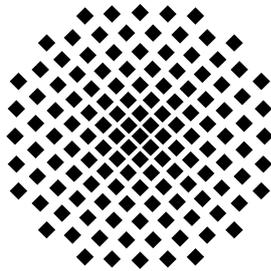


Bachelorthesis

CHARAKTERISIERUNG DER
2. HARMONISCHEN
EBW-HEIZUNG

Betreuer:
Dr. Alf Köhn

VERSION 1.1 – 3. JULI 2013



von

Udo Höfel

UNIVERSITÄT STUTTGART
INSTITUT FÜR PLASMAFORSCHUNG

*so sank ich selber einstmals
aus meinem Wahrheits-Wahnsinne,
aus meinen Tages-Sehnsüchten,
des Tages müde, krank vom Lichte
– sank abwärts, abendwärts, schattenwärts,
von einer Wahrheit
verbrannt und durstig
– gedenkst du noch, gedenkst du, heißes Herz,
wie da du durstetest? –
daß ich verbannt sei
von aller Wahrheit!
Nur Narr! Nur Dichter!*

FRIEDRICH NIETZSCHE,
ALSO SPRACH ZARATHUSTRA

Kurzfassung

Elektron-BERNSTEIN-Wellen (EBW) können dazu benutzt werden ein überdichtetes Plasma effektiv zu heizen, da für für ihr Eindringen ins Plasma kein oberes Limit in der Elektronendichte existiert, sie allerdings sehr gut an der Elektronzyklotronresonanz (ECR) absorbiert werden. Dies gilt nicht nur für die direkte Absorption an der ECR, sondern auch an deren Harmonischen. Die EBW muss dazu allerdings durch Modenkonzentrationsprozesse aus einer von außen eingestrahlten Mikrowelle erzeugt werden, da sie im Vakuum nicht ausbreitungsfähig ist. Im Stellarator TJ-K der Universität Stuttgart konnten erstmals Plasmen durch EBW-Heizung an der zweiten Harmonischen stabil erzeugt und somit gezielt untersucht werden. Hierzu wird eine Mikrowelle mit einer Frequenz von 8 GHz und einer Leistung von 2,7 kW in ein Plasma mit einer Magnetfeldstärke von ungefähr 220 mT eingestrahlt. Umfangreiche Studien der Plasmaparameter, wie zum Beispiel der Elektronentemperatur und der Plasmadichte mithilfe von LANGMUIR-Sonden deuten auf eine gesteigerte Heizeffizienz im Vergleich mit bisherigen Operationsbereichen in TJ-K hin.

Inhaltsverzeichnis

1. Motivation	9
2. Grundlagen	11
2.1. Physikalischer Hintergrund	11
2.1.1. Plasmen	11
2.1.2. Plasmafrequenz	13
2.1.3. Plasmaeinschluß	14
2.1.4. Elektron-Bernstein-Wellen, O-X-B-Konversion	20
2.2. Diagnostiken	27
2.2.1. Langmuir-Sonde	27
2.2.2. Interferometer	31
2.3. Tokamaks und Stellaratoren	34
3. Experimente zum 2. Harmonischen EBW-Heizregime	37
3.1. Leistungsvariation	38
3.1.1. Existenzbereich	38
3.1.2. Temperaturprofile	40
3.1.3. Dichteprofile	43
3.1.4. Fluktuationsgrad	45
3.1.5. Ionisationsgradprofile	49
3.1.6. Profile des kinetischen Drucks und Energieinhalt	52
3.2. Magnetfeldvariation	55
3.2.1. Existenzbereich	55
3.2.2. Temperaturprofile	57
3.2.3. Dichteprofile	57
3.2.4. Fluktuationsgrad	57
3.2.5. Ionisationsgradprofile	59
3.2.6. Profile des kinetischen Drucks und Energieinhalt	59

3.3. Neutralgasdruckvariation	60
3.3.1. Existenzbereich	60
3.3.2. Temperaturprofile	62
3.3.3. Dichteprofile	62
3.3.4. Fluktuationsgrad	63
3.3.5. Ionisationsgradprofile	64
3.3.6. Profile des kinetischen Drucks und Energieinhalt . . .	65
3.4. Winkelvariation	66
3.4.1. Existenzbereich	66
3.4.2. Temperaturprofile	67
3.4.3. Dichteprofile	68
3.4.4. Fluktuationsgrad	68
3.4.5. Ionisationsgradprofile	70
3.4.6. Profile des kinetischen Drucks und Energieinhalt . . .	70
4. Zusammenfassung	73
Literatur	75
Abbildungsverzeichnis	79
A. Schussliste	81
B. Einzelne Schüsse	85
C. Eidesstattliche Erklärung	111

1. Motivation

Grundsätzlich ist die Plasmaphysik nicht nur aufgrund ihrer Kombination von vielen Themenkomplexen der Physik von Interesse, sondern auch insbesondere, weil sie möglicherweise mit Fusionsreaktoren – welche sich mit **ITER** nun langsam der Prototypenphase nähern – einen großen Beitrag zur Lösung der Energieprobleme der Menschheit liefern könnte. Des Weiteren ist Plasmaphysik für das Verständnis der Natur essentiell, liegt doch nahezu die gesamte im Universum vorkommende baryonische Materie als Plasma vor [6].

Am Torsatron der Universität Stuttgart, TJ-K, wird nun, da TJ-K relativ klein ist, keine Kernfusion betrieben. Stattdessen werden vergleichsweise „kalte“ Plasmen untersucht, sodass man mit invasiven Diagnostiken im kompletten Plasma messen kann – die Temperaturen von Fusionsplasmen würden diese Diagnostiken zerstören. Manche dimensionslose Plasmaparameter sind allerdings ähnlich zu denen in Randschichten von Fusionsexperimenten, sodass manche Experimente an TJ-K auch für letztere Relevanz besitzen.

Im Rahmen der Diplomarbeit von WOLF [37] wurde das erste Mal Heizung mittels EBW an höheren Harmonischen der ECR an TJ-K untersucht. Dabei wurden bei Heizung an der zweiten Harmonischen ECR besonders hohe Dichten gefunden, sodass in dieser Arbeit versucht werden soll, den Bereich, in dem diese Heizung möglich ist, umfassend zu charakterisieren und so die Grundlage für ein besseres Verständnis dieses Regimes zu legen.

2. Grundlagen

2.1. Physikalischer Hintergrund

2.1.1. Plasmen

In der modernen Physik sind neben den klassischen drei Aggregatzuständen – fest, flüssig und gasförmig – weitere Aggregatzustände bekannt, wie beispielsweise das BOSE-EINSTEIN-Kondensat und das Plasma. Bei einem Plasma (von griechisch *πλάσμα*, „formbarer Stoff“ [12]) handelt es sich um ein Gas, welches zu einem nennenswerten Prozentsatz ionisiert vorliegt. Allerdings ist die Auffassung, dass es sich bei einem Plasma um einen Aggregatzustand handelt, aus thermodynamischer Sicht problematisch, da man, im Gegensatz zu den anderen Zuständen, keinen Phasenübergang vorliegen hat und somit keine klare Abgrenzung zum gasförmigen Zustand möglich ist.

Um abzuschätzen, ob ein vorliegender Stoff als Plasma angesehen werden kann, hilft beispielsweise die SAHA-EGGERT-Gleichung¹, mit der sich der Anteil der ionisierten Atome im thermischen Gleichgewicht berechnen lässt. Sie lautet [4]:

$$\frac{n_{\text{ion}}}{n_{\text{neutral}}} \approx 5,48 \cdot 10^{13} \left(\frac{\text{s}^2}{\text{kg m}^4} \right)^{\frac{3}{4}} \cdot \frac{T^{\frac{3}{4}}}{\sqrt{n_{\text{neutral}}}} \exp\left(-\frac{E_{\text{ion}}}{2T}\right) \quad (2.1)$$

Dabei stellt n_{ion} die Dichte der ionisierten Atome, n_{neutral} die Dichte des Neutralgases, T die Temperatur in eV und E_{ion} die Ionisationsenergie der betrachteten Gasart dar. Während man, wie erwartet, bei Raumtemperatur und Normaldruck in guter Näherung ein vollständig neutrales Gas vorfindet, stellt man beispielsweise bei elementarem Wasserstoff bei einer Gesamtdichte

¹Sie repräsentiert das Massenwirkungsgesetz für den Ionisations-Rekombinations-Vorgang. Anhand dieser Gleichung lässt sich auch der graduelle Übergang eines hauptsächlich nicht ionisiert vorliegenden Gases unter Temperaturerhöhung in den Plasmazustand nachvollziehen.

2. Grundlagen

in der Größenordnung von $n_{\text{neutral}} \approx 10^{22} \text{ m}^{-3}$ bereits bei circa einem eV fest, dass rund die Hälfte des Wasserstoffs ionisiert vorliegt [4] – obwohl die Ionisationsenergie bei $E_{\text{ion}}^{\text{H}} = 13,56 \text{ eV}$ liegt. Dies erklärt sich über die MAXWELL-Geschwindigkeitsverteilung der Wasserstoffatome sowie die relativ niedrige Elektronendichte, die die Rekombination erschwert.

Ob man von einem Plasma spricht, hängt noch von weiteren Gegebenheiten ab (vergleiche im Folgenden [35]). So muss die Ausdehnung des Plasmas L_0 wesentlich größer als die DEBYE-Länge² λ_{D} sein. Es gilt:

$$L_0 \gg \underbrace{7,43 \cdot 10^3 \cdot \sqrt{\frac{T_e}{n_e}} \sqrt{\frac{\text{s}^2}{\text{kg m}^3}}}_{\lambda_{\text{D}}} \quad (2.2)$$

T_e steht für die Elektronentemperatur in eV, n_e für die Elektronendichte. Dieses Kriterium muss erfüllt sein, da bei einer zu großen DEBYE-Länge die kollektiven Phänomene des Plasmas nicht sichtbar werden. Aufgrund der Annahme, dass das Potential innerhalb der DEBYE-Länge bereits zu einem bedeutenden Teil abgefallen ist, ergibt sich direkt die nächste Bedingung:

$$\underbrace{\frac{4\pi\lambda_{\text{D}}^3}{3} n_i}_{N_{\text{D}}} \gg 1 \quad (2.3)$$

N_{D} steht für die Anzahl der Teilchen innerhalb der durch die DEBYE-Länge definierten Kugel, n_i für die Ionendichte. Ist N_{D} zu gering, so findet nicht, wie angenommen, ein hauptsächlich durch die abschirmenden Teilchen verursachter Potentialabfall statt, sondern der übliche, entfernungsabhängige $1/r$ -Potentialabfall.

Was bereits implizit in den anderen Plasma-Bedingungen enthalten ist, ist die Quasineutralität. Dieses Kriterium stellt sicher, dass das Plasma aus makroskopischer Sicht keine nennenswerte Ladung trägt. Ohne dieses Merkmal funktioniert beispielsweise die Abschirmung von Ladungen nicht wie angenommen. Es muss also gelten [35]:

$$n_e \approx \sum_{\alpha} Z_i^{\alpha} n_i^{\alpha} \quad (2.4)$$

²Die die Reichweite des Potentials einer Ladung angibt, siehe auch Abschnitt 2.2.1.

Wobei α für die betrachtete Atomsorte und Z_i^α für die Ionisierungsstufe der betrachteten Atomsorte steht. Die Gleichung muss in sehr guter Näherung erfüllt sein.

2.1.2. Plasmafrequenz

Die Plasmafrequenz ist von herausragender Bedeutung nicht nur für die Plasmaphysik, sondern auch – beispielsweise – für das Verständnis der optischen Eigenschaften der Metalle. Um nun zu verstehen, ab wann ein Plasma – oder ein Metall – für eine Welle transparent zu werden beginnt, untersucht man die Elektronen, da ihr Verhalten die schnellstmögliche Reaktion des Systems darstellt.

Dazu betrachte man eine Materialscheibe, die eine zeitabhängige Auslenkung x der Elektronen relativ zu den schweren – deswegen als unbeweglich angesehenen – Ionen aufweist (vergleiche im Folgenden [30]). Die inhomogene

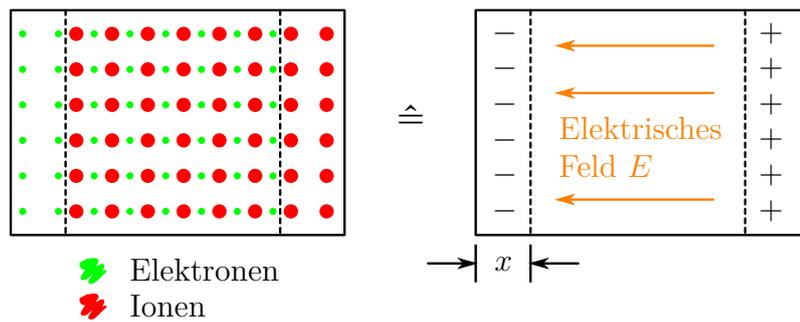


Abbildung 2.1.: Periodische Ladungsträgerverschiebung

gene Ladungsverteilung erzeugt ein elektrisches Feld E , das im neutralen Bereich konstant ist und das sich aus der POISSON-Gleichung ergibt:

$$E = \frac{exn_e}{\varepsilon_0} \quad (2.5)$$

Die Elektronenladung wird durch e dargestellt, die Permittivität des Vakuums durch ε_0 und die periodische Auslenkung durch x . Für letztere gilt:

$$x(t) = x_0 \exp(-i\omega t) \quad (2.6)$$

2. Grundlagen

Dabei ist ω die Kreisfrequenz der Schwingung und t die Zeit. Durch die Ladungstrennung wirkt die Rückstellkraft $-eE$ auf die Elektronen. Man kann nun die klassische Bewegungsgleichung aufstellen:

$$m_e \frac{d^2x}{dt^2} = -eE = \frac{e^2 x n_e}{\varepsilon_0} \quad (2.7)$$

Die Lösung der Bewegungsgleichung führt zur (Elektronen-)Plasmafrequenz, der Resonanzfrequenz des obigen Systems:

$$\omega^2 = \frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e} =: \omega_{p,e}^2 \quad (2.8)$$

$$\omega_{p,e} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}} \quad (2.9)$$

Dabei ist m_e die Elektronenmasse. Diese longitudinale Welle (im Volumen des Materials) kann nicht durch transversale elektromagnetische Wellen, aber beispielsweise durch Einschuss von Elektronen, angeregt werden. Auf den Einfluss der Plasmafrequenz auf die optischen Eigenschaften von Materie, im Besonderen im LORENTZ- beziehungsweise DRUDE-Modell, wird in [30] detaillierter eingegangen.

2.1.3. Plasmaeinschluß

Ziel vieler größerer Fusionsexperimente mit magnetischem Einschluss ist es, die Bedingungen, unter denen Plasmen effizient eingeschlossen werden können, genauer zu untersuchen. Denn der Plasmaeinschluss, d. h. das „magnetische Fangen“ eines Plasmas ist unabdingbar, wenn man beispielsweise versucht ein Fusionsplasma zu erzeugen und zu nutzen. Die benötigten hohen Temperaturen werden bei Wandkontakt des Plasmas sofort unterschritten, was zum Erlöschen des Plasmas führt. Für gewöhnlich wird das Plasma in einem Versuchsaufbau mit torusförmiger Geometrie eingeschlossen, auf den Aufbau wird in Kapitel 2.3 detaillierter eingegangen. Allerdings ist es nicht ganz trivial, Teilchen mittels magnetischer Felder eingeschlossen zu halten, da auf die geladenen Teilchen verschiedene Driften wirken. Zuerst betrachtet man die aus der Elektrodynamik hinlänglich bekannte LORENTZ-Kraft ohne elektrisches Feld:

$$\vec{F}_L = q \sum_{j,k=1}^3 \varepsilon_{ijk} v_j B_k \quad (2.10)$$

Die Ladung wird durch q dargestellt, ε_{ijk} steht für das LEVI-CIVITA-Symbol, v_j für die j -te Geschwindigkeitskomponente der bewegten Ladung und B_k für die k -te Komponente der Magnetfeldstärke. Wie man aus dem Kreuzprodukt erkennt, bewirkt nur der Anteil der Bewegung, der senkrecht auf dem Magnetfeld steht, v_{\perp} , eine Kraft. Selbige führt zu einer Präzession um die Magnetfeldlinien. Die Frequenz wird dabei als LARMOR-Frequenz

$$\omega_L = \frac{qB}{m} \quad (2.11)$$

und der Radius als LARMOR-Radius

$$\rho_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_L} = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (2.12)$$

bezeichnet. Dabei steht B für den Betrag der Magnetfeldstärke und m für die Masse des sich bewegenden Teilchens. Nun wollen wir die Wechselwirkung mit einer externen Kraft, welche senkrecht auf \vec{B} steht, untersuchen. Dazu beschreibt man die Bewegung des geladenen Teilchens mit einem Führungszentrum, um das die Präzessionsbewegung aufgrund des Magnetfelds erfolgt. Das heißt man kann folgenden Zusammenhang aufstellen:

$$\vec{r}_F = \vec{r} + \vec{r}_L \quad (2.13)$$

Dabei steht \vec{r} für den Vektor, der vom Aufspannpunkt zum Teilchen, \vec{r}_L für den Vektor, der vom Teilchen zur Mittellinie der beschriebenen Schraubenbahn und \vec{r}_F für den Vektor, der vom Aufspannpunkt zur Mittellinie der Schraubenbahn zeigt. Zur Veranschaulichung möge Abbildung 2.3 beitragen. Wie man aus Gleichung (2.12) ersieht, gilt des Weiteren:

$$\vec{r}_L = \frac{m}{qB^2} \vec{v}_{\text{ges}} \times \vec{B} \quad (2.14)$$

Damit kann man die Bewegungsgleichung für das Führungszentrum aufstellen. Sie lautet:

$$\vec{v}_F = \frac{d\vec{r}_F}{dt} = \vec{v}_{\text{ges}} + \frac{1}{qB^2} m \frac{d\vec{v}_{\text{ges}}}{dt} \times \vec{B} \quad (2.15)$$

$$= \vec{v}_{\text{ges}} + \frac{1}{qB^2} (\vec{F}_{\text{ext}} + q\vec{v}_{\text{ges}} \times \vec{B}) \times \vec{B} \quad (2.16)$$

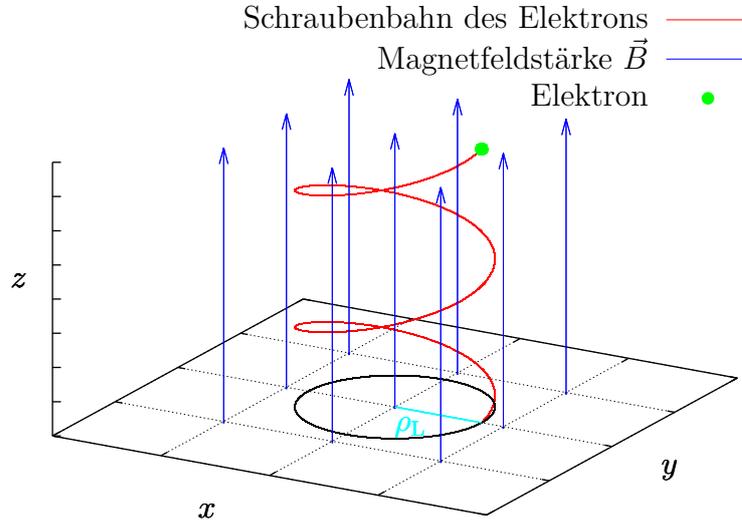


Abbildung 2.2.: Schraubenbahn eines geladenen Teilchens, hier eines Elektrons, im homogenen Magnetfeld. Der Kreisbewegung (siehe schwarze Projektion in die xy -Ebene) ist eine gleichförmige Bewegung in z -Richtung, v_{\parallel} , überlagert.

Mit der GRASSMANN-Identität (siehe beispielsweise [22])

$$\vec{a} \times (\vec{b} \times \vec{c}) = (\vec{a} \cdot \vec{c})\vec{b} - (\vec{a} \cdot \vec{b})\vec{c} \quad (2.17)$$

folgt direkt

$$\vec{v}_F = \vec{v}_{\text{ges}} + \frac{\vec{F}_{\text{ext}} \times \vec{B}}{qB^2} = \vec{v}_{\perp} \quad (2.18)$$

$$= \vec{v}_{\parallel} + \underbrace{\frac{\vec{F}_{\text{ext}} \times \vec{B}}{qB^2}}_{\vec{v}_{\text{Drift}}} \quad (2.19)$$

Jetzt lassen sich verschiedene Driften sehr leicht betrachten (vergleiche im Folgenden [35]), zum Beispiel die Gravitationsdrift, die im Allgemeinen

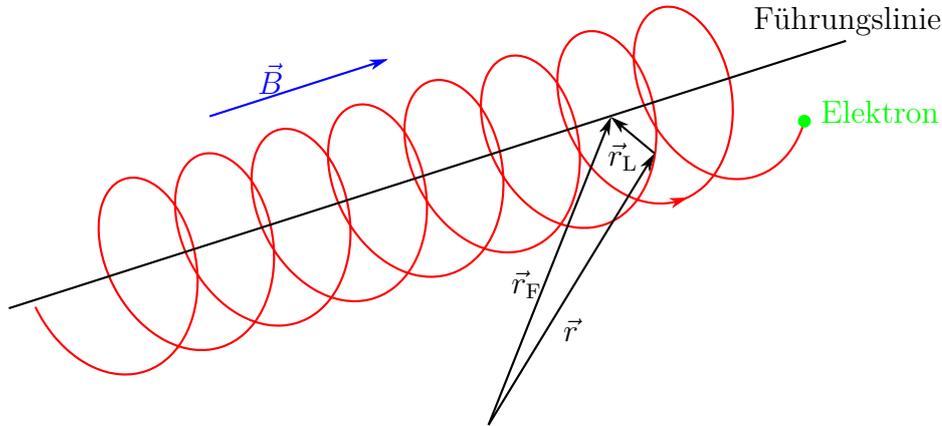


Abbildung 2.3.: Schematische Veranschaulichung der Lage der Vektoren aus Gleichung (2.13).

sehr klein ist. Bekanntermaßen gilt für die Gravitationskraft:

$$\vec{F} = \frac{GMm}{r^3} \vec{r} \quad (2.20)$$

G steht für die Gravitationskonstante, M für die Masse des einen Körpers, m für die Masse des anderen Körpers und r steht für den Abstand der Körper. Dies entspricht der extern wirkenden Kraft, somit folgt für die Gravitationsdrift:

$$\vec{v}_{\text{Drift}}^{\text{Grav}} = \frac{GMm \vec{r} \times \vec{B}}{qr^3 B^2} \quad (2.21)$$

Legt man ein externes elektrisches Feld E an, so wirkt auf das Teilchen die externe Kraft:

$$\vec{F} = q\vec{E} \quad (2.22)$$

Dies führt zur $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift:

$$\vec{v}_{\text{Drift}}^{\vec{E} \times \vec{B}} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (2.23)$$

Wie man sieht, ist die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift ladungsunabhängig, das bedeutet Ionen und Elektronen driften mit derselben Geschwindigkeit und in dieselbe Richtung.

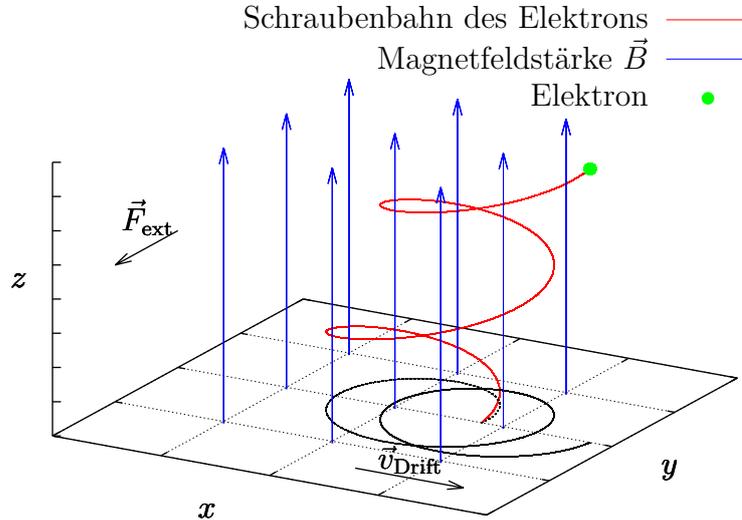


Abbildung 2.4.: Schraubenbahn eines geladenen Teilchens im homogenen Magnetfeld. Zusätzlich zu den in Abbildung 2.2 aufgeführten Eigenschaften tritt hier eine externe Kraft \vec{F}_{ext} , die eine Drift des Führungszentrums senkrecht zum \vec{B} -Feld und senkrecht zur externen Kraft bewirkt, auf.

Auch gibt es im Falle räumlicher Feldstärkevariation eine Gradientenkraft,

$$\vec{F} = -\frac{mv_{\perp}^2}{2} \frac{\vec{\nabla}_{\perp} B}{B} \quad (2.24)$$

mit m der Masse des betrachteten Teilchens, v_{\perp} der Geschwindigkeit senkrecht zum Magnetfeld und $\vec{\nabla}_{\perp} B$ dem Gradienten des Magnetfeldes. Die Herleitung soll hier nicht ausgeführt (selbige ist in [35] zu finden), sondern lediglich eine Möglichkeit geboten werden, die Formel plausibel nachvollziehen zu können.

Aufgrund des magnetischen Moments des Elektrons beziehungsweise Ions verhalten sich die Teilchen diamagnetisch, das heißt, sie „versuchen sich aus dem Magnetfeld herauszudrücken“, siehe Abbildung 2.5. Damit wird klar,

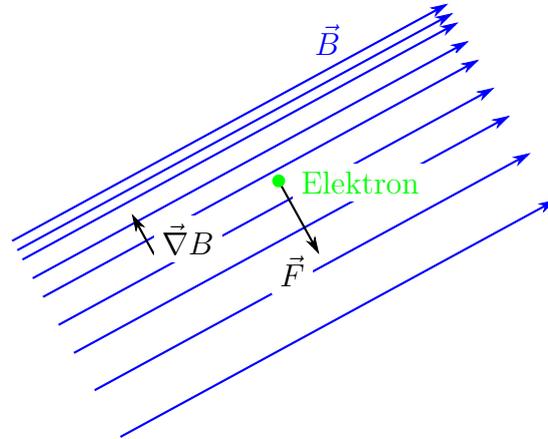


Abbildung 2.5.: Zum Auftreten der Gradientenkraft.

welche Funktion der normierte Gradient von B hat – er lässt die wirkende Kraft in die erwartete Richtung zeigen. Zugleich liefert er ein m^{-1} , sodass zur Einheit einer Kraft noch eine Energie fehlt, welche durch die kinetische Energie $mv^2/2$ geliefert wird. Hat man keine gekrümmten Magnetfeldlinien, so gilt $\vec{\nabla} B = \vec{\nabla}_\perp B$. Durch Einsetzen von Gleichung (2.24) in Gleichung (2.19) und benutzen der bekannten Formel für die kinetische Energie erhält man:

$$v_{\text{Drift}}^{\vec{\nabla} B} = -E_\perp^{\text{kin}} \frac{\vec{\nabla}_\perp B \times \vec{B}}{qB^3} \quad (2.25)$$

Seien die Magnetfeldlinien nun gekrümmt. Dadurch erfährt das Teilchen eine Zentrifugalkraft (im mitbewegten Koordinatensystem), nach bekannter Formel gilt:

$$\vec{F} = \frac{mv_\parallel^2}{R_{\text{Krümm}}} \vec{e}_r \quad (2.26)$$

Hierbei steht $R_{\text{Krümm}}$ für den Krümmungsradius und \vec{e}_r für den Einheitsvektor in radialer Richtung. Damit ergibt sich die Krümmungsdrift zu

$$v_{\text{Drift}}^{\text{Krümm}} = 2E_\parallel^{\text{kin}} \frac{\vec{e}_r \times \vec{B}}{qR_{\text{Krümm}}B^2} \quad (2.27)$$

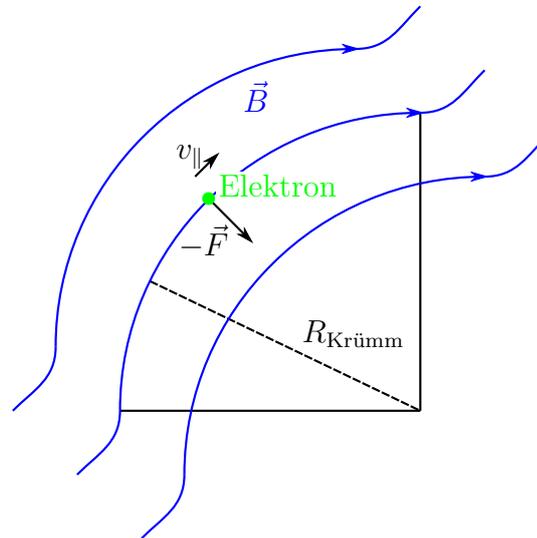


Abbildung 2.6.: Zum Auftreten der Krümmungsdrift.

2.1.4. Elektron-Bernstein-Wellen, O-X-B-Konversion

Um nun zu verstehen, wie sich Wellen im Plasma verhalten können, betrachten wir zuerst zwei MAXWELL-Gleichungen, sowie die folgenden Gleichungen in SI-Einheiten (vergleiche hierfür [19, 30]):

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D} \quad \text{Ampèresches Gesetz} \quad (2.28)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B} \quad \text{Faradaysches Induktionsgesetz} \quad (2.29)$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \quad (2.30)$$

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} \quad \text{Materialgleichung 1} \quad (2.31)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad \text{Materialgleichung 2} \quad (2.32)$$

Dabei steht \vec{H} für die magnetische Erregung, \vec{j} für den Strom, \vec{D} für den Verschiebungsstrom, ε_0 für die Permittivität des Vakuums und μ_0 für die Permeabilität des Vakuums. Die Materialgleichungen gelten in diesem Sinne jedoch nur solange die Zusammenhänge linear verbleiben.

Wendet man an Gleichung (2.29) nun von links den Rotationsoperator $\nabla \times$ an, so lässt sich nach Ersetzen der magnetischen Erregung gemäß Gleichung (2.32) und der dielektrischen Verschiebung nach Gleichung (2.31) die folgende Gleichung aufstellen, insofern man noch Gleichung (2.30) zu gebrauchen weiß:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{j} - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \vec{E} \quad (2.33)$$

Die Lösungen besitzen die Form:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \exp\left(i \left[\vec{k}\vec{r} - \omega t \right]\right) \quad (2.34)$$

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \vec{j}_0 \exp\left(i \left[\vec{k}\vec{r} - \omega t \right]\right) \quad (2.35)$$

Dabei ist \vec{k} der Wellenvektor. Benutzt man nach Einsetzen der Gleichungen (2.34) und (2.35) in Gleichung (2.33) noch die Definitionen des komplexen dielektrischen Tensors $\hat{\epsilon}$ sowie des komplexen, richtungsabhängigen Brechungsindex \hat{N}

$$\hat{\epsilon} \vec{E} = \vec{E} + i \frac{\vec{j}}{\varepsilon_0 \omega} \quad (2.36)$$

$$\hat{N} = \frac{\vec{k}c}{\omega} \quad (2.37)$$

so erhält man durch entsprechende Vereinfachungen und durch Betrachten der Determinante die allgemeine Dispersionsrelation für Wellen im homogenen Plasma:

$$\det \left| \hat{N} \times \hat{N} \times \vec{E} + \hat{\epsilon} \vec{E} \right| = 0 \quad (2.38)$$

Um einen der Heizungsmechanismen – hier die Elektron-BERNSTEIN-Wellen-Heizung durch O-X-B-Konversion – der in Plasmen Anwendung findet, zu verstehen, betrachtet man den dielektrischen Tensor ³, welcher bekannt sein muss, um die allgemeine Dispersionsrelation zu lösen. Dieser ergibt sich –

³Zur Erinnerung: Wenn $\hat{\epsilon} = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$, so hängt ε_1 mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit und damit dem Brechungsindex \hat{N} zusammen. ε_2 entspricht einer Absorption.

2. Grundlagen

für ein heißes Plasma – zu (vergleiche für dieses Kapitel [5, 19, 21, 35])

$$\hat{\varepsilon}(\omega) = E + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \zeta_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

mit

$$\varepsilon_{xx} = \frac{n^2 \tilde{I}_n Z_n}{\mu} \quad (2.40)$$

$$\varepsilon_{xy} = in \tilde{I}'_n Z_n = -\varepsilon_{yx} \quad (2.41)$$

$$\varepsilon_{xz} = -\sqrt{\frac{2}{\mu}} n \tilde{I}_n (1 + \zeta_n Z_n) = \varepsilon_{zx} \quad (2.42)$$

$$\varepsilon_{yy} = \left(\frac{n^2}{\mu} \tilde{I}_n - 2\mu \tilde{I}'_n \right) Z_n \quad (2.43)$$

$$\varepsilon_{yz} = i\sqrt{2\mu} \tilde{I}'_n (1 + \zeta_n Z_n) = -\varepsilon_{zy} \quad (2.44)$$

$$\varepsilon_{zz} = 2\zeta_n \tilde{I}_n (1 + \zeta_n Z_n) \quad (2.45)$$

Hier steht E für die Einheitsmatrix, ω_p für die Plasmafrequenz und ω für die Frequenz. Des Weiteren wurde der Frequenzabstand zur n -ten harmonischen Zyklotronresonanz mit

$$\zeta_n = \frac{\omega + n\omega_c}{|k_z| v_{\text{th}}^2} \quad (2.46)$$

abgekürzt. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wurde das Magnetfeld in z -Richtung liegend gewählt, k_z repräsentiert den Wellenvektor in ebene Richtung. Die thermische Geschwindigkeit der Elektronen wird mit v_{th} abgekürzt. Für den finiten LARMOR-Parameter μ gilt

$$\mu = \frac{k_{\perp}^2 v_{\text{th}}^2}{2\omega_c^2} \quad (2.47)$$

k_{\perp} stellt dabei den zum Magnetfeld senkrecht stehenden Wellenvektor dar. Außerdem stellt

$$Z_n = Z(\zeta_n) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-s^2}}{s - \zeta_n} ds \quad (2.48)$$

die Plasmadispersionsfunktion und

$$\tilde{I}_n = e^{-\mu} I_n = e^{-\mu} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r}{\Gamma(n+r+1)r!} \left(\frac{\mu}{2}\right)^{2r+n} \quad (2.49)$$

die modifizierte Besselfunktion n -ten Grades dar.

Der allgemeine dielektrische Tensor, wie oben angegeben, enthält nun prinzipiell bereits die möglichen Moden, sowie die Modenkonzersionen. Seien die Wellen senkrecht zum B -Feld propagierend. Da dann $k_z \rightarrow 0$ gilt, divergiert ζ_n , insgesamt kann man $1 + \zeta_n Z_n$ durch $-1/(2\zeta_n^2)$ annähern. Betrachtet man Gleichung (2.39), so erkennt man, dass sich mit dieser Näherung eine Vereinfachung der Form

$$\hat{\varepsilon}(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

ergibt. ε_{zz} ist enthalten, da im Gegensatz zu $\hat{\varepsilon}_{xz}$ beziehungsweise ε_{yz} der Divergenzeffekt von ζ_n lediglich mit dem Exponenten -1 zuschlägt. Um nun nichttriviale Lösungen zu erhalten – die Eigenvektoren dieser Matrix spiegeln die möglichen Moden wider – setzt man

$$\det \begin{vmatrix} A_{xx} & A_{xy} & 0 \\ -A_{xy} & A_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & A_{zz} \end{vmatrix} = 0 \quad (2.51)$$

Hier steht A_{ij} für das entsprechende Matrixelement $\varepsilon_{ij}(\omega) - \lambda \delta_{ij} E_{ij}$. Für $A_{zz} = 0$ erkennt man direkt eine Lösung. Der zu dem Eigenwert $\lambda = \varepsilon_{zz}(\omega)$ gehörende Eigenvektor besitzt nur eine z -Komponente, respektive liegt das elektrische Feld E in Magnetfeldrichtung B . Diese Mode wird auch als gewöhnliche Mode („ordinary mode“, „**O**-Mode“) bezeichnet, da ihre Dispersionsrelation der einer Welle im unmagnetisierten Plasma entspricht. Die O-Mode besitzt eine Cut-Off-Frequenz, welche bei der Plasmafrequenz (Gleichung (2.9)) liegt, für kalte Plasmen findet sich keine Resonanz. An der Plasmafrequenz findet nun eine Konversion der O-Mode in die außergewöhnliche Mode („extraordinary mode“, „**X**-Mode“) statt. Dies lässt sich

2. Grundlagen

schön anhand der exakten Gleichung, die die Welle am Cut-Off beschreibt, nachvollziehen. Es gilt [5]:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} + x\phi = 0 \quad (2.52)$$

Um diese Gleichung physikalisch sinnvoll zu lösen, nimmt man für $x < 0$ eine evaneszente Welle und für $x > 0$ eine Überlagerung zweier Wellen mit unterschiedlicher Ausbreitungsrichtung an. Man stellt fest, dass die allgemeine Lösung durch die AIRY-Gleichung gegeben ist. Im Speziellen wird unser Problem durch die folgende AIRY-Gleichung gelöst:

$$Ai(-x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \cos\left(-xt + \frac{1}{3}t^3\right) dt \quad (2.53)$$

Plottet man diese Funktion, so erkennt man eine stehende Welle, die gerade der Überlagerung der O- und X-Welle entspricht. Dies spiegelt sich auch in dem graduellen Übergang des vorherrschenden Teils des Epsilontensors wieder. Dominierte bis jetzt der O-Mode-Anteil, so verschiebt sich, aufgrund der Plasmaeigenschaften etwa an der Plasmafrequenz der dominante Anteil zur X-Mode. Diese entspricht einem weiteren Eigenvektor von Gleichung (2.50). Um die verbleibenden beiden Eigenvektoren zu berechnen, muss man nun noch

$$\det \begin{vmatrix} A_{xx} & A_{xy} \\ -A_{xy} & A_{yy} \end{vmatrix} = 0 \quad (2.54)$$

lösen, was zu einer teilweise longitudinalen und transversalen Mode führt – die X-Mode – sowie zu einer longitudinalen Mode, deren Wellen ihrem Entdecker IRA B. BERNSTEIN zu Ehren [1] Elektron-BERNSTEIN-Wellen („electron **B**ernstein **w**aves“, „**EBW**“) genannt werden. Die X-Mode hat ihren Namen von der Tatsache, dass ihre Propagationsrichtung senkrecht zu B_0 liegt, woraus dann auch eine kompliziertere Dispersionsrelation folgt.

Die nun vorliegende langsame X-Welle läuft nun entgegengesetzt der Einstrahlrichtung der gewöhnlichen Mode. Sie verfügt über einen Cut-Off bei

$$\omega_{\text{cut}}^X = \pm \left| \frac{\omega_{c,e}}{2} \right| + \sqrt{\frac{\omega_{c,e}^2}{4} + \omega_{p,e}^2} \quad (2.55)$$

und eine Resonanz an der sogenannten **upper hybrid resonance** („**UHR**“), für die gilt

$$\omega_{\text{UHR}} = \sqrt{\omega_{\text{c,e}}^2 + \omega_{\text{p,e}}^2} \quad (2.56)$$

Dabei entspricht die LARMOR-Frequenz ω_L (siehe Gleichung (2.11)) der Elektronzyklotronfrequenz $\omega_{\text{c,e}}$ („**electron cyclotron resonance**“, „**ECR**“).

Trifft nun die X-Welle auf die UHR, so wird sie in die longitudinale BERNSTEIN-Welle umgewandelt – die ihrerseits als Rückwärtswelle, das bedeutet Gruppen- und Phasengeschwindigkeit besitzen unterschiedliche Vorzeichen, entgegen der Ausbreitungsrichtung der X-Welle propagiert. Selbiges müsste sich auch im dielektrischen Tensor widerspiegeln, nunmehr müsste der verbliebene Eigenvektor, der der BERNSTEIN-Welle zuzuordnen ist, dominieren. Diese Welle besitzt nun im Gegensatz zur O- oder X-Welle keine Dichte-Cut-Off-Frequenz, was sie zur Heizung des Plasmakerns prädestiniert, da dieser den anderen Wellen unter Umständen dichtebedingt verschlossen bleibt. Bei

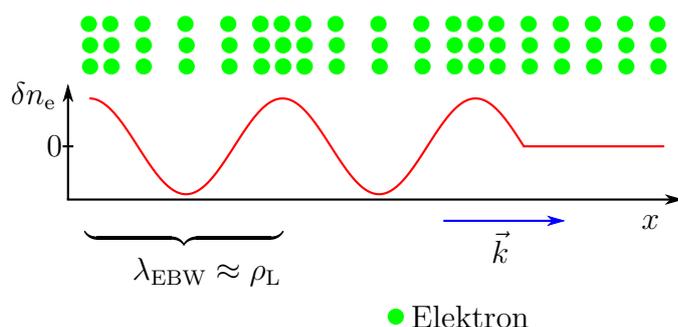


Abbildung 2.7.: Veranschaulichung des EBW-Propagationsmechanismus. Dabei steht δn_e für die relative Elektronendichteschwankung bezogen auf die mittlere Elektronendichte, das bedeutet es gilt $\delta n_e(\langle n_e \rangle, x) = 0$. Die Wellenlänge liegt in der Größenordnung des LARMOR-Radius. Eigentlich führen die Elektronen eine kollektive Gyrationbewegung aus, da in diesem Schaubild aber die Draufsicht gewählt wurde ist dies nicht zu erkennen.

der Absorption der EBW spielen viele Effekte eine Rolle, für die resonante Elektron-EBW-Wechselwirkung sei auf [7] verwiesen.

Ein weiterer Mechanismus, der die EBW dämpfen und für eine Energieaufnahme des Plasmas sorgen kann, sind die Kollisionen der die EBW „tragenden“ Elektronen. Diese führen zu einer Art Reibung, die die der EBW

2. Grundlagen

entzogene Energie in die kinetische Energie der Elektronen transferiert. Für typische Fusionsplasmen ist die Dichte allerdings so gering, dass die Kollisionen nur vergleichsweise selten stattfinden, sodass der Einfluss dieses Mechanismus hier keine große Rolle spielt.

Auf ihrem Weg durch das Plasma „biegt“ die EBW bei Annäherung an die Elektronenzyklotronresonanz „ab“, ihr Wellenvektor ist zu Beginn radial ausgerichtet, dreht sich schließlich aber nahezu komplett in die toroidale Richtung [14]. Dort wird sie dann über eine Art LANDAU-Dämpfung (siehe

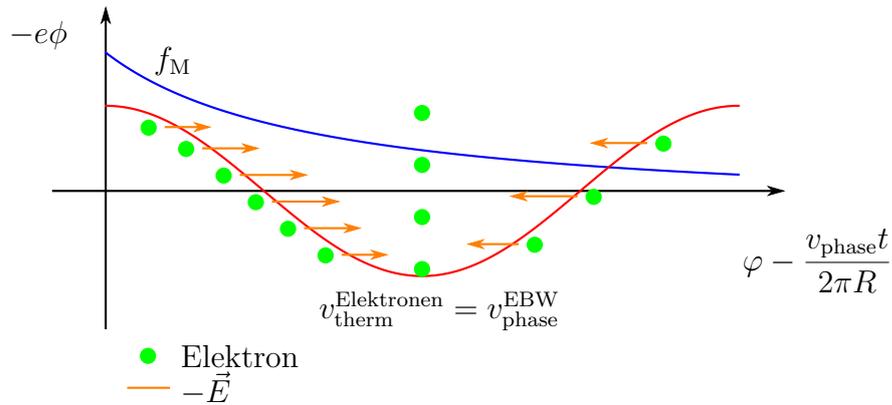


Abbildung 2.8.: Hier ist das auf die Elektronen bezogene Potential der EBW über den Ort im Bezugssystem der EBW dargestellt. Die Geschwindigkeiten der grün eingezeichneten Elektronen gehorchen der MAXWELL-Verteilungsfunktion f_M und sind in der Größenordnung der Phasengeschwindigkeit der EBW, sodass diese ein nahezu konstantes E -Feld „spüren“. Der ersteren Tatsache wird durch die Häufigkeitsverteilung der Elektronen im Bild entsprochen, letzterer durch die eingezeichneten $-E$ -Vektoren. Das Vorzeichen wurde gewählt, um zugleich die Beschleunigung – ob positiv oder negativ – zu veranschaulichen, da das E -Feld für $\varphi = 90^\circ$ maximal wird, ist die Länge der Vektoren hier am größten. Es werden also ob ihrer Geschwindigkeit mehr Elektronen beschleunigt als abgebremst, ergo überträgt die EBW Energie an die Elektronen (Vergleiche [35]).

Abbildung 2.8) zumindest teilweise absorbiert. Um den Verlauf der O-X-B-Konversion skizzenhaft nachzuverfolgen mag Abbildung 2.9 dienen.

$$\lambda_{D,e} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 T_e e}{e^2 n_e}} \quad (2.57)$$

Zur Notation: ε_0 steht für die Permittivität des Vakuums, T_e für die Elektronentemperatur in eV, e für die Elementarladung und n_e für Elektronendichte. Betrachten wir nun verhältnismäßig kalte Plasmen, wie sie zum Beispiel am TJ-K erzeugt werden. Dass die Ionen so träge reagieren hat aber zur Folge,

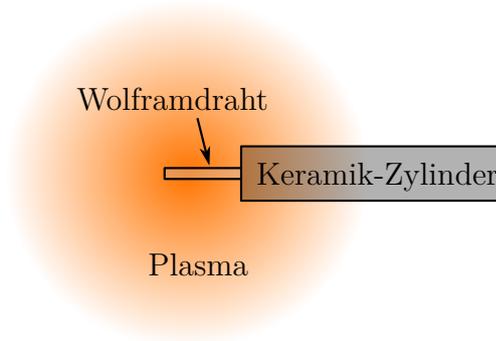


Abbildung 2.10.: Schematischer Aufbau einer LANGMUIR-Sonde.

dass das Plasma nicht schnell genug Ionen nachliefern kann, um das durch die schnellen Elektronen erzeugte LANGMUIR-Sonden-Potential wirksam abzuschirmen, wie man es bei einem theoretischen YUKAWA-Potential⁶-Verlauf erwarten würde [23]. Durch die Ausbildung der sogenannten Vorschicht, die sich durch eine mehr oder weniger klare Kante von der inneren Schicht abtrennen lässt, reagieren auch Ionen, die sich eigentlich „außer Reichweite“ befänden, auf das elektrische Feld [11]. Im Plasma wird sich nun ein fixes elektrisches Feld ausbilden. Dies führt zur Ambipolaritätsbedingung, das heißt, der Ionenstrom muss gleich groß wie der Elektronenstrom werden. Es gilt für den Elektronenstrom (der folgende Abschnitt orientiert sich an [35]):

$$I_e = -en_e S \langle v_e \rangle \quad (2.58)$$

$$= \underbrace{-en_\infty S}_{I_e^{\text{Sättigung}}} \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} \exp\left(-e \frac{\phi_p - \phi_{\text{float}}}{T_e}\right) \quad (2.59)$$

⁶Auch unter der Bezeichnung *abgeschirmtes COULOMB-Potential* bekannt.

I_e stellt hierbei den auf die LANGMUIR-Sonde einfallenden Elektronenstrom, S die Sondenoberfläche, $\langle v_e \rangle$ die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen, m_e die Elektronenmasse, n_∞ die Elektronendichte in großer Entfernung von der LANGMUIR-Sonde und ϕ_p das Plasmapotential (vergleiche für eine anschauliche Darstellung Abbildung 2.11) dar.

Um nun zum Ionenstrom zu gelangen, setzt man die Ionentemperatur $T_i = 0$ eV, was möglich ist, da wir kalte Plasmen betrachten. Es ergibt sich das BOHM-Kriterium (zur detaillierten Herleitung siehe [4]):

$$e(\phi_e - \phi_s) = \frac{T_e}{2} = \frac{1}{2} m_i v_i^2 \quad (2.60)$$

Dabei repräsentiert ϕ_s das Potential an der Grenze zwischen Vorschicht und Schicht. Gleichung (2.60) besagt, dass die Bewegungsenergie der Ionen aus dem Unterschied zwischen Plasmapotential und dem Potential an der Kante der Vorschicht herrührt. Daraus folgt die Ionengeschwindigkeit v_i ⁷:

$$v_i = \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \quad (2.61)$$

Als nächstes benötigt man die Ionendichte n_i . Dazu benutzt man, wie schon bei der Umformung von Gleichung (2.58) in Gleichung (2.59), den Zusammenhang:

$$n_e = n_\infty \exp\left(-e \frac{\phi_p - \phi(x)}{T_e}\right) \quad (2.62)$$

Wobei $\phi(x)$ das Potential am betrachteten Ort angibt. Da an der Kante der Vorschicht immer noch circa gleichviele Elektronen wie Ionen zu finden sind, setzt man $n_e \approx n_i$. Des Weiteren ist hier $\phi(x) = \phi_s$. Damit folgt:

$$n_i = n_\infty \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \quad (2.63)$$

Damit hat man alle benötigten Teilergebnisse. Für den Ionenstrom I_i bekommt man:

$$I_i = e n_i S v_i \quad (2.64)$$

$$= e n_\infty S \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \quad (2.65)$$

⁷Achtung: Da wir die Temperatur der Ionen als verschwindend betrachten, erhalten wir hier keine Geschwindigkeitsverteilung.

2. Grundlagen

Die Ambipolaritätsbedingung liefert durch die Kombination der Gleichungen (2.59) und (2.65) eine Formel für das Plasmapotential:

$$\phi_p = \phi_{\text{float}} - \frac{T_e}{e} \ln \left(1,53 \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \right) \quad (2.66)$$

Da man in der Praxis die Sonde aber nicht isoliert anbringt, sondern mit einer zeitlich variierenden externen Spannung U versorgt, muss man in Gleichung (2.59) ϕ_{float} durch U ersetzen. Resultierend kann die Ambipolaritätsbedingung verletzt werden, sodass sich die Summe des Ionen- und Elektronenstroms nichtmehr notwendigerweise aufhebt. Setzt man des Weiteren Gleichung (2.66) in Gleichung (2.59), so folgt für den gesamten, durch die Sonde fließenden Strom:

$$I_{\text{ges}} = 0,61 neS \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \left[1 - \exp \left(-e \frac{\phi_{\text{float}} - U}{T_e} \right) \right] \quad (2.67)$$

Mit dieser Formel lässt sich nach einer $I_{\text{ges}}(U)$ -Messung eine Theoriekurve an die Sondenkennlinie anfitten – die Fitparameter liefern dann die Plasmaparameter. Schematisch ist das Verhalten der Sondenkennlinie in Abbildung 2.11 dargestellt.

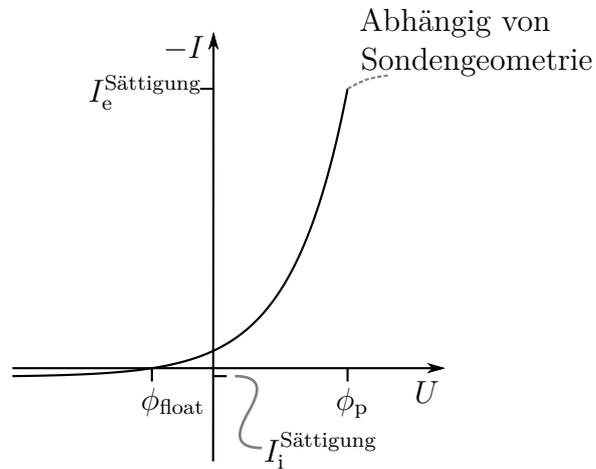


Abbildung 2.11.: Skizzenhafter Verlauf der Sondenkennlinie bei einer LANGMUIR-Sonde.

2.2.2. Interferometer

Eine weitere, vom Funktionsprinzip recht einfache Diagnostik⁸, stellt das Interferometer dar. Es ist, wie schon die ROGOWSKI-Spule, *nichtinvasiv*, stört das Plasma also nur geringfügig. Das Interferometer nutzt eine elementare Eigenschaft elektromagnetischer Wellen, seine brechungsindexabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit. Schickt man einen Mikrowellenstrahl, der, um nicht absorbiert zu werden, bemerkbar über der Plasmafrequenz ω_p , die eine obere Grenze für die Absorption darstellt [30], liegt, durch ein Plasma, so erhöht sich, aufgrund des höheren Brechungsindex, die Wellenlänge, sodass sich, gegenüber eines durch ein Vakuum derselben Ausdehnung geleiteten Referenzstrahls, eine Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ ergibt. Es gibt viele verschiedene Aufbauten, mit denen sich Interferometriemessungen verwirklichen lassen, beispielsweise MICHELSON-Interferometer, FABRY-PÉROT-Interferometer und MACH-ZEHNDER-Interferometer. Da am TJ-K der letztgenannte Typus verwendet wird, wird nur jener im Folgenden näher erläutert, für die anderen sei auf [17] verwiesen.

Ausgehend von der Mikrowellenquelle trifft der im Vakuum propagierende Mikrowellenstrahl alsbald auf einen Mikrowellenkoppler, sodass man zwei getrennte Strahlen erhält. Der Strahl, der nicht durch das Plasma geleitet wird, ist der Referenzstrahl (in Abbildung 2.12 blau dargestellt), der Andere wird als Messstrahl bezeichnet (in Abbildung 2.12 rot dargestellt). Üblicherweise wird bei derartigen Messaufbauten für den Referenzstrahl eine künstliche Wegverlängerung mit eingebaut, um den Weg, den der Messstrahl durch das Medium zusätzlich zurücklegen muss, zu kompensieren. In diesem Falle ist das jedoch nicht wichtig, da die Dichte später lediglich aus der Differenz des Phasenunterschiedes zwischen gezündetem und nicht gezündetem Plasma herrührt. Aufgrund der geringeren Wellenlänge des Mikrowellenstrahls im Plasma, verglichen mit seiner Vakuumwellenlänge, ergibt sich, da sich die Frequenz nicht ändert, ein effektiver Gangunterschied zwischen beiden Strahlen, respektive eine Phasenverschiebung $\Delta\varphi$. Zu beachten ist, dass $\vartheta \approx 90^\circ$ gewählt wird, da man mit dieser Methode nur die liniengemittelte Elektronendichte \bar{n}_e erhält und somit der Wert nur für kleine Abweichungen zwischen einfallendem und reflektiertem Strahl im Plasma aussagekräftig ist.

Allgemein gilt in Plasmen – allerdings ohne externes Magnetfeld – für den

⁸In der Umsetzung steckt der Teufel aber, wie so oft, im Detail.

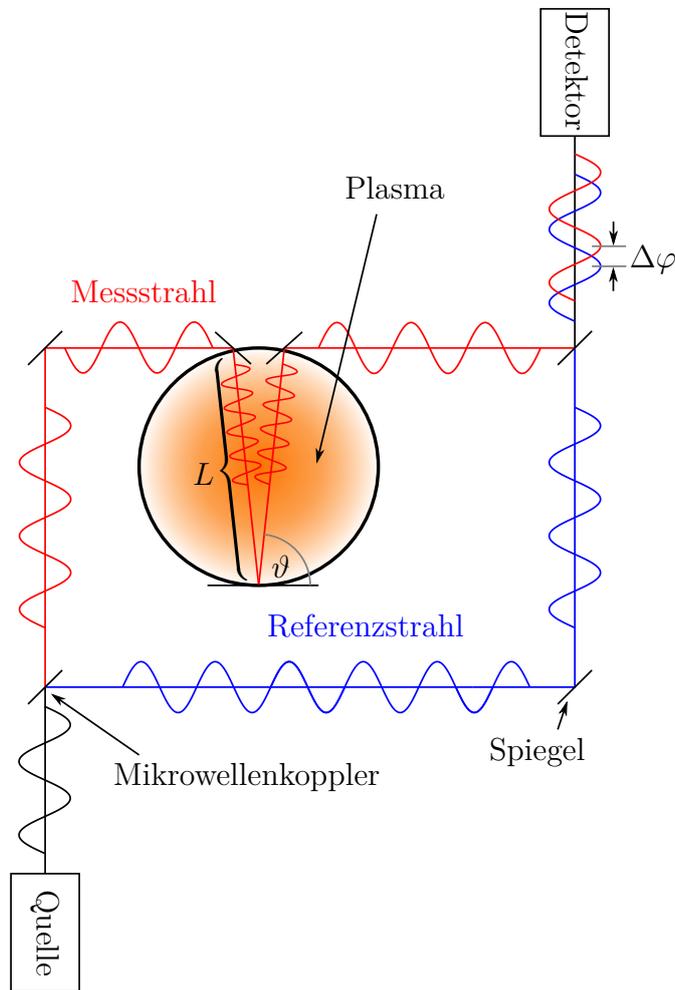


Abbildung 2.12.: Schematischer Aufbau eines MACH-ZEHNDER-Interferometers, wie es an TJ-K verwendet wird. Für eine detaillierte Beschreibung siehe [34].

Brechungsindex N_p [32]:

$$N_p = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} \quad (2.68)$$

Da aber nicht zu vernachlässigende Magnetfelder für den Betrieb von TJ-K notwendig sind, ergeben sich zwei Einschränkungen, die erfüllt sein müssen, um die Gültigkeit von Gleichung (2.68) zu gewährleisten. Zum einen muss die

Mikrowelle senkrecht eingestrahlt werden und zum anderen muss die Welle als O-Mode vorliegen [17]. Um den Phasenunterschied zwischen den zwei Armen des Interferometers zu berechnen, veranschaulicht man sich zunächst, wie man die Phase einer Welle, die einen bestimmten Weg zurückgelegt hat, ausrechnet. Für die Phase φ einer Welle gilt – insofern man nur geringe lokale Schwankungen des Brechungsindexgradienten hat, somit die WKB-Näherung⁹ gilt und man sich der geometrischen Optik bedienen kann [25]:

$$\varphi = \int k \, dl \quad (2.69)$$

Dies leuchtet ein, da der Betrag des Wellenvektors k von der Phasengeschwindigkeit v_{ph} abhängt, die wiederum vom lokalen Brechungsindex abhängt. Das Integral gibt also an, wieweit die Phase einer Welle innerhalb eines gewählten Weges kommt. Um nun Probleme, wie die exakte Bestimmung des zu integrierenden Weges, zu umgehen, verwendet man die bereits angesprochenen zwei Interferometerarme und bestimmt lediglich den Phasenunterschied. Nun nutzt man die bekannte Relation aus der geometrischen Optik:

$$N = \frac{c_0 k}{\omega} \quad (2.70)$$

Hier steht c_0 für die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit. Es folgt sofort:

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{c_0} \int_0^{2L} (N_{\text{ref}} - N_{\text{p}}) \, dl \quad (2.71)$$

Dabei wird bis $2L$ integriert, da der Lichtstrahl zweimal durch das Plasma läuft. Daraufhin entwickelt man Gleichung (2.68) mittels

$$(1 + x)^n \approx 1 + nx \quad \forall (x \in \mathbb{R} \wedge nx \ll 1) \quad (2.72)$$

was mit der in Gleichung (2.9) gegebenen Definition der Elektronen-Plasmafrequenz schließlich zu

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{2c_0 n_c} \int_0^{2L} n_e \, dl = \frac{\omega}{c_0 n_c} \bar{n}_e L \quad (2.73)$$

⁹Die Näherung wird nach ihren Entdeckern als **W**entzel-**K**ramers-**B**rillouin-Näherung bezeichnet.

führt, wobei hier n_e für die Elektronendichte und

$$\bar{n}_e = \frac{1}{2L} \int_0^{2L} n_e dl \quad (2.74)$$

$$n_c = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \quad (2.75)$$

für die liniengemittelte Elektronendichte (Gleichung (2.74)) beziehungsweise die kritische („Cut-Off“-) Dichte (Gleichung (2.75)) stehen.

Löst man nun Gleichung (2.73) nach der liniengemittelten Elektronendichte auf und setzt die TJ-K-spezifischen Werte für die benötigten Parameter ein, so erhält man als anwendungsbereite Formel [19]:

$$\bar{n}_e \approx 3,883 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{m}^3} \cdot \Delta\varphi = 3,883 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{m}^3} \cdot \Delta U \quad (2.76)$$

Der Phasenunterschied wird hier in Grad angegeben, der gemessene Spannungsunterschied entspricht ΔU .

2.3. Tokamaks und Stellaratoren

Bekanntlich existieren zwei Hauptklassen von Magnetfeldkonfigurationen, die Aussicht haben, eines Tages in Fusionskraftwerken Anwendung zu finden. Der bekanntere Typus ist der des Tokamaks, bei dem das sich im torusförmigen Vakuumgefäß befindliche Plasma durch die Kombination aus toroidalen und vertikalen externen Feldspulen, sowie durch das vom Plasmastrom erzeugte Magnetfeld eingeschlossen wird, was aufgrund der Verdrillung des resultierenden Magnetfeldes gelingt. Der große Nachteil der Tokamaks liegt in der Art, in der sie betrieben werden: Sie können nur gepulst betrieben werden, da der Plasmastrom im Inneren notwendigerweise aufrecht erhalten werden muss. Nichtsdestotrotz stellen sie einen der möglichen Kraftwerkstypen dar, mit denen im Idealfall bis etwa 2050 wirtschaftliche Großkraftwerke machbar wären, wobei mit dem sich aktuell im Bau befindlichen **ITER** (**I**nternational **T**hermonuclear **E**xperimental **R**eactor, für einen ersten Überblick sei auf [16] verwiesen) der Nachweis erbracht werden soll, dass man mit Kernfusion Netto Exergie gewinnen kann. Stellaratoren sind ebenfalls

torusförmig, besitzen aber neben Toroidal­feldspulen üblicherweise $2l$ Helikal­feldspulen, die immer abwechselnd in die entgegengerichtete Richtung stromdurchflossen sind um die Verdrillung des Magnetfeldes zu erreichen. Idiosynkratisch für ein Torsatron, wie beispielsweise TJ-K, ist der leicht modifizierte Aufbau eines Stellarators – es werden keine Toroidal­feldspulen, sondern Vertikal­feldspulen verwendet und die Helikal­feldspulen werden alle gleichgerichtet stromdurchflossen. Im Falle von TJ-K finden zwei Vertikal­feldspulen und eine Helikal­feldspule Anwendung, für einen schematischen Aufbau siehe Abbildung 2.13, für typische Plasmaparameter vergleiche Tabelle 2.1. Gut zu erkennen ist die sechsfache Windung der Helikal­feldspule um den Toruskörper, darum wird TJ-K als $(l = 1, m = 6)$ -Torsatron bezeichnet (vergleiche hier und im Folgenden [13]). Da $m = 6$ findet man alle 60° eine identische Magnetfeldkonfiguration. Die Magnetfeldlinien laufen dreimal in toroidaler Richtung um, bevor ein Umlauf in poloidaler Richtung abgeschlossen ist (Rotationstransformation: $\iota = 1/3$). Hervorzuheben ist hier die letzte geschlossene Flußfläche (**L**ast **C**losed **F**lux **S**urface, **LCFS**, auch als Separatrix bezeichnet), alle Feldlinien außerhalb dieser sind nicht geschlossen, da sie an mindestens einer Stelle im Torus Kontakt mit der Wand des Vakuumgefäßes haben.

Tabelle 2.1.: Typische Plasmaparameter am TJ-K [36].

Parameter	Wert
Großer Plasmaradius	$R_0 = 0,6 \text{ m}$
Effektiver Plasmaradius	$a \approx 0,1 \text{ m}$
Magnetfeld	$B \leq 400 \text{ mT}$
Elektronentemperatur	$T_e < 15 \text{ eV}$
Ionentemperatur	$T_i < 1 \text{ eV}$
Elektronendichte	$n_e < 4 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$
Basisdruck	$p_{\text{Basis}} \leq 10^{-4} \text{ Pa}$

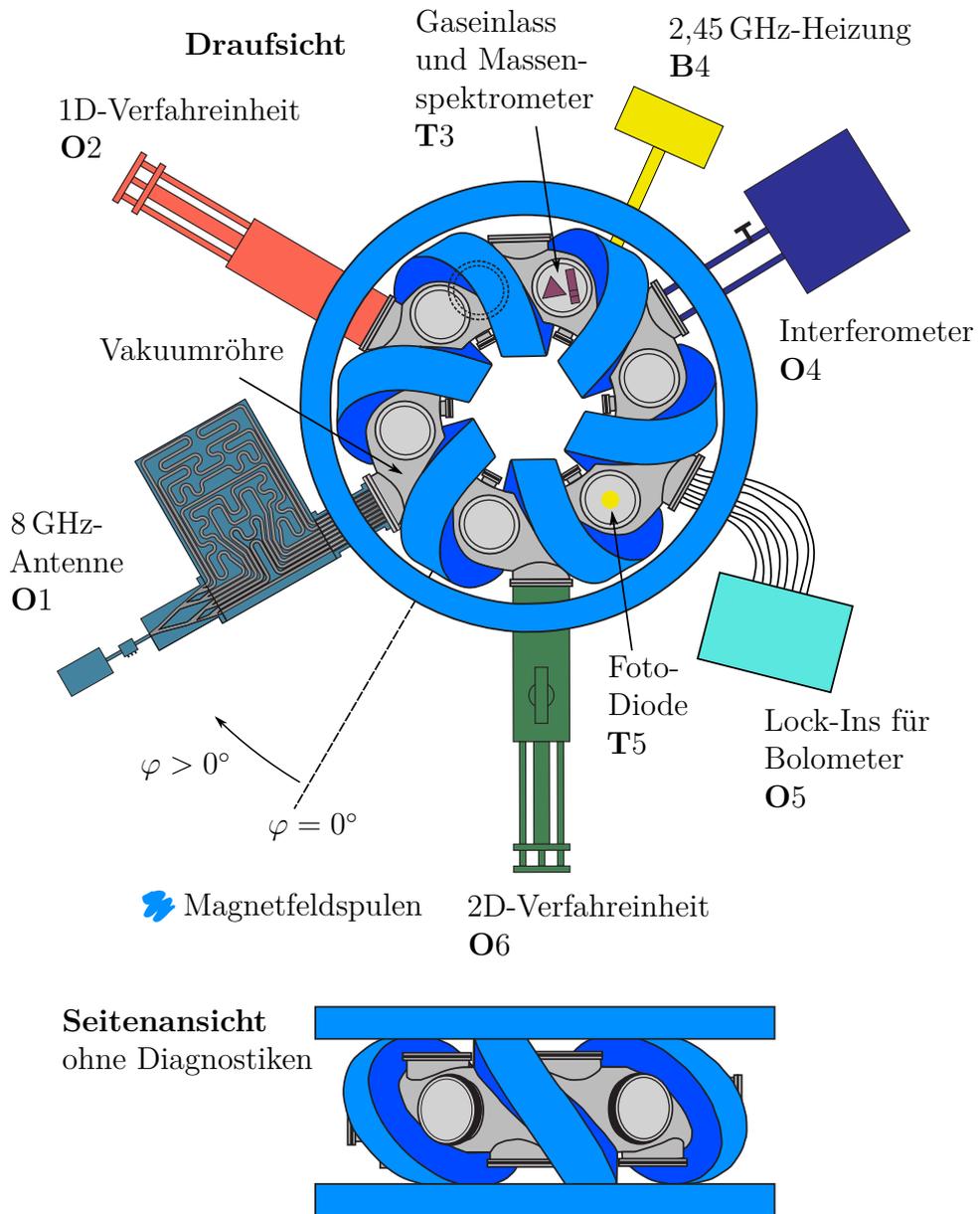


Abbildung 2.13.: Schematischer Versuchsaufbau an TJ-K [24, 36].
O steht für einen **O**uter-Port, **T** für einen **T**op-Port, **B** für einen **B**ottom-Port und **I** für einen **I**nnner-Port.

3. Experimente zum 2. Harmonischen EBW-Heizregime

Zu Beginn dieser Arbeit wurde TJ-K in die in Abbildung 2.13 dargestellte Konfiguration gebracht. Nachdem der Basisdruck ein akzeptables Niveau erreicht hatte, wurde damit begonnen, systematisch die Existenzbereiche der 2. Harmonischen EBW-Heizung in Abhängigkeit der Leistung, des Neutralgasdrucks, des Magnetfeldes und des Winkels zu suchen. Hernach wurden in den Bereichen um die „Sprungkante“ in dieses Heizregime 1D-Profilmessungen mit der an O6 angebrachten 2D-LANGMUIR-Sondeneinheit durchgeführt. Für die gesamte Messkampagne wurde Neon als Arbeitsgas verwendet.

An TJ-K waren alle in Abbildung 2.13 eingezeichneten Diagnostiken angebracht, sowie – nicht eingezeichnet – eine Diamagnetische und eine ROGOWSKI-Spule¹. Letztere sollten prinzipiell ebenfalls ausgewertet werden, lieferten aber – vermutlich aufgrund des zu geringen Plasmastromes, beziehungsweise der leider nur sehr begrenzt möglich gewesenen Amplitudenvariation – keine großartig vom Rauschen zu unterscheidenden Ergebnisse. Für die Auswertung genutzt wurden die 2D-Einheit, die allerdings nur in einer Dimension maß, sowie das Interferometer.

Die Gliederung dieses Kapitels erfolgt anhand des jeweils variierten Parameters. Um einen „roten Faden“ zu gewährleisten folgt die Untergliederung der möglichen Erstellung der Diagramme. Beginnend mit den jeweiligen Existenzbereichen folgen daraufhin die Temperatur- und Dichteprofilmessungen, anschließend werden die aus den Dichteprofilen ermittelten Fluktuationsgradprofile und Ionisationsgradprofile erläutert. Den Abschluß bilden die Profile des kinetischen Druckes beziehungsweise der vom jeweilig variierten Parameter abhängige Energieinhalt. Der Vollständigkeit halber sind die Schussliste in Anhang A und die ausgewerteten Entladungen in Anhang B zu finden.

¹Für Informationen zur prinzipiellen Funktionsweise sei auf [29] verwiesen.

3.1. Leistungsvariation

3.1.1. Existenzbereich

Um nun den Existenzbereich der effektiven 2. Harmonischen EBW-Heizung zu bestimmen, wurde die Leistung bei konstantem Magnetfeld, Stromverhältnis, Frequenz und Neutralgasdruck, wobei diese Parameter in einem Bereich liegend gewählt wurden, in dem zu erwarten war, dass prinzipiell die zweite harmonische Zyklotronresonanzheizung möglich wäre, variiert.

Schlußendlich wurde hierzu von sieben Entladungen („Schüsse“, wird im Folgenden auch mit „#‘Schussnummer‘“ abgekürzt) die liniengemittelte Dichte \bar{n}_e des Mikrowelleninterferometers ausgewertet. Damit ergibt sich das in Abbildung 3.1 gezeigte Schaubild.

Dabei wurde bei #8471 die Leistung beginnend bei $P_0^{8471} = 300$ W mit einer Schrittweite $\Delta P = 200$ W bis $P_{\text{end}}^{8471} = 2700$ W gemessen, wohingegen #8477 mit derselben Schrittweite, aber beginnend bei $P_0^{8477} = 2700$ W abwärts gemessen wurde. Wurde in den einzelnen Schüssen die liniengemittelte Dichte direkt aus dem Spannungssprung des Interferometers beim Ausschalten des Plasmas gemäß Gleichung (2.76) bestimmt, so wurde bei den zwei Schüssen mit Leistungsvariation während der Entladung der Mittelwert jeder erkennbaren Spannungsstufe (entsprechend der jeweiligen Leistungsstufe) einzeln in Bezug auf die Offsetspannung ermittelt und ebenfalls mit Gleichung (2.76) in \bar{n}_e umgerechnet.

Sehr auffällig an Abbildung 3.1 ist die hystereseähnliche Form der Messpunkte, allerdings ist hier in Betracht zu ziehen, dass die Leistungsabgabe während der Messung laut Anzeige durchaus bemerkbar schwankte, was die Existenz des grünen und roten Messpunktes bei so deutlich unterschiedlichen \bar{n}_e -Werten bei $P = 1700$ W erklären könnte – der blaue Messpunkt fehlerbedingt bei einer leicht geringeren, der grüne bei einer etwas größeren Leistung gedacht ergeben physikalisch deutlich mehr Sinn. Man erkennt den „Sprung“, bei dem die eingestrahlte Leistung ausreicht, um das Plasma in die BERNSTEIN-Heizung zu „hieven“ in genau dieser Region, bei $P_{\text{Sprung}} \approx 1700$ W. Auch zu erkennen ist die kritische liniengemittelte Dichte, ab der der Übergang in das EBW-Heizregime aufgrund der einsetzenden O-X-Konversion erfolgt. Man findet $\bar{n}_e^c \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$.

Der leichte Anstieg der liniengemittelten Dichte mit steigender Leistung unterhalb der Aktivierung der BERNSTEIN-Heizung lässt sich mit der Art

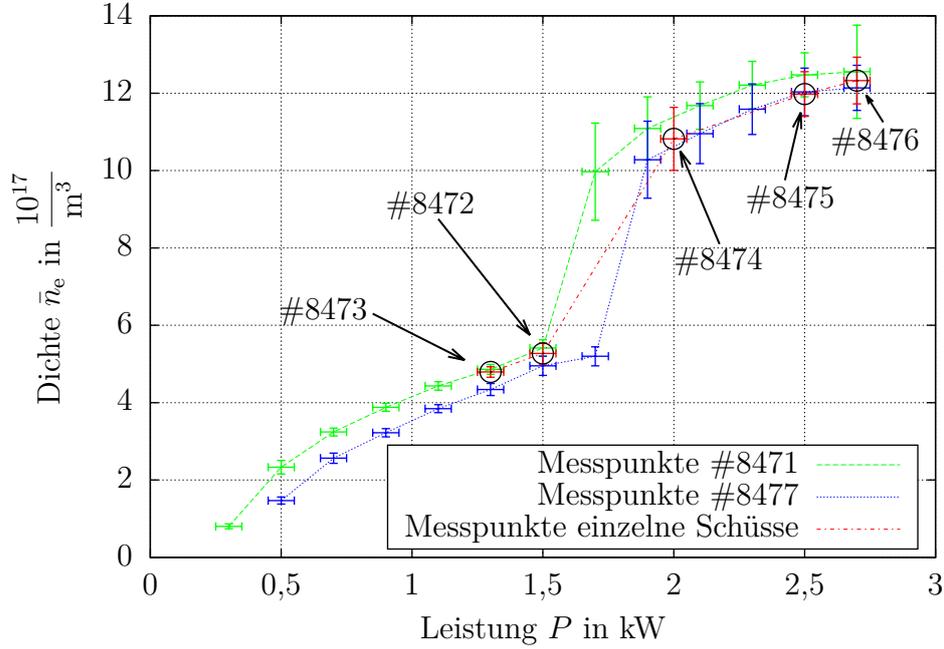


Abbildung 3.1.: Leistung P gegen liniengemittelte Dichte \bar{n}_e – Existenzbereich für eine eingestrahlte Frequenz von $f_0 = 8,256$ GHz, ein mittleres Magnetfeld von $\tilde{B} = 225,12$ mT sowie ein Stromverhältnis von $R_{v/h} = 57\%$. Der Neutralgasdruck ließ sich nicht komplett konstant halten² und variierte zwischen $p_0 = 20,5$ mPa und $p_0 = 30,1$ mPa. Die Druckvariation dürfte keine gravierenden Auswirkungen auf die liniengemittelte Dichte gehabt haben, da die Werte ausreichend weit von der \bar{n}_e -„Sprungkante“ des Neutralgasdruckes entfernt liegen. Der Fehler in der Leistung wurde mit $\Delta P_{\text{err}} = 50$ W angenommen, was etwa der beobachteten Schwankung am Anzeigergerät entspricht. Die abgebildeten Punktverbindungen stellen nur einen “guide to the eye” dar und sind ohne physikalische Bedeutung.

der Heizung in diesem Bereich verstehen. Zum einen enthält die 8,256 GHz-Mikrowelle nicht nur die O-Mode, sondern zu einem gewissen Anteil auch die X-Mode, zum anderen wird durch die Reflektion der O-Welle an der

²Auf die Berechnung des realen Druckes p_0 wird in Abschnitt 3.1.5 explizit eingegangen.

Wand diese teilweise in die X-Welle umgewandelt. Die X-Wellen wiederum werden an der UHR absorbiert und heizen in diesem Leistungsbereichbereich das Plasma. Da die durch Wandreflektion entstandene X-Welle von der Hochfeldseite in das Plasma einstrahlt, wird diese auch teilweise an der 1. ECR absorbiert [35], wobei die Heizung an der UHR überwiegt. Sobald der Leistungsübertrag durch diese Mechanismen eine ausreichend hohe Ladungsträgerdichte bereitstellt, wird die O-Mode an der nun existierenden Plasmafrequenz in die X-Mode konvertiert und diese an der UHR in die EBW überführt – da die Absorption der EBW wiederum relativ effektiv erfolgt, da sie nahezu temperaturunabhängig erfolgt und sehr gut absorbiert wird, erklärt dies den sprunghaften Anstieg der liniengemittelten Dichte.

3.1.2. Temperaturprofile

Des Weiteren wurden aus den LANGMUIR-Sondenmessungen am Port O6 Temperaturprofile erstellt. Dazu wurde die in den Grundlagen geschilderte Temperaturabhängigkeit der Sondenkennlinie oberhalb des Ionensättigungsstromes beziehungsweise unterhalb der effektiven Geometrieabhängigkeit selbiger ausgenutzt. Die LANGMUIR-Sonde maß an jedem Punkt der angefahren wurde 1 s, was etwa 10 durchfahrenen Spannungsrampen entspricht. Die dementsprechend oft vorhandenen Kennlinien wurden nun gemittelt. An der resultierenden mittleren Kennlinie wurden händisch die Grenzen gewählt, innerhalb derer das benutzte LabVIEW-Programm [28] dann automatisch den Fit der Theoriekurve an die Messpunkte durchführte und unter anderem die Elektronentemperatur ausgab. Beim Fit wurde versucht

- einen möglichst großen Spannungsbereich in die Berechnung einzubinden,
- das Floating-Potential auf jedenfall im Fit-Bereich zu belassen,
- die Elektronentemperatur möglichst gering zu halten und
- die entstehende Temperaturkurve nach Möglichkeit „smooth“ zu gestalten.

Aufgrund der manuellen Wahl der Grenzen – und dem damit notgedrungen einhergehenden Anstieg der Subjektivität in einer idealerweise komplett objektiv gehaltenen Auswerterroutine – wurde ein großer Fehler in Höhe von

20 % des bestimmten Temperaturwertes angenommen. Hier sollen nun nicht alle gemessenen Profile aufgelistet werden, da sich alle Diagramme innerhalb der aktiven beziehungsweise entsprechend innerhalb der nicht-aktiven EBW-Heizung stark ähneln. Bei Bedarf sind die Diagramme in Anhang B zu finden. Allgemein dienen die Verbindungen der Messpunkte lediglich als “guide to the eye”. Zu erwähnen ist noch, dass es sich bei den im Rahmen dieser Arbeit erstellten Profilen sämtlich um Halbprofile handelt.

In Abbildung 3.2 erkennt man rot dargestellt den Temperaturverlauf im Falle der noch nicht eingesetzt habenden EBW-Heizung. Man erkennt, dass die Temperatur etwa bei $R - R_0 = 13$ cm gepeakt ist, ohne dass eine (errechnete) Resonanz in der unmittelbaren Nähe zu finden ist. Zieht man aber die Dichtefluktuationen in Betracht, so kann man sich klarmachen, dass der Heizeffekt von der Absorption der X-Welle an der UHR herrührt. Die Abflachung des Temperaturpeaks liegt dann zum Teil an der Schwankung des Ortes der UHR, zum Teil aber auch an Stößen zwischen den Elektronen, bei denen die lokale hohe Energiedichte gewissermaßen in die Umgebung diffundiert.

Gelingt nun der Übergang in die EBW-Heizung, erhält man ebenfalls einander ähnlich sehende Diagramme, exemplarisch sei hier der Schuss #8475 herausgegriffen, der in Abbildung 3.2 blau dargestellt ist. Gegenüber dem Temperaturverlauf ohne aktive BERNSTEIN-Heizung erkennt man einen deutlichen Unterschied. Während die Temperatur für #8475 bis zur UHR nahezu konstant ist, und nur im innersten Messbereich etwas niedriger und in der Nähe der 2. ECR etwas höher liegt, fällt sie danach rapide innerhalb von 2 cm um etwa 4 eV – das ist etwa das doppelte des maximalen Temperaturgradienten aus #8472. Solange die Temperatur innen etwa konstant ist, hat sie etwa den Wert des Temperaturpeaks aus #8472. Die Energie, die sich im Plasma befindet, scheint beim Übergang in die EBW-Heizung zuzunehmen.

Doch wie erklärt man sich das innerhalb des effektiven Heizungsbereichs nur leicht gewölbte Temperaturprofil? Im ersten Moment wäre zu erwarten, dass der allergrößte Teil der Leistung der EBW direkt an der 2. ECR absorbiert wird und man somit ein klar gepeaktes Temperaturprofil erhalten würde. Das nur leicht hohle Profil lässt sich vermutlich durch ein Zusammenspiel verschiedener Effekte erklären. Einen Beitrag liefert natürlich der Energietransport durch Stöße weg von der Stelle, an der geheizt wird. Doch da dieser Beitrag schließlich auch außerhalb der BERNSTEIN-Wellenheizung

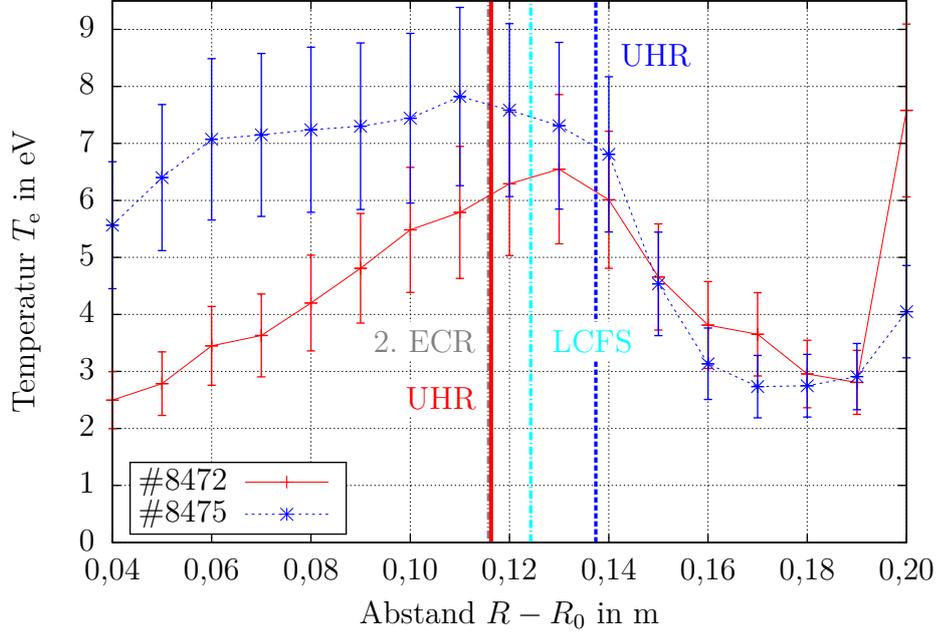


Abbildung 3.2.: Temperaturprofil für $P = 1500$ W (#8472, Messpunkte und korrespondierende UHR rot dargestellt) sowie für $P = 2500$ W (#8475, Messpunkte und korrespondierende UHR blau gestrichelt dargestellt). Der Messpunkt bei $R - R_0 = 20$ cm ist mit Vorsicht zu betrachten, da das Plasma in diesem Bereich nur noch eine geringe Dichte aufweist, sodass die Messwerte, an die gefittet wird, äußerst verrauscht sind und es deswegen zu unrealistischen Ergebnissen im Randbereich kommen kann. Der Ort, an dem die 2. ECR auftritt, ist nach Gleichung (2.11) bestimmt, wobei $\tilde{B} = \tilde{B}_0/2$. Die UHR wurde gemäß Gleichung (2.56) berechnet, dafür wurden sowohl das jeweilige Dichte-, als auch das Magnetfeldprofil verwendet. Zu beachten ist hierbei, dass aufgrund der recht hohen Dichteschwankungen die eingezeichnete Linie nur den errechneten Wert der UHR widerspiegelt, sie aber in Realität bei weitem nicht so scharf lokalisiert ist, sondern über einen breiten Bereich temporär existieren kann. Die LCFS ließ sich graphisch aus den Flussflächendarstellungen des MCC-Codes [26] bestimmen, welcher berücksichtigt, dass die zwei Vertikalfeldspulen von TJ-K nicht exakt übereinander angebracht sind.

auftritt und dort nicht genügt, nur leicht hohle Profile zu schaffen, wird er vermutlich nicht der ausschlaggebende Vorgang sein, wenn er auch einen gewichtigen Beitrag liefern mag. Eine weitere Ursache für das relativ flache Temperaturprofil ist vermutlich im DOPPLER-Effekt begründet [27]. Durch diesen wird die Absorption der EBW, die von der Geschwindigkeit der Elektronen abhängt, in einem wesentlich größeren Bereich möglich. Die Absorption erfolgt dann im Prinzip über die in Abschnitt 2.1.4 näher erläuterte LANDAU-Dämpfung.

Des Weiteren dürfte die in den Grundlagen in Abschnitt 2.1.4 beschriebene Dämpfung durch Kollisionen der Elektronen, die die Ladungsdichteschwankung ausführen, für eine über einen vergleichsweise weiten Bereich verteilte Absorption der EBW sorgen.

3.1.3. Dichteprofile

Ist das Temperaturprofil bestimmt, so lassen sich die Dichteprofile erstellen. Dazu wird der Ionensättigungsstrom, der mit der zweiten LANGMUIR-Sonde parallel zur Temperaturmessung erfolgte, in eine Dichte umgerechnet, wobei die liniengemittelte Elektronendichte zur Normierung des Profils verwendet wurde. In dem verwendeten IDL-Programm von KÖHN [20] wurden dann zusätzlich das Temperaturprofil, sowie der Verlauf des Magnetfeldes berücksichtigt. Wiederum werden hier nicht alle gemessenen und ausgewerteten Kurvenverläufe gezeigt, sondern je einer bei aktiver beziehungsweise bei nicht-aktiver EBW-Heizung. Bei Bedarf sind auch diese Diagramme in Anhang B einzusehen.

Zuerst werde die Dichte für die inaktive EBW-Heizung betrachtet, die in Abbildung 3.3 rot dargestellt ist. Wie zu erwarten war, ist die Elektronendichte außerhalb der LCFS geringer als innerhalb des Einschlussbereiches, da die Elektronen, wenn sie auf die Wand des Torus prallen, rekombinieren. Bis $R - R_0 = 10$ cm ist die Elektronendichte etwa konstant, dann beginnt sie – schon innerhalb des Einschlussbereiches – zu sinken. Dieses Verhalten ist durch Transportprozesse und Diffusion gesteuert. Allerdings wären zum tiefergehenden Verständnis umfangreiche Energie- beziehungsweise Teilchenbetrachtungen vonnöten, auf die hier verzichtet werden soll. Hier sei auf die Diplomarbeit von BIRKENMEIER verwiesen [3], in der zusätzlich ein numerisches Modell des Transports zu finden ist. Durch diese Mechanismen verlassen immer wieder Elektronen den Einschlussbereich. Da die Heizung

3. Experimente zum 2. Harmonischen EBW-Heizregime

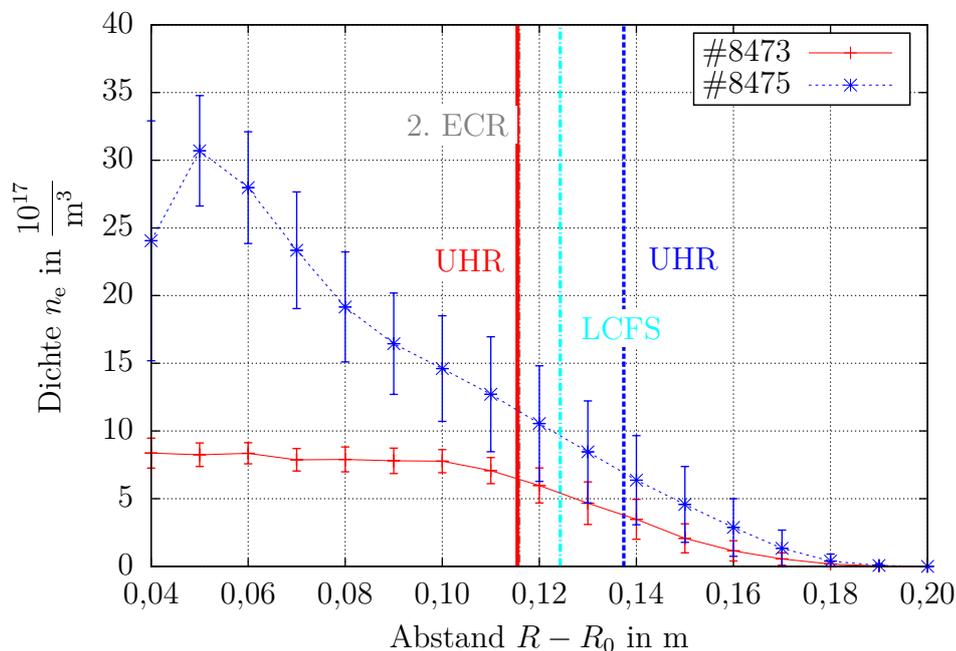


Abbildung 3.3.: Dichteprofil für $P = 1300$ W (#8473, Messpunkte und korrespondierende UHR rot dargestellt) sowie für $P = 2500$ W (#8475, Messpunkte und korrespondierende UHR blau gestrichelt dargestellt). Die eingezeichneten Linien wurden hier und in allen weiteren Zeichnungen, in denen sie eingezeichnet wurden, analog zur in Abbildung 3.2 beschriebenen Vorgehensweise ermittelt. Der innerste Messpunkt von #8475 ist mit Vorsicht zu betrachten, da die Sonde das Plasma hier so stark gestört hat, dass dieses sich kurzzeitig nicht im Bereich der aktiven EBW-Heizung befand.

aber laufend freie Elektronen nachliefert, erklärt sich auch die durchaus noch bemerkenswerte Dichte selbiger im Bereich der Abschältschicht („Scrape Off Layer“, „SOL“).

Erhöht man die Leistung über die einen kritischen Wert (in Abbildung 3.3 blau dargestellt), so erkennt man, dass die Plasmadichte im Einschlussbereich wesentlich höher ist, was ein Anzeichen für eine effektivere Heizungsvariante darstellt. Die Spitzenwerte liegen im Bereich von $n_e \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Das Profil ist wesentlich steiler, da die Temperaturen in der Mitte höher als

im Falle der inaktiven BERNSTEIN-Heizung sind und damit mehr Ionisation erreicht werden kann. Möglich wird dieses in Richtung magnetische Achse zugespitzte Profil, da die Absorption der EBW bis in einen Bereich kurz vor der magnetischen Achse zu erfolgen scheint.

3.1.4. Fluktuationsgrad

Hat man ein fertig erstelltes Dichteprofil, so lässt sich daraus ohne größere Probleme der Fluktuationsgrad ξ bestimmen. Dazu wird die Standardabweichung der einzelnen Messpunkte, die sogenannte Fluktuationsamplitude, durch den Wert der Dichte an diesem Ort geteilt. Dadurch erhält man die normalisierten Schwankungen der Dichte, was die Schüsse untereinander vergleichbar macht. Mathematisch gilt:

$$\xi (\%) = \frac{\Delta n_e}{n_e} \cdot 100 \quad (3.1)$$

Hier sollen, wie in den Kapiteln zuvor, lediglich ein Diagramm, in dem ein Schuss aus der inaktiven und einer aus der aktiven EBW-Heizung gezeigt werden, zur Verfügung gestellt werden. Interessiert man sich für die anderen Diagramme, sind diese ebenfalls in Anhang B zu finden. Man erhält beispielsweise Abbildung 3.4.

Im O-/X-Wellenheizungsregime (#8473, mit der korrespondierenden UHR in Abbildung 3.4 rot dargestellt) erkennt man, dass der Fluktuationsgrad im Großteil des Einschlussbereiches etwa konstant auf niedrigem Wert verbleibt, erst an der LCFS steigt er bis auf etwa 25 %. Außerhalb der LCFS steigt der Fluktuationsgrad schnell bis auf $\xi \approx 140$ %. Dass der Fluktuationsgrad vor allem an den äußeren Messpunkten so große Werte annimmt dürfte auch an den Messungen liegen, die in diesem Bereich dazu tendieren einen außerordentlich großen Anteil Rauschen zu beinhalten. Nichtsdestotrotz erscheint es logisch, dass die Dichte außerhalb der letzten geschlossenen Flussfläche eine größere Fluktuation aufweist, da hier aufgrund der Wand, auf die die Elektronen bei ihrem toroidalen Umlauf außerhalb der LCFS notwendigerweise irgendwann treffen, immer wieder Elektronen rekombinieren und somit nicht mehr zum Plasma beitragen. Des Weiteren triggert der größere Dichtegradient in der Gegend der LCFS Instabilitäten, die wiederum den Transport nach außen begünstigen.

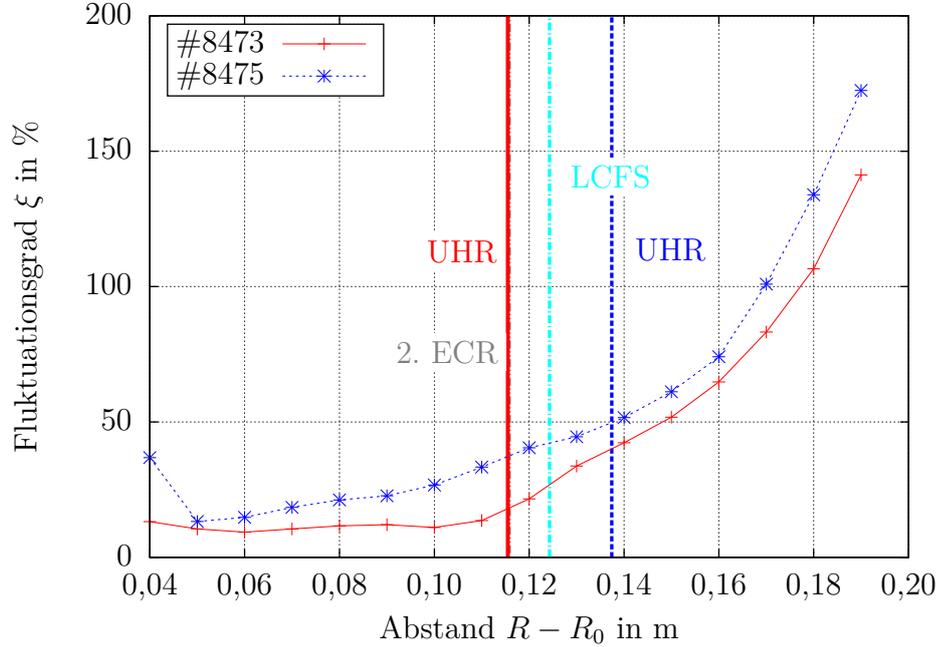


Abbildung 3.4.: Fluktuationsgradprofil für $P = 1300$ W (#8473, Messpunkte und korrespondierende UHR rot dargestellt) und $P = 2500$ W (#8475, Messpunkte und korrespondierende UHR blau gestrichelt dargestellt). Der Messpunkt bei $R - R_0 = 20$ cm wurde nicht berücksichtigt, da dieser Wert der Dichte verwendet wird, um den Offset zu kompensieren. Plasma dürfte an dieser Stelle, die praktisch schon außerhalb des Torus liegt, keines mehr vorhanden sein, sodass die Berechnung des Fluktuationsgrades an dieser Stelle nicht möglich ist, da man durch Null teilen würde. Auf Fehlerbalken wurde wegen ihrer Größe verzichtet.

Für das EBW-Heizungsregime (#8475, mit der korrespondierenden UHR in Abbildung 3.4 blau gestrichelt dargestellt) erkennt man, dass man am prinzipiellen Kurvenverlauf keine allzu großen Unterschiede zwischen #8473 und #8475 beobachten kann, wenn man einmal von dem größeren Absolutwert und früheren Anstieg des Fluktuationsgrades bei funktionierender EBW-Heizung absieht. Dies lässt sich begründen, wenn man sich den Verlauf der Dichteprofile nochmal vor Augen führt. Ist die EBW-Heizung nicht aktiv,

so ist das Dichteprofil innerhalb des Einschlussbereiches relativ eben, sodass hier ∇n_e nicht allzu groß ist – im Gegensatz dazu ist das Dichteprofil bei der Heizung mit der EBW wesentlich steiler, sodass ∇n_e in diesem Fall deutlich größer ist. Damit ist der Antrieb der Driftwellenturbulenz, der von ∇p_{kin} abhängt, stärker. Prinzipiell ließe sich auch für die Fluktuationsgradprofile ein Fehler berechnen, denn gemäß Fehlerfortpflanzung gilt:

$$\Delta\xi (\%) = \left(\left| \frac{\partial}{\partial n_e} \left(\frac{\Delta n_e}{n_e} \right) \right| \cdot \Delta n_e + \underbrace{\left| \frac{\partial}{\partial \Delta n_e} \left(\frac{\Delta n_e}{n_e} \right) \right| \cdot \Delta(\Delta n_e)}_{=0} \right) \cdot 100 \quad (3.2)$$

$$= \frac{\Delta n_e^2}{n_e^2} \cdot 100 \quad (3.3)$$

Man erkennt also, dass die Fehlerbalken für Fluktuationen über 100 % sehr schnell sehr groß werden, was insbesondere im Bereich jenseits der LCFS mehr Verwirrung stiften dürfte, als es an nützlichen Informationen enthält.

Es kann nun aber noch interessant sein, den Fluktuationsgrad an bestimmten Orten im Plasma mit seinen Pendanten aus anderen Schüssen zu vergleichen, siehe Abbildung 3.5.

Bei dem in Abbildung 3.5 dargestellten Plot wurde unter anderem der Fluktuationsgrad an der Stelle $R - R_0 = 6$ cm aufgetragen, da dies möglichst dicht an der magnetischen Achse, die sich bei $R - R_0 = 4$ cm befindet, liegt. Noch dichter an der magnetischen Achse waren die Dichtemessungen teilweise nicht wie erwünscht, da die LANGMUIR-Sonden das Plasma dermaßen störten, dass die EBW-Heizung für diese Messpunkte nicht mehr funktionierte. Befanden die LANGMUIR-Sonden sich weit genug außen, gelang der Übergang in die EBW-Heizung wieder. Schaut man sich nun den Verlauf des Fluktuationsgrad bei $R - R_0 = 6$ cm an, so ist kein allzu großer Effekt zu erkennen. Es ließe sich die Behauptung aufstellen, dass ξ von einem niedrigen Niveau kommend um den „Sprung“ in die EBW-Heizung etwas ansteigt, und, entfernt man sich bei aktiver EBW-Heizung von der „Sprungkante“, wieder auf ein etwas über dem Ausgangsniveau liegenden, etwa konstanten Wert abfällt. Diese Behauptung ist allerdings aufgrund der geringen Zahl der Messpunkte nicht unproblematisch. Eine mögliche Erklärung wäre, dass in der Nähe der „Sprungkante“ eine gewisse Überlagerung der Heizungsmechanismen wirkt beziehungsweise die BERNSTEIN-Welle bereits für kurze Momente entstehen kann. Dies hätte natürlich zur Folge, dass das Plasma

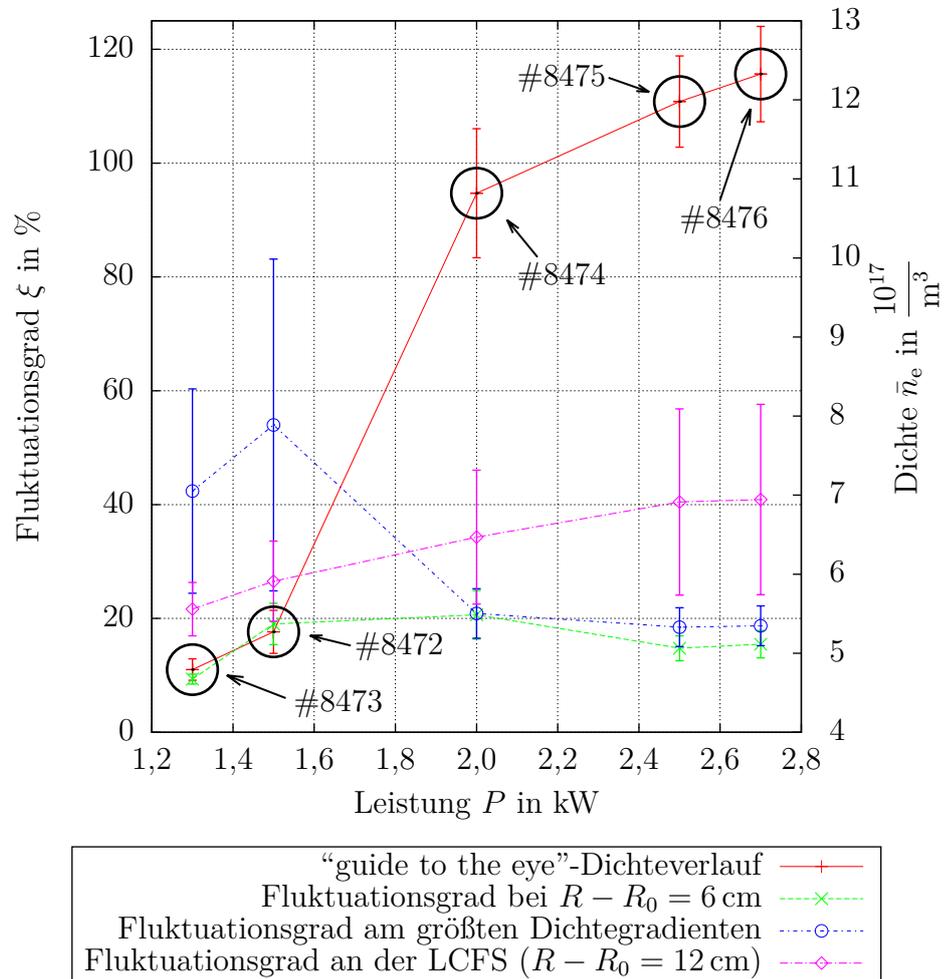


Abbildung 3.5.: Fluktuationsgrad an ausgewählten Orten in Abhängigkeit von der Leistung. Zum Vergleich wurde auf der rechten y -Achse \bar{n}_e aufgetragen. Die Fehler des Fluktuationsgrades wurden gemäß Gleichung (3.3) eingezeichnet.

in diesem Leistungsbereich unruhiger wäre und somit auch größere Fluktuationsgrade in der Nähe der magnetischen Achse aufwiese. Passend dazu war während der Entladung von #8472, der die am nächsten am „Sprung“ liegende Profilmessung darstellt, ein teilweiser Übergang in die Heizung mit EBW zu beobachten.

Die deutlichsten Veränderungen sind beim Fluktuationsgrad am größten Dichtegradienten festzustellen. Der Dichtegradient wurde ermittelt, indem mit IDL eine lineare Interpolation ausreichender Auflösung über den Messbereich und anschließend die programminterne Ableitungsfunktion, die eine numerische Ableitung vermittelt LAGRANGE-Interpolation berechnet, durchgeführt wurden. Der mit Abstand größte Fluktuationsgrad wurde hier bei #8472 gemessen, doch auch bei dem Messpunkt bei 1300 W ist bereits ein recht hoher Fluktuationsgrad zu verzeichnen. Sobald aber die Generation der EBW dauerhaft eingesetzt hat, verringert sich der Fluktuationsgrad und bewegt sich nunmehr auf einem Niveau, das deutlich unter dem Anfangsniveau liegt und etwa konstant zu bleiben scheint. Hier wäre eine mögliche Erklärung in der Verschiebung des Ortes, an dem der größte Dichtegradient zu verorten ist, zu finden. Innerhalb der aktiven EBW-Heizung ist dieser klar innerhalb der LCFS, nicht weit vom vorher betrachteten $R - R_0 = 6$ cm entfernt. Im Bereich der O- und X-Wellen-Heizung verschiebt sich der größte Gradient bis in die SOL, in welcher die Fluktuationsgrade aufgrund der in Abschnitt 3.1.3 aufgeführten Gründe sowieso normalerweise größer sind.

Als letzter besonderer Punkt wurde der Fluktuationsgrad an der LCFS herausgegriffen. Man erkennt einen monotonen Anstieg mit steigender Leistung. Auch hier scheinen die Änderungen von ξ im Bereich der etablierten EBW-Heizung nachzulassen und sich auf einen einigermaßen konstanten Wert einzustellen. Da sich in dieser Konfiguration der Ort der LCFS nicht nennenswert verschiebt, wäre eine mögliche Erklärung die ebenfalls bereits in Abschnitt 3.1.3 genannte Flachheit des Dichteprofiles bei inaktiver EBW-Heizung. Dieses sorgt für einen noch verhältnismäßig geringen Fluktuationsgrad an der LCFS, wobei das ungleich steilere Dichteprofil der aktiven EBW-Heizung bereits an der LCFS für eine deutlich größere Dichteschwankung, respektive einen höheren Fluktuationsgrad sorgt.

3.1.5. Ionisationsgradprofile

Mithilfe der Dichteprofile lässt sich eine weitere Größe bestimmen – die Ionisation. Dazu musste man allerdings zuerst einmal aus dem Neutralgasdruck die Neutralgasdichte bestimmen. Als Erstes stellte sich die Frage, welchen der Druckmessköpfe (AHC-, PKR-Messkopf oder Baratron) man zum Auswerten benutzen sollte, da die Absolutwerte doch ziemlich unterschiedlich waren. Aufgrund seiner großen Ungenauigkeit fiel das Baratron

3. Experimente zum 2. Harmonischen EBW-Heizregime

heraus und schließlich wurde der PKR-Messkopf aufgrund der prinzipiell höchsten Zuverlässigkeit gewählt – das bedeutet, alle Neutralgasdruckwerte die in dieser Arbeit verwendet wurden, stammen vom PKR251-Messkopf. Der PKR251-Messkopf arbeitet im gewählten Druckbereich in einem Kombibetrieb, bei dem sowohl ein PIRANI-Messkreis, als auch ein Kaltkathoden-Messkreis ausgewertet werden [2]. Das nächste Problem stellte der operative Druckbereich dar. Da der angezeigte Wert des Messkopfes nur für Raumluft dem tatsächlichen Wert entspricht, war ein Umrechnungsfaktor notwendig. Dieser ist auch in der Anleitung desselbigen zu finden – allerdings gilt der lineare Zusammenhang laut dieser nur bis 10^{-5} mbar, die Messungen dieser Arbeit erfolgten aber bei geringfügig höheren Drücken. Da die Anleitung im operativen Druckbereich keine Daten zu Neon enthält, wurde anhand des Messkurvenverlaufs der anderen Gase abgeschätzt, dass Neon vermutlich noch einen in guter Näherung linearen Verlauf zeigt. Somit wurde als Umrechnungsfaktor die eigentlich für den niedrigeren Druckbereich vorgesehene Konstante $K_{\text{Ne}} = 4,1$ verwendet. Damit wurden alle vom Messkopf angezeigten Druckwerte in die realen Druckwerte, die mit p_0 abgekürzt werden, umgerechnet – in dieser Arbeit werden nie die angezeigten, sondern immer die „echten“ Druckwerte verwendet. Aus der idealen Gasgleichung erhält man für die Neutralgasdichte:

$$n_{\text{neutral}} = \frac{p_0 K_{\text{Ne}}}{T_{\text{gas}}} \quad (3.4)$$

Für das Neutralgas wurde angenommen, dass seine Temperatur etwa der Raumtemperatur gleichkommt ($T_{\text{gas}} \approx 26$ meV), was die Arbeit von [9] nahelegt. Allerdings wurde aufgrund der großen Ungenauigkeit dieser Messungen ein Fehler von 40 % angenommen. Auch lässt sich per Fehlerfortpflanzung ein Fehler bestimmen, angenommen wurden 10 % Fehler des angezeigten Drucks. Somit erhält man für den Fehler bei der Bestimmung des Neutralgasdrucks:

$$\Delta n_{\text{neutral}} = \frac{\Delta p_0}{T_i} + p_0 \frac{\Delta T_i}{T_i^2} \quad (3.5)$$

Als Bestimmungsgleichung³ für den Ionisationsgrad verwendet man nun [35]

$$X (\%) = \left(\frac{n_{\text{ion}}}{n_{\text{neutral}} + n_{\text{ion}}} \right) \cdot 100 \quad (3.6)$$

³Da man bei einer Ionisierungsenergie $E_{\text{ion}}^{\text{Ne}} = 21,559$ eV [8] bei unseren Temperaturen von einem einfach ionisierten Plasma ausgehen kann, gilt hier $n_e \approx n_{\text{ion}}$.

Der Fehler hier ergibt sich zu:

$$\Delta X (\%) = \frac{n_{\text{ion}}\Delta n_{\text{neutral}} + n_{\text{neutral}}\Delta n_{\text{ion}}}{(n_{\text{neutral}} + n_{\text{ion}})^2} \cdot 100 \quad (3.7)$$

Damit lassen sich nun die Ionisationsgradprofile erstellen, man erhält beispielsweise Abbildung 3.6.

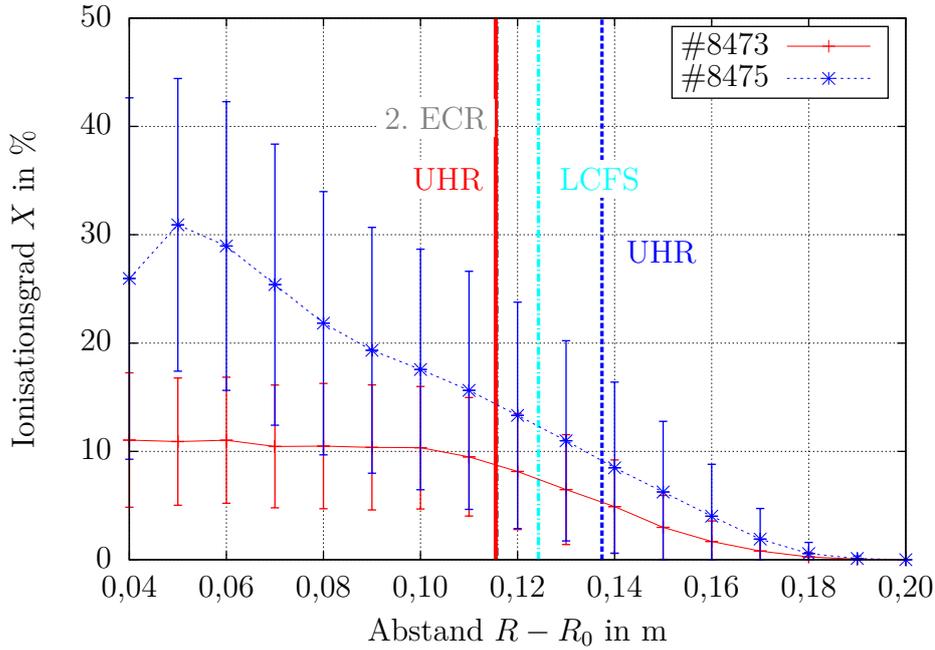


Abbildung 3.6.: Ionisationsgradprofil für $P = 1300$ W (#8473, Messpunkte und korrespondierende UHR rot dargestellt) sowie für $P = 2500$ W (#8475, Messpunkte und korrespondierende UHR blau gestrichelt dargestellt). Beim innersten Messpunkt von #8475 wurde das Plasma durch die Sonde vermutlich zu stark gestört, sodass dieser Punkt mit Vorsicht zu betrachten ist.

Das Ionisationsgradprofil zeigt einen ähnlichen Verlauf wie das Dichteprofil in diesem Heizregime. Für die O-/X-Wellenheizung (in Abbildung 3.6 exemplarisch durch den rot dargestellten Schuss #8473 visualisiert) erkennt man, dass der Ionisationsgrad maximal bei etwa 10% liegt und wie zu erwarten war, ist die Ionisation innerhalb des Einschlussbereiches deutlich

höher und fällt über die LCFS langsam nach außen hin ab. Die geringe Maximalionisation liegt zum einen am relativ hohen Neutralgasdruck, zum anderen aber schlicht an der Ineffizienz der Heizung.

Wechselt die Heizungsart nun zur EBW-Heizung, so spiegelt sich das auch im Ionisationsgradprofil (in Abbildung 3.6 exemplarisch durch den blau gestrichelt dargestellten Schuss #8475 visualisiert) wieder. Man erkennt im Gegensatz zu #8473 einen wesentlich höheren Ionisationsgrad, im Besonderen ist dieser selbst an der LCFS noch höher als der Maximalwert im O-/X-Wellenheizungsszenario, was ein erfreuliches Ergebnis darstellt, denn es zeigt, dass ein nicht unerheblicher Teil der zusätzlich absorbierten Leistung in die Ionisation geht – und genau dies möchte man mit der EBW-Heizung schließlich erreichen. Die Begründung für die Form der Messkurve verläuft analog zur in Abschnitt 3.1.3 geführten Begründung der Dichteprofilform bei aktiver EBW-Heizung.

3.1.6. Profile des kinetischen Drucks und Energieinhalt

Eine weitere Größe die interessante Informationen enthält ist der kinetische Druck. Der kinetische Druck hat in der Plasmaphysik die Einheit einer Energiedichte, da er sich aus dem Produkt von Teilchendichte und Temperatur in Elektronvolt ergibt ($p_{\text{kin}} = n_e T_e$). Die entsprechenden Profile des kinetischen Drucks sind also interessant, weil sie zeigen können, wo im Plasma die Energiedichte besonders hoch ist. Den Fehler für den kinetischen Druck ermittelt man unter Zuhilfenahme der Fehlerfortpflanzung, man erhält:

$$\Delta p_{\text{kin}} = n_e \Delta T_e + T_e \Delta n_e \quad (3.8)$$

Der entstehende Fehler ist somit, aufgrund der schon bei den Vorgängermessungen vergleichsweise großen Fehler, relativ groß. In Abbildung 3.7 ist je eines der Profile des kinetischen Druckes als Beispiel für inaktive beziehungsweise aktive EBW-Heizung dienend dargestellt. Auch wenn in diesem Diagramm die Messwerte für die O-X-Wellenheizung (beispielsweise #8473, rot dargestellt in Abbildung 3.7) allesamt im niedrigen p_{kin} -Wertebereich liegen, erkennt man dennoch, dass sich die Energiedichte der Region, in der sie maximal wird, genau dort befindet, wo just auch die 2. ECR, im Besonderen aber die UHR, zu finden sind. Zur Erinnerung – die UHR ist aufgrund der Dichteschwankungen nicht so ortsfest, wie es in Abbildung 3.7

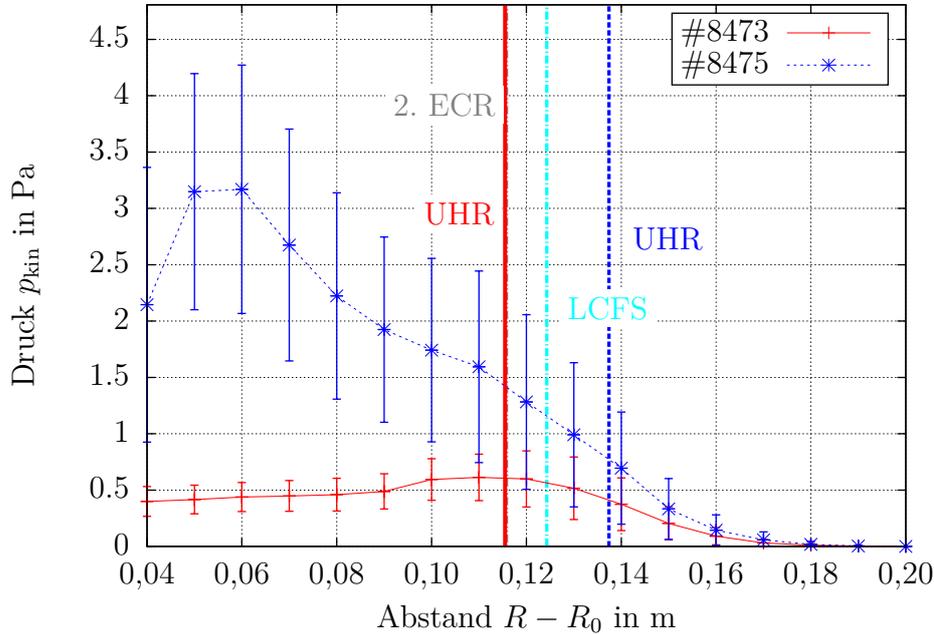


Abbildung 3.7.: Profile des kinetischen Druckes für $P = 1300 \text{ W}$ (#8473, UHR und Messpunkte rot dargestellt) sowie für $P = 2500 \text{ W}$ (#8475, UHR und Messpunkte blau gestrichelt dargestellt). Für dieses Diagramm wurde der kinetische Druck von eV in Pa umgerechnet. Wie bereits erwähnt lieferte der innerste Messpunkt von #8475 – vermutlich aufgrund des Störeinflusses der Sonde – keine allzuguten Werte.

auf den ersten Blick scheinen mag. Das bedeutet, man erkennt hieran, dass die Leistung wirklich an der UHR absorbiert wird und dort auch zu einem bedeutenden Teil verbleibt.

Wie nach den bereits deutlich unterschiedlichen Temperatur- und Dichteprofilen der aktiven, im Vergleich zur inaktiven, EBW-Heizung bereits zu erwarten war, zeigt das Profil des kinetischen Drucks im EBW-Heizregime (beispielsweise #8475, blau gestrichelt dargestellt in Abbildung 3.7) ein klar anderes Verhalten. Man erkennt, dass der kinetische Druck in Richtung magnetischer Achse ansteigt und in dieser Gegend auch sein Maximum erreicht. Ebenfalls schön zu sehen ist die kleine „Stufe“ kurz vor der 2. ECR – dies

3. Experimente zum 2. Harmonischen EBW-Heizregime

spricht, da diese sich reproduzieren ließ, für einen Hinweis auf die bereits erwartete höhere Absorption an der 2. ECR. Wie bereits in Abschnitt 3.1.2 ausgeführt, findet die Absorption aber nicht nur hier statt, sondern in einem größeren Bereich in Richtung der magnetischen Achse. Prinzipiell ist eine solche Energiedichteverteilung durchaus erwünscht, da man im Plasmakern normalerweise eine möglichst hohe Energiedichte benötigt – insbesondere bei Fusionsplasmen, da die Zündung der Fusion nur bei ausreichender Temperatur und Ladungsträgerdichte, also schlußendlich bei einer hohen Energiedichte, erfolgen kann, auch wenn die Steilheit den ungewollten Transport verstärkt.

Auch der Energieinhalt des Plasmas lässt sich über den kinetischen Druck bestimmen. Dazu integriert man zuerst numerisch mit Hilfe von IDL⁴ und multipliziert das Ergebnis mit dem effektiven Plasmavolumen. Damit erhält man:

$$\begin{aligned}
 E \text{ (J)} &= \underbrace{2\pi R_0}_{\text{Torusumfang}} \cdot \overbrace{\pi a^2}^{\text{Plasmaflächenquerschnitt}} \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \frac{\text{J}}{\text{eV}} \\
 &\cdot \underbrace{\frac{1}{M} \int_{R-R_0=4 \text{ cm}}^{R-R_0=20 \text{ cm}} p_{\text{kin}}(R-R_0) d(R-R_0)}_{\text{normierter kinetischer Druck}} \quad (3.9)
 \end{aligned}$$

Wobei hier M für die Wegstrecke, über die integriert wurde, steht. Der Fehler, der, da die Ausgangswerte bereits stark fehlerbehaftet sind, ebenfalls nicht zu unterschätzen ist, berechnet sich analog zu Gleichung (3.9), es muss nur Δp_{kin} anstatt p_{kin} verwendet werden. Damit erhält man aus den Schüssen mit Profilmessungen zur Leistungsveränderung Abbildung 3.8. Man erkennt einen deutlichen Anstieg der im Plasma gespeicherten Energie, wenn die Heizung mit EBW erfolgt. Qualitativ ist der Verlauf dem der liniengemittelten Dichte, siehe Abbildung 3.1, sehr ähnlich. Auch dieses Diagramm stützt also die These, dass mit der EBW-Heizung an der 2. ECR eine – zumindest im Vergleich zur Heizung mit X-Wellen an der UHR – ungleich effektivere Heizmöglichkeit besteht.

⁴In unserem Fall wurde der Integrationsbefehl für das 5-Punkt NEWTON-COTES-Verfahren benutzt.

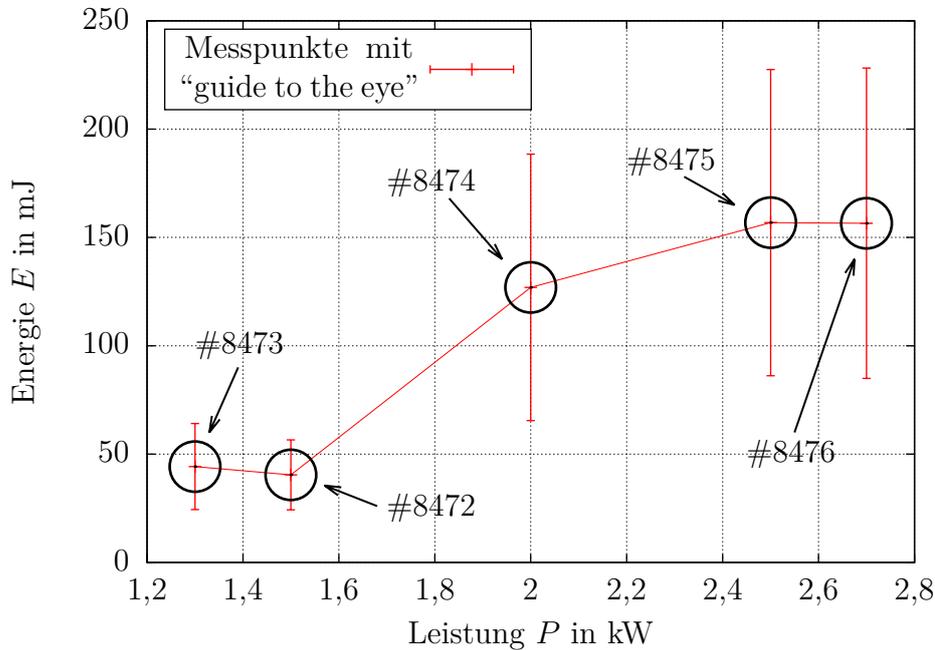


Abbildung 3.8.: Energieinhalt in Abhängigkeit von der Leistung.

3.2. Magnetfeldvariation

3.2.1. Existenzbereich

Um nun den Existenzbereich in Abhängigkeit vom anliegenden Magnetfeld zu ermitteln, wurden zuerst Stromrampen gefahren, das heißt, das Magnetfeld wurde zuerst mittels eines recht hohen Stroms ausreichend hoch gewählt, sodass die EBW-Generation einsetzen konnte, dann wurde der Strom, respektive das Magnetfeld verringert und beobachtet, in welchem Bereich die EBW-Heizung erlosch. Dieser Bereich wurde anschließend mit Profilmessungen detaillierter untersucht. Schlußendlich ergab sich Abbildung 3.9. Offensichtlich liegt die Existenzschwelle der EBW-Heizung bei $\tilde{B}_{\text{Sprung}} \approx 218 \text{ mT}$. Unterhalb der „Sprungkante“ sinkt die liniengemittelte Dichte mit sinkendem Magnetfeld weiter. Doch auch oberhalb der „Sprungkante“ ist nach dem kurzen Maximalbereich (ab #8466) unmittelbar nach dem Sprung ein Sinken der liniengemittelten Dichte zu beobachten.

3. Experimente zum 2. Harmonischen EBW-Heizregime

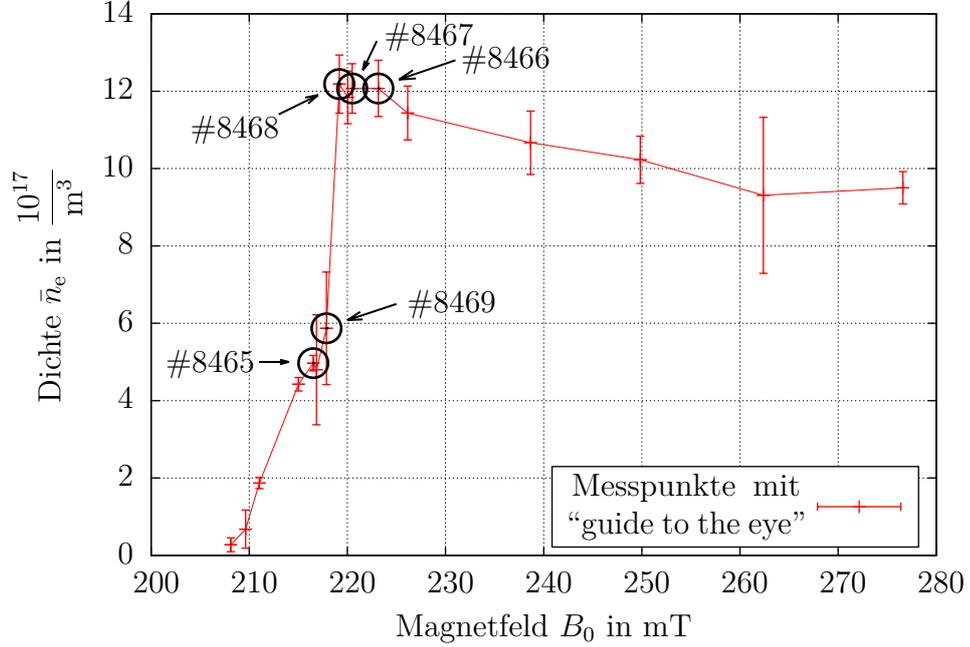


Abbildung 3.9.: Mittleres Magnetfeld \tilde{B} gegen \bar{n}_e – Existenzbereich für eine eingestrahlte Frequenz von $f_0 = 8,256$ GHz, eine Leistung von $P = 2700$ W, einen Neutralgasdruck von $p_0 = 28,7$ mPa und ein Stromverhältnis von $R_{v/h} = 57\%$.

Verstehen lässt sich dies mit der Verschiebung der UHR und des R-Wellen-Cutoffs, der dem in den Grundlagen erwähnten ω_{cut}^X , vergleiche Gleichung (2.55), entspricht. Der R-Wellen-Cutoff stellt für die X-Wellen einen Bereich dar, durch den sie lediglich als evaneszente Welle propagieren können [19]. Damit gibt es natürlich einen bestimmten Abstand zwischen UHR und R-Wellen-Cutoff, der die X-Wellen am wenigsten von ihrer Konversion zur EBW an der UHR abhält, weswegen hier auch ein Maximum der liniengemittelten Dichte im Bereich nach dem „Sprung“ zu sehen ist. Weiter oberhalb der „Sprungkante“ wird der Abstand zwischen UHR und ω_{cut}^X wieder ungünstiger, sodass die liniengemittelte Dichte wieder etwas abfällt. Unterhalb der „Sprungkante“ entstehen noch nicht genügend EBW an der UHR, um den Übergang in das EBW-Heizregime zu gestatten.

3.2.2. Temperaturprofile

Die Temperaturprofile bei Winkelvariation gleichen im Wesentlichen denen aus Abschnitt 3.1.2, daher seien hier nur kurz erwähnenswerte Unterschiede genannt und im Übrigen auf Anhang B verwiesen. Einen bemerkbaren Unterschied erkennt man nur bei den Diagrammen, die nicht innerhalb des EBW-Heizregimes liegen – man beobachtet eine leichte Stufe im Temperaturprofil, die in der Gegend der 2. ECR liegt.

3.2.3. Dichteprofile

Da die Dichteprofile hierzu ein komplett identisches Verhalten wie bei Leistungsvariation in Abschnitt 3.1.3 zeigen, wird hier ebenfalls auf ihre Darstellung verzichtet, bei Bedarf siehe Anhang B.

3.2.4. Fluktuationsgrad

Auch die Fluktuationsgradprofile zeigen keine grundlegenden Abweichungen zu dem in Abschnitt 3.1.4 erläuterten Messpunkteverlauf. Zu erwähnen wäre einzig der erhöhte Fluktuationsgrad in #8469, der im Bereich außerhalb der LCFS durchaus fehlerbedingt entstanden sein könnte, da die Fehlerbalken hier, wie erwähnt, sehr groß sind. Doch auch innerhalb der LCFS ist der Fluktuationsgrad bereits merklich erhöht, vermutlich weil man sich mit dieser Magnetfeldkonfiguration bereits so dicht an der „Existenzschwelle“ des EBW-Heizregimes befindet, dass die EBW-Heizung bereits unregelmäßig einen Beitrag zur Gesamtheizung liefert und somit für entsprechend größere Dichteschwankungen, als es zu erwarten gewesen wäre, sorgt.

Betrachtet man den Fluktuationsgrad an bestimmten Orten im Plasma, erhält man Abbildung 3.10. Hier erkennt man für $R - R_0 = 6$ cm ein klares Maximum des Fluktuationsgrades im Bereich der Existenzschwelle bei $\tilde{B}_{\text{Sprung}} \approx 218$ mT. Im Bereich höherer Magnetfeldstärken sinkt der Fluktuationsgrad wieder auf einen etwa konstanten Wert, der allerdings über dem Ausgangsniveau bei niedrigen Magnetfeldstärken liegt. Der Grund für dieses Verhalten dürfte derselbe sein, der bereits in Abschnitt 3.1.4 erläutert wurde. Die Erklärung der teilweisen, unregelmäßigen Überlagerung der Heizmechanismen würde auch zur Erklärung des erhöhten Fluktuationsgrades in #8469 passen. Auch der Fluktuationsgrad am steilsten Dichtegradienten

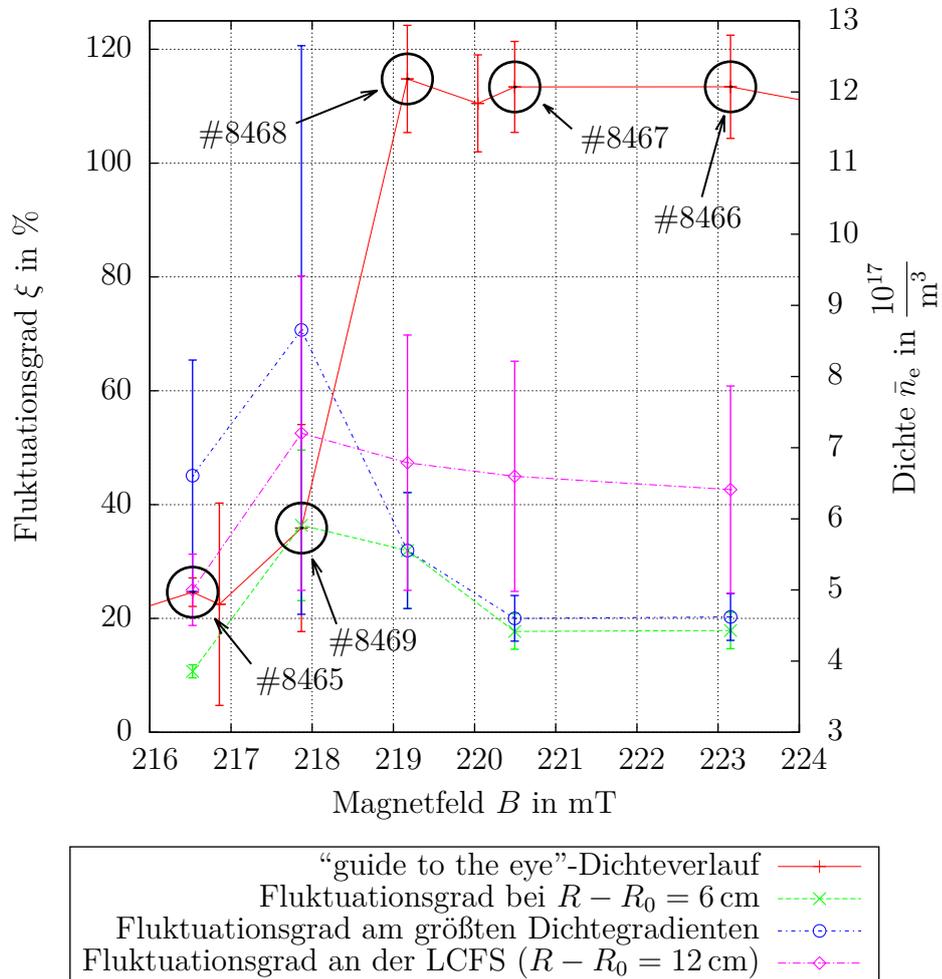


Abbildung 3.10.: Fluktuationsgrad an ausgewählten Orten bei Variation des Magnetfeldes.

passt zu den bei der Leistungsvariation gemachten Beobachtungen. Hier ist ebenfalls ein Maximum im Bereich der Existenzschwelle zu beobachten, erhöht man die Magnetfeldstärke aber weiter, so sinkt der Fluktuationsgrad auf etwa die Hälfte des Anfangsniveaus, wo er dann konstant verbleibt. Dies erklärt sich mit der Verschiebung des steilsten Dichtegradienten in Richtung magnetischer Achse, da die Fluktuationsgrade dort im Allgemeinen niedriger sind. Der Fluktuationsgrad an der LCFS zeigt ebenfalls sein Maximum

im Bereich der einsetzenden EBW-Heizung, sinkt hernach bei steigendem Magnetfeld aber nur geringfügig. Der von #8465 herrührende Messpunkt, also die Profilmessung mit der niedrigsten Magnetfeldstärke, besitzt hier auch den geringsten Fluktuationsgrad. Problematisch ist hier natürlich die geringe Zahl der Messpunkte. Als Erklärung könnte auch hier die Steilheit des Dichteprofiles dienen. So ist dieses bei #8465 innerhalb der LCFS relativ flach, der Abfall der Dichte beginnt erst bei $R - R_0 = 11$ cm, wohingegen für #8469 der Abfall bereits bei $R - R_0 = 8$ cm beginnt und das Profil somit einen weniger flachen Verlauf aufweist, was einen höheren Fluktuationsgrad bedingt.

3.2.5. Ionisationsgradprofile

Die Ionisationsgradprofile entsprechen ihren Pendanten der Messungen bei Leistungsvariation, zur Erklärung der Form sei auf Abschnitt 3.1.5 verwiesen, zur Visualisierung siehe Anhang B.

3.2.6. Profile des kinetischen Drucks und Energieinhalt

Auch bei den Profilen des kinetischen Druckes gelten vermutlich aufgrund der sehr hohen Ähnlichkeit der Diagramme zu den bei Leistungsvariation ermittelten, dieselben Erklärungen (siehe Abschnitt 3.1.6). Bei Interesse sind die Diagramme in Anhang B zu finden.

Durch Anwenden von Gleichung (3.9) erhält man wieder den Energieinhalt, diesmal in Abhängigkeit der mittleren Magnetfeldstärke. In Abbildung 3.11 erkennt man, dass die Existenzschwelle des magnetfeldabhängigen EBW-Heizregimes in der Tat bei knapp über 218 mT liegt, da auch hier (vergleiche mit Abbildung 3.8) der Energieinhalt im Falle der aktiven EBW-Generation bei etwa 150 mJ liegt, wohingegen er im O-/X-Wellenheizregime nur etwa 50 mJ beträgt. Somit verstärkt auch Abbildung 3.11 die Behauptung, das EBW-Heizregime sei vergleichsweise effizient.

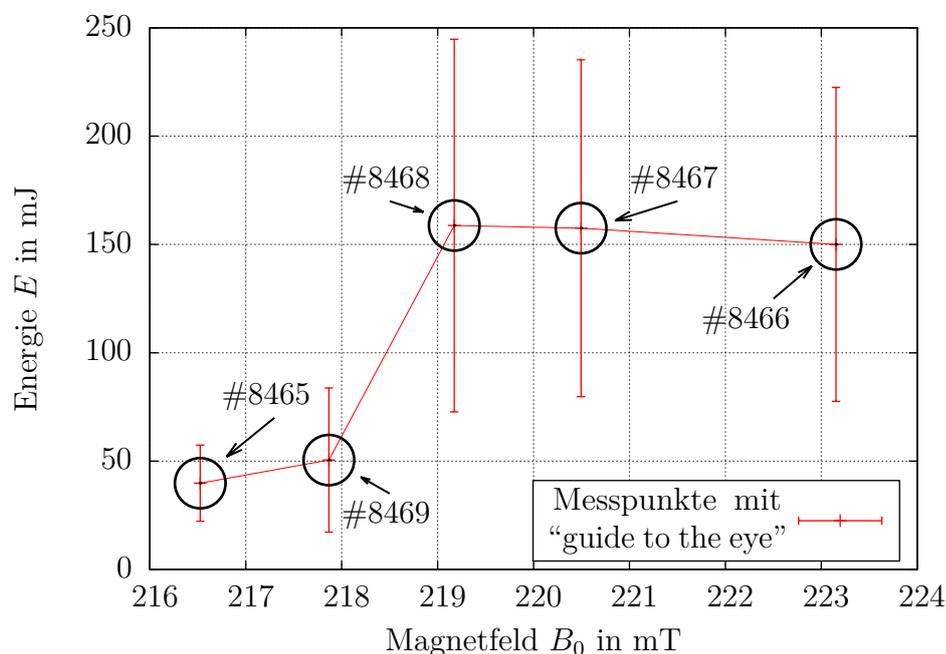


Abbildung 3.11.: Energieinhalt in Abhängigkeit vom Magnetfeld.

3.3. Neutralgasdruckvariation

3.3.1. Existenzbereich

Um den Existenzbereich der 2. Harmonischen EBW-Heizung in Abhängigkeit des Neutralgasdruckes zu bestimmen, wurde ebenjener variiert. Auf die Problematik der Druckmessung selbst wurde in Abschnitt 3.1.5 bereits eingegangen. Damit erhält man Abbildung 3.12. Wie man erkennt ist die gemessene „Sprungkante“ sehr scharf und liegt bei $p_0^{\text{Sprung}} \approx 14 \text{ mPa}$. Hat das Plasma den „Sprung“ in die aktive EBW-Heizung einmal geschafft, scheint die liniengemittelte Dichte in Sättigung zu gehen. Unterhalb der „Sprungkante“ sinkt \bar{n}_e mit fallendem Druck weiter.

Die Erklärung dieses Verhaltens dürfte in vielen Punkten mit selbiger aus Abschnitt 3.1.1 übereinstimmen. Auch hier benötigt das Plasma eine Mindestdichte, um die Generation der X-Welle an der Plasmafrequenz zu

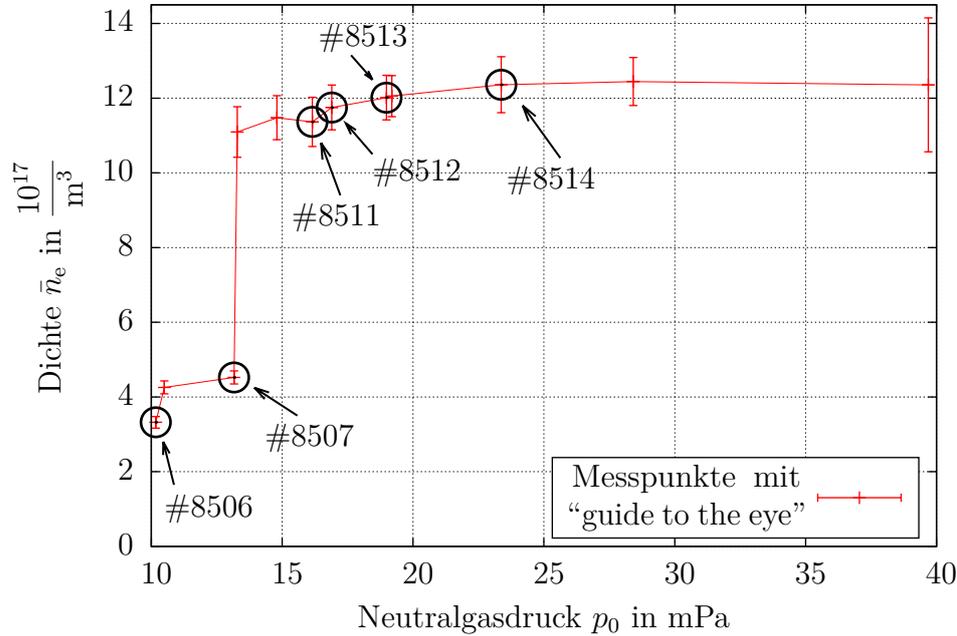


Abbildung 3.12.: Neutralgasdruck p_0 gegen \bar{n}_e – Existenzbereich für eine eingestrahlte Frequenz von $f_0 = 8,256$ GHz, ein mittleres Magnetfeld $\tilde{B} = 224$ mT, ein Stromverhältnis von $R_{v/h} = 57\%$ und eine Leistung von $P = 2700$ W. Die leichte Variation im Magnetfeld dürfte keinen großen Einfluss auf die liniengemittelte Dichte gehabt haben, da diese Magnetfeldwerte weit genug von der kritischen Magnetfeldstärke (vergleiche Abbildung 3.9) entfernt liegen.

ermöglichen. Das Problem liegt hier in der niedrigen Neutralgasdichte, ist jene zu gering, so hat die Welle nicht ausreichend Möglichkeit, ihre Energie im Plasma, in den Bereichen, in denen sie absorbiert werden kann, „abzuliefern“, womit die Anzahl der freien Elektronen zu niedrig bleibt. Erreicht die Neutralgasdichte den kritischen Punkt, so sind O- und X-Welle in der Lage, genügend Energie im Plasma zu platzieren, die Konversion kann an der Plasmafrequenz stattfinden, die EBW wird erzeugt und heizt im Folgenden.

3.3.2. Temperaturprofile

Da die Temperaturprofile keine großen Abweichungen des prinzipiellen Verlaufs im Vergleich zu den in Abschnitt 3.1.2 gezeigten aufweisen, werden hier keine Diagramme explizit gezeigt, bei Bedarf sind selbige in Anhang B einzusehen.

Die einzig nennenswerte Abweichung stellt die Größe des Temperaturpeaks im Bereich der inaktiven EBW-Heizung dar. So ist der Peak normalerweise in der Gegend von 6 eV bis 9 eV angesiedelt, hier jedoch erreicht er beim niedrigsten Druck Werte von über 16 eV (siehe #8506) und selbst beim zweiten Messpunkt mit O-/X-Wellenheizung werden noch Werte von über 12 eV (siehe #8507) erreicht. Dies lässt sich verstehen, wenn man sich bewusst macht, was der niedrige Neutralgasdruck für Konsequenzen hat. Die geringere Neutralgasteilchendichte erhöht die mittlere freie Weglänge, sodass Elektronen, die durch Heizungseffekte einmal kinetische Energie aufgenommen haben, diese länger behalten. Erhöht sich der Anteil dieser deutlich schnelleren, suprathemalen Elektronen nur geringfügig, steigt die gemessene Temperatur gleich deutlich [33]. Bei steigender Neutralgasteilchendichte dissipiert die Energie dieser Elektronen schneller auf andere Elektronen. Oberhalb des kritischen Drucks, das heißt bei aktiver EBW-Generation, ist auch die Höhe des Temperaturpeaks in guter Näherung identisch zu ihren Pendanten aus den Messungen, bei denen ein anderer Parameter variiert wurde.

3.3.3. Dichteprofile

Das in den Dichteprofilen beobachtete Verhalten gleicht in den meisten Punkten dem in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen, als Hauptunterschied ist im Bereich der inaktiven EBW-Heizung eine schwache Peakbildung innerhalb des Einschlussbereiches zu erkennen, was sich mit der gewaltigen Verschiebung der UHR, an der in dieser Heizkonfiguration hauptsächlich geheizt wird, in Richtung magnetische Achse verstehen lässt. Ansonsten laufen auch die Erklärungen für die Form der Messpunkte analog zu den in Abschnitt 3.1.3 aufgeführten.

3.3.4. Fluktuationsgrad

Auch hier wird auf die Darstellung der gemessenen Kurven verzichtet, bei Bedarf siehe Anhang B. Der einzig nennenswerte Unterschied der hier gemessenen Fluktuationsgrade zu den früher gezeigten ist im Fluktuationsgradprofil zu #8506 erkennbar, dieses weist eine Stufe etwa bei der LCFS auf. Vermutlich liegt dies in den Messungen begründet, die aufgrund der ge-

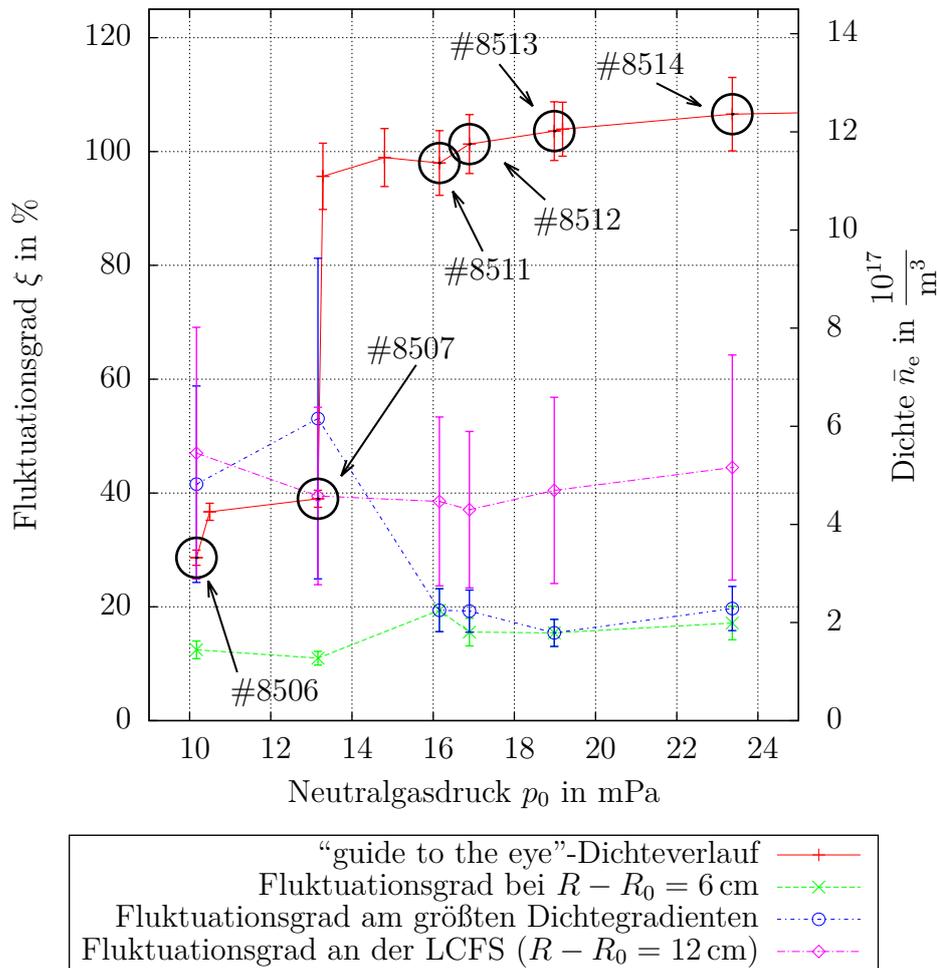


Abbildung 3.13.: Fluktuationsgrad an ausgewählten Orten bei Variation des Neutralgasdruckes.

ringen Dichte stark fehlerbehaftet sind und somit nicht immer zu sinnvollen Ergebnissen führen. Da der Fluktuationsgrad an ausgewählten Orten sich jedoch nicht trivial ergibt, wird dieser in Abbildung 3.13 dargestellt. Für den Fluktuationsgrad bei $R - R_0 = 6$ cm stellt man im Prinzip dasselbe Verhalten fest, wie man es beispielsweise bereits für den Fluktuationsgrad an diesem Ort bei der Variation der Leistung festgestellt hat – der Fluktuationsgrad besitzt sein Maximum an der „Sprungkante“ in den Existenzbereich der EBW-Heizung und sinkt danach auf ein etwas über dem Ausgangswert liegenden Wert ab.

Auch das Verhalten am steilsten Dichtegradienten war analog zu dem in Abschnitt 3.1.4 geschilderten. Interessanterweise stimmen selbst die Absolutwerte des Fluktuationsgrades gut überein, etwa 55 % beim Punkt, der dem Sprung am nächsten ist, etwas über 40 % bei inaktiver EBW-Heizung und etwa 20 % im EBW-Heizregime. Die Erklärung für dieses Verhalten dürfte identisch zu der in Abschnitt 3.1.4 beschriebenen sein.

Beim Fluktuationsgrad an der LCFS, der allgemein recht hoch, bei etwa 50 %, liegt, sind klare Unterschiede zum bisherigen Verhalten des Fluktuationsgrades an der LCFS zu beobachten, war bis dato immer ein Ansteigen die Folge der einsetzenden EBW-Heizung, so zeigt sich hier ein leichter Rückgang in der Nähe der „Sprungkante“. Auch in dem Bereich, in dem noch klar per O-/X-Welle geheizt wird, ist der Fluktuationsgrad bereits sehr hoch – höher steigt er auch im EBW-Heizregime nicht. Vermutlich lässt sich dieses abweichende Verhalten mit Messfehlern erklären, da die Messungen im Niederdruckbereich einen hohen Rauschanteil aufwiesen und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis dementsprechend schlecht ist.

3.3.5. Ionisationsgradprofile

Auch der Ionisationsgrad verlief im Prinzip wie bereits geschildert (siehe Abschnitt 3.1.5), allerdings erkennt man zwei Unterschiede. Aufgrund der bereits erwähnten, nicht mehr ganz so flachen Dichteprofile im Falle der O-/X-Wellenheizung ist ein ähnliches Verhalten auch in den Ionisationsgradprofilen zu beobachten. Des Weiteren werden wesentlich höhere Ionisationsgrade erreicht, was sich direkt über den niedrigen Neutralgasdruck erklärt. Da das Plasma etwa dieselbe Dichte wie bei vergleichbaren Schüssen, bei denen zum Beispiel die Leistung variiert wurde, besitzt, der Neutralgasdruck aber wesentlich niedriger ist, ist nach Gleichung (3.6) sofort klar, dass

der Ionisationsgrad größer ist. Mit steigendem Neutralgasdruck – bis auf eine sprunghafte Zunahme, wenn die EBW-Heizung einsetzt, die sich aber über die höhere Heizeffizienz erklärt – sinkt dann auch der Ionisationsgrad.

3.3.6. Profile des kinetischen Drucks und Energieinhalt

Die Profile des kinetischen Drucks gleichen prinzipiell den in Abschnitt 3.1.6 beschriebenen, wobei die Profile, die im Falle der inaktiven EBW-Generation aufgenommen wurden, sehr gut erkennbar im Bereich der LCFS gepeakt sind und deutlich höhere Absolutwerte aufweisen, als man sonst im Fall der inaktiven EBW-Heizung findet. Für den Energieinhalt erhält man nach Integration über den kinetischen Druck Abbildung 3.14. Man erkennt, dass die Energie

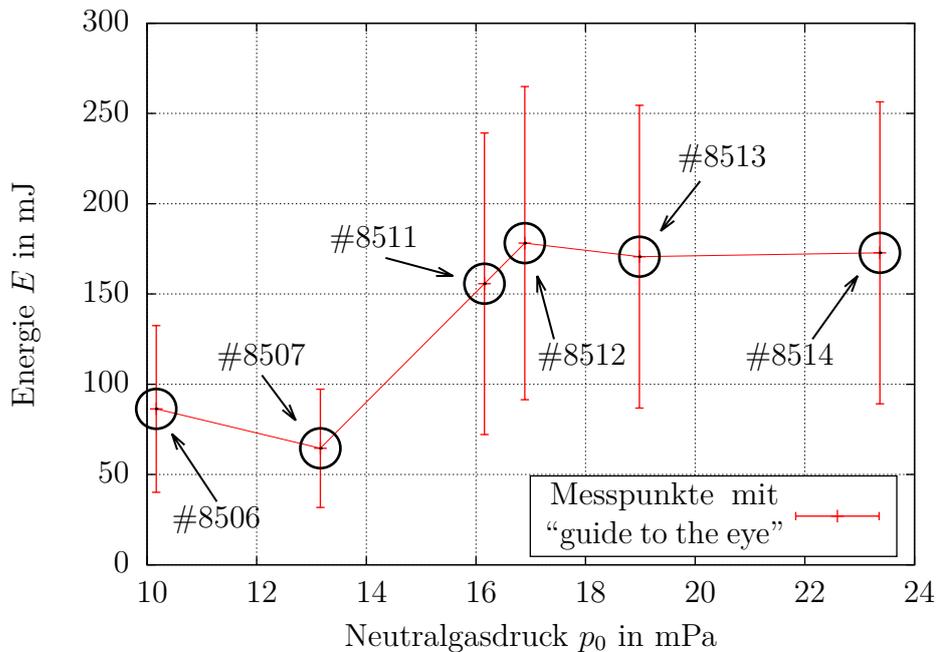


Abbildung 3.14.: Energieinhalt in Abhängigkeit vom Neutralgasdruck.

mit Einsetzen der EBW-Heizung wie erwartet sprunghaft ansteigt und dann etwa konstant verbleibt, sodass auch dieses Diagramm die Behauptung, die EBW-Heizung stelle eine vergleichsweise effiziente Heizmethode dar, stützt.

3.4. Winkelvariation

3.4.1. Existenzbereich

Abschließend wurde die Existenzschwelle der 2. Harmonischen EBW-Heizung in Abhängigkeit des Einstrahlwinkels bestimmt. Die Winkelvariation wurde durch eine Frequenzvariation erreicht, da die speziell konstruierte Antenne unter Ausnutzung der unterschiedlichen Wellenlängen bei unterschiedlichen Frequenzen per Laufwegunterschied schlußendlich eine um einen entsprechenden Winkel gekippte Welle erzeugt, wobei der Winkel in toroidaler Richtung variiert wird [15]. Dabei entsprechen negative Winkel einer

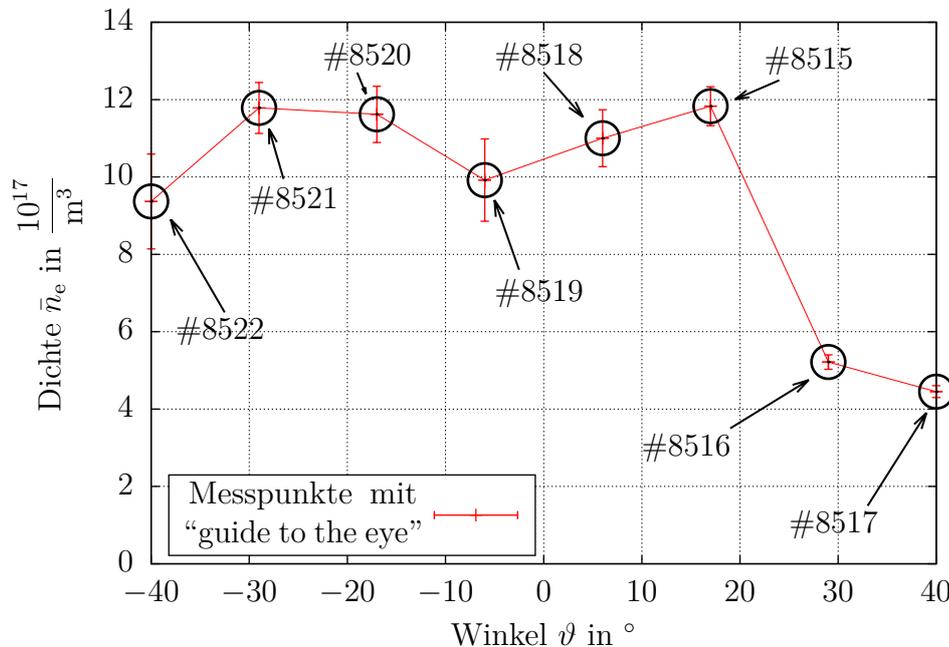


Abbildung 3.15.: Einstrahlwinkel ϑ gegen \bar{n}_e – Existenzbereich für ein mittleres Magnetfeld $\tilde{B} = 223,68 \text{ mT}$, ein Stromverhältnis von $R_{v/h} = 57\%$, einen Neutralgasdruck von $p_0 = 14,3 \text{ mPa}$ und eine Leistung von $P = 2700 \text{ W}$.

Abstrahlung in positive Magnetfeldrichtung et vice versa. Die Messungen sind in Abbildung 3.15 zu sehen. Bei großen Winkeln $\geq 29^\circ$ erkennt man,

dass die liniengemittelte Dichte sich bereits in dem Bereich befindet, in dem sie zu niedrig ist, um eine EBW-Heizung zu ermöglichen. Ansonsten ist kein klarer Trend zu erkennen. Die Kurve ist nicht, wie man vielleicht im ersten Moment erwarten würde, symmetrisch um 0° , ihre Hauptpeaks wurden bei 17° beziehungsweise -29° gemessen. Im Bereich sehr großer negativer Winkel ist zwar ebenfalls ein Abfall zu beobachten, allerdings ist die liniengemittelte Dichte hier noch knapp über der kritischen Dichte, ergo funktioniert die EBW-Heizung noch, bei $\vartheta = -6^\circ$ ist ebenfalls ein Absinken der liniengemittelten Dichte zu erkennen.

Nachvollziehen lässt sich dies, wenn man sich die Auswirkungen der Winkelvariation veranschaulicht. Der Winkel beeinflusst in hohem Maße die Konversionseffizienz der O-Welle zur X-Welle, sodass für den „falschen“ Winkel dementsprechend wenig der eingestrahelten Leistung aus der X-Welle in die EBW übergehen kann. In der Arbeit von HÖHNLE [15] wurden die idealen Einstrahlwinkel zu $\pm 24^\circ$ bestimmt, was gut zu den in Abbildung 3.15 dargestellten Messwerten passt. Wie man ebenfalls [15] entnimmt, ist die Konversionseffizienz für $\vartheta \approx 0^\circ$ nahezu null, da die Konversionseffizienz zwei gaußkurvenähnliche Peaks beim optimalen Winkel besitzt, deren Breite aber zu gering ist, um sich bei 0° noch zu überlappen, was den leichten Einbruch bei $\vartheta = \pm 6^\circ$ erklärt. Des Weiteren beeinflusst auch $k_0 L_n$, wobei k_0 für den Wellenvektor und L_n für die Dichtegradientenlänge steht, die Winkelabhängigkeit. Für $k_0 L_n \approx 3$ verringert sich die Winkelabhängigkeit der liniengemittelten Dichte, wobei die Winkelabhängigkeit für kleinere Winkel geringer ausfällt, wodurch man die Asymmetrie etwas nachvollziehen kann [18].

3.4.2. Temperaturprofile

Auch hier wird auf die Darstellung der Messergebnisse verzichtet, da diese keine nennenswerten Unterschiede zu jenen in Abschnitt 3.1.2 aufweisen, ansonsten sei auf Anhang B verwiesen. Die leicht erhöhten Absolutwerte der Temperatur im Vergleich zu den Leistungs- beziehungsweise Magnetfeldvariationsmessungen erklären sich wahrscheinlich über den etwas niedrigeren Neutralgasdruck (vergleiche Abschnitt 3.3.2).

3.4.3. Dichteprofile

Hier sind keinerlei nennenswerte Unterschiede zu den in Abschnitt 3.1.3 gemachten Beobachtungen beziehungsweise Erklärungen vorzubringen, weswegen auch auf die Darstellung der Schaubilder verzichtet wird, möchte man sie nichtsdestotrotz betrachten, genügt ein Blick in Anhang B.

3.4.4. Fluktuationsgrad

Auch der Fluktuationsgrad verhält sich analog zu den vorherigen Fluktuationsgradprofilen, deswegen sei hier auf Abschnitt 3.1.4 und Anhang B verwiesen. Der Fluktuationsgrad in der Nähe der magnetischen Achse, am größten Dichtegradienten und der LCFS wurden auch hier wieder herausgegriffen und in Abbildung 3.16 geplottet. Für den Fluktuationsgrad in der Nähe der magnetischen Achse ($R - R_0 = 6$ cm) stellt man wie bereits bei den Pendants dieser Messung fest, dass der Fluktuationsgrad seine höchsten Werte im Bereich der Existenzschwelle der EBW-Heizung besitzt, innerhalb der aktiven EBW-Generation lässt ξ leicht nach. Allerdings ist dieses Diagramm zu dieser Beobachtung nicht ganz so gut geeignet, da man kein durchgängig stabiles EBW-Heizregime hat und somit das „ruhige“ Bezugsniveau fehlt. Die Erklärung des Verhaltens des Fluktuationsgrades an diesem Ort dürfte dieselbe wie die in Abschnitt 3.1.4 für diesen Fluktuationsgrad gegebene sein – das Plasma ist unruhiger, wenn man sich an den Existenzgrenzen des Heizungsmechanismus befindet, zu dieser Beobachtung kommt noch erschwerend hinzu, dass der Neutralgasdruck sehr niedrig gewählt wurde und man sich somit nicht nur an der winkelabhängigen Existenzschwelle, sondern auch in der Gegend der Neutralgasdruck-Existenzschwelle befand.

Schön ist wieder der Verlauf am größten Dichtegradienten. Man erkennt hier, wie schon bereits bei den früheren Untersuchungen für den Fluktuationsgrad an diesem Ort, einen deutlich höheren Fluktuationsgrad im Bereich des O-/X-Wellenheizregimes, der Peak des Fluktuationsgrades liegt klar an der Existenzschwelle. Man erkennt, dass von #8506 und #8507 abgesehen, alle in Abbildung 3.16 eingezeichneten Schüsse innerhalb der EBW-Heizung liegen. Aber man erkennt auch, passend zum Verhalten der liniengemittelten Dichte, dass der Fluktuationsgrad seine lokalen Maxima genau dort erreicht, wo auch die EBW-Heizung an ihre Grenzen zu kommen scheint, respektive bei $\vartheta = -6^\circ$ und $\vartheta = -40^\circ$.

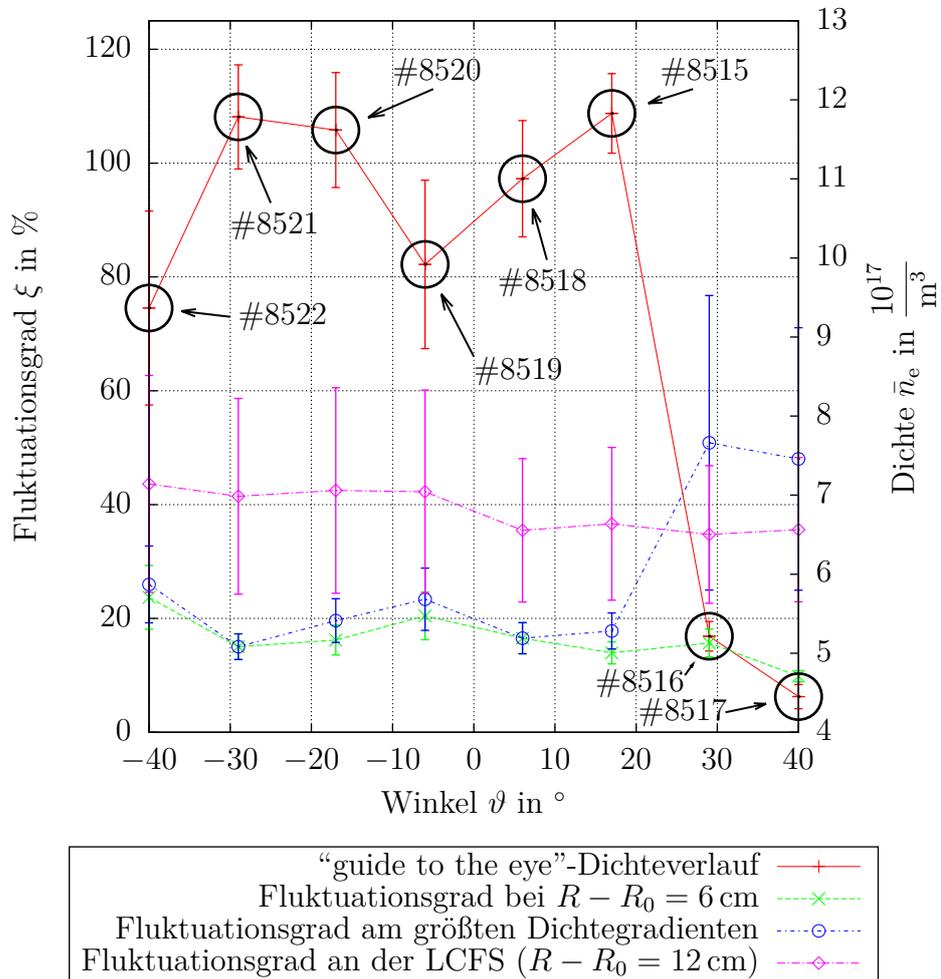


Abbildung 3.16.: Fluktuationsgrad in Abhängigkeit vom Einstrahlwinkel.

Die Fluktuationsgraduntersuchungen abschließend betrachtet man den Fluktuationsgrad an der LCFS. Hier erkennt man jedoch keine klaren Auswirkungen, ob die EBW-Heizung aktiv oder inaktiv ist, der Absolutwert liegt bei etwa $\xi = 40\%$.

3.4.5. Ionisationsgradprofile

Auch die Ionisationsgradprofile sind denen in Abschnitt 3.1.5 aufgeführten und erklärten sehr ähnlich. Zu erwähnen ist der vergleichsweise hohe Absolutwert im Bereich um $X = 20\%$ für inaktive und $X = 45\%$ für aktive EBW-Heizung im Falle der Winkelvariation. Begründen lässt sich dieses Verhalten vermutlich mit dem recht niedrigen Neutralgasdruck, der, wie bereits in Abschnitt 3.3.5 erläutert, dann gemäß Gleichung (3.6) zu einem hohen Ionisationsgrad führt. Die Diagramme dieses Kapitels sind in Anhang B zu finden.

3.4.6. Profile des kinetischen Drucks und Energieinhalt

Auch die Profile des kinetischen Drucks, die sich für die Winkelvariation ergaben, gleichen im Prinzip den bereits in Abschnitt 3.1.6 gezeigten. Wie auch bei der Leistungsvariation ist bei inaktiver EBW-Heizung der kinetische Druck in der Nähe der LCFS bei einem Absolutwert von $p_{\text{kin}} \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ eV/m}^3$

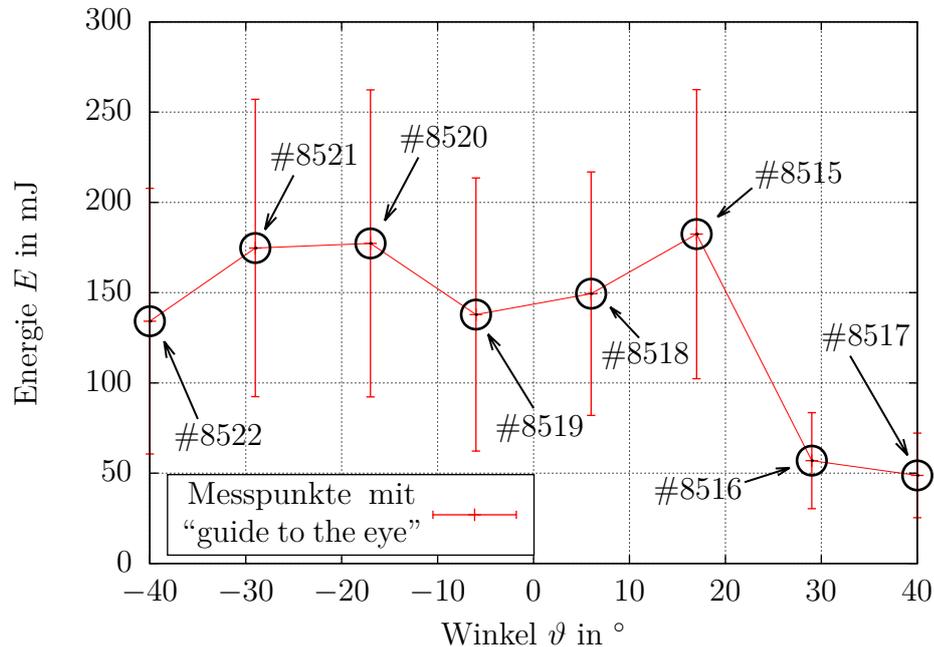


Abbildung 3.17.: Energieinhalt in Abhängigkeit vom Winkel.

gepeakt. Funktioniert der O-X-B-Konversionsmechanismus optimal, so findet sich der Peak bei etwa $p_{\text{kin}} \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ eV/m}^3$ in der Nähe der magnetischen Achse. Es wird also auch hier deutlich mehr Energiedichte im Innenbereich des Plasmas erzeugt. Für den Energieinhalt erhält man Abbildung 3.17.

Auch diese Messung passt gut zu den bisher aufgeführten Messungen des Energieinhaltes. Die Absolutwerte liegen für den Bereich aktiver EBW-Generation wieder bei etwas über 150 mJ und für die O-/X-Wellenheizung bei $E \approx 50 \text{ mJ}$. Schön zu erkennen ist auch, dass das Plasma in den Bereichen, in denen der Winkel für die O-X-Konversion suboptimal ist, einen deutlich erkennbar niedrigeren Energieinhalt zeigt. Man erkennt, dass der Einstrahlwinkel, respektive die Effektivität der O-X-Konversion, einen nicht zu unterschätzenden Einfluss auf die Effizienz der EBW-Heizung hat.

4. Zusammenfassung

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass die EBW-Heizung an der 2. Harmonischen ECR funktioniert und eine vergleichsweise effiziente Heizmöglichkeit darstellt, was sich in der nur leicht hohlen Form der Temperaturprofile, dem Anstieg der Elektronendichte im Dichteprofil, einem höheren Ionisationsgrad sowie einem größeren und näher an der magnetischen Achse gelegenen Peak des kinetischen Drucks widerspiegelt. Auch die grobe

Tabelle 4.1.: Liste der jeweiligen Existenzschwellen. Optimum steht für die höchste erreichte liniengemittelte Dichte.

Variation	Existenzschwelle	Optimum	Parameter
Leistung P	1700 W	2700 W	$f_0 = 8,256 \text{ GHz}; R_{v/h} = 57 \%$ $p_0 \approx 25 \text{ mPa}; \tilde{B} = 225,1 \text{ mT}$
Magnetfeld \tilde{B}	218 mT	219 mT	$f_0 = 8,256 \text{ GHz}; P = 2700 \text{ W}$ $p_0 \approx 29 \text{ mPa}; R_{v/h} = 57 \%$
Neutralgasdruck p_0	14 mPa	28 mPa	$f_0 = 8,256 \text{ GHz}; P = 2700 \text{ W}$ $\tilde{B} = 223,8 \text{ mT}; R_{v/h} = 57 \%$
Winkel ϑ	$17^\circ < \vartheta_{\text{Sprung}}$ $\vartheta_{\text{Sprung}} < 29^\circ$	$-29^\circ, 17^\circ$	$P = 2700 \text{ W}; \tilde{B} = 223,7 \text{ mT}$ $p_0 \approx 14,3 \text{ mPa}; R_{v/h} = 57 \%$

Verdreifachung des Energieinhalts des Plasmas auf $E \approx 150 \text{ mJ}$ spricht für die Effizienz dieses Heizregimes. Allerdings war im Gesamten auch ein leichter Anstieg des Fluktuationsgrades zu verzeichnen, was den Einschluss

4. Zusammenfassung

verschlechtert. Im Besonderen sank der Fluktuationsgrad am steilsten Dichtegradienten jedoch von $\xi \approx 45\%$ bei inaktiver auf $\xi \approx 20\%$ bei aktiver EBW-Heizung, was wiederum einen Hinweis auf eine Einschlussverbesserung darstellt. Dies wäre durch Turbulenzmessungen näher zu untersuchen. Die Existenzschwellen beziehungsweise die optimalen Arbeitsbereiche ergaben sich zu:

Literatur

- [1] IRA B. BERNSTEIN. Waves in a Plasma in a Magnetic Field. In: *Phys. Rev.*, Bd. **109**:1 (Jan. 1958): S. 10–21. DOI: 10.1103/PhysRev.109.10
- [2] *Betriebsanleitung. Compact Full Range GaugeTM PKR251*. Pfeiffer Vacuum.
- [3] GREGOR BIRKENMEIER. *Experiments and Modeling of Transport Processes in Toroidal Plasmas*. Diplomarbeit. Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart, 2008
- [4] JOSÉ A. BITTENCOURT. *Fundamentals of plasma physics*. 1. Aufl. Kronberg: Pergamon Press GmbH, 1986
- [5] ROBERT A. CAIRNS. *Plasma physics*. 1. Aufl. Blackie Academic & Professional, 1985
- [6] FRANCIS F. CHEN. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. Volume 1: Plasma Physics*. 2. Aufl. Springer US, 1984. DOI: 10.1007/978-1-4757-5595-4
- [7] JOAN DECKER und ABHAY K. RAM. Relativistic description of electron Bernstein waves. In: *Physics of Plasmas*, Bd. **13**:11 (2006): S. 112503. DOI: 10.1063/1.2366585
- [8] WOLFGANG DEMTRÖDER. *Experimentalphysik 3. : Atome, Moleküle und Festkörper*. 4. Aufl. Springer Berlin Heidelberg, 2009. DOI: 10.1007/978-3-642-03911-9
- [9] SEBASTIAN ENGE. *Untersuchung der Ionendynamik in Laborplasmen - Am Beispiel von Flips und TJ-K*. Diss. Universität Stuttgart, 2010. URN: urn:nbn:de:bsz:93-opus-59101
- [10] JEFFREY P. FREIDBERG. *Plasma physics and fusion energy*. 1. Aufl. Cambridge University Press, 2007. DOI: 10.1017/CB09780511755705
- [11] ALEXANDER A. FRIDMAN und LAWRENCE A. KENNEDY. *Plasma physics and engineering*. New York: Taylor & Francis Books, Inc., 2004

- [12] ROBERT J. GOLDSTON und PAUL H. RUTHERFORD. *Plasmaphysik: Eine Einführung*. 1. Aufl. Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, 1998
- [13] EVELYN HÄBERLE. *Skalierung turbulenter Strukturen im Torsatron TJ-K*. Diplomarbeit. Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart, 2007
- [14] F. R. HANSEN, JENS P. LYNØV und POUL MICHELSEN. The O-X-B mode conversion scheme for ECRH of a high-density Tokamak plasma. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Bd. **27**:10 (1985): S. 1077. DOI: 10.1088/0741-3335/27/10/002
- [15] HENDRIK HÖHNLE. *Frequenzgesteuerte Arrayantenne zur Elektronen-Zyklotron-Resonanz-Heizung mit Bernstein-Wellen am Torsatron TJ-K*. Diplomarbeit. Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart, 2008
- [16] NORBERT HOLTkamp. An overview of the ITER project. In: *Fusion Engineering and Design*, Bd. **82**:5 (2007): S. 427–434. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2007.03.029
- [17] IAN H. HUTCHINSON. *Principles of plasma diagnostics*. 1. Aufl. Cambridge University Press, 1987
- [18] ALF KÖHN u. a. Full-wave modeling of the O-X mode conversion in the Pegasus toroidal experiment. In: *Physics of Plasmas*, Bd. **18**:8 (2011): S. 082501. DOI: 10.1063/1.3609828
- [19] ALF KÖHN. *Investigation of microwave heating scenarios in the magnetically confined low-temperature plasma of the stellarator TJ-K*. Diss. Universität Stuttgart, 2010. URN: urn:nbn:de:bsz:93-opus-56907
- [20] ALF KÖHN. *IDL-Programm: get_profile.pro*. Institut für Plasmaforschung
- [21] HEINRICH P. LAGUA. Electron Bernstein wave heating and diagnostic. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Bd. **49**:4 (2007): R1. DOI: 10.1088/0741-3335/49/4/R01
- [22] KURT MEYBERG und PETER VACHENAUER. *Höhere Mathematik 1. Differential- und Integralrechnung Vektor- und Matrizenrechnung*. 6. Aufl. Springer Verlag, 2001. DOI: 10.1007/978-3-642-56654-7

-
- [23] HAROLD M. MOTT-SMITH und IRVING LANGMUIR. The Theory of Collectors in Gaseous Discharges. In: *Physical Review*, Bd. **28**:4 (Okt. 1926): S. 727–763. DOI: 10.1103/PhysRev.28.727
- [24] ALEJANDRO B. NAVARRO. *Influence of Plasma Biasing on Turbulence in the Torsatron TJ-K*. Diplomarbeit. Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart, 2009
- [25] WOLFGANG NOLTING. *Grundkurs Theoretische Physik 5/2. Quantenmechanik – Methoden und Anwendungen*. 6. Aufl. Springer Berlin Heidelberg, 2006. DOI: 10.1007/978-3-642-24421-6
- [26] B. PLAUM und U. STROTH, Hrsg. *Annual Report 2009*. Stuttgart: Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart, 2009, S. 14
- [27] YURIY Y. PODOBA u. a. Direct Observation of Electron-Bernstein Wave Heating by *O-X-B-Mode* Conversion at Low Magnetic Field in the WEGA Stellarator. In: *Phys. Rev. Lett.*, Bd. **98**:25 (Juni 2007): S. 255003. DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.255003
- [28] MIRKO RAMISCH. *LabVIEW-Programm: massfit.vi*. Institut für Plasmaforschung
- [29] WALTER ROGOWSKI und WILHELM STEINHAUS. Die Messung der magnetischen Spannung. In: *Archiv für Elektrotechnik*, Bd. **1**:4 (1912): S. 141–150. DOI: 10.1007/BF01656479
- [30] MARC SCHEFFLER und UDO HÖFEL. *Licht und Materie-Skriptum*. 1. Aufl. Stuttgart: 1. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, 2011
- [31] WOLFGANG SCHMICKLER. *Grundlagen der Elektrochemie*. Braunschweig/Wiesbaden: Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, 1996
- [32] UWE SCHUHMACHER. *Fusionsforschung: eine Einführung*. 1. Aufl. Wissenschaftliche Buchgesellschaft, 1993
- [33] PETER C. STANGEBY. A problem in the interpretation of tokamak Langmuir probes when a fast electron component is present. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Bd. **37**:9 (1995): S. 1031. DOI: 10.1088/0741-3335/37/9/008

- [34] JENNIFER STÖBER. *Aufbau eines Mikrowellen-Interferometers für das Torsatron TJ-K*. Diplomarbeit. Institut für Experimentelle und Angewandte Physik, Christian-Albrechts-Universität Kiel, 2001
- [35] ULRICH STROTH. *Plasmaphysik. Phänomene, Grundlagen, Anwendungen*. 1. Aufl. Wiesbaden: Vieweg+Teubner, 2011. DOI: 10.1007/978-3-8348-8326-1
- [36] KIRSI M. WEBER. *Investigation of equilibrium flows in a toroidal plasma*. Diplomarbeit. Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart, 2009
- [37] STEFAN WOLF. *Plasmaheizung an Harmonischen der Elektronzyklotronresonanz*. Diplomarbeit. Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart, 2012

Abbildungsverzeichnis

2.1. Periodische Ladungsträgerverschiebung	13
2.2. Veranschaulichung der LORENTZ-Kraft	16
2.3. Schematische Veranschaulichung der Lage der Vektoren aus Gleichung (2.13).	17
2.4. Veranschaulichung der Wirkung einer externen Kraft auf einen bewegten Ladungsträger im Magnetfeld.	18
2.5. Zum Auftreten der Gradientenkraft.	19
2.6. Zum Auftreten der Krümmungsdift.	20
2.7. Veranschaulichung des EBW-Propagationsmechanismus . . .	25
2.8. Veranschaulichung der LANDAU-Dämpfung	26
2.9. Schematischer Verlauf der O-X-B-Konversion in TJ-K	27
2.10. Schematischer Aufbau einer Langmuir-Sonde.	28
2.11. Skizzierte Sondenkennlinie einer Langmuir-Sonde	30
2.12. Schematischer Aufbau eines Mach-Zehnder-Interferometers .	32
2.13. Schematischer Versuchsaufbau an TJ-K	36
3.1. Existenzbereich der 2. Harmonischen EBW-Heizung in Abhängigkeit von der Leistung P	39
3.2. Exemplarische Temperaturprofile bei Leistungsvariation . . .	42
3.3. Exemplarische Dichteprofile bei Leistungsvariation	44
3.4. Exemplarische Fluktuationsgradprofile bei Leistungsvariation	46
3.5. Fluktuationsgrad an ausgewählten Orten bei Leistungsvariation	48
3.6. Exemplarische Ionisationsgradprofile bei Leistungsvariation .	51
3.7. Exemplarische Profile des kinetischen Druckes bei Leistungsvariation	53
3.8. Energieinhalt in Abhängigkeit von der Leistung.	55
3.9. Existenzbereich der 2. Harmonischen EBW-Heizung in Abhängigkeit vom Magnetfeld \tilde{B}	56
3.10. Fluktuationsgrad in Abhängigkeit vom Magnetfeld	58

Abbildungsverzeichnis

3.11. Energieinhalt in Abhängigkeit vom Magnetfeld.	60
3.12. Existenzbereich der 2. Harmonischen EBW-Heizung in Ab- hängigkeit vom Neutralgasdruck p_0	61
3.13. Fluktuationsgrad in Abhängigkeit vom Neutralgasdruck . . .	63
3.14. Energieinhalt in Abhängigkeit vom Neutralgasdruck.	65
3.15. Existenzbereich der 2. Harmonischen EBW-Heizung in Ab- hängigkeit des Winkels ϑ	66
3.16. Fluktuationsgrad an ausgewählten Orten bei Leistungsvariation	69
3.17. Energieinhalt in Abhängigkeit vom Winkel.	70

A. Schussliste

Tabelle A.1.: Liste der verwendeten Schüsse bei Variation des Magnetfeldes.

Schussnr.	Strom I in A	Frequenz f_0 in GHz	$R_{v/h}$ in %	Druck p_0 in mPa	Leistung P in W	Profile
#8449	1151	8,256	57	29,03	2700	
#8450	1093	8,256	57	29,03	2700	
#8451	1040	8,256	57	28,74	2700	
#8452	995	8,256	57	29,03	2700	
#8453	942	8,256	57	29,03	2700	
#8454	895	8,256	57	29,03	2700	
#8457	880	8,256	57	29,03	2700	
#8458	873	8,256	57	29,03	2700	
#8459	870	8,256	57	29,03	2700	
#8460	917	8,256	57	29,03	2700	
#8461	904	8,256	57	29,03	2700	
#8465	900	8,256	57	28,74	2700	✓
#8466	929	8,256	57	28,74	2700	✓
#8467	918	8,256	57	28,74	2700	✓
#8468	912	8,256	57	28,74	2700	✓
#8469	907	8,256	57	28,74	2700	✓

Tabelle A.2.: Liste der verwendeten Schüsse bei Leistungsvariation.

Schussnr.	Strom I in A	Frequenz f_0 in GHz	$R_{v/h}$ in %	Druck p_0 in mPa	Leistung P in W	Profile
#8471	938	8,256	57	27,92	300–2700	
#8472	938	8,256	57	27,92	1500	✓
#8473	938	8,256	57	27,92	1300	✓
#8474	938	8,256	57	30,05	2000	✓
#8475	938	8,256	57	28,41	2500	✓
#8476	938	8,256	57	27,92	2700	✓
#8477	938	8,256	57	30,05	2700–500	

Tabelle A.3.: Liste der verwendeten Schüsse bei Neutralgasdruckvariation.

Schussnr.	Strom I in A	Frequenz f_0 in GHz	$R_{v/h}$ in %	Druck p_0 in mPa	Leistung P in W	Profile
#8479	934	8,256	57	39,69	2700	
#8480	934	8,256	57	28,41	2700	
#8481	934	8,256	57	19,19	2700	
#8482	934	8,256	57	14,80	2700	
#8483	934	8,256	57	10,50	2700	
#8484	934	8,256	57	13,28	2700	
#8506	931	8,256	57	10,17	2690	✓
#8507	931	8,256	57	13,16	2690	✓
#8511	931	8,256	57	16,15	2690	✓
#8512	931	8,256	57	16,89	2690	✓
#8513	931	8,256	57	18,98	2690	✓
#8514	931	8,256	57	23,37	2690	✓

Tabelle A.4.: Liste der verwendeten Schüsse bei Variation des Einstrahlwinkels.

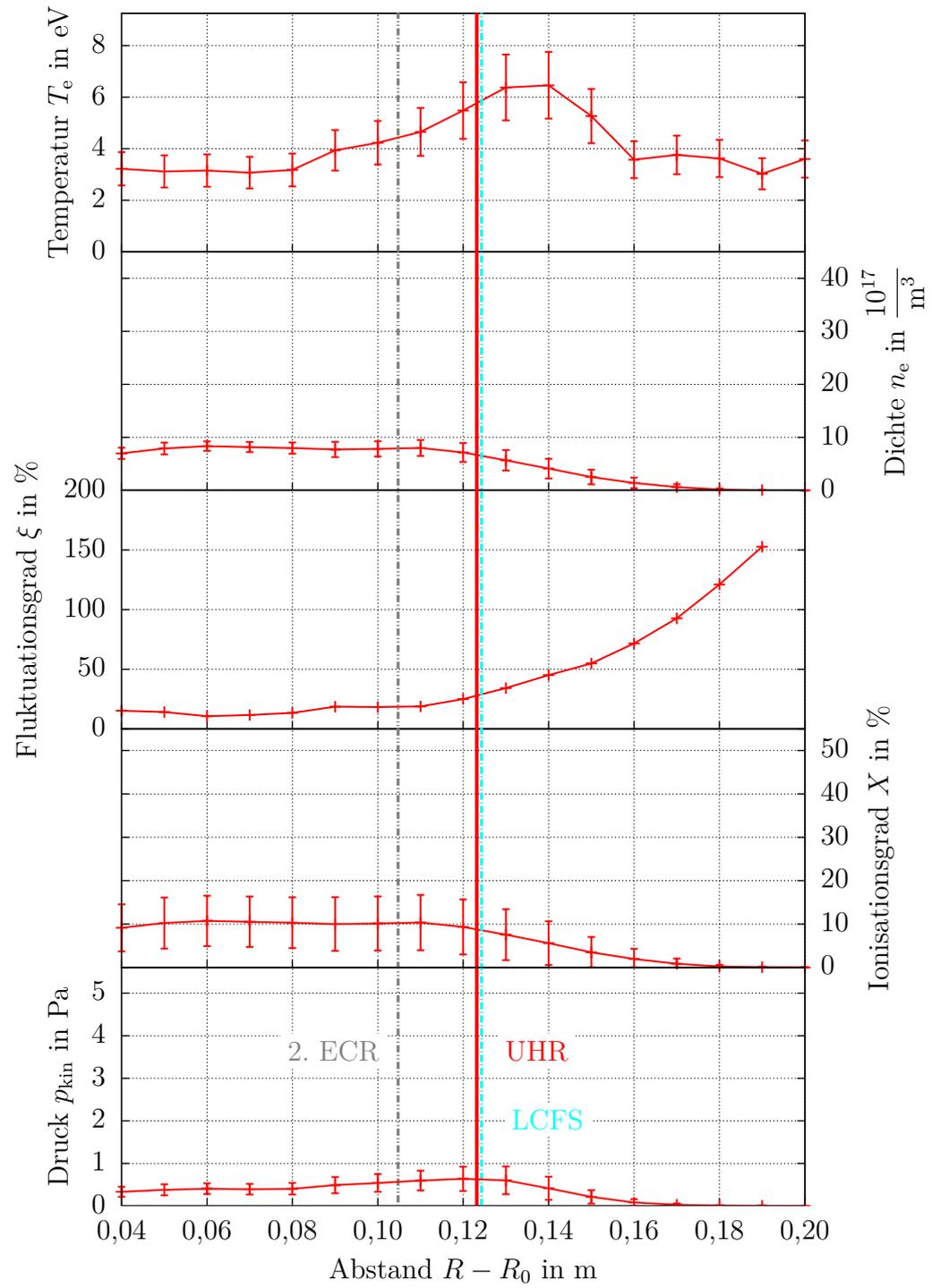
Schussnr.	Strom I in A	Frequenz f_0 in GHz	$R_{v/h}$ in %	Druck p_0 in mPa	Leistung P in W	Profile
#8515	932	8,256	57	14,27	2700	✓
#8516	932	8,328	57	14,27	2700	✓
#8517	932	8,400	57	14,27	2700	✓
#8518	932	8,184	57	14,27	2700	✓
#8519	932	8,113	57	14,27	2700	✓
#8520	932	8,042	57	14,27	2700	✓
#8521	932	7,971	57	14,27	2700	✓
#8522	932	7,900	57	14,27	2700	✓

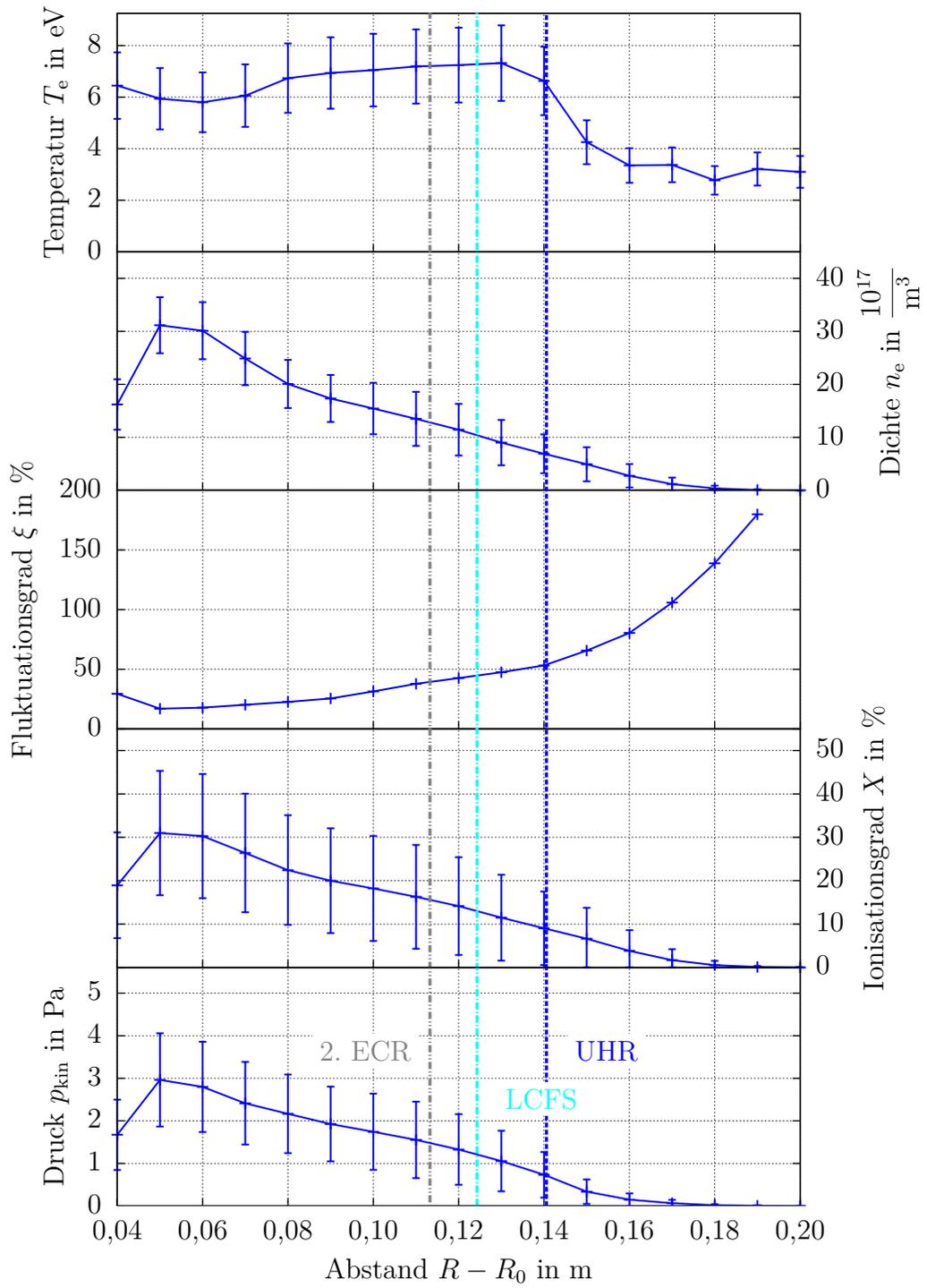
B. Einzelne Schüsse

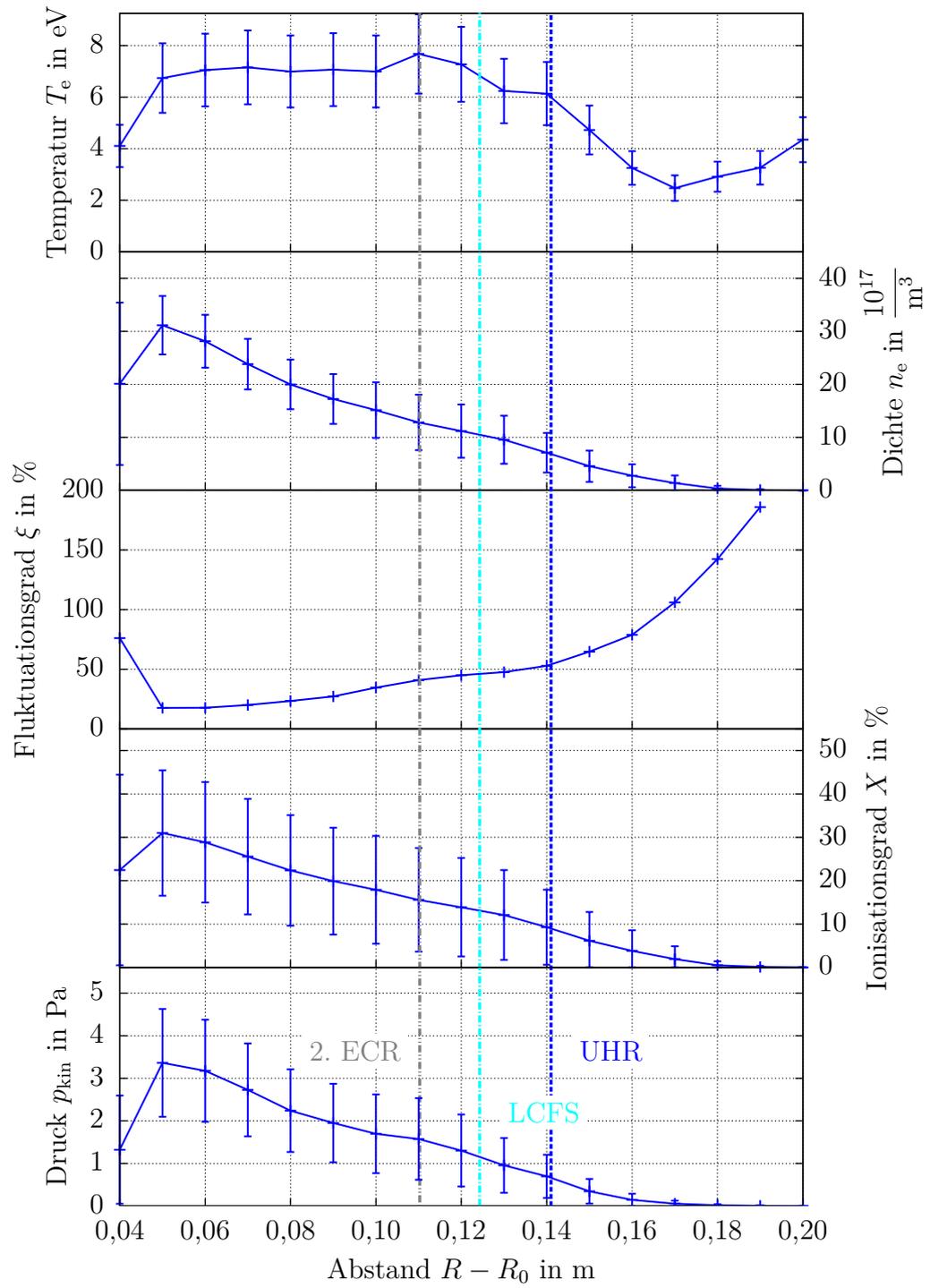
In diesem Teil finden sich die Kommentare, die zum Verständnis der hernach gezeigten Schaubilder wichtig sind. Die Schussnummer ist in der Kopfzeile zu finden. Um eine einheitliche Farbgebung zu erreichen wurden Schüsse bei inaktiver EBW-Heizung rot, bei aktiver hingegen blau dargestellt.

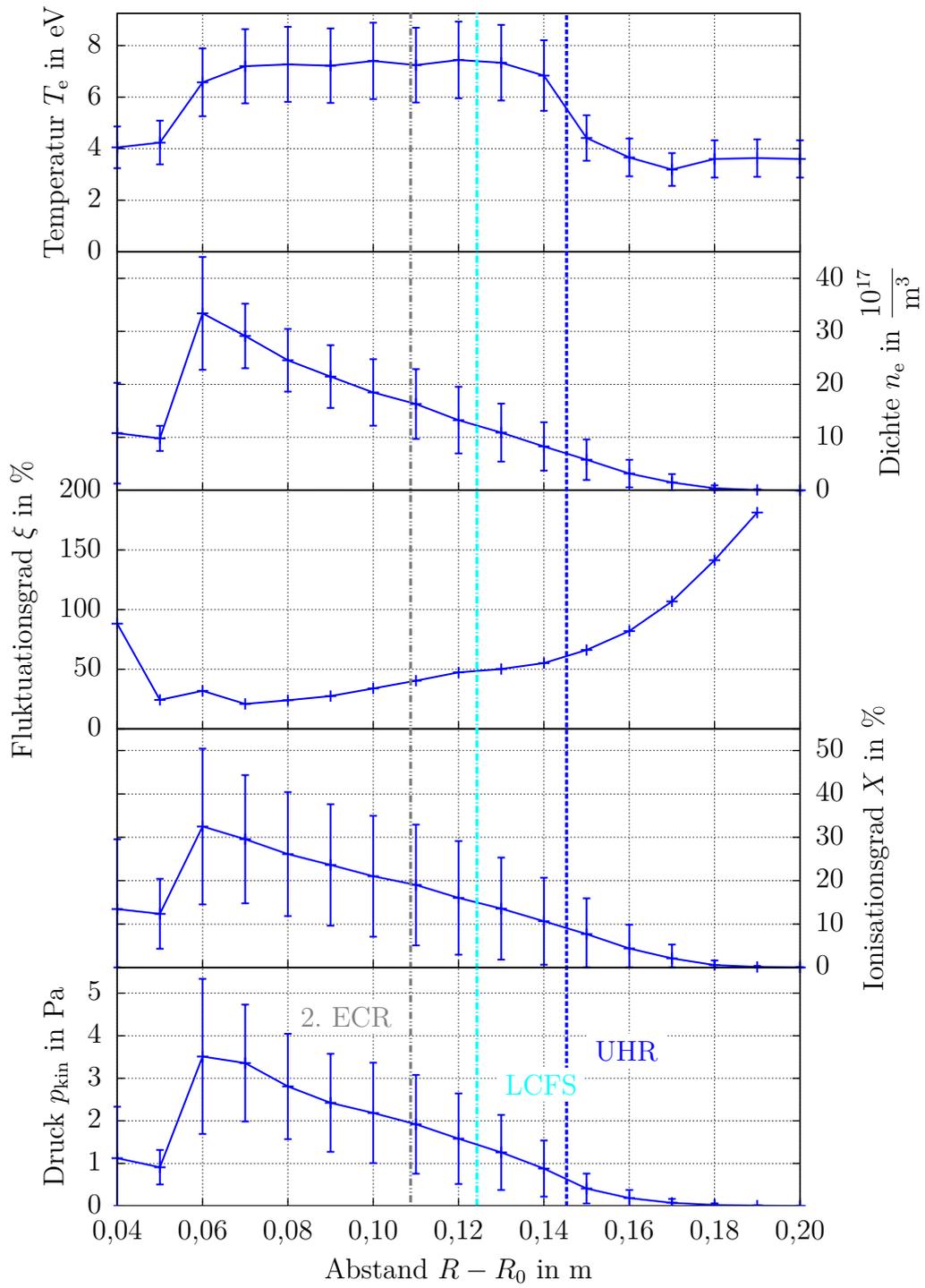
Tabelle B.1.: Anmerkungen zu den verwendeten Schüssen.

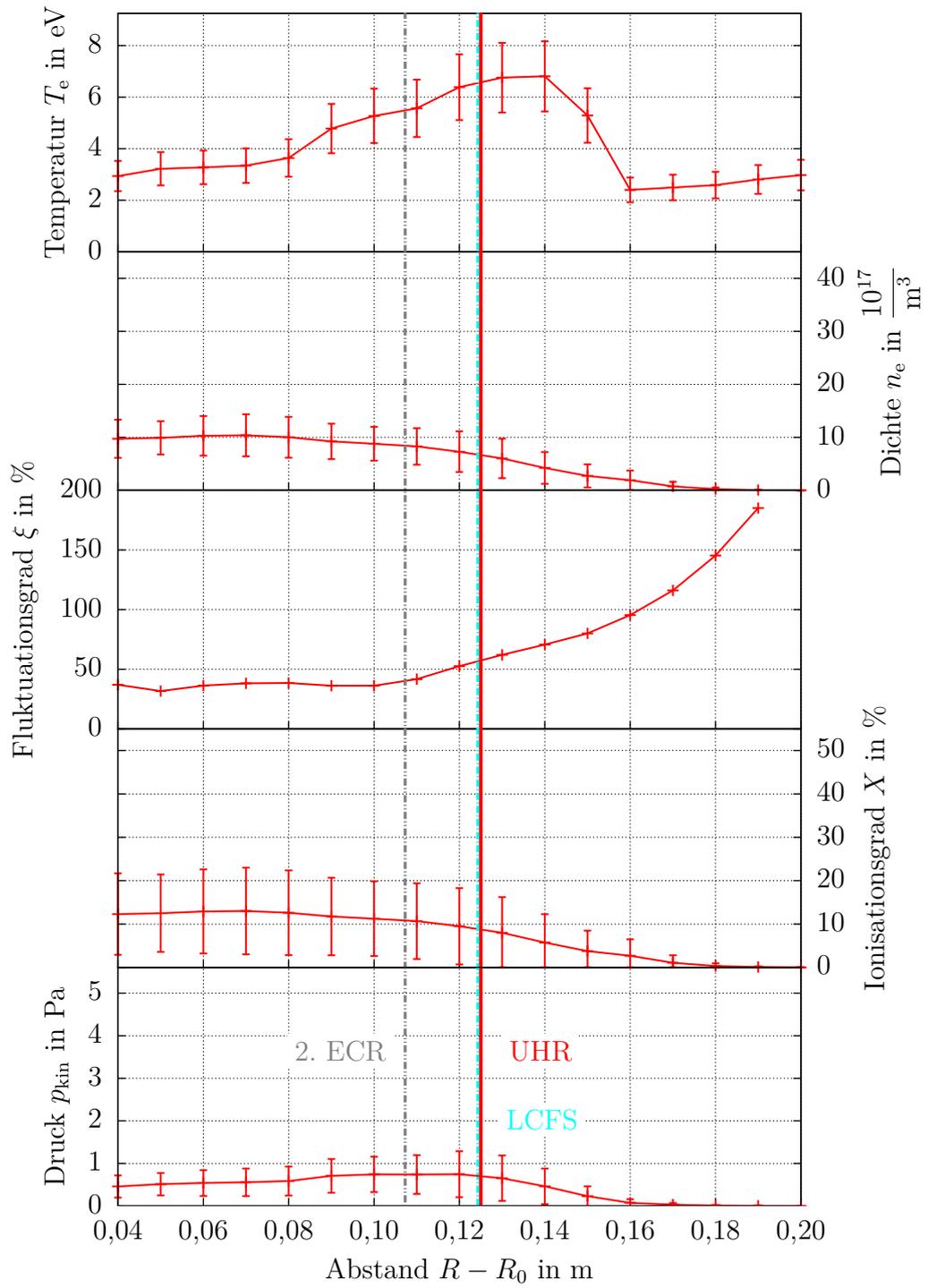
Schussnr.	Anmerkung
#8465	—
#8466	Das Plasma „sprang“ wegen der LANGMUIR-Sonden beim innersten Messpunkt aus dem EBW-Heizregime.
#8467	siehe Anmerkungen zu #8466
#8468	siehe Anmerkungen zu #8466, allerdings waren die innersten beiden Messpunkte gestört.
#8469	—
#8472	Es fand teilweise ein Übergang in die zweite Harmonische EBW-Heizung statt.
#8473	—
#8474	siehe Anmerkungen zu #8468
#8475 – #8476	siehe Anmerkungen zu #8466
#8506 – #8507	—
#8511	siehe Anmerkungen zu #8466, allerdings waren die innersten vier Messpunkte gestört.
#8512	siehe Anmerkungen zu #8466
#8513	siehe Anmerkungen zu #8468
#8514 – #8515	siehe Anmerkungen zu #8466
#8516 – #8517	—
#8518	siehe Anmerkungen zu #8466
#8519 – #8522	siehe Anmerkungen zu #8468

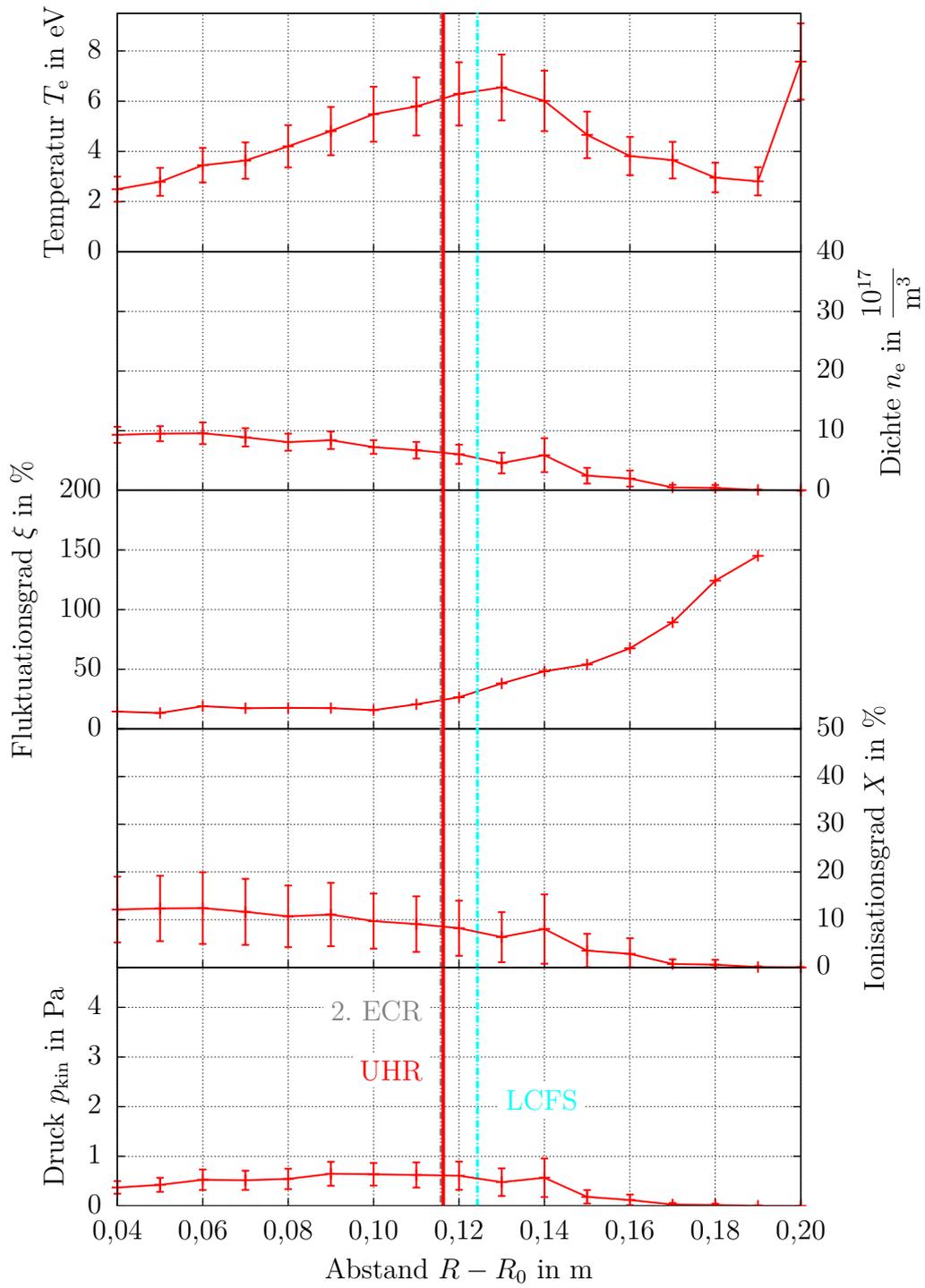


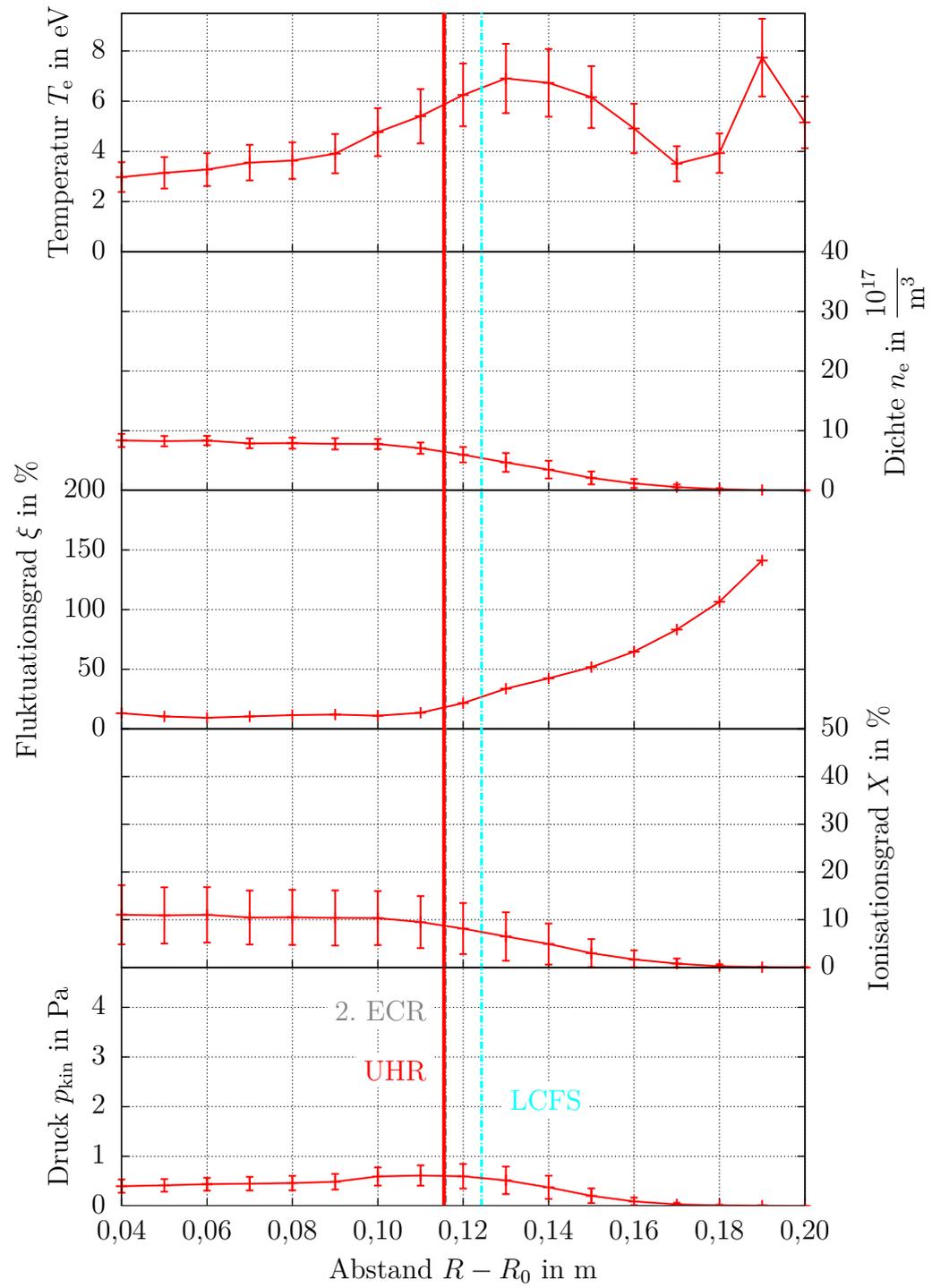


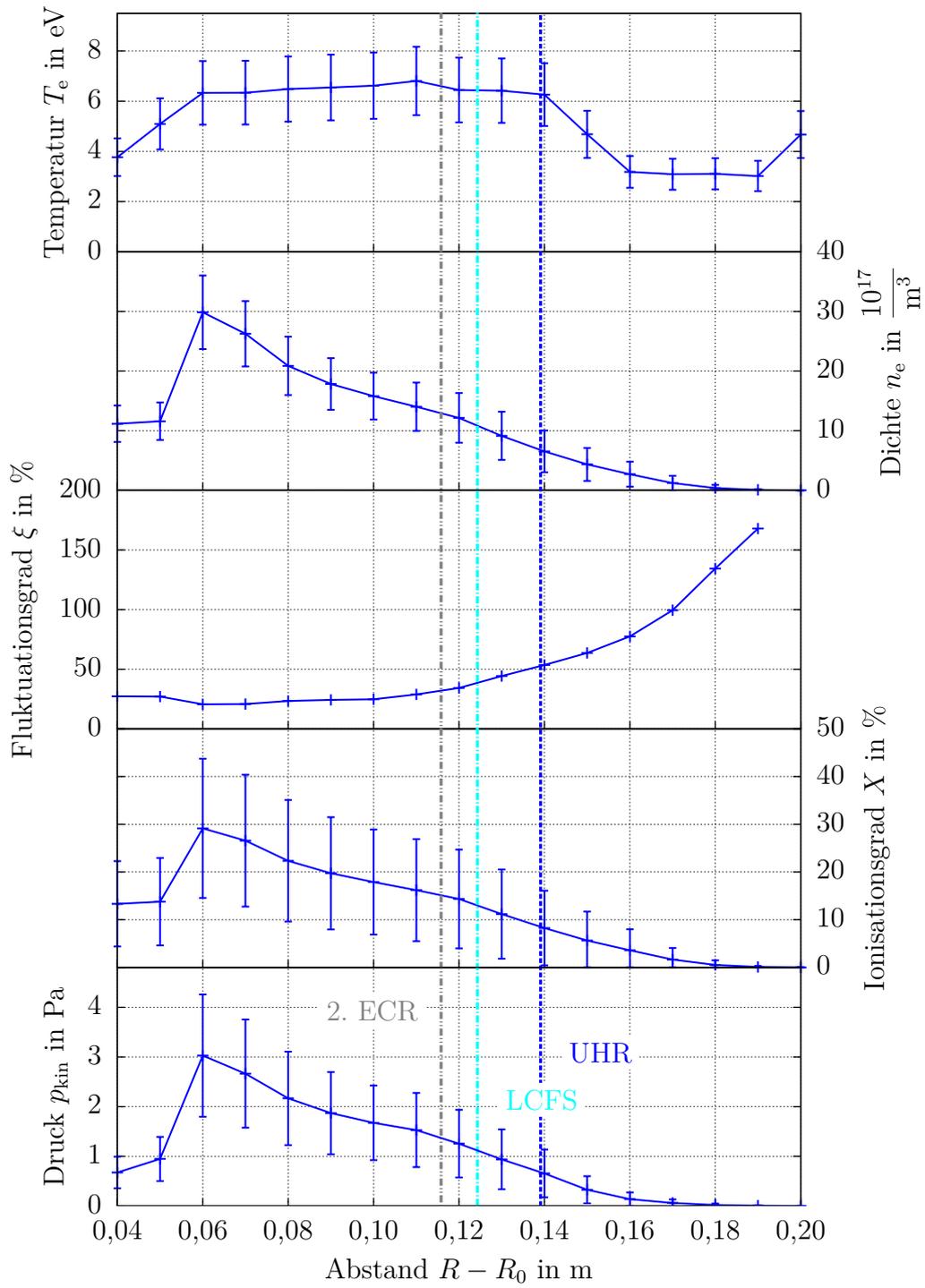


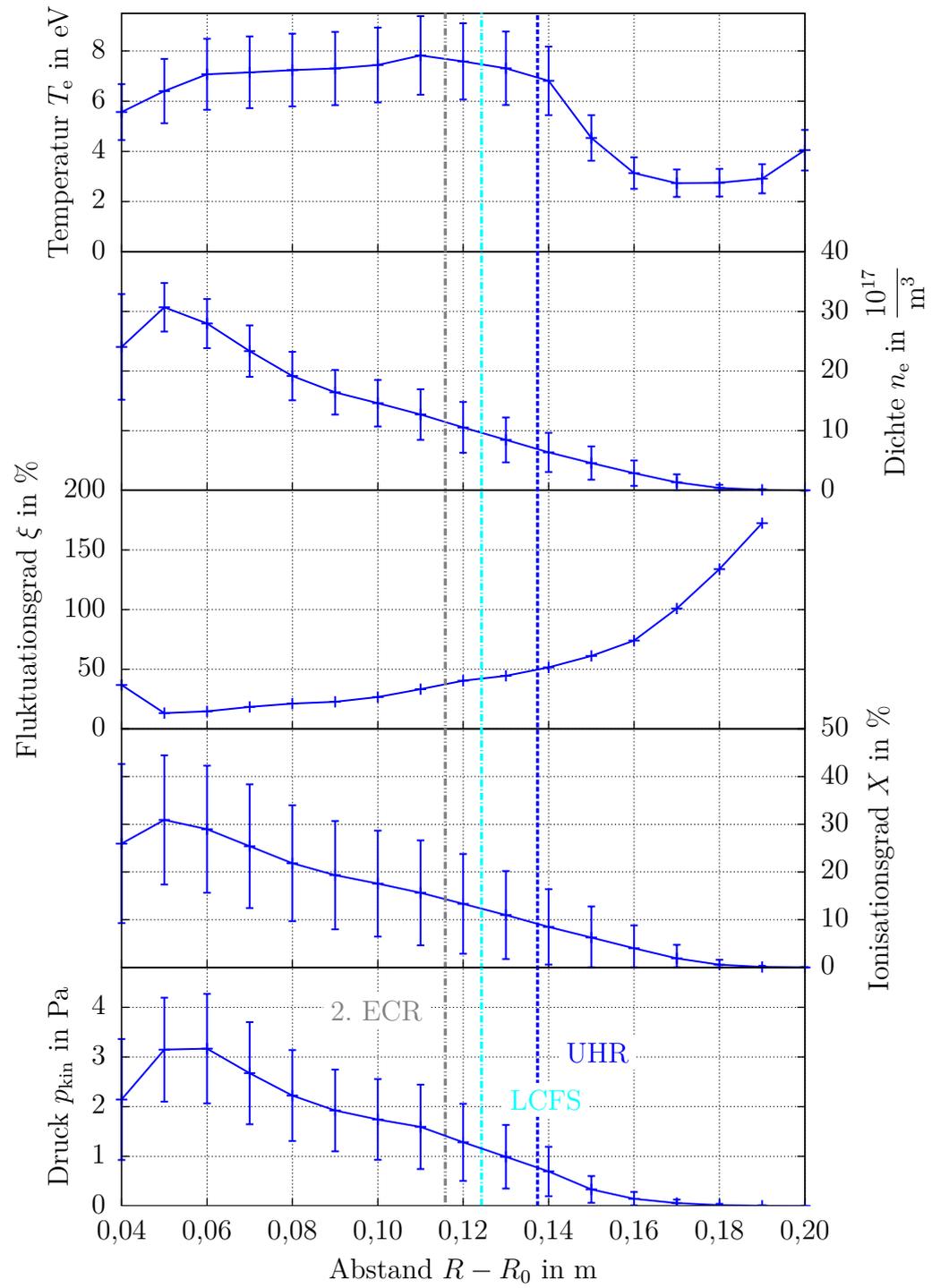


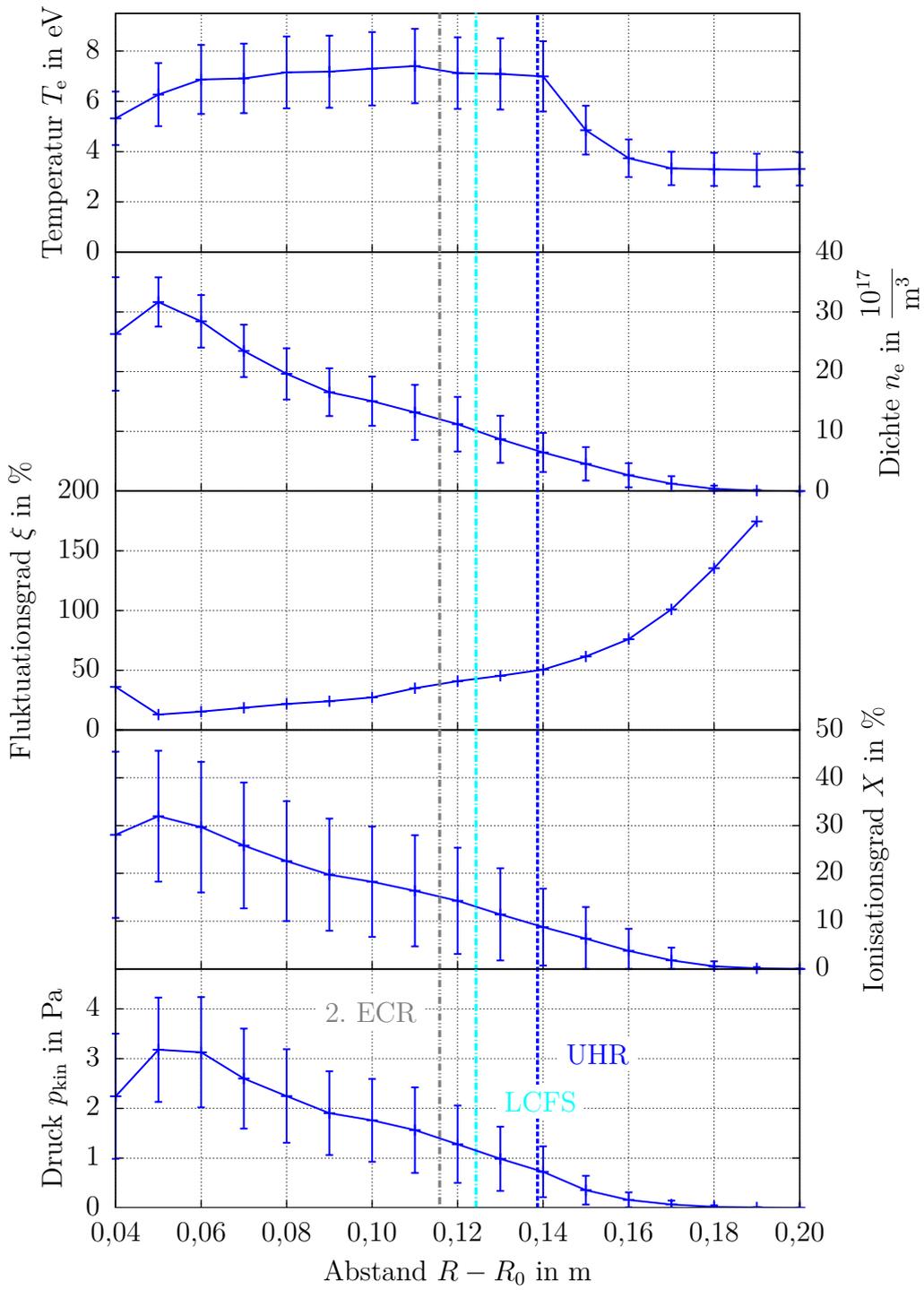


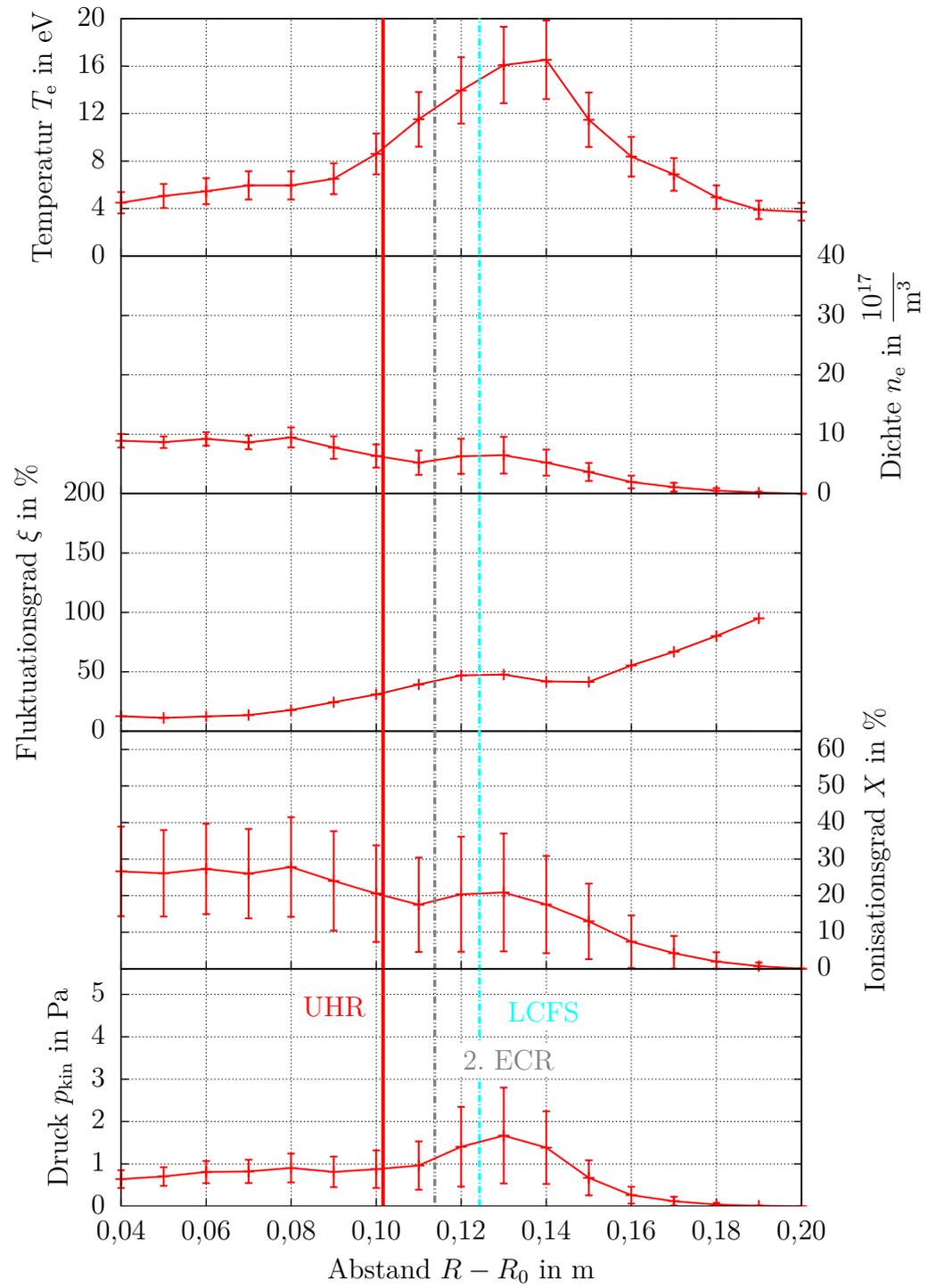


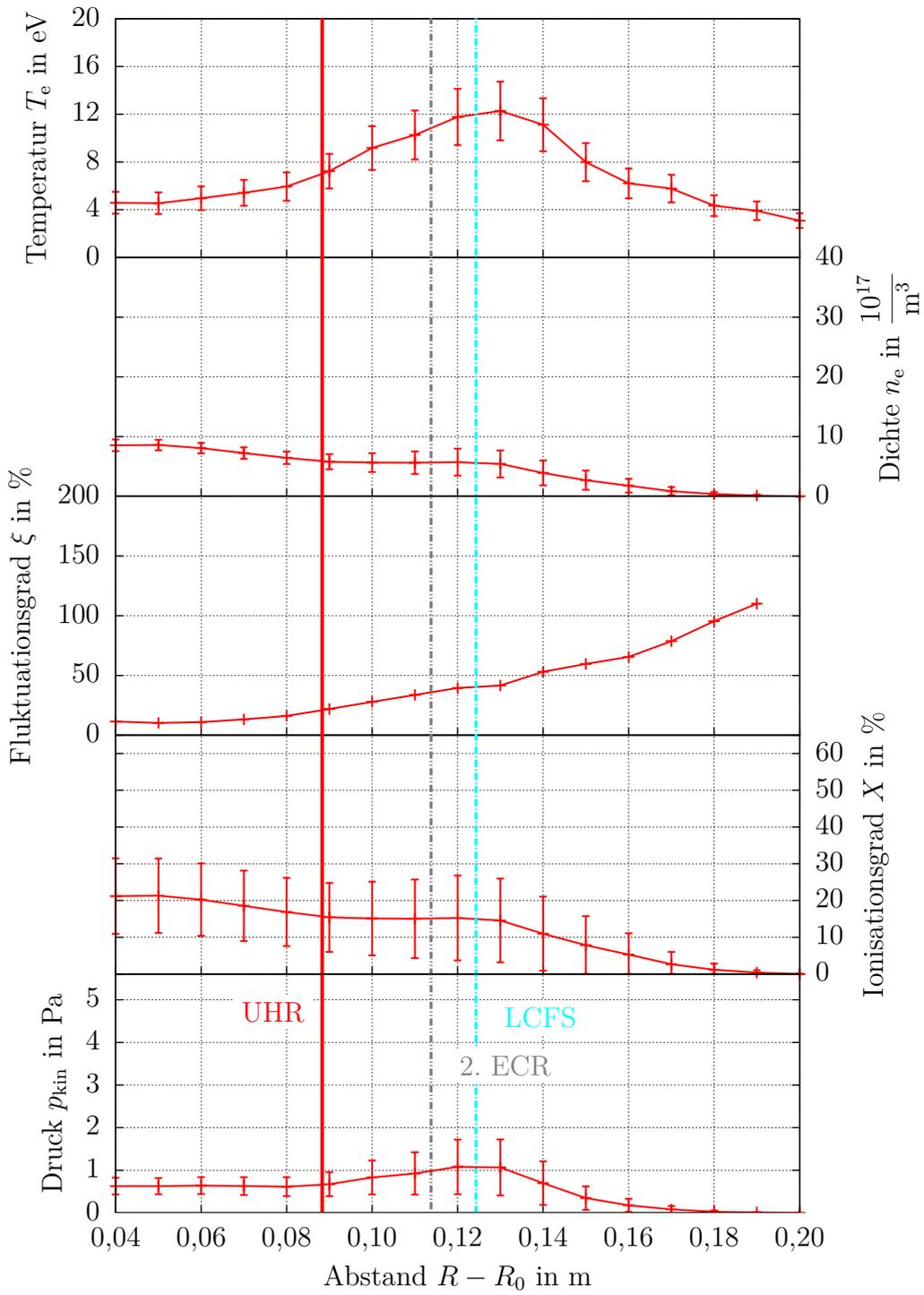


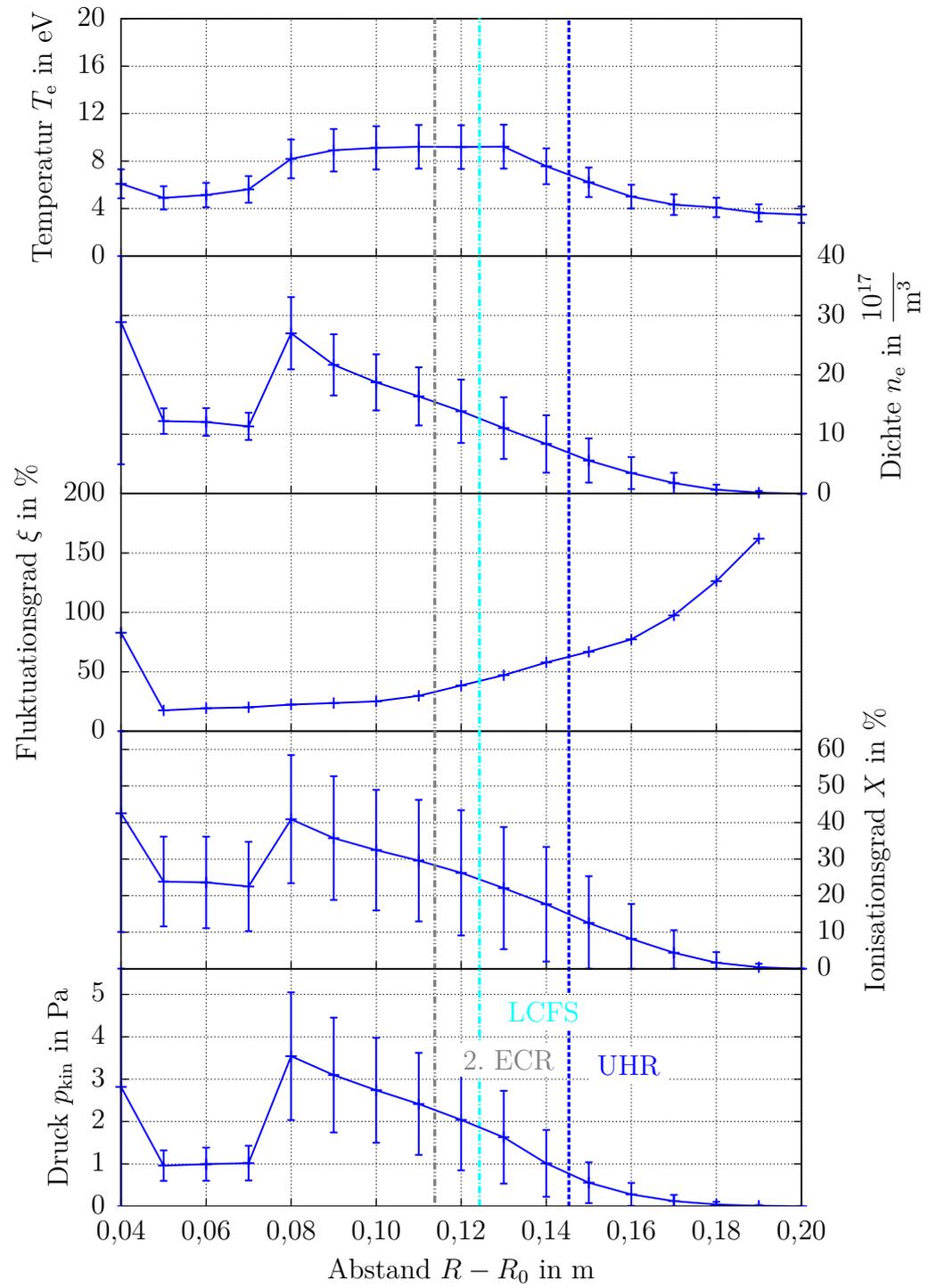


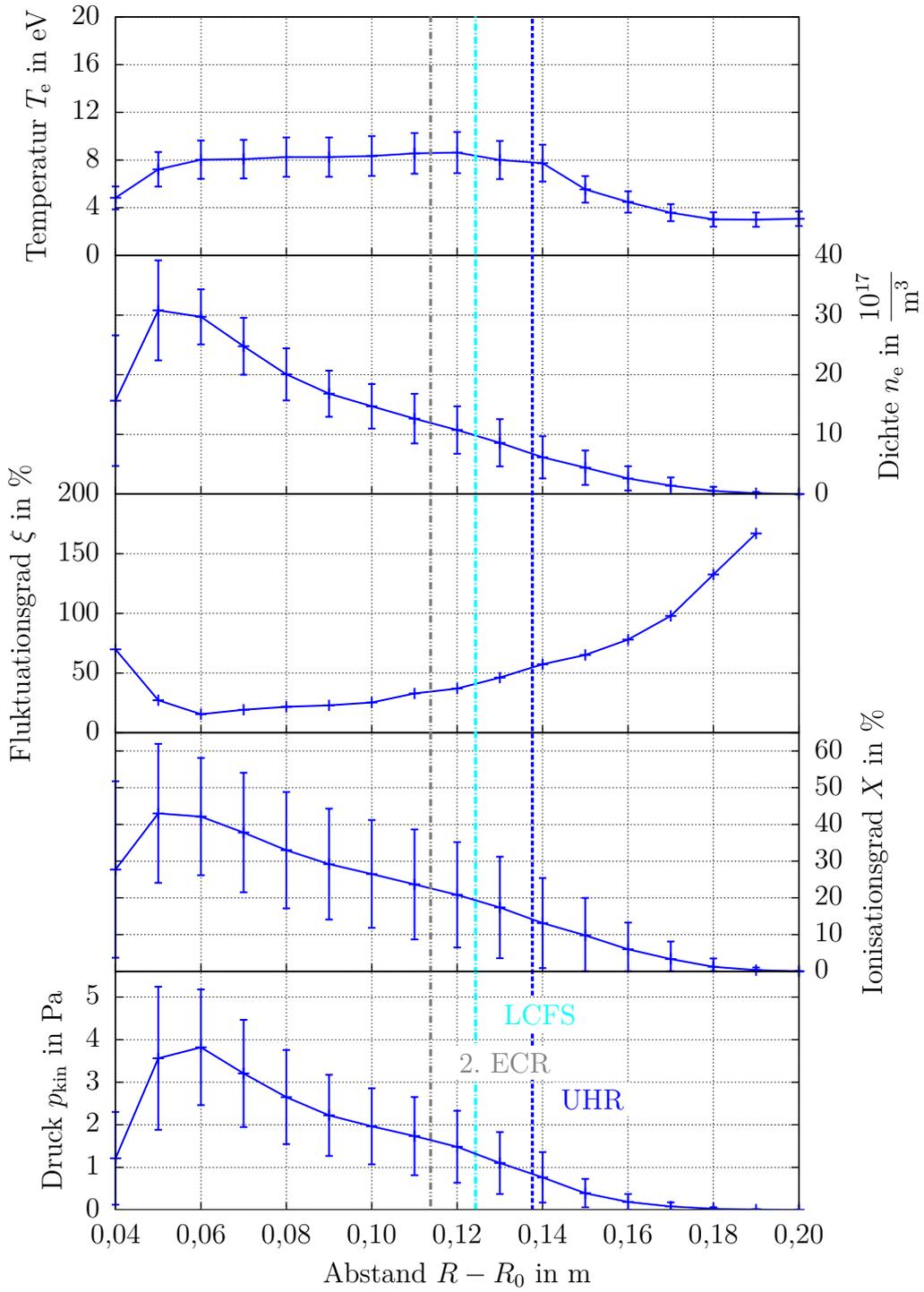


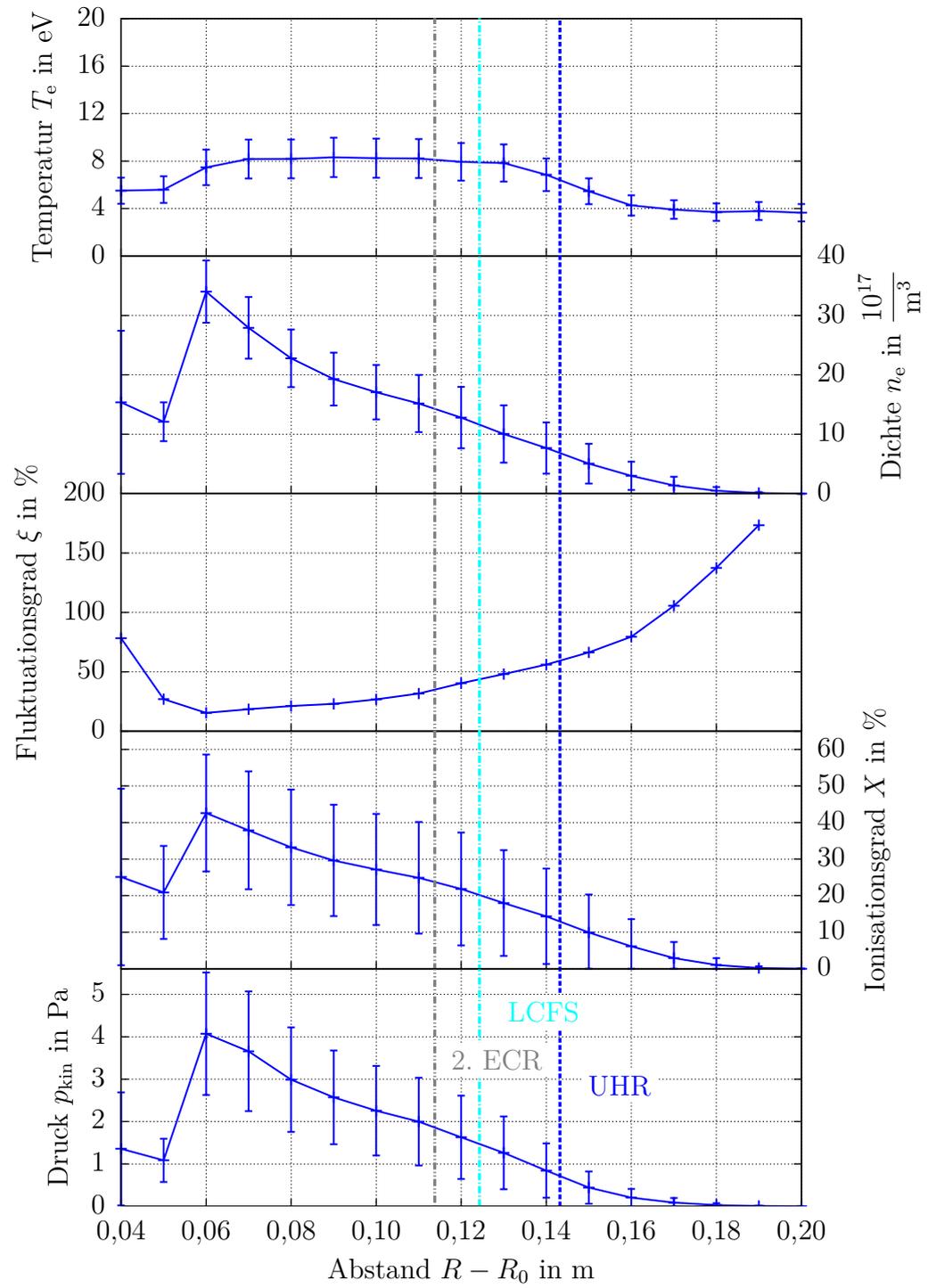


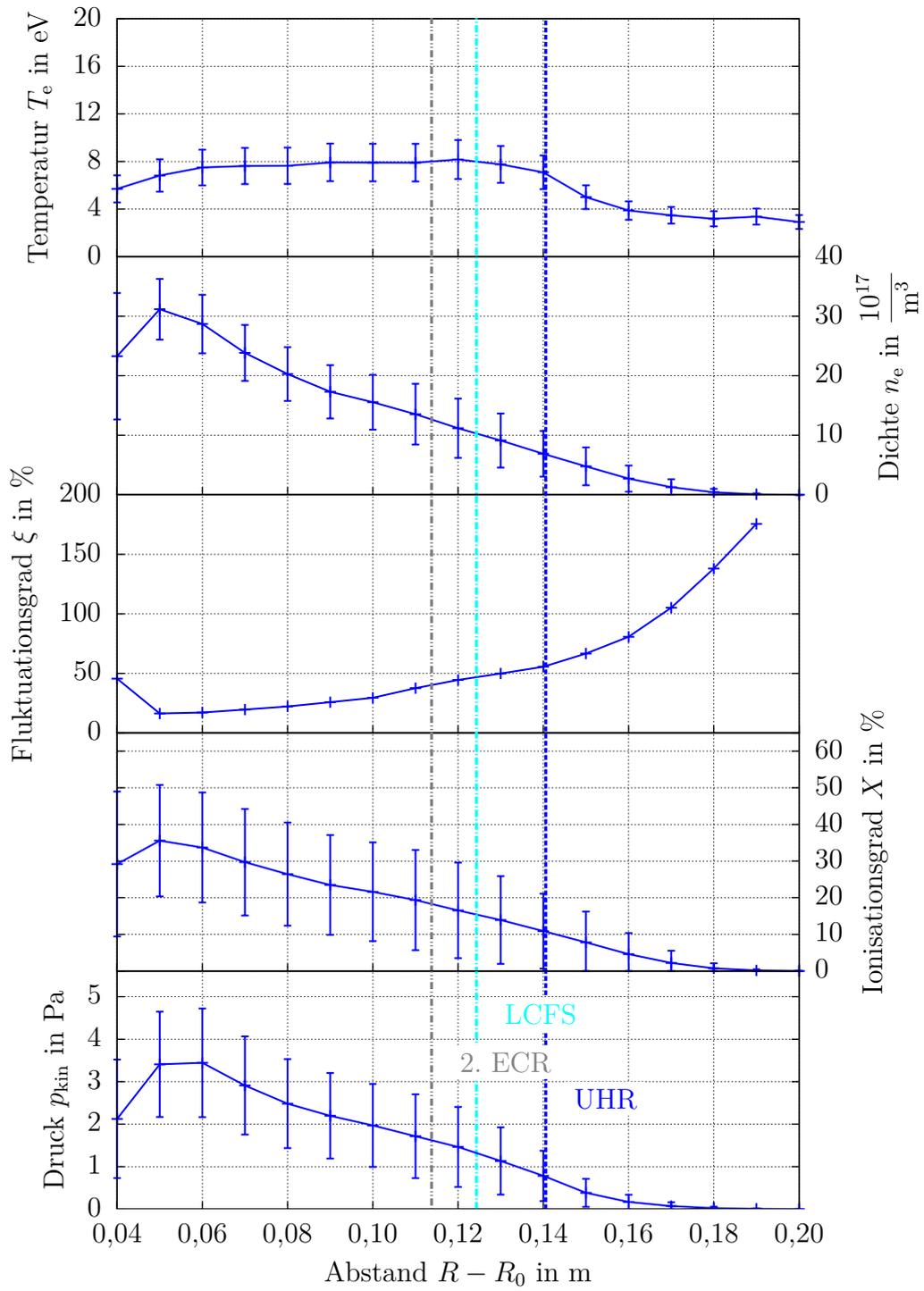


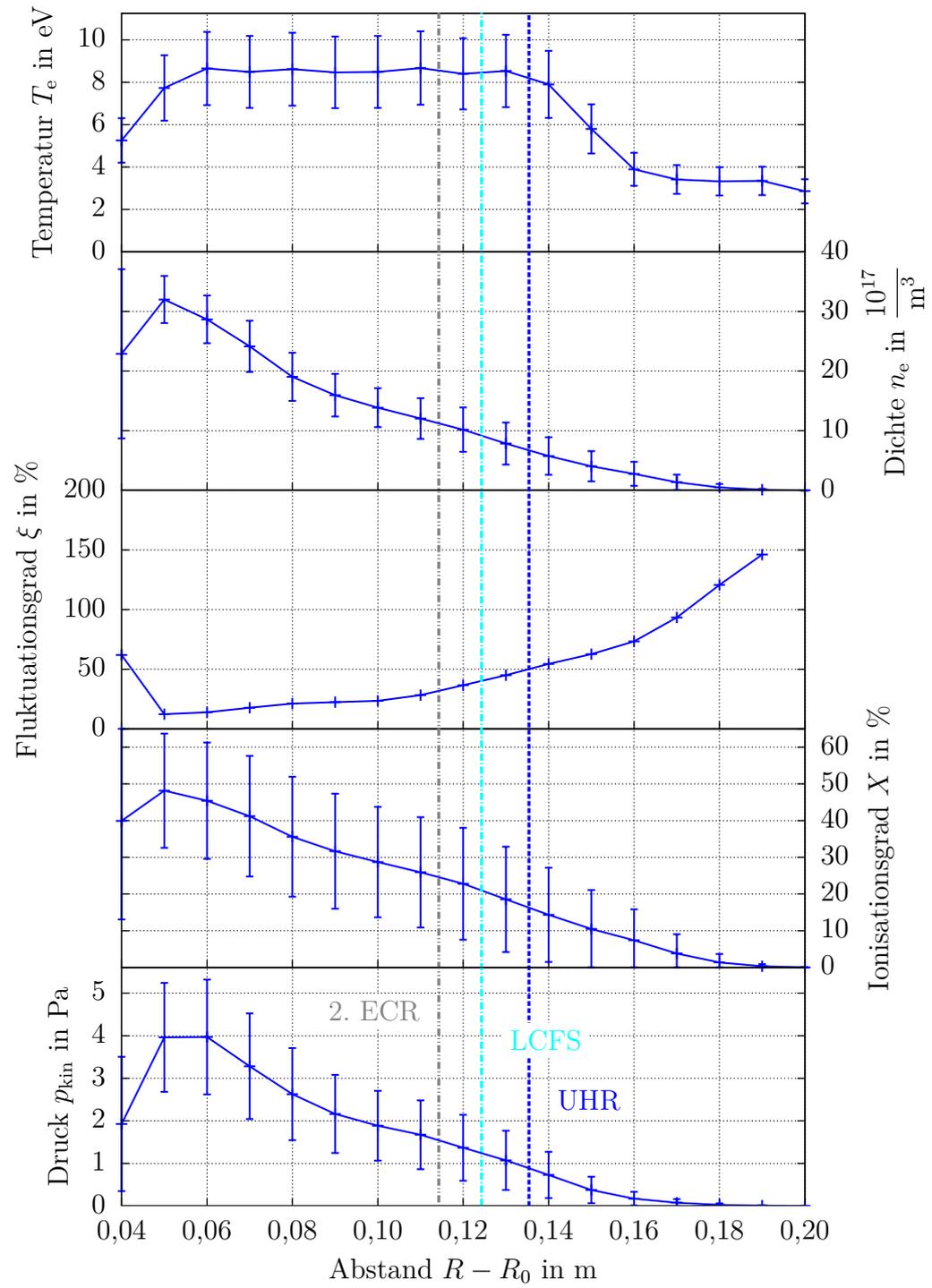


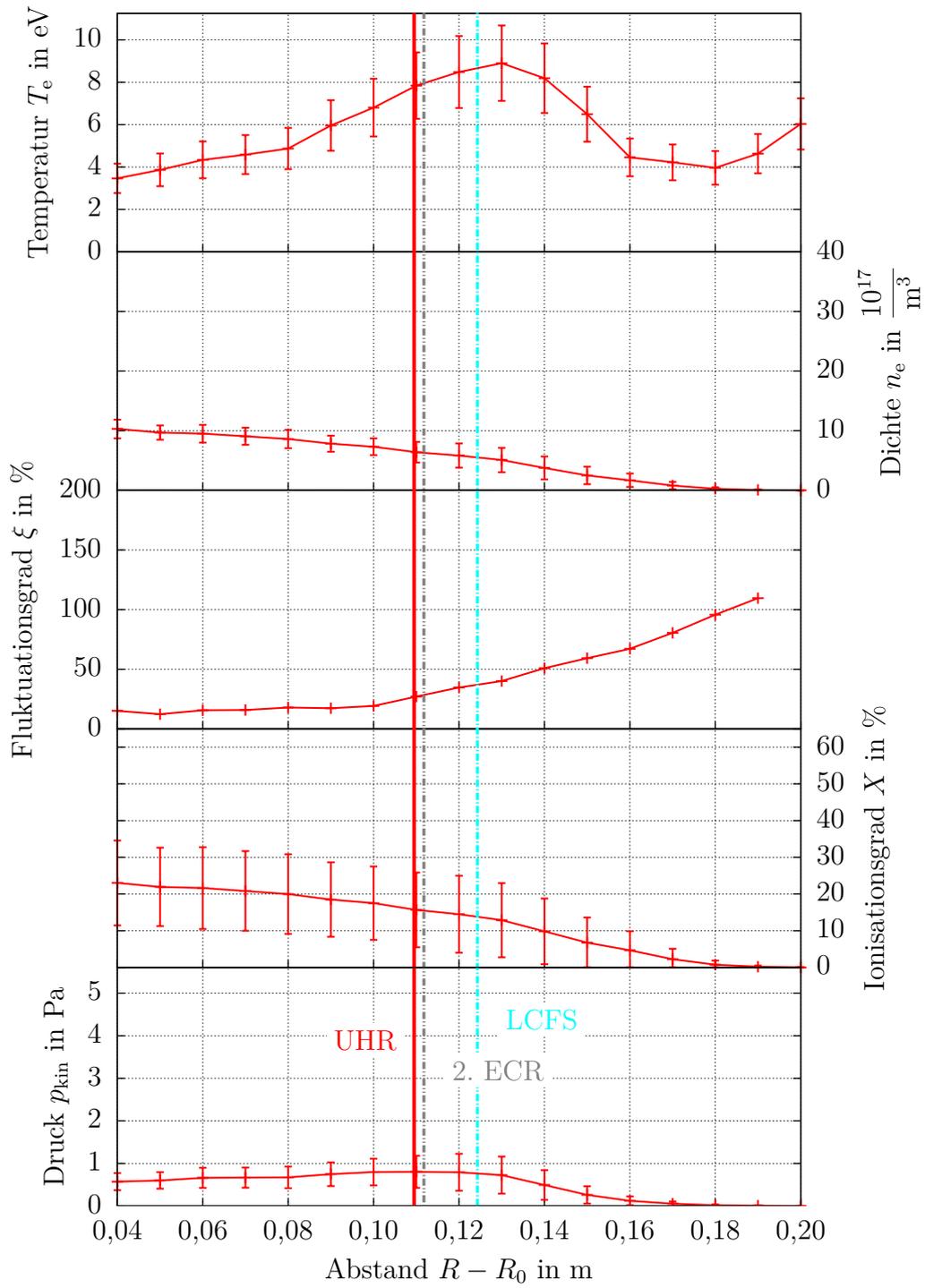


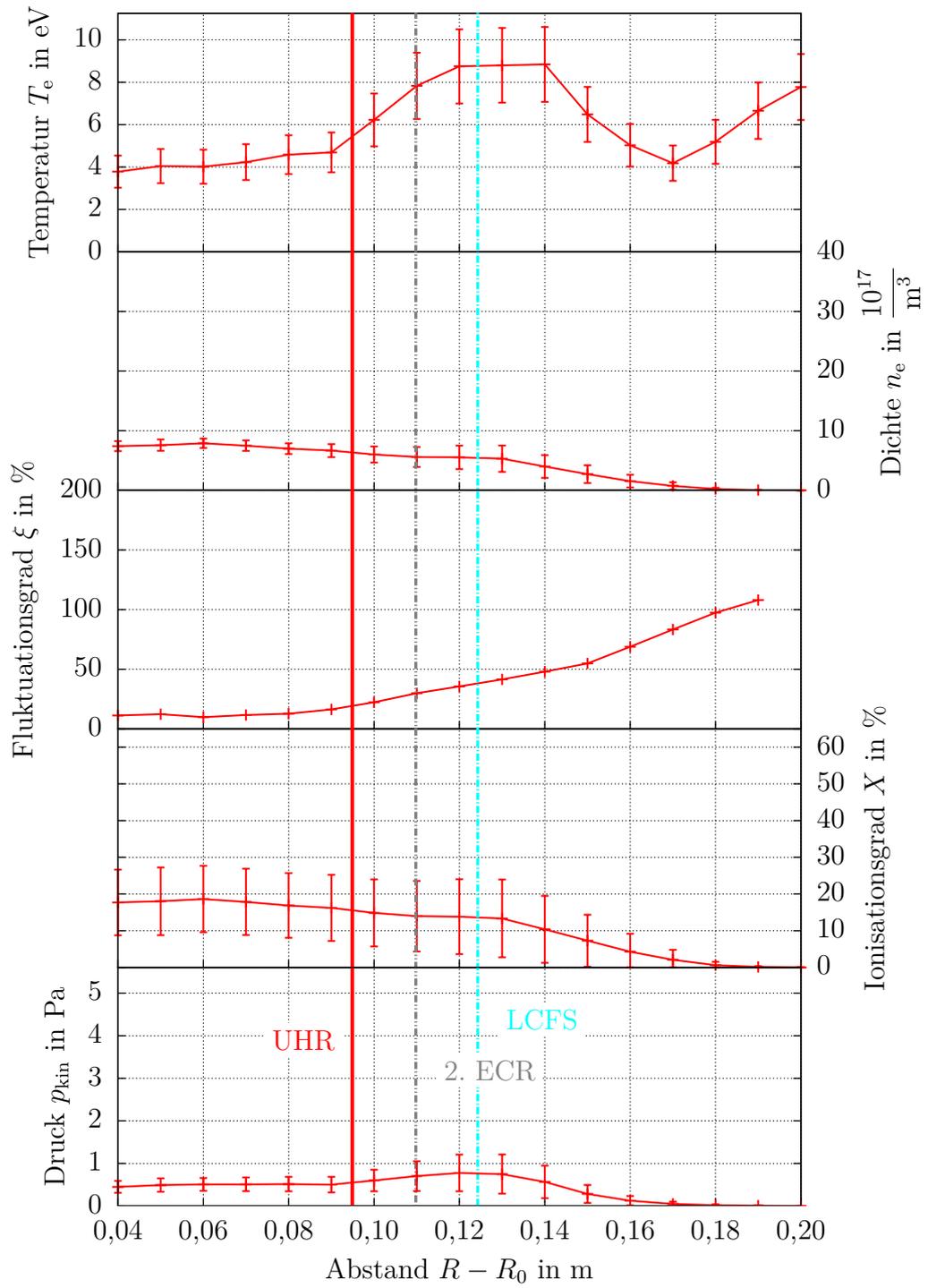


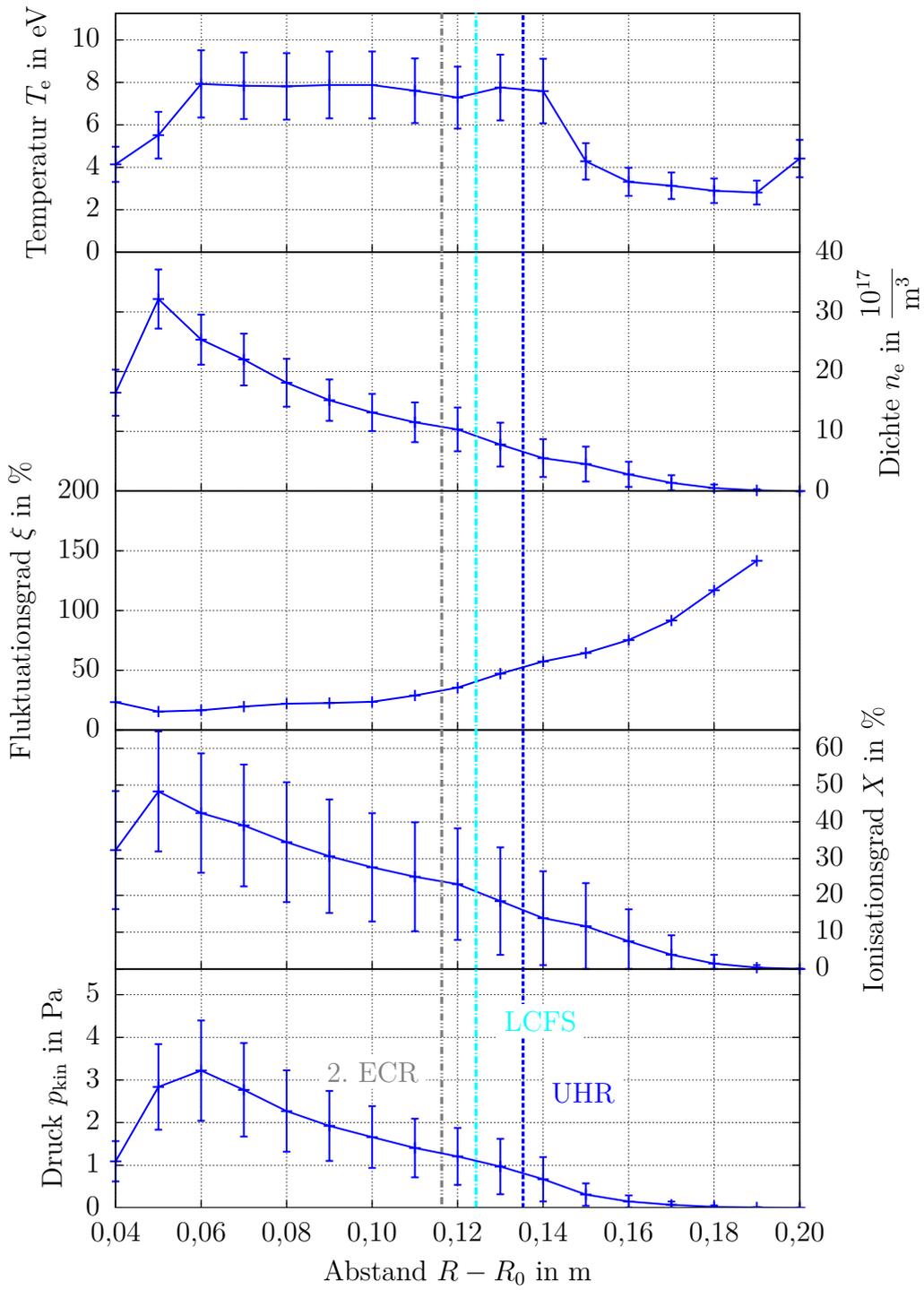


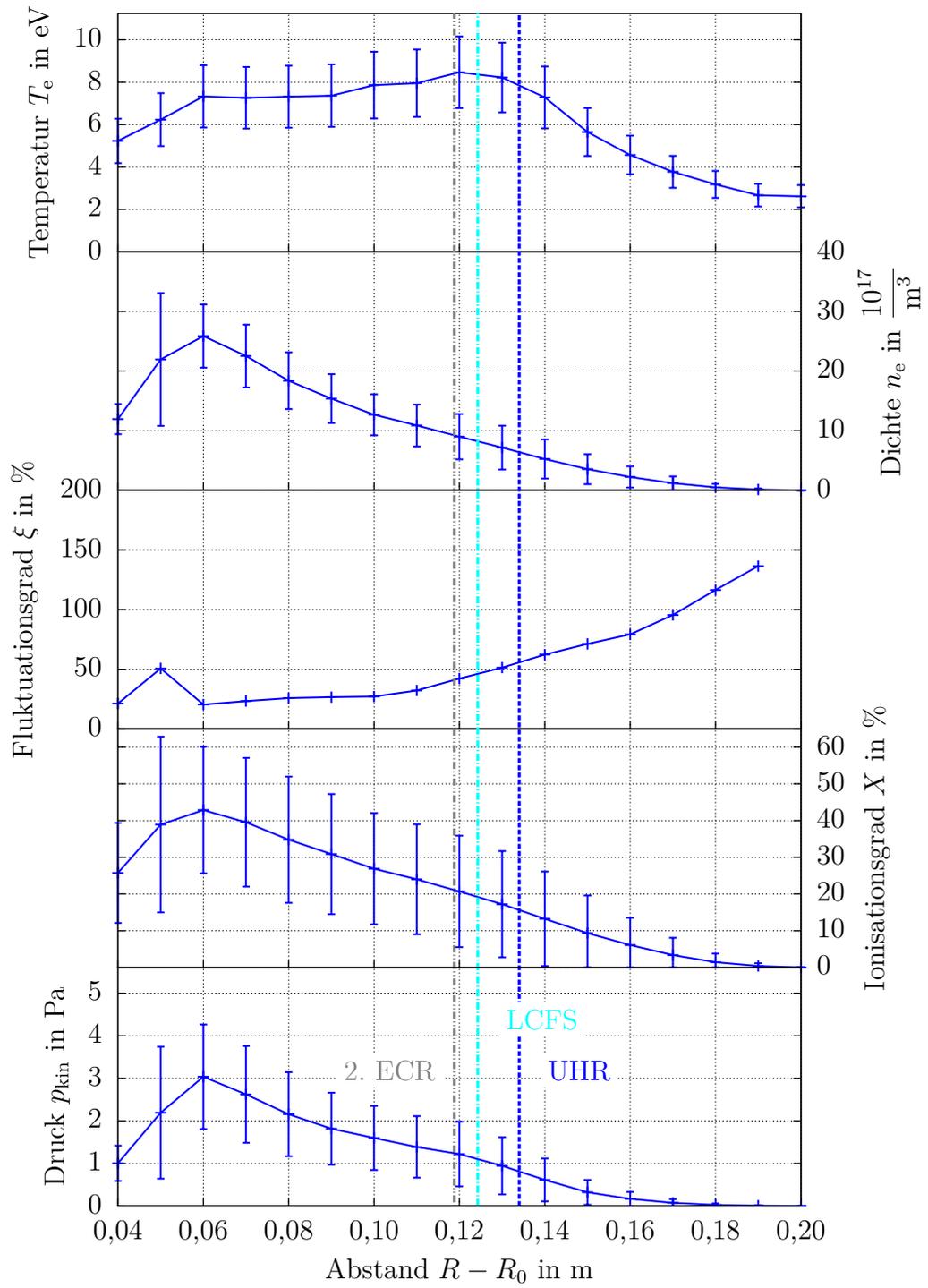


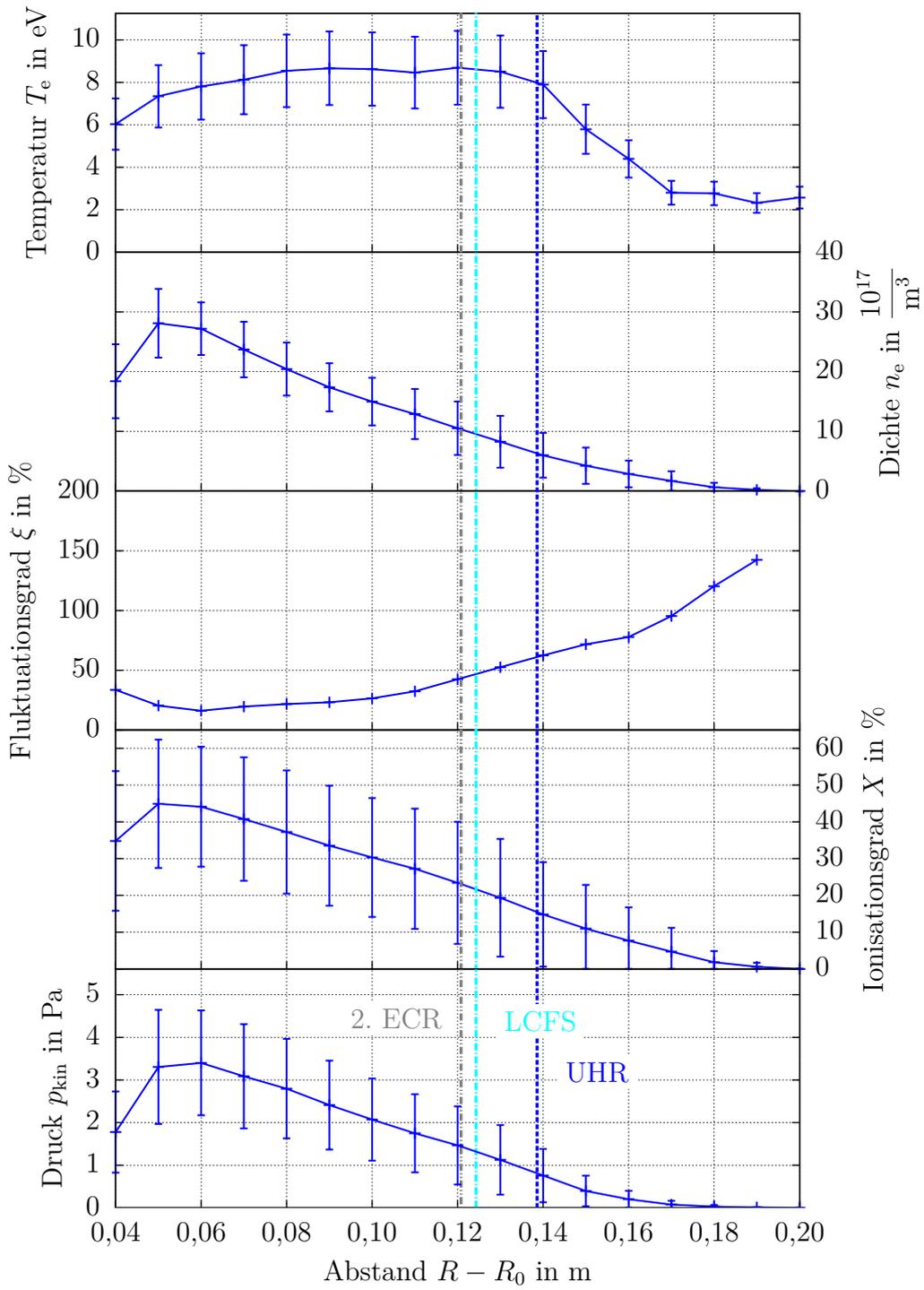


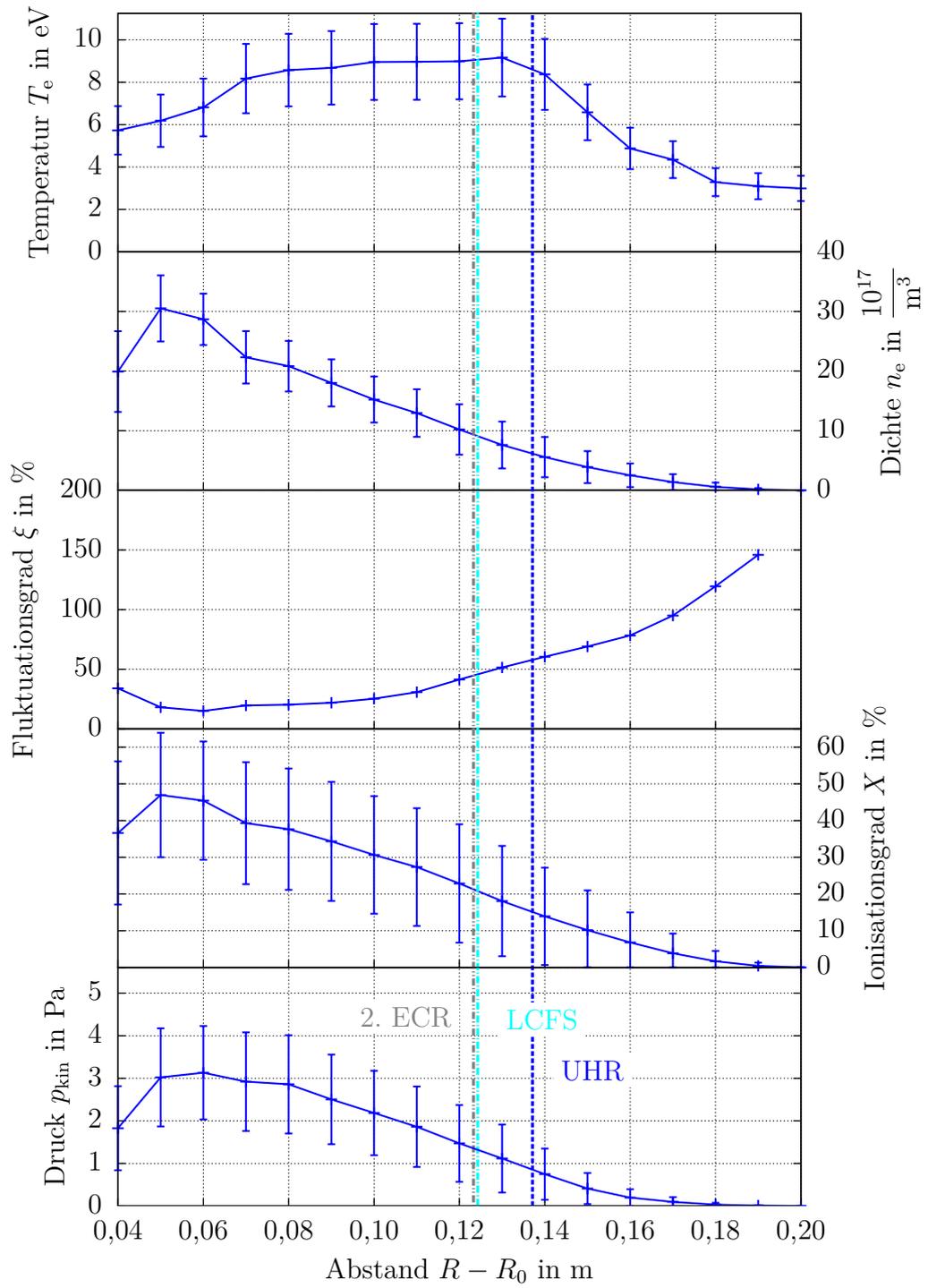


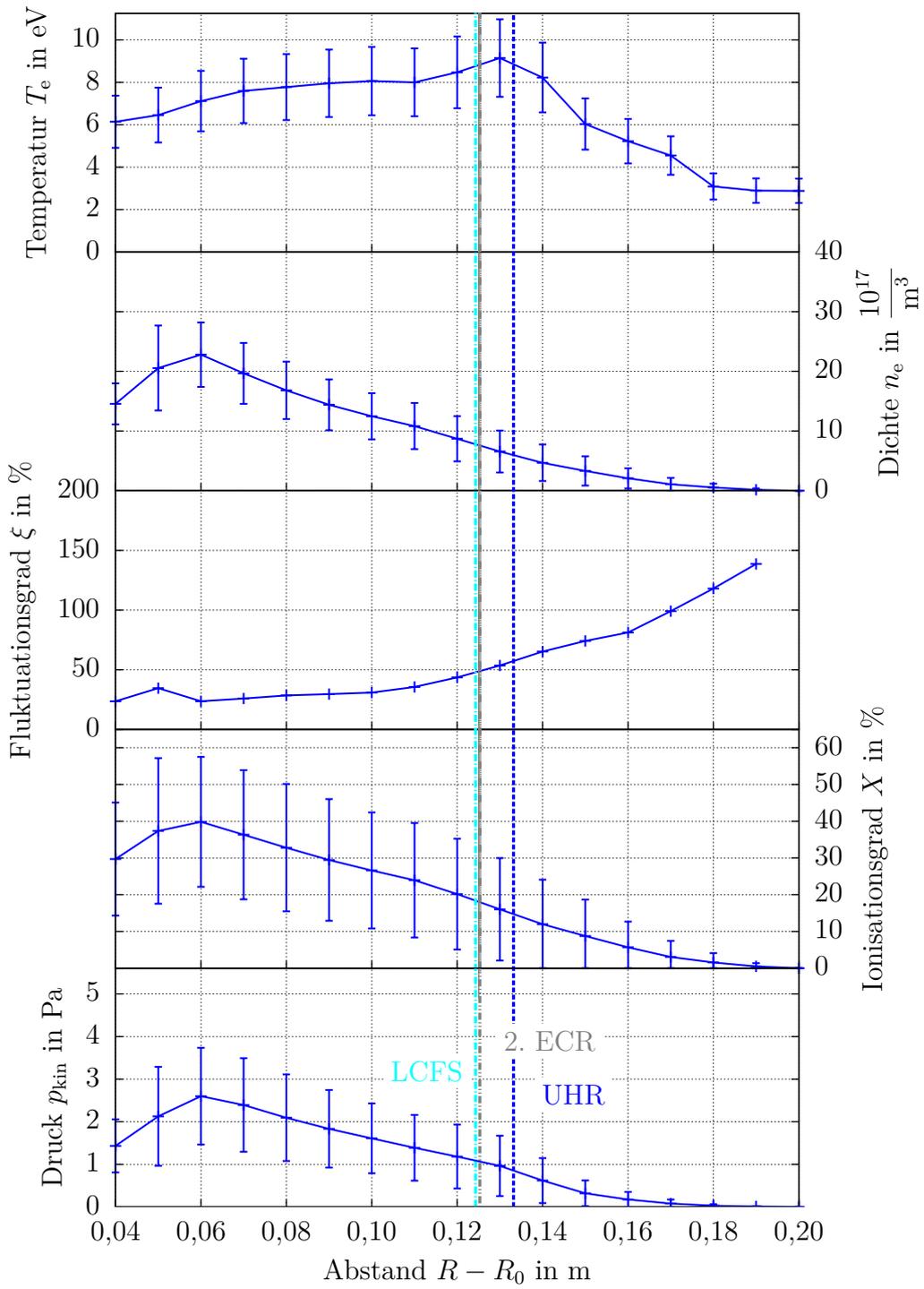












C. Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Bachelorarbeit selbst verfasst und keine weiteren Quellen als die angegebenen verwendet habe.

Rommelshausen, 3. Juli 2013

UDO HÖFEL