

# Untersuchung von Helikonwellen zur Plasmaheizung im Torsatron TJ-K

Nils W. Krause

4. Mai 2003

Dissertationsschrift zur Erlangung des Doktorgrades in Physik  
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der  
Christian-Albrechts-Universität zu Kiel  
Institut für Experimentelle und Angewandte Physik



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Physik der Helikonwelle</b>	<b>7</b>
2.1	Wellengleichung . . . . .	8
2.1.1	Herleitung für Whistlerwellen . . . . .	8
2.1.2	Herleitung für Helikonwellen . . . . .	11
2.2	Mögliche Entladungstypen . . . . .	13
2.2.1	Helikonentladung . . . . .	13
2.2.2	Induktive Entladung . . . . .	14
2.2.3	Kapazitive Entladung . . . . .	15
2.2.4	Zyklotronheizung . . . . .	16
2.3	Helikonmoden . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>21</b>
3.1	Das Torsatron TJ-K . . . . .	21
3.1.1	Magnetfeldkonfiguration . . . . .	21
3.1.2	Vakuum- und Gassystem . . . . .	24
3.2	Helikonheizung . . . . .	26
3.2.1	Das Sendesystem . . . . .	26
3.2.2	Die Matchbox . . . . .	27
3.2.3	Antennendesign . . . . .	29
3.3	Aufgebaute Diagnostiken zur Untersuchung der Wellenphysik . . . . .	32
3.3.1	Magnetische Sonden . . . . .	32
3.3.2	Benutzte Diagnostik . . . . .	37
3.3.3	Mechanische Positioniersysteme . . . . .	39
3.3.4	Stromtransformator . . . . .	41

<b>4</b>	<b>Charakterisierung des Plasmas</b>	<b>45</b>
4.1	Erreichte Plasmaparameter . . . . .	45
4.1.1	Mittlere Dichte aus Interferometermessungen . . . . .	46
4.1.2	Dichte- und Temperaturmessungen mit Langmuirsonden . . . . .	50
4.2	Radiale Dichteprofile . . . . .	52
4.3	Poloidale Dichteverteilungen . . . . .	57
4.4	Messungen mit Hochfrequenztransformator . . . . .	57
4.4.1	Strahlungswiderstand . . . . .	57
4.4.2	Auftretende Frequenzen . . . . .	58
4.5	Plasmaerzeugung bei anderen Frequenzen . . . . .	59
<b>5</b>	<b>Untersuchungen zur Dispersionsrelation</b>	<b>63</b>
5.1	Gemessene Dichteverläufe . . . . .	63
5.2	Vergleich mit gerechneter Dispersionsrelation . . . . .	66
<b>6</b>	<b>Wellenfeldmessungen</b>	<b>71</b>
6.1	Frequenzspektren . . . . .	72
6.2	Messung der parallelen Wellenlänge $\lambda_{\parallel}$ . . . . .	74
6.3	Messung der senkrechten Wellenlänge $\lambda_{\perp}$ . . . . .	76
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>79</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Seit November 1999 befindet sich das Torsatron TJ-K am Kieler Institut für Experimentelle und Angewandte Physik. Das Torsatron wurde in Madrid am Laboratorio Nacional de Fusion Euratom gebaut und unter dem Namen TJ-1U zur Untersuchung der speziellen Magnetfeldkonfiguration und weiterer fusionsrelevanter Fragestellungen eingesetzt [1, 2, 3, 4]. Der neue Name TJ-K deutet dabei den Standort Kiel an.

In Kiel wurde das Torsatron zu einer Niedertemperaturplasmaquelle umgebaut, um Untersuchungen zur Turbulenz- und Wellenphysik durchzuführen. Das Torsatron gehört zur Familie der Stellaratoren, in denen magnetischer Einschluß des Plasmas im Gegensatz zum Tokamak rein durch magnetfelderzeugende Spulen möglich ist. Die magnetische Konfiguration von TJ-K hat die gleichen Eigenschaften wie die eines Fusionsexperimentes. Die für die Turbulenz relevanten dimensionslosen Parameter  $\hat{\beta}$ ,  $\hat{\nu}$  und  $\hat{\mu}$ , in dieser Reihenfolge das Plasmabeta, die Kollisionsrate und das Massenverhältnis zwischen Elektronen und Ionen, sind mit denen in der Plasmarandschicht von Fusionsanlagen vergleichbar [5, 6]. Daher können die Operationsparameter so gewählt werden, daß das Plasma die gleiche raumzeitliche Struktur der Turbulenz erhält, wie es von der Randschicht eines Fusionsplasmas erwartet wird. Eine deutlich bessere Diagnostizierbarkeit ergibt sich durch die vergleichsweise niedrigen Plasmatemperaturen. Sonden beispielsweise können lange unbeschadet im Plasma existieren. Fragestellungen aus Turbulenz und Wellenphysik können so reproduzierbar mit Hilfe von Sonden diagnostiziert werden. Erste Ergebnisse dieser Untersuchungen finden sich in [7, 8]. Die experimentelle Untersuchung der Plasmaturbulenz in TJ-K wird in [9] behandelt und ist nicht Gegenstand dieser Arbeit.

Ein Experiment, das Fusionsrelevanz besitzt und mit einem Niedertemperaturplasma betrieben wird, stellt ein neuartiges Konzept dar. Ein wesentlicher Teil der Arbeit befasst sich daher mit dem Aufbau des Experimentes und den globalen Eigenschaften des Plasmas. Zur Plasmaerzeugung wird eine Helikonwellenheizung eingesetzt. Helikonwellen sind verbreitet im Bereich der

Prozessplasmen, die zur industriellen Chipherstellung verwendet werden. Die Physik der Helikonwelle wurde bereits in linearen Plasmen eingehend untersucht. Diese Untersuchungen beziehen sich auf die Absorption von Hochfrequenzenergie und die Plasmaerzeugung [10, 11]. Helikonwellen werden aber ebenso für Plasmen mit Toroidalgeometrie in den Experimenten H-1 und TEDDI eingesetzt [12, 13]. Über ihre Ausbreitung und Absorption in toroidaler Geometrie ist allerdings wenig bekannt. Daher beschäftigt sich diese Arbeit mit den physikalischen Aspekten von elektromagnetischen Wellen im magnetisierten Plasma toroidaler Geometrie. Es werden die technischen Details dargestellt, die beim Aufbau der Helikonheizung berücksichtigt wurden. Neben der Heizung wurden magnetische Diagnostiken entwickelt, die für Messungen des Wellenfeldes und der Wellenlängen zum Einsatz kamen. Weiterhin wird die theoretische Dispersionsrelation in toroidaler Geometrie mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Messungen der Dispersionsrelation sind von besonderer Bedeutung, da diese grundlegend für das Verständnis der Wellenphysik sind. Vorangegangene Arbeiten, in denen ebenfalls die Dispersionsrelation gemessen wurde, beschränken sich auf lineare Geometrie, wie in [14, 15] beschrieben. Die Abhängigkeit der Dichte vom äußeren Magnetfeld findet hier bereits Erwähnung und wird als Weg betrachtet, eine indirekte Messung der Dispersionsrelation zu ermöglichen.

Die Arbeit ist folgendermaßen strukturiert: In Kapitel 2 werden die Grundlagen zur Wellenphysik erläutert. Die Wellengleichung wird hergeleitet, und es wird auf die Anwendung, Helikonwellen für die Plasmaerzeugung in toroidaler Geometrie zu benutzen, eingegangen. Dort werden auch weitere Entladungstypen behandelt, die neben der Helikonentladung ebenso eine Möglichkeit der Plasmaerzeugung darstellen. Eine detaillierte Beschreibung des Experimentes TJ-K mit den für die neuen Fragestellungen notwendigen Modifikationen und den für die Untersuchungen relevanten Diagnostiken findet sich in Kapitel 3. Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Charakterisierung des Plasmazustandes für verschiedene Operationsparameter. Es können die auftretenden Formen der Entladung mit Hilfe von radialen und poloidalen Dichteprofilen eingeordnet werden. Lokale Dichten, die mit Langmuirsonden gemessen wurden, werden mit linienintegrierten Dichten aus einer Mikrowellendiagnostik verglichen.

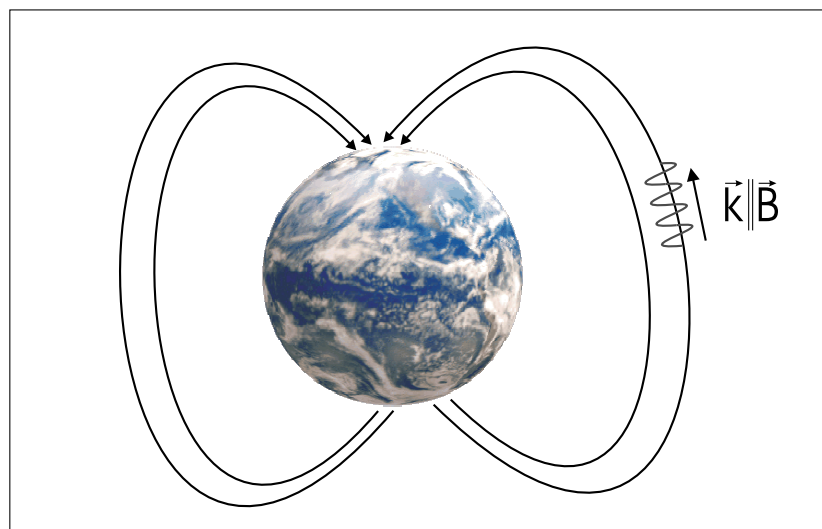
In Kapitel 5 wird die gemessene Dispersionsrelation für Helikonwellen dargestellt und mit dem Verlauf der theoretischen Relation verglichen. Abweichungen zwischen Theorie und Experiment werden unter Berücksichtigung der radialen und poloidalen Profilformen gedeutet. In Kapitel 6 wird auf Messungen des Wellenfeldes mit magnetischen Sonden eingegangen. Magnetische Sonden liefern Messergebnisse zur Wellenlänge der Helikonwelle parallel und senkrecht zum Magnetfeld. In Kapitel 7 werden die Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst.

## Kapitel 2

# Physik der Helikonwelle

Elektromagnetische Wellen im Radiofrequenzbereich treten in magnetisierten Plasmen in vielfacher Form auf. Die Bedingungen für die Ausbreitung werden durch die Plasmamparameter und das Magnetfeld gegeben. Die Helikonwelle wird als rechtsdrehende Welle charakterisiert, die im Wesentlichen parallel zum Magnetfeld  $\mathbf{B}$  propagiert. Die Physik wird durch die Näherung des kalten Plasmas  $T_i = T_e = 0$  beschrieben, der relevante Frequenzbereich ist  $\omega_{ci} \ll \omega \ll \omega_{ce}$ . Dabei sind  $\omega_{ci}$  und  $\omega_{ce}$  die Ionen- und Elektronenzyklotronfrequenz.

Mit der Helikonwelle eng verwandt ist ein klassisches Beispiel einer Welle in der Ionosphäre der Erde, bekannt als Whistlerwelle. Diese Welle folgt dem Erdmagnetfeld zwischen den magnetischen Polen und wird dabei reflektiert (Abbildung 2.1). Die Whistlerwellen besitzen eine zum äußeren



**Abbildung 2.1:** Whistlerwellen propagieren im Erdmagnetfeld entlang der Magnetfeldlinien. Sie sind unbegrenzt senkrecht zur Propagationsrichtung.

Magnetfeld parallele Wellenlänge. Sie können aufgrund ihrer fehlenden Berandung senkrecht dazu als homogen angesehen werden [16, 17]. Anders verhalten sich diese Wellen bei Einführung einer Berandung in senkrechter Richtung, wie sie im Labor beispielsweise durch das Vakuumgefäß eines Experimentes oder einer Sendeantenne gegeben sein kann. Die sich daraus ergebende senkrechte Komponente des Wellenvektors macht aus der Whistlerwelle eine Helikonwelle.

Im folgenden werden die Wellengleichung und die Dispersionsrelation für Whistlerwellen hergeleitet. Es wird gezeigt, wie sich diese durch Einführung einer senkrechten Berandung verändert und in die Helikondispersionsrelation überführt wird. Die Lösungen der Wellengleichung werden diskutiert und dargestellt.

## 2.1 Wellengleichung

### 2.1.1 Herleitung für Whistlerwellen

Zur Herleitung der Dispersionsrelation wird von den Maxwell-Gleichungen ausgegangen [16]:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (2.2)$$

Unter der Annahme, daß alle Größen  $F$  einer kleinen periodischen Störung  $F_1 \sim \exp\{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)\}$  unterliegen, lassen sich die Gleichungen linearisieren. Es folgt:

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E}_1 = \omega \mathbf{B}_1, \quad (2.3)$$

$$i\mathbf{k} \times \mathbf{B}_1 = \mu_0 \mathbf{j}_1 - \frac{i\omega}{c^2} \mathbf{E}_1 = -\frac{i\omega}{c^2} \epsilon \mathbf{E}_1. \quad (2.4)$$

Multipliziert man Gleichung (2.3) von links mit  $\mathbf{k} \times$  und setzt (2.4) ein, so ergibt sich mit der Wellenzahl im Vakuum  $k_0 = \frac{\omega}{c}$  die Wellengleichung:

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}_1) + k_0^2 \epsilon \mathbf{E}_1 = 0. \quad (2.5)$$

Dabei ist  $\epsilon = \epsilon_0 \kappa$  der Dielektrizitätstensor des anisotropen Plasmas. Die Gleichung läßt sich nach [16, 18] ausschreiben. Dabei liegt der Wellenvektor  $\mathbf{k}$  in der x-z-Ebene und das äußere Magnetfeld  $\mathbf{B}_0$  parallel zur z-Achse.

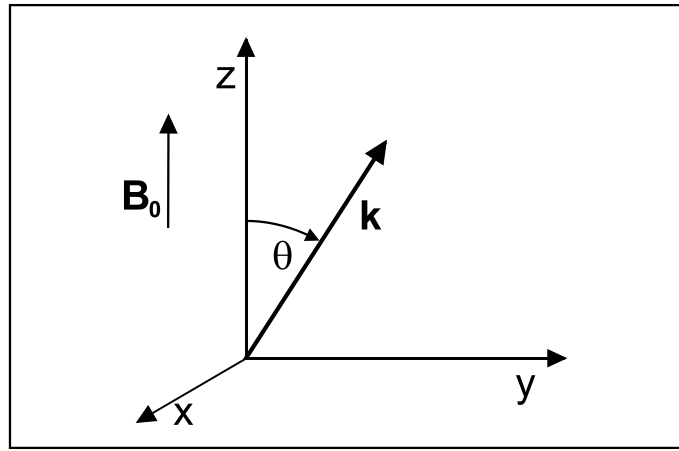
$$\begin{pmatrix} k_z^2 & 0 & -k_x k_z \\ 0 & k_x^2 + k_z^2 & 0 \\ -k_x k_z & 0 & k_x^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_{1x} \\ \mathbf{E}_{1y} \\ \mathbf{E}_{1z} \end{pmatrix} = k_0^2 \begin{pmatrix} \kappa_{\perp} & -i\kappa_{\times} & 0 \\ i\kappa_{\times} & \kappa_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_{\parallel} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_{1x} \\ \mathbf{E}_{1y} \\ \mathbf{E}_{1z} \end{pmatrix}.$$



Mit dem Brechungsindex  $N = \frac{k}{k_0}$ , sowie  $k_z = k \cos \theta$  und  $k_x = k \sin \theta$  schreibt man alles auf die linke Seite und bildet die Determinante der Koeffizientenmatrix. Diese muß für nichttriviale Lösungen verschwinden und man erhält:

$$\det \begin{pmatrix} N^2 \cos^2 \theta - \kappa_{\perp} & i\kappa_{\times} & -N^2 \cos \theta \sin \theta \\ -i\kappa_{\times} & N^2 - \kappa_{\perp} & 0 \\ -N^2 \cos \theta \sin \theta & 0 & N^2 \sin^2 \theta - \kappa_{\parallel} \end{pmatrix} = 0 .$$

Dabei ist  $\theta$  der Propagationswinkel zwischen  $\mathbf{B}$  und  $\mathbf{k}$ . Dies wird in Abbildung 2.2 veranschaulicht.



**Abbildung 2.2:** Definition des verwendeten Koordinatensystems. Der Winkel  $\theta$  ist der Propagationswinkel der Welle,  $\mathbf{k}$  der Wellenvektor und  $\mathbf{B}_0$  das externe Magnetfeld, welches ohne Beschränkung der Allgemeinheit in Richtung der  $z$ -Achse gelegt wird.

Die Determinante wird entwickelt und es bleibt die folgende Gleichung:

$$aN^4 - bN^2 + c = 0 , \quad (2.6)$$

wobei die Koeffizienten im Wesentlichen Terme  $\kappa_{\parallel}$ ,  $\kappa_{\perp}$  und  $\kappa_{\times}$  enthalten:

$$a = \kappa_{\perp} \sin^2 \theta + \kappa_{\parallel} \cos^2 \theta \quad (2.7)$$

$$b = (\kappa_{\perp}^2 - \kappa_{\times}^2) \sin^2 \theta + \kappa_{\parallel} \kappa_{\perp} (1 + \cos^2 \theta) \quad (2.8)$$

$$c = (\kappa_{\perp}^2 - \kappa_{\times}^2) \kappa_{\parallel} \quad (2.9)$$

Definiert man  $\kappa_r = \kappa_{\perp} - \kappa_{\times}$  und  $\kappa_l = \kappa_{\perp} + \kappa_{\times}$ , setzt in Gleichung (2.6) die Ausdrücke für  $a$ ,  $b$  und  $c$  ein, teilt dann durch  $\cos^2 \theta$ , so erhält man

$$\tan^2 \theta = -\frac{\kappa_{\parallel} (N^2 - \kappa_r) (N^2 - \kappa_l)}{(N^2 - \kappa_{\parallel}) (\kappa_{\perp} N^2 - \kappa_r \kappa_l)} . \quad (2.10)$$

Es wird der Fall  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$ , also  $\theta = 0$  betrachtet. Nach [19] liegt die Frequenz der Wellen weit oberhalb der Ionenzyklotronfrequenz, so daß die Gyrationbewegungen der Ionen um die Magnetfeldlinien nicht mitberücksichtigt werden muß. Es gilt folgende Relation:

$$\omega_{ce}, \omega_{pe} \gg \omega > \omega_{LH} \gg \omega_{ci}. \quad (2.11)$$

Dabei sind  $\omega_{ce} = eB/m_e$  die Elektronenzyklotronfrequenz,  $\omega_{pe} = \sqrt{e^2 n_e / \epsilon_0 m_e}$  die Elektronenplasmafrequenz,  $f = \omega/2\pi$  die Anregungsfrequenz,  $\omega_{LH} = \sqrt{\omega_{ci} \omega_{ce}}$  die untere Hybridfrequenz bei  $\omega_{pe}^2 \gg \omega_{ce}^2$  und  $\omega_{ci} = qB/m_i$  die Ionenzyklotronfrequenz.

Es können bei Vernachlässigung der Ionendynamik und der Stöße die Größen  $\kappa_{\parallel}$ ,  $\kappa_{\perp}$  und  $\kappa_{\times}$  über die Frequenzen ausgedrückt werden:

$$\kappa_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (2.12)$$

$$\kappa_{\perp} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} \quad (2.13)$$

$$\kappa_{\times} = \frac{\omega_{ce}}{\omega^2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}. \quad (2.14)$$

Bei  $\theta = 0$  verschwindet der Zähler in (2.10) und es gibt 3 Lösungen, da jeder Faktor für sich 0 werden kann. Für  $N^2 = \kappa_r$  folgt die Dispersionsrelation für rechtszirkular polarisierte Wellen:

$$N_r^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \omega_{ce})}. \quad (2.15)$$

Der Vektor des elektrischen Feldes dreht mit den Elektronen. Daher kann die Welle bei der Elektron-Zyklotron-Heizung verwendet werden. Man kann Gleichung (2.15) auch für den linkszirkular polarisierten Fall  $N^2 = \kappa_l$  schreiben. Der Fall  $\kappa_{\parallel} = 0$  entspricht Plasmaoszillationen bei  $\omega_{pe}$  und  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ . Sie werden hier nicht weiter betrachtet. In Abbildung 2.3 werden die einzelnen Lösungsäste als Funktion  $\omega(k)$  dargestellt.

Da der linksdrehende Fall  $N_l^2$  im genannten Frequenzbereich (2.11) nicht angeregt wird oder propagiert, kann Lösung (2.15) verwendet werden, um eine handlichere Form der Dispersion zu formulieren. Für  $\omega \ll \omega_{ce}$  und  $\omega \ll \omega_{pe}$  folgt:

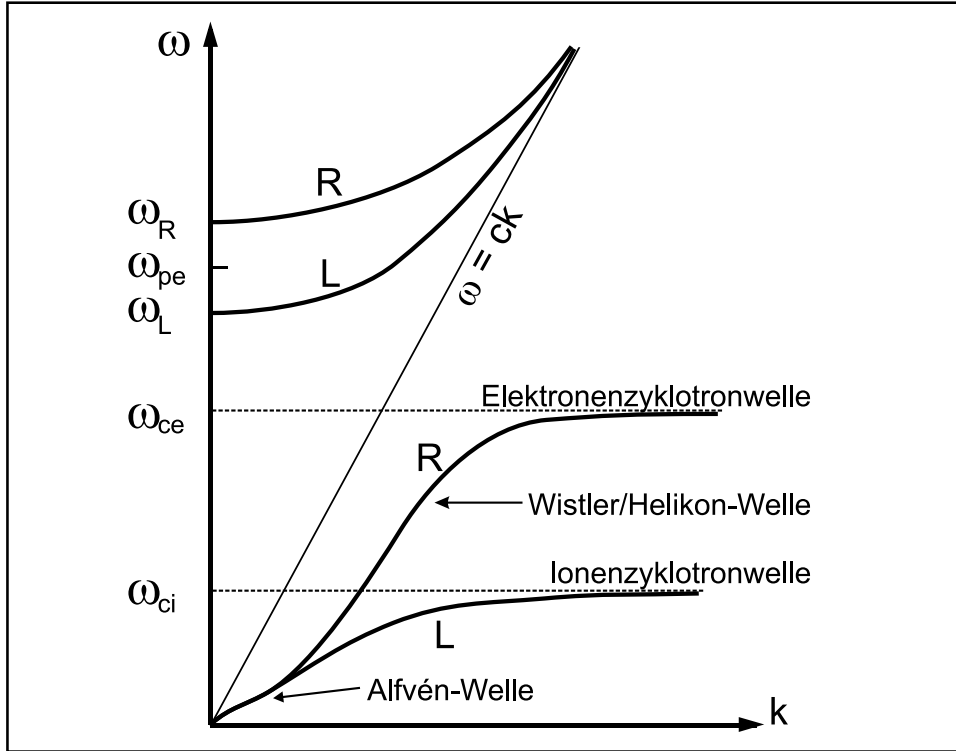
$$k^2 \approx k_0^2 \left( 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega \omega_{ce}} \right) \approx \frac{k_0^2 \omega_{pe}^2}{\omega \omega_{ce}}. \quad (2.16)$$

Durch einsetzen von  $\omega_{pe}^2$  und  $\omega_{ce}$ , sowie  $k_{\parallel, \perp} = 2\pi/\lambda_{\parallel, \perp}$  erhält man eine Bedingung für  $n$ , die später verwendet wird:

$$n_e = 3,13 \times 10^{25} \frac{B_0}{f} \left( \frac{1}{\lambda_{\perp}^2 \lambda_{\parallel}^2} + \frac{1}{\lambda_{\parallel}^4} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.17)$$

Für die Whistlerwelle gilt  $\lambda_{\perp} \rightarrow \infty$  und damit:

$$n_e = 3,13 \times 10^{25} \frac{B_0}{\lambda^2 f}. \quad (2.18)$$



**Abbildung 2.3:** Dispersionsrelation von Transversalwellen mit  $\theta=0$  in der Näherung des kalten magnetisierten Plasmas. Dargestellt ist der Fall, in dem  $\omega_{pe} > \omega_{ce}$  ist.

### 2.1.2 Herleitung für Helikonwellen

Die Dispersionsrelation (2.18) ist für Whistlerwellen gültig. Im Fall der Helikonwelle werden die Randbedingungen  $\lambda_{\perp} \ll \lambda_{\parallel}$  und  $\lambda_{\perp}^2 = a^2$  mit dem Plasmaradius  $a$  verwendet. Der Winkel  $\theta$  wird näherungsweise als klein aber nicht Null angenommen. Es folgt mit Gleichung (2.17) und  $k^2 = k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2 \approx k_{\parallel}^2$  eine etwas andere Dispersionsrelation:

$$n_e = 3,13 \times 10^{25} \frac{B_0}{f \lambda_{\parallel} a} . \quad (2.19)$$

Diese Form verknüpft in sinnvoller Weise die Operationsparameter mit der Elektronendichte. Bei konstanter Frequenz und Plasmaradius skalieren Dichte und parallele Wellenlänge linear mit dem äußeren Magnetfeld. Gleichung (2.19) gilt jedoch in linearer Geometrie, aber nicht in einer toroidalen Geometrie. Wenn die Helikonwelle einem toroidalen Magnetfeld folgend propagiert, so kann sie nur als geschlossener Wellenzug existieren, da die Feldamplituden sich bei Überlagerung gegenseitig aufheben würden. Diese Randbedingung wird beschrieben durch:

$$N_{\parallel} \lambda_{\parallel} = 2\pi R . \quad (2.20)$$

Dabei ist  $R$  der große Radius des Torsatrons. Es wird in guter Näherung davon ausgegangen, daß die Welle entlang der geometrischen Achse propagiert. Abweichungen der magnetischen Achse von der geometrischen werden hier vernachlässigt. Ebenso soll bei der Beschreibung von einem kastenförmigen Dichteprofil ausgegangen werden, bei dem die Welle überall im Plasma der gleichen Dispersionsbedingungen folgt. Dies ist in der experimentellen Realität näherungsweise erfüllt.

In (2.20) ist  $N_{\parallel}$  die Anzahl an parallelen Wellenlängen, die in einen Umfang passen. Diese periodische Randbedingung kann nur zu einer diskontinuierlichen Formulierung der Dispersionsrelation führen. Konstruktive Interferenz fordert, daß nur ganzzahlige Vielfache  $N_{\parallel}$  der Wellenlänge zugelassen sind. Der Übergang zu benachbarten Vielfachen  $N_{\parallel} + 1$  für eine mit der Dispersionsrelation konformen Wellenlänge bedeutet Sprünge in der Dichte. Nach Gleichung (2.19) steigt die Dichte mit dem Magnetfeld linear an. So ist die Definition der Steigung  $m_j = n_{e,j}/B_{0,j}$  in linearen Bereichen zwischen den durch Gleichung (2.20) hervorgerufenen Sprüngen sinnvoll. Das Verhältnis der Steigungen ist proportional zum Verhältnis der Vielfachen der Wellenlängen:

$$\frac{m_{j+1}}{m_j} = \frac{N_{\parallel j+1}}{N_{\parallel j}}. \quad (2.21)$$

Die auftretenden Steigungen können zur Ermittlung der aktuellen parallelen Helikonwellenlänge verwendet werden. Falls man  $\Delta N_{\parallel} = +1$  annimmt, so wird Gleichung (2.19) zu

$$\Delta n_e = 7,17 \times 10^{25} \frac{B_0}{fa}. \quad (2.22)$$

Dabei wurde der große Radius  $R = 0,6$  m eingerechnet. Bei größer werdendem Magnetfeld werden also die Dichtesprünge immer größer. Das Plasma folgt bei steigendem Magnetfeld der Dispersionsrelation durch steigende Dichte. Die Plasmadichte wird aber über die Teilchen- und Energiebilanz im Plasma bestimmt [8]. Wichtig ist insbesondere die Teilcheneinschlußzeit  $\tau$ , die durch

$$\frac{\int n dV}{\tau} = -S + Q(P) \quad (2.23)$$

gegeben ist. Dabei sind  $\int n dV$  die im Plasmavolumen  $V$  enthaltenen Ladungsträger,  $S$  ist die Teilchensenke durch Rekombination und  $Q$  die Teilchenquelle, die von der Heizleistung  $P$  abhängt. Wenn der Teilcheneinschluß sich mit  $\mathbf{B}_0$  verbessert, kann die Dichte der Feldänderung so folgen, daß die Dispersionsrelation bei fester paralleler Wellenlänge  $\lambda_{\parallel}$  erfüllt ist. Weicht der durch die Energiebilanz gegebene Dichteanstieg von der aus der Dispersionsrelation geforderten Dichte ab, so muß davon ausgegangen werden, daß sich durch Änderung der Ankopplung und damit der Leistung  $P$  die Dichte anpasst. Ist dies nicht mehr möglich, so reagiert die Welle mit einem Sprung in  $\lambda_{\parallel}$ . Experimentelle Untersuchungen, sowie ein Vergleich mit den theoretischen Überlegungen finden sich in Kapitel 5.

## 2.2 Mögliche Entladungstypen

Es existieren verschiedene Techniken, Plasmen mit Hilfe von Wellen zu erzeugen und zu heizen. Dabei ist die Helikonheizung die für das Experiment gewünschte Ankopplung. Induktive und kapazitive Kopplung ist im Allgemeinen aber nicht zu vermeiden. In den folgenden Abschnitten werden die möglichen Ankopplungen erklärt.

### 2.2.1 Helikonentladung

Helikonwellen erfreuen sich großer Beliebtheit bei der Plasmaerzeugung unter Laborbedingungen. Zunächst beobachtet in Festkörpern [20, 21, 22, 23] wurden Helikonwellen später auch in gasförmigen Plasmen nachgewiesen [24]. Grundlegende Arbeiten von Chen [15] und Boswell [14] stellen die Erkenntnisse über Helikonwellen, die über einen längeren Zeitraum entstanden sind, zusammen. In ihnen werden theoretische Zusammenhänge und Ergebnisse experimenteller Untersuchungen in linearen Anordnungen vorgestellt. In [25, 26, 27, 14, 28] werden Helikonwellen als sehr effiziente Methode zur Erzeugung von magnetisierten Plasmen angesehen. Nach [16, 17, 19] können Erklärungen für Dämpfungsmechanismen geliefert werden. Es wird neben der normalen kollisionsbedingten Dämpfung der Welle auch Landaudämpfung als Mechanismus zur Erzeugung von Primärelektronen herangezogen [19, 29, 30]. Wegen hoher Ionisation und damit verbundener hoher Elektronendichte werden Helikonquellen gern für reaktive Gasentladungen in der industriellen Chipherstellung verwendet. Ein Beispiel für eine Mehrfachröhren-Helikonentladung wird in [31] dargestellt. Hierbei kann ein Waver sehr gleichmäßig einer homogenen Helikonplasmasäule ausgesetzt werden. Je nach gewählten Operationsparametern kann auch Materialdeposition erzielt werden. Die kleinen Magnetfeldstärken und die technisch erlaubte Standardfrequenz von 13,56 MHz mit ihren Harmonischen sind bei geringem Energieverbrauch und einfacher Realisierbarkeit von Vorteil. Da die Elektronendichte linear mit eingekoppelter Leistung und Magnetfeldstärke skaliert, können Elektronenenergien bei geeigneter Neutralgaswahl eingestellt werden. Die Entladungsbedingungen erlauben so die kontrollierte Erzeugung verschiedener molekularer Spezies oder gar freier Radikale, die für reaktionskinetische Untersuchungen von Bedeutung sein können.

Die Vorteile der Helikonentladung, deren Untersuchung den Großteil dieser Arbeit einnimmt, sind sowohl technischer als auch physikalischer Natur. Helikonentladungen sind aus linearen aber auch aus toroidalen Anordnungen bekannt [17, 19, 14, 28, 31, 32]. Sie liefern schon bei mittleren Leistungen 1–3 kW bei 2–30 MHz hohe Elektronendichten bis zu  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ . In einzelnen Fällen werden Spitzenwerte bis  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  berichtet [17, 19]. Diese Dichten gelten im Allgemeinen für Argon als Neutralgas. In Helium oder Wasserstoff können sie 10mal kleiner sein. Dennoch

ist die Effizienz der Entladung deutlich besser, als bei den anderen Entladungstypen, da bei der gleichen Eingangsleistung höhere Dichten erzielt werden. Weiterhin wird über dramatische Dichtesprünge beim Übergang von einer nichtresonanten Entladung in den Helikonmodus berichtet [11, 26, 33, 34]. Die Helikonquelle kann sowohl bei kleinem als auch bei großem Magnetfeld betrieben werden, was den Bereich der möglichen Operationsparameter für den Experimentator sinnvoll erweitert. Bei der Elektron-Zyklotron-Resonanzheizung (ECRH) ist die Flexibilität bezüglich des Magnetfeldes nicht gegeben. Tendenziell wird durch Druckverringern des Neutralgases die Entladung homogener. Bei hohem Druck kann die Erscheinung des sogenannten „blue core“ auftreten, eine Plasmainhomogenität mit zentral gepeaktem Dichteprofil, das in axialer Richtung bei linearer Anordnung stark gedämpft wird. Die blaue Farbe stammt dabei von zweifach ionisiertem Argon.

Nicht zu vernachlässigen ist die Tatsache, daß es sich bei Helikonwellen um eine passive Heizmethode handelt, also prinzipiell die Antenne vom Plasma getrennt sein kann. In linearer Anordnung wird die Antenne sinnvollerweise außerhalb des Vakuumgefäßes platziert. Bei einem Torsatron versperrt dem Experimentator die Helikalfeldspule den Platz, so daß eine möglichst große Antenne innerhalb des Tanks angebracht werden muß. Nach [17] besteht die Möglichkeit durch Änderung der Frequenz des Senders und damit der Phasengeschwindigkeit der Helikonwelle eine Kontrollmöglichkeit über die Energie der Elektronen zu bekommen. Hierbei wird von einer von Landaudämpfung dominierten Entladung ausgegangen, bei der Elektronen von der propagierenden Welle beschleunigt werden können, sobald ihre thermische Geschwindigkeit etwa der Phasengeschwindigkeit der Welle entspricht. Die Veränderung der Energieverteilungsfunktion der Elektronen bei veränderten Plasmaparametern wurde in [35, 36, 37] gezeigt. Nach [16] finden sich weitere Vorteile, die für toroidale Geometrie aber keine Bedeutung finden. Hierbei sind die Aspekte für industrielle Chipherstellung und Materialbearbeitung zu nennen. Diese sind der große Abstand vom Werkstück, beispielsweise einem Waver, das Erreichen hoher Floatingpotentiale bis zu -200 V und zuletzt eine hohe Anzahl an Elektronen, die als Elektronenstrahlquelle nutzbar sind. Eine Helikonquelle zeichnet sich also durch eine Vielzahl an Vorteilen für die unterschiedlichen Anwendungen aus. Ausschlaggebend für die Wahl als Heizung für TJ-K war die Flexibilität der Parameter und die Möglichkeit hochdichte Plasmen zu erzeugen, die für die Untersuchungen von Turbulenz und Wellenphänomenen sehr nützlich sind.

### 2.2.2 Induktive Entladung

Die induktiv gekoppelte Entladung ist eine Quelle, die in diesem Zusammenhang ebenso Erwähnung findet. Hier fließt ein großer Strom im Hochfrequenzbereich durch einen Leiter [16]. Alternativ kann für den einfachen Leiter auch eine Spule verwendet werden. Üblich sind die schon

erwähnten Festfrequenzen 13,56 MHz und die Harmonischen niederer Ordnung. Nichtresonante induktive Entladungen werden unterhalb der Eigenresonanzfrequenz der Anregerspule betrieben. Es können unterschiedliche Spulenformen, beispielsweise zylindrische oder planare, verwendet werden. Letztere finden bei Materialbeschichtungen und –bearbeitungen Verwendung. Wird die Entladung bei der Resonanzfrequenz der Anregerspule betrieben, so erhält man eine resonant induktive Entladung, deren Ersatzschaltbild einen Parallelschwingkreis mit Impedanzmaximum bildet. Typische Werte für die Güte  $Q$  sind 600–1500 ohne die Anwesenheit von Plasma [16]. Dies macht für diesen Fall die Notwendigkeit einer Impedanzanpassung durch ein Matching-Netzwerk überflüssig. Es gilt die Faustregel, daß eine ganzzahlige Anzahl an viertel Wellenlängen der Anregungsfrequenz in die Drahtlänge der Spule passen muß, damit die Anordnung resonant wird.

Typische erreichte Elektronendichten sind  $10^{16}$ – $10^{17}$   $\text{m}^{-3}$ . Das Plasma befindet sich lokal in der Nähe der Anregerspule [14] und wird bei Anwesenheit eines axialen Magnetfeldes entlang der Feldlinien elongiert. Dabei wird Zylindergeometrie angenommen. Die Dichteprofile einer zylindrischen Entladung werden so zu Hohlprofilen [14, 15]. In der Mitte des Zylinders werden die Dichten dadurch deutlich kleiner als am Rand.

Um kapazitive Effekte zu minimieren und die Entladung in ein rein induktives Regime zu drängen, besteht die Möglichkeit, eine elektrostatische Schirmung zwischen Anregerspule und Plasmakammer zu installieren. Diese Schirmung muß einen Schlitz entlang der  $z$ -Achse haben, damit das Plasma weiterhin vom induzierten elektrischen Feld erzeugt werden kann, während die kapazitiven Komponenten  $E_r$  und  $E_z$  nicht eindringen.

### 2.2.3 Kapazitive Entladung

Die kapazitive Entladung kann durch Anlegen einer hochfrequenten Spannung in Abwesenheit eines statischen Magnetfeldes erzeugt werden. Die im elektrischen Feld beschleunigten Elektronen erzeugen das Plasma. Im Prinzip sind verschiedene Geometrien für diesen Entladungstyp denkbar. Die einfachste besteht aus zwei planparallelen Platten, die sich im festen Abstand gegenüberstehen. Das Modell soll hier knapp beschrieben werden. Ein sinusförmiger, komplexer Strom fließt zwischen den Entladungsplatten und erzeugt ein Plasma mit einem kastenförmigen Dichteprofil. Im gesamten Plasma ist Quasineutralität  $n_e \approx n_i$  gewährleistet. Nur in der oszillierenden Randschicht nahe der Platten gilt dies nicht mehr und es ist  $n_e < n_i$ . Die Ionen sind durch ihre mindestens 1000mal größere Masse gegenüber den Elektronen träge und reagieren bei  $\omega_{pi}^2 \ll \omega^2$  nur auf gemittelte Potentiale.  $\omega_{pi}$  ist die Plasmafrequenz für die Ionen,  $\omega/2\pi$  die Anregungsfrequenz. Die Elektronen tragen den Entladungsstrom, da sie instantan auf jeden Zyklus der angeschlossenen Hochfrequenz reagieren. Nach [16] gilt:  $\omega_{pe}^2 \gg \omega^2 \left(1 + \frac{\nu_m^2}{\omega^2}\right)^{\frac{1}{2}}$ . Dabei ist  $\nu_m$  die Kollisionsfrequenz für Stöße zwischen Elektronen und Neutralgasteilchen. Der Strom in den

beiden Schichten ist nahezu nur Verschiebungsstrom und damit nicht an der Plasmaerzeugung beteiligt. Kapazitive Entladungen werden bei Anwesenheit von einem Magnetfeld senkrecht zum elektrischen Feld sehr kompliziert. Die Bahnen der Elektronen werden durch das Magnetfeld stark verändert, da sie dann um die Feldlinien gyrieren. Der Radius der Gyration, der Larmorradius genannt wird, verringert sich bei steigendem Feld. Eine kapazitive Entladung wird durch das elektrische Feld getrieben. Die Bedingungen für die Entladung ändern sich und diese kann ausgehen. Dies wird verständlich, wenn man bedenkt, daß die Beweglichkeit der Elektronen senkrecht zum Feld immer kleiner als in feldparalleler Richtung ist.

#### 2.2.4 Zyklotronheizung

Da die Lösung der Dispersionsrelation (2.10) bei der Elektronenzyklotronfrequenz  $\omega_{ce}$  einen Pol hat, ist ebenso eine resonante Energieeinkopplung der Welle bei dieser Frequenz denkbar. Die Elektron-Zyklotron-Resonanzheizung ist für die Plasmaerzeugung im Experiment TJ-K geeignet und wird eingesetzt. Hierbei wird Mikrowellenstrahlung bei 2,45 GHz durch einen Hohlleiter in den mit Neutralgas gefüllten Tank geführt [16, 17]. Durch Einschalten des Magnetfeldes erzielt man einen Bereich, in dem die Zyklotronfrequenz für die Elektronen gleich der Anregungsfrequenz ist. Dadurch kann man lokal sehr gut heizen und somit Plasma erzeugen, das sich dann durch die möglichen Transportmechanismen im Gefäß ausbreitet. Durch die Resonanzbedingung ist die Wahl der Magnetfeldstärke eingeschränkt.

### 2.3 Helikonmoden

Um die räumliche Struktur der Feldverteilung von Helikonwellen zu berechnen, wird ein etwas anderer Weg als in Kapitel 2.1 verfolgt. Nach [17, 38] darf die Ionendynamik in guter Näherung vernachlässigt werden. Unter Einbeziehung von Kollisionen lautet die Bewegungsgleichung für die Elektronen

$$m \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) - m\nu \mathbf{v} . \quad (2.24)$$

Dabei ist  $\nu = \eta n_0 e^2 / m_e$  die Kollisionsrate der Elektronen, die mit der Resistivität  $\eta$  verknüpft ist. Aus Gleichung (2.24), der Kollisionsrate und dem im Plasma von den Elektronen getragenen Strom  $\mathbf{j} = -en_0 \mathbf{v}$  läßt sich folgender Ausdruck gewinnen:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{en_0} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}_0) + \eta \left(1 - \frac{i\omega}{\nu}\right) \mathbf{j} . \quad (2.25)$$



Wird  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{j}$  aus den Maxwell-Gleichungen (2.1) und (2.2) berechnet und in (2.25) eingesetzt, so erhält man

$$(\omega + i\nu)\nabla \times \nabla \times \mathbf{B} - k\omega_{ce}\nabla \times \mathbf{B} + \left(\frac{\omega\omega_{pe}^2}{c^2}\right)\mathbf{B} = 0. \quad (2.26)$$

Hierbei handelt es sich ebenso wie bei Gleichung (2.5) um eine Wellengleichung. Sie ist für die magnetische Feldkomponente formuliert. Nach [19] kann eine Faktorisierung erfolgen, die Gleichung (2.26) wird in

$$(\beta_a - \nabla \times)(\beta_b - \nabla \times)\mathbf{B} = 0 \quad (2.27)$$

überführt. Aus dem Vergleich mit 2.26 folgen die Lösungen für  $\beta_a$  und  $\beta_b$  aus

$$(\omega + i\nu)\beta^2 - k_{\parallel}\omega_{ce}\beta + \frac{\omega\omega_{pe}^2}{c^2} = 0. \quad (2.28)$$

Allgemein ist  $\mathbf{B}$  eine Linearkombination aus  $\mathbf{B}_a$  und  $\mathbf{B}_b$ . Die einzelnen Gleichungen nach (2.27) lauten dann

$$\nabla \times \mathbf{B}_a = \beta_a \mathbf{B}_a, \quad (2.29)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}_b = \beta_b \mathbf{B}_b. \quad (2.30)$$

Wird die Rotation von (2.29) und (2.30) gebildet, so erhält man

$$\nabla^2 \mathbf{B}_{a,b} + \beta_{a,b}^2 \mathbf{B}_{a,b} = 0. \quad (2.31)$$

Die Lösungen ergeben sich zu

$$\beta_{a,b} = \frac{k_{\parallel}}{2\gamma} \left( 1 \mp \left( 1 - \frac{4\alpha\gamma}{k_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \quad (2.32)$$

und sind von unterschiedlicher Bedeutung [17]. Dabei ist  $\alpha = \omega\omega_{pe}^2/k_{\parallel}\omega_{ce}c^2$ . Unter Vernachlässigung des Dämpfungsterms  $\gamma = (\omega + i\nu)/\omega_{ce}$  ist  $\beta_b \approx k_{\parallel}\omega_{ce}/\omega$ . Die Lösung für die Standard Helikonwelle ist  $\beta_a$ :

$$\beta_a \approx \frac{\omega\omega_{pe}^2}{k_{\parallel}\omega_{ce}c^2}. \quad (2.33)$$

Gleichung (2.31) reduziert sich auf eine vektorielle Differentialgleichung, die Lösungen der Form  $\mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{r}) \exp(i(m\theta + kz - \omega t))$  in Zylindergeometrie hat. Die erste Nullstelle des Feldes wird

bei der isolierenden Wandung bei  $r = a$  [39] gewählt. Schreibt man Gleichung (2.31) für  $\beta_1$  komponentenweise, so ergibt sich eine Bessel'sche Differentialgleichung. Die z-Komponente lautet

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial B_z}{\partial r} + \left( k_{\perp}^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) B_z = 0 . \quad (2.34)$$

Dabei ist  $k_{\perp}$  die transversale Wellenzahl, die durch  $k_{\perp}^2 = k^2 - k_{\parallel}^2$  und  $\beta_1^2 \approx k_{\parallel}^2$  eng an die parallele Wellenzahl  $k_{\parallel}$  geknüpft ist. Nach diesem Schema gehört zu jeder parallelen Wellenlänge auch eine senkrechte. So ist an die sich einstellende parallele Wellenlänge, die die Dispersionsrelation erfüllt, immer die senkrechte geknüpft. Sie sollte über ihre Nullstelle bei  $r = a$  mit dem Plasmaradius zusammenhängen.

Die Lösungen der Wellengleichung sind nach [17, 19] in Zylindergeometrie

$$B_r = A[(\beta_1 + k_{\parallel})J_{m-1} + (\beta_1 - k_{\parallel})J_{m+1}] \quad (2.35)$$

$$B_{\theta} = iA[(\beta_1 + k_{\parallel})J_{m-1} - (\beta_1 - k_{\parallel})J_{m+1}] \quad (2.36)$$

$$B_z = -2iAk_{\perp}J_m , \quad (2.37)$$

und für das elektrische Feld  $\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(i(m\theta + kz - \omega t))$  sind die Komponenten

$$E_r = i(\omega/k_{\parallel})A[(\beta_1 + k_{\parallel})J_{m-1} - (\beta_1 - k_{\parallel})J_{m+1}] \quad (2.38)$$

$$E_{\theta} = -(\omega/k_{\parallel})A[(\beta_1 + k_{\parallel})J_{m-1} + (\beta_1 - k_{\parallel})J_{m+1}] \quad (2.39)$$

$$E_z = 0 . \quad (2.40)$$

Die  $J_m$  sind Besselfunktionen  $m$ -ter Ordnung. Unter Einbeziehung der Randbedingung  $B_r(a) = 0$  ergibt sich aus (2.35):

$$(\beta_1 + k_{\parallel})J_{m-1}(k_{\perp}a) + (\beta_1 - k_{\parallel})J_{m+1}(k_{\perp}a) = 0 . \quad (2.41)$$

Wenn  $k_{\parallel}$  aus der Bedingung eines toroidal geschlossenen Wellenzuges gegeben ist, liegt auch  $k_{\perp}$  fest. Aus (2.41) folgt demnach der Plasmaradius  $a$ , der mit den experimentellen Ergebnissen verglichen werden kann. Weiterhin muß bei Darstellung der Feldverteilungen in einem kartesischen Raster die Transformation der Komponenten ausgerechnet werden.

Durch Aufstellung der Vorschrift  $B_r \mathbf{e}_r + B_{\theta} \mathbf{e}_{\theta} + B_z \mathbf{e}_z = B_x \mathbf{e}_x + B_y \mathbf{e}_y + B_z \mathbf{e}_z$  und der damit verbundenen Transformation der Einheitsvektoren, ergibt sich für die Beträge

$$\begin{aligned} |B_x| &= A \left[ \left( (\beta_1 + k_{\parallel})J_{m-1}(k_{\parallel}r)(-\sin \theta) - (\beta_1 - k_{\parallel})J_{m+1}(k_{\parallel}r)(-\sin \theta) \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \left( (\beta_1 + k_{\parallel})J_{m-1}(k_{\parallel}r)(\cos \theta) - (\beta_1 - k_{\parallel})J_{m+1}(k_{\parallel}r)(\cos \theta) \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \\ & \quad (2.42) \end{aligned}$$

$$|B_y| = A \left[ \left( (\beta_1 + k_{\parallel})J_{m-1}(k_{\parallel}r)(\cos \theta) - (\beta_1 - k_{\parallel})J_{m+1}(k_{\parallel}r)(\cos \theta) \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

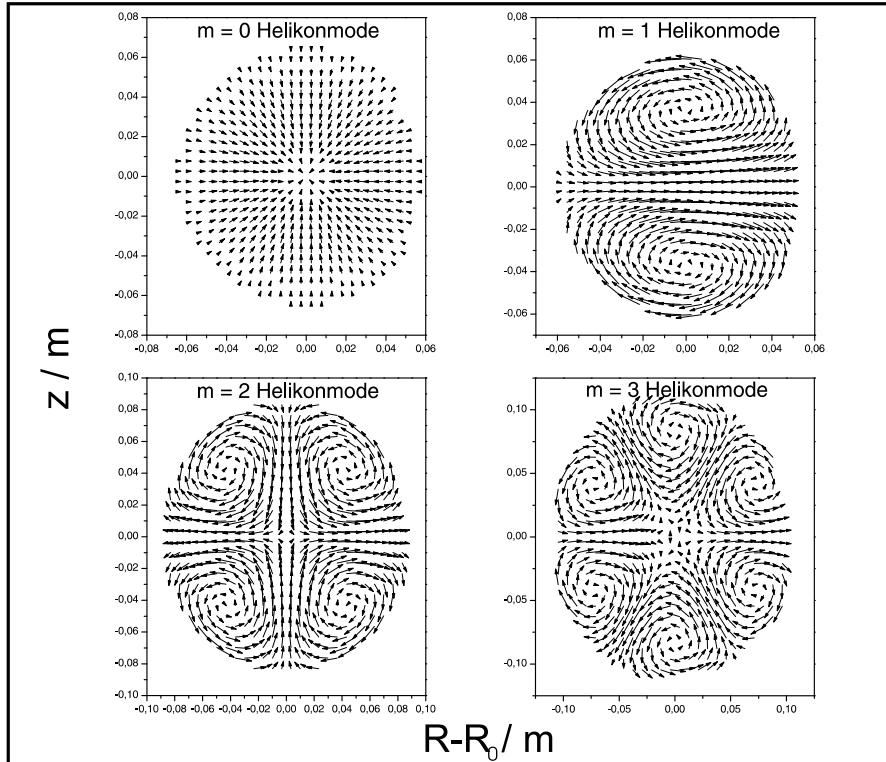
$$+ \left[ (\beta_1 + k_{\parallel}) J_{m-1}(k_{\parallel} r) (\sin \theta) - (\beta_1 - k_{\parallel}) J_{m+1}(k_{\parallel} r) (\sin \theta) \right]^2 \Big]^{\frac{1}{2}} \quad (2.43)$$

$$|B_z| = 2A k_{\perp} J_m . \quad (2.44)$$

Möchte man in dem karthesischen Raster an jedem Punkt eine Länge  $B$  des Vektors und eine Phase  $\phi$  erhalten, so kann dies mit den üblichen Gleichungen

$$B = \left( |B_x|^2 + |B_y|^2 + |B_z|^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad \phi = \arctan \left( \frac{|B_y|}{|B_x|} \right) \quad (2.45)$$

geschehen. Am Beispiel von theoretisch vorgegeben Parametern  $N_{\parallel}$ ,  $n_e$ ,  $B_0$ , sowie festgehaltener Phase  $\Phi = (\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)$  des Gesamtfeldes lassen sich Feldverteilungen der magnetischen Komponente erzeugen und graphisch darstellen. Ebenso wurde die toroidale Bedingung (2.20) mitberücksichtigt und in das Programm eingefügt. Abbildung 2.4 zeigt die Helikonfeldverteilungen von  $m = 0-3$ .



**Abbildung 2.4:** Darstellung der magnetischen Helikonfeldverteilungen im karthesischen Raster. Der Besselparameter  $m$  wird von 0 bis 3 variiert. Gewählt wurden  $N_{\parallel} = 2$ ,  $n_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$  und  $B_0 = 20 \text{ mT}$ .



## Kapitel 3

# Experimenteller Aufbau

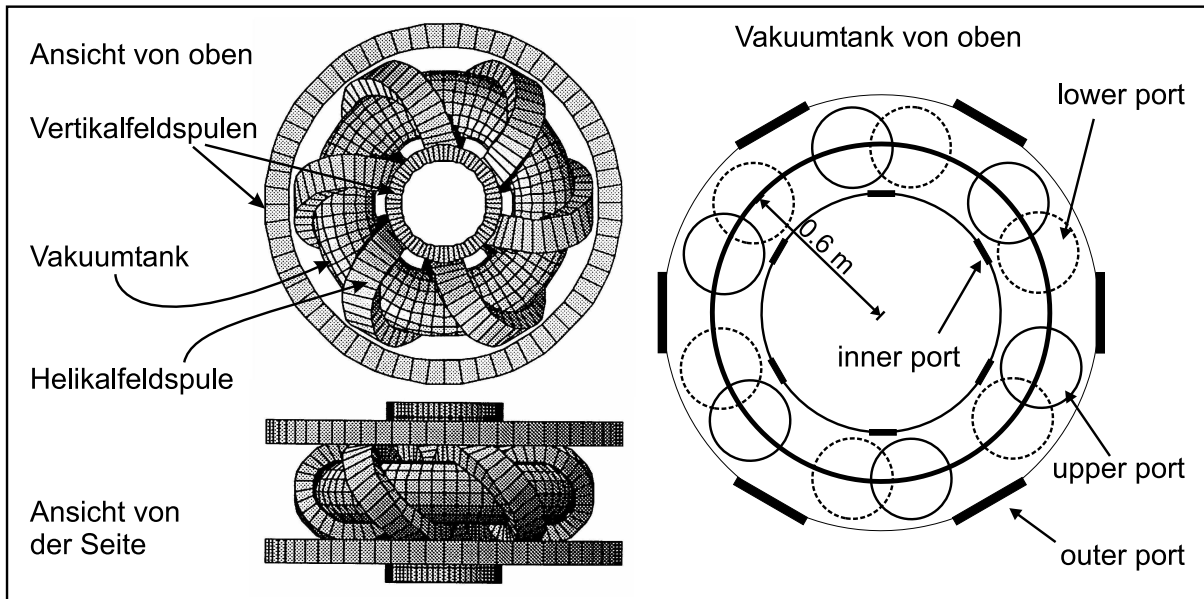
In diesem Kapitel wird das Experiment TJ-K beschrieben. Im Vordergrund sollen dabei die Elemente stehen, die für diese Arbeit von zentraler Bedeutung sind. In Abschnitt 3.1 werden die Magnetfeldkonfiguration, das Gassystem und die Heizung dokumentiert, der Aufbau der Helikonheizung wird in Kapitel 3.2 erläutert. Ein wesentlicher Bestandteil der Wellenheizung ist das Antennendesign, das Einfluß auf die Plasmaparameter hat. Im Abschnitt 3.3 werden die verwendeten magnetischen Diagnostiken vorgestellt, die speziell für die Untersuchung von Helikonwellen entwickelt wurden. Außerdem wird auf die Strommessung mit Hilfe von Stromtransformatoren in der Antennenzuführung eingegangen, da diese Aufschluß über den Strahlungswiderstand des Systems Antenne-Plasma gibt.

### 3.1 Das Torsatron TJ-K

Ein Torsatron gehört zur Familie der Stellaratoren. Mit Hilfe von Magnetfeldspulen wird ein toroidales äußeres Magnetfeld erzeugt, das von einem poloidalen Feldanteil überlagert wird. Daraus entstehen helikal umlaufende Feldlinien, die in sich verschachtelte magnetische Flächen bilden. Diese Flußflächen sind die Grundlage für den magnetischen Einschluß.

#### 3.1.1 Magnetfeldkonfiguration

Das Torsatron TJ-K [4, 7, 40] ist ein  $l = 1$ ,  $m = 6$  Torsatron, d.h. es gibt eine Helikalfeldspule, die sich 6mal helikal um den Vakuumtank windet (Abbildung 3.1). Diese Spule erzeugt sowohl eine toroidale als auch eine vertikale Feldkomponente. Damit die gewünschte Konfiguration mit geschlossenen Flußflächen im Inneren des Vakuumtanks entsteht, werden Vertikalfeldspulen benötigt, die gerade den Vertikalfeldanteil der Helikalfeldspule kompensieren. Der große Radius des Experimentes beträgt 0,6 m, der Plasmaradius 0,1 m und der Radius des Vakuumtanks 0,175 m.



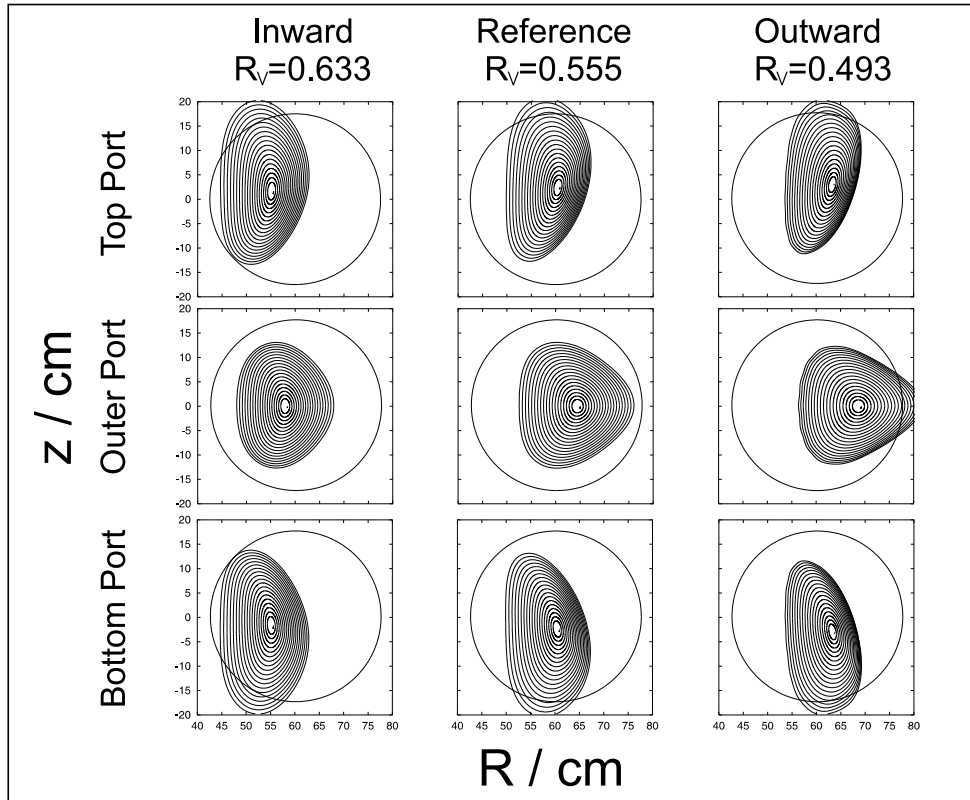
**Abbildung 3.1:** Das Torsatron TJ-K besteht aus vier Vertikalfeldspulen, einer Helikalfeldspule mit 6-zähliger Symmetrie und dem torusförmigen Vakuumschiff. Links: Gesamtdarstellung von oben und der Seite. Rechts: Vakuumschiff mit den einzelnen Flanschen.

Das Windungsgesetz der Helikalfeldspule ist [4]

$$\phi = \frac{1}{6}(\theta + 0,4 \cdot \sin \theta), \quad (3.1)$$

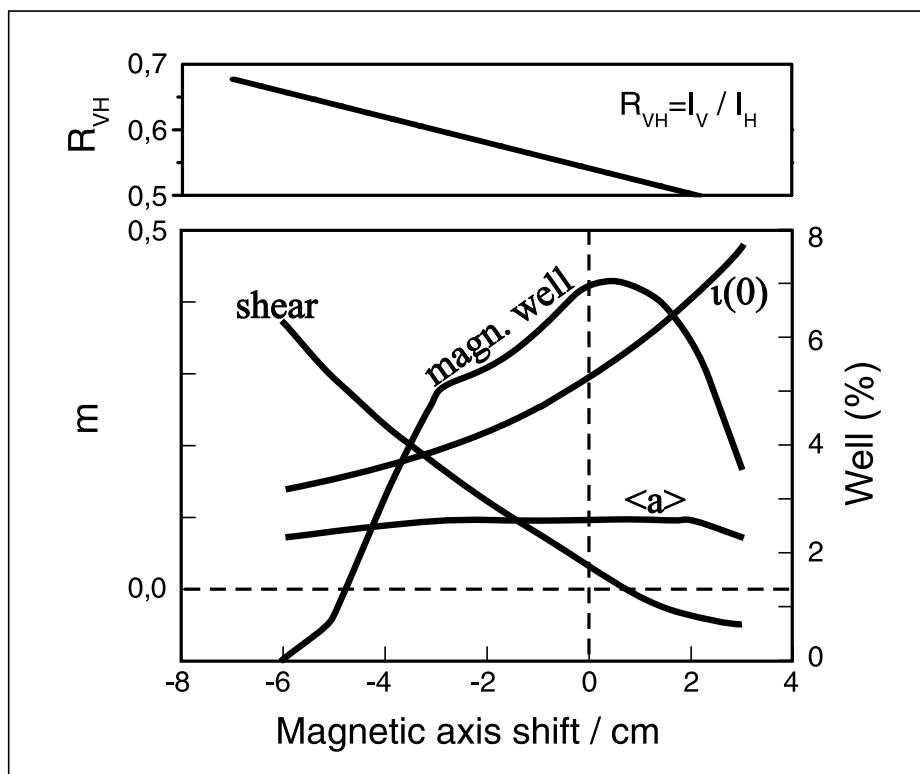
wobei  $\phi$  der toroidale und  $\theta$  der poloidale Winkel in Toroidalkoordinaten ist. Da die Spulen keine aktive Wasserkühlung besitzen, ist die Experimentierdauer bei  $B = 0,2 \text{ T}$  Feldstärke auf etwa 10 Minuten, bei  $B = 0,1 \text{ T}$  auf 40 Minuten beschränkt. Für eine Feldstärke von  $0,12 \text{ T}$  auf der magnetischen Achse werden  $500 \text{ A}$  Strom benötigt [7]. Die Spulen sind in Serie mit der Magnetstromanlage verbunden. Diese kann bei einer maximalen Spannung von  $800 \text{ V}$  einen Strom von  $1200 \text{ A}$  zur Verfügung stellen. Der Strom geht 120mal durch die Helikalfeldspule [7]. Die inneren Vertikalfeldspulen haben 250 Windungen, die äußeren je 93 Windungen.

Die Magnetfeldkonfiguration kann über das Verhältnis der Spulenströme in Vertikal- und Helikalfeldspule  $R_V = I_V / I_H$  verändert werden [7, 40]. Für die Regelung steht ein Netzteil zur Verfügung, das die Stromdifferenz phasenrichtig in das Netz zurückspeist. In einem Regelbereich von  $0,49 \leq R_V \leq 0,63$  ergeben sich die magnetischen Konfigurationen aus Abbildung 3.2 [7]. Diese Konfigurationen sind mit dem Gourdon „field-line-tracing“ code berechnet. Da unterschiedliche toroidale Positionen auch unterschiedliche Schnitte durch die Flußflächen bedeuten, wird dabei in der Abbildung unterschieden. An einer toroidalen Position von  $\Phi = 30^\circ$  befindet sich der äußere Flansch. Die anderen Positionen liegen für den inneren Flansch bei  $\Phi = 0^\circ$ , den unteren



**Abbildung 3.2:** Schnitte durch die Flußflächen für drei Standardkonfigurationen mit den Namen *Inward* ( $R_V=0,633$ ), *Reference* ( $R_V=0,555$ ) und *Outward* ( $R_V=0,493$ ). Die Konfigurationen wurden mit dem Gourdon „field-line-tracing“ code gerechnet. Die toroidalen Positionen entsprechen denen der Flanschöffnungen.

Flansch bei  $\Phi = 10^\circ$  und den oberen Flansch bei  $\Phi = 50^\circ$ . Am äußeren Flansch gleichen die Schnitte durch die Flußflächen einem abgerundeten Dreieck, am oberen und unteren Flansch sind sie eher ellipsenförmig. Die Querschnitte werden immer von der Helikalfeldspule weggedrückt, die Positionen sind daher zu den Flanschöffnungen geschoben. Bei Änderung des Stromverhältnisses ändert sich im Wesentlichen die horizontale Lage der Flußflächen. Als Folge der Verschiebung variieren außerdem die in Abbildung 3.3 dargestellten Größen. Die Position 0 cm entspricht der geometrischen Achse des Vakuumtanks. Bei  $R_V \neq 0,62$  unterscheiden sich die Lagen der geometrischen und magnetischen Achse. Dargestellt sind die magnetische Verscherung, der effektive Plasmaradius  $\langle a \rangle$ , die magnetische Mulde und die Rotationstransformierte  $\iota$  in Abhängigkeit von der Position der magnetischen Achse. Wenn die magnetische auf der geometrischen Achse liegt ist die Rotationstransformierte  $\iota$  etwa  $\frac{1}{3}$ . Ebenso ist erkennbar, daß sich der Plasmaradius nicht wesentlich ändert. Der Plasmaradius wird durch die letzten geschlossenen Flußflächen definiert,



**Abbildung 3.3:** Die Abbildung zeigt die magnetische Verscherung, den effektiven Plasmaradius  $\langle a \rangle$ , die magnetische Mulde und die Rotationstransformierte  $\iota$  in Abhängigkeit von der Position der magnetischen Achse.

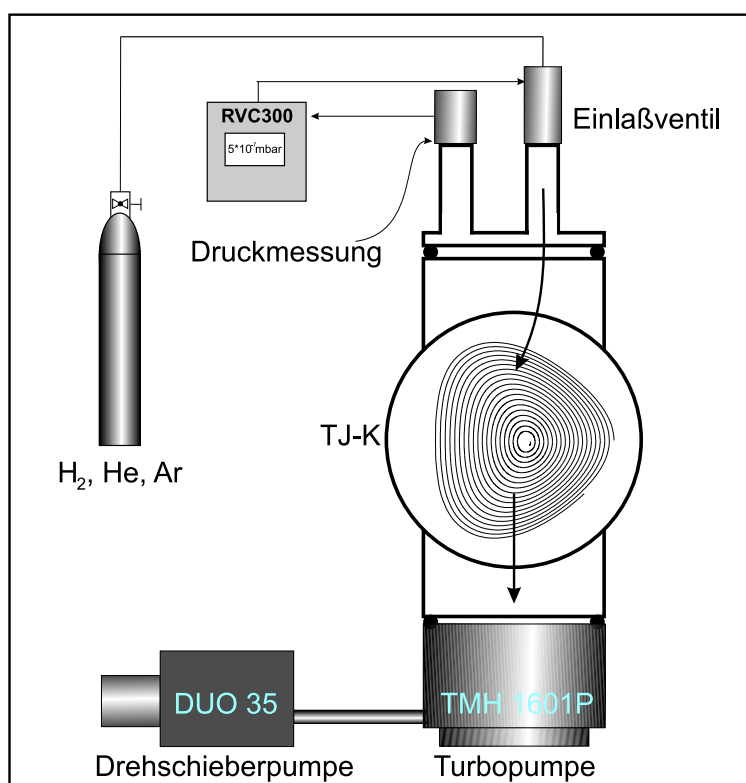
$(\pi a^2)$  entspricht der toroidal gemittelten Querschnittsfläche des Plasmas. Für Konfigurationen mit  $R_V < 0,49$  treten immer weniger geschlossene Flußflächen auf, so daß der Plasmaradius etwas kleiner wird.

### 3.1.2 Vakuum- und Gassystem

Die Vakuumkammer von TJ-K ist aus einem Stahl hergestellt, der eine niedrige magnetische relative Permeabilitätszahl von  $\mu_r = 1,05$  hat. Der Tankinnendurchmesser beträgt  $a_v = 0,175$  m, die Dicke der Wand  $10 \pm 0,6$  mm. Da die Helikalfeldspule den Tank umschließt und somit den Zugang zum Tank an einigen Stellen versperrt, ist beim Bau des Torsatrons die Wahl der Flansche auf DN 250 ISO-KF (286 mm Durchmesser) außen, oben und unten gefallen. Die toroidalen Positionen der Flansche sind modulo  $10^\circ$ ,  $30^\circ$  und  $50^\circ$  (siehe Abbildung 3.1). Auf der Innenseite bleibt deutlich weniger Platz, so daß eine Größe von DN 63 ISO-KF (95 mm Durchmesser) für die Flansche übrig bleibt. Die Dichtung erfolgt mit Vitonringen. Insgesamt ist ein sehr guter Zugang und durch angepaßte Fenster eine optimale Beobachtung möglich.



Für einen Basisdruck von bis zu  $5 \times 10^{-7}$  mbar steht eine Kombination aus einer Turbopumpe, Typ Pfeiffer Vakuum TMH1601P, mit einer Saugleistung von  $S(N_2) = 13801/s$  bei einer Drehzahl von 600 Hz an einem DN 250 ISO-KF Flansch, und eine Drehschieberpumpe, Typ Pfeiffer Vakuum DUO35, mit einer Saugleistung von  $S(N_2) = 35 \text{ m}^3/h$  für den Vordruck von  $10^{-3}$  mbar, zur Verfügung. Um den Basisdruck auch wirklich zu erreichen, kann die Tankinnenwand von angelagerten Wassermolekülen durch Helium-Glimmentladungen befreit werden. Diese Entladungen werden mit einer Gleichspannung von ungefähr 1000 V und 2 A über einen zum Tank hin isolierten Anodenstab betrieben. Helikontentladungen in TJ-K werden bei einem Druck von  $10^{-5}$  bis  $10^{-3}$  mbar mit Wasserstoff, Helium oder Argon durchgeführt. Der Druck wird mit einem Regelsystem der Firma Pfeiffer Vacuum, Typ RVC300, mit einem Druckmesskopf, Typ PKR251, für den gesamten Druckbereich und einem Regelventil, Typ EVR116 kontrolliert (Abbildung 3.4).



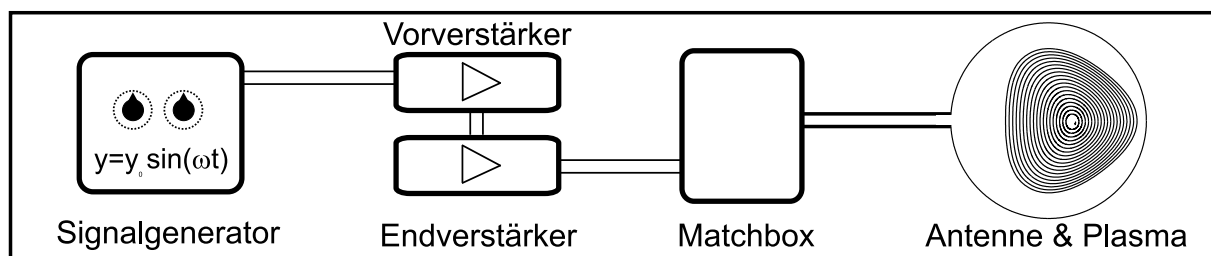
**Abbildung 3.4:** Das Gassystem am TJ-K besteht aus zwei Pumpen, einem Druckmeßkopf, einer elektronischen Regeleinheit und einem Gaseinlaßventil. Das Gas wird aus Flaschen mit 200 bar Druck entnommen und gelangt nach Druckminderung über eine Leitung bei etwa 1,5 bar zum Einlaßventil, das zusammen mit den Pumpen den Innendruck im Tank konstant hält.

## 3.2 Helikonheizung

Die Plasmaerzeugung wurde mit einem Helikon-Heizsystem realisiert. Dazu wurde ein variables Hochfrequenzsendesystem modular aufgebaut. Dies garantiert eine höhere Flexibilität und hebt die Einschränkung, Plasmen nur bei der üblichen Frequenz von 13,56 MHz erzeugen zu können, auf. Unter Ausschluß einzelner anderweitig genutzten Frequenzbänder zwischen 2 und 30 MHz, beispielsweise in der Seeschifffahrt, wird bei sehr guter Abschirmung der Felder den Sicherheitsaspekten genügt.

### 3.2.1 Das Sendesystem

Das in Abbildung 3.5 dargestellte Sendesystem am TJ-K besteht aus einem Signalgenerator der Firma Agilent Technologies, Typ HP 8647A, der einen Frequenzbereich von 250 kHz bis 1 GHz inklusive umfangreicher Modulationsmöglichkeiten abdeckt. Die Signalquelle stellt eine Ausgangsleistung von 1 mW bei einer Impedanz von  $50 \Omega$  zur Verfügung. Damit kann ein Vorverstärker der Firma Kalmus, Typ 170F, betrieben werden. Der Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers bei einer Frequenz von 25 MHz und Vollaustattung beträgt 58,8 dB. Um die Maximalausgangsleistung von 200 W nutzen zu können, ist der Frequenzbereich auf 0,5 bis 40 MHz beschränkt. Der gewünschte Anwendungsbereich von 2 bis 30 MHz ist die Bandbreite des Endverstärkers. Die Ausgangsleistung des Röhrenendverstärkers, Firma Henry Radio Inc., Typ 8k ultra, beträgt 3 kW cw und 5 kW im gepulsten Betrieb. Damit der Ausgang des Röhrenverstärkers immer  $50 \Omega$  beträgt, muß ein internes Anpassungsnetzwerk aus Spulen und Kondensatoren betrieben werden. Vor Inbetriebnahme wird der Ausgang an eine Blindlast von  $50 \Omega$  mit einem Kabel angeschlossen. Dazu wird durch Einstellen der verstärkerinternen, variablen Kondensatoren und Spulen ein Leistungsmaximum der herauslaufenden Leistung gesucht. Dieser Vorgang sollte wegen Bauteilalterung und einer verbundenen Arbeitspunktdrift regelmäßig wiederholt werden. Abbildung 3.5 zeigt eine schematische Darstellung des Heizsystems.



**Abbildung 3.5:** Schematische Darstellung des modularen Heizsystems, das aus Signalgenerator, Vorverstärker, Röhrenendverstärker, Matchbox und Helikonantenne besteht.

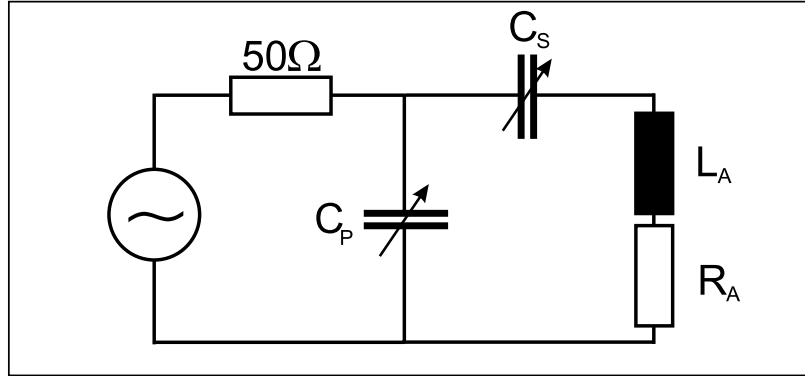


Abbildung 3.6: Ersatzschaltbild für das Anpassungsnetzwerk mit Antenne und Verstärker.

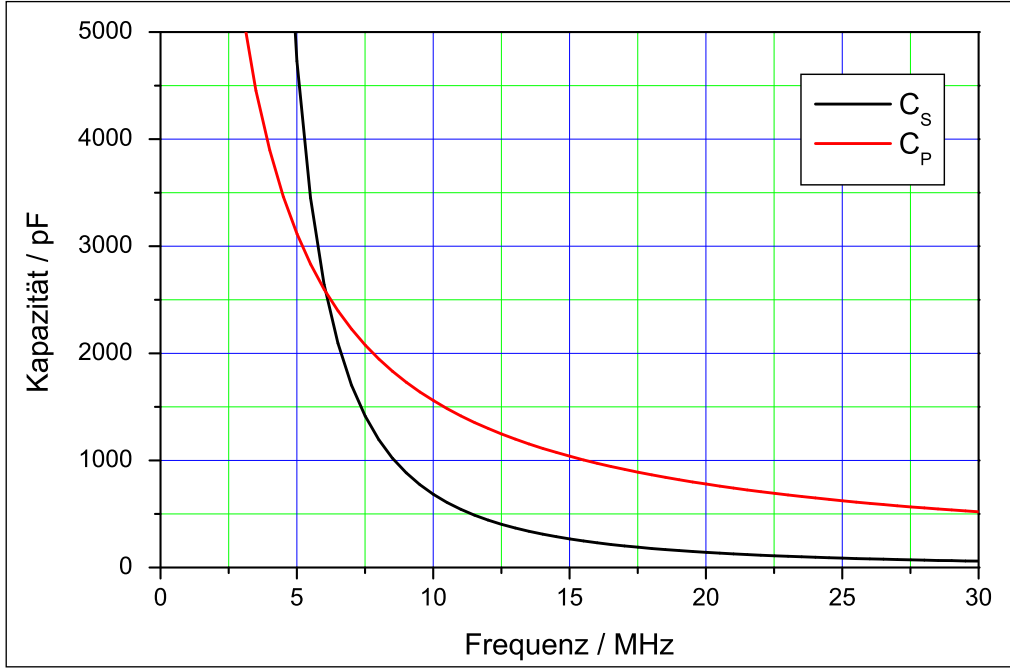
### 3.2.2 Die Matchbox

Ein weiterer Aspekt ist die Impedanzanpassung an die Helikonantenne, die ohne Plasma sehr niederohmig ( $< 1 \Omega$ ) ist. Die Helikonantennen, die zum Einsatz kommen, sind vom Typ Nagoya III [14] und werden in Kapitel 3.2.3 näher erklärt. Anpassung wird durch ein konventionelles Netzwerk [41], bestehend aus zwei variablen Vakuumpkondensatoren, erreicht (Abbildung 3.6). Für das Verständnis der Abläufe in der Schaltung stellt man sich die Antenne als sehr kleine Induktivität vor. Nach [41] schwingt im Resonanzfall die Ladung zwischen dem parallel geschalteten Kondensator  $C_P$ , der auch *load* genannt wird, über den in Serie geschalteten Kondensator  $C_S$ , der *tune* genannt wird, und der Antenne. Die Anordnung verhält sich wie ein Parallelschwingkreis, der im Resonanzfall ein Impedanzmaximum hat. Die Übertragungsfunktion hat an ihrer Resonanzstelle eine Kerbe, es findet eine große Dämpfung statt. Dann wird der Verstärker wie gewünscht mit einer hohen Impedanz beschaltet, während in der Antenne sehr große Ströme fließen können, diese also einen kleinen Ausgangswiderstand vom Netzwerk sieht. Es findet eine Impedanzanpassung statt. Zur mathematischen Betrachtung teilt man die Schaltung aus Abbildung 3.6 in eine linke Hälfte, die Verstärker und Ersatzwiderstand von  $50 \Omega$  beinhaltet, und eine rechte Hälfte, die den Rest beinhaltet, auf. Im angepaßten Fall gilt Gleichheit der Impedanzen:

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{Z_{C_P}} + \frac{1}{Z_{L_A} + Z_{R_A} + Z_{C_S}}. \quad (3.2)$$

Dabei sind  $Z_{C_P} = \frac{1}{i\omega C_P}$  die Impedanz des Kondensators  $C_P$ ,  $Z_{L_A} = i\omega L_A$  die Antennenimpedanz ohne ohmschen Anteil,  $Z_{R_A} = R_A$  der ohmsche Antennenwiderstand und  $Z_{C_S} = \frac{1}{i\omega C_S}$  die Impedanz des Kondensators  $C_S$ . Für den Betrieb an einem  $50 \Omega$  Ausgang gilt  $\frac{1}{Z} = \frac{1}{R_0} = \frac{1}{50 \Omega}$ . Die komplexe Gleichung ergibt für Realteil  $\Re$  und Imaginärteil  $\Im$ :

$$\Re: R_A^2 + \left( \omega^2 L_A^2 - \frac{2L_A}{C_S} + \frac{1}{\omega^2 C_S^2} \right) = R_0 R_A, \quad (3.3)$$



**Abbildung 3.7:** Errechnete Werte für  $C_P$  und  $C_S$  als Funktion der Frequenz im angepassten Fall.

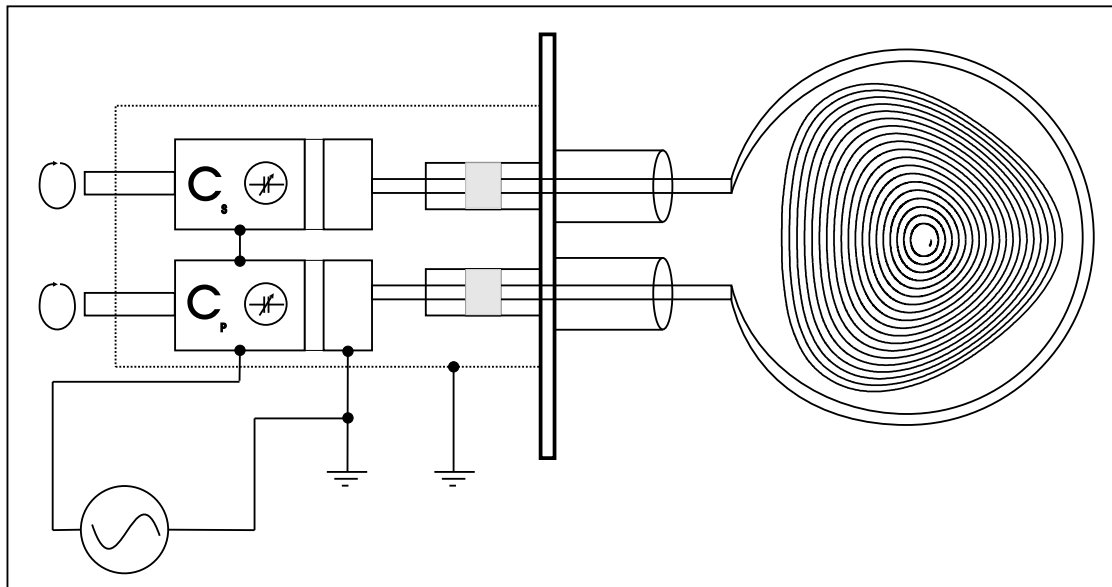
$$\Im : \omega C_P \left( R_A^2 + \omega^2 L_A^2 - \frac{2L_A}{C_S} + \frac{1}{\omega^2 C_S^2} \right) + \frac{1}{\omega C_S} - \omega L_A = 0 . \quad (3.4)$$

Die Gleichungen (3.3) und (3.4) lassen sich nach den Kapazitäten auflösen:

$$C_S = \frac{L_A}{R_A + \omega^2 L_A^2 - R_0 R_A} \pm \left( \frac{L_A^2}{(R_A + \omega^2 L_A^2 - R_0 R_A)^2} - \frac{1}{\omega^2 R_A^2 + \omega^4 L_A^2 - \omega^2 R_0 R_A} \right)^{\frac{1}{2}} , \quad (3.5)$$

$$C_P = \frac{-\frac{1}{\omega C_S} + \omega L_A}{\omega \left( R_A^2 + \omega^2 L_A^2 - \frac{2L_A}{C_S} + \frac{1}{\omega^2 C_S^2} \right)} . \quad (3.6)$$

Setzt man Zahlenwerte für die Impedanzen der Antenne ein, so lassen sich die benötigten Werte für die Kondensatoren als Funktion der Frequenz graphisch darstellen (Abbildung 3.7). Dabei wurde die Antenneninduktivität einer repräsentativen Antenne mit  $L_A = 0,156 \mu\text{H}$  bestimmt. Die Abschätzung vom Antennenwiderstand  $R_A$  erfolgt im Abschnitt 3.2.3. Der Widerstand wurde für eine Antenne des Typs Nagoya III (Abbildung 3.9) gerechnet, es geht neben der Geometrie auch die Frequenz ein. Der genannte Antennentyp eignet sich am besten für eine Helikontladung [14].



**Abbildung 3.8:** Anordnung der Matchbox. Die variablen Kondensatoren werden direkt auf die Vakuumdurchführungen geschraubt, um parasitäre Serieninduktivitäten zu minimieren. Rechts ist durch einen Kreis die Antenne im Schnitt angedeutet. Die Vakuumdurchführungen sind auf der Vakuumseite (rechts) bis zum Rand des Plasmas geschirmt, um eine kapazitive Entladung im Flansch zu vermeiden.

Um Serieninduktivitäten, die in einer Schaltung mit Kabeln auftreten, zu minimieren, werden die Kapazitäten direkt auf die Vakuumdurchführungen (Abbildung 3.8) geschraubt. Die eingebauten Vakuumkondensatoren sind hochspannungsfest bis 6 kV, die parallele Kapazität reicht von 20 bis 2000 pF, die serielle von 6 bis 500 pF. So kann ein Frequenzbereich von etwa 8–30 MHz angepaßt werden. Insgesamt ist die Matchbox zur Schirmung von einem geschlossenen Messingzylinder, der direkt auf dem Flansch angebracht ist, umgeben.

### 3.2.3 Antennendesign

Prinzipiell gibt es beim Bau einer geeigneten Antenne kaum Einschränkungen. So kann jeder Draht, sofern er im Vakuumtank platziert wird und dem Hochfrequenzstrom, der durch ihn fließt, standhält, ein Plasma erzeugen. Dabei fließt der Strom hauptsächlich auf der Oberfläche des Leiters. Physikalisch kann dies Phänomen mit dem Skin-Effekt erklärt werden, der die Frequenzabhängigkeit ohmscher Widerstände bei hohen Frequenzen beschreibt. Während ein ohmscher Widerstand sich nach  $R = \rho \cdot \frac{l}{A}$  berechnen läßt,  $\rho$  ist dabei der spezifische Widerstand,  $l$  die Leiterlänge und  $A$  der Querschnitt, so wird für hohe Frequenzen nach [42] folgende Formel

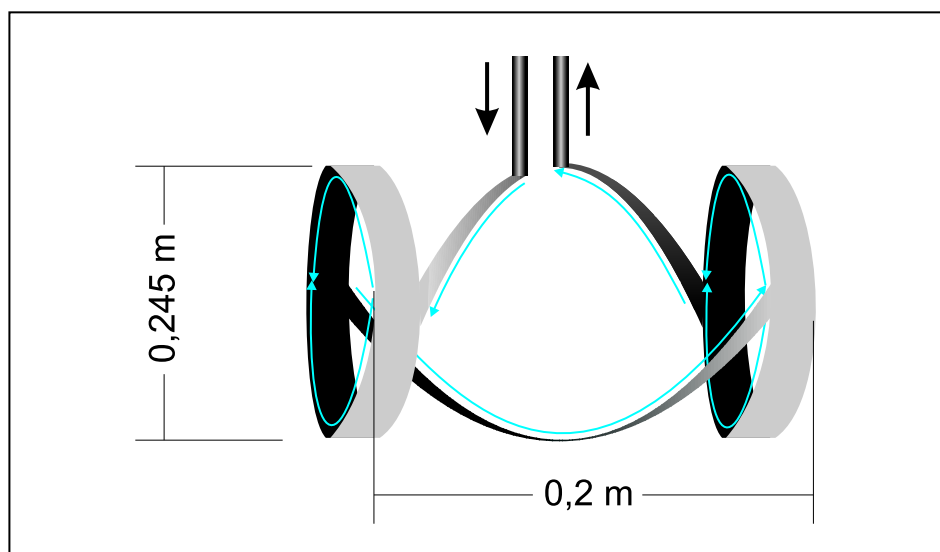
verwendet:

$$R_{HF} \approx \frac{l}{2r} \sqrt{\mu_0 \rho \frac{f}{\pi}} \quad (3.7)$$

Dabei sind  $l$  die Länge,  $r \ll l$  der Radius des verwendeten Drahtes und  $f$  die Frequenz. Die Eindringtiefe des Stromes in den Leiter ist durch

$$d = \sqrt{\frac{\rho}{\pi \mu_0 f}} \quad (3.8)$$

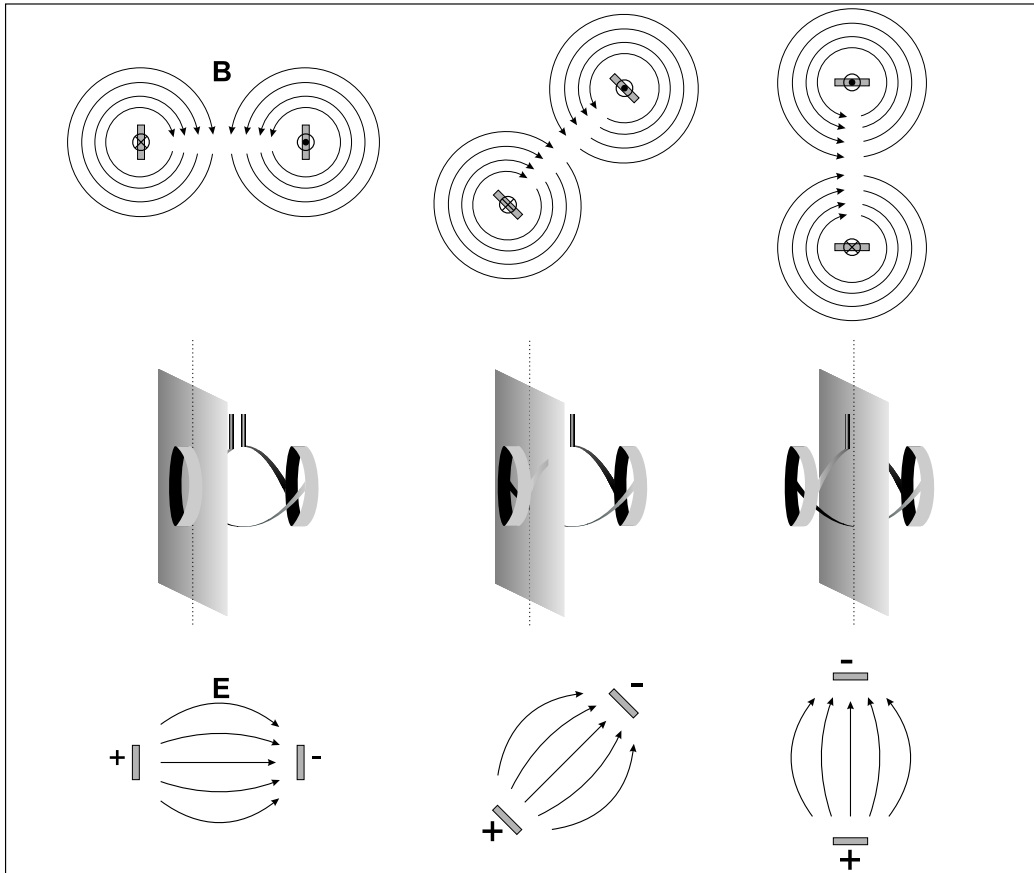
gegeben. Je größer die Frequenz  $f$ , desto kleiner die Eindringtiefe  $d$ . Ebenso hängt  $d$  vom Material ab. Bei der Entscheidung der Materialfrage für die Antenne ist es sinnvoll, sehr gute elektrische Leiter zu verwenden, die eine große Oberfläche haben.



**Abbildung 3.9:** Antenne vom Typ Nagoya III. Die Pfeile deuten den Stromfluß in der Antenne an. Der Durchmesser wird möglichst groß gewählt, damit die äußeren Magnetfeldlinien nicht unterbrochen werden und die Flußflächenkonfiguration erhalten bleibt.

Damit möglichst viel Strahlungsenergie über die Helikonwelle ins Plasma abgestrahlt wird, sollte das beschriebene System aus Matchbox und Antenne einen möglichst kleinen Widerstand haben, damit der Spannungsabfall über dem Strahlungswiderstand möglichst groß wird. Folgende Tabelle stellt die relevanten Materialien gegenüber. Der Handelsname von V4A-Edelstahl ist 1.4571.

	$\rho / \frac{\text{Vm}}{\text{A}}$	$d / \mu\text{m}$	$R_{HF} / \Omega$
Cu	$1,95 \times 10^{-8}$	13	12,197
Fe	$9,70 \times 10^{-8}$	30	27,206
V4A	$7,30 \times 10^{-7}$	82	74,647



**Abbildung 3.10:** Durch Antenne an verschiedenen Schnitten (Mitte) erzeugtes **B**-Feld (oben) und **E**-Feld (unten).

Eine Antenne des Typs Nagoya III besteht aus zwei Ringen (siehe Abbildung 3.9), die in einem Abstand  $L \leq \frac{\lambda}{2}$  mit zwei jeweils um  $180^\circ$  verdrillten Streifen verbunden sind. Einer davon ist für die elektrische Zuleitung unterbrochen. Die Verdrillung begünstigt einen zirkularen **E** und **B**-Feldcharakter. Abbildung 3.10 zeigt schematisch die entstehenden Wellenfelder. In linearen, helikonwellenerzeugten Plasmen sind die Erzeugerantennen in der Regel außerhalb des Vakuumgefäßes [14, 28, 31], welches in diesem Fall aus Quarz bestehen muß. Eine im Plasma befindliche und nicht isolierte Antenne kann zu parasitären kapazitiven Entladungen zwischen der auf hohem Potential liegenden Antenne und der geerdeten Wand führen. Diese kann die Effizienz der Helikonwellenanregung mindern. Gerade bei niedrigen Magnetfeldstärken wird die Entstehung einer kapazitiven Entladung von der Antenne und ihren Zuführungen zur Wand hin gefördert. Weiterhin soll die Entstehung von elektrostatischen Anteilen (TG Moden) in der Plasmarandschicht [28, 30] begünstigt werden, die zum Charakter einer Helikonentladung beitragen. Durch Kurzschluß zwischen Antenne und Plasma werden sie jedoch nicht angeregt. Sie stellen ebenfalls

eine Lösung der Wellengleichung für ein magnetisiertes Plasma dar und werden nach [30] erst bei Annäherung an die Elektronenzyklotronfrequenz  $\omega_{ce}$  zu einer dominierenden Mode. In TJ-K ist es unmöglich, eine Antenne außerhalb des metallischen Tanks zu montieren. Daher wird die Antenne im Vakuumtank platziert und mit einer Beschichtung versehen, die elektrischer Isolation, thermischer Beständigkeit und mechanischer Beanspruchung genügt.

Es wurden zwei Arten von Beschichtung untersucht: Ein Bornitrid-coating, welches in einer Suspension zur Verfügung steht und flüssig-keramischer Klebstoff, der beim Bau von verschiedenen Sonden Verwendung findet. Das Bornitrid, Firma Tiffany Glaskunst, besteht aus 14% Bornitrid, 6% Magnesiumsilicat und 80% Wasser. Es kann mit Hilfe von herkömmlicher Airbrush-technik, also Farbauftragung mit Hilfe von Druckluft, die die Flüssigkeit an einer Düse vorbeiströmend mitreißt, auf die Antenne aufgetragen werden. Weiter muß die angetrocknete Substanz bei ca. 750 °C eingebrannt werden, um sie temperaturbeständig zu machen. Der flüssig-keramische Klebstoff CERAMACOAT 512 Paste, Firma T-E-Klebertechnik, ist auf Silicabasis hergestellt und weist eine Temperaturbeständigkeit bis zu 1370 °C auf. Er muß auf die Antenne aufgetragen werden und läßt sich daher nur bis zu einer gewissen Mindestdicke verwenden. Für eine Stahlantenne ist das Bornitrid-coating geeigneter, da diese den Einbrennvorgang problemlos übersteht. Eine dünne Beschichtung haftet gut ohne dabei abzuplatzen. Für eine Kupferantenne, deren Schmelzpunkt bei 1085°C liegt, ist der flüssig-keramische Klebstoff die bessere Wahl, da die Antenne schon bei kleineren Temperaturen zu weich wird. Ergebnisse und die Auswirkungen der elektrischen Isolation auf die Plasmaparameter werden in Kapitel 4.1 dargestellt.

### 3.3 Aufgebaute Diagnostiken zur Untersuchung der Wellenphysik

In diesem Abschnitt soll die Diagnostik erklärt werden, die bei der Untersuchung der Wellenphysik verwendet wird. Die magnetischen Fluktuationen im Hochfrequenzbereich werden mit Induktionsspulen nachgewiesen. Dabei muß die kapazitive Einkopplung durch die elektrische Komponente des Wellenfeldes auf die diagnostische Spule verhindert werden. Nach den mathematischen Zusammenhängen werden die zum Einsatz gekommenen Sondentypen vorgestellt.

#### 3.3.1 Magnetische Sonden

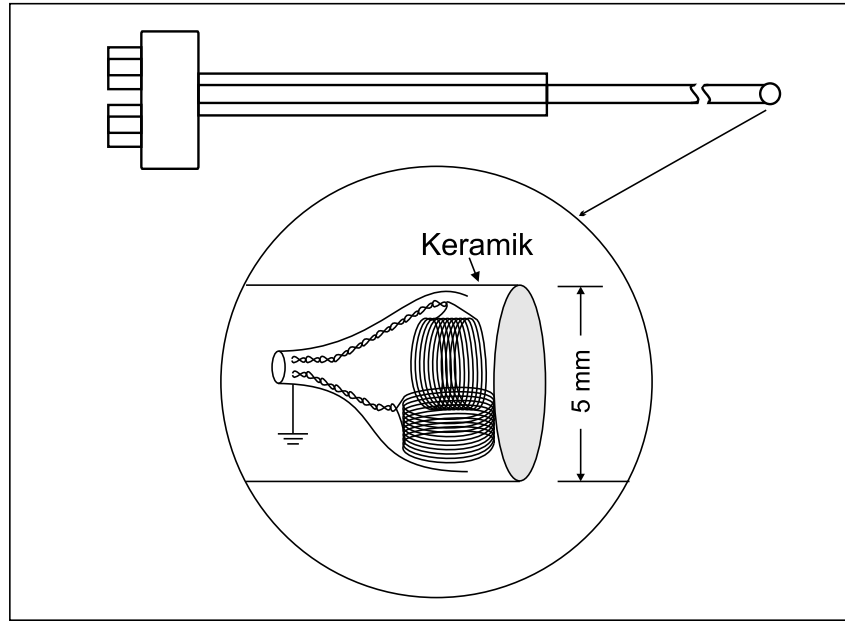
Zunächst bedient man sich des Induktionsgesetzes in integraler Form:

$$\oint_c \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = -\frac{d}{dt} \int_{F_c} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{f}. \quad (3.9)$$

Für eine ringförmige Leiterschleife mit Radius  $r$  ist demnach die Induktionsspannung:

$$U = 2\pi r E = -\pi r^2 \dot{B}. \quad (3.10)$$





**Abbildung 3.11:** Magnetische 2-dimensionale Sonde mit elektrostatischer Abschirmung und Sondenhalter für die Platzierung auf der 2d-Verfahrenseinheit zur Messung poloidaler Schnitte

Ein Feld  $\mathbf{B}(t) = \tilde{\mathbf{B}} \cdot \sin(\omega t)$  erzeugt also in einer Sondenspule mit  $N$  Windungen die Induktionsspannung:

$$U = N \cdot 2\pi r E = -N\pi r^2 \dot{B} = -N\pi r^2 \omega \tilde{B}. \quad (3.11)$$

Eine Erhöhung der Frequenz der zu messenden Fluktuation hat eine Erhöhung der Signalspannung zur Folge. Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Typen von Sonden gebaut und verglichen.

### Sonde vom Typ 1

Die Sonde vom Typ 1 ist eine einfache, elektrostatisch geschirmte Spule. Sie hat einen Durchmesser  $D = 2,35 \text{ mm}$ ,  $N = 10$  Windungen und ist  $1,7 \text{ mm}$  lang. Die Stärke des verwendeten Kupferdrahtes beträgt  $0,09 \text{ mm}$ . Eine Sonde dieses Typs mit zwei Spulen zur gleichzeitigen Messung von  $B_z$  und  $B_R$  ist in Abbildung 3.11 dargestellt.

Man kann bei hohen Frequenzen nicht von einer Proportionalität  $U \sim \omega$  ausgehen, da im Hochfrequenzbereich eine normale Spule durch Auftreten von Wicklungskapazitäten wie ein Schwingkreis wirkt. Das Ersatzschaltbild für eine Spule, wie sie in einer Sonde Verwendung findet, muß ein Parallelschwingkreis, bestehend aus Wicklungskapazität  $C$  und Kabelinduktivität  $L$ , sowie einem in Serie geschalteten ohmschen Widerstand  $R$  sein. Der Gesamtwiderstand

ist:

$$Z = R + \left( i\omega C + \frac{1}{i\omega L} \right)^{-1} . \quad (3.12)$$

$Z = Z(\omega)$  wird maximal, wenn die Ableitung verschwindet:

$$\frac{dZ}{d\omega} = \frac{(1 - \omega^2 LC)(iL) - (i\omega L)(-2\omega LC)}{(1 - \omega^2 LC)^2} = 0. \quad (3.13)$$

Diese Gleichung führt zu einer Resonanzfrequenz von

$$f_{res} = \left( 2\pi\sqrt{3LC} \right)^{-1} . \quad (3.14)$$

Die Werte für  $L$  und  $C$  lassen sich nach [43] wie folgt berechnen:

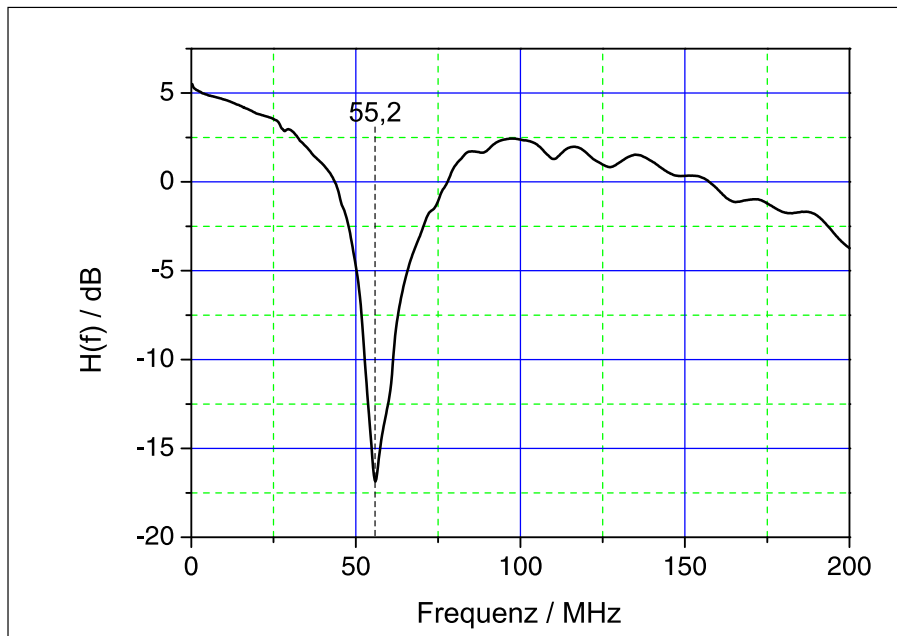
$$L = \frac{21,8N^2D}{1 + 2,2\frac{l}{D}}, \quad (3.15)$$

und

$$C = 8\frac{n-1}{n^2}ND , \quad (3.16)$$

wobei  $n$  die Anzahl der Lagen einer Wicklungsschicht und  $N$  die Zahl der Wicklungen ist. Um  $l$  in nH und  $C$  in pF zu erhalten, muß man  $D$  und  $l$  in cm einsetzen. Betrachtet man die einfache Sonde, deren Dimensionen oben genannt sind, so erhält man  $L = 197,69$  nH und  $C = 4,7$  pF. Die Resonanz läge nach (3.14) bei  $f_{res} = 95,3$  MHz. Eine Messung der Übertragungsfunktion (Abbildung 3.12) zeigt, daß die Resonanz bei 55,2 MHz liegt, also deutlich niedriger ist. Dies ist damit zu begründen, daß die angeschlossenen Kabel in der Sondenzuführung eine parasitäre Kapazität darstellen. Wird  $C$  in Gleichung (3.14) größer, so sinkt die Resonanzfrequenz  $f_{res}$ . Mit  $f_{res} = 55,2$  MHz und der daraus berechneten effektiven Kapazität  $C_{eff} = C + C_{Kabel}$  ergibt sich für  $C_{Kabel} \approx 10$  pF. Dieser Wert ist realistisch. Abschließend betrachtet besitzt eine Sonde aus einer einfachen Spule eine Resonanz, die die Amplitude des Signals nichtlinear frequenzabhängig macht.

Neben induktiver Einkopplung nehmen die Sonden auch Potentialschwankungen wahr. Dafür kann eine Schirmung gegen die elektrostatischen Feldkomponenten beim Bau integriert werden (Abbildung 3.11). Dennoch muß eine Sondenverbesserung entweder eine Reduktion dieser störenden elektrostatischen Anteile oder eine relative Anhebung der für die Messung relevanten induktiven Anteile ermöglichen. Dazu wurde eine auf die Heizfrequenz von 27,12 MHz resonant angepasste Sonde des Typs 2 entworfen.



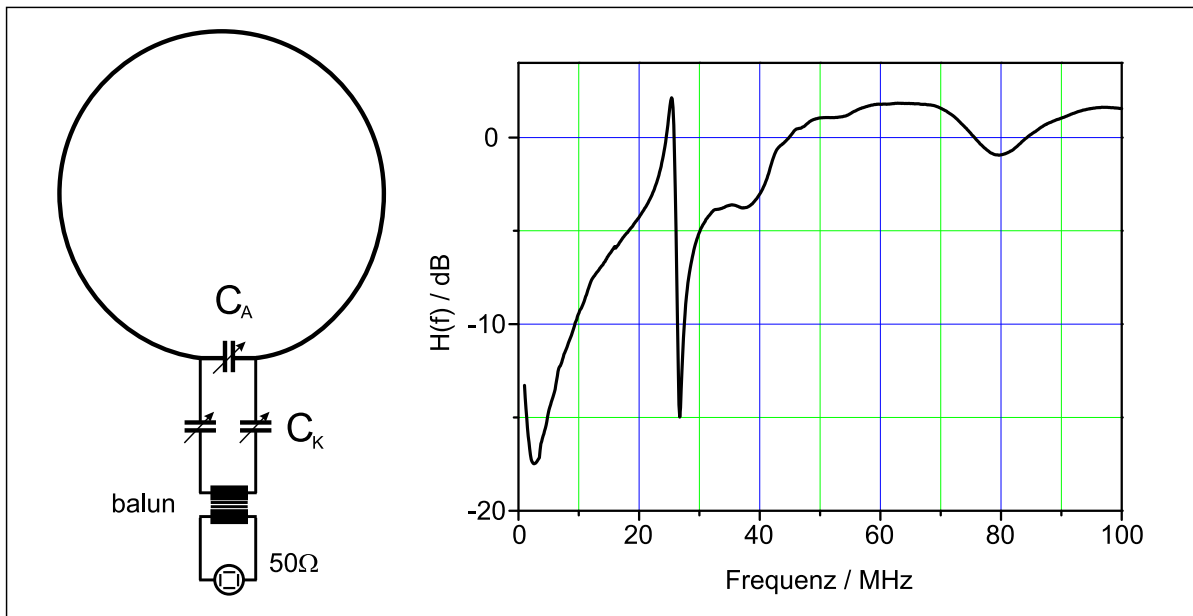
**Abbildung 3.12:** Übertragungsfunktion der Sonde Typ 1. Zu erkennen ist eine ausgeprägte Resonanz bei 55,2 MHz, die auf Windungs- und Zuleitungskapazitäten zurückzuführen ist.

### Sonde vom Typ 2

Eine resonant angepaßte Sonde des Typs 2 beruht auf dem Prinzip einer magnetischen Antenne, die im funktechnischen Bereich zum Einsatz kommt. Solche Antennen, deren Nachbau eine Sonde des Typs 2 ist, werden mit einem variablen Kondensator auf die zu empfangende Frequenz angepaßt.

Das Schaltbild der angepaßten Sonde findet sich in Abbildung 3.13. Der Kondensator  $C_A$  bildet mit der Leiterschleife, die eine Induktivität darstellt, einen Schwingkreis, der an seiner Resonanzfrequenz maximale Dämpfung hat (Abbildung 3.13 rechts). Wird ein oszillierendes Magnetfeld von außen eingestrahlt, so wird der Schwingkreis resonant zum Schwingen angeregt. Die Amplitude dieser Schwingung ist deutlich größer als bei der unangepaßten Sonde, so daß die zu messende Frequenz, die mit der Resonanzfrequenz übereinstimmen muß, sich über die Kondensatoren  $C_K$  gut auskoppeln und damit messen läßt. Hinter den beiden Koppelkondensatoren wurde ein HF-Übertrager, Typ ADT1-1WT, Firma Mini-Circuits, mit einer Übertragungsbandbreite von 0,4–800 MHz zur Anpassung an ein 50  $\Omega$ -Kabel angebracht. Dieser fungiert als Kabeltreiber und stellt die Messung hinter den Anschlußkabeln sicher.

Die Koppelkondensatoren  $C_K$  stellen zusammen mit der Induktivität der Primärseite des Übertragers einen Serienschwingkreis dar, der bei seiner Resonanz niederohmig wird. Die Koppelkondensatoren müssen also so gewählt werden, daß durch die Primärseite des Übertragers auch

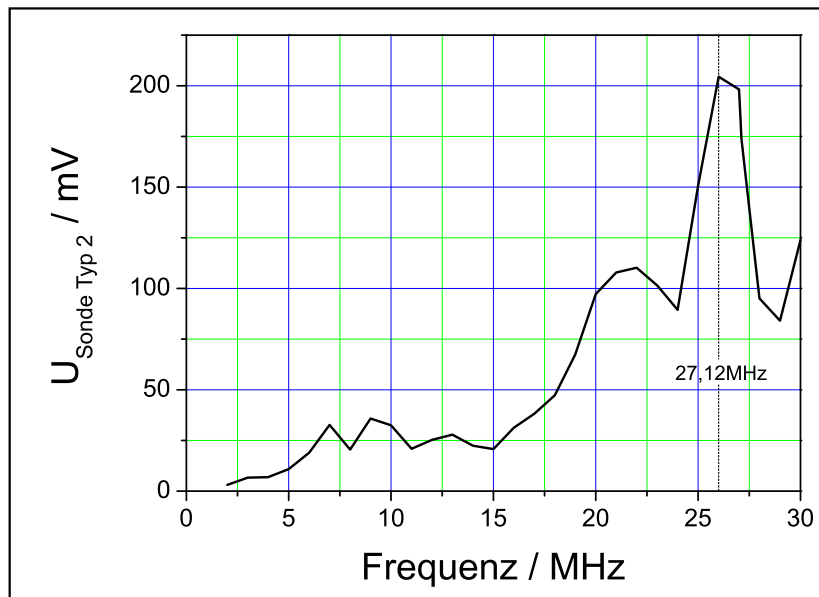


**Abbildung 3.13:** Schaltbild einer resonant angepaßten Sonde (links) mit der dazugehörigen Übertragungsfunktion (rechts).

Strom fließt. Die Abstimmung muß zunächst mit Hilfe von Trimmern, also variablen Kapazitäten geschehen. Später werden diese bei bekannten Werten durch kleine Keramikkondensatoren ersetzt, mit Keramikkleber CERAMACOAT 512 verklebt und damit fixiert. Typisch für  $C_K$  sind 20–22 pF. Da die benötigten Kapazitäten auch bei  $C_A$  sehr niedrig sind, wird die sich ergebende Resonanz bewußt geringfügig über die gewünschte Resonanz gelegt. Beim Verkleben verschiebt sich die Resonanz zusammen mit der parasitären Kapazität des Klebers wieder zur gewünschten Resonanz bei 27,12 MHz.

Zur Messung der Empfindlichkeit der Sonde wurde ein Teststand aus zwei Helmholtzspulen aufgebaut, der im Testvolumen ein homogenes Magnetfeld der Frequenz 27,12 MHz erzeugt. Parallel zu den Helmholtzspulen wurde ein  $50\Omega$ -Widerstand in Serie geschaltet, um reflektierte Leistung aus dem Teststand zu minimieren. Es wird die hin- und rücklaufende Leistung für die felderzeugende Spule aufgenommen. Das Magnetfeld  $B$  entsteht durch den Strom  $I$  im Leiter der felderzeugenden Spule, es ist also  $I \sim B \sim \sqrt{P}$ . Die SONDENSspannung  $U_{\text{Sonde}}$  muß daher auf den in den Helmholtzspulen fließenden Strom  $I$  normiert werden. Wird die so erhaltene normierte SONDENSspannung gegen die Frequenz aufgetragen, so erhält man die Empfindlichkeit der Sonde. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 3.14 dargestellt.

Wenn das Signal wirklich von der Induktion in der Sonde erzeugt wird, ist eine Drehung um  $180^\circ$  der Sonde im Feld der Erzeugerspule mit einem Vorzeichenwechsel des Signals verbunden. In



**Abbildung 3.14:** Empfindlichkeit der Sonde des Typs 2. Es tritt ein Empfindlichkeitsmaximum bei 27,12 MHz auf. Der Schwingkreis der Sonde schwingt hier an und hat deshalb bei dieser Frequenz einen hohen induktiven Signalanteil.

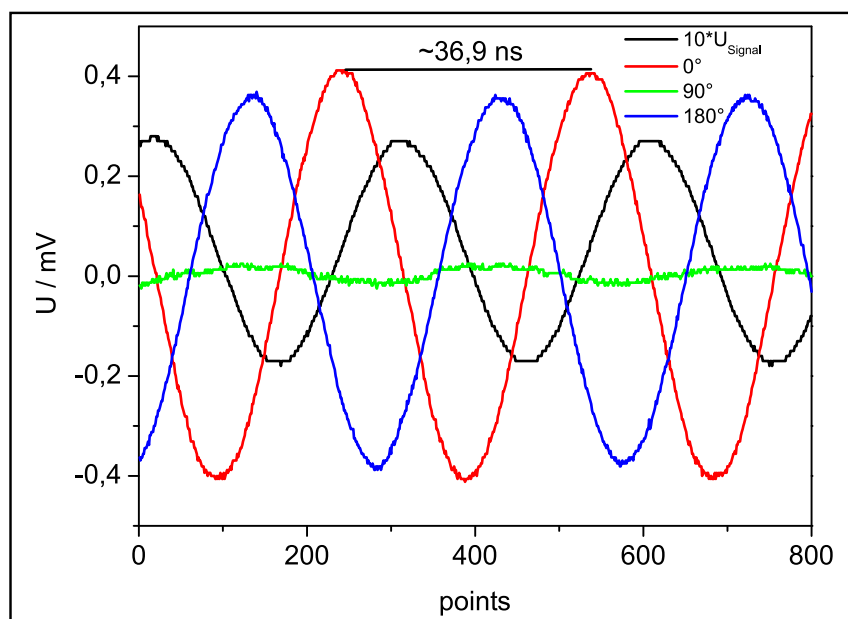
Abbildung 3.15 erkennt man deutlich eine Phasenverschiebung des sinusförmigen Testsignals um etwa 180°. Bei einer Verdrehung von 90° der Sondenspule gegenüber der felderzeugenden Spule ist das Signal durch vergleichsweise schwache kapazitive Anteile bestimmt.

### Datenakquisition

Zur Datenakquisition wird ein Oszilloskop der Firma LeCroy, Typ Wavepro 950M, mit 8 bit Auflösung, 4 MB schnellem Datenakquisitionsspeicher und eine Sampling Rate bis 16 Gbit/s verwendet. Das Oszilloskop wird mit einer angepaßten LabVIEW™ Anwendung über die Standardschnittstelle IEEE 485 (GPIB) ausgelesen, so daß Daten zur weiteren Verarbeitung im Computer zur Verfügung stehen. Die Zeitreihen werden als Tabellen gespeichert, nachträglich aufbereitet und den notwendigen mathematischen Operationen unterzogen.

### 3.3.2 Benutzte Diagnostik

Zur Messung der Plasmaparameter wie der Dichte  $n$ , der Temperatur  $T$  oder dem Potential  $\Phi$ , deren Erfassung der Charakterisierung des Helikonplasmas dienen, werden an TJ-K vorhandene Diagnostiken verwendet. Auf diese wird im folgenden eingegangen.



**Abbildung 3.15:** Signale der Sonde vom Typ 2 bei Drehung im Feld einer Erzeugerspule, die mit einem Hochfrequenzstrom von 27,12 MHz bei kleiner Leistung gespeist wird. Das Treibersignal ist zum Vergleich eingezeichnet (schwarz). Rot: Sondensignal bei 0°. Blau: Sondensignal bei 180° gedrehter Sonde. Grün: Sondensignal bei 90° gedrehter Sonde, es sind kaum kapazitive Anteile zu sehen.

### Interferometer

Zur Erfassung von liniengemittelten Dichten steht ein Mikrowelleninterferometer zur Verfügung. Das Interferometer ist in der Lage, Elektronendichten von  $10^{15}$  bis  $10^{19} \text{ m}^{-3}$  zu messen [44]. Der Aufbau ist heterodyn, die Mikrowellenstrahlung hat eine Frequenz von 64 GHz und damit eine Wellenlänge von etwa 4,7 mm. Die maximal messbare Dichte ist die Cutoff-Dichte, sie beträgt  $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . Die vorgesehenen Hohlleiter strahlen die kleine Leistung von 50 mW über Vakuumdurchführungen und Hörner senkrecht zum Magnetfeld ins Plasma. Auf der Tankinnenseite ist zur Reflexion ein Hohlspiegel befestigt. Auf dem Weg durch das Plasma führt die Dispersion der Mikrowelle zu einer Phasenverschiebung und damit zu einem Gangunterschied. Referenzsignal und reflektiertes Signal werden im Phasenmesser miteinander verglichen, wodurch eine Signalspannung proportional der Phasenverschiebung und damit der Elektronendichte des Plasmas erzeugt wird. Die Phasenverschiebung  $\Delta\phi$  hängt über ein Linienintegral  $\Delta\phi = \frac{\omega}{2cn_c} \int_0^l n \, dl$  mit der Dichte zusammen. Eine Kalibrierung ergab den Zusammenhang  $n_e = 7,67 \times 10^{16} \times U$ , um die Signalspannung in die Dichte umzurechnen.

### Langmuirsonden

Zur Messung von lokalen Dichten und Temperaturen werden Langmuirsonden in einem Standardaufbau verwendet [8, 44]. Sie bestehen aus einem Wolframdraht in einem Keramikrohr. Das Rohr ist wenig kürzer als der Draht, so daß diesen an der Spitze keine Isolation mehr umschließt. Wird der Draht entsprechend vorgespannt, kann ein Strom aus dem Plasma fließen. Bei negativer Vorspannung werden die Ionen zur Sonde gezogen, bei positiver die Elektronen. Diese machen wegen ihrer deutlich höheren Beweglichkeit einen viel größeren Strom. Wird die Vorspannung periodisch variiert, so kann zusammen mit dem sich einstellenden Strom eine Kennlinie aufgenommen werden. Fits für den exponentiell verlaufenden Anlaufbereich liefern Werte für die Dichte und Temperatur nach folgender Formel:

$$I(U) = 0,61neS\sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \left( 1 - \exp -\frac{e(\Phi_{fl} - U)}{T_e} \right) . \quad (3.17)$$

Man erhält unter Kenntnis der Sondenoberfläche  $S$  und der Ionenmasse  $m_i$  Werte für die lokale Dichte, Temperatur und das Floating-Potential. Zur Verbesserung der Fitergebnisse ist eine effektive Sondenoberfläche zu verwenden, die wenig größer als die für das kleine Zylinderstück Wolframdraht berechnete ist. In magnetisierten Plasmen eignet sich der Larmorradius der Ionen für eine Verbesserung dieser Abschätzung. Die sich ergebenden lokalen Dichten können mit denen aus den Interferometermessungen, die eine Mittelung über den Plasmaquerschnitt darstellen, absolut geeicht werden.

Ebenso werden zur Bestimmung der Dichte Sonden benutzt, die mit konstanter Vorspannung im Ionensättigungsbereich betrieben werden. Dies Verfahren ist sinnvoll bei der Messung relativer Dichten in Radial- und Poloidalscans. Auch hier kann später mit Hilfe des Interferometers geeicht werden.

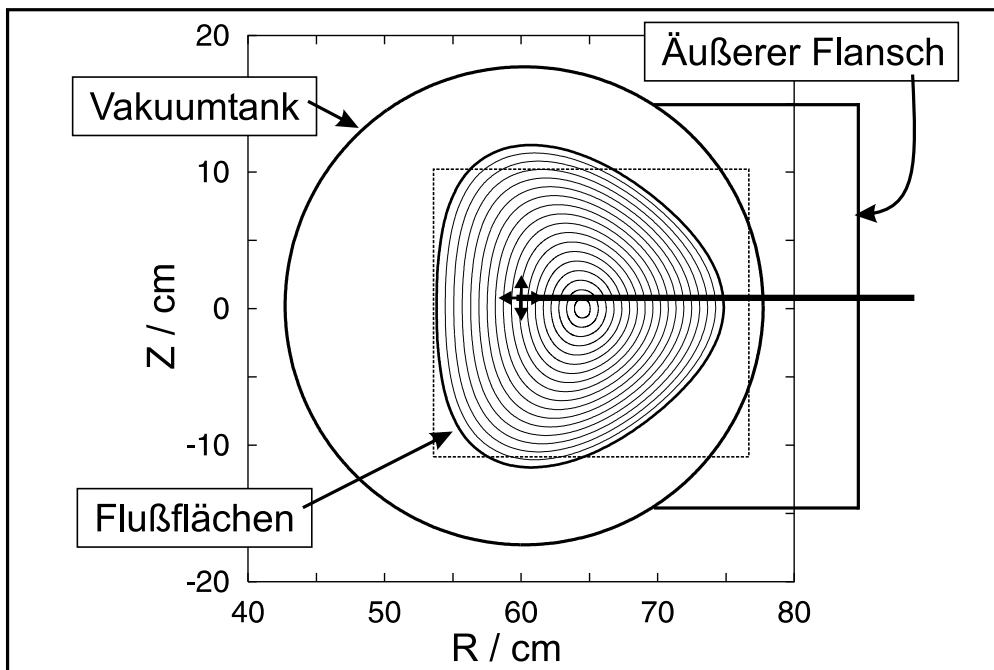
#### 3.3.3 Mechanische Positioniersysteme

Um die Sonden im Plasma zu positionieren, werden zwei Systeme verwendet. Eines erlaubt die Vermessung voller Poloidalschnitte in zwei Dimensionen [9]. Das andere wurde im Rahmen dieser Arbeit gebaut und ist in der Lage, Sonden in toroidaler Richtung zu bewegen.

Langmuirsonden messen die lokale Dichte und Temperatur. Sie können auf einem in zwei Dimensionen verfahrbaren Tisch platziert werden und einen poloidalen Schnitt am äußeren Flanschanschluß messen. Das Positioniersystem, das in [9] beschrieben wird, wird von einer LabVIEW™ Anwendung gesteuert. Das Programm positioniert den Rolltisch, der sich im Vakuum befindet, über Servomotoren und Gewindestangen. Der Übergang ins Vakuum ist balggedichtet, daher stellt das Verfahren des Tisches kein Problem für die Erhaltung des Gasdrucks dar. Hat

der Rolltisch und damit die Sonde die gewünschte Position erreicht, werden Kennlinien oder Zeitreihen mit bis zu 4 MHz Abtastfrequenz aufgenommen. Diese können später im Rechner ausgewertet werden. Unter der Vorgabe eines Weges für die Sonde im gesamten Schnitt erhält man durch Rekonstruktion einen Poloidalscan von beispielsweise der Dichte oder dem Potential.

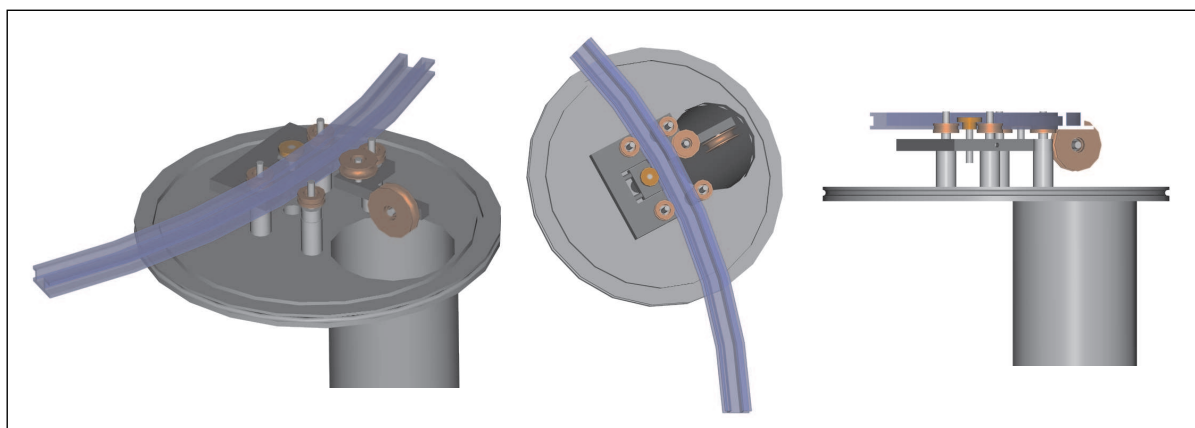
Dies System wurde auch zur Vermessung von poloidalen Schnitten mit der magnetischen Sonde verwendet. In Abbildung 3.16 ist der in der Messung zugängliche Bereich zu sehen. Dabei wird an jedem Punkt in der Ebene zusammen mit einem Referenzsignal der Helikonquelle eine Zeitreihe des  $\dot{B}$ -Sondensignals aufgenommen. Der Dateiname ermöglicht spätere Identifikation. Nach Übertragung mit Hilfe der GPIB-Schnittstelle (IEEE 485) werden die Daten auf die Festplatte des Messrechners geschrieben. Aus den Zeitreihen lassen sich unter Berücksichtigung von Position, Länge und Aquisitionszeit die Informationen über Feldstärke und Phase in Bezug zum Referenzsignal ableiten. Das Referenzsignal wird über den Ausgang des Signalgenerators, der die Frequenz für die Plasmaerzeugung bereitstellt, erzeugt.



**Abbildung 3.16:** 2-dimensionale Messungen in einem poloidalen Schnitt: Die Sonde wird in horizontaler und vertikaler Richtung bewegt. Dabei wird eine Fläche abgedeckt, die durch das gestrichelte Rechteck berandet ist.

Zur Messung von parallelen Wellenlängen mit  $\dot{B}$ -Sonden wurde speziell eine Toroidalverfahreinheit entwickelt. Dabei handelt es sich um eine gebogene Schiene mit 0,6 m Kurvenradius, die entsprechend gelagert über einen Antrieb in toroidaler Richtung, also parallel zur geome-





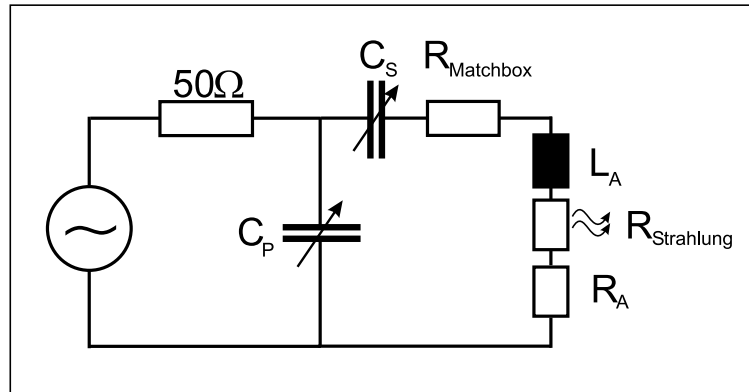
**Abbildung 3.17:** Die Vorrichtung zur Bewegung von  $\dot{\mathbf{B}}$ -Sonden in toroidaler Richtung besteht im Wesentlichen aus einer beweglichen Schiene auf einem Tisch mit Lagern. Dieser ist auf einem ISO-KF 250-Flanschdeckel montiert. Links: Perspektivische Ansicht. Mitte: Sicht von oben. Rechts: Seitenansicht.

trischen Achse des Torsatrons bewegt werden kann. Der Antrieb befindet sich außerhalb des Vakuums und besteht aus Servomotor, Keilriemen, Zahnrädern und Drehdurchführung. Abbildung 3.17 zeigt verschiedene Ansichten der Diagnostik. Der Servomotor ist über eine PCI-Karte der Firma PI, Typ C-842, im Meßrechner mit Hilfe eines LabVIEW™-Programms ansteuerbar. Die eigentlichen Messdaten werden mit dem 16 GS/s Oszilloskop, LeCroy WavePro 950M aufgenommen. Der Messablauf mit Hilfe der Diagnostik funktioniert wie folgt: Nach einer Kalibrationsfahrt der Schiene, die die Länge in die kleinsten Schritte des Servomotors einteilt, wird nach Erreichen des Startpunktes jede gewünschte Position in den Grenzen von etwa 47 cm angefahren. Die Grenzen sind durch die Länge der Schiene von 30 cm technisch vorgegeben. Nach Erreichen eines definierten Punktes wird das Unterprogramm aufgerufen, das die Datenauslesung via GPIB vom Oszilloskop steuert. Der Prozeß wird so oft wiederholt, bis alle gewünschten Messpunkte aufgenommen wurden. Jeder Datensatz besteht aus einer Zeitreihe, die mit dafür geschriebenen Anwendungen in der Programmiersprache IDL weiterbearbeitet werden.

### 3.3.4 Stromtransformator

Weiterhin wurde ein Stromtransformator gebaut, der zur Messung des Strahlungswiderstandes des Plasmas benötigt wird. Der Strahlungswiderstand entspricht dem Widerstand, über dem im Ersatzschaltbild in Abbildung 3.18 die Spannung abfällt. Zusammen mit dem Antennenstrom stellt das Produkt die Leistung dar, die in das Plasma eingestrahlt wird.

Im Gegensatz zu Abbildung 3.6, wo das vereinfachte Schaltbild der Matchbox dargestellt ist,



**Abbildung 3.18:** Ersatzschaltbild des Systems Matchbox, Antenne und Plasma. Über dem Strahlungswiderstand soll eine möglichst große Spannung abfallen, damit viel Leistung zur Plasmaerzeugung zur Verfügung steht.

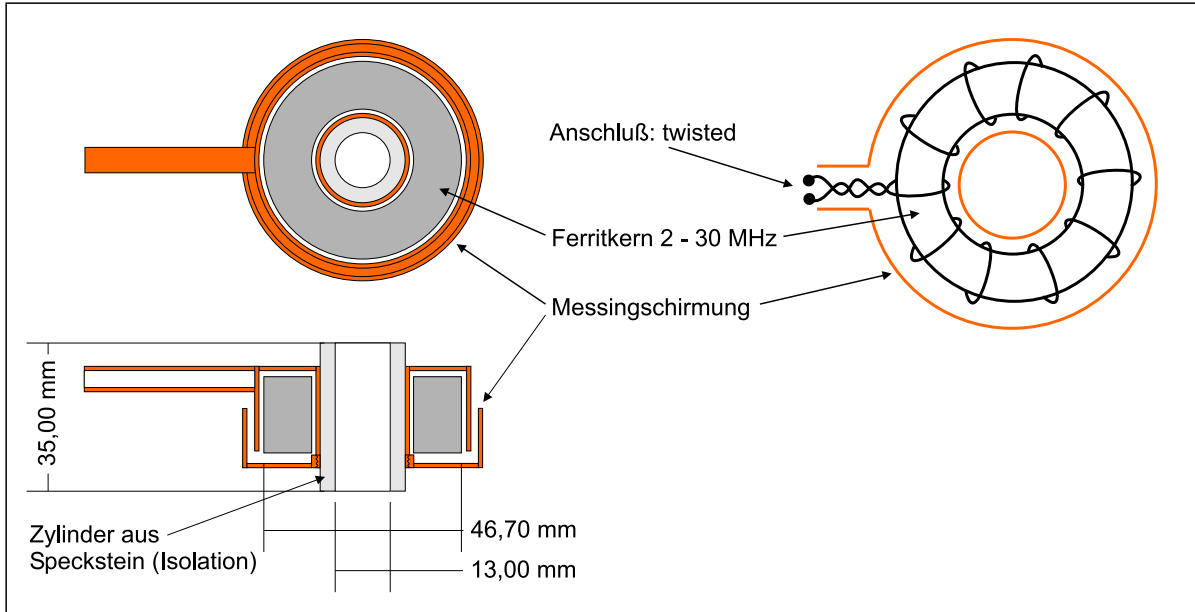
wird hier das Plasma mitberücksichtigt. Zielsetzung ist es, den ohmschen Widerstand des Systems Matchbox Antenne zu minimieren, damit möglichst viel Energie über die Antenne abgestrahlt wird [45, 46, 47, 48]. Der gesamte Widerstand, der gemessen werden kann, ist nach [46, 48] durch

$$R = R_{Strahlung} + R_{oP} \quad (3.18)$$

gegeben. Dabei wird  $R_{oP}$  ohne Plasma gemessen und stellt den Widerstand des Systems Antenne Matchbox bei fest vorgegebener Frequenz dar. Um den Strahlungswiderstand zu erhalten, muß noch der Gesamtwiderstand  $R$  gemessen werden. Man kann diese Größe mit Hilfe des Stromes durch die Antenne  $I_{ant}$ , der hineinlaufenden Leistung  $P_f$  und der reflektierten Leistung  $P_r$  wie folgt berechnen:

$$R_{Strahlung} = \frac{(P_f - P_r)}{I_{ant}^2} - \frac{(P_{f,oP} - P_{r,oP})}{I_{ant,oP}^2}. \quad (3.19)$$

Dazu benötigt man eine Diagnostik, die eine Messung des Antennenstroms  $I_{ant}$  bei hochfrequenten Strömen ermöglicht. Dies geschieht mit einem Transformator, bei dem ein Ferritkern, Typ Amidon rot (2–30 MHz), verwendet wird. Die Primärwicklung entspricht der Antennenzuführung, die durch das Loch des Ferritkerns läuft. Die Sekundärseite wird mit 6 Wicklungen Koaxialkabel realisiert. Der so gewickelte Kern wird in einer geschlitzten Messingbox, die als Schirmung fungiert, platziert. Zwischen Messingbox und Antennenzuführung wird eine Isolationshülle aus Speckstein geschoben. Diese Hülle dient neben der elektrischen auch der thermischen Isolation. Speckstein hat ähnliche Eigenschaften wie Keramik. Abbildung 3.19 zeigt einen solchen Hochfrequenztransformator. Die Schirmung des für die Wicklung verwendeten Drahtes ist nur einseitig geerdet, so daß keine Kurzschlußwindung entsteht. Den gleichen Effekt versucht man mit dem kleinen überlappenden Spalt in der Messingbox zu verhindern.



**Abbildung 3.19:** Hochfrequenztransformator zur Messung des Antennenstroms. Links: Detailzeichnung von oben und von der Seite, rechts: Schematische Darstellung von Schirmung, Ferritkern und Wicklung.

Man erhält am Ausgang des Transformators eine Spannung, die proportional zum Strom in der Antennenzuführung ist. Bei gleichbleibender, hochohmiger Terminierung kann man den Eichfaktor abschätzen. Für die Induktionsspannung am Ausgang  $U_{\text{ind}} = -Nd\Phi/dt$  benötigt man den magnetischen Fluß  $\Phi$  durch die Fläche  $A = h(r_2 - r_1)$  im Ferritkern.  $r_1$  und  $r_2$  sind innerer und äußerer Radius des ringförmigen Ferritkerns,  $h$  die Höhe. Aus

$$2\pi rB = \mu_r \mu_0 I \quad (3.20)$$

und damit

$$\Phi = NAB = h \int_{r_1}^{r_2} \frac{\mu_r \mu_0 I}{2\pi r} dr \quad (3.21)$$

folgt für die Induktionsspannung

$$U_{\text{ind}} = Nh \ln \left( \frac{r_2}{r_1} \right) \frac{\mu_r \mu_0}{2\pi} \frac{dI}{dt}. \quad (3.22)$$

Setzt man einen Strom  $I = I_0 e^{-i\omega t}$  in (3.22) ein und teilt nach Bildung der Ableitung durch  $I$ , so erhält man einen Eichfaktor  $c = \left| \frac{U_{\text{ind},0}}{I_0} \right|$  für die Frequenz  $f = \frac{\omega}{2\pi}$ , wobei  $U_{\text{ind},0}$  die Amplitude von  $U_{\text{ind}}$  ist:

$$c = Nh \ln \left( \frac{r_2}{r_1} \right) f \mu_r \mu_0. \quad (3.23)$$

Für einen Ferritkern mit  $r_1 = 12,05$  mm und  $r_2 = 23,35$  mm,  $h = 18$  mm und  $\mu_r = 10$  erhält man bei 27,12 MHz und  $N=6$  Windungen  $c=24,29 \frac{V}{A}$ . Dieser Eichfaktor wurde experimentell nachgemessen. Dazu fließt ein Strom  $I$  durch einen induktivitätsfreien  $50 \Omega$  Widerstand (dummy-load) bei 27,12 MHz. Der Spannungsabfall wird gemessen und man erhält einen Wert für den Teststrom. Ebenso kann durch  $P = RI^2$  der fließende Strom herausgefunden werden, wenn die Leistung  $P$  gemessen wird. Der gleiche Teststrom fließt auch durch das dafür vorgesehene Loch im Transformator und erzeugt eine Ausgangsspannung. Der resultierende Eichfaktor wurde zu  $c_{mess} = 43,8 \frac{V}{A}$  bestimmt. Die Messmethode wurde mit einer kommerziellen Störspannungsmesssonde, Typ Schille Elektronik SMS 100-910, mit einem vorgegeben Eichfaktor von  $1 \frac{V}{A}$  überprüft. Der relative Fehler, der sich beim Nachmessen des vom Hersteller angegebenen Eichfaktors einstellt, beläuft sich auf 15 %. Daher wurde zur weiteren Messung  $c_{mess} = 43,8 \frac{V}{A}$  als Eichfaktor übernommen. Die rechnerische Abschätzung beinhaltet eine quantitativ schwer einzuschätzende Ungenauigkeit in der relativen Permeabilität  $\mu_r$  des Ferritkerns.

## Kapitel 4

# Charakterisierung des Plasmas

In diesem Kapitel werden die mit der Helikonheizung erreichten Plasmaparameter in Abhängigkeit von den eingestellten Operationsparametern des Torsatrons dargestellt. In diesem Zusammenhang gewinnt die Methode, die im Vakuumtank platzierte Antenne mit isolierendem Bornitrid zu beschichten, an Bedeutung, da durch die Isolation entscheidende Dichteerhöhungen gegenüber dem Fall der nicht isolierten Antenne erzielt wurden. In Kapitel 4.1 werden die erreichten Plasmadichten  $n_e$  und Temperaturen  $T_e$  aus dem Interferometer und den Sonden, präsentiert. Die Kapitel 4.2 und 4.3 behandeln die räumlichen Profile der Elektronendichte bei unterschiedlichen Parametern. Aufgrund der Form des Radialprofils kann direkt auf die Kopplungsart der Heizung geschlossen werden [49]. Radialprofile, die im Plasmazentrum eine höhere Elektronendichte aufweisen als am Plasmarand, deuten auf die zentral heizende Helikonwelle hin. Der Kopplungsmodus wird als Helikonmode bezeichnet. Falls sich Dichtepeaks am Plasmarand, also im Bereich der Feldlinien, die sich mit der Antenne überlagern, zeigen, so deutet dies auf einen induktiven Modus hin. Prinzipiell können auch beide Kopplungen in einer Kombination auftreten. Im Abschnitt 4.4 werden die Ergebnisse von Messungen mit dem Hochfrequenztransformator vorgestellt. Diese sollen Aufschluß über den Strahlungswiderstand und damit die abgestrahlte Leistung der Antenne geben. Im Abschnitt 4.5 wird auf Ergebnisse aus Messungen mit anderen Anregungsfrequenzen eingegangen. Dabei soll geprüft werden, ob die Möglichkeit besteht, Wellenenergie in eine andere für das Plasma charakteristische Frequenz, beispielsweise der unteren Hybridfrequenz oder der Ionenzyklotronfrequenz, einzukoppeln.

### 4.1 Erreichte Plasmaparameter

Zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit einer Helikonheizung in toroidaler Geometrie sind die erreichten Plasmaparameter ausschlaggebend.

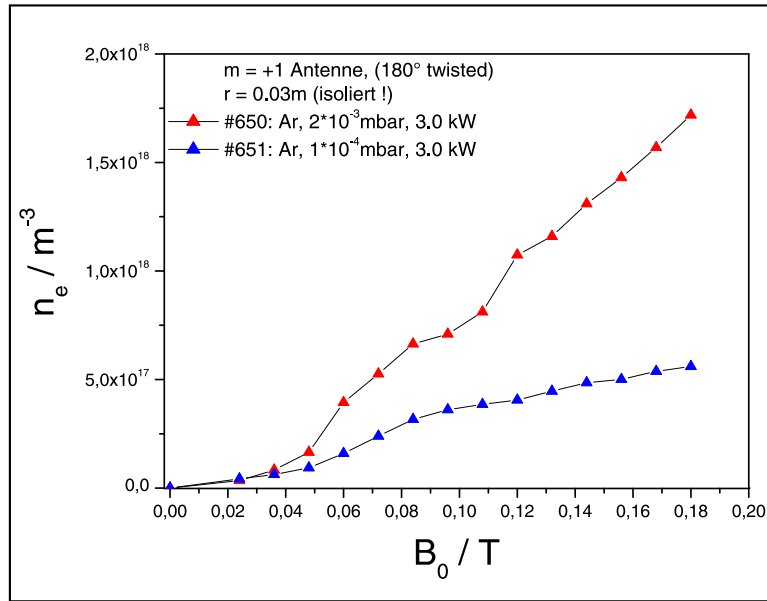
### 4.1.1 Mittlere Dichte aus Interferometermessungen

Zur Untersuchung des erreichbaren Dichtebereichs wurden folgende Operationsparameter der Entladung variiert: Der Neutralgasdruck, die Gasart, die Heizleistung, die Magnetfeldstärke  $B_0$ , der Antennenradius sowie die Antennenbeschichtung.

Im gesamten Bereich der Variationen des Gasdrucks brennen stabile Entladungen. Bei zwei Werten wurden in der Regel Experimente durchgeführt. Als hoher Druck gilt  $1-2 \times 10^{-3}$  mbar. Dies ist gleichzeitig ein Bereich, bei dem die Entladung schon bei sehr kleinen Magnetfeldstärken von 24 mT zündet. Bei dem zweiten Wert von  $10^{-4}$  mbar zündet das Plasma erst bei größeren Magnetfeldstärken von etwa 70 mT. Dafür erscheint hier die Leuchterscheinung des Plasmas sehr viel homogener. Dieser Druck wird für turbulenzrelevante Messungen verwendet und bedarf daher einer genaueren Untersuchung. Als Neutralgase standen Helium und Argon zur Verfügung. Die Heizleistung konnte bei 27.12 MHz bis 3 kW cw-Leistung praktisch stufenlos eingestellt werden. Hier werden Daten bei 1.5 und 3 kW gezeigt. Der Spulenstrom konnte bis 700 A eingestellt werden, was einer Feldstärke von 180 mT entspricht.

Der Antennenradius ist keine flexible Größe, dennoch wurden zu Testzwecken auch kleinere Antennen gebaut, die dann den Bereich ungestörter Flußflächen reduzieren und den Einschluß verschlechtern. Die Antennen hatten Radien von 3, 8 und 12 cm. Sie werden in dieser Reihenfolge mit klein, mittel und groß bezeichnet. Der Radius der Antenne kann technisch bedingt nicht größer als 12 cm gewählt werden, da die Flanschgröße beim Einbau die relevante Limitierung darstellt. Alle Antennen sind vom Typ Nagoya III (siehe Kapitel 3.2.3), sie haben daher eine  $180^\circ$  Verdrillung in toroidaler Richtung, ihre Länge beträgt 20 cm und soll in einfacher Abschätzung die Bedingung  $L \leq \frac{\lambda}{2}$  erfüllen. Für die Wahl der Antennenbeschichtung gibt es nur beschichtet oder nicht beschichtet. Der Auftragungsprozeß der Bornitridsuspension wurde mit Hilfe von Airbrush-Technik mehrfach wiederholt, bis viele, sehr dünne Lagen eine homogene, elektrisch gut isolierende Oberfläche ergaben.

Die Messungen mit der *kleinen, isolierten Antenne* beschränken sich auf eine Heizleistung von 3 kW und Argon als Neutralgas (Abbildung 4.1). Höhere Neutralgasdichten haben bei gleicher Leistung höhere Elektronendichten zur Folge. In Argon skaliert diese nahezu linear mit dem Magnetfeld, was nach der Helikondispersionsrelation (2.19) erwartet wird. Weiterhin deuten sich in der Messung bei hohem Druck Dichtesprünge bei etwa 50 und 110 mT an, deren Erscheinen qualitativ mit Hilfe von Gleichung (2.20) und (2.22) verstanden werden kann. Für die quantitative Auswertung dieser Erscheinung werden in Kapitel 5 Ergebnisse, die mit der großen Antenne erhalten wurden, verwendet. An dieser Stelle soll lediglich hervorgehoben werden, daß Dichtesprünge bei kleinem Druck nicht sichtbar sind. Die maximale Dichte, die mit der kleinen Antenne erreicht wurde, liegt bei etwa  $1,75 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ . Sie stellt einen Mittelwert über das ganze Profil dar. Bei



**Abbildung 4.1:** Liniengemittelte Dichte in Abhängigkeit vom Magnetfeld bei zwei Werten für den Neutralgasdruck. Verwendet wurde die kleine Antenne mit Radius  $r = 3$  cm.

den Messungen mit der *mittleren Antenne* in Abbildung 4.2 wurden mehrere Parameter variiert. Dargestellt sind die Fälle mit isolierter und nicht isolierter Antenne bei zwei Leistungen, Gasen und Drücken. Im Fall der nicht isolierten Antenne kann bei  $10^{-4}$  mbar und  $10^{-3}$  mbar Argon bei hoher Leistung und hohem Magnetfeld eine Dichte von knapp  $4 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  nicht überschritten werden. Es wird bei Leistungsverdopplung eine Dichteverdopplung erzielt. Beim Vergleich der Gase liegt Helium fast immer unter der Dichte von Argon bei gleichen anderen Operationsparametern. Wird die Antenne isoliert, so liegen die Werte im kleinen Druckregime über denen beim Fall der nicht isolierten Antenne. Bei Argon sind kaum Dichteunterschiede zwischen kleiner und großer Leistung zu erkennen. Erst bei  $2 \times 10^{-3}$  mbar überschreitet Argon die Marke  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  und stellt die größte Liniendichte mit der mittleren Antenne dar.

Die Messungen mit der *großen Antenne* in Abbildung 4.3 zeigen die gleichen Tendenzen wie die der mittleren. Für Argon unterscheiden sich die Dichten bei kleiner und großer Leistung im nicht-isolierten Fall nicht wesentlich. Wie bei der mittleren Antenne verschwindet im isolierten Fall die Leistungsabhängigkeit bei einem Druck von  $10^{-4}$  mbar. Bei  $2 \times 10^{-3}$  mbar ist die Dichte deutlich von der Leistung abhängig und es werden Spitzendichten bis  $7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  erreicht. Helium zeigt in allen vier Fällen eine Leistungsabhängigkeit, fällt aber genauso wie bei den anderen Antennen absolut gesehen unter die Dichten von Argon.

Die Hauptanforderung an die Plasmaquelle ist, eine möglichst hohe Dichte bei gegebener Leistung zu erzielen. Dies wird, wie demonstriert, in den meisten Fällen durch elektrische Isolation

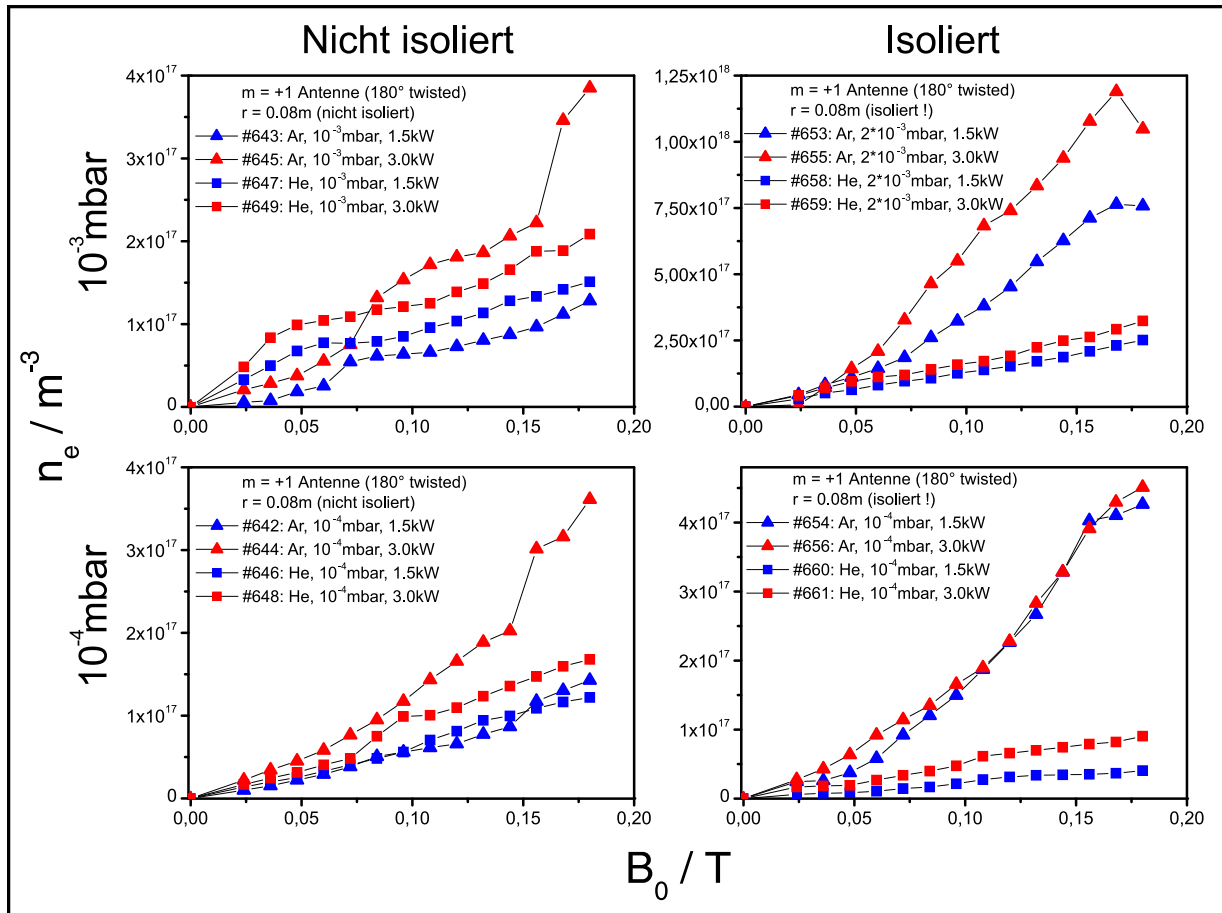


Abbildung 4.2: Dichte in Abhängigkeit vom Magnetfeld für die mittlere Antenne. (Nicht isoliert: links, isoliert: rechts, hoher Druck: oben, niedriger Druck: unten)

der Helikonantenne erzielt. Auch in linearen Experimenten werden Plasmen, deren Energie aus Helikonwellen stammt, mit Dichtebereichen von knapp  $10^{19} m^{-3}$  assoziiert [17, 19, 14, 15, 49]. Induktiv dominierte Plasmen erreichen deutlich kleinere Dichten [16] bei gleichen verwendeten Leistungen. Daher ist eine vorläufige Klassifizierung der Quelle als Helikonquelle zulässig. Offen bleibt noch die Klärung der Frage, ob sich Anteile von induktiver Kopplung und Helikonwellenkopplung unterscheiden lassen. Daher wird in Kapitel 4.2 auf die Form der Radialschnitte eingegangen, die die Merkmale von induktiver Kopplung und Wellenkopplung zeigen.

Die Notwendigkeit der Antennenisolation bzw. der räumlichen Trennung von Antenne und Plasma kann mehrere Gründe haben. In [28] wird die Rolle von sogenannten Trievpiece-Gould Moden (TG Moden) bei Helikonquellen diskutiert. Sobald der Propagationswinkel zwischen dem Wellenvektor der Helikonwelle und dem Magnetfeld verschwindet, ist der Charakter der Welle rein elektromagnetisch. Auf der anderen Seite kann bei nicht verschwindendem Winkel ein elek-



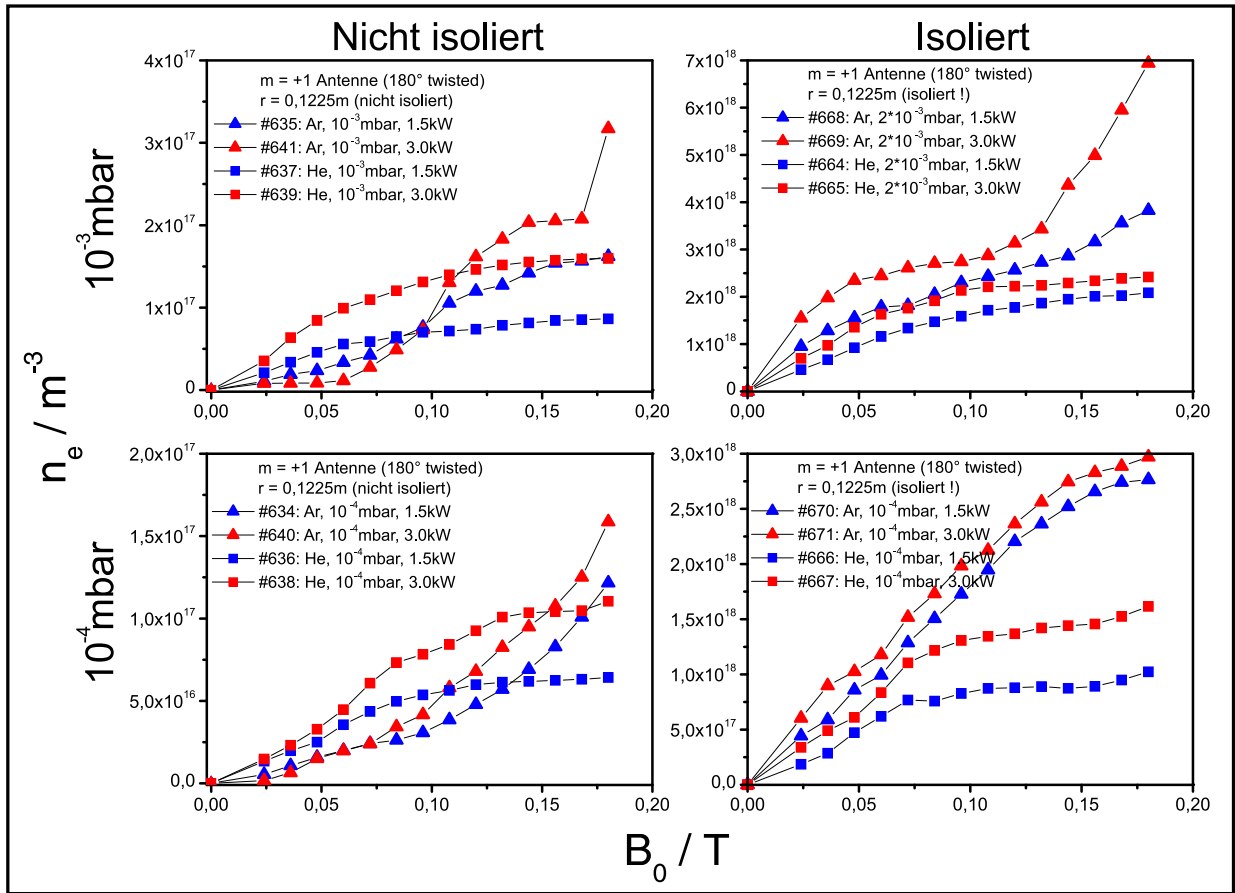
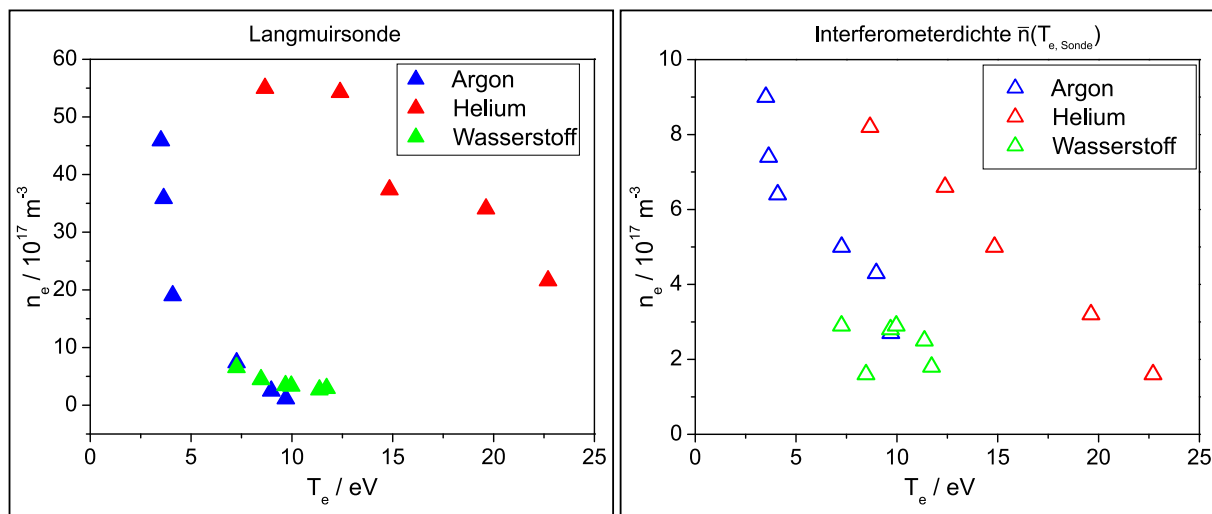


Abbildung 4.3: Dichte in Abhängigkeit vom Magnetfeld für die große Antenne. (Nicht isoliert: links, isoliert: rechts, hoher Druck: oben, niedriger Druck: unten)

trostatischer Anteil mit  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{k}$  auftreten. TG Moden sind also elektrostatische Raumladungswellen, die nach [28] eine sehr kurze parallele Wellenlänge von wenigen Zentimetern aufweisen. Wenn sich eine unisolierte Antenne der Länge  $L = 20$  cm im Plasma befindet, so kann diese über ihre Oberfläche elektrostatische Anteile kurzschließen oder deren Anregung verhindern. Die Überlegung ist mit der These, daß die TG Moden sich nahezu ausschließlich in der Plasmarandschicht befinden, durchaus vereinbar, da sich der Antennenkörper ebenfalls in der Randschicht befindet. Experimentell ist die Existenz von elektrostatischen Moden in der Plasmarandschicht in TJ-K nicht nachgewiesen worden.

Ein weiteres Argument für die Antennenisolation ist die Verhinderung oder Erschwerung von parasitären Entladungszuständen, die beispielsweise von der Antenne zur Wand oder zum Flanschdeckel hin brennen können. Daher müssen die Antennenzuführungen ebenso isolierend beschichtet und zusätzlich geschirmt werden. Derartige kapazitive Entladungen werden bei grö-

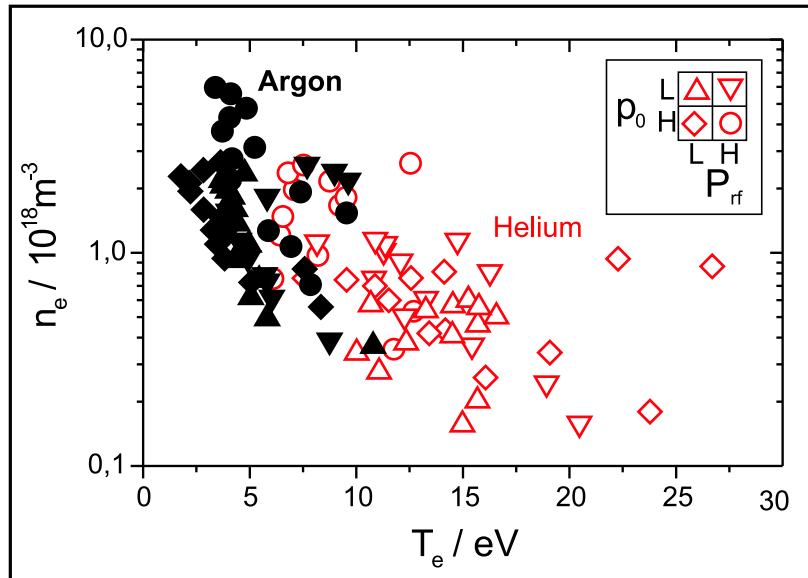


**Abbildung 4.4:** Links: Dichten und Temperaturen in Argon, Helium und Wasserstoff als Fitergebnisse aus Langmuirsondenmessungen. Das Plasma wurde mit der großen Antenne erzeugt. Rechts: Zum Vergleich sind gemessene Interferometerdichten, die absolut geeichte Dichtemittelwerte sind, gegen die Temperaturen aus dem Sondenfit aufgetragen.

ßeren Magnetfeldern aber irrelevant, da das Magnetfeld die mittlere freie Weglänge verringert und die kapazitiven Anteile damit unterdrückt. Falls die Antenne allerdings Feldlinien schneidet, sind diese unterbrochen und der Einschluß schlechter. Kapazitive Entladungen können in dem Fall nicht ganz ausgeschlossen werden. Ein präziser Einbau der Antenne parallel zu den Feldlinien muß daher immer erfolgen.

#### 4.1.2 Dichte- und Temperaturmessungen mit Langmuirsonden

Messungen der lokalen Dichte und Elektronentemperatur wurden mit einer Langmuirsonde durchgeführt. Die Abbildung 4.4 zeigt die Dichten und Temperaturen als Ergebnis aus Fits an Kennlinien (6.1), die mit Langmuirsonde aufgenommen wurden. Die Sonde befindet sich nahezu im Plasmazentrum. Die Kennlinien wurden in Plasmen gemessen, die mit der großen Antenne in Argon, Helium und Wasserstoff erzeugt wurden. Zugehörige Interferometermessungen, die zuverlässige Absolutwerte liefern, wurden zeitgleich aufgenommen und sind in den Abbildungen 4.4 gegen die Temperaturen aus den Sondenmessungen aufgetragen. Die Elektronendichten aus dem Sondenfit sind als Absolutwerte nicht sehr genau und werden, wenn beispielsweise ein Profil gemessen wurde, an die Interferometerwerte angepaßt. In der angestellten Meßkampagne stand eine neue Magnetstromanlage mit Strömen bis 1200 A, was einer Feldstärke von 288 mT entspricht, zur Verfügung. Außerdem ist die Neutralgasanlage um Wasserstoff erweitert worden. Die gewähl-



**Abbildung 4.5:** Weitere Dichten und Temperaturen in Argon und Helium. Sie wurden für kleinen ( $p_0$ : L,  $10^{-4}$  mbar) und großen ( $p_0$ : H,  $10^{-3}$  mbar) Druck, sowie bei kleiner ( $P_{rf}$ : L, 1,5 kW) und großer ( $P_{rf}$ : H, 3,0 kW) Leistung aufgenommen. Die Daten entstammen [6].

ten Drücke sind  $10^{-4}$  mbar und  $10^{-3}$  mbar, die Leistungen 1,5 kW und 3 kW. Beim Magnetfeld sind Schritte von 24 mT gemacht worden.

In Abbildung 4.4 erkennt man, daß Wasserstoff viel kleinere Dichten als Helium und Argon hat. Die lokalen Dichten in Argon können bei großem Magnetfeld bis  $5 \times 10^{18} m^{-3}$  steigen, dabei sind die Temperaturen bei etwa 4 eV eher klein. In Helium liegen die lokalen Dichten maximal bei  $5,5 \times 10^{18} m^{-3}$ , die Temperaturen bei maximal 23 eV. Auch hier werden mit steigendem Magnetfeld die Dichten erhöht, was ebenfalls konsistent mit den Interferometermessungen ist. In Wasserstoff liegen alle Werte fast im gleichen Bereich bei  $5 \times 10^{17} m^{-3}$  und maximal 10 eV. Die Variation des Magnetfeldes hat in Wasserstoff keinen Einfluß auf die Dichten. Auch dies ist ein Ergebnis aus der Interferometermessung, die in Abschnitt 4.1.1 vorgestellt wurde.

Die Messungen zeigen außerdem, daß für Argon und Helium tendenziell bei niedriger Dichte eine hohe Temperatur vorliegt und andersherum. Das Resultat ist qualitativ konsistent mit den Ergebnissen aus der kombinierten Teilchen- und Energiebilanz [8]. In Abbildung 4.5 sind die mit Langmuirsonde gemessenen Parameter für Helium und Argon aus [6] aufgetragen. Auch hier zeigen sich die gleichen Tendenzen, wie in Abbildung 4.4. Wird der Neutralgasdruck klein gewählt, ist die auch die Elektronendichte kleiner als sie bei hohem Neutralgasdruck wäre. Dann ist die Temperatur meist größer. Eine Variation der Leistung verändert beide Größen gleichermaßen. Bei steigender Leistung steigt in Argon und Helium die Dichte. Aber auch bei kleiner Leistung

kann die Dichte klein werden und die Temperaturen groß. Die Dichte wird durch die Einschlußzeit vorgegeben. Steigt das Magnetfeld, dann steigt die Einschlußzeit und damit die Dichte. Sobald aber die Dichte steigt, erhöht sich die Zahl der Anregungsstöße zwischen Elektronen und den Ionen und Neutralen. Dadurch kommt es zu einem erhöhten Strahlungsverlust, der ein Absinken der Elektronentemperatur zur Folge hat. Hohe Dichte hat also kleine Temperaturen zur Folge, kleine Dichten bedeuten nach diesem Modell große Temperaturen. Diese Tendenz wird durch die Sondenmessungen bestätigt und kann gut anhand Abbildung 4.4 nachvollzogen werden. Wasserstoff hat also immer kleine Dichten, aber hohe Temperaturen, während Argon hohe Dichten und kleine Temperaturen hat. Helium bewegt sich dazwischen und kann gleichermaßen hohe Dichte und Temperatur haben (siehe auch [8]). Ein Vergleich der gemessenen Interferometerdichten mit denen im Abschnitt 4.1.1 zeigt gute Übereinstimmung.

## 4.2 Radiale Dichteprofile

Die Messung von radial aufgelösten Dichteprofilen ist wichtig zur Charakterisierung der Kopplungsmechanismen zwischen Antenne und Plasma. Wie bereits erwähnt, ist ein Dichtemaximum in der Plasmamitte ein Hinweis auf Heizung durch die Helikonwelle. Falls man Peaks an den Berandungen findet, so deutet das auf den induktiven Anteil der Plasmaerzeugung hin. Ein zentrales Dichtemaximum muß der magnetischen Achse folgen, wenn diese verschoben wird. Dies erlaubt einen experimentellen Test, ob das Dichtemaximum wirklich von der zentral heizenden Helikonwelle stammt. Beim Torsatron TJ-K kann die magnetische Achse über den Wert  $R_V$  horizontal verschoben werden.

Aus diesen Messungen existieren für alle Gase Radialprofile für zwei Magnetfeldkonfigurationen. Alle wurden mit der *großen Antenne* gemessen. Die Profile wurden bei einem Druck von  $10^{-3}$  mbar aufgenommen. Bei einem Wert von  $R_V = 0,48$  liegt die Achse bei 0,70 m, es existieren wenig geschlossene Flußflächen. Bei  $R_V = 0,57$  ist die Achse zentral bei 0,64 m auf der Torusmitte positioniert (vergleiche Abbildung 3.2). Die Messungen sind am äußeren Port durchgeführt worden. In den Abbildungen 4.6 bis 4.8 sind die zentralen Maxima mit einem **H**, die induktiven Anteile mit einem **I** gekennzeichnet.

Die Profile in *Wasserstoff* sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Sehr auffällig sind hier die überwiegend hohlen Profilformen, die bei  $R_V = 0,57$  deutlich auf einen überwiegenden, induktiven Anteil hinweisen. Da die Schnitte durch die Flußflächen keine einfachen Kreise sind, wird die Antenne, an der die induktiven Anteile lokal entstehen, verzerrt abgebildet. Die induktiven Peaks am Rand der Profile müssen daher nicht einen Abstand gleich dem Antennendurchmesser haben. Werte für den Radius der abgebildeten Antenne ergeben sich bei  $R_V = 0,57$  zu 10 cm bei 72 mT

und 11 cm bei 120 mT. Das ist mit dem echten Radius der verwendeten Antenne von 12 cm nahezu identisch. Bei  $R_V = 0,48$  sind die Maxima deutlich nach außen verschoben, aber auch auf der Innenseite existieren noch schwächere Abbilder der Antenne. Insgesamt ist die Gesamtdichte bei gleichen Operationsparametern deutlich kleiner als bei den anderen Gasen. Wasserstoffplasmen sind also induktive Plasmen, da sie kleinere Dichten und ausgehöhlte Profile haben. Die Lage der induktiven Peaks sollte bei den anderen Gasen die gleiche sein. Daher kann die Messung in Wasserstoff dieser Positionen benutzt werden.

Die Profile in *Helium* sind in Abbildung 4.7 zu sehen. Heliumplasmen sind bei  $R_V = 0,57$  zentral maximal und daher von der Helikonwelle erzeugt. Bei  $R_V = 0,48$  ist diese Aussage nicht zulässig, ein Trend zum induktiven Charakter scheint hier vorzuliegen. Bei  $R_V = 0,57$  liegen in der Messung bei 72 mT (#1633) und bei 120 mT (#1634) die zentralen Maxima sehr schön auf der Achse. Bei 24 mT (#1632) läßt sich die kleine Abweichung mit schwachem Magnetfeld erklären. Die Separatrix ist sehr schön ausgebildet. Dies ist mit der der besseren Magnetisierung von Helium zu begründen. Bei  $R_V = 0,48$  ist die Achse nach außen verschoben. Ein zentrales Helikonplasma ist fast nicht mehr zu finden. Bei diesem Wert von  $R_V$  sind die Profile schwer zu interpretieren, da die noch geschlossenen Flußflächen klein sind. Die Heizung kann so auf offenen Feldlinien erfolgen, die möglicherweise auf magnetischen Inseln liegen. Dennoch werden auch wie in Wasserstoff induktive Peaks gefunden, deren Abstand zum abgebildeten Radius der Antenne führt. es lassen sich Werte von 7 cm und 8 cm ablesen. Diese sind etwas kleiner als die Bilder der Antennenradien in Wasserstoff.

In Abbildung 4.8 sind die Profile in *Argon* zu sehen. Sie haben ihr Maximum in der Nähe der magnetischen Achse (24 mT: #1639, 72 mT: #1641), nur bei 120 mT (#1642) ist das Maximum etwas weiter nach außen verschoben. Durch die Verschiebung der Achse nach außen (#1212, #1306, #1307) treten auf der Innenseite Maxima hinzu, die durch induktive Einflüsse der Antenne erzeugt werden. Sie ergeben einen abgebildeten Antennenradius von 11 cm, was mit obiger Messung übereinstimmt. Argonplasmen zeigen ihr Dichtemaximum in der Mitte und sind daher von der Helikonwelle erzeugt. Dieser Zustand läßt sich offenbar durch die magnetische Konfiguration beeinflussen. Die Magnetisierung der Ionen in Argon ist schlechter als in den anderen Gasen. Das hat größere Larmorradien zur Folge, es finden also mehr Stöße pro Gyrationperiode statt. Daher ist die Separatrix weniger scharf abgebildet als beispielsweise in Helium.

Die Profilmessungen zeigen insgesamt, daß in Argon und Helium zum Großteil die Helikonentladung das Plasma erzeugt, während die Wasserstoffentladung induktiv ist. Bei einigen Parametern bildet sich der induktive Heizanteil, der auch in Argon und Helium existiert, auf komplizierte Weise auf die Profile ab. In den meisten Fällen läßt sich der Anteil durch Dichteerhöhungen am Rand des Profils wiederfinden.

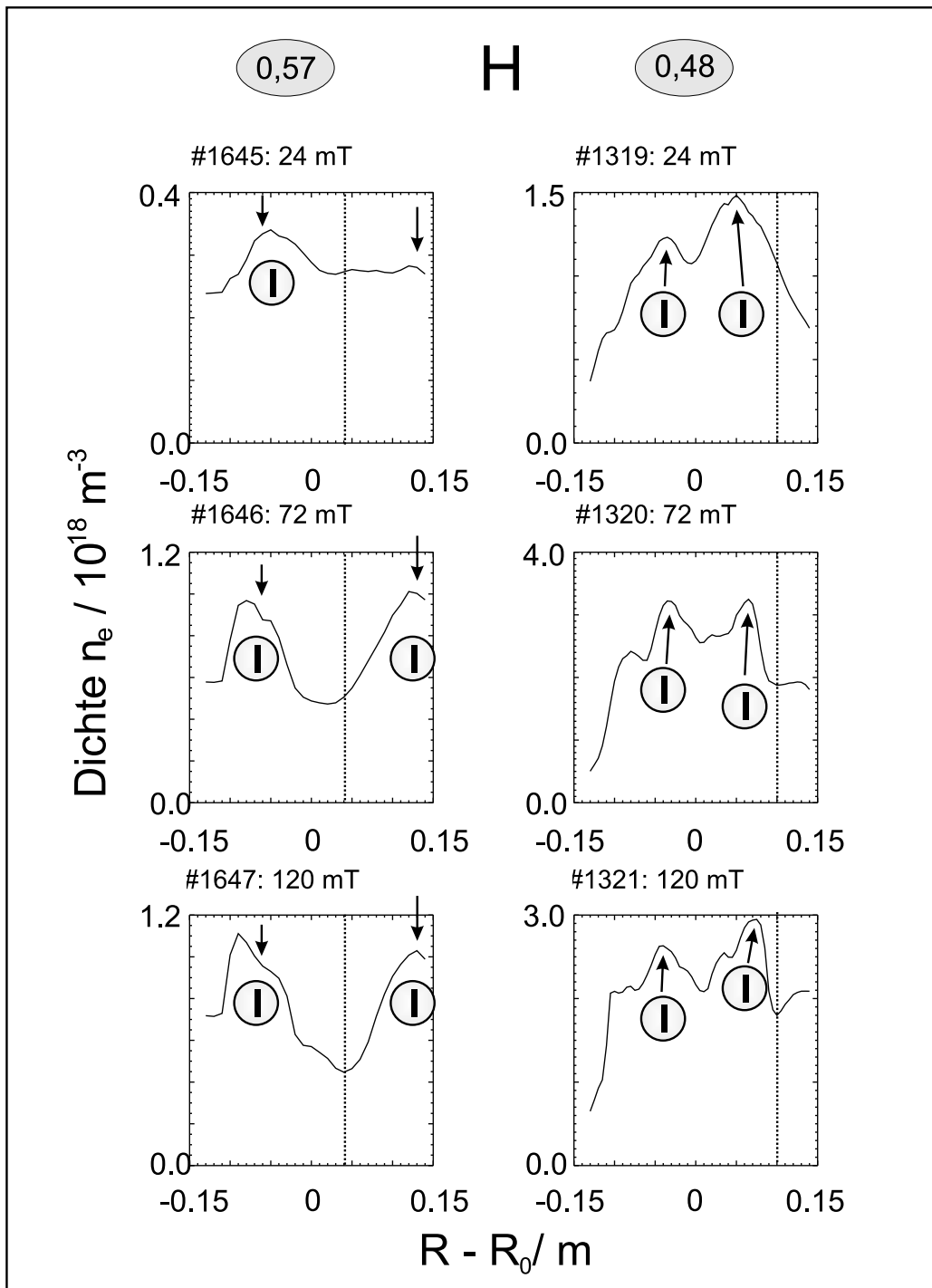


Abbildung 4.6: Radialprofile der Dichte für Wasserstoff (Links:  $R_V = 0,57$ ; Rechts:  $R_V = 0,48$ ) bei einem Druck von  $10^{-3}$  mbar und einer Heizleistung von 2 kW. Alle Profile zeigen einen ausgehöhlten Charakter. Die Lage der magnetischen Achse ist durch die gestrichelte Linie gegeben, induktive Peaks sind mit I gekennzeichnet.

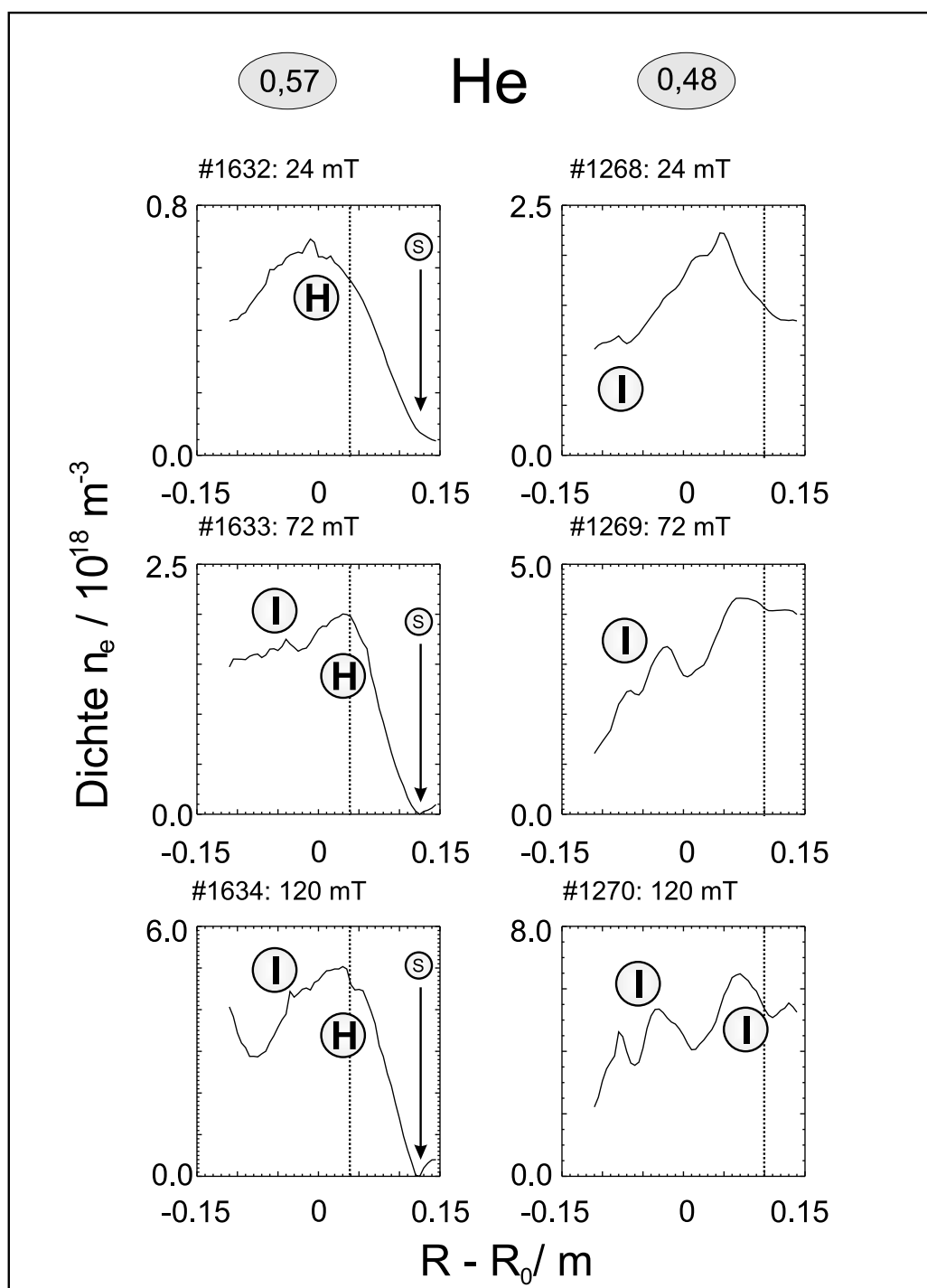


Abbildung 4.7: Radialprofile der Dichte für Helium (Links:  $R_V = 0,57$ ; Rechts:  $R_V = 0,48$ ) bei einem Druck von  $10^{-3}$  mbar und einer Heizleistung von 2 kW. Induktive Peaks sind mit **I** gekennzeichnet, das Helikonmaximum mit **H**. Deutlich zu sehen ist auch die letzte geschlossene Flußfläche, die Separatrix genannt wird. Sie ist durch Pfeile mit **S** gekennzeichnet.

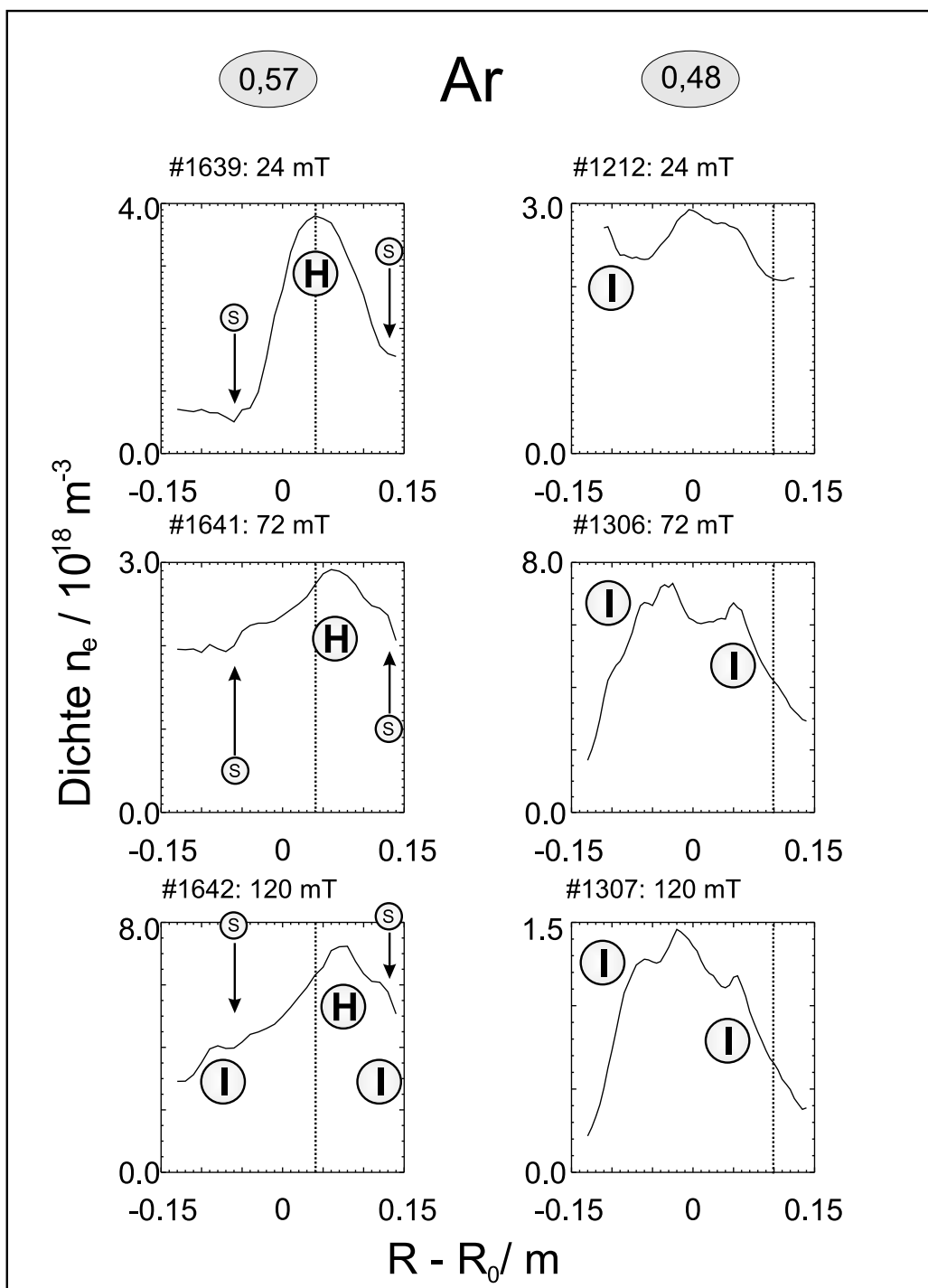


Abbildung 4.8: Radialprofile der Dichte für Argon (Links:  $R_V = 0,57$ ; Rechts:  $R_V = 0,48$ ) bei einem Druck von  $10^{-3}$  mbar und einer Heizleistung von 2 kW. Induktive Peaks sind mit **I** gekennzeichnet, das Helikonmaximum mit **H**. Die Lage der magnetischen Achse ist durch die gestrichelte Linie gegeben, die Separatrix durch Pfeile mit **S** gekennzeichnet.



### 4.3 Poloidale Dichteverteilungen

Eine vollständigere Information über die Dichteprofile erhält man durch Messungen auf einer ganzen poloidalen Fläche. In Abbildung 4.9 sind Poloidalschnitte für die drei Gase dargestellt. Sie sind alle bei hoher Leistung (2–3 kW) und relativ hohem Magnetfeld (96–120 mT) gemessen. Die höchsten vorkommenden Dichtewerte sind auf 1 normiert. In Argon folgt das Plasma sehr schön den Flußflächen. Die Ausrichtung der Antenne um die Flußflächen ist bei diesen Entladungen gut gelungen. Das Plasmazentrum liegt, wie von einer Helikonentladung erwartet wird, auf der magnetischen Achse. Diese liegt hier bei 0,66 m, was ein Stromverhältnis von  $R_V = 0,54$  bedeutet. In Helium liegen die absoluten Dichten wieder unter denen von Argon. Die Dichte folgt nicht so gut wie in Argon den Flußflächen, hat aber ebenso ein zentrales Maximum. Wasserstoff ist ein gutes Beispiel für einen induktiven Entladungskarakter, da das Profil ausgehöhlt ist. Am Rand sind die maximalen Dichten zu finden, das Plasma folgt den Flußflächen. Eine Dichtesenke befindet sich bei 0,64 m, da sich bei dieser Entladung hier die magnetische Achse befindet.

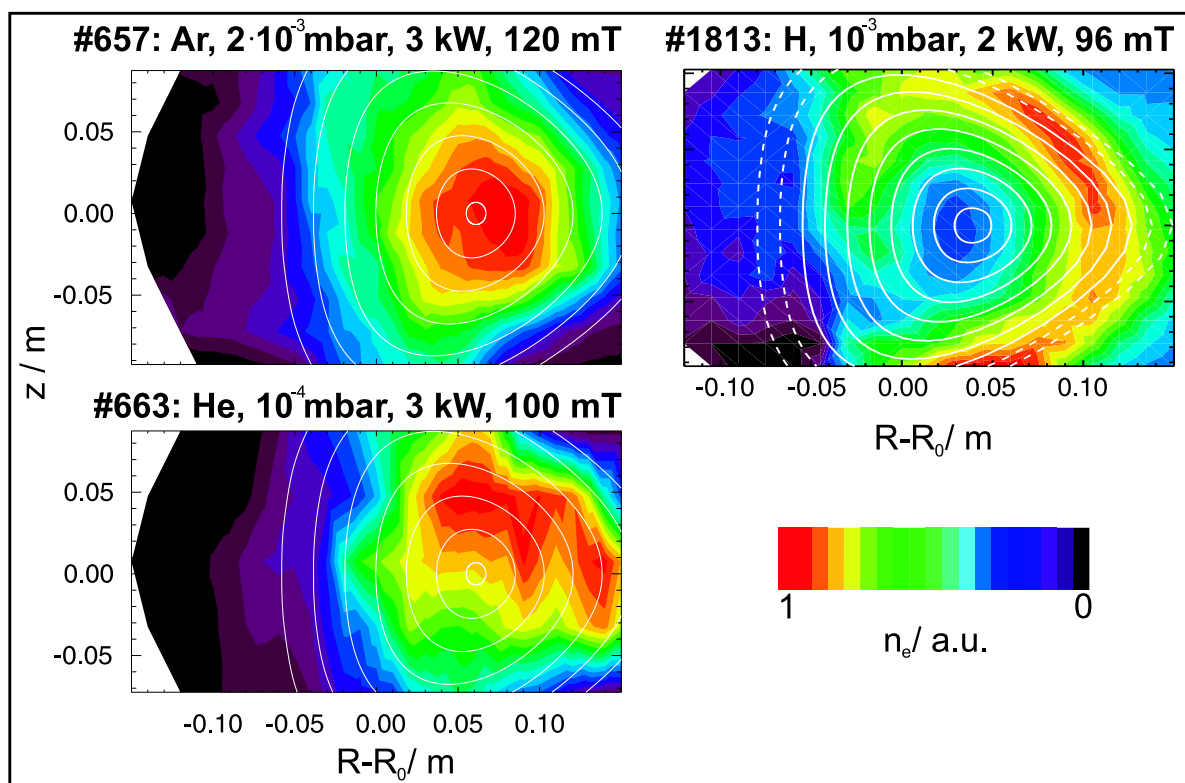
Erklärungen dafür, welchen Typ die Entladung einnimmt, müssen sich auf die Magnetisierung der Ionen beziehen. Die Theorie für Helikonwellen vernachlässigt die Ionendynamik, was in guter Näherung realistisch ist. Dennoch ist die Magnetisierung in Argon schlechter als in Wasserstoff. Daher müssen in Argon mehr Stöße pro Gyration stattfinden, da die Larmorradien in Argon größer sind. Wasserstoffionen haben kleinere Larmorradien und sind besser magnetisiert. Die Hohlprofile in Wasserstoff müssen also eine Folge davon sein, daß die Wasserstoffionen besser parallel den Feldlinien folgen als die Argonionen.

### 4.4 Messungen mit Hochfrequenztransformator

Ein weiterer Aspekt, der zum Verständnis des Einkopplungsmechanismus beiträgt, ist die von der Antenne ins Plasma abgestrahlte Leistung. Zu dieser Untersuchung wird der experimentelle Aufbau aus Kapitel 3.3.4 verwendet. Ein Hochfrequenztransformator mißt den Strom durch die Antennendurchführung. Sein Signal ist kalibriert und ausreichend gegen Hochfrequenzeinkopplung geschirmt, damit nur der induktive Anteil gemessen werden kann. Mit diesen Ergebnissen läßt sich nach Gleichung (3.19) bei gleichzeitiger Messung der hin- und rücklaufenden Leistungen der Strahlungswiderstand des Plasmas bestimmen.

#### 4.4.1 Strahlungswiderstand

In der Abbildung 4.10 ist der Strahlungswiderstand, der mit Hilfe von Gleichung 3.19 unter Berücksichtigung der Matchboximpedanz von  $2,7 \Omega$  bestimmt wurde, dargestellt. Der Widerstand bewegt sich zwischen 20 und  $30 \Omega$ . Das bedeutet, daß in diesem Zustand zwischen 85 und 90%

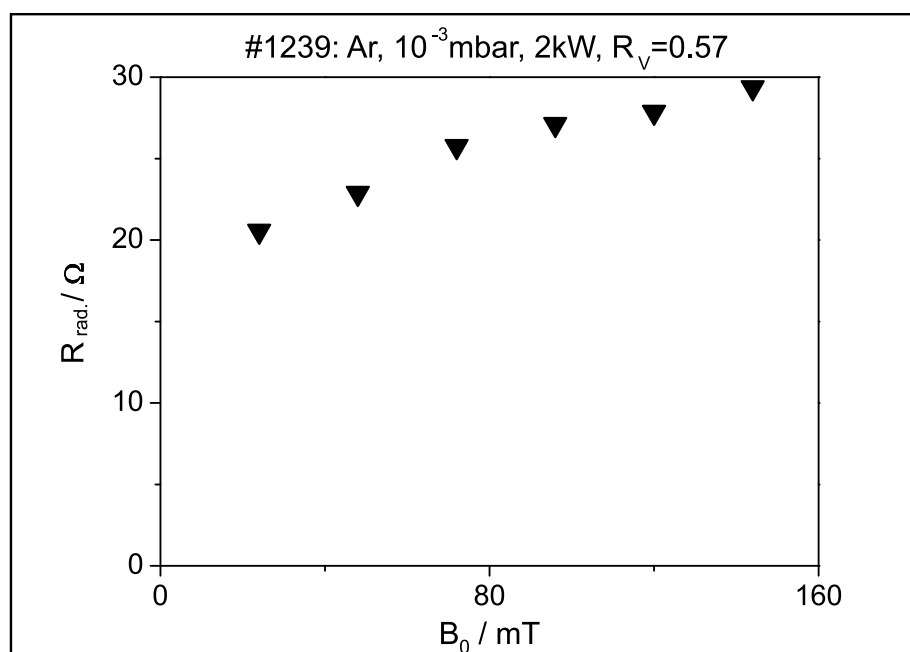


**Abbildung 4.9:** Links: Poloidalprofile in Argon und Helium. Das Dichtemaximum des Plasmas befindet sich auf der Position der magnetischen Achse. Rechts: Poloidalprofil einer induktiven Entladung in Wasserstoff. Das Profil ist hohl, am Rand ist die entlang  $B$  abgebildete Antenne zu erkennen. Die weißen Linien entsprechen gerechneten Schnitten der Flußflächen.

der zur Verfügung gestellten Energie ins Plasma abgestrahlt wird. Die Daten sind in Argon bei hohem Druck und hoher Leistung gemessen worden, das Stromverhältnis beträgt  $R_V = 0,57$ . Die gemessenen Werte sind deutlich höher als der Widerstand des Systems Antenne Matchbox, was mit dem Modell einer effektiven Wellenheizung konform ist. In einer induktiven Entladung würde kaum Leistung abgestrahlt, da dann der Wechselstrom in der Antenne über das lokale Magnetfeld um die Antenne das Plasma erzeugt.

#### 4.4.2 Auftretende Frequenzen

Mit Hilfe des Hochfrequenztransformators wurden Zeitreihen aufgenommen und nachträglich durch Fourier-Transformation auf Frequenzanteile hin untersucht. Die gemessenen Spektren sind in Abbildung 4.11 dargestellt. Sie zeigen das Auftreten von Oberwellen zur Anregungsgrundfrequenz  $f_0 = 27,12$  MHz, die somit dem Plasma ebenso als Anregungsfrequenz zur Verfügung stehen. Nach [50] ist die Produktion von Harmonischen kein Effekt der Signalverzerrung, die nach

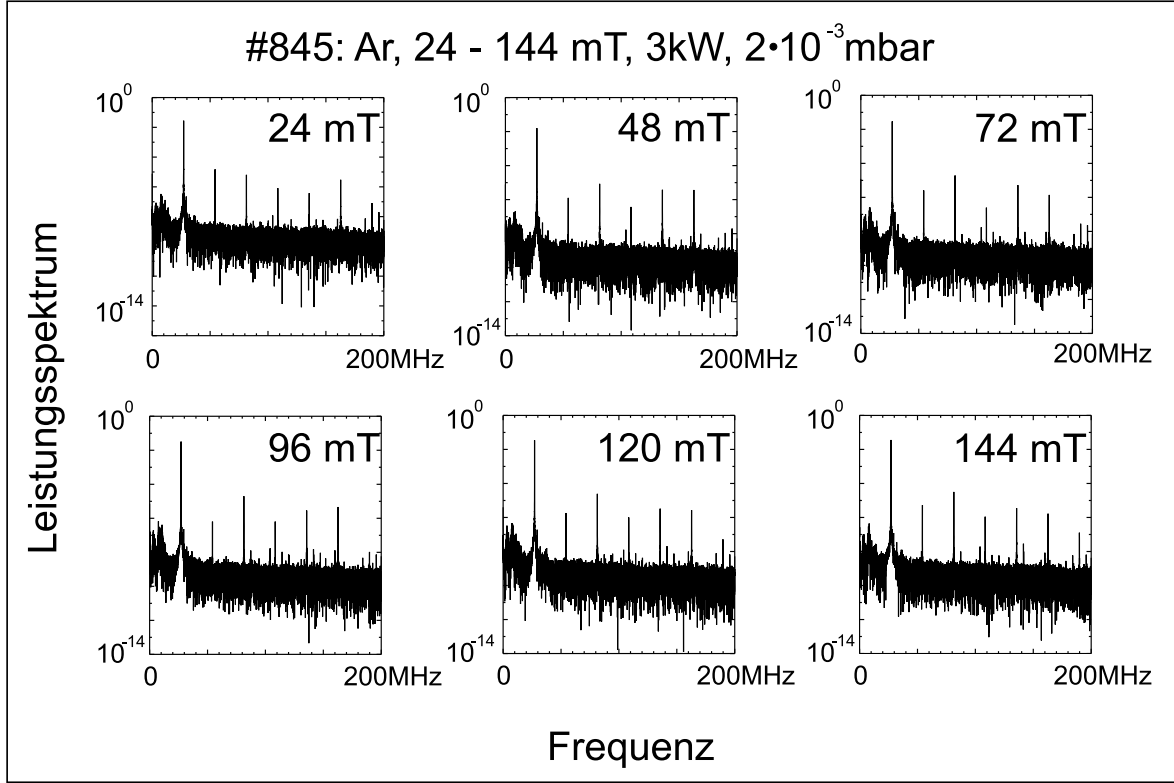


**Abbildung 4.10:** Strahlungswiderstand in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Der Widerstand bewegt sich zwischen 20 und 30  $\Omega$ . Es werden etwa 90% der bereitgestellten Leistung abgestrahlt.

sehr großer Verstärkung auftreten kann, sondern vielmehr ein nichtlinearer Ankopplungseffekt des Plasmas. Bei Abwesenheit des Plasmas und weiter eingeschalteter Hochfrequenz verschwinden die höheren harmonischen Frequenzen. Die Grundfrequenz hat in diesen Spektren bei allen Magnetfeldern die größte Leistungsamplitude. Bei Erhöhung des Magnetfeldes erkennt man eine Veränderung der Intensitätsverhältnisse zwischen den Harmonischen und der Grundfrequenz. Eine quantitative Analyse der Leistungsamplitude findet orts aufgelöst in Kapitel 6.3 statt.

## 4.5 Plasmaerzeugung bei anderen Frequenzen

In diesem Abschnitt soll die Plasmerzeugung bei anderen Anregungsfrequenzen diskutiert werden. Die Abbildung 4.12 ist nützlich, um eine Aussage über die Effizienz der Plasmaerzeugung in Helium treffen zu können. Das Sendesystem kann zwischen 2 und 30 MHz betrieben werden. In Abbildung 4.12 (oben rechts) ist das Resultat einer Meßreihe für drei Magnetfelder (24, 72 und 120 mT) gezeigt, bei der die jeweils erreichte Liniendichte gegenüber der Heizfrequenz dargestellt ist. Die Idee dabei ist, daß die erreichten Dichten ein Maß dafür sind, ob und wie gut die Welle an das Plasma angekoppelt wird. Weiterhin soll diskutiert werden, welche Ankopplungen bei anderen Anregungsfrequenzen in Frage kommen. Die Plasmafrequenzen, die für die gemessenen Dichten relevant sind, liegen weit oberhalb des einstellbaren Frequenzbereichs. Bei



**Abbildung 4.11:** FFTs der Zeitreihen, die mit Hilfe des Hochfrequenztransformators aufgenommen wurden. Deutlich erkennbar ist das Auftreten von Harmonischen bei allen gemessenen Magnetfeldern.

einer Dichte von  $10^{15} \text{ m}^{-3}$  liegt die Plasmafrequenz schon bei 200 MHz. Es können also keine Plasmaoszillationen angeregt werden. Für eine Resonanz bei der Ionenzyklotronfrequenz

$$f_{ci} = \frac{eB}{2\pi m_i} \quad (4.1)$$

folgen für die drei Magnetfelder Werte für  $f_{ci}$ . Bei 24 mT ist  $f_{ci} = 2,3 \text{ MHz}$ , für 72 mT kommen  $f_{ci} = 6,85 \text{ MHz}$  heraus, für 120 mT ergibt sich  $f_{ci} = 11,4 \text{ MHz}$ . Daher kann das gemessene Maximum bei 13 MHz in Betracht gezogen werden. Da die Rechnung mit mittleren Magnetfeldern und mittleren Dichten des Interferometers erfolgt, kann ein kleiner Fehler toleriert werden. Allerdings sinkt bei Verringerung der Magnetfeldstärke die Ionenzyklotronfrequenz. Ordnet man das gemessene lokale Maximum einer Ankopplung an die Ionenzyklotronfrequenz zu, so müßte es sich bei Verringerung der Magnetfeldstärke zu kleineren Frequenzen verschieben. Da dies nicht der Fall ist, ist diese Zuordnung nicht zulässig. Die untere Hybridfrequenz ist durch die Gleichung

$$f_{\text{LH}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\omega_{ce}\omega_{ci}} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2} \quad (4.2)$$

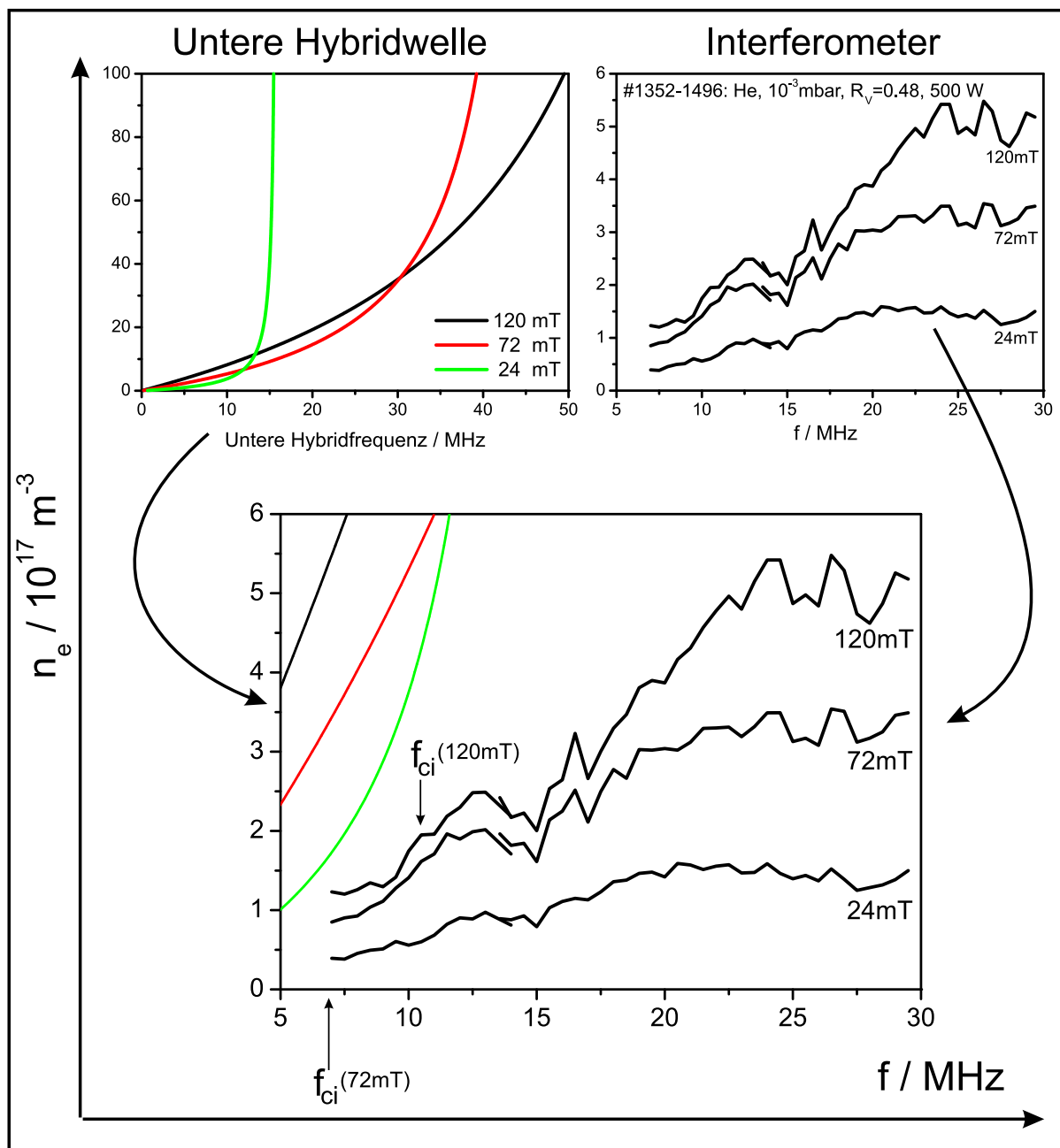
bestimmt. Nach der Gleichung (4.2) kann ein funktionaler Zusammenhang der Dichte und der Frequenz ausgerechnet werden. Dieser wird in Abbildung 4.12, oben links, dargestellt. Der nicht-linear ansteigende Verlauf der Dichte mit der Frequenz ähnelt dem bei 120 mT zwischen 7 und 24 MHz gemessenen. Dennoch sind die Dichten, die die untere Hybridfrequenz ergeben, größer als die gemessenen. Legt man die theoretischen und gemessenen Verläufe übereinander (Abbildung 4.12, unten), wird dies ersichtlich. Beiträge der Heizung bei der unteren Hybridfrequenz sind wegen der zu niedrigen gemessenen Dichten kaum zu erwarten. Dennoch darf ein Beitrag nicht ausgeschlossen werden, da die gemessenen Dichten liniengemittelte Werte sind. Durch die radiale Profilform liegen die lokalen Dichten im Plasmazentrum immer über diesen Werten.

Weiterhin besteht die Möglichkeit, den funktionalen Zusammenhang der Helikondispersionsrelation (2.19) zu prüfen. Dieser besagt, daß die Dichte  $n_e \sim \frac{1}{f}$  sein muß [51]. Bei Auftragung der Dichte gegen den Kehrwert der Frequenz ergibt sich kein linearer Zusammenhang. Allerdings kann von einer derartigen Proportionalität nur dann ausgegangen werden, wenn die anderen Größen wie Wellenlänge und Plasmaradius in (2.19) konstant sind. Dies ist hier nicht der Fall.

### Zusammenfassung bisheriger Messergebnisse

Zusammenfassend sei bemerkt, daß die abgestrahlte Leistung über induktive Ankopplung und als Helikonwellen im Plasma absorbiert wird. Argon und Helium haben deutlich größeren Helikonanteil in der Heizung. Wasserstoff hat induktiven Charakter. Dies wird durch die Form der Radialprofile belegt. Die Form kann durch Verschiebung der magnetischen Achse verändert werden. Das zentrale Dichtemaximum einer Helikonentladung kann bei zu starker Verschiebung der magnetischen Achse kleiner werden. Die Entladung nimmt dann induktiven Charakter an, der durch Dichtemaxima an der Antennenposition oder in der unmittelbaren Nähe ausgezeichnet wird.

Plasmen können auch bei anderen Anregungsfrequenzen erzeugt werden. Durch den Verlauf der Dichte in Abhängigkeit von der Frequenz kann der Einfluß einer Kopplung an die untere Hybridfrequenz nicht ausgeschlossen werden.



**Abbildung 4.12:** Darstellung der Dichte über der Frequenz in Helium. Oben links: Theoretischer Zusammenhang der unteren Hybridfrequenz, oben rechts: gemessene Daten. Unten werden die Kurven zum Vergleich übereinandergelegt. Die Ionenzyklotronresonanz ist durch Pfeile gekennzeichnet.

## Kapitel 5

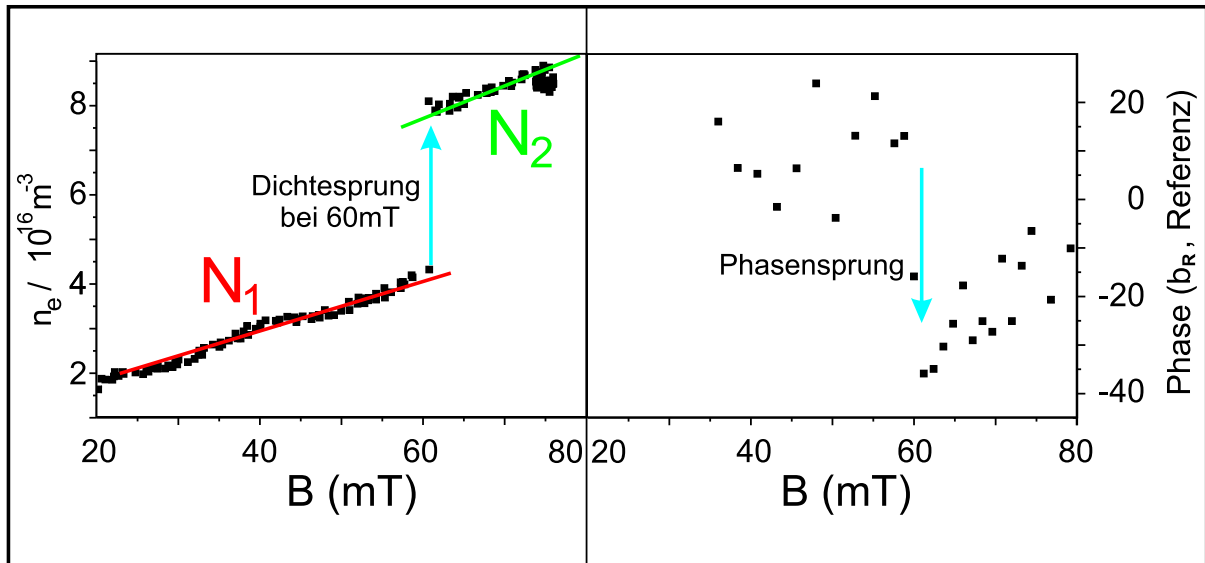
# Untersuchungen zur Dispersionsrelation

Die Dispersionsrelation der Helikonwelle soll im folgenden untersucht werden. Dazu werden nach Gleichung (2.19) Messungen der Elektronendichte in Abhängigkeit von dem angelegten äußeren Magnetfeld vorgenommen. Dichteverläufe aus Interferometermessungen werden in Kapitel 5.1 dargestellt und in Kapitel 5.2 mit der Dispersionsrelation verglichen.

### 5.1 Gemessene Dichteverläufe

Bei Dichtemessungen mit kontinuierlich steigendem Magnetfeld wurden neben einem linearen Anstieg Sprünge der Dichte beobachtet. Es gibt Experimente mit nicht isolierter und isolierter Antenne, die, wie in Kapitel 4 beschrieben, zu unterschiedlichen Dichten führen. Die Dichten bei nicht isolierter Antenne sind viel niedriger als bei isolierter Antenne.

Ein typischer Dichteverlauf ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Es findet ein linearer Anstieg mit  $B$  statt. Dieser Verlauf wird von einem Sprung unterbrochen, bei dem sich die Dichte fast verdoppelt. Die Messung wurde mit einer nicht isolierten Antenne gemacht, daher sind die Dichten relativ klein. Gleichzeitig wurde die relative Phase zwischen dem Signal der  $\dot{B}$ -Sonde aus dem Wellenfeld im Plasma und einem Referenzsignal vom Signalgenerator aufgenommen. Die Phase springt beim gleichen Magnetfeld wie die Dichte. Die mittleren Steigungen sind als Gerade durch den Ursprung eingezeichnet. Der gleichzeitige Sprung in Dichte und Phase führt auf die Interpretation der Welle als geschlossener Wellenzug. Die Randbedingung (2.20) definiert dabei die möglichen Eigenzustände. Ein Sprung in Dichte und Phase bedeutet danach, daß sich die Zahl  $N$  der parallelen Wellenlänge  $\lambda_{||}$  in einem toroidalen Umlauf um eins erhöht ( $N \rightarrow N+1$ ). Setzt man die Dichtedifferenz aus Abbildung 5.1 von  $\Delta n_e \approx 3,4 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$  in Gleichung (2.22) ein, ergibt sich ein Sprung von  $N_1 = 3 \rightarrow N_2 = 4$ . Das bedeutet, daß vor dem Sprung  $3\lambda_{||} = 2\pi R = 3,77 \text{ m}$  gilt, was einer zum Magnetfeld parallelen Wellenlänge von 1,26 m gleichkommt.



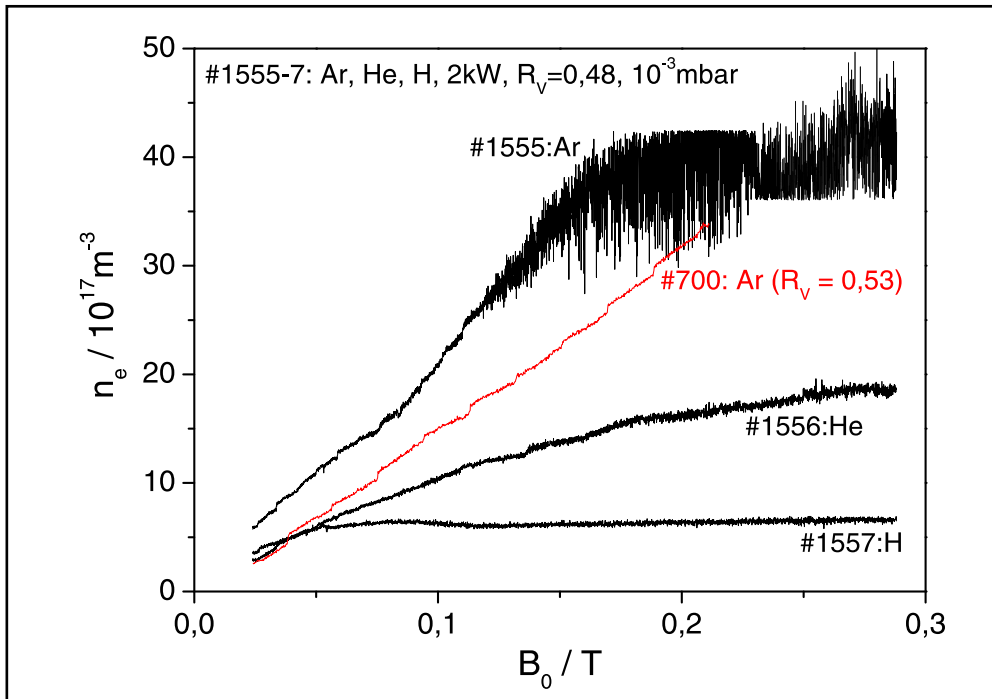
**Abbildung 5.1:** Links: Interferometerdichten als Funktion von  $B$  für eine Entladung mit nicht isolierter Antenne in Argon bei  $10^{-3}$  mbar, 2 kW und  $R_V = 0,54$ . Rechts: Relativer Phasenverlauf zwischen dem Signal der Sonde und dem Referenzsignal.

Nach dem Sprung ist  $N = 4$  und damit  $\lambda_{\parallel} = 0,94$  m. Der Brechungsindex des Plasmas springt dabei von 8,8 auf 11,8. Sobald sich die Wellenzahl ändert und die Welle an der Erzeugerantenne immer die gleiche Phase hat, ist an der toroidalen Position, an der die Messung stattfindet, auch eine Verschiebung der Phasenlage zu erwarten. Der Sprung der Phase wird ebenso beobachtet. Die entsprechende Messung ist in Abbildung 5.1 (rechts) dargestellt.

Die Spünge im Dichteverlauf wurden an verschiedenen Plasmen studiert. Weitere Experimente mit isolierter Antenne zeigen den Einfluß des Neutralgasart, sowie der Position der magnetischen Achse. In Abbildung 5.2 werden Messungen aus Magnetfeldrampen bei verschiedenen Gasen dargestellt. Die Entladungen sind in Argon, Helium und Wasserstoff. Sie wurden bei einem Stromverhältnis von  $R_V = 0,48$  gemessen, was einer Achsenposition von 0,70 m entspricht. Zusätzlich ist in der Abbildung eine Messung bei einem Stromverhältnis  $R_V = 0,53$  in rot dargestellt. Die magnetische Achse liegt dann bei 0,67 m. Bei dieser Messung sind viele Dichtesprünge sichtbar, da es sich hier um Messungen mit isolierter Antenne handelt. Die Dichten sind entsprechend fast 100mal größer. Daher erscheinen die Sprunghöhen  $\Delta n$  kleiner als zuvor in Abbildung 5.1.

Argonplasmen erreichten die höchsten Dichten. Dies ist konsistent mit vorangegangenen Parametermessungen. In Argon findet man im Bereich bis 120 mT Dichtesprünge. Im Bereich  $B > 120$  mT steigt der Fluktuationsgrad so stark an, daß Sprünge nicht mehr sichtbar sind. Ver-

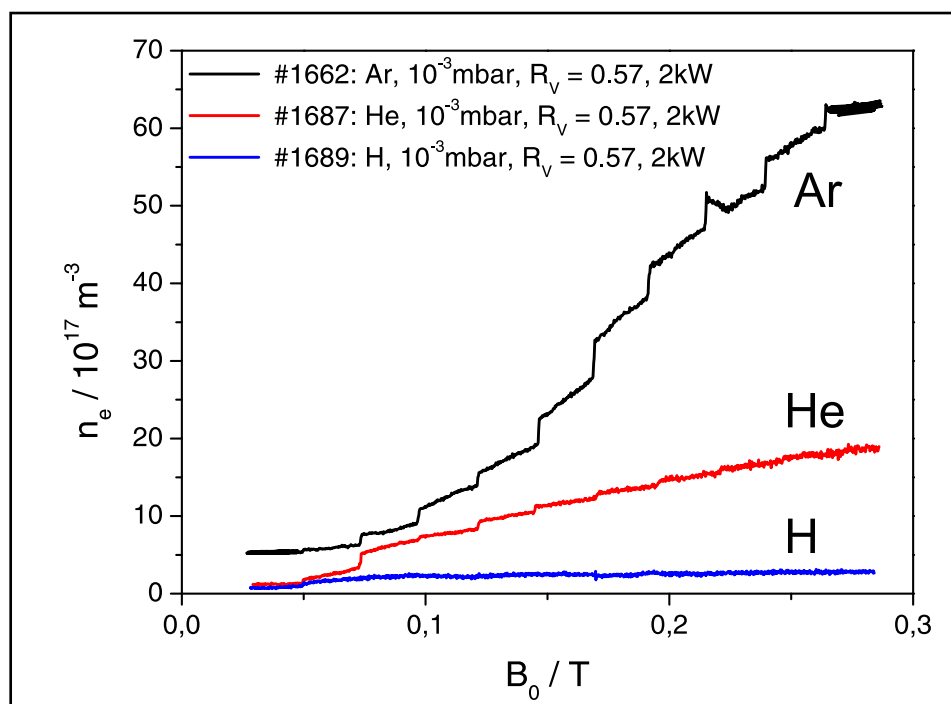




**Abbildung 5.2:** Stromrampen mit unterschiedlichen Gasen. Dargestellt für Argon, Helium und Wasserstoff bei  $R_V=0,48$  und Argon bei  $R_V=0,53$ .

gleicht man diese Kurve mit der Messung in Argon bei  $R_V = 0,53$  (Abbildung 5.2, rote Kurve), so erkennt man eine kleinere absolute Dichte, die Sprünge sind aber besser zu erkennen. Helium zeigt bei  $R_V = 0,48$  relativ zu Argon tendenziell kleinere Dichten. Sprünge sind nur bis 120 mT sichtbar und verschwinden bei größerem Magnetfeld. In Kapitel 4.3 kann man bei der Entladung in Helium einen zunehmenden induktiven Heizanteil annehmen. Dies ist ebenso mit der Interpretation der Radialprofile konsistent. Die fehlenden Sprünge bei größerem Magnetfeld deuten also auf induktive Heizung hin. Wasserstoff zeigt nach sehr kurzem Anlauf überhaupt keine Dichteabhängigkeit mehr, was charakteristisch für eine rein induktive Entladung ist. Sprünge sind ebenfalls nicht zu finden, da der Helikonanteil der Entladung nicht vorhanden ist. In Kapitel 4.3 konnte auch dies durch eine hohle Profilform bestätigt werden. Aus der Interpretation der Helikonwelle als geschlossener Wellenzug können die Sprünge erklärt werden. Treten diese weniger stark auf, wie zum Beispiel in Helium und Wasserstoff, ist anzunehmen, daß der induktive Charakter der Entladung zunimmt. Außerdem ist der  $n \sim B$  Anstieg konsistent mit der Dispersionsrelation der Helikonwelle. So ist es sinnvoll, den konstanten Verlauf der Dichte und damit die Unabhängigkeit vom Magnetfeld mit einer induktiven Entladung zu erklären.

Eine Optimierung der Messungen zeigt, daß das Stromverhältnis auf  $R_V = 0,57$  eingestellt werden muß, damit die Sprünge am besten sichtbar werden. Die magnetische Achse liegt dann bei



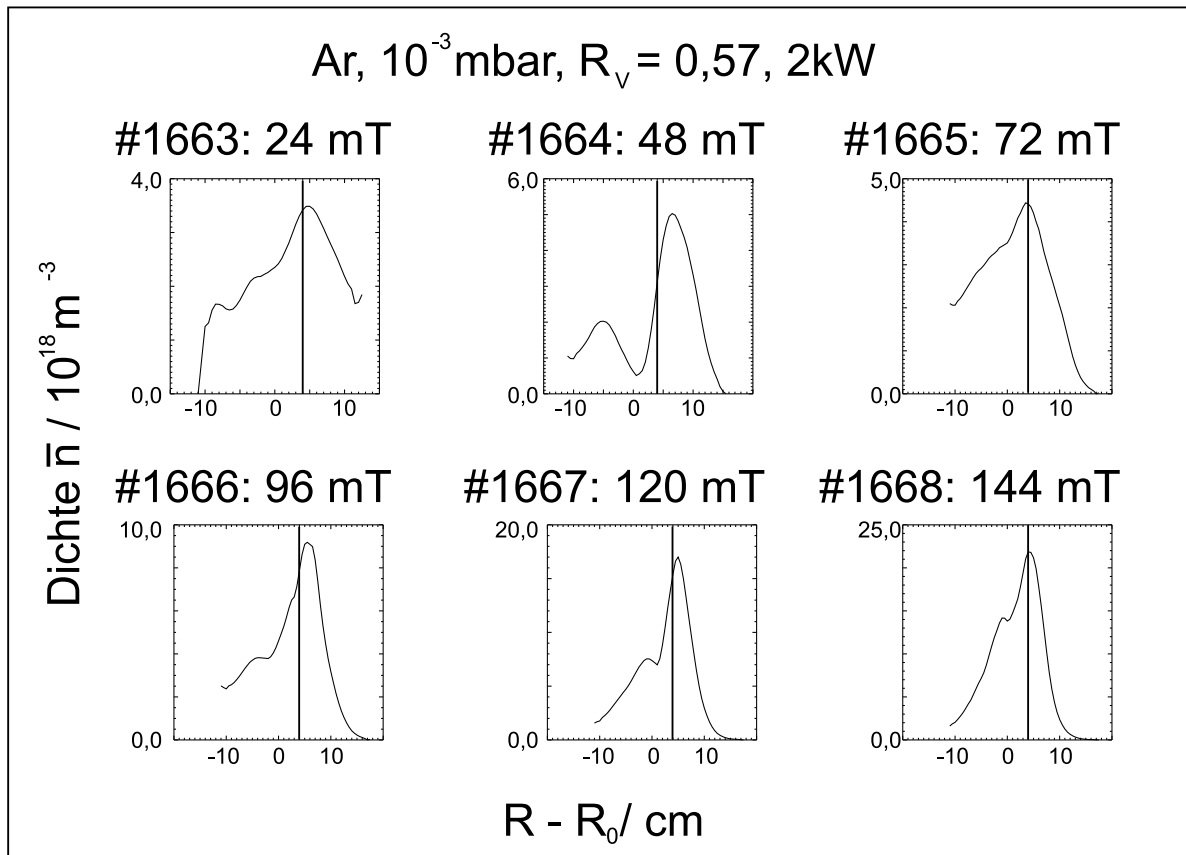
**Abbildung 5.3:** Liniendichten in Abhängigkeit vom Magnetfeld in allen Gasen bei  $R_V = 0,57$ . Die absoluten Dichten und Sprunghöhen sind sehr groß.

0,64 m und es existieren die größten geschlossenen Flußflächen. Die bei diesem Verhältnis gemessenen Dichten sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Hier sind Dichtedifferenzen an den Sprungstellen sehr deutlich sichtbar. Die Tendenz, daß Argon größere absolute Dichten als Helium und Helium größere als Wasserstoff zeigt, ist reproduzierbar. Ein Argonplasma ist demnach ein Helikonplasma, ein Wasserstoffplasma ein induktiv geheiztes Plasma. Die Entladung in Helium stellt einen Mischzustand zwischen beiden Entladungstypen dar, wobei der Übergang fließend ist und bei etwa 150 mT beginnt.

Zur Bestätigung des Helikonmodes wurden in der Argonentladung radiale Profile der Dichte mit einer Langmuirsonde aufgenommen (Abbildung 5.4). Bei allen Feldstärken befindet sich das Plasmazentrum nahe der eingestellten magnetischen Achse von 0,64 m. Die Profile sind normiert auf die gemittelten Dichten aus der Interferometermessung. Daher ergeben sich im Zentrum deutlich höhere Dichtewerte als in Abbildung 5.3.

## 5.2 Vergleich mit gerechneter Dispersionsrelation

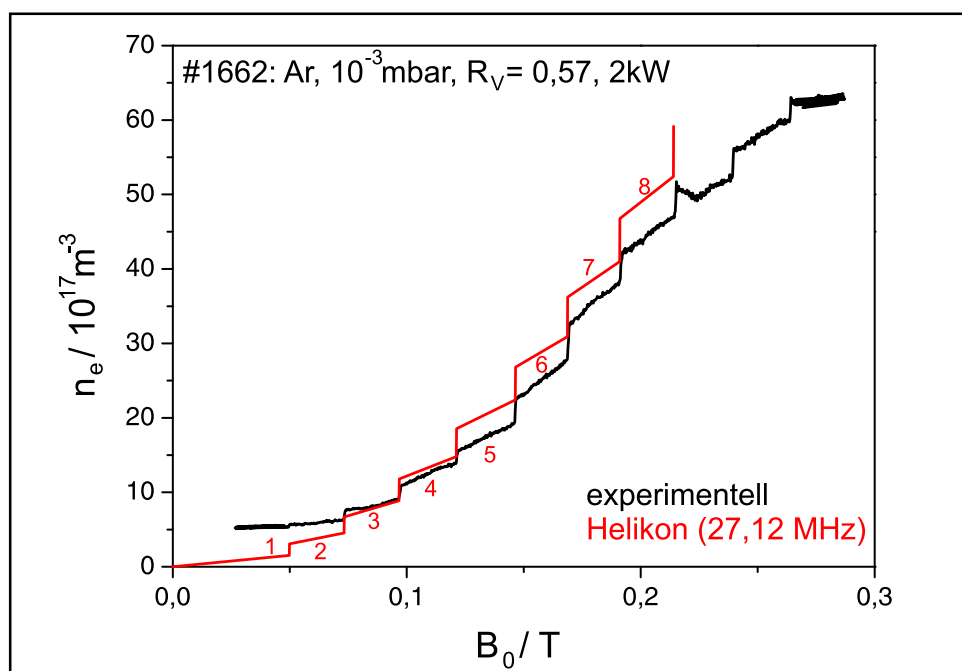
Aufgrund der Überlegungen aus Abschnitt 5.1 wird für einen quantitativen Vergleich mit der Dispersionsrelation die Messungen in Argon bei  $R_V = 0,57$  verwendet. Der Vergleich ist mit der



**Abbildung 5.4:** Radiale Dichteprofile aus einer Langmuirsondenmessung zur Bestätigung des Helikonmodes in der Argonladung in Abbildung 5.3. Alle Profile haben das charakteristische zentrale Maximum in der Nähe der eingezeichneten magnetischen Achse.

liniengemittelten Dichte angestellt. Für die Welle ist aber die lokale Dichte die relevante Größe, so daß für jeden Plasmaradius andere Bedingungen auftreten. Weiterhin unterscheiden sich die Plasmen in TJ-K von einem einfachen Zylinder, für den die Gleichung (2.19) gilt.

Dennoch kann in guter Näherung die Interferometermessung in Argon aus Abbildung 5.3 verwendet werden, um sie mit den gerechneten Dichten zu vergleichen. In Abbildung 5.5 ist der gemessene Kurvenverlauf dem theoretisch erwarteten gegenübergestellt. Die gerechneten Dichten zu den entsprechenden Magnetfeldern folgen aus Gleichung (2.19) unter Einbeziehung der periodischen Randbedingung (2.20). Für die Grundfrequenz 27,12 MHz sind die Werte durch die rote Kurve dargestellt. Es wird ein Plasmaradius von  $a = 10$  cm angenommen. Mit eingetragen sind die Vielfachen, die die beste Übereinstimmung mit dem experimentellen Verlauf der parallelen Wellenlänge ergeben. Der Verlauf wird sehr gut reproduziert, wenn man bis zu 8 Wellenzüge im Torus unterbringt. Abweichungen zwischen Theorie und Experiment lassen sich qualitativ



**Abbildung 5.5:** Stromrampe für Argon bei  $R_V = 0,57$ . Zusätzlich ist der gerechnete Verlauf aus der Dispersionsrelation farbig eingetragen. Die Nummern entsprechen den Vielfachen der parallelen Wellenlänge zur entsprechenden Frequenz.

erklären, indem man berücksichtigt, daß Liniendichten als Messergebnisse des Interferometers kastenförmige Profilformen konstanter Dichte voraussetzen. Da in Kapitel 4.4.2 die Existenz von Harmonischen gezeigt wurde, muß bei der Berechnung einer Dispersionsrelation auch beispielsweise das Doppelte der Grundfrequenz berücksichtigt werden. Man setzt dazu in Gleichung (2.19)  $2f_0 = 54,24 \text{ MHz}$  ein. Auch mit dieser Frequenz kann man eine Anpassung an die gemessene Kurve durchführen. Sie verläuft etwas flacher, als die zu  $27,12 \text{ MHz}$  gehörige. Die Anpassung ergibt für eine Frequenz von  $54,24 \text{ MHz}$  eine Reihe von 8 bis 14 Wellenlängen. Der Verlauf der Anpassung ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Nimmt man hingegen an, daß sich die Bedingung immer um  $2\lambda_{\parallel}$  ändert, bekommt man eine Reihe 2 bis 16 und die Kurve ist deckungsgleich mit der in Abbildung 5.5, das heißt alle Kombinationen dazwischen wären dann möglich. Effektiv führt die Überlagerung der Frequenzen zu einer Verformung der Wellenzüge. Abbildung 5.7 stellt die gemessenen Wellenlängen und Brechungsindices des Plasmas aus der Interferometermessung und den Anpassungen in den Abbildungen 5.5 und 5.6 dar.

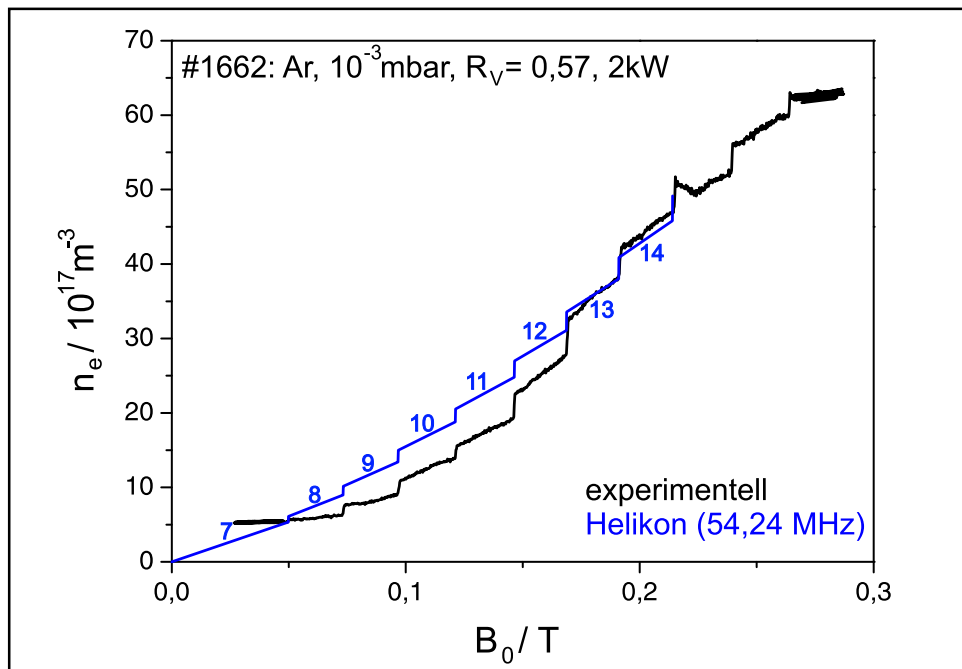


Abbildung 5.6: Stromrampe für Argon bei  $R_V = 0,57$ . Wie in Abbildung 5.5 ist der Verlauf der gerechneten Dispersionsrelation, hier aber für die erste Harmonische 54,24 MHz, eingetragen.

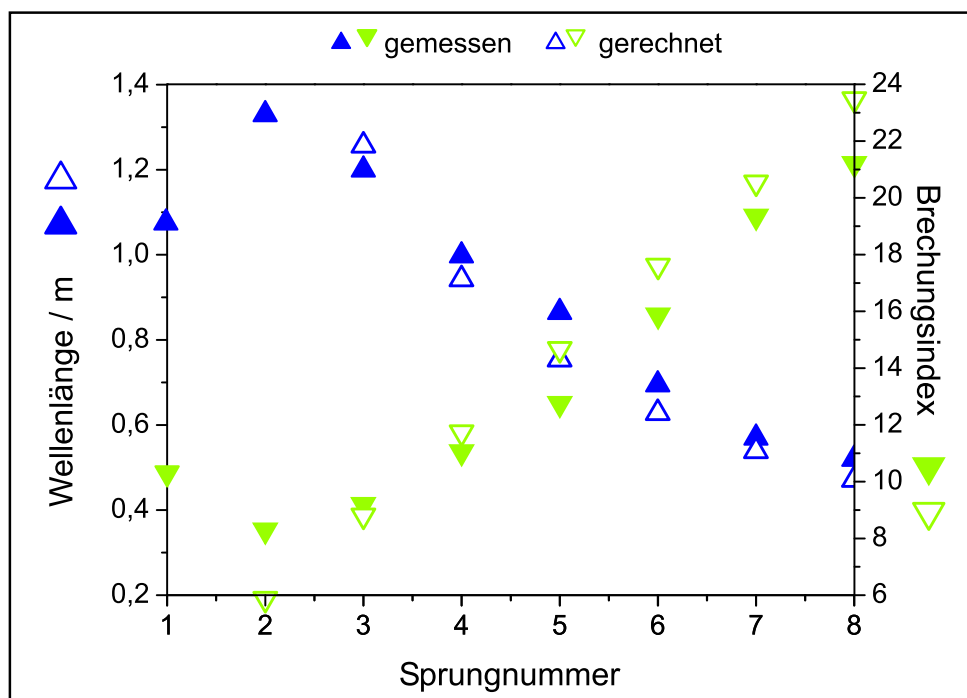
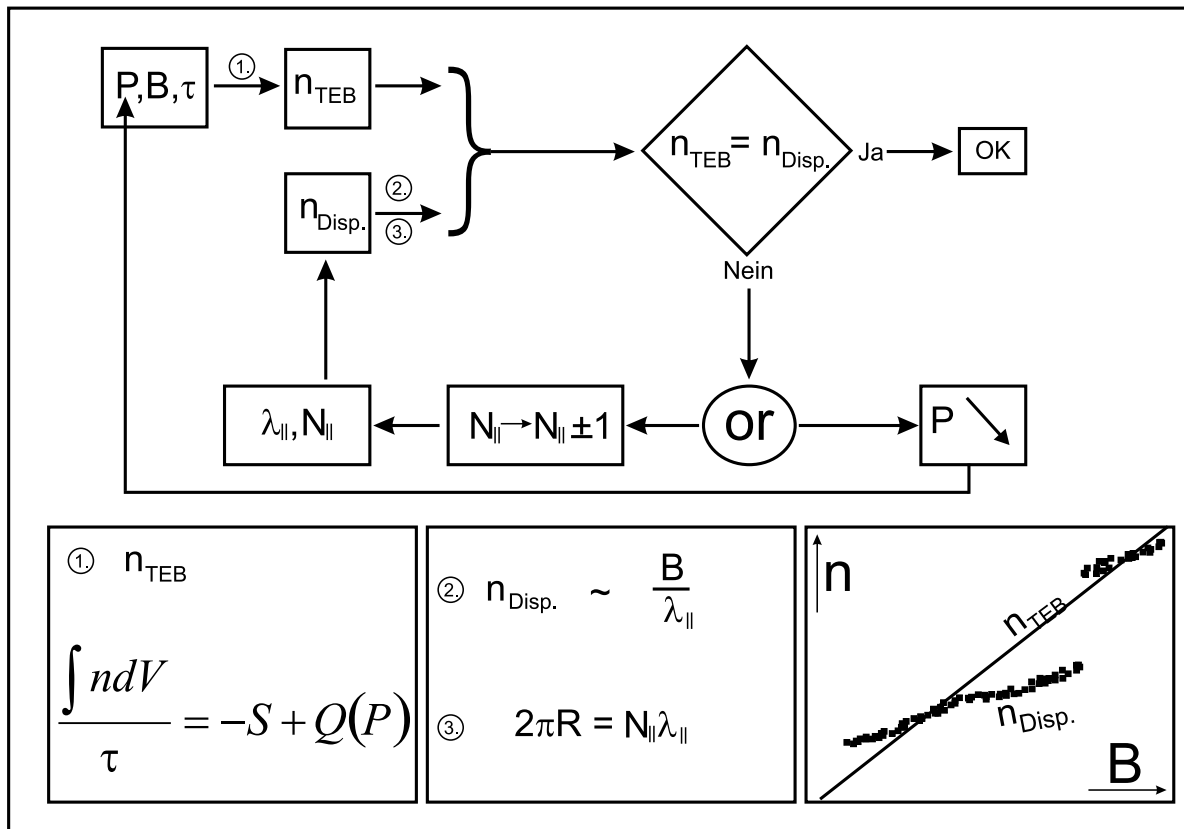


Abbildung 5.7: Gerechnete und gemessene Wellenlänge und Brechungsindex des Plasmas für 27,12 MHz. Abweichungen zwischen Rechnung und Messung sind direkt ablesbar.

Die Dispersionsrelation gibt den Zusammenhang zwischen einer Wellenlänge und der Elektrodendichte an. Bei Vorgabe einer Leistung und eines Magnetfeldes, das die Teilcheneinschlußzeit  $\tau$  definiert, ergibt sich nach der kombinierten Teilchen-Energiebilanz (TEB) eine Dichte [8]. Diese muß mit der Dichte aus der Dispersionsrelation übereinstimmen. Ist das nicht der Fall, so muß die vorgegebene Leistung, die in der Energiebilanz verwendet wird, sinken. Dies hat wiederum eine kleinere Dichte als vorher zur Folge. Wird die Differenz zwischen der Dichte aus der Energiebilanz und der Dichte aus der Dispersionsrelation zu groß, kann das Plasma durch einen Dichtesprung von  $N \rightarrow N+1$  reagieren, um die Differenz in den Dichten zu reduzieren. Der Dichtesprung ist mit der Dispersionsrelation (2.19) und der periodischen Randbedingung (2.20) konform. Diese Überlegungen rechtfertigen die Notwendigkeit für die Sprünge in der Dichte. Die Zusammenhänge sind zu Verdeutlichung in einem Flußdiagramm in Abbildung 5.8 dargestellt.

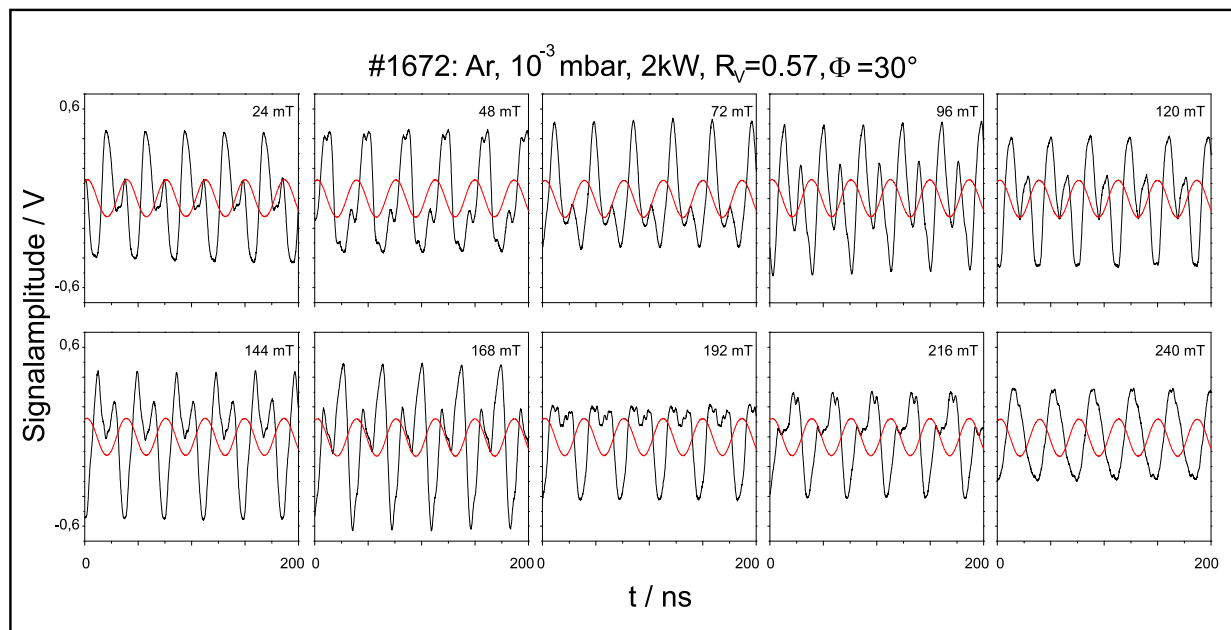


**Abbildung 5.8:** Zusammenhänge zwischen der kombinierten Teilchen-Energiebilanz (TEB) und der Dispersionsrelation. Die Größe  $S$  stellt eine Teilchensenke,  $Q$  eine Quelle dar. Das Plasma kann Dichtedifferenzen, die zwischen TEB und Dispersionsrelation entstehen, durch einen Sprung kompensieren. Der Sprung kann nach Gleichung (2.20) nur von  $N \rightarrow N+1$  erfolgen, damit ganzzahlige Vielfache der Wellenlänge im toroidalen Umfang einen geschlossenen Wellenzug bilden.

## Kapitel 6

# Wellenfeldmessungen

Zur Aufnahme des hochfrequenten magnetischen Wellenfeldes werden die in Kapitel 3.3.1 erklärten Sonden des Typs 1 und 2 verwendet. Abbildung 6.1 zeigt die Signale einer magnetischen Sonde des Typs 2, die an einer toroidalen Position  $\Phi = 30^\circ$  beim Radius  $R = 0,60$  m gemessen wurden. Die Sonde ist so ausgerichtet, daß nur  $B_\perp$  gemessen wird. Sie wurden in einer Argonent-



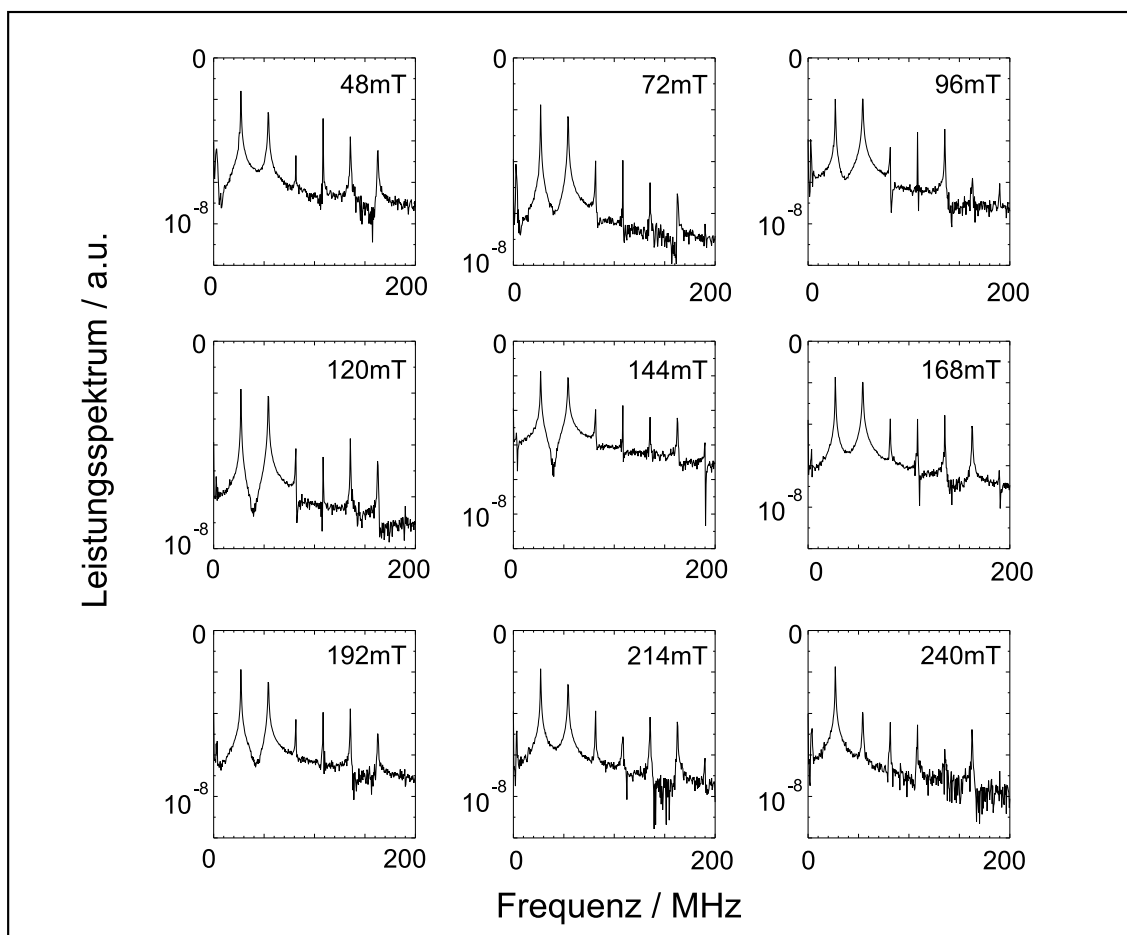
**Abbildung 6.1:** Schwarz: Signale einer eindimensionalen magnetischen Sonde an der toroidalen Position  $\Phi = 30^\circ$ . Rot: Signal des Signalgenerators als Referenz. Dargestellt ist ein zeitlicher Ausschnitt von 200 ns. Man erkennt, daß die Signale nicht rein sinusförmig sind, also Oberwellen enthalten.

ladung bei  $10^{-3}$  mbar, 2 kW und  $R_V = 0,57$  aufgenommen. Für das Magnetfeld wurden mehrere

Einstellungen in 24 mT Schritten gewählt. Zusätzlich zu den Zeitreihen ist das Referenzsignal des Signalgenerators der Heizung mitgemessen worden und in Abbildung 6.1 dargestellt. Es wird zur Errechnung relativer Phasen benutzt. Die Zeitreihen in Abbildung 6.1 weisen deutliche Oberwellenanteile auf.

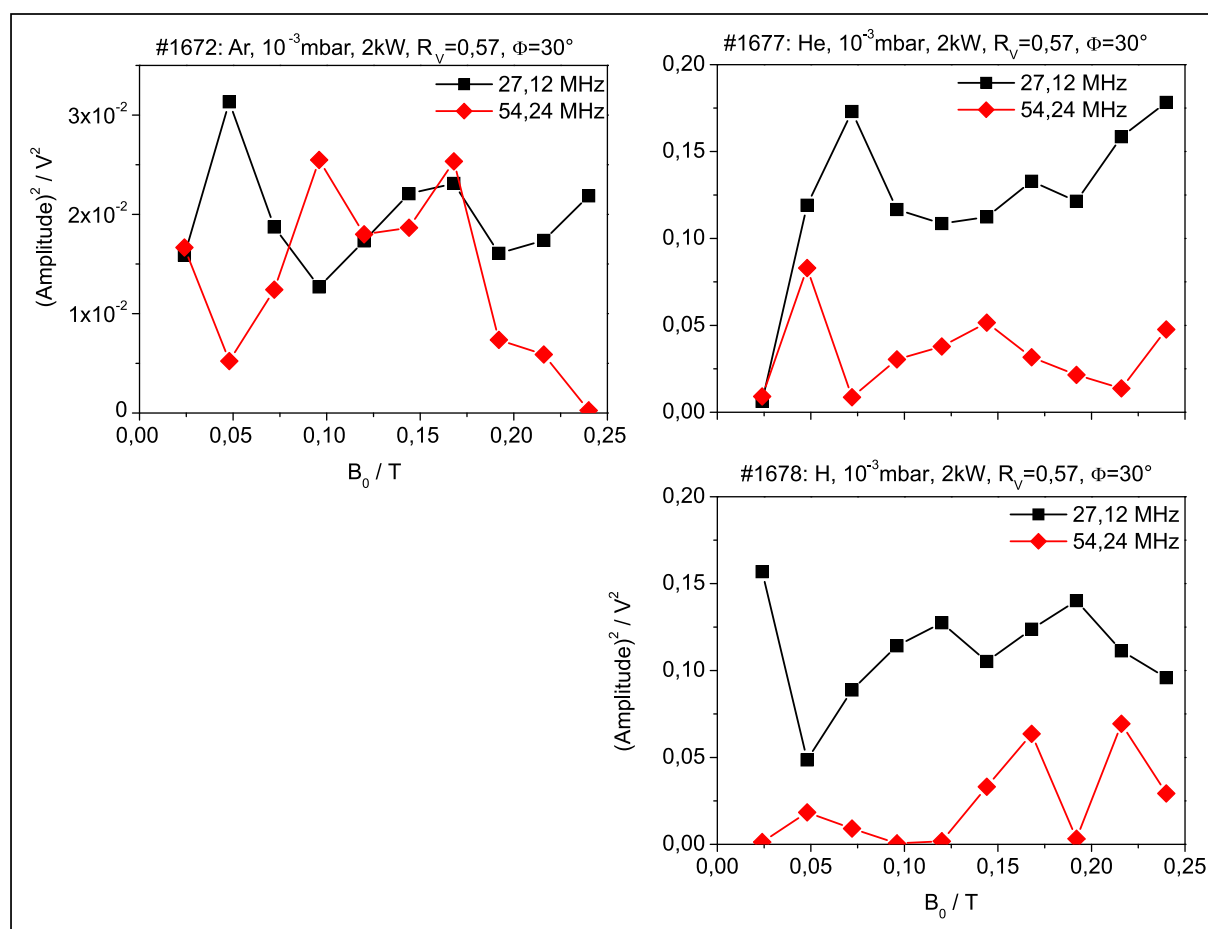
## 6.1 Frequenzspektren

Die durch Bildung einer FFT ermittelten Spektren sind in der Abbildung 6.2 dargestellt. Sie geben Aufschluß über die auftretenden Harmonischen und deren Intensitätsverhältnisse. Aus dieser Abbildung ist erkennbar, daß die einzelnen Frequenzanteile bei Änderung des Magnetfeldes unterschiedliche Intensitäten haben. Die dominierenden Harmonischen sind die Grundfrequenz und die erste Harmonische.



**Abbildung 6.2:** Spektren aus den Zeitreihen aus Abbildung 6.1. Die Höhe der einzelnen Peaks variiert bei Änderung des Magnetfeldes.





**Abbildung 6.3:** Leistung der magnetischen Wellenfeldkomponente bei 27,12 und 54,24 MHz an der toroidalen Position von  $\Phi = 30^\circ$ ,  $R = 0,60 \text{ m}$ ,  $2 \text{ kW}$  Leistung und  $10^{-3} \text{ mbar}$ . Links ist die Messung für Argon, rechts oben für Helium und rechts unten für Wasserstoff dargestellt.

Die Leistungen der Grundfrequenz und der ersten Harmonischen in Abhängigkeit zum Magnetfeld sind in Abbildung 6.3 gegenübergestellt. Dazu wurden die Spannungswerte jeder Zeitreihe mit einem Sinus bei 27,12 MHz und bei 54,24 MHz für die erste Harmonische korreliert, um den jeweiligen Frequenzanteil herauszufiltern.

In Argon sieht man, daß der Leistungsanstieg der Grundfrequenz bei 48 mT offenbar einen Leistungsabfall der ersten Harmonischen nach sich zieht. Steigt das Magnetfeld weiter, so gibt es Bereiche, in denen die erste Harmonische wieder an Intensität gewinnt, beispielsweise bei 96 und 168 mT. Ab 192 mT fällt die erste Harmonische relativ stark ab. Dies zieht einen Anstieg der Grundfrequenz nach sich. Ähnliche Trends lassen sich auch in Helium und in Wasserstoff finden, die in Abbildung 6.3 (rechts) dargestellt sind. In den meisten Fällen sinkt die Leistung der Grundfrequenz, sobald die der ersten Harmonischen steigt. Aus dieser Beobachtung kann

der Schluß gezogen werden, daß beide Harmonischen an der Wellenfeldbildung beteiligt sind. Es gibt Zustände, bei denen die Grundfrequenz deutlich vorherrscht und andersherum. Daher ist die Überlegung in Kapitel 5.2 zusätzlich gerechtfertigt, die Frequenzen 27,12 und 54,24 MHz zur Bildung einer Dispersionsrelation heranzuziehen und mit den Messungen zu vergleichen. Bei der Messung aus Abbildung 6.3 ist die Amplitude der Grundfrequenz bei fast allen Feldstärken die stärkere. Dies ist konsistent mit der Anpassung an die Dispersionsrelation in Abbildung 5.5, da zwischen der Rechnung für 27,12 MHz und der Messung in Argon die beste Übereinstimmung vorliegt.

Weitere Folgerungen, die sich aus den Abbildungen 6.3 ableiten lassen, sind die relativ zu Argon deutlich größeren Wellenamplituden in Helium und Wasserstoff. Das deutet auf eine kleinere Dämpfung der Helikonwelle in Helium und Wasserstoff hin. Diese Erkenntnis ist konsistent mit der früheren Beobachtung, daß Argon durch Helikonwellen geheizt wird. In Argon muß die Helikonwelle also stärker gedämpft werden. Wasserstoff wird wegen der sehr viel größeren Wellenamplituden nicht von der Helikonwelle geheizt. Auch dies ist konsistent mit der Beobachtung ausgehöhlter Profile in Kapitel 4.3 und 4.2. Diese kennzeichnen die induktive Entladung in Wasserstoff.

## 6.2 Messung der parallelen Wellenlänge $\lambda_{\parallel}$

Im folgenden werden Meßergebnisse dargestellt, die mit Hilfe der toroidalen Verfahreinheit und einer Sonde des Typs 2 gewonnen wurden. Sie stellen den Versuch dar, die parallele Wellenlänge des Wellenfeldes  $\lambda_{\parallel}$  direkt zu messen. Das Verfahren der Datengewinnung ist das gleiche wie zuvor. Ergebnisse jeder einzelnen Messung sind wieder Phase und Amplitude vom Sondensignal und vom Referenzsignal. Es erfolgt zur Filterung der Grundfrequenz eine Korrelation mit 27,12 MHz. Da das Signal der Welle  $e^{-i(k_{\parallel}x - \omega t)}$  proportional ist, erhält man die Wellenlänge  $\lambda_{\parallel} = 2\pi/k_{\parallel}$  aus der Ableitung der Phase  $\phi$  nach der Ortskoordinate  $x$ . Da die Sonde nur in toroidaler Richtung bewegt wird, kann die Betrachtung eindimensional erfolgen. Das Negative der Steigung ist also gerade  $k_{\parallel} = 2\pi/\lambda_{\parallel}$ .

$$\frac{d}{dx}\Phi = -\frac{d}{dx}(k_{\parallel}x - \omega t) = -k_{\parallel} . \quad (6.1)$$

Es wurden Daten in Argon bei  $2 \times 10^{-3}$  mbar und 3 kW Leistung gemessen. Bedingt durch wiederholt auftretende technische Probleme mit der toroidalen Verfahreinheit liegen zu dieser Fragestellung relativ wenig Meßdaten vor. Es wurden für eine Wellenlängenmessung fünf Magnetfeldstärken ausgewählt, die genau zwischen den Dichtesprüngen liegen, die in Abbildung 5.5 zu sehen sind. Diese Positionen wurden zuvor mit dem Mikrowelleninterferometer eingestellt, so daß Sicherheit bezüglich einer konstanten Wellenlänge bestand.

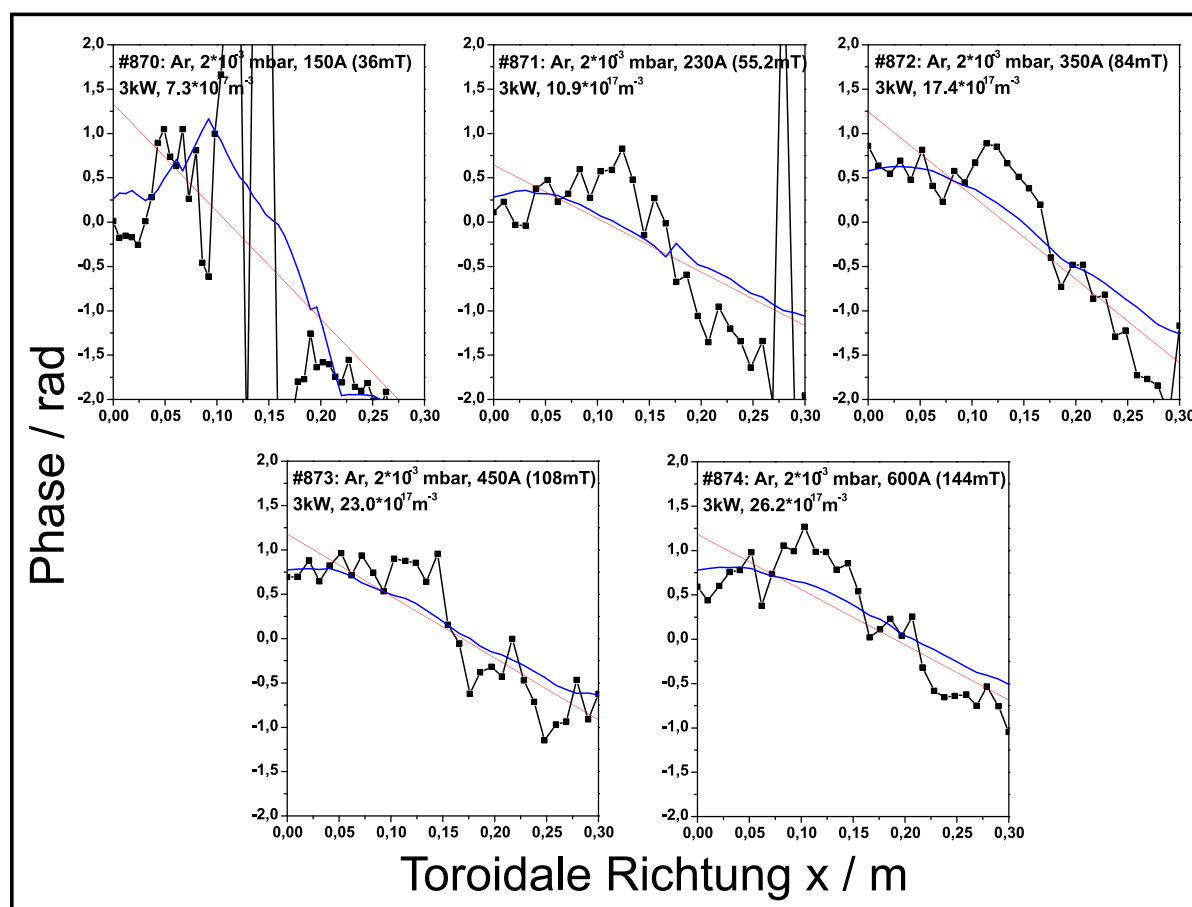


Abbildung 6.4: Ergebnis aus einer Messung mit der toroidal verfahrbaren magnetischen Sonde. Dargestellt ist die Phasendifferenz aus Signal und Referenz für die Grundfrequenz gegen die Toroidalkoordinate. Ebenso ist in rot eine einfache Abschätzung für die Steigung eingetragen.

Die Messung in Argon ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Die Daten sind gemittelt und anschließend mit einem linearen Fit versehen worden. Aus diesem kann die Steigung, aus der sich die Wellenzahl ergibt, abgelesen werden. Folgende Wellenlängen sind gemessen worden:

$$\lambda(36 \text{ mT}) = 0,52 \text{ m} \quad \lambda(55 \text{ mT}) = 1,04 \text{ m}$$

$$\lambda(84 \text{ mT}) = 0,67 \text{ m} \quad \lambda(108 \text{ mT}) = 0,90 \text{ m}$$

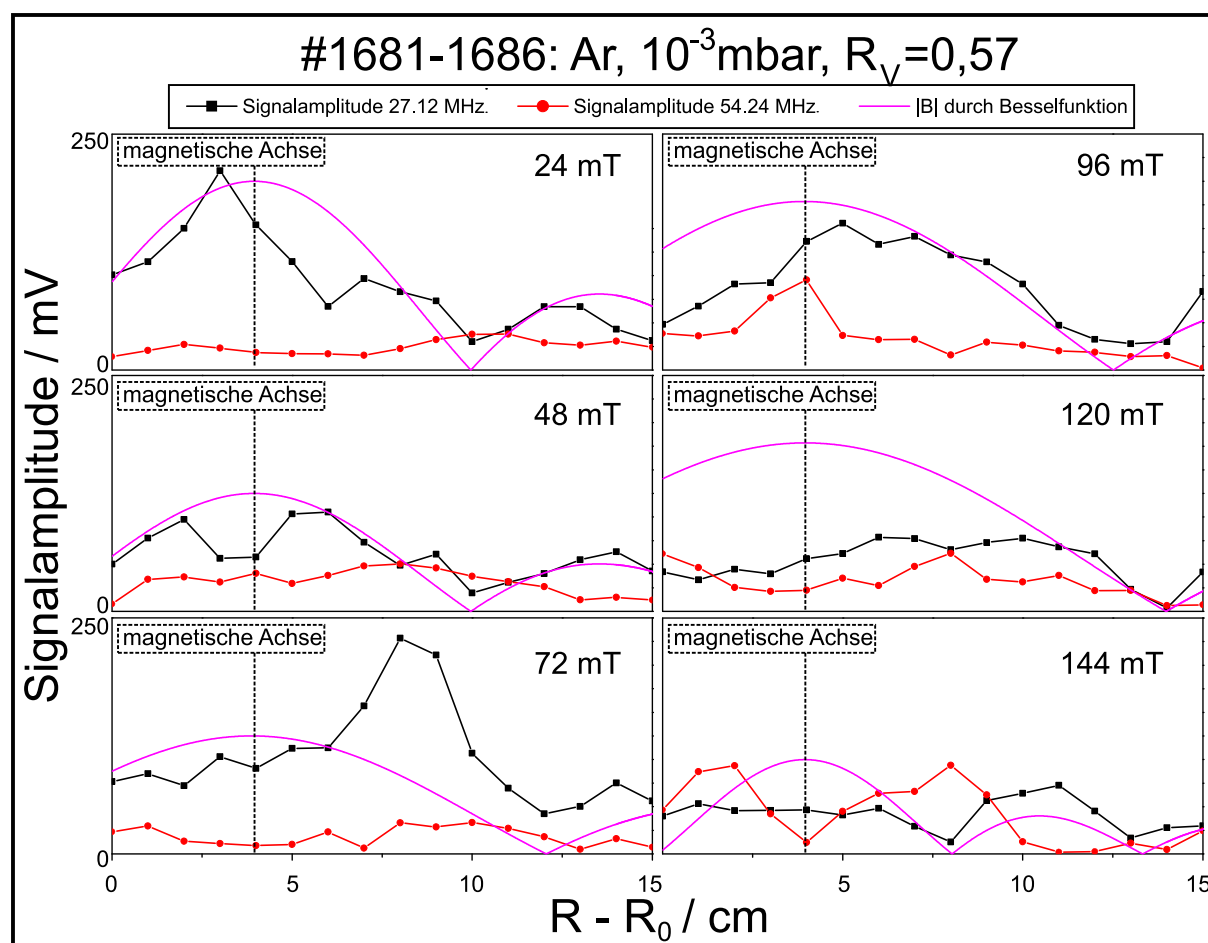
$$\lambda(144 \text{ mT}) = 1,01 \text{ m} .$$

Die einzelnen Steigungen sollten bei steigendem Magnetfeld nach [52, 53] betragsmäßig größer werden und die Wellenlänge damit kürzer. Dies ist nicht der Fall, dennoch kann mit Hilfe der Messung die Größenordnung der Wellenlänge mit den Ergebnissen aus Kapitel 5.2 verglichen werden. Rundet man auf ganzzahlige Vielfache der Wellenlänge, so ist  $N_{\parallel} = 4$  bei 55 mT, 108 mT

und 144 mT. Bei 36 mT ist  $N_{\parallel} = 7$  und bei 84 mT ist  $N_{\parallel} = 6$ . Die Bedingung der Sprünge  $N_{\parallel} \rightarrow N_{\parallel} + 1$  lässt sich mit dieser Messung allerdings nicht bestätigen.

### 6.3 Messung der senkrechten Wellenlänge $\lambda_{\perp}$

In diesem Kapitel werden Messungen der Signalamplitude einer Sonde des Typs 2 dargestellt, die in radialer Richtung bewegt wurde. Der Ablauf einer Messung ist genauso wie bei der Messung paralleler Wellenlängen in Kapitel 6.2. Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 6.5 dargestellt. Sie wurden bei einem Druck von  $10^{-3}$  mbar in Argon, einer Leistung von 2 kW und



**Abbildung 6.5:** Messung des Betrages der magnetischen Komponente des Wellenfeldes gegenüber der radialen Richtung. Eingetragen sind die Feldkomponenten für zwei Harmonische, sowie der theoretisch angepasste Feldverlauf.

dem Verhältnis von  $R_V=0,57$  bei verschiedenen Magnetfeldern aufgenommen. Bei den meisten

Magnetfeldern ist an der Position der magnetischen Achse die magnetische Feldstärke des Wellenfeldes für 27,12 MHz größer als am Rand.

Die Komponente des Wellenfeldes für 54,24 MHz ist insgesamt kleiner als die der Grundfrequenz. Nur bei 144 mT steigt diese an den radialen Positionen, an denen die Komponente für die Grundfrequenz sinkt. Dies ist bei 8 cm der Fall. Eine solche Tendenz konnte ebenso in Kapitel 6.1 beobachtet werden und ist mit dem Gesamtbild der Helikonwelle konsistent. Es gibt Zustände, bei denen die erste Harmonische eine größere Wellenamplitude hat, als die Grundfrequenz.

Die Messung für 27,12 MHz kann durch den Betrag der Besselfunktion angepasst werden. Zusätzlich sind die theoretischen Verläufe für eine Modenzahl von  $m = +1$  in Abbildung 6.5 eingezeichnet. Die theoretische Feldverteilung der magnetischen Komponente wird durch Besselfunktionen beschrieben (siehe Abbildung 2.4), deren Wellenlänge  $\lambda_{\perp} = 2\pi/k_{\perp}$  ist [17, 19, 54, 55]. Diese Näherung ermöglicht die Bestimmung einer senkrechten Wellenlänge durch Feststellen des Plasmaradius. Es stellt sich zur passenden Dichte eine parallele Wellenlänge ein, die durch  $k^2 = k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2$  eine senkrechte Wellenlänge bedingt. Der Plasmaradius wird dabei als erste Nullstelle der Besselfunktion in senkrechter Richtung betrachtet ( $B_r(a) = 0$ ). Die Nullstellen, die als Näherung zum Plasmaradius angenommen werden, liegen alle relativ gut in der Nähe von 10 cm, sofern die Grundfrequenz betrachtet wird. Die Amplituden jedoch weichen von dem Verlauf der Besselfunktion ab.



# Kapitel 7

## Zusammenfassung

Ein wesentlicher Teil dieser Arbeit befasst sich mit dem Aufbau des Torsatrons TJ-K und dabei insbesondere einer Helikonanlage zur Heizung und Erzeugung des Plasmas. Es ist gelungen, TJ-K zu einer effizienten Plasmaquelle zu entwickeln. Die Plasmaerzeugung funktioniert zuverlässig und stellt einen weiten Bereich von Plasmaparametern für wissenschaftliche Experimente zur Verfügung.

Ein weiteres Element der Arbeit war die Charakterisierung des durch die Helikonwellen erzeugten Plasmas. Zur Untersuchung wurden Langmuir-Diagnostik, Interferometrie und magnetische Sonden eingesetzt. Die  $\dot{B}$ -Sonden wurden im Rahmen der Arbeit entwickelt. Es wurden Argon-, Helium- und Wasserstoffplasmen untersucht. In Wasserstoff sind die Dichten klein und gehen bis  $5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ . Die Temperaturen sind hoch und werden mit bis zu 30 eV gemessen. In Argon sind die Verhältnisse umgekehrt. Man erreicht hohe Dichten bis  $7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  und kleinere Temperaturen unter 10 eV. In Helium sind die Dichten und Temperaturen gleichermaßen hoch. Sie können Werte von  $4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  und 27 eV erreichen, was auf die höhere Ionisationsenergie zurückzuführen ist.

Durch die Verwendung der unterschiedlichen Neutralgase und Antennenformen der Helikonheizung konnte die Physik der Leistungseinkopplung untersucht werden. Argon zeigt ein nahezu vollständig durch Helikonwellen geheiztes Plasma, in dem die Elektronendichte etwa linear mit dem Magnetfeld, dem Druck und der Heizleistung steigt. Die zentral zugespitzte Form der Radial- und Poloidalprofile bestätigt in Argon die erwartete zentrale Heizung. In Helium wird ein Zustand erzeugt, der bei hohem Magnetfeld induktiven Charakter, bei niedrigem Helikoncharakter hat. Auch hier hat ein hohes Feld eine hohe Dichte zur Folge. Die Linearität mit der Dichte wird in Helium jedoch bei großen Magnetfeldern zunehmend aufgehoben. In Wasserstoff wird ein ausschließlich induktives Plasma erzeugt, in dem die Dichte unabhängig vom Magnetfeld ist und hohle Profilformen der Elektronendichte existieren. Eine Verschiebung der magnetischen Ach-

se zieht in Argon und Helium in gewissen Grenzen das zentrale Maximum mit sich. Allerdings ändert sich dabei der Kopplungsmodus von Helikon nach induktiv. Die Projektion der Antenne wird im induktiven Fall kompliziert auf das Radialprofil abgebildet und es sind Dichtemaxima an Rand des Profils zu beobachten.

Über Helikonwellen ist in einem toroidalen Plasma wenig bekannt. Daher wurde die Dispersionsrelation der Helikonwelle eingehend untersucht. Die Ergebnisse zeigen sehr gute Übereinstimmung mit dem für Toroidalgeometrie entwickelten theoretischen Modell. Danach ist die Welle im toroidalen Umlauf geschlossen und es gelten periodische Randbedingungen. Die Dispersionsrelation mit  $n \sim B/\lambda_{\parallel}$  gilt bei konstanter Wellenlänge. Wird ein ganzzahliges Vielfaches  $N_{\parallel}$  der parallelen Wellenlänge  $\lambda_{\parallel}$  in einem toroidalen Umlauf zusätzlich untergebracht, so springt die Wellenlänge und damit die Dichte. Im Vergleich zu vorangegangenen Untersuchungen [14, 15, 33] stellt die Messung der Dispersionsrelation in Toroidalgeometrie eine entscheidende Neuerung und Verbesserung dar.

Für das Modell der Dispersionsrelation sind Oberwellenanteile im abgestrahlten Signal nachgewiesen und zur Berechnung der dazu gehörigen Dispersionsrelation verwendet worden. Auch die Harmonischen des Signals bilden einen geschlossenen Wellenzug in einem Umlauf, dieser kann bei Veränderung des Magnetfeldes an Intensität gewinnen und mehr Leistung dem Plasma zur Verfügung stellen als die Grundfrequenz. Dennoch eignet sich die Grundfrequenz von 27,12 MHz besser, um die gerechnete Helikondispersionsrelation an die Messung in Argon anzupassen.

Die aus dem theoretischen Modell stammenden Lösungen für die Feldverteilung sind Besselfunktionen. Diese konnten im Experiment gemessen werden. Da senkrechte und parallele Wellenzahl miteinander verknüpft sind, ergibt sich bei der Wellenausbreitung in paralleler Richtung automatisch eine Ausbreitung in senkrechter Richtung. Die gemessene erste Nullstelle der radialen magnetischen Wellenfeldkomponente ist konsistent mit der Annahme, daß die zugehörige senkrechte Wellenlänge  $\lambda_{\perp}$  gleich dem Plasmaradius ist. Die Bestimmung der parallelen Wellenlänge  $\lambda_{\parallel}$  wurde durch Entwicklung magnetischer Sonden und einer in toroidaler Richtung verfahrbaren Sondenschiene möglich. Die gemessenen Daten entsprechen den erwarteten Wellenlängen aus den Messungen zur Dispersionsrelation und der zugehörigen theoretischen Anpassung. Mit diesen Messungen wurde das Wellenfeld charakterisiert und es herrscht Übereinstimmung mit ähnlichen Experimenten in linearer Geometrie [52, 54, 55].

Für eine sinnvolle Fortsetzung der Arbeit besteht die Möglichkeit, die Energieverteilungsfunktion der Elektronen zu messen. Diese kann über die Ableitung der Langmuir-Sondenkennlinie erhalten werden. Sie wäre eine sinnvolle Ergänzung zur Erfassung nicht-thermischer Anteile der Maxwell-Verteilung [56, 57].



# Literaturverzeichnis

- [1] C. Alejaldre *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Fusion Research (Proc. 14<sup>th</sup> Int. Conf., Würzburg, 1992)*, IAEA, Vienna (IAEA, Vienna, 1992), p. 665.
- [2] E. Ascasibar *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Fusion Research (Proc. 15<sup>th</sup> Int. Conf., Seville, 1994)*, IAEA, Vienna (IAEA, Vienna, 1994), p. 749.
- [3] E. Ascasibar *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Fusion Research (Proc. 16<sup>th</sup> Int. Conf., Montreal, 1996)*, IAEA, Vienna (IAEA, Vienna, 1996), p. 183.
- [4] E. Ascasibar *et al.*, Nucl. Fusion **37**, 851 (1997).
- [5] S. Niedner, *Dissertation, Numerical studies of plasma turbulence for comparison with measurements at TJ-K* (Niedner, Institut für Experimentelle und Angewandte Physik der Universität Kiel, Mathematisch Naturwissenschaftliche Fakultät, 2002).
- [6] C. Lechte, S. Niedner, and U. Stroth, New Journal of Physics **4**, 1.1 (2002).
- [7] N. Krause *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **73**, (2002).
- [8] C. Lechte *et al.*, Plasma Phys. **9**, 2839 (2002).
- [9] C. Lechte, *Dissertation* (Lechte, Institut für Experimentelle und Angewandte Physik der Universität Kiel, Mathematisch Naturwissenschaftliche Fakultät, 2003).
- [10] J. Kline *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, (2002).
- [11] T. Shoji *et al.*, Plasma Sources Sci. Technol. **2**, 5 (1993).
- [12] G. Borg *et al.*, Fusion Engineering and Design **26**, 191 (1995).
- [13] O. Grulke, F. Greiner, T. Klinger, and A. Piel, Plasma Phys. **606**, 681 (2002).
- [14] R. Boswell and F. Chen, Transact. in Plasma Sci. **25**, 1229 (1997).

- [15] F. Chen and R. W. Boswell, *Transact. in Plasma Sci.* **25**, 1245 (1997).
- [16] M. Liebermann and A. Lichtenberg, *Principles of Plasma discharges and materials processing* (John Wiley and sons Inc., 605 Third avenue, New York, 1994).
- [17] O. Popov *et al.*, *High density plasma sources* (Noyes Publications, Park Ridge, New Jersey, USA, 1995), Chap. 1.
- [18] Stix, *Theory of plasma waves* (Springer Verlag, New York, McGraw-Hill, 1958).
- [19] F. Chen, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **33**, 339 (1991).
- [20] P. Aigrain, *Proc. Intl. Conf. on Semicond. Phys., Prague, p.224* (Butterworths, London, 1960).
- [21] R. Bowers, C. Legendy, and F. Rose, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 339 (1961).
- [22] G. Harding and P. Thonemann, *Proc. Phys. Soc.* **85**, 317 (1965).
- [23] F. Rose, M. Taylor, and R. Bowers, *Phys. Rev.* **127**, 1122 (1962).
- [24] P. Thonemann and J. Lehane, *Proc. Phys. Soc.* **85**, 301 (1965).
- [25] R. Boswell, *J. Plasma Phys.* **31**, 197 (1984).
- [26] R. Boswell, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **26**, 1147 (1984).
- [27] R. Boswell *et al.*, *Phys. Lett.* **91**, 163 (1982).
- [28] R. Boswell and G. Borg, *Plasma Phys.* **5**, 564 (1998).
- [29] P. Stubbe and A. Sukhorukov, *Plasma Phys.* **6**, 2976 (1999).
- [30] Y. Mouzouris and J. Scharer, *Plasma Phys.* **5**, 4253 (1998).
- [31] F. Chen *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **39**, A441 (1997).
- [32] G. Borg and R. Boswell, *Plasma Phys.* **5**, 564 (1998).
- [33] R. Boswell, *Phys. Lett.* **33**, A457 (1970).
- [34] F. Chen, *RF production of high density plasmas for accelerators* (Laser and Particle beams, Northern Ireland, 1989), p. 7:551.
- [35] P. Zhu and R. Boswell, *Phys. Fluids* **3**, 869 (1991).

- [36] P. Loewenhardt, B. Blackwell, G. Boswell, R.W. Conway, and S. Hamberger, Phys. Rev. Lett. **67**, 2792 (1991).
- [37] T. Shoji, K. Kadota, and T. Mieno, *Control of Energy Distribution of Electrons and Hydrocarbon Film Deposition by Whistler Wave Discharge* (Proc. Intl. Seminar on reactive Plasmas, Nagoya, Japan, 1991), p. 377.
- [38] J. Klotzenberg, B. McNamara, and P. Thonemann, j. fluid. mech. **21**, (1965).
- [39] S. Tripathi and D. Bora, Plasma Phys. **8**, 697 (2000).
- [40] R. Westphal, *Diplomarbeit, Flußflächenmessung am Torsatron TJ-K* (Westphal, Institut für Experimentelle und Angewandte Physik der Universität Kiel, Mathematisch Naturwissenschaftliche Fakultät, 2001).
- [41] J. Rayner, A. Cheetham, and G. French, J. Vac. Sci. Technol. **A14**, 2048 (1996).
- [42] L. Bergmann and C. Schaefer, *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band2: Elektromagnetismus, 8. Auflage* (Walter de Gruiter, D-10785 Berlin, 1999).
- [43] H. Meinke and F. Gundlach, *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik, 2.Auflage* (Springer Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1962).
- [44] J. Stöber, *Diplomarbeit, Aufbau eines Mikrowelleninterferometers für das Torsatron TJ-K* (Stöber, Institut für Experimentelle und Angewandte Physik der Universität Kiel, Mathematisch Naturwissenschaftliche Fakultät, 2001).
- [45] D. Schneider, *Helicon waves in high density plasmas* (Schneider, D.A., PhD thesis, submitted. Australian National University, 1998).
- [46] D. Schneider, G. Borg, and I. Kamenski, Plasma Phys. **6**, 703 (1999).
- [47] I. Kamenski and G. Borg, Plasma Phys. **3**, 4396 (1996).
- [48] Y. Seok-Min, K. Jung-Hyung, and C. Hong-Young, IEEE Transactions on plasma science **26**, 159 (1998).
- [49] M. Light and F. Chen, Plasma Phys. **2**, 1084 (1994).
- [50] T. Lho *et al.*, Plasma Phys. **5**, 3135 (1998).
- [51] P. Keiter, E. Scime, and M. Balkey, Plasma Phys. **4**, 2741 (1997).
- [52] X. Guo, J. Scharer, Y. Mouzouris, and L. Louis, Plasma Phys. **6**, 3400 (1999).

- [53] A. Degeling, T. Sheridan, and R. Boswell, *Plasma Phys.* **6**, 3664 (1999).
- [54] M. Krämer, *Plasma Phys.* **6**, 1052 (1998).
- [55] M. Krämer, B. Lorentz, B. Clarenbach, and V. Selenin, *Anomalous Helicon Wave Absorption and Turbulent Electron Heating in a Helicon Source, 29th EPS Conference on Plasma Phys. and Controlled Fusion, Montreaux* (Krämer, M., Inst. f. Experimentalphysik II, Ruhr-Universität Bochum, 2002).
- [56] V. Demidov, S. Ratynskaia, J. Armstrong, and K. Rypdal, *Plasma Phys.* **6**, 350 (1998).
- [57] P. Stangby, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **37**, 1031 (1995).

## Danksagung

Im folgenden möchte ich eine Danksagung formulieren, die an alle Menschen gerichtet ist, die mir die Realisierung dieser Arbeit ermöglicht haben und ihre Unterstützung haben zukommen lassen. Dabei ist zu Beginn mein Doktorvater und direkter Betreuer, Herr Prof. Dr. Ulrich Stroth, zu nennen, der mich direkt in meiner Tätigkeit am Institut und in der Arbeitsgruppe jederzeit tatkräftig in Theorie und Praxis unterstützt hat. Nicht weniger tatkräftig sind meine Eltern, Gisela und Achim Krause, sowie mein Bruder Tim gewesen, mir die nötige moralische Unterstützung, die für den Durchhalt bei der Arbeit notwendig war, zukommen zu lassen. Ohne sie wäre sicher vieles nicht möglich gewesen.

Bei der täglichen Arbeit im Labor und am Rechner sind natürlich alle früheren und aktiven Arbeitsgruppenmitglieder zu nennen, die im folgenden ohne Beachtung einer Reihenfolge genannt werden: Herr Dipl. Phys. Carsten Lechte, Herr Dipl. Phys. Mirko Ramisch, Frau Dipl. Phys. Jennifer Wolter, geborene Stöber, Herr Dipl. Phys. Rainer Westphal, Herr Dr. Sven Niedner, Herr Dipl. Phys. Hauke Stenzel, Herr cand. Phys. Navid Mahdi-Zadeh, Herr cand. Phys. Viktor Senger, Herr cand. Phys. Marco Michel, Herr cand. Phys. Kian Rahbarnia, Herr Dr. Franko Greiner und unser immer gut gelaunter Techniker Herr Volker Rohwer (Danke für den vielen Kaffee!). Auch dürfen die Leiter und Mitglieder der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Alexander Piel und der von Prof. Dr. Volkmar Helbig nicht vergessen werden. Die Mithilfe und das technische Verständnis dieser Menschen hat mir oft bei der Lösung der Probleme weitergeholfen. Besonders hervorzuheben sind hierbei Herr Dipl. Phys. Markus Klindworth, Herr Dr. Dietmar Block, Herr Prof. Dr. Andre Melzer, Herr Prof. Dr. Alexander Piel und Herr Dr. Christian Steigies. Ich danke Frau Monika Seeger und Frau Stefanie Thiedemann für die sehr hilfreiche und unerlässliche organisatorische Tätigkeit am Institut. Auch möchte ich dem Werkstattleiter, Herrn Michael Brix, und den Mitgliedern der zentralen Werkstatt für ihre stets hilfreiche und praktisch unerlässliche Arbeit danken. Die Geräte, die für das Labor entwickelt und gebaut wurden, wären sonst nur eine Idee geblieben. In diesem Zusammenhang möchte ich den Herren Volker Bernard und Volker Rohwer für die Entwicklung der Toroidalverfahrenheit besonders danken.

Neben den Angestellten des Instituts gibt es natürlich auch weitere Menschen, die mir moralisch besonders in schweren Zeiten zur Seite gestanden haben. Ihre Hilfe und Unterstützung ist nicht ersetzbar und hat mir persönlich immer sehr viel bedeutet: Herr Markus Klindworth, Frau Sonja Dreyman, Herr Christian Wulff, Herr Alexander Meeder, Herr Hauke Schollmeyer, Herr Stefan Wichmann, Herr Ciprian Zafu und seine Frau Adriana, Herr Arne Habenicht, Herr Jan Markus Schulte, Frau Kerstin Meyer, Frau Steffi Selle, Frau Bettina Zeuch, Frau Stefanie Groth, Herr Erik Steffen, Frau Marlies Hrdina, Frau Irene Breuer, Herr Bjoern Brede, Herr Jan Detlef Piening und Herr Oliver Arp.

## Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit eigenständig, ausschließlich unter Anleitung meiner akademischen Lehrer und unter Zuhilfenahme der angegebenen Literatur angefertigt habe.

Kiel, den 4. Mai 2003

Nils Krause