläutert. Im Folgenden stehen technische Aspekte der Detektion von Rauschleistungen von etwa 10^{-12} W (Kalibration) bis 10^{-7} W (Plasma) bei Frequenzen um 140 GHz im Vordergrund. Da an der Detektordiode typischerweise Leistungen im Bereich von 10^{-5} W erforderlich sind, muß das Signal vor der Detektion um mehrere Größenordnungen verstärkt werden. Verstärker für Frequenzen um 140 GHz sind derzeit noch nicht verfügbar, sodaß das Signal vor Verstärkung, Filterung und Detektion in einen niedrigeren Frequenzbereich, den sogenannten Zwischenfrequenzbereich von etwa 5 – 15 GHz, transformiert wird. Hier wird es verstärkt, gefiltert und detektiert. Dazu wird es zusammen mit dem monochromatischen Signal eines Lokaloszillators (138 GHz) an eine Mischerdiode geführt, über deren nichtlineare Kennlinie Summen- und insbesondere Differenzfrequenzen erzeugt werden. Die Lokaloszillatorfrequenz ist so gewählt, daß die Differenzfrequenzen für den zu erfassenden Signalfrequenzbereich im Zwischenfrequenzbereich liegen. Diese Technik wird als Heterodyntechnik [51] bezeichnet. Ein Bandpaßfilter vor der Mischerdiode selektiert hier den Frequenzbereich oberhalb der Lokaloszillatorfrequenz ω_{LO} , um die Doppeldeutigkeit auszuschließen, die besteht, wenn sowohl Frequenzen $\omega_{LO} + \Delta\omega$ als auch $\omega_{LO} - \Delta\omega$ nach $\Delta\omega$ transformiert werden. Dementsprechend handelt es sich hier um einen Einseitenband-Heterodynempfänger (Abbildung 1.9).

1.2.2 Antennensystem

Mechanischer Aufbau

Die Antennensysteme bestehen jeweils aus einem elliptischen Spiegel als fokussierendes Element und einer korrigierten Hornantenne [38], über die die Strahlung in ein Hohlleitersystem eingekoppelt wird, das die Verbindung zur Mischerdiode des Radiometers

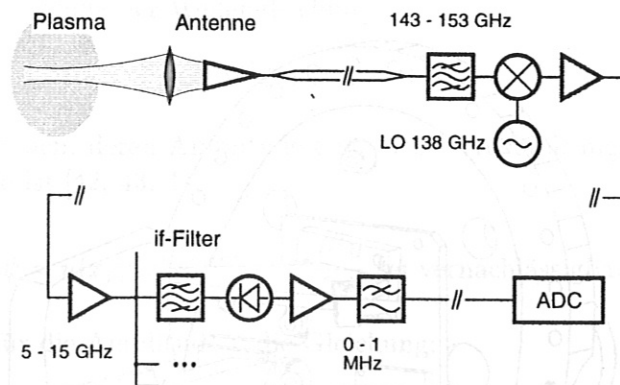


Abbildung 1.9: Übersicht der Elemente des ECE-Einseitenband-Heterodynradio-meters. Dämpfungsglieder bzw. Abschwächer sind nicht mit eingezeichnet.

herstellt. Da für die Qualität der Messungen die poloidale Auflösung¹⁶ [39] und die Justierung der Antennen beider Sichtlinien auf ein gemeinsames Volumen von entscheidender Bedeutung sind, wurde das Spiegelsystem neu konstruiert. Dabei wurde zugunsten einer maximalen Spiegelfläche auf eine nachträgliche Einstellmöglichkeit des am Torus montierten Systems verzichtet. Die Messung poloidaler Korrelationen entfällt dadurch. Abbildung 1.10 zeigt das komplette Spiegelsystem an Stutzen 15', Modul 4 des Stellaratorexperiments W7-AS. Spiegel und Hornantenne befinden sich jeweils an einem gemeinsamen Träger und sind aufeinander justiert. Alle Träger sind auf einer gemeinsamen Grundplatte montiert. Die Ausrichtung der Sichtlinien erfolgt durch Unterlegleche zwischen Grundplatte und Träger. Die beiden zentralen, in der Horizontalebene angeordneten Spiegel gehören zu der Standard-ECE-Temperaturdiagnostik bei 140 und 70 GHz. Ihre Position und ihre optischen Eigenschaften blieben unverändert, lediglich die Trägerstruktur wurde neu konstruiert. Für das Spiegelpaar des Korrelationsradiometers wurde der zur Verfügung stehende Raum weitgehend ausgenutzt. Die Spiegelfläche beträgt nun etwa 2 dm², sie ist damit nahezu doppelt so groß wie im ursprünglichen Aufbau. Die poloidale Auflösung, ausgedrückt durch die Strahltaile oder „beam waist“ w (Abbildung 1.12), wurde von etwa $w = 20$ mm auf $w = 11$ mm (Tabelle 1.1) verbessert. An dem dazu spiegelbildlich angeordneten Stutzen 15 in Modul 4 befindet sich ein ähnliches Antennenpaar. Es wird simultan von einem Reflektometer und einem ECE-Fluktuationsradiometer genutzt (Kapitel 1.4).

Optische Abbildung – Gaußstrahloptik

Bei Wellenlängen von etwa $\lambda \sim 2$ mm und einem Spiegeldurchmesser von einigen Zentimetern bestimmen Beugungseffekte die optische Abbildung, geometrische Optik ist nicht mehr anwendbar. Da Spiegelabmessungen und typische Abstände mehr als zehnmals größer sind als λ , wird die sogenannte Quasioptik oder Gaußstrahloptik angewandt. Sie liefert, ähnlich der geometrischen Optik, ebenfalls einfache Abbildungsgleichungen. Um einen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung $\vec{z} \parallel \vec{k}$ begrenzten Strahl zu beschreiben,

¹⁶Temperaturfluktuationmessungen an TEXT mit einer durch Defokussierung reduzierten poloidalen Auflösung zeigen deutlich reduzierte Fluktuationsspektren [41].

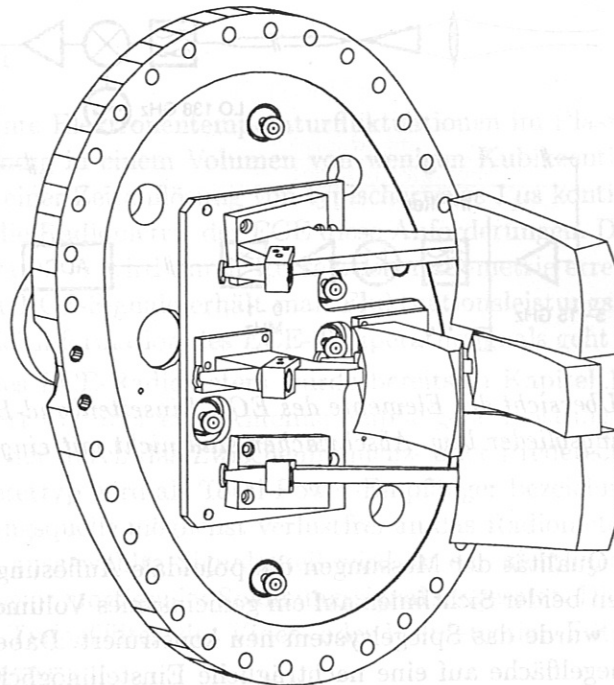


Abbildung 1.10: Spiegelsystem der ECE-Diagnostik an Stützen 15', Modul 4. Neben den beiden zentralen Spiegeln der Standard-ECE-Temperaturdiagnostik (140 bzw. 70 GHz) in der Horizontalebene, ist hier das Spiegelpaar der Crossed-sightline-Fluktuationsdiagnostik installiert. Die Hohlleiterverbindungen zwischen den Hörnern und den Flanschdurchführungen sind nicht eingezeichnet.

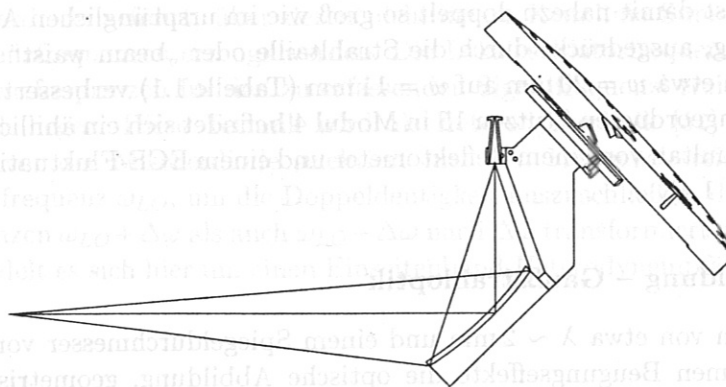


Abbildung 1.11: Schnittzeichnung des unteren Antennensystems aus Abbildung 1.10. Optische Achse und Verlauf der Strahlkegel (in geometrischer Optik) sind mit eingezeichnet.

wird als Ansatz zur Lösung der Wellengleichung

$$\nabla^2 \psi + k^2 \psi = 0 \quad (1.34)$$

eine Welle angenommen, deren Amplitude eine in der Ausbreitungsrichtung z langsam veränderliche Größe ist [42, 43, 44]:

$$\psi = u(x, y, z) e^{-ikz}, \quad \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \text{ sei vernachlässigbar.} \quad (1.35)$$

Damit ergibt sich für die Amplitude u die Gleichung:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 2ik \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (1.36)$$

Einfachste nichttriviale Lösung dieser Gleichung bzw. Grundmode der Gaußoptik ist ein Strahl mit gaußförmigem Intensitätsprofil (Abbildung 1.12):

$$\psi_0 = A_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} e^{-i\left(\frac{\pi r^2}{\lambda R(z)} - \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)\right)}. \quad (1.37)$$

Seine Strahltaile w_0 bestimmt den asymptotischen Öffnungswinkel θ_w des Strahlradius

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2}, \quad \theta_w = \frac{\lambda}{\pi w_0}. \quad (1.38)$$

Flächen konstanter Phase sind sphärisch mit einem Krümmungsradius von

$$R(z) = z \left(1 + (\pi w_0^2 / \lambda z)^2\right). \quad (1.39)$$

Die Gaußsche Grundmode hat ein gleichförmiges Strahlprofil mit geringster Divergenz, d. h. optimaler Fokussierung. Mit einem elliptischen Spiegel (Radien R, R') oder einer Linse lassen sich Gaußsche Strahlen ineinander abbilden. Die Abbildungsgleichungen der Gaußstrahloptik sind hier zusammengefaßt:

$$d' = f + \frac{f^2(d-f)}{(d-f)^2 + (\pi w_0^2 / \lambda)^2} \quad (1.40)$$

$$w'_0 = w_0 \left(\left(\frac{d}{f} - 1\right)^2 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda f}\right)^2 \right)^{-1/2} \quad (1.41)$$

$$R' = d' \left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda d'}\right)^2 \right) \quad (1.42)$$

$$R = d \left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda d}\right)^2 \right) \quad (1.43)$$

Die Abbildungsgleichungen der Gaußstrahloptik.

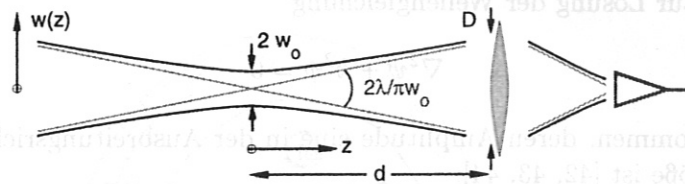


Abbildung 1.12: Ein Gaußscher Strahl ist durch Wellenlänge λ und Strahlweite w_0 vollständig bestimmt. Der asymptotische Öffnungswinkel beträgt $\theta_w = 2\lambda/\pi w_0$.

rf	145.5 GHz
λ	2.06 mm
w_0	10.7 mm
$w_0, \text{exp.}$	11 ± 1 mm
d	616 mm
$w(z)$	39.1 mm
w'_0	3.2 mm
d'	190 mm
f	149 mm
R	666 mm
R'	191 mm
β	90°

Tabelle 1.1: Daten der Gaußstrahl-Abbildungsoptik der Fluktuationsdiagnostik an Stutzen 15' (vgl. Abb. 1.12).

Bei endlichem Spiegeldurchmesser sind Beugungsverluste und Strahlverbreiterung geringer als etwa 5%, solange der halbe Spiegeldurchmesser $D/2 > 2.2 \cdot w(z)$ ist. Maximaler Spiegeldurchmesser D und minimaler Abstand d zum Plasma bestimmen für eine mittlere Wellenlänge λ die kleinste erreichbare Strahlweite w_0 . Strahlweite w'_0 der korrigierten Hornantenne und Horn-Spiegel-Abstand d' legen die Spiegelradien R und R' fest. Der Ausschnitt des Spiegellipsoids, der schließlich die Spiegeloberfläche beschreibt, ist durch den Winkel β zwischen einfallendem und reflektiertem Strahl bestimmt. Die optischen Daten des neu konstruierten Systems sind in Tabelle 1.1 zusammengefaßt.

Antennencharakteristik

Um die Antennensysteme der Mikrowellendiagnostiken an W7-AS zu justieren und ihre Antennencharakteristik zu dokumentieren wurde ein automatischer Meßstand aufgebaut. Eine Mikrowellendetektordiode wird in einem Volumen von $810 \times 450 \times 550 \text{ mm}^3$ computergesteuert bewegt und mißt die Intensitätsverteilung einer Antenne, die im Labor als Sendeantenne betrieben wird. Senden und Empfangen sind reziprok, deshalb wird hier aus technischen Gründen die leichte Detektordiode bewegt.

Die Auswertungen des Strahlradius-Profiles $w(z)$ und der normierten Intensitätsver-

teilung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung (Abbildungen 1.13 und 1.14) zeigen, daß die rechnerische Strahltaile von 10.7 mm (gemessen: 11 ± 1 mm) und eine optimale Überlappung (± 1 mm) beider Antennensichtlinien erreicht werden.

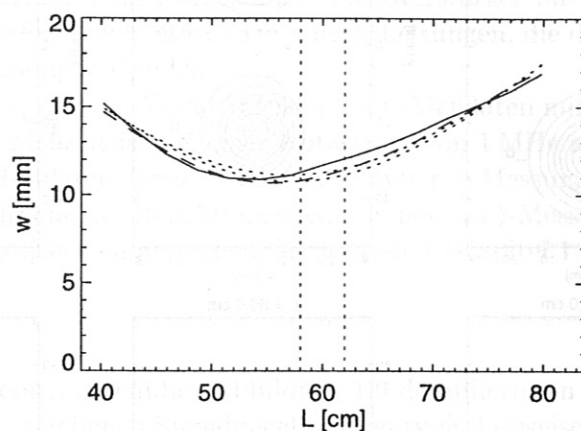


Abbildung 1.13: Verlauf der Strahltaile $w(l)$ der oberen Antenne an Stützen 15', Modul 4. Der Verlauf der gemessenen horizontalen (- - -) und vertikalen (—) Strahlbreiten stimmt bis auf etwa 2 mm mit den idealen Kurven (· · ·) überein. Im Beobachtungsbereich ($L = 58 - 62$ cm) beträgt die Strahltaile 11.5 ± 1 mm.

Für die $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Korrelationsmessungen (Kapitel 1.4 bzw. 3) wird ein Antennenpaar an Stützen 15, Modul 4 verwendet. Dieses wurde ebenfalls vermessen und justiert. Dabei wurde insbesondere überprüft, daß beide Sichtlinien sowohl bei der mittleren ECE-Frequenz von 138 GHz als auch bei der mittleren Reflektometriefrequenz von 100 GHz im Überlappungsbereich das gleiche Strahlprofil aufweisen. Die Strahltaile beträgt an diesem System 17 mm ($\pm 10\%$).

Alle Maßangaben beziehen sich hier auf das Laborsystem. Zur Interpretation der Messungen am Plasma werden diese in ein „effektives“ Koordinatensystem übertragen, das durch die Magnetfeldkonfiguration bestimmt ist. Es ist daher von den jeweiligen Experimentbedingungen abhängig. An der Position der ECE-Antennen gilt in radialer Richtung etwa $\Delta r_{\text{eff}} = 2 \Delta r_{\text{lab}}$.

1.2.3 Mischer, Filterspektrometer und Datenaufzeichnung

Aufbau

Das Radiometer, bestehend aus Mischer, Filterspektrometer und Detektordioden sowie die Datenaufzeichnung entsprechen dem ursprünglichen Aufbau [6]. Es ist mechanisch in Antennensystem, Mischer, Filterspektrometer mit Detektordioden sowie Datenerfassung unterteilt (Abbildung 1.9, Seite 19). Antennen und Mischerdioden sind über verlustarme, überdimensionierte Rundhohlleiter ($\varnothing 25$ mm) von etwa 4 m Länge miteinander verbunden. Die Verbindung von Mischer Ausgang und Filterspektrometer erfolgt nach einem Verstärker über Koaxialkabel ähnlicher Länge. Hier wird das Signal nochmals verstärkt

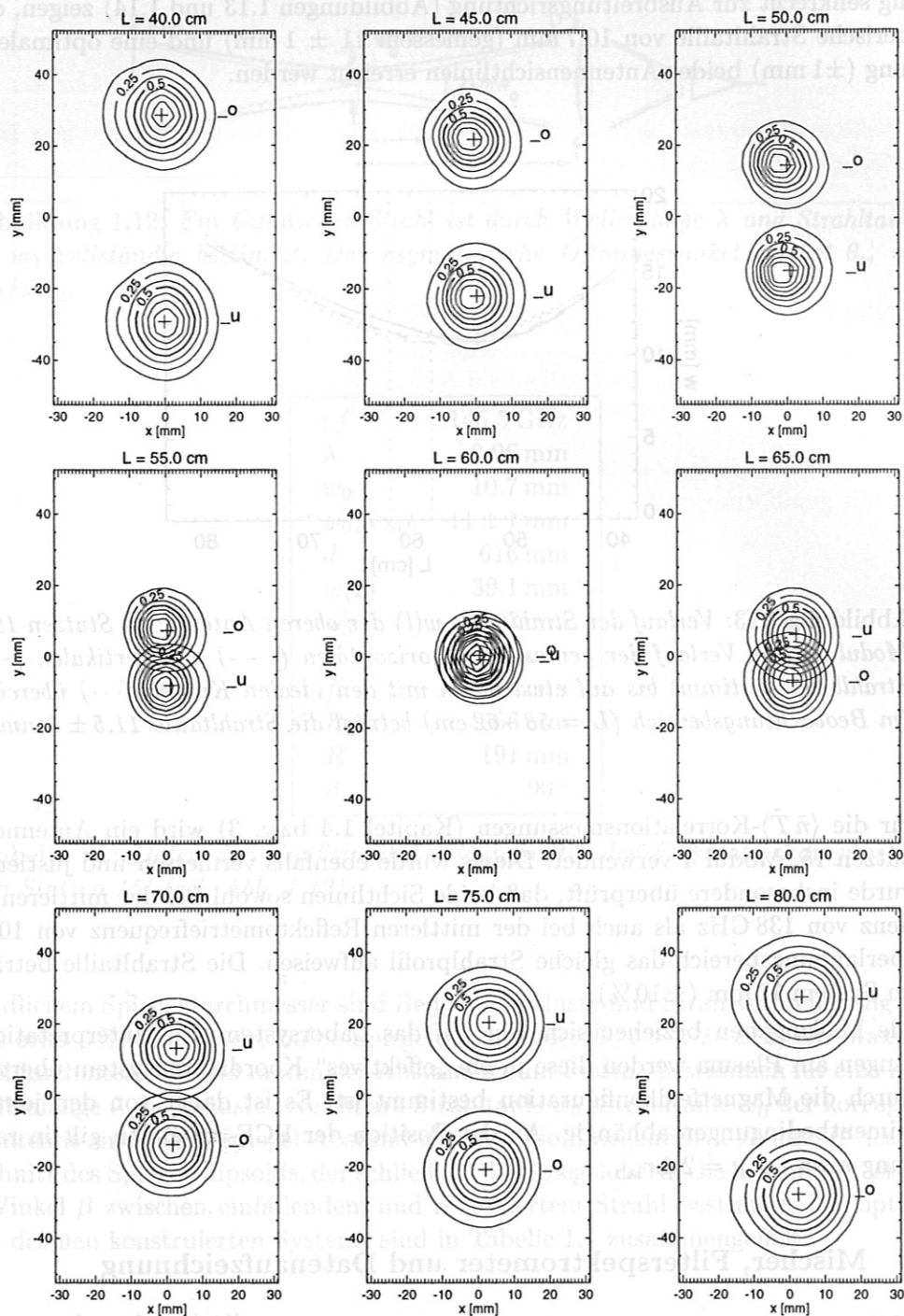


Abbildung 1.14: Normierte Intensitäts-Konturbilder des Antennenpaares an Stützen 15', Modul 4. Die Schnittebenen stehen senkrecht auf dem großen Radius im Abstand $L = 40 \dots 80$ cm vom Antennenpaar. Das Plasmazentrum liegt bei $L = 57$ cm, der Schnittpunkt beider Sichtlinien liegt 3 cm dahinter ($L = 60$ cm), auf der Hochfeldseite des Plasmas. Kreuze (+) bezeichnen den mittleren Strahlverlauf.

und über Leistungsteiler oder Multiplexer¹⁷ auf unterschiedliche Kanäle aufgeteilt. In Tabelle 1.2 sind alle derzeitigen ECE-Fluktuationskanäle mit ihren Frequenzen und Bandbreiten aufgelistet. Sie wurden gegenüber dem ursprünglichen Aufbau erheblich erweitert. Insbesondere sind Kanäle für die Single-sightline-Korrelationsmethode hinzugekommen sowie das Radiometer an Stutzen 15 für das $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Experiment. Nach Zwischenfrequenz-Filtern und Detektordioden folgen sogenannte Videoverstärker mit Tiefpaßfilterung zur Anpassung an die nachfolgenden, etwa 15 m langen Leitungen, die die Radiometerkanäle mit der Datenaufzeichnung verbinden.

Ein 16-Kanal Analog-Digital-Wandler zeichnet die Meßdaten mit einer Auflösung von $\pm 3 \text{ V} / 12 \text{ bit}$ auf. Die Meßzeit ist bei einer Abtastrate von 1 MHz auf 1.05 s beschränkt. Die dabei anfallende Rohdatenmenge beträgt 32 MByte pro Messung bzw. Plasmaexperiment. Für die Aufzeichnung der Reflektometriedaten bei $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Messungen stehen weitere 8 Kanäle eines synchronisierten ähnlichen Geräts bereit (Kapitel 1.4.2).

Signalpegel

Abbildung 1.15 zeigt einen gegenüber Abbildung 1.9 detaillierteren Schaltplan eines Radiometerkanals. Die angegebenen Signalpegel werden typischerweise bei der Radiometrie der Plasmaemission erreicht. Zur Kalibration des Radiometers steht an der Stelle des etwa $2 \cdot 10^7 \text{ K}$ heißen Plasmas eine thermische Quelle bei 77 K (flüssiger Stickstoff) bzw. 300 K (Raumtemperatur). Um deren weitaus geringere Strahlungsleistung zu messen, wird die Verstärkung im Zwischenfrequenzweig auf das 100-fache erhöht, indem die Dämpfung von -25 dB auf -5 dB reduziert wird.

Linearität

Die Linearität des Radiometers über 3–4 Größenordnungen ist einerseits Voraussetzung, um von der Kalibration mit einem Signalhub entsprechend einer Temperaturdifferenz von etwa 19 meV auf typische Plasmatemperaturen von 2 keV extrapolieren zu können. Alle ECE-Radiometer an W7-AS sind daraufhin konstruiert [13] und überprüft. Andererseits würde eine nichtlineare Kennlinie bei Fluktuationsmessungen Spektrum und Amplitude verfälschen. Die Linearität des umgebauten und erweiterten Radiometers wurde daher sorgfältig getestet. Das besondere Interesse gilt bei den im Folgenden vorgestellten Messungen dem Pegelbereich, in dem Nichtlinearität einsetzt, d. h. der Bestimmung der maximalen Aussteuerung der Dioden. Dabei ist zu beachten, daß der Arbeitspunkt der Detektordioden bei der Kalibration infolge des Front-End-Rauschens bereits bei etwa 1 eV liegt, sodaß etwa 3 Dekaden (bis zu einer Plasmatemperatur von einigen keV) abgedeckt werden müssen.

Abbildung 1.16 zeigt schematisch den experimentellen Aufbau zur Überprüfung der Linearität. Als Signalquelle wird ein Rückwärtswellenoszillator (BWO) benutzt. Er bietet ausreichend Leistung, um Mischer- bzw. Detektordiode in ihrem nichtlinearen Arbeitsbereich zu untersuchen. Bei der Übertragung der Signalpegel auf die Situation bei einer Messung am Plasma ist zu berücksichtigen, daß die Laborquelle, der BWO, monochromatisch ist. Gemäß der zum Radiometereingang hin zunehmenden Bandbreiten sind für die breitbandige Plasmaemission entsprechend höhere Rauschleistungen anzusetzen.

¹⁷Ein Multiplexer oder Frequenzweiche teilt ein Signal nach seinen spektralen Komponenten auf. Im einfachsten Fall, dem Diplexer, werden spektrale Anteile über bzw. unter einer Grenzfrequenz auf zwei Ausgänge aufgeteilt.

Stutzen	Antenne	chnif	f_{if} [GHz]	B_{if} [MHz]	f_{LO} [GHz]	r_f [GHz]	Typ					
15'	u	1201	5.38	500	138.00	143.38	xsc					
	o	1211										
	u	1202	6.33					144.33	xsc			
	o	1212										
	u	1203	7.30					145.30	xsc			
	o	1213										
	u	1204	8.34			146.34	xsc					
	o	1214										
	u	1205	9.37			147.37	xsc					
	o	1215										
	u	1206	10.38			148.38	xsc					
	o	1216										
	u	1301	6.97			150	144.97	rco				
		1302	7.63						145.63			
		1303	7.97							145.97		
		1304	8.67								146.67	
		1305	9.00									147.00
		1306	9.70									
1307		10.04	148.04									
1308		10.71		148.71								
o	1311	5.28			100	143.28	ssc					
	1312	5.48						143.48				
	1313	7.20							145.20			
	1314	7.40								145.40		
	1315	9.27									147.27	
	1316	9.47										147.47
1317	10.28	148.28										
1318	10.48		148.48									
15	u			2101	6.00	200	128.00	134.00	xsc, ntc			
	o			2201								
	u			2102	7.00			135.00	xsc, ntc			
	o			2202								
	u	2103		7.91	135.91			xsc, ntc				
	o	2203										
	u	2104	8.25	136.25	xsc, ntc							
	o	2204										
	u	2105	8.70	136.70	xsc, ntc							
	o	2205										
	u	2106	9.14	137.14	xsc, ntc							
	o	2206										
u	2107	9.65	137.65	xsc, ntc								
o	2207											
u	2108	10.15	138.15	xsc, ntc								
o	2208											
u	2109	10.82	138.82	xsc, ntc								
o	2209											
u	2110	11.38	139.38	xsc, ntc								
o	2210											

Tabelle 1.2: Tabelle aller verfügbaren ECE-Fluktuationskanäle. Bezeichnungen: obere bzw. untere Antenne (o, u), Crossed-sightline (xsc), Single-sightline (ssc), Kanäle zur Bestimmung radialer Korrelation (rco), Kanäle für die $\langle \tilde{n}\tilde{T} \rangle$ -Korrelationsmessung (ntc).

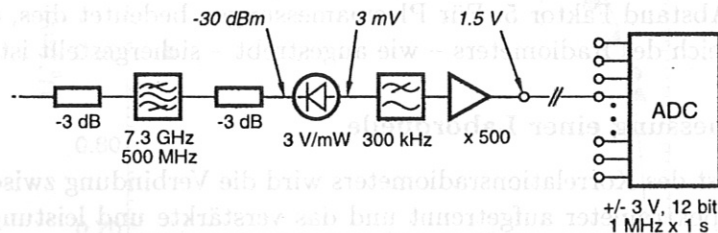
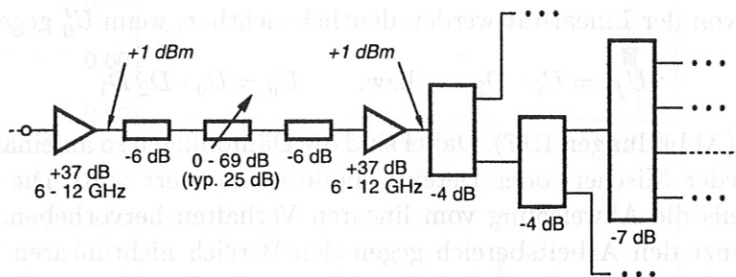
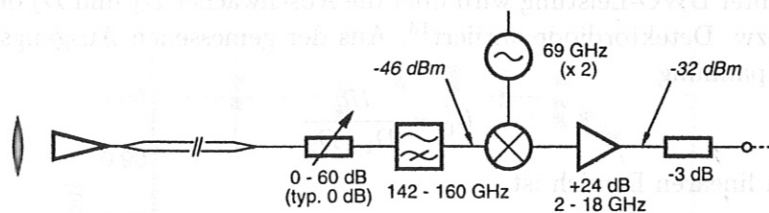


Abbildung 1.15: Schematischer Schaltplan eines Radiometerkanals mit Werten für Bandbreiten, Verstärkungen und Dämpfungen. Die kursiven Werte bezeichnen Signalpegel, die typischerweise bei der Radiometrie eines Plasmas eingestellt werden ($0 \text{ dBm} = 1 \text{ mW}$). Zur Kalibration wird im Zwischenfrequenz-Zweig (2. Zeile) die einstellbare Dämpfung von -25 dB auf -5 dB reduziert.

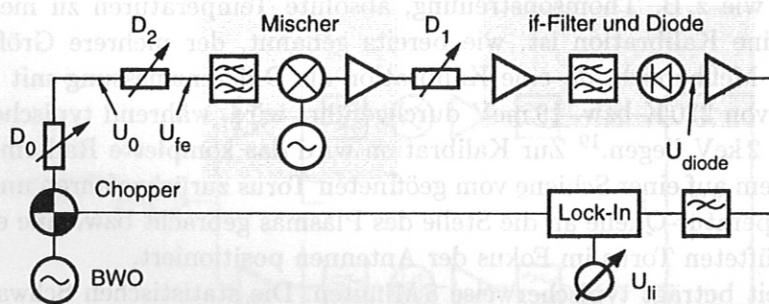


Abbildung 1.16: Aufbau zur Überprüfung der Linearität der Radiometer. Ein Rückwärtswellenoszillator (BWO) dient als leistungsstarke Signalquelle, um den nichtlinearen Bereich der Mischer- und der Detektordiode zu erreichen. Mit einem Lock-In-Verstärker wird das Ausgangssignal U_{li} gemessen. Die Spannungen U_0 , U_{fe} und U_{diode} werden mit Hilfe der Dämpfungswerte D errechnet.

Bei konstanter BWO-Leistung wird über die Abschwächer D_1 und D_2 der Signalpegel an Mischer- bzw. Detektordiode variiert¹⁸. Aus der gemessenen Ausgangsspannung U_{li} läßt sich die Spannung

$$U'_0 = \frac{U_{li}}{D_1 \cdot D_2} \quad (1.44)$$

berechnen. Im linearen Bereich ist

$$U'_0 = U_0 \propto P_{\text{BWO}} = \text{const.} \quad (1.45)$$

Abweichungen von der Linearität werden deutlich sichtbar, wenn U'_0 gegen

$$U_{fe} = U_0 \cdot D_2 \quad \text{bzw.} \quad U_d = U_0 \cdot D_2 D_1 \quad (1.46)$$

aufgetragen ist (Abbildungen 1.17). Dabei sind die Dämpfungen so aufeinander abzustimmen, daß entweder Mischer- oder Detektordiode übersteuert wird. Die durchgezogene Kurve soll jeweils die Abweichung vom linearen Verhalten hervorheben. Die unterbrochene Linie grenzt den Arbeitsbereich gegen den Bereich nichtlinearen Verhaltens ab. Im Fall des Mixers endet der Arbeitsbereich eine Größenordnung (Faktor 10) unter dem 10%-Punkt (d. h. 10 % Abweichung von Linearität), im Fall der Detektordioden beträgt dieser Abstand Faktor 5. Für Plasmamessungen bedeutet dies, daß ein Betrieb im linearen Bereich des Radiometers – wie angestrebt – sichergestellt ist.

Korrelationsmessung einer Laborquelle

Als Funktionstest des Korrelationsradiometers wird die Verbindung zwischen Mischerdiode und Filterspektrometer aufgetrennt und das verstärkte und leistungsteilte weiße Rauschsignal einer Rauschdiode in beide Radiometerzweige eingespeist (Abbildung 1.18). Filterkurven (Abbildung 1.19), Empfindlichkeit der Korrelationstechnik, elektronisches Übersprechen sowie Funktion der Auswertprogramme (Kapitel 1.3) werden so überprüft.

1.2.4 Kalibration

Alle ECE-Radiometer an W7-AS sind dazu geeignet, unabhängig von anderen Plasma-diagnostiken, wie z. B. Thomsonstreuung, absolute Temperaturen zu messen. Voraussetzung für eine Kalibration ist, wie bereits genannt, der mehrere Größenordnungen umspannende Meßbereich, da eine Kalibration als Differenzmessung mit einer Temperaturreferenz von 220 K bzw. 19 meV durchgeführt wird, während typische Plasmatemperaturen bei 2 keV liegen.¹⁹ Zur Kalibration wird das komplette Radiometer inklusive Antennensystem auf einer Schiene vom geöffneten Torus zurückgefahren und eine flüssig-N₂/Raumtemperatur-Quelle an die Stelle des Plasmas gebracht bzw. eine entsprechende Quelle im belüfteten Torus im Fokus der Antennen positioniert.

Die Meßzeit beträgt typischerweise 5 Minuten. Die statistischen Schwankungen von etwa 5 % liegen dann unter dem geschätzten systematischen Fehler von etwa 10 %, sodaß eine weitere Verlängerung der Meßzeit keinen Vorteil bringt. Der systematische Fehler ist bedingt durch die begrenzte Langzeitstabilität des Radiometersystems, sowohl

¹⁸Die Abschwächer sind herstellerseitig kalibriert (mit etwa ± 0.5 dB, d. h. ± 10 % Genauigkeit) und erhöhen im Rahmen der hier angestrebten Überprüfung den systematischen Fehler nur vernachlässigbar.

¹⁹Für die Kalibration wird die Verstärkung im Zwischenfrequenz-Zweig um zwei Größenordnungen angehoben.

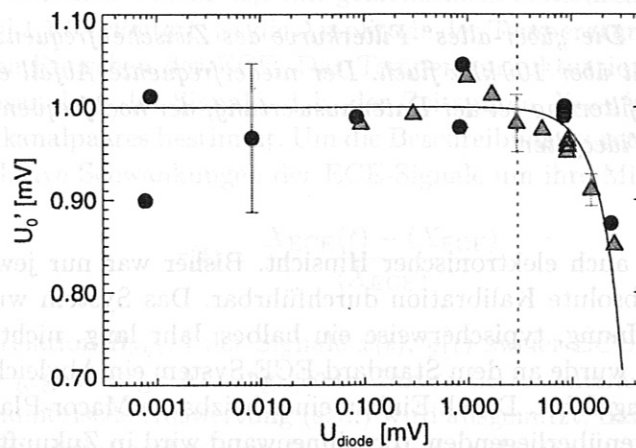
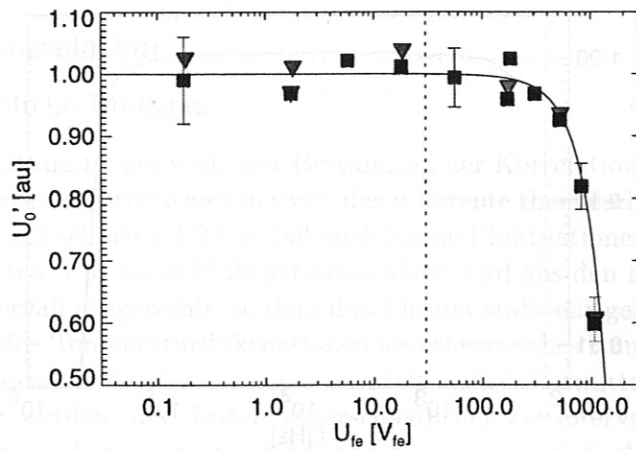


Abbildung 1.17: Das Einsetzen der Nichtlinearität der Mischdiode (oben) bzw. der Detektordiode (unten) ist deutlich am Abknicken des Signals U_0' zu erkennen. Bei konstanter BWO-Leistung und einem ideal linearen Detektor sollte U_0' konstant bleiben. Die unterschiedlichen Symbole bezeichnen unterschiedliche Meßreihen.

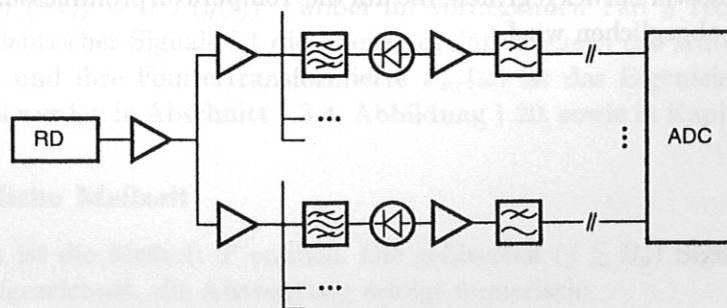


Abbildung 1.18: Für einen Korrelationstest wird das verstärkte und leistungsgeteilte weiße Rauschsignal einer Rauschdiode (RD) in beide Radiometerzweige eingespeist.

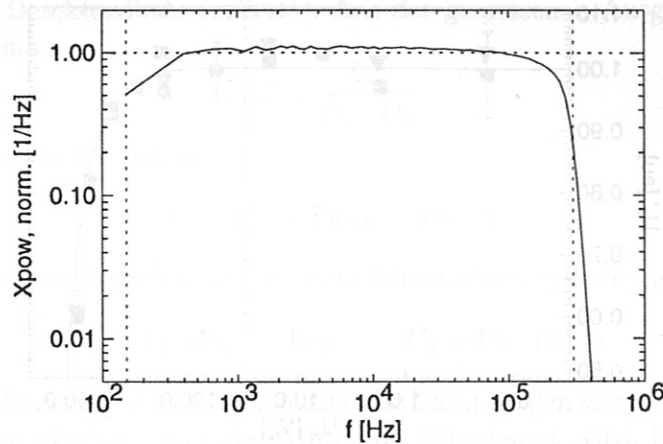


Abbildung 1.19: Die „über-alles“-Filterkurve des Zwischenfrequenz-Zweigs incl. ADC ist bis weit über 100 kHz flach. Der niederfrequente Abfall entspricht der 150 Hz-Hochpaßfilterung bei der Datenauswertung, der hochfrequente Abfall dem $B_V = 300 \text{ kHz}$ Videofilter.

in mechanischer als auch elektronischer Hinsicht. Bisher war nur jeweils während der Torusöffnung eine absolute Kalibration durchführbar. Das System wurde anschließend bis zur nächsten Öffnung, typischerweise ein halbes Jahr lang, nicht mehr verändert. Während dieser Zeit wurde an dem Standard-ECE-System ein Abgleich gegen eine Plasmarauschrore durchgeführt. Durch Einbau einer heizbaren Macor-Platte²⁰ auf der dem Antennensystem gegenüberliegenden Torusinnenwand wird in Zukunft eine regelmäßige Kalibration in situ ermöglicht. Dieses System ist bereits an Stutzen 15' installiert und erfolgreich in Betrieb genommen worden [45]. Es wird in Zukunft regelmäßig betrieben werden.

Die absolute Kalibration hat für die Messung von relativen Temperaturfluktuationen eine untergeordnete Bedeutung, da mit einem Gleichspannungs-gekoppelten ECE-Radiometer relative Signalschwankungen unabhängig von einer Kalibration gemessen werden können. Für das zur Interpretation wichtige Temperaturprofil wird auf die Standard-ECE-Diagnostik zurückgegriffen, die auf die Temperaturprofilmessung optimiert ist und regelmäßig abgeglichen wird.

²⁰Macor ist ein keramischer Mikrowellen-Absorber. Um Reflexionen von der Toruswand zu vermeiden, befindet sich auf jeder, einem Antennensystem gegenüberliegenden, Torusinnenwand ein derartiger (i. allg. unbeheizter) Absorber.

1.3 Auswertetechnik

1.3.1 Kreuzkorrelation

Idealfall, unendliche Meßzeit

Die Datenverarbeitung ist ein wichtiger Bestandteil der Korrelationsradiometrie, da erst hier, durch numerische Korrelationsanalyse, das inhärente thermische Rauschen der ECE unterdrückt wird (Abschnitt 1.1.2), sodaß auch kleine Fluktuationen der Strahlungstemperatur hervortreten. Für diese Fluktuationsanalyse wird aus den aufgezeichneten Meßdaten ein Zeitintervall ausgewählt, in dem das Plasma stationär gehalten wurde. In diesem Intervall werden Temperaturfluktuationen und thermisches Rauschen als unabhängige, stationäre ergodische Zufallsprozesse behandelt, d. h. Scharmittelwerte können durch Zeitmittel ersetzt werden, und Daten unterschiedlicher Zeitintervalle gehören zu einer gemeinsamen statistischen Gesamtheit mit gemeinsamen statistischen Momenten.

Wie in Kapitel 1.1.2 erläutert, ist die Amplitude der Temperaturfluktuationen kleiner als das thermische Rauschen der ECE. Das Temperaturfluktuationsspektrum wird aus einer Korrelationsanalyse der Signale, d. h. der Zeitspuren $X_{\text{ECE}}(t)$ und $Y_{\text{ECE}}(t)$ eines ECE-Radiometerkanalpaars bestimmt. Um die Beschreibung zu vereinfachen, werden im Folgenden nur relative Schwankungen der ECE-Signale um ihre Mittelwerte betrachtet:

$$x(t) = \frac{X_{\text{ECE}}(t) - \langle X_{\text{ECE}} \rangle}{\langle X_{\text{ECE}} \rangle}. \quad (1.47)$$

Die Kreuzkorrelation $R_{xy}(\tau)$ der Signale $x(t)$, $y(t)$ zweier ECE-Kanäle liefert Information über ihre gegenseitige Abhängigkeit. Unkorrelierte Anteile werden unterdrückt [46, 47]. Für die numerische Auswertung (s. u.) wird ausgenutzt, daß die Fouriertransformierte²¹ der Kreuzkorrelationsfunktion $R_{xy}(\tau)$ das Kreuzleistungsdichtespektrum $P_{xy}(\omega)$ ist:

$$R_{xy}(\tau) = \langle x(t)y(t-\tau) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)y(t-\tau) dt, \quad (1.48)$$

$$\mathcal{FT}(R_{xy}) = P_{xy}(\omega) = \mathcal{FT}(x) \mathcal{FT}(y)^*. \quad (1.49)$$

Dieser Zusammenhang folgt aus dem Faltungssatz für die Fouriertransformation und der Identität $\mathcal{FT}(y^*(-t)) = \mathcal{FT}(y(t))^*$, wobei im vorliegenden Fall y reell ist ($y = y^*$). Im Grenzfall identischer Signale ist die Kreuzkorrelation gleich der Autokorrelation mit $R_{xx}(0) = \langle x^2 \rangle$ und ihre Fouriertransformierte $P_{xx}(\omega)$ ist das Eigenleistungsspektrum. Beispiele hierzu werden in Abschnitt 1.3.4, Abbildung 1.20, sowie in Kapitel 2.1.1 gezeigt.

Realfall, endliche Meßzeit

In der Realität ist die Meßzeit T endlich. Die gefilterten ($f \lesssim B_v$) Signale $x(t)$ werden digitalisiert aufgezeichnet, die Auswertung erfolgt numerisch:

$$x_i = x(t_i) \quad (i = 0, \dots, n-1), \quad \Delta t = t_{i+1} - t_i \lesssim 1/(2B_v), \quad n \Delta t = T. \quad (1.50)$$

²¹ $\hat{x}(\omega) = \mathcal{FT}(x(t))$ und $x(t) = \mathcal{FT}^{-1}(\hat{x}(\omega))$ bezeichnen die Fouriertransformation und ihre Inversion. Auf die verwendete Konvention bzgl. der Vorfaktoren wird in Zusammenhang mit der diskreten Transformation eingegangen.

Die Komponenten des Kreuzleistungsdichtespektrums $P_i^{(xy)}$ und der Kreuzkorrelationsfunktion $R_i^{(xy)}$ werden mit Hilfe der digitalen Fouriertransformation (FFT) berechnet. Die Berechnung der $R_i^{(xy)}$ über eine zweifache Fouriertransformation erfolgt mit dem hier verwendeten FFT-Algorithmus insbesondere bei $n = 2^m$ Meßpunkten erheblich schneller als die explizite Berechnung aller Kreuzkorrelationssummen

$$R_i^{(xy)} = \text{FFT}^{-1}(\text{FFT}(x) \cdot \text{FFT}^*(y)) = \frac{1}{n} \sum_{k=0}^{n-1} x_k y_{k-i} = R_{xy}(\tau_i) \quad (1.51)$$

$$(i = 0, \dots, n-1) \quad \tau_i = \begin{cases} i \Delta t & (0 \leq i \leq n/2) \\ (i-n) \Delta t & (n/2 < i < n) \end{cases} \quad (1.52)$$

Implizit werden bei der Fouriertransformation Signale periodisch fortgesetzt, d. h. $x(t+m \cdot T) = x(t)$ bzw. $x_{i+m \cdot n} = x_i$. Die mit Hilfe der Fouriertransformation berechnete Kreuzkorrelationsfunktion ist daher die Kreuzkorrelationsfunktion der periodisch fortgesetzten x und y . Diskrete Fouriertransformation und ihre Inversion werden in der folgenden Form verwendet:

$$x = \text{FFT}^{-1}(\hat{x}), \quad x_j = \sum_{k=0}^{n-1} \hat{x}_k e^{2\pi i j k/n}, \quad (1.53)$$

$$\hat{x} = \text{FFT}(x), \quad \hat{x}_k = \frac{1}{n} \sum_{j=0}^{n-1} x_j e^{-2\pi i k j/n}, \quad (1.54)$$

$$\hat{x}_k = \hat{x}(2\pi \nu_k), \quad \nu_k = \begin{cases} k \Delta \nu & (0 \leq k \leq n/2) \\ (n-k) \Delta \nu & (n/2 < k < n) \end{cases}, \quad \Delta \nu = \frac{1}{T}. \quad (1.55)$$

Die Meßzeit T bestimmt die Frequenzauflösung $\Delta \nu$ der Spektralkomponenten \hat{x}_k , die Abtastrate $1/\Delta t$ bestimmt die maximal auflösbare Frequenz $\nu_{\max} = 1/(2\Delta t)$ (Nyquistfrequenz). Die Komponenten der spektralen Kreuzleistungsdichte $P_i^{(xy)}$ sind so normiert, daß ihre Amplituden in den Einheiten der Signale x und y interpretiert werden können:²²

$$P_i^{(xy)} = 2n \Delta t \hat{x}_i \hat{y}_i^*, \quad [P_i] = \frac{[x][y]}{\text{Hz}}, \quad (i = 1, \dots, n/2 - 1). \quad (1.56)$$

Für $i = 0$ ist $\hat{x}_0 \hat{y}_0^* = \langle x \rangle \cdot \langle y \rangle = 0$. Für $i = n/2$ erhält man die Komponente der Nyquist-Frequenz. Bei dieser Frequenz gibt es keine Signalkomponenten mehr,²³ sie wird nicht ausgewertet. Die Komponenten P_i ($i > n/2$) sind die komplex konjugierten Werte der Komponenten P_i ($i < n/2$), sie enthalten keine zusätzliche Information.

1.3.2 Signifikanz

Kreuzkorrelationsfunktion

Bei endlicher Meßzeit $T = n \Delta t$ können auch unkorrelierte Signale u und v zufällig zu endlichen Kreuzkorrelationswerten führen, die um den Erwartungswert Null streuen. Mit zunehmender Meßzeit nimmt diese Streuung ab,

$$\langle R_0^{(uv)} \rangle = 0, \quad \langle (R_0^{(uv)})^2 \rangle = \langle u^2 \rangle \langle v^2 \rangle / n. \quad (1.57)$$

²² $[x]$ bezeichnet die Einheit der Größe x , i. allg. bezeichnet x relative Schwankungen, sodaß $[x] = 1$ ist.
²³Ein entsprechendes Tiefpaßfilter begrenzt das Signalspektrum vor der Digitalisierung.

Die ECE-Signale

$$x(t) = \frac{\tilde{T}(t) + N_1(t)}{\langle T \rangle} = c(t) + u(t) \quad \text{und} \quad y(t) = \frac{\tilde{T}(t) + N_2(t)}{\langle T \rangle} = c(t) + v(t) \quad (1.58)$$

sind zusammengesetzt aus den korrelierten relativen Temperaturfluktuationen $c = \tilde{T}/\langle T \rangle$ und dem normierten unkorrelierten thermischen Rauschen $u = N_1/\langle T \rangle$ und $v = N_2/\langle T \rangle$ (s. S. 13 ff), wobei das Rauschen die typischerweise breitbandigen Fluktuationen überdeckt. Für $\langle c^2 \rangle < \langle u^2 \rangle \approx \langle v^2 \rangle$ läßt sich aus $\langle (R_0^{(cc)})^2 \rangle \geq \langle (R_0^{(uv)})^2 \rangle$ die minimale Meßzeit

$$T_{\min} \geq \left(\frac{\langle u^2 \rangle}{\langle c^2 \rangle} \right)^2 \cdot \Delta t \quad (1.59)$$

abschätzen. Sollen z. B. relative Fluktuationsamplituden von $\sqrt{\langle c^2 \rangle} = 0.1\%$ in einem thermischen Rauschen von $\sqrt{\langle u^2 \rangle} = \sqrt{2B_v/B_{if}} = 4\%$ detektiert werden,²⁴ so benötigt man $n > 40^4 = 2.56 \cdot 10^6$ bzw. eine Meßzeit von mindestens $T \gtrsim n/2B_v \approx 3.2$ s.

Kreuzleistungsdichtespektrum

In der spektralen Darstellung wird das Rauschen durch Mittelung von m Spektren oder m benachbarten Frequenzpunkten eines Spektrums unterdrückt. Im Fall unkorrelierter Signale $x = u$ und $y = v$ mit einer spektralen Rauschamplitude von

$$\rho = \sqrt{2n\Delta t} \cdot |\hat{u}_i| = \sqrt{|P_i^{(uu)}|} = \sqrt{|P_i^{(vv)}|} \quad (1.60)$$

beträgt der Erwartungswert der gemittelten Kreuzleistungsdichte

$$p = \langle |P^{(uv)}| \rangle = \left\langle \left| \frac{1}{m} \sum_{i=i_0}^{i_0+m-1} P_i^{(uv)} \right| \right\rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\rho^2}{\sqrt{m}}. \quad (1.61)$$

Dies gilt streng nur für große m . Ab $m > 10$ erhält man aber bereits korrekte Werte.²⁵ Um zu entscheiden, ob eine ermittelte Kreuzleistungsdichte zweier Signale $x = c + u$ und $y = c + v$, die nun auch korrelierte Anteile c enthalten können, signifikant ist, d. h. ob entsprechende korrelierte Anteile anzunehmen sind ($\langle c^2 \rangle = p$), wird die Wahrscheinlichkeit \mathcal{P} berechnet, mit der die gefundene Korrelation p zufällig entstanden sein kann. Unter der Annahme unkorrelierter x und y beträgt die Wahrscheinlichkeit eine mittlere Kreuzleistungsdichte $\overline{P^{(xy)}} > p$ zu finden:

$$\mathcal{P} \left(\overline{P^{(xy)}} > p \right) = \exp \left(-\frac{p \sqrt{2m}}{\rho_x \rho_y} \right). \quad (1.62)$$

Die spektralen Rauschamplituden ρ_x, ρ_y werden aus den Eigenleistungsspektren bestimmt. Für ECE-Signale sind sie in der Regel durch die Filterbandbreite B_{if} bestimmt,

$$\rho_x = \sqrt{P^{(xx)}} = \rho_y = \sqrt{2/B_{if}}. \quad (1.63)$$

²⁴Für die Bandbreiten B_{if} und B_v werden die typischen Werte 500 MHz bzw. 400 kHz angenommen.

²⁵Für Gleichung 1.61 wurde das Gesetz der großen Zahlen ($a_i, b_i = N(0, 1) \rightarrow \overline{a_i b_i} = N(0, 1)$) und die χ^2 -Verteilung verwendet.

Als Signifikanz wird $\sigma(p) = 1 - \mathcal{P}(P^{(xy)} > p)$ angegeben. Sind die Signale unkorreliert, so hat demnach der Erwartungswert ihrer zufälligen Korrelation eine Signifikanz von

$$\sigma(\langle |P^{(uv)}| \rangle) = \exp\left(-\sqrt{\pi/2}\right) = 71.4\%. \quad (1.64)$$

Bei der Interpretation der Messungen werden nur Korrelationswerte mit einer Signifikanz von mindestens 95 % akzeptiert (s. a. Abbildung 2.2, Seite 52).

1.3.3 Kohärenzfunktion

Definition

Auch die Kohärenz zweier Temperaturfluktuationssignale $c_{(a)}$, $c_{(b)}$ an unterschiedlichen Positionen \vec{r}_a , \vec{r}_b im Plasma ist von Interesse, sie liefert im allgemeinsten Fall Information über die räumliche „Ausdehnung“ der zugrunde liegenden Turbulenzereignisse bzw. deren Wellenzahlspektrum. Bei der Normierung muß allerdings berücksichtigt werden, daß das thermische Rauschen den Fluktuationen überlagert ist. An die Stelle der Eigenleistungsspektren $(P^{x(a)x(a)} P^{x(b)x(b)})^{1/2}$, die hier durch das thermische Rauschen bestimmt sind, sind die Fluktuationsspektren $(P^{x(a)y(a)} P^{x(b)y(b)})^{1/2}$ an den Orten \vec{r}_a , \vec{r}_b zu setzen:

$$C^{(ab)} = \frac{\langle c_{(a)} c_{(b)} \rangle}{\sqrt{\langle c_{(a)}^2 \rangle \langle c_{(b)}^2 \rangle}} = \frac{P^{x(a)x(b)}}{\sqrt{P^{x(a)y(a)} P^{x(b)y(b)}}} = \frac{P^{y(a)y(b)}}{\sqrt{P^{x(a)y(a)} P^{x(b)y(b)}}}. \quad (1.65)$$

Dabei bezeichnet $(x_{(a)}, y_{(a)})$ ein ECE-Kanalpaar, das die Position \vec{r}_a beobachtet (usf.).

Interpretation

Phase

Während in der bisherigen Beschreibung davon ausgegangen werden konnte, daß alle korrelierten Signalanteile auch „in Phase“ sind, d. h. $\arg(P^{(xy)}) = 0$, treten nun auch endliche Phasenwinkel $\arg(C^{(ab)}) = \arg(P^{x(a)x(b)}) \neq 0$ auf. Im einfachsten Fall einer harmonischen Welle $c(\vec{r}, t) = \sin(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)$, die an den Orten \vec{r}_a und $\vec{r}_b = \vec{r}_a + \Delta\vec{r}$ beobachtet wird, ist die Kreuzkorrelation eine um $\vec{k} \cdot \Delta\vec{r}$ verschobene Kosinusfunktion:

$$R_{ab}(\tau) = \langle \sin(\vec{k} \cdot \vec{r}_a - \omega t) \sin(\vec{k} \cdot \vec{r}_b - \omega(t - \tau)) \rangle = \frac{1}{2} \cos(\vec{k} \cdot \Delta\vec{r} + \omega\tau), \quad (1.66)$$

$$\arg(P_{ab}(\omega)) = \vec{k} \cdot \Delta\vec{r} \text{ mod } 2\pi. \quad (1.67)$$

Bei ausreichend kleinem $\Delta\vec{r}$, d. h. $|\vec{k} \cdot \Delta\vec{r}| < \pi$, läßt sich so das Wellenzahlspektrum parallel zu $\Delta\vec{r}$ bestimmen (Abbildung 2.4) und damit auch die Propagationsgeschwindigkeit:

$$k_{\Delta\vec{r}}(\omega) = \lim_{\Delta r \rightarrow 0} \frac{\arg(P_{ab}(\omega))}{\Delta r}, \quad v_{\text{phase}}(\omega) = \lim_{\Delta r \rightarrow 0} \frac{\omega \Delta r}{\arg(P_{ab}(\omega))}. \quad (1.68)$$

Amplitude

Aus dem Wert der Kohärenz $C^{(ab)}$ und dem Abstand der Meßpunkte $\Delta r = |\vec{r}_b - \vec{r}_a|$ kann eine „Kohärenzlänge“ λ_c angegeben werden:

$$\lambda_c = \frac{\Delta r}{-\ln(C^{(ab)})}. \quad (1.69)$$

Diese Definition ist nur dann allgemein sinnvoll, wenn auch die Kohärenz der Temperaturfluktuationen exponentiell mit Δr abnimmt. Dies ist allerdings in vielen Fällen nicht erfüllt (Abbildung 3.11, Seite 114). In speziellen Fällen kann jedoch λ_c als Maßzahl verwendet werden.

1.3.4 Auswertalgorithmus

Ein vorrangiges Problem bei der Auswertung von Fluktuationsmessungen ist die Reduzierung der anfallenden Datenmenge, ohne dabei Information zu verlieren.²⁶ Die angestrebte Empfindlichkeit erfordert eine Meßzeit von einigen Sekunden (typ. 2 s). Ein typisches Plasmaexperiment an W7-AS – auch als „Entladung“ bezeichnet – hat eine stationäre Phase von etwa 600 ms. Es müssen daher mehrere (2 – 8) Messungen kombiniert werden. Dabei werden jeweils 16 ECE-Kanäle mit einer Abtastrate von 1 MHz aufgezeichnet. Typischerweise sind also $50 \cdot 10^6$ Datenpunkte bzw. 100 MByte digitaler Daten pro Fluktuationsanalyse zu verarbeiten.

Der für die Fluktuationsauswertung interessante Spektralbereich reicht hier bis etwa 300 kHz. Oberhalb dieser Frequenz können mit der vorliegenden poloidalen Auflösung keine Temperaturfluktuationen mehr beobachtet werden. Die untere Frequenzgrenze der turbulenzrelevanten Fluktuationskomponente (Kapitel 2) liegt bei etwa 10 kHz. Darunter werden diffusiv propagierende Temperaturstörungen beobachtet, die keine deutliche untere Frequenzgrenze aufweisen. Aus daten- und meßtechnischen Gründen wurde als untere Frequenzgrenze etwa 150 Hz gewählt. Alle Effekte auf einer Zeitskala unterhalb der Energieeinschlußzeit von typischerweise einigen Millisekunden werden somit erfaßt. Die Messung wird in Intervalle von etwa 20 ms Länge unterteilt, aus denen mittlere Eigen- und Kreuzleistungsspektren mit reduzierter Frequenzauflösung bzw. Bandbreite berechnet werden. Die Datenmenge kann dadurch auf einige MByte reduziert werden, und die Ergebnisse von Fluktuationsmessungen, bei z. B. unterschiedlichen Experimentparametern, können nun gewissermaßen gleichzeitig ausgewertet und verglichen werden. Für die systematische Untersuchung einer großen (> 10) Zahl von Messungen ist dies von großer Bedeutung. Zur Übersicht sind die wesentlichen Operationen der numerischen Auswertung in Tabelle 1.3 zusammengefaßt. Die Kreuz- und Eigenleistungsdichtespektren $P_i^{(xy)}$ und $P_i^{(xx)}$ stehen nun als kompakte Datensätze zur weiteren Auswertung bereit. Sie können z. B. über spektrale Intervalle summiert werden, man erhält so die relative Fluktuationsleistung in begrenzten Spektralbereichen. Mit den Spektren $P^{(xx)} = \rho_x^2$ und $P^{(yy)} = \rho_y^2$ der korrelierten Kanäle erhält man die Signifikanz einer Kreuzkorrelation $P_i^{(xy)}$ (Gleichung 1.62). Durch Fouriertransformation läßt sich schließlich die Kreuzkorrelationsfunktion der hochpaßgefilterten Signale berechnen.

Abbildung 1.20 zeigt als Beispiel die Zeitspur sowie das Spektrum eines ECE-Kanals während einer Messung. Die Fluktuationsanalyse wird in dem eingegrenzten stationären Intervall durchgeführt. Das Spektrum der Radiometer-Zeitspur ist oberhalb von etwa 1 kHz durch das thermische Rauschen $2/B_{if}$ bestimmt. Die Ergebnisse der Fluktuationsanalyse, d. h. Kreuzkorrelationsfunktion (Abbildung 2.3) und Kreuzleistungsdichtespektrum (Abbildung 2.2) eines ECE-Kanalpaares werden in Kapitel 2 gezeigt. Die Meßpunkte der Fluktuationsspektren in Abbildung 2.2 (Seite 52) ergeben sich durch

²⁶Dieses Problem ist bestimmt durch die Leistung der derzeit zur Verfügung stehenden EDV. Da es in Zukunft vermutlich an Bedeutung verliert, wird auf datentechnische Aspekte nicht ausführlich eingegangen.

- ▽ Wiederhole für jede Messung:
 - ▽ Wiederhole für jeden ECE-Kanal:
 - ▷ Auswahl eines Zeitintervalls mit stationären Plasmaparametern
 $X_{ECE} \rightarrow x_i$
 - ▷ Normierung auf mittlere Temperatur
 $x_i \rightarrow x_i / \langle x \rangle$
 - ▷ Hochpaß-Filter, typ. 150 Hz
 $x_i \rightarrow HP(x_i)$
 - ▷ Zerlegung in Teilintervalle der Länge $n = 2^m$
 $x_i \rightarrow x_{l(k)}$
 - ▷ Fouriertransformation (FFT) speichern
 $x(k) \rightarrow \hat{x}(k)$
 - ▽ Wiederhole für jeden ECE-Kanal
 - ▷ Eigenleistungsdichtespektrum speichern
 $P^{(xx)} = const. \cdot \sum_k |\hat{x}(k)|^2$
 - ▽ Wiederhole für jede gewünschte ECE-Kanalkombination (x, y)
 - ▷ Kreuzleistungsdichtespektrum speichern
 $P^{(xy)} = const. \cdot \sum_k \hat{x}(k) \hat{y}(k)^*$
 - ▷ Zwischenergebnisse $(\hat{x}(k))$ löschen
 - Außerdem wird jeweils die empirische Streuung der $P^{(xy)}$ berechnet. Aus ihr wird der statistische Fehler ermittelt.

Tabelle 1.3: Der Auswertalgorithmus in Stichworten.

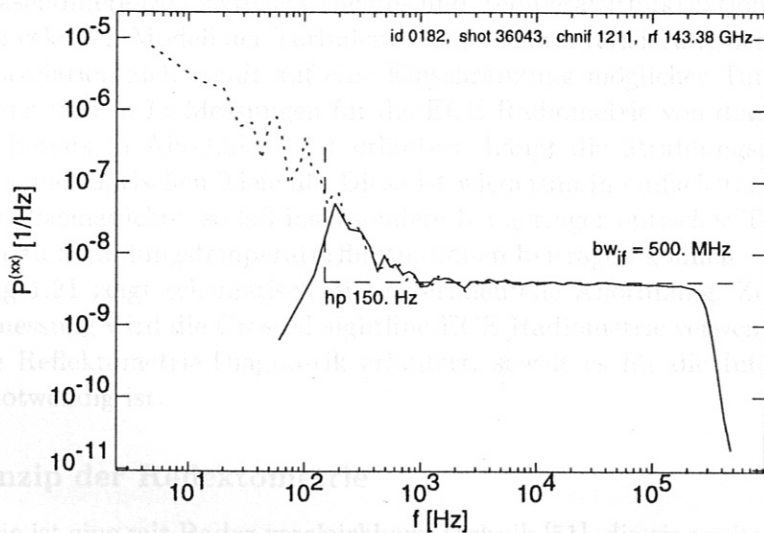
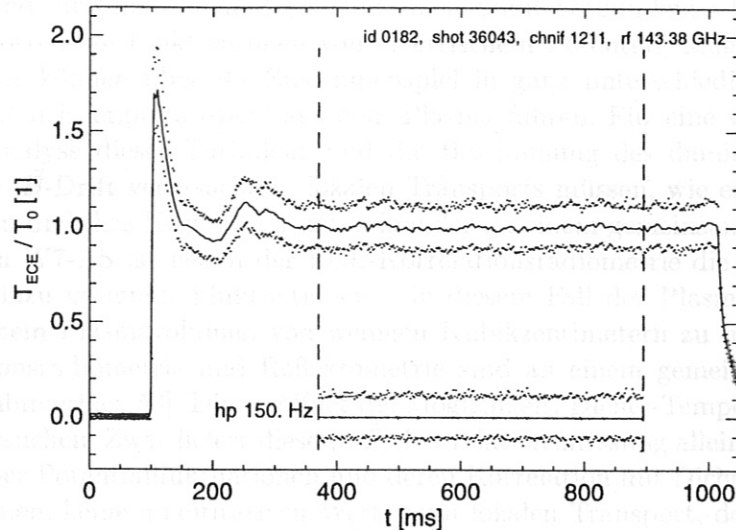


Abbildung 1.20: Zeitspur (oben) und Spektrum (unten) eines ECE-Signals. Die Zeitspur ist auf die mittlere Temperatur der stationären Phase normiert. Dargestellt sind mittlere Temperatur (—) und die Hüllkurve aller Meßwerte (···) des Originalsignals sowie des gefilterten Signals in einem Zeitintervall, das für die Fluktuationsanalyse verwendet wird. Das Eigenleistungsdichtespektrum (unten) ist für Frequenzen oberhalb von 1 kHz durch das thermische Rauschen $P_0 = 2/B_{if}$ bestimmt (- - -). Dargestellt ist das Spektrum des Originalsignals (···) sowie des gefilterten Signals (—).

Mittelung über Frequenzintervalle. Die Fehlerbalken geben die Streuung der gemittelten $P_i^{(xy)}$ an. Außerdem ist als Signifikanzgrenze zu jedem Fluktuationsspektrum das Spektrum zufälliger Korrelation eingezeichnet, das sich unter Annahme unkorrelierter Signale aus den Eigenleistungsspektren ergibt.



Abbildung 1.30. Zeitpunkte (oben) und Frequenzen (unten) eines BSW-Signals. Die Zeitpunkte sind auf die mittlere Frequenz der ablesbaren Phase bezogen. Die gestrichelten Linien sind die mittlere Frequenz f_0 und die Halbwertsbreite Δf des Originalsignals sowie das zufällige Signal zu einem Zeitintervall, das für die Fluktuationsspektren verwendet wird. Das Eigenleistungsspektrum (unten) ist für Frequenzen oberhalb von f_0 durch das thermische Rauschen $P_0 = 2/B_1$ bestimmt (---). Dargestellt ist das Spektrum des Originalsignals (---) sowie des gefilterten Signals (---).

1.4 Kombination von ECE-Korrelationsradiometrie und Reflektometrie

Die Messung der Fluktuationen eines einzigen Parameters wie z. B. der Temperatur ist nicht ausreichend, um ein vollständiges Bild einer damit verbundenen Mikroturbulenz zu erhalten. Korrelierte Fluktuationen von elektrischem Potential, Magnetfeld, Dichte und Temperatur können über ihr Zusammenspiel in ganz unterschiedlicher Weise zu einem turbulenten Energietransport aus dem Plasma führen. Für eine vollständige experimentelle Analyse dieser Turbulenz und die Bestimmung des damit verbundenen, z. B. durch $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift verursachten, lokalen Transports müssen, wie eingangs gesagt, alle o. g. Größen und ihre Korrelation untereinander an einem gemeinsamen Ort gemessen werden. An W7-AS ist neben der ECE-Korrelationsradiometrie die Reflektometrie grundsätzlich dazu geeignet, Fluktuationen – in diesem Fall der Plasmadichte – orts aufgelöst in einem Plasmavolumen von wenigen Kubikzentimetern zu messen [48, 49]. ECE-Korrelationsradiometrie und Reflektometrie sind an einem gemeinsamen Antennensystem kombinierbar [50]. Dies eröffnet die Möglichkeit, Dichte-Temperatur-Korrelationen zu untersuchen. Zwar liefert diese $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Korrelationsmessung allein, d. h. ohne die Information über Potentialfluktuationen und deren Korrelation mit Dichte- und Temperaturfluktuationen, keine quantitativen Werte zum lokalen Transport, doch wären z. B. deutliche Phasendifferenzen zwischen Dichte- und Temperaturfluktuationen unvereinbar mit einem konvektiven Modell der Turbulenz. Diese Charakterisierung der Fluktuationen und ihrer Korrelation zielt somit auf eine Einschränkung möglicher Turbulenzmodelle. Darüber hinaus sind $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Messungen für die ECE-Radiometrie von diagnostischem Interesse. Wie bereits in Abschnitt 1.1.1 erläutert, hängt die Strahlungstemperatur des Plasmas von seiner optischen Tiefe ab. Diese ist wiederum in einfachster Näherung proportional zur Plasmadichte, sodaß insbesondere bei geringer optischer Tiefe auch Dichteänderungen zu Strahlungstemperaturfluktuationen beitragen können.

Abbildung 1.21 zeigt schematisch die experimentelle Anordnung. Zur Temperaturfluktuationmessung wird die Crossed-sightline-ECE-Radiometrie verwendet. Im Folgenden wird die Reflektometrie-Diagnostik erläutert, soweit es für die Interpretation der Messungen notwendig ist.

1.4.1 Prinzip der Reflektometrie

Reflektometrie ist eine mit Radar vergleichbare Technik [51], die eine zeitaufgelöste Dichteprofilmessung des Plasmas ermöglicht. Eine Welle der Frequenz ω oder ein Wellenpaket wird radial in das Plasma gesendet und propagiert solange die Plasmadichte kleiner ist als die sogenannte Cut-off-Dichte n_{co} . Bei dieser Dichte nimmt für eine Welle der Frequenz ω der Brechungsindex des Plasmas den Wert Null an und die Welle wird reflektiert. Aus der Phasendifferenz $\phi(\omega)$ zwischen eingestrahelter und reflektierter Welle bzw. aus der Laufzeit $\partial\phi/\partial\omega$ des Wellenpakets erhält man die durchlaufene optische Weglänge bis zum Ort der Cut-off-Dichte.

Zwei Betriebsarten der Reflektometrie werden unterschieden. Wird bei stationärem Plasmadichteprofil durch Variation der Reflektometriefrequenz ω die optische Weglänge frequenzabhängig vermessen, so läßt sich daraus die monotone äußere Flanke des Plasmadichteprofiles $n(r)$ rekonstruieren. Wird ω konstant gehalten, so liefern Änderungen der Phasendifferenz

$$\phi = \langle \phi \rangle + \tilde{\phi}(t) \quad (1.70)$$

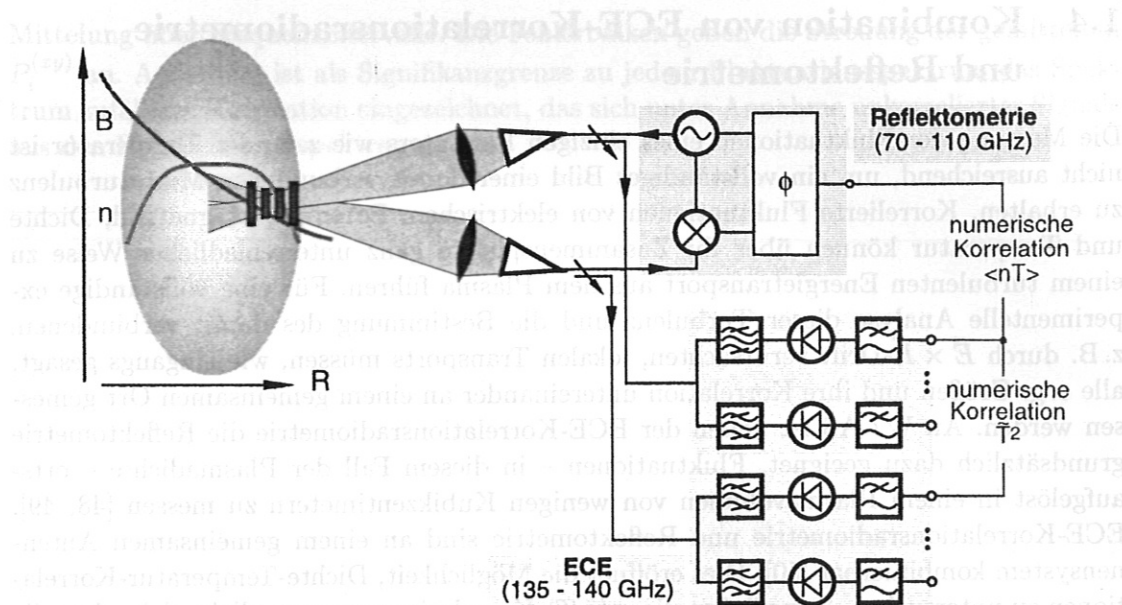


Abbildung 1.21: Durch Kombination von Reflektometrie und ECE-Crossed-sightline-Diagnostik an einem gemeinsamen Antennensystem werden Dichte- und Temperaturfluktuationen in einem gemeinsamen Plasmavolumen simultan gemessen und auf ihre Korrelation hin untersucht.

Information über lokale Änderungen des Dichteprofiles, d. h. Dichtefluktuationen $\tilde{n}(t)$. Diese Betriebsart findet im Fall des $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Experiments Anwendung.

In einem stark vereinfachten eindimensionalen Bild wird die Cut-off-Schicht als eine Spiegelfläche im Bereich eines konstanten, endlichen Dichtegradienten betrachtet. Dichtefluktuationen verschieben über den Dichtegradienten²⁷ die Position dieses Spiegels und äußern sich so in Phasenfluktuationen:

$$\tilde{\phi} = -2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda_{\text{eff}}} \frac{\tilde{n}}{\nabla n}. \quad (1.71)$$

Unmittelbar vor der Cut-off-Schicht weicht der Brechungsindex μ (s. a. Gleichung 1.73) des Plasmas bereits deutlich von 1 ab. Dies wird berücksichtigt, indem an Stelle der Vakuum-Wellenlänge λ_0 eine effektive Wellenlänge

$$\lambda_{\text{eff}} \sim (1.5 \dots 3) \cdot \lambda_0 \quad (1.72)$$

eingesetzt wird [52], deren genauer Wert vom Dichteprofil abhängt. Eine detaillierte Beschreibung der Reflektometrie berücksichtigt die Propagation der Welle im Plasma mit ortsabhängiger Dielektrizität, Streuung an Dichtefluktuationen sowie Strahlbrechung und Beugung in zweidimensionaler Geometrie.²⁸ Quantitative Aussagen erfordern eine umfangreiche numerische Behandlung des Problems [56].

²⁷Der Dichtegradient ist hier in Laborkoordinaten einzusetzen. An der toroidalen Position der Reflektometrie (die sog. Ellipsebene an W7-AS) gilt näherungsweise $\nabla n_{\text{lab}} \approx 2 \cdot \nabla n_{\text{eff}}$.

²⁸In der Richtung parallel zu den Magnetfeldlinien sind Änderungen von Dichte und Brechungsindex vernachlässigbar, sodaß sich eine vollständige Beschreibung der Propagation auf zwei Dimensionen reduziert.

1.4.2 Technische Aspekte

Cut-off-Frequenz

An W7-AS wird die Reflektometrie bei der Polarisation der X-Mode betrieben.²⁹ Einerseits wird dadurch mit einer gegenüber der O-Mode kleineren Wellenlänge gearbeitet, die eine bessere Lokalisierung der Cut-off-Position erlaubt, andererseits sind hier Brechungsindex $\mu^{(X)}$ sowie die der Cut-off-Dichte n_{co} zugehörige Cut-off-Frequenz ω_{co} zusätzlich vom Magnetfeldprofil abhängig. Dadurch ist es möglich, bis in das flache Maximum des Dichteprofiles hinein mit Reflektometrie zu beobachten:

$$\mu^{(X)}(\omega) = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \cdot \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 - (\omega_c^2 + \omega_p^2)}}, \quad (1.73)$$

$$\omega_{co}^{(X)} = \frac{1}{2} \omega_c + \sqrt{\omega_p^2 + \frac{1}{4} \omega_c^2} \quad \text{mit} \quad \omega_p = \sqrt{\frac{n_{co} e_0^2}{\epsilon_0 m_e}}, \quad \omega_c = \frac{e_0 B}{m_e}. \quad (1.74)$$

In Plasmafrequenz ω_p und Elektron-Zyklotronfrequenz ω_c sind Dichte- bzw. Magnetfeldabhängigkeit enthalten. Mit dem W-Band-Frequenzbereich von 70–110 GHz läßt sich so an W7-AS bei einem zentralen Magnetfeld von 2.5 T ein Dichtebereich von etwa $n_{co} = 0.5 - 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ abdecken.

Antennensystem

Zum Senden und Empfangen der Reflektometrie-Signale werden zwei getrennte Antennen verwendet. Sie befinden sich am W7-AS Modul 4, Stützen 15. Ihr Aufbau aus korrigierten Hornantennen und elliptischen Spiegeln entspricht dem Antennenpaar, das an Stützen 15' für die ECE Crossed-sightline-Korrelationsradiometrie verwendet wird (Abschnitt 1.2.2) und erfüllt damit grundsätzlich die Anforderungen der Korrelationsradiometrie. Die Sichtlinien sind allerdings auf die der Reflektometrie zugängliche Niederfeldseite des Plasmas ausgerichtet.

Für das $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Korrelationsexperiment ist entscheidend, daß dieses Antennensystem simultan von Reflektometrie und ECE-Korrelationsradiometrie genutzt werden kann, deren Frequenzbereiche deutlich unterschiedlich sind. Die Filter der ECE-Radiometer sind nun auf einen Spektralbereich abgestimmt, der einer Beobachtung der Niederfeldseite entspricht. Der Frequenzbereich der zweiten Harmonischen der X-Mode-Emission liegt hier bei etwa 135–140 GHz. Zur Auskopplung ausreichender Signalleistung im Bereich der ECE-Frequenzen (D-Band) aus den gemeinsamen W-Band-Hohlleitern des Reflektometriesystems (70–110 GHz) wurden in Labortests Richtkoppler ermittelt [50]. Die Signale beider Diagnostiken werden synchron auf 24 ADC-Kanälen aufgezeichnet. Die $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Korrelationsauswertung erfolgt, wie die \tilde{T} -Auswertung, numerisch.

Phasenrekonstruktion

Um die Phasenverschiebung ϕ der reflektierten zur eingestrahlten Welle zu bestimmen, wird die reflektierte Welle im Reflektometer mit zwei Mischern parallel detektiert. Einer davon arbeitet als sogenannter „Quadratur“-Mischer um $\pi/2$ phasenverschoben, sodaß

²⁹Für die X-Mode gibt es 2 Cut-off-Frequenzen. Hier wird nur auf die obere Cut-off-Frequenz Bezug genommen.

schließlich $\sin(\phi)$ und $\cos(\phi)$ am Ausgang des Radiometers anliegen [13, 51]. Die Phasendifferenz ϕ läßt sich daraus bis auf Vielfache von 2π bestimmen:

$$\phi' = \arctan\left(\frac{\sin(\phi)}{\cos(\phi)}\right) = \phi \bmod 2\pi. \quad (1.75)$$

Zur vollständigen Rekonstruktion müssen 2π -Sprünge numerisch eingefügt werden.

Um schnelle Phasenänderungen zu erfassen, werden die Signale $\sin(\phi)$ und $\cos(\phi)$ mit einer Abtastrate von 5 MHz aufgezeichnet. Die zur Verfügung stehenden ADC-Module haben bei dieser Abtastrate eine Meßzeit von 210 ms. Die Signale werden daher mit jeweils vier ADCs kaskadiert über insgesamt 800 ms erfaßt. Ein Überlappen von jeweils 10 ms garantiert eine lückenlose Aufzeichnung. Bei der numerischen Auswertung werden aus den \sin - und \cos -Werten die Winkel ϕ'_i berechnet ($-\pi < \phi'_i \leq \pi$). Zur Rekonstruktion von ϕ_i werden 2π -Phasensprünge eingefügt, wenn $\delta\phi'_i = |\phi'_{i+1} - \phi'_i| > \pi$ ist. Abbildung 1.22 zeigt die Verteilungsfunktion der rekonstruierten Phasendifferenzen $\delta\phi_i = \phi_{i+1} - \phi_i$. Der weitaus größte Teil (99 %) aller Phasendifferenzen zwischen zwei Meßpunkten

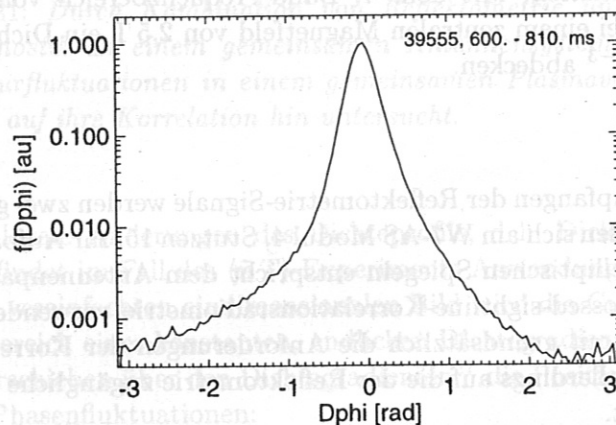


Abbildung 1.22: Die Verteilungsfunktion der rekonstruierten Phasendifferenzen $\delta\phi_i = \phi_{i+1} - \phi_i$ zeigt, daß bei der verwendeten Abtastrate von 5 MHz 99 % aller Phasendifferenzen zwischen zwei Meßpunkten kleiner als $\pi/3$ ist. Das rechtfertigt die gewählte Abtastrate a posteriori. Die Asymmetrie der Verteilungsfunktion ist Folge des „Phase-runaway“ (Erläuterung siehe Text).

ist kleiner als $\pi/3$. Das rechtfertigt die gewählte Abtastrate von 5 MHz a posteriori. Die rekonstruierte Phasendifferenz ϕ_i wird nun mit einem numerischen 300 kHz Tiefpaß gefiltert und auf einen Datensatz reduziert, der dem der ECE-Signale entspricht, die mit 1 MHz Abtastrate aufgezeichnet werden.

„Phase-runaway“

Abbildung 1.23 zeigt die komplette rekonstruierte Phase ϕ in den vier überlappenden Zeitintervallen. Auffällig ist eine schnelle Abnahme oder ein „Weglaufen“ der Phase, der sogenannte Phase-runaway. Dieser Effekt tritt bei allen hier untersuchten Plasmen auf und ist im Rahmen der eingangs dargestellten einfachen eindimensionalen Beschreibung

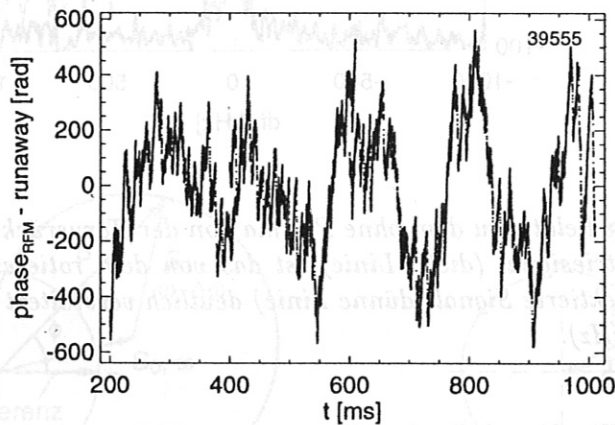
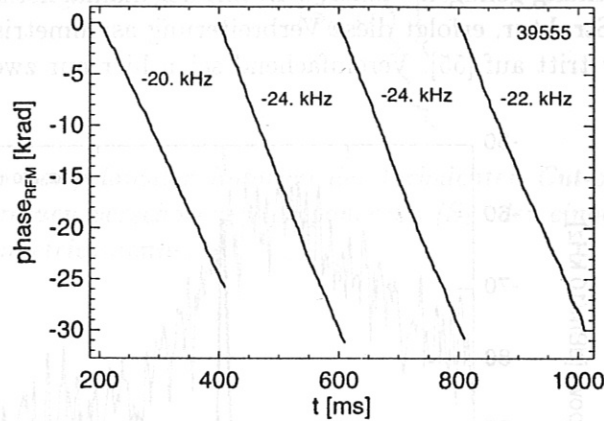


Abbildung 1.23: Die rekonstruierte Phase ϕ in den 4 Zeitintervallen zeigt deutlich den Phase-runaway (oben, Erläuterung siehe Text). Für die Korrelationsanalyse mit den ECE-Signalen wird der mittlere Phase-runaway subtrahiert (unten).

der Reflektometrie nicht zu erklären [53]. Dem Phase-runaway würde in diesem Bild eine kontinuierliche Entfernung des Plasmas vom Antennenpaar entsprechen, für die der Torus keinen Raum bietet. Eine detaillierte Beschreibung des Phase-runaway berücksichtigt die Zweidimensionalität der reflektierenden Plasmaschicht [54, 55]. Hierbei sind Annahmen über die Struktur dieser Schicht notwendig, die Analyse ist sehr aufwendig [56]. Der Phase-runaway wird daher anhand eines einfachen Bildes erläutert.

Bei Reflexion der einfallenden Welle an Strukturen der Cut-off-Schicht, die sich radial oder poloidal bewegen, werden Komponenten der Welle dopplerverschoben, das Spektrum der reflektierten Welle ist deutlich verbreitert. Bei nicht-senkrechter Beobachtung – wenige Grad Abweichung genügen – einer, z. B. mit der diamagnetischen Plasmarotation poloidal bewegten Struktur, erfolgt diese Verbreiterung asymmetrisch (Abbildung 1.24) und Phase-runaway tritt auf [55]. Vereinfachend seien hier nur zwei reflektierte Signal-

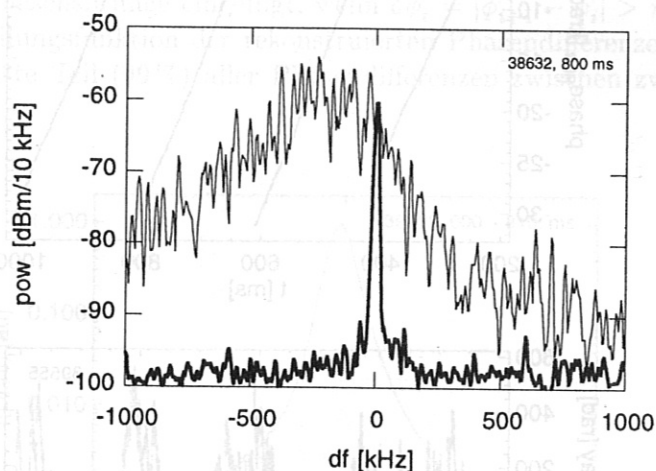


Abbildung 1.24: Relativ zu dem ohne Plasma von der Torusrückwand reflektierten Reflektometriesignal (dicke Linie) ist das von dem rotierenden, turbulenten Plasma reflektierte Signal (dünne Linie) deutlich verbreitert und verschoben (hier um -235 kHz).

anteile betrachtet: Ein Signal S_0 ohne Frequenzverschiebung und ein, durch Reflexion an der rotierenden, turbulenten Cut-off-Schicht um $\Delta\omega$ dopplerverschobenes Signal S_1 . Meßgröße ist die Phasendifferenz $\phi = \text{arc}(S_r - S_{\text{Referenz}})$ zwischen Referenzsignal und Summe der an der Cut-off-Schicht reflektierten Signale $S_r = S_0 + S_1$ (Abbildung 1.25). Im Idealfall $S_1 = 0$ funktioniert die Reflektometrie wie eingangs beschrieben. Mit wachsender Amplitude S_1 wird ϕ mit $\Delta\omega$ moduliert (Abbildung 1.26). Ist schließlich $S_1 > S_0$, so bestimmt S_1 die Phase ϕ und ein mittlerer Phase-runaway von $\Delta\omega$ setzt ein. In diesem Fall stehen die Fluktuationen der Phase ϕ nicht mehr in einem einfachen, linearen Zusammenhang mit Dichtefluktuationen und eine mögliche Korrelation von Dichte- und Temperaturfluktuationen bleibt verborgen. Zusätzliche Korrelationen können durch das dopplerverschobene Signal S_1 i. allg. nicht erzeugt werden, da durch Addition von S_1 der lineare Zusammenhang zwischen $\phi = \text{arc}(S_r)$ und $\text{arc}(S_0) \propto n$ zerstört wird.

Bei fluktuierender Plasmadichte, d. h. fluktuierender Struktur der Cut-off-Schicht, ändern sich die Signalamplituden S_0 und S_1 . Zeitintervalle mit und ohne Phase-runaway

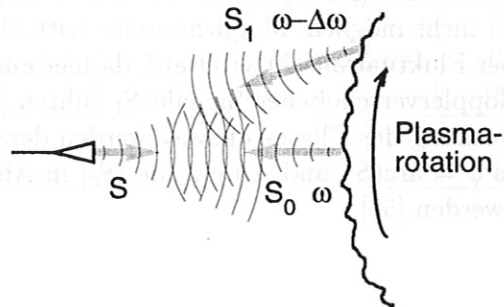


Abbildung 1.25: Bei poloidaler Rotation der turbulenten Cut-off-Dichteschicht gelangen auch frequenzverschobene Komponenten (S_1) der eingestrahlten Welle (S) zur Reflektometrieantenne.

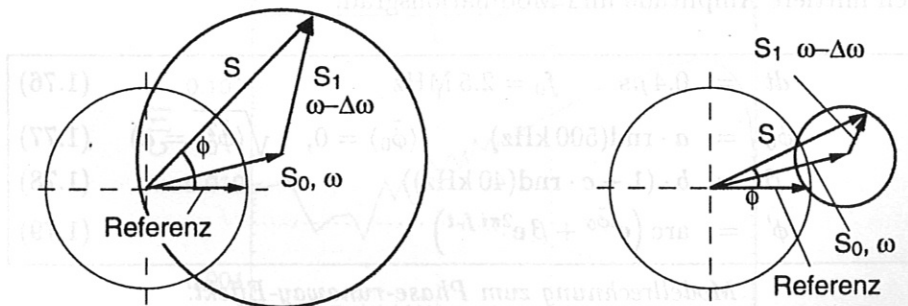


Abbildung 1.26: Ist die Amplitude des frequenzverschobenen Signals S_1 größer als S_0 , so bestimmt S_1 die gemessene Phase (linkes Bild). Das resultierende Signal S zeigt einen Phase-runaway der mittleren Frequenz $\Delta\omega$. Ist dagegen die Amplitude des frequenzverschobenen Signals S_1 kleiner als S_0 , so bestimmt S_0 die gemessene Phase (rechtes Bild) und Phase-runaway tritt nicht auf. Mit zunehmender Amplitude S_1 wird allerdings ϕ durch S_1 verzerrt.

wechseln sich unregelmäßig ab. Dementsprechend zeigt die Zeitspur der rekonstruierten Reflektometrie-Phase ϕ typischerweise eine treppenförmige Struktur. Für die $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Korrelationsanalyse bedeutet dies, daß in den Intervallen ohne Phase-runaway Korrelationen von Dichte- und Temperaturfluktuationen erhalten bleiben können. Eine quantitative Aussage über den Grad der $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Korrelation ist allerdings in Folge des „maskierenden“ Runaway-Effekts nicht möglich. Möglicherweise tritt diese Maskierung selektiv bevorzugt in Phasen hoher Fluktuationsaktivität auf, da hier ausgeprägte Strukturen zu einem erhöhten Anteil dopplerverschobener Signale S_1 führen [54]. Für eine detaillierte experimentelle Untersuchung des Phase-runaway werden derzeit Experimente durchgeführt, bei denen Phase $\phi = \arcsin(S)$ und Amplitude $|S_r|$ in Abhängigkeit der Stellung der Antennen gemessen werden [58].

Modellrechnung

Um das o.g. Phase-runaway-Bild zu veranschaulichen und um zu demonstrieren, daß Phase-runaway nicht notwendigerweise Dichtefluktuationsmessungen verhindert, wurden numerische Analysen durchgeführt.³⁰ Es ist kein quantitativer Vergleich angestrebt, daher sind Parameter in Hinblick auf eine deutliche Darstellung der Phänomene gewählt. Zeitbasis ist eine Frequenz von 2.5 MHz, ein Zeitintervall von 6.6 ms (entsprechend $16 \cdot 10^3$ Datenpunkten) wird berechnet. Als Testsignal werden normalverteilte Phasenfluktuationen $\tilde{\phi}_0$ mit einem Zufallszahlengenerator erzeugt. Ihre Bandbreite ist auf 500 kHz beschränkt, die Schwankungsbreite ist durch den Parameter $a = 0.1$ bestimmt. Zu dem Phasenfluktuationssignal $\exp(i\tilde{\phi}_0)$ wird nun das frequenzverschobene Signal $\beta \cdot \exp(2\pi i f_r t)$ ($f_r = \Delta\omega/2\pi = 10$ kHz) addiert, das bei großer Amplitude $\beta > 1$ zu Phase-runaway führt. Die Amplitude β ist schließlich mit einem zweiten Zufallssignal einer Bandbreite von 40 kHz moduliert, was zu einer zufälligen Verteilung der Intervalle mit Phase-runaway führt. Eine selektive Maskierung wird hier nicht berücksichtigt. Die Parameter b und c bestimmen mittlere Amplitude und Modulationsgrad:

$$dt = 0.4 \mu\text{s} \quad f_0 = 2.5 \text{ MHz} \quad (1.76)$$

$$\tilde{\phi}_0 = a \cdot \text{rnd}(500 \text{ kHz}) \quad (\langle \tilde{\phi}_0 \rangle = 0, \quad \sqrt{\langle \tilde{\phi}_0^2 \rangle} = a) \quad (1.77)$$

$$\beta = b \cdot (1 + c \cdot \text{rnd}(40 \text{ kHz})) \quad (1.78)$$

$$\phi' = \arcsin(e^{i\tilde{\phi}_0} + \beta e^{2\pi i f_r t}) \quad (1.79)$$

Modellrechnung zum Phase-runaway-Effekt.

Aus ϕ' ($-\pi < \phi' \leq \pi$) wird, wie bereits beschrieben, durch Einfügen von 2π -Phasensprüngen $\tilde{\phi}$ rekonstruiert und der über die gesamte Meßzeit gemittelte Phase-runaway f'_r subtrahiert. Die Kohärenz zwischen dem Ausgangssignal $\tilde{\phi}_0$ und den rekonstruierten Phasenfluktuationen $\tilde{\phi}$,

$$C = \frac{|\langle \tilde{\phi}_0 \tilde{\phi} \rangle|}{\sqrt{\langle \tilde{\phi}_0^2 \rangle \langle \tilde{\phi}^2 \rangle}}, \quad (1.80)$$

ist ein Maß dafür, inwieweit im Rahmen dieses einfachen Modells Phase-runaway die „wahren“ Phasenfluktuationen $\tilde{\phi}_0 \propto \tilde{n}$ verzerrt. Sie ist in Abbildung 1.27 aufgetragen,

³⁰Diese Rechnungen wurden angeregt durch [57].

gemittelt wurden einige tausend Spektren. Dabei wurden die folgenden Parameter verwendet, die hier zusammen mit der resultierenden mittleren Phase-runaway-Frequenz f'_r dargestellt sind:

Abb. 1.27	f_r [kHz]	a	b	c	f'_r [kHz]
oben	10.0	0.1	0.1	0.0	0.0
			0.9		0.0
			1.1		10.0
unten			0.1	1.0	0.0
			1.0		4.9

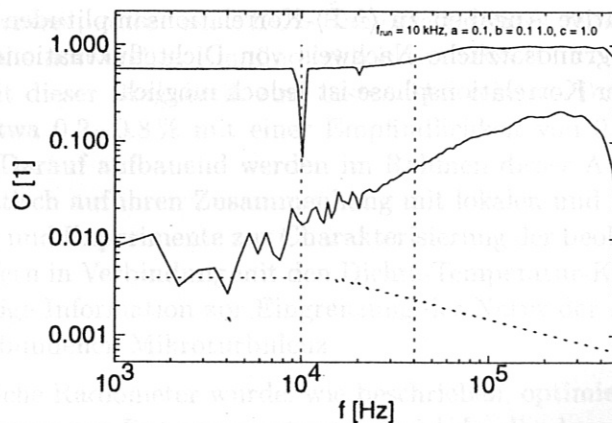
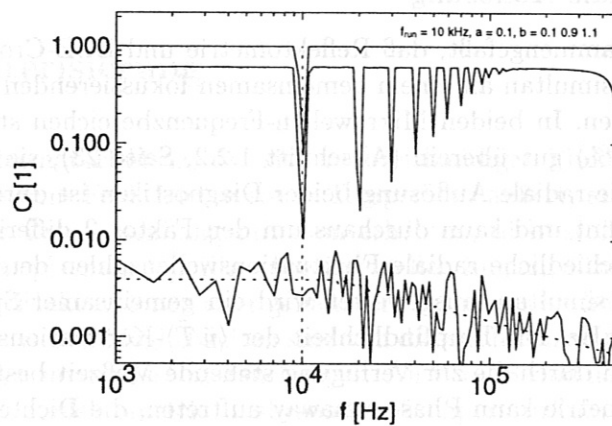


Abbildung 1.27: Kohärenzspektrum aus einer Modellrechnung zur Erläuterung des Phase-runaway. Statistische Grenze (\cdots) sowie f_r sind markiert. Im oberen Bild hat der Phase-runaway-Signalanteil konstante Amplitude, im unteren Bild fluktuiert seine Amplitude.

Ohne Amplitudenschwankungen des Phase-runaway-Anteils ($c = 0$, Abbildung 1.27, oben) bleibt das Testsignal weitgehend erhalten, solange $b < 1$ ist (Abbildung 1.26, rechts, $S_1 < S$). Es verschwindet vollständig, sobald $b > 1$ ist (Abbildung 1.26, links, $S_1 > S$) und Phase-runaway ($f'_r = 10$ kHz) einsetzt. Bei $b = 0.9$ beträgt die Kohärenz

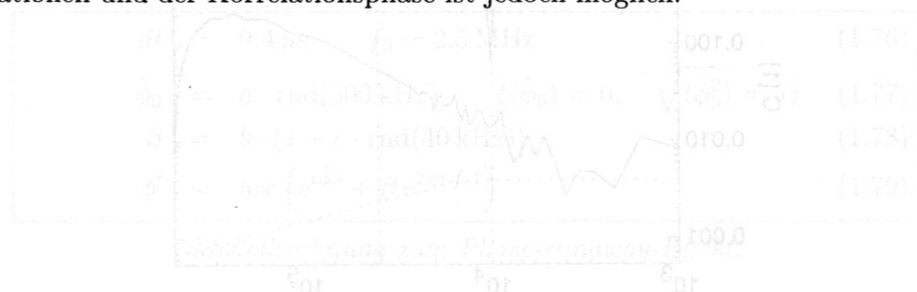
etwa 60 %, ausgenommen Vielfache der Runaway-Frequenz $n \cdot f_r$. Läßt man Amplitudenschwankungen des „dopplerverschobenen“ Signalanteils zu, so ist der Übergang bei $b = 1$ weit weniger scharf ($c = 1$, Abbildung 1.27, unten). Der mittlere Phase-runaway ist dementsprechend geringer ($f_r' < f_r$). Insbesondere Testsignalanteile bei Frequenzen oberhalb der Fluktuationsfrequenz (40 kHz) bleiben erhalten. Solange kohärente Anteile des Testsignals im rekonstruierten Signal erhalten bleiben, ist auch ihre Phasenlage unverändert, d. h. die Kohärenzphase hat den Wert $\text{arc}(C) = 0$.

Soweit ein phänomenologischer Vergleich mit gemessenen $\tilde{\phi}$ -Spektren und $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Kohärenzspektren (Kapitel 3) eine Beurteilung zuläßt, kommt der Fall $b \sim 1, c \sim 1$ der Realität am nächsten, denn trotz eines mittleren Phase-runaway (Abbildung 1.23) können Signifikante $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Korrelationen nachgewiesen werden (Kapitel 3).

Poloidale und radiale Auflösung

Abschließend sei zusammengefaßt, daß Reflektometrie und ECE-Crossed-sightline-Korrelationsradiometrie simultan an einem gemeinsamen fokussierenden Antennenpaar betrieben werden können. In beiden Mikrowellen-Frequenzbereichen stimmen die Strahlentailen ($17 \text{ mm} \pm 10 \%$) gut überein (Abschnitt 1.2.2, Seite 23), sie begrenzen die poloidale Auflösung. Die radiale Auflösung beider Diagnostiken ist durch unterschiedliche Mechanismen bestimmt und kann durchaus um den Faktor 2 differieren. Dementsprechend werden unterschiedliche radiale Fluktationswellenzahlen detektiert. Die Signalaufzeichnung erfolgt simultan, ausgewertet wird ein gemeinsamer Spektralbereich von etwa 150 Hz bis 300 kHz. Die Empfindlichkeit der $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Korrelationsanalyse ist wie im Fall der \tilde{T} -Messungen durch die zur Verfügung stehende Meßzeit bestimmt.

Bei der Reflektometrie kann Phase-runaway auftreten, die Dichtefluktuationen werden dabei nichtlinear verzerrt und Korrelationen können maskiert werden. In diesen Phasen sind quantitative Angaben zu $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Korrelationsamplituden nur eingeschränkt interpretierbar. Der grundsätzliche Nachweis von Dichtefluktuationen und von $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Korrelationen und der Korrelationsphase ist jedoch möglich.



Kapitel 2

Temperaturfluktuationen

2.1 Charakterisierung

Mikroskopische Plasmaturbulenz, die sich in breitbandiger Fluktuation von magnetischem und elektrischem Feld, Dichte sowie Temperatur äußert, steht möglicherweise in einem ursächlichen Zusammenhang mit dem erhöhten, nicht-stoßbestimmten Energietransport in Fusionsplasmen [3]. Ein experimenteller Zugang führt über eine schnelle, lokale Messung der Fluktuationen aller genannter Parameter im heißen Kernplasma. Die derzeitigen diagnostischen Möglichkeiten sind von diesem Idealzustand noch weit entfernt und beschränken systematische Untersuchungen. An W7-AS sind neben Dichtefluktuationen (s. a. Kapitel 3, Reflektometrie) insbesondere Temperaturfluktuationen diagnostisch zugänglich.¹ Temperaturfluktuationen werden, wie in Kapitel 1 erläutert, als Fluktuationen der Antennentemperatur eines ECE-Radiometerpaares gemessen. Durch Korrelationstechnik wird die notwendige Empfindlichkeit von etwa 0.1 % erreicht. Vor etwa vier Jahren wurden mit dieser Diagnostik zum ersten Mal relative Temperaturfluktuationsamplituden von etwa 0.2–0.8 % mit einer Empfindlichkeit von 0.15 % im Kernplasma nachgewiesen [9]. Darauf aufbauend werden im Rahmen dieser Arbeit Temperaturfluktuationen systematisch auf ihren Zusammenhang mit lokalen und globalen Plasmaparametern untersucht und Experimente zur Charakterisierung der beobachteten Phänomene vorgestellt. Sie liefern in Verbindung mit den Dichte-Temperatur-Korrelationsmessungen in Kapitel 3 wichtige Information zur Eingrenzung der Natur der mit den beobachteten Fluktuationen verbundenen Mikroturbulenz.

Das ursprüngliche Radiometer wurde, wie beschrieben, optimiert und erweitert, und es wurden Programme zur Datenauswertung entwickelt, die den Anforderungen derartiger vergleichender Messungen entsprechen, um an weit über 100 Plasmaentladungen Temperaturfluktuationen mit Crossed-sightline-Korrelationsradiometrie zu untersuchen. In allen Fluktuationsmessungen fanden sich durchgängig eine Reihe charakteristischer Merkmale, die im Folgenden an einem Beispiel vorgestellt werden. Dabei ist insbesondere die Unterscheidung zweier unterschiedlicher Fluktuationskomponenten für die Interpretation der nachfolgenden Experimente von Bedeutung.

¹Auf Dichtefluktuationsmessung durch Mikrowellen-Streuung wird hier nicht eingegangen. Diese Diagnostik hat gegenüber der Reflektometrie eine geringere Ortsauflösung.

ECRH Plasmaheizung	70 (O1) / 140 GHz (X2)
Heizleistung P_{ECRH}	200 – 800 kW
zentrales Magnetfeld B_0	2.5 T
Rotationstransformation ϵ	$\sim 1/3$
zentrale Elektronendichte n_e	$1 - 8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$
zentrale Elektronentemperatur T_e	1 – 3.5 keV

Tabelle 2.1: Tabelle typischer Parameter der mit ECE-Korrelationsradiometrie untersuchten Plasmaexperimente.

2.1.1 Typische Parameter

Die Empfindlichkeit der ECE-Korrelationsradiometrie ist durch die zur Verfügung stehende Meßzeit bestimmt (Kapitel 1.3.1). Während dieser Zeit muß das Plasma stationär gehalten werden. Untersucht wurden daher ausschließlich ECR-geheizte² Plasmen mit einer Entladungsdauer von typischerweise 1 s. Die stationäre Phase kann in diesen Experimenten bis zu 700 ms lang sein. Wenn eine einzelne Messung noch keine ausreichende Empfindlichkeit liefert, werden mehrere gleiche Entladungen kombiniert, die gesamte Meßzeit kann so einige Sekunden betragen.³

Durch die Verwendung von ECRH-Gyrotrons mit einer festen Frequenz von 70 bzw. 140 GHz ist über die Zyklotronresonanzbedingung und die Forderung hoher optischer Tiefe, d. h. hoher Absorption, das zentrale Magnetfeld auf 1.25 T (70 GHz ECRH, X2-Mode) bzw. 2.5 T (70 GHz ECRH, O1-Mode und 140 GHz ECRH, X2-Mode) festgelegt. Die ECE-Standarddiagnostik ist dementsprechend für die Frequenzbereiche um 70 und 140 GHz aufgebaut. Die ECE-Korrelationsdiagnostik ist auf die Beobachtung der X2-Mode-Emission um 140 GHz beschränkt, die aufgrund der kleineren Wellenlänge gegenüber 70 GHz bei gleichen Antennenabmessungen eine höhere poloidale Auflösung erlaubt. Es werden daher nur Plasmen bei einem zentralen Magnetfeld von 2.5 T untersucht. Tabelle 2.1 gibt eine Übersicht ausgewählter Daten der untersuchten Plasmen. Der Elektronendichtebereich ist nach unten hin begrenzt durch die Forderung nach einer ausreichend hohen optische Tiefe τ . Bei niedrigen Dichten ($< 1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) ist $\tau \lesssim 2$, die einfache Interpretation der ECE-Signale als temperaturproportional geht verloren (Kapitel 1.1.1). Nach oben hin setzt die cut-off-Frequenz f_{co} dem Dichtebereich eine Grenze. Bei hohen Dichten werden die Wellen der ECRH vom Plasma reflektiert, ein Plasma kann in diesem Bereich nicht mit ECRH geheizt werden.

Zur Charakterisierung der im Folgenden diskutierten Phänomene wird exemplarisch eine Messung vorgestellt, die ein ausgeprägtes Temperaturfluktuationsspektrum aufweist und hinsichtlich ihrer Parameter innerhalb der in Tabelle 2.1 aufgeführten Temperatur- und Dichtegrenzen liegt. Zugrunde liegen zwei Entladungen⁴ (# 36043, 36044) mit einer

²ECRH, „electron cyclotron resonance heating“: Heizung der Plasmaelektronen mit Mikrowellen bei ihrer Zyklotronfrequenz und deren Harmonischen.

³Da bei unterschiedlichen Entladungsparametern auch deutlich unterschiedliche Fluktuationsaktivität gefunden wird, kann i. allg. erst nach Auswertung der Korrelationsmessung entschieden werden, ob die aufgezeichnete Datenmenge ausreicht, um signifikante Ergebnisse zu liefern.

⁴An W7-AS werden alle Plasmaexperimente bzw. Entladungen fortlaufend nummeriert. Alle vorgestellten Messungen stammen aus der Zeit zwischen Dezember 1995 und Juli 1997. Da eine ECE-Fluktuationsauswertung aus mehreren Messungen zusammengesetzt sein kann, sind alle Auswertungen

stationären Phase von insgesamt etwa 1 s Dauer. Abbildung 2.1 zeigt Temperatur- und Dichteprofil (Temperatur: ECE, Dichte: Thomson-Streuung). Die Fluktuationsdiagnostik

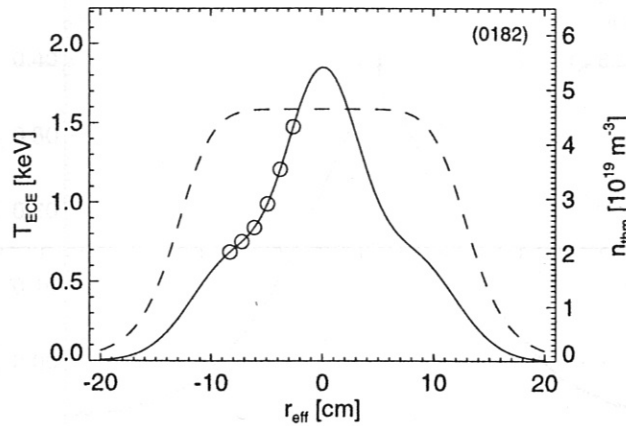


Abbildung 2.1: Temperatur- (—) und Dichteprofil (- - -), gemessen mit ECE bzw. Thomson-Streuung. Sechs Kanalpaare der Temperaturfluktuationsdiagnostik (o) liegen auf der Hochfeldseite im Kernbereich des Plasmas, die optische Tiefe ist dort ausreichend hoch ($\tau \geq 4.7$).

ist auf die Hochfeldseite⁵ des Plasmakerns gerichtet, da diese grundsätzlich nicht durch überthermische Emission (Kapitel 1.1.1) gestört ist. Die optische Tiefe τ aller Fluktuationskanäle ist größer als 4.7 und damit ausreichend hoch, um z. B. Übersprechen von Dichtefluktuationen auszuschließen.

2.1.2 Spektrum

Abbildung 2.2 zeigt die Leistungsdichtespektren⁶ relativer Antennen- oder (wegen Gleichung 1.4, Seite 7) Strahlungstemperaturfluktuationen $\tilde{T}_a / \langle T_a \rangle$ an den sechs, durch die Zwischenfrequenzfilter bestimmten radialen Positionen der ECE-Korrelationsdiagnostik. Hier, wie in allen untersuchten Entladungen, sind zwei Komponenten deutlich unterscheidbar. Sie sind durch ein Minimum bei etwa 15 kHz im Spektrum voneinander getrennt und verhalten sich, wie im Folgenden gezeigt wird, vollkommen unterschiedlich. Zur Unterscheidung wird die niedrigfrequente Komponente als „diffusiv“, die hochfrequente Komponente als „turbulent“ bezeichnet. Letztere ist vermutlich die in Zusammenhang mit turbulent getriebenem Transport relevante Komponente. Die relative Fluktuationsleistung nimmt in beiden Komponenten nach außen, d. h. zum Plasmarand hin, zu.

4-stellig numeriert.

⁵Negative Werte des „effektiven Radius“ r_{eff} kennzeichnen eine Meßposition auf der Hochfeldseite der durch $|r_{\text{eff}}|$ bezeichneten Flußflächen. Wird lediglich auf eine Flußfläche Bezug genommen, so ist nur $|r_{\text{eff}}|$ angegeben.

⁶Die in Abbildung 2.2 eingeführte Symbolik wird, wenn nicht anders angegeben, auch in den folgenden Darstellungen angewandt.

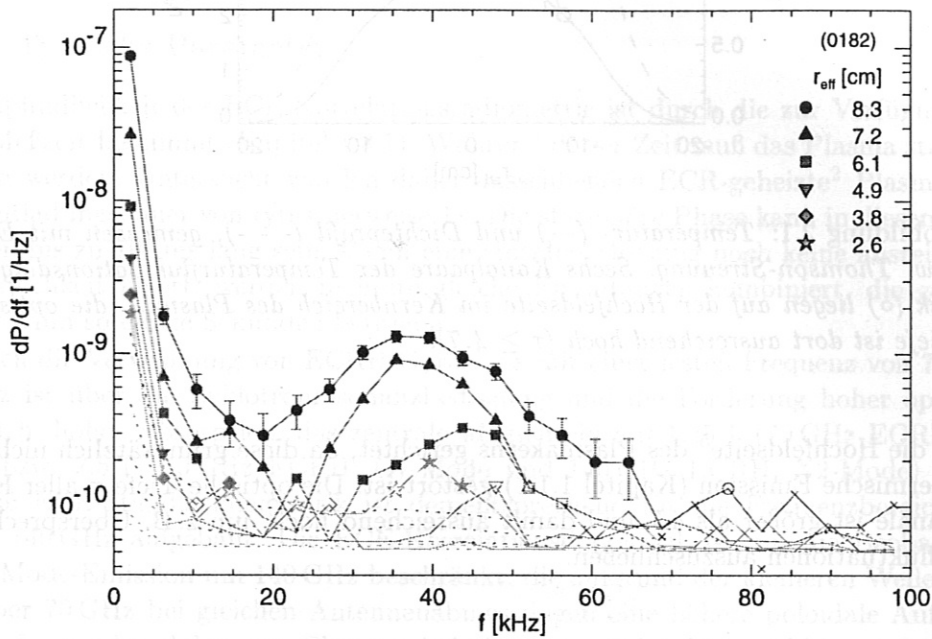


Abbildung 2.2: Leistungsdichtespektren der relativen Temperaturfluktuationen ($\bar{T}/\langle T \rangle$) an den sechs radialen Positionen der ECE-Korrelationsdiagnostik (Erläuterung siehe Text). Ausgefüllte Symbole bezeichnen eine Signifikanz $P \geq 95\%$, offene Symbole $\geq 90\%$. Die unterbrochenen Linien (\cdots) geben die Signifikanzgrenze ($P = 71\%$) an (Kapitel 1.3.2). Nicht signifikante Punkte sind unterdrückt. Fehlerbalken sind nur für die äußerste Position (\circ) angegeben. (Diese Symbolik wird auch in den folgenden Darstellungen angewandt.)

Auch in der Autokorrelationsfunktion⁷ erscheinen beide Komponenten deutlich voneinander abgegrenzt (Abbildung 2.3). Die Halbwertsbreiten von etwa 0.5 ms und 15 μ s

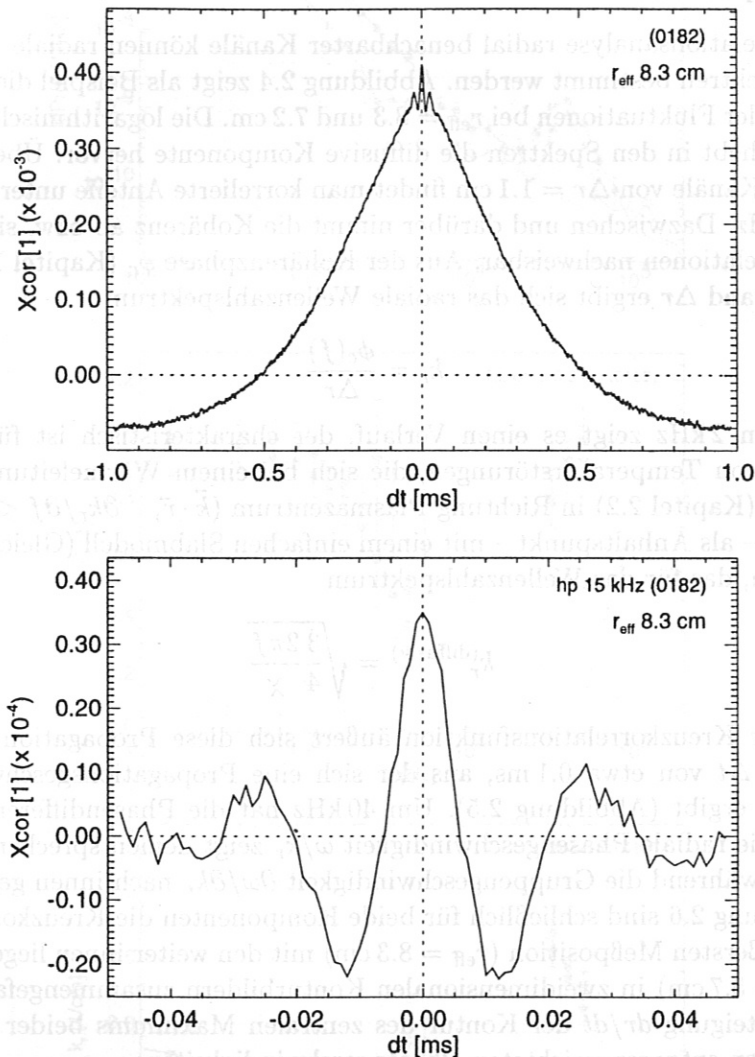


Abbildung 2.3: In der Autokorrelationsfunktion der Temperaturfluktuationen bei $r_{eff} = 8.3 \text{ cm}$ erkennt man deutlich zwei Komponenten. Das untere Bild zeigt die Spitze, d. h. die turbulente Komponente, nach 15 kHz-Hochpaßfilterung, vergrößert. (Erläuterung siehe Text).

entsprechen spektralen Breiten von 2 kHz bzw. 70 kHz. Aus den Korrelationsamplituden $3.5 \cdot 10^{-4}$ und $3.5 \cdot 10^{-5}$ erhält man relative Fluktuationsamplituden von $\tilde{T}/\langle T \rangle = 2\%$ bzw. 0.6%. Dabei ist zu beachten, daß aus physikalischen und technischen Gründen

⁷Die Autokorrelationsfunktion der Temperaturfluktuationen erhält man bei der Korrelations-ECE durch Kreuzkorrelationsanalyse eines ECE-Kanalpaares, das ein gemeinsames Plasmavolumen beobachtet. Da auch die Kreuzkorrelation unterschiedlicher Plasmavolumina untersucht wird, wird in diesem Sinn zwischen Autokorrelationsfunktion und Kreuzkorrelationsfunktion der Temperaturfluktuationen unterschieden.

(Kapitel 1.3.4, Seite 35) nur der Spektralbereich oberhalb von 150 Hz ausgewertet wird.

2.1.3 Radiale Korrelation

Wellenzahlspektrum

Aus der Korrelationsanalyse radial benachbarter Kanäle können radiale Kohärenz- und Wellenzahlspektren bestimmt werden. Abbildung 2.4 zeigt als Beispiel die Kreuzkorrelationsanalyse der Fluktuationen bei $r_{\text{eff}} = 8.3$ und 7.2 cm. Die logarithmische Unterteilung der Abszisse hebt in den Spektren die diffusive Komponente hervor. Über den radialen Abstand der Kanäle von $\Delta r = 1.1$ cm findet man korrelierte Anteile unterhalb von 2 kHz und um 40 kHz. Dazwischen und darüber nimmt die Kohärenz ab bzw. sind keine signifikanten Korrelationen nachweisbar. Aus der Kohärenzphase ϕ_c (Kapitel 1.3.3) und dem radialen Abstand Δr ergibt sich das radiale Wellenzahlspektrum

$$k_r = \frac{\phi_c(f)}{\Delta r}. \quad (2.1)$$

Unterhalb von 2 kHz zeigt es einen Verlauf, der charakteristisch ist für die diffusive Propagation von Temperaturstörungen, die sich bei einem Wärmeleitungskoeffizienten $\chi = 0.8 \text{ m}^2/\text{s}$ (Kapitel 2.2) in Richtung Plasmazentrum ($\vec{k} \cdot \vec{r}$, $\partial k_r / \partial f < 0$) ausbreiten. Dabei wurde – als Anhaltspunkt – mit einem einfachen Slabmodell (Gleichung 2.8, Seite 63) verglichen, das für das Wellenzahlspektrum

$$k_r^{(\text{diffusiv})} = \sqrt{\frac{3}{4} \frac{2\pi f}{\chi}} \quad (2.2)$$

liefert. In der Kreuzkorrelationsfunktion äußert sich diese Propagation als eine Zeitverschiebung Δt von etwa 0.1 ms, aus der sich eine Propagationsgeschwindigkeit von etwa 100 m/s ergibt (Abbildung 2.5). Um 40 kHz hat die Phasendifferenz ϕ_c positives Vorzeichen, die radiale Phasengeschwindigkeit ω/k_r zeigt dementsprechend in Richtung Plasmarang, während die Gruppengeschwindigkeit $\partial\omega/\partial k_r$ nach innen gerichtet ist.

In Abbildung 2.6 sind schließlich für beide Komponenten die Kreuzkorrelationsfunktionen der äußersten Meßposition ($r_{\text{eff}} = 8.3$ cm) mit den weiter innen liegenden Kanälen ($dr = 0, \dots - 5.7$ cm) in zweidimensionalen Konturbildern zusammengefaßt. Die entgegengesetzte Steigung dr/dt der Kontur des zentralen Maximums beider Komponenten entspricht ihren entgegengerichteten Phasengeschwindigkeiten.

Korrelationslänge

Bezieht man alle Kombinationen radialer Kreuzkorrelationen der sechs Meßpositionen in die Kohärenzanalyse ein, so lassen sich Kohärenzlängen (Gleichung 1.69, Seite 34) abschätzen. Abbildung 2.7 zeigt in zwei Konturbildern die Kohärenz als Funktion der radialen Positionen der korrelierten Kanäle. Bei 450 Hz beträgt die Kohärenz bei einem maximalen radialen Abstand von 5.7 cm noch etwa 0.85. Entsprechend Kapitel 1.3.3 erhält man

$$\lambda_c(450 \text{ Hz}) = \frac{\Delta r}{-\ln(C_r)} \sim 35 \text{ cm}. \quad (2.3)$$

Dies ist weitaus größer als der radiale Meßbereich. Die Abfalllänge der Amplitude der Fluktuationen ist dagegen deutlich kürzer. Aus dem radialen Fluktuationsprofil in Abbildung 2.11 (Seite 64) ergibt sich für eine Frequenz um 450 Hz im Bereich von 6–8 cm eine

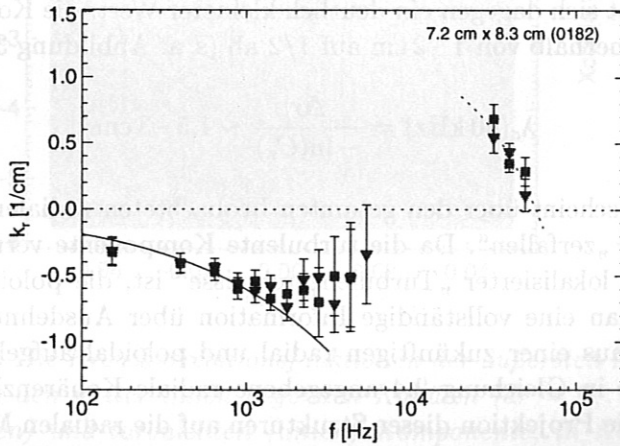
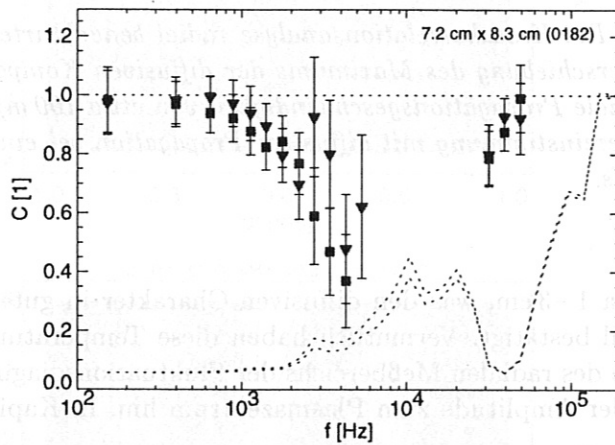
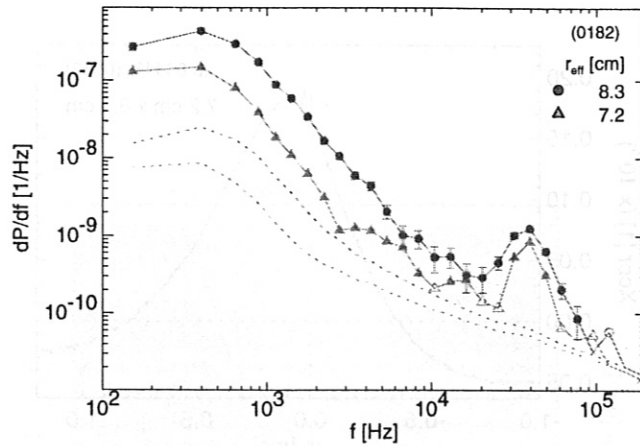


Abbildung 2.4: Fluktuationsleistungsspektrum (oben) bei $r_{\text{eff}} = 8.3$ und 7.2 cm sowie Kohärenzspektrum (Mitte) und radiales Wellenzahlspektrum (unten) zeigen die unterschiedlichen radialen Propagationseigenschaften beider Fluktuationskomponenten (\square) obere, (∇) untere Sichtlinie). Unterhalb 2 kHz läßt sich aus dem Wellenzahlspektrum eine Diffusionskonstante $\chi = 0.8 \text{ m}^2/\text{s}$ bestimmen (—). Der turbulente Anteil (\cdots) verhält sich nicht diffusiv.

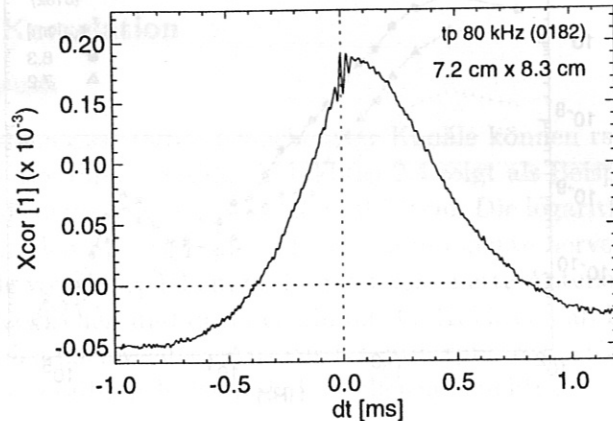


Abbildung 2.5: Bei Kreuzkorrelationsanalyse radial benachbarter Kanäle ergibt sich aus der Verschiebung des Maximums der diffusiven Komponente um etwa 0.1 ms eine radiale Propagationsgeschwindigkeit von etwa 100 m/s. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit diffusiver Propagation bei einem typischen χ von etwa $1 \text{ m}^2/\text{s}$.

Abfalllänge von etwa 1–3 cm, was den diffusiven Charakter in guter Übereinstimmung mit dem Slabmodell bestätigt. Vermutlich haben diese Temperaturfluktuationen ihren Ursprung außerhalb des radialen Meßbereichs der Fluktuationsdiagnostik und propagieren mit abnehmender Amplitude zum Plasmazentrum hin. In Kapitel 2.2 wird hierauf näher eingegangen.

Bei 40 kHz ergibt sich dagegen ein deutlich kleinerer Wert, die Kohärenz fällt je nach radialer Position innerhalb von 1–2 cm auf 1/2 ab (s. a. Abbildung 3.11, Seite 114):

$$\lambda_c(40 \text{ kHz}) = \frac{\Delta r}{-\ln(C_r)} \sim 1.5 - 3 \text{ cm.} \quad (2.4)$$

Diese Komponente scheint über den gesamten beobachteten radialen Plasmabereich zu „entstehen“ und zu „zerfallen“. Da die turbulente Komponente vermutlich die Summe radial und poloidal lokalisierter „Turbulenzereignisse“ ist, die poloidal rotieren (Kapitel 2.3.2), erhält man eine vollständige Information über Ausdehnung und Form dieser Ereignisse nur aus einer zukünftigen radial und poloidal aufgelösten Messung der Kohärenzlänge. Die in Gleichung 2.4 angegebene radiale Kohärenzlänge ist somit der mittlere Wert für die Projektion dieser Strukturen auf die radialen Meßpunkte.

2.1.4 Temperaturfluktuationen auf der Niederfeldseite

Das ECE-Korrelationsradiometer, das an Modul 4, Stutzen 15 zusammen mit der Reflektometrie-Diagnostik betrieben wird, mißt radiale Profile der Temperaturfluktuationen auf der Niederfeldseite des Plasmas. Vergleicht man diese mit den auf der Hochfeldseite gemessenen Profilen, so bestätigt sich die unterschiedliche Natur der beiden Fluktuationskomponenten ein weiteres Mal. Dichte- und Temperaturprofil sowie die radiale Position der Kanäle zeigt Abbildung 2.8. Die Profile der diffusiven Komponente, aus-

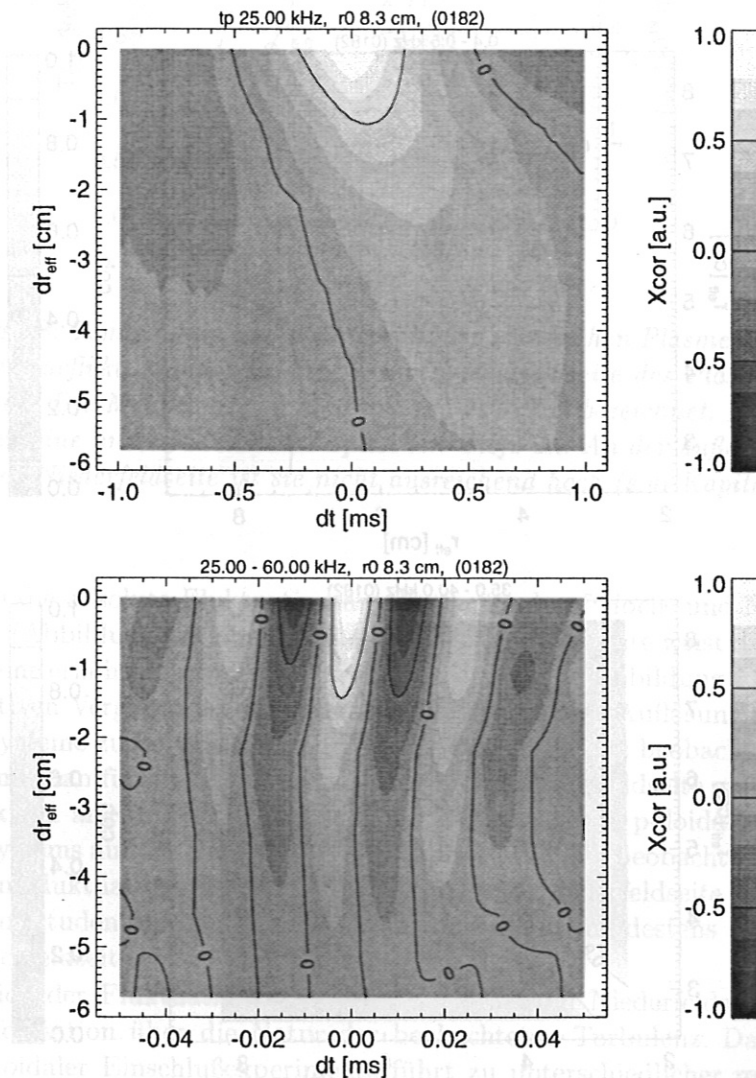


Abbildung 2.6: Die Kreuzkorrelationsfunktionen der äußersten Meßposition ($r_{\text{eff}} = 8.3 \text{ cm}$) mit den weiter innen liegenden Kanälen ($dr = 0, \dots - 5.7 \text{ cm}$) der diffusiven (oben) und turbulenten (unten) Komponente, in Konturbildern zusammengefaßt. Die entgegengesetzte Steigung dr/dt der Kontur des zentralen Maximums beider Komponenten entspricht ihren entgegengerichteten Phasengeschwindigkeiten.

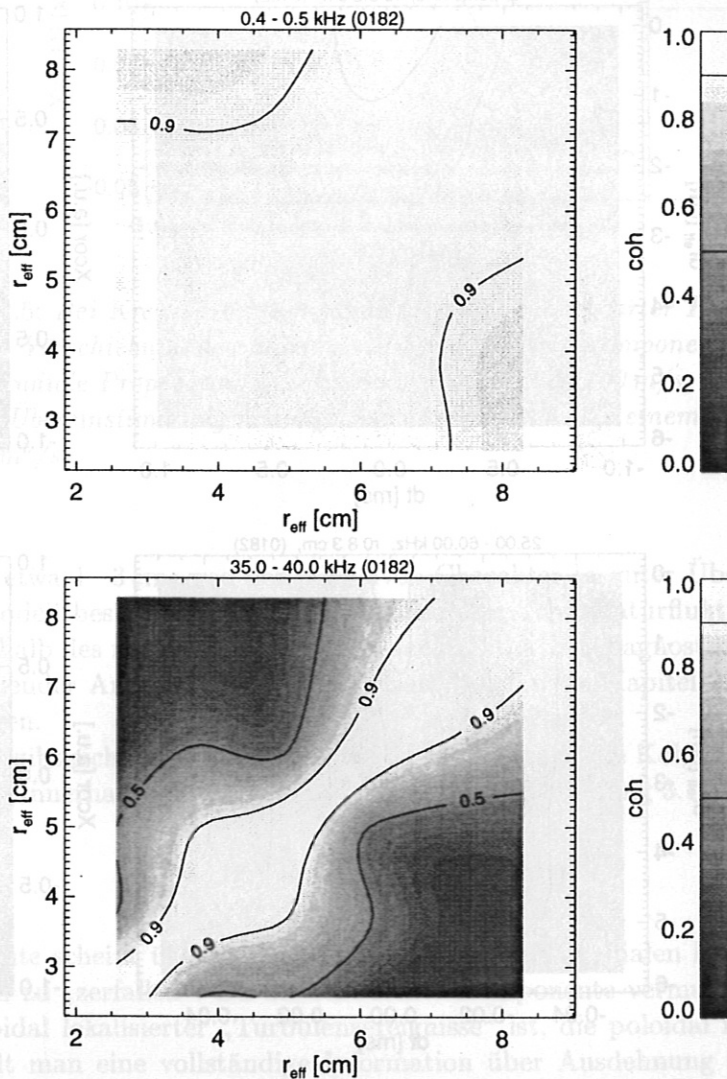


Abbildung 2.7: Die Kohärenzanalyse aller Kombinationen der sechs radialen Fluktuationskanäle zeigt deutlich die unterschiedlichen Kohärenzlängen der diffusiven (oben) und turbulenten (unten) Komponente. Definitionsgemäß hat die Diagonale die Kohärenz 1 und ist Symmetrieachse der symmetrisch ergänzten Konturbilder.

Das ECE-Korrelationsradarometer, das an Modul 4, Stützen 15 zusammen mit der Reflektometrie-Diagnostik betrieben wird, mißt radiale Profile der Temperaturfluktuationen auf der Niederfeldseite des Plasmas. Vergleicht man diese mit den auf der Hochfeldseite gemessenen Profilen, so bestätigt sich die unterschiedliche Natur der beiden Fluktuationenkomponenten ein weiteres Mal. Dichte- und Temperaturprofil sowie die radiale Position der Kanäle zeigt Abbildung 2.8. Die Profile der diffusiven Komponente, aus-

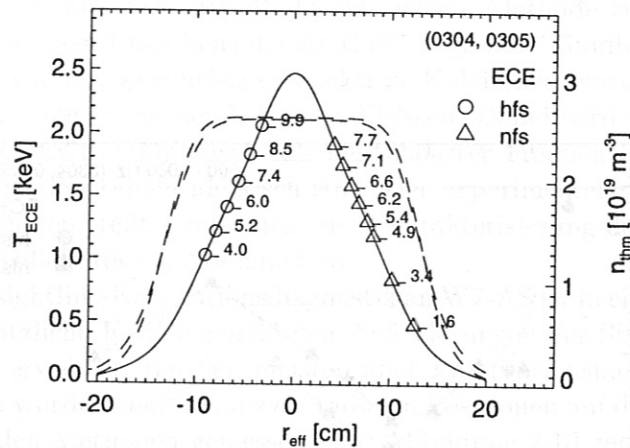


Abbildung 2.8: Temperatur- und Dichteprofil der identischen Plasmen, an denen die Temperaturfluktuationen auf Hoch- und Niederfeldseite des Plasmas verglichen werden. Die Meßpositionen sind mit (o) bzw. (Δ) bezeichnet. Die Zahlenwerte geben eine untere Grenze der optischen Tiefe an. An der äußersten Position auf der Niederfeldseite ist sie nicht ausreichend hoch (s.a. Kapitel 2.3.1).

gedrückt durch die absolute Fluktuationsamplitude, sind auf Hoch- und Niederfeldseite deckungsgleich (Abbildung 2.9, oben). Die turbulente Komponente weist dagegen auf der Hochfeldseite eine erhöhte Turbulenz $\bar{\Lambda}$ (s. Kapitel 2.3.3) auf (Abbildung 2.9, unten). Für einen quantitativen Vergleich ist die unterschiedliche poloidale Auflösung der verwendeten Antennensysteme zu berücksichtigen [39], die vermutlich die beobachteten Spektren begrenzt. Nimmt man für die Turbulenz auf Hoch- und Niederfeldseite qualitativ gleiche Wellenzahlspektren an, so würde die Korrektur der geringeren poloidalen k -Auflösung des Antennensystems auf der Niederfeldseite (Kapitel 1.2.2) die beobachtete Asymmetrie der turbulenten Fluktuationsamplituden auf Hoch- und Niederfeldseite verstärken. Die Fluktuationsamplituden auf der Niederfeldseite sind damit mindestens doppelt so groß wie auf der Hochfeldseite.

Der Vergleich der Fluktuationsaktivität auf Hoch- und Niederfeldseite liefert eine wesentliche Information über die Natur der beobachteten Turbulenz. Das gekrümmte Magnetfeld toroidaler Einschlußexperimente führt zu unterschiedlicher magnetohydrodynamischer Stabilität des Plasmas auf Hoch- und Niederfeldseite des Torus. Die auf der Niederfeldseite des Plasmas begünstigte Austausch-Instabilität könnte dort eine Ursache für die erhöhte Fluktuationsamplituden der turbulenten Komponente sein.⁸

2.1.5 Vergleich unterschiedlicher Korrelationsmethoden

Zur Messung von Temperaturfluktuationen durch ECE-Korrelationsradiometrie gibt es neben der an W7-AS entwickelten Crossed-sightline-Methode weitere Methoden, die in Kapitel 1.1.2 vorgestellt wurden. Dabei wurde insbesondere an dem Tokamak-Experiment TEXT die dort entwickelte Single-sightline-Methode regelmäßig eingesetzt (Kapitel 1.1.2,

⁸Messungen an dem Tokamakexperiment TEXT zeigen eine deutliche poloidale Abhängigkeit der Fluktuationsamplituden [5], die nicht allein auf Krümmungseffekte zurückzuführen ist.

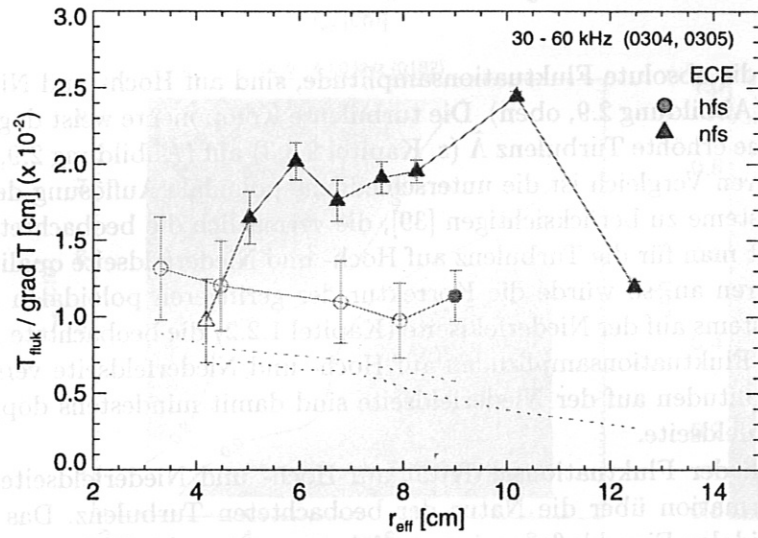
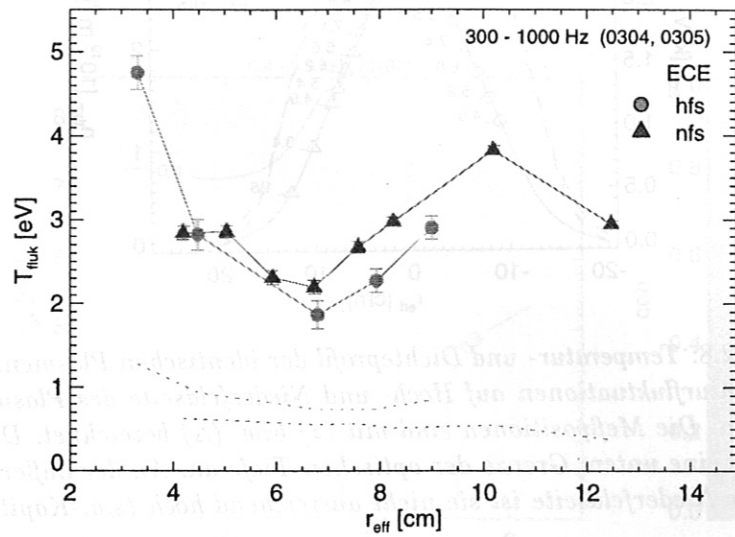


Abbildung 2.9: Vergleich der Fluktuationsprofile von Hoch- (o) und Niederfeldseite (Δ) des Plasmas. Die unterschiedliche Natur der diffusiven (oben) und turbulenten (unten) Komponente bestätigt sich. Die diffusive Komponente, als absolute Temperaturfluktuation \tilde{T} aufgetragen, zeigt auf Hoch- und Niederfeldseite deckungsgleiche Profile während die turbulente Komponente, als „Turbulenz“ $\tilde{\Lambda} = \tilde{T}/\nabla T$ (Kapitel 2.3.3) aufgetragen, auf der Niederfeldseite eine erhöhte Turbulenzamplitude aufweist.

Abbildung 1.6), die sich, wie bereits gesagt, grundsätzlich von der Crossed-sightline-Methode an W7-AS unterscheidet. Während letztere Methode zur Unterdrückung des inhärenten, thermischen Rauschens der ECE die begrenzte räumliche Kohärenz thermischer Emission ausnutzt, gewährleisten spektrale Kohärenzeigenschaften bei der Single-sightline-Methode eine ausreichende Empfindlichkeit. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Fluktuationen der ECE-Temperatur eng benachbarter Frequenzbereiche, d. h. eng benachbarter radialer Positionen identisch sind. Der experimentelle Vergleich dieser Korrelationsmeßmethoden stellt somit auch eine Charakterisierung der Temperaturfluktuationen dar und schließt diesen Abschnitt ab.

Die Crossed-sightline-Korrelationsdiagnostik an W7-AS ist in einer ihrer beiden Sichtlinien durch zusätzliche Kanäle gemäß den Anforderungen der Single-sightline-Korrelationsradiometrie erweitert. Bei den meisten aller Fluktuationmessungen mit Crossed-sightline-Technik wurde simultan an zwei radialen Positionen auf der Hochfeldseite überlappend mit beiden Methoden gemessen [40]. Abbildung 2.10 zeigt ein typisches Fluktuationsspektrum, das simultan mit Crossed-sightline- und Single-sightline-Technik gemessen wurde. Innerhalb der statistischen Fehler liefern beide Techniken übereinstim-

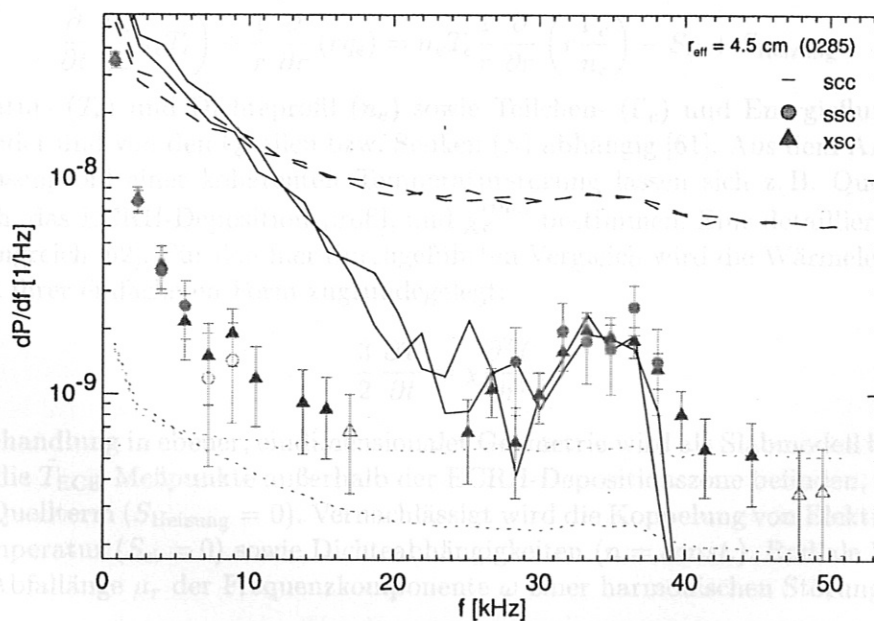


Abbildung 2.10: Vergleich von Korrelationsmethoden anhand eines typischen Fluktuationsspektrums zeigt Übereinstimmung von Single-sightline- (ssc, \circ) und Crossed-sightline-Methode (xsc, Δ). Aufgrund ihrer höheren Empfindlichkeit liefert die Crossed-sightline-Methode (Δ) eine größere Zahl statistisch signifikanter Meßwerte (Signifikanzgrenze (\cdots), nicht-signifikante Meßpunkte sind ausgeblendet.). Subtraktion des weißen Rauschanteils im Eigenleistungsspektrum (Single-channel-correlation, - - -) einzelner Kanäle gibt das Fluktuationsspektrum um 35 kHz korrekt wieder (scc, —). Unterhalb von 30 kHz versagt diese Methode, niederfrequente Störungen bei Verstärkung und Signalübertragung überdecken hier die Fluktuationen.

mende Fluktuationsleistungsdichten. Infolge der größeren Zwischenfrequenz-Bandbreite der Crossed-sightline-Kanäle und der daraus resultierenden höheren Empfindlichkeit gibt die Crossed-sightline-Messung einen größeren Teil des Fluktuationsspektrums statistisch signifikant wieder. Sämtliche der etwa 100 Vergleichsmessungen bei unterschiedlichen Plasmaparametern liefern dieses Ergebnis.

Exemplarisch wurde die in Abbildung 2.10 gezeigte Messung auch nach der Single-channel-Methode ausgewertet. In der Autokorrelationsfunktion eines ECE-Signals wird dabei das scharfe zentrale Maximum des thermischen ECE-Rauschens subtrahiert. Durch seine geringe Breite von $\Delta t < 10 \mu\text{s}$ entsprechend einer Video-Bandbreite von $B_v = 300 \text{ kHz}$ ist es von den übrigen spektralen Anteilen $\Delta t \gtrsim 30 \mu\text{s}$ deutlich zu unterscheiden. Unter der Annahme, daß sich das ECE-Signal lediglich aus Temperaturschwankungen und weißem Rauschen zusammensetzt, sollte nach der Subtraktion das Fluktuationsspektrum übrigbleiben. Dies ist hier (Abbildung 2.10) nur im Spektralbereich um 35 kHz der Fall. Unterhalb von 30 kHz werden die Fluktuationen von niederfrequenten Störungen überdeckt, die vermutlich bei Verstärkung und Signalübertragung hinzukommen. Diese Auswertung zeigt die grundsätzliche Verwendbarkeit dieser Methode auf. Da sie nicht regelmäßig angewandt wurde, wird auf diese Technik nicht weiter eingegangen.

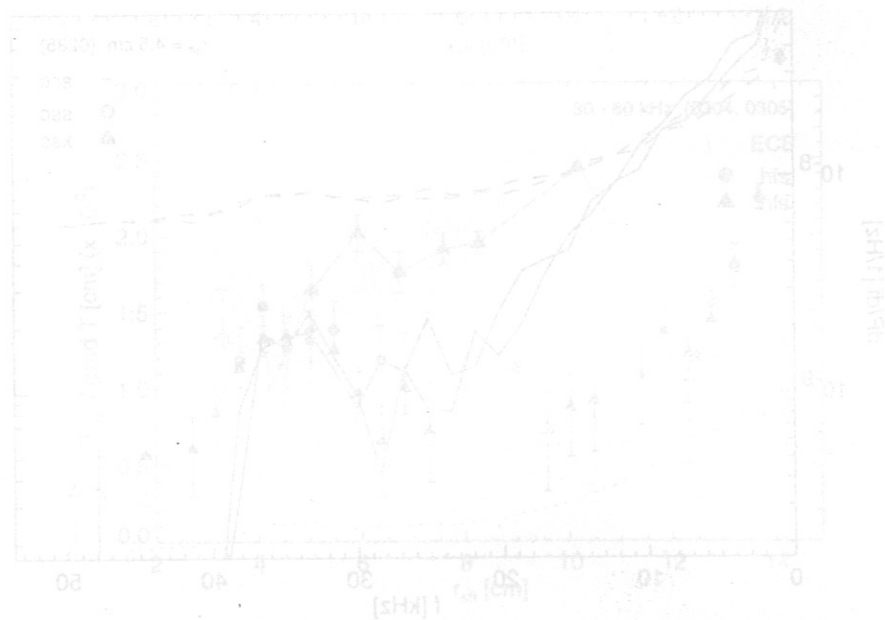


Abbildung 2.10: Vergleich von Korrelationsmethoden anhand eines Fluktuationsspektrums. Die Kurve zeigt die Leistungsdichte in dBm/Hz (y-Achse) gegen die Frequenz in kHz (x-Achse). Die durchgezogene Linie mit Kreisen (○) zeigt die Single-channel-Methode, die gestrichelte Linie mit Dreiecken (△) die Crossed-sightline-Methode (1) und die gestrichelt-punktierte Linie mit Quadraten (□) die Crossed-sightline-Methode (2). Die vertikale gestrichelte Linie markiert die 30 kHz Grenze. Die Single-channel-Methode zeigt ein scharfes Maximum bei ca. 35 kHz, während die Crossed-sightline-Methode ein breiteres Spektrum abdeckt.

2.2 Die diffusive Fluktuationskomponente

2.2.1 Vergleich mit aktiver ECRH-Modulation

In Kapitel 2.1.3 werden die niedrigfrequenten Temperaturfluktuationen unterhalb von etwa 10 kHz als „diffusive“ Komponente identifiziert. Argument hierfür sind insbesondere ihre radialen Propagationseigenschaften, die denen einer diffusiv propagierenden Temperaturstörung gleichen. Dies soll nun anhand eines Vergleichs mit diffusiv propagierenden „Wärmewellen“ aktiver Modulationsexperimente näher erläutert werden.

Künstlich durch ECRH-Modulation erzeugte kohärente Temperaturstörungen werden an W7-AS regelmäßig dazu verwendet, um den inkrementellen Wärmeleitungskoeffizienten

$$\chi_e^{(inc)} = \frac{1}{n_e} \frac{\partial q_e}{\partial(\nabla T_e)} \quad (2.5)$$

der Elektronen zu bestimmen [59, 60]. Das zugrunde liegende Modell beschreibt, ausgehend von Teilchen- und Energieerhaltung, die Wärmeleitung in zylindersymmetrischer Geometrie:⁹

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_e) = S_i, \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e T_e \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r q_e) = n_e T_e \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\Gamma_e}{n_e} \right) - S_{ei} + S_{Heizung}. \quad (2.7)$$

Temperatur- (T_e) und Dichteprofil (n_e) sowie Teilchen- (Γ_e) und Energiefluß (q_e) sind voneinander und von den Quellen bzw. Senken (S) abhängig [61]. Aus dem Amplituden- und Phasenprofil einer kohärenten Temperaturstörung lassen sich z. B. Quellenverteilung, d. h. das ECRH-Depositionsprofil, und $\chi_e^{(inc)}$ bestimmen. Eine detaillierte Analyse ist umfangreich [62]. Für den hier durchgeführten Vergleich wird die Wärmeleitungsgleichung in ihrer einfachsten Form zugrundegelegt:

$$\frac{3}{2} \frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial r^2}. \quad (2.8)$$

Diese Behandlung in ebener, eindimensionaler Geometrie wird als Slabmodell bezeichnet. Da sich die \tilde{T}_{ECE} -Meßpunkte außerhalb der ECRH-Depositionszone befinden, verschwindet der Quellterm ($S_{Heizung} = 0$). Vernachlässigt wird die Koppelung von Elektronen- und Ionentemperatur ($S_{ei} = 0$) sowie Dichteabhängigkeiten ($n = const.$). Radiale Wellenzahl k_r und Abfalllänge μ_r der Frequenzkomponente ω einer harmonischen Störung

$$T_\omega(r, t) = T_0(\omega) e^{-r/\mu_r} e^{i(k_r r - \omega t)} \quad (2.9)$$

haben hier eine sehr einfache Form:

$$k_r = \sqrt{\frac{3\omega}{4\chi}} \quad \mu_r = \sqrt{\frac{4\chi}{3\omega}}. \quad (2.10)$$

Die lange Kohärenzlänge ($\lambda_c \sim 35 \text{ cm} > a$, Kapitel 2.1.3) der diffusiven Fluktuationskomponente rechtfertigt die Annahme, daß der Ursprung dieser Komponente außerhalb des

⁹Elektronen bewegen sich entlang der Magnetfeldlinien mit thermischer Geschwindigkeit, sodaß die Zeitkonstante für eine Verteilung einer Elektronentemperaturstörung über die gesamte Flußfläche typischerweise wenige μs beträgt. Temperaturfluktuationen im Frequenzbereich der diffusiven Komponente ($< 10 \text{ kHz}$) sind daher über einer gesamten Flußfläche als in Phase anzunehmen.

radialen Meßbereichs der Fluktuationskanäle liegt. Wellenzahlspektrum (Abbildung 2.4, Seite 55) und Amplitudenprofil (Abbildung 2.11) mit einer Abfalllänge von $\lambda_a \sim 2 \dots 3$ cm für $\omega = 2\pi \cdot 450$ Hz zeigen diese charakteristischen Eigenschaften diffusiver Propagation bei $\chi \approx 1 \text{ m}^2/\text{s}$.

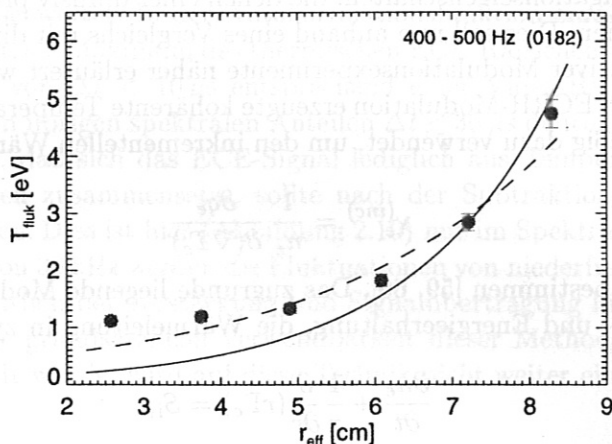


Abbildung 2.11: Die Abfalllänge der Fluktuationsamplitude läßt sich aus dem Fluktuationsprofil abschätzen. Unter der Annahme, daß sich die Quelle der Fluktuationen außerhalb des Meßbereichs befindet (d. h. > 8 cm), erhält man eine Abfalllänge, die mit diffusiver Propagation vereinbar ist ((—) $\chi = 0.8 \text{ m}^2/\text{s}$, (- - -) $\chi = 2 \text{ m}^2/\text{s}$). Die innersten Meßpunkte ($r_{\text{eff}} \leq 5$ cm) sind nur eingeschränkt in ebener Geometrie (Slabmodell) beschreibbar und weichen daher von den eingezeichneten Profilen ab.

Abbildung 2.12 zeigt einen Vergleich der Wärmeleitkoeffizienten $\chi_e^{(\text{inc})}$, bestimmt aus ECRH-Modulations-Temperaturstörungen (1. und 2. Harmonische, d. h. bei 92 bzw. 184 Hz) und aus der diffusiven Fluktuationskomponente um 700 Hz. Die Fluktuationsanalyse wurde an einer nicht-modulierten Entladung durchgeführt, die für die kohärente Wärmewellenanalyse mit rechteckmodulierter ECRH (92 Hz, 25 %) unter sonst gleichen Bedingungen wiederholt wurde. Im Rahmen der Fehler liefern beide Methoden übereinstimmende $\chi_e^{(\text{inc})}$ -Profile. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die durch ECRH-Modulation erzeugten Temperaturstörungen ihren Ursprung im Plasmazentrum haben, zum Rand hin schwächer werden und nur begrenzt verfolgt werden können, während die Amplitude der diffusiven Fluktuationen von außen nach innen abfällt, sodaß die Fehler der daraus bestimmten $\chi_e^{(\text{inc})}$ nach innen hin zunehmen.

2.2.2 Ursprung der diffusiven Fluktuationskomponente

Aus der radial nach innen gerichteten Propagation mit exponentiell abfallender Amplitude der diffusiven Fluktuationskomponente läßt sich ihr Ursprung außerhalb des radialen Bereichs der Temperaturfluktuationsmessung, d. h. im Bereich $r_{\text{eff}} > 8$ cm lokalisieren. Ursprungsort und erzeugender Mechanismus bleiben dabei unbestimmt. Aufgrund des breiten, weitgehend strukturlosen Spektrums werden kohärente „technische“ Ursachen, die z. B. über die 300 Hz-Regelfrequenz der Magnetfeldströme aufgeprägt werden können

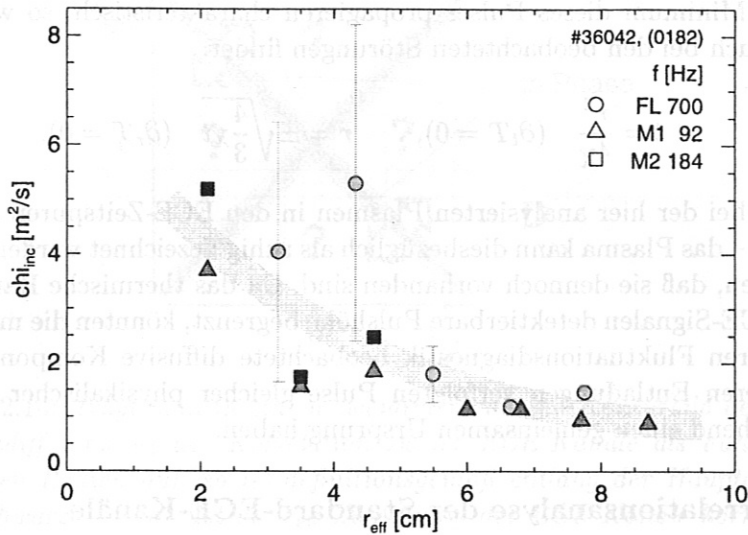


Abbildung 2.12: Ein Vergleich der inkrementellen Wärmeleitkoeffizienten $\chi_e^{(inc)}$, bestimmt aus der diffusiven Fluktuationskomponente (\circ , bei etwa 700 Hz) sowie aus ECRH-Modulations-Temperaturstörungen (\triangle 92 Hz, \square 184 Hz, 2. Harmonische) liefert im Rahmen der Fehler übereinstimmende Werte. Die Fehler der $\chi_e^{(inc)}$ -Werte aus der Fluktuationsanalyse (\circ) nehmen zum Plasmazentrum hin zu, da die Amplitude der nach innen propagierenden Störung abnimmt.

und durch lokale adiabatische Kompression des Plasmas zu Temperaturstörungen führen, als unwahrscheinlich angesehen.

Bei einigen Plasmen an W7-AS findet man in den Zeitspuren der Standard-ECE-Kanäle typischerweise 1 ms lange pulsartige Temperaturstörungen mit einer relativen Amplitude bis zu 10%. Ausgehend von einer radialen Position um $r_{eff} \approx 10$ cm propagieren sie auf diffusiver Zeitskala als negative Pulse nach innen sowie als positive Pulse nach außen [63]. Ursache sind möglicherweise konvektive Prozesse, die über einen endlichen Temperaturgradienten zu Temperaturstörungen führen, deren diffusives „zerfließen“ beobachtet wird. Der ballistische Wärmepuls,

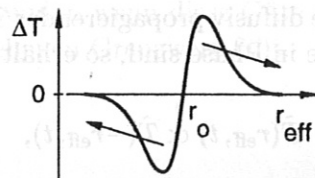


Abbildung 2.13: Maximum und Minimum einer punktsymmetrischen Temperaturstörung, die z. B. durch einen Konvektionsprozeß bei $\nabla T < 0$ erzeugt wurde, propagieren charakteristisch nach innen bzw. außen.

$$T(r, t) = \frac{r}{t^{3/2}} e^{-3r^2/8\chi t} \quad (t \geq t_0 > 0), \quad (2.11)$$

qualitativ in Abbildung 2.13 dargestellt, löst die Wärmeleitungsgleichung (2.8) [64]. Maximum und Minimum dieses Pulses propagieren charakteristisch, so wie man es typischerweise auch bei den beobachteten Störungen findet:

$$t = \frac{r^2}{4\chi} \quad (\partial_t T = 0), \quad r = \pm \sqrt{\frac{4}{3}\chi t} \quad (\partial_r T = 0). \quad (2.12)$$

Zwar treten bei der hier analysierten Plasmen in den ECE-Zeitspuren keine derartigen Pulse hervor – das Plasma kann diesbezüglich als ruhig bezeichnet werden – doch ist nicht ausgeschlossen, daß sie dennoch vorhanden sind. Da das thermische Rauschen von etwa 2% die in ECE-Signalen detektierbare Pulshöhe begrenzt, könnten die mit der wesentlich empfindlicheren Fluktuationsdiagnostik beobachtete diffusive Komponente und die in einigen anderen Entladungen verfolgten Pulse gleicher physikalischer Natur sein und dementsprechend einen gemeinsamen Ursprung haben.

2.2.3 Korrelationsanalyse der Standard-ECE-Kanäle

Durch die Identifikation der diffusiven Fluktuationskomponente ergibt sich, neben der Bestimmung des inkrementellen Wärmeleitungsprofils ohne ECRH-Modulation, eine zukünftige Anwendungsmöglichkeit im Rahmen der Bestimmung von Plasmatemperaturprofilen. Die Zuordnung der durch ihre Frequenz bestimmten ECE-Radiometerkanäle und der durch r_{eff} bezeichneten Flußflächen ist, wie in Kapitel 2.3 erläutert, für die Interpretation einer ECE-Temperaturmessung von Bedeutung. Bei dieser Zuordnung sind einige Größen nicht ausreichend genau bekannt. Sie lassen sich in einer „radialen Verschiebung“ des Plasmas von einigen Millimetern zusammenfassen. Um eine Genauigkeit der Zuordnung von etwa 5 mm zu erreichen, wird daher dieser freie Parameter über die selbstverständliche Forderung nach einem in effektiven Koordinaten symmetrischen Temperaturprofil bestimmt. D. h. auf einer Flußfläche herrscht eine konstante mittlere Temperatur, die auf Hoch- und Niederfeldseite zu Emission mit identischer Strahlungstemperatur führt. Ordnet man formal den ECE-Meßpunkten auf der Hochfeldseite des Plasmas negative effektive Radien zu, so bedeutet dies:

$$\langle T_{\text{ECE}}(r_{\text{eff}}) \rangle \stackrel{!}{=} \langle T_{\text{ECE}}(-r_{\text{eff}}) \rangle. \quad (2.13)$$

Der systematische und statistische Fehler der Kalibration (Kapitel 1.2.4) überträgt sich durch dieses Vorgehen allerdings auf die r_{eff} -Zuordnung der ECE-Diagnostik.

Nimmt man die Komponente diffusiv propagierender Temperaturfluktuationen hinzu, die ebenfalls auf einer Flußfläche in Phase sind, so erhält man als zusätzliche Bedingung

$$\tilde{T}(r_{\text{eff}}, t) \stackrel{!}{\propto} \tilde{T}(-r_{\text{eff}}, t), \quad (2.14)$$

d. h. die Fluktuationen entsprechender Kanäle müssen auf Hoch- und Niederfeldseite in Phase korreliert sein (Abbildung 2.14). Hiermit ist eine Verbesserung der r_{eff} -Zuordnung unabhängig von einer Kalibration des Radiometers möglich.¹⁰ Abbildung 2.15 zeigt für drei unterschiedliche „Plasmaverschiebungen“ D in einem Konturbild die Phasendifferenz zwischen jeweils zwei ECE-Kanälen und gegenübergestellt, das $T(|r_{\text{eff}}|)$ -Profil. Als optimalen Wert entnimmt man $D = 5 \pm \text{mm}$. Der Spektralbereich 400 – 800 Hz hat sich

¹⁰Dieses Verfahren wurde bereits früher von M. Tutter vorgeschlagen.

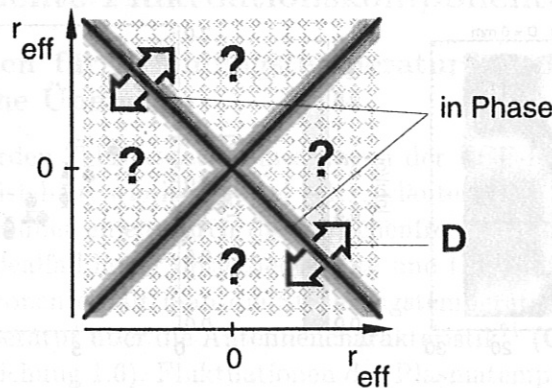


Abbildung 2.14: Trägt man in einem zweidimensionalen Konturbild den Betrag der Phasendifferenz $|\phi|$ der Korrelation zweier ECE-Kanäle als Funktion ihrer effektiven Radien auf, so ist definitionsgemäß entlang der Hauptdiagonale $|\phi| = 0$ (schwarze Linie). Ist die r_{eff} -Zuordnung der ECE-Kanäle korrekt, d. h. die „Plasmaverschiebung“ D korrekt gewählt, so sind die Fluktuationen auch entlang der Nebendiagonale, d. h. auf Hoch- und Niederfeldseite, gleichphasig korreliert (schwarze Linie). Umgekehrt läßt sich aus der Verschiebung dieser Linie gegen die Nebendiagonale (\Leftrightarrow) der Wert der „Plasmaverschiebung“ D bestimmen. In den Sektoren zwischen Haupt- und Nebendiagonale können beliebige Phasendifferenzen auftreten („?“). Diese „Muster“ sind hier nicht von Bedeutung.

für diese Untersuchungen als geeignet erwiesen. Unterhalb von 400 Hz nehmen niederfrequente Störungen zu (wie z. B. durch die bereits genannte Spulenstromregelung), zu hohen Frequenzen ≥ 1 kHz fällt die Amplitude der diffusiven Komponente im ECE-Signal stark ab (s. a. Abbildung 2.4, Mitte) und das thermische Rauschen dominiert.

Da die diffusive Fluktuationskomponente bisher in jeder Entladung deutlich sichtbar war, bietet es sich an, diese Phasenanalyse für eine automatisierte r_{eff} -Zuordnung der ECE-Kanäle in Betracht zu ziehen. Unabhängig von der Kalibration und der Qualität der Meßpunkte, die derzeit aufgrund von Erfahrungswerten als Wichtungsfaktoren in jede einzelne Zuordnung eingehen, kann aus der Signifikanz der Korrelationsanalyse eine Maßzahl für die Güte dieser Zuordnung bestimmt werden. Ein Eingreifen des Experimentators wäre nur dann notwendig, wenn diese Güte unzureichend ist, d. h., wenn die Signifikanz unter einen vorgegebenen Grenzwert fällt.

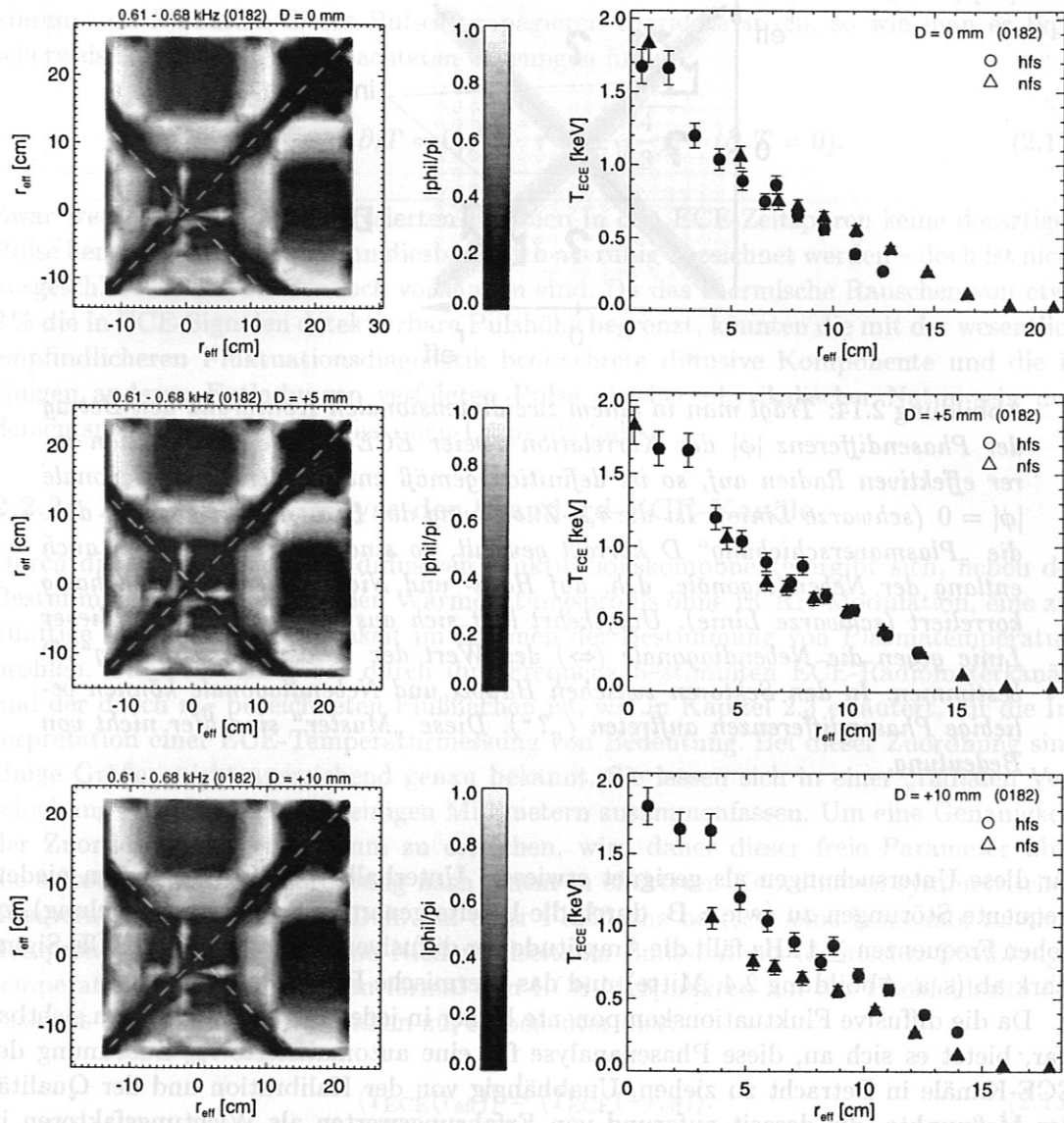


Abbildung 2.15: Die Phasendifferenzen $|\phi|$ einer Korrelationsanalyse der Standard-ECE-Kanäle im Frequenzbereich um 650 Hz können zur Überprüfung der r_{eff} - r_f -Zuordnung herangezogen werden. Sie sind hier (linke Spalte) für Werte der „Plasmaverschiebungen“ von $D = 0, 5, 10$ mm als Konturbild dargestellt. Auf der Diagonale (Autokorrelation, $r_{\text{eff}}^{(x)} = r_{\text{eff}}^{(y)}$) ist die Phasendifferenz definitionsgemäß $|\phi| = 0$, die untere Hälfte der Punkte ist zur Diagonale symmetrisch ergänzt. Entlang der Nebendiagonale ($r_{\text{eff}}^{(x)} = -r_{\text{eff}}^{(y)}$) liegen die Korrelationswerte zwischen Kanälen auf Hoch- und Niederfeldseite. Auch hier findet man $|\phi| \sim 0$, abhängig von D (s. a. Abbildung 2.14). Gegenübergestellt (rechte Spalte) sind die Temperaturprofile $T(|r_{\text{eff}}|)$. Symmetrisierung der Profile und $|\phi| = 0$ auf der Nebendiagonale des Konturbildes liefert übereinstimmend $D = 5 \pm 2$ mm (mittlere Bilder) als optimale Wahl.

¹⁴ Dieses Verfahren wurde bereits früher von M. Tauter vorgeschlagen.

2.3 Die turbulente Fluktuationskomponente

2.3.1 Mechanismen für Strahlungstemperaturfluktuationen – phänomenologische Übersicht

In Abschnitt 2.1.1 wurden \tilde{T} -Fluktuationsmessungen der ECE-Korrelationsradiometrie vorgestellt. Meßgröße ist hier, wie in Kapitel 1.1.1 erläutert, die Strahlungstemperatur des Plasmas, gemittelt über einen durch die Zwischenfrequenz-Bandbreite festgelegten Frequenzbereich. Im Idealfall hoher optischer Dichte und thermalisierter, d. h. maxwellverteilter Plasmaelektronen erhält man die Strahlungstemperatur durch Mittelung der Plasmaelektronentemperatur über die Antennencharakteristik¹¹ (Gleichung 1.4) und die radiale Auflösung (Gleichung 1.6). Fluktuationen der Plasmatemperatur auf einer durch den effektiven Radius r_{eff} bezeichneten Flußfläche oder auf einem Ausschnitt derselben lassen sich als Strahlungstemperaturfluktuationen (s. a. Kapitel 2.1.1) messen. Daneben gibt es aber auch andere, im Folgenden phänomenologisch erläuterte Mechanismen, die zu Strahlungstemperaturfluktuationen führen können. Einige dieser Effekte sind nicht vernachlässigbar und können für die turbulente Fluktuationskomponente auch nicht aufgrund experimenteller Ergebnisse ausgeschlossen werden. Sie sind dementsprechend bei einer Interpretation der Messungen gleichrangig zu berücksichtigen. Tabelle 2.2 gibt eine Übersicht.

Quanteneffekte und thermodynamische Fluktuationen

Die statistischen Eigenschaften der ECE fusionsrelevanter Plasmen sind durch die Wellennatur der elektromagnetischen Emission bestimmt. Für $\omega/2\pi = 140$ GHz und $T_e = 1$ keV ist die durch die Planck-Verteilung gegebene mittlere Besetzungszahl,

$$\langle n \rangle = \frac{1}{e^{\hbar\omega/k_B T} - 1} \approx \frac{k_B T_e}{\hbar\omega} \gtrsim 10^6 \gg 1, \quad (2.15)$$

sehr groß und Quanteneffekte aufgrund der diskreten Natur der Photonen sind vernachlässigbar klein. Das relative Schwankungsquadrat,

$$\frac{\langle \Delta n^2 \rangle}{\langle n \rangle^2} = \frac{1}{\langle n \rangle} + 1 \approx 1, \quad (2.16)$$

ist durch den zweiten Term, den Wellenanteil bestimmt; der erste Term, der Korpuskelanteil verschwindet [65]. Dieses inhärente thermische Rauschen der Schwarzkörperemission wird, wie in Kapitel 1.1.2 erläutert, durch Korrelationsradiometrie unterdrückt.

Mißt man die Temperatur eines endlich großen Körpers oder in einem endlichen Teilvolumen eines Körpers mit einer Wärmekapazität C_V , so schwankt diese Temperatur aufgrund rein thermodynamischer Fluktuationen [66, 6]:

$$\frac{\sqrt{\langle \tilde{T}_{\text{th.dyn}}^2 \rangle}}{\langle T \rangle} = \sqrt{\frac{k_B}{C_V}} = \frac{1}{\sqrt{n_e V}} \sim 10^{-7}. \quad (2.17)$$

Bei den hier verwendeten Korrelationsradiometern beträgt das beobachtete Volumen V einige Kubikzentimeter. Bei einer Elektronendichte von $n_e \sim 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ist die elektronische Wärmekapazität C_V des beobachteten Plasmavolumens so groß, daß die thermodynamischen Fluktuationen ebenfalls vernachlässigt werden können.

¹¹Ablenkung der Sehstrahlen durch Brechung ist vernachlässigbar ($n_{\text{max}} \leq 0.6 \cdot n_{\text{cutoff}}$) [6, 15].

<ul style="list-style-type: none"> ○ Ablenkung der Sehstrahlen durch Brechungseffekte (vernachlässigbar, da $n_{\max} \leq 0.6 \cdot n_{\text{cutoff}}$) [6, 15] ○ Photonenstatistische Schwankungen (vernachlässigbar, da $k_B T_e / \hbar \omega \gg 1$, d. h. große Zahl Photonen ($\gtrsim 10^6$)) <p><i>Thermische Elektronen, Schwarzkörperemission</i></p> <ul style="list-style-type: none"> ○ Statistische Schwankungen der thermischen Emission, inhärentes „thermisches“ Rauschen (durch Korrelationstechnik unterdrückt) ○ Statistische (thermodynamische) Temperaturschwankungen des beobachteten Volumens ($\Delta T/T \sim 10^{-7}$, vernachlässigbar [6]) ● Temperaturfluktuationen einer gesamten Flußfläche (diffusive Komponente) ● Temperaturfluktuationen innerhalb einer Flußfläche (erfordert hohe Leistungsdichten, treibender Mechanismus?) <p><i>Endlicher Temperaturgradient ($\nabla T \neq 0$)</i></p> <ul style="list-style-type: none"> ● Temperatur folgt als passiver Skalar turbulenter Konvektion ● Fluktuation der rf-r_{eff}-Zuordnung (Fluktuation der Magnetfeld-Konfiguration) <p><i>Optisch dünne Emission (für $\tau < 3.5$ relevant)</i></p> <ul style="list-style-type: none"> ○ Übersprechen von Dichtefluktuationen ○ „Durchscheinen“ überthermischer Emission ○ Modulation der radialen Auflösung [67] (→ Fluktuation der r_{eff}-Zuordnung) <p><i>Nicht-thermische Elektronen</i></p> <ul style="list-style-type: none"> ● Änderungen in der Verteilungsfunktion der Elektronen

Tabelle 2.2: Tabelle möglicher Effekte, die zu Strahlungstemperaturfluktuationen der ECE führen können. Die mit (○) bezeichneten Effekte sind bei den vorliegenden Messungen i. allg. vernachlässigbar.

Effekte bei geringer optische Tiefe

Die im Folgenden erläuterten Effekte setzen „makroskopische“ Fluktuationen, d. h. über die o. g. thermodynamischen Fluktuationen hinausgehende Schwankungen von Plasma-Parametern voraus, die über unterschiedliche Mechanismen als Strahlungstemperaturfluktuationen detektiert werden können. Der Fall optisch dünner Emission ($1 \leq \tau \leq 3$) wurde bereits in Kapitel 1.1.1 behandelt. Dichte- und Temperaturfluktuationen modulieren die optische Tiefe τ und führen zu zusätzlichen Strahlungstemperaturfluktuationen, die i. allg. die Plasmatemperaturfluktuationen \tilde{T}_e erhöhen. Hinzu kommt ein geringer Anteil aufgrund der Modulation der radialen Auflösung, die ebenfalls durch die optische Tiefe bestimmt ist und bei einem endlichen Temperaturgradienten zu den beobachteten Fluktuationen beiträgt.¹² Außerdem kann bei geringer optischer Tiefe z. B. überthermische Emission „durchscheinen“. Da diese Emission i. allg. sehr stark fluktuiert, würde sie eine \tilde{T}_e -Messung erheblich stören. Bei ausreichend hoher optischer Tiefe sind diese Effekte jedoch vernachlässigbar.

Nicht-thermische Elektronenverteilung

Typische Stoßzeiten für kumulative 90° Elektron-Elektron-Stöße im Kernplasma ($T_e \sim 1$ keV, $n_e \sim 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) liegen im Bereich einiger Mikrosekunden ($t_{ee} \sim 10 \mu\text{s}$). Dies ist in etwa auch die Zeitkonstante für den Energieaustausch, d. h. für die Thermalisierung der Elektronen. Abweichungen von der Maxwellverteilung sind daher insbesondere im Depositionsbereich der ECRH deutlich beobachtbar, da hier die hohe Leistungsdichte der Plasmaheizung einen erhöhten Anteil höherenergetischer Elektronen aufrechterhalten kann [68]. Hier liegt auch der Ursprung der überthermischen Emission. Dabei ist zu beachten, daß infolge der polarisierten ECRH und magnetischer Spiegel-Effekte Abweichungen von der Maxwellverteilung grundsätzlich anisotrop sind. Außerhalb des Depositionsbereichs thermalisieren die Elektronen schnell. Daher und da es nur begrenzte experimentelle Information über die Verteilungsfunktion gibt, wird dort i. allg. von einer Maxwellverteilung ausgegangen. Sowohl Emissivität (Kapitel 1.1.1)

$$\eta = \int \eta(\vec{p}) f_0(\vec{p}) d^3p \quad (2.18)$$

als auch Absorption (hier für eine isotrope Verteilungsfunktion $f_0(\vec{p})$)

$$\alpha = -\frac{8\pi^3 c^2}{\omega^2} \int \eta(\vec{p}) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d^3p \quad (\varepsilon = \gamma m c^2) \quad (2.19)$$

hängen allerdings von der Verteilungsfunktion f_0 der Elektronen ab, die somit die emittierte Intensität bestimmt [10].

Eine quantitative Analyse ist umfangreich, daher soll der Einfluß der Verteilungsfunktion auf die ECE anhand des Strahlungstransports thermischer Emission (Gleichung 1.6, Seite 7, bzw. Abbildung 2.16) veranschaulicht werden. Das Absorptionsprofil $\alpha(\omega, s)$ ist dabei von zentraler Bedeutung. Betrachtet man ECE der Frequenz ω , so gibt die Resonanzbedingung (1.2) bzw. (1.3) zusammen mit dem Magnetfeldprofil $B(R)$ den Ortsbereich an, in dem Elektronen Strahlung der Frequenz ω absorbieren und emittieren. In einem heißen Plasma hat dieser Bereich eine deutliche radiale Ausdehnung ($\gtrsim 1$ cm,

¹²Nach [15, 6] läßt sich die radiale Auflösung $\Delta R(\tau)$ abschätzen. Für typische $\nabla T \sim 200 \text{ eV/cm}$ und $\tau \sim 3.5$ trägt die Modulation von ΔR mit etwa $0.1 \cdot \tilde{\tau}/\tau$ bei und ist hier vernachlässigbar klein.

s. a. α -Profil in Abbildung 2.16), die durch die relativistische Massenerhöhung $m = \gamma m_0$ und den Anteil höherenergetischer Elektronen ($\gtrsim 3 \text{ keV}$) in der Verteilungsfunktion bestimmt ist. Unmittelbar an der „kalten Resonanz“ $\omega_c = n \cdot |q|B/m_0$, an der zwar (im

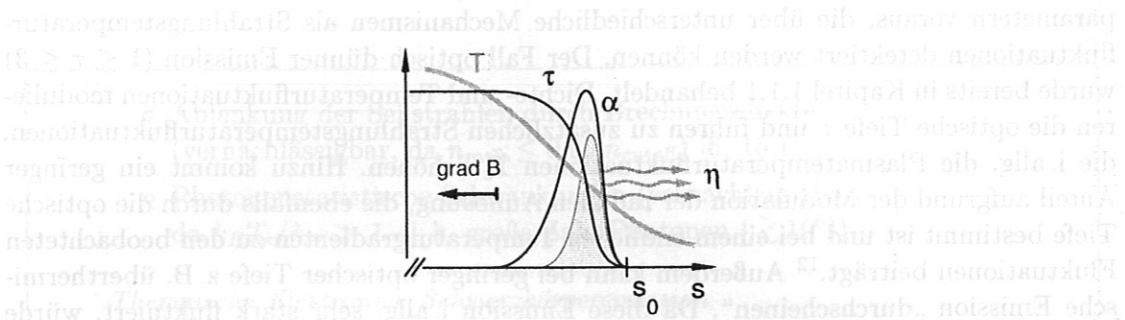


Abbildung 2.16: Temperatur- (T) und Absorptionsprofil (α) bestimmen für eine Emissionsfrequenz den (schattiert gezeichneten) Bereich, aus dem Strahlung das Plasma verläßt (η). Die optische Tiefe $\tau = \int \alpha ds$ erhält man durch Integration von $\alpha(s)$. Sie nimmt (von außen gesehen, $s > s_0$) im Bereich $\alpha > 0$ zu. Die radiale Position s bezieht sich auf das Laborsystem, s_0 bezeichnet die Lage der „kalten Resonanz“.

Phasenraum) die höchste Elektronendichte herrscht, findet man aber keine nennenswerte Emission bzw. Absorption, da die Energie der Elektronen hier gering ist. Erst Elektronen mit endlicher Energie führen zu endlichen Absorptionswerten. Dementsprechend erreicht die Absorption α ihr Maximum einige Millimeter hinter der kalten Resonanz und fällt schließlich wieder mit abnehmendem Anteil hochenergetischer Elektronen ab. Im Bereich $\alpha(\omega) > 0$ wird ECE der Frequenz ω emittiert und absorbiert. Beobachtet man von der Niederfeldseite aus, so gelangt, gemäß dem Strahlungstransport in einem Medium, nur Strahlung aus einem begrenzten Bereich (in Abbildung 2.16 schattiert gezeichnet) auf direktem Weg zum Beobachter. Tiefer im Plasma gelegene Emission wird in davorliegenden Schichten reabsorbiert. Das vom Beobachter aus integrierte Absorptionsprofil liefert das Profil der optischen Tiefe,

$$\tau(\omega, s) = \int_s^{\infty} \alpha(\omega, \xi) d\xi. \quad (2.20)$$

Es gibt den Anteil $\exp(-\tau(\omega, s))$ der am Ort s emittierten Strahlung an, die von dort aus den Beobachter direkt erreicht.

Hinsichtlich der Verteilungsfunktion bedeutet dies, daß bei hoher optischer Tiefe, d. h. bei hoher Plasmadichte und Temperatur, nur Strahlung aus einem Bereich nahe der kalten Resonanz beobachtet wird, die dementsprechend von Elektronen emittiert wird, die im niederenergetischen Teil der Verteilungsfunktion liegen. Mit abnehmendem τ tragen zunehmend auch höherenergetische Elektronen zur Strahlungstemperatur bei. Weicht nun die Elektronenenergieverteilung in ihrem höherenergetischen Bereich von der Maxwellverteilung ab, so ändert sich einerseits mit τ auch die beobachtete Strahlungstemperatur. Andererseits beobachtet man auch Strahlungstemperaturfluktuationen, wenn bei konstantem τ der höherenergetische Anteil der Verteilungsfunktion fluktuiert.

Fluktuation der Meßposition

Im Folgenden wird von optisch dicker Schwarzkörperemission thermischer Elektronen ausgegangen. Wie bereits erläutert, ist der Beobachtungsort eines ECE-Kanals durch die Mittenfrequenz ($rf = \omega/2\pi$) des Zwischenfrequenzfilters und durch das radiale Magnetfeldprofil bestimmt (Gleichung 1.3). Das Plasma bzw. sein Temperaturprofil ist dagegen an die Flußflächen gebunden, die konfigurationsabhängig von den magnetischen Feldlinien aufgespannt werden. Nur bei ideal stationärem Plasma ist daher die rf - r_{eff} -Zuordnung der ECE-Kanäle konstant, d. h. ein ECE-Kanal mißt die Temperatur „einer“ Flußfläche.

Die mit wachsendem Plasmadruck zunehmende Shafranov-Verschiebung der Flußflächen verschiebt z. B. diese Zuordnung, was selbst bei unverändertem Temperaturprofil zu Temperaturänderungen in denjenigen ECE-Kanälen führt, die einen Plasmabereich mit endlichem Temperaturgradienten beobachten.¹³ Eine derartige Bewegung eines großen Teils des Plasmas oder des gesamten Plasmas gegen die Position der ECE-Kanäle kann zwar aufgrund der Asymmetrie der Turbulenz auf Hoch- und Niederfeldseite sowie aufgrund der poloidalen Information der korrelierten Magnetfeldsonden-Signale (Abschnitt 2.3.2) ausgeschlossen werden, doch sind kleine lokale Verschiebungen dagegen als durchaus möglich anzunehmen. Hier können z. B. globale Shear-Alfvénwellen der idealen Magnetohydrodynamik angeführt werden, die die Flußflächen um typischerweise einen Millimeter radial auslenken [69] und so bei endlichem Temperaturgradienten von etwa $\nabla T \sim 200 \text{ eV/cm}$ zu Temperaturänderungen in der Größenordnung von 10 eV führen. Die Verschiebung der ECE-Position durch typische transversale Magnetfeldänderungen von $\tilde{B}_{\perp}/B_0 \sim 10^{-4}$ ist demgegenüber vernachlässigbar. Plasmaturbulenz, die an Alfvénwellen gekoppelt ist bzw. eine Alfvénwellen-artige Komponente besitzt, könnte so, unabhängig von den mit der Turbulenz verbundenen Transportprozessen, zu Strahlungstemperaturfluktuationen der ECE führen.

Temperaturfluktuationen auf Flußflächen

Wie eingangs als Idealfall erwähnt, sind schließlich Temperaturänderungen einer Flußfläche als Strahlungstemperaturfluktuationen beobachtbar. Dabei bestimmt die Zeitkonstante der parallelen Bewegung der Elektronen,¹⁴ inwieweit diese Temperaturänderungen sich auf die gesamte Flußfläche erstrecken, oder auf einen Ausschnitt einer Flußfläche begrenzt sein können. Als Ursache kommen z. B. konvektive Prozesse in Betracht, die bei endlichem Temperaturgradienten heiße Plasmavolumina gegen kältere austauschen (Abbildung 2.26). Auch kleine, kurzlebige magnetische Inseln, eine Form resistiver Plasmainstabilität, verändern lokal die Topologie der Flußflächen und führen durch einen „thermischen Kurzschluß“ zu einem lokal erhöhten Transport zwischen den angrenzenden Flußflächen. „Wirbelgrößen“ von einigen Millimetern reichen hier bereits aus, um bei $\nabla T/T \sim 0.1 \text{ cm}^{-1}$ Temperaturfluktuationen von $\tilde{T}/T \sim 1\%$ zu erzeugen. Um ähnlich große lokale Temperaturänderungen durch externe Leistungszufuhr zu erzeugen, wären infolge der kurzen parallelen Ausgleichszeit Leistungsdichten von einigen W/cm^3 erforderlich, wie sie ECRH im Bereich ihrer Depositionszone leistet.

¹³Diese periodische Shafranov-Verschiebung muß z. B. bei Wärmewellen-Experimenten mit modulierter ECRH berücksichtigt werden.

¹⁴Elektronen bewegen sich entlang der Feldlinien nahezu ballistisch, bei $T \sim 1 \text{ keV}$ mit etwa $v_{\parallel} \sim 10^7 \text{ m/s}$. Für einige Umläufe um den Torus ($2R\pi \sim 10 \text{ m}$) benötigen sie wenige Mikrosekunden $t_{\parallel} \gtrsim 1 \mu\text{s}$. Dies dient hier als Abschätzung für die Zeitkonstante, mit der sich eine Temperaturstörung über eine Flußfläche ausbreitet.

Treibender Mechanismus

Allen o. g. nicht-vernachlässigbaren Mechanismen liegen Fluktuationen von Plasmaparametern zugrunde, die sich, zum Teil mittelbar, in Strahlungstemperaturfluktuationen äußern. Es ist i. allg. anzunehmen, daß eine Kombination dieser Effekte vorliegt. Ebenso mittelbar sind daher auch die Möglichkeiten, aus Messungen der ECE-Strahlungstemperaturfluktuationen den treibenden Mechanismus dieser Turbulenz zu bestimmen. Quantitative Angaben über Fluktuationsamplituden zeigen zwar durch Abschätzungen grundsätzlich eine mögliche Transportrelevanz der Temperaturfluktuationen in der gefundenen Größenordnung [6, 5], lassen aber keine eindeutige Schlußfolgerung bzgl. der zugrunde liegenden Mechanismen zu. Aussichtsreich scheint der Vergleich der Messungen mit kinetischen Simulationsrechnungen, da hierin alle Parameter – insbesondere die Verteilungsfunktion der Elektronen – enthalten sind, um grundsätzlich auch eine ECE-Strahlungstemperatur zu berechnen. Diese Größe würde Effekte wie Fluktuation der $rf-r_{\text{eff}}$ -Zuordnung und in begrenztem Maße auch Effekte, die mit geringer optischer Tiefe verbunden sind, berücksichtigen. Sie können auf experimentellem Wege derzeit nicht von Temperaturfluktuationen auf Flußflächen unterschieden werden. Die derzeit durchgeführten Rechnungen sind noch nicht mit den Messungen an W7-AS vergleichbar, da einerseits wegen des trapezförmigen Dichteprofiles ($\nabla n \approx 0$) die Dichtegradientenlänge divergiert und andererseits die Rechnungen in toroidalsymmetrischer, tokamakähnlicher Geometrie durchgeführt werden und nicht selbstverständlich auf ein System mit helikaler Symmetrie übertragbar sind. Darüberhinaus müßte eine „ECE-Diagnostik“ in diese Programme integriert werden, was die Einführung eines Magnetfeldgradienten in die Rechnungen voraussetzt.

Ausgehend von den Ergebnissen der Temperaturfluktuationsmessung und typischen numerischen Ergebnissen ([70, 71]) wird sich ein zukünftiger Vergleich vermutlich auf die absolute Amplitude der Fluktuationen, ihr charakteristisches Spektrum, auf Parameterabhängigkeiten sowie auf die Korrelation von Temperaturfluktuationen mit anderen Plasmaparametern stützen können. Eine wesentliche Bedeutung¹⁵ kommt auch der poloidalen Struktur der beobachteten „Fluktuationsereignisse“ zu, doch ist hier auf diagnostischer Seite die ECE-Korrelationsradiometrie z. B. durch zusätzliche Sichtlinien oder durch matrixförmig angeordnete Detektorelemente [72] zu erweitern. Die im Folgenden vorgestellten Experimente zielen in diesem Rahmen daher auf eine weitere experimentelle Spezifizierung der gemessenen Temperaturfluktuationen.

2.3.2 Korrelation mit Magnetfeldsonden

Kohärenz von ECE-Temperatur und magnetischem Signal

Alle Temperaturspuren der ECE-Fluktuationsdiagnostik wurden auf ihre Korrelation mit dem Signal einer Magnetfeldsonde untersucht. Diese sogenannte Mirnov-Spule detektiert die poloidale Komponente magnetischer Flußänderungen. Die hier verwendete Spule liegt auf der Niederfeldseite (W7-AS Modul 3), ihre Daten werden mit einer Abtastrate von etwa 200 kHz aufgezeichnet. Eine Kohärenzanalyse liefert Kohärenzwerte C von etwa 10 % bis 60 % im spektralen Bereich von 20 bis 60 kHz, der typisch ist für die turbulente Temperaturfluktuationskomponente (Abbildung 2.17). Die Empfindlichkeitsgrenze dieser Analyse liegt bei etwa 10 %. Sie ist durch die Signifikanzgrenze der \tilde{T} -Profilmessung gege-

¹⁵Vgl. Messungen in der Plasmarandschicht [73, 7].

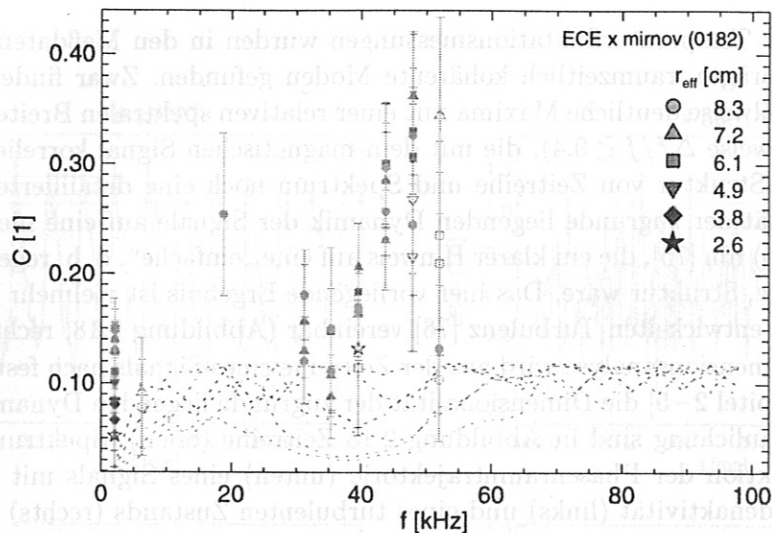


Abbildung 2.17: Das Kohärenzspektrum von den Signalen einer Magnetfeldsonde und dem ECE-Korrelationsradiometer zeigt deutliche Korrelation im Spektralbereich der turbulenten Komponente (vgl. \bar{T} -Spektrum, Abbildung 2.2).

ben. Bei der in Abbildung 2.17 gezeigten Messung zeigen die ECE-Kanäle um $r_{\text{eff}} = 7 \text{ cm}$ eine maximale Kohärenz von 35 % mit dem magnetischen Signal bei Frequenzen um 40 kHz. Die Magnetfeldänderung am Ort der Mirnov-Spule beträgt etwa $\partial_t B \sim 2 \text{ T/s}$. Für eine mittlere Frequenz von 40 kHz läßt sich daraus eine relative Magnetfeldänderung von etwa $\tilde{B}/B_0 \sim 3 \cdot 10^{-6}$ abschätzen. Am Ort maximaler Korrelation ($r_{\text{eff}} \sim 7 \text{ cm}$), im Plasmainneren, ist dieser Wert vermutlich etwa eine Größenordnung größer und liegt damit etwa eine Größenordnung unterhalb der Schwankungen $\tilde{B}/B \sim 10^{-4}$, die typischerweise bei ausgeprägten kohärenten Alfvénwellen gefunden werden [69].

Dieser Zusammenhang von radial lokalisierten turbulenten ECE-Temperaturfluktuationen und magnetischen Signalen eröffnet die Möglichkeit, durch Zeitreihenanalyse eines oder mehrerer magnetischer Signale Modenaktivität und Turbulenz signifikant zu unterscheiden. Aufgrund des inhärenten thermischen Rauschens der ECE-Signale ist eine derartige Zeitreihenanalyse von ECE-Temperaturspuren nicht mit ausreichender Empfindlichkeit möglich. Aus den Daten von Mirnov-Spulen an unterschiedlichen toroidalen und poloidalen Positionen an W7-AS lassen sich zusätzlich auch im Fall turbulenter Strukturen Information über deren poloidale und toroidale Struktur gewinnen. Diese Analysemethoden sind aufwendig und werden derzeit im Rahmen einer Weiterentwicklung der Mirnov-Diagnostik an W7-AS erarbeitet [74]. Die folgenden Beispiele sind diesbezüglich als „erste Schritte“ zu verstehen. Für die Interpretation der Temperaturfluktuationen sind sie von Bedeutung, da mit Hilfe der Zeitreihe der magnetischen Signale ausgeschlossen werden kann, daß sich hinter den breiten, zeitlich gemittelten Temperaturfluktuationsspektren eine ausgeprägte Modenaktivität mit z. B. langsam verändernder Frequenz verbirgt. Die bereits früher gefundene poloidale Rotation der Temperaturfluktuationen [6] findet sich in ähnlicher Form durch die Messungen mit den Mirnov-Spulen bestätigt.

Zeitreihenanalyse des magnetischen Signals

Bei keiner der Temperaturfluktationsmessungen wurden in den Meßdaten der Mirnov-Spulen ausgeprägte, raumzeitlich kohärente Moden gefunden. Zwar finden sich in den T -Spektren teilweise deutliche Maxima mit einer relativen spektralen Breite von $\Delta f/f \sim 0.2$ (typischerweise $\Delta f/f \gtrsim 0.4$), die mit dem magnetischen Signal korreliert sind, doch weisen weder Struktur von Zeitreihe und Spektrum noch eine detaillierte Analyse der Dimensionalität der zugrunde liegenden Dynamik der Signale auf eine niedrige Dimensionalität (< 5) hin [75], die ein klarer Hinweis auf eine „einfache“, d. h. regelmäßige, z. B. modenähnliche, Struktur wäre. Das hier vorliegende Ergebnis ist vielmehr mit dem Bild einer schwach entwickelten Turbulenz [76] vereinbar (Abbildung 2.18, rechte Spalte).

Bei der Dimensionsanalyse wird aus der Zeitreihe eines Signals nach festgelegten Kriterien [77, Kapitel 2–5] die Dimensionalität der zugrunde liegenden Dynamik bestimmt. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 2.18 Zeitreihe (oben), Spektrum (Mitte) sowie die Projektion der Phasenraumtrajektorie (unten) eines Signals mit schwach ausgeprägter Modenaktivität (links) und eines turbulenten Zustands (rechts) gegenübergestellt. Im Fall der niedrigdimensionalen Dynamik ausgeprägter Modenaktivität zeigt die Phasenraumtrajektorie, korrespondierend zu der periodischen Zeitreihe bzw. den scharfen Spektrallinien, eine deutliche ring- (d. h. 1-dimensionale) oder torusartige (d. h. 2-dimensionale) Struktur. Die Phasenraumtrajektorie des turbulenten Zustands läßt dagegen in keinem der Bilder entsprechende Strukturen erkennen. Eine genaue quantitative Bestimmung der Dimensionalität erfolgt über das Skalierungsverhalten der Phasenraumdichte. Dabei ist hervorzuheben, daß diese Analyse auch auf teilweise verrauschte Signale anwendbar ist [77]. Dadurch ist sichergestellt, daß eine vermeintlich komplexe Dynamik nicht lediglich die Summe aus niedrigdimensionaler Dynamik und Rauschen ist. Auf ECE-Signale wurde diese Analyse nicht angewandt; der thermische Rauschpegel ist hier zu hoch.

Poloidale Wellenzahl

Ein Kranz aus 16 poloidal um das Plasma angeordneten Mirnov-Spulen erlaubt es, die poloidale Modenzahl m und die poloidale Rotation einer raumzeitlich kohärenten Struktur zu bestimmen [78]. Bei den hier untersuchten Plasmen werden keine raumzeitlich kohärenten Strukturen detektiert, sondern lokalisierte Ereignisse. Die Ergebnisse einer Modenanalyse werden dementsprechend als poloidale Wellenzahlen k_θ einer an der radialen Position r_{eff} lokalisierten, poloidal rotierenden Turbulenzstruktur interpretiert. Da die Mirnov-Diagnostik keine radiale Auflösung erlaubt, wird zur radialen Lokalisierung z. B. die ECE-Diagnostik verwendet. Die „Modenzahl“ $k_\theta r_{\text{eff}}$ scheint dabei durch den lokalen Wert der i. allg. nicht-rationalen Rotationstransformation $t(r_{\text{eff}})$ bestimmt zu sein, die poloidale Rotationsfrequenz durch die Summe aus lokaler diamagnetischer Rotation und $\vec{E} \times \vec{B}$ -Rotation [79]. Eine poloidale Rotation der turbulenten Komponente der Temperaturfluktuationen in elektronendiamagnetischer Richtung ist, damit übereinstimmend, aus früheren ECE-Korrelationsmessungen bekannt [9].¹⁶

Als Beispiel ist in Abbildung 2.19 eine Entladung gezeigt, deren zentrale Temperatur ($r_{\text{eff}} \leq 4$ cm) ab $t \geq 570$ ms um mehr als 100 eV abfällt. Damit verbunden ist eine zeitgleich auftretende Turbulenz mit einer mittleren Frequenz von etwa 8 kHz. Sie wur-

¹⁶Die poloidal schwenkbaren Antennen des ursprünglichen Aufbaus erlaubten poloidale Rotationsmessungen.

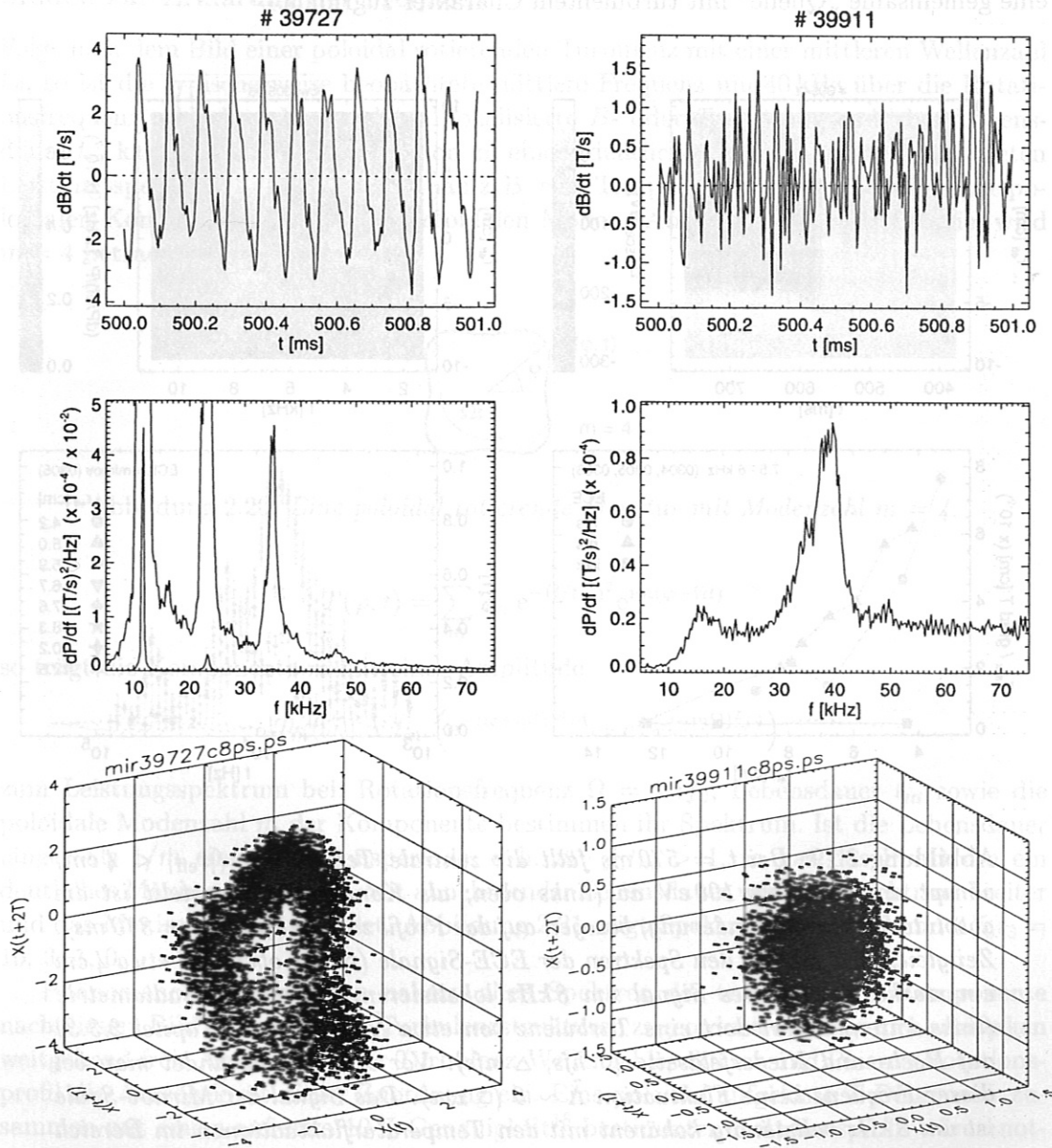


Abbildung 2.18: Magnetische Signale einer Mirnov-Spule: Zeitreihe, Spektrum und Phasenraumanalyse [75] des dynamischen Systems für ein Plasma mit schwach ausgeprägter Modenaktivität (links) sowie für ein Plasma mit schwach entwickelter Turbulenz (rechts), die typisch ist für die auf Temperaturfluktuationen untersuchten Plasmen.

de mit den Kanälen der Standard-ECE-Diagnostik bei $r_{\text{eff}} = 4$ cm lokalisiert. Sowohl ECE-Korrelationsradiometrie ($\tilde{\Lambda} = 0.8$ mm, Kapitel 2.3.3) als auch Mirnov-Spulen zeigen diese Turbulenz deutlich. Ihre Signale sind vollständig korreliert, d. h. ihnen liegt eine gemeinsame „Quelle“ mit turbulentem Charakter zugrunde.

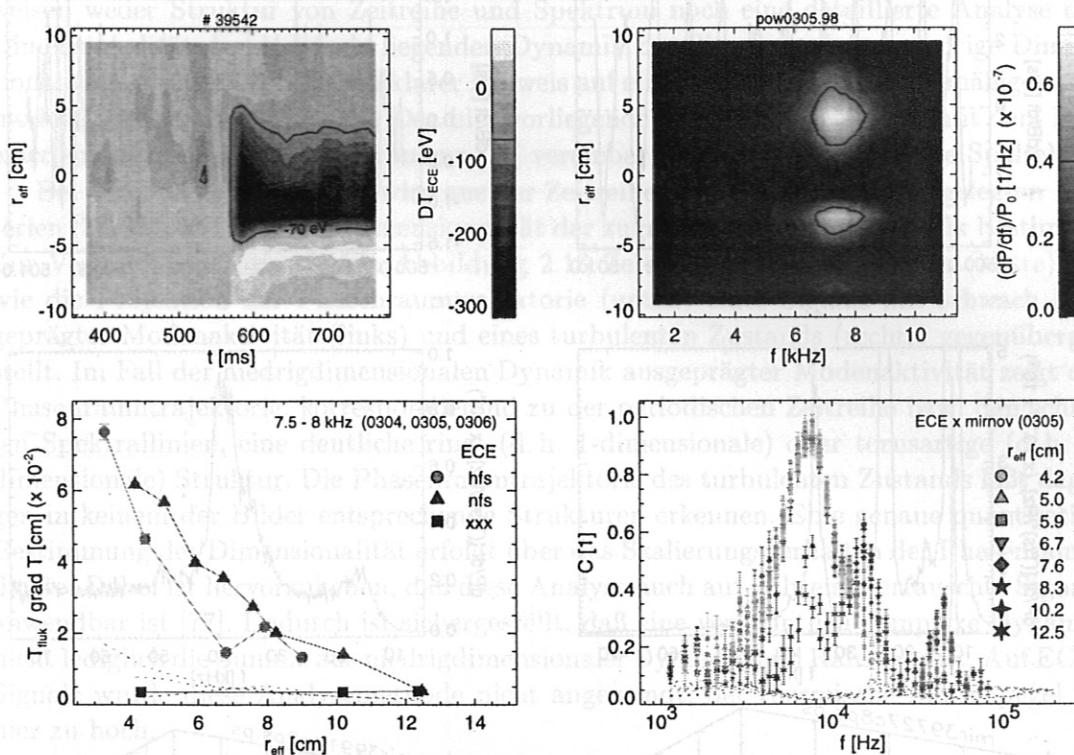


Abbildung 2.19: Bei $t = 570$ ms fällt die zentrale Temperatur ($|r_{\text{eff}}| < 4$ cm) abrupt um mehr als 100 eV ab (links oben; als Konturbild dargestellt ist die absolute Temperaturänderung, bezogen auf das Profil zum Zeitpunkt $t = 370$ ms). Zeitgleich läßt sich in den Spektren der ECE-Signale (rechts oben) bei etwa 4 cm ein starkes turbulentes Signal um 8 kHz lokalisieren. Korrelationsradiometrie (links unten) liefert dort eine Turbulenz von etwa $\tilde{\Lambda} = 0.8$ mm (Kapitel 2.3.3) auf Hoch- und Niederfeldseite (\circ hfs, \triangle nfs). Vor $t = 570$ ms findet man bei dieser Frequenz keine Fluktuation $\tilde{\Lambda} \sim 0$ (\square xxx). Das Signal der Mirnov-Spule ist um 8 kHz vollständig kohärent mit den Temperaturfluktuationen im Bereich $r_{\text{eff}} \leq 10$ cm (rechts unten, $C(8 \text{ kHz}) = 95\%$).

Dieses Beispiel ist hinsichtlich Frequenz (hier 8 kHz, typisch sind etwa 40 kHz), Amplitude (\tilde{T}/T ist hier deutlich größer als das thermische Rauschen) und Lokalisierung einzigartig unter den mit Korrelationsradiometrie untersuchten Plasmen. Der Temperaturabfall konnte in einer Reihe von 10 Entladungen, die hinsichtlich der voreingestellten Parameter identisch sind, reproduziert werden. Lediglich der Zeitpunkt des Temperaturabfalls variiert zwischen Null (d. h. die turbulente Phase ist von Anfang an vorhanden) und etwa 600 ms. Die Ursache bzw. der „Auslöser“ dieser „8 kHz-Turbulenz“ konnte nicht

identifiziert werden,¹⁷ doch sind hier phänomenologische Zusammenhänge von Einschlußqualität (d. h. Zentraltemperatur) und Turbulenz deutlich zu sehen.

Modell zur Erklärung der Frequenz

Folgt man dem Bild einer poloidal rotierenden Turbulenz mit einer mittleren Wellenzahl k_θ , so ist die typischerweise beobachtete mittlere Frequenz um 40 kHz über die Rotationsfrequenz erklärbar: Eine poloidal lokalisierte B - oder T_r -Störung endlicher Lebensdauer t_m kann bei poloidaler Rotation zu einem deutlichen Maximum im beobachteten Leistungsspektrum führen. Zerlegt man z. B. eine Temperaturstörung $T(\varphi, t)$ in ihre poloidalen Komponenten, d. h. ihre poloidalen Moden (Abbildung 2.20, als Beispiel wird $m = 4$ betrachtet),

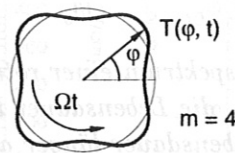


Abbildung 2.20: Eine poloidal rotierende Struktur mit Modenzahl $m = 4$.

$$T(\varphi, t) = \sum_m T_m e^{-(t/t_m)^2} e^{im(\varphi - \Omega t)}$$

so trägt die Komponente m mit einer Amplitude

$$|\hat{T}_m(\omega)| \propto t_m \left(e^{-(\omega + m\Omega)^2/4} + e^{-(\omega - m\Omega)^2/4} \right)$$

zum Leistungsspektrum bei. Rotationsfrequenz $\Omega = 2\pi f_0$, Lebensdauer t_m sowie die poloidale Modenzahl m der Komponente bestimmen ihr Spektrum. Ist die Lebensdauer länger als $1/m$ einer Rotationsperiode, d. h. $m \cdot f_0 t_m > 1$, so hat das Spektrum ein deutliches Maximum bei $m f_0$. Mit abnehmender Lebensdauer wird das Spektrum breiter und das Maximum verschwindet. Abbildung 2.21 zeigt Spektren für $m = 3$ und $3 f_0 t_3 = 10, 3, 1, 0.1$.

Phänomenologisch könnten nahezu allen Spektren der turbulenten \tilde{T} -Komponente nach diesem Bild entsprechende Turbulenzstrukturen zugeordnet werden, doch schränken weitgehend freie Annahmen über Turbulenz-Wellenzahlspektrum und Plasma-Rotationsprofil die Aussagekraft dieser Zuordnung ein. Eine poloidal aufgelöste \tilde{T} -Diagnostik zusammen mit einem auf etwa 10 % Genauigkeit¹⁸ bestimmten Rotationsprofil wären notwendig, um Plasmarotation und poloidale Bewegung der Fluktuationsstrukturen quantitativ zu vergleichen. Als Beispiel für den Einfluß poloidaler Rotation sind daher in Abbildung 2.22 lediglich die Fluktuationsspektren zweier Entladungen gegenübergestellt, bei denen durch unterschiedliche Einstellung der plasmabegrenzenden Graphit-Limiter unterschiedliche poloidale Rotationsprofile erzielt wurden.¹⁹ Im Fall hohen radialen elek-

¹⁷Sie wird im Rahmen der Auswertung der Mirnov-Signale weiter untersucht [79].

¹⁸Das spektrale Maximum der turbulenten \tilde{T} -Komponente zeigt bei Variation von Plasmamparametern Verschiebungen um typischerweise ± 10 kHz, bzw. ± 25 %. Daraus ergibt sich die Genauigkeitsanforderung für das Plasmarotationsprofil.

¹⁹Das Rotationsprofil ergibt sich aus dem ambipolaren radialen elektrischen Feld, das sich wiederum in Wechselwirkung mit Dichte- und Temperaturprofil einstellt.

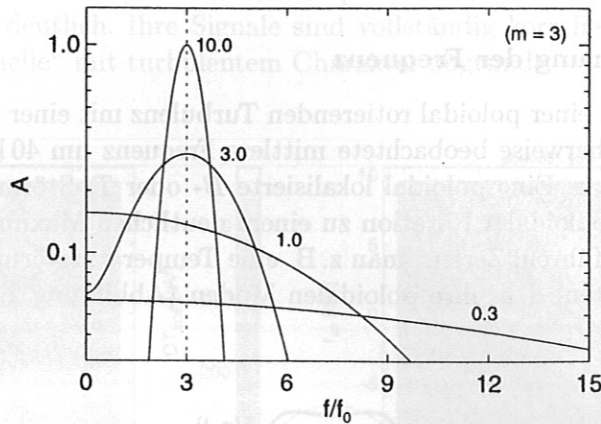


Abbildung 2.21: Das Leistungsspektrum einer rotierenden Struktur ist bestimmt durch die Rotationsfrequenz f_0 , die Lebensdauer t_m sowie die poloidale Modenzahl m der Struktur. Ist die Lebensdauer länger als $1/m$ einer Rotationsperiode (d. h. $m f_0 t_m > 1$), so hat das Spektrum ein deutliches Maximum bei $m f_0$. Dargestellt sind Spektren für $m = 3$ und $3 f_0 t_3 = 10, 3, 1, 0.3$.

trischen Feldes (untere Reihe) und damit auch erhöhter poloidaler Rotationsgeschwindigkeit sind die Fluktuationsspektren erwartungsgemäß zu deutlich höheren Frequenzen ausgedehnt [19].

2.3.3 Fluktuationen bei verschwindendem Temperaturgradient

Vergleich von Plasmen mit unterschiedlichen Temperaturprofilen

Ein wichtiges Experiment zur Charakterisierung der Temperaturfluktuationen ist die Untersuchung ihrer Abhängigkeit vom Temperaturgradienten.²⁰ Die hier erarbeiteten Ergebnisse sind Grundlage für die Interpretation weiterer Parameterabhängigkeiten in dem folgenden Abschnitt 2.3.4. An W7-AS können durch nicht-zentrale, sogenannte Off-axis-Deposition der ECRH Plasmen mit flachem, oder sogar geringfügig hohlem Temperaturprofil erzeugt werden (Abbildung 2.23). In den gezeigten Entladungen wurde bei sonst gleichen Einstellungen die ECRH-Depositionszone von zentral auf $r_{\text{eff}} \sim 8$ cm umgestellt. Die Kanäle des Korrelationsradiometers liegen bei Off-axis-Heizung in dem Bereich mit verschwindendem mittleren Temperaturgradienten. Gegenüber dem zentral geheizten Plasma mit spitzem Temperaturprofil, bei dem ein typisches Fluktuationsspektrum mit deutlicher turbulenter Komponente gemessen wird (Abbildung 2.24, oben), verschwindet der turbulente Anteil der Fluktuationen mit $\nabla T = 0$ vollständig (Abbildung 2.24, unten). Die diffusive Komponente bleibt dagegen erhalten.

Das Verhalten der diffusiven Komponente bestätigt ihren in Abschnitt 2.1.3 und 2.3.2 identifizierten Charakter. Sie propagiert als Temperaturstörung auch im flachen Bereich des Temperaturprofils von außen nach innen, da ihr zeitabhängiger Wärmefluß von ihrem

²⁰Wenn nicht anders angegeben, wird unter dem Gradient der zum Toroidalfeld senkrechte mittlere Gradient $|\partial_r T|$ verstanden, ebenso die Gradientenlänge $L_T = T/|\partial_r T| = L_{\perp}$.

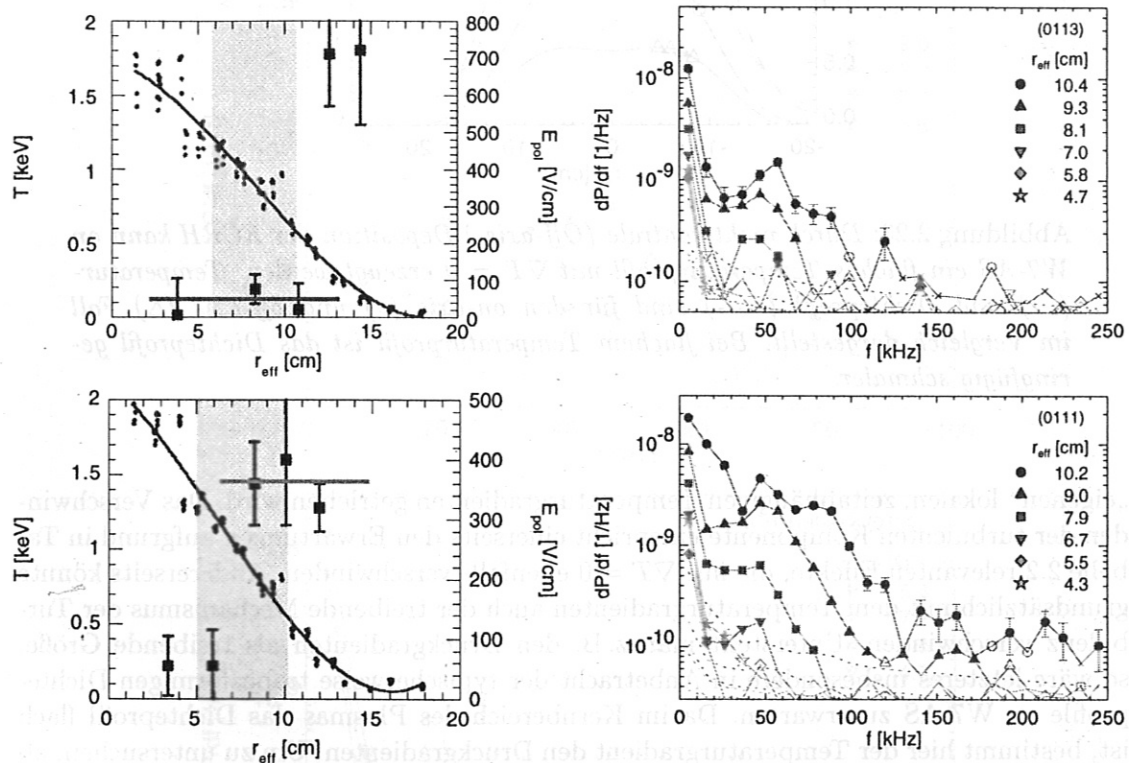


Abbildung 2.22: Im Standardfall (oben) befinden sich die Meßpositionen (grau unterlegter Bereich) der Fluktuationsdiagnostik in einem Bereich mit etwa $E = 50 \text{ V/cm}$ radialem elektrischen Feld (\square , oben links). Die Fluktuationsspektren reichen bis maximal 100 kHz (oben rechts). Wird die Plasmapertur (mit Hilfe der Limiter) reduziert (unten), so werden Dichte- (nicht eingezeichnet) und Temperaturprofil ($-$, \circ unten links) steiler und das radiale elektrische Feld ist im Bereich der äußeren Fluktuationskanäle deutlich ($\times 7$) erhöht ($\sim 350 \text{ V/cm}$). Die Fluktuationsspektren reichen nun bis weit über 150 kHz (unten rechts).

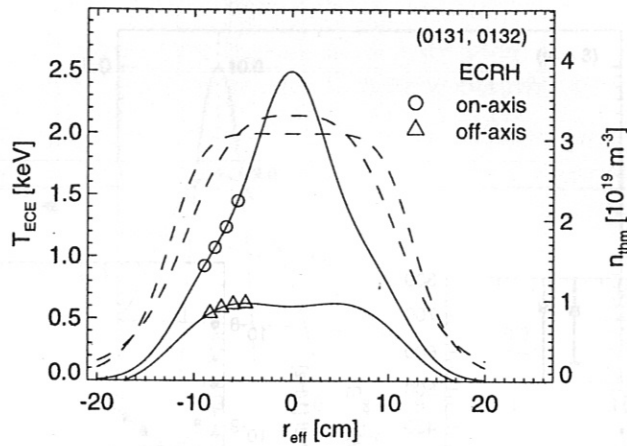


Abbildung 2.23: Durch nicht-zentrale (Off-axis-) Deposition der ECRH kann an W7-AS ein flaches Temperaturprofil mit $\nabla T = 0$ erzeugt werden. Temperatur- (—) und Dichteprofil (- - -) sind für den on-axis (\circ) und off-axis (\triangle) Fall im Vergleich dargestellt. Bei flachem Temperaturprofil ist das Dichteprofil geringfügig schmaler.

„eigenen“ lokalen, zeitabhängigen Temperaturgradienten getrieben wird. Das Verschwinden der turbulenten Komponente entspricht einerseits den Erwartungen aufgrund in Tabelle 2.2 relevanten Effekte, die mit $\nabla T = 0$ ebenfalls verschwinden. Andererseits könnte grundsätzlich mit dem Temperaturgradienten auch der treibende Mechanismus der Turbulenz verschwinden. Unterstellt man z. B. den Druckgradienten als treibende Größe, so wäre letzteres insbesondere in Anbetracht der typischerweise trapezförmigen Dichteprofile an W7-AS zu erwarten. Da im Kernbereich des Plasmas das Dichteprofil flach ist, bestimmt hier der Temperaturgradient den Druckgradienten. Um zu untersuchen, ob der temperaturgradientenfreie Bereich auch turbulenzfrei ist,²¹ wurde daher zusätzlich mit Reflektometrie das Dichtefluktuationsprofil untersucht. Wie in Abbildung 2.25 gezeigt, können Dichtefluktuationen bis nahezu in das Plasmazentrum hinein nachgewiesen werden. Dies wird als Indiz für eine signifikante Plasmaturbulenz auch in Bereichen mit $\nabla T = 0$ gewertet, sodaß damit der Temperaturgradient als dominierende treibende Kraft für eine gemeinsame (\tilde{n}, \tilde{T}) -Turbulenz (s. a. $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Korrelationsmessungen in Kapitel 3) auszuschließen ist. Hinsichtlich ∇n ist allerdings zu beachten, daß die Reflektometrie-messung i. allg. auf einen endlichen Dichtegradienten angewiesen ist und hier (bei Off-axis-ECRH) das Dichteprofil vergleichsweise schmal ist (Abbildung 2.23). Der Extremfall $\nabla n = 0$ und gleichzeitig $\nabla T = 0$ konnte daher nicht untersucht werden.

Separation der Temperaturgradienten-Abhängigkeit

Sowohl in einem einfachen konvektiven Bild, bei der turbulente Mischung von heißen und kalten Plasmavolumina bei endlichem Temperaturgradienten zu beobachtbaren Temperaturfluktuationen führt (Abbildung 2.26), als auch bei Fluktuation der rf - r_{eff} -Zuordnung

²¹Hier wird angenommen, daß Temperatur- und Dichtefluktuationen eine „gemeinsame“ Plasmaturbulenz zugrunde liegt, wie es die $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Korrelationsmessungen in Kapitel 3 nahelegen.

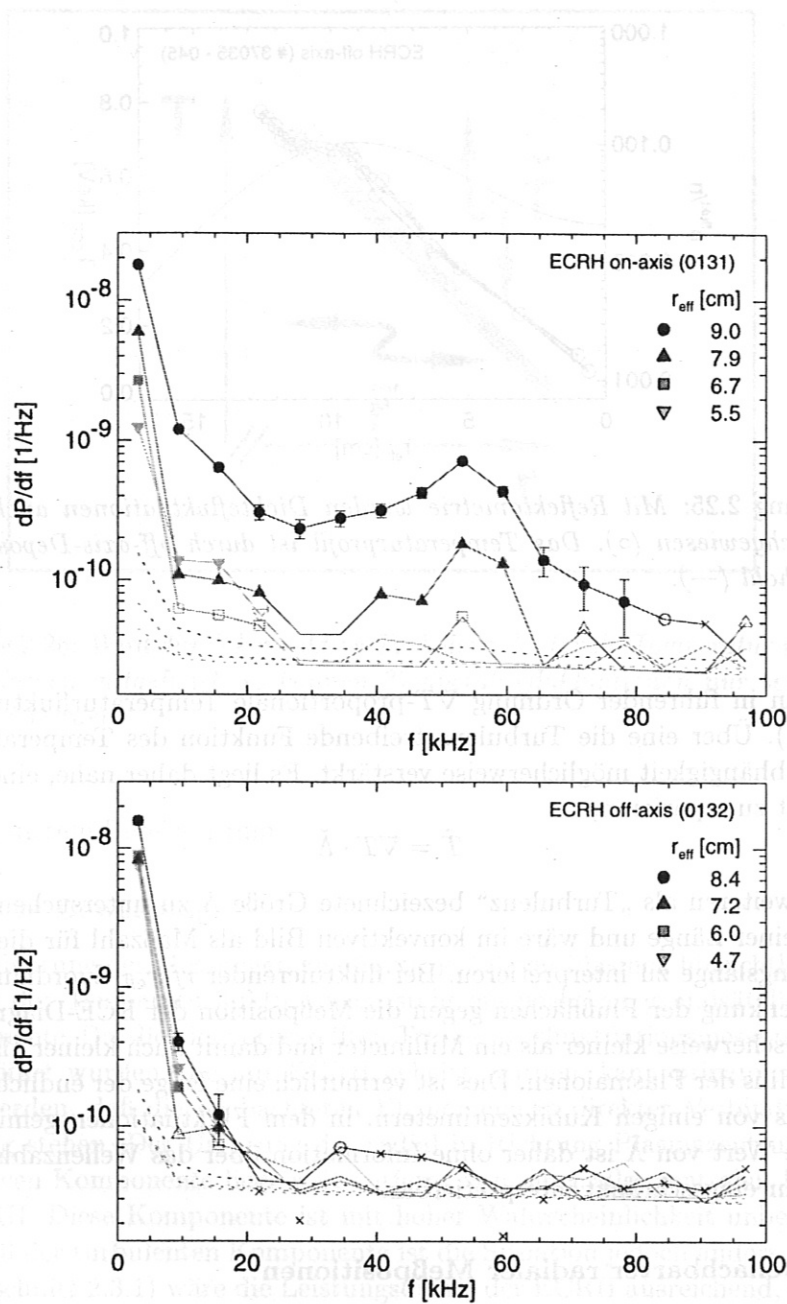


Abbildung 2.24: Die bei endlichem Temperaturgradienten ($\nabla T \sim 200 \text{ eV/cm}$) deutlich sichtbaren turbulenten Fluktuationen $> 15 \text{ kHz}$ (oben) verschwinden vollständig bei $\nabla T = 0$ (unten), während die Amplitude der diffusiven Komponente ($< 5 \text{ kHz}$) zunimmt.

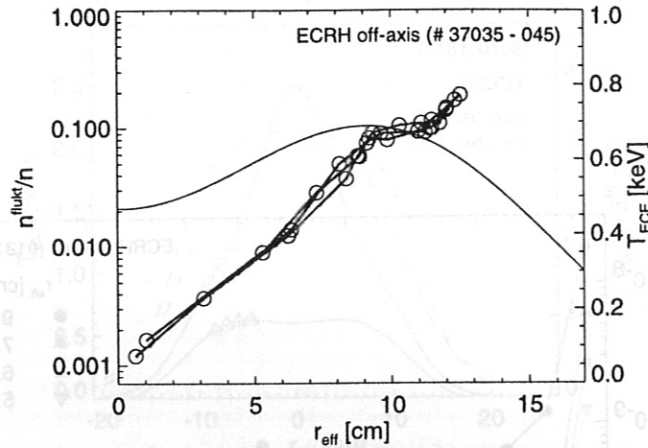


Abbildung 2.25: Mit Reflektometrie wurden Dichtefluktuations auch bei $\nabla T = 0$ nachgewiesen (o). Das Temperaturprofil ist durch off-axis-Deposition der ECRH hohl (—).

erwartet man in führender Ordnung ∇T -proportionale Temperaturfluktuationen (Abschnitt 2.3.1). Über eine die Turbulenz treibende Funktion des Temperaturgradienten wird diese Abhängigkeit möglicherweise verstärkt. Es liegt daher nahe, eine lineare ∇T -Abhängigkeit zu separieren,

$$\tilde{T} = \nabla T \cdot \tilde{\Lambda} \quad (2.21)$$

und die im weiteren als „Turbulenz“ bezeichnete Größe $\tilde{\Lambda}$ zu untersuchen [20]. Sie hat die Einheit einer Länge und wäre im konvektiven Bild als Maßzahl für die Wirbelgröße oder Mischungslänge zu interpretieren. Bei fluktuierender rf - r_{eff} -Zuordnung gibt $\tilde{\Lambda}$ die radiale Auslenkung der Flußflächen gegen die Meßposition der ECE-Diagnostik an. Ihr Wert ist typischerweise kleiner als ein Millimeter und damit auch kleiner als der mittlere Gyrationradius der Plasmaionen. Dies ist vermutlich eine Folge der endlichen Größe des Meßvolumens von einigen Kubikzentimetern, in dem Fluktuationen gemittelt werden. Der absolute Wert von $\tilde{\Lambda}$ ist daher ohne Information über das Wellenzahlspektrum der Turbulenz nur eingeschränkt interpretierbar.

Vergleich benachbarter radialer Meßpositionen

In Abbildung 2.23 werden Entladungen verglichen, bei denen bei sonst gleichen Einstellungen, die Depositionszone der ECRH zentral bzw. nicht-zentral gewählt wurde. Dabei ändern sich Temperatur- und Dichteprofil deutlich. Dies schränkt eine Interpretation nicht ein, da einerseits im Fall $\nabla T = 0$ der Dichtegradient erhöht ist, was eine erhöhte Turbulenz erwarten läßt, und da andererseits die Temperatur deutlich abnimmt, was ebenfalls (Abschnitt 2.3.4) zu erhöhter Turbulenz führen sollte. Die Temperaturfluktuationen verschwinden dagegen vollständig.

Das Verschwinden der turbulenten Fluktuationen läßt sich aber auch an einem einzelnen, nahezu rechteckförmigen Temperaturprofil feststellen (Abbildung 2.27). Mit dem Temperaturgradient verschwindet auf kürzestem Abstand, d. h. zwischen zwei benachbarten Meßpositionen im Abstand von 1.1 cm, die Fluktuationsaktivität. Der Dichtegradient

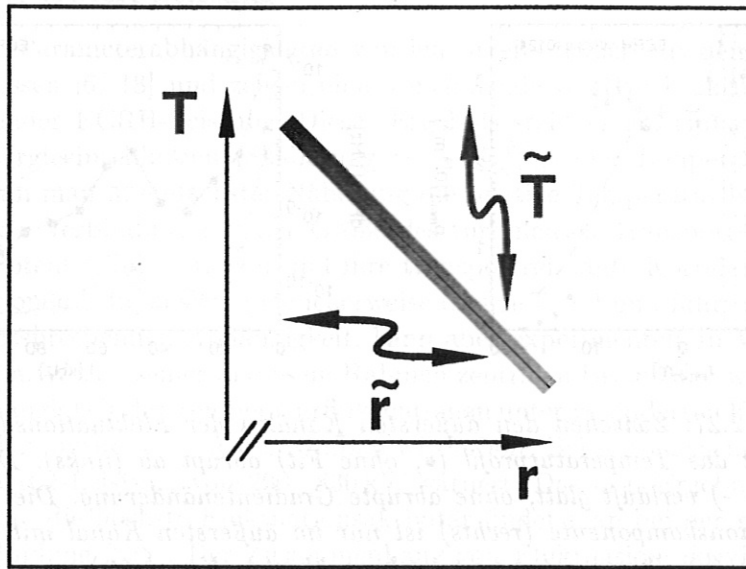


Abbildung 2.26: Wird durch konvektive Turbulenz die lokale Temperatur mit dem Plasmavolumen mitgeführt, so können Temperaturfluktuationen nur bei $\nabla T \neq 0$ beobachtet werden.

ändert sich in diesem Bereich kaum.

Grundsätzliche Bewertung

Neben der Bedeutung der Messungen an off-axis-geheizten Plasmen hinsichtlich der Charakterisierung der Temperaturfluktuationen steht ein wichtiger grundsätzlicher Aspekt dieser Experimente. Da alle hier vorgestellten Temperaturfluktuationmessungen an Plasmen durchgeführt wurden, die mit ECRH geheizt wurden, kann prinzipiell nicht ausgeschlossen werden, daß die beobachteten Phänomene in direkter Verbindung mit der Plasmaheizung stehen. Der Ursprung der radial in Richtung Plasmazentrum propagierenden diffusiven Komponente liegt weit entfernt von der i. allg. zentralen Depositionszone der ECRH. Diese Komponente ist mit hoher Wahrscheinlichkeit unbeeinflusst von ECRH. Im Fall der turbulenten Komponente ist die Situation jedoch anders. Wie bereits erläutert (Abschnitt 2.3.1) wäre die Leistungsdichte der ECRH ausreichend, um entsprechende Temperaturfluktuationen auf Flußflächen, die ihre Depositionszone schneiden, zu erzeugen.²² Bei den hier gezeigten Off-axis-Experimenten beobachten nun einige Kanäle der Fluktuationsdiagnostik diese Flußflächen und es sind im Bereich $\nabla T = 0$ keine Temperaturfluktuationen nachweisbar. Eine derartige unmittelbare Verknüpfung von ECRH und Temperaturfluktuationen kann somit ausgeschlossen werden.

2.3.4 Parameterabhängigkeit der turbulenten Komponente

Aufbauend auf die grundlegenden Experimente zur Charakterisierung der Eigenschaften der turbulenten Temperaturfluktuationenkomponente werden im Folgenden nun systema-

²²Die Depositionszone der ECRH liegt toroidal einige Meter entfernt von der ECE-Diagnostik.

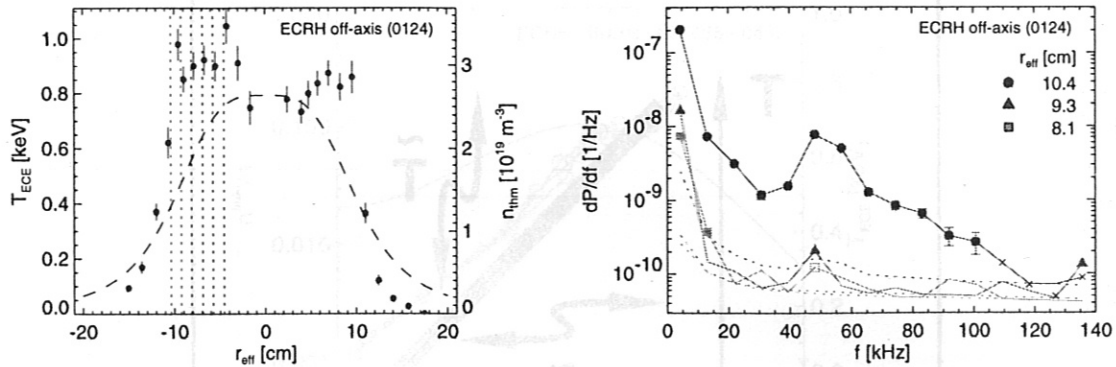


Abbildung 2.27: Zwischen den äußersten Kanälen der Fluktuationsdiagnostik (\cdots) knickt das Temperaturprofil (\bullet , ohne Fit) abrupt ab (links). Das Dichteprofil ($- - -$) verläuft glatt, ohne abrupte Gradientenänderung. Die turbulente Fluktuationskomponente (rechts) ist nur im äußersten Kanal mit $\partial_r T \neq 0$ nachweisbar (\circ). Ihre Leistung ist im benachbarten Kanal (\triangle) um mindestens eineinhalb Größenordnungen kleiner.

tisch Parameterabhängigkeiten der turbulenten Fluktuationskomponente untersucht. Eine zentrale Frage dabei ist, inwieweit die Fluktuationsaktivität in Zusammenhang mit globalen Parametern, z. B. ECRH-Leistung oder diamagnetischer Energieinhalt, oder mit lokalen Parametern, z. B. Temperatur- oder Dichteprofil steht. Da alle Messungen ein ausgeprägtes radiales Fluktuationsprofil zeigen, wurden hier insbesondere lokale Parameter analysiert. Dabei wird die „Turbulenz“

$$\tilde{\Lambda} = \frac{\tilde{T}_e}{\nabla T_e} = \tilde{\Lambda}(T_e, n_e, L_T, L_n, \dots? \dots) \quad (2.22)$$

über den Frequenzbereich der turbulenten Fluktuationskomponente, typischerweise 30 – 100 kHz, integriert und als Maß für die Fluktuationsaktivität lokalen Größen gegenübergestellt. Die dominierende lineare ∇T -Abhängigkeit ist dadurch bereits separiert, schließt eine ∇T -Abhängigkeit höherer Ordnung aber nicht aus. Insbesondere wurde untersucht, ob Temperatur, Temperaturgradient, Dichte sowie deren Kombinationen geeignete Parameter darstellen, um die Fluktuationsprofile unterschiedlicher Entladungen zu ordnen.

Dabei ist zu beachten, daß derartige Untersuchungen naturgemäß sehr eng an die experimentellen Möglichkeiten des Fusionsexperiments gebunden sind. Zu untersuchende Parameter können meist nicht unabhängig von anderen Parametern variiert werden, und einige vermutlich ebenfalls relevante Größen, z. B. Strom- und ϵ -Profil oder \vec{E} -Feld, sind nicht ausreichend genau bekannt. Dies begrenzt den erfassbaren Parameterraum. Die Anforderung an die Genauigkeit ergibt sich daraus, daß sich die Fluktuationsaktivität bei Parametervariation um typischerweise weniger als eine Größenordnung ändert und selbst einen statistischen Fehler von etwa 10–50% aufweist. Um empirisch nach Abhängigkeiten zu suchen, sollte die Variation des jeweiligen Parameters mindestens ein ähnliches Verhältnis von Variationsbereich zu Meßgenauigkeit aufweisen. Aus diesem Grund konzentrierten sich die Untersuchungen auf das Temperaturprofil $T(r)$ und die daraus abgeleiteten Größen Gradient ∇T sowie inverse Gradientenlänge $L_T^{-1} = \nabla T/T$.

Variation der ECRH-Leistung

Erste globale Parameterabhängigkeiten wurden bereits früher mit dem ursprünglichen Aufbau gemessen [6, 18] und zeigen eine abnehmende relative Fluktuationsamplitude mit zunehmender ECRH-Leistung. Dieses Ergebnis steht einem einfachen Zusammenhang von Energieeinschlußzeit (Skalierung $\tau_E \propto P_{\text{ECRH}}^{-0.5}$) und Temperaturfluktuationen entgegen, wenn man in einfachster Näherung die relative Temperaturfluktuationsamplitude in direkte Verbindung mit der Größe des turbulenten Transports setzt. Die Amplitude der Potentialfluktuationen und ihre transportrelevante Korrelation mit Temperaturfluktuationen kompensiert möglicherweise diesen Trend und führt zu einer, der τ_E -Skalierung entsprechenden Abhängigkeit, kann aber experimentell an W7-AS nicht bestimmt werden. Wegen seiner in diesem Rahmen zentralen Bedeutung wurde die ECRH-Leistungsabhängigkeit der Temperaturfluktuationen unter veränderten Entladungsbedingungen mit dem optimierten Antennenaufbau wiederholt. Bei sonst gleichen Einstellungen wurde die ECRH-Leistung von 290 – 830 kW variiert. Das o. g. Ergebnis konnte reproduziert werden, die höchste Fluktuationsaktivität findet man bei der niedrigsten Heizleistung (Abbildung 2.28). Der Zusammenhang von Fluktuationsaktivität und ECRH-Leistung bleibt auch erhalten, wenn (wie in [18]) an Stelle der Turbulenz $\tilde{\Lambda}$ die relative Fluktuationsamplitude \tilde{T}/T aufgetragen ist.

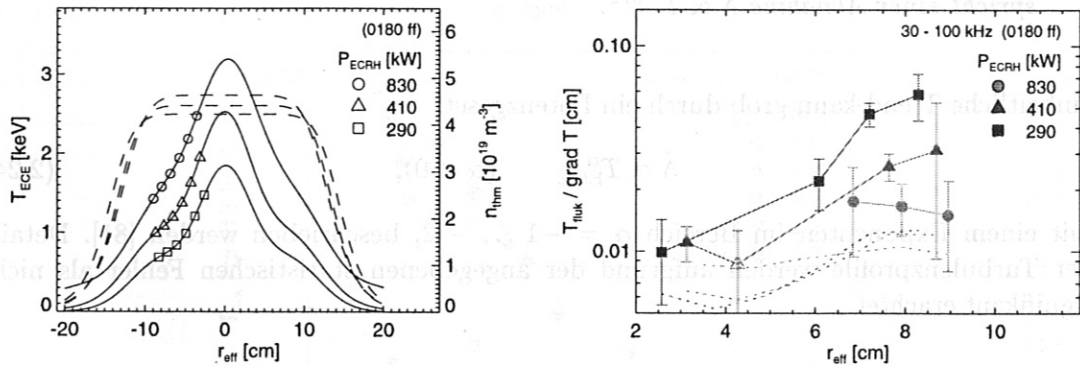


Abbildung 2.28: Unterschiedliche Temperaturprofile bei nahezu unverändertem Dichteprofil werden durch Variation der ECRH-Leistung erzeugt (links). Die höchste Fluktuationsaktivität findet man bei niedrigster Heizleistung (\square) (rechts). Die optische Tiefe ist für alle Meßpositionen ausreichend hoch ($\tau \geq 4.7$). Sie wird im Folgenden nur angegeben wenn sie kleiner ist als 3.5.

Neben dieser globalen Betrachtung läßt sich dieses Experiment auch lokal, als Variation des Temperaturprofils interpretieren. In verschiedene Turbulenzmodelle, wie auch in kinetische Driftwellen-Modellrechnungen [80], gehen der Gyrationradius ϱ_s und die Gradientenlänge L_T ein, sodaß in führender Ordnung eine Skalierung

$$\tilde{\Lambda} = \frac{\tilde{T}}{\partial_r T} \sim \varrho_s \propto \frac{\sqrt{T} m_i}{q_i B} \quad (2.23)$$

erwartet werden könnte [82]. Werden alle drei ECRH-Leistungsstufen zusammengefaßt, so decken die Fluktuationsmeßpunkte einen Temperaturbereich von 700 – 2000 eV ab. Im Bereich von etwa 1000 – 1800 eV überlappen die Profile unterschiedlicher Plasmen. Trägt

man $\tilde{\Lambda}$ gegen T_{ECE} auf (Abbildung 2.29), so findet man, entgegen der Erwartung o. g. ρ_s -Skalierung, für die unterschiedlichen Plasmen eine gemeinsame Abnahme der Turbulenz $\tilde{\Lambda}$ mit steigender Elektronentemperatur. Dieser über alle drei ECRH-Leistungsstufen

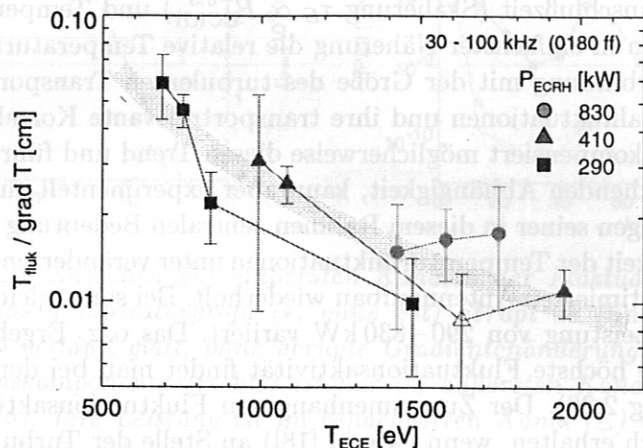


Abbildung 2.29: In Entladungen mit konstant gehaltener Dichte nimmt die Turbulenz $\tilde{\Lambda}$ mit wachsender Elektronentemperatur T_{ECE} ab. Die breite Linie entspricht einer Abnahme $\tilde{\Lambda} \propto T^{-3/2}$.

einheitliche Trend kann grob durch ein Potenzgesetz

$$\tilde{\Lambda} \propto T_{ECE}^{\alpha} \quad (\alpha < 0), \quad (2.24)$$

mit einem Exponenten im Bereich $\alpha = -1 \dots -2$, beschrieben werden [81]. Details der Turbulenzprofile werden aufgrund der angegebenen statistischen Fehler als nicht signifikant erachtet.

Variation der Plasmadichte

Für eine Abhängigkeit der Plasmaturbulenz von der Dichte gibt es mehrere Anhaltspunkte. So findet man in der Einschluß-Skalierung gemäß der „Internationalen Stellarator Skalierung“ (Gleichung 0.2) für die Plasmadichte $\tau_E^{ISS95} \propto \bar{n}^{0.51}$ [1], Messungen mit Reflektometrie zeigen eine Zunahme der relativen Dichtefluktuationen mit abnehmender Dichte [84] und in kinetische Modellrechnungen geht die Plasmadichte auf unterschiedliche Weise ein, so z. B. über die Alfvén-Geschwindigkeit [83]. Zur experimentellen Untersuchung der Dichteabhängigkeit der Temperaturfluktuationen wird bei sonst unveränderten Entladungsparametern die Plasmadichte variiert. Die relative Fluktuationsamplitude nimmt dabei mit zunehmender Plasmadichte ab. Da insbesondere die Heizleistung konstant gehalten wird, ändert sich mit dem Dichteprofil aber auch das Temperaturprofil (Abbildung 2.30, oben). Verschiedene Kombinationen aus Temperatur und Dichte, u. a. Druck ($\propto n \cdot T$), Druckgradient ($\propto n \cdot \nabla T$, da $\nabla n = 0$) und Stoßfrequenz ($\propto n \cdot T^{-3/2}$) wurden getestet, um die Fluktuationsprofile unterschiedlicher Dichten zu ordnen. Ein klarer Zusammenhang war in keinem Fall zu erkennen. In Abbildung 2.30 (unten) ist daher die Turbulenz $\tilde{\Lambda}$ über der lokalen Temperatur T_{ECE} aufgetragen (vgl. Abbildung 2.29). Der Temperaturabhängigkeit kann wiederum ein Potenzgesetz zugeordnet werden, doch

ergibt sich nun eine Kurvenschar mit unterschiedlichen Exponenten für unterschiedliche Plasmadichten. Die Werte für α liegen hier zwischen $\alpha = -3.5$ und $\alpha = -2$. Auch im Fall der Turbulenz liegt die Kurve zu höheren Plasmadichten innerhalb der Kurve zu niedrigeren Plasmadichten, d.h. man findet eine Abnahme der Turbulenz mit zunehmender Dichte. Bei der Entladung mit der geringsten Plasmadichte $n_{\max} = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ist die geringe optische Tiefe $\tau < 3.5$ zu beachten (Abbildung 2.31). Die gegenüber den übrigen Entladungen der Serie deutlich erhöhten Temperaturschwankungen können in diesem Fall auch einen durch Dichtefluktuationen verursachten Anteil enthalten. In der folgenden

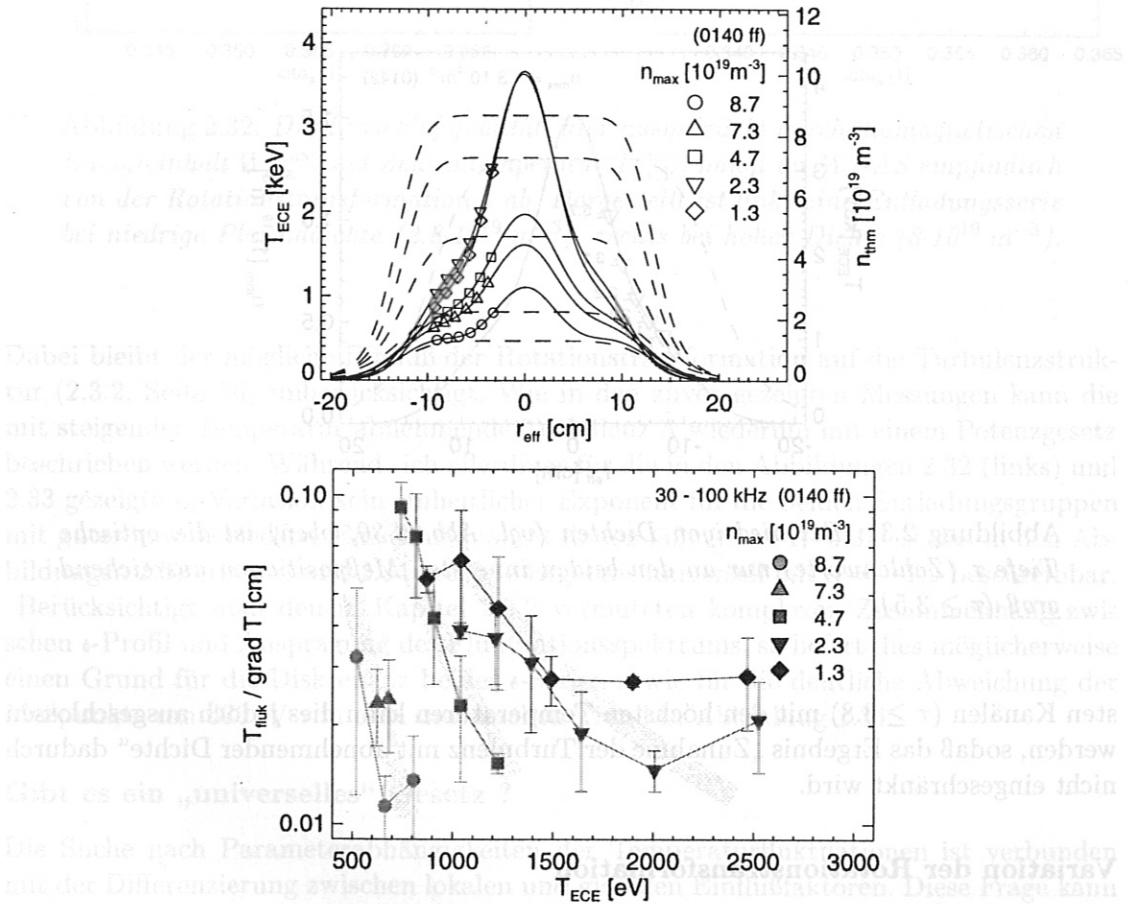


Abbildung 2.30: Bei unterschiedlichen Dichteprofilen ergeben sich bei konstanter ECRH-Leistung unterschiedliche Temperaturprofile (oben). Über T_{ECE} aufgetragen (s. a. Abb. 2.29) findet man für die Turbulenz ein Potenzgesetz $\tilde{\Lambda} \propto T^\alpha$ mit unterschiedlichen Exponenten für unterschiedliche Plasmadichten (eingezeichnet sind $\alpha = -3.5 / -3 / -2$).

Hinsichtlich der relativen Temperaturschwankungen $\tilde{\Lambda}/T$ ergibt sich ein klares Bild, die niedrigsten Werte sind verbunden mit bester Einschlussqualität. Dies ist ein deutlicher qualitativer Hinweis auf eine Zusammenhang zwischen Fluktuationen und Einschlussqualität. Die schwächsten Profile der Rotationsumformung sind in Abbildung 2.30 dargestellt. Diese Entladungen sind ähnlich der ECRH-Entladung (Abbildung 2.29) als Variation der Temperaturprofile bei konstanter Leistung (Abbildung 2.29) dargestellt.

ergibt sich nun eine Kurvenschar mit unterschiedlichen Exponenten für unterschiedliche Dichten. Die Werte für α liegen hier zwischen $\alpha = -3.5$ und $\alpha = -2$. Auch im Fall der Turbulenz liegt die Kurve zu höherer Plasmadichte unterhalb der Kurve zu niedrigerer Dichte, d. h. man findet eine Abnahme der Turbulenz mit zunehmender Dichte.

Bei der Entladung mit der geringsten Plasmadichte $n_e^{\max} = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ist die geringe optische Tiefe $\tau < 3.5$ zu beachten (Abbildung 2.31). Die gegenüber den übrigen Entladungen der Serie deutlich erhöhten Temperaturfluktuationen könnten in diesem Fall auch einen durch Dichtefluktuationen verursachten Anteil enthalten. In den beiden inner-

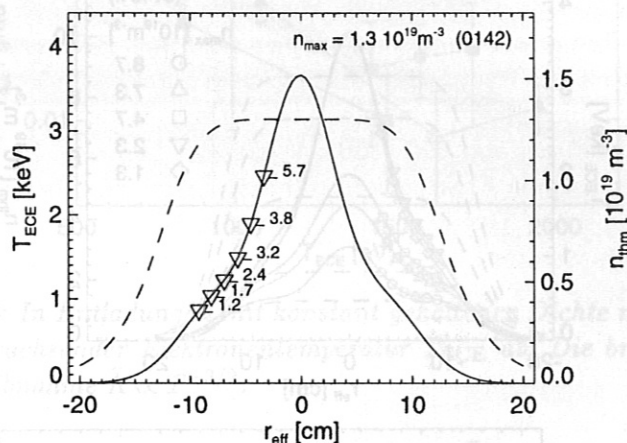


Abbildung 2.31: Bei niedrigen Dichten (vgl. Abb. 2.30, oben) ist die optische Tiefe τ (Zahlenwerte) nur an den beiden innersten Meßpositionen ausreichend groß ($\tau \geq 3.5$).

sten Kanälen ($\tau \geq 3.8$) mit den höchsten Temperaturen kann dies jedoch ausgeschlossen werden, sodaß das Ergebnis „Zunahme der Turbulenz mit abnehmender Dichte“ dadurch nicht eingeschränkt wird.

Variation der Rotationstransformation

Die Einschlußqualität hängt an W7-AS empfindlich von der Rotationstransformation ϵ der Magnetfeldkonfiguration ab. Durch das Verhältnis der Ströme in unterschiedlichen Magnetfeldspulengruppen ist der Wert der Rotationstransformation am Plasmarand (ϵ_a) einstellbar. Werden Plasmadichte und ECRH-Leistung konstant gehalten, so sind, gemessen an Maximaltemperatur T_{ECE}^{\max} und diamagnetischem Energieinhalt W_{dia}^{\max} bereits bei kleinen Änderungen der Rotationstransformation deutliche Veränderungen in der Einschlußqualität festzustellen (Abbildung 2.32), die sich in der Fluktuationsaktivität widerspiegeln.

Hinsichtlich der relativen Temperaturfluktuationen \tilde{T}/T ergibt sich ein klares Bild, die niedrigsten Werte sind verbunden mit bester Einschlußqualität. Dies ist ein deutlicher qualitativer Hinweis auf einen Zusammenhang von Fluktuationsaktivität und Plasmaeinschlußqualität. Da das radiale Profil der Rotationstransformation nicht genau genug bekannt ist, wurden diese Entladungsserien ähnlich der ECRH-Leistungsvariation (Abbildung 2.29) als Variation des Temperaturprofils bei konstantem Dichteprofil interpretiert.

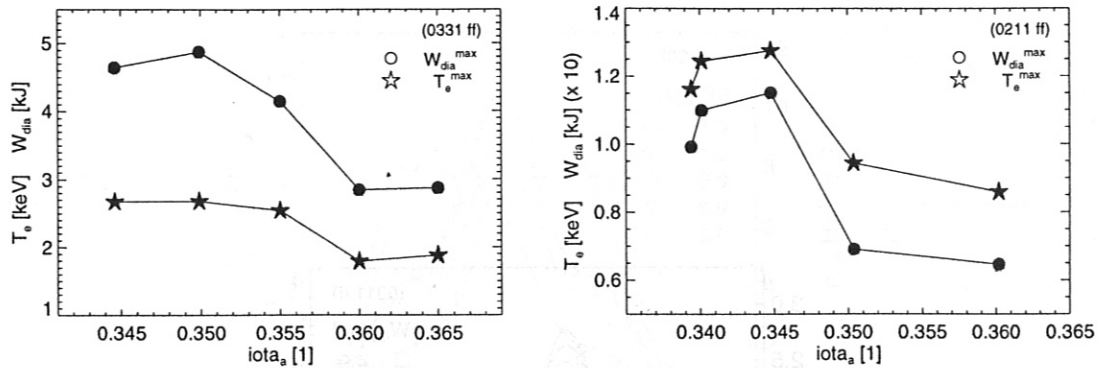


Abbildung 2.32: Die Einschlußqualität, hier ausgedrückt durch diamagnetischen Energieinhalt $W_{\text{dia}}^{\text{max}}$ und Zentraltemperatur $T_{\text{ECE}}^{\text{max}}$, hängt an W7-AS empfindlich von der Rotationstransformation ι ab. Dargestellt ist links eine Entladungsserie bei niedriger Plasmadichte ($2.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$), rechts bei hoher Dichte ($8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$).

Dabei bleibt der mögliche Einfluß der Rotationstransformation auf die Turbulenzstruktur (2.3.2, Seite 76) unberücksichtigt. Wie in den zuvor gezeigten Messungen kann die mit steigender Temperatur abnehmende Turbulenz $\tilde{\Lambda}$ wiederum mit einem Potenzgesetz beschrieben werden. Während sich allerdings für die in den Abbildungen 2.32 (links) und 2.33 gezeigte ι_a -Variation kein einheitlicher Exponent für die beiden Entladungsgruppen mit guter bzw. schlechter Einschlußqualität finden läßt ($\alpha = -1, -2.2$), ist das in den Abbildungen 2.32 (rechts) und 2.34 gezeigte Ergebnis universell mit $\alpha = -1.2$ beschreibbar.

Berücksichtigt man den in Kapitel 2.3.2 vermuteten komplexen Zusammenhang zwischen ι -Profil und Ausprägung des Fluktuationsspektrums, so liefert dies möglicherweise einen Grund für die Diskrepanz beider ι -Serien sowie für die deutliche Abweichung der Meßpunkte um 620 eV von dem universellen Trend in Abbildung 2.34.

Gibt es ein „universelles“ Gesetz ?

Die Suche nach Parameterabhängigkeiten der Temperaturfluktuationen ist verbunden mit der Differenzierung zwischen lokalen und globalen Einflußfaktoren. Diese Frage kann nicht abschließend beantwortet werden, doch weist die erzielte Ordnung der Meßwerte nach Temperatur und Temperaturgradient auf lokale Plasmamaparameter als bestimmende Größen. Faßt man alle in die Abbildungen eingezeichneten T^α -Abhängigkeiten zusammen (Tabelle 2.3), so könnte man, wie eingangs gesagt, für die Temperaturfluktuationen ein „universelles“ Gesetz der Form

$$\tilde{T}_e \stackrel{?}{=} \nabla T_e \cdot \tilde{\Lambda}(T_e, n_e, L_T, L_n, \dots), \quad (2.25)$$

$$\text{mit } \tilde{\Lambda} \propto \frac{1}{T^{|\alpha|}}, \quad (2.26)$$

vermuten, in das neben Temperatur- und Dichteprofil auch deren Gradientenlängen und möglicherweise weitere Parameter eingehen, die u. a. Magnetfeldkonfiguration und lokale Scherströmungen beschreiben. Außer den bereits gezeigten Abhängigkeiten konnte jedoch in den hier durchgeführten Untersuchungen kein Anhaltspunkt für einen weiteren

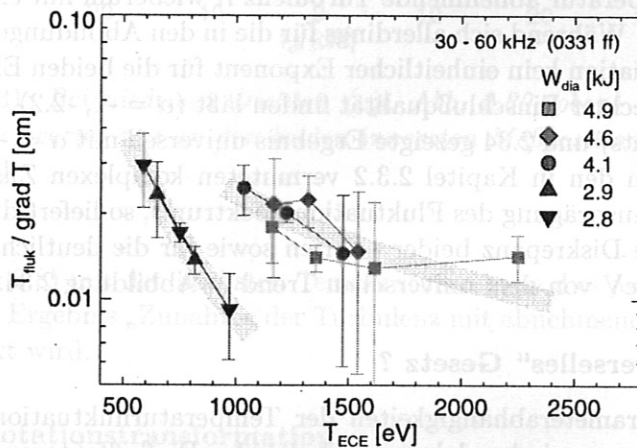
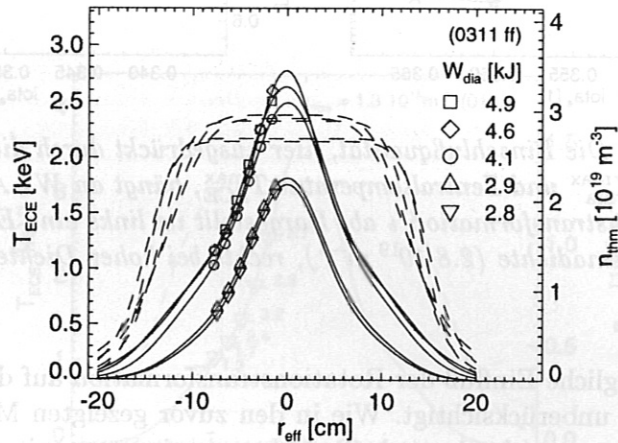


Abbildung 2.33: Bei Variation der Rotationstransformation ι_a stellen sich unterschiedliche Temperaturprofile bei nahezu unverändertem Dichteprofil ($n_{max} = 2.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) ein (oben). Die Turbulenz nimmt mit steigender Temperatur ab (vgl. Abb. 2.29). Die Gruppen von Plasmen mit hohem bzw. niedrigem Energieinhalt sind allerdings nicht universell beschreibbar. Eingezeichnet ist $\tilde{\Lambda} \propto T^\alpha$ mit $\alpha = -2.2, -1$.

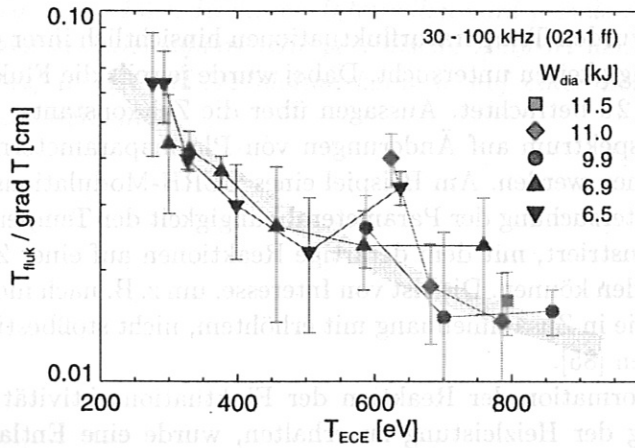
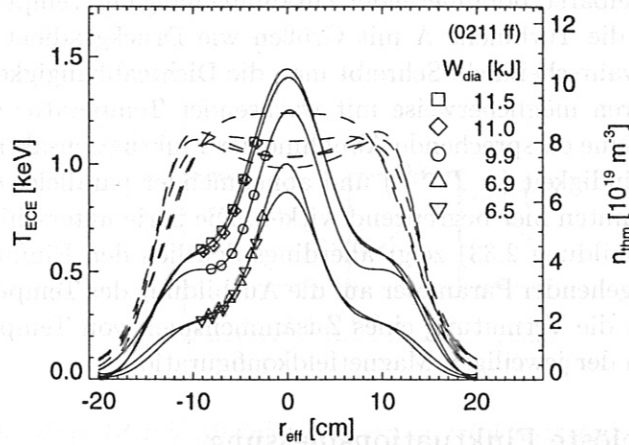


Abbildung 2.34: Im Vergleich mit der in Abbildung 2.33 gezeigten Serie beschreibt hier, bei höherer Plasmadichte ($n_{max} = 8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$), ein Potenzgesetz $\tilde{\Lambda} \propto T^{-1.2}$ den Trend aller Turbulenzwerte dieser Serie.

Abb.	Λ_0 [mm]	T_0 [eV]	α	n_e^{max} [10^{19} m^{-3}]
2.29	0.45	700	-1.5	4.5
2.30	0.5	500	-3.5	8.0
	0.9	700	-3	4.7
2.33	0.7	1000	-2	2
	0.37	520	-2.2	2.8
2.34	0.25	950	-1	2.8
	0.6	250	-1.2	8

Tabelle 2.3: Tabelle der Parameter aller in die Abbildungen eingezeichneten Temperaturabhängigkeiten $\tilde{\Lambda}/\Lambda_0 = (T/T_0)^\alpha$ sowie der zugehörigen maximalen Plasmadichte.

universellen Term, der z. B. die Dichteabhängigkeit der Turbulenz beschreibt, gefunden werden. Ein unmittelbarer, dominierender Zusammenhang der Temperaturfluktuationen, ausgedrückt durch die Turbulenz $\tilde{\Lambda}$ mit Größen wie Druckgradient oder Stoßfrequenz erscheint daher unwahrscheinlich. Schreibt man die Dichteabhängigkeit komplexeren Effekten zu, so erklären möglicherweise mit wachsender Temperatur schnellere parallele Ausgleichsprozesse eine entsprechende Abnahme der Fluktuationsaktivität. Zunehmende thermische Geschwindigkeit ($\propto T^{-1/2}$) und abnehmender paralleler elektrischer Widerstand ($\propto T^{-3/2}$) könnten hier begrenzend wirken. Die Serie unterschiedlicher Rotations- transformation (Abbildung 2.33) zeigt allerdings deutlich den Einfluß über Dichte und Temperatur hinausgehender Parameter auf die Ausbildung der Temperaturfluktuationen auf und unterstützt die Vermutung eines Zusammenspiels von Temperatur, Dichte und ihren Gradienten in der jeweiligen Magnetfeldkonfiguration.

2.3.5 Zeitaufgelöste Fluktuationsmessung

In Abschnitt 2.3.4 wurden Temperaturfluktuationen hinsichtlich ihrer globalen und lokalen Parameterabhängigkeiten untersucht. Dabei wurde jeweils die Fluktuationsaktivität, gemittelt über 0.5–2 s betrachtet. Aussagen über die Zeitkonstante, mit der das Temperaturfluktuationsspektrum auf Änderungen von Plasmaparametern reagiert, können daraus nicht gewonnen werden. Am Beispiel eines ECRH-Modulationsexperiments wird als Abschluß der Untersuchung der Parameterabhängigkeit der Temperaturfluktuationen ein Verfahren demonstriert, mit dem derartige Reaktionen auf einer Zeitskala von etwa 1 ms untersucht werden können. Dies ist von Interesse, um z. B. nach nicht-lokalen Mechanismen zu suchen, die in Zusammenhang mit erhöhtem, nicht stoßbestimmten Transport vorgeschlagen werden [85].

Um eine Zeitinformation der Reaktion der Fluktuationsaktivität auf eine abrupte ($\ll 1$ ms) Änderung der Heizleistung zu erhalten, wurde eine Entladungsserie analysiert, bei der die ECRH-Leistung mit einer Frequenz von 92 Hz um 15 % rechteckmoduliert wurde. Derartige Entladungen werden zur Untersuchung der diffusiven Wärmeleitungseigenschaften des Plasmas verwendet. Die periodischen Temperaturstörungen propagieren, wie in Kapitel 2.2 beschrieben, auf diffusiver Zeitskala nach außen. Die ECE-Fluktuationssignale werden kohärent zum Modulationssignal in 1 ms-Intervalle unterteilt, sodaß jeweils 10 Intervalle eine Modulationsperiode abdecken (Abbildung 2.35).²³ Durch Kombination der entsprechenden Intervalle jeder Periode erhält man ausreichend viele Daten für eine signifikante Fluktuationsanalyse, die nun Spektren für jeden der 10 Zeitpunkte der Periode liefert. Um eine Empfindlichkeit zu erreichen, die der einer nicht-modulierten, kontinuierlichen Messung entspricht, muß allerdings eine größere Zahl modulierter Entladungen gemittelt werden, im vorliegenden Beispiel waren es 8 Entladungen.

Abbildung 2.36 zeigt die Lage der ECE-Kanäle sowie die Fluktuationsspektren etwa 3 ms nach Reduzierung der ECRH-Leistung. Da die Intervalllänge bei dieser Auswertung 1 ms beträgt, sind die Spektren durch ein 2.5 kHz-Hochpaßfilter begrenzt. Die diffuse Fluktuationskomponente ist in den Spektren nicht mehr enthalten. Im Spektralbereich der turbulenten Komponente findet man ein ausgeprägtes Maximum um 15 kHz. Bei dieser Frequenz sind an den dargestellten vier radialen Positionen signifikante Temperaturfluktuationen meßbar. Für die Auswertung wurde daher das Frequenz-

²³Mit einer ähnlichen Analyseverfahren wurden an TEXT Sägezahn-Instabilitäten mit Temperaturfluktuationsdiagnostik untersucht [21].

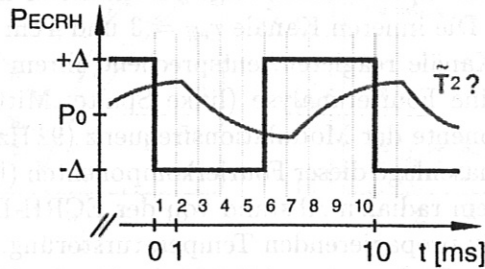


Abbildung 2.35: Jede ECRH-Modulationsperiode wird unterteilt in 10 Intervalle einer Länge von etwa 1 ms. In diesen Intervallen wird jeweils eine Temperaturfluktuationsanalyse durchgeführt. Die periodische Antwort der Temperaturfluktuationen \tilde{T} auf die ECRH-Modulation kann so auf einer Zeitskala von etwa 1 ms untersucht werden.

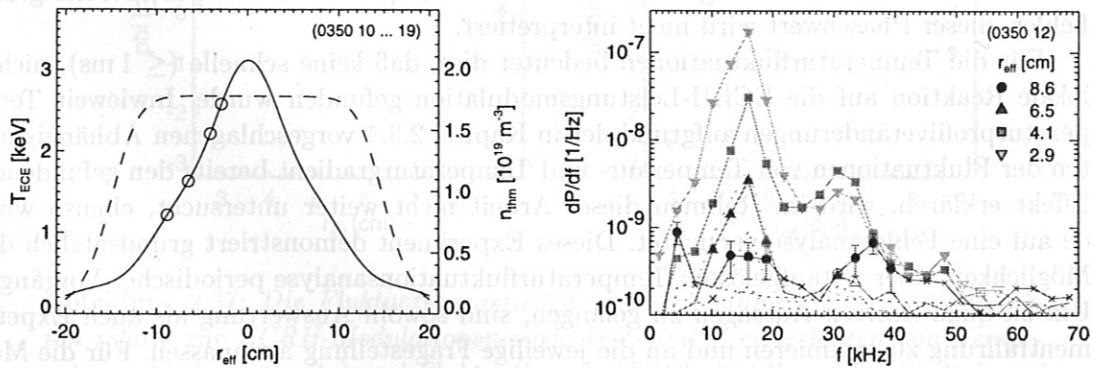


Abbildung 2.36: Mittleres Dichte- und Temperaturprofil der Entladungsserie zu Abbildung 2.37 mit den radialen Positionen (o) der \tilde{T} -Diagnostik (links) sowie die Fluktuationsspektren 3 ms nach Reduzierung der ECRH-Leistung (rechts).

intervall 10–20 kHz gewählt. Abbildung 2.37 faßt die Ergebnisse der Analyse zusammen. Dargestellt sind die Zeitspuren, relative Amplituden sowie Phasen bei den Harmonischen der Modulationsfrequenz. Mittlere Temperatur (d.h. die „Wärmewelle“) und die im Intervall 10–20 kHz integrierte relative Fluktuationsaktivität sind gegenübergestellt. Die mittlere Temperatur (linke Spalte, oben) folgt auf diffusiver Zeitskala etwa exponentiell der ECRH-Modulation. Die inneren Kanäle $r_{\text{eff}} = 3$ und 4 cm reagieren sofort (< 1 ms), weiter außen liegende Kanäle reagieren, entsprechend ihrem Abstand von der Depositionszone, verzögert. Eine Fourieranalyse (linke Spalte, Mitte) der Wärmewelle zeigt dominierend die Komponente der Modulationsfrequenz (92 Hz) und der dritten Harmonischen (276 Hz). Die Phasenlage dieser Fourierkomponenten (linke Spalte, unten) ändert sich systematisch mit dem radialen Abstand von der ECRH-Depositionszone, d. h. dem Ursprungsort der diffusiv propagierenden Temperaturstörung.

Im Fall der mittleren Fluktuationsaktivität (rechte Spalte, oben) sind die Signale deutlich kleiner. Sie sind nicht normiert dargestellt, um die unterschiedlichen Fluktuationsleistungen an den vier radialen Positionen hervorzuheben. Die größte Fluktuationsamplitude findet man bei $r_{\text{eff}} = 3$ cm, d. h. nahe an oder gerade noch innerhalb der ECRH-Depositionszone, die Amplitude nimmt nach außen stark ab. Bei $r_{\text{eff}} \approx 4$ und 6.5 cm erkennt man eine wellenförmige Reaktion. Die Messung bei 9 cm ist aufgrund der statistischen Fehler nur eingeschränkt interpretierbar.

Die Fourieranalyse der zeitlichen Änderung der Fluktuationsaktivität (rechte Spalte, Mitte) liefert als größte Komponente die Modulationsfrequenz. Im Gegensatz zur diffusiv propagierenden Temperaturstörung (linke Spalte, T -Profil) ist auch die zweite Harmonische deutlich vorhanden. Höhere Harmonische sind vermutlich infolge der größeren statistischen Fehler der Fluktuationsanalyse verfälscht und werden nicht interpretiert. Vergleicht man bei der Modulationsfrequenz die Phasenlage der Fluktuationsaktivität mit der der Wärmewelle, so findet man bei $r_{\text{eff}} = 4$ und 6.5 cm die Fluktuationsaktivität um $\pi/2$ phasenverschoben zur Wärmewelle. Die Position $r_{\text{eff}} = 3$ cm zeigt, möglicherweise infolge ihrer Nähe zur ECRH-Depositionszone, eine davon abweichende Phasenlage. Bei 8.9 cm hat das Fluktuationssignal (rechtes oberes Bild, unterste Zeitspur) bereits große Fehler, dieser Phasenwert wird nicht interpretiert.

Für die Temperaturfluktuationen bedeutet dies, daß keine schnelle (≤ 1 ms), nicht-lokale Reaktion auf die ECRH-Leistungsmodulation gefunden wurde. Inwieweit Temperaturprofilveränderungen aufgrund der in Kapitel 2.3.4 vorgeschlagenen Abhängigkeiten der Fluktuationen von Temperatur- und Temperaturgradient bereits den gefundenen Effekt erklären, wird im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht, ebenso wurde auf eine Fehleranalyse verzichtet. Dieses Experiment demonstriert grundsätzlich die Möglichkeit einer zeitaufgelösten Temperaturfluktuationsanalyse periodischer Vorgänge. Um zu quantitativen Aussagen zu gelangen, sind sowohl Auswertung als auch Experimentführung zu optimieren und an die jeweilige Fragestellung anzupassen. Für die Modulationsfrequenz und die Unterteilung der Modulationsperioden ist ein Kompromiß zu finden, da sie über die angestrebte Empfindlichkeit die notwendige Meßzeit bestimmen. Um z. B. die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten turbulenten Fluktuationen zeitaufgelöst (100 Hz Modulationsfrequenz, Unterteilung in 10 Intervalle von jeweils 1 ms Dauer) zu betrachten, wäre für eine einzelne Messung eine Meßzeit von mehreren Sekunden, entsprechend etwa 10–20 Plasmaentladungen an W7-AS anzusetzen. Parameterstudien werden hier außerordentlich umfangreich.

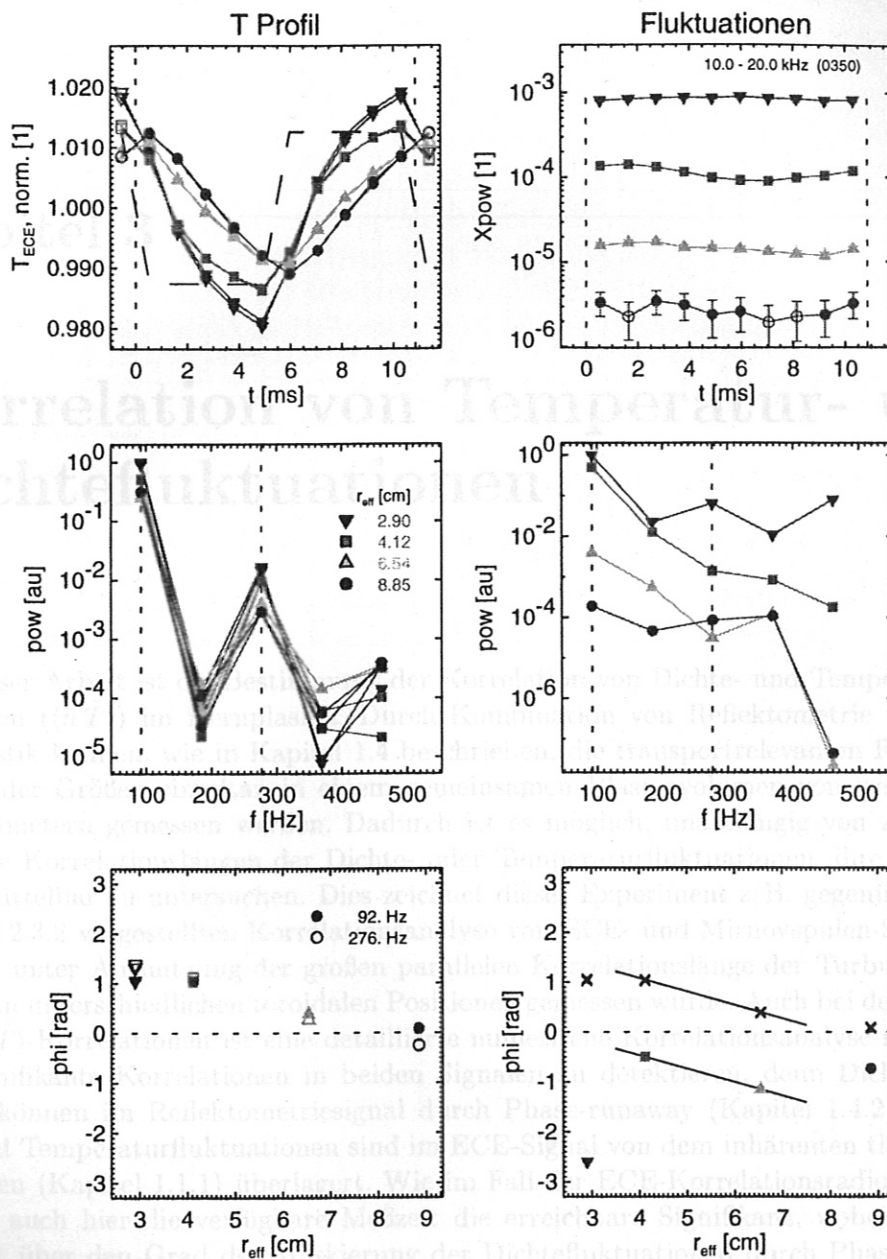


Abbildung 2.37: Die Fluktuationsaktivität wurde zeitaufgelöst zu 10 Zeitpunkten relativ zur ECRH-Modulationsperiode bestimmt. Zeitverhalten von Temperaturprofil (linke Spalte) und Fluktuationsprofil (10–20 kHz, rechte Spalte) sind gegenübergestellt. Die Bilder der ersten Zeile zeigen die Zeitspuren sowie das Modulationssignal (---). Die Spektren der Zeitspuren (relative Leistung bei den Harmonischen der Modulationsfrequenz 92 Hz) sind in der zweiten Zeile aufgetragen. Das Phasenprofil der Spektralkomponenten der Modulationsfrequenz f (ausgefüllte Symbole) und $3 \cdot f$ (offene Symbole) zeigt die dritte Zeile. Im Fall der Fluktuationen (unten rechts) sind nur die Phasen der Grundfrequenz dargestellt sowie zum Vergleich, die der Zeitspuren des Temperaturprofils (\times).

Kapitel 3

Korrelation von Temperatur- und Dichtefluktuationsen

Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung der Korrelation von Dichte- und Temperaturfluktuationen ($\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$) im Kernplasma. Durch Kombination von Reflektometrie und ECE-Diagnostik können, wie in Kapitel 1.4 beschrieben, die transportrelevanten Fluktuationen beider Größen simultan in einem gemeinsamen Plasmavolumen von wenigen Kubikzentimetern gemessen werden. Dadurch ist es möglich, unabhängig von Annahmen über die Korrelationslängen der Dichte- oder Temperaturfluktuationen, ihre Korrelation unmittelbar zu untersuchen. Dies zeichnet dieses Experiment z. B. gegenüber der in Kapitel 2.3.2 vorgestellten Korrelationsanalyse von ECE- und Mirnovspulen-Signal aus, bei der, unter Ausnutzung der großen parallelen Korrelationslänge der Turbulenzstrukturen, an unterschiedlichen toroidalen Positionen gemessen wurde. Auch bei der Messung von $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Korrelationen ist eine detaillierte numerische Korrelationsanalyse notwendig, um signifikante Korrelationen in beiden Signalen zu detektieren, denn Dichtefluktuationsen können im Reflektometriesignal durch Phase-runaway (Kapitel 1.4.2) maskiert sein und Temperaturfluktuationen sind im ECE-Signal von dem inhärenten thermischen Rauschen (Kapitel 1.1.1) überlagert. Wie im Fall der ECE-Korrelationsradiometrie bestimmt auch hier die verfügbare Meßzeit die erreichbare Signifikanz, wobei die Unsicherheit über den Grad der Maskierung der Dichtefluktuationsen durch Phase-runaway hinzukommt (Kapitel 1.4.2, Abbildung 1.27, Seite 47). Für jede Korrelationsanalyse wurden typischerweise zwei gleiche Entladungen kombiniert. Die Betrachtung systematischer Änderungen der Korrelationsprofile in Serien gleicher Plasmen mit veränderter Reflektometrie-Meßposition liefern daher wichtige, über eine einzelne Messung hinausgehende, unabhängige Information zur Bewertung der Signifikanz der gefundenen Korrelationen. Die vorangehende umfangreiche Analyse der Temperaturfluktuationsspektren in Kapitel 2 dient als Basis für eine Interpretation der folgenden Ergebnisse. Über die Bedeutung der $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Messungen hinsichtlich der Untersuchung der Plasmaturbulenz hinaus, sind sie auch von diagnostischem Interesse. Wie in Kapitel 1.1.1 (Seite 9) erläutert, gehen Dichtefluktuationsen in die Interpretation der ECE-Diagnostik bei geringer optischer Tiefe ein. Die kombinierte Messung beider Größen liefert einen experimentellen Zugang zur Quantifizierung dieser Effekte.

3.1 Analyse einer exemplarischen Messung

Mit dem in Kapitel 1.4 vorgestellten Aufbau,¹ der Kombination aus Reflektometrie zur Messung von Dichtefluktuationen und ECE-Korrelationsradiometrie zur Messung von Temperaturfluktuationen, wurde erstmalig die Korrelation $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ der Fluktuationen beider Parameter im Kernplasma lokal untersucht [86]. Exemplarisch wird nun eine ausgewählte Messung vorgestellt, um daran anschließend systematische Änderungen bei veränderter Reflektometrie-Position zu zeigen.

3.1.1 Meßposition

Für die $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Korrelationsanalyse messen beide Diagnostiken idealerweise in einem gemeinsamen Plasmavolumen. Dieses ist hier – in poloidaler und toroidaler Richtung für beide Diagnostiken gleich – durch die Sehstrahlen des Antennensystems vorgegeben und in radialer Richtung durch die jeweilige radiale Meßposition und Auflösung bestimmt. Die radiale Meßposition der ECE-Radiometrie hängt vom Magnetfeldprofil ab, mit Reflektometrie wird nahe der Cut-off-Dichte gemessen, d. h. für ihre Meßposition ist das Dichteprofil bestimmend. Beide Profile sind mit etwa 5 mm absoluter radialer Genauigkeit bekannt. In einer Serie identischer Entladungen wird daher in Abschnitt 3.2.1 die Meßposition, d. h. die Frequenz des Reflektometriesignals von Entladung zu Entladung so variiert, daß ein möglichst großer Bereich innerhalb der typischerweise acht radialen Positionen der ECE-Korrelationsradiometrie abgedeckt ist.

Abbildung 3.1 (links) zeigt ein typisches Dichte- und Temperaturprofil mit der Lage der ECE-Kanäle und der Lage der Cut-off-Dichte der Reflektometrie. Der radiale Ab-

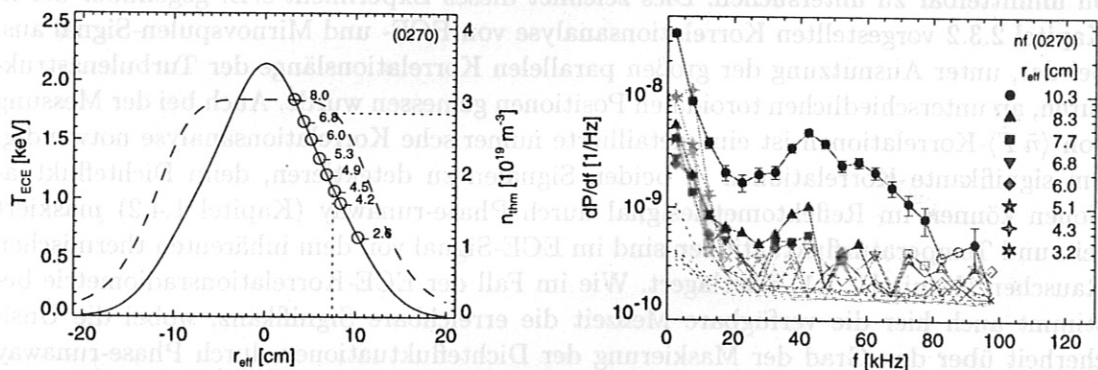


Abbildung 3.1: Temperatur- und Dichteprofil mit der Lage der ECE-Kanäle (\circ), deren optische Tiefe (Zahlenwerte) sowie der Cut-off-Position der Reflektometrie (\cdots) (links). Die Temperaturfluktuationsspektren (rechts) zeigen in den äußeren Kanälen eine deutliche turbulente Komponente um 40 kHz.

stand der ECE-Kanäle beträgt etwa 1 cm, die radiale Auflösung von ECE-Diagnostik und Reflektometrie liegt im Bereich von 0.5 – 1 cm, sodaß eine Serie von typischerweise 5 – 10 Messungen mit großer Wahrscheinlichkeit auch ideale Überlappungen von Reflektometrie

¹Das ECE-Radiometer wurde 1994/95 von S. Sattler und H. J. Hartfuß aufgebaut. Alle Messungen und deren Auswertung wurden 1995 – 1997 im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt.

rie- und ECE-Volumen enthält. Die radiale Korrelationslänge der Temperaturfluktuationen von etwa 2 cm (Kapitel 2.1.3, Gleichung 2.4) und die an JET² bestimmte untere Grenze der Korrelationslänge der Dichtefluktuationen von etwa 3 mm [87] (an TFTR³ wurden 2–4 cm gemessen [88]) liefern für optimale Überlappung als Abschätzung eine Toleranz von etwa 3 mm, d. h. 1/3 des ECE-Kanalabstands.

Bei der Wahl der Entladungsparameter, die die hier entscheidenden Profile von Magnetfeld, Temperatur und Dichte bestimmen, sind die Anforderungen beider Diagnostiken zu berücksichtigen. Die ECE-Diagnostik beobachtet auf der Niederfeldseite. Bei geringer optischer Tiefe kann hier überthermische Emission durchscheinen und Messungen erheblich verfälschen (Kapitel 1.1.1 und 2.3.1). Die ECE-Kanäle liegen daher möglichst weit im Kernbereich des Plasmas, da zum Zentrum hin Temperatur, Dichte und damit auch optische Tiefe zunehmen. Dem entgegen steht die Anforderung der Reflektometrie an einen endlichen Dichtegradienten.⁴ Es wurde daher ein Plasma mit einem möglichst schmalen Dichteprofil gewählt, dessen Gradientenbereich bis etwa $r_{\text{eff}} \approx 5$ cm reicht. Wie in Abbildung 3.1 (links) zu sehen, ist die optische Tiefe des äußersten ECE-Kanals ($r_{\text{eff}} = 10.3$ cm, $\tau = 2.3$) nicht ausreichend. Bei der Interpretation der Korrelationswerte muß dies beachtet werden.

3.1.2 Eigenleistungs- und Kohärenzspektren

Abbildungen 3.1, 3.2 und 3.3 zeigen die Temperaturfluktuationsspektren an den acht radialen ECE-Meßpositionen, das Spektrum des Reflektometrie-Phasensignals $\tilde{\phi}_{\text{rfm}}$ sowie die Kreuzkorrelationsspektren der ECE-Signale mit dem Reflektometrie-Phasensignal. Die Temperaturfluktuationsspektren wurden mit der Crossed-sightline-Technik aus der Korrelationsanalyse zweier ECE-Signale bestimmt. Für die ECE-Reflektometrie-Korrelationsanalyse wird das Reflektometrie-Phasensignal mit jeweils einem ECE-Signal korreliert, dessen fluktuierender Anteil aus dem inhärenten thermischen Rauschen und den Temperaturfluktuationen zusammengesetzt ist (Gleichung 1.11, Seite 9). Zu jeder radialen ECE-Position gibt es daher $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Korrelationswerte zweier unabhängiger ECE-Kanäle in den beiden Sichtlinien des Crossed-Sightline-Radiometers.⁵

Die Temperaturfluktuationsspektren zeigen deutlich diffusive und turbulente Komponente (Abbildung 3.1, rechts). Die Strahlungstemperaturfluktuationen des Kanals bei $r_{\text{eff}} = 10.3$ cm sind entsprechend seiner geringen optischen Tiefe vermutlich durch Übersprechen von Dichtefluktuationen (Abschnitt 3.3.2, Seite 113) sowie möglicherweise durch überthermische Emission erheblich erhöht. Das Leistungsdichtespektrum des Reflektometrie-Phasensignals (Abbildung 3.2) fällt nahezu strukturlos mit wachsender Frequenz ab. Das Spektrum ist vollständig von Phase-runaway (Kapitel 1.4.2) dominiert. Die Signifikanzgrenze der Korrelationsspektren (Abbildung 3.3) ist durch das weiße thermische Spektrum der ECE-Signale (Abbildung 1.20, unten, Seite 37), das Reflektometrie-Spektrum (Abbildung 3.1, rechts) sowie die, mit zunehmender Frequenz reduziert gewähl-

²JET: Joint European Torus, Joint Undertaking, Abingdon, UK.

³TFTR: Tokamak Fusion Test Reactor, Princeton, USA.

⁴Nach Gleichung (1.74) kann zwar bei X-Mode infolge der Magnetfeldabhängigkeit von ω_c grundsätzlich auch im dichtegradientenfreien Bereich gemessen werden, doch zeigt die praktische Erfahrung, daß dies infolge von geringfügigen Dichteschwankungen während einer langen Entladung nur begrenzt möglich ist. Die Reflektometriemeßposition sollte daher auf den Bereich mit endlichem Dichtegradienten begrenzt bleiben.

⁵Im Rahmen dieser grundlegenden, ersten Messungen wurden, zugunsten zweier unabhängiger Ergebnisse, die beiden Messungen nicht gemittelt und zusammengefaßt.

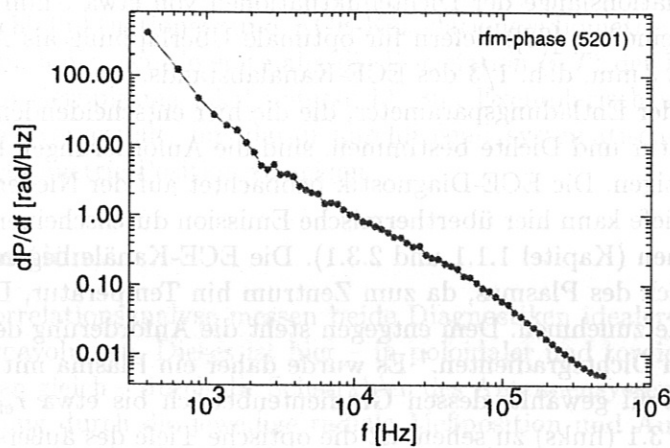


Abbildung 3.2: Das Leistungsdichtespektrum des Reflektometrie-Phasensignals ist vollständig von Phase-runaway bestimmt. Es fällt nahezu strukturlos mit wachsender Frequenz ab.

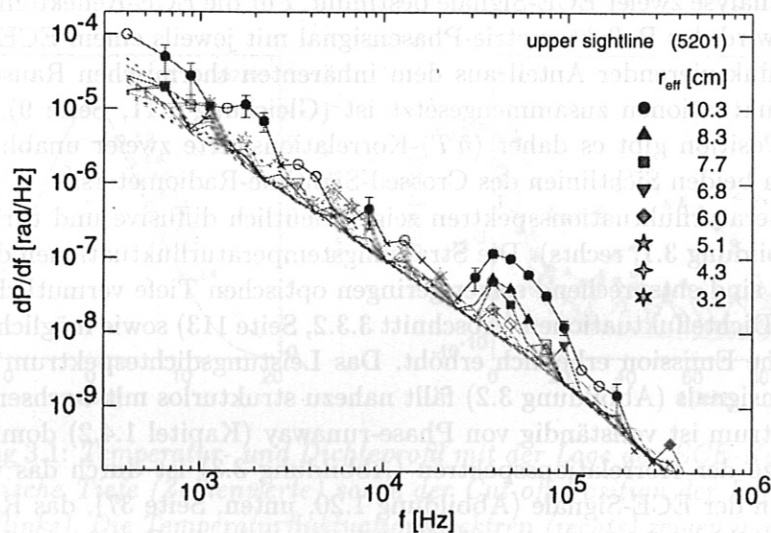


Abbildung 3.3: Die Kreuzleistungsdichtespektren von Reflektometrie- und ECE-Signal ($\langle \phi_{\text{rfm}} \tilde{T}_{\text{ECE}} \rangle$) zeigen eine signifikante Korrelation im Bereich der turbulenten Fluktuationenkomponente um 40 kHz. Die Signifikanzgrenze (- - -) ergibt sich aus dem Produkt von inhärentem weißem Rauschen der ECE und dem Reflektometrie-Spektrum (Abbildung 3.2).

te, spektrale Auflösung gegeben und fällt mit wachsender Frequenz ab. Im Bereich der turbulenten Komponente, um 40 kHz findet man signifikante Korrelation zwischen $\tilde{\phi}_{\text{rfm}}$ und \tilde{T} an mehreren ECE-Meßpositionen, die, wie in Abschnitt 3.2.1 gezeigt wird, ein systematisches Verhalten aufweist.

Deutlicher tritt diese Korrelation in dem Kohärenzspektrum hervor (Abbildung 3.4, oben). Die Kohärenz

$$C(\omega, r) = \frac{\langle \tilde{\phi}_{\text{rfm}} \tilde{T}(r) \rangle}{\sqrt{\langle \tilde{\phi}_{\text{rfm}}^2 \rangle \langle \tilde{T}_{\text{xsc}}^2(r) \rangle}} \quad (3.1)$$

ist hier die Kreuzkorrelation von Reflektometrie-Phasensignal und ECE-Temperatursignal $\langle \tilde{\phi}_{\text{rfm}} \tilde{T} \rangle$, normiert auf das Produkt aus Eigenleistungsspektrum der Reflektometrie-Phasenfluktuationen $\langle \tilde{\phi}_{\text{rfm}}^2 \rangle$ und Temperaturfluktuationsspektrum $\langle \tilde{T}_{\text{xsc}}^2 \rangle$. Letzteres wird simultan mit ECE-Korrelationsradiometrie bestimmt. Da einerseits der Signalanteil der Dichtefluktuationen in $\tilde{\phi}_{\text{rfm}}$ durch Phase-runaway zu einem unbekanntem Teil maskiert ist und andererseits $\langle \tilde{\phi}_{\text{rfm}}^2 \rangle$ von Phase-runaway dominiert ist, liefert $C(\omega, r)$ eine untere Grenze der Kohärenz von Dichte- und Temperaturfluktuationen. Eine Kohärenz von etwa 30 % im Spektralbereich der turbulenten Fluktuationenkomponente ($\gtrsim 40$ kHz) liegt deutlich über der Signifikanzgrenze von etwa 10 %. Am auffälligsten ist die Korrelation mit den äußersten ECE-Kanälen bei $r_{\text{eff}} = 10.3$ cm. Im Bereich um 40 kHz findet man auch an weiter innen liegenden Positionen eine signifikante Kohärenz. Dieser Spektralbereich wird daher in Abschnitt 3.1.3 für die Analyse des radialen Kohärenzprofils ausgewählt. Im Frequenzbereich der diffusiven Komponente ($\lesssim 10$ kHz) findet man einzelne Kohärenzwerte von etwa 10 %, allerdings nur mit den äußersten ECE-Kanälen bei $r_{\text{eff}} = 10.3$ cm. Zudem zeigen diese Korrelationen bei näherer Betrachtung weder radial noch spektral ein systematisches Verhalten, sodaß sie im Folgenden nicht weiter untersucht werden.⁶ Das Phasenspektrum $\arg(C)$ ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Die Frequenzabhängigkeit der Korrelation mit den ECE-Kanälen bei $r_{\text{eff}} = 10.3$ cm deutet auf eine Verzögerung der Signale $\tilde{\phi}_{\text{rfm}}(t)$ und $\tilde{T}_{\text{ECE}}(t, 10.3 \text{ cm})$ infolge radialer Propagation der Fluktuationen und einem radialen Abstand zwischen der Meßposition von ECE-Kanal und Reflektometrie. Die Phasenbeziehung zwischen $\tilde{\phi}_{\text{rfm}}$ und \tilde{T} wird im Bereich der turbulenten Fluktuationenkomponente nun radial aufgelöst analysiert.

3.1.3 Kohärenzprofil

Für die radiale Analyse der Korrelation der Reflektometrie-Phasenfluktuationen $\tilde{\phi}_{\text{rfm}}$ mit den ECE-Temperaturfluktuationen \tilde{T}_{ECE} wird der Frequenzbereich um 40 kHz ausgewählt, in dem die spektrale Kreuzkorrelationsleistungsdichte maximal ist (Abbildung 3.3). Abbildung 3.5 zeigt das $\langle \tilde{\phi}_{\text{rfm}} \tilde{T}_{\text{ECE}} \rangle$ -Kohärenzprofil sowie das Phasenprofil der Kohärenz im Frequenzintervall 40 – 45 kHz. Für jede radiale Position liefern beide ECE-Sichtlinien jeweils einen Meßwert, die im Rahmen der Fehler übereinstimmen. Maximale Kohärenz findet man unmittelbar vor der Cut-off-Position der Reflektometrie ($r_{\text{eff}} = 7.5$ cm). Das äußerste Meßpunktpaar ($r_{\text{eff}} = 10.3$ cm) ist wegen seiner geringen optischen Tiefe gesondert zu betrachten.

⁶In diesem Zusammenhang wird nochmals auf das Phase-runaway-Bild in Kapitel 1.4.2 hingewiesen. Danach werden insbesondere niederfrequente Korrelationen zerstört (Abbildung 1.27). Die Beobachtung von Korrelationen zwischen Dichte und Temperatur im Bereich der diffusiven Fluktuationenkomponente ist dadurch erschwert. Sie sind keinesfalls auszuschließen, doch es wurde kein Hinweis auf eine systematische Korrelation gefunden.

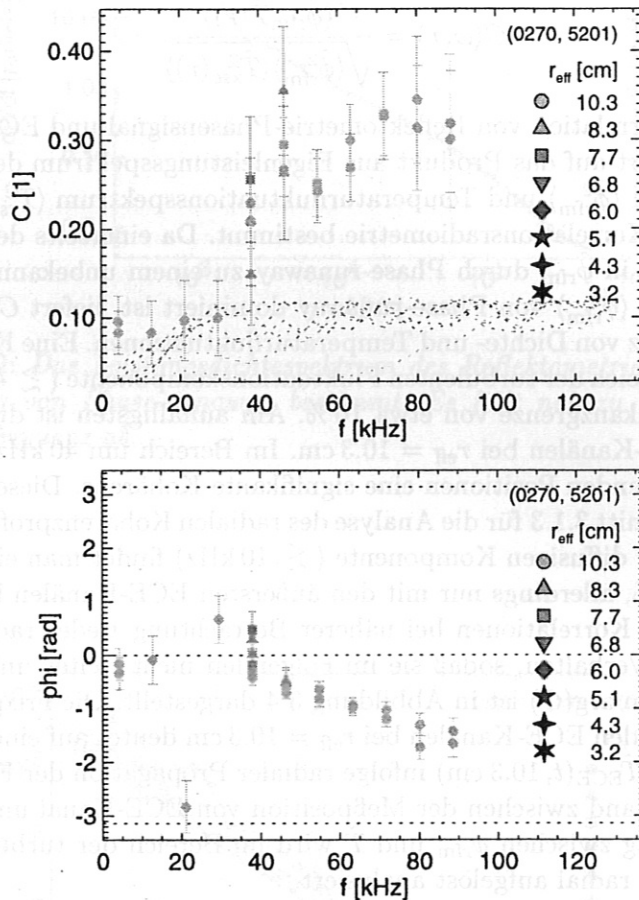


Abbildung 3.4: In dem Kohärenzspektrum (oben) sind alle Punkte mit signifikanter Korrelation zwischen Reflektometrie- und ECE-Signalen aufgetragen. Am auffälligsten ist die Korrelation mit den äußersten ECE-Kanälen bei $r_{\text{eff}} = 10.3$ cm (\circ). Sie ist infolge der geringen optischen Tiefe dieser ECE-Kanäle gesondert zu interpretieren. Im Frequenzbereich der turbulenten Fluktuationskomponente um 40 kHz findet man auch an weiter innen liegenden ECE-Positionen eine signifikante Kohärenz. Das Spektrum der entsprechenden Kohärenzphase (unten) zeigt um 40 kHz einige Werte nahe Null. Der Phasenverlauf der Korrelation mit den äußersten ECE-Kanälen (\circ) ist vermutlich Folge der radialen Propagation der Turbulenz.

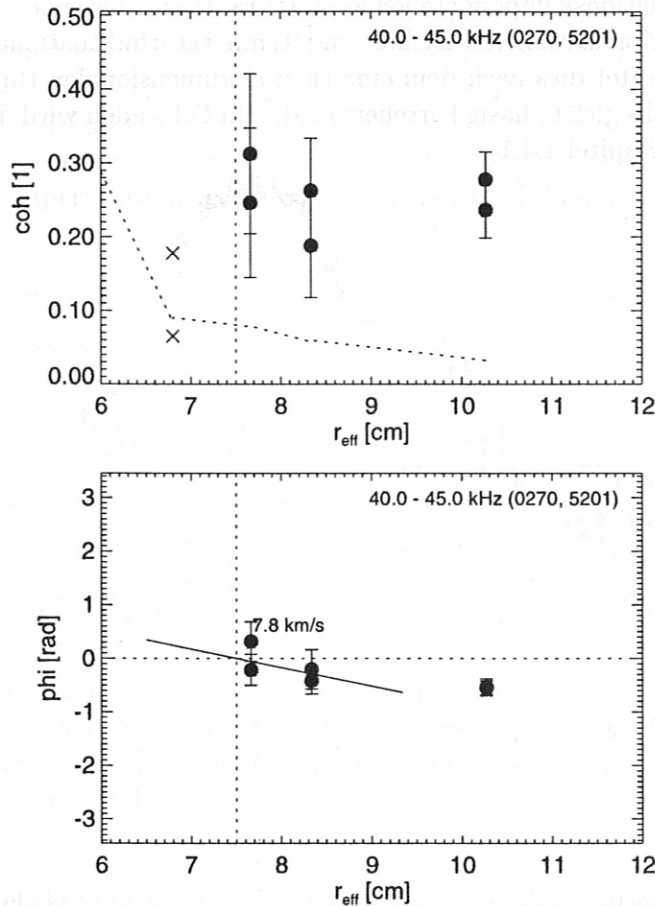


Abbildung 3.5: In dem radialen Kohärenzprofil (oben) der turbulenten Fluktuationenkomponente findet man ein Maximum der $\langle \tilde{\phi}_{\text{rfm}} \tilde{T}_{\text{ECE}} \rangle$ -Kohärenz unmittelbar vor der Cut-off-Position der Reflektometrie (7.5 cm, (···)). Zu kleineren r_{eff} ist keine Korrelation nachweisbar, die Meßpunkte sind nicht signifikant (x). Die breite graue Linie soll hier und in den folgenden Abbildungen 3.7 und 3.9 den systematischen Zusammenhang von Kohärenzmaximum und Cut-off-Position der Reflektometrie hervorheben. Die Phasendifferenz zwischen Reflektometrie- und ECE-Signal hängt von dem Abstand der Meßpositionen ab (unten) und ist vereinbar mit einer radialen Phasengeschwindigkeit der Turbulenzstruktur von etwa 7.8 km/s. Am Kreuzungspunkt findet man beide Signale in Phase. Für jede radiale Position liefern beide ECE-Sichtlinien jeweils einen Meßwert, die im Rahmen der Fehler übereinstimmen. Das äußerste Meßpunktpaar ($r_{\text{eff}} = 10.3$ cm) ist wegen der dort geringen optischen Tiefe gesondert zu betrachten.

3.2.3.4. Außerer Bereich des Kernplasmas

Bei einer zweiten Serie von Plasmen mit veränderten Parametern liegen die Cut-off-Positionen im Bereich $r_{\text{eff}} = 7.5$ bis 8.5 cm. Ein für den Vergleich gleicher Gleichung (1) (Seite 40) erhalten durch eine elektronische Messung des Reflektometrie-Plasmasignals vor der Auswertung.

Die Kohärenzphase (Abbildung 3.5, unten) hat am Ort maximaler Kohärenz den Wert $\arg(C) = 0$, d. h. die Fluktuationen $\tilde{\phi}_{\text{rfm}}$ und \tilde{T} sind in Phase. Der Trend einer abnehmenden Kohärenzphase $\arg(C)$ mit wachsendem Abstand von der Reflektometrie-Position steht hinsichtlich Vorzeichen und Größenordnung in Einklang mit der für die turbulente Temperaturfluktuationen gemessenen radialen Phasengeschwindigkeit von einigen km/s. Für Korrelation von Dichte- und Temperaturfluktuationen im gemeinsamen Meßvolumen bedeutet dies nach dem einfachen eindimensionalen Bild der Reflektometrie, daß sie ebenfalls gleichphasig korreliert sind.⁷ Im Folgenden wird daher $\tilde{\phi}_{\text{rfm}}$ synonym zu \tilde{n} verwendet (Kapitel 1.4.1).

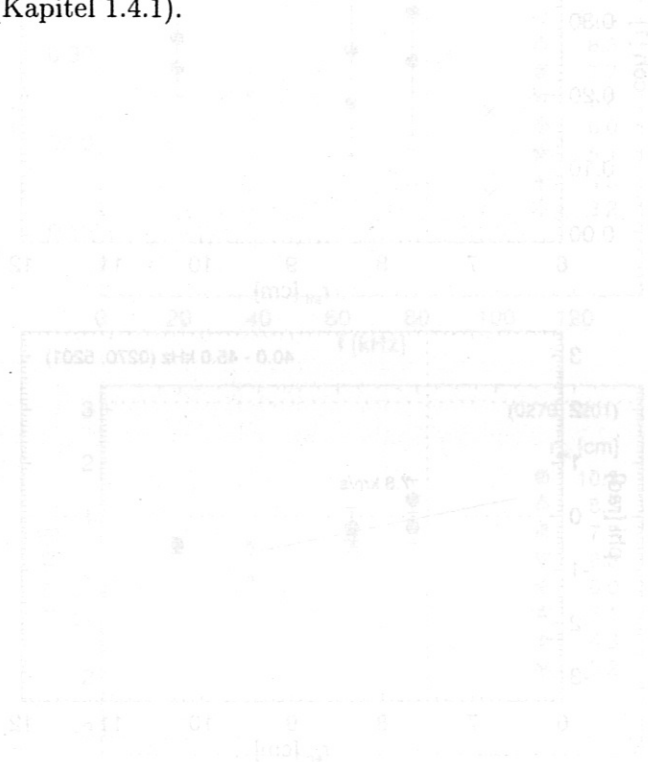


Abbildung 3.5: In dem unteren Kohärenzplot ist die Kohärenzphase $\arg(C)$ in Grad gegen den Abstand r in cm aufgetragen. Die Kurve zeigt einen linearen Anstieg der Phase mit zunehmendem Abstand. Die Kurve ist als 'Kohärenzphase' beschriftet. In dem oberen Kohärenzplot ist die Kohärenz C in cm gegen den Abstand r in cm aufgetragen. Die Kurve zeigt einen linearen Anstieg der Kohärenz mit zunehmendem Abstand. Die Kurve ist als 'Kohärenz' beschriftet.

⁷Ein Vorzeichenwechsel gegenüber Gleichung 1.71 (Seite 40) entsteht durch eine elektronische Invertierung des Reflektometrie-Phasensignals vor der Auswertung.

3.2 Variation der Reflektometrie-Position

3.2.1 Innerer Bereich des Kernplasmas

Variiert man die Frequenz des Reflektometriesignals, so ändert sich die Cut-off-Frequenz und, entsprechend dem Verlauf des Dichteprofiles, die Position der Cut-off-Schicht. In einer Serie von Entladungen in denen für die Reflektometrie unterschiedliche Signalfrequenzen gewählt werden, folgt die Position des $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Kohärenzmaximums systematisch der Cut-off-Position. Dies zeigen die folgenden Messungen. Temperatur- und Dichteprofil mit drei Meßpositionen der Reflektometrie und der Lage der acht ECE-Kanalpaare sowie die zugehörigen Temperaturfluktuationsspektren sind in Abbildung 3.6 dargestellt. Die

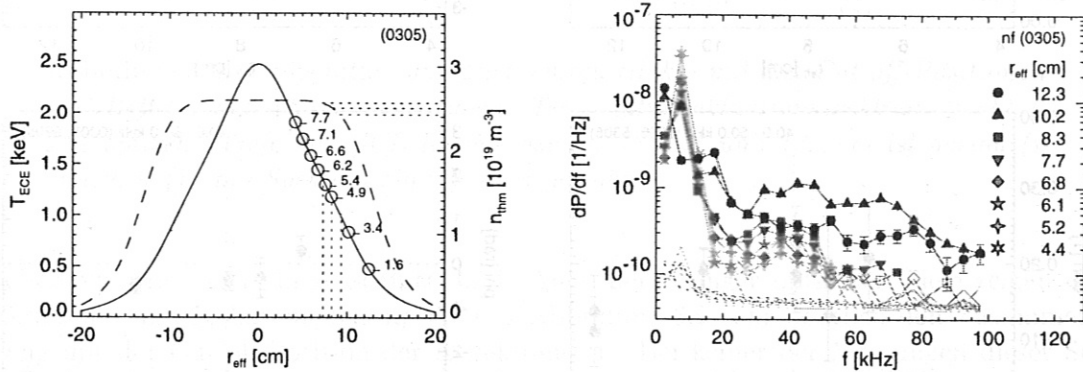


Abbildung 3.6: Temperatur- und Dichteprofil einer Serie gleicher Plasmen mit unterschiedlichen Reflektometrie-Meßpositionen (···) sowie die zugehörigen Temperaturfluktuationsspektren. Der äußerste ECE-Meßpunkt hat eine geringe optische Tiefe von $\tau = 1.6$.

Frequenzen der Reflektometrie sind so gewählt, daß ihre Meßpositionen möglichst weit im Kernplasma, nahe der Kante des trapezförmigen Dichteprofiles, liegen. Die optische Tiefe der ECE ist dort höher als $\tau \geq 3.4$. Kohärenz- und Kohärenzphasenprofile für die drei Meßpositionen der Reflektometrie sind in Abbildung 3.7 untereinander gestellt. Das Maximum der Kohärenz folgt der Reflektometrie-Meßposition bis auf etwa 1 cm. Diese Abweichung liegt innerhalb der typischen radialen Korrelationslänge der turbulenten Temperaturfluktuationskomponente (Kapitel 2.1.3, Abbildung 2.7). Ausgenommen ist wiederum der äußerste Meßpunkt mit ungenügender optischer Tiefe ($\tau = 1.6$). Dieser Fall wird in Abschnitt 3.3.2 diskutiert. Die Kohärenzphase zeigt auch in dieser Serie gleichphasig korrelierte Temperatur- und Dichtefluktuationen. Dabei wird hier von „gleichphasiger Korrelation“ gesprochen, wenn der Betrag der Kohärenzphase kleiner ist als $\pi/4$, d. h. es soll mit Rücksicht auf die statistischen Fehler nur zwischen ganzzahligen Vielfachen von $\pi/2$ unterschieden werden.

3.2.2 Äußerer Bereich des Kernplasmas

Bei einer zweiten Serie von Plasmen mit veränderten Parametern liegen die Cut-off-Positionen der Reflektometrie in dem Bereich der äußersten beiden ECE-Positionen mit einer optischen Tiefe $\tau = 1.9$ und 0.4 . Abbildung 3.8 zeigt Temperatur- und Dichte-

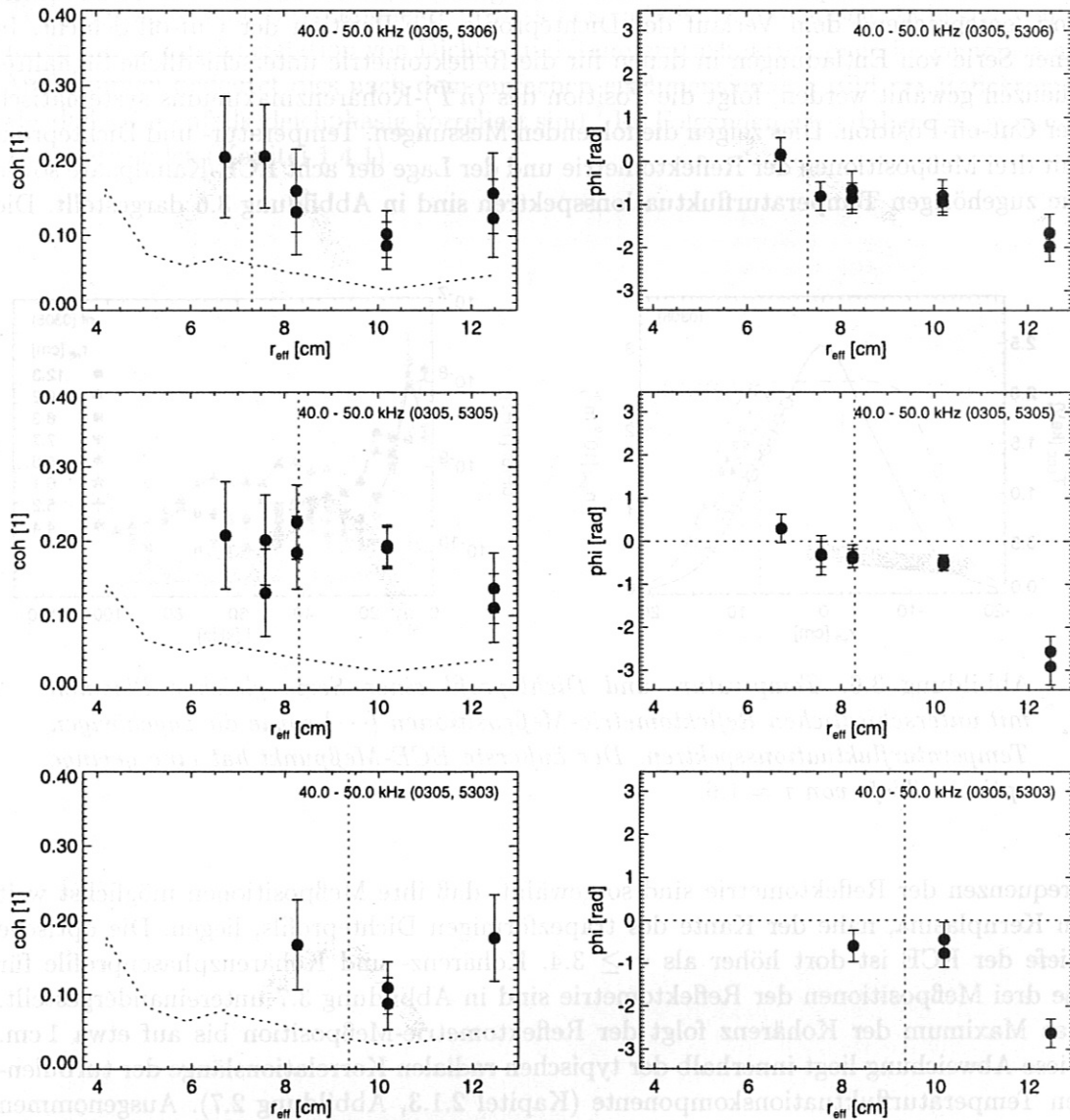


Abbildung 3.7: $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Korrelation für verschiedene Reflektometrie-Frequenzen bzw. Meßpositionen (vgl. Abbildung 3.5). Meßpunkte mit einer ungenügenden Signifikanz sind unterdrückt. Das Maximum der Kohärenz folgt systematisch der Position der Cut-off-Schicht. Die Kohärenzphase nahe der Cut-off-Schicht deutet auf gleichphasige $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Korrelation.

profil sowie die Temperaturfluktuationsspektren. Das Vorgehen gleicht dem der Serie

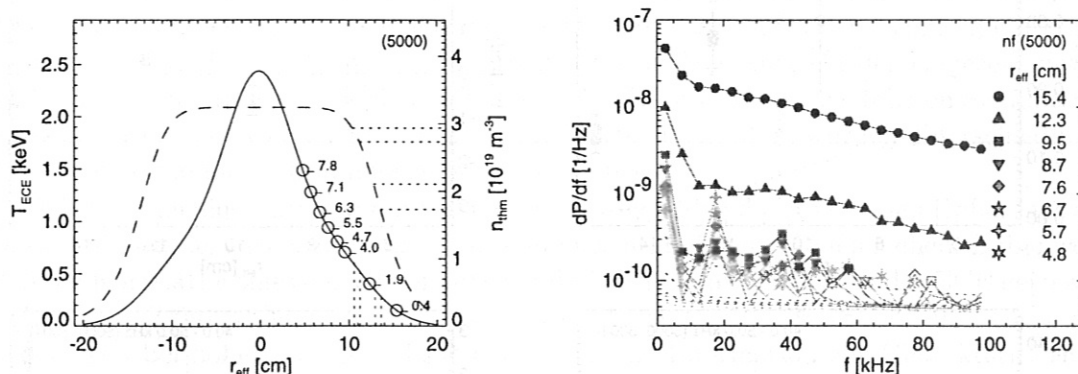


Abbildung 3.8: Temperatur- und Dichteprofil (links) mit den Cut-off-Positionen der Reflektometriemessungen sowie Temperaturfluktuationsspektren (rechts). Die optische Tiefe der ECE-Kanäle bei $r_{eff} = 15.4$ und 12.3 cm ist gering ($\tau = 1.9, 0.4$), ihre Spektren sind deutlich erhöht.

hoher optischer Tiefe in Abschnitt 3.2.1. Auch bei geringer optischer Tiefe zeigen die Kohärenz- und Kohärenzphasenprofile in Abbildung 3.9 sehr deutlich den Zusammenhang mit der Cut-off-Position der Reflektometrie. Bei keiner der Messungen dieser Serie wurde eine signifikante Kohärenz innerhalb $r_{eff} < r_{eff}^{(co)} - \lambda_c$ gefunden; d. h. bis auf die endliche Korrelationslänge der Temperaturfluktuationen begrenzt die Position der Reflektometrie-Cut-off-Schicht das Kohärenzprofil. Die Phasendifferenzen zwischen Reflektometriesignal und den Signalen der ECE-Kanäle nahe der Cut-off-Schicht sind klein und vereinbar mit gleichphasig korrelierten Dichte- und Temperaturfluktuationen. Ihr gegenüber Abbildung 3.5 (unten) umgekehrtes Vorzeichen ist möglicherweise ein Hinweis auf eine bei dieser Entladung im Bereich $r_{eff} \approx 12$ cm nach innen gerichtete Phasengeschwindigkeit der Temperaturfluktuationen. An der äußersten ECE-Meßposition ($r_{eff} = 15.4$ cm, $\tau = 0.4$) überwiegt im Signal der ECE-Diagnostik der Anteil „durchscheinender“ überthermischer Emission tiefer im Plasma liegender Schichten (Kapitel 1.1.1, Gleichung 1.14 und Kapitel 2.3.1, Seite 71). Das Fluktuationsspektrum dieses Kanals ist deutlich erhöht (Abbildung 3.8, rechts). Da diese Fluktuationen nicht mit den Fluktuationen in weiter außen liegenden Plasmaschichten korreliert sind, ist die Kohärenz mit dem Reflektometrie-Signal gering und verschwindet an der äußersten Cut-off-Position (Abbildung 3.9, unten) vollständig.

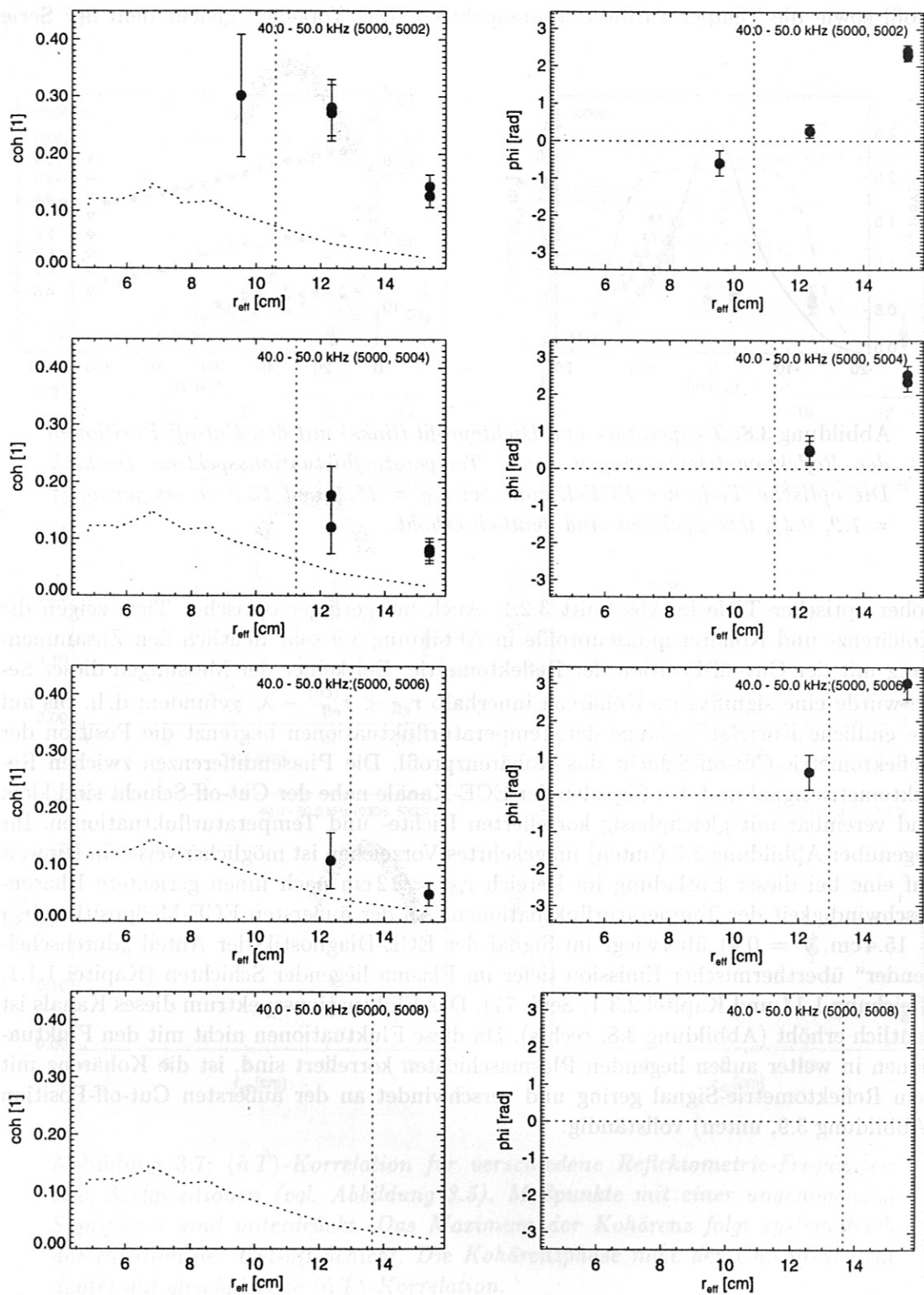


Abbildung 3.9: $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Korrelation für vier verschiedene Reflektometrie-Meßpositionen im Bereich großer r_{eff} , d. h. niedriger optischer Tiefe (vgl. Abbildung 3.5, 3.7). Nicht-signifikante Punkte sind unterdrückt.

3.3 Diskussion der Ergebnisse

Hinsichtlich der Auswahl der in den Abbildungen 3.5, 3.7 und 3.9 gezeigten Messungen ist hervorzuheben, daß sie einen repräsentativen Ausschnitt aller technisch einwandfreien $\langle \tilde{\phi}_{\text{rfm}} \tilde{T}_{\text{ECE}} \rangle$ -Korrelationsmessungen darstellen. Die Auswahl der eingezeichneten Meßpunkte erfolgte ausschließlich aufgrund der in Kapitel 1.3.2 eingeführten Signifikanz. Um einen Eindruck von der Streuung der Meßwerte zu erhalten, wurden unterschiedliche Kohärenzprofile nicht zusammengefaßt und gemittelt.

Die folgenden quantitativen Abschätzungen zeigen, daß die gefundenen Kohärenzwerte im Rahmen der Fehler in Einklang mit einfachen Modellannahmen stehen. Dabei werden die Korrelationsmessungen bei hoher und niedriger optischer Tiefe der ECE getrennt behandelt. Während letztere insbesondere von diagnostischem Interesse sind, liefern die Messungen bei hoher optischer Tiefe experimentelle Information zur Charakterisierung der Plasmaturbulenz.

3.3.1 Vergleich der Fluktuationsamplituden

Die in Kapitel 2 untersuchte turbulente Temperaturfluktuationskomponente ist möglicherweise die Folge einer konvektiven Plasmaturbulenz (Kapitel 2.3.3, Abbildung 2.26). Bei endlichem Temperaturgradienten ist ein turbulenter Plasmavolumenaustausch, ein „Mischprozess“, als Fluktuation der Strahlungstemperatur beobachtbar. Zu einer ähnlichen, dem Gradienten proportionalen Abhängigkeit können auch turbulente magnetohydrodynamische Fluktuationen der Flußflächen führen (Tabelle 2.2, Kapitel 2.3.1). Da in diesen Fällen in einem Plasmavolumen lokale Temperatur und Dichte mitgeführt werden, sollten bei endlichem Dichtegradienten auch entsprechende Dichtefluktuationen beobachtbar sein. Temperatur- und Dichtefluktuationen wären – wie auch experimentell gefunden – gleichphasig korreliert, mit einem Verhältnis ihrer relativen Amplituden, das durch das Verhältnis der Gradientenlängen gegeben ist. Dies wird im Folgenden quantitativ abgeschätzt.

Vergleich der relativen Amplituden

Für ECE-Meßpunkte mit hoher optischer Tiefe findet man im Spektralbereich der turbulenten Fluktuationskomponente einen Kohärenzgrad von etwa 20 – 30 % zwischen Reflektometrie-Phasensignal-Fluktuationen ($\tilde{\phi}_{\text{rfm}}$) und ECE-Temperaturfluktuationen (\tilde{T}_{ECE}), deren radiales Maximum sich systematisch mit der Meßposition der Reflektometrie verschiebt. Bei allen Messungen zeigte das Reflektometriesignal Phase-runaway (Kapitel 1.4.2). Nach Abbildung 1.27 (Seite 47) und dem zugrunde liegenden Modell ist anzunehmen, daß der „wahre“, unmaskierte Kohärenzgrad der $\langle \tilde{n} \tilde{T} \rangle$ -Korrelation deutlich höher liegt – eine vollständige Korrelation ist nicht auszuschließen. Interpretiert man die Phasenfluktuationen der Reflektometrie als Dichtefluktuationen,

$$\tilde{\phi}_{\text{rfm}} \propto \text{const.} \cdot \tilde{n} \quad (\text{const.} > 0) \quad (3.2)$$

(Kapitel 1.4, Gleichung 1.71, hier ist aus technischen Gründen $\text{const.} > 0$), so sind Strahlungstemperatur- (s.a. Tabelle 2.2) und Dichtefluktuationen gleichphasig korreliert, der Fehler beträgt etwa $\pm \pi/4$. Entnimmt man Abbildung 3.3 bei 40 kHz für die Korrelation $\langle \tilde{\phi}_{\text{rfm}} \tilde{T}_{\text{ECE}} / \langle \tilde{T}_{\text{ECE}} \rangle \rangle$ bei $r_{\text{eff}} = 7.7$ cm eine spektrale Leistungsdichte von etwa

$3 \cdot 10^{-8}$ rad/Hz so läßt sich mit

$$\tilde{\phi}_{\tilde{n}} \approx \frac{\langle \tilde{\phi}_{\text{rfm}} \tilde{T}_{\text{ECE}} / T_{\text{ECE}} \rangle}{\sqrt{\langle (\tilde{T}/T)^2 \rangle}} \quad (3.3)$$

die spektrale Amplitude der mit \tilde{T} korrelierten relativen Dichtefluktuationen \tilde{n}/n abschätzen. Infolge des maskierenden Effekts des Phase-runaway stellt dieser Wert eine untere Grenze dar, der geschätzte Fehler liegt in der Größenordnung von einem Faktor 2–10. Die Temperaturfluktuationen haben hier eine relative spektrale Amplitude von etwa $2.4 \cdot 10^{-5} \text{ Hz}^{-1/2}$ ($= \sqrt{6} \cdot 10^{-10} \text{ Hz}^{-1}$, s. Abbildung 3.1, rechts), der Dichtegradient liegt bei etwa $\nabla n \sim 10^{20} \text{ m}^{-4}$, gemessen wurde mit $\lambda_0 = 3 \text{ mm}$ bei einer Cut-off-Dichte von $n = 2.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Als effektive Wellenlänge wird $\lambda_{\text{eff}} = 2 \cdot \lambda_0$ angenommen [52]:

$$\frac{\tilde{n}}{n} = \frac{\lambda_{\text{eff}} \nabla n}{4\pi n} \cdot \tilde{\phi}_{\tilde{n}} \sim 2 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad (3.4)$$

Vergleicht man diesen Wert mit der relativen spektralen Amplitude der Temperaturfluktuationen $\tilde{T}/T \approx 2.4 \cdot 10^{-5} \text{ Hz}^{-1/2}$, so liegt die untere Grenze relativer Dichtefluktuationen demnach deutlich (etwa eine Größenordnung) unter der relativen spektralen Temperaturfluktuationsamplitude. In Anbetracht der großen Unsicherheit dieser Abschätzung kann die Amplitude der relativen Dichtefluktuationen aber auch wesentlich größer sein. Diese Abschätzung widerspricht damit nicht Mikroinstabilitätsmechanismen, bei denen Dichtefluktuationen eine größere relative Amplitude aufweisen als Temperaturfluktuationen. Vielmehr grenzt sie die relativen Amplituden beider Fluktuationen auf innerhalb einer Größenordnung gleiche Werte ein.

Vergleich der „Turbulenz“

Liegt den Fluktuationen wie eingangs erläutert z. B. ein konvektiver Mischungsprozess zugrunde, so sollte sich aus Dichte- und Temperaturfluktuationenmessungen ein gemeinsamer Wert für die „Wirbelgröße“ bzw. „Turbulenz“ $\tilde{\Lambda}$ ergeben. Nimmt man daher in Anlehnung an die ∇T -Abhängigkeit der Temperaturfluktuationen (Kapitel 2.3.3) auch für die Dichtefluktuationen in führender Ordnung Proportionalität zu ∇n an, so lassen sich die Turbulenzwerte von Temperatur ($\tilde{\Lambda}_T = \tilde{T}/\nabla T$) und Dichte ($\tilde{\Lambda}_n = \tilde{n}/\nabla n$) vergleichen:

$$\tilde{\Lambda}_n = \frac{\tilde{n}}{\nabla n} = \frac{\lambda_{\text{eff}}}{4\pi} \cdot \tilde{\phi}_{\tilde{n}} \quad (3.5)$$

Dabei wird die Bestimmung von ∇n an der Reflektometrie-Meßposition⁸ umgangen, so daß dieser Vergleich eine höhere Genauigkeit aufweist, als der vorangegangene Vergleich der relativen Fluktuationsamplituden. Die Unsicherheit infolge der maskierenden Wirkung des Phase-runaway bleibt allerdings bestehen. Aus Abbildung 3.10 (links) wird an der Meßposition der Reflektometrie ($r_{\text{eff}} = 7.5 \text{ cm}$) $\tilde{\phi}_{\tilde{n}} \approx 0.14 \text{ rad}$ entnommen. Daraus ergibt sich eine Turbulenz von $\tilde{\Lambda}_n \approx 0.07 \text{ mm}$. Der Hinweis auf den formalen Charakter der Größe $\tilde{\Lambda}$ (Kapitel 2.3.3) sei hier nochmals wiederholt. Da der ausgewählte Spektralbereich von 40–45 kHz schmal ist und das Antennensystem auf der Niederfeldseite eine poloidale Auflösung von etwa 35 mm aufweist, über die Fluktuationen gemittelt werden

⁸Da die Meßposition i. allg. nahe der „Kante“ des trapezförmigen Dichteprofiles liegt, ist die Bestimmung von ∇n mit einer erheblichen Unsicherheit verbunden.

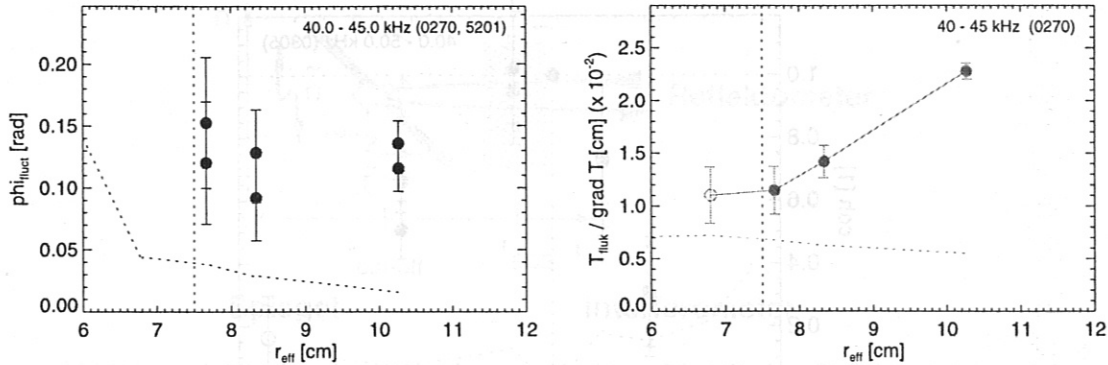


Abbildung 3.10: Radiales Profil der Reflektometrie-Phasenfluktuationen $\tilde{\phi}_{\tilde{n}}$ (links) sowie der Turbulenzlänge $\tilde{\Lambda}_T$ der Temperaturfluktuationen (rechts), integriert im Frequenzintervall 40–45 kHz. Die Messposition der Reflektometrie liegt bei $r_{\text{eff}} = 7.5$ cm (···).

(Kapitel 1.2.2), ergibt sich ein kleiner Wert für $\tilde{\Lambda}$. Für die Temperaturfluktuationen liefert Abbildung 3.10 (rechts) $\tilde{\Lambda}_T = 0.12$ mm. Bei dem Vergleich beider Werte ist zu beachten, daß für diese Abschätzung der Dichtegradient im Laborsystem maßgeblich ist, während $\tilde{\Lambda}_T$, mit $T(r_{\text{eff}})$ in effektiven Koordinaten bestimmt, in Laborkoordinaten näherungsweise 0.06 mm beträgt. Die Abschätzungen der Turbulenzwerte für Temperatur- und Dichtefluktuationen stimmen damit sehr gut überein. Obwohl das zugrunde liegende Modell ($\tilde{n} \propto \tilde{\phi}_{\tilde{n}}$) sehr grob ist und Fehlerquellen enthalten sind, die das Ergebnis erheblich verschieben können, wäre sowohl eine konvektive Turbulenz als auch eine turbulente magnetohydrodynamische Flußflächenbewegung, hinsichtlich Amplitude und Phase mit den vorliegenden Korrelationsmessungen sehr gut vereinbar.

3.3.2 Interpretation bei geringer optischer Tiefe

Bei den meisten Reflektometrie-ECE-Korrelationsexperimenten weisen die ECE-Meßpunkte mit geringer optischer Tiefe ($\tau < 3.5$) eine auffällig hohe Kohärenz mit dem Reflektometrie-Phasensignal $\tilde{\phi}_{\text{rfm}}$ auf (Abbildungen 3.5, oben, 3.7, links). Dieser Effekt wird exemplarisch anhand der in Abbildung 3.7 (1. Zeile) gezeigten Messung diskutiert. Die Cut-off-Dichte der Reflektometrie wird hier bei etwa $r_{\text{eff}} = 7.3$ cm erreicht, dort liegt auch das Maximum der $\langle \tilde{\phi}_{\text{rfm}} \tilde{T}_{\text{ECE}} \rangle$ -Kohärenz von etwa 20%. Zu den benachbarten Punkten ($r_{\text{eff}} = 8.3, 10.2$ cm) nimmt die Kohärenz bis auf etwa 10% ab. An den äußersten ECE-Kanälen bei $r_{\text{eff}} = 12.3$ cm (optische Tiefe $\tau = 1.6$, s. a. Profile in Abbildung 3.6, links) findet man dagegen wieder einen größeren Wert, etwa 14%. Dieser Anstieg ist nicht auf eine endliche radiale Korrelationslänge der Temperaturfluktuationen zurückführbar. Bestimmt man die Kohärenz der ECE-Kanäle nahe $r_{\text{eff}} = 7.3$ cm mit den ECE-Kanälen bei $r_{\text{eff}} = 12.3$ cm, so findet man keine signifikante Kohärenz (Abbildung 3.11), die Korrelationslänge der Temperaturfluktuationen liegt bei etwa 1.5 cm. Der Anteil des Reflektometrie-Signals, der mit dem ECE-Signal bei $r_{\text{ECE}} = 7.7$ cm korreliert erscheint, ist somit verschieden von dem Signalanteil, der die Kohärenz bei $r_{\text{ECE}} = 12.3$ cm erzeugt.

Eine mögliche Erklärung für eine erhöhte $\langle \tilde{\phi}_{\text{rfm}} \tilde{T}_{\text{ECE}} \rangle$ -Korrelation liefert die Funktion

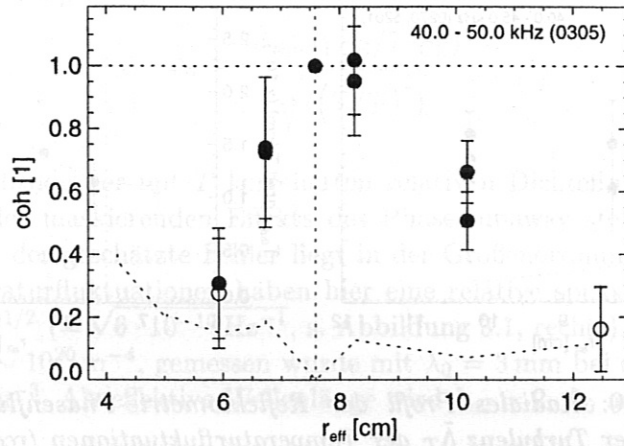


Abbildung 3.11: Die Kohärenz des ECE-Kanalpaares bei $r_{\text{eff}} = 7.7$ cm mit allen übrigen Kanälen hat bei $r_{\text{eff}} = 7.7$ cm definitionsgemäß den Wert 1 und fällt mit einer Abfalllänge von etwa 1.5 cm (s.a. Kapitel 2.1.3) zu beiden Seiten ab. Zwischen den Kanälen bei $r_{\text{eff}} = 7.7$ cm und 12.3 cm ist keine signifikante Kohärenz nachweisbar.

des Reflektometers als Interferometer in den Plasmabereichen vor der Cut-off-Schicht, die von dem Signal durchlaufen werden (Abbildung 3.12). Dichtefluktuationen die im Bereich des äußersten ECE-Kanals die optische Weglänge und damit die Phase des Reflektometriesignals modulieren, bestimmen infolge des Übersprechens bei geringer optischer Tiefe (Kapitel 1.1.1, Seite 6) dort das ECE-Signal wesentlich. Die $\langle \tilde{\phi}_{\text{rfm}} \tilde{T}_{\text{ECE}} \rangle$ -Korrelationsanalyse bringt diesen Anteil hervor. Um diese Erklärung quantitativ zu stützen, wird die Amplitude der Reflektometrie-Phasenfluktuationen, die aufgrund dieses Interferometrie-Effekts in der Umgebung von $r_{\text{eff}} \sim 12$ cm zu erwarten sind, mit dem Wert verglichen, den die $\langle \tilde{\phi}_{\text{rfm}} \tilde{T}_{\text{ECE}} \rangle$ -Korrelationsanalyse liefert. Da infolge des Phase-runaway kein Profil der Dichtefluktuationen verfügbar ist, muß die Amplitude der Dichtefluktuationen bei $r_{\text{eff}} = 12.3$ cm über die optische Tiefe τ aus der Temperaturfluktuationsamplitude abgeschätzt werden.

Wie in Kapitel 1.1.1, Abbildung 1.2 erläutert, können Dichtefluktuationen bei geringer optischer Tiefe Strahlungstemperaturfluktuationen erzeugen. Nimmt man an, daß dieses „Übersprechen“ im hier vorliegenden Fall ($\tau = 1.6$) den wesentlichen Teil der Strahlungstemperaturfluktuationen liefert, so läßt sich aus den relativen Strahlungstemperaturfluktuationen \tilde{T}/T mit Gleichung 1.18 (Seite 10) die Amplitude der relativen Dichtefluktuationen,

$$\frac{\tilde{n}}{n} = \frac{1 - e^{-\tau}}{\tau e^{-\tau}} \cdot \frac{\tilde{T}}{T} \quad (\tau=1.6) \quad 2.5 \cdot \frac{\tilde{T}}{T}, \quad (3.6)$$

abschätzen. Diese Dichtefluktuationen verändern die optische Weglänge für das Reflektometriesignal im Plasma und tragen über diesen interferometrischen Effekt zu Fluktuationen der Phase $\tilde{\phi}_{\text{rfm}}$ bei:

$$d\phi = 2 \cdot \frac{2\pi L_0}{\lambda_0} d\mu. \quad (3.7)$$

Darin bezeichnet μ den Brechungsindex (s. a. Gleichung 1.73, Seite 41) und L_0 die Dicke

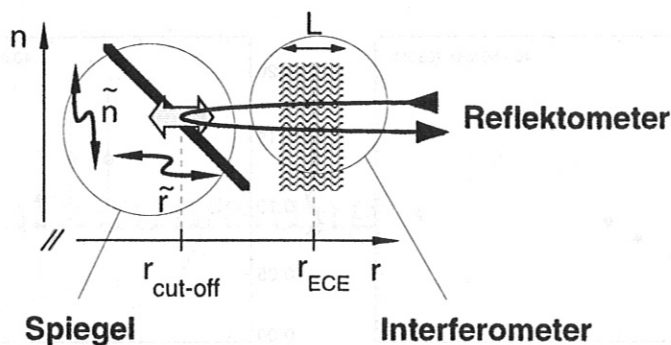


Abbildung 3.12: In einem stark vereinfachten Modell der Reflektometrie wird unterschieden zwischen dem Bereich nahe der Cut-off-Schicht, an der das eingestrahlte Signal reflektiert wird und den (mehr als eine Wellenlänge) davor liegenden Plasmaschichten, die das Reflektometriesignal wie ein Interferometersignal durchläuft. Dichtefluktuationen nahe der Cut-off-Schicht verschieben die Position dieses Spiegels und verursachen so Fluktuationen in der Phase des reflektierten Signals (Gleichung 1.71, Seite 40). Dichtefluktuationen in Plasmaschichten, die das Reflektometrie-Signal einige Wellenlängen vor der Cut-off-Schicht durchläuft modulieren die optische Weglänge für das Signal und verursachen ebenfalls Phasenfluktuationen. Das Reflektometer hat daher bereits einige Millimeter vor der Cut-off-Schicht eine durch die lokale Brechzahl begrenzte Empfindlichkeit für Dichtefluktuationen.

der durchlaufenen Plasmaschicht. Bei $r_{\text{eff}} = 12.3 \text{ cm}$ beträgt die Plasmadichte $n = 1.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, d. h. etwa $2/3$ der Cut-off-Dichte $n_{\text{co}} = 2.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Gemessen wurde bei $f_{\text{rfm}} = 92.6 \text{ GHz}$ bzw. $\lambda_0 = 3.2 \text{ mm}$. Für den Brechungsindex erhält man damit

$$\mu^{(X)} \approx 0.7 \quad \text{und} \quad n \cdot \frac{d\mu}{dn} \approx -0.5. \quad (3.8)$$

Nimmt man weiter für $L_0 = 10 \text{ mm}$ an, ein Wert der zwischen der radialen Korrelationslänge der Temperatur- ($\sim 1.5 \text{ cm}$) und der Dichtefluktuationen ($> 3 \text{ mm}$) liegt, so gelangt man zu folgendem, quantitativ abgeschätzten Zusammenhang von Reflektometrie-Phasenfluktuationen und Strahlungstemperaturfluktuationen:

$$\tilde{\phi} = 2 \frac{2\pi L_0}{\lambda_0} n \left| \frac{d\mu}{dn} \right| \frac{1 - e^{-\tau}}{\tau e^{-\tau}} \cdot \frac{\tilde{T}}{T} \sim 50 \text{ rad} \cdot \frac{\tilde{T}}{T}. \quad (3.9)$$

Vergleicht man den mit $\tilde{T}/T = 2 \cdot 10^{-3}$ aus Abbildung 3.13 (links) berechneten Wert $\tilde{\phi} \sim 0.1 \text{ rad}$ mit dem experimentell bestimmten $\tilde{\phi}_{\text{rfm}} \approx 0.1 \text{ rad}$ (Abbildung 3.13, rechts), so stimmen beide überein. Die erhöhte Korrelationsamplitude am äußeren Ende der $(\tilde{n} \tilde{T})$ -Korrelationsprofile ist damit im Rahmen dieses einfachen Modells quantitativ bestätigt. Die Phasenlage dieser $(\tilde{n} \tilde{T})$ -Korrelation kann mit diesem einfachen Bild jedoch nicht erklärt werden. Experimentell findet man nahezu alle Werte zwischen 0 und $\pm \pi$, während man Dichte- und Strahlungstemperaturfluktuationen hier gleichphasig korreliert erwarten würde. Ein detailliertes Modell, in dem Dichtefluktuationsprofil, Korrelationslänge der Dichtefluktuationen und die zur Cut-off-Schicht hin zunehmende Empfindlichkeit der Reflektometrie berücksichtigt werden, liefert möglicherweise korrekte Werte. Die negativen

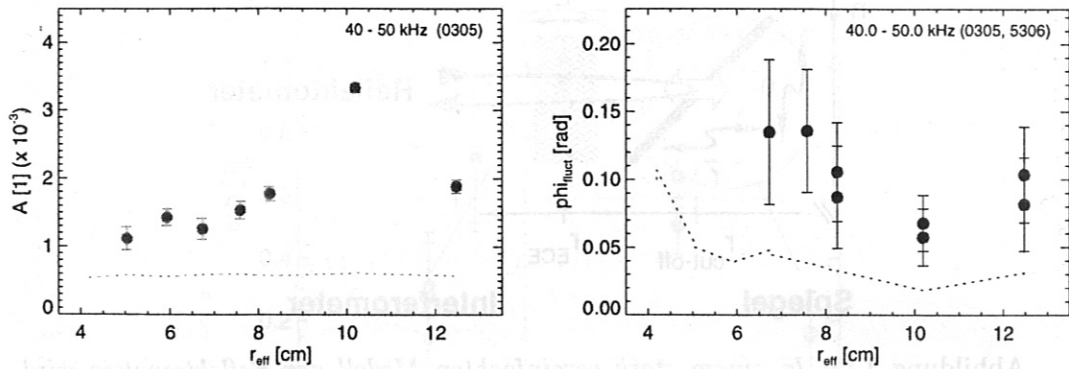


Abbildung 3.13: Die relative Strahlungstemperatur-Fluktuationsamplitude $A = \tilde{T}/T$ (links) im Intervall 40–50 kHz beträgt bei $r_{\text{eff}} = 12.3$ cm etwa $2 \cdot 10^{-3}$. Die Reflektometrie-Phasenfluktuationsamplitude $\tilde{\phi}_{\text{rfm}}$ wurde aus der $(\tilde{\phi}_{\text{rfm}} \tilde{T}_{\text{ECE}})$ -Korrelationsmessung bestimmt (rechts). Sie beträgt an der äußersten Position etwa 0.1 rad.

$(\tilde{n} \tilde{T})$ -Phasen in den Abbildungen 3.5 (unten, $r_{\text{eff}} = 10.3$ cm) und 3.7 (rechts, $r_{\text{eff}} = 12.3$ cm) weisen auf eine dementsprechende Verschiebung des sensitiven Reflektometrie-Volumens (in Abbildung 3.12 schattiert gezeichnet) in Richtung Cut-off-Schicht gegenüber der ECE-Position (r_{ECE} in Abbildung 3.12).

Hinsichtlich des radialen Empfindlichkeitsprofils der Reflektometrie ist zu bemerken, daß aus dem hier abgeschätzten Übersprechen einige Zentimeter vor der Cut-off-Position keinesfalls eine entsprechend geringe Ortsauflösung folgt. Die Messungen zeigen lediglich eine endliche Empfindlichkeit in diesem Bereich, die allerdings sehr klein sein kann. Insbesondere darf das breite, radial bis zu den äußersten ECE-Fluktuationskanälen ausgedehnte Kohärenzprofil nicht als Maß für die radiale Empfindlichkeit der Reflektometrie angesehen werden: Dichtefluktuationen nehmen meistens nach außen hin zu und kompensieren damit zu einem Teil die abnehmende Empfindlichkeit der Reflektometrie. Da aber das Dichtefluktuationsprofil nicht bekannt ist, kann die Kohärenz $C(\omega, r)$ in Gleichung (3.1) nicht auf das „wahre“ Dichtefluktuationsprofil normiert werden. Dies wäre erforderlich, um die normierte Größe als Empfindlichkeitsprofil zu interpretieren – vollständige Korrelation von Dichte- und Temperaturfluktuationen vorausgesetzt. Ein weiterer Effekt, der eine $(\tilde{\phi}_{\text{rfm}} \tilde{T}_{\text{ECE}})$ -Korrelation einige Zentimeter vor der Cut-off-Schicht begünstigen kann, geht von dem Phase-runaway aus, der möglicherweise insbesondere starke „Turbulenz-Ausbrüche“ oder „bursts“ der Cut-off-Schicht selektiv maskiert (Kapitel 1.4.2, [54]). Da die Turbulenz einige Zentimeter vor der Cut-off Schicht vermutlich nicht mit der Turbulenz an der Cut-off-Schicht korreliert ist, wird sie nicht selektiv maskiert, sodaß ihre Amplitude zusätzlich erhöht erscheint. Ein Empfindlichkeitsbereich der Reflektometrie von knapp einem Zentimeter Halbwertsbreite vor der Cut-off-Schicht ist daher vereinbar mit den hier gemessenen Profilen, die bis über 4 cm ausgedehnt sind.

Zusammenfassung

Die Energieeinschlußzeit τ_E eines Fusionsplasmas ist durch den radialen Wärmefluß begrenzt, dessen experimentell bestimmter Wert nur zu einem Teil mit einer neoklassischen Beschreibung erklärt werden kann. Der verbleibende Teil ist möglicherweise durch breitbandige, hochfrequente elektrostatische und magnetische Mikroturbulenz verursacht. Sie ist verbunden mit Fluktuationen u. a. von Temperatur und Dichte. Im Rahmen dieser Arbeit wurden an W7-AS die charakteristischen Eigenschaften der lokalen Temperaturfluktuationen im Kernplasma ($r_{\text{eff}} \approx 3-9$ cm, $r/a \approx 0.2-0.7$) systematisch untersucht, um darauf aufbauend, deren lokale Korrelation mit Dichtefluktuationen zu bestimmen. Die Temperaturfluktuationen wurden mit der an W7-AS entwickelten „Crossed-sightline“-Korrelationstechnik der Radiometrie der Zyklotronemission der Plasmaelektronen (ECE) gemessen. Um die poloidale Auflösung des Radiometers, d.h. die Empfindlichkeit für kleine Turbulenzstrukturen, gegenüber dem ursprünglichen Aufbau zu erhöhen, wurde das fokussierende Antennensystem mit vergrößerter Spiegelfläche neu konstruiert und mit Hilfe eines dafür entwickelten, automatisierten Antennenmeßstands überprüft und dokumentiert. Die Filterbank des Korrelationsradiometers wurde erweitert. Durch zusätzliche Kanalpaare konnte die Crossed-sightline-Korrelationstechnik überlappend mit einer am Fusionsexperiment TEXT entwickelten Single-sightline-Technik verglichen werden. Alle Messungen lieferten übereinstimmende Ergebnisse.

Die Empfindlichkeit der Korrelationsanalyse ist abhängig von der Meßzeit. Durch Kombination mehrerer Messungen wird eine relative Empfindlichkeit von 0.1 % erreicht. Die Fluktuationsspektren reichen bis etwa 100 kHz und sind vermutlich durch die poloidale Auflösung des Antennensystems begrenzt. Zwei Fluktuationskomponenten erscheinen im Spektrum deutlich getrennt und unterscheiden sich hinsichtlich ihres physikalischen Verhaltens. Die relative Amplitude beider Komponenten beträgt typischerweise 0.1–1 % und nimmt radial von außen nach innen ab. Das Spektrum der niederfrequenten „diffusiven“ Komponente reicht bis etwa 10 kHz. Durch Korrelationsanalyse radial benachbarter ECE-Kanäle wurden radiale Propagationseigenschaften und Kohärenzlängen bestimmt. Die niederfrequente Komponente konnte dadurch als diffusiv nach innen propagierende, nicht-kohärente Temperaturstörung identifiziert werden. Ihr Ursprung liegt außerhalb des radialen Meßbereichs. Aus den diffusiven Propagationseigenschaften einer Temperaturstörung läßt sich auf die lokale Elektronen-Wärmeleitung schließen. Das mit Hilfe der diffusiven Komponente bestimmte Profil der Wärmeleitfähigkeit ist deckungsgleich mit einem Profil, das aus einer Propagationsanalyse kohärenter, durch aktive ECRH-Modulation erzeugter Temperaturstörungen gewonnenen wurde. Die zweite Fluktuationskomponente hat ein breites spektrales Maximum bei 20–60 kHz. Dies ist vermutlich die in Zusammenhang mit fluktuationsgetriebenem Transport relevante Komponente und wird hier als „turbulente“ Komponente bezeichnet. Ihre nach außen gerichtete radiale Phasengeschwindigkeit ist um mehr als eine Größenordnung größer als die der diffusiven

Komponente. Die radiale Korrelationslänge beträgt etwa 2 cm.

Der Einfluß unterschiedlicher Parameter auf die Fluktuationsaktivität der turbulenten Komponente wurde in Hinblick auf einen Zusammenhang mit fluktuationsgetriebenem Transport untersucht. Dabei wurde empirisch nach einer Ordnung der Fluktuationsaktivität in Abhängigkeit von globalen Größen wie ECRH-Leistung, diamagnetischem Energieinhalt und Rotationstransformation oder lokalen Größen wie Temperatur, Temperaturgradient, Plasmadichte und Kombinationen dieser Größen gesucht. Dabei wurde eine Reihe qualitativer Abhängigkeiten gefunden. An W7-AS können durch nicht-zentrale ECRH-Deposition Plasmen mit flachem Temperaturprofil erzeugt werden. Während die diffusive Komponente auch in Bereichen mit verschwindendem mittleren Temperaturgradienten deutlich vorhanden ist, verschwindet die turbulente Komponente in diesem Bereich vollständig. Eine lineare ∇T -Abhängigkeit wurde dementsprechend separiert und die Parameterabhängigkeiten der „Turbulenz“ $\tilde{\Lambda} = \tilde{T}/\nabla T$ näher untersucht. In einem konvektiven Turbulenzbild kommt der Größe $\tilde{\Lambda}$ die Bedeutung einer Wirbelgröße oder Mischungslänge zu. Über qualitative Zusammenhänge hinaus wurde eine lokale, durch ein Potenzgesetz beschreibbare universelle Abnahme der Turbulenz mit steigender Temperatur gefunden: $\tilde{\Lambda} \propto T^\alpha$. Im Fall der ECRH-Leistungsvariation bei konstanter Plasmadichte beschreibt $\alpha \approx -1.5$ einheitlich alle Messungen, bei unterschiedlichen Dichten oder magnetischen Konfigurationen liegt α zwischen -1 und -3 . Korrelationsanalysen von ECE-Temperatur- und Magnetfeldsonden-Signalen zeigen im Spektralbereich der turbulenten Komponente eine signifikante Kohärenz, die vermutlich auf eine magnetohydrodynamische Aktivität der Mikroturbulenz zurückzuführen ist. Eine Zeitreihenanalyse der magnetischen Signale bestätigt ihren turbulenten Charakter sowie die aus früheren Temperaturfluktuationsmessungen bekannte poloidale Rotation der Fluktuationsstrukturen.

Auf die Charakterisierung der Temperaturfluktuationen aufbauend, wurde erstmalig, durch simultane Messung mit Reflektometrie und ECE-Korrelationsradiometrie, die lokale Korrelation von Dichte- und Temperaturfluktuationen im Kernplasma untersucht. Durch die gemeinsame Verwendung des Sende- und Empfangsantennenpaares der Reflektometrie als Doppelantennensystem für ein Crossed-sightline-Korrelationsradiometer, ist es möglich mit beiden Diagnostiken in überlappenden Plasmavolumina mit gleicher poloidaler Auflösung zu messen. Der Meßbereich des Reflektometers ist auf die Niederfeldseite des Dichteprofiles beschränkt, dementsprechend sind auch die Kanäle des ECE-Korrelationsradiometers zur Dichte-Temperatur-Korrelationsmessung auf diesen Bereich ausgerichtet. Im Vergleich mit Messungen auf der Hochfeldseite wurden ähnliche Temperaturfluktuationsspektren gefunden. Auch hier sind beide Fluktuationskomponenten deutlich unterscheidbar. Die Amplitude der turbulenten Komponente ist jedoch auf der Niederfeldseite etwa doppelt so groß.

Die Korrelation des Reflektometrie-Phasensignals mit den ECE-Temperatursignalen zeigt eine signifikante Kohärenz von etwa 10–30% im Frequenzbereich der turbulenten Fluktuationskomponente oberhalb von 30 kHz. Kohärenz und Phasendifferenz ändern sich systematisch mit dem Abstand von Reflektometrie- und ECE-Meßposition. Nahe der reflektierenden Cut-off-Schicht – der Meßposition der Reflektometrie – ist die Kohärenz maximal, die Phasendifferenz zwischen Reflektometrie- und ECE-Signal hat an dieser Stelle etwa den Wert Null. Mit zunehmendem Abstand der ECE-Kanäle von der Cut-off-Position nimmt die Kohärenz ab. In einem stark vereinfachten eindimensionalen Bild der Reflektometrie bedeutet dies eine gleichphasige Korrelation von Temperatur- und Dichtefluktuationen. Da ein Teil der Fluktuationen im Reflektometriesignal jedoch durch

einen nichtlinearen Effekt (phase-runaway) maskiert ist, liegt der „wahre“ Kohärenzgrad von Dichte- und Temperaturfluktuationen vermutlich deutlich über dem o. g. Wert. Vergleicht man eine Abschätzung der Dichteturbulenz $\tilde{\Lambda}_n = \tilde{n}/\nabla n$ mit der Temperaturturbulenz $\tilde{\Lambda}_T = \tilde{T}/\nabla T$, so erhält man nahezu gleiche Werte. Dies stützt das zugrunde gelegte Bild einer konvektiven Mikroturbulenz. Neben der Bedeutung dieser Messungen im Rahmen der Untersuchung von Plasmaturbulenz sind sie für die Interpretation der Fluktuationsdiagnostik der ECE-Temperatur wichtig, da im Fall geringer optischer Tiefe Dichtefluktuationen die Strahlungstemperatur der ECE modulieren können.

1) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **19**, 1171 (1976)

2) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **20**, 1171 (1977)

3) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **21**, 1171 (1978)

4) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **22**, 1171 (1979)

5) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **23**, 1171 (1980)

6) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **24**, 1171 (1981)

7) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **25**, 1171 (1982)

8) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **26**, 1171 (1983)

9) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **27**, 1171 (1984)

10) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **28**, 1171 (1985)

11) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **29**, 1171 (1986)

12) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **30**, 1171 (1987)

13) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **31**, 1171 (1988)

14) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **32**, 1171 (1989)

15) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **33**, 1171 (1990)

16) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **34**, 1171 (1991)

17) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **35**, 1171 (1992)

18) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **36**, 1171 (1993)

19) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **37**, 1171 (1994)

20) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **38**, 1171 (1995)

21) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **39**, 1171 (1996)

22) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **40**, 1171 (1997)

23) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **41**, 1171 (1998)

24) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **42**, 1171 (1999)

25) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **43**, 1171 (2000)

26) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **44**, 1171 (2001)

27) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **45**, 1171 (2002)

28) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **46**, 1171 (2003)

29) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **47**, 1171 (2004)

30) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **48**, 1171 (2005)

31) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **49**, 1171 (2006)

32) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **50**, 1171 (2007)

33) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **51**, 1171 (2008)

34) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **52**, 1171 (2009)

35) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **53**, 1171 (2010)

36) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **54**, 1171 (2011)

37) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **55**, 1171 (2012)

38) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **56**, 1171 (2013)

39) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **57**, 1171 (2014)

40) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **58**, 1171 (2015)

41) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **59**, 1171 (2016)

42) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **60**, 1171 (2017)

43) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **61**, 1171 (2018)

44) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **62**, 1171 (2019)

45) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **63**, 1171 (2020)

46) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **64**, 1171 (2021)

47) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **65**, 1171 (2022)

48) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **66**, 1171 (2023)

49) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **67**, 1171 (2024)

50) R. J. Hastie, *Phys. Fluids*, **68**, 1171 (2025)

Literaturverzeichnis

- [1] U. Stroth et al., *Nucl. Fusion*, **36**, 1063 (1996)
- [2] U. Stroth, *A Comparative Study of Stellarator and Tokamak Transport*, IPP-Report 3/216, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1996)
- [3] P. C. Liewer, *Nucl. Fusion*, **25**, 543 (1985)
- [4] A. J. Wootton et al., *Phys. Fluids B*, **2**, 2879 (1990)
- [5] C. Watts et al., *Phys. Plasmas*, **3**, 2013 (1996)
- [6] S. Sattler, *Fluktuationen der Elektronentemperatur gemessen durch Intensitätsinterferometrie am Stellarator W7-AS*, Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, IPP-Report III/193, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1993)
- [7] G. Theimer, *Charakterisierung transportrelevanter turbulenter elektrostatischer Fluktuationen in der Abschältschicht des Tokamaks ASDEX mittels Darstellung als Superposition von raum-zeitlich lokalisierten Ereignissen*, Dissertation, TU-München, IPP-Report III/223, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1997)
- [8] Y. Hamada, *Fusion Engineering and Design*, **34**, 25 (1997)
- [9] S. Sattler, H. J. Hartfuß, W7-AS Team, *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 653 (1994)
- [10] M. Bornatici, R. Cano, O. de Barbieri, F. Engelmann, *Nucl. Fusion*, **23**, 1153 (1983)
- [11] D. G. Swanson, *Rev. Mod. Phys.*, **67**, 837 (1995)
- [12] B. Vowinkel, *Passive Mikrowellenradiometrie*, Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig (1988)
- [13] H. J. Hartfuß, M. Tutter, *Rev. Sci. Instrum.*, **56**, 1703 (1985)
- [14] Equipe TFR, *Nucl. Fusion*, **18**, 647 (1978)
- [15] W. H. M. Clark, *Plasma Phys.*, **25**, 1501 (1983)
- [16] C. Janicki, *Nucl. Fusion*, **33**, 513 (1993)
- [17] M. Peters, G. Gorini, P. Mantica, *Nucl. Fusion*, **36**, B133 (1994)
- [18] H. J. Hartfuß, S. Sattler, M. Häse, T. Geist, W7-AS Team, *Fusion Engineering and Design*, **34 – 35**, 81 (1997)

- [19] H. J. Hartfuß, M. Häse, C. Watts, M. Hirsch, T. Geist and the W7-AS Team, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **38**, A227 (1996)
- [20] M. Häse, H.-J. Hartfuß, C. Watts, *ECE Fluctuation Measurements on the W7-AS Stellarator*, 10th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating, Ameland, The Netherlands (1997) (Singapore: *World Scientific*, to be published)
- [21] C. Watts, R. F. Gandy, T. D. Rempel, G. Cima, *Rev. Sci. Instrum.*, **66**, 451 (1995)
- [22] G. Cima et al., *Phys. Plasmas*, **2**, 720 (1995)
- [23] F. Grum, R. J. Becherer, *Optical Radiation Measurements*, Academic Press, New York (1979)
- [24] R. Hanbury Brown, *The Intensity Interferometer*, Taylor and Francis, London (1974)
- [25] P. H. v. Cittert, *Physica*, **1**, 201 (1934)
- [26] F. Zernike, *Physica*, **5**, 785 (1938)
- [27] P. H. v. Cittert, *Physica*, **6**, 1129 (1939)
- [28] L. Mandel, *Progress in Optics*, **2**, 181 (1963)
- [29] G. Cima, *Rev. Sci. Instrum.*, **63**, 4630 (1992)
- [30] C. E. Thomas et al., *Rev. Sci. Instrum.*, **63**, 4636 (1992)
- [31] S. Sattler, H. J. Hartfuß, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **35**, 1285 (1993)
- [32] M. Kwon, R. F. Gandy, C. E. Thomas, W. K. Lim, *Rev. Sci. Instrum.*, **63**, 4633 (1992)
- [33] P. V. Bradford, T. C. Marshall, S. P. Schlesinger, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **AP-15**, 147 (1967)
- [34] J. Bleuel, M. Endler, H. Niedermeyer, G. Theimer, *Structure and parameter dependencies of the edge fluctuations in the W7-AS stellarator*, *Plasma Phys. Control. Fusion*, to be published (1997)
- [35] L. Giannone et al., *Phys. Plasmas*, **1**, 3841 (1994)
- [36] C. E. Thomas, R. F. Gandy, *Rev. Sci. Instrum.*, **61**, 3570 (1990)
- [37] H.-J. Hartfuß, M. Häse, *Temperature Fluctuation Measurements*, 10th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating, Ameland, The Netherlands (1997) (Singapore: *World Scientific*, to be published)
- [38] R. J. Wylde, *IEE Proc.*, **131**, 258 (1984)
- [39] R. V. Bravanec, A. J. Wootton, *Rev. Sci. Instrum.*, **66**, 802 (1995)

- [40] C. Watts, M. Häse, H.-J. Hartfuß, W7-AS Team, G. Cima, *Comparison of Temperature Fluctuation Measurements using Different Techniques*, 10th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating, Ameland, The Netherlands (1997) (Singapore: *World Scientific*, to be published)
- [41] G. Cima, C. Watts, *High Resolution ECE on TEXT-U*, EC-9 Borrego Springs (1995)
- [42] H. Kogelnik, T. Li, *Proc. IEEE*, **54**, 1312 (1966)
- [43] L. D. Dickson, *Appl. Optics*, **9**, 1854 (1970)
- [44] P. F. Goldsmith, *Submillimeter Interferometry of High-Density Plasmas*, Infrared and Millimeter Waves, Ed. K. J. Button Vol. 6, 277 (1982)
- [45] C. Scheiba, *Aufbau einer in-situ Eichquelle der Radiometrie der Elektron-Zyklotron Emission*, Diplomarbeit, Universität Regensburg (1997)
- [46] J. S. Bendat, A. G. Piersol, *Measurement and Analysis of Random Data*, John Wiley & Sons (1966)
- [47] R. N. Bracewell, *The Fourier transform and its applications*, McGraw-Hill, New-York (1986)
- [48] H. J. Hartfuß, T. Estrada, M. Hirsch, T. Geist, J. Sanchez, *Rev. Sci. Instrum.*, **65**, 2284 (1994)
- [49] M. Hirsch, H. J. Hartfuß, T. Geist, E. de la Luna, *Rev. Sci. Instrum.*, **67**, 1807 (1996)
- [50] S. Sattler, *Aufbau eines ECE-Korrelationsradiometers zur simultanen Nutzung des Reflektometrie-Antennenpaares an W7-AS, Modul 4, Stutzen 15*, schriftliche Aufzeichnungen, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1994)
- [51] H. J. Hartfuß, T. Geist, M. Hirsch, *Heterodyne Methods in Millimeter Wave Plasma Diagnostics with Applications to ECE, Interferometry and Reflectometry*, accepted for publication in *Plasma Phys. Control. Fusion* (1997)
- [52] T. Estrada, *Estudios de Turbulencia an el Stellarator W7-AS Mediante Reflectometria de Microondas con Detection Heterodina de Banda Ancha*, Dissertation, Universidad de Cantabria (1993)
- [53] T. Estrada, J. Sánchez, H. J. Hartfuß, M. Hirsch, T. Geist, *Proc. of the 20th EPS Conf. of Control. Fusion and Plasma Physics*, **17C**, 369 (1993)
- [54] B. Brañas et al., *Proc. of the 23th EPS Conf. of Control. Fusion and Plasma Physics*, **20C**, 1003 (1996)
- [55] M. Hirsch, E. Holzhauser, *Potential and Limitations of Reflectometry due to Scattering from Density Fluctuations*, 3. Conference of Reflectometry on Fusion Plasma, Madrid (1997)
- [56] M. T. Grossmann et al., *A 2-D Code for the Analysis of Microwave Reflectometry Measurements in Fusion Experiments*, 24th EPS Conf. of Control. Fusion and Plasma Physics (1997)

- [57] E. Holzhauser, *Simulationsrechnung zum „Phase-runaway“*, persönliche Mitteilung, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1997)
- [58] E. Holzhauser, M. Hirsch, T. Großmann, F. Serra, B. Brañas, *Experimental and Theoretical Investigation of the Phase-Runaway Effect in Reflectometry*, subm. to Plasma Phys. and Control. Fusion (1997)
- [59] N. J. L. Cardozo, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **37**, 799 (1995)
- [60] H. J. Hartfuß, H. Maaßberg, M. Tutter, *Nucl. Fusion*, **5**, 678 (1986)
- [61] L. Giannone et al., *Nucl. Fusion*, **32**, 1985 (1992)
- [62] M. Romé, V. Erckmann, U. Gasparino, H. J. Hartfuß, G. Kühner, H. Maaßberg, N. Marushchenko, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **39**, 117 (1997)
- [63] H. Walter, *Diffusive Propagation von pulsartigen Temperaturstörungen*, persönliche Mitteilung, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1997)
- [64] J. D. Callen, G. L. Jahns, *Phys. Rev. Lett.*, **38**, 491 (1977)
- [65] H. Gobrecht, *Bergmann-Schaefer: Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3 Optik*, W. de Gruyter, Berlin (1974)
- [66] L. D. Landau, E. M. Lifschitz, *Statistische Physik, Teil 1*, Akademie-Verlag Berlin (1979)
- [67] M. Peters et al., *Errors in Transient Electron Temperature Measurements*, IPP-Report 3/186, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1993)
- [68] W. Pernreiter, U. Gasparino, H. J. Hartfuß, H. Maaßberg, M. Rome, *Non-Thermal Electron Energy Distribution from Vertical ECE-Measurements at the W7-AS Stellarator*, 10th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating, Ameland, The Netherlands (1997) (Singapore: *World Scientific*, to be published)
- [69] A. Weller, *Alfvénmoden an W7-AS*, persönliche Mitteilung, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1997)
- [70] L. Villard, *Global ITG Modes in Toroidal Axisymmetric and Straight Helical Configurations*, Vortrag, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1997)
- [71] S. Brunner, *Global Approach to the Spectral Problem of Microinstabilities in Tokamak Plasmas using a Gyrokinetic Model*, CRPP-Report LRP 581/97, Lausanne (1997)
- [72] R. P. Hsia et al., *ECE Imaging Arrays for TEXT-U*, EC-9 Borrego Springs (1995)
- [73] M. Endler et al., *Nucl. Fusion*, **35**, 1307 (1995)
- [74] M. Anton, *Mirnovspulen-Diagnostik an W7-AS*, persönliche Mitteilung, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1997)

- [75] T. Klinger, *Dynamische Analyse von Mirnovpulensignalen*, Christian-Albrechts-Universität Kiel, persönliche Mitteilung, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1997)
- [76] P. Manneville, *Dissipative Structures and Weak Turbulence*, Academic Press, San Diego (1990)
- [77] H. D. I. Abarbanel, *Analysis of Observed Chaotic Data*, Springer, New York (1996)
- [78] M. Anton, R. Jaenicke, A. Weller, J. Geiger, et al., *Europhysics Conference Abstracts*, **21 A**, Part IV, 1645 (1997)
- [79] M. Anton et al., *Recent Observations of MHD Instabilities on W7-AS*, Joint Conf. of 11th ISC and 8th ITC, Toki (1997), (*Journal of Plasma Physics and Fusion Research*, to be published)
- [80] F. Jenko, *Kinetische Driftwellenturbulenz*, persönliche Mitteilung, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1997)
- [81] M. Häse, W. Pernreiter, H.-J. Hartfuß, *Core Fluctuations and Non-Thermal Electron Distributions at W7-AS*, Joint Conf. of 11th ISC and 8th ITC, Toki (1997), (*Journal of Plasma Physics and Fusion Research*, to be published)
- [82] B. Scott, *Phys. Fluids*, B **4**, 2468 (1992)
- [83] B. Scott, *Three-Dimensional Computation of Drift-Alfvén Turbulence*, IPP-Report 5/74, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1997)
- [84] U. Stroth et al., *Physica Scripta*, **51**, 655 (1995)
- [85] U. Stroth, L. Giannone, H. J. Hartfuß, ECH-Group, W7-AS Team, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **38**, 1087 (1996)
- [86] M. Häse, H.-J. Hartfuß, M. Hirsch, *Correlation of Temperature and Density Fluctuations on W7-AS*, 10th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating, Ameland, The Netherlands (1997) (Singapore: *World Scientific*, to be published)
- [87] A. E. Costley, P. Cripwell, G. Vayakis, *Measurement of Density Fluctuations by Correlation Reflectometry*, JET-Report JET-P(93)102, JET Joint Undertaking, Abingdon, UK (1993)
- [88] E. Mazzucato, R. Nazikian, *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 1840 (1993)

Danksagung

Eine experimentelle Arbeit an einem Großforschungsexperiment wie dem Stellarator Wendelstein 7-AS steht naturgemäß in enger Wechselwirkung mit dem Betrieb des Experiments und seinen zahlreichen diagnostischen Einrichtungen. Die eigenen Messungen gewinnen ihre Bedeutung nur zusammen mit einer abgestimmten und umfassenden Diagnostik des untersuchten Plasmas. Dabei waren Diskussion, Rat, Anregung, konstruktive Kritik und nicht zuletzt die Bereitschaft, auch im „letzten Moment“ auf Änderungswünsche einzugehen, so wie ich es hier erfahren habe, ein wesentlicher Bestandteil für das Gelingen meiner Experimente. Ich möchte dem W7-AS Team hierfür meinen Dank aussprechen.

Die Bearbeitung eines Dissertationsthemas ist ohne wissenschaftliche Unterstützung und Beratung nicht möglich. Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. F. Wagner. Er hat mir dieses Thema anvertraut, meine Arbeit kritisch begleitet und unterstützt.

Von Herrn Dr. H.-J. Hartfuß erfuhr ich eine vorbildliche Betreuung. In ausführlichen Diskussionen und durch die kritische Auseinandersetzung mit Ergebnissen prägte er den Fortschritt meiner Arbeit. Sein Rat trug wesentlich zum Gelingen bei.

Als Gast war Dr. C. Watts ein halbes Jahr lang in der Mikrowellengruppe an W7-AS. Ich verdanke ihm viele Anregungen und tatkräftige Hilfe, insbesondere auch bei Aufbau und Inbetriebnahme unseres Antennenmeßstands.

Herr Dr. M. Hirsch betreibt an W7-AS die Reflektometrie-Diagnostik. Mit Rat und Tat unterstützte er sachkundig die zahlreichen technischen Tests, die kombinierten Messungen sowie deren Interpretation.

Bei Fragen zur Mikrowellentechnik und elektronischen Problemen habe ich mich oft an Herrn Dr. T. Geist gewandt, der mir in diesen Belangen immer weitergeholfen hat und viele technische Anregungen gab.

Herr J. Fink und Herr M. Bergbauer halfen mit umfangreicher technischer Unterstützung. Mit Phantasie und Akribie gingen sie auf meine Wünsche ein und lösten alle technischen Probleme. Dies ließ meine Arbeit am Korrelationsradiometer zügig voranschreiten.

Ich danke ihnen allen.