

**Nichtinvasive optische  
Ionenstrahldiagnose mit CMOS  
Einplatinen-Kameras in starken  
toroidalen Magnetfeldern**

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik  
der Johann Wolfgang Goethe-Universität  
in Frankfurt am Main

von

**Adem Ateş**

aus Greven

Frankfurt am Main 2019

(D30)

vom Fachbereich Physik der  
Johann Wolfgang Goethe-Universität

Dekan:  
Prof. Dr. Michael Lang

Gutachter:  
Prof. Dr. U. Ratzinger  
Prof. Dr. H. Podlech

Datum der Disputation: 24.04.2019

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Mit der Diagnoseentwicklung verknüpfte Beschleunigerprojekte</b>	<b>5</b>
2.1	Das F8SR-Projekt . . . . .	5
2.1.1	Entwicklung des F8SR-Projektes . . . . .	5
2.1.2	Entwicklung der Detektoren am F8SR-Projekt . . . . .	13
2.2	FRANZ-Projekt . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Grundlagen der optischen Strahldiagnose</b>	<b>23</b>
3.1	Ionenstrahlinduziertes Fluoreszenzleuchten . . . . .	23
3.2	Dichteverteilung des Ionenstrahls . . . . .	27
3.3	Rekonstruktion der transversalen Dichteverteilung aus Intensitätsprofilen . . . . .	30
3.4	Kantendetektion . . . . .	34
3.5	Nicht abbildendes optisches System . . . . .	35
3.6	Prinzipien der beiden Kamera-Technologien . . . . .	37
3.6.1	Prinzip der CCD-Kamera . . . . .	38
3.6.2	Prinzip der CMOS-Kamera . . . . .	39
3.6.3	Vergleich CCD und CMOS Kameras . . . . .	40
3.6.4	Linsenfehler . . . . .	41
<b>4</b>	<b>Entwicklung des Detektorsystems</b>	<b>45</b>
4.1	Beschreibung des Teststandes . . . . .	45
4.2	Eingebettetes optisches System - Hardware Konfiguration . . . . .	46
4.2.1	Überblick . . . . .	46
4.2.2	Magnetfeldtest . . . . .	47
4.2.3	Erster Test im Vakuum . . . . .	48
4.2.4	Vergleich der Kameras . . . . .	48
4.2.5	Orthogonal zueinander ausgerichtete Kameras . . . . .	49
4.2.6	Kalibrierung auf den Abbildungsmaßstab . . . . .	50
4.2.7	Bereinigen der Verzeichnung . . . . .	53
4.2.8	Einfluss auf das Vakuum . . . . .	53
4.2.9	Einsatz von sechs Kameras im Vakuum . . . . .	55
4.3	Arbeitsablauf - Software Konfiguration . . . . .	57
4.3.1	Bildaufnahme . . . . .	58
4.3.2	Netzwerksteuerung . . . . .	58
4.3.3	Bildbearbeitung . . . . .	58
4.3.4	Bildrekonstruktion . . . . .	64
4.3.5	Untersuchung entlang der Strahlbahn . . . . .	67

4.4	Detektorsystem für das FRANZ-Projekt . . . . .	70
<b>5</b>	<b>Experimentieren und Ergebnisse</b>	<b>73</b>
5.1	Messungen mit CMOS-Kamera . . . . .	73
5.1.1	Strahlparameter . . . . .	73
5.1.2	Unterscheidung zwischen den Spezies $H^+$ und $H_2^+$ . . . . .	75
5.1.3	Untersuchung des Ionenstrahls entlang der toroidalen Achse . . . . .	76
<b>6</b>	<b>Photodioden-Detektor</b>	<b>85</b>
6.1	Minimierung der Winkelakzeptanz . . . . .	85
6.2	Aufbau des Detektors . . . . .	90
6.2.1	Test von optoelektronischen Elementen . . . . .	90
6.3	Ionenstrahlexperiment im Toroidsegment . . . . .	94
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>97</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Detektoren sind die Augen, Ohren und der Tastsinn eines Experimentes. Besonders in der Beschleunigerphysik sind zuverlässige Diagnosesysteme unentbehrlich. Die Ionenstrahlen werden durch vielfältige Beschleunigerelemente wie Magnete, Kavitäten oder Transportstrecken in geschlossenen Vakuumkammern transportiert. Ein Zusammenspiel von verschiedenen Diagnosesystemen ist notwendig, um Ionenstrahlexperimente durchführen zu können. Neben dem Interesse, den Ionenstrahl zu untersuchen, ist der Sicherheitsaspekt von großer Bedeutung. Bei hohen Strahlleistungen muss die Position exakt bestimmt werden. Nicht zuletzt können bei Strahl-Wand-Wechselwirkungen einzelne Bauteile aktiviert oder beschädigt werden. Die wesentlichen Eigenschaften des Ionenstrahls müssen entlang des Beschleunigers vermessen werden. Drei von diesen vielen Eigenschaften sind folgende:

- Ein Ionenstrahl besitzt elektrische Ladung, dessen elektrisches Feld sowie dessen Strom gemessen werden kann.
- Wenn ein Ionenstrahl eine Oberfläche trifft, kann er Sekundärelektronen induzieren. Der Ladungsausgleich kann gemessen werden und steht für den Strom des Ionenstrahls (z.B. auf den Drähten eines Profiltitters).
- Der Ionenstrahl trifft auf die im realen Vakuum anwesenden Restgasmoleküle oder auf einen Leuchtschirm und regt diese zur Photonenemission an.

Ein Ionenstrahl besitzt Ladung, Strom, Impuls und eine Verteilung im 6-dimensionalen Phasenraum.

Die optische Diagnose nutzt die Ionenstrahlinduzierte Photonenemission - oder auch strahlinduzierte Fluoreszenz genannt -, um Rückschlüsse auf die Strahlposition und auf das Strahlprofil zu ziehen. Es hat sich herausgestellt, dass diese Methode besonders vielversprechend ist, vor allem weil es bei Verwendung des Restgasleuchtens eine nichtinvasive Diagnose ist. Die ersten derartigen nichtinvasiven optischen Strahldetektoren wurden von D. D. Chamberline [Chamberlin et al., 1981] und J. S. Fraser [Fraser, 1981] auf der „Particle Accelerator Conference“ (PAC) im Jahre 1981 veröffentlicht. J. S. Fraser setzte eine ISIT Vidicon (doubly intensified silicon target), eine Bildaufnahmeröhre ein. Das ist ein Vorgänger der heute bekannten CCD-Kamera und besteht aus  $512 \times 300$  angeordneten Fotodioden mit Objektiv, die durch eine Elektronenstrahlröhre abgetastet werden. Sie

benutzten ein Spiegelsystem und ein optisches Gerät um vier Strahlprofile in einer transversalen Ebene (unter  $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ ) aufzunehmen. Zu der Zeit hatte das optische System eine Quanteneffizienz von 10%, heutige wissenschaftliche Kameras erreichen eine Quanteneffizienz von 90%. Die optische Diagnose wurde an einem 750 keV Protonenstrahl getestet [Fraser, 1981]. Gleichzeitig haben sie zusammen mit O.R. Sander und G.N. Minerbo an Thomographiealgorithmen gearbeitet, um aus wenigen Projektionen ein Strahlprofil zu rekonstruieren [Fraser, 1978, Minerbo, 1979, Minerbo und Sanderson, 1977, Sander et al., 1979]. Mit der Verbesserung der optischen Systeme hat sich die optische Diagnose auch weiterentwickelt. L. Rezzonico benutzte einen einzelnen Photoelektronenvervielfacher (Photomultiplier oder kurz PMT) und ein mechanisch bewegbares System, um das Restgasleuchten des Ionenstrahls abzutasten. Das System wurde am Paul Scherer Institut (PSI) bei Zürich an einem 10 mA, 860 keV Ionenstrahl bei einem Restgasdruck von  $10^{-6}$  mbar mit einer Auflösung von 0,1 mm getestet [Rezzonico, 1986]. Eine Zeile von 32 PMTs (PMT-Array) mit einer Optik wurde von J. Dietrich am Forschungszentrum Juelich am Synchrotron COSY eingesetzt. Es wurde ein gepulster Strahl von 100 ns bei einer Energie von 1,35 GeV und einem Restgasdruck von 10 mbar untersucht. Am Linearbeschleuniger UNILAC (Universal Linear Accelerator) an der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) setzte P. Forck eine moderne intensivierte CCD-Kamera (ICCD) ein. Er entwickelte ein verstärktes optisches System mit Hilfe einer Mikrokanalplatte (MCP) und Objektiv, welches vor einem Standard-CCD-Sensor angebracht wurde. Dadurch war es möglich, einzelne Photonen zu detektieren. Das Diagnosesystem wurde als Standarddiagnose für Schwerionen an der GSI eingesetzt. Das System wurde an einem  $Ar^{10+}$  Ionenstrahl mit einer Energie von 5,8 MeV/u, einem Strom von  $700 \mu A$  und einer Pulslänge von  $200 \mu s$ , bei einem Restgasdruck von  $1 \times 10^{-4}$  mbar ( $N_2$ ) getestet [Forck und Bank, 2002]. Verschiedene Schwerionen in einem Energiebereich von 5 MeV/u – 750 MeV/u und bei Restgasdrücken von  $10^{-2}$  mbar –  $10^{-6}$  mbar wurden von F. Becker an der GSI untersucht [Becker et al., 2007]. Niederenergiestrahlen werden am IAP (Institut für Angewandte Physik) in Frankfurt untersucht. Unter anderem  $H^-$ -Strahlen mit einer Energie von 7 keV und einem Strahlstrom von 2 mA [Jakob et al., 2005]. Hier wurde eine intensivierte CCD-Kamera benutzt, deren Sensor auf  $-100^\circ C$  mit flüssigem Stickstoff gekühlt wird. Das führt zu einer Minimierung des thermischen Rauschens des Sensors. Diagnose an kontinuierlichen Niederenergie-Heliumionen (5 keV - 20 keV, 1 mA - 4,4 mA) wurden am IAP von Pozimski und Sittinger durchgeführt [Pozimski et al., 2000, Sittinger, 1995]. Die Untersuchung des Phasenraumes wurde von H.Reichau weiterentwickelt. An eine drehbare Vakuumkammer wurde eine Kamera montiert. Dadurch wurde es möglich, stufenlos den Strahl unter beliebig vielen Winkeln zu beobachten. Mit Hilfe der von ihr weiterentwickelten Tomographiealgorithmen konnte das transversale Profil des Strahls rekonstruiert werden [Reichau, 2012].

Die oben genannten Detektorsysteme werden an einem Vakuumfenster installiert. Das heißt, die optischen Systeme können nicht näher an den Ionenstrahl gebracht werden, als die Außenmaße des Vakuumrezipienten es erlauben. Zusätzliche Reflexionen an dem Fenster und die begrenzte Transmission des optischen Lichtes durch das Fensterglas erschweren die Diagnose. Das führt dazu, dass das System noch sensitiver bei optimierter Rauschunterdrückung sein muss. Kostenintensive Licht-

---

verstärker wie die Mikrokanalplatte mit Szintillationsschirm und wissenschaftliche, spezialisierte Kameras werden gebraucht. Die Untersuchung aus mehreren Winkeln wird benötigt, um die transversale Dichteverteilung des Strahls zu rekonstruieren. Zudem werden mindestens zwei Projektionen benötigt, um den Strahl im Ortsraum zu rekonstruieren.

Die Untersuchung entlang der Strahlbahn wird benötigt, um den Strahl im Phasenraum, auf einer feldfreien Driftstrecke zu rekonstruieren. Es gibt mehrere Möglichkeiten, den Strahl aus verschiedenen Winkeln zu untersuchen: Ein Spiegelsystem kann benutzt werden [Fraser, 1981, Chamberlin et al., 1981]. Der Vakuumtank kann mit der Kamera um den Strahl rotiert werden [Reichau, 2012]. Einsatz von mehreren Kameras, was bei spezialisierten, verstärkten CCD-Kameras sehr kostenintensiv ist [Haseitl et al., 2009]. Den Strahl zusätzlich entlang der Strahlbahn zu untersuchen, würde die Anzahl an benötigten Aufbauten multiplizieren. Alle genannten Detektorsysteme sind stationär fest angebunden an der Position der Vakuumfenster.

Diese Arbeit soll zeigen, dass die Schwierigkeiten der unflexiblen, komplexen und kostenintensiven optischen Diagnosesysteme, die bisher eingesetzt wurden, deutlich reduziert werden können. An zwei Projekten wird die Leistungsfähigkeit der neuen Methode gezeigt.

Zum einen ist das Ziel am FRANZ-Projekt, einen Ionenstrahl mit einer Energie bis zu 120 keV und mit einem Strahlstrom bis zu 50 mA in einem Restgasdruckbereich bis zu  $1 \times 10^{-7}$  mbar optisch zu untersuchen (das aktuelle Ziel ist 35 keV und 30 mA) [Alzubaidi et al., 2016]. Der Detektor soll am Ausgang der ersten Solenoidlinse befestigt werden und soll nicht länger als 30 mm sein.

Zum anderen ist das Ziel am F8SR-Projekt, einen Ionenstrahl mit einer Energie bis zu 20 keV mit einem Strahlstrom bis zu 3 mA in einem Restgasdruckbereich bis zu  $1 \times 10^{-6}$  mbar optisch zu untersuchen. Der Detektor soll innerhalb eines starken (bis zu 0,6 T auf Achse), 800 mm langen, gebogenen Magneten (auch Toroidsegment genannt) den Ionenstrahl detektieren. Entlang seiner Strahlbahn soll der Strahl im Ortsraum rekonstruiert werden. Der Vakuumrezipient des Magneten hat einen Innendurchmesser von 200 mm. Der Ionenstrahl kann bis zu 30 mm von der Führungsachse abweichen und kann einen Radius von bis zu 10 mm besitzen. Daraus ergibt sich bei optimalen Voraussetzungen ein Beobachtungsquerschnitt von mindestens  $80 \times 80 \text{ mm}^2$ , der von dem Detektor nicht berührt werden darf. Da Strahl-Wand-Wechselwirkungen erwartet werden, sollte die Apertur des Detektors jedoch so groß wie möglich sein. Das heißt, der Detektor muss so kompakt und flexibel konstruiert werden, dass er den Strahl nicht berührt und entlang der Strahlbahn verschiebbar ist. Zudem muss er in einem starken Magnetfeld ohne besondere Schutzmaßnahmen einsetzbar sein. Das Magnetfeld darf auch nicht durch den Detektor verformt werden. Deswegen sollen keine Materialien mit hoher magnetischer Permeabilität im oder am Detektor eingesetzt werden. Da der Detektor ins Vakuum integriert wird, darf dieser das Vakuum nicht kontaminieren.

Bei der Untersuchung des Ionenstrahls geht es primär um die Strahllage und die Halbachsen des transversalen Strahlprofils. Im ersten Schritt ist die Rekonstruktion nur im Ortsraum von Interesse. Der Ionenstrahltransport durch das toroidale Magnetfeld soll untersucht werden. Dabei soll die Strahldrift und die Gyrationbewegung des Strahlschwerpunktes, sowie die alternierende Strahltaile beobachtet werden. Die bisher von N. Joshi [Joshi, 2009], P. Nonn [Nonn, 2009] und H. Niebuhr

[Niebuhr, 2014] experimentell beobachteten Effekte sollen bestätigt und in der Auflösung und Präzision deutlich übertroffen werden.

Um diese Ziele zu erreichen, wird ein in das Vakuumsystem eingebettetes optisches System benutzt. Das System besteht aus einer miniaturisierten CMOS-Kamera, die auf einer Platine integriert ist. Die Kamera ist durch ein einfaches Flachbandkabel mit einem Einplatinencomputer verbunden. Dadurch können Kamera und Auslesecomputer räumlich voneinander getrennt betrieben werden. Als Prototyp wurde eine nicht-wissenschaftliche Kamera eingesetzt. Diese wird im Vakuum im starken Magnetfeld getestet und für den Einsatz unter diesen Bedingungen optimiert.

In Kapitel 2 wird zunächst auf das F8SR-Projekt eingegangen. Die historische Entwicklung des Projektes wird kurz dargestellt. Der Abschnitt „Entwicklung der Detektoren am F8SR-Projekt“ soll die besonderen Anforderungen aufzeigen, die bei der Detektorentwicklung in starken toroidalen Magnetfeldern aufkommen. Anschließend wird auf das FRANZ-Projekt eingegangen.

In Kapitel 3 geht es um die Grundlagen der Strahldiagnose. Das Restgasleuchten wird definiert und es wird begründet, warum eine bestimmte Dichteverteilung angenommen werden kann. Aus der angenommenen Dichteverteilung kann dann die Rekonstruktion des Strahls im Ortsraum hergeleitet werden. Für die Bildverarbeitung relevanten Methoden werden definiert, dazu wird auf die Kantendetektion und auf Linsenfehler eingegangen. Nach Erläutern der beiden Kameratechnologien werden CCD- und CMOS-Kamera miteinander verglichen.

In Kapitel 4 steht die Entwicklung des Detektorsystems im Vordergrund. Nach der Beschreibung des Teststandes wird auf den Hardware-Aufbau eingegangen. Die Komponenten des Detektors werden getestet und eine Halterung konzipiert. Die Kameras werden für die Transformation in das  $xy$ -Ortskoordinatensystem kalibriert. Danach wird die Software-Konfiguration beschrieben. Der Arbeitsablauf der Bildaufnahme, Netzwerksteuerung, Bildbearbeitung und Bildrekonstruktion wird dargestellt. Schließlich wird das Detektorsystem im FRANZ-Projekt vorgestellt.

In Kapitel 5 sind die Ergebnisse gezeigt, die mit dem Kameradetektor erreicht wurden.

Kapitel 6 zeigt einen alternativen Ansatz für ein optisches Detektorsystem. Dieses System besteht aus einzelnen Phototransistoren, die in einer Zeile angeordnet sind. Der Aufbau und Zwischenergebnisse dieses nicht abbildenden Systems werden vorgestellt.



# Kapitel 2

## Mit der Diagnoseentwicklung verknüpfte Beschleunigerprojekte

### 2.1 Das F8SR-Projekt

#### 2.1.1 Entwicklung des F8SR-Projektes

Am IAP wird die Wechselwirkung von Ionenstrahlen verschiedener Spezies mit einer Energie bis zu 150 keV und einem Strahlstrom von 1 A bis 10 A in einem magnetostatischen Speicherring untersucht. Erstmals wurde die Idee 2002 von U. Ratzinger vorgeschlagen [Droba et al., 2002] und 2004 auf der Europäischen Teilchenbeschleuniger Konferenz (EPAC 2004) [Droba et al., 2004] veröffentlicht. Die erwähnten hohen Ströme sollen durch die Injektion von Ionenstrahlen mit Stromakkumulation erreicht werden. Anders als bei herkömmlichen Speicherringen, die Ionenstrahlen mit Hilfe von Dipol-, Quadrupol- oder Sextupolelementen auf der Sollbahn transportieren, sollen bei diesem Projekt toroidale, magnetische Führungsfelder eingesetzt werden. Der Einschluss durch diese längs des Strahls gerichteten Führungsfelder hat den großen Vorteil, dass die Strahlen ladungsunabhängig kontinuierlich fokussiert werden. Das macht es auch möglich, verschiedene Spezies von Ionen sowie Elektronen gleichzeitig zu transportieren, wobei die letzteren zur Raumladungskompensation beitragen können [Droba et al., 2004]. Um die oben genannten Energien und Ströme speichern zu können, wurden Modelle zur Strahldynamik entwickelt [Droba et al., 2006]. Magnetostatische Speicherringe mit einer longitudinalen Hauptkomponente werden ursprünglich genutzt, um thermische Plasmen einzuschließen. T.S. Pederson und A. Boozer haben die theoretische Grundlage für den Einschluss von nicht neutralen Plasmen auf magnetischen Flächen geschaffen [Pedersen und Boozer, 2002]. Als erstes musste geprüft werden, ob die Theorien, die zum Einschluss von neutralen Plasmen aufgestellt wurden, auf die Dynamik von Ionenstrahlen anwendbar sind. Dazu wurden Simulationen zu der Strahldynamik durchgeführt [Droba et al., 2003]. Um die  $\vec{F} \times \vec{B}$  Drift zu kompensieren, wurde eine dreidimensionale Ringkonfiguration entworfen. Der Entwurf wurde einer Stellarator-Konfiguration 1. Ordnung nachempfunden. Eine geschlossene magnetische Fläche wird durch das Anordnen von toroidalen Magnetsegmenten in einer Achtform erreicht. Die  $\vec{R} \times \vec{B}$  Drift, welche aufgrund der Zentrifugalkraft zusammen mit der Lorentzkraft eine Drift transversal zur Bewegungsrichtung des Strahls hervorruft, führt dazu, dass der Strahl je nach Ladung nach oben oder nach unten driftet.

Die detaillierte Herleitung der Theorien sind in [Chen, 1990] dargestellt. Im Folgenden werden nur die grundlegenden Formeln eingeführt. Um die Bewegung eines Ionenstrahls durch ein elektromagnetisches Feld zu beschreiben, muss zunächst auf die Einteilchenbewegung eingegangen werden. Die Bewegung eines Teilchens in einem elektromagnetischen Feld wird durch die Lorentzkraft

$$m\vec{a} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.1)$$

beschrieben. In erster Näherung wird ein elektrisches Feld vernachlässigt, sodass obige Gleichung sich zu:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{m}(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.2)$$

vereinfacht. Es ist leicht zu sehen, dass damit eine Kraft auf das Teilchen wirken kann, sobald Geschwindigkeit und Magnetfeld nicht mehr parallel zueinander stehen. Eine senkrechte Komponente ergibt sich natürlicherweise aufgrund der Coulomb-Abstoßung der Teilchen gegeneinander, was zu einer divergenten Bewegung der Teilchen führt. Zusätzlich wird eine senkrechte Komponente des Magnetfeldes durch das Randfeld der Magnete erzeugt. Im toroidalen Magnetfeld ergibt sich durch die Krümmung des Magneten eine kontinuierliche senkrechte Richtungskomponente. Die Lorentzkraft zwingt die Teilchen in eine Kreisbahn und wirkt immer senkrecht zur Bewegungsrichtung. Da die transversale Geschwindigkeitskomponente in einem Ionenstrahl sehr viel kleiner ist als die parallele, entsteht eine Helix-Bahn, der die Teilchen folgen.

Setzt man die Lorentzkraft gleich der Zentripetalkraft und wird gleichzeitig nur die z-Komponente des Magnetfeldes und nur die zum Magnetfeld senkrecht gerichtete Komponente der Geschwindigkeit betrachtet, erhält man einen Ausdruck für den Gyrationradius  $r_g$  aus dem die Zyklotronfrequenz  $\omega_c$  bestimmt wird:

$$r_g = \frac{mv_{\perp}}{|q|B_z} \quad (2.3)$$

$$\omega_c = \frac{|q|B_z}{m}. \quad (2.4)$$

Die Teilchen gyrieren um die Führungsachse - das sogenannte Guiding Center. Wie in Abbildung 2.1 gezeigt, kann die Position des Teilchens durch die Position des Guiding Center [de Blank und Schep, 2018, S. 2], welches eine Hauptkomponente parallel zum Magnetfeld  $B_z$  besitzt, und dem Gyrationradius dargestellt werden durch:

$$\vec{x} = \vec{R} + \vec{\rho} \quad (2.5)$$

$$\vec{\rho} = -\frac{m}{qB^2}\vec{v} \times \vec{B}, \quad (2.6)$$

wobei  $R$  die Position des Guiding Center ist,  $x$  die Position des Teilchen und  $\rho$  der Gyrationradiusvektor.

Wirkt eine zusätzliche externe Kraft  $\vec{F}$  auf die Teilchen, so ändert sich die Gleichung 2.2 zu:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{m}(\vec{v} \times \vec{B}) + \vec{F}. \quad (2.7)$$

Mittels der Variablentransformation in Gleichung 2.5 und der Gleichung 2.7 wird es möglich, die Gyrationbewegung des Teilchens aufgrund der externen Kraft und der

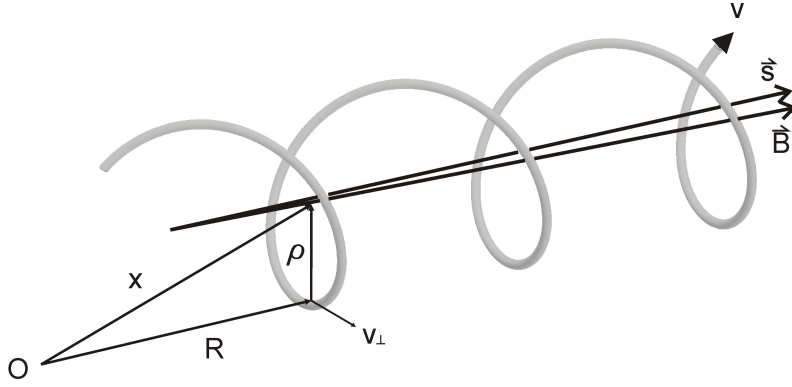


Abbildung 2.1: Veranschaulichung der Teilchengyration um die Führungsachse  $\vec{s}$  (im englischen Guiding Center Motion genannt). Die einzelnen Teilchen gyrieren um diese Achse je nach Ladung im Uhrzeigersinn oder Gegenuhzeigersinn. Gleichzeitig verschiebt sich die Führungsachse aufgrund von Raumladung, Magnetfeldgradienten und toroidaler Magnetfeldkrümmung (in Anlehnung an [de Blank und Schep, 2018]).

Bewegung aufgrund des magnetischen Führungsfeldes zu separieren. Die Geschwindigkeit des Guiding Center  $v_{gc}$  wird in [de Blank und Schep, 2018, S. 2] wie folgt hergeleitet:

$$\begin{aligned} v_{gc} &\equiv \dot{\vec{R}} = \dot{\vec{x}} - \dot{\vec{\rho}} \\ &= \vec{v} + \frac{m}{qB^2} \vec{v} \times \vec{B} \\ &= \vec{v} + \frac{1}{qB^2} (q\vec{v} \times \vec{B} + F) \times \vec{B}. \end{aligned}$$

Unter Benutzung der Relation  $(\vec{v} \times \vec{B}) \times \vec{B} = -v_{\perp} B^2$  und  $\vec{v} - \vec{v}_{\perp} = \vec{v}_{\parallel}$  folgt:

$$\vec{v}_{gc} = v_{\parallel} \frac{\vec{B}}{B} + \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{qB^2}.$$

Da eine zur Bewegungsrichtung parallel wirkende Kraft nur zu einer Beschleunigung des Teilchens führt, ergibt sich die Guiding Center Geschwindigkeit zu:

$$\vec{v}_{gc,\perp} = \frac{\vec{F}_{\perp} \times \vec{B}}{qB^2}. \quad (2.8)$$

In die Gleichung 2.8 können nun alle externen Kräfte eingesetzt werden die in dem Experiment mit toroidalen Führungsfeldern wirken. Ein unkompenzierter Ionenstrahl besitzt eine Raumladung, welche zur Coulomb Wechselwirkung der einzelnen Teilchen führt. Es entsteht die  $(\vec{E} \times \vec{B})$ -Drift,

$$\vec{v}_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}, \quad (2.9)$$

sodass das Guiding Center senkrecht zu  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$  wegdriftet. Die toroidalen Magnetfelder dieses Projekts sind gekrümmt. Der Ionenstrahl muss der Krümmung folgen

und während dessen erfährt es eine Zentripetalkraft. Diese Zentripetalkraft ist also eine von außen wirkende Kraft die in Gleichung 2.8 eingesetzt werden kann. Die folgende Gleichung:

$$\vec{v}_R = \frac{mv_{\parallel}^2}{qB^2} \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{R^2} \quad (2.10)$$

beschreibt die  $(\vec{R} \times \vec{B})$ -Drift, welche geladene Teilchen in einem gekrümmten Magnetfeld erfahren. Da in einem gekrümmten Magnetfeld sich natürlich ein Gradient des Magnetfeldes bildet, da der innere Radius kleiner ist als der äußere, kommt noch die Gradienten-Drift  $(\vec{\nabla} \vec{B})$  dazu. Die Gradienten-Drift in kartesischen Koordinaten lautet:

$$\vec{v}_{\nabla B} = \pm \frac{1}{2} v_{\perp} r_g \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla} \vec{B}}{B^2}. \quad (2.11)$$

In Zylinderkoordinaten besitzt die Maxwellgleichung  $\vec{\nabla} \times \vec{B}$  nur eine z-Komponente und  $\vec{\nabla} \vec{B}$  nur eine r-Komponente und aus dem leitet sich nach [Chen, 1990] folgende Gleichung her:

$$\vec{v}_{\nabla B} = \frac{1}{2} \frac{m}{q} v_{\perp}^2 \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{R^2 B^2}. \quad (2.12)$$

In dieser Darstellung können  $\vec{R} \times \vec{B}$  zusammengefasst werden zu:

$$\vec{v}_R + \vec{v}_{\nabla B} = \frac{m}{q} \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{R^2 B^2} (v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2). \quad (2.13)$$

Um die  $\vec{R} \times \vec{B}$ -Drift analytisch zu berechnen, kann die Gradienten-Drift meist vernachlässigt werden, da der Ionenstrahl eine sehr viel größere longitudinale Geschwindigkeit besitzt. Der Gradient führt dazu, dass die Teilchen in der feldschwachen Hälfte ihrer Gyration einen stärkeren transversalen Versatz erfahren als in der zweiten Hälfte. Eine gleichförmige, helixartige Bewegung längs einer Feldlinie ist dadurch nicht mehr gegeben. Der Transport eines Ionenstrahls durch ein toroidales Magnetfeld wurde schon in den Arbeiten [Niebuhr, 2012], [Joshi, 2009] und [Nonn, 2009] untersucht. In Abbildung 2.2 ist eine Simulation der Strahlbewegung durch zwei Toroidsegmente mit relativ langer Verbindungsstrecke dargestellt. Es sind die Projektionen der Führungssache in den xz- und yz-Ebenen dargestellt. Zu sehen ist eine sinusförmige Bewegung in den jeweiligen Toroidsegmenten (blaue Bereiche) und ein Sprung in dem geraden, spuleneien Verbindungsstück zwischen den Toroidsegmenten (gelber Bereich). Bisher war es kaum möglich, diese Gyrationbewegung entlang der Toroidsegmente zu beobachten. In der vorliegenden Arbeit gelingt erstmals die erfolgreiche Messung und Aufzeichnung dieser Bewegung. Die gut sichtbare mittlere Driftbewegung entlang der y-Koordinate in Abbildung 2.2 rechts, folgt der Gleichung 2.13.

Das Problem der  $\vec{R} \times \vec{B}$ -Drift ist, dass sie verhindert, einen Ionenstrahl oder ein Plasma in einem Torus verlustfrei einzuschließen. Diese Drift wird immer erzeugt, sobald die Teilchen eine longitudinale Geschwindigkeit, parallel zu den Magnetfeldern hat und zeigt sich in dem die Teilchen transversal nach oben bzw. nach unten driften, je nach Ladungsvorzeichen. Genau diese Drift kann durch das Verdrehen der toroidalen Magnetsegmente um  $180^\circ$  nach einer halben Umlaufbahn kompensiert werden. Das heißt, die einfachste Form um Teilchen in einem Magnetfeld zu speichern und

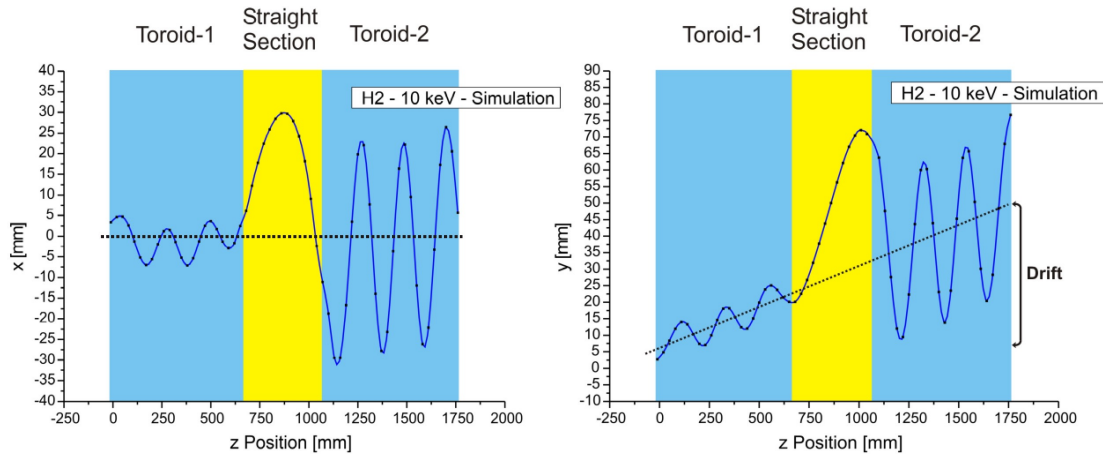


Abbildung 2.2: Bewegung des Ionenstrahlmittelpunktes, dargestellt ist die x- bzw. y-Koordinate in Abhängigkeit der longitudinalen Position (bearbeitet aus [Niebuhr, 2012]).

diese longitudinal zu transportieren ist ein Stellarator 1. Ordnung. Der erste Entwurf in Abbildung 2.3 bestand aus identischen Toroid- und Solenoidsegmenten und wurde im Jahre 2006 auf der EPAC veröffentlicht [Droba et al., 2006].

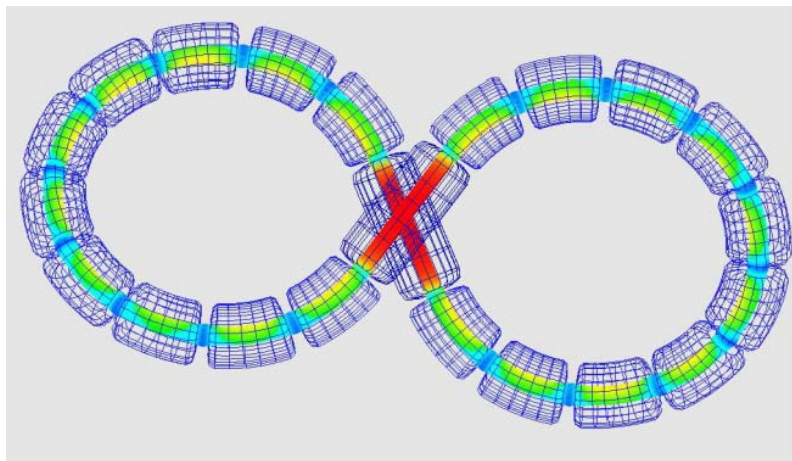


Abbildung 2.3: Erster Entwurf und Simulationsergebnisse der Figure-8 Konfiguration aus identischen Toroid- und Solenoidsegmenten (entnommen aus [Droba et al., 2006]). Die Bahnsteigungen aus der Bildebene heraus zur Überwindung des Kreuzungspunktes werden möglichst „weich“ ausgeführt.

Die Abbildung 2.3 zeigt die Simulation der magnetischen Fläche, wobei die Magnetfeldstärke von grün bis rot ansteigt. Neben den Anstrengungen, die theoretischen Grundlagen der Plasmaphysik und der Beschleunigerphysik für die Strahldynamik zu verbinden, wurden auch Studien zu einem experimentellen Teststand gemacht. Die wesentlichen Komponenten wurden in einem Blockdiagramm in der Veröffentlichung auf der EPAC 2006 [Droba et al., 2006] dargestellt. Abbildung 2.4 zeigt das originale Blockdiagramm, welches veröffentlicht und auch im Wesentlichen so realisiert wurde.

Zur Untersuchung der wesentlichen Effekte an einem derartigen Speicherring, wurden zwei normaleitende Toroidsegmente (bis 0,6 T auf Achse) entworfen. In

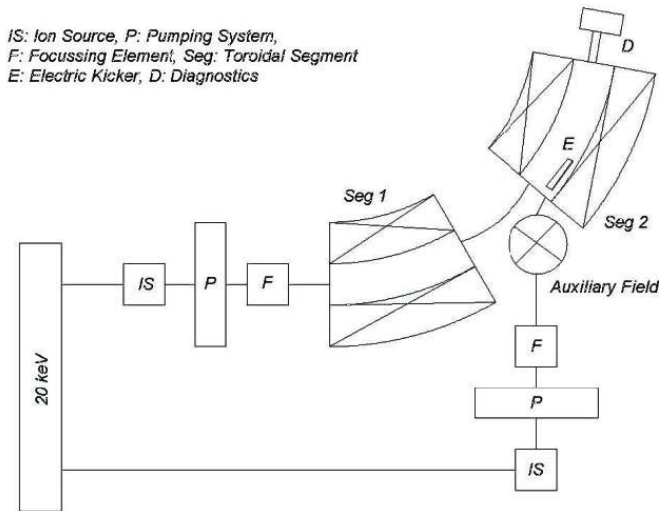


Abbildung 2.4: Blockdiagramm zur Studie eines Teststandes, um experimentell die wesentlichen theoretisch ermittelten Strahldynamiken zu untersuchen (entnommen aus [Droba et al., 2006]).

Abbildung 2.4 sind diese mit (Seg 1) und (Seg 2) bezeichnet. Neben den Toroidsegmenten werden sogenannte Injektoren benötigt, bestehend aus einer Ionenquelle, einem ersten Diagnosetank mit Vakuum-Pumpsystem und einem Fokussierelement, um den Ionenstrahl aus der Ionenquelle in die Toroidsegmente angepasst zu injizieren. Am Ende des zweiten Toroidsegmentes schließt ein Diagnosebereich an, in dem erste Strahluntersuchungen durchgeführt werden konnten. Darauf wird im weiteren Verlauf näher eingegangen. Ein wesentlicher Bereich des Experiments ist der Injektionsbereich zwischen den beiden Toroidsegmenten. Dies ist eine der größten Herausforderungen des Experiments. Die longitudinalen toroidalen Führungsfelder müssen miteinander koppeln, um einen kontinuierlichen und möglichst verlustlosen Strahltransport zu gewährleisten. Das ist der Grund dafür, warum die einzelnen Toroidsegmente nicht abgeschirmt werden, was eigentlich bei solchen magnetischen Elementen üblich ist (Beim vollständig geschlossenen Ring ist natürlich auch keine Abschirmung nötig). Die Toroidsegmente sollten möglichst nah beieinander liegen (siehe Abbildung 2.2 bzgl. der Bahnstörung entlang der Drift zwischen Toroidsegmenten). Zudem dürfen keine Materialien mit hoher magnetischer Permeabilität am Experiment verbaut werden, die die toroidalen sowie poloidalen Magnetfelder deformieren. Der einzige Bereich, an dem die Ionenstrahlen in den Ring injiziert werden können, ist zwischen den Toroidsegmenten. Deswegen ist die Injektion eines Ionenstrahls zwischen den Toroidsegmenten - ohne dass der Umlaufstrahl beeinflusst wird - von großer Bedeutung und stellt eine große Herausforderung dar. Erste Berechnungen dazu wurden 2006 veröffentlicht [Droba et al., 2006]. Als Ansatz wurde ein gekrümmtes magnetisches Hilfsfeld vorgeschlagen, welches die  $\vec{R} \times \vec{B}$  Drift nutzt. Die Magnetfeldlinien in einer derartigen Konstellation sind in Abbildung 2.5 dargestellt [Droba et al., 2006].

Ein erster Entwurf für die experimentelle Realisierung eines Injektionssystems zwischen den beiden Toroidsegmenten wurde 2008 veröffentlicht [Joshi, 2009]. Zu sehen ist in Abbildung 2.6, dass der Injektionstestaufbau aus drei Spulensystemen besteht, die zueinander sowohl in der Lage als auch in der Magnetfeldstärke variabel sind.

Abbildung 2.5 zeigt einen Schnitt durch die magnetische Feldverteilung in der Umlaufebene. Um die dreidimensionalen Effekte zu studieren, muss dementsprechend eine differenziertere Simulation durchgeführt werden. Dazu müssen die drei-

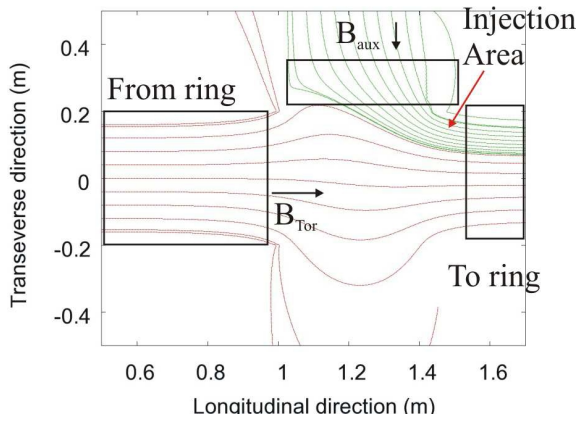


Abbildung 2.5: Studie zu einem gekrümmten, auxiliären Magnetfeld zur seitlichen Injektion eines Ionenstrahls zwischen zwei Toroidsegmenten (entnommen aus [Joshi, 2009]).

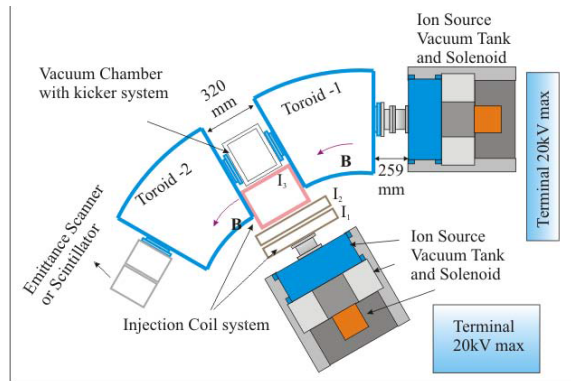


Abbildung 2.6: Entwurf zum experimentellen Aufbau des gekrümmten auxiliären Magnetfeldes. Die wesentlichen Bauteile sind zwei Injektoren. Diese bestehen jeweils aus einer Ionenquelle mit einem Hochspannungsterminal, Vakuumtank und Solenoid. Weiterhin sind zwei Toroidsegmente und ein Injektionssystem bestehend aus drei Spulensystemen gezeigt (entnommen aus [Joshi, 2009]).

dimensionalen Daten des experimentellen Aufbaus integriert werden. Abbildung 2.7 zeigt ein Modell des Experiments, dessen Daten in die Simulation integriert wurden.

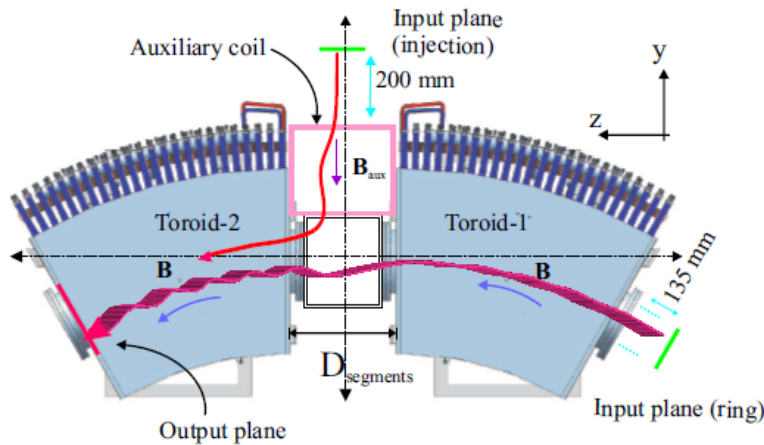


Abbildung 2.7: Dieser Bereich des Experimentes wurde in das Simulationsprogramm integriert. Zu sehen sind die simulierten Trajektorien des injizierten (orange) und des Umlaufstrahls (rot), (entnommen aus [Joshi, 2009]).

Verschiedene Parameter müssen bei der Injektion des Ionenstrahls betrachtet und optimiert werden. Ein optimales Hilfsmagnetfeld ist so zu wählen, dass der Strahltransport des Umlaufstrahls nicht bzw. nur minimal gestört wird. Dazu müssen die longitudinale Ausdehnung sowie die transversale Position des Injektionsmagneten optimiert werden. Die ersten Parameter wurden in der Dissertation von N. Joshi [Joshi, 2009] vorgeschlagen und wurden von H. Niebuhr weiter optimiert [Niebuhr et al., 2016]. In Abbildung 2.8 ist die zuletzt simulierte Studie zur Magnetfeldverteilung am Experiment gezeigt, berechnet mit Hilfe von MW Studio [Niebuhr et al., 2016]. Zudem wurde die Strahldynamik mit dem am IAP entwickel-

ten Programm Bender nach der Particle-in-Cell Methode berechnet [Niebuhr et al., 2016]. Die Abbildung 2.8 zeigt die kritischen Punkte, auf welche besonderes Augenmerk gelegt werden muss. Beginnend mit der Position des injizierten Ionenstrahls (mit der Ziffer 1 angedeutet) geht es über einen angepassten oder unangepassten Strahltransport durch den Injektionsmagneten (mit der Ziffer 2 gekennzeichnet). Wichtig ist auch die Länge und Stärke des Injektionsmagneten, mit dem die Phase des gyrierenden Strahls möglichst identisch zum umlaufenden Strahl einzustellen ist (Bereiche 3 und 4). In dem Bereich 3 wird weiterhin deutlich, dass, obwohl ein optimaler Einschuss simuliert wurde, der Injektionsstrahl mit einer sehr geringen Toleranz an der Experimentierwand vorbei transportiert wird. Aufgrund der Geometrie des Experimentes und des Platzbedarfs der Versorgungselemente, wie zum Beispiel der Wasserkühlungen, ist der Platz begrenzt. Hier müssen sowohl präzise, als auch den ganzen Bereich überschaubare Detektoren angebracht bzw. entworfen werden, um den Erfolg des Experimentes zu sichern.

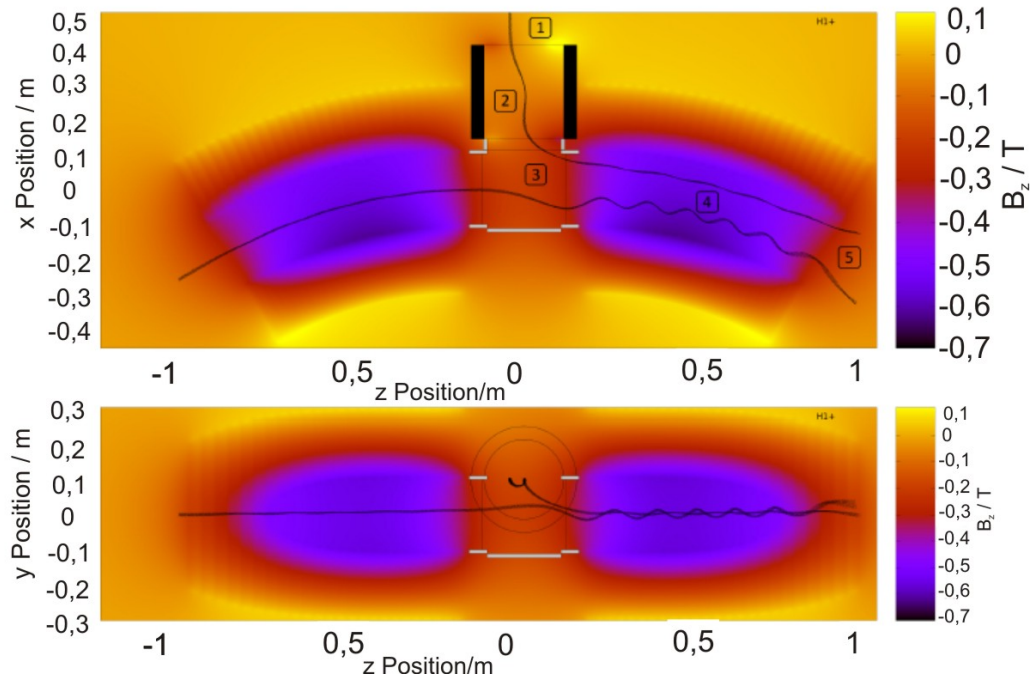


Abbildung 2.8: Detailliertes und weiter optimiertes Magnetfeld sowie Strahldynamik-Simulationen. Gezeigt sind beide Toroidsegmente mit der höchsten Magnetfeldstärke in violetter Intensität und der Injektionsmagnet zwischen den beiden Toroidsegmenten, dessen Ränder in schwarz dargestellt sind. Das obere Bild ist der Aufbau von oben und das untere Bild der Aufbau von der Seite gesehen (bearbeitet aus [Niebuhr et al., 2016]).

Ein weiteres zur seitlichen Injektion des Ionenstrahls erforderliches Element ist ein Kickersystem, welches innerhalb des Bereichs, in dem beide Strahlen sich treffen, angebracht werden muss. Um die Ionen aus dem gekrümmten Hilfsfeld herauszuleiten und auf das toroidale Führungsfeld aufzubringen, muss ein entgegengesetzter transversaler Impuls auf die Teilchen wirken. Das heißt, die Feldlinien des Hilfsfeldes müssen verlassen werden und die Teilchen müssen auf die Feldlinien des Toroidfeldes verschoben werden. Erst dann ist ein Einschluss und eine Akkumulation möglich. Um den Impulsübertrag zu realisieren, wurde ein  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Kicker von



[Droba et al., 2006] vorgeschlagen und die Theorie sowie die experimentellen Auslegungen von [Joshi, 2009] weiterentwickelt, jedoch noch nicht realisiert. Abbildung 2.9 zeigt die zur Zeit aktuellste Studie zum Supraleitenden F8SR-Projekt - veröffentlicht auf der IPAC 2010.

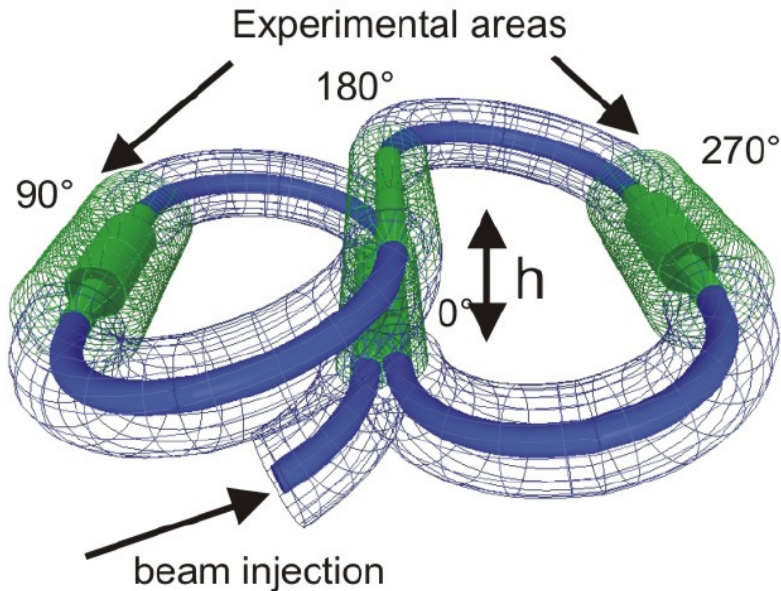


Abbildung 2.9: Neuer und bis heute aktueller Entwurf des supraleitenden „Achterförmigen“ Ringes. Zwei neue Experimentierbereiche (in grün) wurden integriert. Eine differenzierte Lösung zur Injektion des Ionenstrahls wurde vorgeschlagen (entnommen aus [Droba et al., 2010]).

### 2.1.2 Entwicklung der Detektoren am F8SR-Projekt

#### Schlitz-Gitter-Emittanzmessanlage

Die Faraday-Tasse (FC) ist ein gängiger Detektor in der Beschleunigerphysik, um den Strahlstrom zu messen. FCs, die für das F8SR-Projekt entwickelt wurden [Niebuhr, 2014], werden an allen Injektionsbereichen eingesetzt. Ein weiterer Standarddetektor, der in Niederenergiestrahls-Transportbereichen (im englischen abgekürzt als: LEBT) eingesetzt wird, ist die Schlitz-Gitter-Emittanzmessanlage. Diese wird zum Ermitteln der Strahlemittanz eingesetzt. Die Emittanz eines Ionenstrahls ist das im Phasenraum ausgefüllte Volumen. Um diese zu ermitteln, wird die transversale Winkelverteilung gemessen und in der  $x - p_x$ - bzw.  $y - p_y$ -Ebene dargestellt. Wobei  $p_x$  bzw.  $p_y$  für den jeweiligen transversalen Impuls steht - in der Kleinwinkelnäherung auch nur mit dem Winkel  $x'$  bzw.  $y'$  angegeben. Um die Winkelverteilung in der jeweiligen Ebene wird eine Ellipse gelegt und die Größe der Fläche dieser Ellipse ist die Emittanz des Strahls. Die Emittanzmessanlage besteht aus einer beweglichen Platte mit einem Schlitz versehen und dahinter in einem wohldefinierten Abstand ein Gitter aus Drahtleitern. Das Funktionsprinzip ist, dass der Schlitz und parallel dazu das Gitter transversal durch den Strahl hindurch gefahren werden. Zu jeder transversalen Position wird die Divergenz des Strahls gemessen, indem die auf das Gitter treffende Strahlteilchenverteilung ermittelt wird. Trifft ein Ion auf den Drahtleiter,

so entstehen Sekundärelektronen. Durch den Ladungsausgleich auf den Drahtleitern wird ein Strom induziert, der dann ausgemessen werden kann. Je mehr Drähte angesprochen werden, desto divergenter ist der Ionenstrahl an dieser transversalen Position. Dementsprechend sind die transversalen Impulse hoch und folglich auch die Emittanz. Um das Experiment zu charakterisieren, wurde eine derartige Schlitz-Gitter-Emittanzanlage eingesetzt. Zunächst um das Injektionssystem - bestehend aus Ionenquelle und Solenoid - zu charakterisieren, wurde die Emittanz unmittelbar nach dem Solenoid gemessen, ohne Toroidsegment [Joshi, 2009, S. 48 ff]. Anschließend wurde versucht, die Emittanzen nach dem Strahltransport durch ein Toroidsegment zu messen [Joshi, 2009, S. 61]. Das Signal zu Rauschverhältnis war zu klein und eine aussagekräftige Deutung der Ergebnisse war nicht möglich. Das Problem des impulsabhängigen Transports durch die magnetostatischen Führungsfelder macht es nicht möglich, die Signale der einzelnen Wasserstoffspezies zu unterscheiden. Mehr noch, der angepasste Transport einer Spezies führt zu einer Unangepasstheit der anderen beiden Spezies, so dass diese an den Wänden des Experiments verloren gehen und zum Rauschen beitragende Sekundärelektronen induzieren. Dieses Problem konnte mittlerweile mit Hilfe eines Filterkanals [Niebuhr, 2014] gelöst werden. Der Grund, warum hier die Detektorprobleme dieser Art gesondert erwähnt werden, ist dass die Anforderungen an einen neu zu entwickelnden Detektor an diesem Projekt weiterhin steigen. Bei der Entwicklung neuer Detektoren müssen diese Aspekte mit einbezogen werden und die Erfahrungen, die durch derartige Experimente gemacht werden konnten, mit einfließen. In den folgenden Abschnitten, in denen weitere in diesem Projekt eingesetzte Detektoren vorgestellt werden, wird deutlich, was die besonderen Anforderungen sind.

### Optische Diagnose mit einem Szintillator

Um die Strahlverteilung am Ende des Toroiden ermitteln zu können, wurden weitere Detektoren entwickelt. Die erste optische Methode war ein Phosphorschirm direkt am Ausgang des Toroiden [Joshi, 2009, S. 62]. Der verwendete Phosphorschirm besteht im Prinzip aus einer Glasscheibe, auf dem ein phosphoreszierendes Pulver aufgetragen ist. Der prinzipielle Aufbau ist in Abbildung 2.10 dargestellt.

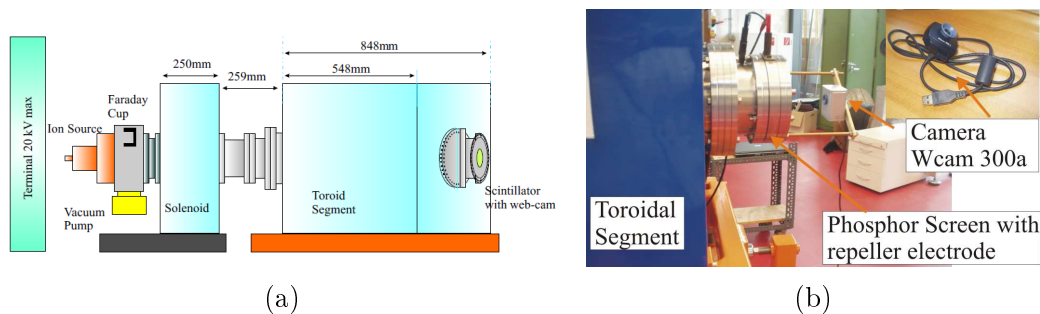


Abbildung 2.10: (a) Skizze des Aufbaus des Experiments mit einem statisch angebrachten Szintilationsschirm und einer Kamera am Ausgang des ersten Toroidsegmentes [Joshi, 2009, S. 65]. (b) Foto des Aufbaus. Zu sehen ist hier nochmal die eingesetzte Kamera die gegen die toroidalen Randfelder abgeschirmt wurde (entnommen aus [Joshi, 2009, S. 63]).

Der Phosphorschirm wurde mit einem Repeller ausgestattet, um die Sekundär-

elektronen vor dem Schirm zu stoppen bzw. bei negativem Potential die Sekundärelektronen im Experiment zu beobachten. Um das Leuchten des Schirms auswerten zu können, wurde eine Kamera auf den Schirm gerichtet. Dabei wurde ein weiteres Problem deutlich. Ein geeignetes optisches Diagnosesystem zu finden, hat sich als schwierig herausgestellt. Das Problem sind die Randfelder des Toroidsegments. Hochwertige, wissenschaftliche mit der Charged Coupled Devices (CCD) - Technologie arbeitende Kameras beinhalten Transformatoren, um die verschiedenen Bauteile der Kamera mit verschiedenen Spannungen zu versorgen. Die Randfelder stören die CCD-Kamera derart, dass eine Aufnahme nicht mehr möglich ist. Die wissenschaftlichen Kameras haben weiterhin relativ große Dimensionen, sodass eine große magnetische Abschirmung nötig wäre um die Kamera zu schützen. Das wiederum würde die Randfelder der Toroidsegmente derart verformen, dass der Strahltransport nicht mehr unbeeinflusst bleiben würde. Das heißt, letztendlich wurde eine bezüglich der Außenmaße kleine und bezüglich der Elektronik sehr einfache, auf CMOS-Technologie basierte Kamera benutzt. Die kleinen Ausmaße haben dazu geführt, dass die magnetische Abschirmung sehr kompakt ausfiel und dementsprechend die Randfelder in einem unwesentlichen Maße beeinflusst hat [Joshi, 2009, S. 62f]. Die einfache Kamera mit relativ kleiner Auflösung von  $320 \times 240$  Pixeln bei einer Punktdichte von 96dpi und einer sehr niedrigen Quanteneffizienz führt dazu, dass die genaue optische Untersuchung nicht möglich ist. Die Leistungsaufnahme des Phosphorschirms wurde neben der Kamera als ein weiterer limitierender Faktor erkannt [Joshi, 2009, S. 63]. Die maximal erlaubte Leistungsdichte auf den Schirm ist begrenzt auf  $1,0 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ . Diese Leistungsdichte ist zu klein bzw. die Lichtausbeute zu gering für die eingesetzte Kamera. Um dennoch Messungen durchführen zu können, wurden Strahlenergien zwischen 2keV - 10keV untersucht bei Strahlströmen um 1,6mA und die Beobachtungszeiten minimal gehalten, und um nicht unnötig den Phosphorschirm zu belasten bzw. zu beschädigen, aber trotzdem aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten. Dieses strahlzerstörende Detektorsystem war der erste Versuch, die Effekte bei einem Strahltransport durch ein statisches toroidales Magnetfeld quantitativ zu beobachten. Typische Aufnahmen von dem Schirm bei verschiedenen Strahleigenschaften sind in Abbildung 2.11 gezeigt.

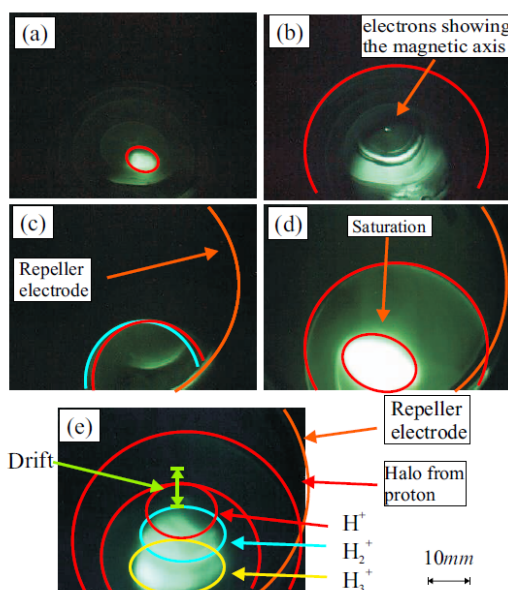


Abbildung 2.11: Bilder vom Phosphorschirm bei verschiedenen Strahleigenschaften. a) Angepasster Ionenstrahl b) Sekundärelektronenverteilung aufgrund Strahl-Wand Wechselwirkung c) Strahl trifft auf die Repeller Elektrode und Elektronen werden auf den Schirm beschleunigt aufgrund des negativen Potentials auf der Elektrode d) Das Leuchten ist zu stark und es kommt zur Sättigung der Kamera e) „Ideales“ Bild, bei dem der Strahl näherungsweise charakterisiert werden kann (entnommen aus [Joshi, 2009, S. 63]).

In Abbildung 2.11 werden weitere Probleme dieses Leuchtschirmdetektors deutlich. Der Leuchtstoff ist sowohl für Ionen als auch für Elektronen sensitiv. Da ein hohes Maß an Sekundärelektronen in dem Experiment induziert wird - aufgrund von Strahl-Wand-Wechselwirkungen - treffen sowohl Ionen als auch Elektronen auf den Schirm und verfälschen das Ergebnis. Um die Elektronen zu unterdrücken, wurde eine Repeller-Ringelektrode angebracht. Ein weiteres Problem ist, dass bei zu hoher Leuchtdichte die Kamera in Sättigung geht und keine Verteilung der Intensität erkennbar ist, sondern nur noch ein weißes Plateauleuchten. Prinzipielle Effekte nach einem Strahltransport durch einen Toroiden konnten erfolgreich beobachtet werden. Die Abhängigkeit der Strahldrift von der Energie und dem toroidalen Magnetfeld konnten gezeigt werden [Joshi, 2009, S. 66] und die Ergebnisse stimmten mit den Simulationen weitgehend überein [Joshi, 2009, S. 66]. Diese Ergebnisse haben gezeigt, dass es prinzipiell möglich ist, einen derartigen Detektor in toroidalen Magnetfeldern einzusetzen. Das führte dazu, dass eine mobile Sonde bestehend aus Phosphorschirm und Kamera, entwickelt wurde (Abbildung 2.12 [Nonn, 2009]). Diese Sonde konnte innerhalb des Toroidsegmentes bewegt werden und damit den Strahl auch longitudinal verfolgen.

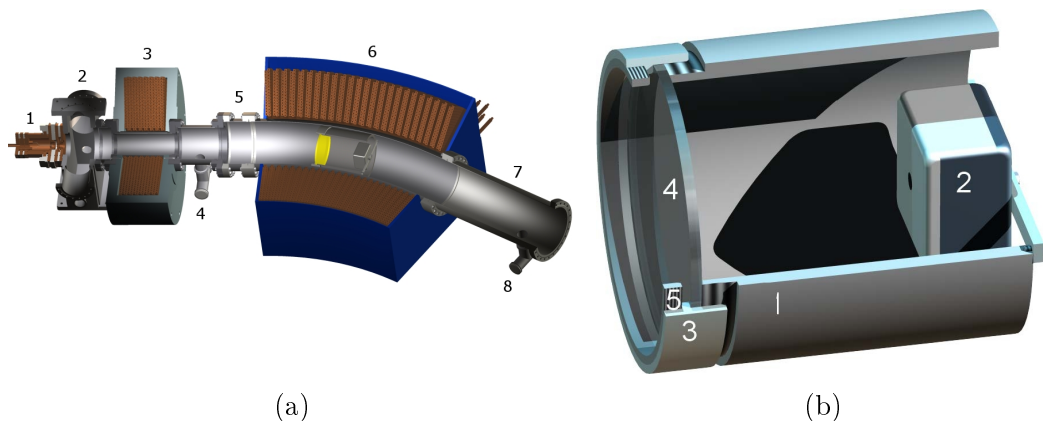
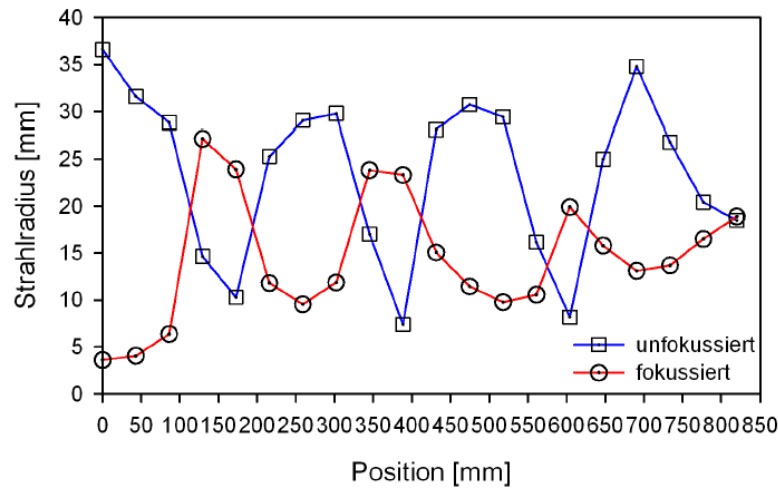


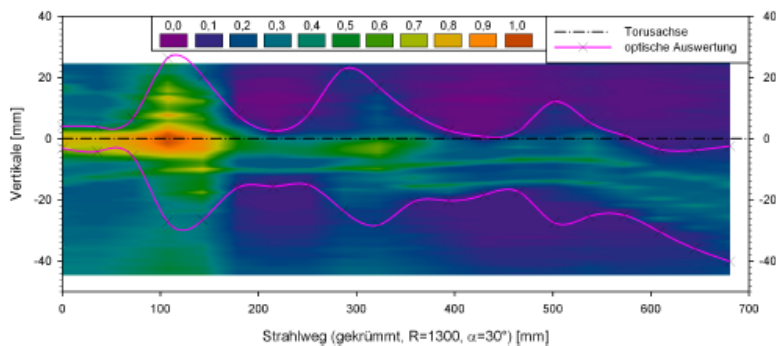
Abbildung 2.12: (a) CAD Schnittdarstellung des Experimentes. In blau das Toroidsegment, in dem innerhalb des Vakuumrohres die Messsonde bestehend aus Phosphorschirm (in gelb) und Kamera beweglich integriert ist [Nonn, 2009, S. 21]. (b) CAD-Darstellung der Messsonde mit den wesentlichen Komponenten (2) Kamera, (4) Phosphorschirm, (5) Ringelektrode zur Sekundärelektronenunterdrückung (entnommen aus [Nonn, 2009, S. 34]).

Mit Hilfe dieser Messsonde (Abbildung 2.12b) konnten nun die meisten physikalischen Erscheinungen, die bei einem Strahltransport durch ein statisches, gekrümmtes, longitudinales, magnetisches Führungsfeld auftauchen, qualitativ beobachtet werden - zu sehen in Abbildung 2.13. Ein Ergebnis war die periodische Fokussierung des Ionenstrahls (Abbildung 2.13a).

Die Messsonde wurde dann zu weiteren Untersuchungen am F8SR-Projekt eingesetzt. Der Strahltransport durch zwei Toroidsegmente konnte erfolgreich untersucht werden [Niebuhr, 2012]. Diese Experimente waren auch von großer Bedeutung bezüglich des geplanten Injektionssystems und der Ermittlung der möglichen maximalen Länge der Driftstrecke zwischen zwei Toroidsegmenten. Nachteile dieses



(a)



(b)

Abbildung 2.13: (a) Untersuchung des Strahlradius entlang des Toroidsegmentes [Nonn, 2009, S. 51]. (b) Beobachtete Intensitätsverteilung auf dem Schirm entlang der Toroidachse. Nach Auswertung konnte eine Enveloppe über die Intensitätsverteilung gelegt werden und sowohl die Variation des Strahlradius als auch die transversale Drift ermittelt werden (entnommen aus [Nonn, 2009, S. 56]).

Detektors sind, dass die Intensitätsverteilung auf dem Leuchtschirm nicht eindeutig der Teilchenart zuzuordnen ist, also nicht zwischen Ionen und Elektronen unterschieden werden kann. Die Unterscheidung wird zusätzlich erschwert, da das phosphoreszierende Material gleichsam auf Ionen und Elektronen reagiert. Durch längere Penetration des Schirms durch Strahlenergien oberhalb der Grenzwerte kommt es sehr schnell zu Alterungsprozessen, sodass die Leuchtkraft mit der Zeit abnimmt. Es ist ein strahlzerstörender Detektor: Er stoppt den Strahl, was jegliche weitere Untersuchungen in einem Ring unmöglich macht. Auch bei Experimenten, wo Injektionsstrahl und umlaufender Strahl separiert beobachtet werden, ist ein strahlzerstörender Detektor von Nachteil bzw. macht solche Experimente erst gar nicht möglich. Deswegen wurden Anstrengungen unternommen, um neue, zerstörungsfreie Detektoren zu entwickeln, welche den Anforderungen des F8SR-Projekts genügen.

## Zerstörungsfreie optische Strahldiagnose

In diesem Abschnitt wird ein Überblick über die Entwicklung eines minimal invasiven Detektors gegeben. Die optische Diagnose schien nach den vorhergegangenen Experimenten vielversprechend. Deswegen wurde das Augenmerk auf die optische Diagnose gelegt. Wird ein Ionenstrahl transportiert, so trifft er auf Restgasmoleküle. Die Restgasatmosphäre besteht, bevor das Experiment gestartet wird, aus Luft, welche wiederum zum größten Teil aus Stickstoff besteht. Treffen nun die Ionen auf die Restgasmoleküle, so werden diese angeregt und bei Deaktivierung wird ein Photon emittiert. Betrachtet man den ganzen Ionenstrahl, erzeugt er ein charakteristisches Restgasleuchten. Bei Stickstoff besitzen die emittierten Photonen eine Wellenlänge von ca. 400 nm, das Restgas leuchtet also bläulich-violett (siehe Kapitel 2). Die detaillierte Herleitung des Restgasleuchtens und dessen Mechanismen werden in den folgenden Abschnitten weiter vertieft.

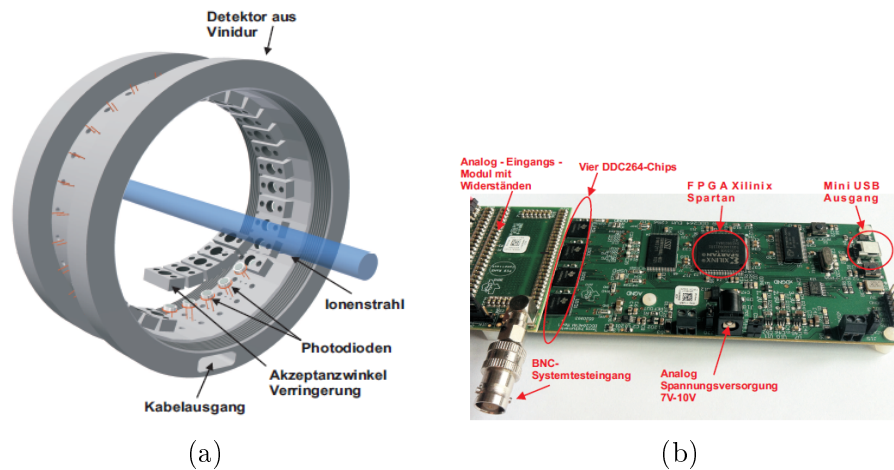


Abbildung 2.14: (a) CAD-Darstellung des optischen Detektors mit um den Ionenstrahl radial angeordneten Photodioden [Ates, 2014, S.2] (b) Die für den Detektor eingesetzte Ausleseelektronik DDC264EVM von Texas Instruments (entnommen aus [Ates, 2014, S.9]).

Abbildung 2.14 zeigt den ersten zerstörungsfreien optischen Detektor, der an dem F8SR-Projekt entwickelt wurde. Um den Strahl radial angeordnete Photodioden wurden innerhalb des Vakuumrezipienten installiert. Mit Hilfe von Vielfach-Vakuumdurchführungen konnten die Photoströme im  $nA$ -Bereich an einen Analog-zu-Digital-Konvertierer (ADC) geführt werden. Die Ausleseelektronik, welche ein Transimpedanzverstärker ist, übermittelt die Digitalen Signale über einen USB-Ausgang an einen Laborcomputer. Die Rekonstruktion der Strahlposition und des Strahldurchmessers konnten innerhalb relativ großer Fehler bestimmt werden. Die Rekonstruktion konnte dabei nur manuell und durch sukzessives Anpassen von simulierten Daten an die experimentellen Daten durchgeführt werden, was sehr ungenau war und sehr viel Zeit in Anspruch genommen hat. Jedoch waren die Ergebnisse sehr vielversprechend, sodass eine Weiterentwicklung im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde und in den nächsten Abschnitten näher erläutert wird. Größter Vorteil dieser Detektionsmethode ist, dass je nach eingesetzter Photodiode bzw. optoelektronischem Element, die Quanteneffizienz gesteigert werden kann. Photodioden mit großen Halbleiterausmaßen oder Phototransistoren, die über die Transimpedanzver-

stärker weiter verstärkt werden bis hinzu Avalanche Dioden, die mit relativ hoher Spannung eine sehr hohe Quanteneffizienz aufzeigen, erlauben eine Effizienzsteigerung des Detektors. Ein weiterer großer Vorteil ist, der direkte Zusammenhang zwischen dem gemessenen Signal und dem emittierten Photon. Bei hinreichend genauer Messmethode bzw. Kalibrierung kann auf die Anzahl der emittierten Photonen geschlossen werden. Dies ist bei einem rein digitalen System wie bei einer Kamera nicht mehr möglich ist, da die Signale digitalisiert und bearbeitet werden.

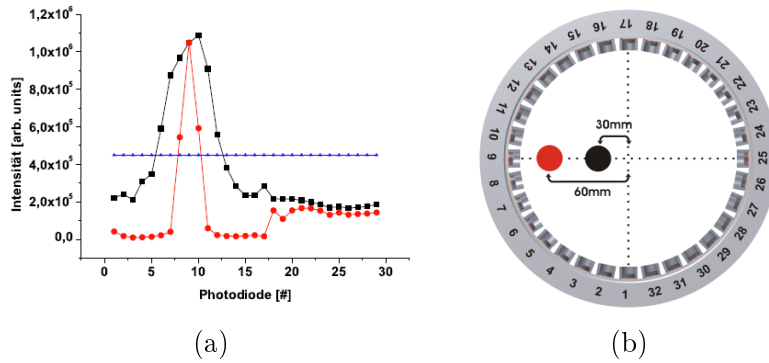


Abbildung 2.15: (a) Kalibrierung des Detektors mit radial angeordneten Photodioden. Blaue Kurve: Kalibrierungsobjekt in der Mitte, schwarze und rote Kurven sind jeweils Intensitätsverteilungen bei verschiedenen Positionen. (b) Positionen des Objekts, welches zur Kalibrierung benutzt wurde (entnommen aus [Ates, 2014, S.17]).

Abbildung 2.15 zeigt die prinzipielle Funktionsweise des Detektors anhand einer Kalibrierungsmessung. Bei der Kalibrierung wurde ein Standleuchtobjekt eingesetzt und innerhalb des Detektors verschoben, sodass die verschiedenen Intensitätsverteilungen bei verschiedenen Positionen nachempfunden werden konnte. Die Ergebnisse dieses Detektors sind nicht eindeutig. Betrachtet man im ersten Fall, zwei radial homogen leuchtende Objekte verschiedenen Durchmessers aber selber Leuchtintensität im Zentrum des Detektors, weisen sie die selbe Intensitätsverteilung auf. Im zweiten Fall, wenn man ein Objekt betrachtet, welches nicht mehr im Zentrum des Detektors positioniert ist, ergibt sich die selbe Intensitätsverteilung, wenn sich das Objekt weiter radial in Richtung des Randes des Detektors bewegt oder aber der Durchmesser bei Erhöhung der Intensitätsdichte sich verkleinert. Trotz der Uneindeutigkeit konnten vielversprechende Ergebnisse erzielt werden, da der zerstörungsfreie Detektor mit dem strahlzerstörenden Phosphorschirm kombiniert werden konnte. Durch die Kombination und mit den schon erfolgreichen Interpretationen und Erfahrungen, die durch die Experimente mit dem Phosphorschirm gemacht werden konnten, war eine weitere Kalibrierung des Photodiodendetektors möglich. Durch den direkten Vergleich der beiden Detektoren und eine zusätzliche sukzessive Anpassung der simulierten Werte konnte der zerstörungsfreie Detektor allein stehend zur Strahlendiagnose in diesem spezifischen Experiment eingesetzt werden. Um die aufwendigen Kalibrierungsarbeiten zu vereinfachen und die Rekonstruktion des Strahls effizienter zu gestalten, wurde ein Detektor mit linear angeordneten sensitiven Phototransistoren entwickelt und - um gleichzeitig die Auflösung zu erhöhen - an einem Kollimator für optisches Licht gearbeitet. Arbeiten hierzu werden in Kapitel 6 beschrieben.

Die Verwendung von Minikameras ist dem Photodiodensystem bisher jedoch in jeder Hinsicht überlegen. Diese Entwicklung wird im wesentlichen Teil dieser Arbeit (Kapitel 3,4,5) beschrieben.

## 2.2 FRANZ-Projekt

Die vielversprechenden Ergebnisse des neu entwickelten Kameradetektors am F8SR-Projekt haben dazu geführt, dass dieser auch an einem anderen Projekt am IAP Einsatz gefunden hat. Obwohl an der Frankfurter Neutronenquelle am Stern Gerlach Zentrum (FRANZ) verschiedene effiziente Diagnoseelemente schon bestehen, wurde es trotzdem nötig, an einer bestimmten Stelle an der Niederenergietransportsektion in dieser Arbeit entwickelten Detektor zu installieren. Abbildung 2.16 zeigt eine Übersichtsskizze mit allen wesentlichen Elementen, die für den Betrieb des Neutronenquelle nötig sind. Ziel des FRANZ-Projektes ist, eine beschleunigerbetriebene Neutronenquelle für die Messungen der Querschnitte von differentiellen Neutroneneinfangprozessen aufzubauen [Alzubaidi et al., 2016]. Für die Astrophysik relevante Experimente, wie die Untersuchung der Nukleosynthese durch den s-Prozess in roten Riesen, erfordern Neutronenenergien von 1 keV bis 200 keV. In der Niederenergiesektion (LEBT) werden 100 ns kurze Protonen-Bunche von einem  $E \times B$ -Chopper geformt [Wiesner, 2014] und in den 175 MHz RFQ injiziert.

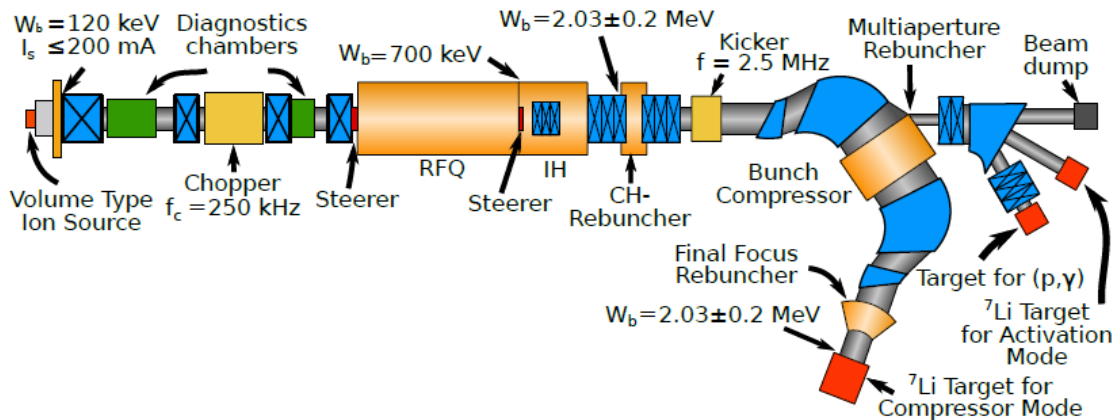


Abbildung 2.16: Übersichtsskizze der Frankfurter Neutronen Quelle (FRANZ) mit den beiden Diagnosekammern in grün (entnommen aus [Wiesner, 2014, S. 19]).

Abbildung 2.17 zeigt die LEBT-Sektion in einem Foto. Eingezeichnet sind die relevanten Diagnoseelemente. Eine fahrbare Faraday-Tasse (FDT), die zugleich als Strahlstopper fungiert, ist auf eine Leistung von bis zu 24 kW ausgelegt und ist in die Diagnosekammer 1 integriert. Eine eventuelle Offset-Lage des Strahls kann durch die Repeller Elektroden des Choppers detektiert werden und gegebenenfalls korrigiert werden. Eine zweite FDT wird in die Diagnosekammer 2 integriert. Um den gepulsten Strahlstrom zerstörungsfrei messen zu können, wurde ein Strahlstromtransformator (BCT) nach der zweiten Diagnosekammer integriert. Kurz bevor der Strahl in den RFQ injiziert wird, wird dieser von einer am IAP entwickelten rotierbaren CCD Kamera optisch analysiert [Reichau, 2012, Wagner, 2013]. Der Detektor, der in dieser Arbeit entwickelt wurde, wird in die Eingangsöffnung der ersten Diagnosekammer installiert. Für die ersten Testversuche mit einem Ionenstrahl wird die erste FDT als Strahlstopper in den Strahlengang geführt. Das führt dazu, dass alle anderen Detektoren den Strahl nicht mehr detektieren können. Es musste also ein Detektor entwickelt werden, der klein und flexibel genug ist, sodass er in die Eingangsöffnung des ersten Diagnostetanks passt. Zudem muss er zerstörungsfrei sein und die Strahlposition sowie eine eventuelle Schiefelage des Strahls erkennen. Eine



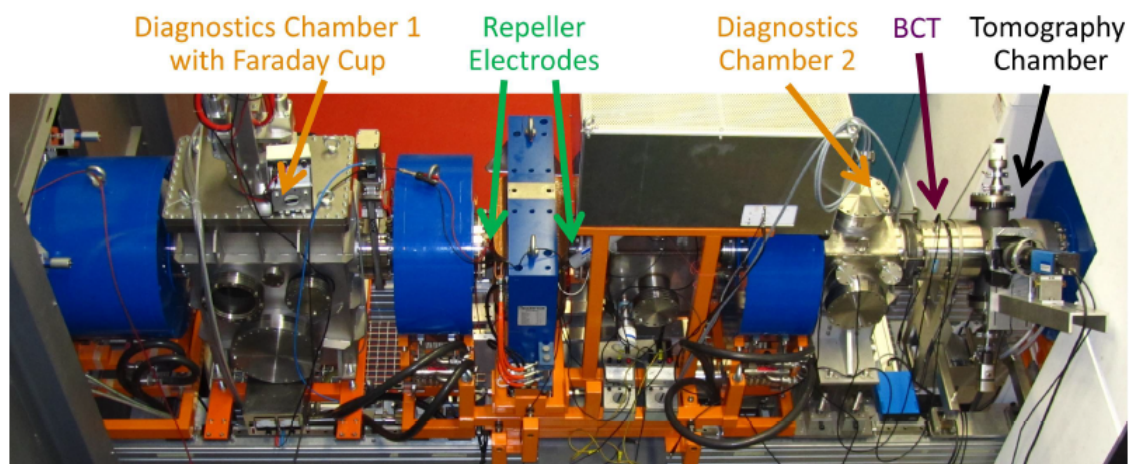


Abbildung 2.17: Foto der Niederenergietransportsektion (LEBT) des FRANZ-Projektes. Beschriftet sind die Diagnoseelemente, die verantwortlich für den angepassten Strahltransport bis zum RFQ sind (entnommen aus [Wiesner, 2014, S. 120]).

Schieflage würde dazu führen, dass alle weiteren Elemente der LEBT beschädigt werden können. Aufgrund der hohen Leistung des Strahls würde es zu hohen Leistungsdichten auf getroffenen LEBT-Elementen kommen. Deswegen ist es von großer Bedeutung, eine zuverlässige Detektionsmethode an dieser Stelle zu integrieren.



# Kapitel 3

## Grundlagen der optischen Strahldiagnose

### 3.1 Ionenstrahlinduziertes Fluoreszenzleuchten

Ziel dieses Abschnittes ist es, einen Überblick über die Ionenstrahlinduzierte Fluoreszenz zu geben. Dabei wird auf die wesentlichen Mechanismen eingegangen und für die detaillierte Untersuchung auf die Arbeit von Sittinger [Sittinger, 1995] hingewiesen. Die detaillierte spektrale Untersuchung der protoneninduzierten Fluoreszenz wird in vielen Arbeiten, wie von Philpot und Hughes, Hasted sowie Dahlberg [Hughes et al., 1961] [Dahlberg, 1967] [Hasted, 1964], durchgeführt. Diese werden deswegen als Referenz angegeben, da hier in den selben Größenordnungen der Strahlenergie sowie des Restgasdruckes gearbeitet wurde. Das grundlegende Prinzip der Detektionsmethode in dieser Arbeit beruht auf der Ionenstrahlinduzierten Fluoreszenz. Sobald sich ein Ionenstrahl in einer Restgasatmosphäre bewegt, werden die Strahlionen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, die durch den Wirkungsquerschnitt in  $\text{cm}^2$  angegeben ist, mit den Restgasatomen bzw. Molekülen entsprechend wechselwirken.

In Abbildung 3.1 sind die hier relevanten und wesentlichen Komponenten dargestellt. Die Ionenquelle ist eine filamentbetriebene Volumenionenquelle [Joshi et al., 2009]. Es ist möglich, diese Quelle mit jedem Arbeitsgas zu betreiben. Neben  $H^+$  werden noch  $H_2^+$  und  $H_3^+$  aus der Quelle extrahiert. Neben Wasserstoff wird die Quelle zum Testen und Kalibrieren von einzelnen Bauteilen mit Helium als Arbeitsgas betrieben. Das Hochspannungsterminal liefert Spannungen bis zu 20 kV und die Quelle liefert bei optimalen Bedingungen bis zu 3 mA Strahlstrom. Der extrahierte Ionenstrahl kann mit Hilfe eines Filterkanals [Niebuhr, 2014] nach dessen Spezies gefiltert werden. Im Experiment kann ein Restgasdruck von  $1 \times 10^{-6}$  -  $1 \times 10^{-3}$  mbar mit Hilfe eines Feindosierventils eingestellt werden. Verschiedene Gase können eingelassen werden, wobei im Experiment reiner Stickstoff benutzt wurde. Die Turbomolekularpumpen können Drücke bis  $1 \times 10^{-4}$  mbar im Dauerbetrieb aushalten. Für kurze Zeit können die Drücke aber bis  $1 \times 10^{-3}$  mbar erhöht werden, wobei der verbrauchte Strom und die Temperatur genau beobachtet werden müssen, damit es nicht zur Überhitzung und zur Schädigung der Pumpen kommt. Darauf folgt (Abbildung 3.1) ein magnetostatisches Fokussierelement, das den Ionenstrahl in die Driftsektion injiziert. Die Driftsektion ist der Bereich, in dem der Strahl ohne äußere Kräfte transportiert wird. Dabei treffen die Ionen auf die Restgasatome und es kommt zur Emission

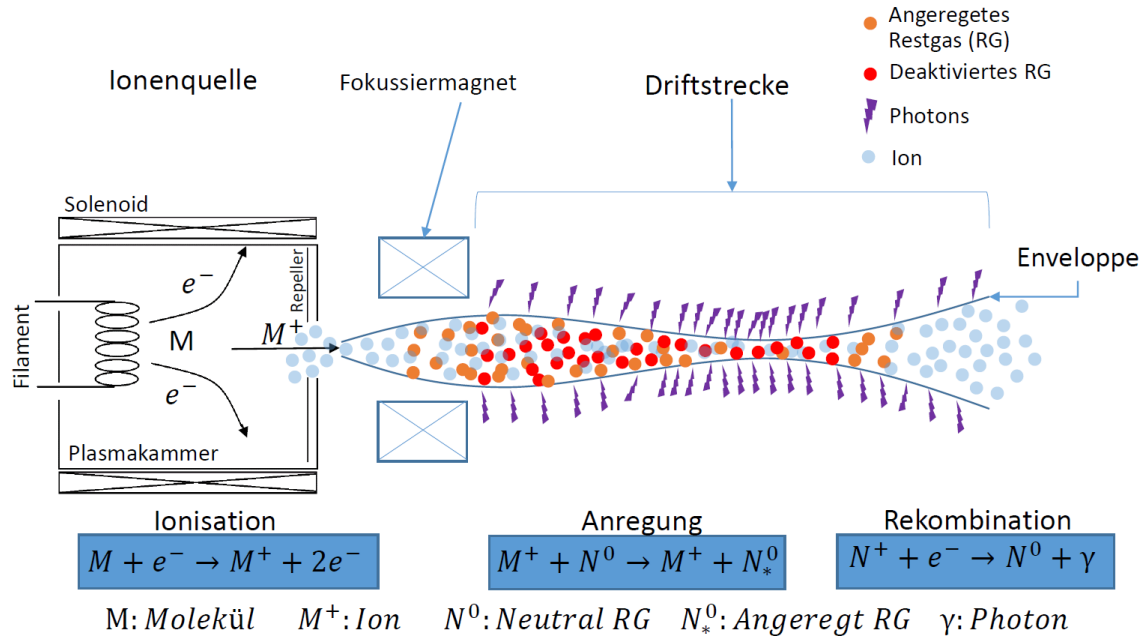


Abbildung 3.1: Veranschaulichung der strahlinduzierten Fluoreszenz. Gezeigt sind die Ionenquelle, Fokussierelement, Ionenstrahlenenveloppe, Ionenstrahlfokus und emittierte Photonen.

von Photonen. Die Wechselwirkungsprozesse, die zu einer Emission von Photonen führen, sind im weiteren Verlauf dieses Abschnittes erklärt. Weiterhin ist eine Strahlenenveloppe angedeutet. Die Strahlenenveloppe gibt die Grenze des Strahls an, unterhalb derer die Restgasstöße im Wesentlichen stattfinden. Der Strahl selbst besteht aus einem Kern und einem Strahlhalo. Der Übergang von Strahlkern zu Strahlhalo ist nicht klar definiert. Je nach Detektions- und Auswertemethode werden diese Übergänge abgeschätzt. Der longitudinale Impuls der Strahlionen ist sehr viel größer als die der Restgasmoleküle und ein inelastischer Stoß ist am wahrscheinlichsten. Bei Strahlenergien von 10 keV können die Restgasmoleküle als ruhend angenommen werden. Der inelastische Stoß führt dabei zu Anregung, Ionisation oder Umladung des Restgasmoleküls. Die Tabelle 3.1 zeigt die wesentlichen Reaktionen, die für in dieser Arbeit vorherrschende Bedingungen stattfinden.

Das Restgasleuchten wird durch die Wechselwirkung von Protonen und Stickstoff dominiert. Die Abbildung 3.2 zeigt das Spektrum von Stickstoff nach Dahlberg [Dahlberg, 1967]. Hier wurde die Wechselwirkung bei Energien von 10 keV - 130 keV untersucht. Bis 20 keV ist es für das F8SR-Projekt relevant, die Ergebnisse bei höheren Energien bis 200 keV sind für das FRANZ-Projekt im Niederenergietransport relevant.

Die Linien mit den höchsten Intensitäten wurden näher untersucht. In Abbildung 3.3 sind die Wirkungsquerschnitte für die Restgasanregung für die Abstrahlung bei 391,4 nm in Abhängigkeit von der Energie gemessen.

### 3.1. Ionenstrahlinduziertes Fluoreszenzleuchten

Tabelle 3.1: Die in diesem Experiment am wahrscheinlichsten vorkommenden Wechselwirkungen zwischen Strahlion- (P) und Restgasion (T). " + ": Ionisation, " \* ": Anregung, " 0 ": Neutral

(1)	Restgasanregung durch Strahlion	$P^+ + T^0 \rightarrow P^+ + T_*^0$
(2)	Restgasanregung durch Neutralteilchen	$P^0 + T^0 \rightarrow P^0 + T_*^0$
(3)	Restgasionisation durch Strahlion	$P^+ + T^0 \rightarrow P^+ + T^+ + e^-$
(4)	Restgasionisation durch Neutralteilchen	$P^0 + T^0 \rightarrow P^0 + T^+ + e^-$
(5)	Umladung	$P^+ + T^0 \rightarrow P^0 + T^+$
(6)	Rekombination von Restgas mit Elektronen	$T^+ + e^- \rightarrow T^0 + \gamma$
(7)	Rekombination Strahlion mit Elektronen	$P^+ + e^- \rightarrow P^0 + \gamma$

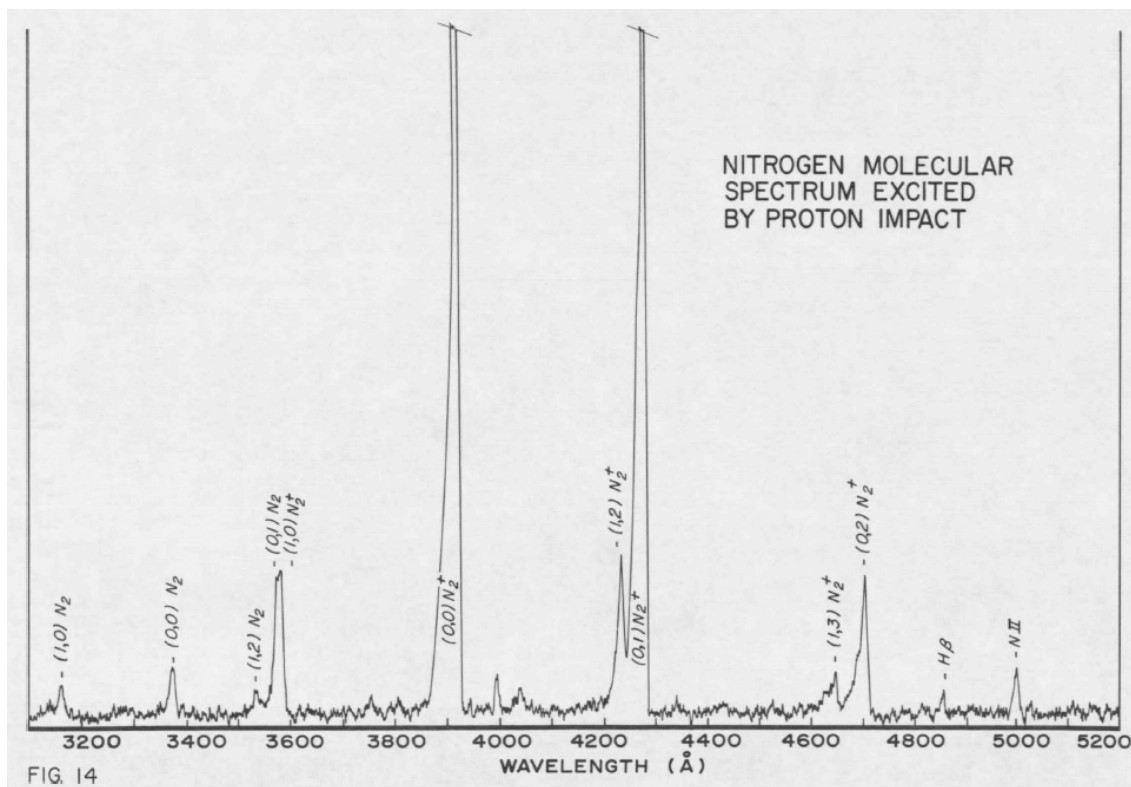


Abbildung 3.2: Molekülspektrum für Stickstoff bei Protonanregung [Dahlberg, 1967].

Die Theorie zur ionenstrahlinduzierten Fluoreszenz, für Energien bis 20 keV, wurde schon in der Arbeit von [Sittinger, 1995] detailliert hergeleitet. Die Arbeit von Herrn Sittinger kann als Referenz genommen werden, da dieser mit einer ähnlichen Ionenquelle in einem ähnlichen Energiebereich (2 keV - 20 keV) sowie im ähnlichen Restgasdruckbereich ( $10^{-5}$  mbar -  $10^{-4}$  mbar) seine Experimente am IAP durchge-

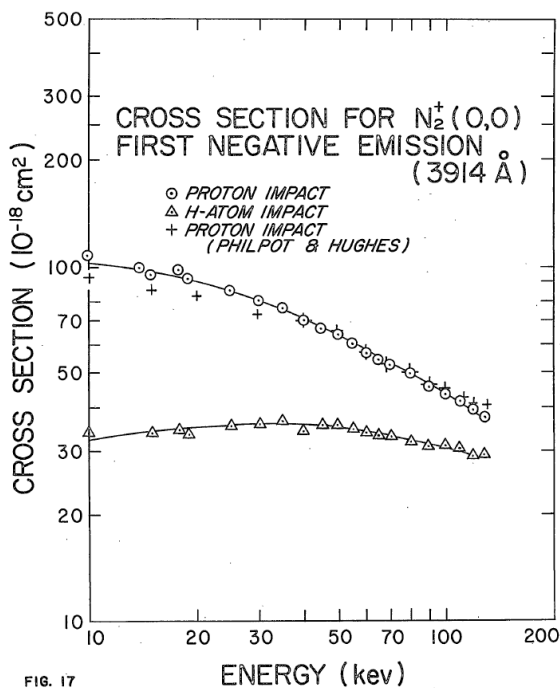


Abbildung 3.3: a) Vergleich zwischen Wirkungsquerschnitten für die Anregung der Emissionslinie bei 391,4 nm in  $N_2^+$ , gemessen von Dahlberg und mit Philpot und Hughs. (entnommen aus [Dahlberg, 1967])

führt hat. Die Herangehensweise von Sittinger war, die prinzipiellen Eigenschaften des Restgasleuchtens mit Hilfe von einer Photodiode und einer CCD Kamera zu charakterisieren. Die Idee der Detektion des Restgasleuchtens mit Hilfe von Photodioden wurde in dieser, sowie in früheren Arbeiten des Autors neu aufgegriffen und zur Strahlposition- sowie Strahlquerschnitt-Rekonstruktion eingesetzt [Ates, 2012, Ates, 2014]. Das Prinzip der Strahlprofilmessung mit Hilfe einer CCD Kamera wird in verschiedenen Beschleunigeranlagen schon als Standarddetektionsmethode eingesetzt [Forck und Bank, 2002]. Die Kamera ist statisch von außen an ein vakuumtaugliches Quarzglas direkt an den Vakuumrezipienten installiert. Diese Idee wurde in dieser Arbeit aufgegriffen und an die experimentellen Anforderungen des F8SR Projekts angepasst. Es werden dabei miniaturisierte, CMOS Technologie basierte Kameras direkt in das Vakuum integriert (siehe Kapitel 3).

Um einen optischen Detektor zu entwickeln, ist es wichtig zu verstehen, von welchen Parametern das Restgasleuchten abhängt. Man kann die Anzahl der emittierten Photonen abschätzen, wenn man die Abhängigkeiten kennt. Die Emission von Photonen bei einer Wechselwirkung von einem Ionenstrahl mit Restgasmolekülen ist von folgenden Faktoren abhängig:

- Restgaszusammensetzung und Restgasdichte
- Ionensorte
- Ionenstrahlenergie und Strahlstrom
- effektiver Wirkungsquerschnitt

Die ersten drei Punkte sind dabei einstellbare Parameter, wobei der effektive Wirkungsquerschnitt eine von der Natur vorgegebene und empirisch ermittelte Größe ist. Es ist möglich, die Anzahl der Photonen durch den Energieübertrag der Projektile auf die Restgasatome bzw. Restgasmoleküle abzuschätzen - mittels der

Bethe-Bloch-Gleichung. Die klassische Bethe-Bloch-Formel, die den Energieverlust eines Projektilteilchens in einer Targetatmosphäre angibt, gilt in Bereichen hoher Energien und ist damit in diesem Experiment nicht einsetzbar. Die Abschätzung der Bethe-Bloch-Formel beruht auf der Annahme, dass die Projektilteilchen die Elektronen der Targetteilchen direkt treffen und damit die Elektronen ungebunden sind. Die Energien in diesem Experiment liegen zwischen 2-20 keV und damit liegt ein  $\beta\gamma \approx 10^{-3}$  vor, wobei die Bethe-Bloch-Formel erst ab Werten von  $\beta\gamma \geq 0,1$  gültig ist. Die Anzahl der emittierten Photonen kann nach der Tabelle 3.1 berechnet werden, indem die pro Zeit und Volumeneinheit erzeugten Restgasionen und die damit verbundene Anzahl der Rekombinationen mit Elektronen sowie die Anzahl der Restgasanregungen abgeschätzt werden. Dabei ist die Erzeugungsrate der Restgasionen gegeben durch:

$$\frac{dn}{dt} = \sigma_i \cdot \rho_{Ion} \cdot \rho_{Res} \cdot v_{Ion}, \quad (3.1)$$

wobei  $\sigma_i$  Ionisationsquerschnitt,  $\rho_{Ion}$  Dichte der Strahlionen,  $\rho_{Res}$  Dichte des Restgases und  $v_{Ion}$  die Geschwindigkeit der Ionen bezeichnet [Hasted, 1964]. Die Rekombinationsrate wird wie folgt berechnet:

$$\frac{dn_e}{dt} = \alpha_e \cdot n_e \cdot n_{Ion}, \quad (3.2)$$

wobei  $n_e$  die Dichte der Elektronen,  $n_{Ion}$  die Dichte der Ionen angibt und  $\alpha_e$  ist ein Rekombinationskoeffizient, der in einer Größenordnung von  $10^{-18}[m^3s^{-1}]$  angegeben wird [Hasted, 1964]. Daraus wird ein Leuchtstärkewert ( $\frac{dN_{LE}}{dt}$ ) hergeleitet [Sittinger, 1995]:

$$\frac{dN_{LE}}{dt} = \sigma_{LE} \cdot \frac{p}{kT} \cdot \frac{j}{eQ} [m^{-3}s^{-1}]. \quad (3.3)$$

Hierbei steht  $\sigma_{LE}$  für die Summe aller relevanten Wirkungsquerschnitte,  $j$  die Stromdichte,  $Q$  die Ladungszahl des Ions,  $p$  der Restgasdruck,  $T$  die Temperatur,  $k$  die Boltzmann-Konstante und  $e$  die Elementarladung. Damit ist die Anzahl der emittierten Photonen direkt proportional zur Strahlstromdichte, dem Restgasdruck und der Summe aller relevanten Wirkungsquerschnitte. Bei den niedrigen Energien in diesem Experiment wird die mittlere freie Weglänge bei hohem Druck ab ca.  $1 \cdot 10^{-4}mbar$  relevant, was experimentell auch schon bestätigt wurde [Sittinger, 1995, Ates, 2014]. Neben der Anzahl der emittierten Photonen ist auch die Verteilung der Leuchtdichte für die Rekonstruktion des Strahls relevant. Da angenommen wird, dass die Dichteverteilung des Restgasleuchtens direkt mit der Dichteverteilung der Teilchen im Ionenstrahl korreliert, wird im nächsten Abschnitt die Dichteverteilung des Ionenstrahls abgeschätzt.

## 3.2 Dichteverteilung des Ionenstrahls

Um den Transport eines Teilchenstrahls zu beschreiben, wird zunächst der Transport eines einzelnen Teilchens beschrieben. Die Position des Teilchens im sechsdimensionalen Phasenraum definiert dessen Trajektorie vollständig. Das heißt, die Ortskoordinaten  $(x, y, z)$  und die Impulskomponenten  $(p_x, p_y, p_z)$  sind maßgeblich. Da der

Winkel ( $\theta$ ) zwischen paralleler  $v_z$  und senkrechter  $v_x$  Geschwindigkeitskomponente sehr klein ist, wird auch nur der Winkel für den Impuls angegeben ( $x', y', z'$ ). Die Funktion

$$f(x, y, z, x', y', z') \quad (3.4)$$

beschreibt die Bewegung des Teilchen, wobei gilt:

$$x' = \frac{dx}{dz} = \frac{v_x}{v_z} = \frac{p_x}{p_z} = \tan(\theta). \quad (3.5)$$

Das Ensemble von Teilchen die zu einem Teilchenbündel zusammengefasst werden, nennt man den Teilchenstrahl. Der Teilchenstrahl ist vollständig mit der Dichteverteilung (Gleichung 3.4) definiert. Wird die Dichteverteilung auf die  $(x, x')$ - bzw.  $(y, y')$ -Ebene projiziert, kann die Verteilung durch eine Ellipse umrandet werden. Diese wird auch Phasenellipse genannt. Die Dichteverteilung ist abhängig von den intrinsischen und extrinsischen Kräften, die auf die Teilchen wirken. Eine extrinsische Kraft ist das schon beschriebene externe Magnetfeld, das in Kapitel 1 beschrieben wurde und eine Fokussierung sowie z.B. die  $R \times B$ -Drift verursacht. Zu den intrinsischen Kräften gehört die Coloumbwechselwirkung der geladenen Teilchen. Die Coloumbkraft bewirkt eine kontinuierliche abstoßende Kraft zwischen den Teilchen, die zu einer Divergenz des Ionenstrahls führt. Demgegenüber steht das aufgrund der Bewegung der Teilchen, induzierte intrinsische Magnetfeld, welches den Strahl wieder konvergieren lässt. Bei hohen Energie bzw. Teilchengeschwindigkeiten nahe  $c$  heben sich die elektrische und magnetische Kräfte auf. In dem Fall der toroidalen Führungsfelder ergibt sich eine kontinuierliche externe magnetische Kraft, die zur Konvergenz des Ionenstrahls führt. Der Transport eines Ionenstrahls durch die toroidalen Magnetfeldern führt demnach zu einer alternierenden Strahlenenveloppe. In der Beschreibung im Unterraum des Phasenraums  $(x, x')$  bzw.  $(y, y')$  bedeutet das eine Rotation der Phasenellipse. Eine positive Korrelation zwischen  $(x, x')$  bedeutet ein divergenter Strahl und eine negative Korrelation einen konvergenten Strahl. Die aufrechte Ellipse entspricht dem Fokuspunkt oder auch der Strahltaile, engl. "beam waist" genannt. Die Positionen der Teilchen im Phasenraum können sich ändern, jedoch ist die Teilchendichte nach dem Liouvill'schen Theorem invariant, falls die kanonischen Bewegungsgleichungen gelten. Das heißt, dass eingenommene Volumen der Teilchen im sechsdimensionalen Raum bleibt dann konstant. Um den Verlauf eines Ionenstrahls zu beschreiben, musste eine Vereinfachung des Problems der inhomogenen Dichteverteilung durchgeführt werden. Kapchinsky und Vladimirskey haben eine spezielle Phasenraumverteilung, oder auch KV-Verteilung genannt, definiert [Kapchinskij und Vladimirskey, 1959]. Diese besagt, dass der Strahl sowohl in den Unterräumen  $(x, x')$  bzw.  $(y, y')$  als auch im Ortsraum  $(x, y)$  homogen verteilt ist. Damit konnte eine Enveloppengleichung hergeleitet werden, die die Strahlenenveloppe entlang der  $s$ -Achse beschreiben konnte. Sacherer [Sacherer, 1971] und Lapostolle [Lapostolle, 1971] konnten zeigen, dass die Enveloppengleichung auch für gaußförmige oder andere Ladungsverteilungen Gültigkeit besitzt [Hinterberger, 2008]. Eine einfache Annahme wäre eine homogene Dichteverteilung der Ladung innerhalb des Strahls. Die gaußförmige Verteilung wird jedoch als die realistischere Verteilung angenommen. Um die Ergebnisse der Arbeit mit anderen Arbeiten vergleichen zu können, muss jedoch klar definiert werden, welche Verteilung man annimmt. Da die Gaußfunktion radialsymmetrisch und separierbar ist, wird in dieser Arbeit die



gaußförmige Dichteverteilung angenommen und zur weiteren Auswertung des Ionenstrahls benutzt.

Eine gaußförmige Dichteverteilung führt zu einem gaußförmigen Strahlprofil. Das Profil eines Strahls ist definiert als die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit von der transversalen Ortskoordinate:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} \cdot \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_x^2}\right), \quad (3.6)$$

mit der Standardabweichung  $\sigma$ , dem Erwartungswert  $x_0$  und dem normierenden Vorfaktor  $\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}$ . Der Parameter  $x_0$  beschreibt das Maximum und das Symmetriezentrum der Funktion und  $\sigma$  ist der Abstand von  $x_0$  zu den Wendepunkten der Verteilungsfunktion. Ein Beispiel ist in Abbildung 3.4 dargestellt, mit  $\mu = 0$  und  $\sigma = 20$ . Die zweidimensionale Gaußfunktion im Ortsraum  $(x, y)$ , dargestellt in Abbildung 3.4a, ist radialsymmetrisch und zentriert. Die zweidimensionale Gaußfunktion kann aus dem Produkt zweier eindimensionaler Gaußfunktionen hergeleitet werden:

$$f(x) \cdot g(y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \cdot \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_x^2} + \frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right). \quad (3.7)$$

Für die Halbwertsbreite (FWHM-Wert) gilt der Zusammenhang  $FWHM = 2,355\sigma$ . Der FWHM-Wert ist eine gängige Methode um den Strahlrand zu definieren. Weitere mögliche Definitionen eines Strahlrandes wären  $2\sigma$ , was die Einschließung von 95,4% der Strahlteilchen entspricht oder auch  $3\sigma$ , was einer Einschließung von 99,7% der Strahlteilchen entspricht [Hinterberger, 2008]. In der Bildbearbeitung ist mit einem hohen Hintergrundrauschen zu rechnen, was die Unterscheidung zwischen Strahl und Strahlhalo erschwert. In dieser Arbeit wird immer der FWHM-Wert genommen. Eine detaillierte Fehlerbetrachtung je nach Definition des Strahlrandes kann man den Arbeiten [Reichau, 2012] und [Sittinger, 1995] entnehmen.

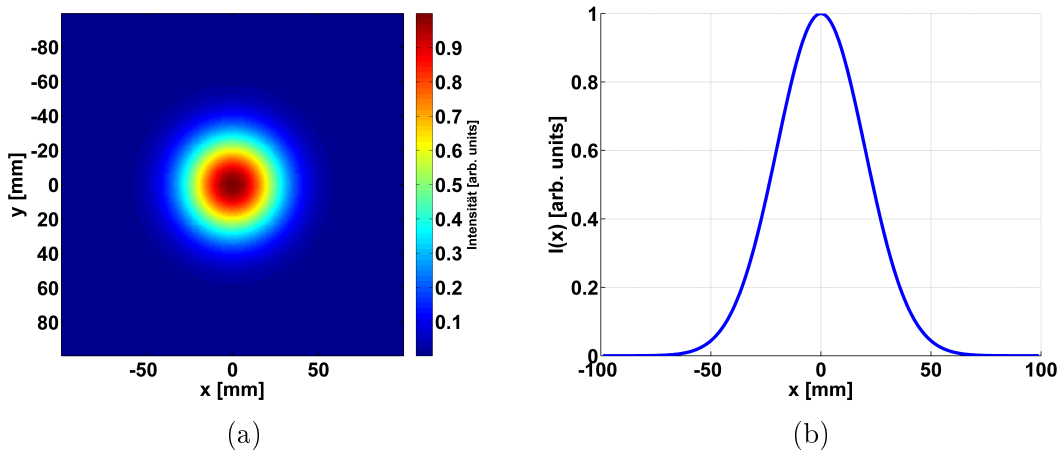


Abbildung 3.4: (a) Zweidimensionale gaußförmige Dichteverteilung, zentriert und auf eins normiert. (b) Aus der zweidimensionalen Dichteverteilung abgeleitete eindimensionale Intensitätsverteilung  $I(x)$  entlang der x-Achse.

### 3.3 Rekonstruktion der transversalen Dichteverteilung aus Intensitätsprofilen

Der in dieser Arbeit entwickelte Detektor nimmt Profile des Strahls entlang der  $s$ -Achse, das heißt längs der Strahlbahn, auf. Im ersten Entwicklungsschritt werden zwei Kameras senkrecht zueinander installiert, um in der  $xs$ - bzw.  $ys$ -Ebene jeweils Bilder aufzunehmen. In erster Näherung werden diese an eine Gaußfunktion angepasst, um die Information des Strahlschwerpunktes und die Halbachsen des transversalen Strahlprofils zu ermitteln. Es ist allgemein bekannt, dass die Faltung von zwei unabhängigen, radialsymmetrischen Funktionen wieder eine separierbare, radialsymmetrische Funktion ergibt. Das heißt, dass sich aus der Faltung zweier Gaußfunktionen wieder eine Gaußfunktion ergibt. Die Faltung im Allgemeinen ist definiert als:

$$\int_0^x f(x - \tau)g(\tau) d\tau = f \otimes g, \quad (3.8)$$

wobei  $\otimes$  für das Faltungssymbol steht. Nach dem Faltungstheorem kann eine Faltung als Produkt ihrer Fouriertransformierten ausgedrückt werden:

$$F^{-1}[F(f(x))F(g(y))] = f(x) \otimes g(y). \quad (3.9)$$

Hierbei stellen  $F(f(x))$  die Fouriertransformierte der Funktion  $f(x)$  und  $F^{-1}$  die inverse Fouriertransformierte dar. Die Fouriertransformierte der Gaußfunktion aus Gleichung 3.6 ist wieder eine Gaußfunktion:

$$F(f(x)) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma_x^2}\right) \exp(-2\pi ikx) dx \quad (3.10)$$

$$= \exp(-2\pi ikx_0) \exp(-2\pi^2\sigma_x^2 k^2). \quad (3.11)$$

Dabei wurde benutzt, dass der ungerade Teil integriert über den ganzen Raum, verschwindet. Die Lösung des Integrals wurde aus [Abramowitz und Stegun, 1972] entnommen. Für  $g(y)$  ergibt sich ein ähnlicher Ausdruck. Für das Produkt der Fouriertransformierten ergibt sich:

$$F(f(x))F(g(y)) = \exp(-2\pi ik(x_0 + y_0)) \exp(-2\pi^2(\sigma_x^2 + \sigma_y^2)k^2). \quad (3.12)$$

Aus dem Vergleich von Gleichung 3.11 und Gleichung 3.12 ergibt sich, dass die Standardabweichung und der Erwartungswert der zweidimensionalen Gaußfunktion sich aus der Summe der Erwartungswerte  $\mu_{f \otimes g} = x_0 + y_0$  und Summe der Quadrate der Standardabweichung  $\sigma_{f \otimes g} = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}$  aus den eindimensionalen Gaußfunktionen bildet. Der Schnitt der zweidimensionalen Gaußfunktion in der  $xy$ -Ebene bildet eine Ellipse im Ortsraum, mit den Halbachsen  $\sigma_x$  und  $\sigma_y$  und dem Mittelpunkt  $(x_0, y_0)$ . Da die Fouriertransformation invertierbar ist, bedeutet das, dass aus den Strahlprofilen Rückschlüsse auf die transversale Position und das Profil getroffen werden können.

Bei einer Bildaufnahme sind die Strahlprofilwerte diskret. Deswegen ist es üblich, die Faltung in Summen auszudrücken. Die diskrete Faltung wird neben der Bildverarbeitung im Ortsraum auch bei diskreten Signalen im Zeitbereich eingesetzt. Dabei

### 3.3. Rekonstruktion der transversalen Dichteverteilung aus Intensitätsprofilen

ist die zeitdiskrete Faltung zweier Signale  $a[n], b[n]$  definiert als:

$$f[n] = a[n] \otimes b[n] = \sum_{k=-\infty}^{\infty} a[k]b[n-k]. \quad (3.13)$$

Im Zweidimensionalen Ortsraum ist die Faltung definiert als:

$$f[x, y] = a[x, y] \otimes b[x, y] = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} a[j, k]b[x-j, y-k]. \quad (3.14)$$

Die Faltung in der Bildbearbeitung wird eingesetzt, um einen Filter auf ein Bild anzuwenden. Um den Vorgang der diskreten, zweidimensionalen Faltung besser zu verdeutlichen, wird es in Abbildung 3.6 skizziert. In Abbildung 3.5 sind zwei Matrizen dargestellt. Die Filtermatrix  $b[x, y]$  mit der Größe von 3x3 Pixeln, auch Kern genannt, wird mit der Bildmatrix  $a[x, y]$  mit der Größe von 4x3 Pixeln gefaltet. Zu sehen in Abbildung 3.6 ist die zeilen- und spaltenweise Durchführung der Faltung und als Ergebnis erhält man eine neue, gefilterte Bildmatrix  $f[x, y]$ .

a[x,y]					
x \ y		0	1	2	3
0	1	2	3	4	
1	8	6	7	8	
2	9	5	7	9	

b[x,y]				
x \ y		-1	0	1
-1	1	2	3	
0	0	0	0	
1	-1	-2	-3	

Abbildung 3.5: Zur Veranschaulichung der diskreten Faltung wird ein 4x3-Bild (links) und ein 3x3-Kern (rechts) definiert.

Die Faltung kann bei einer separierbaren Funktion, welche die Gaußfunktion ist, in mehrere Faltungen aufgeteilt werden:

$$f[x, y] = a[x, y] \otimes b[x, y] = (a[x, y] \otimes b_1[x, y]) \otimes b_2[x, y]. \quad (3.15)$$

Dabei wurde der Filterkern  $b[x, y]$  in  $b_1[x, y]$  und  $b_2[x, y]$  aufgeteilt. Im Allgemeinen ergibt sich die separierbare Matrix aus dem dyadischen Produkt zwischen einem Spalten- und einem Zeilenvektor. Das dyadische Produkt ist wie folgt definiert:

$$y \otimes x = y \cdot x = \begin{pmatrix} y_1 \\ \vdots \\ y_m \end{pmatrix} \cdot (x_1 \quad \dots \quad x_n) = \begin{pmatrix} y_1x_1 & \dots & y_1x_n \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ y_mx_1 & \dots & y_mx_n \end{pmatrix}. \quad (3.16)$$

Ein Beispiel für einen separierbaren Gaußfilterkern wäre:

$$\frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 \\ 2 \\ 1 \end{pmatrix} * \frac{1}{4} (1 \quad 2 \quad 1) = \frac{1}{16} \begin{pmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 2 & 4 & 2 \\ 1 & 2 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.17)$$

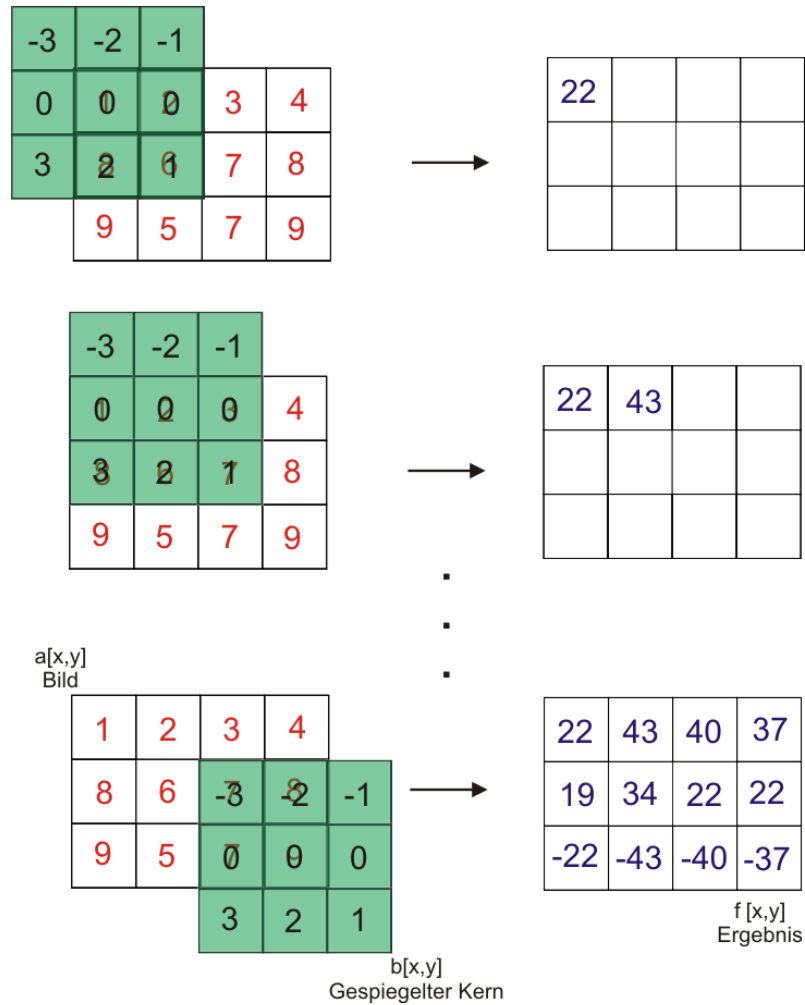


Abbildung 3.6: Die Matrizen werden miteinander schrittweise gemäß der Gleichung 3.14 miteinander gefaltet.

Dieses Prinzip der diskreten Faltung separierbaren Funktionen wird nicht nur für Faltungskerne angewandt. Es kann auch zur Rekonstruktion einer zweidimensionalen transversalen Dichteverteilung aus zwei orthogonal zueinander gerichteten, eindimensionalen Intensitätsprofilen angewendet werden. In Abbildung 3.7 ist das Prinzip dargestellt. Die Faltung des vertikalen Intensitätsprofils  $b[y]$  mit dem horizontalen Intensitätsprofil  $a[x]$ , was im Falle einer gaußförmigen Verteilung sich zu einem dyadischen Produkt vereinfacht, ergibt eine zweidimensionale transversale Dichteverteilung  $f[x, y]$ , die wiederum normalverteilt ist.

Ein Problem dieser schnellen Methode ist in Abbildung 3.8b dargestellt. Sobald die Flanken der angepassten Gaußfunktion einen Versatz besitzen und nicht nahe Null gehen, entstehen Arme, wie in Abbildung 3.8b dargestellt. Aus diesem Grund ist diese Methode der Strahlrekonstruktion aus zwei Projektionen eine erste Näherung. Die Lösung des Problems ist in Abbildung 3.8c bis Abbildung 3.8f dargestellt. Indem der Strahl aus mehreren Winkeln betrachtet wird, ergibt sich eine Akkumulation der Intensitätsverteilung. Diese Methode wird auch als Strahltomographie bezeichnet und ist in der Arbeit von H. Reichau detailliert beschrieben [Reichau, 2012]. Diese Methode ist aus der medizinischen Computertomographie entstanden, bei der ein Röntgenstrahlemittel um einen Patienten radial um die Körperachse rotiert und

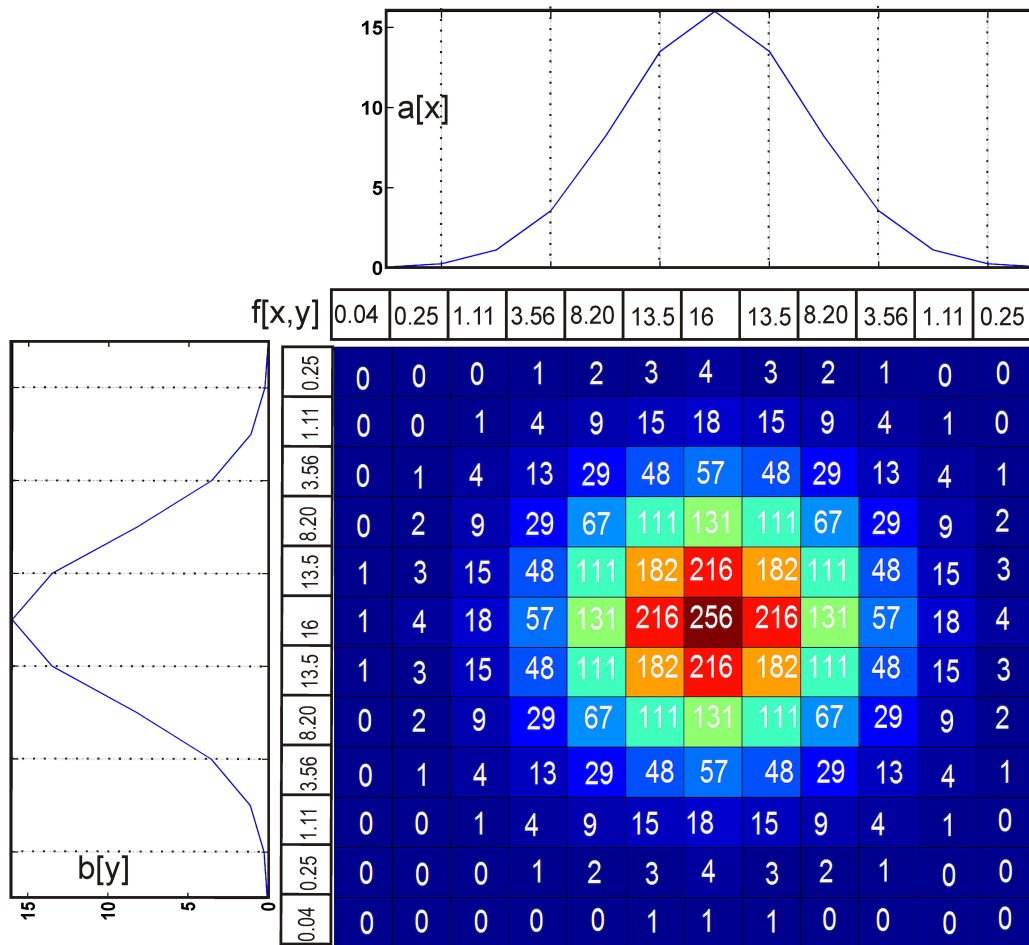


Abbildung 3.7: Beispiel des dyadischen Produktes. Das horizontale  $a[x]$ -Profil wird mit dem vertikalen  $b[y]$ -Profil multipliziert. Das Ergebnis ist das 2D-Bild  $f[x,y]$ . Die Werte in  $f[x,y]$  sind auf ganze Zahlen gerundet.

auf der gegenüberliegenden Seite ein Röntgenstrahlendetektor angebracht ist. Aus den Projektionen aus verschiedenen Winkeln ist es möglich, die innere Struktur des Körpers zu rekonstruieren. Dabei ist zu beachten, dass nur die Projektionen der einen Hälfte ( $180^\circ$ ) des Objekts benötigt werden, um die Rekonstruktion durchzuführen. In der medizinischen Computertomographie sind aus technischen Gründen eine Vielzahl von Projektionen möglich. Dazu kann mit Hilfe der gefilterten Rückprojektionsalgorithmen von Radon [Radon, 1917] die Dichterverteilung eines Objekts rekonstruiert werden. In der Diagnose von Teilchenstrahlen waren nur zwei bis vier Projektionen möglich, was zur Methode der Maximalen Entropie (MENT) führte [Minerbo, 1979]. Fraser entwickelte danach die Methode der Algebraischen Rekonstruktion (ART), für die Rekonstruktion aus wenigen Projektionen [Fraser, 1978]. Auch er nahm eine zweidimensionale Gaußverteilung im Ortsraum an.

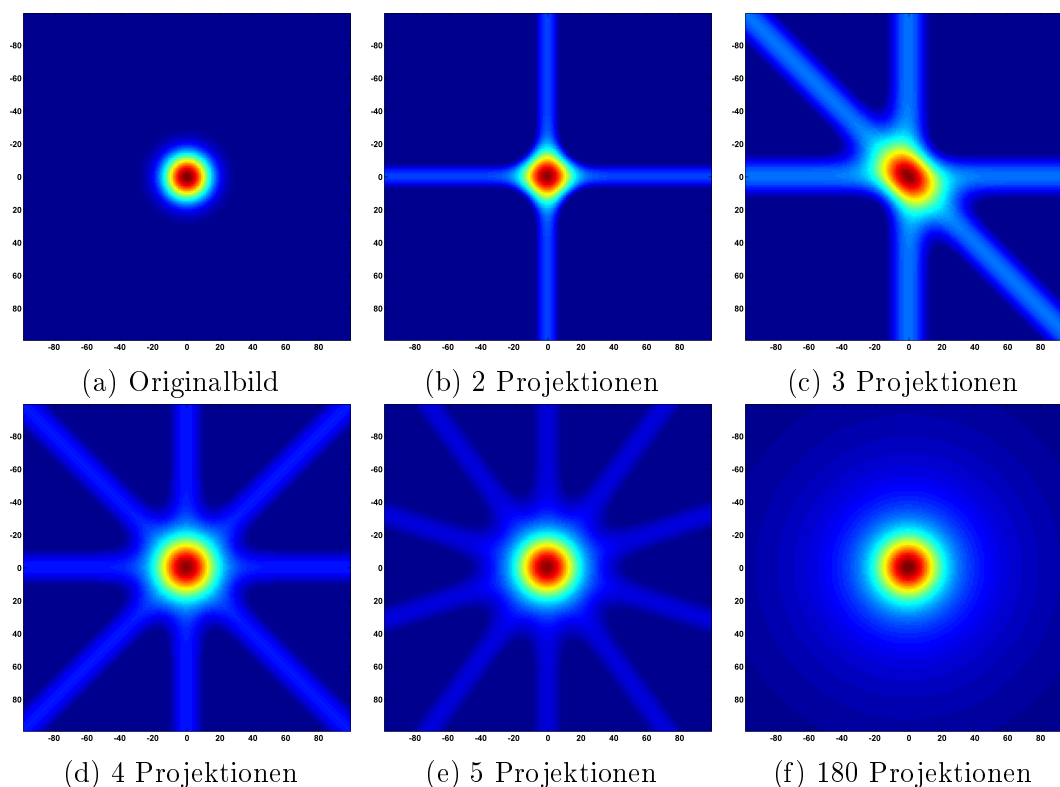


Abbildung 3.8: a) Eine gaußförmige Dichteverteilung wird definiert. Daraus werden Profile wie in Abbildung 3.4b abgeleitet. b) Aus orthogonal zueinander entnommenen Profilen wird wieder eine transversale gaußförmige Intensitätsverteilung rekonstruiert. Aus 2 Projektionen wird die Radialsymmetrie nicht exakt wiedergegeben. c) bis f) Mit Hilfe der Tomographiealgorithmen, also die Rekonstruktion aus mehr als zwei Projektionen, ist die Radialsymmetrie bzw. die Dichteverteilung sehr viel besser zu rekonstruieren. Hier wurde der gefilterte Rückprojektionsalgorithmus nach Radon benutzt [Radon, 1917].

### 3.4 Kantendetektion

Wie in den vorherigen Abschnitten beschrieben, wird die Dichteverteilung des Ionenstrahls durch eine Gaußfunktion genähert. Damit ist auch eine Kante des Strahls impliziert. In dem Fall gibt der FWHM-Wert an, wo die Kanten des Strahls sich befinden. Eine Kante eines Objektes in einem Bild ist definiert als ein Gradient in der Intensität der Farbe bzw. Graustufe. In Abbildung 3.9 links ist ein weißer Streifen vor einem schwarzen Hintergrund dargestellt. Die Kanten des weißen Streifens sind nicht scharf, sondern der Verlauf von dem schwarzen Bereich in den weißen Bereich ist etwa linear ansteigend, wie in Abbildung 3.9 links unten angedeutet. An dem Verlauf wird es klar, dass die Definition einer Kante nicht trivial ist. Eine Möglichkeit ist, die Ableitung des Intensitätsprofils. In Abbildung 3.9 rechts ist die Methode angedeutet. Dabei ist definiert, dass die Kante umso steiler ist, je höher der Absolutwert der ersten Ableitung ist. Alternativ kann die zweite Ableitung genommen werden, dessen Nulldurchgang die Kante definiert (Abbildung 3.9 rechts unten). In dieser Arbeit wird diese Methode der Ableitung benutzt, um den Durchmesser eines Objektes zu detektieren. Dadurch wird es möglich, die Abbildungsmaßstäbe der hier eingesetzten Kameras automatisiert zu ermitteln und zu kalibrieren.

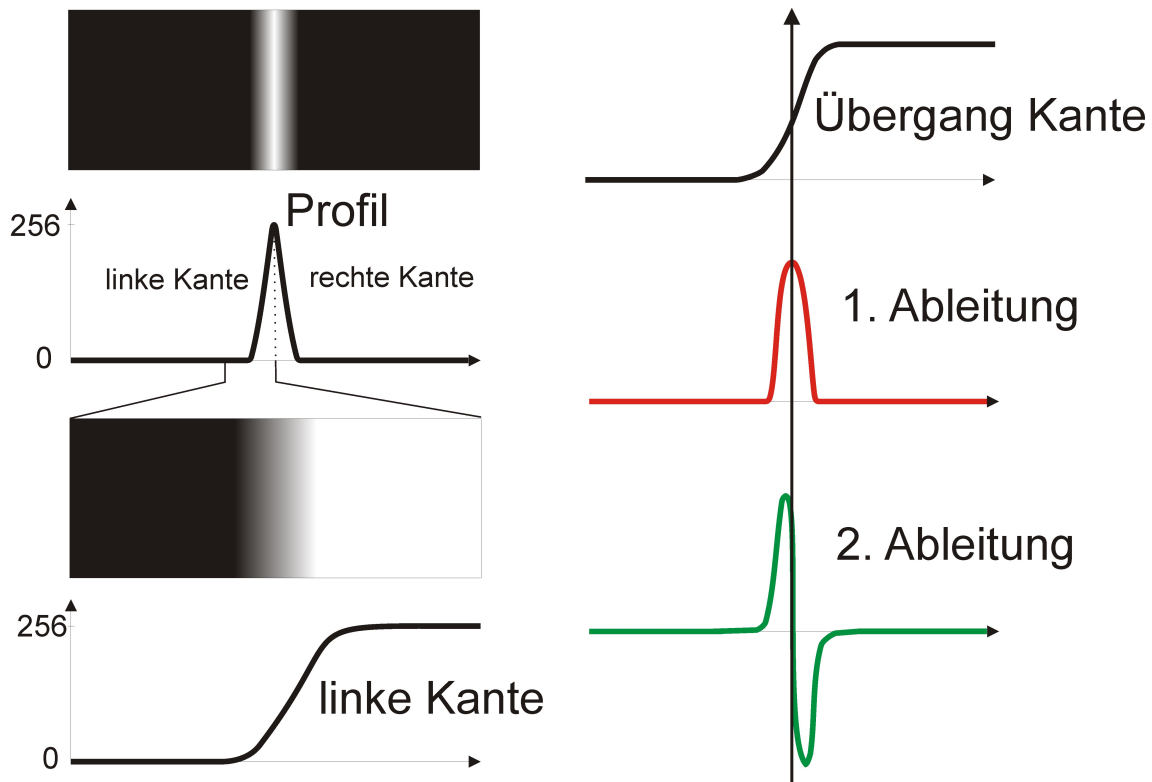


Abbildung 3.9: (links) Oben ist ein weißes Objekt auf einem schwarzen Hintergrund dargestellt und darunter dessen Intensitätsprofil. Darunter wurde die linke Seite des weißen Streifen vergrößert, um den Verlauf zwischen schwarzem und weißem Bereich zu verdeutlichen. (rechts) Je höher der Wert der ersten Ableitung, desto steiler die Kante. Der Nulldurchgang der zweiten Ableitung definiert die Mitte der Kante.

### 3.5 Nicht abbildendes optisches System

Im einfachen Fall kann ein nicht abbildendes optisches System eingesetzt werden, um die Intensitätsverteilung des leuchtenden Objektes zu ermitteln. Es wird eine in einer Linie angeordnetes Ensemble von fotosensitiven Elementen eingesetzt, wie in Abbildung 3.10 dargestellt. Es soll im weiteren Verlauf untersucht werden, wie die Eigenschaften des Ensembles von fotosensitiven Elementen so angepasst werden müssen, um das zu beobachtende Objekt optimal aufzulösen. Das Signal der einzelnen Elemente ist jeweils ein Wert, dessen Größe angeben kann, wie nah oder fern ein Objekt ist oder wie intensiv dieses leuchtet. Wobei mit einer einzelnen Zeile in einer Dimension nicht eindeutig bestimmbar ist, ob die Distanz zwischen Objekt und Detektorelement kurz ist oder das Objekt intensiv leuchtet. Es wird mindestens eine weitere lineare Zeile benötigt, die im optimalen Fall, orthogonal zur anderen linearen Zeile steht.

Das Ensemble muss ein gewisses Auflösungsvermögen besitzen, um ein selbstleuchtendes Objekt zu detektieren. In Abbildung 3.11 oben, ist ein Objekt (grüne Kugel) dargestellt, welches in vier verschiedenen Fällen jeweils von drei Elementen (angedeutet mit roter gestrichelter Linie) betrachtet wird. In Abbildung 3.11 unten, sind die jeweiligen Intensitäten der Elemente skizziert. Im Fall 1 in Abbildung 3.11 sind die drei Elemente und deren optische Achsen als gestrichelte Linie dargestellt. Die Elemente haben keine Winkelakzeptanz. Das Objekt kann wohldefiniert aufge-

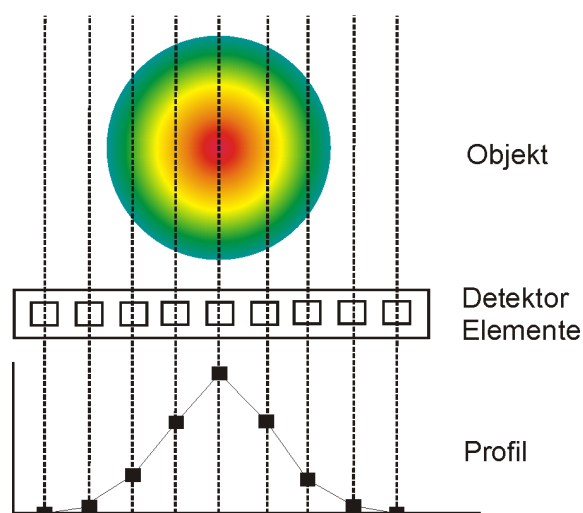


Abbildung 3.10: Veranschaulichung des Prinzips eines nicht abbildenden Systems zur Detektion eines selbstleuchtenden Objektes. Angedeutet ist ein radialsymmetrisches Restgasleuchten in der transversalen Ebene. Linear angeordnete Detektorelemente nehmen das Leuchten auf. Als Signalausgang ergibt sich ein Intensitätsprofil.

löst werden, wie man in der Intensitätsverteilung in dem Graphen unter Fall 1 zu sehen ist. Im Fall 2 bzw. Fall 3 sind Elemente mit einer gewissen Winkelakzeptanz dargestellt, so dass das Signal zwischen dem mittleren Element und den seitlichen Elementen einen Faktor von 2,67 ergibt. Wobei in Fall 3 die Winkelakzeptanz so gewählt wurde, dass das Objekt gerade vollständig hineinpasst, der Faktor hierbei beträgt 2. Der Fall 4 stellt die Situation dar, indem die Winkelakzeptanz so groß ist, dass das ganze Objekt für die seitlichen Elemente wie auch für das mittlere Element ins Sehfeld fällt. Die unter Fall 4 gezeigte Intensitätsverteilung verdeutlicht das Problem einer zu großen Winkelakzeptanz. Ein Objekt kann nicht mehr wohldefiniert aufgelöst werden, da es keinen Gradienten in der Intensitätsverteilung gibt. Alle drei Photoelemente geben den selben Wert an. Dabei ist genügend großer Abstand zwischen Leuchtobjekt und Detektor angenommen, so dass die Detektor-Objekt-Distanz etwa gleich groß sind. Im Fall 2 kann immerhin eine horizontale Verschiebung des Objektes durch eine Änderung der Intensitätsverteilung an dem Ensemble ermittelt werden. Deswegen sollte die Winkelakzeptanz möglichst minimal sein.

Es stellt sich die Frage, wie klein die Winkelakzeptanz zu wählen ist. In der Realität besitzt jedes Photoelement neben einer gewissen Winkelakzeptanz auch eine reale Ausdehnung. Ziel ist es, bei der Auslegung eines optimalen Detektorsystems die Winkelakzeptanz zu minimieren und die Packungsdichte, das heißt die Anzahl der Photoelemente pro Fläche, zu maximieren. Im gewissen Maße gibt also die reale Ausdehnung und damit die maximale Packungsdichte die minimale Winkelakzeptanz vor. Das Maximum der Akzeptanz sollte so positioniert werden, dass gerade das Minimum der Akzeptanz des benachbarten Fotoelementes hineinragt.

Ein weiterer limitierender Faktor ist die Bauhöhe des Detektors. Es dürfen bzw. können keine aufwendigen Linsensysteme eingesetzt werden, welche die Winkelakzeptanz minimieren würden. Deswegen werden in Kapitel 5 alternative Methoden diskutiert, um das Problem zu lösen.

Abbildung 3.12 zeigt eine Skizze des optischen Systems mit dem äußersten Strahlenbündel, das noch von dem Fotoelement detektierbar ist. Das dargestellte Sehfeld ist die subjektseitige Fläche, von dem Lichtstrahlen ausgehen können, sodass diese noch auf der fotosensitiven Fläche detektierbar sind. Dabei wurde eine Blende infinitesimaler Breite und mit einer Blendenöffnung mit Radius  $r$  eingesetzt. Die einfallenden Strahlen werden mit Hilfe der Blende so begrenzt, dass der Winkel  $\omega$



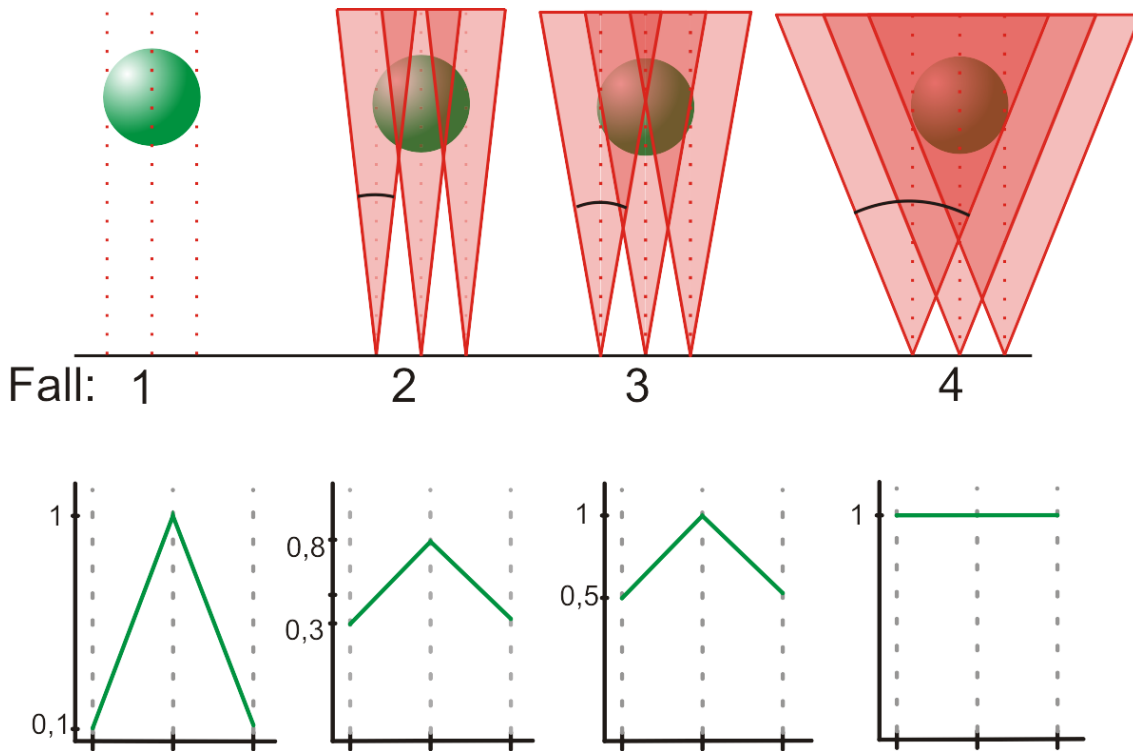


Abbildung 3.11: Veranschaulichung der Auflösung eines Objektes mit einem nicht abbildenden Ensemble von photosensitiven Elementen verschiedener Winkelakzeptanzen.

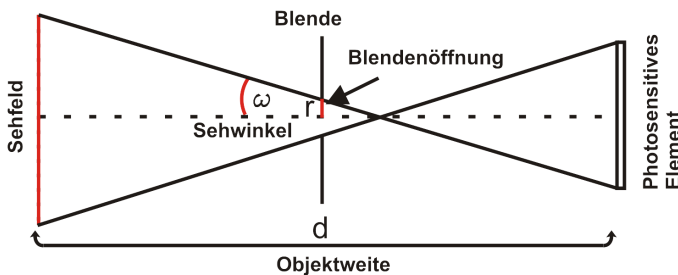


Abbildung 3.12: Die Skizze zeigt ein optisches System aus fotosensitiver Fläche, eine Blendenöffnung zum Begrenzen der einfallenden Lichtstrahlen und ein aus der fotosensitiven Fläche und der Blendenöffnung sich ergebendes Sehfeld.

minimal wird und im Idealfall nur noch Strahlen parallel zur optischen Achse der fotosensitiven Fläche detektiert werden. Methoden zur Winkelakzeptanzminimierung und die technische Realisierung dazu wird in Kapitel 5 weiter ausgeführt.

### 3.6 Prinzipien der beiden Kamera-Technologien

Der prinzipielle Aufbau einer Kamera im Allgemeinen ist immer gleich. Ein Objektiv bildet ein Objekt auf die Sensorfläche ab. Im einfachsten Fall besteht das Objektiv aus einer Sammellinse, im Normalfall aus einem Linsensystem. Die Sensorfläche wird dann ausgelesen. Das Ausleseverfahren unterscheidet sich je nach eingesetzter Technologie. Die CCD-Kamera und die CMOS-Kamera sind zwei verschiedene Verfahren, deren Prinzipien im Folgenden beschrieben werden. Die Sensorfläche besteht bei beiden Verfahren aus sogenannten Pixeln. Dieses Kunstwort ist eine Abkürzung und besteht aus den englischen Wörtern „picture“ und „element“. Die einzelnen Pixel

sind Halbleiter und die absorbierten Photonen führen zur Änderung ihrer elektrischen Leitfähigkeit, nach dem inneren photoelektrischen Effekt [Einstein, 1905]. Der induzierte Fotostrom ist proportional zu den absorbierten Photonen und dieser Fotostrom wird dann in ein digitales Signal umgewandelt und ausgelesen.

### 3.6.1 Prinzip der CCD-Kamera

Das Verfahren der CCD-Kamera beruht auf das Prinzip der Ladungsverschiebung. Die Ladungen, die in den einzelnen Pixeln induziert werden, werden zeilen- bzw. spaltenweise von dem ersten Pixel der jeweiligen Zeile bis zum letzten Pixel verschoben und am Ende der Zeile ausgelesen. Das analoge Signal bzw. der Strom kann dann zeilenweise verstärkt und in ein digitales Signal umgewandelt werden. Die digitalen Signale gehen an eine Datenverarbeitungseinheit und werden weiter verarbeitet oder direkt auf einem Bildschirm gezeigt. Kameras, die nach dem Prinzip der Ladungsverschiebung funktionieren, werden als "Charged Coupled Devices" (CCD)-Kameras bezeichnet. Jedes Pixel auf der lichtempfindlichen Fläche besteht aus einem MOS-Kondensator (Abbildung 3.13). Der Schichtaufbau des MOS-Kondensators ist der Namensgeber. Der Kondensator besteht aus einem oberen Metallkontakt (M) bzw. einer Elektrode, einem Isolator - meist aus Siliziumoxid (O für Oxid) - und einer Halbleiterschicht (S für Semiconductor aus dem Englischen).

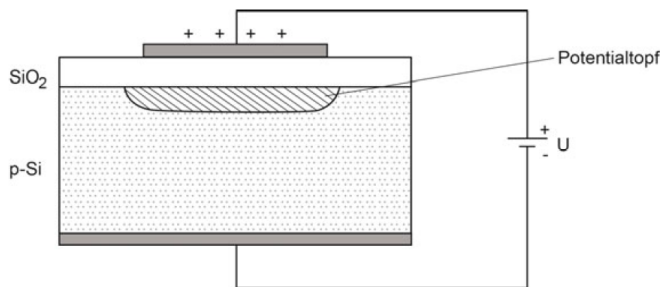


Abbildung 3.13: Aufbau eines MOS-Kondensators (entnommen aus [Löffler-Mang, 2011, S.127]). Jeweils ein MOS-Kondensator ist ein Bildelement (Pixel).

Wenn an der Elektrode eine Spannung angelegt wird, bildet sich unter der Isolierschicht an der Oberfläche des Halbleiters ein Potentialtopf, welcher als Kondensator fungiert. Treffen Photonen von oben auf die Halbleiterschicht, werden die Löcher von der unteren Elektrode (siehe Abbildung 3.13) abgezogen und das Elektron bleibt in der Oxidschicht im Potentialtopf. Anders als bei einer Fotodiode, die aus einem Halbleiter besteht, werden die Elektronen zunächst gespeichert. Bei dem CCD-Chip liegen die MOS-Kondensatoren nebeneinander in einer Reihe. Im einfachsten Fall, in einem dreiphasigen Vorgang, kann durch Variieren der angelegten Spannung entlang der benachbarten Elektroden der Ladungstransport erfolgen [Löffler-Mang, 2011, S.127]. Während eines Ladungstransportes nach einer bestimmten Belichtungszeit muss dafür gesorgt werden, dass kein Licht mehr auf die sensitive Fläche trifft. Dies würde zu Verschmierungen der Aufnahme führen. Zum Einen, dargestellt in Abbildung 3.14a, gibt es die Frame-Transfer-Methode, bei der zuerst belichtet und dann mit einem Verschluss die Kamerablende verschlossen wird. Anschließend wird die gesamte Ladung auf eine gleich große Fläche, auf die kein Licht treffen kann, transportiert und dann zeilen bzw. spaltenweise ausgelesen. Während der Ausleseprozess durchgeführt wird, kann der Verschluss wieder öffnen und ein weiteres Bild kann aufgenommen werden. Die zweite Methode ist die sogenannten Interline-Struktur,

dargestellt in Abbildung 3.14b. Dabei ist neben jedem belichteten Pixel ein abgedunkeltes, nicht belichtetes Speicherpixel. Die Zeilen der Speicherpixel werden dann ausgelesen.

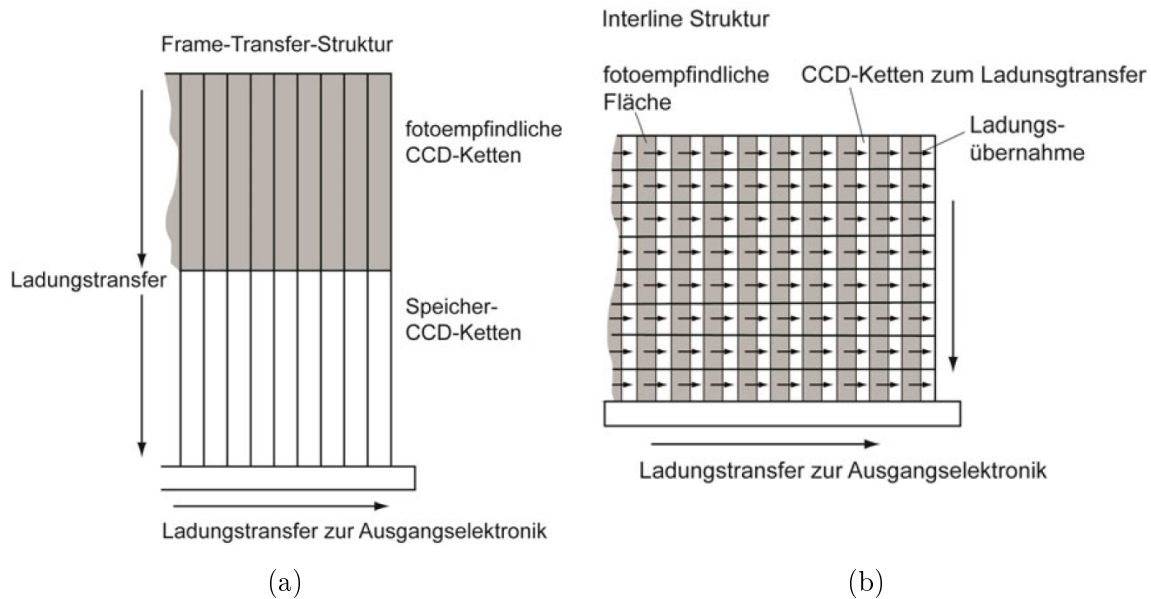


Abbildung 3.14: a) Die Frame-Transfer-Struktur ist relativ langsam, jedoch ist eine große sensitive Fläche möglich. Die fotoempfindliche CCD-Kette wird zunächst belichtet und anschließend werden die Ladungen in die Speicher-CCD-Kette transportiert, von wo sie ausgelesen werden [Löffler-Mang, 2011, S.128] b) Die Interline-Struktur ist die schnellere und weit verbreitete Methode. Neben jeder fotoempfindlichen Fläche ist eine Speicher-CCD-Kette, welche dann zu einem Zeitpunkt ausgelesen wird [Löffler-Mang, 2011, S.129].

Das größte Problem der CCD-Kameras ist der Transmissionsgrad während des Ladungstransfers [Fossum, 1993]. Der Siliziumhalbleiter muss sehr rein sein, ohne parasitäre Atome, die die Ladungsverschiebung hindern würden. Ein weiteres Problem ist der relativ hohe Leistungsverbrauch, was die Folge einer aufwendigen Elektronik ist. Ladungstransfereinheit, Takteinheit und Analog-Digital-Wandler sind separat in der Kamera installiert. Dies führt dazu, dass die Kamera nur bedingt miniaturisiert werden kann.

#### 3.6.2 Prinzip der CMOS-Kamera

Das zweite Prinzip, welches erst nach der Erfindung der CCD-Geräte entwickelt wurde, beruht auf der CMOS-Technologie, entwickelt von Eric Fossum [Fossum, 1993]. Die komplementäre MOS-Technik (CMOS) besteht aus einem p-Kanal und einem n-Kanal MOS-Feldeffekttransistor (MOSFET). Diese ist die am häufigsten eingesetzte Technologie in integrierten Logikschaltungen. Sie hat die besondere Eigenschaft von kurzen Schaltzeiten und geringen Verlustleistungen [Göbel, 2011].

Man nennt diese Kameras auch CMOS-Kameras oder „Active Pixel Sensor“, da jeder einzelne Pixel verstärkt wird. Diese haben den großen Vorteil, dass die einzelnen Pixel entkoppelt voneinander einzeln ausgelesen und in digitale Signale umgewandelt werden können. In Abbildung 3.16a ist ein einzelnes Pixel dargestellt. Im

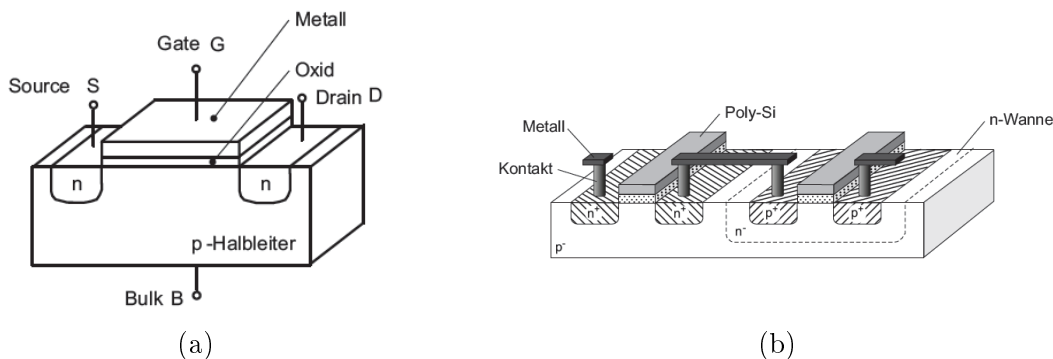


Abbildung 3.15: a) Ein n-Kanal Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor (MOS-FET) ist dargestellt. Wird eine positive Spannung zwischen Gate und Source angelegt, so kann ein Strom zwischen Source und Drain fließen. Durch die Änderung des Ladungszustandes kann der Widerstand des Bauteils gesteuert werden und es wirkt wie ein Schalter (entnommen aus [Göbel, 2011, S.112]). b) Darstellung eines complementary metal-oxide-semiconductor (CMOS). Ein n-Kanal und ein p-Kanal MOS-FET sind auf einem Substrat angebracht. Damit wird erreicht, dass der eine Kanal geschlossen bleibt, wenn der andere Kanal geschlossen wird. Gewünschte Logikoperationen können effizienter durchgeführt werden (entnommen aus [Göbel, 2011, S.369]).

Wesentlichen besteht es aus einer Fotodiode und drei MOSFETS. Ein MOSFETS ist nötig, um die jeweilige Fotodiode in ihre Ausgangslage zurückzuführen ( $M_{res}$ ), und die zweite, um das Signal aufzunehmen und zu verstärken ( $M_{sense}$ ). Der dritte MOSFET ist zum Auswählen der jeweiligen Fotodiode ( $M_{select}$ ). Diese Pixel sind auf einer Fläche angeordnet und können über die Zeilen bzw. Spalten ausgewählt und weiterverarbeitet werden, dargestellt in Abbildung 3.16b.

### 3.6.3 Vergleich CCD und CMOS Kameras

Die CMOS-Technologie ermöglicht es, alle wesentlichen Elemente wie Analog-Signal-Verarbeitung, Analog-Digital-Wandler sowie die Taktung innerhalb eines Sensorchips zu integrieren. Damit kann man eine Kamera auf einem Chip integrieren [Fossum, 2013]. Die Weiterentwicklung der CMOS-Kamera führte dazu, dass diese Technologie die CCD-Kamera ablöste. Im Jahre 2015 hat der weltgrößte CCD-Chip Hersteller SONY angekündigt, keine CCD-Chips mehr zu produzieren. Seit März 2017 werden bei SONY nur noch CMOS-Sensoren produziert und weiterentwickelt. In der Tabelle 3.2 werden ausgewählte Kameras miteinander verglichen. Dabei werden nur einige Parameter, die für den Einsatz im Experiment relevant sind, verglichen. Der Kamerahersteller PCO bietet die zur Zeit am weitesten entwickelten, wissenschaftlichen Kameras an. Die Modelle PCO 4000 und PCO 1600 sind für besonders sensitive Aufnahmen spezialisierte CCD-Kameras. Sie werden aktiv durch Peltierelemente gekühlt und haben eine sehr hohe Auflösung. Nachteile sind der relativ hohe Leistungsverbrauch von 50 W und die relativ großen Dimension von 178 mm Länge. Diese Kameras sind für den Einsatz in starken Magnetfeldern ungeeignet, vor allem wegen der Wechselspannungsversorgung. Im Jahre 2009 hat die Firma PCO mit einigen weiteren Herstellern eine neue Generation von wissenschaftlichen Kameras herausgebracht. Sie bezeichneten diese als sCMOS-Kameras („Scientific CMOS-

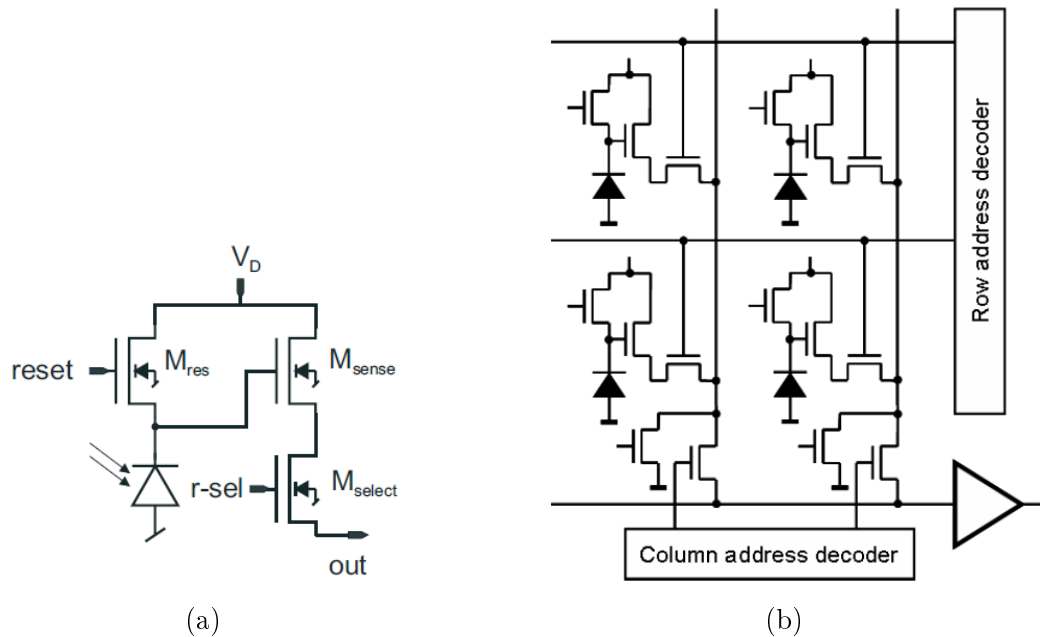


Abbildung 3.16: a) Pixel einer CMOS-Kamera. Dies ist ein gängiger 3T Pixel mit Photodiode und drei MOS-FET Transistoren.  $M_{res}$ : Rückführung zum Grundzustand (reset),  $M_{sense}$ : Signalaufnahme und  $M_{select}$ : Pixel Auswahl (entnommen aus [Jähne et al., 1999, S.193]). b) Aufbau eines CMOS-Bildsensors. Jedes einzelne Pixel kann mit Hilfe der 3T-Schaltung angesteuert und ausgelesen werden (entnommen aus [Blanc et al., 2009, S.72]).

Kameras“). Diese wissenschaftlichen Kameras basieren auf der CMOS-Technologie und vereinen die Vorteile von CMOS und CCD Kameras. Diese zeichnen sich für ihre hohe Quanteneffizienz und ihre relativ hohe Bildfrequenz von 40 fps aus. Da diese nicht gekühlt werden müssen, ist der Leistungsverbrauch gering und die Ausmaße kompakt. Die Werte können der Tabelle 3.2 entnommen werden. Damit ist auch begründet, warum CCD-Kameras immer weiter von CMOS-Kameras verdrängt werden. Neben PCO wird noch der Industriekamerahersteller Basler in der Tabelle aufgeführt. Diese zeichnen sich für sehr kompakte Kameras bzw. für Einplatinenkameras in der Industrieanwendung aus. In dieser Arbeit wird eine einfache Einplatinenkamera verwendet, die in der Tabelle 3.2 in der letzten Spalte aufgeführt ist. Es konnten, wie in dieser Arbeit gezeigt, vielversprechende Ergebnisse mit der einfachen nicht-wissenschaftlichen und nicht industrietauglichen Kamera erzielt werden. Der Vergleich in der Tabelle verdeutlicht, dass mit industriellen oder wissenschaftlichen Kameras noch sehr viel bessere Ergebnisse erzielt werden können. Diese müssen jedoch auf ihre Vakuumtauglichkeit getestet werden. Es muss auch getestet werden, ob diese von starken Magnetfeldern beeinflusst werden.

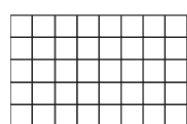
### 3.6.4 Linsenfehler

Kompakte Kameras, die z.B. in Smartphones integriert sind, besitzen auch sehr kompakte und meist einfache Objektive. Ziel ist es, ein relativ großes Objekt mit Hilfe eines Linsensystems auf eine sehr kleine Fläche - typische Sensorgrößen reichen von einigen *mm* bis hin zu einigen *cm* - zu projizieren. Dazu werden je nach

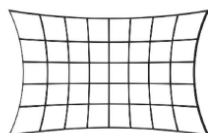
Tabelle 3.2: Vergleich von ausgewählten Kameras mit CCD und CMOS Technologie.

Kamera Modell	PCO 4000	PCO 1600	PCO panda	Basler MED ace	Basler dart	Pi Camera
Sensor	CCD KAI-2001	CCD KAI-2001	sCMOS	CMOS IMX249	CMOS EV76C570	CMOS IMX219
Sensor Hersteller	Kodak	Kodak	Keine Angaben	SONY	ON Semiconductor	SONY
Auflösung	4008 x 2672	1600 x 1200	2048 x 2048	1920 x 1200	1600 x 1200	3280 x 2464
Pixel Größe (µm)	9 x 9	7,4 x 7,4	6,5 x 6,5	5,86 x 5,86	4,5 x 4,5	1,12 x 1,12
Quanteneffizienz (%)	50	55	80	50	Keine Angaben	Keine Angaben
Bildfrequenz (fps)	5	30	40	41	60	30 180 (bei 720p)
Belichtungszeit	5 µs – 49 d	500 ns – 49 d	10 µs - 5s	34 µs – 10 s	10 µs – 850 ms	20 µs – 10 s
Kühlung	Peltier ▽-45°	Peltier ▽-50°	Passiv	keine	keine	keine
Betriebs-temperatur	+5 ... +40	+5 ... +40	+10 ... +40	0 ... +50	0 ... +50	Keine Angaben
Spannungs-versorgung	90-260 VAC	90-260 VAC	5VDC	5VDC	5VDC	5vDC
Leistungs-verbrauch	50 W max.	40 W max.	6 W max.	2,7 W (typ.)	1,3 W (typ.)	197 mW (typ.)
Gewicht	1,9 Kg	1,8 Kg	420 g	80g	15 g	3g
Bemaßung ohne Objektiv	178mm länge Gehäuse	178mm länge Gehäuse	65x65x65 Gehäuse	29,3 x 29 x 29 Gehäuse	27 x 27 x 7,2 Kein Gehäuse	25x 24 x 9 Kein Gehäuse Mit Linse
Website	pco.de	pco.de	pco.de	baslerweb.com	baslerweb.com	raspberrypi.org

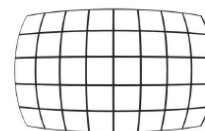
Bedarf Weitwinkel-, Normal-, oder Teleobjektive eingesetzt. In dieser Arbeit werden einfache Kameras mit einer Sammellinse eingesetzt, welche kompakt auf dem Sensor angebracht ist. Die Konsequenz ist, dass diese Kameras eine hohe Verzeichnung aufweisen. Die zwei Arten der Verzeichnung sind in Abbildung 3.17 dargestellt.



(a) Gitter



(b) kissenförmig



(c) tonnenförmig

Abbildung 3.17: Kreisförmige und tonnenförmige Verzeichnung des Gitters aufgrund der Krümmung der Linse (entnommen aus [Graf, 2007]).

Die Verzeichnung ist ein geometrischer Abbildungsfehler und zeigt sich in der Änderung des Abbildungsmaßstabes zu den Rändern des Bildes hin. Es entsteht aufgrund einer nicht symmetrischen Bauweise. Dabei führt eine Blende, die hinter der Linse angebracht ist, zu einer kissenförmigen Verzeichnung und eine Blende vor der Linse zu einer tonnenförmigen Verzeichnung. Die Änderung des Abbildungsmaßstabes ist bei der radialen Verzeichnung am größten ausgeprägt. Dabei ist diese Verzeichnung radialsymmetrisch und abhängig von der Entfernung von der optischen Mitte des Systems. Das heißt auch, dass z.B. Geraden, die durch die optische Mitte gehen, ohne Verzeichnung abgebildet werden. In Abbildung 3.18 ist das Prinzip der

Verzeichnung angedeutet.

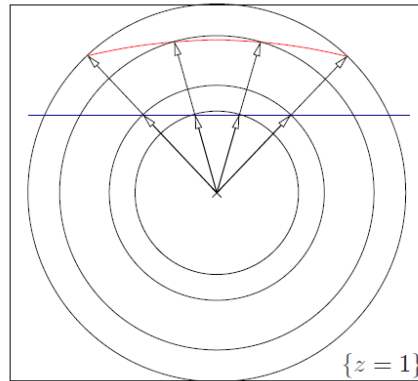


Abbildung 3.18: Darstellung der radialen Verzerrung einer Geraden. Die Gerade durch die Bildmitte wird nicht verzerrt (entnommen aus [Graf, 2007]).

Bei Weitwinkelobjektiven, die in dieser Arbeit eingesetzt werden, sind radiale Verzeichnungen deutlich zu beobachten. Jedes optische System muss auf ihre Verzeichnung kalibriert werden, um diese dann später aus dem Bild herauszurechnen und zu korrigieren. Die radiale Abhängigkeit des Abbildungsmaßstabes führt dazu, dass Punkte bei der Abbildung längs des Radius verschoben werden. Diese Verschiebung wird durch die Potenzreihe in Gleichung 3.18 dargestellt, welche für reale Beobachtungen des Radius konvergiert und umkehrbar ist [Graf, 2007]. Dabei wird jeder unverzeichnete Punkt auf einen verzeichneten Punkt abgebildet.

$$\mathbb{R} \longrightarrow \mathbb{R} : r \mapsto r + \sum_{i=1}^{\infty} k_i r^{2i+1} = r \left( 1 + \sum_{i=1}^{\infty} k_i r^{2i} \right) \quad (3.18)$$

Im Realen wird die unendliche Reihe für gewöhnlich nach drei bis vier Summanden abgebrochen. Die Verzeichnungsparameter  $k_1$  und  $k_2$  werden für einfache Kameralinsen genommen. Für Fischaugen bzw. Weitwinkelobjektive wird zusätzlich der Parameter  $k_3$  benötigt [Bradski und Kaehler, 2008]. Die Summe in Gleichung 3.18 wird wie folgt ausgeführt:

$$x' = x(1 + k_1 r^2 + k_2 r^4 + k_3 r^6) \quad (3.19)$$

$$y' = y(1 + k_1 r^2 + k_2 r^4 + k_3 r^6). \quad (3.20)$$

Neben der radialen Verzeichnung gibt es auch die tangentielle Verzeichnung. Nicht exakt zueinander plan parallel ausgerichtete Linse und Sensorfläche führen zur tangentialen Verzeichnung [Bradski und Kaehler, 2008]. Die Abbildung dazu wird wie im Folgenden korrigiert:

$$x' = x + [2p_1 xy + p_2(r^2 + 2x^2)] \quad (3.21)$$

$$y' = y + [p_1(r^2 + 2y^2) + 2p_2 xy] \quad (3.22)$$

Die Kalibrierung der Kamera bedeutet, dass die in den Gleichung 3.20 und Gleichung 3.22 vorkommenden Koeffizienten  $dist_{coef} = (k_1 k_2 k_3 p_1 p_2)$  ermittelt werden.

Dann werden die intrinsischen Kameraeigenschaften ermittelt. Diese werden in der sogenannten Kameramatrix oder auch Fundamentalmatrix genannt, zusammengefasst. Intrinsische Kameraeigenschaften sind: Brennweite in der  $xy$ -Ebene ( $f_x, f_y$ ) und Hauptpunkt des optischen Zentrums der Kamera ( $c_x, c_y$ ). Die Kameramatrix ist definiert als

$$cam_{mtx} = \begin{pmatrix} f_x & \gamma & c_x \\ 0 & f_y & c_y \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.23)$$

mit dem Scherungsparameter  $\gamma$ , der die Scherung der Pixelfläche gegenüber der Linse miteinbezieht. Da diese Parameter für die jeweilige Kamera sich nicht ändern, werden diese am Anfang der Kalibrierung der Kameras ermittelt und gespeichert. Während der Bildbearbeitung wird diese Matrix auf die aufgenommenen Fotos angewendet.



# Kapitel 4

## Entwicklung des Detektorsystems

### 4.1 Beschreibung des Teststandes

In der Test- und Kalibrierungsphase der Detektorentwicklung wurde der in Abbildung 4.1 gezeigte Teststand benutzt. Der Teststand besteht im Wesentlichen aus einer Volumenionenquelle [Joshi et al., 2009], dem ersten Diagnosetank mit einer fahrbaren Faradaytasse (FDT1), einer Druckmessröhre und einem ersten Testbereich für optische Elemente. Er enthält ein Fenster und erlaubt es, die optischen Elemente direkt im Vakuum zu testen.

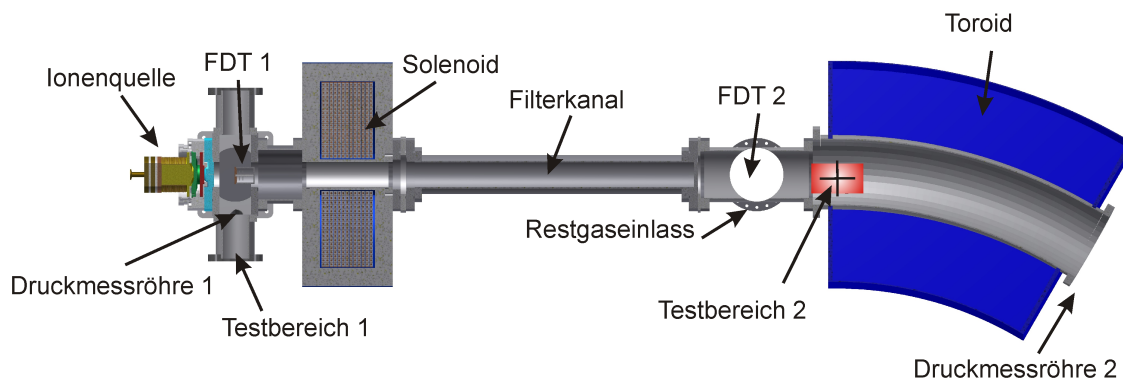


Abbildung 4.1: Experimenteller Teststand, an dem die Detektoren und die einzelnen Komponenten getestet wurden.

Nach dem ersten Diagnosetank schließt ein Solenoid mit Filterkanal zur Impulsfilterung der verschiedenen Ionenspezies an. Der Filterkanal wurde entwickelt, um die drei Wasserstoffspezies, welche in der Volumenionenquelle erzeugt werden, voneinander zu separieren [Niebuhr, 2014]. Schließlich sollen nur die Protonen weiter transportiert werden. Nach dem Filterkanal ist ein zweiter Diagnosetank mit der zweiten Faradaytasse (FDT2) installiert. Hier besteht eine Möglichkeit, Vakuumdurchführungen zu installieren, welche für die optischen Detektoren benötigt werden. Hier ist ein Feindosierventil installiert, um zusätzliches Restgas in das Experiment einzulassen. Das Restgas wird von diesem Punkt aus eingelassen, da hier gewährleistet wird, dass das Restgas sich homogen im Diagnosebereich verteilt. Der Diagnosetestbereich 2 ist der Eingangsbereich des Toroiden (Abbildung 4.1). Mit Hilfe eines Seilzugsystems [Nonn, 2009] konnten die Detektoren durch den Toroiden gezogen werden, um den Strahlverlauf entlang der gekrümmten Bahn im Detail verfolgen zu können. Am

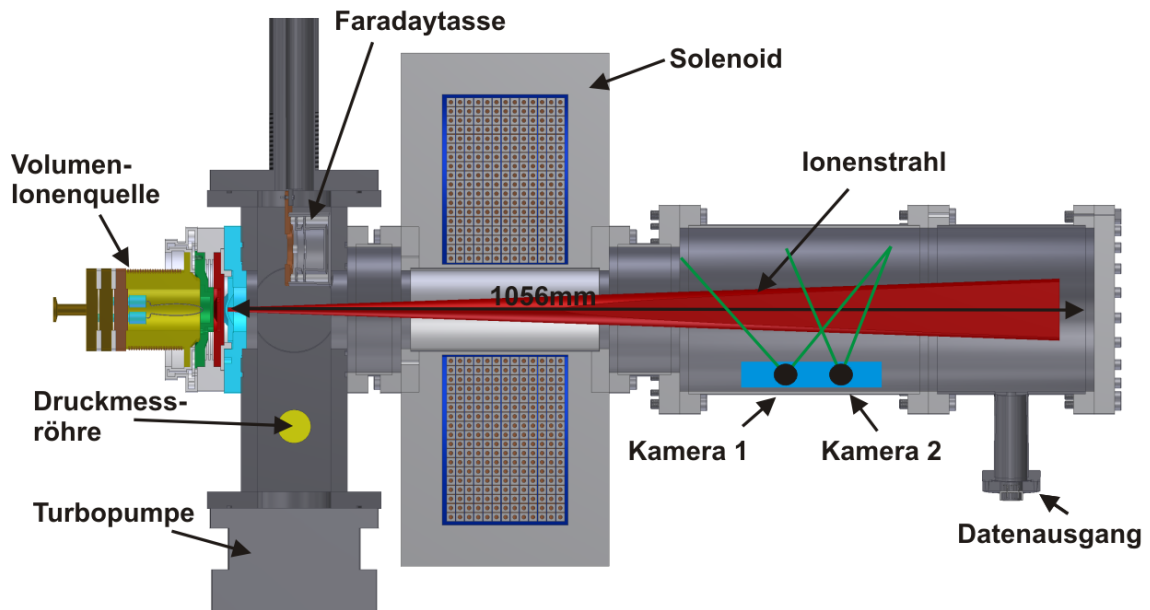


Abbildung 4.2: Experimenteller Teststand, an dem die Kameras verglichen wurden. Das einzige fokussierende Element ist ein Solenoid und die Kameras konnten in der daran anschließenden Drift getestet werden.

Ende des Toroiden folgt eine zweite Druckmessröhre und ein geerdeter Blindflansch, auf dem der Ionenstrahl gestoppt wird.

## 4.2 Eingebettetes optisches System - Hardware Konfiguration

### 4.2.1 Überblick

Das eingesetzte Kamerasystem ist ein sogenanntes eingebettetes optisches System oder im Englischen „Embedded Visual System“. Diese optischen Systeme bestehen im Wesentlichen aus einer Einplatinenkamera und einem Einplatinencomputer, welche miteinander über ein Datenkabel verbunden sind. Das für die Machbarkeitsstudie eingesetzte Kamerasystem ist ein nicht wissenschaftliches, kommerziell vertriebenes System, bestehend aus einem CMOS Sensor, über dem eine einfache Sammellinse installiert ist. Diese werden von der Raspberry Pi Foundation hergestellt [Raspberry Pi Foundation, ]. Die Daten des CMOS-Sensors werden über ein Flachbandkabel an den Einplatinencomputer gesendet und werden auf dessen GPU (Graphics Processing Unit) verarbeitet und gespeichert. Wie auch die Kamera ist dieser von der Firma Raspberry Pi Foundation produziert. Ein Grund für den Einsatz eines nicht-wissenschaftlichen Systems ist, dass der minimalistische Verarbeitungsprozess von dem im Experiment herrschenden starken Magnetfeldern nicht beeinflusst wird. Bisherige Versuche mit wissenschaftlichen Kameras als Detektoren am F8SR-Experiment sind gescheitert. Ein anderer wesentlicher Grund ist die Größe des Systems und die Eigenschaft, CMOS-Sensor und Ausleseelektronik voneinander trennen zu können. Der optische Teil des Systems ist sehr kompakt, wie man der Tabelle 4.1 entnehmen kann, und im Foto der Abbildung 4.3 auch sehen kann.

Die Raspberry Pi Foundation ist eine Organisation, welche für Schüler und Stu-

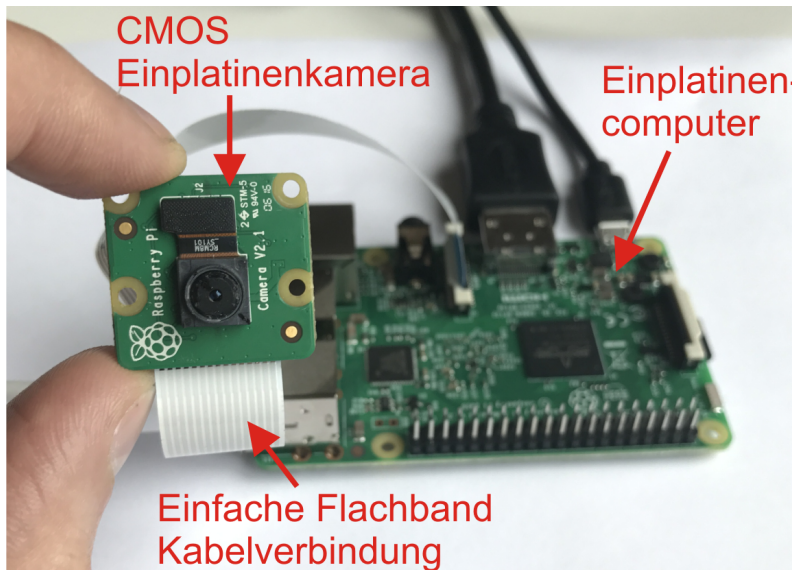


Abbildung 4.3: Foto des eingebetteten optischen Systems der Raspberry Pi Foundation. Die wesentlichen Bestandteile sind die Einplatinenkamera und der Einplatinencomputer, die mit einem einfachen Flachbandkabel miteinander verbunden werden.

denen zu Lernzwecken Einplatinencomputer entwickelt. Ein Ziel ist, Schülern schon im jungen Alter das Programmieren beizubringen. Aufgrund dessen ist die Gemeinschaft um diese Einplatinencomputer sehr groß. Das führt dazu, dass das Umprogrammieren des optischen Systems und das Anpassen an den Erfordernissen des Experiments sehr effektiv geschieht. Weil der CMOS-Sensor von einem vollständigen Computer (statt einer FPGA oder Mikroprozessor) gesteuert wird, kann der Datentransfer und die komplette Bildbearbeitung auf dem Computer erfolgen. Anschließend werden über die Datenleitung nach draußen die einzelnen Kamerabilder zusammengeführt und zur Strahlrekonstruktion weiterverarbeitet. Das Steuerprogramm der Kamera ist vollständig dokumentiert und offen zugänglich, sodass alle möglichen Anpassungen am System selbst durchgeführt werden können. Eine Prinzipskizze zu den einzelnen Komponenten des Detektorsystem ist in Abbildung 4.4 gezeigt.

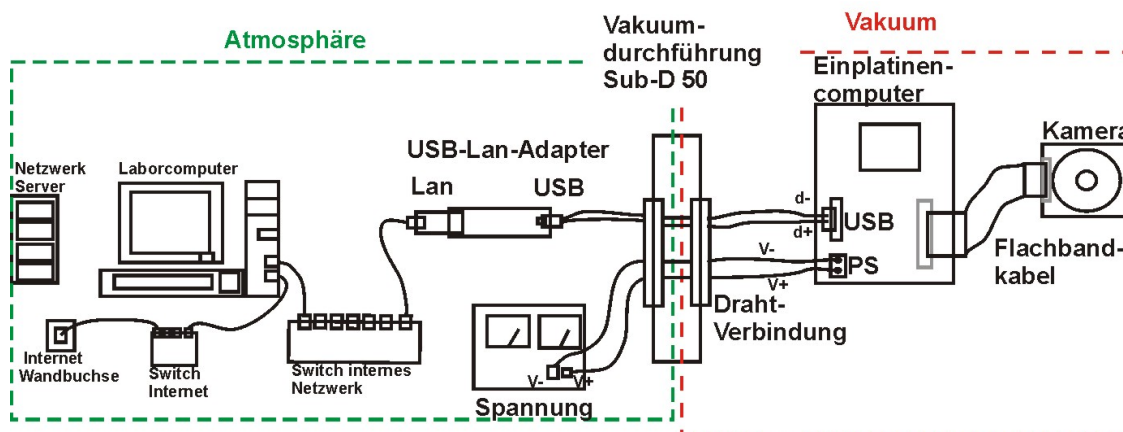


Abbildung 4.4: Skizze des vakuum- und atmosphärenseitigen Aufbaus.

### 4.2.2 Magnetfeldtest

Der Test im starken Magnetfeld war der erste Schritt und die Voraussetzung für den Einsatz des optischen Systems. Das System wurde in ein Toroidsegment hin-

eingelegt und den Strom des Magneten bis 500A erhöht, was einem Magnetfeld von ca. 0,6 T auf der Achse entspricht. Dabei wurden in regelmäßigen Abständen Fotos gemacht. Die Steuerung erfolgte über eine Netzwerkverbindung, um möglichst die Situation, die später im Experiment vorherrscht, nachzuempfinden (Die Vakuumtauglichkeit sowie die Verbindung des Systems über eine Vakuumdurchführung wurden erst im zweiten Schritt getestet). Ab 360 A über die Spulen des Toroiden ist das System abgestürzt und konnte nicht mehr über das Netzwerk erreicht werden. Da das Kamerasystem aber noch gearbeitet hat, was auf dem angeschlossenen Monitor über die HDMI Verbindung zu sehen war, ergab sich die Folgerung, dass nur die Netzwerkverbindung nicht im Stande war, bei starken Magnetfeldern zu arbeiten. Aufgrund der induktiv gekoppelten Netzwerkverbindung werden die eingebauten Transformatoren gestört und verlieren ihre Funktion, sodass keine Verbindung zum Computer aufrechterhalten werden kann. Um dieses Problem zu umgehen, wurde eine LAN (Local Area Network) zu USB (Universal Serial Bus) Adapter eingesetzt (Abbildung 4.4). Auf der einen Seite des Adapters ist eine USB-Verbindung, die an den Computer angeschlossen wird. Auf der anderen Seite des Adapters ist eine Netzwerkkarte mit einem LAN Anschluss. Die LAN Seite kann dann außerhalb des Magnetfeldes platziert werden und nur die USB-Verbindung muss dann über eine Vakuumverbindung an den Computer gelangen.

### 4.2.3 Erster Test im Vakuum

Nachdem das Problem der Netzwerkverbindung gelöst war, wurde zunächst eine einfache Vakuumdurchführung genommen, um das optische System im Vakuum, im starken Magnetfeld, und mit Ionenstrahl zu testen. Dazu wurde die Kamera in den Testbereich 2, welcher in Abbildung 4.1 markiert ist, hineingelegt. Es wurden zunächst keine weiteren Maßnahmen durchgeführt, um die Kamera besonders zu justieren oder zu schützen. Das in Abbildung 4.5 gezeigte Foto ist das erste Bild des Ionenstrahls, welcher hier in den Eingangsbereich des ersten Toroidsegmentes injiziert wird.

Zu sehen ist in Abbildung 4.5, wie der Ionenstrahl gebogen wird und ungefähr in der Mitte des Bildes sieht man eine leichte Fokussierung des Strahls bzw. eine Strahltaile. Die Längenangaben in mm können nur ungefähr angegeben werden, da es mit einer Kamera nicht möglich ist, den Versatz vom Mittelpunkt des Rezipienten bzw. den Abstand zwischen Strahl und Kamera aufzulösen. Dazu wird mindestens eine zweite Kamera, die im Idealfall senkrecht zur ersten Kamera steht, benötigt. Die Kalibrierung mit zwei senkrecht zueinander stehenden Kameras und damit die Möglichkeit der Transformation in xy-Ortskoordinaten wird weiter unten behandelt.

### 4.2.4 Vergleich der Kameras

Eine weitere Kamera, die mit dem Einplatinencomputer kompatibel ist, wurde getestet. Die zweite Kamera ist mit einem Weitwinkelobjektiv versehen. Tabelle 4.1 zeigt die wesentlichen Eigenschaften der beiden Kameras. Das Weitwinkelobjektiv hat einen doppelt so großen Sehwinkel wie die originale Kamera und eine niedrigere Pixelanzahl, jedoch sind die Pixel etwas größer. Die Grundmaße der Platine sind annähernd gleich, wobei die Weitwinkelkamera jedoch doppelt so hoch (20 mm) ist.

Abbildung 4.7 zeigt einen Vergleich zwischen den beiden Kameras mit normaler

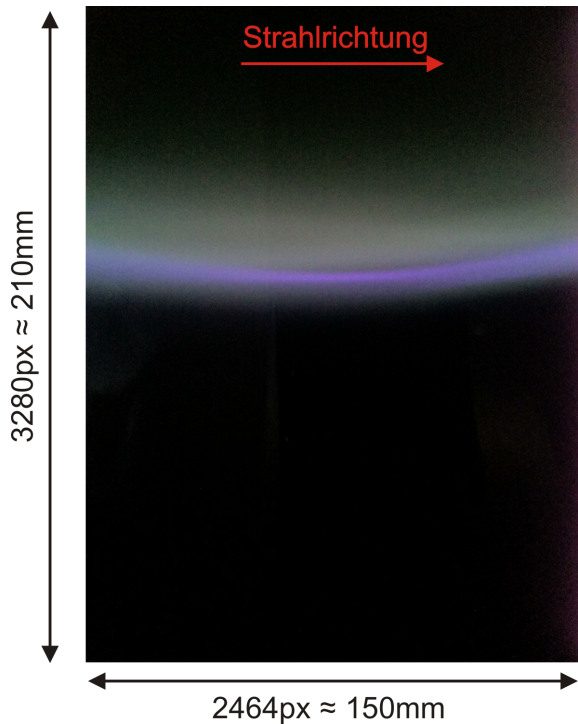


Abbildung 4.5: Erstes Foto von dem Ionenstrahl im Eingangsbereich des ersten Toroidsegmentes. Experimentelle Parameter: Ionenstrahl:  $H_1^+$ , 7 keV, 0,258 mA, Toroid B-Feld: 0,6 T, Restgas:  $N_2$ ,  $1 \times 10^{-5}$  mBar; Kamera: 6 s (Belichtung), ISO 800. Die Dimensionsangaben sind nur ungefähre Angaben, da nicht klar war, wie weit entfernt von der zentralen Achse des Experimentes sich der Strahl befindet. Das Bild wurde von der originalen PiCamera v2 aufgenommen, evtl. Verzeichnungen werden automatisch korrigiert.

Tabelle 4.1: Vergleich der Eigenschaften der PiCamera Kamera v1 und v2, wobei bei der v1 nicht die Originalversion der Kamera eingesetzt wurde, sondern eine mit Weitwinkelobjektiv.

	Raspi Cam v1 mit Weitwinkel	Raspi Cam v2 mit Normallinse
Auflösung	5MP	8MP
Pixel	$2592 \times 1944$	$3280 \times 2464$
Kamera Maße	$3,76 \times 2,74$ mm	$3,68 \times 2,76$ mm
Pixelgröße	$1,4 \times 1,4$ $\mu\text{m}$	$1,12 \times 1,12$ $\mu\text{m}$
Schwinkel	$122^\circ$	$62, 2^\circ$

Linse und mit Weitwinkelobjektiv. Es wurde bei der Weitwinkelkamera 3 s kürzer belichtet. Die Position der Kameras war hinter dem Solenoiden. Das heißt, das einzige Magnetfeld war das fokussierende Feld des Solenoiden. Ein gerader Strahl konnte nach Bereinigen des Bildes der Weitwinkelkamera von Verzeichnungsfehlern aufgenommen werden. Die Schiefelage des Strahls ist auf die schiefe Lage der Kameras zurückzuführen. Es ging bei diesem Experiment darum die beiden Kameras miteinander zu vergleichen. Daher wurde kein Wert auf eine präzise Platzierung der Kameras gelegt. Der Vergleich hat gezeigt, dass beide Kameras gut aufgelöste Bilder vom Ionenstrahl aufnehmen können. Die Belichtungszeiten sind zwar relativ lang, jedoch ist für dieses Experiment mit DC-Strahlen keine besonders schnelle Diagnose erforderlich. Das Signal zu Rauschverhältnis (SNR) ist annähernd gleich. Aus diesem Grund wurde entschieden, je nach dem Platzangebot und dem benötigten Sehfeld, jeweils die besser passende Kamera einzusetzen.

#### 4.2.5 Orthogonal zueinander ausgerichtete Kameras

Um den Strahl in xy-Ortskoordinaten auflösen zu können, werden mindestens zwei Kameras, die orthogonal zueinander stehen, benötigt. Nach einer Kalibrierung mit

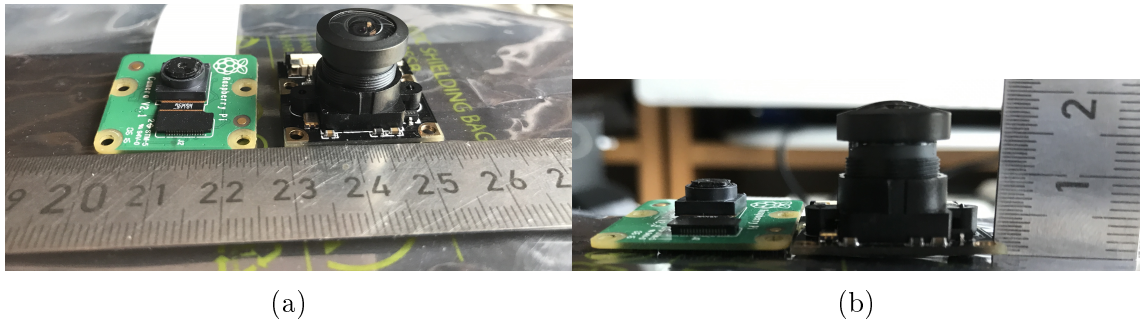


Abbildung 4.6: Fotos von den beiden Einplatinenkameras, die im Experiment eingesetzt wurden. (a) Die Basisplatinenausmaße sind vergleichbar. Links ist die neueste Version v2 und rechts eine nicht originale Version von v1. (b) Aufgrund des Weitwinkelobjektivs der v1 ist die Kamera doppelt so hoch wie die v2.

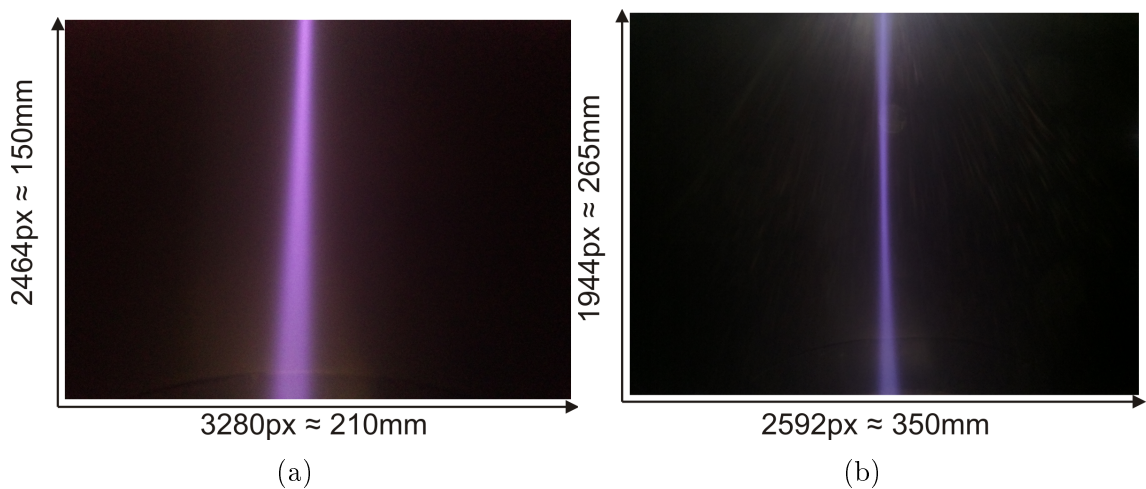


Abbildung 4.7: (a) Strahlfoto aufgenommen mit der Originalen PiCamera v2 (ISO 600, 5 s Belichtungs),  $SNR = 15,4$  dB. (b) Strahlfoto aufgenommen mit der Weitwinkelkamera v1 mit Weitwinkelobjektiv (ISO 600, 2 s Belichtung),  $SNR = 15,7$  dB.

einem Standardobjekt, wird es möglich, den Abbildungsmaßstab in Abhängigkeit der Lage des Strahls anzupassen. Abbildung 4.8 zeigt eine Skizze der orthogonal zueinander angeordneten Kameras. Durch die Skizze wird deutlich, dass das überlappende Sehfeld der beiden Kameras umso größer ist, desto größer die beiden Sehwinkel sind.

#### 4.2.6 Kalibrierung auf den Abbildungsmaßstab

Um den Abbildungsmaßstab in Abhängigkeit von der Distanz zwischen Objekt und Kamera zu ermitteln, wird ein Standardobjekt in die Mitte der orthogonal zueinander stehenden Kameras gesetzt und in x- und y-Richtung bewegt. Die Abbildung 4.9a definiert, dass eine Verschiebung eines Objektes in x-Richtung, eine in x transversale und gleichzeitig eine in y longitudinale Verschiebung bedeutet. Eine longitudinale Verschiebung bedeutet dabei eine Änderung des Abbildungsmaßstabes. Das heißt, ein Objekt nähert sich bzw. entfernt sich von der Kamera. Auf dem Foto erscheint das Objekt größer oder kleiner. Eine transversale Verschiebung aus Sicht der Kamera bedeutet, dass sich das Objekt nach links oder nach rechts verschiebt. Aus der transversalen Position der einen Kamera ist die longitudinale Position aus der Sicht

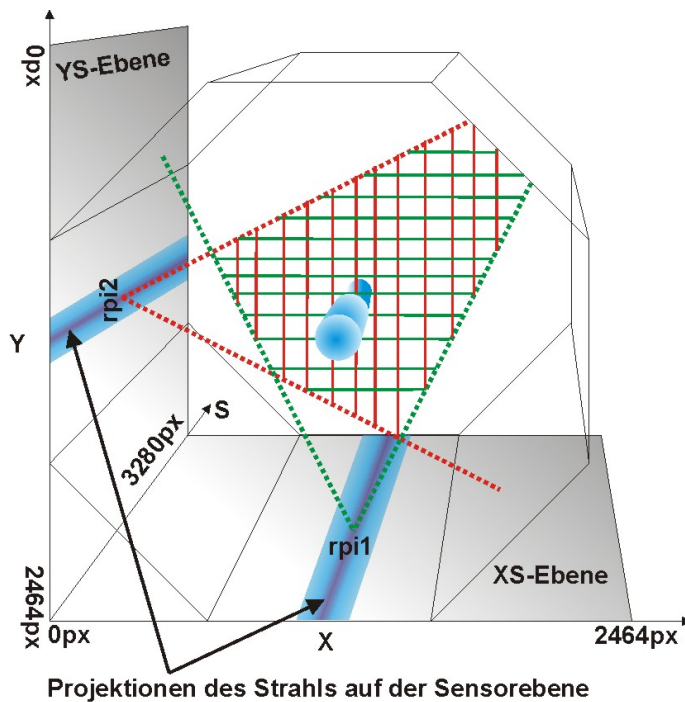


Abbildung 4.8: Prinzipskizze zur orthogonalen Anordnung zweier Kameras. Vertikale Kamera (rpi2) auf der ys-Ebene und horizontale Kamera (rpi1) auf der xs-Ebene. Die Sehfelder mit den jeweiligen Sehwinkel überschneiden sich. Im Überschneidungsbereich wird es nach einer Kalibrierung der beiden Kameras aufeinander, ist es möglich (mit einem Punkt bzw. Linienobjekt) die jeweiligen Abbildungsmaßstäbe zu bestimmen (siehe nächsten Abschnitt).

der anderen Kamera in einem orthogonalen System genau bestimmt. Somit ist es zu jeder Veränderung der Lage möglich, die xy-Position des Objektes zu ermitteln und gleichzeitig die Änderung des Abbildungsmaßstabes zu korrigieren. Dazu wurde ein Objekt mit bekanntem Durchmesser, innerhalb des überlappenden Sehfeldes der beiden Kameras und mit einer Mikrometerschraube verschiebbar installiert. Es ist ein weißer Stab mit einem Durchmesser von 1 cm, der Hintergrund wurde schwarz ausgekleidet, um maximalen Kontrast zwischen Objekt und Hintergrund zu erhalten. Um den Durchmesser des Objektes im Bild in Pixel zu ermitteln, müssen durch eine geeignete Methode die Objektkanten definiert werden. Eine effektive Methode, bei einem derart kontrastreichen Abbild des Objektes, ist die Untersuchung der Ableitung des Intensitätsprofils (siehe Kapitel 2). Das Profil des Objektes wird an einer Stelle mit höchstem Kontrast genommen und dessen erste Ableitung gebildet, wie in Abbildung 4.9b gezeigt wird. Die Maxima der ersten Ableitung sind die Stellen mit maximaler Farbänderung, was die Definition einer Kante ist. Die Differenz der Position der Maxima gibt den Objektdurchmesser. Die Schwerpunktlage der beiden Maximalpositionen bestimmt die Objektposition bzw. Objektmitte.

Die Vorgehensweise der Kalibrierung ist folgende. Der Stab wird solange mit einer Mikrometerschraube innerhalb des Detektors bewegt, bis dieser exakt in der Mitte des Sichtfeldes der jeweiligen Kamera ist. Das heißt, die Objektmitte muss an der Position  $3280 \text{ px} / 2 = 1640 \text{ px}$  liegen. Dann wird der Stab in 1 mm Schritten jeweils in x-, y-Richtung bewegt.

Bei einer longitudinalen Bewegung des Objektes gegenüber der Kamera ändert sich der Durchmesser. Gleichzeitig erhält man eine transversale Bewegung aus Sicht der anderen Kamera und dementsprechend eine Änderung der Position des Maximalwertes. In Abbildung 4.10 ist die Änderung des Objektdurchmessers in Abhängigkeit der transversalen Verschiebung aufgetragen. Die Information des Objektdurchmessers ist in Pixel, in Bezug zum realen Durchmesser von 1 cm kann die Pixeländerung pro cm angegeben werden. Da offensichtlich ein linearer Zusammenhang zwischen der Änderung des Objektdurchmessers und dem Abstand zwischen Objekt und Ka-

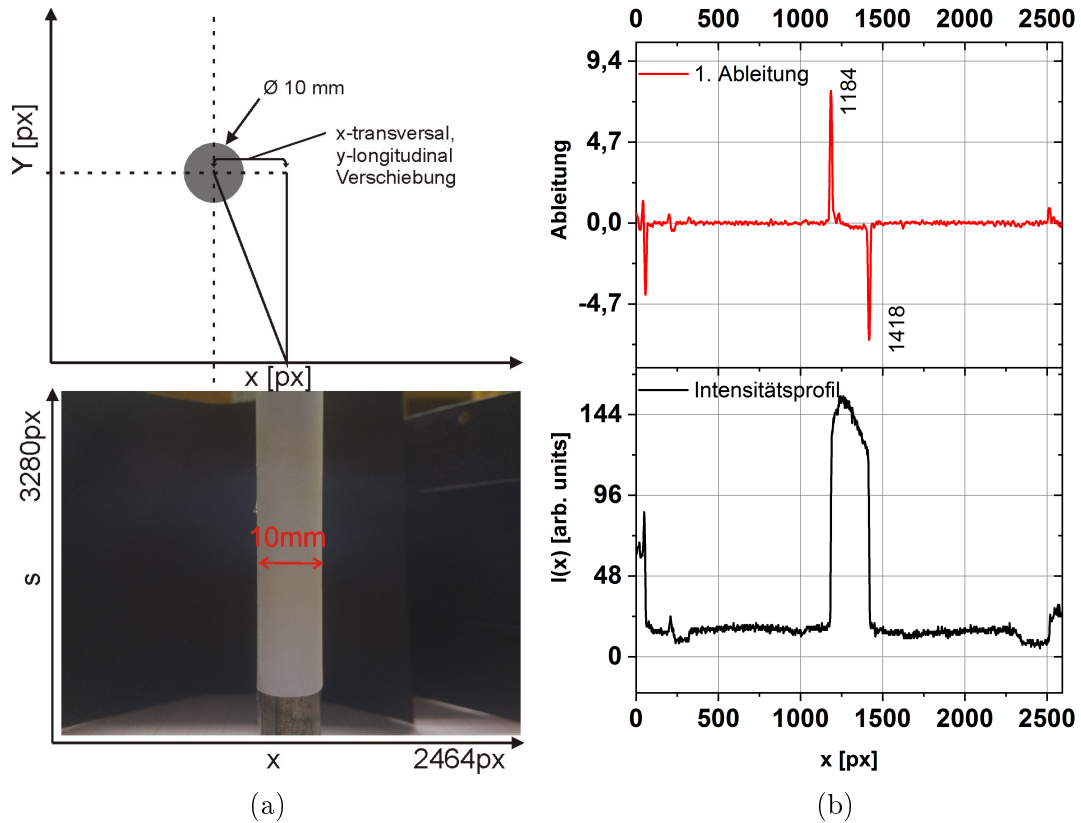


Abbildung 4.9: ((a) unten) Foto des Standardobjekts, welches zur Kalibrierung benutzt wurde. Ein weißer Stab mit einem Durchmesser von 1 cm wird mit Hilfe einer Mikrometerschraube vor einem schwarzen Hintergrund bewegt. Beide Kameras nehmen gleichzeitig Bilder auf und die Änderung des Maßstabes wird ermittelt. ((a) oben) Definition der x-transversalen und y-longitudinalen Verschiebung. (b) Als Beispiel ein Intensitätsprofil des Standardobjektes. Der untere Graph ist das Intensitätsprofil. Der obere Graph ist die erste Ableitung des Profils. Die Maxima geben die linke und rechte Kante des Objekts an.

mera besteht, kann ein Skalierungsfaktor  $a[\frac{px}{cm}]$  wie folgt berechnet werden:

$$a_{c2} [\text{px/cm}] = m [1/\text{cm}] \cdot x_{c1} [\text{px}] + b [\text{px/cm}]. \quad (4.1)$$

Wobei  $a_{c2}$  der Skalierungsfaktor der Kamera 2 ist und bestimmt wird von der Position des Objektmittelpunktes  $x_{c1}$  in der Kamera 1. Die in Abbildung 4.10 ermittelten Werte für die Steigung  $m$  und den y-Achsenabschnitt  $b$  werden in Gleichung 4.1 eingesetzt:

$$a_{c2} [\text{px/cm}] = -0,098 \frac{1}{\text{cm}} \cdot x_{c1} [\text{px}] + 310,2 \frac{\text{px}}{\text{cm}} \quad (4.2)$$

$$a_{c1} [\text{px/cm}] = -0,109 \frac{1}{\text{cm}} \cdot x_{c2} [\text{px}] + 318,7 \frac{\text{px}}{\text{cm}} \quad (4.3)$$

Die Bilder können nun mit Hilfe der Skalierungsfaktoren  $a_{c1}$ ,  $a_{c2}$  in xy-Ortskoordinaten, im Koordinatensystem im Bezug zu den beiden Kameras umgerechnet werden.



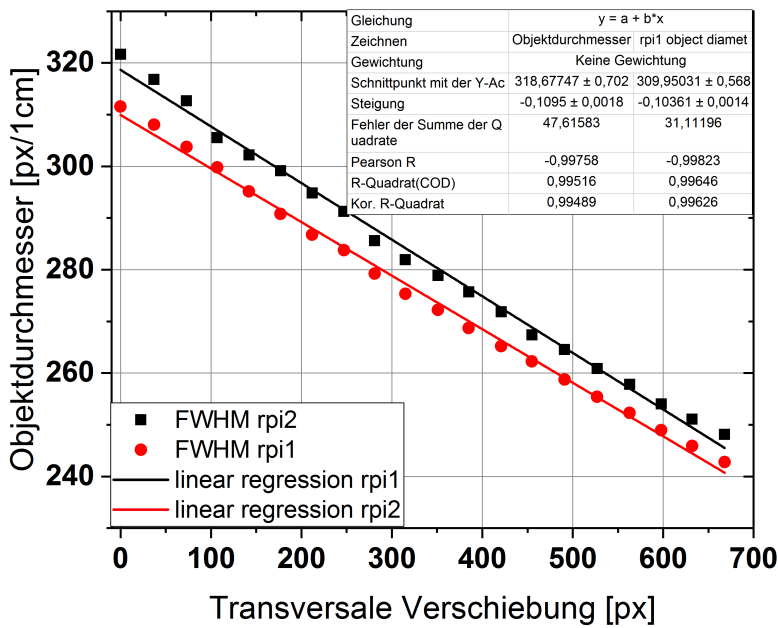


Abbildung 4.10: Änderung des Objektdurchmessers in Abhängigkeit von der jeweiligen transversalen Verschiebung des Objektes. In rot Messwerte der Kamera 2 (rpi2) und in schwarz Messwerte der Kamera 1 (rpi1). Da eine exakte Einstellung des Objektivs und eine perfekte Anbringung der Kameras an die Halterung nicht möglich war, ergab sich ein Versatz der Geraden. Die Steigungen sind jedoch nahezu gleich.

#### 4.2.7 Bereinigen der Verzeichnung

Das Weitwinkelobjektiv führt zu einem Fischaugeneffekt, dessen Bereinigung in Kap. 2 hergeleitet wurde. Um die Verzeichnung bzw. die in Gleichung angegebenen Konstanten der Verzeichnungsfunktion zu ermitteln, werden mehrere Bilder von einem Testobjekt aufgenommen. Ein Standardtestobjekt, welches zur Kalibrierung von Kameras benutzt wird, ist ein Schachbrett [Bradski und Kaehler, 2008]. Da bei einem Schachbrett die Maße und die Anzahl der Felder bekannt sind, wird es möglich aus der Veränderung der Maße der einzelnen Felder, zum Ausmaß der Verzeichnung zu gelangen. In Abbildung 4.11a ist das von der Weitwinkelkamera aufgenommene Originalbild des Schachbrettes dargestellt. Zu sehen ist eine Verzeichnung der Felder, die äußeren Schachbrettfelder wirken kleiner als die in der Mitte und das ganze Brett wirkt gekrümmt. Nach dem Ermitteln der Verzeichnungsparameter und mittels der sogenannten Kameramatrix oder auch Fundamentalmatrix (siehe Kap. 2) kann das Bild transformiert und damit von der Verzeichnung bereinigt werden. Dies ist in Abbildung 4.11b gezeigt.

#### 4.2.8 Einfluss auf das Vakuum

Um den Einfluss des Kamerasystems auf das Vakuum im Experiment zu untersuchen, wurde ein Teststand aufgebaut. Ein Foto von dem Teststand ist in Abbildung 4.12a zu sehen. Der Teststand besteht aus einer Vorvakuumpumpe, einer (181/s) Turbomolekularpumpe, einer Druckmessröhre und einem Rezipienten, in dem das Kamerasystem, bestehend aus Kamera, Computer und Verbindungskabel, platziert wird. Um den Einfluss auf das Vakuum zu testen, wurde das Vakuumsystem zunächst ohne Kamerasystem abgepumpt. Im zweiten Schritt wurde dann mit Kamerasystem abgepumpt. Abbildung 4.12b zeigt beide Kurven und

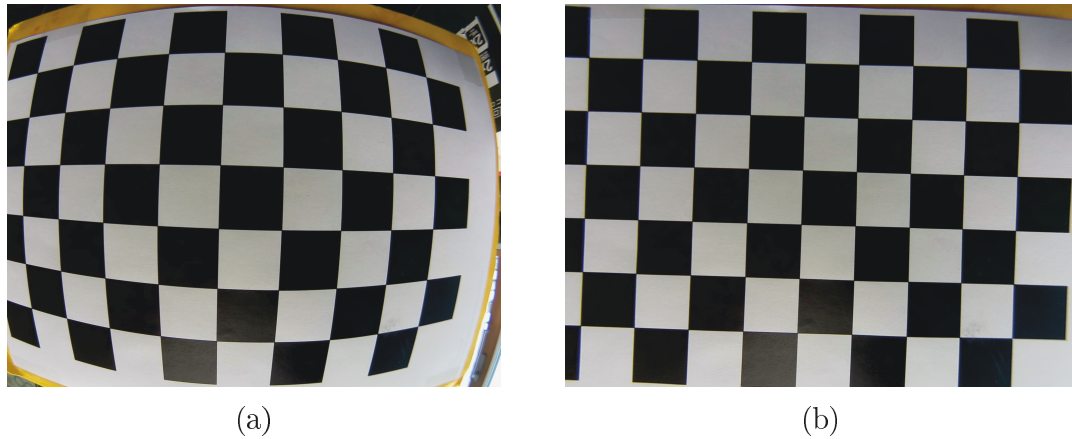


Abbildung 4.11: (a) Ausschnitt aus dem verzeichneten Bild und (b) nach der Korrektur, das heißt, nachdem die Fundamentalmatrix für die jeweilige Kamera ermittelt und angewendet wurde.

den Verlauf des Quotienten mit und ohne Kamerasystem. Zu sehen ist, dass der größte Unterschied in den ersten Minuten auftritt, bei einem relativ hohen Druck von  $1 \times 10^{-4}$  mbar –  $1 \times 10^{-5}$  mbar. Das Experiment hat gezeigt, dass der Einfluss des Kamerasystems auf das Vakuum vernachlässigbar ist, zumal ein Enddruck von  $7 \times 10^{-7}$  mbar erreicht werden konnte. Während den Experimenten am F8SR-Projekt ist ein Restgasdruck von mindestens  $1 \times 10^{-5}$  mbar nötig, um mit der Kamera den Strahl bei schwacher Intensität zu sehen. Der Restgasdruck im Experimentierbetrieb am F8SR liegt aufgrund des hohen Druckes des Arbeitsgases in der Ionenquelle bei ca.  $1 \times 10^{-6}$  mbar.

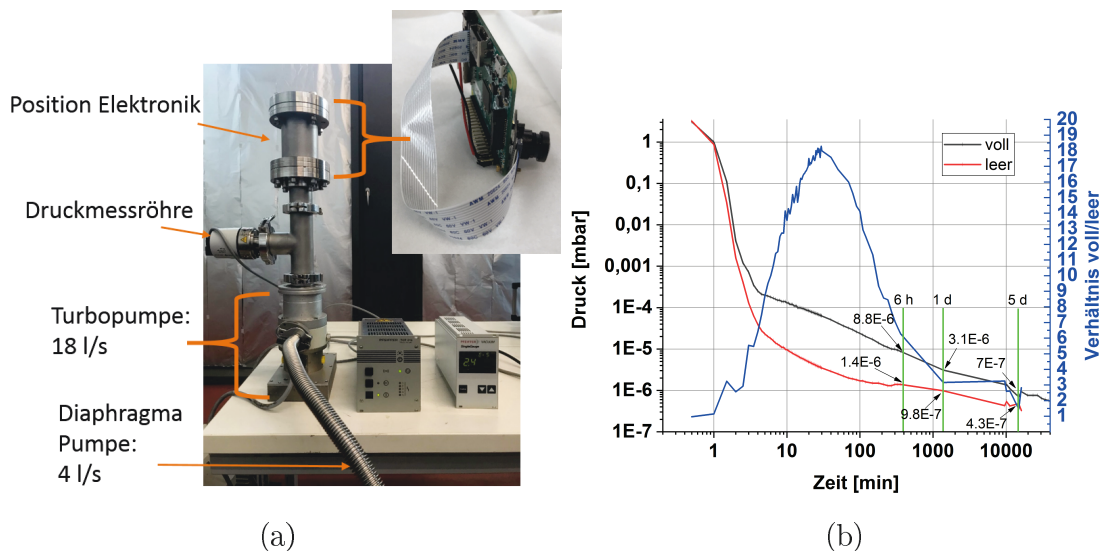


Abbildung 4.12: (a) Aufbau des Ausgasexperimentes für das Kamerasystem. In den obersten Kammerabschnitt wurden die für das Kamerasystem relevanten Komponenten hineingelegt und das System wurde abgepumpt. Als Referenz wurden Messungen ohne und mit eingebautem Kamerasystem durchgeführt. (b) Zu sehen ist, über das Verhältnis zwischen der „leeren“ und „vollen“ Messung, dass der größte Unterschied in der ersten Stunde auftritt. Nach ca. sechs Stunden beträgt die Druckverschlechterung durch das Kamerasystem noch eine halbe Größenordnung.

### 4.2.9 Einsatz von sechs Kameras im Vakuum

Die nächste Herausforderung war, bis zu drei Detektoren mit jeweils zwei orthogonal zueinander montierten Kameras im Vakuum zu betreiben. Es wurden verschiedene Halterungssysteme konzipiert, um die Kameras möglichst genau, orthogonal zueinander und mit minimalem Platzbedarf in dem Rezipienten zu platzieren. Eine Halterung wird in Abbildung 4.13 gezeigt. Diese ist ein modulares System. Es wurde so konzipiert, dass vier Kameras befestigt werden können, wobei sich jeweils zwei sich gegenüber stehen. Diese Form der Halterung wurde auf die maximale Apertur optimiert. Zwischen Halterung und Rezipient sind noch 12mm Abstand. Dieser wurde so gewählt, dass eine Schiene mit einem Schienenschlitten angebracht werden kann. Weitere Maße der Halterung, sowie das Sehfeld des Detektors sind in Abbildung 4.13a eingezeichnet.

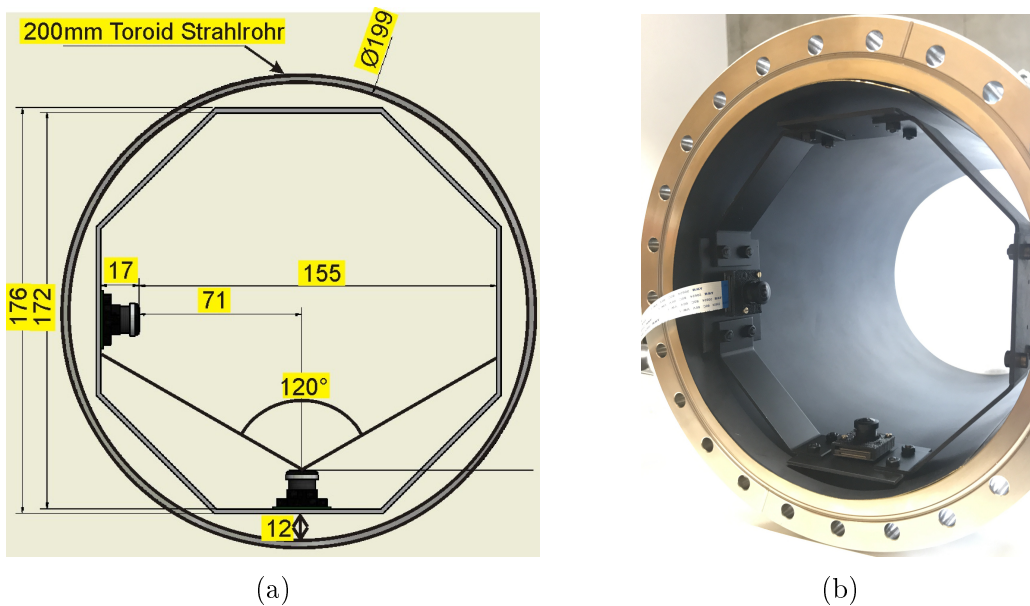


Abbildung 4.13: (a) Zeichnung mit den Maßen für den Detektor mit modularer Halterung. Die Polygonform wurde gewählt, um die Apertur des Detektors zu maximieren. (b) Foto des Detektors mit zwei orthogonal zueinander angebrachten Weitwinkelkameras. Im Experiment wird der Detektor auf einer Schiene befestigt, sodass dieser mittig im Rezipienten und längs der Strahlrichtung bewegt werden kann.

Die Halterung wurde in dem Fall schwarz lackiert. Nach der Validierung des Prototypen, ist geplant das Aluminium zu eloxieren, um die Kontaminierung des Experiments zu minimieren. Alle Bereiche, die beobachtet werden, müssen geschwärzt werden, um Reflexionen des Restgasleuchten zu unterdrücken. Die Kameras sind über ein einfaches Flachbandkabel mit 15 Adern mit dem Einplatinencomputer verbunden. Um den Einplatinencomputer zu betreiben, werden zwei Adern für die Spannungsversorgung und zwei Adern für die Datenübertragung des Netzwerkes benötigt. Das heißt, um den Einplatinencomputer zu steuern, werden vier Adern benötigt. Deswegen wurde entschieden, die Einplatinencomputer mit ins Vakuum zu legen. Der Einfluss des Systems auf das Vakuum wurde schon getestet, auch die starken Magnetfelder hatten keinen Einfluss auf das System. Da jede Aderführung durch das Vakuum mit Kosten und Aufwand verbunden ist und jede Verbindung der Adern mit Lötzinn oder anderen Steckverbindungen mit der Gefahr der

Kontamination des Vakuums verbunden ist, wurde auf die Minimierung der Vakuumdurchführungen großen Wert gelegt. In Abbildung 4.14 sind die Komponenten gezeigt, die nötig sind, um die Kameras zu steuern. Die Abbildung 4.14a zeigt eine Adapterplatine, die konzipiert wurde, um von außen Spannungsversorgung und Netzwerkverbindung an die Vakuumdurchführung anzuschließen. Die Adapterplatine wird über einen SUB-D-Steckverbinder an die Vakuumdurchführung gesteckt. Auf der Vakuumseite ist ebenfalls ein SUB-D-Steckverbinder, dessen Adern an die Einplatinencomputer - in Abbildung 4.14b dargestellt - gehen.

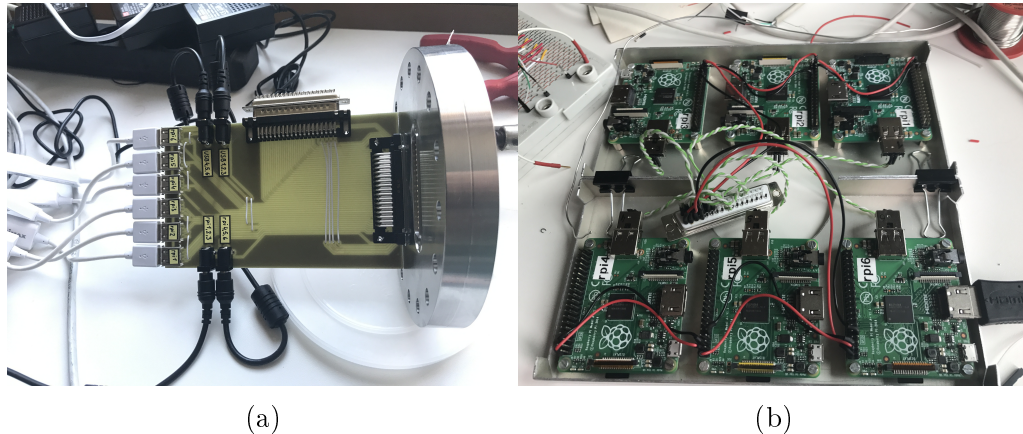


Abbildung 4.14: (a) Foto der Vakuumdurchführung und dazu konzipierte Adapterplatine. Die weißen USB-Stecker sind die USB-Lan-Adapter, schwarze Stecker sind für die Spannungsversorgung. Sechs Kameras können durch diese Adapterplatine versorgt und gesteuert werden. (b) Foto der sechs Einplatinencomputer, wie sie ins Vakuum gelegt werden. Die Leitungen für USB-Daten und Spannungsversorgung gehen an einen SUB-D Steckverbinder, der dann an die Vakuumdurchführung angeschlossen wird. Die schützende Alu-Box, in der die Computer platziert sind, hat eine Höhe von 1,5 cm und wurde auf minimalen Platzbedarf optimiert.

Es gibt drei Möglichkeiten, um die Einplatinencomputer mit Spannung zu versorgen. Die Eine ist die Verbindung über die GPIO (General-purpose input - output) Pins, mit denen der Computer bestückt ist. Diese werden normalerweise benutzt, um weitere elektrische Bauteile zu steuern. Der Nachteil der Spannungsversorgung über die GPIO ist, dass diese dann nicht geregelt wird und über keinen Überspannungsschutz verfügt. Das heißt, Unregelmäßigkeiten in der Spannungsversorgung würden zum sofortigen Absturz des Systems oder bei Extremfällen sogar zu irreparablen Schäden führen. Der zweite Weg ist über die normale, dafür vorgesehene USB-Mini Steckverbindung. Der Nachteil hierbei ist jedoch, dass die Steckverbindung relativ sperrig ist. Da der einzige Bereich, in dem die sechs Computer im Experiment platziert werden können, ohne den Ionenstrahl zu stören, nicht groß genug war, wurde eine weitere Methode der Spannungsversorgung benutzt. In Abbildung 4.15 sind die Lötstellen PP1 bis PP6 zu erkennen. An diesen Stellen kann der Computer alternativ mit Spannung versorgt werden. Damit war es möglich, sechs Einplatinencomputer mit minimalen Raumbedarf ins Vakuum zu platzieren.

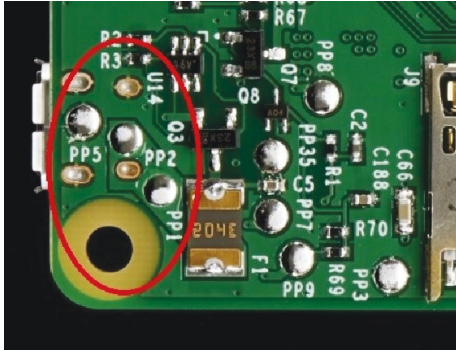


Abbildung 4.15: An den Lötstellen PP1, PP2 und PP5 kann der Computer alternativ mit Spannung versorgt werden. Damit wurde der Mini-USB-Stecker, der normalerweise zur Spannungsversorgung benötigt wird und zusätzlicher Platzbedarf bedeuten würde, gespart.

## 4.3 Arbeitsablauf - Software Konfiguration

Die oben beschriebenen Schritte waren nötig, um die Kameras auf technischer Ebene einsatzbereit zu machen - von der Kalibrierung über die Konzipierung einer Halterung bis zur Platzierung des Systems ins Vakuum. Es sind aber noch auf Software-Ebene Schritte nötig, um den Strahl detektieren zu können. In Abbildung 4.16 sind die Schritte in einem Flussdiagramm dargestellt.

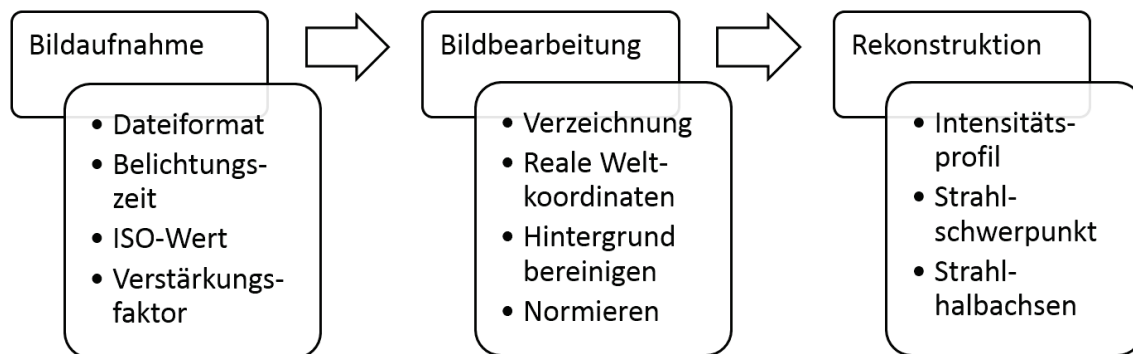


Abbildung 4.16: Das Flussdiagramm zeigt die wesentlichen Arbeitsschritte zur Rekonstruktion von Strahlschwerpunkt und transversale Halbachsen des Strahls.

Der Arbeitsfluss unterteilt sich in drei Schritte. Zunächst müssen die Bilder von den Kameras aufgenommen werden, wobei die Steuerung der Bildaufnahme für alle Kameras gleichzeitig über das Netzwerk erfolgt. Nachdem der Befehl zur Bildaufnahme geschickt wird - mit allen wesentlichen Parametern wie Dateiformat, Belichtungszeit, ISO-Wert und Verstärkungsfaktoren der einzelnen Pixel - werden die Bilder an einen Laborcomputer geschickt. Auf dem Laborcomputer wird dann der zweite Schritt getätigt, die Bildbearbeitung. Die kameraspezifischen Kalibrierungsfaktoren werden auf die jeweiligen Bilder angewendet. Der Hintergrund wird abgezogen. Durch die anschließende Normierung der Bilder werden diese vergleichbar gemacht und zur Strahlrekonstruktion weiterverarbeitet. Der dritte Schritt ist die Rekonstruktion des Strahls. Die jeweiligen Bilder werden zusammengestellt, ausgewählte Intensitätsprofile werden extrahiert und eine zweidimensionale Intensitätsverteilung erzeugt. Aus der Verteilung werden die Position und Halbachsen des transversalen Strahlprofils ermittelt. Da diese drei Schritte wesentlich für das Funktionieren des Detektors sind, werden diese im Folgenden näher beschrieben.

### 4.3.1 Bildaufnahme

Der Code zur Kamerasteuerung ist vollständig ersichtlich, erweiterbar und vollständig dokumentiert. Die wesentlichen Parameter einer digitalen Kamera sind Verschlusszeit, Bildfrequenz und der ISO-Wert. Falls die Kamera keinen Verschluss besitzt, ist die Verschlusszeit gleichzusetzen mit der Belichtungszeit des Sensors. Zudem kann hier noch ein Sensormodus, ein Verstärkungsfaktor, sowie das Dateiformat eingestellt werden. Das Dateiformat ist maßgeblich für die Komprimierung der Rohinformationen der Kamera. Der Sensormodus ist abhängig von der Verschlusszeit und der eingestellten Bildfrequenz. Bei maximaler Verschlusszeit und minimaler Bildfrequenz wird der Sensormodus 3 eingestellt, als Einstellung in dunkler Umgebung. Der Verstärkungsfaktor ist im Prinzip die Einstellung für den Weißabgleich. Es kann ein Faktor auf die Verstärker der blauen und roten Pixel gelegt werden. Je nach dem Verhältnis zwischen den roten, blauen und grünen Pixeln kann ein bestimmter Weißton erreicht werden, der dem weiß in der Umgebung angeglichen wird. Bei einer künstlichen weißen Lichtquelle wird eher der blaue Anteil verstärkt und bei Sonnenlicht eher der rote Anteil. Da im Experiment das Restgasleuchten zum größten Teil bei einer Wellenlänge um 400 nm liegt, werden die blauen Pixel maximal verstärkt, die roten Pixel auf Null gesetzt. Der Einfluss dieses Verstärkungsfaktors wird weiter unten untersucht.

Tabelle 4.2: Liste der Parameter, die eingestellt werden können.

Parameter	Befehl	Wert
Sensormodus	sensor_mode	1,2,3
Verschlusszeit	shutter_speed	1 $\mu$ s - 6 s (bzw. 10 s für v2)
Bildfrequenz	framerate	min. 1/6 fps (bzw. 1/10 fps für v2)
ISO-Wert	iso	max. 800
Verstärkungsfaktor	awb_gains	0 - 2

### 4.3.2 Netzwerksteuerung

Es werden mehrere - in diesem Experiment bis zu sechs Kameras - gesteuert. Da es sehr aufwändig wäre, alle sechs Kameras manuell auszulösen, jedes einzelne Bild manuell auf den Laborcomputer zu kopieren und dann alle Bilder je Szene zusammenzustellen, um es zur weiteren Verarbeitung bereitzustellen, wurde der ganze Vorgang im Rahmen dieser Doktorarbeit automatisiert. Das Prinzip des Vorgangs ist in Abbildung 4.17 dargestellt.

Der Laborcomputer als Server sendet Befehle an die Einplatinencomputer, so dass ein Bild aufgenommen werden kann und die Bilddaten zum Server geschickt werden. Die Kommunikation zwischen den Computern erfolgt durch einen SSocket". Mit dem Code ist es möglich, allen sechs Kameras gleichzeitig einen Befehl zur Bildaufnahme zu senden, und die Bilder werden dann automatisch an den Server gesendet.

### 4.3.3 Bildbearbeitung

Das Originalbild, dargestellt in Abbildung 4.18a, wird im jeweiligen, vorher ausgewählten Dateiformat abgespeichert. Da es eine RGB-Farbbildkamera ist, besitzt

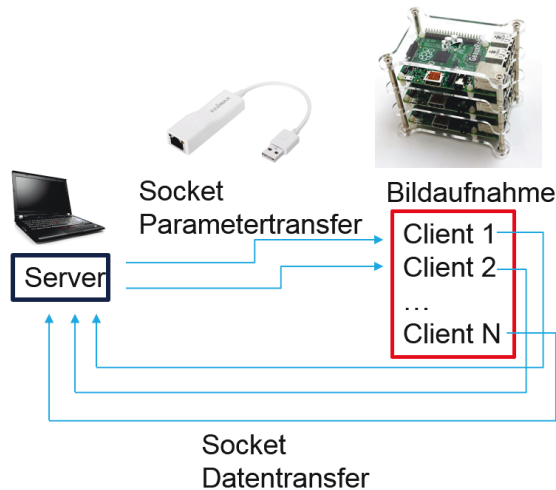


Abbildung 4.17: Prinzip der Netzwerksteuerung der Kameras. Dargestellt ist am Anfang des Zyklus der Laborcomputer, verbunden über den USB-Lan Adapter durch das Vakuum an die sechs Einplatinencomputer.

jedes Bild drei Kanäle mit jeweils einer  $8bit$  Farbtiefe. Die Farben rot, grün und blau können separat dargestellt werden, ein Beispiel ist in Abbildung 4.19 dargestellt. Es ist möglich die Bildbearbeitung mit der jeweiligen Farbe des Bildes durchzuführen. Ein Vorteil dieser RGB-Kamera ist damit, dass das detektierte Licht direkt gefiltert werden kann. Die Wellenlänge des Restgasleuchtens bei einem Protonenstrahl in Stickstoff liegt im blauen Bereich, dementsprechend kann vorteilhaft der blaue Kanal selektiert, werden. Bei einem Heliumionenstrahl kommen noch Wellenlängen im roten Bereich dazu, da das Restgas nicht nur aus Stickstoffanteilen, sondern auch aus Heliumanteilen besteht [Becker et al., 2010]. Eine Alternative ist die Transformation des Bildes in ein Graustufenbild. Dabei können die Kanäle äquivalent aufsummiert werden. Eine andere Methode ist die Gewichtung der Kanäle, um damit z.B. die Adaption an das menschliche Auge nachzuempfinden. Dabei wird der grüne Kanal höher gewichtet. Die Abbildung 4.18 zeigt eine so gewichtete Graustufentransformation des Originalbildes.

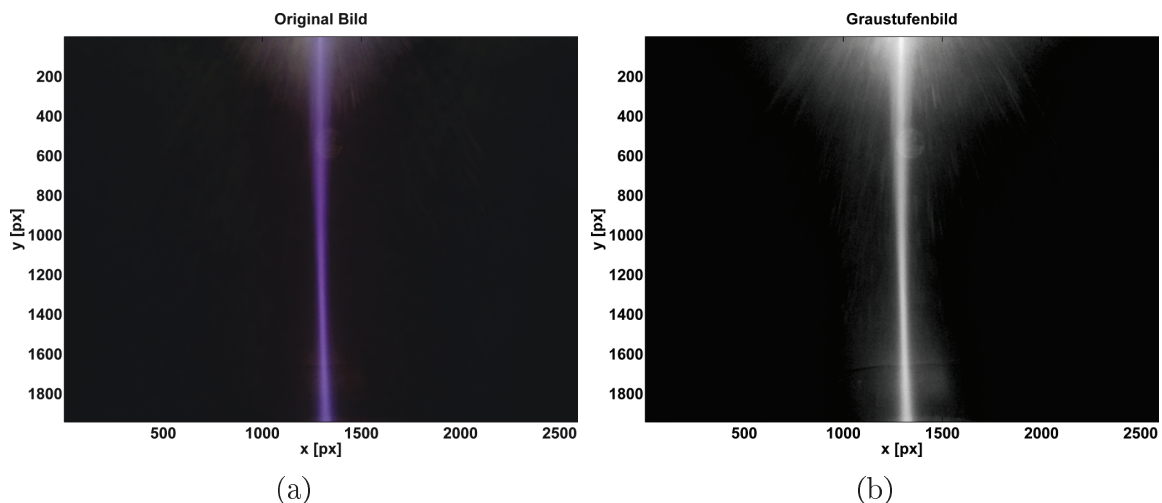


Abbildung 4.18: (a) Original. Da das Bild verkleinert wurde, um es auf die Seite anzupassen, wird der Hintergrund nicht exakt aufgelöst. (b) Beim Graustufenbild ist der Hintergrund besser aufgelöst. Die Reflexionen am oberen Rand werden durch das Licht des Filaments der Ionenquelle verursacht. Am unteren Rand sind Reflexionen des Restgasleuchtens an der Vakuumwand zu sehen.

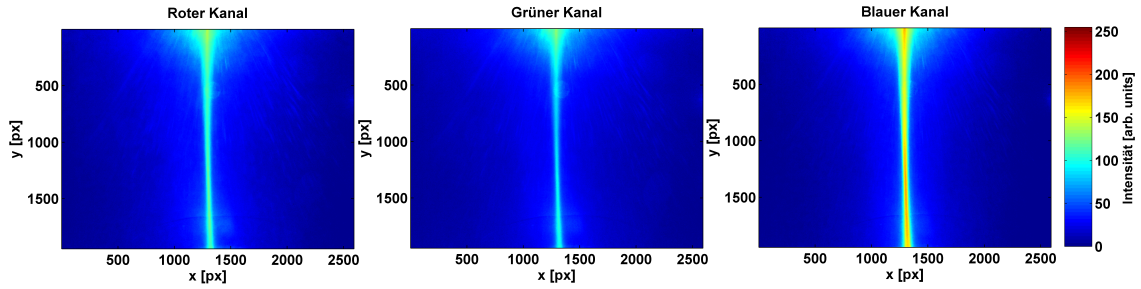


Abbildung 4.19: Vergleich der drei RGB-Farbkanäle. Es wurde ein Heliumionenstrahl extrahiert, was zur Folge hat, dass der rote Kanal (links) relativ hohe Intensität besitzt, wie auch der blaue Kanal (rechts). Der grüne Kanal (Mitte) besitzt wie erwartet die geringste Intensität.

Um die Bilder miteinander vergleichen zu können, ist eine Ausgabe des Bildes in Falschfarben vorteilhaft. Damit wird es dann möglich, die 8bit Auflösung des Bildes als Skalierung zu benutzen. Das heißt, wie in Abbildung 4.20a ist das Falschfarbenbild im Intervall  $[0\ 255]$  skaliert. Die hier im Abschnitt gezeigten Bilder stammen von einer Messung am Teststand nach Abbildung 4.2. Die Reflexionen bzw. das Licht im Hintergrund, welche z.B. im Originalbild zu sehen sind, kommen aus der filamentbetriebenen Ionenquelle. Dieses Licht ist im Teststand mit Toroidsegment (Abbildung 4.1) nicht zu sehen. Um das Hintergrundleuchten aus den Bildern zu bereinigen, wurde eine Dunkelmessung durchgeführt. Das ist eine Messung ohne Ionenstrahlextraktion. Das Filament wurde dabei mit dem selben Strom betrieben, wie wenn der Ionenstrahl extrahiert würde. Abbildung 4.20b zeigt das vom Hintergrund bereinigte Bild.

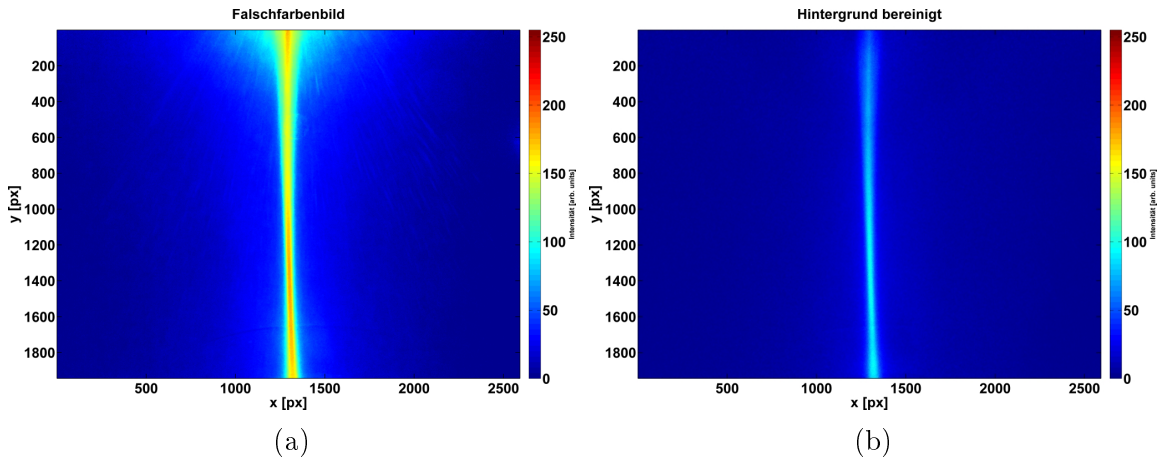


Abbildung 4.20: (a) Falschfarbenbild mit Hintergrund (b) Falschfarbenbild vom Hintergrund bereinigt.

Wenn die absolute Intensität der aufgenommenen Bilder nicht von Interesse ist, werden Werte der Bilder normiert. Abbildung 4.21a zeigt das vom Hintergrund bereinigte Bild, normiert auf das Intervall  $[0\ 1]$ . Der letzte Schritt der Bildbearbeitung ist die Korrektur der Verzeichnung. Mit der vorher ermittelten Kameramatrix kann die Bereinigung auf alle Bilder angewandt werden. Dies ist nur bei der hier eingesetzten Weitwinkelkamera nötig. Bei der originalen Raspberry Pi-Kamera v2 mit Normallinse wird die Kameramatrix schon in der Bildvorverarbeitung in dem Grafikprozessor (GPU) angewendet. Das von der Verzeichnung bereinigte Bild ist in



### 4.3. Arbeitsablauf - Software Konfiguration

Abbildung 4.21b dargestellt. Zu sehen ist, dass die Verzeichnung den Ionenstrahl nicht verformt. Der Grund für diesen Fall ist, dass der Strahl in der Bildmitte abgebildet wurde und die Verzeichnung hier am geringsten ist.

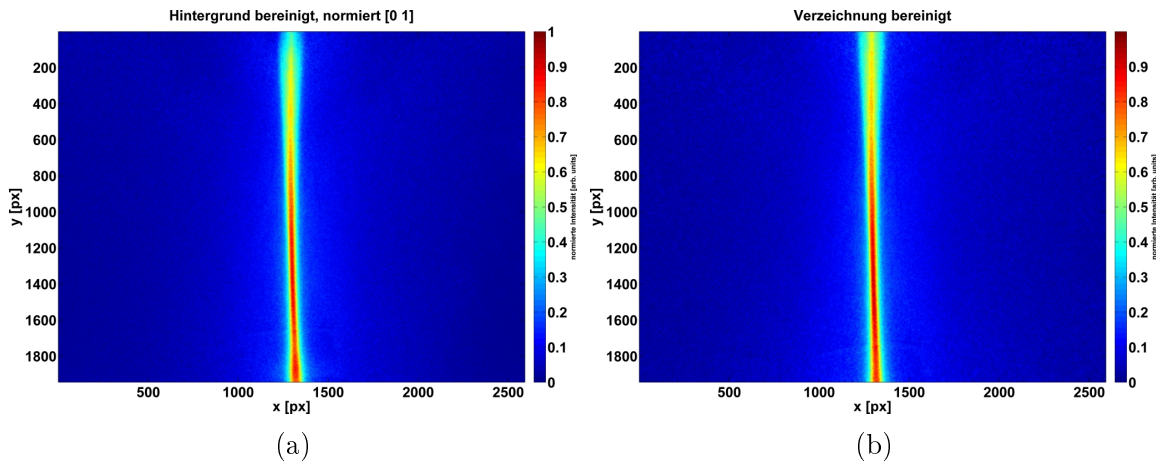


Abbildung 4.21: (a) Hintergrund abgezogen und auf das Intervall [0 1] normiert. (b) Die Verzeichnung wurde hier korrigiert, das Bild ist nun vorbereitet für den Rekonstruktionsschritt.

Um einen Fall zu zeigen, bei dem die Verzeichnung sehr wohl relevant ist, wird ein Beispiel von dem Ionenstrahl im Toroidsegment gezeigt (Abbildung 4.22).

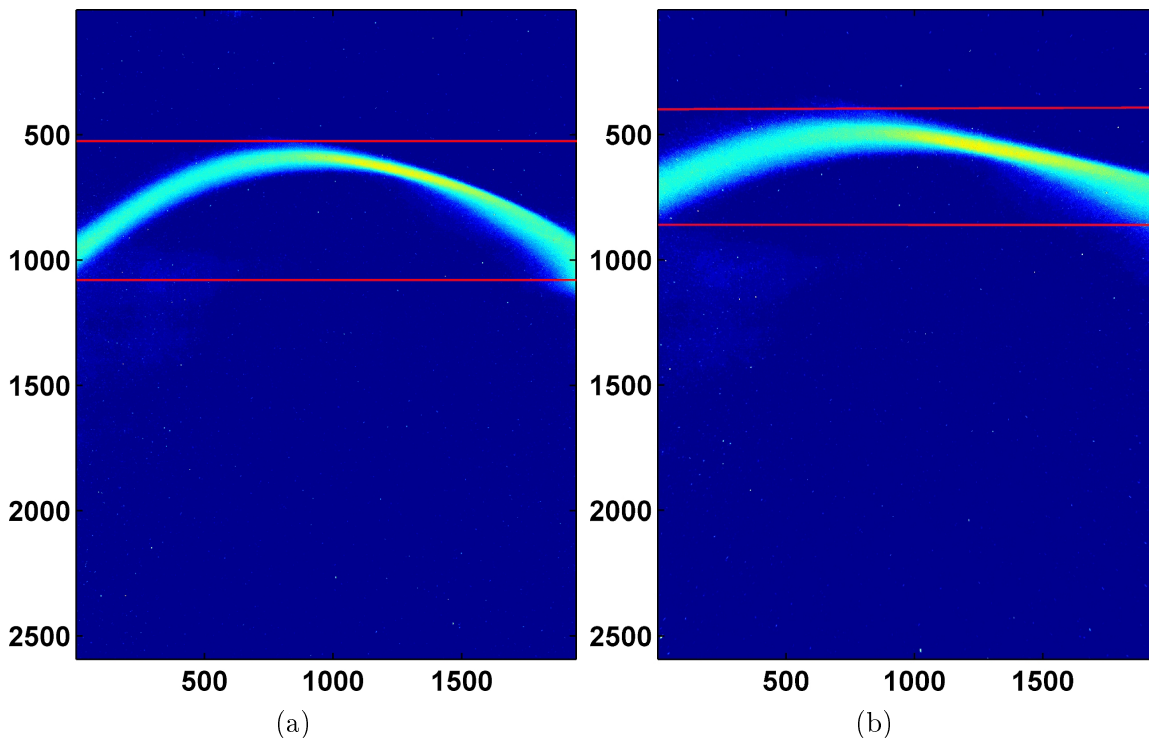


Abbildung 4.22: Vergleich zwischen a) Bild mit Verzeichnung und b) Bild nach Korrektur der Verzeichnung.

Um die Bilder zu untersuchen und um eine Rekonstruktion des Strahls durchzuführen, werden Intensitätsprofile aus dem Bild entnommen. Ein Intensitätsprofil aus einem Bild bedeutet die Ausgabe der Intensitätswerte entlang einer ausgewählten

Pixelspalte bzw. -zeile. Diese wird dann in einem Intensitätsgraphen dargestellt - die Intensität des jeweiligen Pixels gegen die Nummer des Pixels. In Abbildung 4.23 ist die Vorgehensweise dargestellt. Die Intensitätswerte entlang der Zeile 400, mit einer roten Linie markiert in Abbildung 4.23a, wird ausgelesen und in den Intensitätsgraphen (Abbildung 4.23b) eingezeichnet.

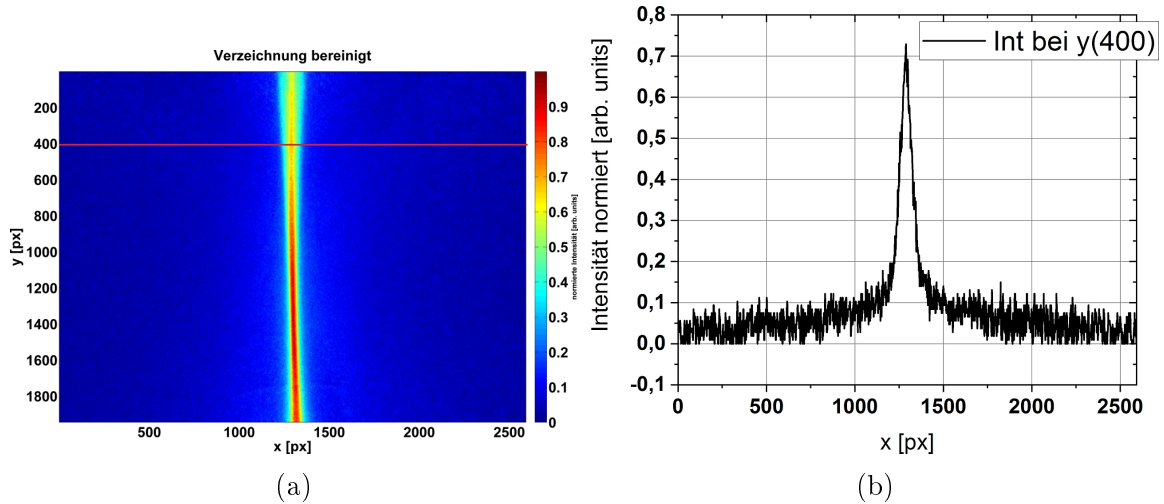


Abbildung 4.23: (a) Die Pixelwerte bei  $y = 400px$  entlang der roten Linie werden ausgelesen und in (b) als Intensitätsprofil graphisch dargestellt.

Das Rauschen an den Ausläufern des Intensitätsprofils kann mit verschiedenen Methoden geglättet werden. Eine Methode ist die Aufsummierung der Werte in einem Zeilenintervall. Das optische System hat eine bestimmte Auflösung bezüglich des Strahlschwerpunktes. Im vorliegenden Fall wurde während der Kalibrierung mit dem Standardobjekt (SStab") eine Auflösung von 1mm erreicht. Das Bild besteht aus 3200px bei der Normalkamera und 2000px bei der Weitwinkelkamera. Wird die Position des Strahls innerhalb von 50px betrachtet, so folgt, dass keine signifikante Änderung zu detektieren ist. Aus diesem Grund ist es möglich bis zu 50 Zeilen des Bildes zu akkumulieren. Dabei wird das Signal um  $N$  akkumuliert und das Rauschen um  $\sqrt{N}$ . Eine Verdopplung des Signals führt eine Vergrößerung des Rauschens um etwa 40%. In Abbildung 4.24a sind 50 Zeilen akkumuliert. Zu sehen ist, wie das Signal sich deutlich vor dem Rauschen herausbildet. In Abbildung 4.24b wird eine weitere Methode dargestellt. Hier wurde das Signal durch ein FFT-Filter geglättet. Der Tiefpassfilter führt dazu, dass in diesem Fall Frequenzen unter 0,2 Hz herausgefiltert werden, ohne das Hauptsignal des Strahls zu verändern.

Aus den beiden vorangegangenen Methoden kann noch nicht direkt die Position des Peaks und die Breite des Signals ermittelt werden. Eine gängige Methode, um diese Parameter zu ermitteln, ist die Anpassung der Kurve mit einer nicht linearen Funktion. Jede Anpassung mit einer vorgegebenen Funktion bedeutet eine Prägung des Signals mit einer vordefinierten Information. Eine gängige Funktion ist die Gaussfunktion (Kapitel 2). Da es sich bei einem Ionenstrahl um ein optisch dünnes Objekt handelt, geht man von einer Normalverteilung der Leuchtintensität aus. Die zusätzliche Information, die auf den Ionenstrahl eingepreßt wird, ist die der Radialsymmetrie. Wie es in dem vorangegangenen Kapitel gezeigt wurde, führt das dyadische Produkt aus zwei Gaussfunktionen zu einer radialsymmetrischen Verteilung in der Ebene. Eine Anpassung mit der Gaussfunktion ist in Abbildung 4.25a

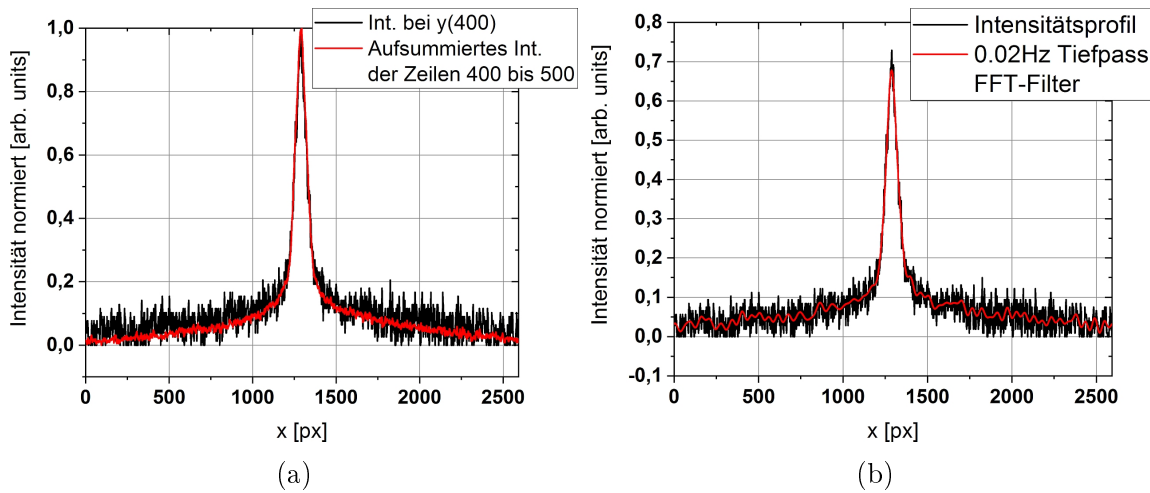


Abbildung 4.24: Zur weiteren Rekonstruktion des Strahls ist es nötig, das Signal zu extrahieren bzw. das Signal zu Rauschverhältnis zu verbessern. Zwei Methoden werden hier angewandt: (a) Signalakkumulation der Pixelzeilen 400 - 500 (b) Tiefpass FFT-Filter.

gezeigt. Eine weitere Funktion, die an die Kurve angepasst werden kann, ist die Voigtfunktion. Diese ist eine Faltung der Gauss- mit der Lorentzfunktion, gezeigt in Abbildung 4.25b.

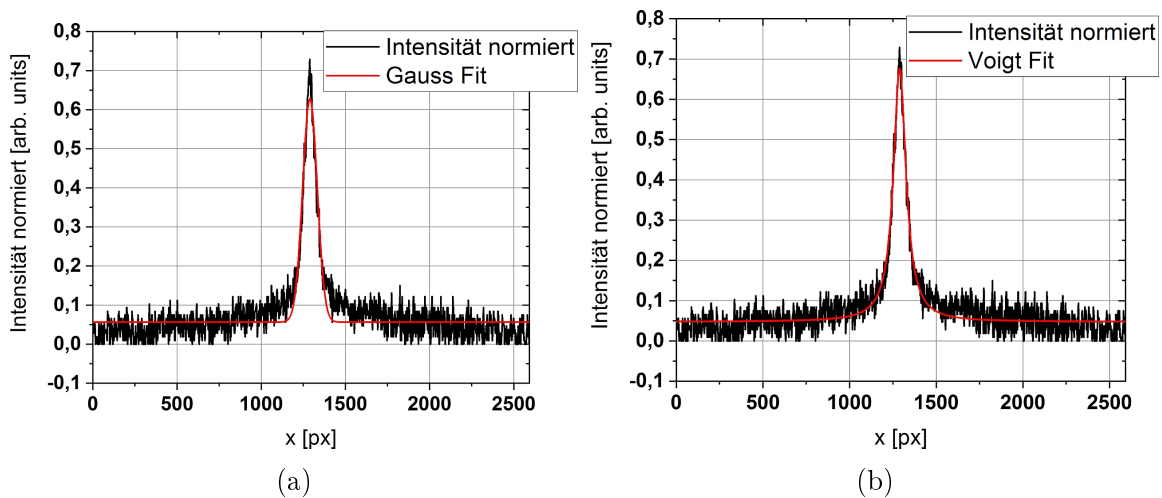


Abbildung 4.25: Um das Signal auszuwerten, kann es durch verschiedene Funktionen angepasst werden. Durch die Anpassung ist es möglich, die Position des Maximums und die Breite der Funktion zu ermitteln. In (a) wurde eine abgeschnittene Gauss-Funktion an die Werte angepasst, in (b) eine Voigt-Funktion, diese ist die Faltung einer Gauss- mit einer Lorentz-Funktion.

Je besser die Anpassungsfunktion sich an die Intensitätsverteilung anschmiegt, desto genauer wird die Ermittlung der Peakposition und der Breite des Signals. Verschiedene Definitionen der Signalbreite werden benutzt, um daraus auf die Breite des Strahls zu schließen. Im Fall der definierten Anpassungsfunktionen - in diesem Fall sowohl Gauss- als auch Voigtfunktion - besitzen diese eine definierte Halbwertsbreite (FWHM-Wert) und ein Peakmaximum. Die Methode der Anpassung mit einer bekannten Funktion und Ermitteln des FWHM-Wertes und des Maximums ist am

schnellsten. Wie in Abbildung 4.25 zu sehen, werden die Profile nicht exakt angepasst, vor allem an den Flanken des Hauptsignals gibt es Differenzen. Die Ausläufer bzw. die Arme des Signals sind besonders wichtig zur Beschreibung des Strahlrandes. Eine genauere Methode wäre die in dem vorangegangenen Kapitel besprochene Kantenerkennung mit Hilfe der Differenzierung des Signals. Die Kante eines Objektes ist definiert als eine im Idealfall sprunghafte Änderung der Intensität bzw. Farbe. Abbildung 4.26a zeigt das mit FFT-Filter geglättete Intensitätsprofil. Es wurde die zweite Ableitung, die in Abbildung 4.26b gezeigt ist, genommen, um diese auf Krümmungsmaxima zu analysieren. Die eingetragenen Werte in Abbildung 4.26a sind die aus der zweiten Ableitung ermittelten Krümmungsmaxima. Der Punkt an der Spitze des Signals ist die Position des Strahls in der x-Ebene. Die jeweilige Differenz der Peaks der rechten und linken Seite der Signale ergeben die Breite des Strahls. Hier wird auch die Schwierigkeit deutlich, die richtigen Wertepaare zu nehmen. Mit Hilfe der Differenzen der Wertepaare kann die Intensität des Strahls in innere und äußere Radien aufgeteilt werden. Somit kann diese Methode im Gegensatz zur einfachen FWHM-Methode zwischen Strahlkern und Strahlhalo unterscheiden.

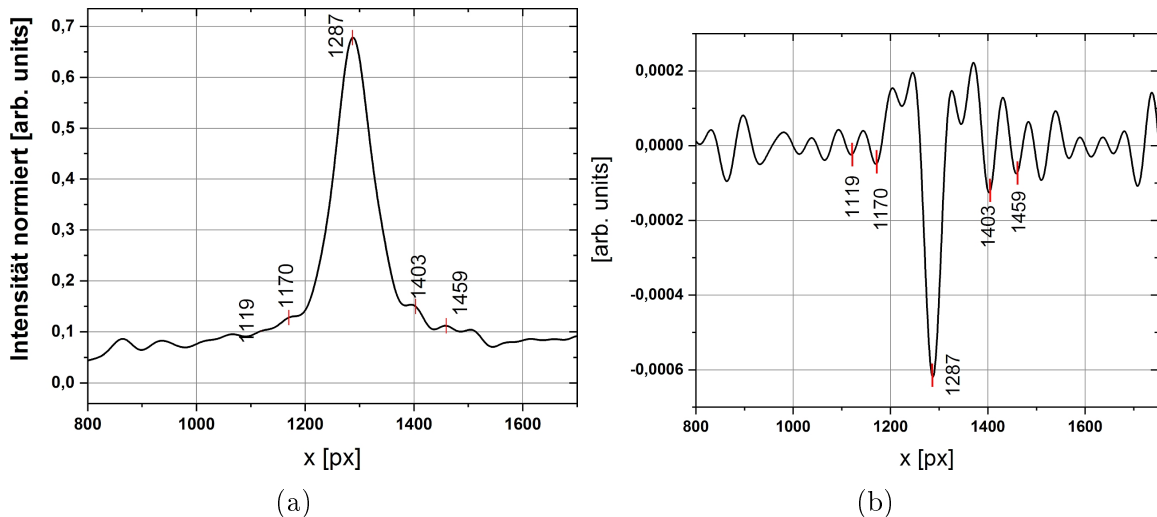


Abbildung 4.26: Peakanalyse durch die Analyse der zweiten Ableitung, es wurde jeweils auf das Hauptsignal vergrößert. (a) Das mit dem FFT-Filter angepasste Profil wurde zweimal abgeleitet, um eine Wendepunktanalyse durchzuführen. (b) Zweite Ableitung des Profils.

Mit Hilfe der differenzierten Information zu Strahlposition und Strahlhalbachsen kann die Strahlbahn und die Strahlbreite in x und y rekonstruiert werden.

#### 4.3.4 Bildrekonstruktion

Als Beispiel wird eine Messung am Teststand eins, nach Abbildung 4.1 untersucht. Abbildung 4.27 zeigt Strahlbilder direkt am Eingang des Toroid 1 aus vertikaler und horizontaler Richtung. Die Bilder haben einen Grünstich, da im Nachtmodus der Kamera aufgenommen wurde. Dieser Modus ist die sensitivste Einstellung zur Aufnahme in dunkler Umgebung. Da keine spektrale Untersuchung und keine Untersuchung der absoluten Intensität geplant ist, ist die Farbe des Strahls zunächst nicht von Interesse.

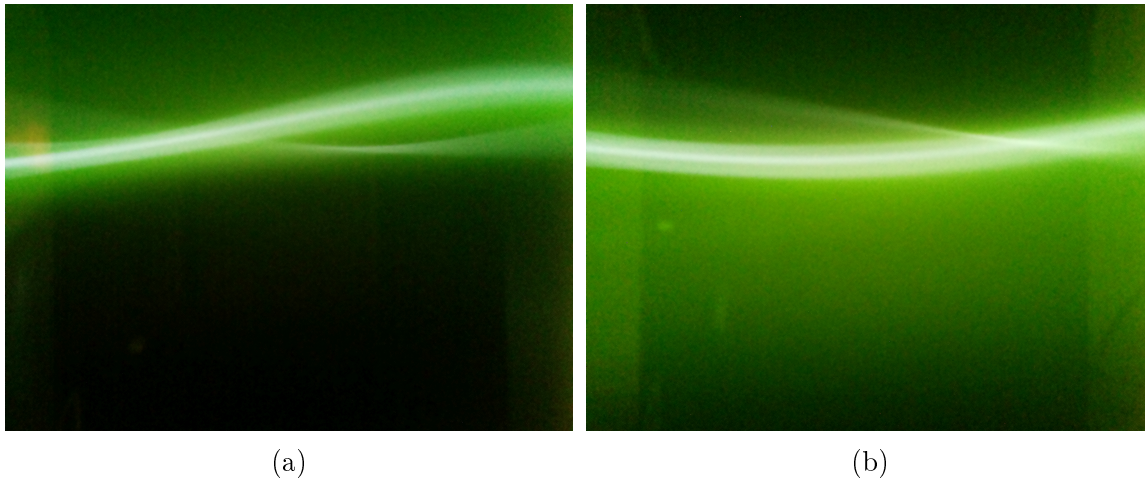


Abbildung 4.27: Beispielfoto des Strahls, welcher durch das erste Toroidsegment läuft. (a) horizontale Kamera (b) vertikale Kamera

Nach der Bereinigung und der im vorangegangenen Abschnitt dargestellten Bildbearbeitung werden die Bilder in einem Falschfarbenbild mit normierter Intensität dargestellt, wie in Abbildung 4.28 gezeigt. Bei dieser Messung gab es eine Besonderheit. Die Ionenquelle wurde mit Wasserstoff betrieben. Aus diesem Grund werden drei Wasserstoffspezies aus der Ionenquelle extrahiert. Obwohl der Strahl mit Hilfe des Filterkanals nach den Spezies gefiltert wurde, konnte nicht nur der  $H^+$  Strahl, sondern auch ein kleiner Teil von einem  $H_2^+$  beobachtet werden. Deutlich zu sehen ist das in Abbildung 4.28a: Der Hauptstrahl mit größerer Intensität ist der  $H^+$ -Strahl und der kleine Strahl darunter ist der  $H_2^+$  Anteil. Zu sehen sind zwei Strahlen, weil verschiedene Spezies verschieden fokussiert und in separaten Bahnen durch den Toroiden transportiert werden. Weitere Experimente zu den Spezies werden in Kapitel 5 gezeigt.

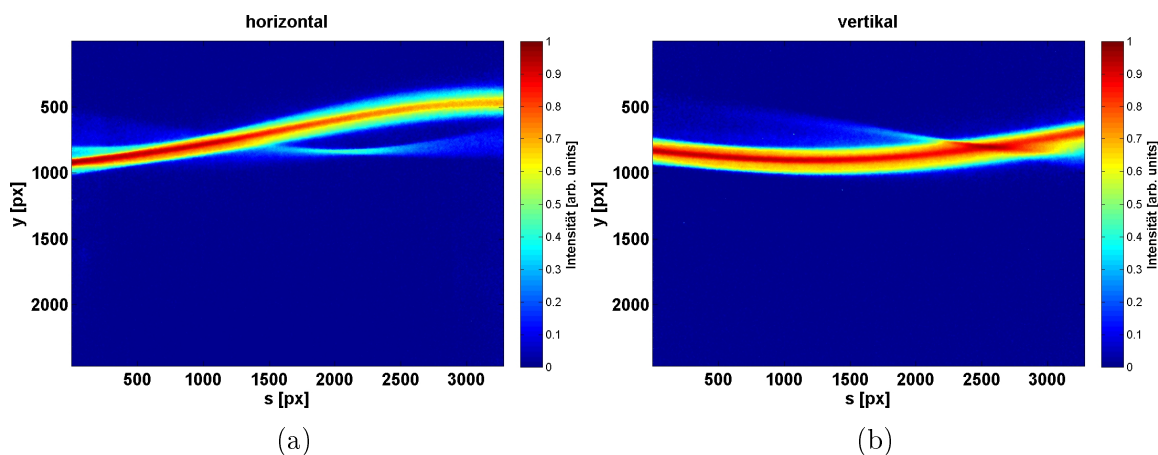


Abbildung 4.28: Nach Falschfarbentransformation, Bereinigen der Verzeichnung und Hintergrundabzug (a) vertikale Kamera (b) horizontale Kamera.

Aus den Falschfarbenbildern werden die Intensitätsprofile extrahiert. Aus den Intensitätsprofilen der horizontalen und vertikalen Kamera kann dann mit Hilfe des im Kapitel 2 dargestellten dyadischen Produktes eine transversale zweidimensionale Intensitätsverteilung erzeugt werden. Ein Beispiel für diese Rekonstruktion

ist in Abbildung 4.29 dargestellt. Gleichzeitig wurde eine Transformation in xy-Ortskoordinaten in mm durchgeführt. Ziel ist, die Position des Strahls und die x- und y-Achsen der Ellipse zu ermitteln. Auch hier ergeben sich je nach Methode verschiedene Ergebnisse. Eine Möglichkeit ist es, wie oben beschrieben, die eindimensionalen Profile anzupassen, und aus diesen die Breite und Position des Signals zu ermitteln. Diese ist in Abbildung 4.30 gezeigt. Der Vergleich der Werte für die Halbachsen und die Mittelpunkte sind in Tabelle 4.3 gezeigt.

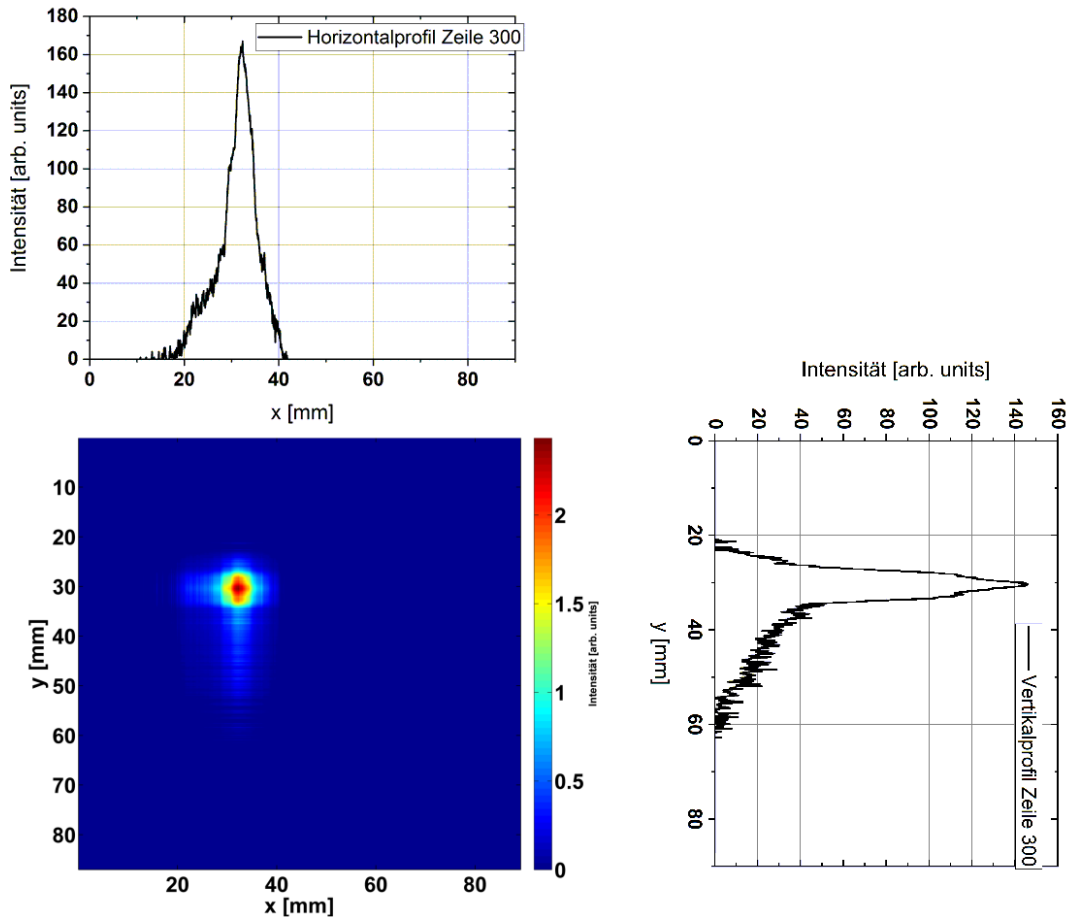


Abbildung 4.29: Rekonstruierter Ausschnitt bei  $s = 300px$  mit unangepassten Profilen.

Eine weitere Methode ist die Anpassung der zweidimensionalen Intensitätsverteilung. Das in Abbildung 4.29 rekonstruierte Profil wurde durch die nicht angepassten Daten erstellt und in Abbildung 4.31 wurde eine zweidimensionale Gaußanpassung durchgeführt. Tabelle 4.3 zeigt den Vergleich zwischen der zweidimensionalen Anpassung und der eindimensionalen Anpassung.

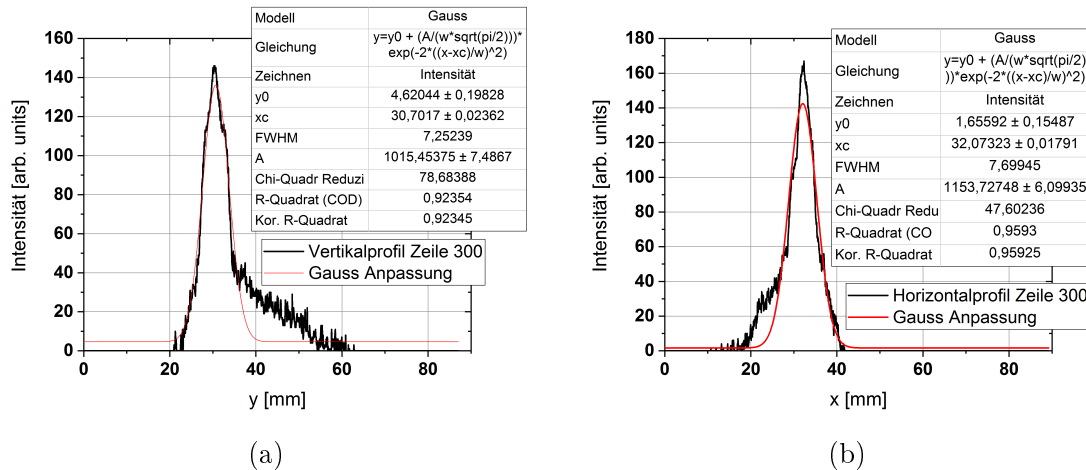


Abbildung 4.30: Anpassung der Intensitätsprofile durch eine Gaussfunktion (a) vertikale  $y_c : 30,7$  mm,  $FWHM_y = 7,25$  mm (b) horizontale  $x_c = 32,07$  mm,  $FWHM_x = 7,69$  mm

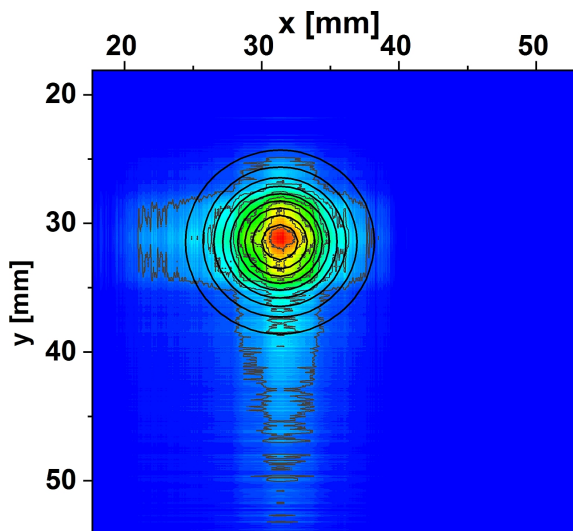


Abbildung 4.31: Rekonstruierter Ausschnitt bei  $s = 300px$  mit einer 2D Gaussfunktion angepasst. Werte sind ( $x_c : 31,32$  mm,  $y_c = 31,46$  mm,  $FWHM_x = 7,4$  mm,  $FWHM_y = 7,12$  mm).

#### 4.3.5 Untersuchung entlang der Strahlbahn

Ein Vorteil des Detektors ist seine Kompaktheit und einfache Bauweise, so dass er auf einer Schiene longitudinal, entlang der Strahlbahn, bewegt werden kann. Dabei wird der Detektor verschoben und in einstellbaren Positionen Fotos gemacht. Um diese Fotos zu verbinden, wird ein markanter Punkt im Bild gesucht, der in jeweils zwei aufeinander folgenden Bildern zu finden ist. Das eine Bild wird dann so lange auf das andere Bild verschoben bis der markante Punkt diese Bilder verbindet. Es entsteht dann ein sogenanntes Panoramabild. Ein Beispiel aus drei zusammengesetzten Bildern wird in Abbildung 4.32 gezeigt. Es gibt Algorithmen, die markante Punkte („features“), welche zueinander passen, automatisch finden und die Bilder dementsprechend transformieren und zusammensetzen. Bei dem Ionenstrahl ist das Problem, dass diese Algorithmen nicht funktionieren, da keine markanten Punkte zu finden sind. Deswegen konnte dieses Verfahren noch nicht automatisiert werden, was aber als Ausblick zur Weiterentwicklung des Detektors geplant ist. Bei der Aneinanderreihung der Bilder wurde keine weitere Transformation durchgeführt, sondern die

Tabelle 4.3: Vergleich der FWHM-Werte und xy-Werte für zwei 1D-Gaussianpassung und ein 2D-Gaussianpassung. Werte in mm.

	$FWHM_x$	$FWHM_y$	$x_c$	$y_c$
1D	$7,69 \pm 0,044$	$7,25 \pm 0,058$	$32,07 \pm 0,018$	$30,7 \pm 0,024$
2D	$7,4 \pm 0,0035$	$7,12 \pm 0,0341$	$31,32 \pm 0,0014$	$31,46 \pm 0,00147$

Bilder wurden einfach aneinander angepasst. Dies führt dazu, dass an manchen Stellen die Strahlabschnitte nicht zueinander passen. Es wurde dabei darauf geachtet, dass der Strahlkern bestmöglich kontinuierlich zusammengesetzt wurde. Das in Abbildung 4.32 zusammengesetzte Bild bildet einen Ionenstrahl entlang einer 250 mm langen Strecke ab.

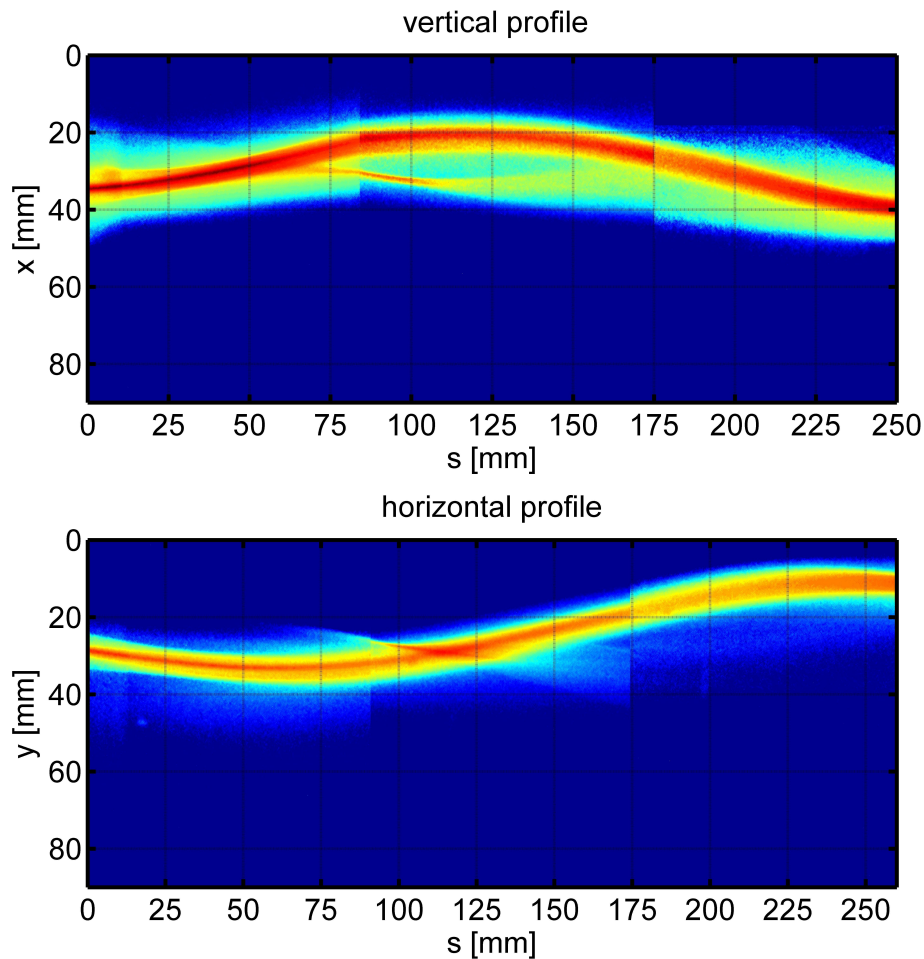


Abbildung 4.32: Longitudinale Untersuchung des Ionenstrahls. Der Detektor wurde entlang der toroidalen Achse verschoben. Dargestellt ist der Ionenstrahl, zusammengesetzt aus drei Fotos (entnommen aus [Ates et al., 2017]).

Zum ersten Mal kann damit ein Ionenstrahl über eine relativ lange Strecke longitudinal beobachtet werden, bei vorher noch nie erreichter Präzision und Auflösung. Bisher war das Problem bei der optischen Strahl diagnose, dass eine bzw. zwei Kameras fest an ein Vakuumfenster installiert wurden. Der Strahl konnte nur innerhalb einer relativ kurzen Strecke beobachtet werden. Mit Hilfe der oben beschriebenen Methode kann die Strahlbahn nun rekonstruiert werden. Ein Beispiel dafür ist in



Abbildung 4.33 dargestellt. Hier wurde an sechs Stellen der Strahl transversal analysiert. Schon mit Hilfe dieser sechs Bilder kann eine Gyrationbewegung sowie ein Fokussieren und Defokussieren des Strahls rekonstruiert werden.

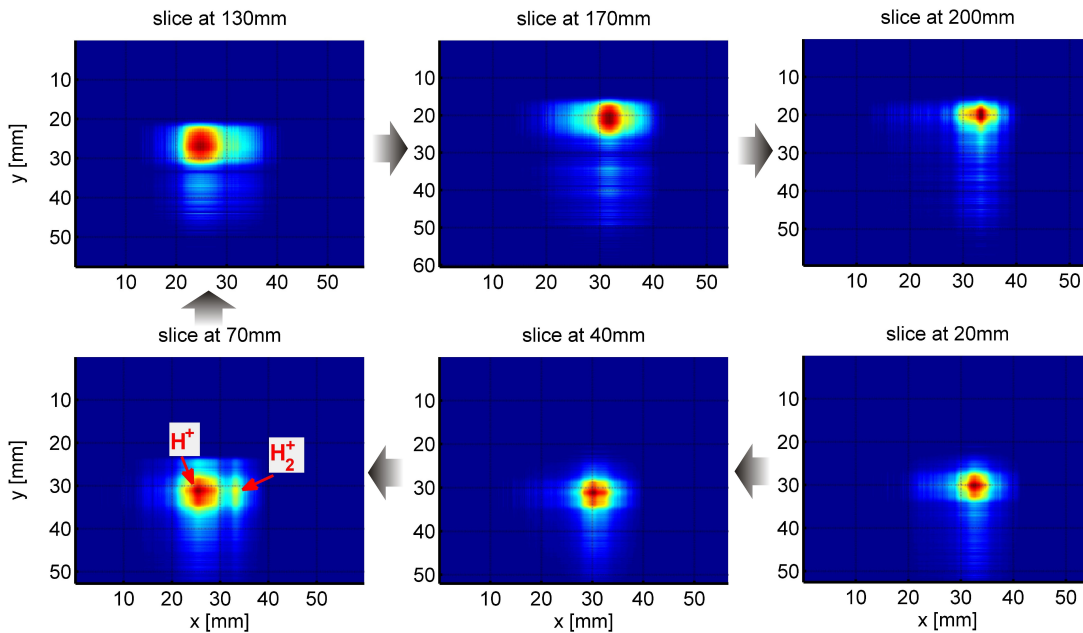


Abbildung 4.33: Aus der longitudinalen Untersuchung ist es möglich, den Strahl transversal über eine große Strecke zu rekonstruieren. Dargestellt sind sechs transversale Rekonstruktionen (entnommen aus [Ates et al., 2017]). Zu sehen ist die Gyrationbewegung des Strahls.

Um den Strahl kontinuierlich zu rekonstruieren, ist die Darstellung einzelner transversaler Bilder noch nicht so aufschlussreich. Es ist aber möglich, eine dreidimensionale Darstellung des Strahls zu erzeugen, was die Untersuchung bzw. die Betrachtung erleichtert. In Abbildung 4.34 ist eine derartige dreidimensionale Rekonstruktion dargestellt.

Die dreidimensionale Darstellung gibt die komplexe Bewegung des Ionenstrahls durch das toroidale Magnetfeld wieder. Dabei wurde die zweidimensionale Intensitätsverteilung durch eine einfache Ellipse vereinfacht. Der Mittelpunkt der Ellipse ist der Schwerpunkt der zweidimensionalen Intensitätsverteilung und die x- bzw. y-Halbachsen werden durch eine zweidimensionale Gaussanpassung ermittelt. Alternativ können auch die eindimensionalen Intensitätsverteilungen dazu genutzt werden, um  $x_m$ ,  $y_m$ ,  $FWHM_x$  und  $FWHM_y$  zu ermitteln (siehe Tabelle 4.3). Die Ellipsen werden dann in eine 3D-Matrix integriert. Wobei die z-Koordinate der Matrix die longitudinale Ebene darstellt. Damit ist es möglich, einen 3D-Graphen des Ionenstrahls zu rekonstruieren. In Abbildung 4.34 sind die Ellipsen in blauen Linien dargestellt. Die rote Linie innerhalb des Körpers geht durch die Mittelpunkte der Ellipsen. Die schwarze Linie ist die Projektion auf die  $xs$ -Ebene. Die grüne Linie verdeutlicht die Gyrationbewegung von der  $xy$ -Ebene aus gesehen. Die longitudinale Untersuchung ist in toroidalen Koordinaten dargestellt. Da der Detektor sich auch im toroidalen Koordinatensystem mit bewegt, ist die toroidale Krümmung nicht dargestellt. Durch eine Koordinatentransformation würde die Krümmung dar-

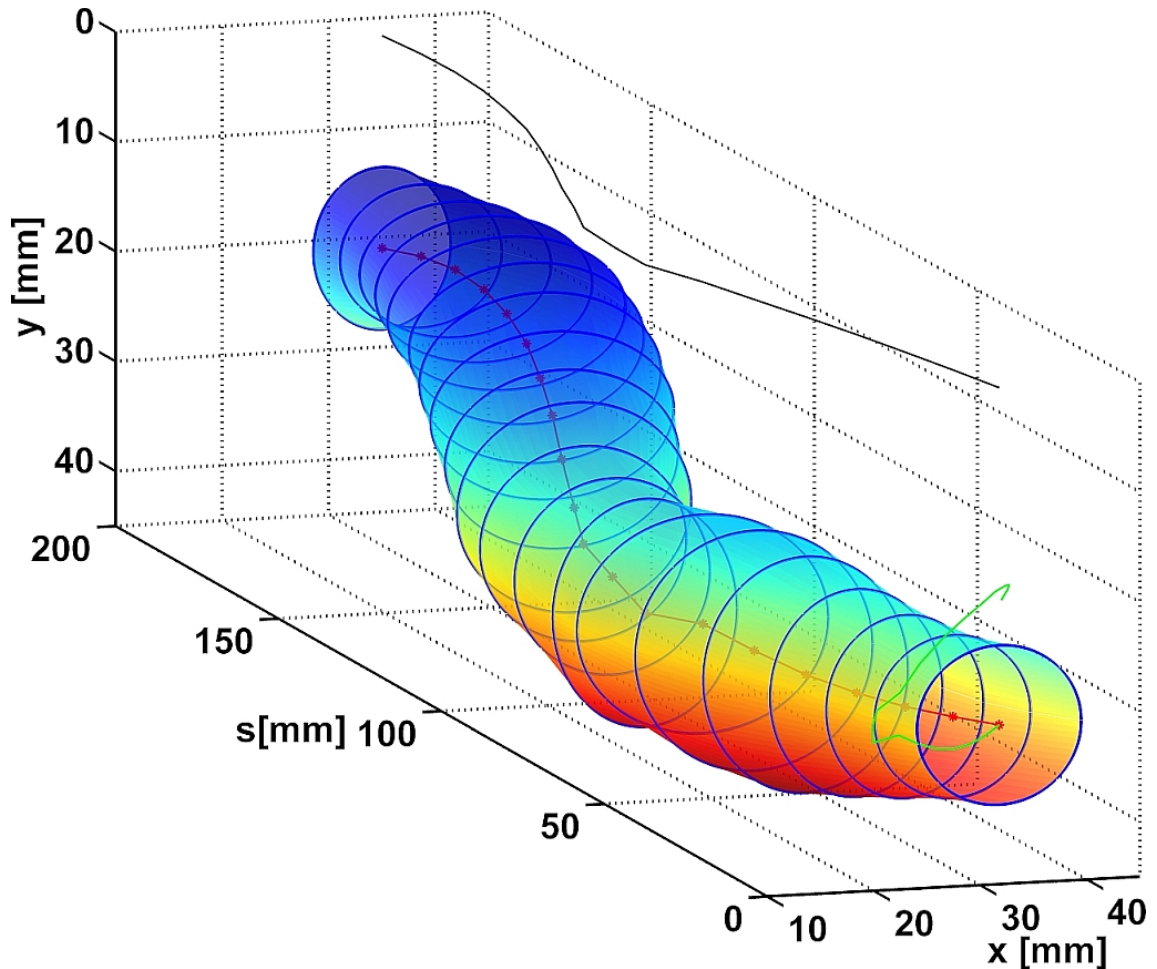


Abbildung 4.34: Dreidimensionale Darstellung der Strahlrekonstruktion.

gestellt werden. Die transversale Position des Strahls und der alternierende Strahlquerschnitt sind deutlich zu erkennen. Im nächsten Kapitel wird mit den bisher durchgeführten Hilfsmitteln der Transport des Ionenstrahls durch den ersten Toroiden untersucht und dabei die wesentlichen Parameter wie Restgasdruck, Strahlstrom und die Strahlenergie variiert.

## 4.4 Detektorsystem für das FRANZ-Projekt

Es wurde für das im Kapitel 1 vorgestellte FRANZ-Projekt ein Kamera-Diagnosesystem entwickelt. Abbildung 4.35 zeigt eine Skizze der Diagnosekammer und die Positionen der Kameras die in die Kammer integriert werden sollen.

Das Problem ist die fahrbare Faradaytasse (Abbildung 4.35). In der ersten experimentellen Strahlphase des FRANZ-Projekts wird ein Ionenstrahl extrahiert und zum Anpassen des Strahls an die Niederenergie-Sektion (LEBT) in der ersten Faradaytasse (FC) gestoppt. An der Diagnosekammer sind zwar Fenster für die optische Diagnose eingebaut. Bei runtergefahrenem FC verdeckt diese jedoch die Sicht auf den Strahl. Als Lösung des Problems ist angedacht, zwei x- y-Kameras an einer Halterung zu installieren, welche am Rand des Vakuumstutzen der Diagnosekammer gehalten wird (Abbildung 4.36).

Im Vakuum sind Kameras und die Einplatinencomputer eingesetzt. Die Teile im

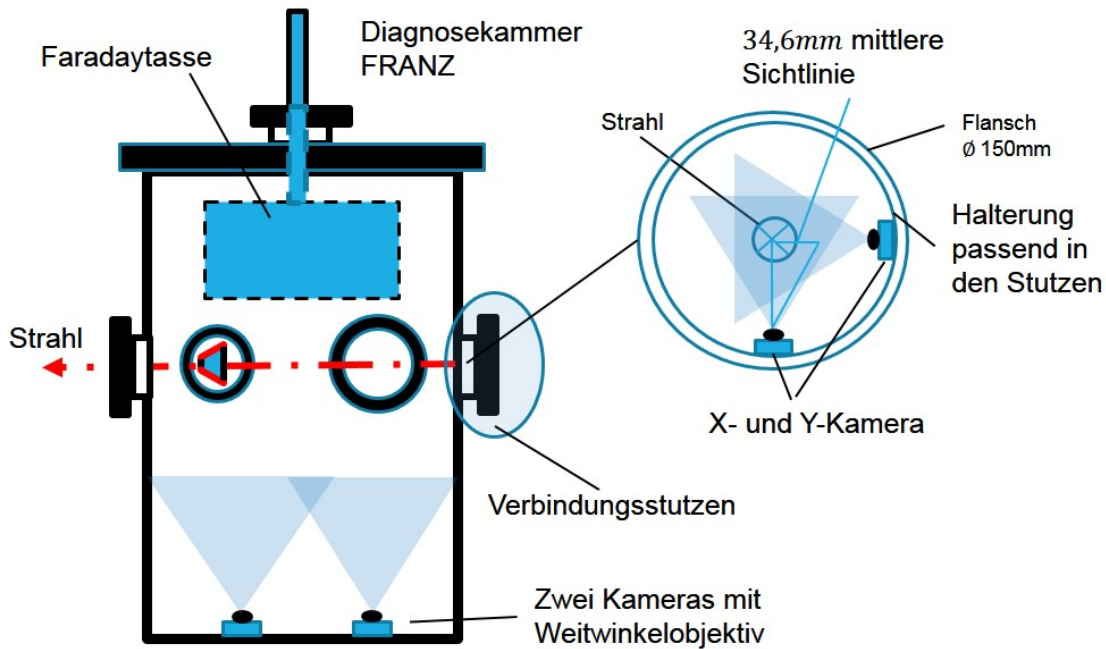


Abbildung 4.35: Skizze der Diagnosekammer. Zu sehen sind eine fahrbare Faradaytasse, sowie zwei Vakuumverbindungsstutzen. An den rechten Verbindungsstutzen sollen zwei Kameras integriert werden. Zwei weitere Kameras sind auf dem Boden der Diagnosekammer geplant.

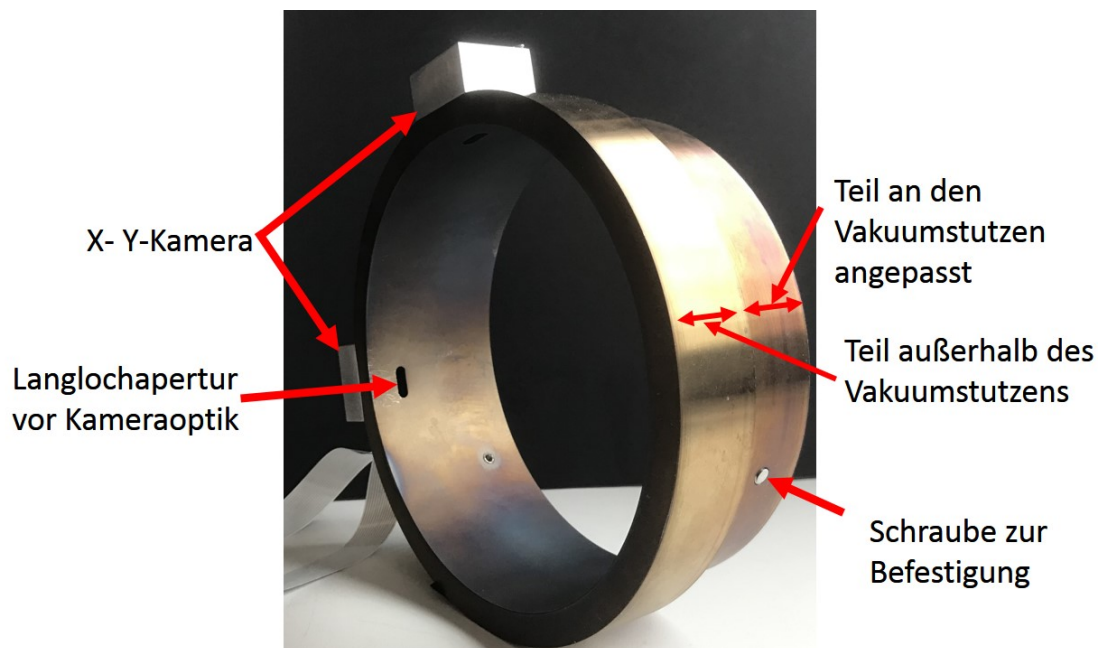


Abbildung 4.36: Halterung der x-y-Kameras aus Edelstahl. Der hintere Teil der Halterung wird in den Verbindungsstutzen der Diagnosekammer gesteckt und durch Madenschrauben befestigt.

Vakuum sind in Abbildung 4.37 gezeigt.

Es soll am Anfang zur Konditionierung des Aufbaus ein Protonenstrahl mit einer Energie von 60 keV und einem Strahlstrom von 2 mA transportiert werden. Weil

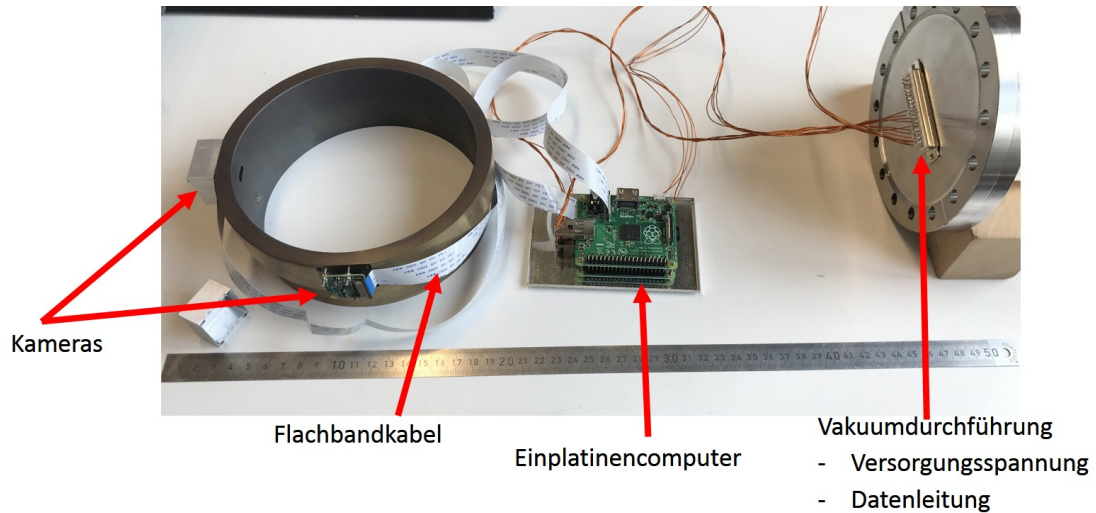


Abbildung 4.37: Im Vakuum werden die beiden Kameras und die Einplatinencomputer montiert. Die Kapton-isolierten Drähte gehen an die Vakuumdurchführung zur Spannungsversorgung und Datenleitung.

die Leistung des Strahls sehr viel höher ist als am F8SR-Projekt, wurde auf den Schutz der Kameras und eine widerstandsfähige Halterung Wert gelegt. Die Kameras werden durch eine Edelstahlbox geschützt. Die Halterung selbst ist aus Edelstahl gefertigt und wurde zur Minimierung der erwarteten Reflexionen schwarz brüniert. An der Position der Kameralinse ist eine Langlochapertur mit einer Tiefe von 7 mm, einer Länge von 12 mm und Breite von 4 mm. Dadurch ergibt sich ein Sehfeld von  $73 \text{ mm} \times 43 \text{ mm}$  in der Strahlebene. Ein Ausschnitt von 43 mm längs der Strahlachse ist zu sehen. Da nur die Strahlposition und die Halbachsen des Strahlprofils innerhalb der kurzen Strecke von Interesse ist, wurde die Apertur längs der Strahlachse minimiert. Aufgrund der hohen Strahlleistung wird ein intensives Restgasleuchten erwartet. Am Ionenquellenteststand ist der Ionenstrahl mit bloßem Auge zu sehen, was beim F8SR-Projekt nicht der Fall ist. Um möglichst wenig Reflexionen aufzunehmen, wurde das Sehfeld eingeschränkt. Nach ersten Simulationen, besitzt der Strahl am Eingang des Diagnostetanks einen Durchmesser von ca. 50 mm. Das heißt, mit dem 73 mm hohen Sehfeld quer der Strahlachse wird es möglich sein, den Strahl optimal aufzulösen. Da zum Zeitpunkt dieser Doktorarbeit noch kein Strahlbetrieb möglich war, konnte das Detektorsystem noch nicht getestet werden.

# Kapitel 5

## Experimentieren und Ergebnisse

### 5.1 Messungen mit CMOS-Kamera

#### 5.1.1 Strahlparameter

In Kapitel 2 wurde gezeigt, dass das Restgasleuchten hauptsächlich von dem Restgasdruck, der Strahlenergie sowie dem Strahlstrom abhängt. Die lineare Abhängigkeit des Restgasleuchtens von dem Restgasdruck wurden schon des Öfteren untersucht und wird hier verifiziert. Im Experiment wurde die die Energie von 7 keV bis 12 keV und der Restgasdruck von  $1 \times 10^{-5}$  mbar bis  $5 \times 10^{-3}$  mbar variiert. Abbildung 5.1a zeigt die Abhängigkeit der Intensität des Restgasleuchtens von der Strahlleistung bei einem Restgasdruck von  $7 \times 10^{-5}$  mBar. Da es bei dem Triodenextraktionssystem der Ionenquelle nicht möglich war, die Strahlenergie zu variieren und gleichzeitig den Strom konstant zu halten, wurde die Strahlleistung genommen. Die Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Restgasdruck ist in einem doppeltlogarithmischen Graphen in Abbildung 5.1b dargestellt.

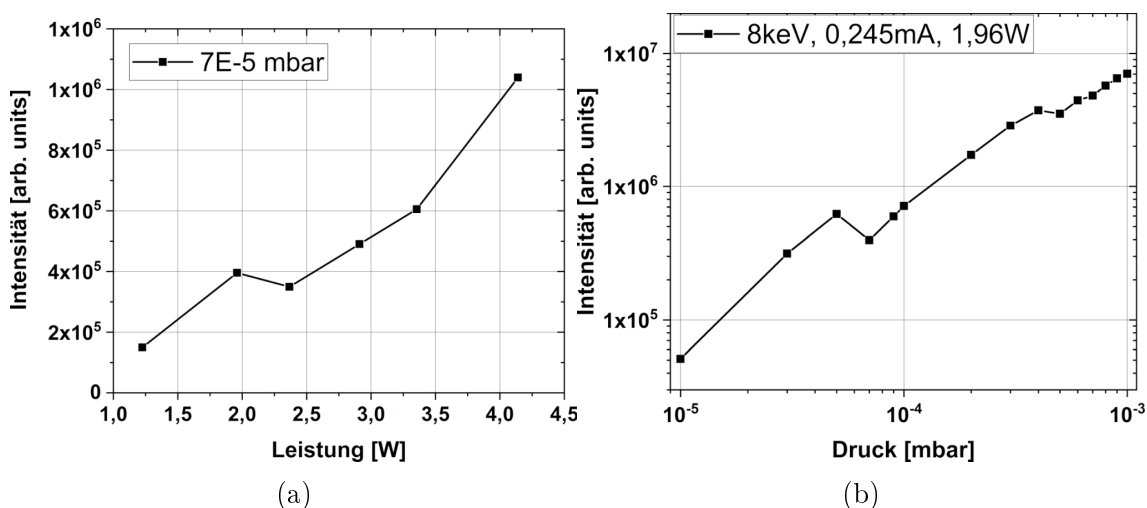


Abbildung 5.1: (a) Verlauf der Lichtintensität gegen der Strahlleistung bei einem Restgasdruck von  $7 \times 10^{-5}$  mbar (b) Abhängigkeit des Restgasleuchtens vom Restgasdruck auf einer doppeltlogarithmischen Skalierung, gemessen bei einer Strahlenergie von 8 keV.

Da es sich bei der eingesetzten Kamera um eine nicht wissenschaftliche Kamera

handelt, ist die Sensitivität dementsprechend gering. Die Detektionsgrenze des Restgasleuchtens ist in diesem Fall bei einem Restgasdruck von  $1 \times 10^{-5}$  mbar bei einer Strahlleistung von ca. 2 W (7 keV, 0,175 mA, Protonen). Um die Detektionsgrenze zu ermitteln, werden alle Pixel entlang der s-Achse, d.h. in Strahlrichtung, aufsummiert. Die Intensitätsprofile werden dann miteinander verglichen. Abbildung 5.2 zeigt den Vergleich der Intensitäten über drei Größenordnungen des Restgasdruckes.

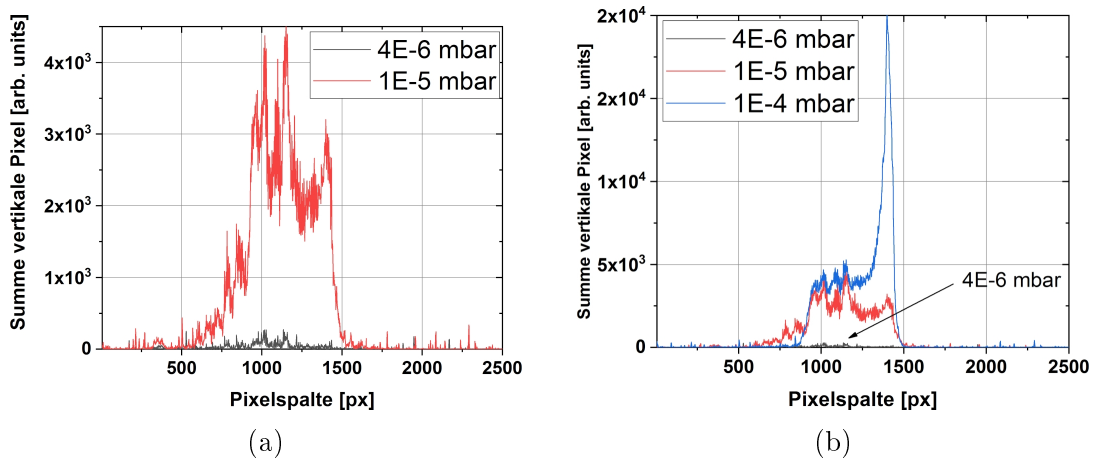


Abbildung 5.2: (a) Vergleich der Drücke  $4 \times 10^{-6}$  mbar (schwarz) und  $1 \times 10^{-5}$  mbar (rot), ein deutlicher Sprung der Intensität ist zu sehen. (b) Zusätzlicher Vergleich mit  $1 \times 10^{-4}$  mbar (blau). Ein Peak stellt sich deutlich heraus, was bei  $1 \times 10^{-5}$  mbar noch nicht zu erkennen war.

Der Unterschied zwischen  $1 \times 10^{-5}$  mbar und  $1 \times 10^{-4}$  mbar wird in Abbildung 5.3 nochmal verdeutlicht. Bei  $1 \times 10^{-5}$  mbar ist der Strahl kaum zu sehen. Wird die Skalierung entsprechend geändert, so erkennt man den Strahl (Abbildung 5.3c), der Verlauf kann aber nur erahnt werden. Bei  $1 \times 10^{-4}$  mbar ist der Strahl deutlich zu sehen (Abbildung 5.3d)

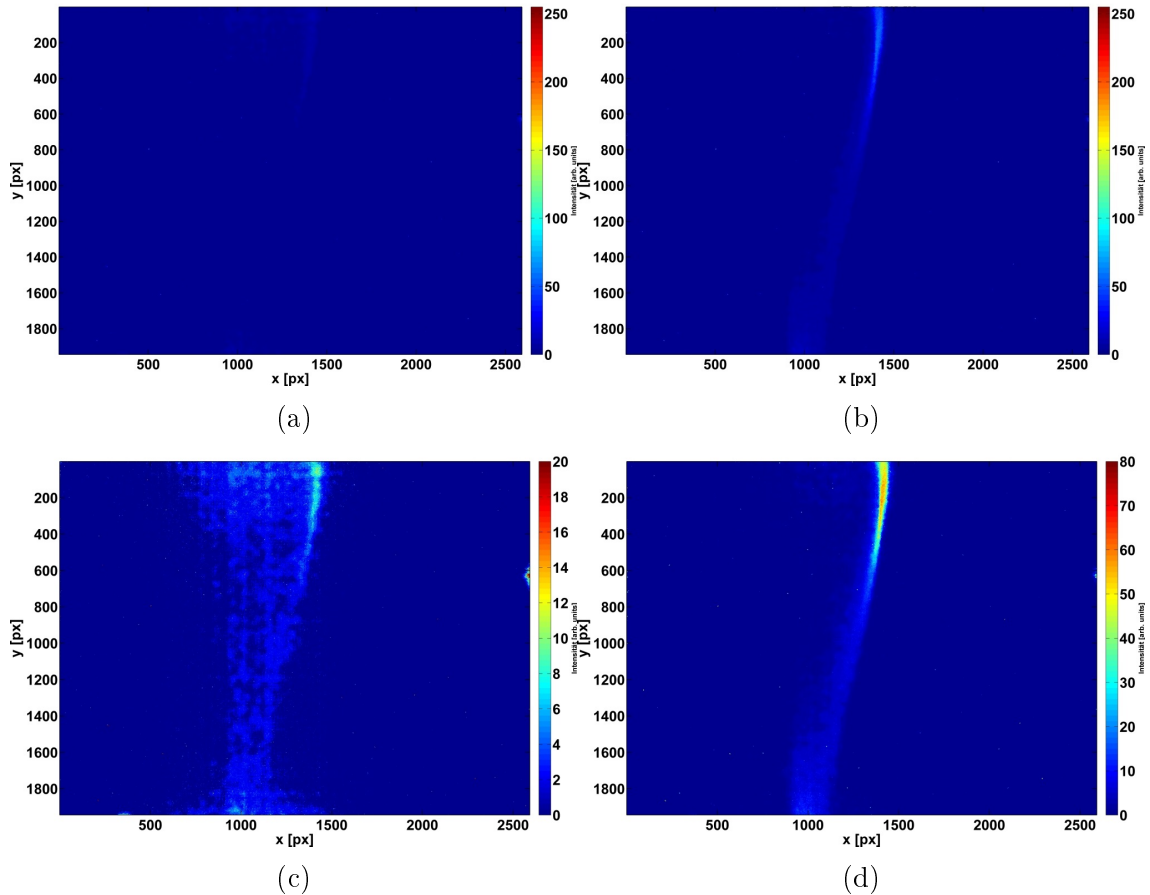


Abbildung 5.3: (a) Restgasdruck  $1 \times 10^{-5}$  mbar und Skalierung [0 255], der Strahl ist kaum zu erkennen. (b) Restgasdruck  $1 \times 10^{-4}$  mbar und Skalierung [0 255], Verlauf des Strahls ist zu erkennen. (c) Änderung der Skalierung zu [0 20] bei  $1 \times 10^{-5}$  mbar, Strahlverlauf ist zu erkennen, Hintergrundrauschen dominiert. (d) Änderung der Skalierung zu [0 80] bei  $1 \times 10^{-4}$  mbar, der Strahl ist deutlich zu erkennen.

### 5.1.2 Unterscheidung zwischen den Spezies $H^+$ und $H_2^+$

Mit Hilfe des Filterkanals können die drei Spezies von Wasserstoff gefiltert werden. Das Verhalten eines Protonenstrahls in dem Experiment soll primär untersucht werden. Es hat sich herausgestellt, dass es möglich ist, mit dem Kamerasystem die einzelnen Spezies voneinander zu unterscheiden. Dazu wird zunächst auf eine Spezies fokussiert und ein Bild aufgenommen. In Abbildung 5.4a sind zwei Strahlen zu sehen. Der Filterkanal wurde auf den Durchlass von Protonen eingestellt. Um zu unterscheiden, welche von den beiden Strahlen nun der Protonenstrahl ist, wird der Filterkanal auf  $H_2^+$  eingestellt - zu sehen in Abbildung 5.4b. Aus dem Vergleich der beiden Bilder in Abbildung 5.4 ist es ersichtlich, dass der untere Strahl mit größerem Durchmesser (Abbildung 5.4a) der Protonenstrahl ist. Der  $H_2^+$ -Strahl hat an dieser Stellen einen Fokuspunkt. Das toroidale magnetostatische Feld führt dazu, dass alle drei Spezies des Wasserstoffs durch das Experiment separat transportiert werden können.

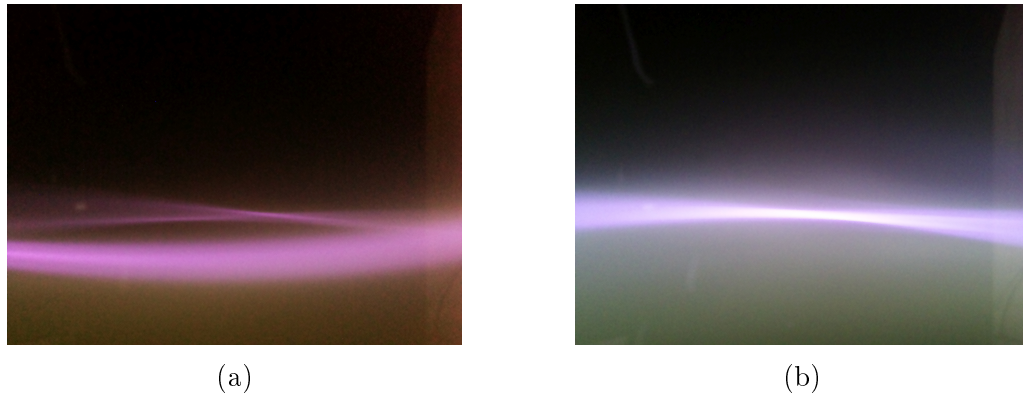


Abbildung 5.4: (a) Der Filterkanal ist auf Protonen eingestellt, zu sehen sind zwei Strahlen. Der  $H_2^+$ -Anteil kann in diesem Fall nicht vollständig herausgefiltert werden. (b) Filterkanal ist auf  $H_2^+$  eingestellt. Der Protonen und der  $H_3^+$ -Anteil sind nicht zu sehen, was eine optische Unterscheidung der Spezies möglich macht.

### 5.1.3 Untersuchung des Ionenstrahls entlang der toroidalen Achse

Der größte Vorteil des in dieser Arbeit entwickelten Detektors ist seine Integrierbarkeit innerhalb des Strahlrohrs und die Beweglichkeit entlang der toroidalen Strahlbahn. Ein weiterer Vorteil ist, dass er in starken Magnetfeldern funktioniert. Wie im Kapitel 3 beschrieben, ist es möglich, mit Hilfe einer gebogenen Schiene, das Kamerasystem entlang der toroidalen Achse zu bewegen. Mit Hilfe eines Seilzugsystems im Vakuum und einer Verstellerschraube außerhalb des Vakuums kann der Detektor bewegt werden. Es wurden mehrere Experimente entlang der Strahlbahn durchgeführt. Zwei Ergebnisse werden in Abbildung 5.5 und Abbildung 5.8 gezeigt. Gezeigt ist jeweils das horizontale und vertikale Profilbild des durch ein Toroidsegment propagierenden Ionenstrahls. Zu erkennen ist die wellenförmige Bewegung. Wie in Kapitel 2 beschrieben werden, entlang der s-Achse Intensitätsprofile entnommen und diese ausgewertet. Zu jedem Intensitätsprofil wird ein Schwerpunkt und eine Breite ermittelt, was bei einer Gaußanpassung dem Maximum und dem FWHM-Wert entspricht. In Abbildung 5.5 sind zunächst die Falschfarbenbilder gezeigt. Zu sehen ist die Wellenform und die alternierende Enveloppe des Strahls. Auch zu sehen ist eine Steigung der Intensität an der Strahltaile. Zwischen horizontalem und vertikalem Profil gibt es einen Versatz. Das bedeutet, dass der Strahlschwerpunkt sich auf einer Gyrationbahn um die Strahlachse bewegt. Dies wurde in dem Theorieteil des Kapitel 1 hergeleitet. Die Auswertegraphen in Abbildung 5.6 zeigen den horizontalen und vertikalen Verlauf des Strahls. Die schwarze Linie ist der Strahlschwerpunkt. Die Breite der eingefärbten Fläche in blau ergibt sich aus den FWHM-Werten und steht für die Halbachsen des Strahls. Die roten Linien sind die Einhüllende des Strahlschwerpunktes. Mit Hilfe der Einhüllenden, wird zum Einen ein Abflachen der Amplitude und zum Anderen die Drift des Strahlschwerpunktes verdeutlicht. Für einen 10 keV Strahl bei einem Magnetfeld von 0,6 T, einem Toroidradius 1,3 m und einer Bahnlänge von 600 mm ergibt sich eine Drift von:

$$s_d = \frac{mv_{\parallel}l}{qRB} = \frac{\sqrt{2mE} \cdot l}{qRB} = 10,8 \text{ mm.} \quad (5.1)$$



Die Hüllkurve in Abbildung 5.6b hat am Anfang bei  $s = 0$  eine Breite von 20 mm (y-Achse) und der Schwerpunkt liegt bei 35 mm. Am Ende ergibt sich eine Breite von 15,5 mm und der Schwerpunkt hier liegt bei 25,5 mm. Das heißt, es ergibt sich eine vertikale Drift von 9,75 mm, was relativ gut mit dem oben ausgerechneten Wert übereinstimmt. Es ergibt sich eine horizontale Verschiebung von 5,5 mm. Eine horizontale Verschiebung bedeutet, dass der Ionenstrahl nur bedingt dem toroidalen Führungsfeld folgt. Anders als die Elektronen, die stark an den Magnetfeldern gebunden sind, sind die schwereren Ionen schwächer gebunden. Wie schon erwähnt, ist auch eine Strahltaile deutlich zu erkennen. Aus der Theorie kann eine longitudinale Fokussierung des Ionenstrahls hergeleitet werden. In diesem Fall fällt auf, dass die Strahltaile auf der Innenseite des Toroidsegmentes liegt. Es kann aber ausgeschlossen werden, dass die Strahlfokussierung gerade nur an diesen Positionen wirkt. Die Abbildung 5.9 zeigt zwei Strahlen verschiedener Spezies, deren fokale Bereiche sich von der Position unterscheiden. Die Anzahl der Oszillationen des Ionenstrahls kann ebenfalls analytisch errechnet und mit dem Experiment verglichen werden. Die Anzahl ist das Produkt aus Zyklotronfrequenz (siehe Gleichung 2.4) und der Flugzeit des Strahls durch die beobachtete Strecke. Eine Flugstrecke 600 mm ergibt sich aus dem ermittelten Koordinaten der Panoramabilder. Die parallele Geschwindigkeit ergibt sich aus der Strahlenergie. Damit errechnet sich für die Anzahl der Oszillationen für ein Protonenstrahl einen Wert von:

$$N = t \cdot \frac{\omega_G}{2\pi} = \frac{s}{\sqrt{\frac{2E}{m}}} \cdot \frac{qB}{2\pi m} = 4,1. \quad (5.2)$$

Drei volle Maxima können in den Graphen Abbildung 5.6b herausgelesen werden. Werden die halben Perioden von Anfang und Ende des Panoramabildes mit einbezogen, können insgesamt vier Oszillationen ermittelt werden. Aus der Auswertung - zu sehen in Abbildung 5.6 und Abbildung 5.9 - ist es möglich den Strahl dreidimensional im Raum zu rekonstruieren. Verbindet man die Information des Schwerpunktes des Strahls mit den Halbachsen des Strahls, kann die Gyrationbewegung und die alternierende Strahlenveloppe im Raum rekonstruiert werden. Für den in Abbildung 5.6 gezeigten Fall ist die dreidimensionale Rekonstruktion in Abbildung 5.7 gezeigt. Die rote Linie innerhalb des farbigen Volumens stellt den Schwerpunkt dar. Die Farbe des Volumens stellt die vertikale Verschiebung des Strahls dar. Durch die Farbkodierung ist angedeutet, dass der Strahl nach oben driftet. Beim ersten Experiment - dargestellt in Abbildung 5.6 - wurde der Filterkanal auf Protonen eingestellt. Beim zweiten Experiment, das in Abbildung 5.9 dargestellt ist, wurde auf  $H_2^+$  eingestellt. Der Filterkanal konnte bei dieser Einstellung die Protonen nicht vollständig herausfiltern, was dazu führt, dass zwei Strahlen durch den Toroid transportiert werden. Die Unterscheidung der beiden Spezies wurde schon in dem vorangegangenen Abschnitt erläutert. Abbildung 5.9 zeigt, dass beide Ionenstrahlen gleichzeitig transportiert werden können. Bei dieser Messung sieht man eine stärkere Verschiebung in der horizontalen xs-Ebene. Es ist sogar eine Krümmung der beiden Strahlen zu sehen.

Zu beachten sind einige Fehlerquellen, die die obigen Ergebnisse verfälschen könnten. Die Verzeichnung der Kameras wurden bereinigt. Die Kameras werden im toroidalen Koordinatensystem bewegt. Aufgrund des mitbewegten Systems muss geprüft werden, ob die horizontale Krümmung, die in den Panoramabildern entstehen, wirklich aufgrund der schwach gebundenen Ionen entsteht. Es wäre möglich,

dass die Bilder noch in das kartesische Koordinatensystem transformiert werden müssen. Dies kann aber nur durch eine zusätzliche Kalibrierung ermittelt werden. Die Kameras müssten dazu entlang einer gekrümmten Bahn ein gekrümmtes Objekt fotografieren, wobei sowohl die gekrümmte Bahn, als auch das gekrümmte Objekt wohldefiniert sein müssen. Aus der eventuellen zusätzlichen Krümmung der Abbildung des Objektes in einem zusammengesetzten Panoramabild wäre es möglich, eine Transformationsmatrix zu definieren. Diese kann dann auf die Panoramabilder des aufgenommenen Ionenstrahls angewendet und eventuelle Krümmungen aufgrund optischer Abbildungsfehler korrigiert werden. Es zeigt sich, dass trotz der Korrektur die Werte der vertikalen Verschiebung und der Gyrationfrequenz, mit den analytisch ausgerechneten Werten übereinstimmen.

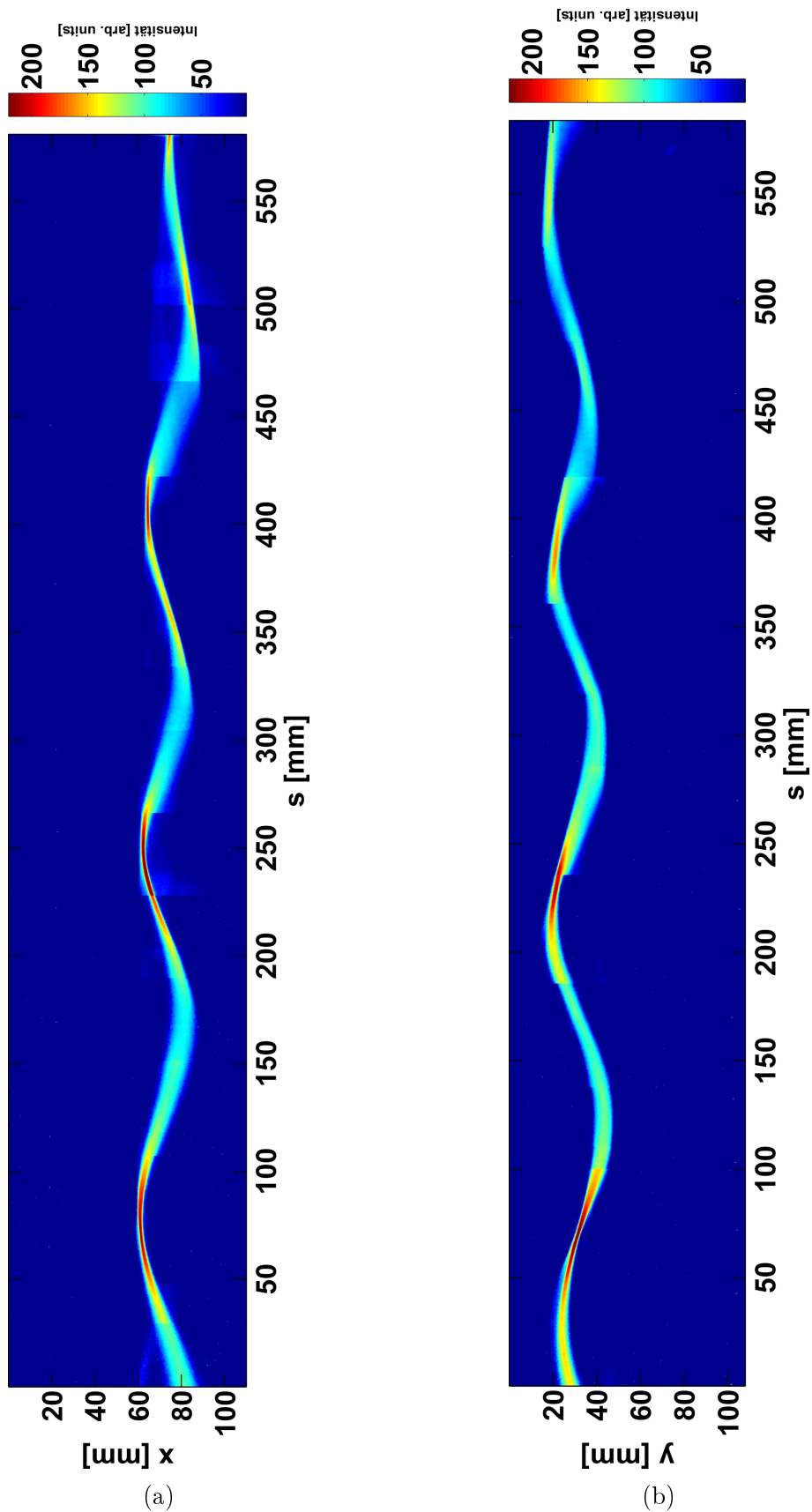


Abbildung 5.5:  $H^+$ -Strahl, Restgas  $N_2$ ,  $p = 8 \times 10^{-4}$  mbar,  $W = 10$  keV,  $I = 0,1$  mA, Toroid: 480 A (0,6 T), Solenoid: 75 A (a) horizontale (x) (b) vertikale (y) Beobachtungsebene

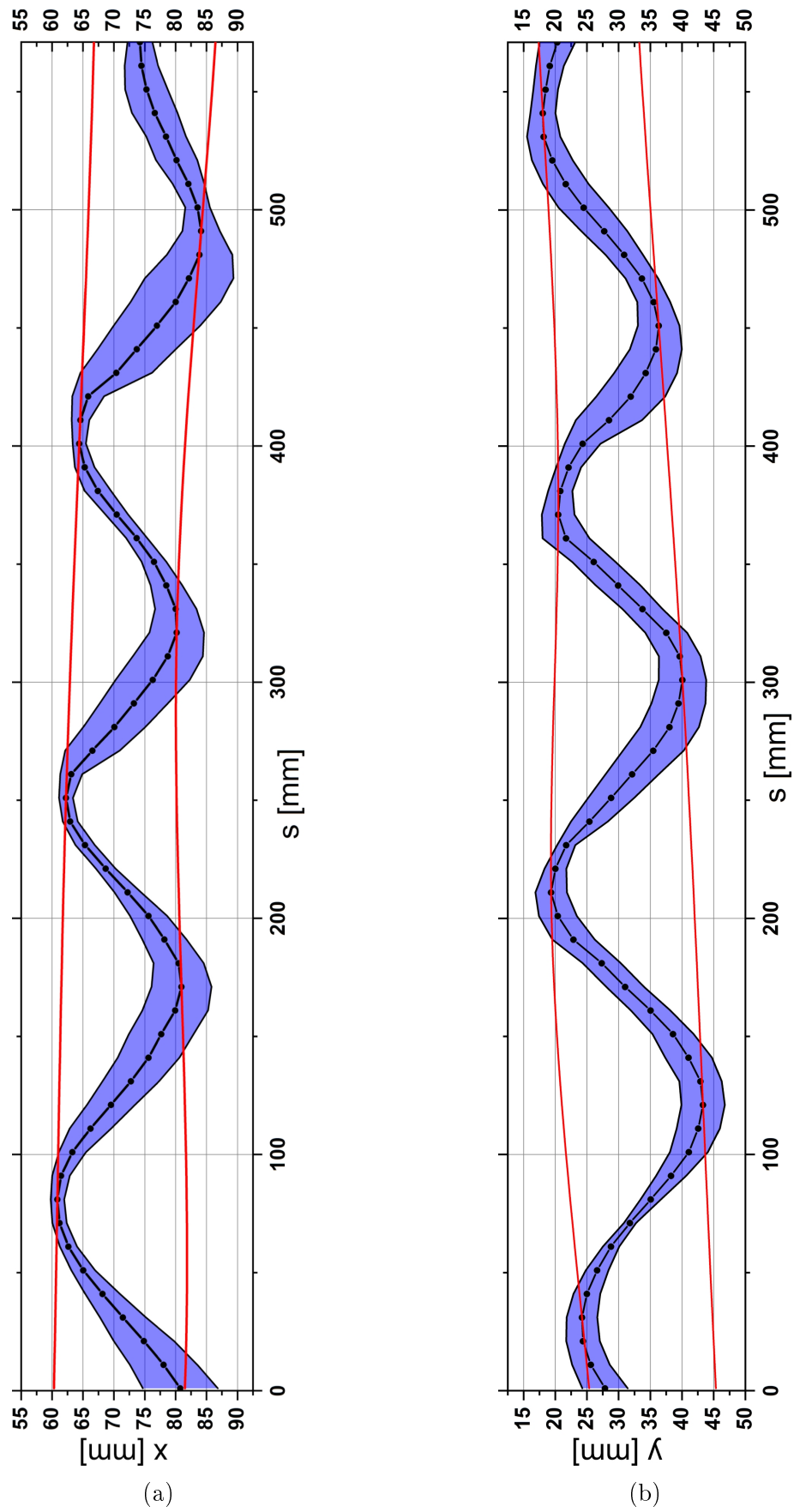


Abbildung 5.6: Auswertung der Strahlprofile. Strahlschwerpunkt (schwarze Linie), Strahlhalbachse (blaue Fläche), obere und untere Einhüllende (rote Linien)

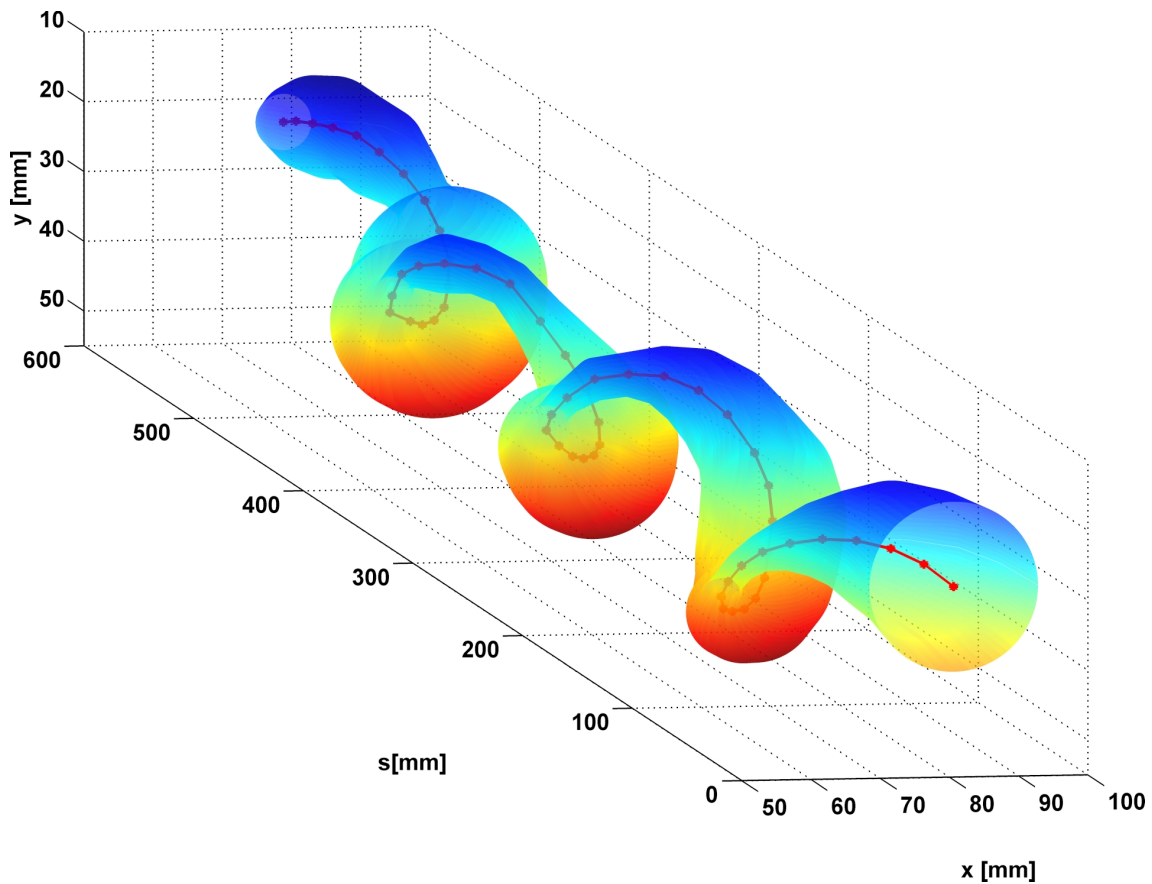


Abbildung 5.7: Dreidimensionale Auswertung der Panoramabilder. Die rote Linie gibt den Strahlschwerpunkt an. Die Halbachsen der Querschnittsflächen der dreidimensionalen Strahloberfläche wurden aus den x- und y-FWHM-Werten gewonnen. Die Farbkodierung deutet die vertikale Strahlposition an, um die Erkennbarkeit zu verbessern.

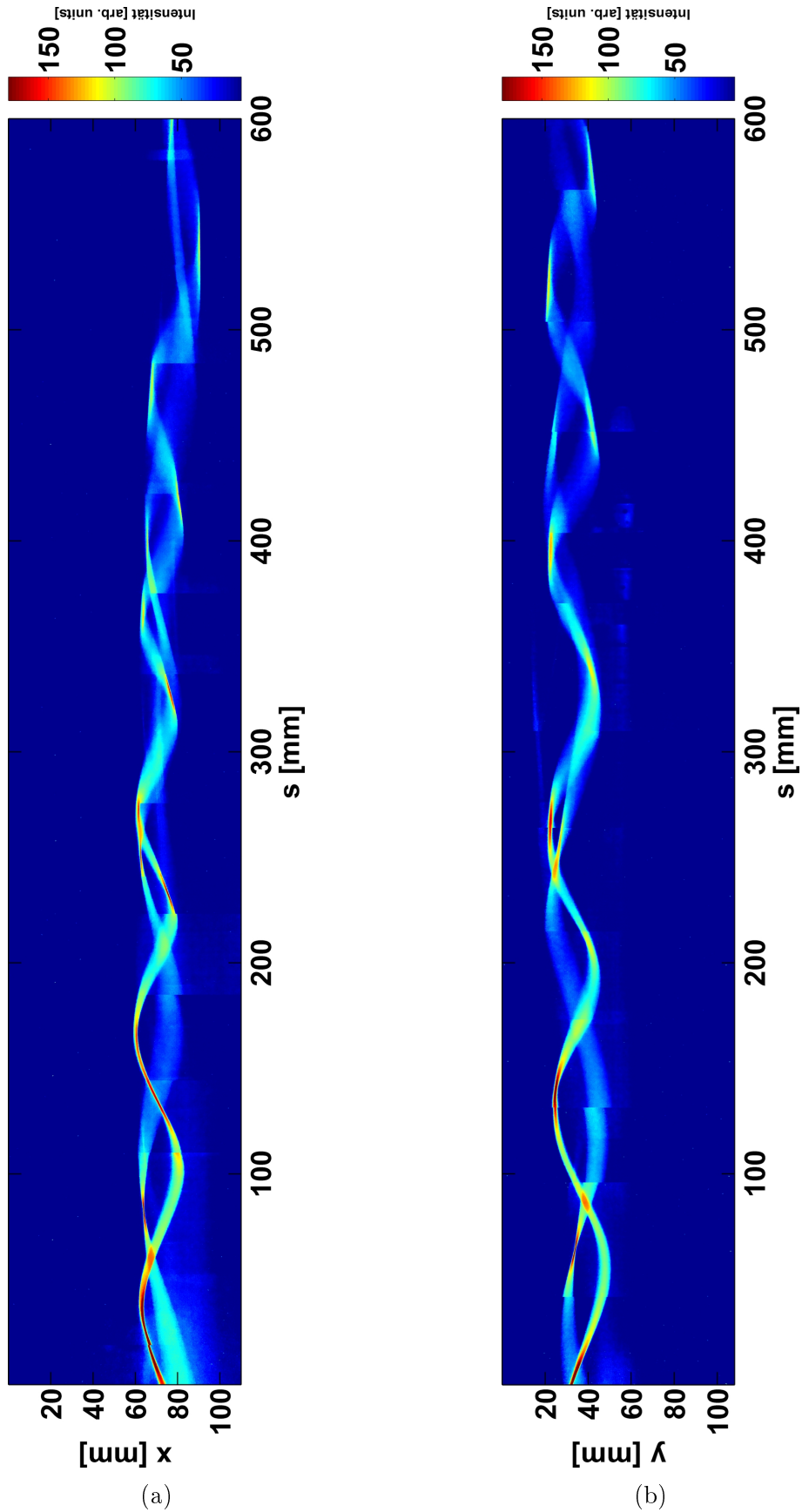


Abbildung 5.8:  $H^+$ - und  $H_2^+$ -Strahl, Restgas  $N_2$ ,  $p = 8 \times 10^{-4}$  mbar,  $W = 10$  keV,  $I = 0,1$  mA, Toroid: 480 A (0,6 T), Solenoid: 117 A (a) horizontale (b) vertikale Beobachtungsebene

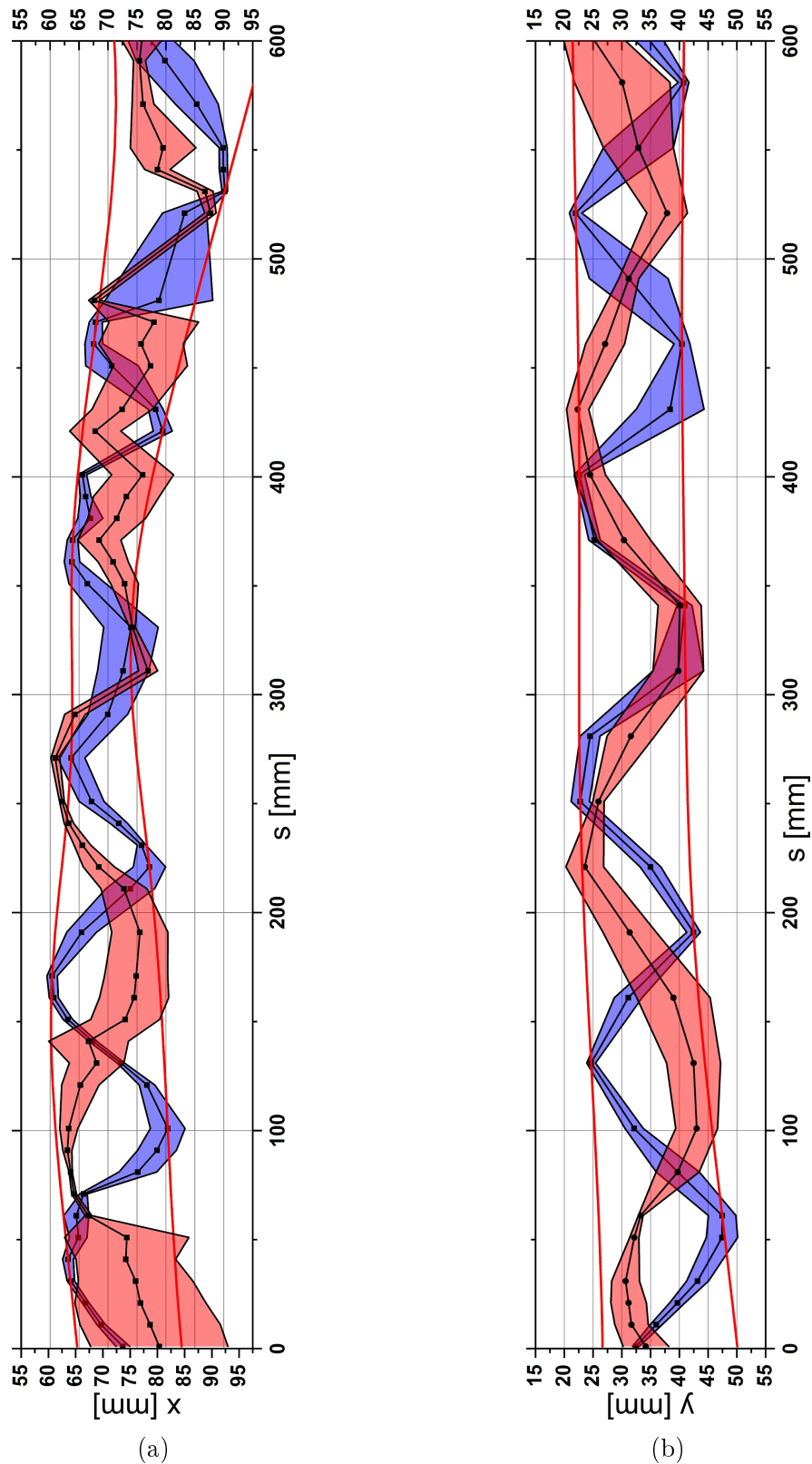


Abbildung 5.9: Auswertung der Strahlprofile. Strahlschwerpunkt (schwarze Linie); Strahlhalbachsenwerte erzeugen die blauen und roten Flächen des rekonstruierten Strahlquerschnitts entlang der Flugbahn. Die obere und untere Einhüllende des Strahls zeigen eine Krümmung in  $x_s$  sowie die erwartete Drift von 7 mm in  $y_s$ . Die Krümmung könnte von einer Fehljustierung der Kammerführung herrühren (siehe Text)





# Kapitel 6

## Photodioden-Detektor

### 6.1 Minimierung der Winkelakzeptanz

In diesem Kapitel wird die alternative Detektionsmethode „Fototransistor-Array“ vorgestellt. Diese beruht auf dem Einsatz von einzelnen optoelektronischen Elementen - Fototransistoren -, die in einer Reihe angeordnet, das Intensitätsprofil detektieren. Anders als mit einer Kamera, welche ein abbildendes optisches System ist, geht es hier um ein nicht-abbildendes System. In Kapitel 2 wurde schon das Prinzip des nicht-abbildenden optischen Systems vorgestellt. Es geht um Lichtstrahl begrenzende Elemente, die ohne abbildende Linse funktionieren. Um die Position und Ausdehnung eines Objektes zu ermitteln, muss die Auflösung entsprechend optimiert werden. Um die Auflösung eines nicht-abbildendes System zu optimieren, muss die Winkelakzeptanz der einzelnen Elemente minimiert werden (siehe dazu Abbildung 3.10). Das System muss möglichst kompakt sein, da der Detektor in den Vakuumrezipienten mit einem Durchmesser von 200 mm integriert wird, ohne den Ionenstrahl zu berühren. Die erste Überlegung, um Lichtstrahlen zu begrenzen und damit die Winkelakzeptanz zu minimieren, ist der Einsatz einer Blende. Um das Ergebnis zu simulieren und besser darstellen zu können, wurde ein sogenanntes Ray Tracing Programm (dt. Strahlverfolgung) eingesetzt.

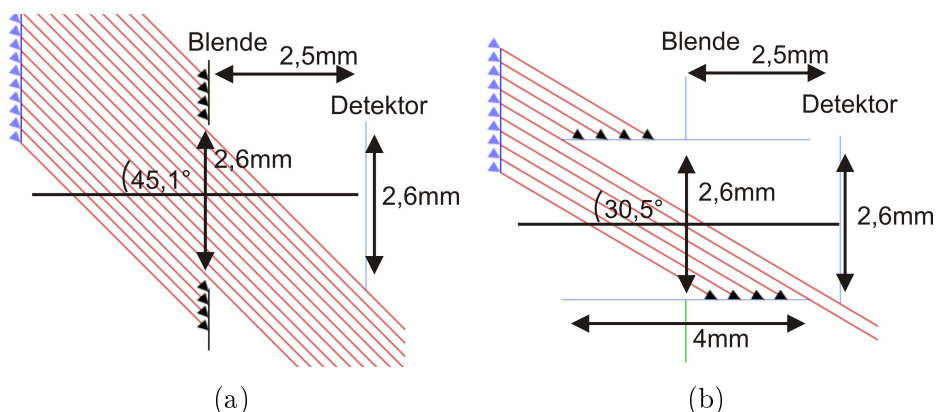


Abbildung 6.1: a) Ein optisches System, bestehend aus fotosensitiver Fläche (2,6 mm) mit Blende (2,6 mm) und sich daraus ergebendes Sehfeld. b) Weitere Verkleinerung der Winkelakzeptanz durch eine ausgedehnte Blende der Länge 4 mm.

Im ersten Fall in Abbildung 6.1a ist nur eine Blende mit einer Öffnung von 2,6 mm eingesetzt und eine genau so große Detektorlänge. Damit wird sichergestellt, dass

eine Lichtbegrenzung genau in der Länge des Detektors hervorgerufen wird. Jedoch können auch Strahlen, die bis zu einem Winkel von  $45^\circ$  emittiert werden, auf die Detektorfläche treffen. Eine Möglichkeit wäre es, die Blendenöffnung zu verkleinern und damit den Winkel  $\omega$  zu minimieren. Jedoch würde das auch bedeuten, dass nur eine geringe Menge an Licht am Foelement ankommt und damit die Sensitivität bzw. die Effizienz des optischen System verschlechtert wird. Das heißt, ohne Linse sollten Blendenöffnung und sensitive Fläche gleich groß sein.

Eine weitere Methode ist die einer langen, ausgedehnten Blende. In Abbildung 6.1b hat die Blende eine Länge von 4 mm. Der Abstand zwischen Blendenmitte und Detektor sowie die Blendenöffnung bleiben unverändert. Das Ergebnis ist eine Verkleinerung der Winkelakzeptanz auf  $30,5^\circ$ . Das Problem bei dieser Lösung ist, dass der limitierende Faktor die Höhe des Systems es nicht erlaubt, einen längeren Kanal zu realisieren.

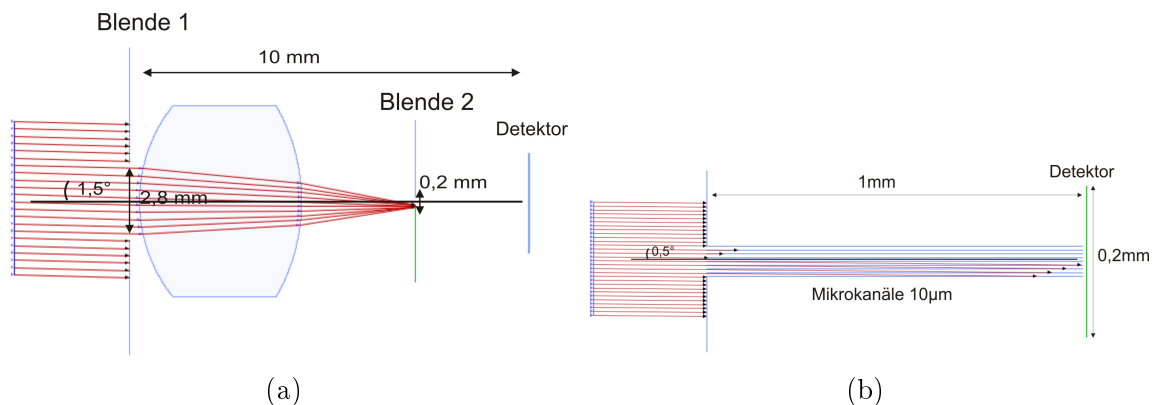


Abbildung 6.2: a) Ein optisches System bestehend aus Blende 1, Linse, Blende 2 und fotosensitiver Fläche. Erreichte Winkelakzeptanz:  $1,5^\circ$  b) Kollimieren des Lichtes mit Hilfe von Mikrokanälen und einer Blende. Erreichte Winkelakzeptanz:  $0,5^\circ$

Eine weitere Alternative ist in Abbildung 6.2a zu sehen. Das optische System besteht aus zwei Blenden und einer einfachen Sammellinse. Die erste Blende hat wieder eine Öffnung gleich der Detektorlänge von 2,8 mm. Danach ist eine Sammellinse installiert, die die Strahlen in die Öffnung einer zweiten Blende fokussiert, die eine Öffnung von 0,2 mm besitzt. Nach dem Fokuspunkt in der zweiten Blende divergieren die Strahlen wieder und treffen auf die Sensorfläche des Detektors. Durch diese Anordnung ist eine theoretische Reduktion der Winkelakzeptanz auf  $1,5^\circ$  möglich. Diese Methode wäre, falls sie realisierbar ist, die optimale Lösung, da die Höhe des Systems nur 10 mm beträgt. Um das in Abbildung 6.2a dargestellte System zu realisieren, wurden verschiedene Überlegungen getätigt. Es musste eine Linse gefunden werden, die klein genug ist, um die Vorgabe der maximalen Packungsdichte gerecht zu werden und gleichzeitig groß genug, um mit einfachen Mitteln diese in das Blendensystem zu integrieren. Eine weitere Herausforderung war es, das System so zu gestalten, dass der Fokusspunkt der Linse genau in einer 0,2 mm Blende fällt. Dazu wurde das in Abbildung 6.3a dargestellte Modell geplant. Die letztendliche Realisierung ist in dem Foto in der Abbildung 6.3b dargestellt. Das fotosensitive Element, in diesem Fall eine Fotodiode, konnte direkt an der zweiten 0,2 mm Blende befestigt werden. Die Linse wurde an die erste 2 mm Blende befestigt. Die Linse mit der ersten Blende konnte relativ zur zweiten Blende bewegt werden, so dass der Fokuspunkt der Linse genau in die zweite Blende eingepasst werden konnte.

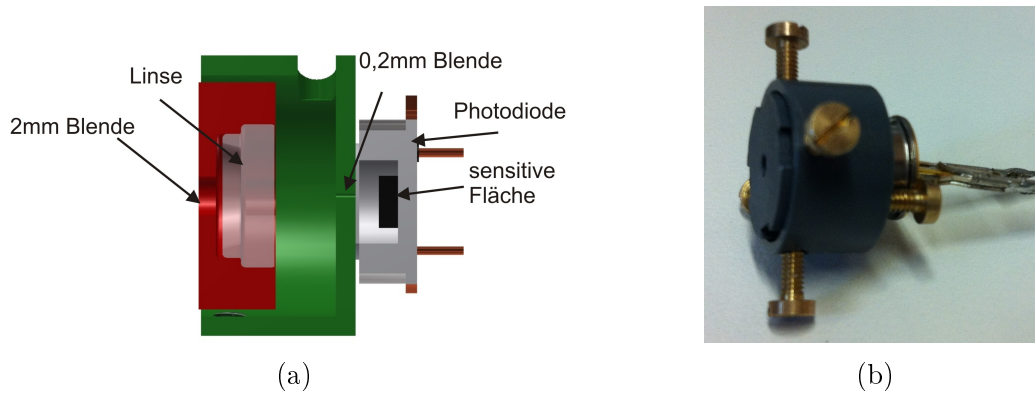


Abbildung 6.3: a) CAD Zeichnung und b) Foto des Linsensystems bestehend aus Blende 1 (2 mm), Linse, Blende 2 (0,2 mm) und Fotodiode (BPW21)

Das optische System in Abbildung 6.3b wurde dann auf einer optischen Bank vermessen. Abbildung 6.4 zeigt ein Foto von dem Aufbau der Messung. Ein einfacher Laser und in der zweiten Messung eine LED mit diffusem Licht wurde auf das optische System gerichtet. Der Fokuspunkt der Linse wurde auf die zweite Blende ausgerichtet. Das ist der Punkt, an dem der Strom der Fotodiode maximal ist, bzw. wenn die optischen Achsen der Lichtquelle und der sensitiven Fläche zusammen fallen. Anschließend wurde das optische System um die eigene Achse gedreht und der Strom pro Winkeleinheit an der Fotodiode gemessen.



Abbildung 6.4: Aufbau zur Winkelakzeptanzmessung des optischen Linsensystems

Die Ergebnisse der Akzeptanzmessungen stimmen mit den theoretisch ermittelten Werten sehr gut überein. Mit dem Laser wurde eine Winkelakzeptanz von  $1,88^\circ$  und mit der LED  $3,28^\circ$  erreicht (Abbildung 6.5). In der Simulation liegt der Halbwinkel bei  $1,5^\circ$ . Probleme dieser Realisierung sind die relativ großen Ausmaße pro Element und das genaue Einstellen des Fokuspunktes in die zweite Blendenöffnung. Der limitierende Faktor hierbei ist der Durchmesser der Linse.

Neben dieser Ordnung zeigt die Abbildung 6.2b eine weitere Methode, die zu einer noch weiteren Minimierung der Winkelakzeptanz führt. Theoretisch ist es demnach möglich, das optische Licht mit Hilfe von Licht absorbierenden Mikrokanälen zu kollimieren. Mikrokanäle von einem Durchmesser von  $10\ \mu\text{m}$  leiten die Lichtstrahlen so, dass die Winkelakzeptanz in diesem Fall auf  $0,5^\circ$  minimiert wird. Dies wird dadurch erreicht, dass die Wände der Mikrokanäle das Licht absorbieren bzw. nur minimal reflektieren. Im Prinzip arbeiten die Kanäle als Kollimatoren für optisches Licht.

Abbildung 6.6a zeigt eine Mikrokanalplatte (MCP), diese ist eine Platte aus Bleiglas, die mit Löchern von ca.  $10\ \mu\text{m}$  Durchmesser durchsetzt ist. Die Löcher gehen dabei in einem bestimmten Winkel zu Oberfläche durch die Platte. Normalerweise

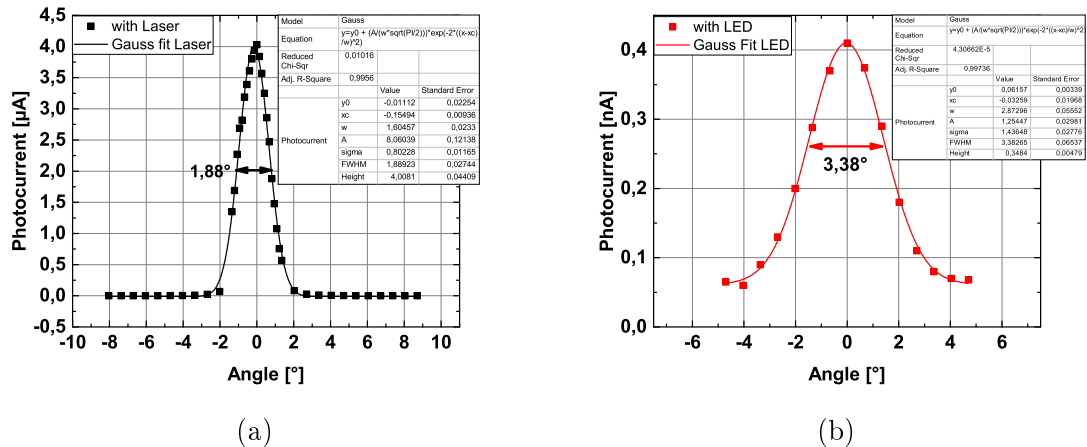


Abbildung 6.5: a) Ein Laser wurde zur Akzeptanzmessung benutzt. b) Hier wurde eine LED mit diffusem Licht benutzt.

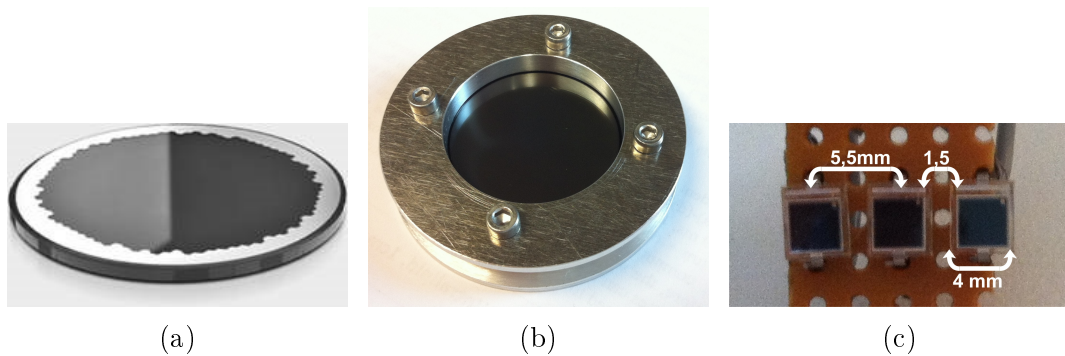


Abbildung 6.6: a) und b) Foto von der eingesetzten Mikrokanalplatte und c) drei Fotodioden, die hinter der Mikrokanalplatte angebracht werden.

wird eine MCP zum Erzeugen von Sekundärelektronen eingesetzt, um ein Eingangssignal - meist ein Ion oder auch ein Elektron - um ein Vielfaches zu verstärken. Das Abschrägen der Löcher führt dazu, dass ein einfliegendes Teilchen auf jeden Fall die Wand trifft und Sekundärelektronen auslöst. In diesem Fall wird die MCP nicht zur Sekundärelektronen-Erzeugung benutzt, sondern um optisches Licht zu kollimieren. Am einfachsten kann man diese kollimierende Eigenschaft beobachten, wenn diese gegen das Licht gehalten und mit dem bloßen Auge drauf geschaut wird. Schaut man auf die Platte genau in dem Winkel, die die Löcher zur Oberfläche besitzen, kann man durch die Platte hindurchsehen. Aufgrund der hohen Packungsdichte der Löcher scheint die Platte fast unsichtbar. Verkippt man aber die Platte geringfügig, wird diese undurchsichtig. Genau diese Eigenschaft wird ausgenutzt, um das Licht des Ionenstrahls zu kollimieren. MCPs sind sehr kostenintensiv, besonders Spezialanfertigungen wie Platten mit geraden Löchern und mit besonders lichtabsorbierenden Wänden. Die hier benutzte MCP wurde von der Firma TopAG dem Institut zur Verfügung gestellt, um genauer die optischen Eigenschaften untersuchen zu können. In Abbildung 6.6b ist die von der Firma TopAG zur Verfügung gestellte Mikrokanalplatte zu sehen. Da diese sehr empfindlich gegenüber mechanischen Einflüssen ist, wurde eine Halterung dafür entworfen, passend für die Haltemöglichkeiten an der optischen Bank. Hinter der MCP wurden drei Fotodioden angebracht.

## 6.1. Minimierung der Winkelakzeptanz

Ein Laser wurde auf die MCP gerichtet und die soweit ausgerichtet, dass die Fotodioden maximalen Strom ergaben. Diese Stellung war dann die, wo die abgechrägten Löcher genau parallel zur optischen Achse des Lasers und der Fotodioden lagen. Aus dieser Stellung heraus, wurde das MCP-Fotodiodensystem um die eigene Achse gedreht und der Strom gemessen. Die Messung ergab eine Winkelakzeptanz von  $3,7^\circ$ , wie in Abbildung 6.7 zu sehen ist. Der Wert in der Simulation war  $0,5^\circ$ . In der Simulation waren die Kanäle nicht reflektierend, was bei der MCP nicht der Fall war, die Oberfläche war glänzend und gut reflektierend. Trotz des hohen Reflexionsgrades war der Winkel klein und wenn nur die Fähigkeit der Kollimation betrachtet wird, eine optimale Lösung. Das Problem hierbei jedoch ist, dass die MCP sehr empfindlich gegenüber mechanischer Einwirkungen ist. Zudem ist diese sehr empfindlich gegen Partikel in der Luft wie z.B. Staub. Deswegen wird vom Hersteller empfohlen die MCP nur in einem Reinraum zu bearbeiten und aufzubewahren. Ein robusteres System wird an einen Teststand, bei dem das Experiment sehr oft belüftet wird und Änderungen vorgenommen werden, benötigt. Deswegen wurde diese Methode nicht als Option in Betracht gezogen.

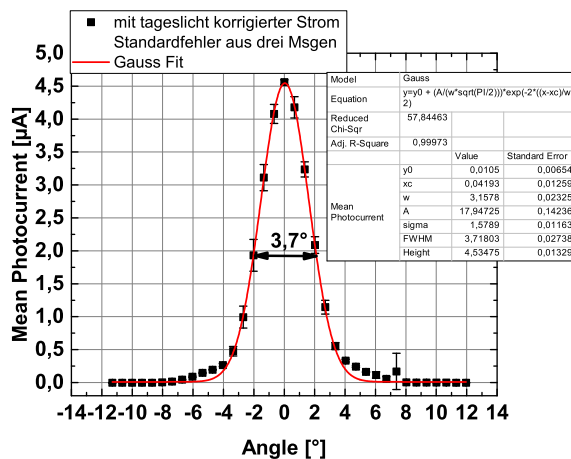


Abbildung 6.7: Winkelakzeptanz der MCP

Schließlich wurde entschieden, die folgende in Abbildung 6.8 gezeigte Methode einzusetzen. Es wurden nach Fotoelementen recherchiert, die aufgrund der Bauform schon eine sehr geringe Winkelakzeptanz besitzen. Das sind Fotoelemente nach der LED-Bauform. Die fotosensitive Fläche ist einem klarem Epoxidharz bzw. Polyurethanharz, mit Linseneffekt eingegossen. Dadurch wird es möglich Weitwinkel- oder Kleinwinkel-Kuppellinsen herzustellen. Die typischen Bauformen haben Durchmesser von 3, 5, 7, 10 mm und haben Winkelakzeptanzen von  $20 - 60^\circ$ . Der hier eingesetzte Fototransistor hat eine Winkelakzeptanz von  $24^\circ$  und eine sensitive Fläche von  $0,038 \text{ mm}^2$ . Diese Werte wurden in das Ray Tracing Programm eingegeben und eine Blende mit einer Öffnung von 1,2 mm und einer Länge von 2 mm vor das Fotoelement gelegt. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.8 gezeigt. Damit ist theoretisch eine Winkelakzeptanz von  $10^\circ$  möglich.

Abbildung 6.9 zeigt in einem CAD-Modell das fertige lineare Ensemble von Fotoelementen. Diese werden direkt auf eine Platine gelötet, um die Signale möglichst mit minimalen Verlusten zu übertragen. Die kollimierende Halterung kann direkt auf der Platine befestigt werden. Es bildet ein in sich geschlossenes lineares Detektorelement, welches dann wiederum beliebig ins Experiment eingesetzt werden kann.

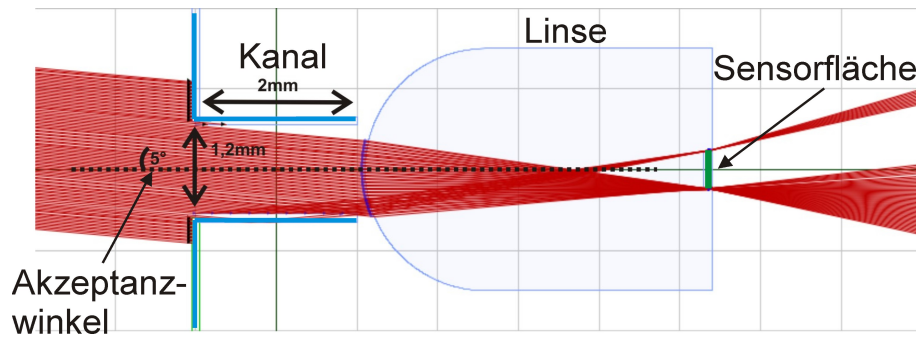


Abbildung 6.8: Optisches System bestehend aus Blende mit 1,2mm Öffnung und einer Länge von 2mm. Hinter der Blende ist der Fototransistor installiert in der LED-Bauform, das heißt mit einer Sammellinse, in deren Fokuspunkt die sensitive Fläche installiert ist. Die Winkelakzeptanz konnte dadurch theoretisch auf  $5^\circ$  reduziert werden.

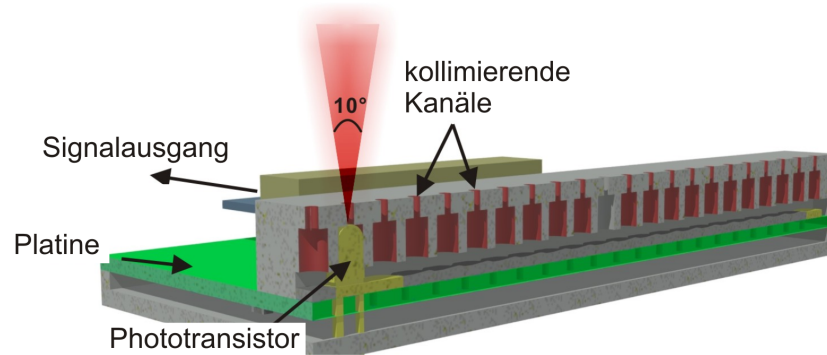


Abbildung 6.9: CAD Darstellung eines linearen Detektorelements. Fototransistoren werden direkt auf eine Platine gelötet um die Signale direkt abzugreifen. Die kollimierende Halterung wird direkt auf die Platine gesteckt.

Abbildung 6.10a zeigt die Realisierung der Blenden die zur Kollimation des optischen Lichtes führen. 23 Fotoelemente können in die Halterung eingesetzt werden. Mit einem Element zu Element Abstand von 4mm konnte die Packungsdichte maximiert werden. Im Experiment hat sich gezeigt, dass sich eine Winkelakzeptanz von  $6,92^\circ$  ergibt, die Messung wird in Abbildung 6.10b gezeigt. Um die Winkelakzeptanz zu vermessen, wurde eine diffuse weiße LED auf ein Element gerichtet.

## 6.2 Aufbau des Detektors

### 6.2.1 Test von optoelektronischen Elementen

Die ersten Untersuchungen für den Fotodioden-Detektor dienten der Entscheidung zur Wahl des richtigen optoelektronischen Fotoelementes. Verschiedene Fotodioden sowie PIN-Fotodioden und Fototransistoren wurden getestet. Diese wurden alle gleichzeitig in den Diagnosebereich zwei installiert und am Restgasleuchten getestet. In Abbildung 6.11a sind die verschiedenen Fotoelemente in dem schützenden Alugehäuse in einer CAD Zeichnung angedeutet.

In Abbildung 6.11b ist das Ergebnis der Vergleichsmessung der verschiedenen

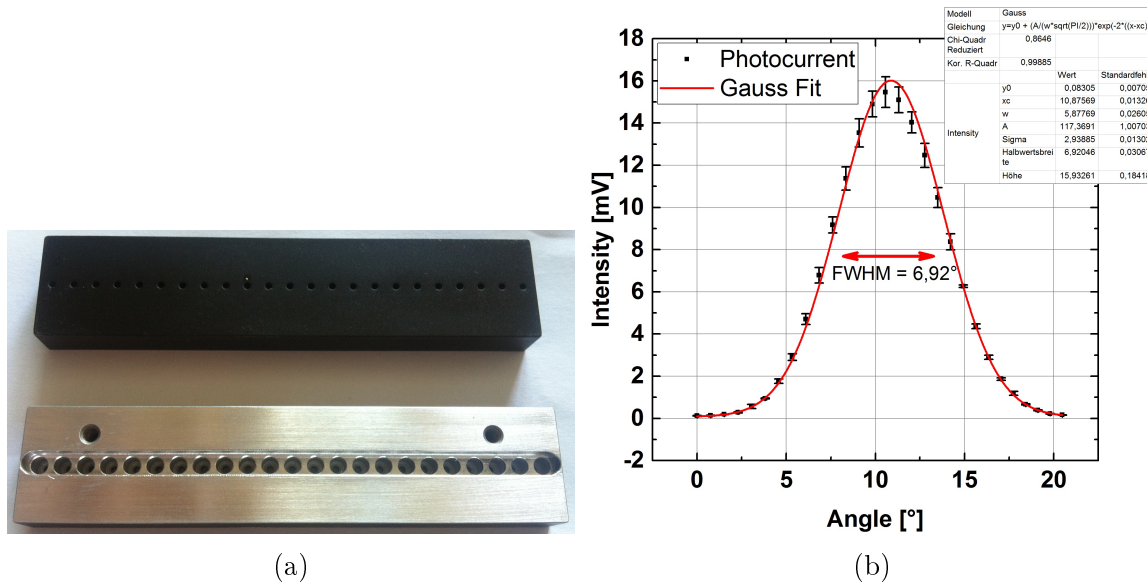


Abbildung 6.10: a) Halterung von Fototransistoren für eine lineare Anordnung und gleichzeitig eine Minimierung der Winkelakzeptanz auf  $6,92^\circ$ . Durch die kompakte Bauweise wurde die Packungsdichte maximiert auf einen Mittelpunktsabstand von 4 mm zwischen benachbarten Elementen. b) Das Ergebnis der Winkelakzeptanzmessung ergibt  $6,92^\circ$  FWHM.

Fotoelemente gezeigt. Der zusätzliche Verstärkungsfaktor des Fototransistors führt dazu, dass diese im Vergleich zu den einfachen Fotodioden mit relativ großer sensitiver Fläche und den PIN-Fotodioden sehr viel sensitiver ist. Die Tabelle 6.1 zeigt ausgewählte Eigenschaften der im Test eingesetzten Fototransistoren (SFH309), Fotodioden (SFH213) und der PIN-Fotodioden (BPW34). Obwohl der Fototransistor eine sensitive Fläche von  $0,038 \text{ mm}^2$  und damit nur einen Bruchteil im Vergleich zu den anderen Elementen besitzt, ist der Fotostrom mit  $500 \mu\text{A}$  um etwa einen Faktor 100 größer. Aufgrund der Winkelakzeptanz von  $\pm 12^\circ$  und der sehr kleinen Dimension wurde der Fototransistor SFH309 zum Einsatz im ersten Detektor ausgewählt. Für den Entwurf des linear angeordneten Detektorsystems ist der Durchmesser von 1,2 mm und die Länge von 2 mm des kollimierenden Kanals durch die Simulation bestimmt worden. Ferner wurde schon in der Simulation eine sensitive Fläche und eine Linsenform gewählt, welche auf realistischen Werten beruht. Die Form der Linse ist eine gängige LED-Bauform.

Aus den errechneten Parametern in der Simulation und aus den gegebenen Dimensionen des Fototransistors wurde die in Abbildung 6.12 gezeigte Halterung konzipiert. Die lineare Anordnung der Elemente und die Kollimation des Lichtes wurde mit der in Abbildung 6.12b dargestellten Halterung realisiert. Sie enthält vier aus Aluminium gefertigte Halterungen mit jeweils 23 Plätzen für die Fototransistoren. Die Kanäle haben einen Loch zu Loch Abstand von 4 mm. Das Ganze hat eine Höhe von 8,5 mm, eine Länge von 93 mm und eine Breite von 20 mm. Die experimentell ermittelte Winkelakzeptanz beträgt  $\pm 5^\circ$ . Die Oberfläche wurde mattschwarz lackiert um Reflexionen zu unterdrücken. Insgesamt vier von diesen Linearen Anordnungen wurden gefertigt und in der Halterung befestigt, sodass jeweils zwei Detektorflächen sich gegenüberstehen. Die Halterung ist in Abbildung 6.12a dargestellt. Diese wurde in einem 3D-Drucker aus PVC gefertigt. Die Form wurde so optimiert, dass diese

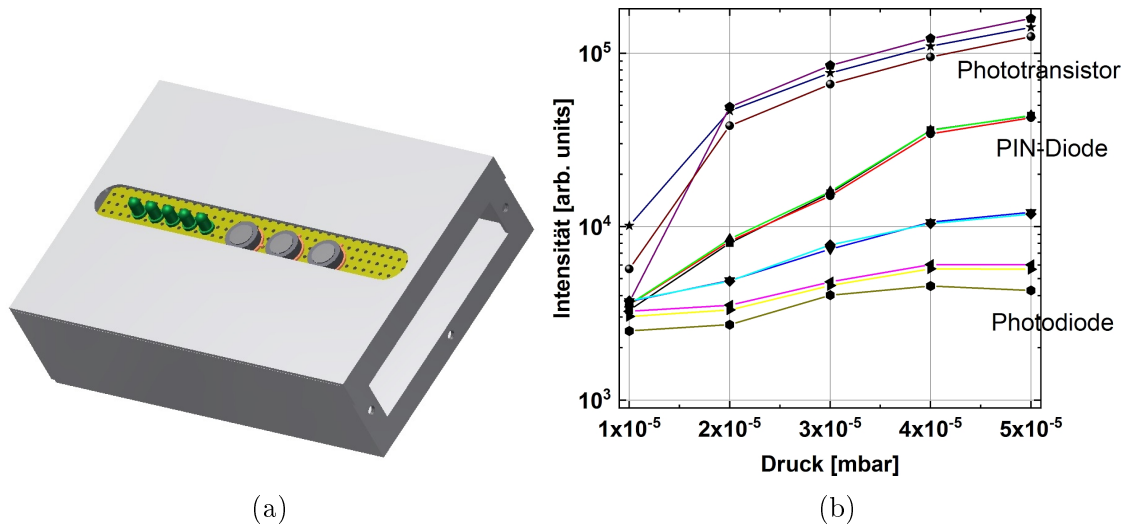


Abbildung 6.11: (a) Das Alugehäuse, in dem die zu testenden Fotoelemente eingesetzt sind. In grün dargestellt sind verschiedene Elemente in der selben Bauform (b) Fototransistor, PIN-Diode und Fotodioden wurden gleichzeitig in das Experiment installiert und die Abhängigkeit vom Restgasdruck gemessen. Eindeutig zu sehen ist, dass der Fototransistor die höchste Sensitivität besitzt.

eine möglichst große Apertur innerhalb des Strahlrohrs im Toroiden besitzt. In Abbildung 6.12c ist der verkabelte Detektor zu sehen, welcher in Abbildung 6.12d in den Toroiden eingepasst ist. Mit Hilfe eines Zugsystems kann dieser Detektor entlang der Strahlachse bewegt werden.

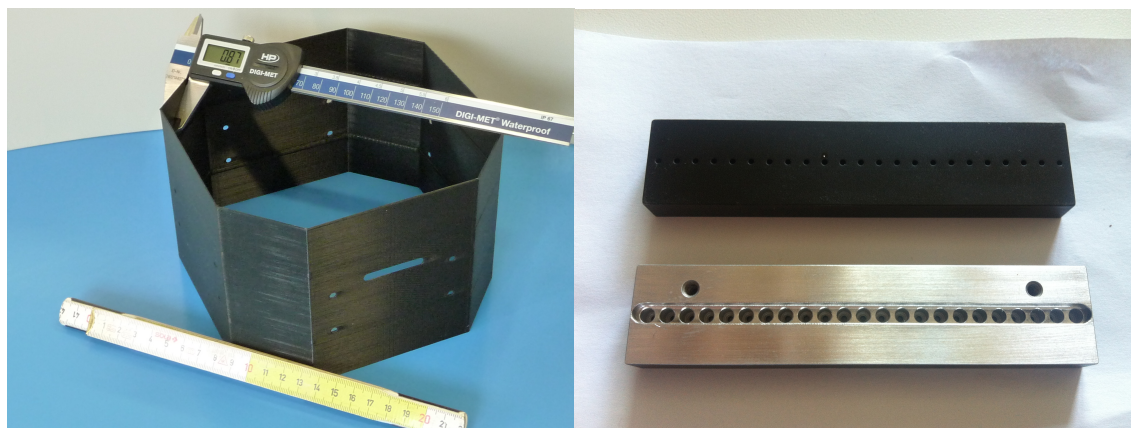
Um den Ionenstrahl mit diesem Fotodioden-Detektor untersuchen zu können, mussten vorher noch Kalibrierungen durchgeführt werden. Der Detektor besitzt 92 Fototransistoren, die alle parallel ausgelesen werden können. Die Elektronik die in Abbildung 6.13 dargestellt ist, macht es möglich die Ströme aller Fototransistoren parallel auszulesen und digital an einen Laborcomputer zu senden. Die Elektronik, welche schon in der Arbeit [Ates, 2014] eingesetzt wurde, konnte an die Fototransistoren und die Vielzahl an Elementen angepasst werden.

Tabelle 6.1: Ausgewählte Eigenschaften der Fotoelemente im Vergleich

	Spektrale Sensitivität [nm]	I-Max [nm]	Sens. Fl. [mm <sup>2</sup> ]	Winkel [°]	Dimension [mm]	Fotostrom [μA]
SFH 309	380-1180	860	0,038	±12	l:5,2 d:4	1600 ... 5000
SFH 213	400-1100	850	1	±10	l:9 d:5,9	135
BPW 34	350-1100	850	7	±60	l:6,7 w:4 h:1,2	80

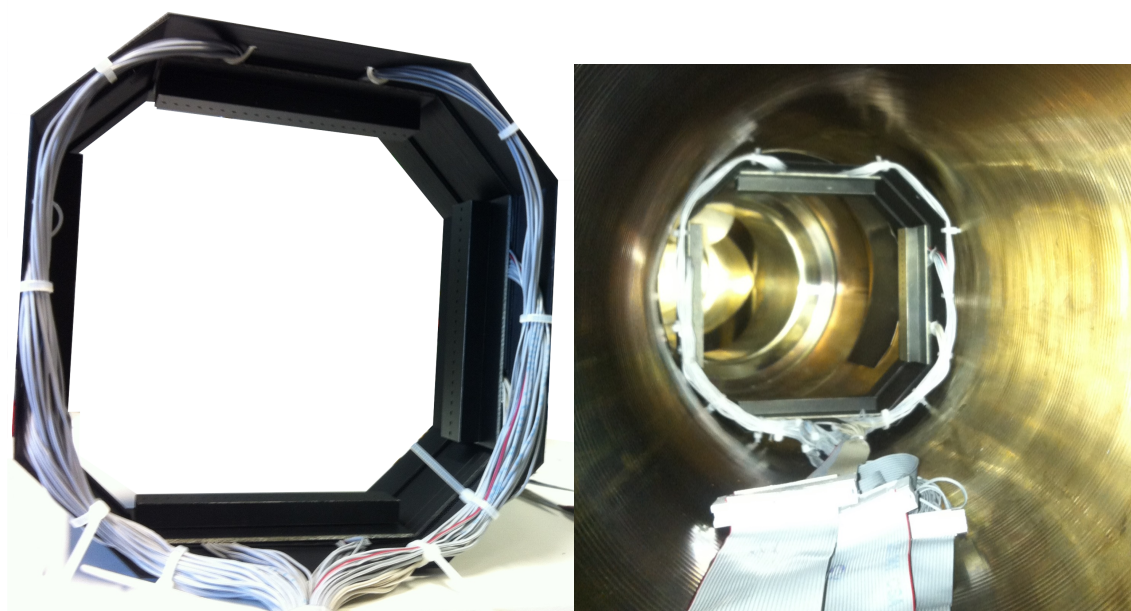
Anders als bei der Kamera, die mittels Testbild kalibriert werden konnte (siehe Kapitel 3), musste ein alternatives Testobjekt gefunden werden. Dieses musste ein selbstleuchtendes Objekt sein, welches im Idealfall isotrop leuchtet. Die Leuchtintensität soll regelbar und nicht so hoch sein, dass die fotosensitiven Elemente in Sättigung gehen. Ein Leuchtstab wurde eingesetzt. In Abbildung 6.14 ist ein Foto





(a)

(b)



(c)

(d)

Abbildung 6.12: (a) Foto der Halterung, hergestellt mit dem 3D-Drucker. (b) Foto der lichtbegrenzenden Halterung aus Aluminium. (c) Bestückter Detektor mit Verkabelung. d) Detektor in das Strahlrohr am „Testbereich 2“ eingesetzt.

der Anordnung im Labor gezeigt.

Neben einem Dunkelabgleich, das heißt, eine Aufnahme der Signale ohne Licht, musste ein Weißabgleich durchgeführt werden. Der Weißabgleich stellt sich als aufwendig dar. Eine weiße Lichtquelle musste gefunden werden, die während der Belichtung aller Fotoelemente konstant leuchtet. Eine Schaltung wurde konzipiert, bei dem die Spannung und der Strom einer weißen LED genau kontrolliert werden konnte. Bei Veränderung der Werte, aufgrund thermischer Effekte, wurden diese korrigiert. So war eine konstante Beleuchtung gewährleistet. Jedes einzelne Fotoelement wurde mit der weißen LED beleuchtet. Nachdem der Weißabgleich durchgeführt wurde, konnten die Messwerte damit korrigiert werden. In Abbildung 6.15a sind die Rohsignale des Detektors dargestellt. Es sollten vier Peaks zu sehen sein, die annähernd gaussförmig sind, um diese stärker vor dem Hintergrund herausstellen zu können, werden einige Schritte benötigt. Der erste Schritt ist ein Dunkelabgleich, danach

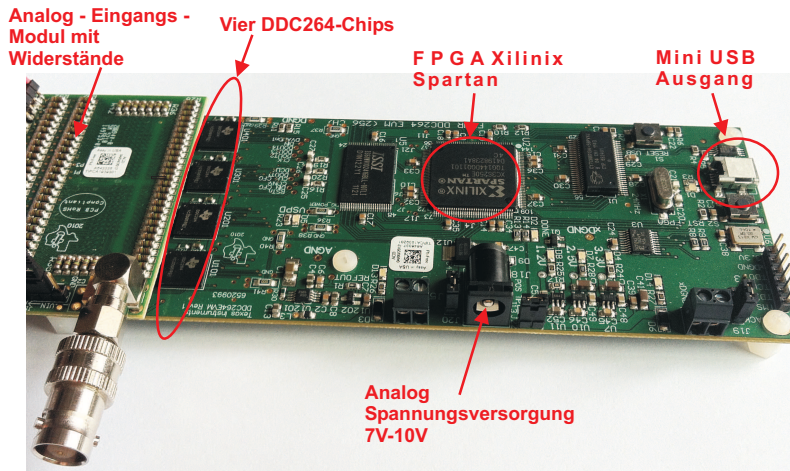


Abbildung 6.13: Ausleseelektronik-einheit der Firma Texas Instruments [Texas Instruments, 2011], [Ates, 2014].

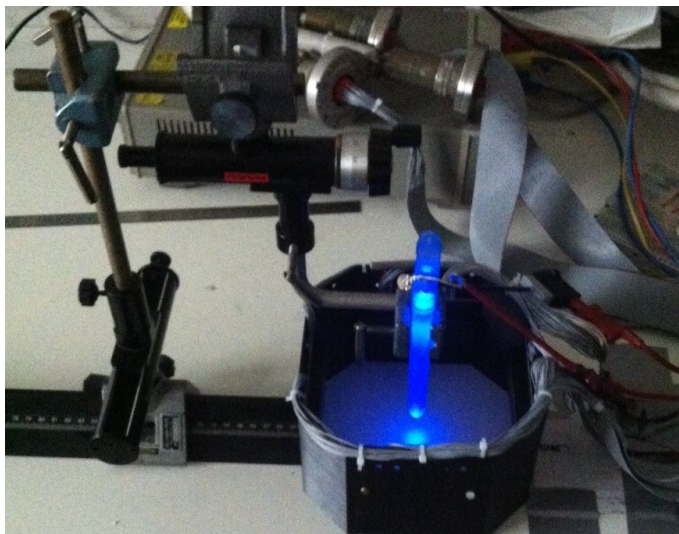


Abbildung 6.14: Ein Leuchtstab als Testobjekt zum Kalibrieren des Detektors wurde mit Mikrometerschraube bewegt. Zu sehen ist ein Foto des Aufbaus. Der blau leuchtende Leuchtstab ist innerhalb des Detektors mittig platziert.

sind die erwarteten vier Peaks deutlich zu erkennen (Abbildung 6.15b). Ein besseres Ergebnis ergibt sich nach dem zweiten Schritt, nach dem der Weißabgleich durchgeführt wurde (Abbildung 6.15c). Vier, annähernd gaussförmige Intensitätsverteilungen sind zu erkennen. Das wird deutlicher, wenn auf die einzelnen Peaks vergrößert wird (Abbildung 6.16).

In Abbildung 6.16 sind zwei Peaks gezeigt, das rechte und das obere lineare Detektorelement. Diese werden mit dem dyadischen Produkt (siehe Kapitel 2) miteinander multipliziert, um die transversale Intensitätsverteilung des Leuchtstabes zu rekonstruieren.

### 6.3 Ionenstrahlexperiment im Toroidsegment

Die Rekonstruktion des Leuchtstabes war vielversprechend. Als die ersten Messungen mit Ionenstrahl durchgeführt wurden, waren die Ergebnisse jedoch nicht mehr vielversprechend. Die linearen Detektorelemente an den vier Seiten den Detektors haben widersprüchliche Ergebnisse hervorgebracht. Eine wohl geformte Intensitätsverteilung war nicht zu beobachten. Es war nicht möglich, eine eindeutige Anpassung der Werte an eine Funktion durchzuführen, was eine Rekonstruktion nicht möglich gemacht hat. Ein Beispiel der vier Seiten ist in Abbildung 6.17 gezeigt. Weitere

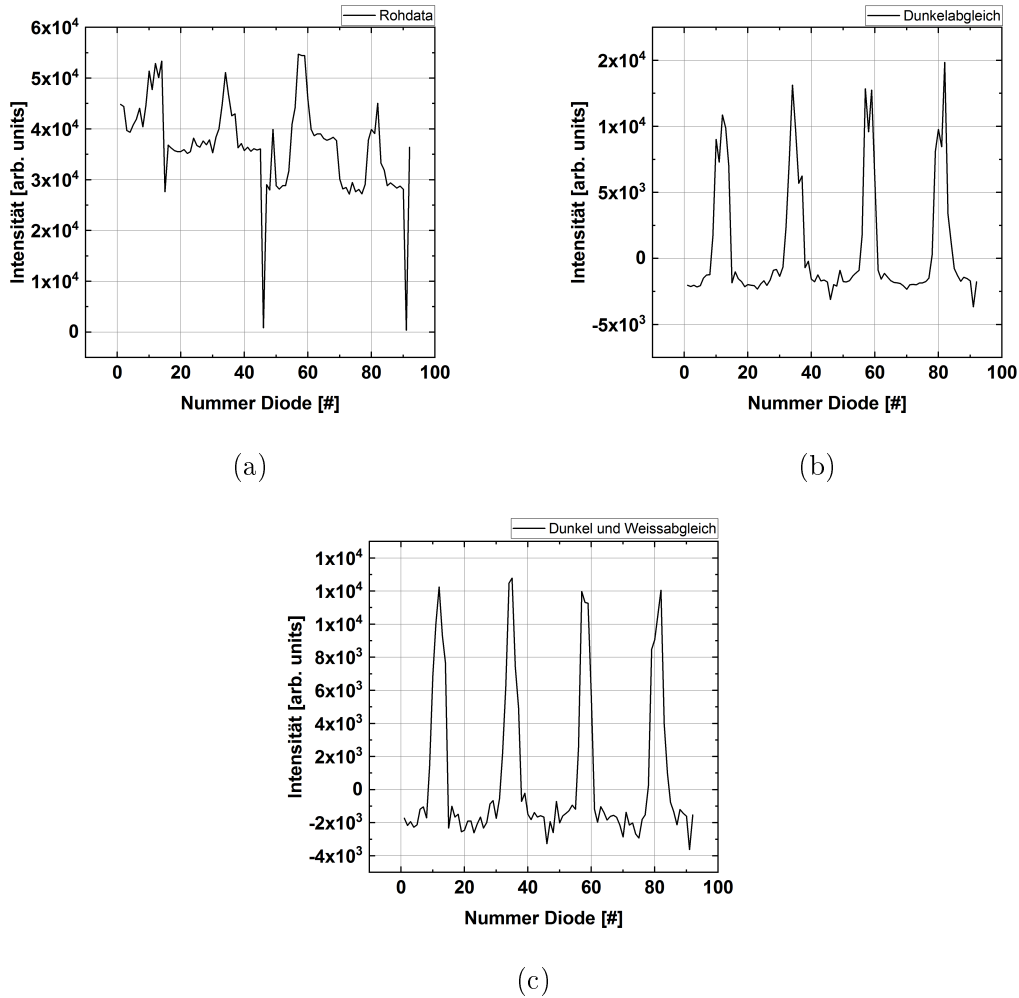


Abbildung 6.15: (a) Dieser Graph zeigt die Rohsignale des Detektors. (b) Zuvor in Dunkeln aufgenommene Signale wurden hier subtrahiert (Dunkelabgleich). (c) Die zuvor beim Weißabgleich ermittelten Skalierungsfaktoren wurden hier angewendet.

Experimente mit diesem Detektor wurden nicht mehr durchgeführt. Die Weiterentwicklung des Kameradetektors wurde bevorzugt.

Einige Vorteile gegenüber des Kameradetektors sollten genannt werden. Ein Vorteil ist die schnelle Detektion der Photonen. Die Ansprechzeit eines Fototransistors liegen bei einigen Mikrosekunden. Die schnelle Ansprechzeit und die parallele Auslesemethode, die hier angewendete wurde, führen zu Messungen innerhalb von einigen Millisekunden. Eine genau Zeitmessung wurde nicht getätigt. An der CMOS-Kamera mussten Belichtungszeiten von 6s eingestellt werden, um den Strahl beobachten zu können. Bis ein Foto auf dem Laborcomputer zu beobachten war, dauerte es bis zu 45 Sekunden. Die sensitive Fläche der Fototransistoren ist um ein vielfaches größer als die einzelnen Pixel eines CCD oder CMOS-Sensors. Die sensitive Fläche des Pixels der hier eingesetzten CMOS-Kamera beträgt ca.  $2\mu\text{m}^2$ , die des Fototransistors  $0,038\text{mm}^2$ . Das heißt, ein einzelner Fototransistor ist um ein Vielfaches sensitiver als ein Pixel einer CMOS-Kamera. Eine neue, verbesserte Entwicklung der Ausleseelektronik könnte zu besseren Ergebnissen führen. Vor allem sollte die Vielzahl der einzelnen Kabelverbindungen minimiert werden. Eine geeignete Da-

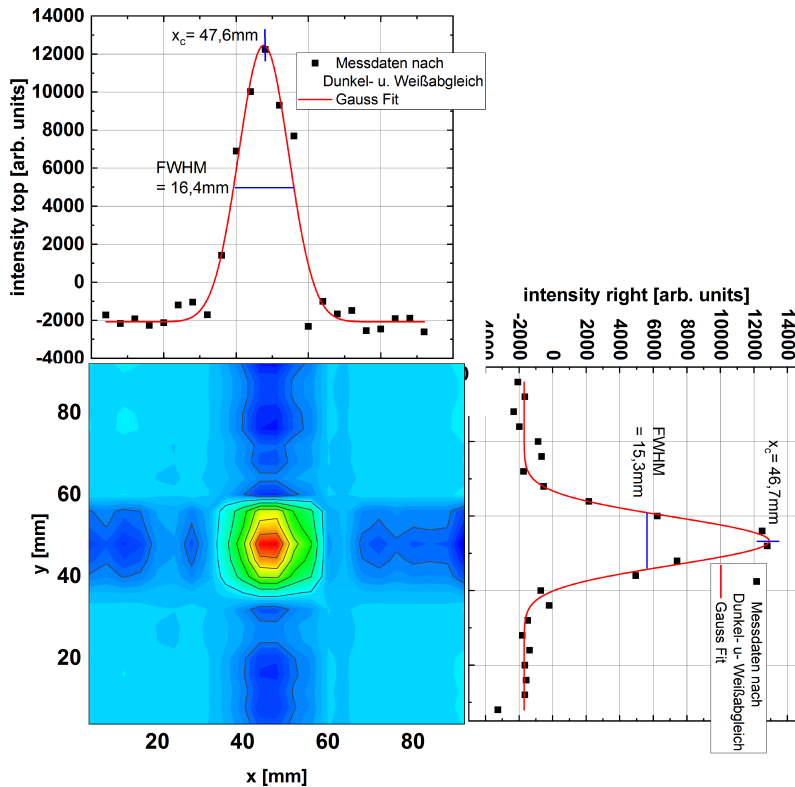


Abbildung 6.16: Rekonstruktion der transversalen Intensitätsverteilung des Lichtstabes.

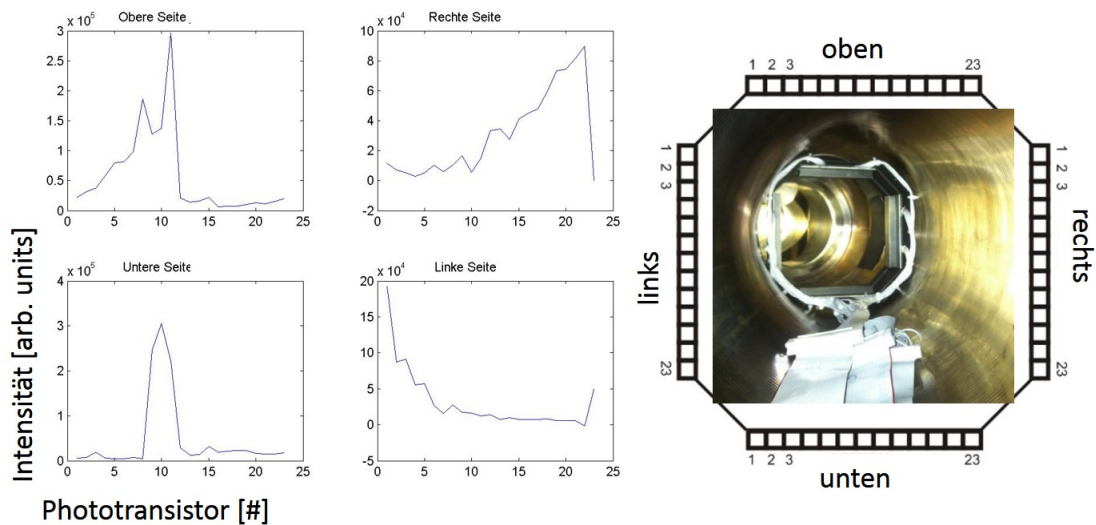


Abbildung 6.17: Signale der vier Projektionsebenen aus einer Messung mit gleichem Ionenstrahl (links). Foto des Detektors innerhalb des Vakuumrohrs des Toroidsegments. Angedeutet sind die vier linearen Detektorelemente und die Nummerierung der Fotoelemente (rechts).

tenübertragung direkt an den vier Seiten der linearen Detektorelemente mit Hilfe eines BUS-Systems, könnte dazu beitragen, den Kabelbaum zu minimieren, ohne die Geschwindigkeit des Ausleseverfahrens zu beeinträchtigen. Eine Verstärkerschaltung in Anlehnung des CMOS-Kameraprinzips sollte angedacht werden. Eine derartige Schaltung würde dazu führen, dass das System in seiner Sensitivität steigt und mit großer Wahrscheinlichkeit das Signal-zu-Rausch-Verhältnis sich verbessert.

# Kapitel 7

## Zusammenfassung und Ausblick

Mit immer komplexeren Experimenten erhöhen sich die Anforderungen an die Detektoren und diese Arbeit ist ein neuer Beitrag für eine weiterentwickelte technologische Lösung. In der vorliegenden Dissertation wurde eine optische Strahldiagnose für intensive Ionenstrahlen in starken Magnetfeldern entwickelt. Das optische System besteht aus miniaturisierten CMOS-Kameras. Sowohl die hardwareseitige Entwicklung als auch die softwareseitige Implementierung der Algorithmen zur Kamerakalibrierung, Netzwerksteuerung und Strahlrekonstruktion wurden in dieser Arbeit entwickelt. Die Leistungsstärke dieses neuartigen Diagnosesystems wurde dann experimentell an einem Teststand demonstriert.

Bei der anfangs am F8SR benutzten Detektormethode wurde ein Szintillationschirm in einer Führung längs der Toroidapertur bewegt, zusammen mit einer sehr einfachen Kamera, welche im starken Magnetfeld noch einigermaßen funktionsfähig war. Wegen der strahlzerstörenden Messmethode funktioniert diese nur bei kleinen Strahlleistungen. Weiterhin wurden die optischen Signale des Ionenstrahls stark durch elektroneninduzierte Leuchteffekte überdeckt. So konnten nur sehr grobe, ungenaue Aussagen zu Strahlbahn und Strahlquerschnitt gemacht werden.

Die nichtinvasive Strahldiagnose mit Minikameras wurde aufgrund der vielversprechenden Vorexperimente weiter verfolgt und erfolgreich weiterentwickelt. Die optische Diagnose detektiert das Restgasleuchten oder auch ionenstrahlinduzierte Fluoreszenzleuchten genannt. Die wesentlichen Eigenschaften wurden dazu dargestellt. Die Anforderungen an die optischen Eigenschaften der Kamera wurden beschrieben. Um den Ionenstrahl aus dem Restgasleuchten rekonstruieren zu können, ist es günstig, eine gaußförmige Dichteverteilung zu fitten. Diese ist eine separierbare, radialsymmetrische Funktion, und das Faltungstheorem kann darauf angewendet werden. Dadurch konnte hergeleitet werden, dass sich die Rekonstruktion des Strahls im Ortsraum zu einem dyadischen Produkt aus vertikalem und horizontalem Strahlprofil vereinfacht. Die Algorithmen MENT (Maximum Entropie), ART (Algebraic Reconstruction Method) und FBP (Filtered Back Projection) wurden genannt, die zur Rekonstruktion im Phasenraum benutzt werden. Um die Bilder der Kamera verarbeiten zu können, wird die Kantendetektion sowie die Theorie zur Bereinigung der Verzeichnung verwendet, so wie in Kapitel 3 beschrieben. Das wesentliche Funktionsprinzip einer CCD- und einer CMOS-Kamera wurde dargestellt. Aus dem Vergleich zwischen CCD- und CMOS-Kamera wurde deutlich, dass die CMOS-Technologie die CCD-Technologie aufgrund der neuesten Entwicklungen ablösen wird. Besonders in der sCMOS-Kamera („scientific CMOS-Kamera“) konnten die Vorteile beider Tech-

nologien vereint werden.

Um die Kameras ins Vakuum zu integrieren, mussten Halterungen, eine Führungsschiene, Vakuumdurchführungen und eine Netzwerksteuerung entwickelt werden. Die eingesetzten Kameras mussten in den realen Experimentierbedingungen getestet werden. Der Test im starken Magnetfeld hat gezeigt, dass der Einplatinencomputer über die USB-Verbindung im Vakuum gesteuert werden muss, da der LAN-Anschluss einen Transformator besitzt und bei einem zu starken Magnetfeld ausfällt. Durch die Modifikation konnte das Kamerasystem - bestehend aus Kamera und Einplatinencomputer - ins Vakuum integriert werden. Der Vakuumtest hat gezeigt, dass das System keinen relevanten Einfluss auf das Vakuum im Niederenergietransportbereich hat. Mit Hilfe der Kalibrierung wurde es möglich, die Position eines Objektes mittels zuvor orthogonal zueinander installierten Kameras in  $xy$ -Ortskoordinaten anzugeben. Ein bekanntes Kalibrierungsverfahren mit einem Schachbrett, bei dem Anzahl und Maße der Schachbrettfelder bekannt sind, wurde zur Bereinigung der Verzeichnung der Kameras eingesetzt. Um die interessierenden Bereiche entlang der Strahlbahn beobachten zu können, wurden sechs Kameras ins Vakuum integriert. Dazu wurde eine Adapterplatine entwickelt, an die die USB-Anschlüsse und die Spannungsversorgung der Computer angeschlossen werden können. Innerhalb des Vakuums wurden die sechs Einplatinencomputer in ein speziell angefertigtes, platzsparendes Gehäuse integriert. Jeweils zwei Kameras konnten orthogonal zueinander in einer Halterung installiert werden. Zusätzlich konnte eine solche Halterung auf eine gebogene Schiene montiert und mit Hilfe eines Zugsystems im Vakuum parallel zur Strahlbahn verschoben werden.

Ein Softwaresystem wurde entwickelt. Der erste Teil ist für den Datentransfer über das Netzwerk verantwortlich. Dieses kann automatisiert einen Befehl an alle sechs Kameras senden, welche dann zeitgleich ein Foto vom Strahl aufnehmen und die Fotos dann dem Laborcomputer zurücksenden. Der zweite Teil des Programms ist für die automatisierte Bereinigung der Verzeichnung, die Transformation in reale  $xy$ -Ortskoordinaten und die Bildbearbeitung zuständig. Schließlich nachdem alle Bilder der jeweils zueinander gehörenden Kameras zusammengeführt wurden, ist der dritte Teil der Software für die Rekonstruktion des Strahls zuständig. Damit war es möglich, Strahlschwerpunkt und Strahlhalbachsen zu ermitteln. Was noch nicht automatisiert werden konnte ist das Zusammenführen der Bilder, die durch das Verschieben der Kameras entlang der Strahlbahn gemacht wurden. Die sogenannten Panoramabilder mussten manuell zueinander angepasst werden. Die bekannten Algorithmen waren nicht in der Lage markante Punkte in den kontrastarmen Bildern des Ionenstrahls zu erkennen. Deswegen musste ein subjektives manuelles Verfahren die Bilder zusammenführen. Die Aufnahmen von dem Ionenstrahl entlang der Strahlbahn konnten rekonstruiert und in einem dreidimensionalen Graphen dargestellt werden. Dadurch wurden die zuvor hergeleiteten physikalischen Effekte mit einer noch nie vorher erreichbaren Auflösung sichtbar gemacht. Vor allem die Gyrationbewegung des Strahlschwerpunktes konnte damit deutlich beobachtet werden. Die Effekte der alternierenden Strahltaille und die Gyrationbewegung des Strahlschwerpunktes konnten mit den bisherigen Detektoren nicht annähernd in diesem Maße voneinander unterschieden werden.

Die erwartete lineare Abhängigkeit der Intensität des Restgasleuchtens von der Strahlleistung und dem Restgasdruck wurde bestätigt. Es hat sich herausgestellt, dass mit Hilfe des Filterkanals und dem optischen System eindeutig Protonenstrahl-

---

und  $H_2^+$ -Strahlbahn zugeordnet werden kann. Desweiteren wurde die Detektionsgenauigkeit des eingesetzten Kamerasystems ermittelt. Es stellte sich heraus, dass der Strahl (7 keV, 0,175 mA, *Protonen*) mit geeigneter Bildbearbeitung noch bei einem Restgasdruck von  $1 \times 10^{-5}$  mbar detektierbar ist, jedoch das Hintergrundrauschen nicht vernachlässigbar ist. Bei einem Restgasdruck von  $1 \times 10^{-4}$  mbar war die Untersuchung des Ionenstrahls optimal. Es wurde schon in Kapitel 3 angemerkt, dass die hier eingesetzte nicht-wissenschaftliche Kamera nur zur Prototypenentwicklung dient. Alternative industrietaugliche oder wissenschaftliche Kameras sind sehr viel sensitiver. Für den Einsatz als Standarddiagnosesystem sollten die sensitiveren Kameras getestet und eingesetzt werden.

Es wurden zwei Experimente durchgeführt, bei denen der Strahl entlang der Strahlbahn untersucht worden ist. Das eine Experiment wurde nur mit einem Protonenstrahl durchgeführt. Beim zweiten Experiment wurde der  $H_2^+$ -Anteil nicht herausgefiltert und Protonen- und  $H_2^+$ -Strahl konnten gleichzeitig entlang der Strahlbahn beobachtet werden. Die Gyrationfrequenz und die Strahldrift konnte aus den Bildern ermittelt werden, sie stimmen mit den analytisch berechneten Werten überein. Das Kamerasystem konnte am FRANZ-Projekt nicht getestet werden, da zu der Zeit in der diese Arbeit gefertigt wurde, kein Strahlbetrieb möglich war.

In den vorherigen Arbeiten des Autors wurde eine einfache optische Diagnose mittels radial um den Strahl angeordneten Photodioden entwickelt, wie in Kapitel 2 vorgestellt. Diese Methode wurde zu Beginn dieser Arbeit zunächst weiterverfolgt, die erreichten Ergebnisse bleiben aber noch unbefriedigt. Es wurden sensitivere Phototransistoren eingesetzt. Um die Auflösung des Detektors zu erhöhen, wurde die Winkelakzeptanz der einzelnen Fotoelemente minimiert. Verschiedene Messungen mit dem Detektor haben gezeigt, dass eine widerspruchsfreie Rekonstruktion des Strahls nicht möglich ist. Die Verschaltung der Fotoelemente muss überdacht werden, falls diese Methode weiterentwickelt werden soll. Die große Anzahl an Kabelverbindungen, stellt ein weiteres nicht zu vernachlässigendes Problem dar. Es müsste eine effizientere Methode entwickelt werden, um die Anzahl an Kabelverbindungen zu minimieren. Diese Entwicklung wurde aber nicht weiterverfolgt. Letztlich den Durchbruch in der optischen Diagnose brachte die Verwendung von Einplatinen-CMOS-Kameras, so wie in dieser Arbeit entwickelt.

Für die Zukunft des Kameradetektors sind weitere neue Entwicklungen geplant. Um das System weiter zu optimieren, ist der Einsatz von wissenschaftlichen oder industriellen Kameras geplant. Es sollte nach Methoden gesucht werden, um die Sensitivität der Kamera noch weiter zu steigern. Zum Einen wäre der Einsatz eines kommerziellen, miniaturisierten Lichtverstärkers (MCP) direkt vor der Kameralinse denkbar. Zum Anderen sollte über die Möglichkeit nachgedacht werden, kurzzeitig während der Strahlaufnahme in direkter Restgasatmosphäre zu messen. Dies könnte z.B. durch schnelle elektromechanische Verschlüsse an beiden Enden des Diagnoseelements unterstützt werden.

Sechs Kameras konnten in das Vakuum integriert werden, wobei jeweils zwei Kameras einen Detektor bilden. Um die Rekonstruktion der Dichteverteilung und die komplexe Bewegung des Strahls gut auflösen zu können, könnte also ein Detektor pro Beobachtungsebene mit sechs Kameras bestückt werden. Wie in Kapitel 3 gezeigt, verbessert sich mit den schon etablierten Tomographicalgorithmen die Strahlrekonstruktion, wenn sich die Zahl der Projektionen erhöht. Weiterhin sollte die Ansteuerung der Kameras verbessert werden. Es sollte die Möglichkeit unter-

sucht werden, mehrere Kameras durch einen Einplatinencomputer zu steuern. Dazu wird eine Adapterplatine mit einem geeigneten Treiber benötigt. Dadurch könnte das System um ein Vielfaches vereinfacht werden und es könnten weitere Kameras ins Vakuum integriert werden.



# Literaturverzeichnis

- [Abramowitz und Stegun, 1972] Abramowitz, M. und Stegun, I. A. (1972). *Handbook of mathematical functions with formulas, graphs, and mathematical tables*, Band 55 in *National Bureau of Standards Applied mathematics series*. U.S. Dept. of Commerce, Washington, D.C, 10th printing, with corrections, [elektronische ressource]. Auflage.
- [Alzubaidi et al., 2016] Alzubaidi, S., Bartz, U., Basten, M., Bechtold, A., Chau, L. P., Claessens, C., Dinter, H., Droba, M., Fix, C., Hähnel, H., Heilmann, M., Hinrichs, O., Huneck, S., Klump, B., Lotz, M., Mäder, D., Meusel, O., Noll, D., Nowottnick, T., Obermayer, M., Payir, O., Petry, N., Podlech, H., Ratzinger, U., Schempp, A., Schmidt, S., Schneider, P., Seibel, A., Schwarz, M., Schweizer, W., Volk, K., Wagner, C., und Wiesner, C. (2016). The Frankfurt neutron source FRANZ. *The European Physical Journal Plus*, 131(5):419.
- [Ates, 2012] Ates, A. (2012). *Zerstörungsfreie Strahldiagnosemethode in starken Magnetfeldern*. Bachelorthesis, Goethe Universität Frankfurt, Frankfurt am Main.
- [Ates, 2014] Ates, A. (December 2014). *Weiterentwicklung der zerstörungsfreien Strahldiagnosemethode in starken Magnetfeldern*. Masterthesis, Goethe Universität Frankfurt, Frankfurt am Main.
- [Ates et al., 2017] Ates, A., Ates, Y., Niebuhr, H., und Ratzinger, U. (2017). Non-invasive diagnostics of ion beams in strong toroidal magnetic fields with standard CMOS cameras. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*.
- [Becker et al., 2007] Becker, F., C. A. Andre, P. Forck, und D. Hoffmann (2007). Beam Induced Fluorescence (BIF) Monitor for Transverse Profile Determination of 5 to 750 MeV/u Heavy Ion Beams. *Proceedings of DIPAC 2007 Venice*, Seiten 33–35.
- [Becker et al., 2010] Becker, F., P. Forck, T. Giacomini, R. Haseitl, und B. Walasek-Hoehne (2010). Beam Induced Fluorescence Monitor - Spectroscopy in Nitrogen, Helium, Argon, Krypton and Xenon Gas. In *Beam Instrumentation Workshop*, Band TUPSM020, Seiten 156–159.
- [Blanc et al., 2009] Blanc, N., Giffard, P., Seitz, P., Buchschacher, P., Nguyen, V., und Hoheisel, M. (2009). Semiconductor Image Sensing. In Zhang, G. Q. und Roosmalen, A., Herausgeber, *More than Moore*, Seiten 239–278. Springer US, Boston, MA.

- [Bradski und Kaehler, 2008] Bradski, G. R. und Kaehler, A. (2008). *Learning OpenCV: Computer vision with the OpenCV library / by Gary Bradski and Adrian Kaehler*. O'Reilly, Farnham and Cambridge.
- [Chamberlin et al., 1981] Chamberlin, D. D., J.D. Gilpatrick, G.N. Minerbo, und L.E. Teel (1981). Noninterceptive Transverse Beam Diagnostics. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, June 1981(Vol. NS-28, No. 3):2347–2349.
- [Chen, 1990] Chen, F. F. (1990). *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. Plenum Press, New York and London, 2nd ed. [4th printing]. Auflage.
- [Dahlberg, 1967] Dahlberg, D. (1967). *Optical emission produced by proton and hydrogen atom impact on nitrogen and hydrogen molecules*. Dissertation, Montana State University, Bozeman, Montana.
- [de Blank und Schep, 2018] de Blank, H. J. und Schep, T. J. (2018). Guiding Center Motion. *Fusion Science and Technology*, Seiten 41–48.
- [Droba et al., 2010] Droba, M., N. Joshi, O. Meusel, H. Niebuhr, und U. Ratzinger (2010). Beam Accumulation in a Stellarator Type Storage Ring. *Proceedings, IPAC2010, Kyoto*, Seiten 4473–4475.
- [Droba et al., 2006] Droba, M., N. Joshi, O. Meusel, P. Nonn, und U. Ratzinger (2006). Design Studies on a Novel Stellarator Type High Current Ion Storage Ring. *Proceedings, EPAC'06 Edinburgh*, Seiten 297–299.
- [Droba et al., 2004] Droba, M., O. Meusel, U. Ratzinger, und K. Volk (2004). High Current Ion Beams at Frankfurt University. *Proceedings, EPAC'04 Lucerne*, Seiten 1198–2000.
- [Droba et al., 2002] Droba, M., U. Ratzinger, J. Jacoby, J. Maruhn, und O. Meusel (2002). High Current Accumulator Ring. In *HEDP GSI Annual Report 2002*, Seite 26.
- [Droba et al., 2003] Droba, M., U. Ratzinger, und J. Maruhn (2003). High Current Accumulator Ring Study for Frankfurt University. *GSI Annual Report 2003*.
- [Einstein, 1905] Einstein, A. (1905). Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. *Annalen der Physik*, 322(6):132–148.
- [Forck und Bank, 2002] Forck, P. und Bank, A. (2002). Residual Gas Fluorescence for Profile Measurements at the GSI UNILAC. In *Proceedings of EPAC 2002*, Seiten 1885–1887.
- [Fossum, 1993] Fossum, E. R. (1993). Active pixel sensors: are CCDs dinosaurs? In Blouke, M. M., Herausgeber, *IS&T/SPIE's Symposium on Electronic Imaging: Science and Technology*, SPIE Proceedings, Seiten 2–14. SPIE.
- [Fossum, 2013] Fossum, E. R. (2013). CAMERA-ON-A-CHIP: TECHNOLOGY TRANSFER FROM SATURN TO YOUR CELL PHONE. *Technology & Innovation*, 15(3):197–209.

- [Fraser, 1978] Fraser, J. S. (1978). *Beam tomography or ART in accelerator physics. [Current density profiles]*.
- [Fraser, 1981] Fraser, J. S. (1981). Developments in Non-Destructive Beam Diagnostics. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, June 1982(Vol. NS-28, No.3):2137–2139.
- [Göbel, 2011] Göbel, H. (2011). *Einführung in die Halbleiter-Schaltungstechnik: [mit dem interaktiven Lehr- und Lernprogramm S.m.i.L.E.]*. Springer-Lehrbuch. Springer, Berlin [u.a.], 4., bearb. und erw. Aufl.. Auflage.
- [Graf, 2007] Graf, S. (2007). *Kamerakalibrierung mit radialer Verzeichnung - die radiale essentielle Matrix*. Dissertation, Universität Passau, Passau.
- [Haseitl et al., 2009] Haseitl, R., C. A. Andre, F. Becker m, und P. Forck (2009). ProfileView - A Data Acquisition System for Beam Induced Fluorescence Monitors. In *Proceedings of DIPAC09*, Band MOPD42.
- [Hasted, 1964] Hasted, J. B. (1964). *Physics of atomic collisions*. Butterworths, London.
- [Hinterberger, 2008] Hinterberger, F. (2008). *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2. Aufl.. Auflage.
- [Hughes et al., 1961] Hughes, R. H., J. L. Philpot, und C. Y. Fan (September 1961). Spectra Induced by 200-keV Proton Impact on Nitrogen. *Phys. Rev.*, (Volume 123, Number 6):2084–2086.
- [Jähne et al., 1999] Jähne, B., Haussecker, H., und Geissler, P. (1999). *Handbook of computer vision and applications: A three volume set, plus three CD-ROMs / edited by Bernd Jähne, Horst Haussecker, Peter Geissler*. Academic Press, San Diego and London.
- [Jakob et al., 2005] Jakob, A., Klein, H., Ratzinger, U., Ushakov, A., und Volk, K. (2005). First optical beam profile measurements on an H<sup>+</sup>-source in Frankfurt. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 536(1-2):1–10.
- [Joshi, 2009] Joshi, N. (2009). *Investigations on Transport and Storage of High Ion Beam Intensities*. Dissertation, Goethe University Frankfurt, Frankfurt am Main.
- [Joshi et al., 2009] Joshi, N., Droba, M., Meusel, O., und Ratzinger, U. (2009). Characterization of volume type ion source for p, H<sub>2</sub><sup>+</sup>, H<sub>3</sub><sup>+</sup> beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 606(3):310–313.
- [Kapchinskij und Vladimirkij, 1959] Kapchinskij, I. M. und Vladimirkij, V. V. (1959). Limitations Of Proton Beam Current In A Strong Focusing Linear Accelerator Associated With The Beam Space Charge. In Kowarski, L., Herausgeber, *HEACC'59*, Seiten 274–287.

- [Lapostolle, 1971] Lapostolle, P. M. (1971). Possible emittance increase through filamentation due to space charge in continuous beams. In *IEEE Trans.Nucl.Sci : Presented at*, Band 18, Seiten 1101–1104.
- [Löffler-Mang, 2011] Löffler-Mang, M. (2011). *Optische Sensoren und Messtechnik: Grundlagen, Elemente und Systeme*. Studium. Vieweg + Teubner, Wiesbaden, 1. aufl.. Auflage.
- [Minerbo, 1979] Minerbo, G. (1979). MENT: A maximum entropy algorithm for reconstructing a source from projection data. *Computer Graphics and Image Processing*, 10(1):48–68.
- [Minerbo und Sanderson, 1977] Minerbo, G. N. und Sanderson, J. G. (1977). Reconstruction of a Source from a Few (2 Or 3) Projections.
- [Niebuhr, 2012] Niebuhr, H. (2012). *Untersuchung der transversalen Strahldynamik beim Transport eines Ionenstrahls durch zwei toroidale Magneten*. Bachelorthesis, Goethe Universität Frankfurt, Frankfurt am Main.
- [Niebuhr, 2014] Niebuhr, H. (2014). *Experimente und Simulationen zur Filterung und Injektion in einen toroidalen Ionenspeicherring*. Masterthesis, Goethe Universität Frankfurt, Frankfurt am Main.
- [Niebuhr et al., 2016] Niebuhr, H., A. Ates, M. Droba, O. Meusel, D. Noll, U. Ratzinger, und J. F. Wagner (2016). Figure-8 Storage Ring - Investigation of the Scaled Down Injection System. In *Proceedings HB2016*, Band MOPR001, Seiten 41–45.
- [Nonn, 2009] Nonn, P. (2009). *Entwicklung einer Strahldiagnose in toroidalen, magnetischen Führungsfeldern*. Diploma thesis, Goethe Universität Frankfurt, Frankfurt am Main.
- [Pedersen und Boozer, 2002] Pedersen, T. und Boozer, A. H. (2002). Confinement of nonneutral plasmas on magnetic surfaces. *Physical review letters*, 88(20):205002.
- [Pozimski et al., 2000] Pozimski, J., Jakob, A., Klein, H., Lakatos, A., und Meusel, O. (2000). Non destructive determination of beam emittance for low energy ion beams using CCD camera measurements. In *7th European Particle Accelerator Conference*, Seiten 1800–1802.
- [Radon, 1917] Radon, J. (1917). Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten.
- [Raspberry Pi Foundation, ] Raspberry Pi Foundation. Internetauftritt des Raspberry Pi Foundation.
- [Reichau, 2012] Reichau, H. (2012). *Fundamentals for routined utilization of tomography in beam diagnostics*. Dissertation, Goethe Universität Frankfurt, Frankfurt am Main.
- [Rezzonico, 1986] Rezzonico, L. (1986). Beam Diagnostics at SIN. In *11th International Conference on Cyclotrons and their Applications*, Seiten 457–460.

- [Sacherer, 1971] Sacherer, F. J. (1971). Rms envelope equations with space charge. In *IEEE Trans.Nucl.Sci : Presented at*, Band 18, Seiten 1105–1107.
- [Sander et al., 1979] Sander, O. R., Minerbo, G. N., Jameson, R. A., und Chamberlin, D. D. (1979). Beam Tomography in Two and Four Dimensions. In *Proceedings of the 1979 Linear Accelerator Conference*, Seiten 314–318.
- [Sittinger, 1995] Sittinger, F. (1995). *Untersuchungen zu optischen Profil- und Emitanzmessungen an niederenergetischen intensiven Ionenstrahlen*. Dissertation, Goethe Universität Frankfurt, Frankfurt am Main.
- [Texas Instruments, 2011] Texas Instruments (2011). DDC264EVM User Guide.
- [Wagner, 2013] Wagner, C. (2013). *Optische tomographische Strahldiagnose*. Masterthesis, Goethe Universität Frankfurt, Frankfurt am Main.
- [Wiesner, 2014] Wiesner, C. (2014). *Chopping and transport of high-intensity ion beams*. Dissertation, Goethe Universität Frankfurt, Frankfurt am Main.



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Veranschaulichung der Teilchengyration um die Führungsachse $\vec{s}$ (im englischen Guiding Center Motion genannt). Die einzelnen Teilchen gyrieren um diese Achse je nach Ladung im Uhrzeigersinn oder Gegenurzeigersinn. Gleichzeitig verschiebt sich die Führungsachse aufgrund von Raumladung, Magnetfeldgradienten und toroidaler Magnetfeldkrümmung (in Anlehnung an [de Blank und Schep, 2018]). . . . .	7
2.2	Bewegung des Ionenstrahlmittelpunktes, dargestellt ist die x- bzw. y-Koordinate in Abhängigkeit der longitudinalen Position (bearbeitet aus [Niebuhr, 2012]). . . . .	9
2.3	Erster Entwurf und Simulationsergebnisse der Figure-8 Konfiguration aus identischen Toroid- und Solenoidsegmenten (entnommen aus [Droba et al., 2006]). Die Bahnsteigungen aus der Bildebene heraus zur Überwindung des Kreuzungspunktes werden möglichst „weich“ ausgeführt. . . . .	9
2.4	Blockdiagramm zur Studie eines Teststandes, um experimentell die wesentlichen theoretisch ermittelten Strahldynamiken zu untersuchen (entnommen aus [Droba et al., 2006]). . . . .	10
2.5	Studie zu einem gekrümmten, auxiliären Magnetfeld zur seitlichen Injektion eines Ionenstrahls zwischen zwei Toroidsegmenten (entnommen aus [Joshi, 2009]). . . . .	11
2.6	Entwurf zum experimentellen Aufbau des gekrümmten auxiliar Magnetfeldes. Die wesentlichen Bauteile sind zwei Injektoren. Diese bestehen jeweils aus einer Ionenquelle mit einem Hochspannungsterminal, Vakuumtank und Solenoid. Weiterhin sind zwei Toroidsegmente und ein Injektionssystem bestehend aus drei Spulensystemen gezeigt (entnommen aus [Joshi, 2009]). . . . .	11
2.7	Dieser Bereich des Experimentes wurde in das Simulationsprogramm integriert. Zu sehen sind die simulierten Trajektorien des injizierten (orange) und des Umlaufstrahls (rot), (entnommen aus [Joshi, 2009]).	11
2.8	Detailliertes und weiter optimiertes Magnetfeld sowie Strahldynamik-Simulationen. Gezeigt sind beide Toroidsegmente mit der höchsten Magnetfeldstärke in violetter Intensität und der Injektionsmagnet zwischen den beiden Toroidsegmenten, dessen Ränder in schwarz dargestellt sind. Das obere Bild ist der Aufbau von oben und das untere Bild der Aufbau von der Seite gesehen (bearbeitet aus [Niebuhr et al., 2016]).	12

2.9	Neuer und bis heute aktueller Entwurf des supraleitenden „Achterförmigen“ Ringes. Zwei neue Experimentierbereiche (in grün) wurden integriert. Eine differenzierte Lösung zur Injektion des Ionenstrahls wurde vorgeschlagen (entnommen aus [Droba et al., 2010]). . . . .	13
2.10	(a) Skizze des Aufbaus des Experiments mit einem statisch angebrachten Szintillationsschirm und einer Kamera am Ausgang des ersten Toroidsegmentes [Joshi, 2009, S. 65]. (b) Foto des Aufbaus. Zu sehen ist hier nochmal die eingesetzte Kamera die gegen die toroidalen Randfelder abgeschirmt wurde (entnommen aus [Joshi, 2009, S. 63]). . . . .	14
2.11	Bilder vom Phosphorschirm bei verschiedenen Strahleigenschaften. a) Angepasster Ionenstrahl b) Sekundärelektronenverteilung aufgrund Strahl-Wand Wechselwirkung c) Strahl trifft auf die Repeller Elektrode und Elektronen werden auf den Schirm beschleunigt aufgrund des negativen Potentials auf der Elektrode d) Das Leuchten ist zu stark und es kommt zur Sättigung der Kamera e) „Ideales“ Bild, bei dem der Strahl näherungsweise charakterisiert werden kann (entnommen aus [Joshi, 2009, S. 63]). . . . .	15
2.12	(a) CAD Schnittdarstellung des Experimentes. In blau das Toroidsegment, in dem innerhalb des Vakuumrohres die Messsonde bestehend aus Phosphorschirm (in gelb) und Kamera beweglich integriert ist [Nonn, 2009, S. 21]. (b) CAD-Darstellung der Messsonde mit den wesentlichen Komponenten (2) Kamera, (4) Phosphorschirm, (5) Ringelektrode zur Sekundärelektronenunterdrückung (entnommen aus [Nonn, 2009, S. 34]). . . . .	16
2.13	(a) Untersuchung des Strahlradius entlang des Toroidsegmentes [Nonn, 2009, S. 51]. (b) Beobachtete Intensitätsverteilung auf dem Schirm entlang der Toroidachse. Nach Auswertung konnte eine Enveloppe über die Intensitätsverteilung gelegt werden und sowohl die Variation des Strahlradius als auch die transversale Drift ermittelt werden (entnommen aus [Nonn, 2009, S. 56]). . . . .	17
2.14	(a) CAD-Darstellung des optischen Detektors mit um den Ionenstrahl radial angeordneten Photodioden [Ates, 2014, S.2] (b) Die für den Detektor eingesetzte Ausleseelektronik DDC264EVM von Texas Instruments (entnommen aus [Ates, 2014, S.9]). . . . .	18
2.15	(a) Kalibrierung des Detektors mit radial angeordneten Photodioden. Blaue Kurve: Kalibrierungsobjekt in der Mitte, schwarze und rote Kurven sind jeweils Intensitätsverteilungen bei verschiedenen Positionen. (b) Positionen des Objekts, welches zur Kalibrierung benutzt wurde (entnommen aus [Ates, 2014, S.17]). . . . .	19
2.16	Übersichtsskizze der Frankfurter Neutronen Quelle (FRANZ) mit den beiden Diagnosekammern in grün (entnommen aus [Wiesner, 2014, S. 19]). . . . .	20
2.17	Foto der Niederenergietransportsektion (LEBT) des FRANZ-Projektes. Beschriftet sind die Diagnoseelemente, die verantwortlich für den angepassten Strahltransport bis zum RFQ sind (entnommen aus [Wiesner, 2014, S. 120]). . . . .	21



3.1	Veranschaulichung der strahlinduzierten Fluoreszenz. Gezeigt sind die Ionenquelle, Fokussierelement, Ionenstrahlenveloppe, Ionenstrahlfokus und emittierte Photonen. . . . .	24
3.2	Molekülspektrum für Stickstoff bei Protonanregung [Dahlberg, 1967].	25
3.3	a) Vergleich zwischen Wirkungsquerschnitten für die Anregung der Emissionslinie bei 391,4 nm in $N_2^+$ , gemessen von Dahlberg und mit Philpot und Hughs. (entnommen aus [Dahlberg, 1967]) . . . . .	26
3.4	(a) Zweidimensionale gaußförmige Dichterverteilung, zentriert und auf eins normiert. (b) Aus der zweidimensionalen Dichteverteilung abgeleitete eindimensionale Intensitätsverteilung $I(x)$ entlang der x-Achse. . . . .	29
3.5	Zur Veranschaulichung der diskreten Faltung wird ein 4x3-Bild (links) und ein 3x3-Kern (rechts) definiert. . . . .	31
3.6	Die Matrizen werden miteinander schrittweise gemäß der Gleichung 3.14 miteinander gefaltet. . . . .	32
3.7	Beispiel des dyadischen Produktes. Das horizontale $a[x]$ -Profil wird mit dem vertikalen $b[y]$ -Profil multipliziert. Das Ergebnis ist das 2D-Bild $f[x, y]$ . Die Werte in $f[x, y]$ sind auf ganze Zahlen gerundet. . . .	33
3.8	a) Eine gaußförmige Dichteverteilung wird definiert. Daraus werden Profile wie in Abbildung 3.4b abgeleitet. b) Aus orthogonal zueinander entnommenen Profilen wird wieder eine transversale gaußförmige Intensitätsverteilung rekonstruiert. Aus 2 Projektionen wird die Radialsymmetrie nicht exakt wiedergegeben. c) bis f) Mit Hilfe der Tomographiealgorithmen, also die Rekonstruktion aus mehr als zwei Projektionen, ist die Radialsymmetrie bzw. die Dichteverteilung sehr viel besser zu rekonstruieren. Hier wurde der gefilterte Rückprojektionsalgorithmus nach Radon benutzt [Radon, 1917]. . . . .	34
3.9	(links) Oben ist ein weißes Objekt auf einem schwarzen Hintergrund dargestellt und darunter dessen Intensitätsprofil. Darunter wurde die linke Seite des weißen Streifen vergrößert, um den Verlauf zwischen schwarzem und weißem Bereich zu verdeutlichen. (rechts) Je höher der Wert der ersten Ableitung, desto steiler die Kante. Der Nulldurchgang der zweiten Ableitung definiert die Mitte der Kante. . . . .	35
3.10	Veranschaulichung des Prinzips eines nicht abbildenden Systems zur Detektion eines selbstleuchtenden Objektes. Angedeutet ist ein radialsymmetrisches Restgasleuchten in der transversalen Ebene. Linear angeordnete Detektorelemente nehmen das Leuchten auf. Als Signalausgang ergibt sich ein Intensitätsprofil. . . . .	36
3.11	Veranschaulichung der Auflösung eines Objektes mit einem nicht abbildenden Ensemble von photosensitiven Elementen verschiedener Winkelakzeptanzen. . . . .	37
3.12	Die Skizze zeigt ein optisches System aus fotosensitiver Fläche, eine Blendenöffnung zum Begrenzen der einfallenden Lichtstrahlen und ein aus der fotosensitiven Fläche und der Blendenöffnung sich ergebendes Sehfeld. . . . .	37
3.13	Aufbau eines MOS-Kondensators (entnommen aus [Löffler-Mang, 2011, S.127]). Jeweils ein MOS-Kondensator ist ein Bildelement (Pixel). . .	38

3.14 a) Die Frame-Transfer-Struktur ist relativ langsam, jedoch ist eine große sensitive Fläche möglich. Die fotoempfindliche CCD-Kette wird zunächst belichtet und anschließend werden die Ladungen in die Speicher-CCD-Kette transportiert, von wo sie ausgelesen werden [Löffler-Mang, 2011, S.128] b) Die Interline-Struktur ist die schnellere und weit verbreitete Methode. Neben jeder fotoempfindlichen Fläche ist eine Speicher-CCD-Kette, welche dann zu einem Zeitpunkt ausgelesen wird [Löffler-Mang, 2011, S.129]. . . . .	39
3.15 a) Ein n-Kanal Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor (MOS-FET) ist dargestellt. Wird eine positive Spannung zwischen Gate und Source angelegt, so kann ein Strom zwischen Source und Drain fließen. Durch die Änderung des Ladungszustandes kann der Widerstand des Bauteils gesteuert werden und es wirkt wie ein Schalter (entnommen aus [Göbel, 2011, S.112]). b) Darstellung eines complementary metal-oxide-semiconductor (CMOS). Ein n-Kanal und ein p-Kanal MOS-FET sind auf einem Substrat angebracht. Damit wird erreicht, dass der eine Kanal geschlossen bleibt, wenn der andere Kanal geschlossen wird. Gewünschte Logikoperationen können effizienter durchgeführt werden (entnommen aus [Göbel, 2011, S.369]). . . . .	40
3.16 a) Pixel einer CMOS-Kamera. Dies ist ein gängiger 3T Pixel mit Photodiode und drei MOS-FET Transistoren. $M_{res}$ : Rückführung zum Grundzustand (reset), $M_{sense}$ : Signalaufnahme und $M_{select}$ : Pixel Auswahl (entnommen aus [Jähne et al., 1999, S.193]). b) Aufbau eines CMOS-Bildsensors. Jedes einzelne Pixel kann mit Hilfe der 3T-Schaltung angesteuert und ausgelesen werden (entnommen aus [Blanc et al., 2009, S.72]). . . . .	41
3.17 Kreisförmige und tonnenförmige Verzeichnung des Gitters aufgrund der Krümmung der Linse (entnommen aus [Graf, 2007]). . . . .	42
3.18 Darstellung der radialen Verzerrung einer Geraden. Die Gerade durch die Bildmitte wird nicht verzerrt (entnommen aus [Graf, 2007]). . . . .	43
4.1 Experimenteller Teststand, an dem die Detektoren und die einzelnen Komponenten getestet wurden. . . . .	45
4.2 Experimenteller Teststand, an dem die Kameras verglichen wurden. Das einzige fokussierende Element ist ein Solenoid und die Kameras konnten in der daran anschließenden Drift getestet werden. . . . .	46
4.3 Foto des eingebetteten optischen Systems der Raspberry Pi Foundation. Die wesentlichen Bestandteile sind die Einplatinenkamera und der Einplatinencomputer, die mit einem einfachen Flachbandkabel miteinander verbunden werden. . . . .	47
4.4 Skizze des vakuum- und atmosphärenseitigen Aufbaus. . . . .	47

4.5	Erstes Foto von dem Ionenstrahl im Eingangsbereich des ersten Toroidsegmentes. Experimentelle Parameter: Ionenstrahl: $H_1^+$ , 7 keV, 0,258 mA, Toroid B-Feld: 0,6 T , Restgas: $N_2$ , $1 \times 10^{-5}$ mBar; Kamera: 6 s (Belichtung), ISO 800. Die Dimensionsangaben sind nur ungefähre Angaben, da nicht klar war, wie weit entfernt von der zentralen Achse des Experimentes sich der Strahl befindet. Das Bild wurde von der originalen PiCamera v2 aufgenommen, evtl. Verzeichnungen werden automatisch korrigiert. . . . .	49
4.6	Fotos von den beiden Einplatinenkameras, die im Experiment eingesetzt wurden. (a) Die Basisplatinenausmaße sind vergleichbar. Links ist die neueste Version v2 und rechts eine nicht originale Version von v1. (b) Aufgrund des Weitwinkelobjektivs der v1 ist die Kamera doppelt so hoch wie die v2. . . . .	50
4.7	(a) Strahlfoto aufgenommen mit der Originalen PiCamera v2 (ISO 600, 5 s Belichtungs), $SNR = 15,4$ dB. (b) Strahlfoto aufgenommen mit der Weitwinkelkamera v1 mit Weitwinkelobjektiv (ISO 600, 2 s Belichtung), $SNR = 15,7$ dB. . . . .	50
4.8	Prinzipiskizze zur orthogonalen Anordnung zweier Kameras. Vertikale Kamera (rpi2) auf der ys-Ebene und horizontale Kamera (rpi1) auf der xs-Ebene. Die Sehfelder mit den jeweiligen Sehwinkel überschneiden sich. Im Überschneidungsfeld wird es nach einer Kalibrierung der beiden Kameras aufeinander, ist es möglich (mit einem Punkt bzw. Linienobjekt) die jeweiligen Abbildungsmaßstäbe zu bestimmen (siehe nächsten Abschnitt). . . . .	51
4.9	((a) unten) Foto des Standardobjekts, welches zur Kalibrierung benutzt wurde. Ein weißer Stab mit einem Durchmesser von 1 cm wird mit Hilfe einer Mikrometerschraube vor einem schwarzen Hintergrund bewegt. Beide Kameras nehmen gleichzeitig Bilder auf und die Änderung des Maßstabes wird ermittelt. ((a) oben) Definition der x-transversalen und y-longitudinalen Verschiebung. (b) Als Beispiel ein Intensitätsprofil des Standardobjektes. Der untere Graph ist das Intensitätsprofil. Der obere Graph ist die erste Ableitung des Profils. Die Maxima geben die linke und rechte Kante des Objekts an. . . . .	52
4.10	Änderung des Objektdurchmessers in Abhängigkeit von der jeweiligen transversalen Verschiebung des Objektes. In rot Messwerte der Kamera 2 (rpi2) und in schwarz Messwerte der Kamera 1 (rpi1). Da eine exakte Einstellung des Objektivs und eine perfekte Anbringung der Kameras an die Halterung nicht möglich war, ergab sich ein Versatz der Geraden. Die Steigungen sind jedoch nahezu gleich. . . . .	53
4.11	(a) Ausschnitt aus dem verzeichneten Bild und (b) nach der Korrektur, das heißt, nachdem die Fundamentalmatrix für die jeweilige Kamera ermittelt und angewendet wurde. . . . .	54

- 4.12 (a) Aufbau des Ausgasexperimentes für das Kamerasystem. In den obersten Kammerabschnitt wurden die für das Kamerasystem relevanten Komponenten hineingelegt und das System wurde abgepumpt. Als Referenz wurden Messungen ohne und mit eingebautem Kamerasystem durchgeführt. (b) Zu sehen ist, über das Verhältnis zwischen der „leeren“ und „vollen“ Messung, dass der größte Unterschied in der ersten Stunde auftritt. Nach ca. sechs Stunden beträgt die Druckverschlechterung durch das Kamerasystem noch eine halbe Größenordnung. 54
- 4.13 (a) Zeichnung mit den Maßen für den Detektor mit modularer Halterung. Die Polygonform wurde gewählt, um die Apertur des Detektors zu maximieren. (b) Foto des Detektors mit zwei orthogonal zueinander angebrachten Weitwinkelkameras. Im Experiment wird der Detektor auf einer Schiene befestigt, sodass dieser mittig im Rezipienten und längs der Strahlrichtung bewegt werden kann. . . . . 55
- 4.14 (a) Foto der Vakuumdurchführung und dazu konzipierte Adapterplatine. Die weißen USB-Stecker sind die USB-Lan-Adapter, schwarze Stecker sind für die Spannungsversorgung. Sechs Kameras können durch diese Adapterplatine versorgt und gesteuert werden. (b) Foto der sechs Einplatinencomputer, wie sie ins Vakuum gelegt werden. Die Leitungen für USB-Daten und Spannungsversorgung gehen an einen SUB-D Steckverbinder, der dann an die Vakuumdurchführung angeschlossen wird. Die schützende Alubox, in der die Computer platziert sind, hat eine Höhe von 1,5 cm und wurde auf minimalen Platzbedarf optimiert. . . . . 56
- 4.15 An den Lötstellen PP1, PP2 und PP5 kann der Computer alternativ mit Spannung versorgt werden. Damit wurde der Mini-USB-Stecker, der normalerweise zur Spannungsversorgung benötigt wird und zusätzlicher Platzbedarf bedeuten würde, gespart. . . . . 57
- 4.16 Das Flussdiagramm zeigt die wesentlichen Arbeitsschritte zur Rekonstruktion von Strahlschwerpunkt und transversale Halbachsen des Strahls. . . . . 57
- 4.17 Prinzip der Netzwerksteuerung der Kameras. Dargestellt ist am Anfang des Zyklus der Laborcomputer, verbunden über den USB-Lan Adapter durch das Vakuum an die sechs Einplatinencomputer. . . . 59
- 4.18 (a) Original. Da das Bild verkleinert wurde, um es auf die Seite anzupassen, wird der Hintergrund nicht exakt aufgelöst. (b) Beim Graustufenbild ist der Hintergrund besser aufgelöst. Die Reflexionen am oberen Rand werden durch das Licht des Filaments der Ionenquelle verursacht. Am unteren Rand sind Reflexionen des Restgasleuchtens an der Vakuumwand zu sehen. . . . . 59
- 4.19 Vergleich der drei RGB-Farbkanäle. Es wurde ein Heliumionenstrahl extrahiert, was zur Folge hat, dass der rote Kanal (links) relativ hohe Intensität besitzt, wie auch der blaue Kanal (rechts). Der grüne Kanal (Mitte) besitzt wie erwartet die geringste Intensität. . . . . 60
- 4.20 (a) Falschfarbenbild mit Hintergrund (b) Falschfarbenbild vom Hintergrund bereinigt. . . . . 60

4.21	(a) Hintergrund abgezogen und auf das Intervall $[0 \ 1]$ normiert. (b) Die Verzeichnung wurde hier korrigiert, das Bild ist nun vorbereitet für den Rekonstruktionsschritt. . . . .	61
4.22	Vergleich zwischen a) Bild mit Verzeichnung und b) Bild nach Korrektur der Verzeichnung. . . . .	61
4.23	(a) Die Pixelwerte bei $y = 400px$ entlang der roten Linie werden ausgelesen und in (b) als Intensitätsprofil graphisch dargestellt. . . .	62
4.24	Zur weiteren Rekonstruktion des Strahls ist es nötig, das Signal zu extrahieren bzw. das Signal zu Rauschverhältnis zu verbessern. Zwei Methoden werden hier angewandt: (a) Signalakkumulation der Pixelzeilen 400 - 500 (b) Tiefpass FFT-Filter. . . . .	63
4.25	Um das Signal auszuwerten, kann es durch verschiedene Funktionen angepasst werden. Durch die Anpassung ist es möglich, die Position des Maximums und die Breite der Funktion zu ermitteln. In (a) wurde eine abgeschnittene Gauss-Funktion an die Werte angepasst, in (b) eine Voigt-Funktion, diese ist die Faltung einer Gauss- mit einer Lorentz-Funktion. . . . .	63
4.26	Peakanalyse durch die Analyse der zweiten Ableitung, es wurde jeweils auf das Hauptsignal vergrößert. (a) Das mit dem FFT-Filter angepasste Profil wurde zweimal abgeleitet, um eine Wendepunktanalyse durchzuführen. (b) Zweite Ableitung des Profils. . . . .	64
4.27	Beispielfoto des Strahls, welcher durch das erste Toroidsegment läuft. (a) horizontale Kamera (b) vertikale Kamera . . . . .	65
4.28	Nach Falschfarbentransformation, Bereinigen der Verzeichnung und Hintergrundabzug (a) vertikale Kamera (b) horizontale Kamera. . . .	65
4.29	Rekonstruierter Ausschnitt bei $s = 300px$ mit unangepassten Profilen.	66
4.30	Anpassung der Intensitätsprofile durch eine Gaussfunktion (a) vertikale $y_c : 30,7 \text{ mm}$ , $FWHM_y = 7,25 \text{ mm}$ (b) horizontal $x_c = 32,07 \text{ mm}$ , $FWHM_x = 7,69 \text{ mm}$ . . . . .	67
4.31	Rekonstruierter Ausschnitt bei $s = 300px$ mit einer 2D Gaussfunktion angepasst. Werte sind ( $x_c : 31,32 \text{ mm}$ , $y_c = 31,46 \text{ mm}$ , $FWHM_x = 7,4 \text{ mm}$ , $FWHM_y = 7,12 \text{ mm}$ ). . . . .	67
4.32	Longitudinale Untersuchung des Ionenstrahls. Der Detektor wurde entlang der toroidalen Achse verschoben. Dargestellt ist der Ionenstrahl, zusammengesetzt aus drei Fotos (entnommen aus [Ates et al., 2017]).	68
4.33	Aus der longitudinalen Untersuchung ist es möglich, den Strahl transversal über eine große Strecke zu rekonstruieren. Dargestellt sind sechs transversale Rekonstruktionen (entnommen aus [Ates et al., 2017]). Zu sehen ist die Gyrationbewegung des Strahls. . . . .	69
4.34	Dreidimensionale Darstellung der Strahlrekonstruktion. . . . .	70
4.35	Skizze der Diagnosekammer. Zu sehen sind eine fahrbare Faradaytasse, sowie zwei Vakuumverbindungsstutzen. An den rechten Verbindungsstutzen sollen zwei Kameras integriert werden. Zwei weitere Kameras sind auf dem Boden der Diagnosekammer geplant. . . . .	71
4.36	Halterung der x-y-Kameras aus Edelstrahl. Der hintere Teil der Halterung wird in den Verbindungsstutzen der Diagnosekammer gesteckt und durch Madenschrauben befestigt. . . . .	71

4.37	Im Vakuum werden die beiden Kameras und die Einplatinencomputer montiert. Die Kapton-isolierten Drähte gehen an die Vakuumdurchführung zur Spannungsversorgung und Datenleitung. . . . .	72
5.1	(a) Verlauf der Lichtintensität gegen der Strahlleistung bei einem Restgasdruck von $7 \times 10^{-5}$ mbar (b) Abhängigkeit des Restgasleuchtens vom Restgasdruck auf einer doppeltlogarithmischen Skalierung, gemessen bei einer Strahlenergie von 8 keV. . . . .	73
5.2	(a) Vergleich der Drücke $4 \times 10^{-6}$ mbar (schwarz) und $1 \times 10^{-5}$ mbar (rot), ein deutlicher Sprung der Intensität ist zu sehen. (b) Zusätzlicher Vergleich mit $1 \times 10^{-4}$ mbar (blau). Ein Peak stellt sich deutlich heraus, was bei $1 \times 10^{-5}$ mbar noch nicht zu erkennen war. . . . .	74
5.3	(a) Restgasdruck $1 \times 10^{-5}$ mbar und Skalierung [0 255], der Strahl ist kaum zu erkennen. (b) Restgasdruck $1 \times 10^{-4}$ mbar und Skalierung [0 255], Verlauf des Strahls ist zu erkennen. (c) Änderung der Skalierung zu [0 20] bei $1 \times 10^{-5}$ mbar, Strahlverlauf ist zu erkennen, Hintergrundrauschen dominiert. (d) Änderung der Skalierung zu [0 80] bei $1 \times 10^{-4}$ mbar, der Strahl ist deutlich zu erkennen. . . . .	75
5.4	(a) Der Filterkanal ist auf Protonen eingestellt, zu sehen sind zwei Strahlen. Der $H_2^+$ -Anteil kann in diesem Fall nicht vollständig herausgefiltert werden. (b) Filterkanal ist auf $H_2^+$ eingestellt. Der Protonen und der $H_3^+$ -Anteil sind nicht zu sehen, was eine optische Unterscheidung der Spezies möglich macht. . . . .	76
5.5	$H^+$ -Strahl, Restgas $N_2$ , $p = 8 \times 10^{-4}$ mbar, $W = 10$ keV, $I = 0,1$ mA, Toroid: 480 A (0,6 T), Solenoid: 75 A (a) horizontale (x) (b) vertikale (y) Beobachtungsebene . . . . .	79
5.6	Auswertung der Strahlprofile. Strahlschwerpunkt (schwarze Linie), Strahlhalbachse (blaue Fläche), obere und untere Einhüllende (rote Linien) . . . . .	80
5.7	Dreidimensionale Auswertung der Panoramabilder. Die rote Linie gibt den Strahlschwerpunkt an. Die Halbachsen der Querschnittsflächen der dreidimensionalen Strahloberfläche wurden aus den x- und y-FWHM-Werten gewonnen. Die Farbkodierung deutet die vertikale Strahlposition an, um die Erkennbarkeit zu verbessern. . . . .	81
5.8	$H^+$ - und $H_2^+$ -Strahl, Restgas $N_2$ , $p = 8 \times 10^{-4}$ mbar, $W = 10$ keV, $I = 0,1$ mA, Toroid: 480 A (0,6 T), Solenoid: 117 A (a) horizontale (b) vertikale Beobachtungsebene . . . . .	82
5.9	Auswertung der Strahlprofile. Strahlschwerpunkt (schwarze Linie); Strahlhalbachsenwerte erzeugen die blauen und roten Flächen des rekonstruierten Strahlquerschnitts entlang der Flugbahn. Die obere und untere Einhüllende des Strahls zeigen eine Krümmung in xs sowie die erwartete Drift von 7 mm in ys. Die Krümmung könnte von einer Fehljustierung der Kammeraführung herrühren (siehe Text) . . . . .	83
6.1	a) Ein optisches System, bestehend aus fotosensitiver Fläche (2,6 mm) mit Blende (2,6 mm) und sich daraus ergebendes Sehfeld. b) Weitere Verkleinerung der Winkelakzeptanz durch eine ausgedehnte Blende der Länge 4 mm. . . . .	85

6.2	a) Ein optisches System bestehend aus Blende 1 , Linse, Blende 2 und fotosensitiver Fläche. Erreichte Winkelakzeptanz: $1,5^\circ$ b) Kollimieren des Lichtes mit Hilfe von Mikrokanälen und einer Blende. Erreichte Winkelakzeptanz: $0,5^\circ$ . . . . .	86
6.3	a) CAD Zeichnung und b) Foto des Linsensystems bestehend aus Blende 1 (2 mm), Linse, Blende 2 (0,2 mm) und Fotodiode (BPW21) .	87
6.4	Aufbau zur Winkelakzeptanzmessung des optischen Linsensystems . .	87
6.5	a) Ein Laser wurde zur Akzeptanzmessung benutzt. b) Hier wurde eine LED mit diffusem Licht benutzt. . . . .	88
6.6	a) und b) Foto von der eingesetzten Mikrokanalplatte und c) drei Fotodioden, die hinter der Mikrokanalplatte angebracht werden. . . .	88
6.7	Winkelakzeptanz der MCP . . . . .	89
6.8	Optisches System bestehend aus Blende mit 1,2 mm Öffnung und einer Länge von 2 mm. Hinter der Blende ist der Fototransistor installiert in der LED-Bauform, das heißt mit einer Sammellinse, in deren Fokuspunkt die sensitive Fläche installiert ist. Die Winkelakzeptanz konnte dadurch theoretisch auf $5^\circ$ reduziert werden. . . . .	90
6.9	CAD Darstellung eines linearen Detektorelements. Fototransistoren werden direkt auf eine Platine gelötet um die Signale direkt abzugreifen. Die kollimierende Halterung wird direkt auf die Platine gesteckt.	90
6.10	a) Halterung von Fototransistoren für eine lineare Anordnung und gleichzeitig eine Minimierung der Winkelakzeptanz auf $6,92^\circ$ . Durch die kompakte Bauweise wurde die Packungsdichte maximiert auf einen Mittelpunktsabstand von 4 mm zwischen benachbarten Elementen. b) Das Ergebniss der Winkelakzeptanzmessung ergibt $6,92^\circ$ FWHM. . .	91
6.11	(a) Das Alugehäuse, in dem die zu testenden Fotoelemente eingesetzt sind. In grün dargestellt sind verschiedene Elemente in der selben Bauform (b) Fototransistor, PIN-Diode und Fotodioden wurden gleichzeitig in das Experiment installiert und die Abhängigkeit vom Restgasdruck gemessen. Eindeutig zu sehen ist, dass der Fototransistor die höchste Sensitivität besitzt. . . . .	92
6.12	(a)Foto der Halterung, hergestellt mit dem 3D-Drucker. (b) Foto der lichtbegrenzenden Halterung aus Aluminium. (c) Bestückter Detektor mit Verkabelung. d) Detektor in das Strahlrohr am „Testbereich 2“eingesetzt. . . . .	93
6.13	Ausleseelektronikeinheit der Firma Texas Instruments [Texas Instruments, 2011], [Ates, 2014]. . . . .	94
6.14	Ein Leuchtstab als Testobjekt zum Kalibrieren des Detektors wurde mit Mikrometerschraube bewegt. Zu sehen ist ein Foto des Aufbaus. Der blau leuchtende Leuchtstab ist innerhalb des Detektors mittig platziert. . . . .	94
6.15	(a) Dieser Graph zeigt die Rohsignale des Detektors. (b) Zuvor in Dunkeln aufgenommene Signale wurden hier subtrahiert (Dunkelabgleich). (c) Die zuvor beim Weißabgleich ermittelten Skalierungsfaktoren wurden hier angewendet. . . . .	95
6.16	Rekonstruktion der transversalen Intensitätsverteilung des Leuchtstabes. . . . .	96

6.17 Signale der vier Projektionsebenen aus einer Messung mit gleichem Ionenstrahl (links). Foto des Detektors innerhalb des Vakuumrohrs des Toroidsegments. Angedeutet sind die vier linearen Detektorelemente und die Nummerierung der Fotoelemente (rechts). . . . . 96



# Tabellenverzeichnis

3.1	Die in diesem Experiment am wahrscheinlichsten vorkommenden Wechselwirkungen zwischen Strahlung- (P) und Restgasion (T). " + ": Ionisation, " * ":Anregung, "0":Neutral . . . . .	25
3.2	Vergleich von ausgewählten Kameras mit CCD und CMOS Technologie. . . . .	42
4.1	Vergleich der Eigenschaften der PiCamera Kamera v1 und v2, wobei bei der v1 nicht die Originalversion der Kamera eingesetzt wurde, sondern eine mit Weitwinkelobjektiv. . . . .	49
4.2	Liste der Parameter, die eingestellt werden können. . . . .	58
4.3	Vergleich der FWHM-Werte und xy-Werte für zwei 1D-Gaussianpassung und ein 2D-Gaussianpassung. Werte in mm. . . . .	68
6.1	Ausgewählte Eigenschaften der Fotoelemente im Vergleich . . . . .	92

# Danksagung

Mein besonderer Dank geht an meinen Doktorvater, Herrn Prof. Dr. U. Ratzinger für das Vertrauen, für die tägliche Motivation und Inspiration. Ohne seine fundierten Erfahrungen als Wissenschaftler wäre diese Arbeit nicht mal halb so erfolgreich.

Ich danke Herrn Prof. Dr. H. Podlech für die anregenden Ideen in den Diskussionsrunden.

Ich danke meinen langjährigen Kollegen Heiko Niebuhr, mit dem wir seit unserer Bachelorzeit zusammen an dem F8SR-Projekt Hand in Hand arbeiten.

Ich danke der Beschleunigerphysik-Gruppe, der NNP-Gruppe und allen anderen Mitgliedern des Instituts für die freundliche Hilfe, Unterstützung und angenehme Atmosphäre.

Ich danke den technischen Mitarbeitern der Elektronikwerkstatt, Herrn Joachim Jaitner, Herrn Daniel Bänsch, Herrn Thomas Metz und Herrn Christopher Wagner bei allen Hilfestellungen beim entwickeln der Detektoren und Aufbau des Experiments.

Ich danke den technischen Mitarbeitern der Institutswerkstatt unter der Leitung von Herrn Sven Reploeg für die schnelle und akkurate Anfertigung aller Bauteile.

Ich danke meinen Bruder Yakup Ateş, der mir als IT-Sicherheitsexperte, bei allen Programmierproblemen geduldig zur Seite stand.

Ich danke meinen Eltern, dass sie immer hinter mir stehen und mich bei allen Angelegenheiten unterstützen.

Besonderer Dank geht an meine Frau Süreyya Ateş, sie hat mich während dieser Arbeit immer wieder motiviert und stand immer hinter mir, besonders als in der letzten Phase dieser Arbeit unsere Tochter geboren wurde und sie geduldig meinen Rücken freigehalten hat.