

Tobias Löbhard

## **Kalibrierverfahren für die Motional Stark Effekt Diagnostik am Fusionsexperiment ASDEX Upgrade**

**IPP 1/344  
Januar, 2012**

Technische Universität München  
Fakultät für Physik



Diplomarbeit im Studiengang Physik

# Kalibrierverfahren für die Motional Stark Effekt Diagnostik am Fusionsexperiment ASDEX Upgrade

Tobias Löbhard

12. Dezember 2011

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik  
ASDEX Upgrade



Erstgutachter (Themensteller): Prof. S. Günter

# Themenstellung

Die MSE Diagnostik an ASDEX Upgrade ist für die Rekonstruktion von magneto-hydrodynamischen (MHD) Gleichgewichten von großer Wichtigkeit, da sie eine von Plasmaparametern unabhängige Messung der internen Magnetfeldgeometrie ermöglicht. Die für die praktische Anwendung nötige Messgenauigkeit kann jedoch nur erreicht werden, wenn das Gesamtsystem, welches aus elektrisch und mechanisch gekoppelten Teilen besteht, exakt und zeitstabil arbeitet. Zu diesem Zweck besteht die Aufgabe, ein geeignetes Kalibrierverfahren zu entwickeln, welches – jährlich angewandt – sowohl die exakte Signalauswertung ermöglicht als auch die Systemstabilität demonstrieren kann. Dafür sind sowohl die Charakterisierung des Systems zur Stokes'schen Polarimetrie, das auf zwei bei 20 und 23 kHz betriebenen photoelastischen Modulatoren basiert (Frequenzverhalten, mechanische und optische Eigenschaften), als auch der eingesetzten Hilfsmittel (Lampe mit linear polarisiertem Licht mit fester Polarisationsrichtung, Analyse der magnetischen Konfiguration von Plasma-Entladungen, Messungen an Licht mit rotierender Polarisationsrichtung) von Nutzen. Schlussendlich soll ein Verfahren erarbeitet werden, welches das MSE System routinemäßig kalibriert und den korrekten Betrieb der Diagnostik unterstützt.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Themenstellung</b> . . . . .	iii
<b>1 Einleitung</b> . . . . .	1
1.1 Zukunft der Energieversorgung . . . . .	1
1.2 Fusionsforschung . . . . .	2
1.3 Magnetische Konfiguration an ASDEX Upgrade . . . . .	5
1.4 MSE an ASDEX Upgrade . . . . .	6
<b>2 Aufbau und Funktionsweise der MSE</b> . . . . .	7
2.1 Geometrie . . . . .	7
2.2 Das Emissionsspektrum des Neutralteilchenstrahls . . . . .	7
2.3 Strahlengang vom Plasma bis zur Messung . . . . .	11
2.4 Messung der Polarisationsrichtung . . . . .	13
2.5 Filterung und Verstärkung des modulierten Signals . . . . .	15
2.6 Auswertung des Signals . . . . .	16
<b>3 Kalibrierung</b> . . . . .	19
3.1 Ort der Messung . . . . .	20
3.2 Auswertung der Rohsignale . . . . .	24
3.3 Polarimetrie . . . . .	31
3.4 In-Vessel Kalibrierung . . . . .	42
3.5 Faraday Rotation . . . . .	47
3.6 Absoluter Winkeloffset . . . . .	52
<b>4 Ergebnisse</b> . . . . .	57
4.1 Vollständige Kalibrierung . . . . .	57
4.2 Signal-Rausch-Verhältnis . . . . .	57
4.3 Drift . . . . .	60
<b>5 Zusammenfassung und Ausblick</b> . . . . .	67
5.1 Zusammenfassung . . . . .	67
5.2 Ausblick . . . . .	68
<b>A Sägezähne und Knickinstabilität</b> . . . . .	69

<b>B Photomultiplier</b> . . . . .	71
<b>C In-Vessel Lampen</b> . . . . .	73
C.1 Aufbau im Gefäß . . . . .	73
C.2 Einkopplung im Kontrollraum . . . . .	73
C.3 LED Treiber Module . . . . .	74
C.4 Ansteuerung . . . . .	74
<b>Glossar</b> . . . . .	75
<b>Literaturverzeichnis</b> . . . . .	79

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Zukunft der Energieversorgung

Seit dem Unfall am Kernspaltungsreaktor von Fukushima ist die Diskussion über die Zukunft der Energiegewinnung durch Kernspaltung erneut entbrannt und neue Entscheidungen über deren Abschaffung getroffen worden. Speziell in Deutschland findet dieser Umbruch statt, während noch über 50 Prozent der Primärenergie von Mineralöl und Kohle zur Verfügung gestellt werden. Als alternative Energiequellen sollen sogenannte erneuerbare Energien dienen. Auf *absehbare Zeit* [Pel10] gibt es jedoch noch keine Form, mit welcher der Energiehaushalt, besonders die Grundversorgung, von Deutschland gedeckt werden kann. Wünschenswert wäre es, die Energieversorgung komplett im eigenen Land vornehmen zu können, um nicht in eine Unterversorgung durch politische Instabilitäten in anderen Ländern, wie sie sich zum Beispiel in einigen Staaten auf dem afrikanischen Kontinent in diesem Jahr zugetragen haben, zu geraten.

Ein Ansatz zur alternativen Energiegewinnung liegt in der Nutzung der Sonnenenergie durch Solarthermie oder Photovoltaik. Der Weltenergiebedarf könnte durch die auf die Erde eingestrahlte Leistung gedeckt werden. Die von der Sonne übertragene Strahlungsleistung fällt mit  $r^{-2}$  ab. Das heißt, auf der Fläche der Erde, welche der Sonne zugewandt ist treffen nur  $0.58 \times 10^{-8}$  der dort produzierten Energie auf. Man stellt sich die Frage, warum man den auf der Sonne stattfindenden Prozess nicht auf der Erde ablaufen lässt. Dabei ließe sich die gesamte entstehende Energie gewinnen und das sogar in der Nacht.

Das Grundprinzip besteht darin, das Gegenteil der Kernspaltung zu betreiben, Kerne zu fusionieren. Dabei wird das gleiche kernphysikalische Phänomen, wie bei der Kernspaltung genutzt, der Massendefekt [PRSZ09]. Ist die Bindungsenergie der Edukte kleiner als die Bindungsenergie der Produkte, so ist auch der Massenüberschuss des Produkts kleiner. In Abbildung 1.1 wird der Massenüberschuss pro Nukleon dargestellt. Wie man sieht, ist die Bindungsenergie am größten bei Eisen. Bei der Kernspaltung gelangt man zu einem kleineren Massenüberschuss durch Spaltung eines schweren Kerns, zum Beispiel Uran, in Kerne kleinerer Massenzahl. Dies wird bei der Kernfusion durch Fusion von Wasserstoff, Deuterium oder Tritium zu



Helium erreicht. Die Differenz des Massenüberschusses entspricht der Differenz der Bindungsenergie, welche bei der Fusion beziehungsweise Spaltung frei wird.

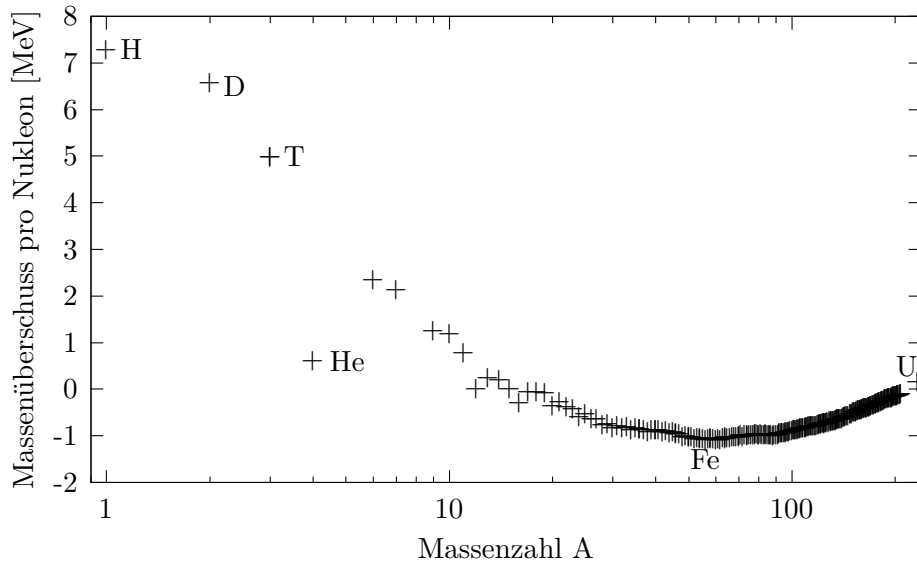


Abbildung 1.1: Abhängigkeit des Massenüberschusses pro Nukleon ( $(A - m[u])/A$ ) von der Nukleonenzahl (A). Aus [ABBW03], stabile Elemente, Tritium und Uran. Dieser ist bei  $^{12}\text{C}$  gerade 0, da die atomare Masseneinheit u darüber definiert ist. Der Massenüberschuss fällt weiter bis Eisen ab und steigt dann wieder.

## 1.2 Fusionsforschung

Damit die Fusionsreaktion stattfinden kann, muss zunächst die elektrostatische Abstoßung der positiv geladenen Kerne überwunden werden, damit die Kerne in den Wirkungsbereich der anziehenden Kernkraft gelangen. Dazu sind hohe Relativgeschwindigkeiten nötig. Für einen Reaktorbetrieb ist ein sich selbst erhaltender Prozess nötig. Damit dieser stattfinden kann, muss die Bedingung „erzeugte Leistung  $\geq$  abgegebene Leistung“ erfüllt sein. Die erzeugte Leistung berechnet sich aus den Dichten und dem Wirkungsquerschnitt für den zur Fusion führenden, inelastischen Stoß. Die abgegebene Leistung beinhaltet bei den relevanten Dichten und Temperaturen neben Strahlungsverlusten auch einen geringeren Anteil an Teilchenverlusten und Konvektion. Diese Verluste sind abhängig von Dichte und Temperatur. Fasst man diese Bedingung zusammen, ergibt sich das Lawson-Kriterium: Das Produkt aus Dichte, Temperatur und Energieeinschlusszeit hat einen Mindestwert. [Law57]

$$n_e T \tau_E \geq 10^{21} \text{ keV s m}^{-3}$$

Für die Erfüllung des Lawson-Kriteriums gibt es grundsätzlich zwei Ansätze: Die Trägheitsfusion und die Fusion durch magnetischen Einschluss. Bei der Trägheitsfusion wird ein Pellet aus dem Fusionsedukt, zum Beispiel mit Hilfe von Laserstrahlung, so komprimiert, dass die Dichte entsprechend groß wird. Dabei wird, wie aus dem Namen zu schließen ist, die Energieeinschlusszeit  $\tau_E$  durch die Trägheit der Masse erreicht. Die Magneteinschlussfusion macht sich zunutze, dass die Atome bei den für die Fusion benötigten Temperaturen vollständig ionisiert sind und mit einem Magnetfeld wechselwirken.

Zunächst wurde versucht, in einfachen Anordnungen wie zum Beispiel dem Z-Pinch (Strom in z-Richtung, Magnetfeld nach Biot-Savart in  $\Theta$ -Richtung) ein stabiles Gleichgewicht aufrecht zu erhalten. Aus dem Diamagnetismus des Plasmas ergibt sich, dass ein Gleichgewicht nur unter Einhaltung der Bennetrelation [Gü05a] erreicht wird. Mit Hilfe der MHD<sup>1</sup> wurde herausgefunden, dass dieses Gleichgewicht für minimale Störungen instabil ist. Ein Beispiel dafür ist die Knickinstabilität, sie wird in Anhang A erläutert.

Durch Kombination von Z- und  $\Theta$ -Pinch lassen sich die Forderung an ein bestimmtes Stromprofil und Instabilitäten vermeiden. Zunächst wurde versucht, das in einer linearen Geometrie zu realisieren, dort ist jedoch der Teilchen-Verlust an den Enden zu groß. Eine toroidale<sup>2</sup> Form mit umlaufenden Magnetfeldlinien löst dieses Problem. Hier wird die z-Richtung zur toroidalen Richtung und die  $\Theta$ -Richtung zur poloidalen<sup>3</sup> Richtung.

In Abbildung 1.2 wird diese Anordnung veranschaulicht. Es gibt zwei Konzepte, die so eine Magnetfeldlinienform realisieren: Den Stellarator, bei dem das komplette Magnetfeld durch äußere Spulen realisiert wird und den Tokamak<sup>4</sup>, bei dem nur der toroidale Anteil durch Spulen erzeugt wird, das Poloidalfeld hingegen im Wesentlichen durch Plasmastrom entsteht.

Abbildung 1.3 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines Tokamaks. Die wichtigsten Elemente sind die Toroidalfeld-Spulen und der Plasmastrom, welcher im Wesentlichen von der Transformator-Spule getrieben wird und das Poloidalfeld erzeugt. In der toroidalen Geometrie werden zusätzlich die Vertikalfeld-Spulen zur Stabilisierung des Plasmas benötigt.

<sup>1</sup>Magneto Hydro Dynamik, 2-Flüssigkeitsbeschreibung (Ionen und Elektronen) von Plasma im Magnetfeld

<sup>2</sup>In Richtung des großen Umfangs eines Torus

<sup>3</sup>In Richtung des kleinen Umfangs eines Torus

<sup>4</sup>Abkürzung aus dem Russischen, тороидальная камера в магнитных катушках (Toroidale Kammer in Magnetspulen)

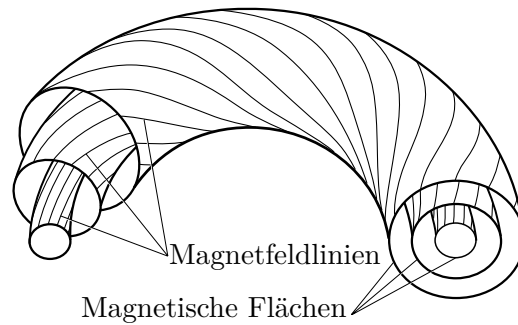


Abbildung 1.2: Magnetfeldliniengeometrie bei toroidalem Einschluss. [Mil02]

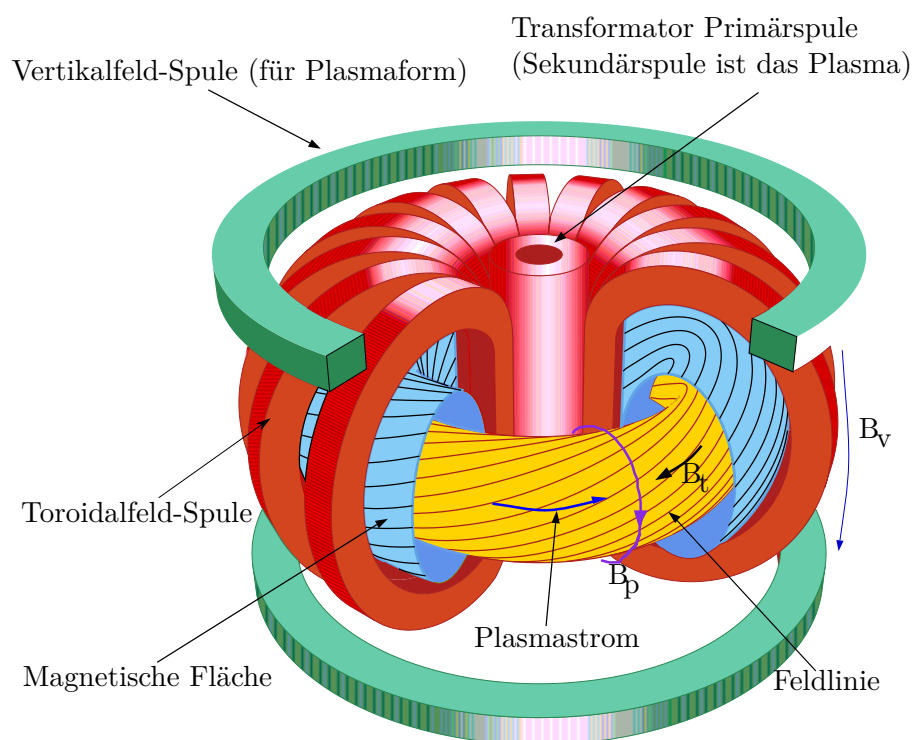


Abbildung 1.3: Prinzip eines Tokamaks. Aus [Mer04].

### 1.3 Magnetische Konfiguration an ASDEX Upgrade

An AUGD<sup>5</sup> wird das Poloidalfeld durch den Plasmastrom erzeugt, welcher sich aus verschiedenen Anteilen zusammensetzt. Der Hauptteil stammt aus der Transformator-Wirkung der zentralen Spule. Der sogenannte Bootstrap<sup>6</sup>-Strom entsteht aus dem Zusammenspiel von gekrümmten Magnetfeldlinien und Druckgradienten [HH76]. Zusätzlich kann Strom durch Einschuss von Neutralteilchen in tangentialer Richtung und ECCD<sup>7</sup> getrieben werden. Noch mehr Heizmethoden mit Stromtrieb finden sich in [Gü05b].

Eine berechnete, toroidal-symmetrische magnetische Konfiguration, auch Gleichgewicht genannt, wird oft mit dem q-Profil charakterisiert. Der q-Wert an einem Ort beschreibt, wie viele toroidale Umläufe eine Magnetfeldlinie auf einem poloidalen Umlauf vollzieht. Diese Gleichgewichte lassen sich durch Lösen der Grad-Shafranov Gleichung (1.1) berechnen. Diese Gleichung folgt unter anderem aus der Grundgleichung für das Kräftegleichgewicht bei magnetischem Einschluss,  $\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ . [WC04]

$$R \frac{\partial}{\partial R} \left( \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} = -\mu_0 R^2 \frac{dp}{d\psi} - \mu_0^2 f \frac{df}{d\psi} \quad (1.1)$$

An AUGD wird die Grad-Shafranov Gleichung zum Beispiel mit CLISTE<sup>8</sup> gelöst. Dieses Programm verwendet als Randbedingungen Messdaten einer Plasma-Entladung und vom Benutzer vorgegebene Parameter, welche zum Beispiel aus manuellen Untersuchungen von Messdaten stammen. [MMS99]

Messdaten stammen primär von außerhalb des Plasmas sitzenden Spulen, welche das Feld des Gesamtstroms mit Hilfe von Induktion messen. Damit können keine genauen Informationen über die Stromdichteverteilung im Plasma erlangt werden, da das Magnetfeld aus dem Integral über die gesamte Verteilung entsteht. Im nächsten Abschnitt wird beschrieben, wie Messdaten der MSE<sup>9</sup> Aufschluss über die Magnetfeldgeometrie im Plasma geben.

Ein Beispiel für eine Quelle von Parametern ist die Kenntnis von zusätzlichen Informationen über die Stromdichteverteilung im Plasma. In dieser Arbeit werden die häufig auftretenden Sägezähne, siehe Anhang A, zur Bestimmung der  $q = 1$  Fläche verwendet und die Orte dieser Flussfläche als Parameter übergeben. Das ist die magnetische Fläche (Abb. 1.2), bei der die Magnetfeldlinien bei einem toroidalen Umlauf genau einen poloidalen Umlauf vollziehen.

<sup>5</sup>ASDEX Upgrade

<sup>6</sup>Engl. für Stiefelriemen. Meint einen Prozess, der sich selbst erzeugt und erhält. Siehe [Wik11]

<sup>7</sup>Electron Cyclotron Current Drive: Elektron Zyklotron Resonanz Heizung in Stromtrieb Konfiguration, d.h. Impuls der Strahlung wird in Stromrichtung auf Plasma übertragen

<sup>8</sup>CompLete Interpretive Suite for Tokamak Equilibria

<sup>9</sup>Motional Stark Effect Diagnostik

## **1.4 MSE an ASDEX Upgrade**

Bei der MSE wird die Polarisationsrichtung einer Linie aus dem Spektrum des von eingeschossenen neutralen Deuteriumteilchen abgesandten Lichts gemessen. Diese Richtung gibt Aufschluss über die Magnetfeldrichtung. Da dies eine komplexe Messanordnung erfordert, sind verschiedene Kalibriertechniken für die einzelnen Teile des Aufbaus nötig.

In dieser Arbeit wird zunächst der Aufbau der MSE beschrieben, um danach auf die Kalibrierung der einzelnen Bestandteile und die Ergebnisse der Kalibrierungen einzugehen. Schließlich werden kalibrierte, gemessene Winkel untersucht.

# Kapitel 2

## Aufbau und Funktionsweise der MSE

### 2.1 Geometrie

ASDEX Upgrade ist in 16 Sektoren unterteilt. Einen Überblick über die Heizungen und Sektoren gibt es in Abbildung 2.1. Für die MSE, welche im Sektor 1 sitzt und von oben betrachtet im Uhrzeigersinn blickt (siehe Abbildung 2.2) ist die NBI<sup>1</sup> Box 1 in Sektor 15 relevant. Weitere Zeichnungen mit Winkelangaben findet man in [Tro00]. Die MSE ist auf Beam 3 ausgerichtet, welcher, im Gegensatz zu Beam 2, aufwärts injiziert (siehe Abbildung 2.7). Das Licht der anderen 3 Beams wird ebenfalls aufgenommen. Diese haben eine andere Geometrie, sodass im gleichen Wellenlängenbereich unterschiedliche Polarisierung vorliegt. Das führt zu einer derzeit nicht korrigierbaren Verfälschung der Messung, das Signal der MSE wird nutzlos. Auf die Wellenlänge und deren Polarisationszustand wird in Abschnitt 2.2.3 näher eingegangen.

### 2.2 Das Emissionsspektrum des Neutralteilchenstrahls

Um einen schnellen Deuterium Neutralteilchenstrahl zu erzeugen, werden die Teilchen ionisiert. Dabei entstehen einfach geladene  $D^-$ ,  $D_2^-$  und  $D_3^-$  Ionen in einem Verhältnis von 65:25:10.[BPS75] Diese werden mit einer Spannung beschleunigt und anschließend neutralisiert, um nicht im Magnetfeld abgelenkt zu werden. Dabei entstehen Neutralteilchen, wegen der unterschiedlichen Massen und gleichen Ladungen bei der Beschleunigung, mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Die Beschleunigungsspannung beträgt bei allen Quellen von Injektor 1 nominal 60 kV, was bei den hier vorliegenden einfach geladenen Teilchen zu einer kinetischen Energie von 60 keV führt. Damit erreichen die D-Atome eine Geschwindigkeit von  $2400 \text{ km s}^{-1}$ , das entspricht 0.8% der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Eine nicht-relativistische Rechnung ist also ausreichend. Die Moleküle  $D_2$  und  $D_3$  haben entsprechend  $(\sqrt{2})^{-1}$  und  $(\sqrt{3})^{-1}$  dieser Geschwindigkeit.

---

<sup>1</sup>Neutral Beam Injection

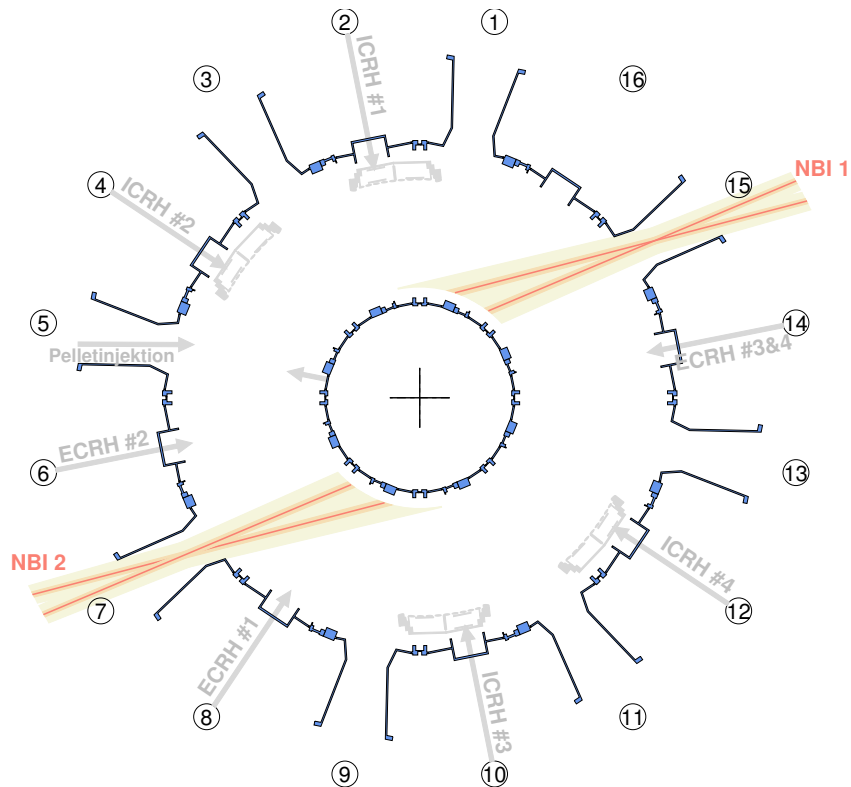


Abbildung 2.1: Plasmaheizungen, mit hervorgehobener NBI Box 1 und 2, an AUGD [Tro00]

Trifft der Strahl nun auf Teilchen im Plasma, werden die in den Atomen gebundenen Elektronen auf höhere Energieniveaus angeregt und kehren unter Emission von Lichtquanten wieder auf niedrigere Zustände zurück. Diese Niveaus sind ohne äußere Einwirkungen teilweise in ihren Drehimpulsen entartet, das heißt Elektronen haben, trotz unterschiedlicher Drehimpulse, die gleiche Energie. Da hier elektrische und magnetische Felder vorliegen, tritt eine Aufspaltung der Zustände und damit eine Aufhebung der Entartung auf. Den stärksten Einfluss hat das elektrische Feld, welches sich aus einem lokalen Mikrofeld [HL61] und einem Lorentz-Anteil zusammensetzt. Das Lorentz-Feld sehen die sich im Plasma schnell bewegenden Deuterium Atome in ihrem Ruhesystem durch die Lorentz-Transformation [JM82] des magnetischen Feldes. Das elektrische Mikrofeld wird im Folgenden vernachlässigt, da es meist klein gegenüber dem transformierten magnetischen Feld ist.

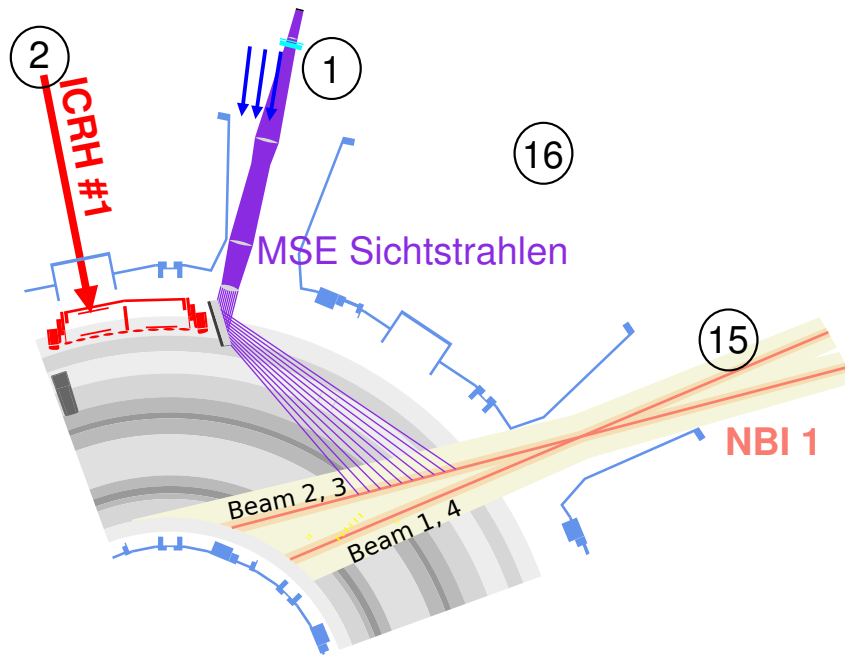


Abbildung 2.2: Position der MSE an AUGD, toroidale Ansicht (von oben), horizontale Sichtstrahlen in violett. Dabei entspricht der linke äußere Kanal 10, der rechte äußere Kanal 1. Zusätzlich eingezeichnet: ICRH, welche das MSE Signal stört. [Tro00]

### 2.2.1 Stark-Effekt

Das elektrische Feld ruft den Stark-Effekt hervor, dessen quadratischer Term gegenüber dem linearen bei den hier betrachteten Wasserstoff-Isotopen wegen zu geringer Feldstärke vernachlässigt werden kann. [HW03] Die Polarisationsrichtung der emittierten Strahlung hängt von der Richtung des elektrischen Feldes und des Stark-Niveaus ab. Eine genaue Abhandlung findet sich in [Yuh05], S. 36ff. Die nicht verschobene und die  $\pm 1$  Stark-Komponenten sind beispielsweise senkrecht zum elektrischen Feld polarisiert ( $\sigma$ -polarisiert, von griech.  $\sigma$ ). Im Folgenden wird nur die  $D\alpha$  Linie (beim Übergang von  $n=3$  auf  $n=2$  in Deuterium entstehendes Licht) betrachtet. Die möglichen Übergänge sind:

$$\Delta E_{D\alpha}^S = \frac{3}{2} ea_0 (\pm 8, \pm 6, \pm 5, \pm 4, \pm 3, \pm 2, \pm 1, 0) E \quad (2.1)$$

Die Komponenten  $(0, \pm 1, \pm 5, \pm 6)$ ; Änderung der Drehimpulsquantenzahl um  $\pm 1$ ) sind senkrecht und  $(\pm 2, \pm 3, \pm 4, \pm 8)$ ; keine Änderung der Drehimpulsquantenzahl) parallel zum elektrischen Feld polarisiert. Bei einer Neutralteilchengeschwin-



digkeit von  $2.4 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$  in 2.5 T ist der Betrag der elektrischen Feldstärke  $E=5.7 \text{ MV m}^{-1}$ ,  $e$  die Elementarladung und  $a_0$  der Bohrsche Radius.

### 2.2.2 Dopplereffekt

Zusätzlich tritt Dopplerverschiebung der Wellenlängen im System des Beobachters auf, da sich die Teilchen mit 0.8% der Lichtgeschwindigkeit unter einem Winkel von 55-69° zu den Sichtstrahlen der MSE bewegen. Es liegt also eine Kombination von longitudinalem und transversalem Doppler-Effekt vor. [JM82]

### 2.2.3 Gesamtes Spektrum

Werden diese Effekte zusammengerechnet, resultieren emittierte Wellenlängen wie in Tabelle 2.1. In Abbildung 2.3 wird ein tatsächlich gemessenes Spektrum gezeigt. Um eine Überbelichtung der Kamera und ein elektrisches Übersprechen zwischen den Kanälen zu vermeiden, wurde die nicht verschobene  $D\alpha$  Linie ausgeblendet. Leicht zu erkennen ist, dass die drei zentralen  $\sigma$ -Komponenten zusammenfallen, ähnlich den  $\pi$  Komponenten. Zusätzlich wurde die Position der mit der halben Energie dopplerverschobenen Linie angemerkt. Diese stammt von den als  $D_2^-$  beschleunigten Teilchen. Dieses Spektrum wird bei jeder Messung parallel aus dem Licht einer anderen Sichtlinie mit der MSS<sup>2</sup> aufgenommen.

Stark Komponente	Wellenlänge
-4	652.952nm
-3	653.109nm
-2	653.265nm
-1	653.421nm
0	653.578nm
1	653.734nm
2	653.890nm
3	654.047nm
4	654.203nm

Tabelle 2.1: Beispielhaftes Spektrum der Doppler und Stark verschobenen  $D\alpha$  Linie bei 60 kV NBI Beschleunigungsspannung und 2.5 T Feld für MSE Kanal 5 in Luft. Erzeugt mit `mse_tools`.

Aus diesem Spektrum werden die zentralen, mit der vollen kinetischen Energie (siehe Abschnitt 2.2 auf Seite 7) dopplerverschobenen  $\sigma$ -Komponenten gefiltert und deren Polarisationsrichtungen gemessen. Diese Polarisationsrichtung entspricht der

---

<sup>2</sup>Motional Stark Effect Spektroskopie

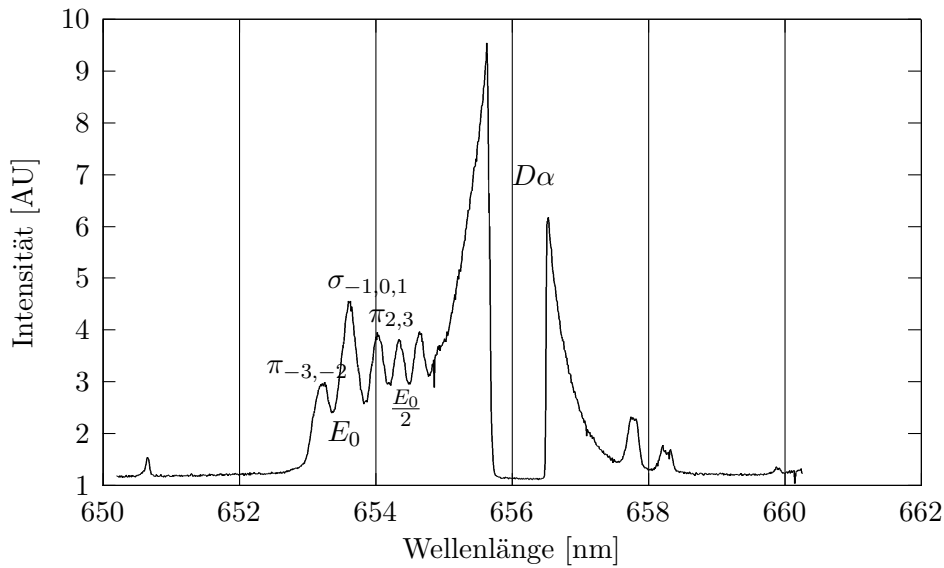


Abbildung 2.3: MSS Spektrum von Kanal 5 vom Schuss 26854. Die  $\pi$  und  $\sigma$  Komponenten gehören zu  $E_0$ , sind also mit der vollen kinetischen Energie dopplerverschoben.

Richtung der Schnittgeraden von zwei Ebenen. Die erste Ebene steht senkrecht auf das  $\mathbf{E}$ -Feld, ist also die Ebene, welche durch die  $\mathbf{B}$ -Feldrichtung und die Richtung des Beams aufgespannt wird. Die zweite Ebene ist senkrecht zur jeweiligen Sichtlinie der MSE. Diese stammt daher, dass die Polarisationsrichtung von Licht senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung steht. In Abschnitt 2.4 wird die Messung der Polarisationsrichtung beschrieben.

## 2.3 Strahlengang vom Plasma bis zur Messung

Wie bereits beschrieben, sitzt die MSE in Sektor 1 unten, von wo aus die Sichtstrahlen durch den A-Port aus dem Torus gelangen. In Abbildung 2.4 wird der komplette Signalweg der MSE gezeigt.

### 2.3.1 Fenster zum Plasma und Spiegel

Um diese Geometrie zu erreichen, muss der Sichtstrahl einmal umgelenkt werden. Zunächst passiert er ein Quarzglas Fenster, welches den Spiegel vor Verunreinigun-

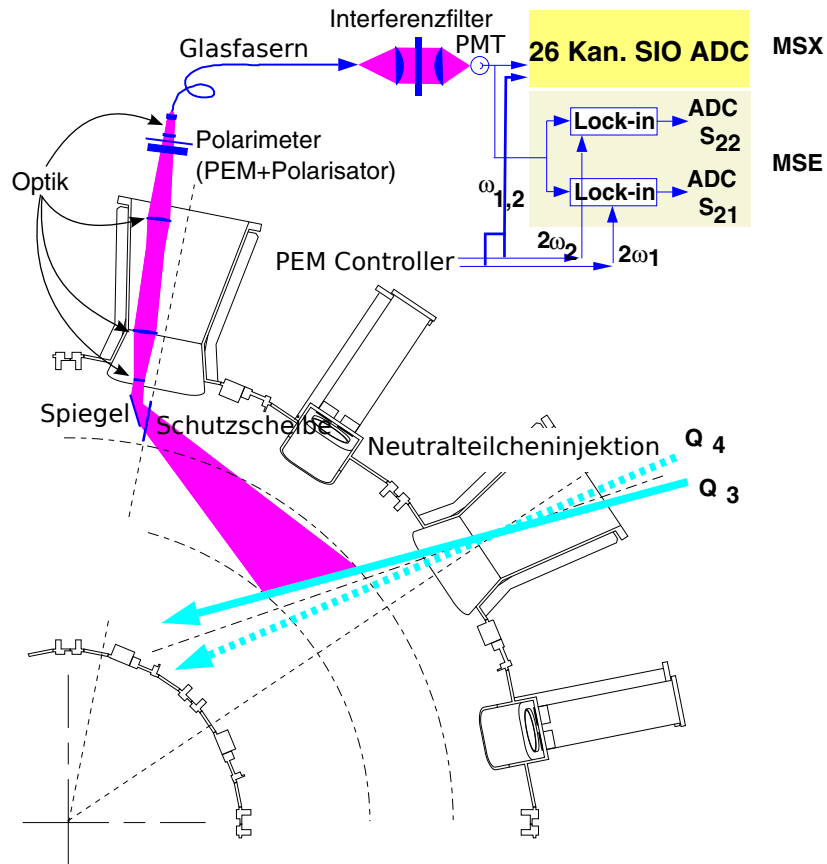


Abbildung 2.4: Der Signalweg der MSE. Beim digitalen Lock-in Verfahren (MSX) wird das Signal direkt nach den Photomultipliern digitalisiert und der Lock-in in Software ausgeführt. Übersetzt aus [Mer04].

gen aus dem Plasma und Schäden durch das Plasma schützt. Davor ist ein Shutter<sup>3</sup> angebracht, der das Fenster bei Borierungen<sup>4</sup> und Glimm-Entladungen<sup>5</sup> schützen soll. Der dielektrische Spiegel hat bei den betrachteten Wellenlängen einen Reflexionsgrad von mindestens 99.6%, damit die Polarisationsrichtung bei der Reflexion nur minimal beeinflusst wird. Der maximale, bei der Reflexion am Spiegel entstehende Gangunterschied [JM82] zwischen s- und p<sup>6</sup>-polarisiertem Licht beträgt 15°. [mse98]

<sup>3</sup>Schieber, welcher in den Strahlengang der Diagnostik gebracht werden kann. Zweck: Schutz, Kalibrierung

<sup>4</sup>Regelmäßig stattfindende Beschichtung der Gefäßinnenwand mit deuteriertem Diboran ( $B_2D_6$ )

<sup>5</sup>Entladung zum Reinigen des Gefäßes

<sup>6</sup>Senkrecht und parallel zur Projektion der Einfallsrichtung auf den Spiegel

Damit erfährt also eine Komponente der Polarisationsrichtung eine Retardierung, das heißt, aus linear polarisiertem Licht wird elliptisch polarisiertes Licht.

### 2.3.2 Linsensystem zur Fokussierung

Im Tauchrohr, welches sich im A-Port befindet, werden die Sichtstrahlen durch ein Linsensystem parallelisiert und nach außen geführt. Diese Linsen sind aus SFL6, einem Material mit sehr kleiner Verdet Konstante [Yuh05], gefertigt, um eine kleine Faraday Rotation<sup>7</sup> zu erreichen.

## 2.4 Messung der Polarisationsrichtung

Im Plasma ist, da die Dichte nur entlang einer Sichtlinie integriert gemessen wird, keine absolute Referenzhelligkeit vorhanden. Deswegen ist eine direkte Messung der Polarisationsrichtung mit einem Analysator nicht möglich. Eine Möglichkeit der Polarisationsmessung ist die Modulation der Intensität des Lichtes. Diese Methode ist angelehnt an die Vorgehensweise beim Messen einer Polarisationsrichtung von Hand – man variiert einen Analysator in seiner Stellung so lange, bis man ein Minimum oder Maximum der Transmission gefunden hat. Eine einfache mechanische Lösung wäre ein sich drehender linearer Polarisator. Mit Hilfe eines Referenzsignals zur Phasenbestimmung des Analysators ließe sich so die Polarisationsrichtung bestimmen. Das ist mechanisch, wegen der vorherrschenden Magnetfelder und der benötigten hohen Drehgeschwindigkeit, nicht realisierbar.

Für die Messung von Polarisationsrichtungen wird die Beschreibung des Polarisationszustandes von Licht mit Hilfe der Stokes-Parameter verwendet, da diese mit der folgenden Messmethode direkt bestimmt werden können. Im Gegensatz zum Jones-Formalismus ([KLR90] S. 61ff), bei dem die Polarisation als komplexer  $\mathbf{E}$ -Feld Vektor beschrieben wird, wird hier ein Vektor mit vier Komponenten, den sogenannten Stokes-Parametern ([KLR90] S. 103ff), eingeführt. Die erste Komponente,  $S_0$ , entspricht der Gesamtintensität, die zweite und dritte,  $S_1$  und  $S_2$ , sind Linearkombinationen aus den beiden Anteilen der linearen Polarisationsrichtung und  $S_3$  ist ein Maß für die zirkulare Polarisation.

Als Alternative zum drehenden Analysator wird ein PEM<sup>8</sup> genutzt, um das Signal, bevor es einen festen Analysator passiert, in seiner Polarisationsrichtung zu modulieren. Der PEM besteht aus einem Material, welches doppelbrechend wird, wenn es unter mechanischer Spannung steht. [KLR90] Abbildung 2.5 zeigt die beiden Achsen eines doppelbrechenden Kristalls. Die Polarisationsrichtung wird in Anteile in

---

<sup>7</sup>Drehung der Polarisationsrichtung in dielektrischen Materialien auf Grund von Magnetfeldern [Hua97]

<sup>8</sup>Photoelastischer Modulator

Richtung der beiden Achsen aufgeteilt, ein Anteil erleidet gegenüber dem anderen eine Phasenverschiebung. Wird ein Polarisationsanteil beim Durchgang  $\lambda/4$  verzögert, entsteht aus linear polarisiertem Licht mit  $\alpha = 45^\circ$  zirkular polarisiertes Licht. Ist die Verzögerung  $\lambda/2$ , wird die Polarisationsrichtung um  $2\alpha$  gedreht.  $\alpha$  ist der Winkel zwischen Polarisationsrichtung und optischer Achse, wie in Abbildung 2.5 zu sehen. Im Allgemeinen entsteht elliptisch polarisiertes Licht, also eine Mischung aus linearer und zirkularer Polarisation.

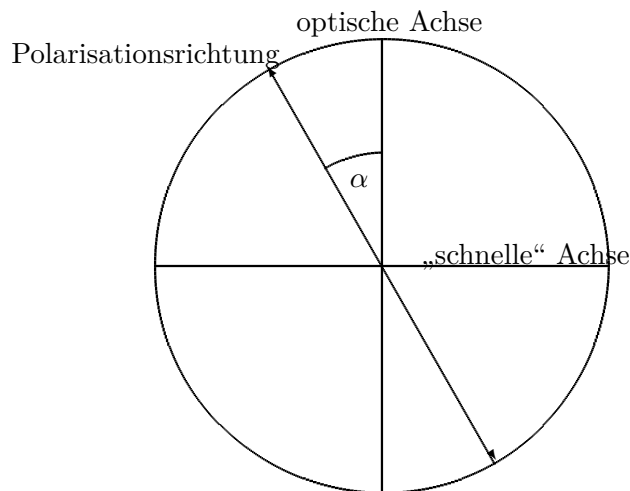


Abbildung 2.5: Veranschaulichung der Doppelbrechung. Parallel zur „schnellen“ Achse polarisiertes Licht hat eine andere Phasengeschwindigkeit als parallel zur optischen Achse polarisiertes Licht. Beim Durchqueren eines solchen doppelbrechenden Kristalls erleidet eine Komponente, in Bezug auf die Andere, eine Phasenverschiebung. Diese Phasenverschiebung nennt man auch Verzögerung oder Retardierung.

Der PEM wird mit einer Frequenz in der Größenordnung 20 kHz angeregt und die Amplitude der Modulation so gewählt, dass ein Gangunterschied zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl von maximal  $\pm\lambda/2$  erreicht wird. Das heißt, die Polarisation von linear polarisiertem Licht wird bei maximaler Auslenkung um den doppelten Winkel zwischen optischer Achse und Polarisationsrichtung gedreht. Dadurch gibt es zwei Polarisationsrichtungen (parallel und senkrecht zur optischen Achse), die nicht gedreht werden. Das macht eine vollständige Polarimetrie unmöglich. Daher wird noch ein zweiter PEM benutzt, bei welchem die optische Achse um  $45^\circ$  zu der des ersten gedreht ist, damit jede Polarisationsrichtung eine Modulation erfährt, die Symmetrie also gebrochen wird. Dieser muss mit einer anderen Frequenz betrieben werden, um später die beiden Richtungen unterscheiden zu können. Um die Modulation der Polarisationsrichtung in die einfach messbare Modulation der Intensität umzuwandeln, wird ein Analysator mit Durchlassrichtung im Winkel von

22.5° zu den optischen Achsen beider PEMs im optischen Weg nach den PEMs platziert. Abbildung 2.6 zeigt die Anordnung.

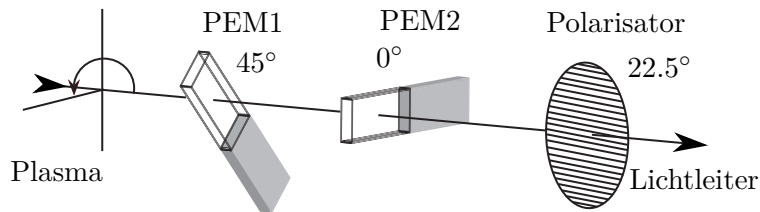


Abbildung 2.6: Polarimeter Anordnung [WO10]

Bei der MSE an AUGD wird der erste PEM mit 23 kHz und der zweite mit 20 kHz betrieben. Die Regelung der Frequenzen und Amplituden (nominell  $\pm\lambda/2$ ) der Modulation übernimmt jeweils ein Controller.

Dieses Verfahren nennt man Stokes-Polarimetrie, da im modulierten Signal die Fourier-Komponenten der doppelten PEM-Anregungsfrequenzen proportional zu den Stokes-Komponenten  $S_1$  und  $S_2$  sind. Zusätzlich ist die Fourier-Komponente der Anregungsfrequenz des ersten PEMs proportional zum Anteil der zirkularen Polarisation. Dieses interessiert bei der MSE nicht, da zirkular polarisiertes Licht beim Stark-Effekt nur parallel zum  $\mathbf{E}$ -Feld [Yuh05] abgestrahlt wird und dabei rechts- und linksdrehende Übergänge weiterhin entartet sind. Eine detaillierte Herleitung und theoretische Analyse des Verfahrens und der Vorgehensweise findet sich in [GJLS08], die praktische Anwendung, auch speziell an Tokamaks, wird in [Yos09] gezeigt. Die erste MSE, mit PEM Polarimetrie, wurde 1989 am Princeton Beta Experiment (PBX-M) Tokamak realisiert [LGK<sup>+</sup>90].

Das durch die PEMs und den Analysator in seiner Intensität modulierte optische Signal von verschiedenen Orten im Torus wird nun mit einer Linse auf 60 Lichtleiter, zehn in horizontaler und sechs in vertikaler Richtung, fokussiert. Die Anordnung der 60 Sichtstrahlen und deren Schnittpunkte mit dem Neutralstrahl gehen aus Abbildung 2.7 hervor. Die Lichtleiter führen an den Messort.

## 2.5 Filterung und Verstärkung des modulierten Signals

Wie in Abbildung 2.4 zu sehen, wird am Messort für jeden beobachteten Kanal die dopplerverschobene  $D\alpha$  Linie mit einem auf den jeweiligen Kanal abgestimmten Interferenzfilter aus dem optischen Signal extrahiert. Die durchgelassene Wellenlänge des Interferenzfilters ist von der Temperatur des Filters abhängig. Wie in Abschnitt 3.1 geschildert wird, nutzt man diese Abhängigkeit, um die Filter auf die richtigen Wellenlängen einzustellen. Um das, mit fast 50 kHz modulierte, schwache Licht-Signal in ein elektrisches Signal umzuwandeln, sind schnelle Reaktions-

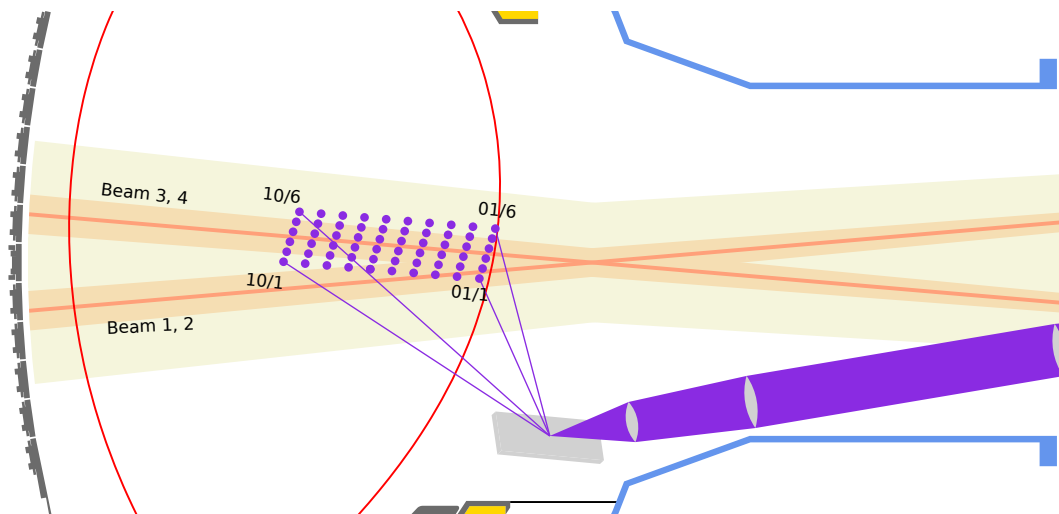


Abbildung 2.7: Die Sichtstrahlen der MSE an AUGD. Blickrichtung: gegen den Uhrzeigersinn, das heißt, die Strahlen im Gefäß zeigen Richtung Beobachter. Violetter Punkt links oben: Kanal 10, vertikale Sichtlinie 6, rechts unten: Kanal 1, vertikale Sichtlinie 1. Strahlen führen über Spiegel, durch das Linsensystem zu den PEMs, welche nicht mehr im Bild sind. [Tro00]

zeiten und eine hohe Sensitivität nötig. Diese Bedingungen erfüllt eine PMT<sup>9</sup>. Sie wird von einer Hochspannungsquelle versorgt und liefert einen elektrischen Strom, welcher von der eingestrahelten Intensität linear abhängig ist. Der Strom wird von einem Stromverstärker in eine Spannung konvertiert und verstärkt, bevor die Digitalisierung durch analog-digital Wandler beziehungsweise der analoge Lock-in Prozess stattfinden.

## 2.6 Auswertung des Signals

Um aus dem modulierten Signal die beiden Stokes-Komponenten der linearen Polarisationsrichtung zu erhalten, müssen die Fourierkomponenten der doppelten Anregungsfrequenzen bestimmt werden. Da die Referenzsignale der Modulation von den PEM Controllern auch digitalisiert werden, kann man daraus die Frequenz und die Phasenlage der Modulation bestimmen. Damit wird das auszuwertende Signal mit einem Sinus der doppelten Frequenz und passender Phase multipliziert. Eine solche Multiplikation ist äquivalent zu einer Verschiebung im Frequenzraum, das heißt, ein DC<sup>10</sup>-Offset wird moduliert und die gewünschte Frequenzkomponente wird zu einem

<sup>9</sup>Photomultiplier Tube

<sup>10</sup>Direct Current, engl. Gleichstrom

DC-Signal. Mittelt man anschließend, zum Beispiel mit einem Tiefpass, über einen bestimmten Zeitbereich, erhält man die gewünschte Komponente. Dieses Verfahren zur Extraktion einer beliebigen Frequenzkomponente aus einem Rohsignal wird Lock-in-Verstärkung genannt. Es wird oft bei Messungen, welche mit einem großen Untergrundsignal behaftet sind, verwendet. Man unterscheidet grundsätzlich zwischen zwei Prinzipien. Der Dual Phase Lock-in ist unabhängig von der Phasenlage von Referenz- und Messsignal, da er auf der Faltung mit Sinus und Kosinus und Pythagoreischer Addition der beiden Komponenten beruht. Er hat den Nachteil, dass er keine negativen Ergebnisse liefert, da das einer Phasenverschiebung um  $\pi$  entspricht. Der Single Phase Lock-in ist phasensensitiv und wird im Folgenden verwendet. Bei der MSE an AUGD gibt es nun zwei Methoden, diesen zu vollziehen.

### 2.6.1 Analoges Lock-in

Beim analogen Lock-in wird der komplette Vorgang mit analogen Bauteilen realisiert. Das war nötig, da zum Zeitpunkt des Aufbaus der MSE noch keine Geräte mit Digitalisierungsraten von über 200 kHz über mehrere Sekunden kommerziell verfügbar waren. Die beiden Signale,  $S_{46\text{kHz}}$  und  $S_{40\text{kHz}}$ , werden mit 1 kHz mit einem CAMAC<sup>11</sup>-System digitalisiert und können erst nach der Datenerfassung einer gesamten Messung weiterverarbeitet werden.

### 2.6.2 Digitaler Lock-in

Das aktuelle Verfahren, welches eine genauere Analyse des Eingangssignals und sogar Echtzeitauswertungen ermöglicht, ist der digitale Lock-in. Bei diesem werden die modulierten Signale und die Referenzsignale digitalisiert und erst im Computer findet das Lock-in-Verfahren statt. Hierbei gibt sich der zusätzliche Vorteil, dass die meisten analogen Bauteile in der Signalverarbeitung wegfallen, wodurch Schwankungen, zum Beispiel durch Temperaturänderungen, und Rauschen vermieden werden. Ein Nachteil jedoch ist, dass die Zeit schon vor dem Lock-in Prozess diskretisiert wird, was zu Artefakten führen kann. [KMH<sup>+</sup>10]

Das System zur Messung besteht aus einem von der Elektronik Abteilung des IPP entwickelten SIO<sup>12</sup>-System, welches die Daten in Echtzeit digitalisiert, in serielle Reihenfolge bringt und an einen Computer schickt. Im Fall der MSE sind das 26

---

<sup>11</sup>Computer Automated Measurement And Control, System zur Datenerfassung

<sup>12</sup>Serial In Out, Verfahren zur Serialisierung von parallelen Datenströmen aus der Datenaufnahme und Deserialisierung von seriellen Daten in parallele Datenströme für Datenausgabe



Kanäle bei 250 kHz mit einem vorgeschalteten Tiefpass mit einer Grenzfrequenz<sup>13</sup> von 100 kHz gegen Aliasing<sup>14</sup>. Im Folgenden wird diese Diagnostik MSX<sup>15</sup> genannt.

In der Diplomarbeit wird, wegen der genannten Vorteile und der Zielsetzung der Echtzeitbestimmung der MSE-Winkel, nur noch das digitale Verfahren betrachtet. Zusätzlich wird in Abschnitt 3.2.4 beschrieben, warum das analoge Verfahren in den, während dieser Arbeit getätigten Messungen nicht verwendbar ist.

### 2.6.3 Winkelberechnung

Der zu messende Polarisationswinkel wird aus den beiden Stokes-Komponenten berechnet, siehe [KLR90], S. 118:

$$\gamma_m = \frac{1}{2} \text{atan2}(S_2, S_1) \quad (2.2)$$

Der Funktionsname `atan2(x,y)` stammt aus der Programmiersprache C, welche im weiteren zur Datenauswertung verwendet wird. Diese Funktion liefert den Winkel zwischen der x-Achse und der Ursprungsgerade durch den Punkt (x,y). Sie ist also eine auf alle vier Quadranten erweiterte Arkustangens Funktion des Quotienten  $x/y$ .

Die Argumente lassen sich aus den Fourier-Komponenten  $S_{46\text{kHz}}$  und  $S_{40\text{kHz}}$  des Roh-Signals bestimmen, siehe [Yos09]:

$$S_1 = \frac{1}{J_2(A_{23\text{kHz}})} \cdot \frac{S_{46\text{kHz}}}{S_{\text{DC}}}; S_2 = \frac{1}{J_2(A_{20\text{kHz}})} \cdot \frac{S_{40\text{kHz}}}{S_{\text{DC}}} \quad (2.3)$$

Der Gleichstromanteil kürzt sich, es bleibt der Quotient aus den Bessel-Funktionen im Argument des Arkustangens. Im Folgenden wird dieser Quotient  $p_0 = J_2(A_{23\text{kHz}})/J_2(A_{20\text{kHz}})$  genannt, wobei  $J_2$  die Bessel-Funktion zweiten Grades und  $A_{23\text{kHz}}$  beziehungsweise  $A_{20\text{kHz}}$  die maximale Retardierung des 23kHz beziehungsweise 20kHz PEMs ist.

Ist der Winkel zwischen linearem Polarisator und den PEMs (siehe Abbildung 2.6) nicht korrekt auf  $22.5^\circ$  eingestellt, so ergibt sich zusätzlich ein Proportionalitätsfaktor von  $\sin(2\beta)$  für  $S_{46\text{kHz}}$  beziehungsweise  $\cos(2\beta)$  für  $S_{40\text{kHz}}$ , wobei  $\beta$  der Winkel zwischen dem zweiten PEM und der Durchlassrichtung des linearen Polarisators ist.

---

<sup>13</sup>Ein Signal dieser Frequenz wird um 3 dB abgeschwächt

<sup>14</sup>Effekt, der bei Digitalisierung einer Frequenz, die höher als die Nyquist-Frequenz (halbe Abtastfrequenz) ist, auftritt. Solche hohen Frequenzanteile werden in das niedrige Frequenzspektrum gespiegelt

<sup>15</sup>Motional Stark Effect Diagnostik, WSX-Format

## Kapitel 3

### Kalibrierung

Die Diagnostik besteht aus optischen und elektrischen Bauteilen, welche unterschiedliche zeitliche Stabilität aufzeigen. Deshalb müssen diese kalibriert und separat die zeitliche Gültigkeit der Kalibrierung festgestellt werden. In diesem Kapitel werden in den Abschnitten die einzelnen zu kalibrierenden Teile der Diagnostik jeweils theoretisch beschrieben, die Vorgehensweise dargelegt und schließlich die Ergebnisse gezeigt. Diese Struktur wurde bewusst gewählt, um die teilweise kurzen Abschnitte über einen Aspekt der Diagnostik nicht zu zerteilen.

Die Plasma-unabhängigen Messungen, zum Beispiel zur Kalibrierung des Polari-meters, wurden nach vollständiger Automatisierung der Bedienung der Diagnostik und der Kalibriereinrichtungen, regelmäßig – mindestens täglich – im Juli und August 2011 durchgeführt.

## 3.1 Ort der Messung

Damit die von der MSE gelieferten Daten in einem Programm wie CLISTE verwendet werden können, muss der Ort der Polarisationsrichtungsmessung bestimmt werden. Vom Ort hängt, bei einer gegebenen Geometrie des Neutralstrahls, auch die Dopplerverschiebung ab. Im Folgenden werden Einflüsse auf die Ausrichtung der Sichtstrahlen im Vakuum-Gefäß des Tokamak, die Vermessung der Sichtstrahlen in diesem Gefäß und die Anwendung der Ortsinformationen bei der Kalibrierung der Filter gezeigt.

### 3.1.1 Hintergrund

Unter den extremen mechanischen und temperaturabhängigen Einflüssen können der Spiegel und die Linsen ihre Positionen, wenn auch nur minimal, verändern. Auf Grund des großen Abstands zwischen Spiegel und Beam von etwa 2m kann das zu Veränderungen der Sichtlinien führen. Mit dem geänderten beobachteten Ort ändert sich auch der Winkel auf den Neutralstrahl, was zu einer anderen Dopplerverschiebung im Spektrum des Strahls führt. Damit müssen die Filter auf die neue Wellenlänge eingestellt werden, da sonst eine falsche Wellenlänge aus dem Spektrum gefiltert wird. Das kann zu einer falschen Messung des gewünschten Polarisationszustandes führen, da man zum Beispiel zusätzlich Licht der  $\pi$ -Komponente misst.

Zusätzlich würden falsche Orte und Projektionswinkel bei der Interpretation und Auswertung der Polarisationsdaten angenommen. Bei der Auswertung werden, mit Hilfe der geometrischen Faktoren  $A_1 \dots A_9$  und der Gleichung (3.1) [Mer04] MSE-Winkel, aus einer berechneten magnetischen Konfiguration theoretisch bestimmt. Diese Faktoren werden aus der Geometrie der Sichtlinien bestimmt.

$$\tan \gamma_m = \frac{A_1 B_r + A_2 B_t + A_3 B_z + A_4 E_r / v_{\text{beam}}}{A_5 B_r + A_6 B_t + A_7 B_z + A_8 E_r / v_{\text{beam}} + A_9 E_z / v_{\text{beam}}} \quad (3.1)$$

Diese Gleichung findet auch in CLISTE, zum Vergleich einer berechneten Magnetfeldgeometrie mit einem gemessenen MSE Winkel Verwendung [MMS99]. Das heißt, diese Faktoren geben die Projektion des Magnetfelds, kombiniert mit einem elektrischen Feld, auf die MSE Sichtlinie wieder.

### 3.1.2 Vorgehensweise

Um die Sichtstrahlen im Gefäß zu bestimmen wird ausgenutzt, dass der Strahlengang in der Optik umkehrbar ist. Man koppelt am Messort Licht in die Lichtleiter ein und vermisst die Lichtstrahlen an zwei Orten in jeweils allen drei Raumkoordinaten im Gefäß. Zusätzlich erkennt man, dass die Sichtstrahlen am Ort der Messung einen Durchmesser von zirka 2.5 cm haben. Das entspricht bei einer Dicke der Lichtleiter

von 1 mm einer Vergrößerung von 25. Damit lässt sich eine Ortsauflösung angeben. Mit den gemessenen Koordinaten bildet man Geraden im Raum und sucht den kürzesten Abstand der Geraden zum Zentrum des Beams der NBI. Die Geometrie des Beams wird nicht vermessen, sondern aus der technischen Dokumentation der NBI entnommen.

### 3.1.3 Ergebnisse

In Abbildung 3.1 wird der Verlauf dieser geometrischen Parameter und der daraus resultierenden Dopplerverschiebung über mehrere Jahre gezeigt. Aus den Winkeln berechnet man, wie oben erwähnt, zusätzlich die geometrischen Faktoren  $A_1 \dots A_9$  für die analytische Formel (3.1) der MSE Winkel.

### 3.1.4 Filter Einstellung

Anhand der Winkel der Sichtlinien auf den Beam lässt sich die Dopplerverschiebung der  $D\alpha$ -Linie berechnen, um die Filter auf die jeweils richtige Wellenlänge einzustellen. Diese Feineinstellung findet mittels Änderung der Temperatur der Filter statt, da sie je nach temperaturabhängiger Ausdehnung, eine andere Wellenlänge passieren lassen. Es wurde vermessen, dass die Abhängigkeit grob mit  $5 \text{ K } \text{\AA}^{-1}$  abgeschätzt werden kann. Die Filteröfen sind jeweils mit einem NTC-Widerstand<sup>1</sup> zur Temperaturmessung und einer elektrischen Heizung ausgestattet. Damit wurde eine mit einem Rechner gesteuerte Temperaturregelung realisiert, welche den Widerstand misst, daraus die Temperatur ausrechnet und entsprechend heizt. Das beschränkt die Minimaltemperatur auf Raumtemperatur, ausgeliefert werden die Filter für eine optimale Betriebstemperatur von  $40^\circ\text{C}$  und maximal dürfen sie mit  $60^\circ\text{C}$  betrieben werden. Da sich die Temperaturabhängigkeit der Wellenlänge durch Alterung mit der Zeit ändert, müssen diese zumindest zweimal pro Jahr kalibriert werden.

Zur Kalibrierung verwendet man ein Spektrometer mit einer Kamera als Detektor. Dieser Aufbau wird mit einer Neon Lampe anhand der drei im Spektrum erscheinenden Neon-Linien ( $650.65281$ ,  $653.28822$  und  $659.89529 \text{ nm}$  [KE74]) kalibriert wird. Dabei wird die Abhängigkeit der Wellenlänge vom Pixel auf dem CCD<sup>2</sup>-Chip als linear angenommen. Um die Filter zu vermessen, werden sie statt mit Licht aus dem Gefäß, mit einer Weißlichtlampe gespeist. Die PMT wird dafür durch eine Lichtleiter Halterung ersetzt, dort ein zum Spektrometer führender Lichtleiter installiert und dieser mit einem xyz-Tisch so positioniert, dass das gefilterte Licht optimal in den Lichtleiter eingekoppelt wird. Man nimmt das Spektrum auf, passt eine Gauß-Kurve

---

<sup>1</sup>aus engl. Negative Temperature Coefficient Thermistor, d.h. Widerstand mit einem negativen Temperaturkoeffizienten

<sup>2</sup>Abk. für Charge Coupled Device, zweidimensionaler Chip, um Bilder aufzunehmen. Hier am Spektrometer genutzt, um in x-Richtung Wellenlängen und in y-Richtung Kanäle aufzulösen

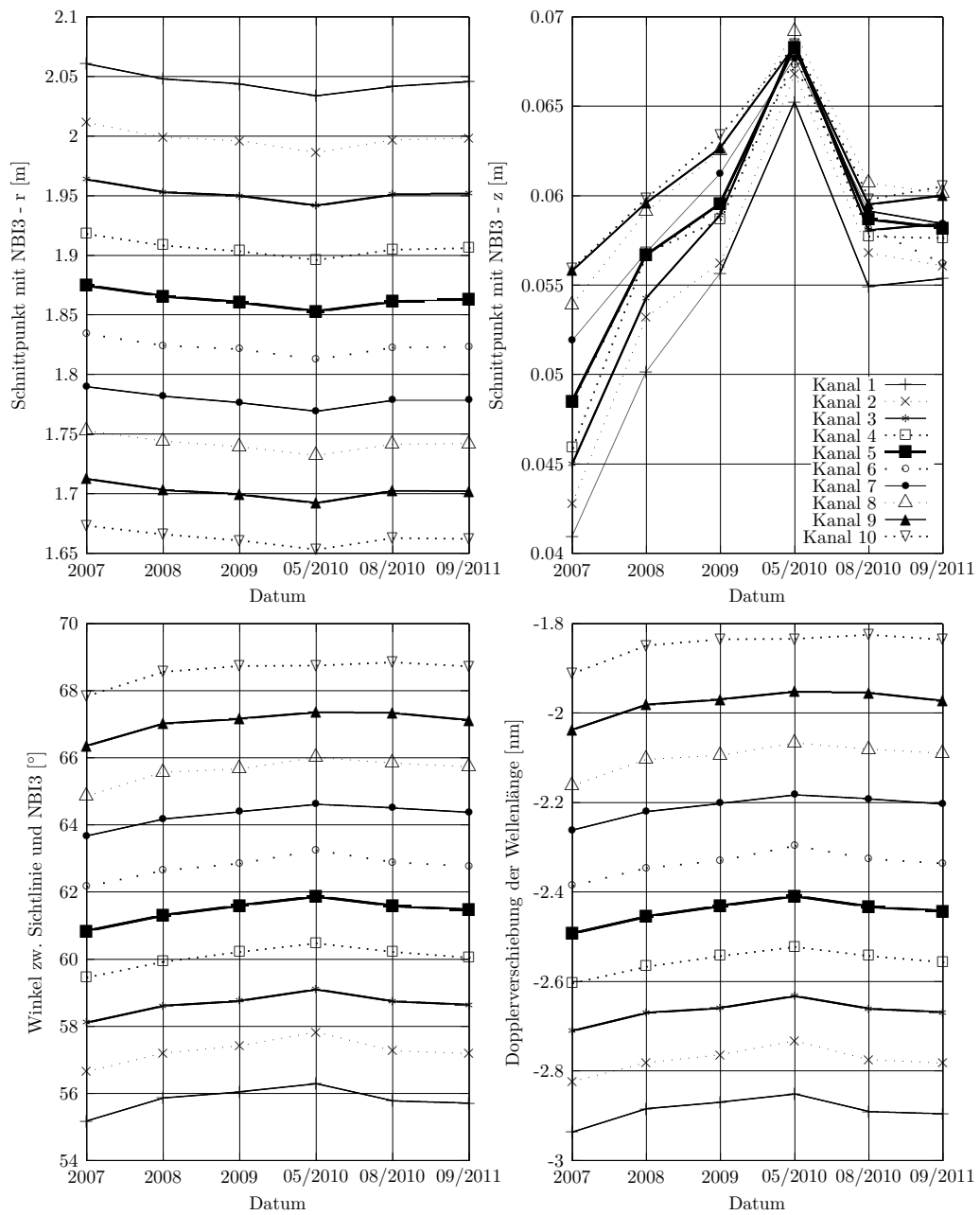


Abbildung 3.1: Änderung von essentiellen geometrischen Parametern über die Zeit, gezeigt für alle 10 Kanäle, jeweils an Sichtlinie 3 (von unten, in vertikaler Richtung). Oben der Ort der Messung in r- und z-Richtung; unten der dreidimensionale Winkel der Sichtstrahlen auf den Neutralstrahl und die daraus resultierende Dopplerverschiebung.

an dieses an und rechnet aus dem so bestimmten Zentrum der Gauß-Kurve die zentrale durchgelassene Wellenlänge aus. Die Temperatur wird mit Hilfe der Faustregel  $\Delta T = \Delta \lambda \cdot 5 \text{ K } \text{Å}^{-1}$  angepasst. Dieser Vorgang muss, nachdem sich ein Temperaturgleichgewicht im Filter eingestellt hat, wiederholt werden, um die gewünschte Genauigkeit  $\Delta \lambda < 0.1 \text{ Å}$  zu erreichen.

Zusätzlich ließe sich mit der Temperaturregelung eine Anpassung der Diagnostik an geringfügige Schwankungen der Beschleunigungsspannung der NBI realisieren. Bisher waren diese Schwankungen vor einer Messung nicht bekannt, weshalb eine durchschnittliche Spannung von 58 kV angenommen wurde. In niedrigster Ordnung ist die dadurch bedingte Änderung der dopplerverschobenen Wellenlänge  $0.2 \text{ Å kV}^{-1}$ , was  $1 \text{ K kV}^{-1}$  entspricht. Die Anpassung der Wellenlänge auf eine Beschleunigungsspannung von 58 kV wurde vorgenommen, da der Filter eine Breite von  $2 \text{ Å}$  und so die dopplerverschobene Wellenlänge der maximal erreichbare Beschleunigungsspannung von 60.5 kV auf der halben Halbwertsbreite und damit noch im Durchlassbereich des Filters liegt.

## 3.2 Auswertung der Rohsignale

Nachdem das modulierte Signal eines Kanals gefiltert und in eine Spannung umgewandelt wurde (zur Kalibrierung der Versorgungsspannungen der PMTs siehe Kapitel B) werden die Nutzsignale daraus gewonnen. Die Nutzsignale sind, wie in Abschnitt 2.4 auf Seite 15 geschildert, die Fourier-Komponenten der doppelten PEM-Anregungsfrequenzen. Dafür muss die Frequenz des Referenzsignals bestimmt werden. Für den phasensensitiven Lock-in wird, wie in 2.6 erläutert, die Phase zwischen Referenzsignal und Modulation benötigt. Das wurde in dieser Arbeit mittels digitaler Signalverarbeitung vorgenommen. Zusätzlich werden am Ende des Abschnitts das Problem des Offsets der analogen Lock-in Verstärker, warum dieser das Signal derzeit unbrauchbar macht und die Integrationslänge beziehungsweise der Tiefpass beim digitalen Lock-in behandelt.

### 3.2.1 Theorie

PEMs nutzen, im Fall der MSE, die Photoelastizität von Quarzglas, um die Polarisationsrichtung von passierendem Licht zu verändern. Setzt man Quarzglas in einer Richtung unter mechanische Spannung, verändert es seinen Brechungsindex für in einer Richtung polarisiertes Licht und wird damit doppelbrechend. Diese Spannung wird mit einem an dem PEM angeklebten, piezoelektrischen Material induziert. Wird an dieses Piezoelement eine elektrische Spannung angelegt, verformt es sich. Ein PEM Controller regt mittels Spannung am Piezoelement eine resonante Schwingung im PEM an. Dabei lässt sich die Wellenlänge des zu modulierenden Lichts und die maximale Modulationsamplitude in Wellenlängen angeben und der Controller gleicht den Schwingkreis entsprechend ab. Bei der MSE wird  $\lambda/2$  benutzt. Die Komponente von Licht, welche parallel zur optischen Achse polarisiert ist, erhält beim Durchgang eine maximale Verzögerung von einer halben Wellenlänge im Vergleich zum parallel zur optischen Achse polarisierten Licht.

Die Aufgabe ist es, die Phasenlage des Referenz Signals des PEM Controllers zur Modulation des Signals zu bestimmen. Dabei stellt sich die Schwierigkeit, dass es eine vom Hersteller willkürlich festgelegte Phasenbeziehung zum Anregungssignal hat und der Schwingkreis kein idealer harmonischer Oszillator ist. Bei einem idealen, extern angeregten Oszillator ohne Dämpfung wäre die Schwingung zur Anregung um eine Phase von  $\pi/2$  verzögert.

Zunächst werden Frequenz und Phase aus dem digitalisierten Referenzsignal bestimmt, dann die Phasenlage des Referenzsignals zur Modulation bestimmt.

### 3.2.2 Vorgehensweise

#### 3.2.2.1 Analyse des Referenzsignals

Das Referenzsignal ist ein Rechtecksignal mit der Anregungsfrequenz und mit Pegeln von 0 V für den low- und 5 V für den high-Zustand. Bei der Frequenz- und Phasenbestimmung werden die Zeitpunkte der Nulldurchgänge abgelesen, in diesem Fall sind diese bei 2.5 V. Der Vorgang wird für eine bestimmte Sample-Länge, zum Beispiel 2500 Samples für 10 ms bei 250 kHz Datenrate, ausgeführt. Es wird jeweils ein Zeitpunkt eines Durchgangs gegen seinen Index aufgetragen und ein linearer Fit durchgeführt. Die Steigung entspricht dann, da man steigende und fallende Flanken gezählt hat, der doppelten Frequenz. Der y-Achsenabschnitt entspricht der Phase, falls die erste Flanke eine steigende war, sonst muss eine halbe Periode addiert werden.

#### 3.2.2.2 Phasenoffset

Mit diesen Informationen wird ein Sinus der doppelten Frequenz erzeugt, dessen Phasenlage noch auf die Modulation des Rohsignals angepasst wird. Dazu wird der Lock-in Prozess für ein Sample mit der Länge  $\Delta t$  ausgeführt. Der Phasenoffset  $\delta$  wird so angepasst, dass das Ergebnis, Gleichung (3.2), maximiert wird. Dafür werden Routinen zum Minimieren aus der GSL<sup>3</sup> mit dem Brent Algorithmus verwendet. Bei einer Schranke von  $0.15\pi$  und  $0.65\pi$  und einem Startwert von  $0.35\pi$  wurde für beide Frequenzkomponenten, also 40 und 46 kHz, immer ein optimaler Phasenoffset gefunden.

$$\text{Signal}(\delta) = \text{abs} \left( \int_t^{t+\Delta t} \text{Signal}(t) \cdot \sin(\omega \cdot t + \delta) \right) \quad (3.2)$$

Als Rohsignal werden Daten einer Ex-Vessel Kalibrierung, siehe 3.3.2, verwendet. Bei dieser Messung befindet sich keine Optik im Strahlengang zwischen Quelle (drehender linearer Polarisator) und Polarimeter (PEMs). Da sich die Polarisationsrichtung im Verlauf der Messung verändert und dabei die Frequenzkomponenten im Betrag klein werden, wird ein Zeitraum zur Auswertung gewählt, in welchem beide Frequenzkomponenten eine vergleichbare, möglichst große Amplitude haben.

### 3.2.3 Ergebnisse

In Abbildung 3.2 wird der Verlauf der Phasenoffsets während eines Monats gezeigt. Die Kanalabhängigkeit des Phasenoffsets ist deutlich zu erkennen. Diese kommt zustande, da die Sichtstrahlen der Kanäle an unterschiedlichen Orten den PEM

<sup>3</sup>GNU Scientific Library



passieren und somit unterschiedliche Phasen der sich im Kristall des Modulators ausbreitenden mechanischen Schwingung erfahren. Eine Abschätzung der Orte des Durchgangs kann mit Hilfe der Konstruktion in Abbildung 3.7 auf Seite 32 vorgenommen werden. Zusätzlich zeigt sich, dass Schwankungen auf kleinen Zeitskalen stattfinden, im Monatsverlauf jedoch keine Änderung vorliegt. Deutlich wird das besonders am 06.07., als mehrere Messungen stattgefunden haben.

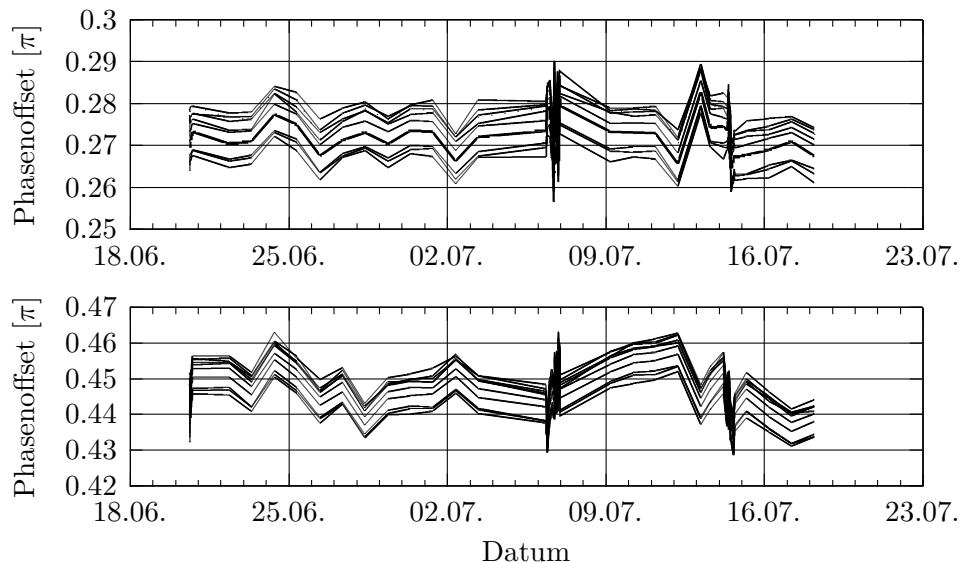


Abbildung 3.2: Über einen Monat ausgewertete Phasenoffsets für das 46 und 40kHz Signal für alle Kanäle.

Bei Analyse der Daten mit R<sup>4</sup>, stellt sich mit Hilfe des Shapiro-Wilk-Tests heraus, dass die Phasenoffsets normalverteilt sind. Das bedeutet einerseits, dass die unterschiedlichen Ergebnisse zufällig entstehen und man die Genauigkeit der bestimmten Phase durch eine größere Anzahl an Messungen erhöhen kann. Andererseits zeigt das, dass keine Trends, Häufungen und Ähnliches auftreten.

Das Vorliegen einer Normalverteilung bestätigt sich auch im Normal-Quantil-Plot<sup>5</sup> in Abbildung 3.3. Das Kennzeichen für die gleichen Verteilungen in x- und y-Richtung ist die lineare Korrelation.

In Abbildung 3.4 werden die Ergebnisse inklusive ihrer statistischen Eigenschaften

<sup>4</sup>Freie Programmiersprache und Software für statistische Berechnungen und Visualisierungen, siehe [www.r-project.org](http://www.r-project.org)

<sup>5</sup>Beim Normal-Quantil-Plot wird eine beliebig statistisch verteilte Größe der Größe nach sortiert gegen eine sortierte, normalverteilte Stichprobe mit der gleichen Länge aufgetragen. Ist die Größe normalverteilt, besteht eine lineare Korrelation

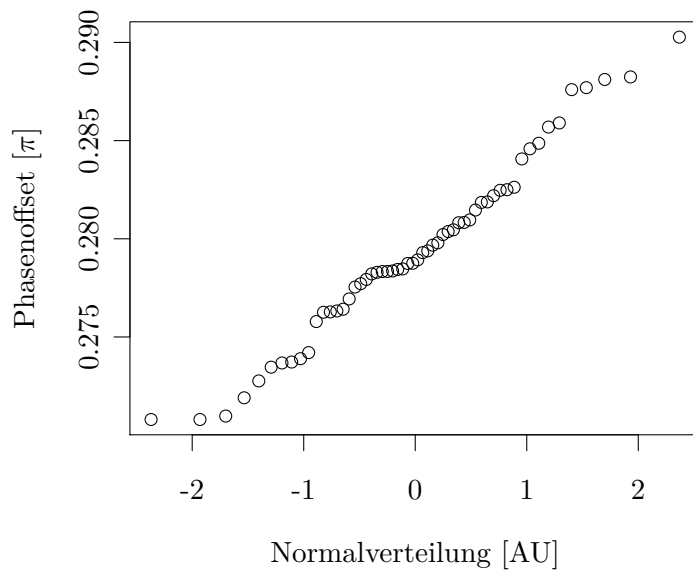


Abbildung 3.3: Normal-Quantil-Plot, Phasenoffsets von Kanal 6, 46kHz Signal gegen Normalverteilung.

in einem Boxplot<sup>6</sup> dargestellt. Es gibt nur bei der 46 kHz Komponente vereinzelte Ausreißer, welche jedoch mit der Definition der Ausreißer begründet werden können: die zentralen Messwerte sind hier nicht so weit gestreut, das heißt die Standardabweichung ist kleiner.

### 3.2.4 Offset der Ausgangsspannung der analogen Lock-in Verstärker

Die Ausgangsspannung eines Teils der analogen Lock-in Verstärker driftet und wird deshalb vor einer Messung zurückgesetzt. Dieser Vorgang dauert maximal zwei Sekunden. Der Offset des Ausgangs wird nicht genau 0 V, sondern relaxiert meist auf einen fixen Wert. Die nicht driftenden Verstärker haben genauso einen festen Offset. Diese Offsets betragen zirka 10 - 300mV, was bei kleinen Signalamplituden zu einem beträchtlichen Fehler führt.

In Abbildung 3.5 wird der zeitliche Verlauf dieser Faktoren gezeigt. Leicht zu erkennen ist, dass die meisten Kanäle bei täglichen Messungen einen bestimmten Offset haben. Werden hingegen die Messungen vom 06.07. betrachtet, zeigt sich, dass

<sup>6</sup>Plot, der einen Überblick über eine statistische Verteilung schafft. Zentrale Linie: Median (50% der Daten liegen ober-/unterhalb); Box: oberes/unteres Quartil (50% der Daten liegen in dieser Box, d.h. von 25% bis 75%); „Antennen“: gibt an, wieweit die restlichen Daten reichen, maximaler Abstand vom Median: 1.5 mal die Länge der Box; Krinkel: jeder weiter entfernte Messwert, per Definition „Ausreißer“

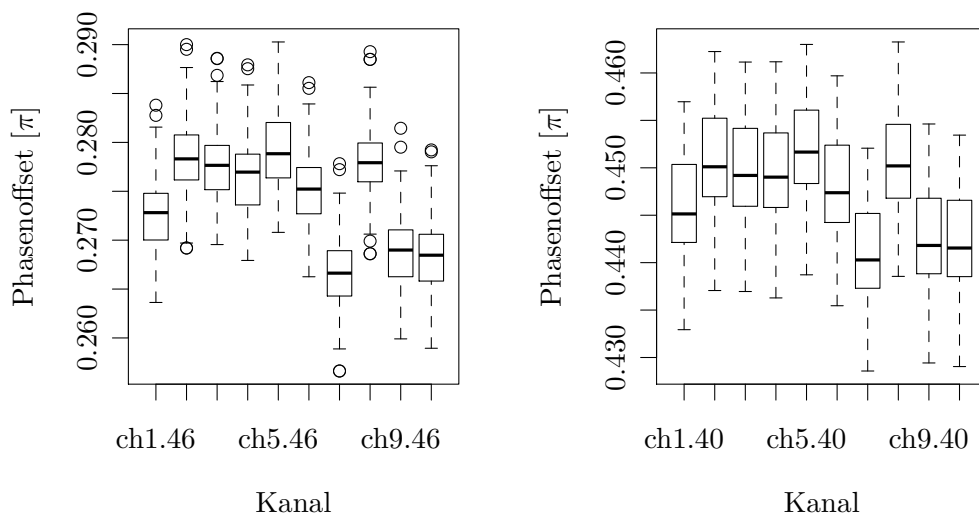


Abbildung 3.4: Boxplot der optimalen Phasenoffsets für alle Kanäle. Links für 46 kHz-Komponente, rechts für 40 kHz Komponente

zum Beispiel der Lock-in Verstärker mit meistens  $-60$  mV Offset hier unregelmäßig einen Offset von  $-30$  mV aufweist. Abbildung 3.6 zeigt in einem Normal-Quantil-Plot das Verhalten des Offsets von zwei analogen Lock-in Verstärkern. Die Offsets zeigen Häufungen bei diskreten Werten und sind nicht normalverteilt.

Dieses nicht deterministische Verhalten hat zur Folge, dass für jede Messung, also jeden Reset-Vorgang, der Offset bestimmt werden muss. In den Messungen während dieser Arbeit wurde die Diagnostik, wenn kein Licht aus dem Plasma kam, zu Kalibrierung des Winkels mit den In-Vessel<sup>7</sup> Lampen (siehe Abschnitt C), beleuchtet. Deshalb gab es keine Zeitspanne, in welcher der Offset bestimmt werden kann und die Messungen mit den analogen Lock-in Verstärkern können nicht weiter verwendet werden.

### 3.2.5 Integration beim digitalen Lock-in

Wie in Abschnitt 2.6 geschildert, muss das DC-Signal aus dem Ergebnis der Multiplikation des Rohsignals mit dem Sinus der doppelten Anregungsfrequenz extrahiert werden. In Gleichung (3.2) geschah das mittels Integration ohne Gewichtsfunktion. Da nur über eine endliche Zeitspanne integriert wird, ist das ein Filter mit endlicher Impulsantwort.

In der analogen Technik können, ohne ein Takt beziehungsweise Reset Signal, nur

<sup>7</sup>engl.: innerhalb des Gefäßes (hier: im Vakuum/Tokamak)

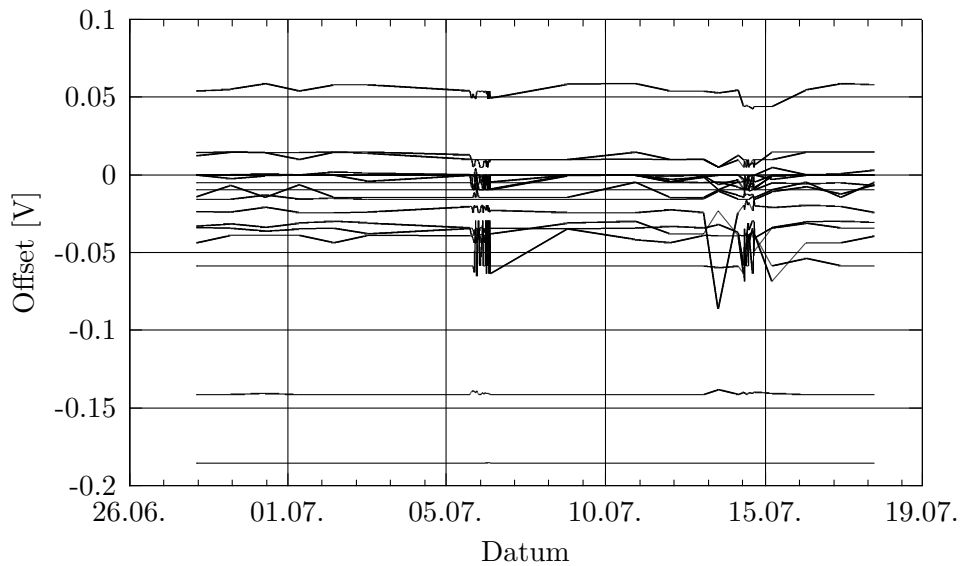


Abbildung 3.5: Zeitliche Entwicklung der Analog Lock-in Offsets. Gemessen 10s nach dem Reset des driftenden Offsets. Abstand der Messungen: 1 Tag, am 6. und 15.7. wurde stündlich Messungen durchgeführt.

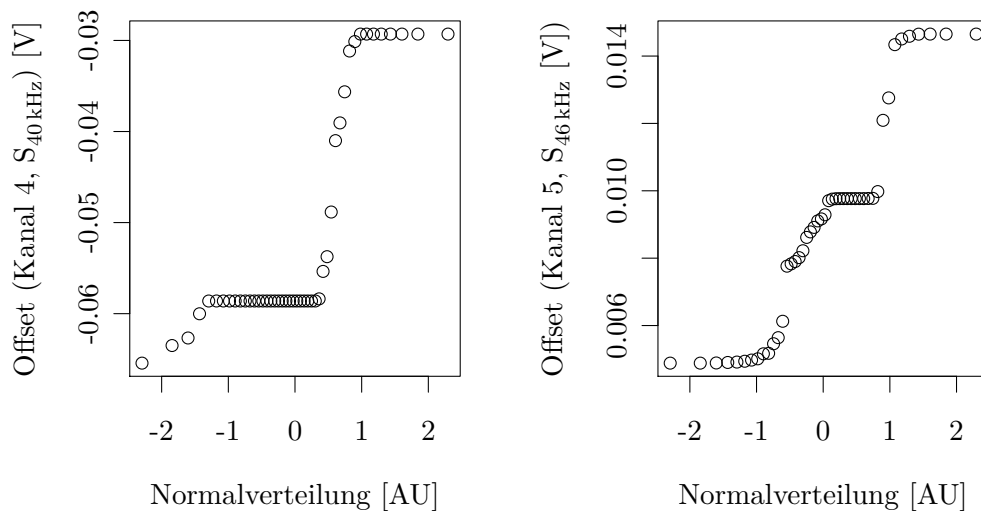


Abbildung 3.6: Statistische Untersuchung des Offsets der Ausgangsspannung der analogen Lock-in Verstärker im Normal-Quantil-Plot. Links Kanal 4,  $S_{40 \text{ kHz}}$ , rechts Kanal 5,  $S_{46 \text{ kHz}}$ .

Filter mit unendlicher Impulsantwort realisiert werden. Die Optimierung besteht darin, die Antwortfunktion des Filters zu optimieren. Dabei kann die Ordnung eines Filters möglichst hoch gewählt werden, um scharf bei einer Frequenz das Signal abzuschneiden. Es geht wenig vom Nutzsignal verloren und es wird viel an Störsignalen gedämpft.

Bei der MSE gilt es, das 3 kHz Nebenband der 40 und 46 kHz Frequenz-Komponente, welches aus der Kombination von 20 und 23 kHz Komponente entsteht, auszublenden. In den analogen Lock-in Verstärkern wurde dazu ein 1 kHz 8-poliger Bessel Tiefpass verwendet. Bessel Filter sind so optimiert, dass die Verzögerung durch den Filter bei verschiedenen Frequenzen ähnlich ist, also keine frequenzabhängigen Gruppengeschwindigkeiten entstehen. Seinen Namen hat er, weil die Übertragungsfunktion Bessel-Polynome im Nenner stehen hat. Solche Filter lassen sich digital realisieren, werden jedoch wegen ihrer Rechenintensivität und moderneren, leistungsfähigeren Möglichkeiten bei digitaler Signalverarbeitung selten verwendet.

Wie bereits in Abschnitt 2.6.2 erwähnt, entstehen bei der digitalen Signalverarbeitung durch die Diskretisierung der Zeit Artefakte. In [KMH<sup>+</sup>10] wird das Thema nicht ganzzahliger Perioden des Referenzsignals in einem Sample behandelt. Als Lösung bietet sich an, bei der Auswertung nach dem Bestimmen der Frequenz die Samplelänge entsprechend anzupassen. Das kann, unter Annahme gleichbleibender Gesamtintensität und entsprechender Normierung, für beide Frequenzkomponenten getrennt geschehen. So wird nicht nur der Vorteil der rauschfreien digitalen Weiterverarbeitung der Daten genutzt, sondern es kann besonders scharf die gewünschte Frequenz extrahiert werden.

Bei der MSE an AUGD brachte eine solche Optimierung zur Zeit der Arbeit keinen Nutzen, da das durch schlechte Signalqualität entstandene Rauschen größer als die Artefakte war. Dieses Thema wird in Abschnitt 4.2 behandelt. Zusätzlich zur Anpassung der Integrationslänge würde eine höhere Zeitauflösung die Artefakte auch vermindern.

### 3.3 Polarimetrie

Wie aus den Gleichungen (2.3) ersichtlich ist, beinhalten die beiden Frequenzkomponenten zusätzlich zu den gesuchten Stokes-Parametern den DC Anteil des Signals und die Bessel-Funktion zweiter Ordnung der maximalen Retardierung des jeweiligen PEMs. Bei der Division der beiden Komponenten im Argument des Arkustangens fällt der DC-Term weg, und im Falle gleicher Retardierungen auch der Bessel Term. Eine Fehlstellung des linearen Polarisators wird dadurch auch erfasst. Der gesamte Proportionalitätsfaktor im Arkustangens wird  $p_0$  genannt.

#### 3.3.1 Notwendigkeit einer Kalibrierung

Da sich in den PEMs nicht notwendigerweise genau die Retardierung einstellt, die im Steuergerät vorgegeben wird, muss der Korrekturfaktor durch eine Kalibrierung gefunden werden. Es wird angenommen, dass Alterungsprozesse die maximale Retardierung verändern. Laut Datenblatt beträgt sie maximal 500 nm, das heißt bei einer Wellenlänge von 500 nm kann ein maximaler Gangunterschied von ordentlichem und außerordentlichem Strahl von  $2\pi$  erreicht werden. Bei größeren Wellenlängen ist dieser entsprechend geringer.

Zusätzlich weisen die PEMs über ihre Fläche keine homogene Retardierung auf. Sie ist nur im Zentrum maximal und fällt zum Rand hin mit

$$A_1(r) = A_{1, \max} \cos(\pi/2 \cdot r/a)$$

ab [Wan10], wobei  $a$  dem Datenblatt der PEMs zu entnehmen ist,  $A_{1, \max}$  die maximale Retardierung im Zentrum und  $r$  der Abstand vom Zentrum ist.

Der Strahlengang bei einer Rückausleuchtung – von den Lichtleitern in das Vakuum-Gefäß – ist in Abbildung 3.7 gezeigt. Dabei wurde nur der für die Polarimetrie relevante Teil abgebildet. In der Konstruktion sieht man den Ort  $LL$ , an dem die Sichtlinien in die Lichtleiter eingekoppelt werden und das virtuelle Bild  $vLL$ , welches durch Linse 4 entsteht. Der Pfeil stellt die Hälfte der Lichtleiter (Kanal 1-5 oder 6-10) dar, die andere Hälfte befindet sich symmetrisch unterhalb der optischen Achse. Die Pfeilspitze zeigt auf einen Randkanal (1 oder 10) und die Konstruktionslinien (rot: Linse 4, violett: Linse 3) gehören zu diesem. Die violetten Linien rechts von Linse 3 zeigen den Verlauf der Sichtlinie dieses Kanals durch das Polarimeter. Es ist ein weitgehend paralleler, aufgeweiteter Strahl. Die Strahlen der restlichen Kanäle ergeben sich durch Symmetrie-Überlegungen. Der nicht eingezeichnete, untere Randkanal passiert das Polarimeter mit den gleichen, an der optischen Achse gespiegelten Sichtlinien. Die Sichtstrahlen der zentralen Kanäle sind nahezu parallel zur optischen Achse.

Abbildung 3.8 zeigt, gespiegelt, eine technische Zeichnung dieser Optik. Zur Verdeutlichung des schrägen Durchgangs der Sichtlinien der radial im Plasma innersten

und äußersten Kanäle durch das Polarimeter wurden die zentralen Sichtlinien von Kanal 1 und 10 mit einem Winkel von  $\pm 8^\circ$  eingezeichnet. Unter maximal diesem Winkel treten die Sichtstrahlen aller Kanäle in den PEM ein. Die Winkel wurden nur näherungsweise per Konstruktion bestimmt, da in der technischen Zeichnung von Linse 4 offensichtlich fehlerhafte Radien angegeben sind. Zur Konstruktion, siehe Abbildung 3.7.

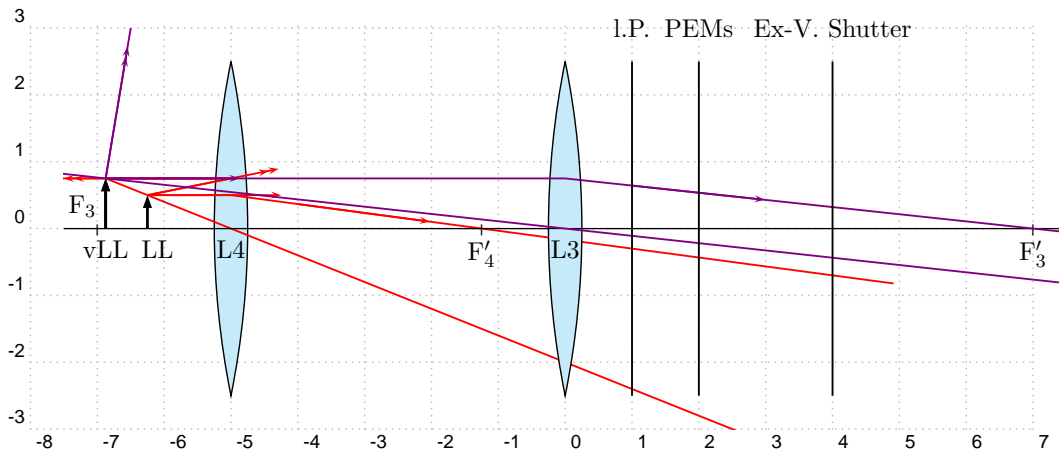


Abbildung 3.7: Strahlengang bei der Abbildung auf die Lichtleiter. *l.P.*: Linearer Polarisator. *LL*: Position der Lichtleiter, Höhe entspricht der eines Randkanals (1 oder 10). *vLL*: virtuelles Bild der Lichtleiter, entstanden durch Linse 4. Rote Linien: Sicht- beziehungsweise Konstruktionslinien für Linse 4, violette Linien entsprechend für Linse 3. Da das virtuelle Bild der Lichtleiter ungefähr im Brennpunkt von Linse 3 ist, werden ankommende parallele Strahlen auf jeweils einen Lichtleiter fokussiert.

Ein weiterer Einfluss auf die Fourier-Komponenten ist das Ansprechverhalten der elektrischen Komponenten bei verschiedenen Frequenzen. Da die zu extrahierenden Frequenzanteile von 40 und 46kHz einander sehr nahe liegen und Stromverstärker und Anti-Aliasing Filter dort keine nennenswert unterschiedliche Dämpfung besitzen, wird dieser Faktor in der Rechnung vernachlässigt. Schließlich ist die Retardierung auch von der durch die Filter betrachteten Wellenlänge, welche sich um bis zu 1nm unterscheidet, abhängig. Die Fehler, welche durch beide Effekte entstehen können, werden mit dieser Kalibrierung behoben.

Abbildung 3.9 zeigt den Einfluss vom Korrekturfaktor  $p_0$  im Arkustangens auf die Winkelbestimmung. Der Fehler hat eine Periodizität von  $90^\circ$  und hat Fixpunkte im Abstand von  $45^\circ$ . Diese treten auf, wenn das Argument des `atan2` null oder unendlich ist und damit  $p_0$  keinen Einfluss mehr hat.

Anmerkung: Betrachtet man Abbildung 3.7, könnte man meinen, dass der Winkel des Strahlengangs der Randkanäle (1 und 10) auf die optische Achse einen Einfluss

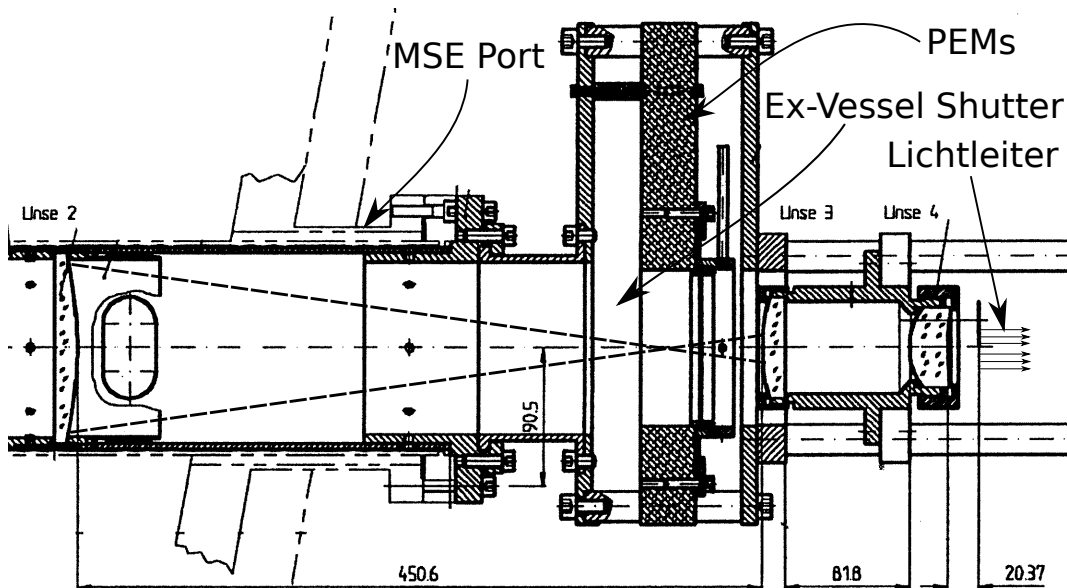


Abbildung 3.8: Teil der Optikgruppe der MSE, welcher sich außerhalb des Vakuumpfäßes des Tokamaks befindet. Zusätzlich eingezeichnet sind Strahlen zweier Randkanäle (maximaler Winkel von  $\pm 8^\circ$ ). Links kommt das polarisierte Licht vom Plasma und rechts übertragen die Lichtleiter das modulierte Licht zum Messort. Quelle technische Zeichnung: Bestec, Berlin.

auf *diese* Kalibrierung hat. Dem ist nicht so, da der zur Kalibrierung verwendete Polarisator parallel zum Polarimeter steht. Somit wird die Polarisationsrichtung in zwei Ebenen, welche beide senkrecht auf die optische Achse des Systems stehen, erzeugt und gemessen. Existiert aus anderen Gründen ein Verkippungseffekt, kann das nicht durch  $p_0$  in diesem Modell ausgeglichen werden, da wie in Abschnitt 3.4 gezeigt wird, der entstehende Fehler mit halber „Frequenz“ oszilliert. In den Ergebnissen der Polarimetrie-Kalibrierung konnte kein systematischer Fehler mit dieser Periodizität entdeckt werden.

### 3.3.2 Vorgehensweise

Zur direkten Kalibrierung des Polarimeters ohne verfälschende zusätzliche Optik oder Spiegel wurde im freien Platz in der PEM-Halterung vor den PEMs ein Shutter installiert. Auf diesem befindet sich eine Flächen-Lichtquelle und ein drehbarer Polarisator. Erstere basiert auf einem Glasfaserpaneel, das von einer beliebigen Lichtquelle gespeist werden kann. An AUGD geschieht das wahlweise mit einer Ha-



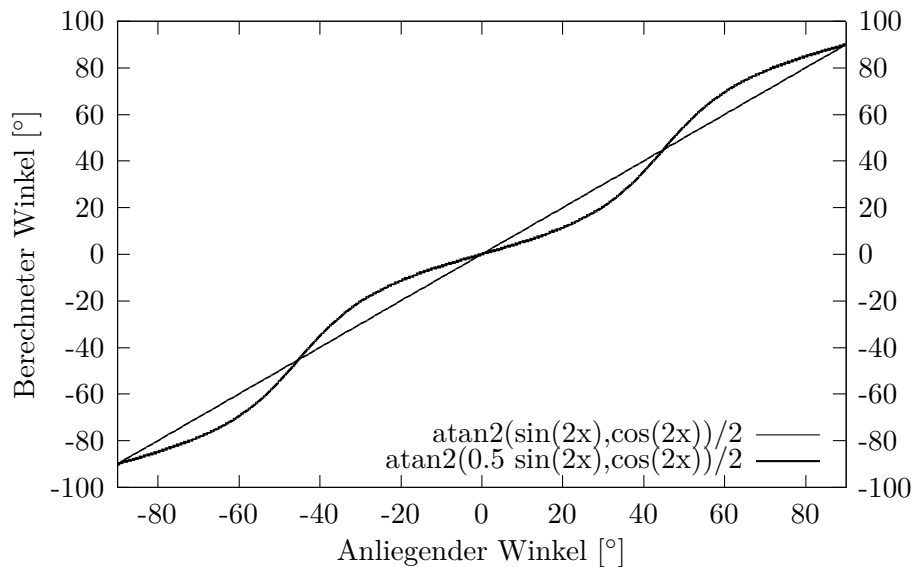


Abbildung 3.9: Fehlerhafte Winkelinterpretation bei falsch angenommenem Verhältnis der beiden Frequenz-Komponenten.

loglampe oder mehreren LEDs<sup>8</sup>. Der drehbare Polarisator wird von einem Motor mit einer Geschwindigkeit von etwa einer Umdrehung in sechs Sekunden gedreht. Zur Bestimmung des aktuellen Polarisationswinkels wurde in den Rand des Polarisators im Abstand von  $1^\circ$  eine Kodierung in Form von Schlitzten geätzt, welche mit einer Lichtschranke ausgelesen wird. An einer Stelle wurde ein Schlitz ausgelassen, was als Null-Grad Marke dient. Das Signal der Lichtschranke wird, bei Betrieb der Kalibriereinrichtung, wenn der Ex-Vessel<sup>9</sup> Shutter geschlossen ist, mit dem SIO-System aufgenommen.

Der Shutter, die Lichtquelle und der Motor lassen sich vom Messort aus bedienen. Dazu wurde im Rahmen der Diplomarbeit ein Programm geschrieben, welches diese mit Hilfe der parallelen Schnittstelle eines Rechners steuert, um automatisierte Messungen durchführen zu können. Es werden, bei einer sogenannten Ex-Vessel Kalibrierung, der Ex-Vessel Shutter geschlossen, der Offset der analogen Lock-in Verstärker zurückgesetzt, Lampe und Motor eingeschaltet und die Messung gestartet. Die Messdauer muss mindestens 6 s sein, damit die Marke bei  $0^\circ$  mit Sicherheit zumindest einmal die Lichtschranke passiert.

Die beiden Stokes-Parameter der linearen Polarisation  $S_1$  und  $S_2$  oszillieren bei

<sup>8</sup>Leuchtdiode, vom engl. light-emitting diode. Halbleiter Bauelement, das bei Stromfluss Licht absendet

<sup>9</sup>engl.: außerhalb des Gefäßes (hier: nicht im Vakuum/Tokamak)

konstanter Drehgeschwindigkeit wie Sinus und Kosinus der doppelten Frequenz der Drehung (siehe Abschnitt 2.4). Die Gesamtintensität des produzierten linear polarisierten Lichts kann Schwankungen unterliegen, beispielsweise durch teilweise polarisiertes Licht des Lichtleiterpaneels oder durch anisotrope Transmissionskoeffizienten des Polarisators. Deshalb wird zur Berechnung des gemessenen Winkels, wie in Gleichung (3.3), nur ein Korrektur-Faktor für das Verhältnis zwischen 40 und 46kHz-Signal verwendet. Dann fällt beim Dividieren der beiden Signale die Gesamtintensität weg.

$$\gamma = \text{atan2}(p_0 \cdot S_{40\text{kHz}}, S_{46\text{kHz}}) \cdot \frac{90}{\pi} + b_1 \quad (3.3)$$

Um eine sichere Konvergenz der Fits zu gewährleisten, wurde das Auswerteverfahren in mehrere Schritte unterteilt. Zuerst wird an beide Signale ein Sinus angepasst, um das Verhältnis der beiden Amplituden grob zu bestimmen. Dazu werden die durch Nulldurchgangsbestimmung berechnete Frequenz und Phase sowie die aus Maximum und Minimum bestimmte Amplitude als Startwerte an einen Levenberg-Marquardt-Algorithmus zur genauen Lösung des nichtlinearen Ausgleichsproblems übergeben. Um einen Winkel-Offset  $b_1$  zwischen der Nullmarke des drehenden Polarisators und des Polarimeters zu bestimmen, wird mit Hilfe der Phasen der beiden Oszillationen der Zeitpunkt gesucht, an dem der `atan2` null wird.

Danach wird das gesamte Intervall in Zyklen, in denen ein Winkelbereich von  $180^\circ$  durchlaufen wird, unterteilt. Diese werden einzeln behandelt. Der eigentliche Fit besteht darin,  $p_0$  und  $b_1$  in Gleichung (3.3) so anzupassen, dass das Quadrat der Differenz aus dem berechneten und dem anliegenden Winkel minimal wird. Dazu wurde, wie in Abschnitt 3.2.2.2, eine Routine zum Minimieren verwendet.

### 3.3.3 Ergebnisse

Mit der aktuellen Signalqualität liegt die Standardabweichung des berechneten Winkels vom eigentlichen Winkel der Ex-Vessel Kalibrierung bei einer Zeitauflösung von 10 ms zwischen bestenfalls  $0.12^\circ$  bei Kanal 6 und schlechtestenfalls  $0.38^\circ$  bei Kanal 5. Dies definiert die Messgenauigkeit der MSE und zeigt die ausgezeichnete Funktion des Polarimeters und dessen Kalibriereinrichtung. Der Unterschied entsteht aus der Signalqualität der verschiedenen Kanäle.

#### 3.3.3.1 Zeitliche Entwicklung

Das Fit-Ergebnis für  $p_0$  und den willkürlich gewählten Offset Winkel der regelmäßigen Ex-Vessel Kalibrierungen wurden in Abbildung 3.10 für alle Kanäle über die Zeit aufgetragen. Es ist eine geringe Variation festzustellen, welche jedoch im Rahmen der Standardabweichung bleibt. Eine systematische Tendenz ist über diesen Zeitraum nicht zu erkennen. Bei stündlichen Messungen konnten keine Häufungen oder

Trends, zum Beispiel auf Grund von Temperaturschwankungen, festgestellt werden. Regelmäßige Messungen über mehrere Monate und Jahre müssen in Zukunft die Langzeitstabilität des Polarimeters belegen.

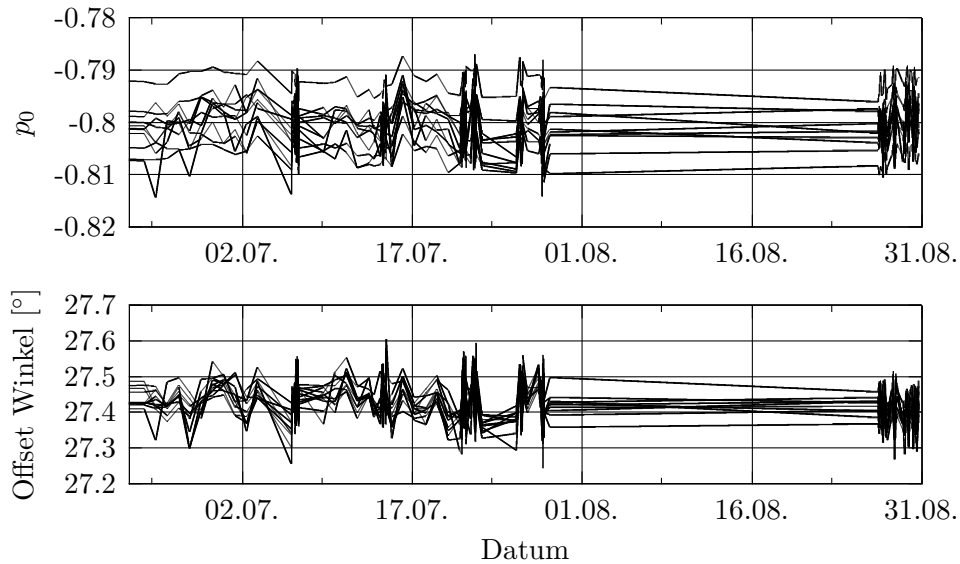


Abbildung 3.10: Zeitliche Entwicklung der Ergebnisse einer Ex-Vessel Kalibrierung.

### 3.3.3.2 Statistik und Fehler

Abbildung 3.11 gibt einen statistischen Überblick in Form eines Boxplots über diese Ergebnisse. Kanäle mit einer besseren Signalqualität, wie zum Beispiel Kanal 6 oder Kanal 10 zeigen eine kleinere Schwankungsbreite der beiden Parameter des Fits. Wie in Abschnitt 3.2.3 lässt sich mit einer statistischen Analyse feststellen, dass die Ergebnisse normal-verteilt sind.

Mit der jetzt bekannten maximalen Schwankung von  $\Delta p_0 \approx 0.01$  für einen Kanal lässt sich, wie in Abbildung 3.9 dargestellt, die maximale Fehlinterpretation eines Winkels berechnen:

$$\Delta\gamma_{\max} \approx 22.5^\circ - \frac{1}{2} \arctan \left( \frac{0.80}{0.81} \cdot \tan(2 \cdot 22.5^\circ) \right) = 0.18^\circ$$

Dieser Fehler ist wichtig für die MSE an AUGD, da das Polarimeter so ausgerichtet ist, dass bei Plasma-Messungen auftretende Polarisationsrichtungen gerade in den Bereich fallen, in dem ein Fehler in  $p_0$  eine große Rolle spielt. Das heißt, die beiden Argumente des  $\text{atan2}$  sind vom Betrag in gleicher Größenordnung, dadurch entsteht ein mit der Ungenauigkeit von  $p_0$  stark wachsender Fehler. Der durch die

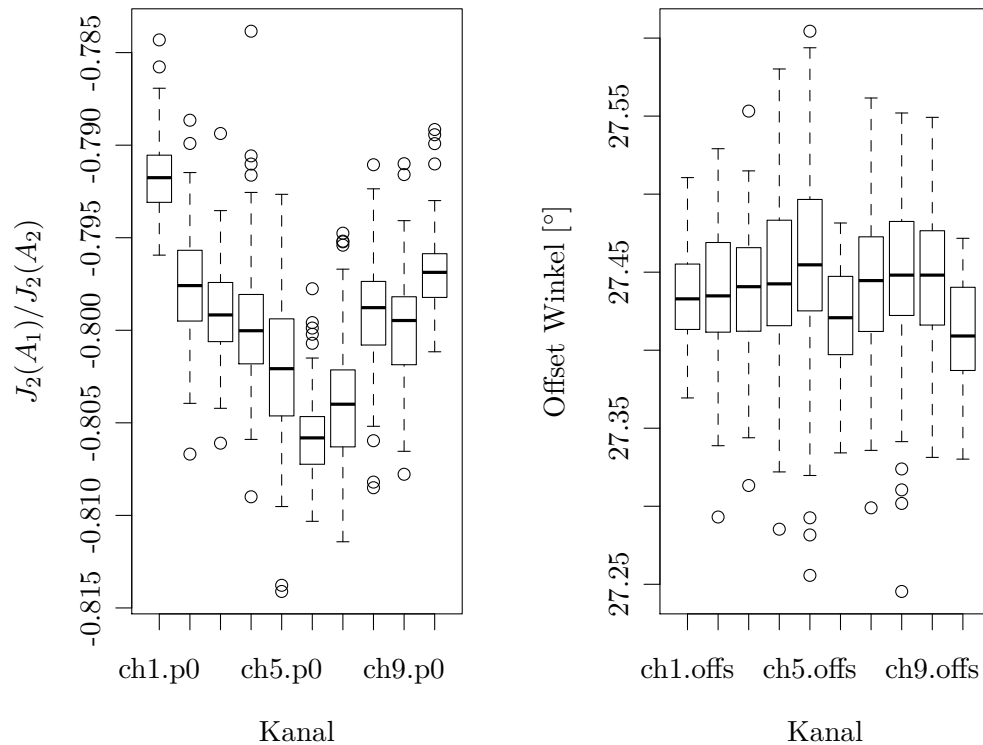


Abbildung 3.11: Boxplot für alle zehn Kanäle über die Verteilung der Ergebnisse der Ex-Vessel Kalibrierungen. Links die Verteilung der bestimmten  $p_0$  und rechts die Offset-Winkel zum Ex-Vessel Winkelgeber.

Schwankung entstehende Fehler ist im Rahmen der vorgegebenen Messgenauigkeit der MSE.

Die Wahl dieser Anordnung hat andererseits den Vorteil, dass die beiden Frequenzkomponenten weniger anfällig für Fehler in der Phase beim Lock-In Prozess, siehe Abschnitt 3.2.2.2, und für Fehler im analogen Lock-In Offset, siehe Abschnitt 3.2.4, sind. Zusätzlich rechtfertigt es die Nutzung des Dual-Phase Lock-In Algorithmus bei Plasma Messungen, da wegen der kleinen Änderungen im Winkel keine Nulldurchgänge auftreten und, wegen der zu erwartenden Winkel, das Vorzeichen der beiden Komponenten schon bekannt ist.

Die Kenntnis des aktuellen Polarisator-Winkels bei der Ex-Vessel Kalibrierung eröffnet die Möglichkeit, das Polarimeter nur für die im Plasma-Betrieb relevanten Polarisationswinkel zu kalibrieren, um in diesem Bereich eine höhere Genauigkeit zu

erreichen. Diese Optimierung wurde nicht vorgenommen, da die Residuen der vorher beschriebenen Vorgehensweise in allen Winkelbereichen klein genug sind.

### 3.3.3.3 Ortsabhängigkeit der Retardierung der PEMs

Wie in 3.3.1 erläutert, ist die maximale Retardierung eines PEMs vom Ort abhängig. Zur Kalibrierung der Polarimetrie werden nicht die Retardierungen selbst, sondern nur das Verhältnis der Bessel-Funktionen zweiter Ordnung der maximalen Retardierung gemessen, also  $p_0 = J_2(A_1)/J_2(A_2)$ , wobei  $A_1$  und  $A_2$  die beiden Retardierungen sind. Zur genaueren Analyse der Retardierungen und der Sichtlinien-Geometrie beim Durchgang durch die PEMs, wurden eine aktuelle Ex-Vessel Kalibrierung (Abbildung 3.13) und eine Ex-Vessel Kalibrierung aus dem Jahr 2004 (Abbildung 3.12) genauer betrachtet. Die Auswertung der alten Kalibrierung wurde von Hand per Dual-Phase Lock-In und einem  $|\sin(x)|$ -Fit zum Finden des Verhältnisses der beiden Retardierungen durchgeführt.

Während die Ergebnisse einer Ex-Vessel Kalibrierung von 2004, Abbildung 3.12, nur geringe Abweichungen von der parabelähnlichen Form aufweisen, treten in aktuellen Kalibrierungen, wie in Abbildungen 3.11 und 3.13, systematische Abweichungen für bestimmte Kanäle auf. Es wird vermutet, dass die unterschiedliche Signalqualität bei der Ex-Vessel Kalibrierung zu entsprechend anderen Ergebnissen führt. Dennoch ist der Fit auch für aktuelle Daten konvergiert. Folgende Formel wurde mit Hilfe von `gnuplot` an die Daten angepasst:

$$r(\text{Kanal}) = (\text{Kanal} - \text{Offset}) \cdot r_0$$

$$A(A_{\max}, \text{Kanal}) = 2\pi A_{\max} \cdot \cos\left(\frac{\pi r(\text{Kanal})}{2a}\right)$$

$$p_0(\text{Kanal}) = -\frac{J_2(A(A_1, \text{Kanal}))}{J_2(A(A_2, \text{Kanal}))}$$

Hier ist  $r$  der Abstand eines Kanals vom Zentrum des PEMs, wobei das Zentrum mit *Offset* und die Verschiebung vom Zentrum pro Kanal mit  $r_0$  angepasst wird.  $A$  ist die Retardierung, abhängig von der maximalen Retardierung im Zentrum und vom Abstand davon.  $p_0$  berechnet schließlich das Verhältnis der Bessel-Funktionen der beiden Retardierungen und wird an die ermittelten Daten angepasst.

Da die Anzahl der unbekannt Parameter zu groß ist, müssen zunächst Überlegungen getroffen und verschiedene Parameter-Konfigurationen getestet werden. Zusätzlich fließt das Ergebnis einer maximalen Retardierung aus Abschnitt 3.3.3.5 mit ein. Als geometrisch plausibel ergab sich  $r_0 = 2 \text{ mm}$  und  $a = 95 \text{ mm}$ . Damit lassen sich mit dem Fit die maximalen Retardierungen und der Offset bestimmen. Es stellt sich heraus, dass die Retardierungen bei den Randkanälen um 2% geringer sind als die maximalen. Ergebnisse:

Messung	$A_{1, \max}$	$A_{2, \max}$	Offset [Kanal]
2004	$0.3506 \pm 0.0003$	$0.5042 \pm 0.0023$	$4.73 \pm 0.03$
2011	$0.3467 \pm 0.0003$	$0.486 \pm 0.014$	$5.73 \pm 0.17$

In Abbildungen 3.12 und 3.13 werden die Ergebnisse inklusive theoretisch bestimmter Radien, an welchen die Sichtlinien die PEMs passieren, gezeigt. Das verschobene Zentrum ist leicht erkennbar.

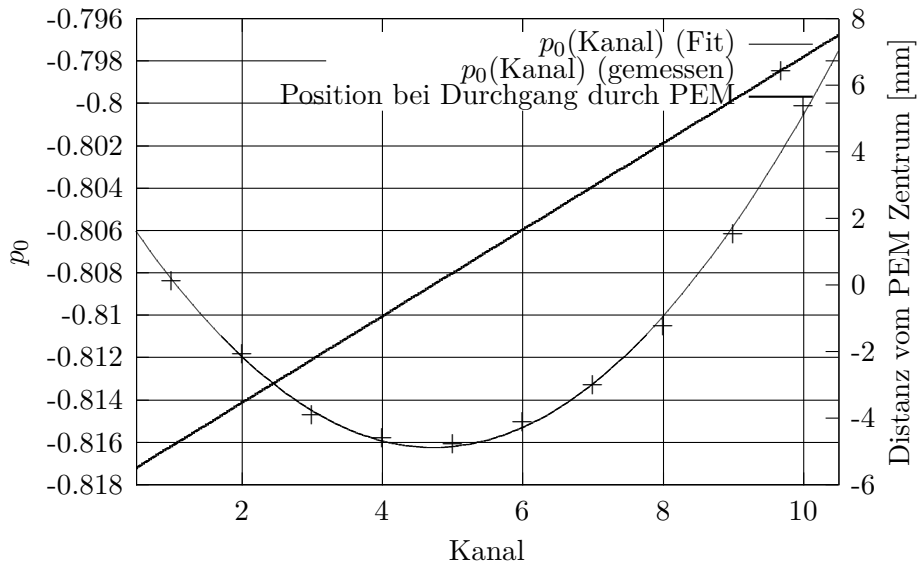


Abbildung 3.12: Ergebnisse einer Ex-Vessel Kalibrierung von 2004, inklusive Fit zur Ortsabhängigkeit der Retardierung.

### 3.3.3.4 Winkel zwischen optischer Achsen der PEMs und linearem Polarisator

Es wurde mit Hilfe von Messungen, bei der jeweils ein PEM und beide PEMs ausgeschaltet war, festgestellt, dass der Winkel zwischen linearem Polarisator und den optischen Achsen der PEMs nicht  $22.5^\circ$  ist (siehe Abbildung 2.6). Mit der absoluten Winkelreferenz bei der Ex-Vessel Kalibrierung konnten die relativen Winkel der optischen Elemente ermittelt werden. Sind beide PEMs ausgeschaltet, entspricht der Winkel der maximalen Transmission dem Winkel der Stellung des linearen Polarisators. Ist nur einer der beiden PEMs ausgeschaltet, entspricht der Winkel der minimalen Amplitude der doppelten Frequenzkomponente dem Winkel der nicht modulierten Achse des PEMs. Der Winkel zwischen den PEM-Achsen entsprach  $45^\circ$ , der Winkel zwischen linearem Polarisator und zweitem PEM war  $27^\circ$ . Das heißt, er ist um  $4.5^\circ$  von der optimalen Stellung von  $22.5^\circ$  verdreht.

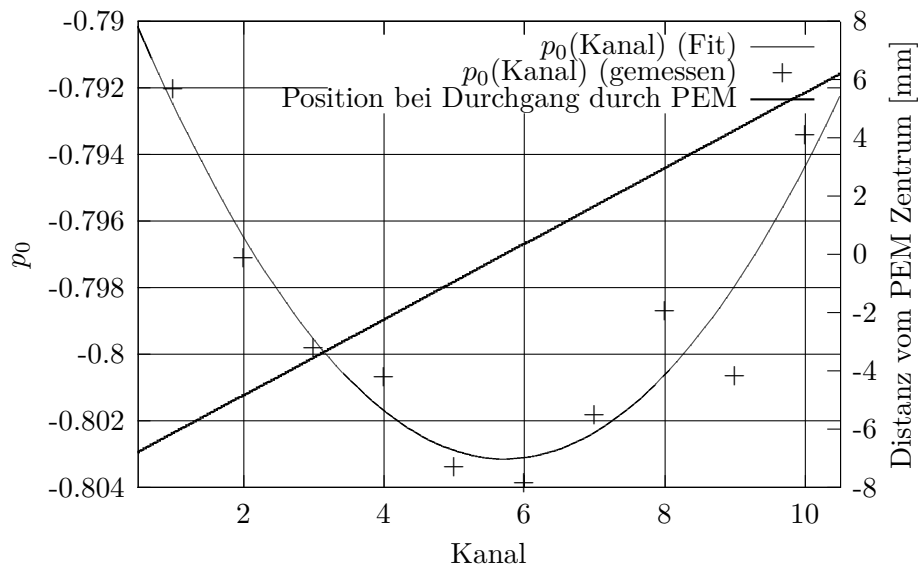


Abbildung 3.13: Ergebnisse einer Ex-Vessel Kalibrierung von 2011, inklusive Fit zur Ortsabhängigkeit der Retardierung.

Wie in Abschnitt 2.6.3 geschildert, ergibt sich zusätzlich der Faktor  $\tan(2\beta)$  im Kalibrierfaktor  $p_0$ .

### 3.3.3.5 Alternative Bestimmung der Retardierung eines PEMs

Wie bereits in Abschnitt 3.2.5 angedeutet, lassen sich über höhere harmonische Frequenzkomponenten die Retardierungen bestimmen. Bisher wurde das nur mit diesen versucht, schlug aber wegen des Tiefpasses und der Abtastrate fehl. In Zukunft könnte man, in Anlehnung an [SYKM10] versuchen, die Retardierungen mit Hilfe von Nebenbändern der Harmonischen zu bestimmen.

Eine andere Möglichkeit zur Bestimmung ergibt sich aus einer Simulation des kompletten Polarimeters. [Mly11] Hier wird nur das gemittelte DC-Signal betrachtet, um mögliche Verfälschungen der Elektronik auszublenden. Dieses gibt an, welcher Anteil des eingestrahnten Lichts vom System, bestehend aus den zwei PEMs und dem Polarisationsfilter transmittiert wird. Es hängt im Allgemeinen von der Polarisationsrichtung des einfallenden Lichts ab. Bei ausgeschalteten PEMs ist dies offensichtlich, da der Polarisationsfilter dann die einzig wirksame Komponente ist. Das DC-Signal gibt dann dessen Transmissionskurve wieder, die von kompletter Auslöschung bis hin zu vollständiger Transmission reicht. Wird mindestens ein PEM eingeschaltet, wird die Modulation geringer. Es tritt dann keine komplette Auslöschung und keine vollständige Transmission mehr auf. Der Winkel maximaler Transmission ist dann

nicht mehr mit der Durchlassrichtung des Polarisationsfilters identisch. Also hat das DC-Signal allgemein folgende Form, wobei alle drei Parameter von der maximalen Retardierung eines PEMs abhängen.

$$I_{\text{DC}} = \text{Amplitude} \cdot \sin(2 \cdot (\text{Polarisationsrichtung} + \text{Phase})) + \text{Offset}$$

Die minimale Transmission entspricht der Differenz aus Offset und Amplitude und die maximale Transmission der Summe aus Offset und der doppelten Amplitude.

Da die Amplitude und der Offset zur Intensität des einfallenden Lichts proportional sind, wird die Phase zum Vergleich der simulierten und der gemessenen Transmission verwendet. In Abbildung 3.14 wird das Ergebnis der Messung für PEM 1 und Simulation, inklusive Auswertung der Phase, gezeigt. Bei einer eingestellten Retardierung von  $0.2\lambda$  hatte sich bei der Messung scheinbar noch kein Gleichgewicht in der resonanten Schwingung gefunden, danach zeigt der Verlauf der Phase, zumindest qualitativ, den erwarteten Verlauf. Für den zweiten PEM ergibt sich eine Retardierung von  $0.46\lambda$  bei einer Einstellung von  $0.5\lambda$ .

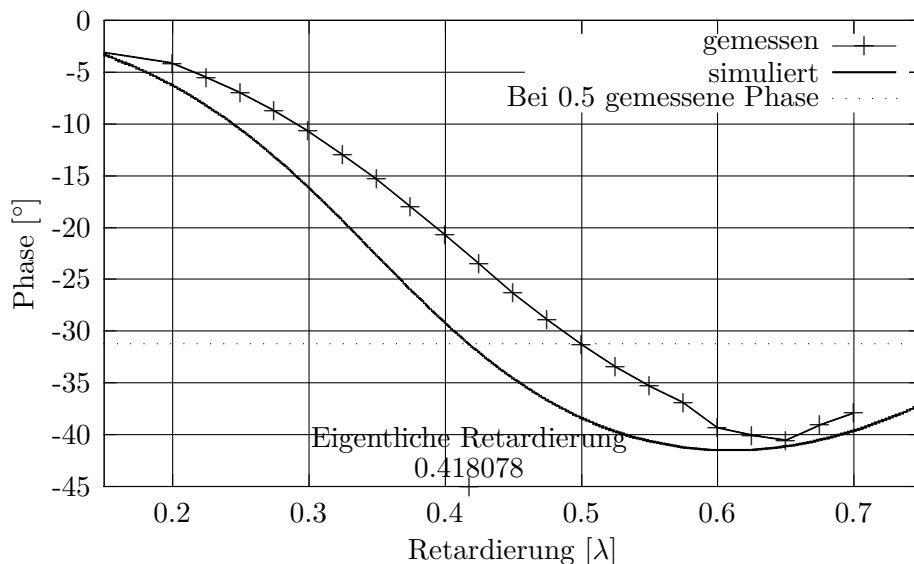


Abbildung 3.14: Gemessene Phase des Sinus der von der Polarisationsrichtung abhängigen Modulation des DC-Signals bei verschiedenen Retardierungen am Beispiel von Kanal 6, PEM 1 (betrieben mit 23 kHz).



### 3.4 In-Vessel Kalibrierung

Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, passiert das Licht auf dem Weg zum Polarimeter mehrere optische Bauteile, welche die Polarisationsrichtung beeinflussen können.

#### 3.4.1 Hintergrund

Durch das Fenster, welches zum Schutz des Spiegels vor dem Plasma dient, gehen die Sichtstrahlen unter einem Winkel von 25 bis 35°. Dieses Fenster besteht aus Quarzglas und hat somit einen Brechungsindex von  $n = 1.5$ . Nach den Fresnelschen Formeln [JM82] weicht der Transmissionskoeffizient von senkrecht (s) von dem von parallel (p) zur Einfallrichtung polarisiertem Licht ab. Das heißt, eine Komponente wird abgeschwächt, was zu einer Drehung der Gesamtpolarisationsrichtung führt. Abbildung 3.15 zeigt die Änderung der Polarisationsrichtung nach dem Durchqueren der beiden Grenzflächen Vakuum-Glas und Glas-Vakuum. Dabei wurde der Brechungsindex als rein reell angenommen, es findet also keine Absorption statt. Zusätzliche Effekte durch beispielsweise Verunreinigungen an der Oberfläche zum Plasma wurden nicht beachtet. In Abschnitt 4 werden solche Effekte an Hand von gemessenen Daten gezeigt.

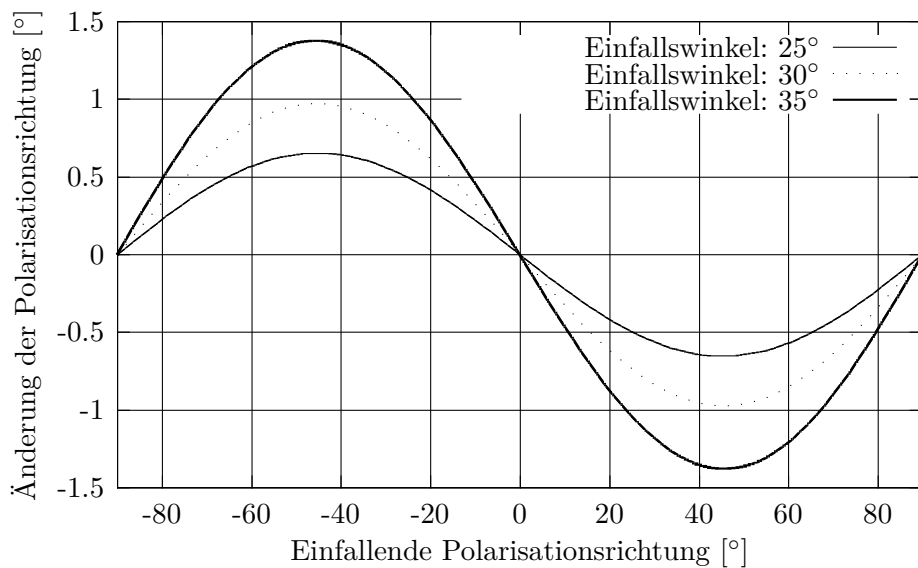


Abbildung 3.15: Änderung der Polarisationsrichtung beim schrägen Durchgang durch Quarzglas.

Obwohl der dielektrische Spiegel für den benötigten Wellenlängenbereich optimiert ist, beeinflusst er die Polarisationsseigenschaften von Licht, siehe Abschnitt 2.3.1. Am

folgenden Vakuumfenster besteht auf Grund des Druckunterschieds grundsätzlich die Möglichkeit von spannunginduzierter Doppelbrechung. Dieser Effekt kann jedoch nur bei vorherrschendem Vakuum gemessen werden und wurde noch nicht gemessen. Im Tauchrohr sind die Einfallswinkel auf Fenster und Linsen gering, weswegen keine nennenswerten Änderungen der Polarisationsrichtung, welche mit den Fresnelschen Formeln begründet werden können, auftreten.

Diese Effekte sind qualitativ bekannt, jedoch fehlen meist genauere Informationen über die absolute Größe der Einflüsse. Wird eine theoretische Berechnung des Einflusses dieser Komponenten mit bekannten beziehungsweise geschätzten Genauigkeiten durchgeführt, tritt durch Fehlerfortpflanzung eine große Unsicherheit auf. Damit verliert das Ergebnis an Nutzen. In [Yuh05] wurde diese theoretische Rechnung mit Hilfe von Müller-Matrizen durchgeführt.

### 3.4.2 Vorgehensweise

Um eine Berechnung aller Effekte des gesamten Strahlengangs zu vermeiden, werden die Sichtstrahlen mit Licht einer bekannten linearen Polarisation im Gefäß beleuchtet und der gesamte Effekt vermessen. Dazu werden zwei Vorgehensweisen, welche bereits an AUGD angewendet wurden und eine, welche aus [Yuh05] stammt, geschildert.

Man positioniert einen, von einem Motor mit konstanter Winkelgeschwindigkeit gedrehten, Polarisator in der Ebene des Neutralteilchenstrahls. Für eine vollständige Messung wird er von Kanal zu Kanal verschoben und mit Hilfe eines Lasers jeweils senkrecht auf den Sichtstrahl ausgerichtet. Das ist sehr aufwändig, es wird eine hohe Lichtintensität benötigt und die absolute Winkel-Referenz für einen Vergleich der Kanäle fehlt. Dieser Aufbau ist an AUGD vorhanden, wurde aber wegen der genannten Nachteile in dieser Arbeit nicht genutzt.

In dieser Diplomarbeit wird ein von Hand drehbarer Polarisator, welcher direkt auf das Fenster zum Plasma geschraubt wird, behandelt. Mit Hilfe einer Lampe können mit dem Polarisator etwa sechs horizontale Kanäle gleichzeitig beleuchtet werden. Er muss, zum Vermessen aller zehn Kanäle, einmal verschoben werden.

Mit diesem Aufbau wurden in  $5^\circ$  Schritten über  $180^\circ$  Messungen für beide Polarisatorpositionen gemacht. In der zweiten Position, in der Kanäle 4 bis 10 beleuchtet waren, wurden zusätzlich die für Plasmamessungen relevanten Winkel in  $1^\circ$  Schritten aufgenommen. Falls man sich dafür entscheidet, die Winkelübertragung vom Gefäß zum Polarimeter nur für diesen Bereich zu bestimmen, kann man dort eine höhere Winkelauflösung erreichen.

Eine Verbesserung wäre ein Polarisator, welcher zumindest auf die zentralen Strahlen senkrecht steht, dann wären die Randstrahlen nur um  $5^\circ$  auf die Polarisatornormale geneigt, was zu wesentlich geringeren ( $\pm 0.1^\circ \leftrightarrow \pm 3^\circ$ ) Korrekturen führt. Aufwändiger, jedoch noch weniger fehleranfällig, ist die in [Yuh05] beschriebene

Herangehensweise: Ein Polarisator, der, wie in der ersten Methode, für jeden Kanal einzeln ausgerichtet wird. Mit entsprechenden winkelaufgelösten Schrittmotoren zur Einstellung von Polarisations- und Neigungswinkeln ließen sich damit regelmäßige Messungen realisieren. Hat der Polarisator und besonders die Lichtquelle eine genügend große Fläche, muss keine Translation des Aufbaus vorgenommen werden.

### 3.4.3 Auswertung

Zunächst wird der am Polarisator eingestellte Winkel in den von der Diagnostik auf der jeweiligen Sichtlinie gesehenen Polarisationswinkel umgerechnet. Blickt man schräg auf einen Polarisator, sieht man die s<sup>10</sup>-Polarisationsrichtung „gestaucht“. Zur Umrechnung wird der Winkel zwischen Kippachse und Nullmarke des Polarisators benötigt. Zusätzlich zu den in Abschnitt 3.1 bestimmten geometrischen Daten wurde die Lage des Polarisators im Raum vermessen. Die nötige analytische Geometrie, Schneiden von Geraden mit Ebenen und Geraden, Lösen der Gleichungssysteme und Bestimmung der Winkel zwischen Geraden wurde in einem C++ Programm realisiert. Damit können die beiden benötigten Winkel bestimmt werden.

Bei der Korrektur und der Transformation der am Polarisator eingestellten Winkel in das Koordinatensystem der Sichtlinie ist zu beachten, dass die Polarisatorfolie in Glas eingerahmt ist. Der Blickwinkel auf den Polarisator ist nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz beim Auftreffen auf den Folienpolarisator geringer. Allerdings müssen die Fresnelschen Formeln beim Austritt aus dem Glas beachtet werden. Eventuelle Übergänge, ein nicht perfekt gerahmter Polarisator und dergleichen, werden vernachlässigt, da dazu keine Informationen vorhanden sind. Vom Polarisator sind keine näheren Eigenschaften, wie etwa der Akzeptanzwinkel oder die Fertigungsqualität, bekannt.

### 3.4.4 Ergebnisse

Im Folgenden werden nur die Daten von Kanal 6, Lichtleiter 3, analysiert. Dieser wurde in beiden Polarisatorpositionen beleuchtet und hat das größte Signal-Rausch-Verhältnis. Dessen Verkippungswinkel auf die Polarisatornormale beträgt 30.9° in Luft und damit 20.0° in Glas. Die Kippachse, also die Gerade in der Polarisatorebene, welche senkrecht zur Projektion des Sichtstrahls in die Polarisatorebene ist, liegt bei einer Polarisationsrichtung von 40°. Bei dieser Polarisationsrichtung und senkrecht dazu findet keine Änderung der Polarisationsrichtung durch die beiden genannten Effekte statt, da nur die s- oder p-Komponente vorliegen und keine Kombination der beiden.

Das führt zu einer maximalen Abweichung vom eingestellten Polarisationswinkel

---

<sup>10</sup>Senkrecht zur Kippachse

von  $\pm 2.3^\circ$ . Hiervon resultieren  $1.8^\circ$  aus der Verkipfung und  $0.5^\circ$  aus den unterschiedlichen Transmissionskoeffizienten am Glas-Luft Übergang.

Abbildung 3.16 zeigt die Ergebnisse der Messung. Die Daten wurden so mit einem Offset versehen, dass sie im Bereich von  $0^\circ$  liegen. Es wird jeweils die Abweichung der gemessenen von den im Gefäß eingekoppelten Polarisationswinkeln gegen die Gemessenen aufgetragen. Das heißt, wird ein bestimmter Winkel gemessen, muss, um den wahren Winkel zu erhalten, welcher im Gefäß vorlag, die entsprechende Differenz abgezogen werden.

Zunächst fällt auf, dass die Messungen in den beiden Positionen sich um teilweise mehr als  $0.5^\circ$  systematisch unterscheiden, was die Ergebnisse und damit Vorgehensweise unbrauchbar macht. Eine Ungenauigkeit beim Einstellen des Winkels kann hierbei nicht vorliegen, da dann die Verteilung statistisch wäre und die Winkel einer Messreihe gut zueinander passen. Die Verkipfung des Polarisators kann sich wegen der passgenauen Fertigung der Halterung nicht um  $5^\circ$  geändert haben. Reflexionen im Strahlengang der Diagnostik wurden ausgeschlossen, da die Bauteile, wie das Tauchrohr, alle geschwärzt sind. Ein möglicher Grund kann eine minderwertige Fertigung des Polarisators sein, welche eine positionsabhängige Polarisationsrichtung innerhalb der Polarisator-Fläche zur Folge hat.

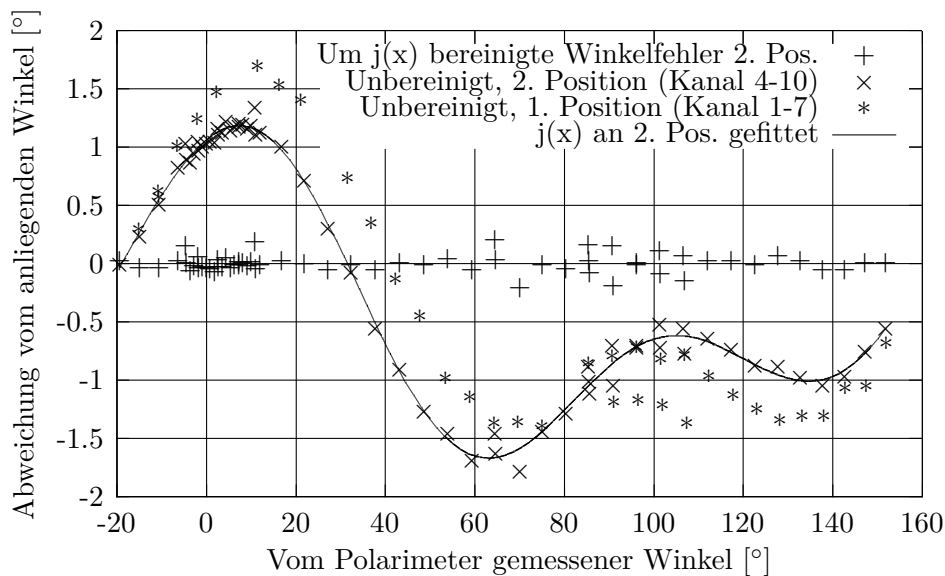


Abbildung 3.16: Ergebnisse der In-Vessel Kalibrierung, gezeigt an Kanal 6, Lichtleiter 3. Es wurde jeweils die Differenz vom eigentlichen Polarisationswinkel und dem gemessenen beziehungsweise theoretisch korrigierten Winkel gegen den gemessenen Winkel aufgetragen.  $j(x) = C_1 \sin(2 \cdot x + \phi_1) + C_2 \sin(4 \cdot x + \phi_2) + C_3$

Um die Messung trotzdem verwenden zu können, wurden die Messungen der beiden Positionen getrennt betrachtet. Effekte, welche die Polarisationsrichtung beeinflussen, haben eine Periodizität von  $180^\circ$ . Deshalb wurde, in Anlehnung an [Yuh05],  $C_1 \sin(2 \cdot x + \phi_1) + C_2 \sin(4 \cdot x + \phi_2) + C_3$  als Modell für die gesamten Einflüsse im Strahlengang angenommen. Die mit dieser Funktion kalibrierten („bereinigten“) Abweichungen der zweiten Polarisatorposition zeigen keine systematische Abweichung mehr. Die Ergebnisse für beide Positionen sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Pos.	$C_1$	$\phi_1$	$C_2$	$\phi_2$	$C_3$
1	$1.30^\circ$	$33.7^\circ$	$0.69^\circ$	$11.5^\circ$	$-0.34^\circ$
2	$0.97^\circ$	$45.4^\circ$	$0.73^\circ$	$12.5^\circ$	$-0.47^\circ$

Tabelle 3.1: Ergebnisse des Fits der In-Vessel Kalibrierung.

Die Fehler des Fits sind jeweils unter 5%. Auffällig ist, dass die Amplitude und Phase vom  $\sin(4x)$ , welcher nicht von der Verkippung beeinflusst wird, vergleichbare Werte haben, während sich die vom  $\sin(2x)$  Term stark unterscheiden. Das deutet auf unterschiedliches Verhalten des Polarisators an den beiden verwendeten Positionen hin. Das Problem wurde nicht näher behandelt, da solch ein Verhalten nicht erwartet wurde und die gründliche Behandlung den Umfang dieser Arbeit übersteigt.

## 3.5 Faraday Rotation

### 3.5.1 Grundlagen

Die Linsen und Fenster im Gefäß sind während einer Messung am Plasma einem starken Magnetfeld ausgesetzt. Dieses Magnetfeld setzt sich aus Toroidalfeld und Poloidalfeld zusammen. Das Poloidalfeld resultiert aus Plasmastrom und Vertikalfeldspulen. Diese Felder verursachen in dielektrischen Materialien den Faraday-Effekt [Hua97]. Eine Polarisationsrichtung wird dabei linear in Abhängigkeit von der magnetischen Flussdichte in Richtung der Ausbreitung des Lichts, der durchquerten Dicke des optisch aktiven Materials und der Verdet Konstante gedreht: (gerichteter Weg des Lichts durch optisch aktives Material:  $\mathbf{d}$ , magnetische Flussdichte  $\mathbf{B}$ )

$$\Delta\gamma = V \cdot \mathbf{d} \cdot \mathbf{B}$$

Die Linsen wurden aus SFL6 [sch11], einem Material mit kleiner Verdet-Konstante, hergestellt, um eine möglichst geringe Faraday Rotation hervorzurufen. Andere Bauteile im Strahlengang weisen eine größere Faraday-Rotation auf, wie beispielsweise das aus Quarzglas gefertigte Fenster zum Plasma. Quarzglas hat eine fast um zwei Größenordnungen größere Verdet-Konstante als SFL6 [SK05].

Die verschiedenen Sichtlinien legen unterschiedliche Wege in unterschiedlichen Richtungen durch die Bauteile zurück, weshalb sich auch hier eine Kanalabhängigkeit zeigt. Aus geometrischen Gründen hat das Toroidalfeld im Schutzfenster zum Plasma seine größte Wirkung, das Feld der Vertikalfeldspulen hat die größte Wirkung in den optischen Elementen im Tauchrohr, das heißt im Vakuumfenster und in den Linsen.

### 3.5.2 Vorgehensweise zur Bestimmung

Die Kalibrierung aller Kanäle wird in der Zeit, in der das Gefäß betreten werden kann, durchgeführt. Die Kanäle werden mit linear polarisiertem Licht beleuchtet und verschiedene Magnetfelder angelegt. Veränderungen des Einflusses des Magnetfeldes auf den Polarisationswinkel können bei geschlossenem Gefäß mit Hilfe der drei im Gefäß angebrachten Lampen, siehe Abschnitt C, beobachtet werden. Zusätzlich wurde mit diesen erstmals der Einfluss anderer Spulen gemessen.

Die regelmäßigen Messungen können beim sogenannten „Sondentestschuss“, welcher täglich vor Plasma-Entladungen durchgeführt wird, vorgenommen werden. In diesem wird die Funktion verschiedener Magnetfeldspulen getestet. Beleuchtet man gleichzeitig die Kanäle der MSE und nimmt den Winkel auf, so lassen sich Einflüsse der Spulen feststellen. Zusätzlich können die Effekte vor oder nach Plasma-Entladungen, wenn die Spulen an- beziehungsweise ausgeschaltet werden, bestimmt werden.

Der Winkel, um den die Polarisationsrichtung gedreht wird, ist proportional zum Magnetfeld. Damit kann jeweils ein Korrekturfaktor mit einer Ausgleichsgerade bestimmt werden. Das heißt, man trägt den gemessenen Winkel gegen das Magnetfeld auf und bestimmt die Steigung. Falls man den Einfluss mehrerer Magnetfelder gleichzeitig bestimmen möchte und die Verläufe unabhängig sind, kann ein mehrdimensionaler linearer Fit realisiert werden. Hier werden die Auswertungen mit der GSL Routine `gsl_multifit_linear` durchgeführt. Zuvor wird überprüft, welche Spulen aktiv betrieben wurden, um keine scheinbaren Effekte von minimalen, induzierten Strömen in nicht genutzten Spulen zu detektieren.

### 3.5.3 Ergebnisse

Abbildung 3.17 zeigt die Zeitspur einer Messung der Faraday Kalibrierung. Der Faraday-Effekt verschiedener Spulen, besonders der des Toroidalfelds ab 40 Sekunden, sind leicht zu erkennen. In der unteren Hälfte wurde der gemessene Winkel gegen ein Magnetfeld beziehungsweise den Strom, der dieses erzeugt, aufgetragen. Die lineare Abhängigkeit ist besonders beim Effekt des Toroidalfelds erkennbar.

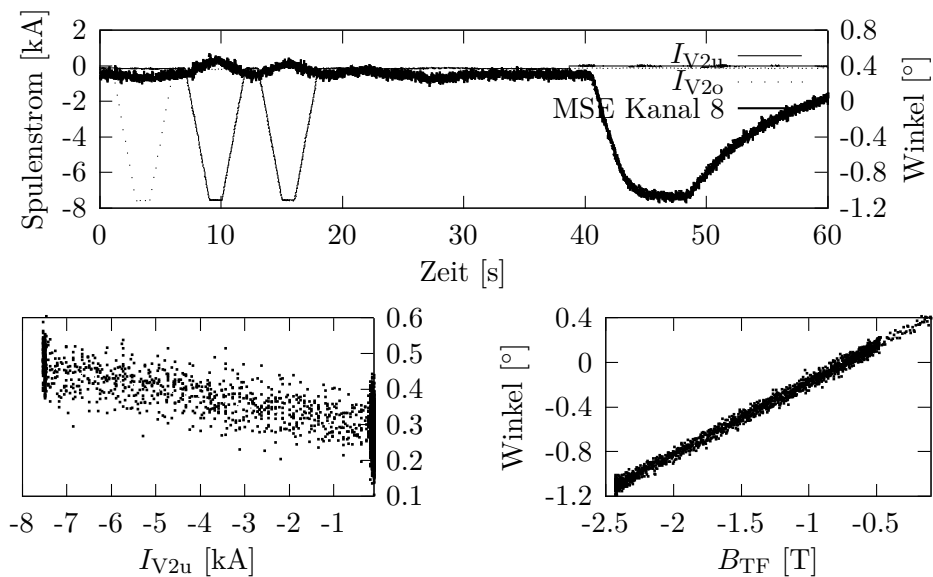


Abbildung 3.17: Beispiel des Faraday Effekts. Oben: Zeitspur einer Messung mit eingezeichneten Spulenströmen der Vertikalfeldspule 2, nicht eingezeichnet ist das Toroidalfeld, das bei  $t=40\text{s}$  ein- und bei  $t=48\text{s}$  ausgeschaltet wurde; unten links: Gemessener Winkel gegen Spulenstrom der unteren Vertikalfeldspule 2; unten rechts: Gemessener Winkel gegen Toroidalfeldstärke auf der geometrischen Achse.

Abbildungen 3.19 und 3.18 zeigen den Verlauf und die statistische Verteilung der

Ergebnisse von Messungen des Faraday-Effekts. Diese Messungen wurden mit den drei fest im Gefäß installierten Lampen durchgeführt. In Abbildung 3.18 wurden die Ausreißer im Sinne der Boxplot-Definition von John W. Tukey ausgeblendet.

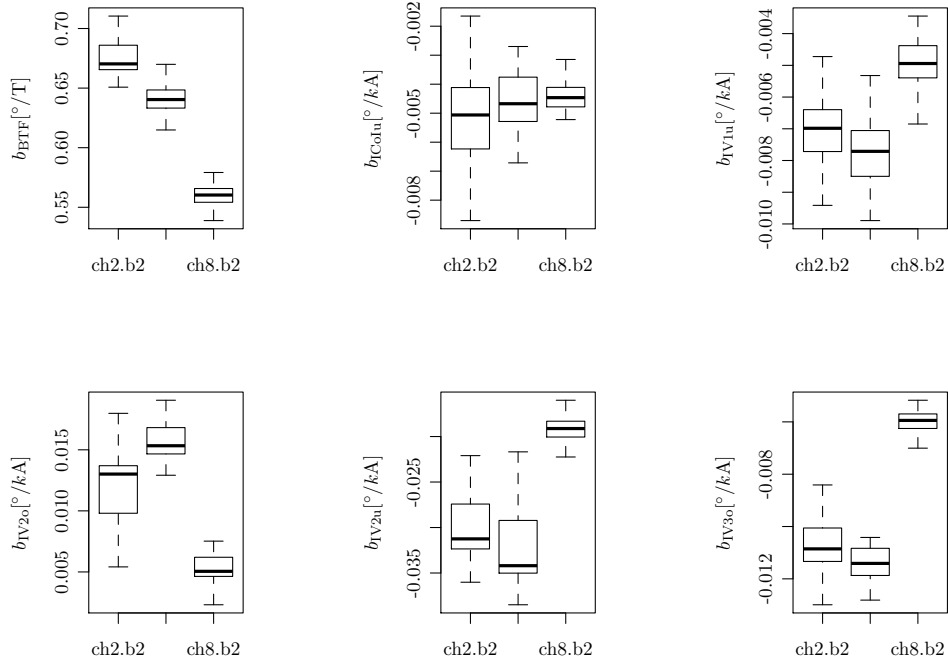


Abbildung 3.18: Boxplots der zur Korrektur des Faraday Effekts nötigen Faktoren. Ausreißer, bedingt durch einen nicht konvergierten Fit oder schlechte Signalqualität, wurden ausgeblendet.

Das zeigt, dass die Stabilität dieses Einflusses gegeben ist und die Korrekturfaktoren maximal einmal im Jahr geringfügig nachgebessert werden müssen. Die teilweise abweichenden Ergebnisse von Anfang August stammen aus einer Messung, bei der alle Kanäle bei zugänglichem Gefäß beleuchtet wurden. Dabei wurde sehr schlechte Lichtintensität, und damit ein geringes Signal Rausch Verhältnis, erreicht. Die Korrelation der Winkeländerung zu den Magnetfeldern geht damit gegen Null, das führt zu schlecht konvergierenden Fits und damit großen Unsicherheiten bei den bestimmten Kalibrierfaktoren.

Die Vertikalfeld-Spulen werden zur Stabilisierung des Plasmas benötigt und zu diesem Zweck, bei ähnlichem Plasmastrom in der gleichen Konfiguration betrie-



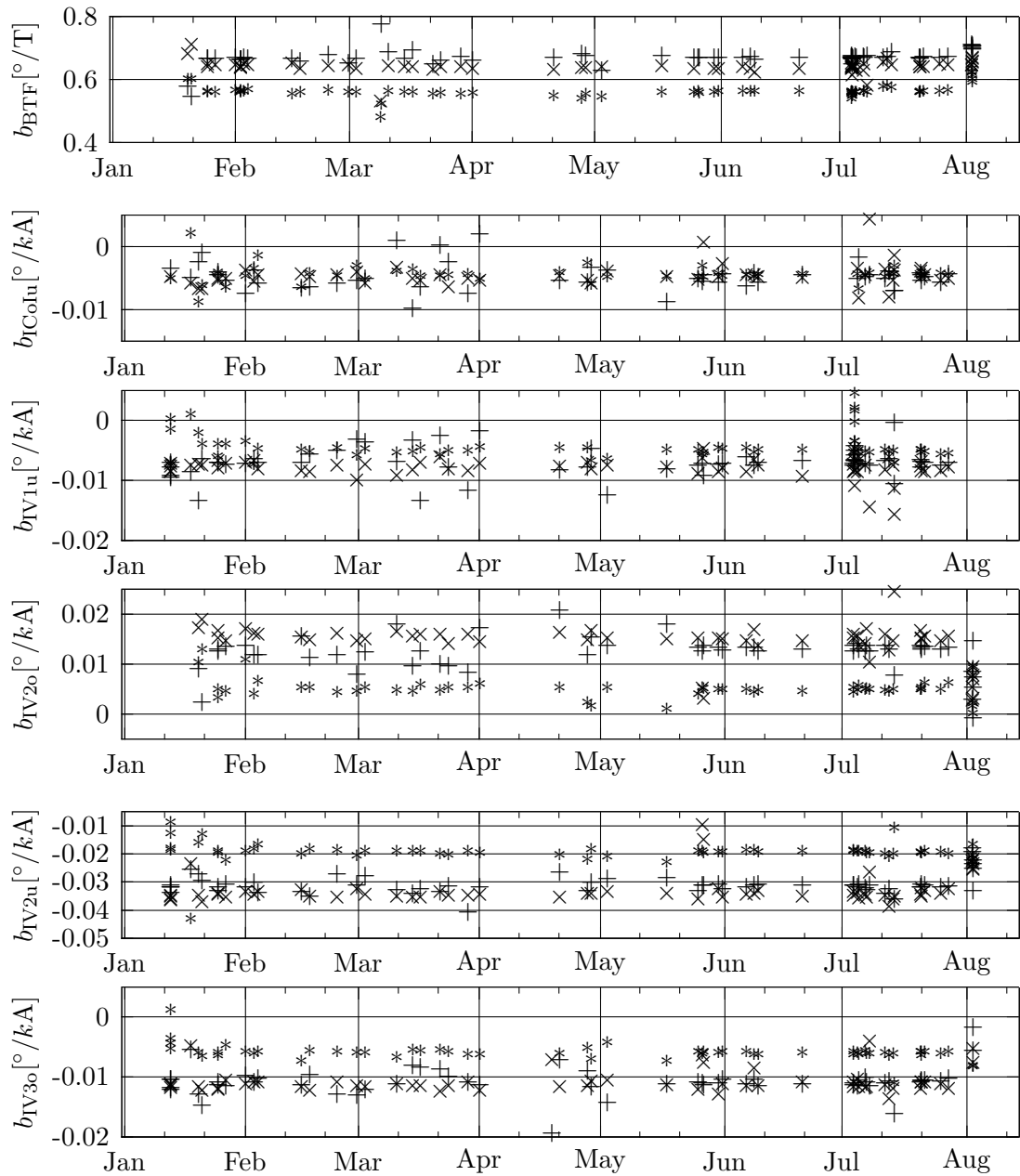


Abbildung 3.19: Faraday-Effekt bedingt durch Magnetfeldspulen: Einfluss verschiedener Magnetfelder (TF, CoIu, V1u, V2o, V2u, V3o bzw. V3u) auf den gemessenen Polarisationswinkel im Verlauf der Zeit. Kanal 2: +; Kanal 6: x; Kanal 8: \*

ben. Die Einflüsse der Vertikalfeld-Spulen sind deshalb bei etwa 80% der gemachten Plasma-Konfigurationen hinreichend genau durch einen systematischen Offset beschrieben. Dieser Offset wird mit der Kalibrierung in Abschnitt 3.6 behoben. Der Effekt der Vertikalfeld-Spulen auf die Winkel der MSE kommt zum Tragen, wenn der Plasmastrom umgekehrt wird, also in der „nicht üblichen“ Richtung fließt. Dabei dreht sich das vom Strom erzeugte Poloidalfeld um, aus diesem Grund wird auch das Feld der Vertikalfeldspulen umgedreht.

In 3.20 wird die Kanalabhängigkeit des Einflusses des Toroidalfelds auf den gemessenen Winkel gezeigt. Die Unterschiede stammen aus der Variation der Winkel der Sichtlinien beim Durchgang durch optisch aktive Materialien, der verschiedenen Dicke dieser Materialien, wie zum Beispiel bei Linsen, und der Richtung des Magnetfelds im optisch aktiven Material. Wie in Abschnitt 3.4.1, wurde nicht versucht, diesen Effekt theoretisch zu simulieren, sondern die Reaktion der Winkel auf ein Magnetfeld in der gesamten Anordnung vermessen.

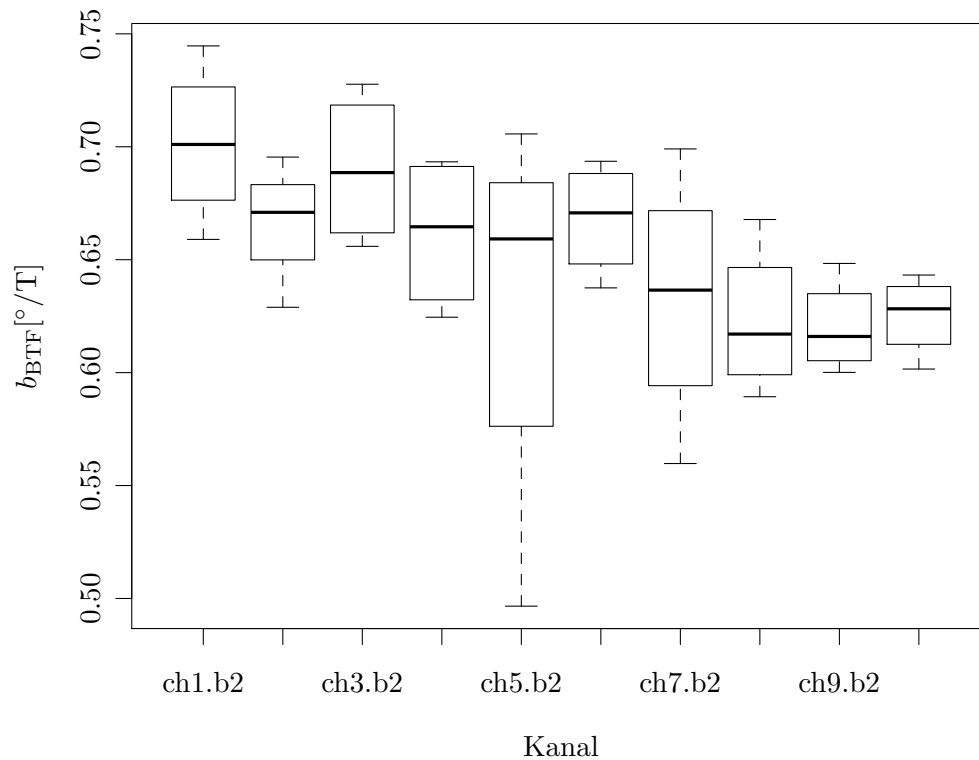


Abbildung 3.20: Kanalabhängigkeit des Faraday-Effekts des Toroidalfelds. Daten aus der Messung mit Gefäßzugang vom 03.08.2011.

## 3.6 Absoluter Winkeloffset

### 3.6.1 Erläuterung

In den bisher beschriebenen Kalibrierungen war die z-Achse des Koordinatensystems der Sichtlinie nicht festgelegt. Das heißt, es ist noch nicht bekannt, mit welchem linearen Offset die einzelnen Kanäle versehen werden müssen. Dafür ist, im Gegensatz zu den anderen Kalibrierfaktoren, eine hohe Genauigkeit wichtig, da dieser ein direkter systematischer Offset ist und damit in den Fehler nullter Ordnung eingeht. Es wird ein Winkel gesucht, der den bisher beliebig ausgerichteten Winkel von Null Grad in die z-Richtung transformiert.

### 3.6.2 Absoluter Winkeloffset an Hand von Statistik

Eine einfache Methode einen Offset zu bestimmen ist der Vergleich von bereits gemessenen und validierten Winkeln mit den aktuell bestimmten Winkeln. An AUGD eignet sich hierfür die sogenannte „Standard H-Mode“ Plasma-Konfiguration, welche ein Toroidalfeld von 2.5 T und einen Plasmastrom von 1.0 MA aufweist. Trotz der einheitlichen Konfiguration unterscheiden sich die gemessenen Winkel der einzelnen Entladungen, deshalb benötigt man eine Statistik über viele Entladungen. Diese MSE-Winkel Statistik wurde für alte und aktuelle Entladungen erstellt und mit jeweils einem Histogramm in Abbildung 3.21 dargestellt. Die alten Winkel gelten als validiert, bei den Aktuellen wurden alle bisherigen Kalibrierungen angewandt und mit einem passenden, für alle Kanäle gleichen Offset versehenen.

Die breite Streuung der Winkel, welche eine Genauigkeit von weniger als  $0.5^\circ$  bei der Bestimmung des Offset-Winkels nicht zulässt, ist in beiden Statistiken wiederzufinden. Eine Mittelung über die Winkel eines Kanals aus verschiedenen Messungen würde physikalische Begebenheiten der verschiedenen Plasma-Entladungen zu sehr mischen und kann dabei nicht für höhere Genauigkeit sorgen. Der gemessene Winkel wurde mit Hilfe dieser Statistik und einer Genauigkeit von etwa  $1^\circ$  lediglich in den richtigen Bereich gebracht und an aktuellen Plasma-Messungen die Plausibilität der bisherigen Kalibrierung überprüft.

### 3.6.3 Absolute Winkelkalibrierung an Hand von bekannter magnetischer Konfiguration

Ist die magnetische Konfiguration einer Plasma-Entladung bekannt, so lassen sich die zugehörigen MSE-Winkel mit Hilfe von Gleichung (3.1) berechnen. Wie bereits in Abschnitt 1.3 geschildert, benötigt man zusätzliche Informationen aus dem Plasma für die Bestimmung der Stromdichteverteilung im Plasma, aus welcher der poloidale Anteil der magnetischen Konfiguration resultiert.

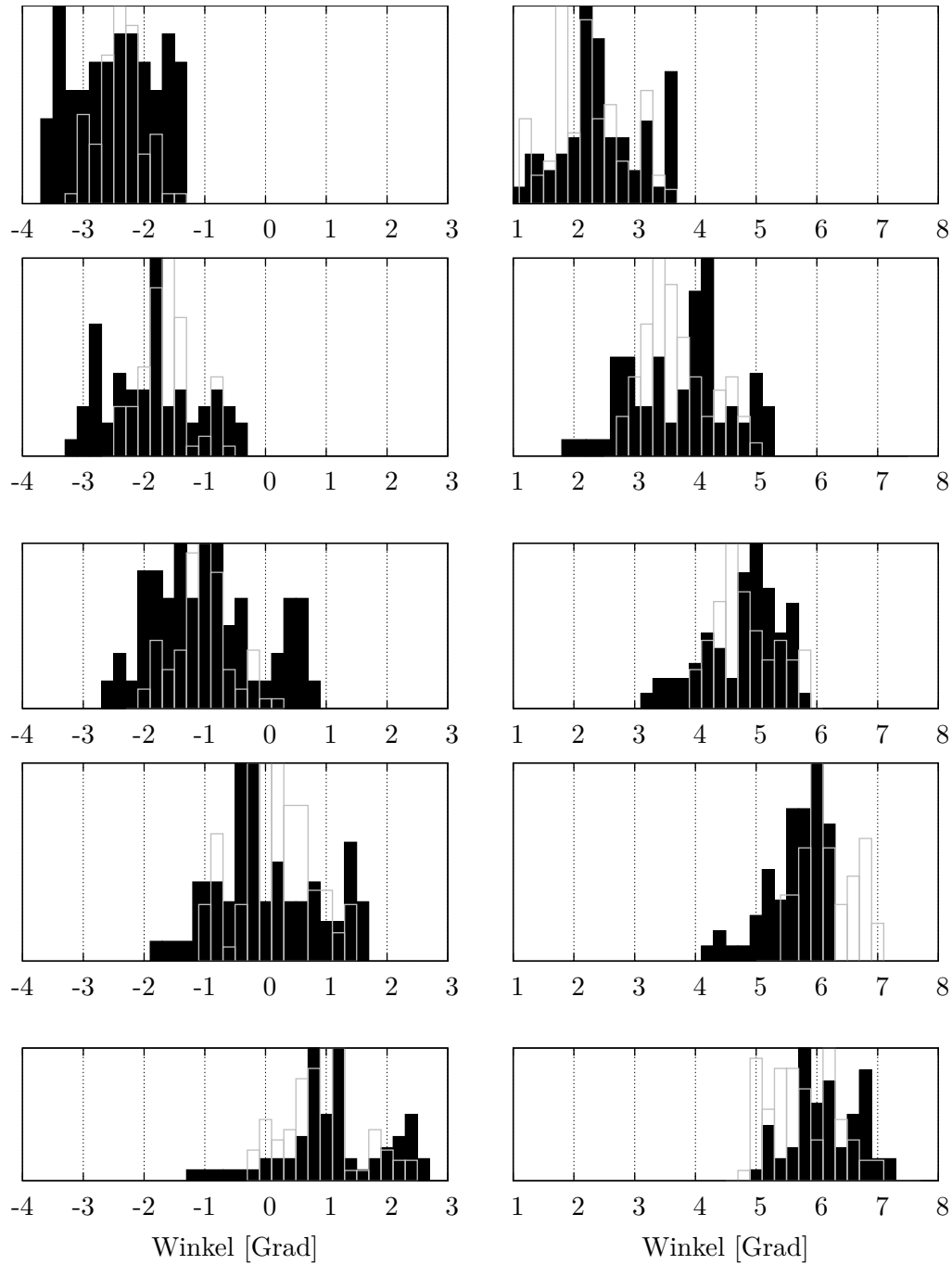


Abbildung 3.21: Häufigkeit von MSE Winkeln. Gefüllt: Messungen von 2005-2007; Grauer Rahmen: Messungen von Anfang 2011. Kanal 1 links oben, Kanal 2 darunter ... Kanal 10 rechts unten.

Dafür wird, wie in Kapitel A erläutert, die Sägezahn-Instabilität verwendet. Ein weiteres Kriterium für eine fehlerfreie Berechnung der magnetischen Konfiguration von CLISTE ist ein flaches  $q$ -Profil.[McC11] Es liegt vor, wenn das Toroidalfeld klein und der Plasmastrom groß ist.

In dieser Arbeit wurde die Plasma-Entladung mit der Nummer 26897 verwendet. In dieser Entladung treten Sägezähne von 3.1 s bis 4.7 s auf. Es finden mehrere Crashes statt und es lässt sich über einen relativ langen Zeitraum testen, ob die Daten der MSE zu den theoretischen passen. Die Orte der  $q = 1$  Fläche sind in radialer Richtung bei 1.60 m und 1.81 m, die Fläche hat also einen Durchmesser von 0.21 m. Gemessen wurde diese Werte bei  $z=0.02$  m. Dieser Durchmesser wird als Randbedingung für den Fit an CLISTE übergeben. Mit dem für jeden Zeitschritt berechneten magnetischen Gleichgewicht werden MSE-Winkel für alle Kanäle ausgerechnet und mit den Gemessenen verglichen.

Aus den mittleren Differenzen ergibt sich der Offset Winkel für den jeweiligen Kanal. In Abschnitt 4.2.1 wird der zeitliche Verlauf der Winkel in der Messung gezeigt und geschildert, warum den hier bestimmten Offsets nicht unbedingt zu vertrauen ist.

Kanal	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Offset [°]	-0.9	-0.3	-0.3	-0.01	-0.7	-1.4	-2.2	-2.6	-3.2	-1.4

Tabelle 3.2: Offsets gegenüber theoretisch bestimmten MSE-Winkeln.

### 3.6.4 In-Vessel Kalibrierlampen

Die bereits in Abschnitt 3.5.2 erwähnten In-Vessel Lampen können zur in situ Korrektur des Winkels benutzt werden, indem ihnen jeweils ein fester Offset-Winkel im Koordinatensystem der jeweiligen Sichtlinie zugeordnet wird. Näheres zur Installation, siehe Abschnitt C Seite 73. Die Polarisatoren der Lampen sind auf Grund der temperaturbedingten Ausdehnung des Rahmens gerissen. Durch Nachmessen von Hand konnte mit einer Genauigkeit von  $\pm 0.5^\circ$  nachgewiesen werden, dass sich die Polarisationsrichtung von zwei der drei Lampen nicht geändert hat.

Nur eine Lampe hat einen, mit den im Plasma gemessenen, vergleichbaren Winkel. Wie in Abschnitt 3.4.1 und in Abbildung 3.15 gezeigt, hängt die absolute Änderung des Winkels bei Änderung des Brechungsindex an Grenzschichten vom Polarisationswinkel selbst ab. Ist zum Beispiel der Transmissionskoeffizient des Anteils der Polarisationsrichtung in  $x$ -Richtung kleiner als der in  $z$ -Richtung. Dann wird ein Winkel im ersten Quadranten größer, während einer aus dem zweiten Quadranten kleiner wird. Abbildung 3.22 zeigt die Drehrichtungen der zwei unterschiedlichen Polarisationsrichtungen. Zusätzlich ist der absolute Winkel der Drehung, wie in Abbildung 3.15 zu sehen, auch vom Polarisationswinkel abhängig.

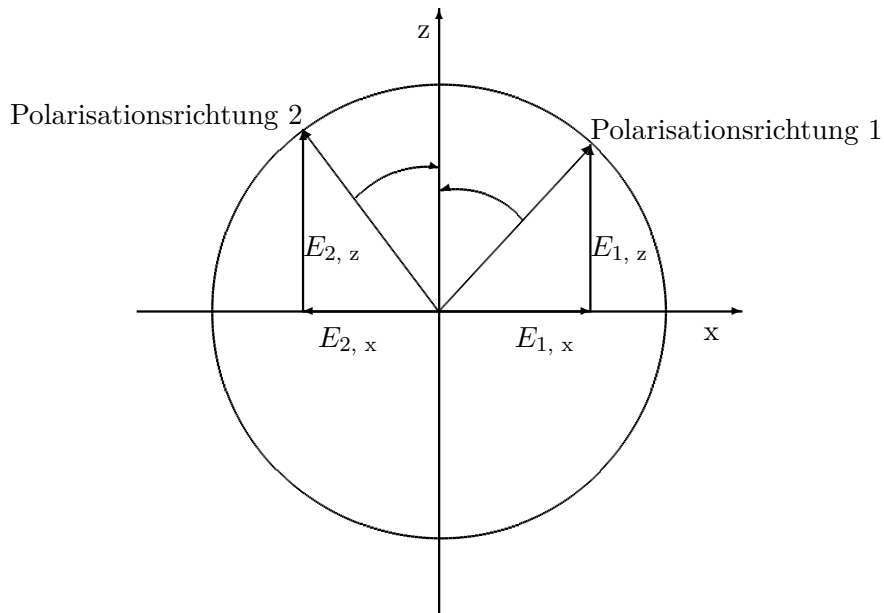


Abbildung 3.22: Änderung der Polarisationsrichtung auf Grund von Dämpfung der  $x$ -Komponente.

Daher können die Lampen zunächst nur genutzt werden, um Winkel aus Messungen am Plasma aus Plausibilität zu überprüfen und gegebenenfalls, falls sich die Übertragungsfunktion des Polarisationswinkels im Gesamtsystem geändert hat, für ungültig zu erklären. Ergebnisse zu den Winkeln der Lampen, welche jedoch in keine Kalibrierung einfließen, werden in Abschnitt 4.3.3 gezeigt. Zukünftig sollen die Polarisationsrichtungen der Lampen den vom Plasma erwarteten Polarisationsrichtungen entsprechen.

### 3.6.5 Absolute Winkelkalibrierung durch gleichzeitige Beleuchtung mehrerer Kanäle aus dem Gefäß

Im Idealfall erhält man den absoluten Offset für jeden einzelnen Kanal aus einer In-Vessel Kalibrierung, wie in Abschnitt 3.4 geschildert. Ein entsprechend justierbarer Aufbau ist nicht vorhanden und wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht realisiert. Voraussetzung dafür ist eine hohe Genauigkeit der produzierten Polarisationsrichtung und eine entsprechende Einrichtung zur Vermessung dieser Richtung im Raum.



# Kapitel 4

## Ergebnisse

### 4.1 Vollständige Kalibrierung

Fasst man alle Kalibrierungen zusammen, entstehen Gleichungen (4.1) und (4.2), wobei die beiden Frequenzanteile bereits als optimal bestimmt angenommen werden. Diese Gleichungen sind angelehnt an Gleichung (4.3) (aus [RHH<sup>+</sup>07]), mit welcher die bisher gemessenen Signale ausgewertet wurden. Dabei entspricht  $\Gamma_m$  dem MSE Winkel  $\gamma_{\text{MSE}}$ ,  $p_1$  ließ sich nur mit Offsets in den Signalen begründen und war deshalb nicht mehr nötig,  $p_2$  wurde durch die beiden Sinus-Terme ersetzt, da damit der vollständige Winkelbereich kalibriert werden kann. Es wurden Kalibrierfaktoren für weitere, den Faraday-Effekt hervorrufende Magnetfelder eingeführt.

$$\gamma_{\text{Pol}} = \frac{1}{2} \text{atan2}(p_0 \cdot S_{40\text{kHz}}, S_{46\text{kHz}}) \quad (4.1)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{\text{MSE}} = & \gamma_{\text{Pol}} + C_1 \sin(2\gamma_{\text{Pol}} + \phi_1) + C_2 \sin(4\gamma_{\text{Pol}} + \phi_2) + b_1 + b_{\text{BTF}} B_{0, \text{tor}} \\ & + b_{\text{ICoFu}} I_{\text{CoFu}} + b_{\text{IV1u}} I_{\text{V1u}} + b_{\text{IV2o}} I_{\text{V2o}} + b_{\text{IV2u}} I_{\text{V2u}} + b_{\text{IV3o}} I_{\text{V3o}} \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$\frac{1}{2p_2} \text{atan} \left( \frac{S_1}{p_0 S_2} + p_1 \right) = \Gamma_m + b_1 + b_2 B_{0, \text{tor}} \quad (4.3)$$

### 4.2 Signal-Rausch-Verhältnis

Es stellte sich heraus, dass sich, durch Alterung, die Transmission der Interferenzfilter und die Sensitivität der Photomultiplier um insgesamt mindestens eine Größenordnung verschlechtert hat. Außerdem stand der Diagnostik zur Zeit der Diplomarbeit nur einer, statt zwei zentraler Lichtleiter pro Kanal zur Verfügung, weshalb sie nur mit halber Lichtintensität versorgt wurde.

Auch im direkten Vergleich mit alten Messungen war diese Verschlechterung zu erkennen. Das erschwert die Analyse der Daten. Um das Rauschen zu unterdrücken, muss über längere Zeiträume gemittelt werden. Dabei sinkt die Bandbreite des Rauschens, nach dem zentralen Grenzwertsatz, mit der Länge  $n$  der Mittelung um den



Faktor  $1/\sqrt{n}$ . Die damit einhergehende schlechtere Zeitauflösung verhindert in einigen Fällen die Verifikation der gemessenen Winkel an Plasma-bedingten Veränderungen der magnetischen Struktur. Behält man die höhere Auflösung, verhindert das Rauschen die Verifikation der Absolutmessungen an Plasma-physikalische gut bekannten Phänomenen, wie zum Beispiel eine rekonstruierte  $q = 1$  Fläche. Im den folgenden zwei Abschnitten wird das an Beispielen gezeigt.

#### 4.2.1 Vergleich von gemessenen mit theoretisch aus einem Gleichgewicht bestimmten Winkeln

Abbildung 4.1 zeigt den zeitlichen Verlauf der Winkel bei einer Zeitauflösung von 10 ms. Es lässt sich mit bloßem Auge keine Korrelation feststellen.

Wird über 100 ms gemittelt, lassen sich die Tendenzen der theoretisch bestimmten Winkel in den Gemessenen, zumindest teilweise, qualitativ wiederfinden. Die höhere Zeitauflösung zeigt jedoch bei den simulierten Winkeln schnellere Änderungen der Winkel. Da die MSE eine ortsfeste Diagnostik ist, wird gleichzeitig über die Bewegung des gesamten Plasmas [Hob11] gemittelt.

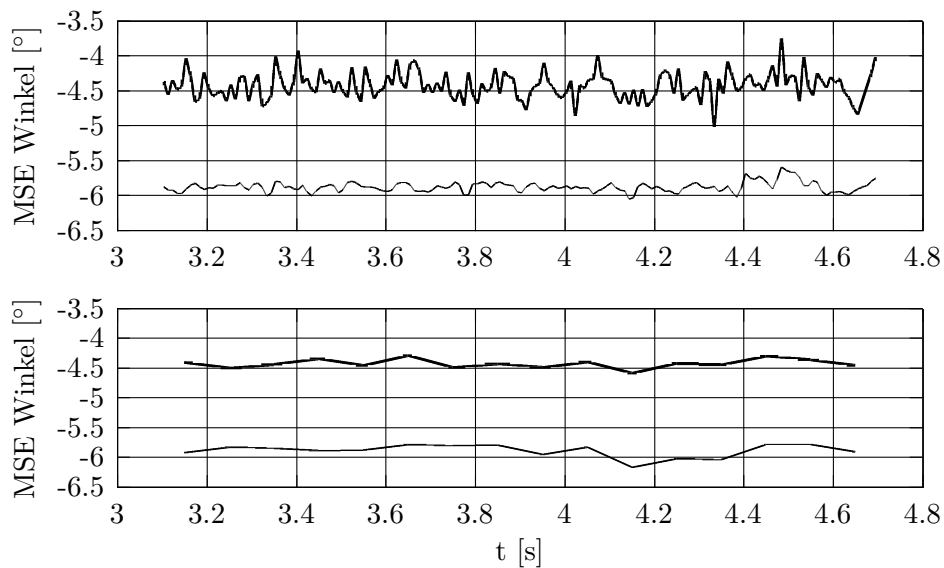


Abbildung 4.1: Vergleich von gemessenen und theoretisch bestimmten MSE-Winkeln von Kanal 1. Oben:  $\Delta t = 10$  ms, Unten:  $\Delta t = 100$  ms; dünne Linie:  $\gamma_{\text{MSE, CLISTE}}$ , dicke Linie:  $\gamma_{\text{MSE, gemessen}}$

Wird der gemessene Winkel gegen den theoretischen Winkel aufgetragen und die Ausgleichsgerade bestimmt, sollte diese die Steigung 1 haben und der Achsenabschnitt der Winkel-Offset sein. Abbildung 4.2 zeigt das Ergebnis. Die Gerade hat

eine Steigung von 0.5 und einen y-Achsenabschnitt von  $-1.4657^\circ$ . Die Daten zeigen nur sehr schlechte Korrelation. Der Offset kann bestimmt werden, jedoch können die Daten nicht als Messwerte in eine Gleichgewichtsberechnung eingehen, da entweder das Rauschen zu groß ist oder die Beschreibung der Dynamik im Plasma verloren geht.

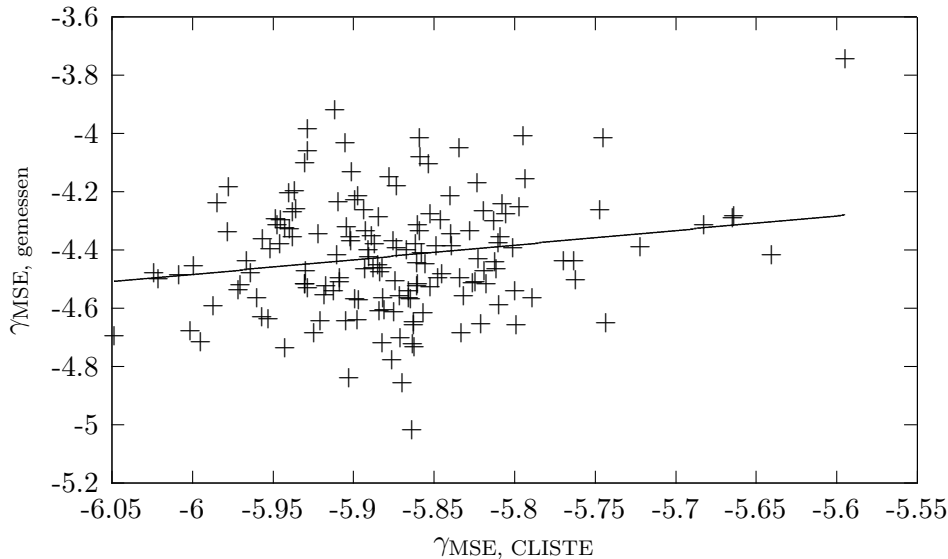


Abbildung 4.2: Bestimmung des Offset Winkels und gleichzeitige Verifikation der gemessenen Winkel.

Wäre ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis vorhanden, so könnte mit Hilfe der Steigung der Gerade die In-Vessel Kalibrierung überprüft werden. Wurde dort ein Fehler gemacht oder bei der Plasmamessung über zu große Intervalle gemittelt, so ist die Steigung nicht 1 und entspricht einem linearen Korrekturfaktor für diesen Winkelbereich des Kanals. Der Effekt des Rauschens auf die Gleichgewichtsberechnung wird in Abschnitt 4.2.2 gezeigt.

#### 4.2.2 Berechnung eines magnetischen Gleichgewichts

Abbildung 4.3 zeigt 17 q-Profile, welche mit vollständig kalibrierten MSE-Winkeln und einer Zeitaufösung von 50 ms berechnet wurden. Mit der in Abschnitt 3.6.3 bestimmten Lage der  $q=1$  Fläche kann man nun feststellen, dass die Winkel der MSE das Gleichgewicht nur zu manchen Zeitpunkten korrekt beschreiben. Zu den meisten Zeitpunkten verfälscht das Rauschen oder die durch Mittelung fehlende Korrelation zwischen MSE-Winkeln und magnetischen Messungen das Ergebnis. Das Gleichgewicht gibt dann nicht mehr die Realität wieder.

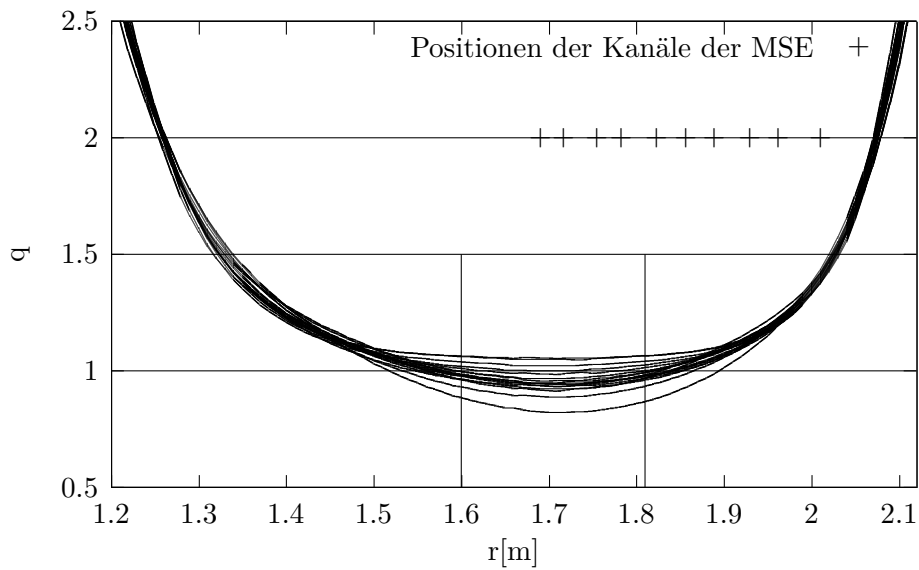


Abbildung 4.3: Mit vollständig kalibrierten MSE-Winkeln berechnete Gleichgewichte. Plasma-Entladung Nummer: 26897. Zeitraum: 3.2 s bis 4.0 s. Zeitauflösung: 50 ms. Die Positionsangaben für die Kanäle der MSE gelten nur in r-Richtung. Zusätzlich eingezeichnet: die eigentliche Lage der  $q = 1$  Fläche.

### 4.2.3 Reparaturen

Die Erkenntnisse aus der Diplomarbeit haben nahegelegt, dass ein Austausch der Filter und eine Erhöhung der Sample-Rate erforderlich ist. Falls das noch nicht zum gewünschten Ergebnis, eine ausreichende Signalintensität, führt, können die PMTs erneuert und wieder zwei zentrale Sichtlinien (in vertikaler Richtung) benutzt werden.

### 4.3 Drift

Man könnte annehmen, dass, bei entsprechender Stabilität der Komponenten, eine Kalibrierung eine beliebig lange Gültigkeit besitzt. Jedoch wurde festgestellt, dass die berechneten Winkel über einen Zeitraum von mehreren Jahren nicht stabil bleiben und erneute Kalibrierungen nötig waren. Beim Aufbau der Diagnostik wurde nicht mit derartigen Problemen gerechnet.

### 4.3.1 MSE Drift von 2008 bis 2009

In Plasma-Entladungen zwischen 2008 und 2009 haben sich die von der MSE gemessenen Winkel geändert. Bei der „Standard H-Mode“ Plasma-Konfiguration (siehe Abschnitt 3.6.2) wurden etwa 0.85 Grad Anstieg in 1000 Schüssen festgestellt. Um diese Drift zu charakterisieren, wurden, wie in Abschnitt 3.6.2 geschildert, für jeweils einen Schuss die durchschnittlich gemessenen Winkel bestimmt. Abbildung 4.4 zeigt das Ergebnis. Die Zunahme des Winkels beträgt in Kanal 1 etwa  $0.8^\circ$  und in Kanal 10 etwa  $1.1^\circ$  pro 1000 Schüsse, die „Drift-Geschwindigkeit“ der dazwischen liegenden Kanäle steigt mit der Kanal-Nummer an. Zusätzlich stellt man fest, dass in Kanal 8 bis 10 bei Schuss 25300 ein Abwärtstrend beginnt, der sich ab 25700 wieder umkehrt. Zu diesen Zeitpunkten waren Borierungen.

### 4.3.2 Aktuelle Drift

Ab Schuss-Nummer 26000 erkennt man einen Abwärtstrend der Winkel in den niedrigen Kanälen. In den hohen findet ein Sprung nach unten statt, gefolgt von einem Anstieg und einem erneuten Abfall. Bei noch größeren Schuss-Nummern findet auch in den niedrigeren Kanälen wieder ein erneuter Anstieg statt. Je kleiner der Kanal, desto später tritt er ein.

Kanal 1 misst etwa 5 bis 10 cm vom Plasmarand entfernt. Da die Informationen der magnetischen Messungen noch relativ zuverlässige Aussagen über das Magnetfeld am Plasmarand treffen können, nimmt man an, dass dort die Berechnung, wie die Messung der MSE, der Realität entspricht. Deshalb wurden zur genaueren Analyse der Vorgänge im Jahr 2011 die Winkel von Kanal 1 mit theoretischen, aus Gleichgewichtsberechnungen stammenden Winkeln verglichen. Zu jeder Plasma-Entladung werden, mit Hilfe der Messungen der magnetischen Spulen, magnetische Gleichgewichte berechnet. Aus diesen kann man mit Gleichung 3.1 zu beliebigen Zeitpunkten theoretisch gemessene MSE-Winkel berechnen.

Abbildung 4.5 zeigt den Verlauf der Differenz aus gemessenem und theoretisch berechnetem MSE-Winkel. Daraus wird der Zusammenhang von einer Borierung und einem Sprung in der Abweichung der MSE Winkel deutlich. Der Effekt ist jedoch nicht immer der gleiche, es treten Sprünge in beide Richtungen und unterschiedlicher Stärke auf. Zur eventuellen Korrektur werden im nächsten Abschnitt diese Winkeländerungen mit den Änderungen der Polarisationsrichtung der In-Vessel Lampen (siehe Abschnitt C) verglichen.

### 4.3.3 In-Vessel Lampen

Wie bereits in Abschnitt 3.6.4 erwähnt, lassen sich die Lampen als unabhängige Quelle zur Verifikation der Winkelmessung der Diagnostik nutzen. Diese beleuchten

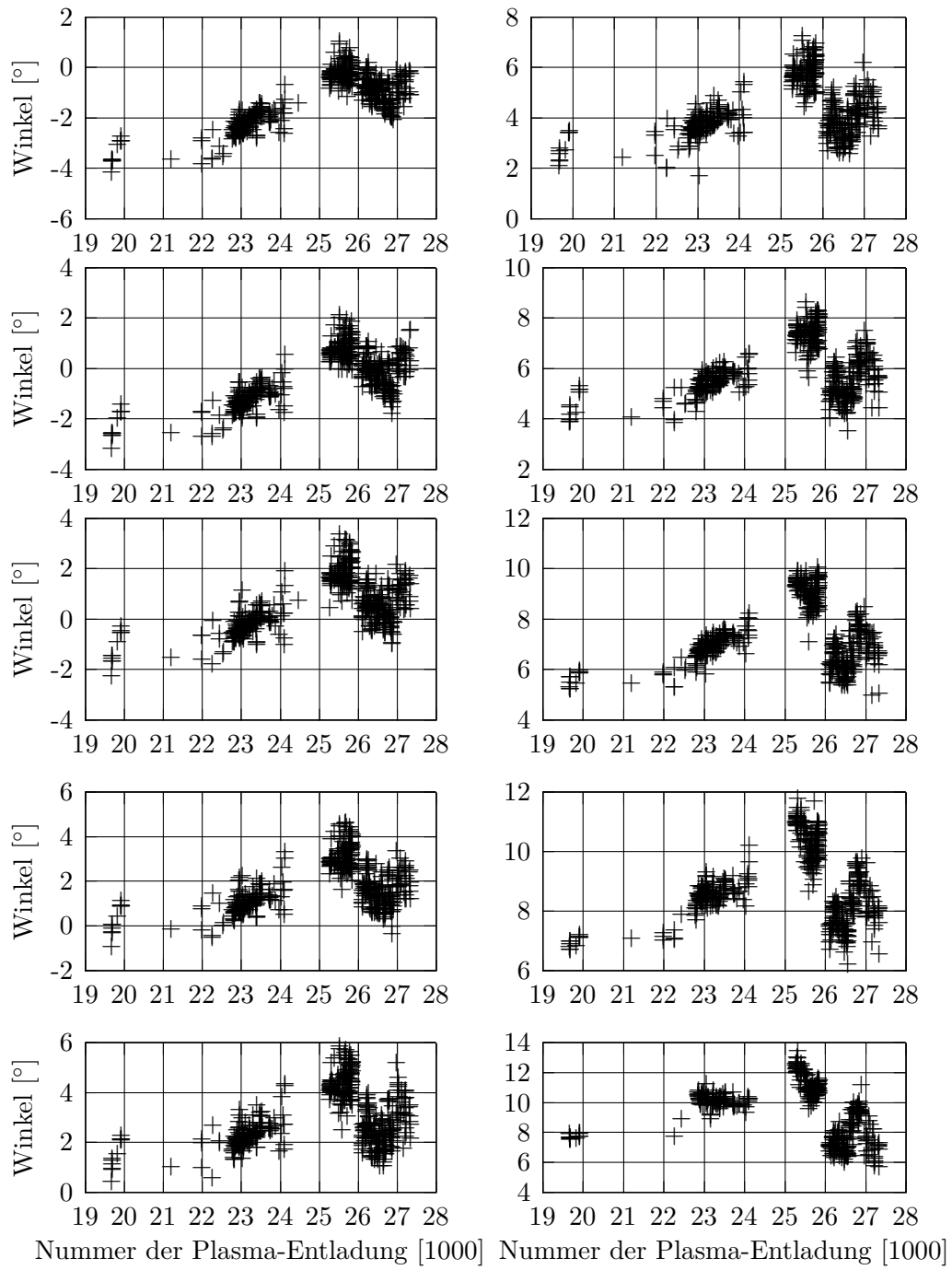


Abbildung 4.4: Statistik der von der MSE in „Standard H-Mode“ gemessenen Winkel von 19500 (2005) über 22600 (2008) und 25900 (2009) bis schließlich 27400 (2011). Kanal 1 links oben, Kanal 2 darunter ... Kanal 10 rechts unten.

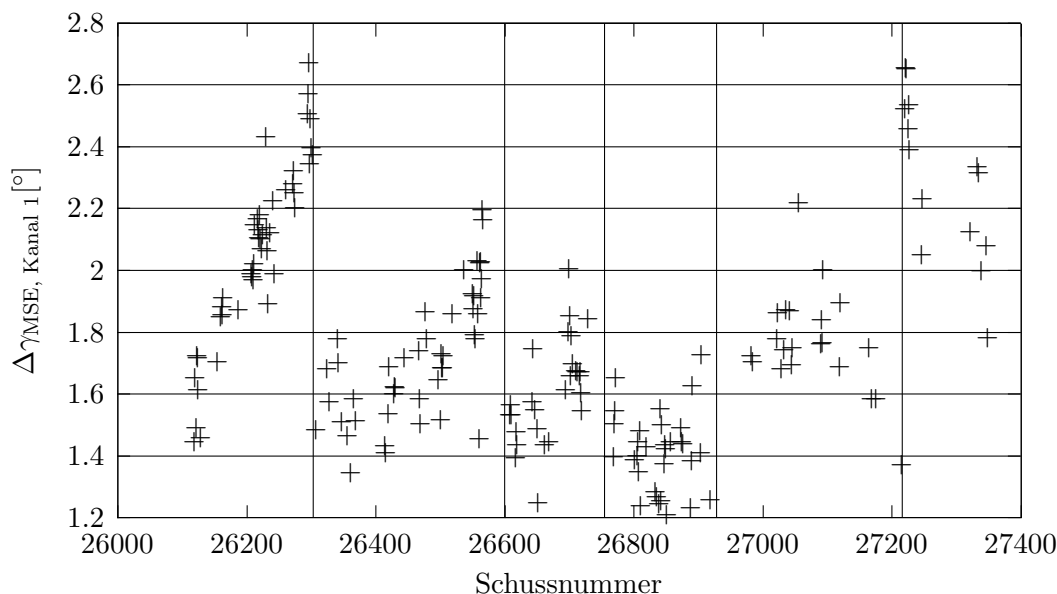


Abbildung 4.5: Abweichung des gemessenen vom theoretisch bestimmten MSE Winkel für Kanal 1. Borierungen wurden als senkrechte Linien zur Verdeutlichung ihrer Korrelation mit Sprüngen in den gemessenen Winkeln eingetragen.

die Kanäle 2, 6 und 8 mit etwa  $120^\circ$ ,  $45^\circ$  und  $1^\circ$  polarisiertem Licht, bei für Plasma-Messungen kalibrierter Polarimetrie. Deren Winkel wird vor jeder Entladung erfasst. Damit lässt sich schon vor einer Messung beurteilen, ob die aktuelle Kalibrierung noch anwendbar ist. Eine Korrektur der Winkel aller Kanäle konnte bisher nicht stattfinden, da der Effekt nicht nur vom Polarisationswinkel, sondern auch vom Kanal abhängt. Siehe dazu Abbildung 4.4.

Zur Charakterisierung des Verhaltens der Winkel und zur möglichen Korrelation mit dem Verhalten der im Plasma gemessenen Winkel wurden in Abbildung 4.6 die Polarisationswinkel der Lampen gegen die Schuss-Nummer aufgetragen. Wie in Abbildung 4.5 wurden Borierungen eingetragen, da diese auch bei den Lampen Änderungen des Winkels hervorrufen, die deutlich größer sind als die von Schuss zu Schuss ebenfalls auftretenden Variationen. Zusätzlich wurden zwei weitere deutliche Änderungen, scheinbar auf Grund von Plasma-Entladungen, entdeckt und eingetragen. Durch Instabilitäten der Plasma-Konfiguration können hohe Teilchenflüsse auf das Fenster der Diagnostik oder die Lampen stattgefunden haben. [GMMF<sup>+</sup>07]

Eigentlich schützt ein Shutter, welcher direkt vor dem Fenster zum Plasma sitzt, die Diagnostik vor Ablagerungen während Borierungen. Bei der Borierung vor Entladung 26929 (Mai 2011) wurde mit Hilfe der In-Vessel Lampen festgestellt, dass sich

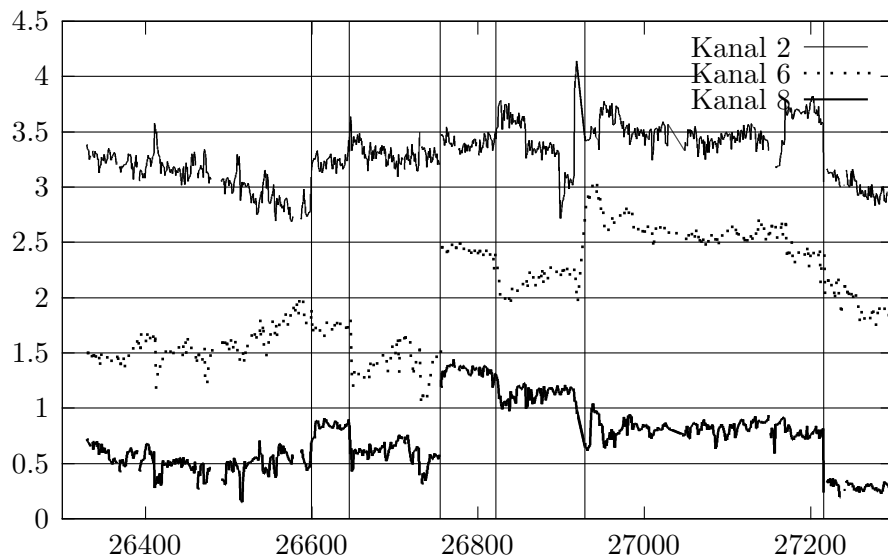


Abbildung 4.6: Entwicklung der Polarisationswinkel der In-Vessel Lampen über ein halbes Jahr. Winkel der Lampen von Kanal 2 und 6 wurden mit einem Offset von  $117^\circ$  beziehungsweise  $42.3^\circ$  versehen. Zusätzlich sind Ereignisse eingetragen, bei denen auffällige Winkeländerungen auftraten. Zu diesen zählen alle Borierungen und die Entladungen 26646 und 26821-26825

dieser Shutter nicht mehr schließen lässt. Bei der letzten Borierung vor der Gefäß-Öffnung wurde der Shutter absichtlich offen gelassen und halbstündlich die Winkel der Lampen gemessen. Das Ergebnis zeigt Abbildung 4.7. Diese Messung fand vor Entladung 27216 (Juli 2011) statt.

Den Erwartungen entsprechend ändert sich der Winkel während der Borierung. Auf Grund der unterschiedlichen Polarisationswinkel sollte, wenn allein der Effekt der fresnelschen Formeln verantwortlich für die Winkeländerung ist, die Änderung des Winkels einer Lampe in die andere Richtung stattfinden. Es ist außerdem nicht auszuschließen, dass eine Schicht auf den Polarisatoren der Lampen einen zusätzlichen Effekt hat. Erst bei weiteren Borierungen mit überprüft geschlossenem Shutter kann dieser Aspekt untersucht werden.

Beim manuellen Vermessen der Lampen mit einem auf sie aufgesteckten drehbaren Polarisator konnten bei Lampe 1 (Kanal 2) und Lampe 2 (Kanal 6) im Rahmen der Messgenauigkeit von  $\pm 0.5^\circ$  keine Veränderung festgestellt werden. Lampe 3 wies einen um etwa  $2.5^\circ$  größeren Winkel auf. Diese nachträgliche Vermessung der Lampen bei geöffnetem Gefäß kann nicht mit den Sprüngen im Winkel korreliert werden,

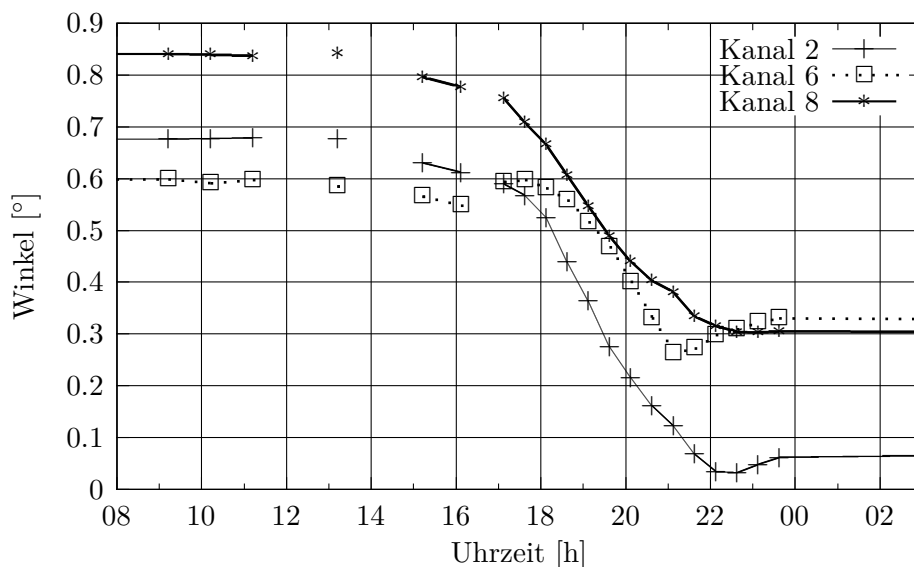


Abbildung 4.7: Entwicklung der Polarisations-Winkel der In-Vessel Lampen während der Borierung am 06.07.2011. Die Borierung fand zwischen 17 und 24 Uhr statt. Polarisationswinkel sind wiederum mit jeweils einem Offset versehen.

da diese Sprünge in beiden Richtungen stattgefunden haben und die gesamte Änderung weniger als die Messgenauigkeit dieser Methode war.

#### 4.3.4 Reparaturen

##### 4.3.4.1 In-Vessel Shutter

Bei einer Inspektion im Gefäß wurde festgestellt, dass der Shutter schwergängig ist. Es scheint, dass das Problem durch Verwindung des Gehäuses entstand. Der Grund dafür kann eine, seit 2007 fehlende Befestigungsschraube gewesen sein. Die im Plasma-Betrieb auftretenden Kräfte führten schließlich zur Verwindung.

Das Gehäuse besitzt im November 2011 wieder seine ursprüngliche Form, die Schraube wurde wieder montiert und es wird angenommen, dass der Shutter Mechanismus wieder zuverlässig funktioniert.

##### 4.3.4.2 Fenster zum Plasma

Auf dem Fenster konnten dünne Schichten in Form von bunt-schillernden Flecken festgestellt werden. Das Fenster wurde ausgetauscht, das verschmutzte jedoch noch nicht genauer analysiert.



Die Winkel der drei Lampen wurden vor dem Austausch, ohne Fenster und mit neuem Fenster gemessen. Damit konnte der Effekt des Fensters und dessen Beschichtung verifiziert werden. Ergebnisse finden sich in Tabelle 4.1. Die Ergebnisse entsprechen der, in den Abschnitten 3.4.1 und 3.6.4 vorgestellten Theorie. Der Winkel von Lampe 1 wird größer durch das Fenster, ist also einem anderen Quadranten zuzuordnen als der von Lampe 2 und 3, da diese kleiner werden. Die Schicht verstärkt den Effekt des Fensters, durch höheren Brechungsindex oder einem komplexwertigen Anteil im Brechungsindex.

Fenster	Kanal 2	Kanal 6	Kanal 8
alt	120.15°	44.49°	0.50°
ohne	119.15°	45.76°	1.56°
neu	119.98°	44.85°	0.99°

Tabelle 4.1: Gemessene Winkel der drei Kalibrierlampen vor dem Fensteraustausch, ohne Fenster und mit neuem Fenster.

#### 4.3.4.3 In-Vessel Lampen

Wie bereits in Abschnitt 3.6.4 geschildert, sind alle Polarisationsfilter gerissen und bei einer Lampe hat sich der Winkel um zirka 2° geändert. Die Halterungen der Polarisationsfilter wurden so angepasst, dass die Filter von der thermischen Ausdehnung der Halterung entkoppelt sind. Zusätzlich werden die Filter beim Austausch so gedreht, dass deren Polarisationswinkel dem im Plasma gemessenen Winkel nahe kommt.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung und Ausblick

### 5.1 Zusammenfassung

Das Ziel der Arbeit, eine *vollständige* und rückwirkend anwendbare Kalibrierung durchzuführen und deren Stabilität zu zeigen wurde *nicht* erreicht. Die bisherige Kalibrierung wurde grundlegend überarbeitet, oft in Anlehnung an die von Dr. Steven D. Scott und Dr. Howard Yuh am Tokamak Alcator CMOD erarbeitete Erfahrung zu Kalibriertechniken.

Es wurde verifiziert, dass Änderungen in den Sichtlinien über ein Jahr nur minimal sind. Die Kalibrierung der Filter ergab, dass mit zunehmendem Alter höhere Temperaturen benötigt werden, um die gewünschte Wellenlänge zu erreichen. Die Bedienung der Versorgungsspannung und das Auslesen der Ausgangssignale der PMTs wurde soweit vereinfacht, dass die Funktionsweise der PMTs für verschiedene Lichtquellen überprüft und unterschiedliche Kalibrierungen automatisiert durchgeführt werden konnten.

Die korrekte Funktionsweise der PEMs wurde über den Zeitraum von einem Monat verifiziert. Einflüsse von verschiedenen Magnetfeld-Spulen auf die Polarisationswinkel wurden gefunden, konnten jedoch noch nicht für alle Kanäle verifiziert werden. Winkelabhängige Einflüsse des Schutzfensters der Diagnostik auf die Polarisationswinkel wurden theoretisch beschrieben und überprüft. Zusätzlich wurde der Effekt von dünnen Schichten auf dem Fenster experimentell qualitativ belegt, es konnte jedoch wegen der Abhängigkeit vom Kipp- und Polarisationswinkel keine quantitative Beschreibung gefunden werden. Die Effekte aller optischen Komponenten wurden vermessen und Vorschläge zur Verbesserung der Messung gebracht.

Es wurde versucht, Messungen der MSE mit plasmaphysikalischen Phänomenen in Verbindung zu bringen und damit die gemessenen Winkel anzupassen und zu verifizieren. Das ist auf Grund der Signalqualität fehlgeschlagen. Das Langzeitverhalten der Polarisationswinkel, welche in Plasma-Entladungen und von den In-Vessel Lampen gemessen wurden, wurde beobachtet und auffällige Sprünge mit Borierungen und Plasma-Entladungen in Verbindung gebracht. Dieses Verhalten konnte mit den derzeit vorhandenen Kalibriereinrichtungen nicht behoben werden.

## **5.2 Ausblick**

Diese Hilfsmittel müssen nun genutzt werden, um den sicheren Betrieb zu garantieren. Die In-Vessel Kalibrierung muss mit einem geeignetem Aufbau durchgeführt werden. Für die Bestimmung der genauen Korrekturfaktoren für den Faraday-Effekt wird eine bessere Signalqualität oder eine hellere Lichtquelle benötigt. Für die in situ Korrektur der gemessenen Winkel müssen die Polarisationswinkel der Referenzlampen im Winkelbereich der Polarisationswinkel aus dem Plasma sein. Dennoch muss zunächst deren Winkelstabilität gezeigt werden.

Mit Hilfe der Lampen und der automatisierten Messungen können weitere denkbare Effekte, wie zum Beispiel Doppelbrechung auf Grund von Spannungen im Vakuumfenster oder thermisch beanspruchten optischen Komponenten gemessen werden.

Die Berechnung von magnetischen Gleichgewichten mit Hilfe der MSE kann erst erfolgen, wenn die Winkeländerungen auf Grund von Rauschverhalten kleiner als die Winkeländerung auf Grund von Änderungen des magnetischen Gleichgewichts im Plasma ist.

## Anhang A

### Sägezähne und Knickinstabilität

Wie bereits in Abschnitt 1.2 erwähnt, treten in einem Z-Pinch mit der MHD beschreibbare Instabilitäten auf. Eine davon ist die Knickinstabilität.[JM82] Sie wird in Abbildung A.1 dargestellt und führt, durch Anwachsen des Knicks, zum Abreißen des Stroms.

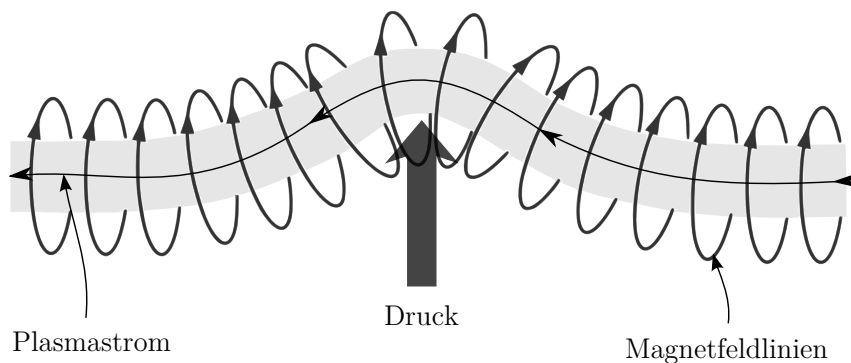


Abbildung A.1: Knickinstabilität (ohne Magnetfeld in z-Richtung). Aus [Gü05c], editiert.

Ein Magnetfeld in Z-Richtung stabilisiert diesen, Störungen enden in einer gedämpften Schwingung. In einer toroidalen Geometrie kann eine resonante Schwingung dieser Auslenkung über einen Umlauf stattfinden. Ein Beispiel dafür ist das Auftreten der Sägezahninstabilität. Die Sägezahninstabilität tritt an der  $q = 1$  Fläche auf. [WC04] Der Knick oszilliert in toroidaler Richtung, wächst durch Resonanz an und endet in einem Crash.

Die Instabilität hat ihren Namen von der Sägezahn Form der Signale der ECE<sup>1</sup>, welche die Temperatur gleichzeitig an mehreren Orten im Plasma misst. Abbildung A.2 zeigt zwei Kanäle der ECE, einen innerhalb und einen außerhalb der  $q = 1$  Fläche. Die Temperatur wächst im Zentrum an, bis ein Crash auftritt, welcher zu einem rapiden Abfall der Temperatur innerhalb der  $q = 1$  Fläche führt. Bei den Kanälen

<sup>1</sup>Electron Cyclotron Emission Diagnostik

außerhalb des Inversionsradius der Sägezahninstabilität steigt die Temperatur bei einem Crash durch die nach außen transportierte Wärme rapide an und relaxiert danach wieder. Damit lässt sich herausfinden, bei welchem Kanal die Fläche ist.

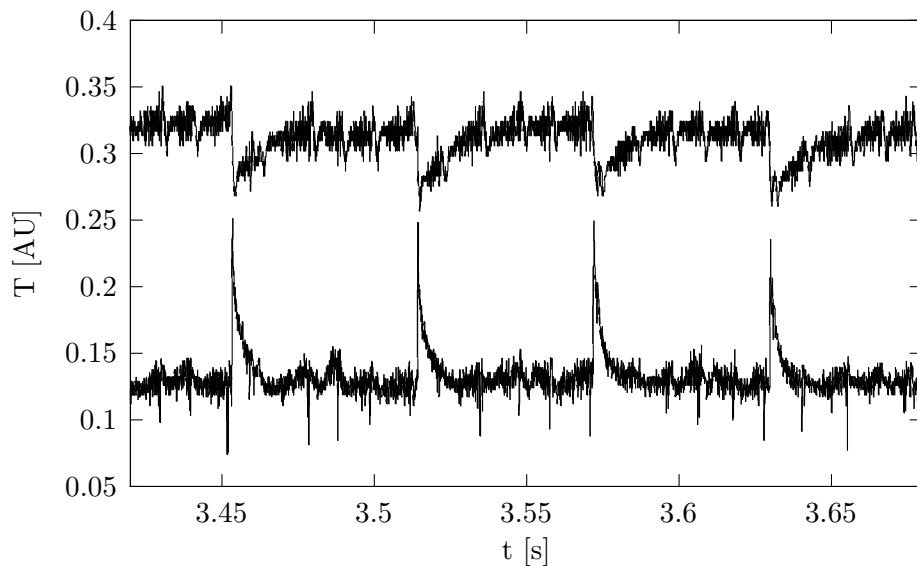


Abbildung A.2: Temperaturverlauf in Entladung 26897. Gemessen von der ECE, oben: Kanal 49 (innerhalb von  $q=1$ ), unten: Kanal 46 (außerhalb von  $q=1$ ). Skalierung der y-Achse stimmt nur qualitativ.

Die Existenz und Lage einer  $q = 1$  Fläche kann als Randbedingung an CLISTE übergeben werden, um das Gleichgewicht entsprechend anzupassen. Ohne diese Information konvergieren Gleichgewichtsberechnungen oft zu flacheren  $q$ -Profilen ohne  $q = 1$  Fläche. Diese Vorgehensweise ist für den gesamten Zeitraum, in dem Sägezähne auftreten, berechtigt, da nach [IFH<sup>+</sup>11] der Ort der  $q = 1$  Fläche bei einem Crash erhalten bleibt.

# Anhang B

## Photomultiplier

Wie in Abschnitt 2.5 geschildert, liefert eine PMT einen Strom in Abhängigkeit von der einfallenden Lichtintensität. Diese Abhängigkeit ist laut [Hak06] Seite 54, nur bis zu einer bestimmten Stromstärke linear. Bei der verwendeten R928 PMT von Hamamatsu endet das lineare Verhalten bei einer maximalen Ausgangsstromstärke von  $10\ \mu\text{A}$ . Dieser Strom wird von einem FEMTO DLPCA-100, [fem98], welcher mit  $10^5\ \text{V A}^{-1}$  im „Low Noise“ Modus arbeitet, verstärkt. Der Stromverstärker agiert zusätzlich als Tiefpass mit einer Grenzfrequenz von  $400\ \text{kHz}$ , was für die Effizienz des Lock-in Prozesses eine vernachlässigbare Rolle spielt.

Für die Nutzbarkeit des Signals ist es essentiell, dass der Strom beziehungsweise die Spannung linear von der Lichtintensität abhängt, da sonst die harmonische Modulation verzerrt wird. Mit der bekannten Verstärkung darf der Ausgangspegel des Stromverstärkers maximal  $1\ \text{V}$  betragen. Bei der derzeitigen Einstellung ist der maximale Ausgangsstrom (siehe [pmt06]) der PMT der maximalen Ausgangsspannung des Verstärkers angepasst. Da der Verstärker eine maximale Ausgangsspannung von  $10\ \text{V}$  hat, sollte die Verstärkung erhöht werden, um im Arbeitsbereich des Verstärkers im linearen Bereich der PMT zu bleiben.

Um den Ausgangsstrom der PMT an die Lichtintensität anzupassen, wird die Beschleunigungsspannung entsprechend eingestellt. Dabei ist zu beachten, dass die interne Verstärkung der PMT mit der potenzierten Versorgungsspannung ansteigt. Der genaue Exponent ist das Produkt aus der Anzahl der Beschleunigungsabschnitte (hier 9) und einer Materialkonstante (0.7-0.8) der PMT, siehe [Hak06] S. 46. Die maximale Versorgungsspannung einer PMT beträgt  $1250\ \text{V}$  [pmt06].

Da nicht nur Licht vom Plasma, sondern auch von unterschiedlichen Lampen zur Kalibrierung kommt, muss die Spannung für ein jeweils optimales Signal angepasst sein. Bei der Kalibrierung der Spannungen ist darauf zu achten, dass die Ausgangsspannungen bei Plasma- und Kalibriermessungen eine ähnliche Größenordnung haben, damit die PMTs das gleiche Verhalten zeigen.

Ein Anstieg der benötigten Versorgungsspannungen wurde nicht beobachtet oder näher untersucht. Nachdem eine Minderung der Signalqualität (siehe Abschnitt 4.2) festgestellt wurde, ist eine weitere Beobachtung dieser Spannungen zu empfehlen.



# Anhang C

## In-Vessel Lampen

Diese Lampen sind fest im Gefäß installiert. Sie dienen dazu, den kompletten Strahlengang der Diagnostik zu überwachen, veränderliche Einflüsse auf die Polarisationsrichtung von Licht aus dem Gefäß festzustellen und mit Schuss-weise aktuellen Zahlenwerten zu belegen.

### C.1 Aufbau im Gefäß

Der Betrieb von Lampen ist den Bedingungen im Gefäß nicht gewachsen, da die Temperatur für kleine und effiziente Leuchtmittel wie LEDs zu hoch ist und der Eintrag von möglichen entstehenden Verunreinigungen den Bedingungen, die der Plasmabetrieb an das Vakuum stellt, nicht entspricht. Zusätzlich spricht die Austauschbarkeit bei Defekten oder geänderten Anforderungen, zum Beispiel an die Wellenlänge, für eine Auslagerung.

Man entschied sich für die Lichtübertragung per Glasfaser aus dem Kontrollraum ins Gefäß, wo das Ende der Lichtleiter auf jeweils einen MSE-Kanal fokussiert und linear polarisiert wird.

Es wurden drei solche Vorrichtungen installiert, sie beleuchten die Kanal/vertikaler Lichtleiter Paare 2/5, 6/3 und 8/1 mit jeweils drei Lichtleitern.

### C.2 Einkopplung im Kontrollraum

Diese neun Lichtleiter enden im Kontrollraum, wo Licht in sie eingekoppelt wird. Zunächst wurden sie mit einer Halogenlampe beleuchtet, später mit einer elektronisch gesteuerten LED, bis die finale Konstruktion zur Einkopplung der LEDs in die Lichtleiter fertiggestellt war.

Die Entscheidung fiel auf LEDs als Lichtquelle, da Modelle im benötigten Wellenlängenbereich existieren, unter anderem deshalb einen hohen Wirkungsgrad im Zusammenspiel mit der Diagnostik haben und günstig zu erwerben sind.

Das Licht wird direkt, durch geeignet vor den Leuchtdioden positionierten Lichtleitern, in diese eingekoppelt.



### C.3 LED Treiber Module

Die Helligkeit der LEDs wird über die Stromstärke kontrolliert, da Dioden nicht linear auf Spannungen reagieren, das heißt, legt man eine Spannung unterhalb der Bandlücke an, ist ihr Widerstand nahezu unendlich, ist die Spannung etwas über der Bandlücke, verschwindet der Widerstand fast komplett. Um diese Anforderung zu erfüllen nutzt man zur Stromstärkenregulierung entweder ein in Serie geschaltetes Potentiometer oder die energieintensivere Variante mit Pulsweitenmodulation. Hier wird der Duty Cycle, das Verhältnis der Länge der „high“-Phase zur Periodendauer, eines Rechtecksignals so angepasst, dass die durchschnittliche Stromstärke der benötigten entspricht.

Die von der Elektronik Abteilung entwickelten Module für die am IPP verwendeten Überrahmen wurden mit einem Tiefpass versehen, um eventuell störendes, hochfrequentes Flackern zu vermeiden.

Die Module besitzen zwei TTL<sup>1</sup> Eingänge, einer zum Einschalten, der andere als Inhibit, zum vorübergehenden Ausschalten. Die LEDs lassen sich auch per Schalter bedienen und die Helligkeit, also Stromstärke, wird an einem Dreh-Potentiometer geregelt. Es gibt drei in Reihe geschaltete Ausgänge für die LEDs.

### C.4 Ansteuerung

Eingeschaltet werden die Lampen mit einem Delay-Modul, welches 5 s nach dem Offset-Reset der analogen Lock-In Verstärker und etwa 5 s vor einer Plasma-Entladung ein TTL „high“-Signal liefert. Ist ein gültiges MSE-Signal aus dem Plasma vorhanden, werden die Lampe mit Hilfe des Inhibit-Eingangs vorübergehenden ausgeschaltet. Nach 60 s schaltet das Delay-Modul wieder auf „low“, die Lampen werden ausgeschaltet. Damit wird die Diagnostik während des gesamten Sondentestschusses (siehe Abschnitt 3.5.2) beleuchtet.

---

<sup>1</sup>Abk. für Transistor-Transistor-Logik, eine Schaltungstechnik für Logikbauteile, bei der der High-Pegel 5 V beträgt

# Glossar

**Aliasing** Effekt, der bei Digitalisierung einer Frequenz, die höher als die Nyquist-Frequenz (halbe Abtastfrequenz) ist, auftritt. Solche hohen Frequenzanteile werden in das niedrige Frequenzspektrum gespiegelt. 18

**AUGD** ASDEX Upgrade. 5, 15, 17, 30, 33, 36, 43, 52

**Bootstrap** Engl. für Stiefelriemen. Meint einen Prozess, der sich selbst erzeugt und erhält. Siehe [Wik11]. 5

**Borierung** Regelmäßig stattfindende Beschichtung der Gefäßinnenwand mit deuteriertem Diboran ( $B_2D_6$ ). 12, 61

**Boxplot** Plot, der einen Überblick über eine statistische Verteilung schafft. Zentrale Linie: Median (50% der Daten liegen ober-/unterhalb); Box: oberes/unteres Quartil (50% der Daten liegen in dieser Box, d.h. von 25% bis 75%); „Antennen“: gibt an, wie weit die restlichen Daten reichen, maximaler Abstand vom Median: 1.5 mal die Länge der Box; Kringel: jeder weiter entfernte Messwert, per Definition „Ausreißer“. 27, 36, 49

**CAMAC** Computer Automated Measurement And Control, System zur Datenerfassung. 17

**CCD** Abk. für Charge Coupled Device, zweidimensionaler Chip, um Bilder aufzunehmen. Hier am Spektrometer genutzt, um in x-Richtung Wellenlängen und in y-Richtung Kanäle aufzulösen. 21

**CLISTE** CompLete Interpretive Suite for Tokamak Equilibria. 5, 20, 54, 70

**DC** Direct Current, engl. Gleichstrom. 16, 17, 28, 31, 40, 41

**ECCD** Electron Cyclotron Current Drive: Elektron Zyklotron Resonanz Heizung in Stromtrieb Konfiguration, d.h. Impuls der Strahlung wird in Stromrichtung auf Plasma übertragen. 5

**ECE** Electron Cyclotron Emission Diagnostik. 69

- Ex-Vessel** engl.: außerhalb des Gefäßes (hier: nicht im Vakuum/Tokamak). 34, 35, 38, 39
- Faraday Rotation** Drehung der Polarisationsrichtung in dielektrischen Materialien auf Grund von Magnetfeldern [Hua97]. 13
- Glimm-Entladung** Entladung zum Reinigen des Gefäßes. 12
- Grenzfrequenz** Ein Signal dieser Frequenz wird um 3 dB abgeschwächt. 18, 71
- GSL** GNU Scientific Library. 25, 48
- In-Vessel** engl.: innerhalb des Gefäßes (hier: im Vakuum/Tokamak). 28, 61, 67
- LED** Leuchtdiode, vom engl. light-emitting diode. Halbleiter Bauelement, das bei Stromfluss Licht absendet. 34, 73
- MHD** Magneto Hydro Dynamik, 2-Flüssigkeitsbeschreibung (Ionen und Elektronen) von Plasma im Magnetfeld. 3, 69
- MSE** Motional Stark Effect Diagnostik. 5–7, 10, 11, 15, 17, 20, 24, 30, 35–37, 47, 51, 54, 58, 59, 61, 67, 68
- MSS** Motional Stark Effect Spektroskopie. 10
- MSX** Motional Stark Effect Diagnostik, WSX-Format. 18
- NBI** Neutral Beam Injection. 7, 21, 23
- Normal-Quantil-Plot** Beim Normal-Quantil-Plot wird eine beliebig statistisch verteilte Größe der Größe nach sortiert gegen eine sortierte, normalverteilte Stichprobe mit der gleichen Länge aufgetragen. Ist die Größe normalverteilt, besteht eine lineare Korrelation. 26, 28
- NTC-Widerstand** aus engl. Negative Temperature Coefficient Thermistor, d.h. Widerstand mit einem negativen Temperaturkoeffizienten. 21
- PEM** Photoelastischer Modulator. 13–16, 18, 24, 25, 31–33, 38–41, 67
- PMT** Photomultiplier Tube. 16, 21, 24, 60, 67, 71
- poloidal** In Richtung des kleinen Umfangs eines Torus. 3, 5

- R** Freie Programmiersprache und Software für statistische Berechnungen und Visualisierungen, siehe [www.r-project.org](http://www.r-project.org). 26
- Shutter** Schieber, welcher in den Strahlengang der Diagnostik gebracht werden kann. Zweck: Schutz, Kalibrierung. 12, 33, 34, 63–65
- SIO** Serial In Out, Verfahren zur Serialisierung von parallelen Datenströmen aus der Datenaufnahme und Deserialisierung von seriellen Daten in parallele Datenströme für Datenausgabe. 17, 34
- Tokamak** Abkürzung aus dem Russischen, тороидальная камера в магнитных катушках (Toroidale Kammer in Magnetspulen). 3, 15, 20, 67
- toroidal** In Richtung des großen Umfangs eines Torus. 3, 5, 69
- TTL** Abk. für Transistor-Transistor-Logik, eine Schaltungstechnik für Logikbauteile, bei der der High-Pegel 5 V beträgt. 74



# Literaturverzeichnis

- [ABBW03] AUDI, G. ; BERSILLON, O. ; BLACHOT, J. ; WAPSTRA, A.H.: The Nubase evaluation of nuclear and decay properties. In: *Nuclear Physics A* 729 (2003), Nr. 1, 3 - 128. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2003.11.001>. – DOI 10.1016/j.nuclphysa.2003.11.001. – ISSN 0375–9474. – The 2003 NUBASE and Atomic Mass Evaluations
- [BPS75] BERKNER, K.H. ; PYLE, R.V ; STEARNS, J.W: Intense, mixed-energy hydrogen beams for CTR injection. In: *Nuclear Fusion* 15 (1975), Nr. 2, 249. <http://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/15/2/009>. – DOI 10.1088/0029-5515/15/2/009
- [fem98] FEMTO Messtechnik GmbH: *DLPCA-100 Data Sheet*. Berlin, Deutschland, 1998
- [GJLS08] GUAN, Wei ; JONES, Grenville A. ; LIU, Yanwei ; SHEN, Tiehan H.: The measurement of the Stokes parameters: A generalized methodology using a dual photoelastic modulator system. In: *Journal of Applied Physics* 103 (2008), Nr. 4, 043104. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2885094>. – DOI 10.1063/1.2885094. – ISSN 00218979
- [GMMF<sup>+</sup>07] GARCÍA-MUÑOZ, M. ; MARTIN, P. ; FAHRBACH, H.-U. ; GOBBIN, M. ; GÜNTER, S. ; MARASCHEK, M. ; MARRELLI, L. ; ZOHM, H. ; ASDEX UPGRADE TEAM the: NTM induced fast ion losses in ASDEX Upgrade. In: *Nuclear Fusion* 47 (2007), Nr. 7, L10. <http://stacks.iop.org/0029-5515/47/i=7/a=L03>
- [Gü05a] GÜNTER, Sibylle: *Vorlesung Plasmaphysik und Fusionsforschung – Magnetischer Einschluss*. online. [http://www.aug.ipp.mpg.de/TOK/Mitarbeiter/Sibylle.Guenter/Vorlesung/semester\\_2/4\\_Magn\\_Einschluss.pdf](http://www.aug.ipp.mpg.de/TOK/Mitarbeiter/Sibylle.Guenter/Vorlesung/semester_2/4_Magn_Einschluss.pdf). Version: 2005. – [Online; accessed 23-November-2011]
- [Gü05b] GÜNTER, Sibylle: *Vorlesung Plasmaphysik und Fusionsforschung – Plasmaheizung*. online. [http://www.aug.ipp.mpg.de/TOK/Mitarbeiter/Sibylle.Guenter/Vorlesung/semester\\_2/9\\_Plasmaheizung.pdf](http://www.aug.ipp.mpg.de/TOK/Mitarbeiter/Sibylle.Guenter/Vorlesung/semester_2/9_Plasmaheizung.pdf). Version: 2005. – [Online; accessed 16-September-2011]

- [Gü05c] GÜNTER, Sibylle: *Vorlesung Plasmaphysik und Fusionsforschung – Stabilität von MHD-Gleichgewichten*. online. [http://www.aug.ipm.mpg.de/TOK/Mitarbeiter/Sibylle.Guenter/Vorlesung/semester\\_2/5\\_MHD-Instab.pdf](http://www.aug.ipm.mpg.de/TOK/Mitarbeiter/Sibylle.Guenter/Vorlesung/semester_2/5_MHD-Instab.pdf). Version:2005. – [Online; accessed 06-November-2011]
- [Hak06] *Kapitel 4*. In: HAKAMATA, Toshikazu (Hrsg.): *Photomultiplier Tubes - Basics and Applications*. 2006
- [HH76] HINTON, F. L. ; HAZELTINE, R. D.: Theory of plasma transport in toroidal confinement systems. In: *Rev. Mod. Phys.* 48 (1976), Apr, 239–308. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.48.239>. – DOI 10.1103/RevModPhys.48.239
- [HL61] HUNGER, K. ; LARENZ, R. W.: Das Mikrofeld im Plasma. In: *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 163 (1961), 245-261. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01342486>. – ISSN 0939-7922. – 10.1007/BF01342486
- [Hob11] HOBIRK, Jörg: *Zeitauflösung der MSE: Persönliches Gespräch*. 2011
- [Hua97] HUARD, S.: *Polarization of light*. John Wiley, 1997 <http://books.google.de/books?id=o7RvQgAACAAJ>. – ISBN 9780471965367
- [HW03] HAKEN, H. ; WOLF, H.C.: *Atom- und Quantenphysik: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. Springer, 2003 (Springer-Lehrbuch). – ISBN 9783540026211
- [IFH<sup>+</sup>11] IGOCHINE, V. ; FABLEL, E. ; HOBIRK, J. ; REICH, M. ; ZOHM, H.: Comparison of different sawtooth crash models for transport analysis. In: *EPS Conference on Plasma Physics*, 2011
- [JM82] JACKSON, J.D. ; MÜLLER, K.: *Klassische Elektrodynamik*. Walter de Gruyter, 1982 (2., verbesserte Auflage). – ISBN 3-11-009579-3
- [KE74] KAUFMAN, V. ; EDLÉN, B.: Reference Wavelengths from Atomic Spectra in the Range 15 Å to 25000 Å. In: *J. Phys. Chem. Ref. Data* 3 (1974), 825–895. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3253149>. – DOI 10.1063/1.3253149. – NIST compilation
- [KLR90] KLIGER, D.S. ; LEWIS, J.W. ; RANDALL, C.E.: *Polarized light in optics and spectroscopy*. Academic Press, 1990
- [KMH<sup>+</sup>10] KING, J. D. ; MAKOWSKI, M. A. ; HOLCOMB, C. T. ; ALLEN, S. L. ; GEER, R. ; MEYER, W. H. ; HILL, D. N. ; PHAM, D. ; MORSE, E. C.:

- A digital lock-in upgrade of the motional Stark effect diagnostic on DIII-D. In: *Rev Sci Instrum* 81 (2010), Nr. 10, 10D739. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3496989>. – DOI 10.1063/1.3496989. – ISSN 00346748
- [Law57] LAWSON, J D.: Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor. In: *Proceedings of the Physical Society. Section B* 70 (1957), Nr. 1, 6. <http://stacks.iop.org/0370-1301/70/i=1/a=303>
- [LGK<sup>+</sup>90] LEVINTON, F. M. ; GAMMEL, G. M. ; KAITA, R. ; KUGEL, H. W. ; ROBERTS, D. W.: Magnetic field pitch angle diagnostic using the motional Stark effect (invited). In: *Review of Scientific Instruments* 61 (1990), Nr. 10, 2914-2919. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1141776>. – DOI 10.1063/1.1141776. – ISSN 00346748
- [McC11] MCCARTHY, P.J.: *Tipps zur MSE Kalibrierung mit CLISTE: Persönliches Gespräch, eMail*. 2011
- [Mer04] MERKL, Doris: *'Current Holes' and other Structures in Motional Stark Effect Measurements*. München, Technische Universität München, Dissertation, 2004. <http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn:nbn:de:bvb:91-diss2004051214702>
- [Mil02] MILCH, I.: *Kernfusion - Berichte aus der Forschung: Folge 2*. <http://www.ipp.mpg.de/ippcms/de/pr/publikationen/pdf/berichte.pdf>. Version: 2002
- [Mly11] MLYNEK, Alexander: *Simulation der MSE: Persönliches Gespräch*. 2011
- [MMS99] MCCARTHY, P.J. ; MARTIN, P. ; SCHNEIDER, W.: The CLISTE interpretive equilibrium code. Version: 1999. <http://edoc.mpg.de/413804>. Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1999. – Forschungsbericht
- [mse98] WOLF, R. (Hrsg.): *Technische Unterlagen der MSE an AUGD*. Garching, 1998
- [Pel10] *Kapitel 7*. In: PELTE, D.: *Die Zukunft unserer Energieversorgung: Über die Bedeutung und Entwicklung der Weltenergieressourcen*. Vieweg+Teubner Verlag, 2010. – ISBN 9783834809896
- [pmt06] Hamamatsu Photonics K.K.: *PMT R928 Data Sheet*. [http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts\\_R/R928\\_R955\\_TPMS1001E07.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_R/R928_R955_TPMS1001E07.pdf). Version: 2006



- [PRSZ09] *Kapitel 16*. In: POVH, B. ; RITH, K. ; SCHOLZ, C. ; ZETSCHKE, F.: *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer, 2009 (Springer-Lehrbuch). – ISBN 9783540680758
- [RHH<sup>+</sup>07] REICH, M. ; HOBIRK, J. ; HORTON, L.D. ; MARASCHEK, M. ; MCCARTHY, P.J. ; MERKL, D.: Calibration methods for the MSE diagnostic at ASDEX Upgrade. In: *EPS Conference on Plasma Physics, 2007*
- [sch11] SCHOTT AG: *SFL6 Data Sheet*. [http://www.schott.com/advanced\\_optics/german/download/schott\\_inquiry\\_glass\\_2011b.xls](http://www.schott.com/advanced_optics/german/download/schott_inquiry_glass_2011b.xls). Version: 2011
- [SK05] SCOTT, Steven D. ; KO, Jinseok: *Measurement of Faraday Rotation in MSE Optics Using Invesel Polarizer*. <http://www.psfc.mit.edu/research/alcator/miniproposals/431.pdf>. Version: Juli 2005
- [SYKM10] SCOTT, Steven D. ; YUH, Howard ; KO, Jinseok ; MUMGAARD, Bob: *Retardance inferred from multiple frequencies, MSE Memo 110c*. [http://www.psfc.mit.edu/~sscott/MSEemos/mse\\_memo\\_110c.pdf](http://www.psfc.mit.edu/~sscott/MSEemos/mse_memo_110c.pdf). Version: Juni 2010
- [Tro00] TROPPMANN, Manfred: *ASDEX Upgrade Data Base 2*. Online. [http://www.aug.ipp.mpg.de/aug/local/aug\\_only/database2/](http://www.aug.ipp.mpg.de/aug/local/aug_only/database2/). Version: Februar 2000
- [Wan10] WANG, Baoliang: *Useful Aperture of PEMs / Hinds International, Inc.* Version: 2010. [http://www.hindsinstruments.com/wp-content/uploads/USEFUL\\_APERTURE.pdf](http://www.hindsinstruments.com/wp-content/uploads/USEFUL_APERTURE.pdf). 2010. – Forschungsbericht
- [WC04] WESSON, J. ; CAMPBELL, D.J.: *Tokamaks*. Clarendon Press, 2004 (International series of monographs on physics). – ISBN 9780198509226
- [Wik11] WIKIPEDIA: *Bootstrapping — Wikipedia, The Free Encyclopedia*. <http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Bootstrapping&oldid=445130466>. Version: 2011. – [Online; accessed 16-September-2011]
- [WO10] WANG, Baoliang ; OAKBERG, Theodore C.: *Dual PEM Systems: Polarimetry Applications / Hinds International, Inc.* Version: 2010. [http://www.hindsinstruments.com/wp-content/uploads/Dual\\_PEM\\_Systems\\_Pol\\_Apps1.pdf](http://www.hindsinstruments.com/wp-content/uploads/Dual_PEM_Systems_Pol_Apps1.pdf). 2010. – Forschungsbericht
- [Yos09] *Kapitel 25*. In: YOSHIKAWA, Toru (Hrsg.): *Handbook of optical metrology: Principles and applications*. CRC, 2009

- [Yuh05] YUH, Howard Yung-Hao: *The Motional Stark Effect diagnostic on Alcator C-Mod*. Cambridge (Massachusetts), Massachusetts Institute of Technology, Thesis, 2005. <http://dspace.mit.edu/handle/1721.1/7582>



# Danksagung

Ich danke:

- Dr. Matthias Reich für die Betreuung der Diplomarbeit, viele Ideen und die Unterstützung bei programmiererischen Lösungen.
- Prof. Dr. Sibylle Günter für das Ermöglichen der Diplomarbeit am IPP.
- Dr. Alexander Mlynek für kurzfristige, kleine und hilfreiche elektrische und elektronische Realisierungen und aufschlussreiche Diskussionen.
- Elektronik Werkstatt des IPP.
- EDV Abteilung von E1.
- Dr. Steven D. Scott und Dr. Howard Yuh (unbekannterweise) für ihre ausführliche öffentliche Wissensdatenbank zur MSE an CMOD.
- Stefan Eder für technische Realisierungen und Tipps dazu.
- Dr. Christoph J. Fuchs für äußerst hilfreiche Tipps zur Automatisierung an AUGD.
- Dr. Patrick McCarthy und Peter Martin für die Einführung in CLISTE und ausführliche Tipps und Hilfestellungen zu dessen Bedienung.
- dem gesamten AUGD Team, für alle hier vergessenen oder nicht genannten Hilfestellungen.
- den Kommilitonen Alexander Bock, für die Modenanalysen, Gerd Meisl, für plasma-physikalische Diskussionen, Peter Wiecha und Manuel Luitz für den Austausch über `gnuplot`, `LATEX` und diverse Open Source Themen.
- meiner Familie, besonders meiner Mutter, und meiner Freundin für die Unterstützung.

---

# Erklärung

des Diplomanden **Tobias Löbhard**

Mit der Abgabe der Diplomarbeit versichere ich, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Garching, 12. Dezember 2011  
Ort, Datum

.....  
(Unterschrift)