



JOHANN-WOLFGANG-GOETHE-UNIVERSITÄT
FRANKFURT AM MAIN

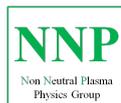
FACHBEREICH PHYSIK
INSTITUT FÜR ANGEWANDTE PHYSIK

BACHELORARBEIT

**Entwicklung eines Teststandes
für die optische Strahltomographie**

Autor:
Christopher WAGNER

Betreuer:
Dr. O. MEUSEL
Prof. Dr. U. RATZINGER



Dezember 2010

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Diagnoseverfahren	1
1.2	Tomographie	2
1.3	FRANZ	3
2	Experimentelle Konzepte für die optische Tomographie	5
2.1	Anforderungen	5
2.2	Verwendung eines optisch transparenten Vakuumrezipienten	5
2.2.1	Überlegungen zur Konstruktion	6
2.2.2	Resultat	14
2.3	Rotierbarer Stahl-Vakuumrezipient	15
2.3.1	Überlegungen zur Konstruktion	16
2.3.2	Resultat	17
3	Messungen	21
3.1	Der verwendete Messaufbau	21
3.2	Die verwendete Kamera	22
3.3	Reflexionen	23
3.4	Variation der Parameter	24
3.4.1	Abschätzung der Photonenzahl	25
3.4.2	Luft als Restgas	26
3.4.3	Helium und Argon	29
3.5	Randverdunkelung	31
3.6	Bestimmung der Strahlparameter	33
3.6.1	Restgasdruck und Restgassorte	34
3.6.2	Integrationslänge	35
3.6.3	Phasenraum	36
3.6.4	3-Profilmethode	38
3.7	Resultat	39

4	Ausblick	43
4.1	Der Drehtank	43
4.2	FRANZ	43
4.3	Zeitaufgelöste Messungen	44

1 Einleitung

1.1 Diagnoseverfahren

In der Ionenstrahldiagnostik gibt es verschiedene Standardverfahren, um Informationen aus einem Ionenstrahl zu gewinnen. Die einfachste Methode stellt hierbei die Messung des Strahlstromes mit einer Faraday-Tasse dar. Die Information über den Strom ist bei Unterdrückung der Sekundärelektronen zwar sehr genau, allerdings wird der Strahl dabei zerstört, sodass keine weitere Nutzung des Strahles mehr möglich ist. Eine weitere Methode sind Drahtgitter, die Informationen über Ort und Ausdehnung des Ionenstrahles liefern können. Je nach gewählter Energie, Strahlstrom und Gitterauflösung ist die Beeinflussung des Strahles durch das Gitter vernachlässigbar bis störend. Ähnlich dem Gitter kann auch mit dem Szintillator Ort und Ausdehnung des Strahles beobachtet werden, jedoch kann der Einfluss von gering bei hohen Energien bis zu zerstörend bei niedrigen Energien reichen. Als Beispiel für ein Diagnoseverfahren aus dem Bereich der elektrostatischen und magnetischen Verfahren ist der Strahltransformator zu nennen. Dabei induziert der Ionenstrahl im Strahltransformator einen Strom, der proportional zum Strahlstrom und der Pulsdauer ist. Mit geschickter Anordnung können hierbei nicht nur Pulse (AC), sondern auch Gleichströme (DC) gemessen werden. Als optisches Verfahren zur Diagnose bietet sich das Restgasleuchten an. Die Strahlionen regen die Restgasmoleküle an, welche bei Zerfall des angeregten Niveaus Photonen emittieren.

Bei niedrigen Strahlintensitäten ist eine strahlzerstörende Diagnose zwar unerwünscht, wird aber aufgrund der einfachen Anwendbarkeit dennoch oft verwendet. Bei sehr hohen Strahlintensitäten jedoch ist eine strahlzerstörende Diagnose zumeist nicht mehr möglich, da die Strahlleistung über das Diagnoseelement abgeführt werden muss. Mit Hilfe einer Faradaytasse ist es zwar möglich, durch Wasserkühlung hohe Leistung abzuführen, jedoch ist es nicht mehr möglich, z.B. ein Gitter ausreichend zu kühlen. Weitere Verfahren sind bei [Koziol (1992)] zu finden.

Wechselwirkung mit Strahl	K	-	+	Z
Faraday Tasse				•
Drahtgitter		•	•	
Szintillator		•	•	•
Strahltransformator	•			
Restgasleuchten	•			

Tabelle 1.1: Diagnoseverfahren und deren Wechselwirkung mit einem Ionenstrahl: K: keine, -: wenig, +: stark, Z: zerstörend

1.2 Tomographie

Die Tomographie ist ein bildgebendes Verfahren. Mit ihrer Hilfe kann eine zweidimensionale Verteilung durch eindimensionale Projektionen approximativ rekonstruiert werden. Bei der Röntgendiagnostik wird eine Dichteverteilung (z.B. Knochen) mittels Röntgenstrahlung durchleuchtet und auf einen Detektor abgebildet. Objekte hoher Dichte bilden sich also durch Absorption der Röntgenstrahlung, d.h. Intensitätsverlust ab. Für eine Rekonstruktion benötigt man nun im einfachsten Fall die Parallelprojektionen tangential zu einem Kreis mit konstantem Radius. Aus genügend vielen Projektionen kann die Dichteverteilung ausreichend genau approximiert werden. Für die Ionenstrahldiagnostik ist dieses Verfahren übertragbar. Der maßgebliche Unterschied besteht darin, dass der Ionenstrahl selbst die Photonen emittiert und nicht durchleuchtet wird. Damit kann die Leuchtdichteverteilung des Ionenstrahles unter der Voraussetzung eines optisch dünnen Plasmas rekonstruiert werden. Da die Leuchtdichte mit der Ionenanzahl korreliert, kann über die Leuchtdichteverteilung direkt auf die Ionendichteverteilung im Ionenstrahl geschlossen werden. Es ist also möglich die Strahldichteverteilung nicht invasiv vollständig zu messen, ohne dass Annahmen über Geometrie oder Symmetrie des Strahles gemacht werden müssen. Die Anzahl der Projektionen vom Originalobjekt kann mit der Radontransformation, wie von [Radon (1917)] dargestellt, durch

$$R(f)(r, \alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} f(r \cos \alpha + t \sin \alpha, r \sin \alpha - t \cos \alpha) dt \quad (1.1)$$

beschrieben werden. Anschaulich beschreibt diese Transformation die Aneinanderreihung der Projektionen für alle Winkel. Die Rekonstruktion erfolgt dann über die Inversion dieser Transformation. Ein schematischer Ablauf einer Rekonstruktion ist in Abb. 1.1 dargestellt. Die Rekonstruktion eines Ionenstrahles mittels Drehung durch Quadrupole [Stratakis u. a. (2006)] oder Solenoide [Stratakis u. a. (2007)] wurde schon gezeigt.

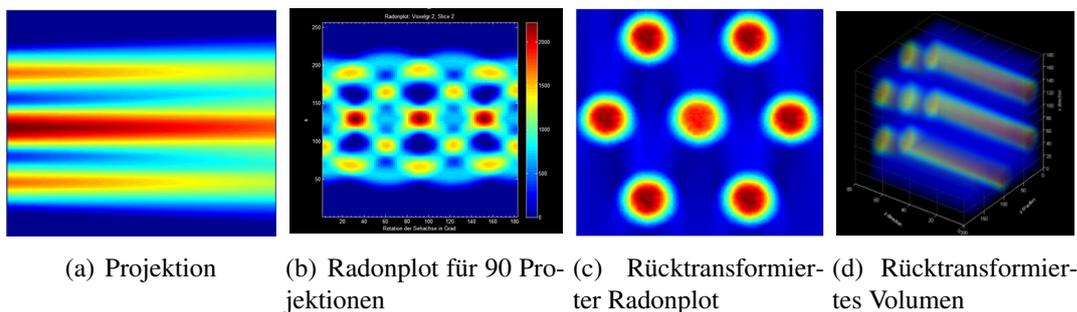


Abbildung 1.1: Schema einer tomographischen Rekonstruktion

1.3 FRANZ

Mit der Frankfurter-Neutronenquelle-am-Stern-Gerlach-Zentrum (FRANZ) entsteht in Frankfurt eine hochintensive keV Kurzpuls Neutronenquelle. Ein großer Anwendungsbereich dieser Anlage ist z.B. die Untersuchung der Neutroneneinfangs-Wirkungsquerschnitte für die Erforschung astronomischer Nukleosyntheseprozesse. Weiterhin können mit den hohen Neutronenflussdichten (bis $10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) Experimente für die Materialforschung und die Detektorentwicklung durchgeführt werden.

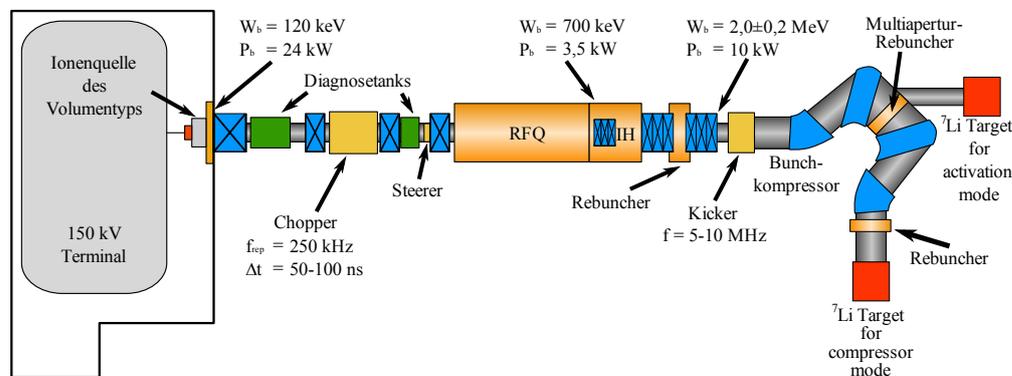


Abbildung 1.2: Schematischer Aufbau der Neutronenquelle

Aufgrund der hohen Strahlintensitäten von konstanten 200 mA Protonenstrom in der Niederenergiesektion hinter der Quelle müssen aber auch neuartige Diagnoseverfahren entwickelt und getestet werden. Wie bereits in 1.1 dargestellt, ist die Verwendung von zerstörungsfreier Strahldiagnose zwingend erforderlich. Daher soll ein Aufbau für die optische Tomographie des Ionenstrahles hinter den Chopper eingebaut werden. Mit

einer funktionierenden Tomographie kann die Dichteverteilung des Ionenstrahles vollständig untersucht werden und somit können beispielsweise Erkenntnisse über die Emitanz gewonnen werden.

2 Experimentelle Konzepte für die optische Tomographie

2.1 Anforderungen

Bevor Konzepte zu einer Umsetzung der optischen Tomographie untersucht werden konnten, mussten zuerst generelle Anforderungen an einen experimentellen Aufbau für die optische Tomographie gestellt werden. Da das Gerät besonders in der LEBT (Low Energie Beam Transport) eingesetzt werden soll, in der aufgrund niedriger Strahlenergien und hoher Intensitäten die Raumladung des Ionenstrahles bei einer Drift zu einer großen Emittanz führt, sollte der Aufbau und damit die Driftstrecke möglichst kurz sein. Damit die 3D-Rekonstruktion des Strahles eine möglichst gute Approximation der Realität darstellt, ist eine hohe Anzahl an 2D-Projektionen wünschenswert. Hierfür sollte eine hohe Winkelauflösung zu Verfügung stehen. Weiterhin sollte darauf geachtet werden, dass der Aufbau die Messung so wenig wie möglich beeinflusst, was in diesem Fall maßgeblich einer Störung im optischen Strahlweg entspricht. Um weitere Informationen über das beobachtete Volumen gewinnen zu können, sollte es darüber hinaus noch Erweiterungsmöglichkeiten geben, um zum Beispiel das Restgas mit Hilfe eines Massenspektrometers oder einer Druckkontrolle zu analysieren und über einen Gaseinlass zu kontrollieren.

2.2 Verwendung eines optisch transparenten Vakuumrezipienten

Das erste untersuchte Konzept war die Verwendung eines Glasrohres. Das Glasrohr ersetzt in diesem Fall das normale Stahl-Strahlrohr; die Kamera wird um das Glasrohr

herumgeführt (Abb. 2.1). Es wurde die Eignung eines Glasrohres als experimenteller Aufbau zur optischen Tomographie geprüft. Dazu wurden zuerst einige geometrische Überlegungen zu einem ausgedehnten Leuchtobjekt in einem zylindrischen Glaskörper angestellt. Danach wurden die Überlegungen in einer Simulation überprüft. Zuletzt wurde die Eignung des Glasrohres mit Hilfe einer Strahltransportsimulation überprüft.

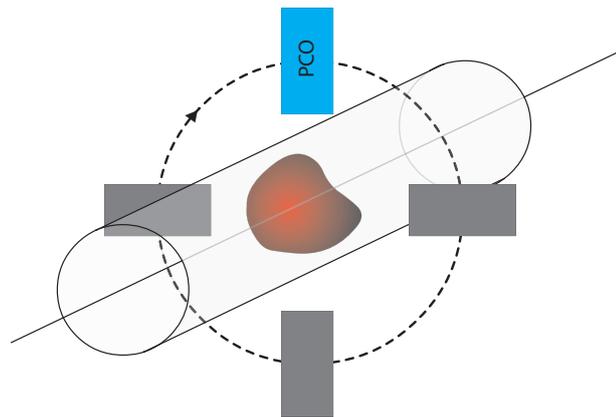


Abbildung 2.1: Die Kamera wird um das Glasrohr gefahren.

2.2.1 Überlegungen zur Konstruktion

Geometrische Überlegungen

Zu Beginn ist es notwendig, die geometrischen Verhältnisse in einem Glasrohr zu überprüfen. Von einem Emitter im Zentrum eines Glasrohres ist jeder mögliche Strahlweg parallel zum Radius, d.h. orthogonal zur Innenfläche des Glasrohres. Für diesen Strahlweg gibt es aufgrund der senkrechten Einfallrichtung minimale Brechung oder Reflexion. Betrachten wir jedoch einen Emitter E , der nicht auf dem Mittelpunkt M liegt, sondern an einem beliebigen Punkt innerhalb des Glasrohres, stellt sich die Situation dar, wie in Abb. 2.2 zu sehen. Strahlen können an den Glasoberflächen aufgrund der verschiedenen Lichtgeschwindigkeiten in den Medien reflektiert oder gebrochen werden.

Um die Abbildungseigenschaften analytisch abzuschätzen, werden die geometrischen Eigenschaften untersucht. Dabei ergibt sich für ein beliebiges Dreieck mit den zwei bekannten Seitenlängen a, b und deren eingeschlossenen Winkel α für die Länge c der dritten Seite

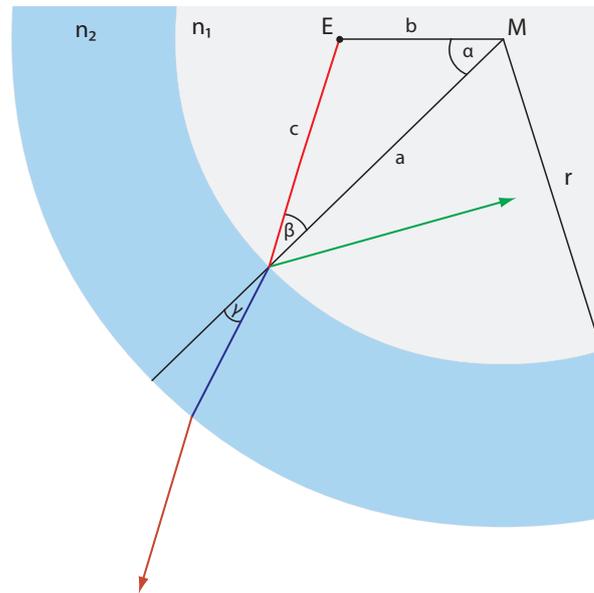


Abbildung 2.2: Brechung und Reflexion an einem Glasrohr, wenn der Emitter E sich nicht im Mittelpunkt M des Glasrohres befindet

$$c^2 = a^2 + b^2 - 2 \cdot a \cdot b \cdot \cos \alpha . \quad (2.1)$$

Für den der Seite b gegenüberliegenden Winkel β ergibt sich dann nach dem Cosinussatz

$$\cos \beta = \frac{a^2 - b^2 + c^2}{2 \cdot a \cdot c} . \quad (2.2)$$

In dieser Betrachtung sei $a = r$ und $b = x \cdot r$. Die daraus resultierende Funktion des Einfallswinkels β in Abhängigkeit vom Kreiswinkel α ist in Abb. 2.3 für verschiedene x dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, dass der Einfallswinkel mit dem Abstand zum Mittelpunkt zunimmt.

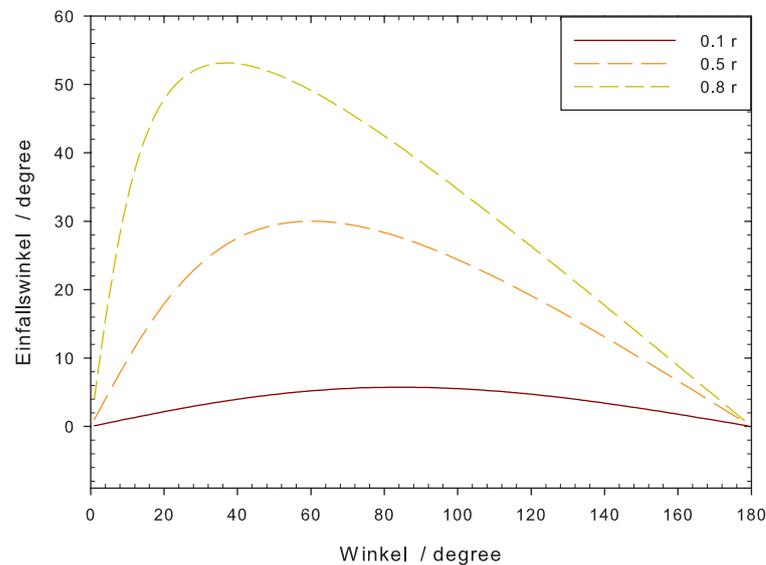


Abbildung 2.3: Der Einfallswinkel β auf der inneren Glasoberfläche in Abhängigkeit vom Kreiswinkel α für verschiedene Abstände vom Mittelpunkt

Für den Austrittswinkel eines Lichtstrahles, der aus dem Medium mit der Brechzahl $n_1 = 1$ auf eine Glasoberfläche mit der Brechzahl $n_2 = 1,5$ unter dem Winkel β auftrifft, ergibt sich der Winkel γ über das Snelliussche Brechungsgesetz zu

$$\sin\gamma = \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin\beta . \quad (2.3)$$

Mit Hilfe der Fresnelschen Formeln kann weiterhin der Reflexionskoeffizient berechnet werden. Für Materialien mit gleicher magnetischer Permeabilität und reellen Brechzahlen vereinfacht sich der Reflexionsfaktor für transversalmagnetische, d.h. parallele Polarisation zu

$$r_p = \frac{\tan(\beta - \gamma)}{\tan(\beta + \gamma)} . \quad (2.4)$$

Für die transversalelektrische, d.h. senkrechte Polarisation, vereinfacht sich der Reflexionsfaktor zu

$$r_s = \frac{\sin(\beta - \gamma)}{\sin(\beta + \gamma)} . \quad (2.5)$$

Der tatsächliche Reflexionskoeffizient berechnet sich dann über das Betragsquadrat

$$R_{p,s} = |r_{p,s}|^2 . \quad (2.6)$$

In Abb. 2.4 ist der Reflexionskoeffizient für die parallele und senkrechte Polarisation in Abhängigkeit des Kreiswinkels α für einen auf $0,5r$ gelegenen Emitter aufgetragen.

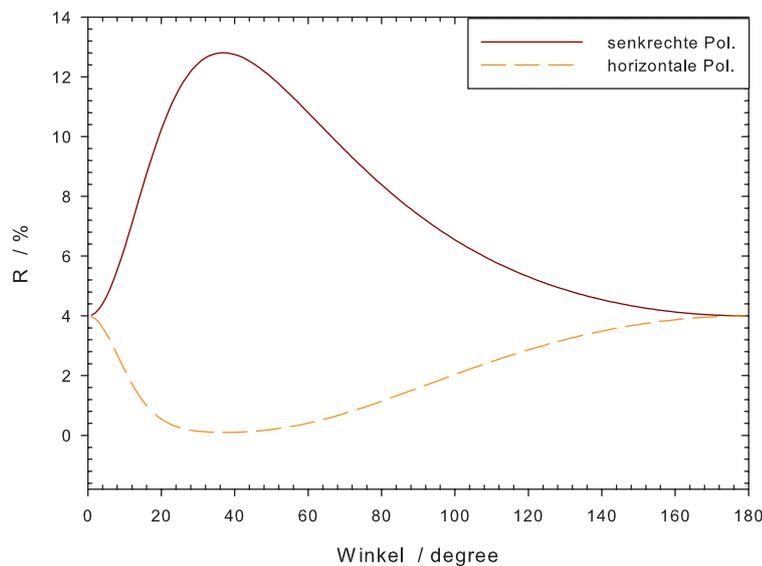


Abbildung 2.4: Der Reflexionskoeffizient R bei Reflexion an der inneren Glasoberfläche in Abhängigkeit vom Kreiswinkel α für beide Polarisationssebenen

Auf Abb. 2.5 ist die Summe aus parallelem und senkrechtem Reflexionskoeffizienten für verschiedene Abstände des Emitters vom Zentrum aufgetragen. Während bei einem zentralen Emitter die Reflexion zu allen Winkeln konstant etwa 8% beträgt, steigt die Winkelabhängigkeit mit dem Abstand vom Zentrum deutlich an. Es prägt sich ein deutliches Maximum aus, das in einem Abstand von zum Beispiel $0,8r$ Reflexionen bis etwa 13% aufweist.

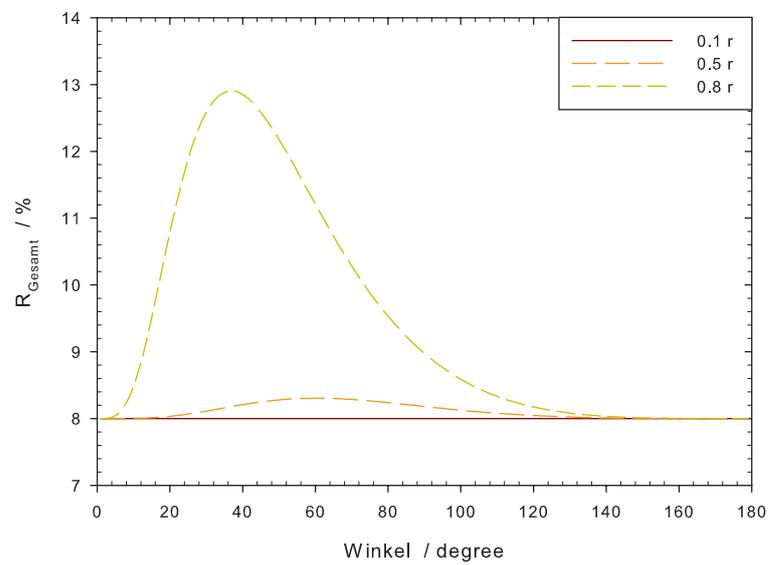


Abbildung 2.5: Der Gesamreflexionskoeffizient auf der inneren Glasoberfläche in Abhängigkeit vom Kreiswinkel α bei verschiedenen Positionen außerhalb des Mittelpunktes

Simulation des Rohres

Zur Überprüfung der geometrischen Überlegungen wurde eine Demoversion der Ray-tracingsoftware FRED [Photon Engineering] benutzt. Aufgrund der Limitationen dieser Version konnten nur wenige Strahlwege simuliert werden, so dass maßgeblich eine qualitative Aussage über das Reflexionsverhalten eines Glasrohres gemacht werden konnte. In Abb. 2.6 ist der verwendete virtuelle Versuchsaufbau zu sehen. Es wurden Emitter auf eine Radius-Achse gesetzt und der senkrecht dazu verlaufende Strahlweg an mehreren Punkten untersucht. Die Fläche außerhalb des Rohrsegments stellte den virtuellen Detektor dar. Der Emitter neben dem Rohrsegment veranschaulicht den ungestörten Strahlweg. Der Emitter in Richtung Detektor im Rohrsegment zeigt die Wirkung von Reflexion und Brechung auf dem Strahlweg. Der Emitter in Rückrichtung im Rohrsegment verdeutlicht allein die Rückreflexion eines Strahlweges.

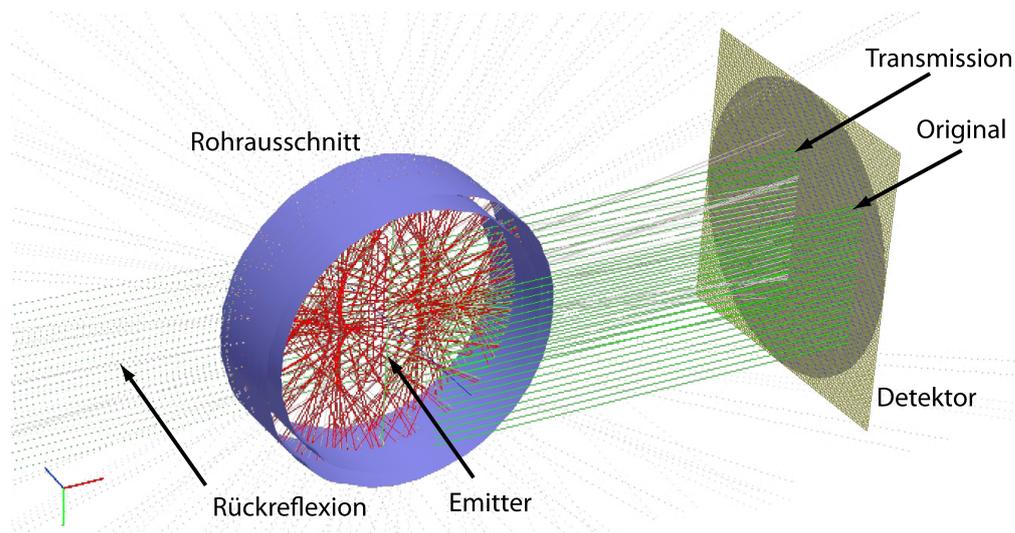
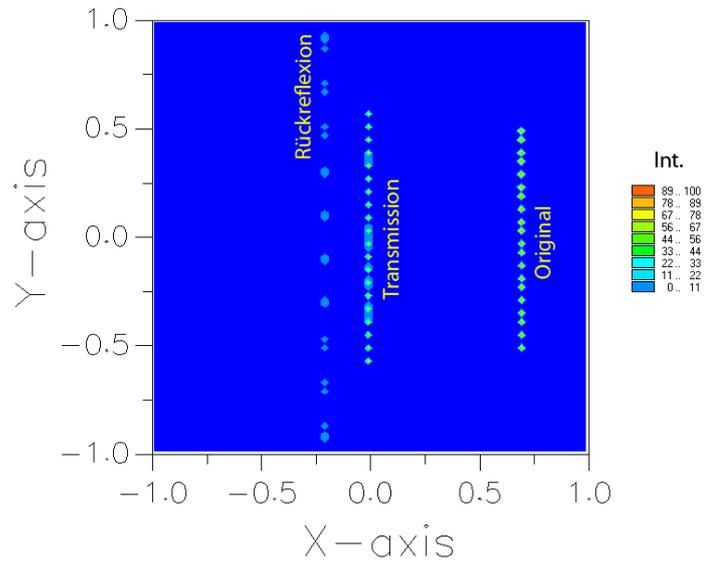
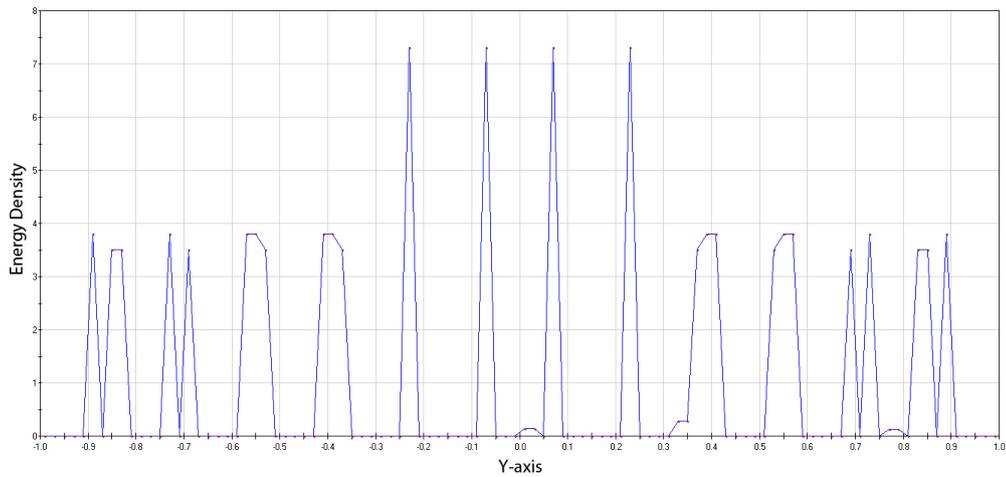


Abbildung 2.6: Virtueller Versuchsaufbau zur qualitativen Strahlweguntersuchung: ungestörter Strahlweg, gestörter Strahlweg, Rückreflexion eines gestörten Strahlweges

In Abb. 2.7(a) ist das Ergebnis dieser Simulation als Abbildung auf dem virtuellen Detektor zu sehen, in Abb. 2.7(b) ist das Profil der Rückreflexion zu sehen.



(a) Abbildung auf dem Detektor, normiert auf die original Emission



(b) Profil der Rückreflexionsabbildung

Abbildung 2.7: Abbildung und Profil der rückreflektierten und gebrochenen Strahlen, es ist deutlich ein Brechungseffekt erkennbar, der zur Überlagerung von Rückreflexen führen kann.

Auf der Projektion ist deutlich zu erkennen, dass für den gestörten Strahlweg sowohl eine Aufweitung durch Brechung stattfindet, als auch Anteile durch Mehrfachreflexion auftreten. Anhand des Profiles ist zu erkennen, dass eine signifikante Rückstreuung im Bereich von etwa 5% zu sehen ist. Weiterhin ist allein bei diesen wenigen Strahlwegen zu erkennen, dass es aufgrund der Kreisgeometrie zu Überlagerungen kommen kann, die in diesem Fall bei etwa 7% der Ursprungsintensität liegen.

Simulation des Strahltransportes

Um die Eignung eines Glasrohres mit Hilfe einer Abschätzung über Intensitätsänderungen innerhalb eines Strahlprofiles zu erhalten, wurde eine Strahltransportsimulation durchgeführt. Als Eingangsverteilung wurde aufgrund der hohen Strukturierung eine Multi-Beam-Anordnung verwendet. Die Verteilung ist in Abb. 2.8(a) zu sehen, die zugehörige Emittanz ist in Abb. 2.8(b) aufgetragen.

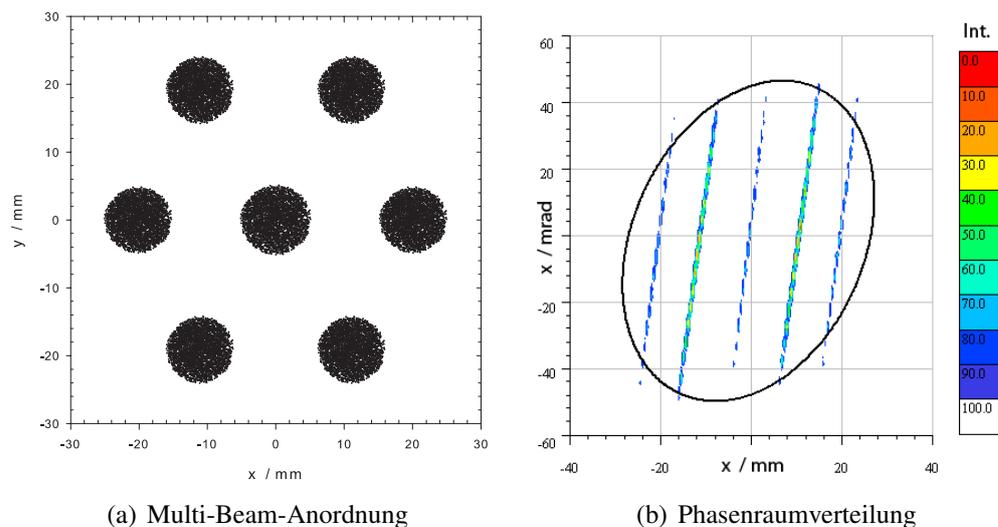


Abbildung 2.8: Strahlparameter der Eingangsverteilung

Diese Verteilung wurde benutzt, um mit LINTRA [J. Pozimski (1999)] eine Drift zu simulieren. Dabei wurde zwischen den in Abb. 2.9(a) eingezeichneten Punkten auch die durch Restgas verursachte Emission simuliert, sodass sich für diesen Bereich ein in Abb. 2.9(b) gezeigtes Strahlprofil ergab. Diese Simulation wurde für eine um 46° gedrehte Eingangsverteilung gerechnet, sodass das erzeugte Profil eine möglichst hohe

Detailstruktur aufweist. Diese Profilstruktur ist als Ausschnitt in Abb. 2.10 dargestellt. Es sind deutlich ausgeprägte Strukturen im Bereich kleiner 10% zu sehen.

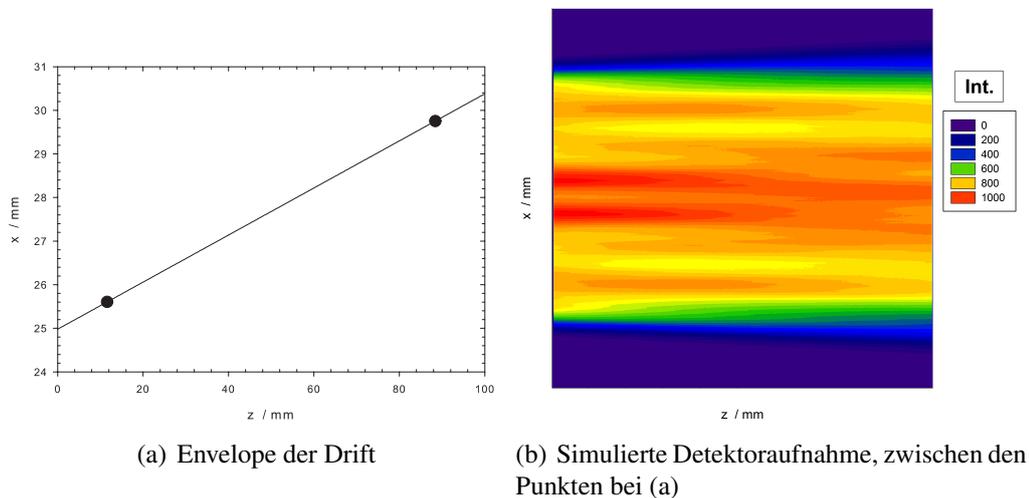


Abbildung 2.9: Simulation bei 46°

2.2.2 Resultat

Es konnte sowohl analytisch wie auch durch Simulationen gezeigt werden, dass bei der Verwendung eines Glasrohres allein durch Einfachreflexion an einer Grenzfläche ein Fehler in der Intensitätsmessung im Bereich der oberen 10% des Messwertes existiert. Mit der Strahltransportsimulation konnte gezeigt werden, dass die Information über die Strahlstruktur in einem 10% Bereich liegen kann, sodass über diese Strukturen keine Aussage mehr gewonnen werden kann. Um den Effekt der Reflexion zu verringern, wäre daher ein großer Durchmesser im Verhältnis zum Strahl notwendig, da die Reflexion abhängig vom Radius zunimmt (Abb. 2.5). Diese Maßnahme reduziert allerdings nur die maximale, vom Betrachtungswinkel abhängige Reflexion, nicht jedoch die durch die Grenzfläche verursachte Reflexion, die nur durch eine Verkleinerung der Brechzahl erreicht werden kann. In der praktischen Anwendung ist auch zu beachten, dass ein Glasrohr zwei Grenzflächen besitzt und auch Mehrfachreflexionen an beiden Grenzschichten auftreten können. Für die innere Grenzfläche könnte die Reflexion vielleicht mit einer Beschichtung verkleinert werden, jedoch ist dies für die äußere Fläche nur bedingt möglich. Weiterhin kann eine solche Beschichtung direkt in Wechselwirkung mit dem Strahl treten, sodass sich die Eigenschaften der Beschichtung mit der

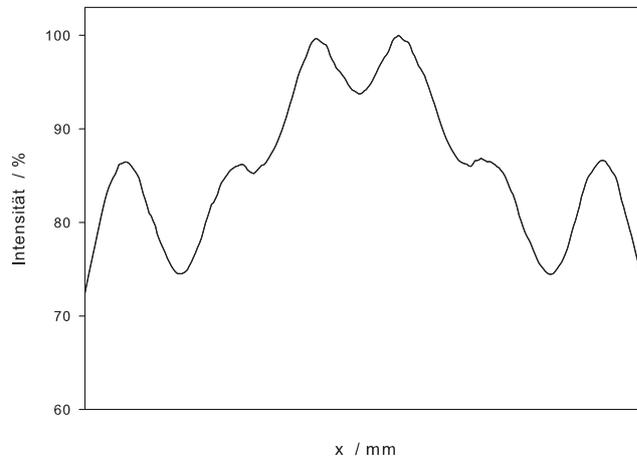


Abbildung 2.10: Intensitätsverlauf innerhalb des Strahlprofiles

Zeit verändern würden. Ob eine Rohrblende im Inneren des Glasrohres, die zum Beispiel magnetisch bewegt wird, die optischen Probleme lösen könnte, ohne den Strahl zu beeinflussen und den Anforderungen an eine präzise Positionierung gerecht zu werden, müsste weiter untersucht werden. Auch ist nicht zu vernachlässigen, dass das Glasrohr auf eine Metalloberfläche gedichtet werden muss.

2.3 Rotierbarer Stahl-Vakuumrezipient

Das zweite untersuchte Konzept bestand aus einem drehbaren Vakuumtank. Der Vakuumtank selbst enthält ein Fenster, an dem die Kamera fixiert ist. Anstelle des statischen Endflansches wird jedoch ein Lager gewählt, das eine Drehung des Tanks zulässt (Abb. 2.11).

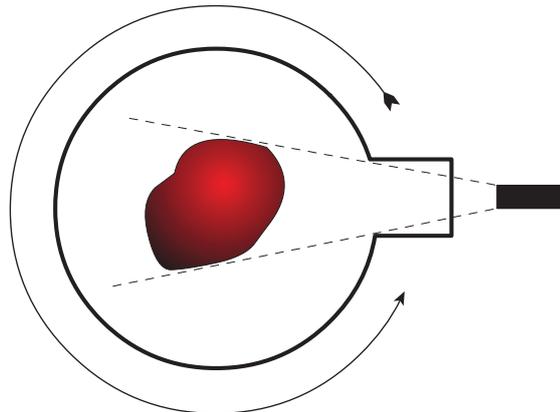


Abbildung 2.11: Die Kamera ist fest an einen Tank montiert, welcher um den Strahl rotiert wird.

2.3.1 Überlegungen zur Konstruktion

Anforderungen

Die Anforderungen für dieses Konzept entsprechen weitgehend den schon oben genannten. Die Störungen für die Optik sollen auch hier möglichst klein gehalten werden. Für eine gute Approximation bei der tomographischen Rekonstruktion soll der Tank mit einer hohen Winkelauflösung positionierbar sein. Die Leckrate der gleitend gelagerten Dichtung muss möglichst gering sein, sodass auch bei Drehbewegungen kein signifikanter Druckanstieg messbar ist. Auch bei diesem Konzept soll auf eine kurze Baulänge geachtet werden.

Entwurf/Skizze

Die Maße des Tankes wurden an der zu verwendenden Kamera mit dem zugehörigen Objektiv orientiert. Es ergab sich, dass für einen geforderten Bildausschnitt von 5 cm auf der kurzen Seite das Objektiv etwa 33 cm von der Strahlachse entfernt sein sollte.

Die blauen Enden in Abb. 2.12 stellen das Lager dar, in dem sich der Tank bewegen kann. Der Antrieb erfolgt hier über einen Riemen, womit der Motor, um Einbaulänge zu sparen, unter den Tank verlegt wurde. Ein Gestell wurde hinzugefügt, damit eine einfache Montage der damit nicht mehr frei beweglichen Enden möglich ist.

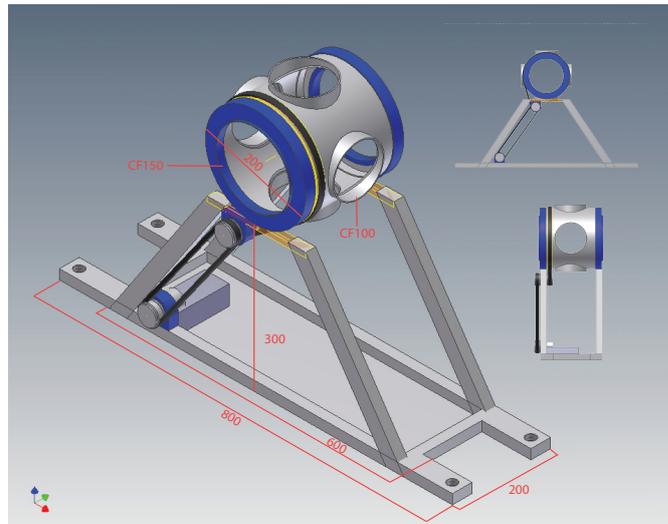


Abbildung 2.12: Erster Designvorschlag: kurze Baulänge, fixierte Lager (blau)

Die Geometrie der Grundfläche dieses Gestells wurde so gewählt, dass eine Drehung um mindestens 275° möglich ist. Die Höhe des Gestells wurde der Standardstrahlrohrhöhe so angepasst, dass noch genügend Raum bleibt, um das Gestell über Nivellierschrauben zu montieren.

Der schematische Einbau der Dichtungsringe ist in Abb. 2.13 zu sehen. In Abb. 2.14(a) ist der auf dieser Arbeitsgrundlage überarbeitete Entwurf zu sehen, in Abb. 2.14(b) das finale Design. In Abb. 2.15 ist die zu großen Teilen fertige Drehkammer zu sehen.

2.3.2 Resultat

Der rotierbare Stahl-Vakuumrezipient ist im Gegensatz zum Glasrohr technisch leichter zu realisieren, da keine aufwändigen Antireflexions-Maßnahmen, keine Glas-Metall Dichtungen und keine zusätzliche Rotationseinrichtung für die Kamera notwendig sind. Zum Dichten können Standard Vitondichtungen verwendet werden, für die bei einer Saugleistung von 2000 l ein Druck von 10^{-7} mbar garantiert werden kann. Die optischen Eigenschaften sind einfacher kontrollierbar im Gegensatz zu einem Glasrohr. Die Oberflächen des Tanks werden stark geschwärzt, um mögliche Reflexionen zu minimieren. Auch sind die Verzerrungen und Transmissionsverluste durch eine ebene Glas-scheibe deutlich geringer und können, falls nötig, numerisch korrigiert werden.

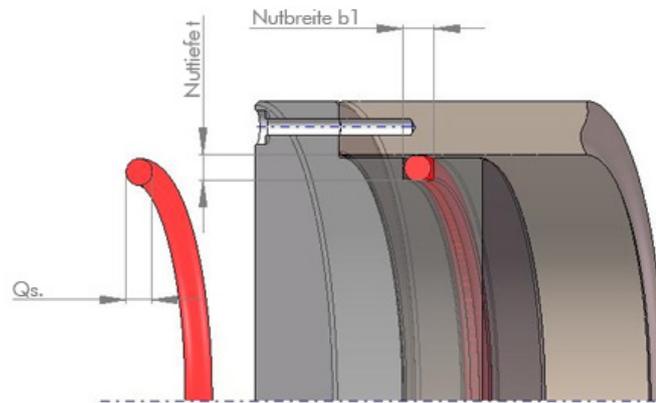


Abbildung 2.13: Einbau des Dichtungsring in der Drehdurchführung [TDS Duddeck Dichtungen GmbH]

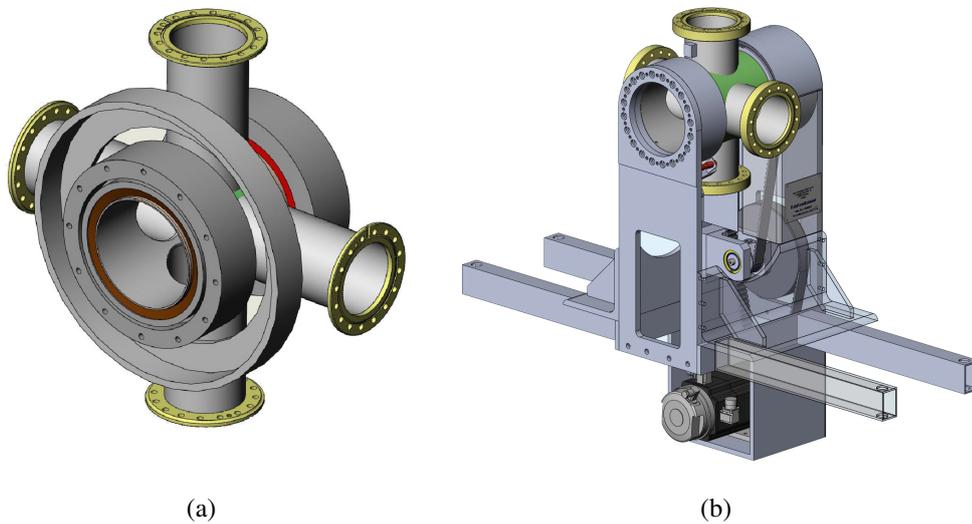


Abbildung 2.14: Der überarbeitete (a) und der finale (b) Entwurf des Tankes [Neue Technologien GmbH & Co. KG]



Abbildung 2.15: Der fertige Tank [Neue Technologien GmbH & Co. KG]

3 Messungen

Nachdem ein Konzept für einen experimentellen Aufbau zur optischen Tomographie entwickelt wurde, wird in diesem Kapitel die Eignung der vorhandenen Kamera überprüft.

3.1 Der verwendete Messaufbau

Zur Untersuchung der Kamera wurde ein Testaufbau verwendet, der einen großen Raum für Parameteränderungen zuließ. Als Ionenquelle wurde eine Volumenquelle mit Pentoden-Extraktionssystem benutzt [Schneider (2008)]. Die Extraktion erfolgte bei einer Spannung von 20 kV, einer Formierungsspannung von 3,6 kV und einem Solenoidstrom von 1 A. Als Arbeitsgas wurde Helium gewählt. Der extrahierte Strom lag hier bei etwa 0,7 mA. An die Ionenquelle angeschlossen waren ein differentieller Pumptank und eine Gabor-Linse [Meusel (2005)] sowie eine weitere Pumptank mit Gabor-Linse. Bei den Messungen wurde jedoch nur die erste Gabor-Linse zur Fokussierung des Ionenstrahles benutzt. Weiter folgten ein Vakuum-Schott und der Tank, an den die Kamera montiert wurde. Die Kamera wurde so montiert, dass sie in der Höhe über dem Tank verstellt werden konnte, für kleine Korrekturen auch in der X- und Y-Ebene. Es war auch möglich, den Winkel in einer Ebene leicht zu ändern. Zuletzt folgten noch ein Strahltransformator sowie ein Beam Dump. Als Diagnoseelement war im ersten Pumptank eine Faradaytasse mit elektrostatischer Sekundärelektronenunterdrückung eingebaut. Der Beam Dump am Ende der Beamline konnte durch eine isolierte Aufhängung als statische Faradaytasse ohne Sekundärelektronenunterdrückung benutzt werden. An den Tanks waren insgesamt vier Vakuum-Messröhren installiert, sowie eine weitere an der Quelle, sodass die Gasverteilung im Vakuumrezipienten sektorweise gemessen werden konnte. Zusätzlich waren am Tank mit der Kamera noch ein Feindosierventil für den Gaseinlass und ein Quadrupol-Massenspektrometer zum Messen der Restgaszusammensetzung installiert. Der installierte Strahltransformator wurde bei den Messun-

gen nicht verwendet. Die Länge der Beamline betrug von der Quelle zum Beam Dump etwa 3 m. Der vollständige Aufbau ist in Abb.3.1 zu sehen, der Aufbau des Messtanks in Abb. 3.2.

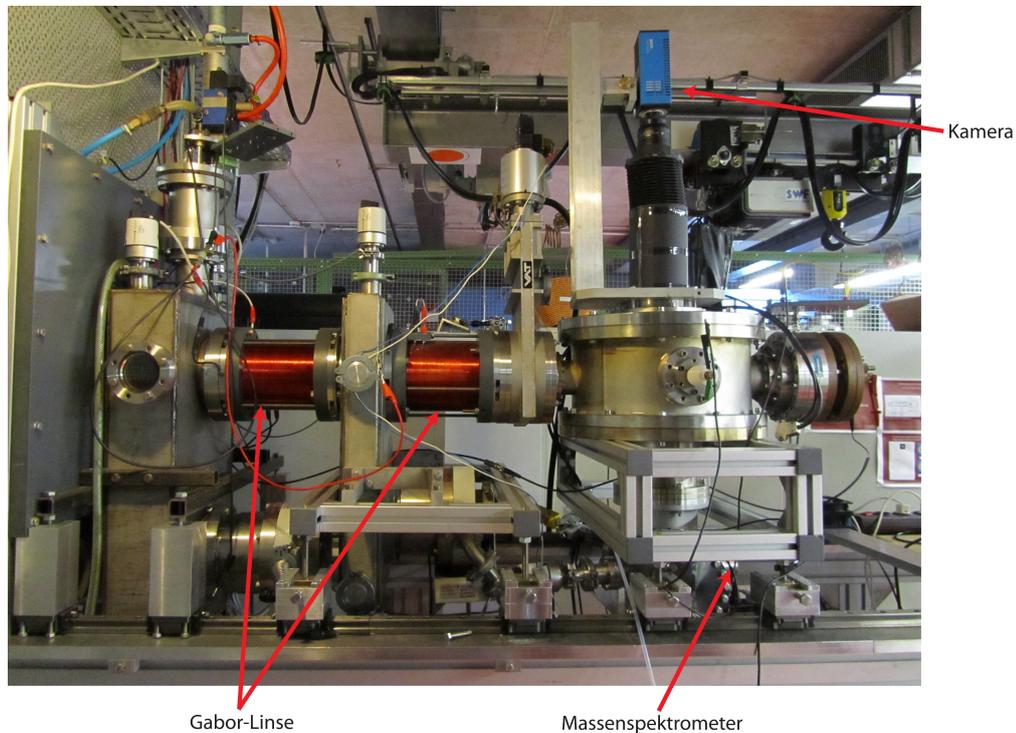


Abbildung 3.1: Aufbau des Messtandes

3.2 Die verwendete Kamera

Als Kamera wurde eine PCO 1600s mit einer Auflösung von 1600x1200 Pixel bei 14 bit Graustufen verwendet. Der Bildsensor ist ein auf 0 °C peltier gekühlter CCD Sensor mit einer Größe von 11,8 mm x 8,9 mm. Das an diese Kamera über einen C-Mount Adapter angeschlossene Objektiv war ein AF-S Micro NIKKOR 60mm f/2.8G ED. Über zwei Aufnahmen in unterschiedlichem Abstand konnte der diagonale Bildwinkel experimentell zu 14,7° bestimmt werden. Analytisch ergab sich für einen Sensor der Diagonale $d = 14,803$ mm und für ein Objektiv der Brennweite $f = 60$ mm mit

$$\alpha = 2 \cdot \arctan \frac{d}{2 \cdot f} \quad (3.1)$$

der Bildöffnungswinkel zu $\alpha = 14,06^\circ$.

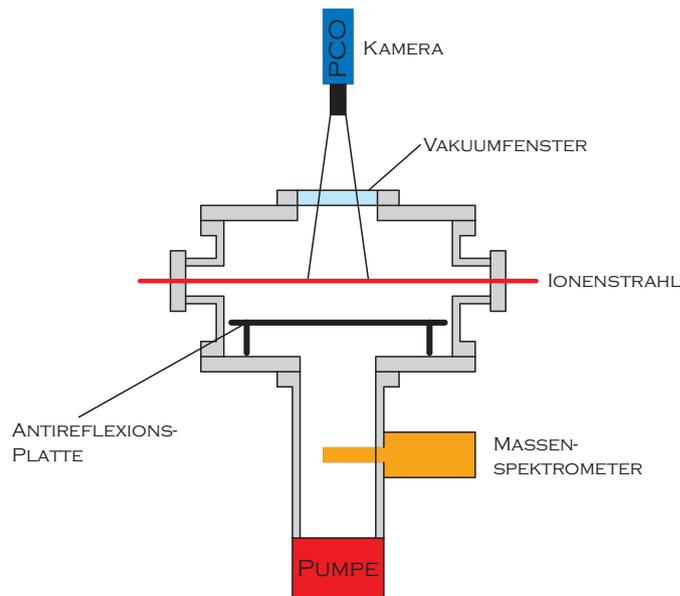


Abbildung 3.2: Aufbau des Messstandes

3.3 Reflexionen

Bei ersten Messungen wurde noch kein Antireflexionshintergrund benutzt. Es stellte sich dabei relativ schnell heraus, dass die Reflexionen im Tank nicht vernachlässigbar waren. Das Leuchten aus der Quelle führte zu einem hohen Grundleuchten, das zwar abziehbar war, aber die durch das Strahlleuchten verursachten Reflexe waren aufgrund der vielfältigen Reflexions- und Diffusionspunkte im Tank nicht korrigierbar. Ein Beispiel ist in Abb. 3.3(a) zu sehen. Nachdem im ersten Versuch eine kleine Metallplatte auf einem Gestell montiert und mit amorphen Kohlenstoff geschwärzt wurde, zeigte sich, dass die Schrauben zu nah am Bildbereich waren und zu stark reflektierten, sodass es zu Störungen wie in Abb. 3.3(b) kam. Daraufhin wurde die Platte durch eine neue, fast den Tank ausfüllende Platte ersetzt, die auch wieder geschwärzt wurde. Da das Schwärzen kein vollständig homogener Prozess war, waren zwar im Licht sichtbare Strukturen auf

dieser Platte vorhanden, jedoch war die Reflexion dieser Platte im eingebauten Zustand minimal, sodass der Strahl, wie in Abb. 3.3(c) zu sehen, gut abgebildet werden konnte. Im Vakuum konnte durch die geschwärzte Platte auch keine Verschlechterung des Drucks festgestellt werden.

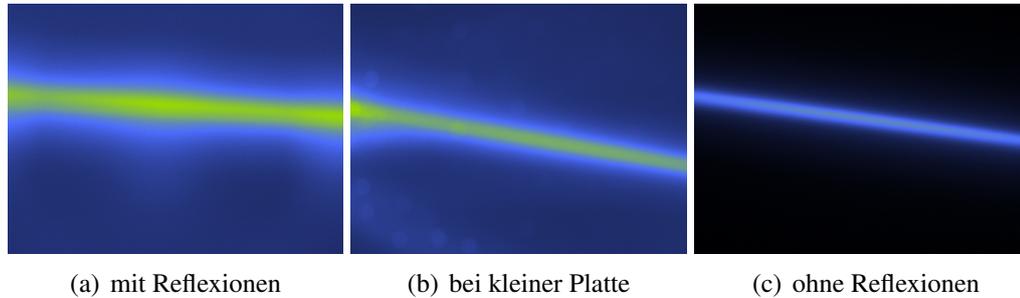


Abbildung 3.3: Vergleich einer Aufnahme mit keinem Antireflexionshintergrund (a), mit zu kleinem Antireflexionshintergrund (b) und mit ausreichend großem Hintergrund (c) ohne Abzug des Hintergrundes

3.4 Variation der Parameter

In einem nächsten Schritt wurde das Restgas sowie die Belichtungszeit variiert, um die Variationen der Intensität in Abhängigkeit dieser Parameter und damit die Eignung der Kamera zu messen. Bei diesen Messungen wurde daher im Besonderen darauf geachtet, in welchen Bereichen die Aufnahme des Strahles überbelichtet wurde und wann das Rauschen dominant wurde. Dazu wurde der Druck mit einer Schrittweite von 0,1 pro Größenordnung im Bereich von $1 \cdot 10^{-6}$ mbar bis $1 \cdot 10^{-4}$ mbar (bezogen auf Luft) variiert. Die Belichtungszeit wurde bei jedem Druck mit einer Schrittweite von 0,1 pro Größenordnung im Bereich von 1ms bis 1s variiert und mit einer Schrittweite von 0,05 im Bereich 1 s bis 60 s. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis in db (SNR) wurde mit

$$SNR = 20 \cdot \lg \frac{\sum_{x,y} S(x,y)^2}{\sum_{x,y} N(x,y)^2} \quad (3.2)$$

berechnet. Dabei beschreibt $S(x,y)$ das Signal, d.h. den Intensitätswert eines Pixels des aufgenommenen Bildes und $N(x,y)$ den Intensitätswert eines Pixels in einem Rausch-

bild. Für das Rauschen wurde nur das Eigenrauschen der Kamera und der Elektronik verwendet, d.h. es wurde für jede Belichtungszeit ein Bild bei absoluter Dunkelheit angelegt, welches als Rauschbild für die SNR-Berechnung herangezogen wurde. Für eine Abschätzung der Überbelichtung wurde die Anzahl der Pixel mit Werten im Bereich der oberen 10% der maximalen Intensität des Sensors gewählt.

3.4.1 Abschätzung der Photonenzahl

Um eine Abschätzung über das Verhalten der Photonenzahl in Abhängigkeit der Parametervariation zu erhalten, wurde die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit über den Wirkungsquerschnitt betrachtet. Eine Abschätzung über den linearen Energietransfer wäre hierbei nicht sehr einfach, da für die benutzten kleinen Energien die Bethe-Bloch-Formel nicht mehr gilt und weiterhin eine Summation über die Spektrallinien erfolgen müsste. Für hohe Energien wurde eine Abschätzung von [Becker (2006)] vorgenommen. Für den Wirkungsquerschnitt gilt

$$N_W = \frac{\sigma}{F} \cdot N_T \cdot N_E \quad (3.3)$$

wobei N_W die Anzahl der Wechselwirkenden Teilchen, N_T die Anzahl der Targetteilchen (Restgasatome) und N_E die Anzahl der einlaufenden Teilchen (Strahlionen) sind. Die Targetfläche wird mit F angegeben und der Wirkungsquerschnitt mit σ . Für die Anzahl der einlaufenden Strahlionen gilt

$$N_E = \frac{I \cdot t}{e} \quad (3.4)$$

über die Definition des Ampere, wobei I der Strahlstrom, t die Zeit und e die Elementarladung ist. Für die Anzahl der Restgasatome gilt über die allgemeine Gasgleichung

$$N_T = \frac{p \cdot V_S}{k_B T} \quad (3.5)$$

mit dem Restgasdruck p dem Strahlvolumen V_S und der Temperatur T . Unter der Annahme eines zylindrischen Strahles ergibt sich für das Strahlvolumen

$$V_S = \pi \cdot x \cdot \rho_S^2 \quad (3.6)$$

wobei ρ_s der Strahlradius ist und x die Länge des Bildausschnittes. Für den Zylinderquerschnitt als Targetfläche ergibt sich für die Anzahl der wechselwirkenden Teilchen

$$N_W = \frac{\sigma}{k_B T e} \cdot p \cdot x \cdot I \cdot t \quad (3.7)$$

Für die Anzahl der detektierten Photonen muss jedoch noch mit dem betrachteten Raumwinkel $\frac{\Omega}{4\pi}$ multipliziert werden. Der maximale betrachtete Raumwinkel wird durch die Fläche der ersten Objektivlinse im Verhältnis zum Abstand gegeben

$$\Omega = \frac{\pi r_{Linse}^2}{r_{Abstand}^2} \cdot c_{korr} \quad (3.8)$$

wobei mit c_{korr} noch die Abweichung der Rechteckfläche des Bildes von der Kreisfläche der Linse berücksichtigt wird. Der Abstand der Linse vom Strahl wird mit $r_{Abstand}$ angegeben. Für die Anzahl der detektierten Photonen ergibt sich also

$$N_{Photonen} = \frac{\sigma}{4ek_B T} \cdot \frac{r_{Linse}^2 \cdot c_{korr} \cdot x}{r_{Abstand}^2} \cdot p \cdot I \cdot t \quad (3.9)$$

Für die Variation der Parameter bedeutet dies, dass die Gesamtintensität eines Bildes linear vom Restgasdruck, dem Strahlstrom und der Belichtungszeit abhängen sollte. Diese Abhängigkeit ist in Abb. 3.4 nochmals für den betrachteten Parameterraum graphisch dargestellt.

3.4.2 Luft als Restgas

Als Erstes wurde Luft als Restgas benutzt. Wie in Abb. 3.5(a) zu erkennen ist, ist bei kurzen Belichtungszeiten das Bild vom Rauschen dominiert. Das SNR wird in dem betrachteten Parameterraum frühestens ab einer Belichtungszeit von 500 ms größer Null, d.h. das Signal wird größer als das Rauschen. Auch ist bei etwa $3 \cdot 10^{-5}$ mbar eine Stufe im SNR erkennbar. Die in Abb. 3.5(b) erkennbare Abschätzung der Überbelichtung

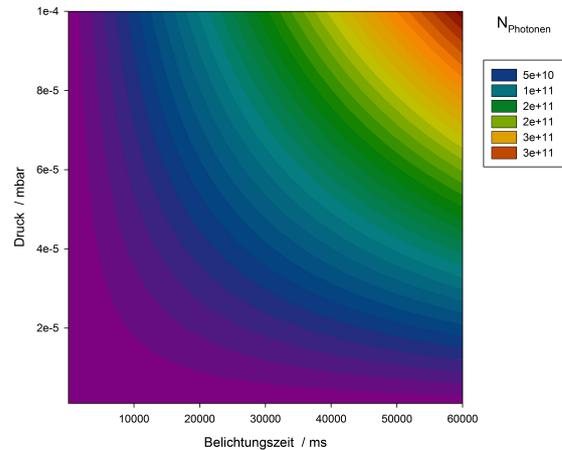
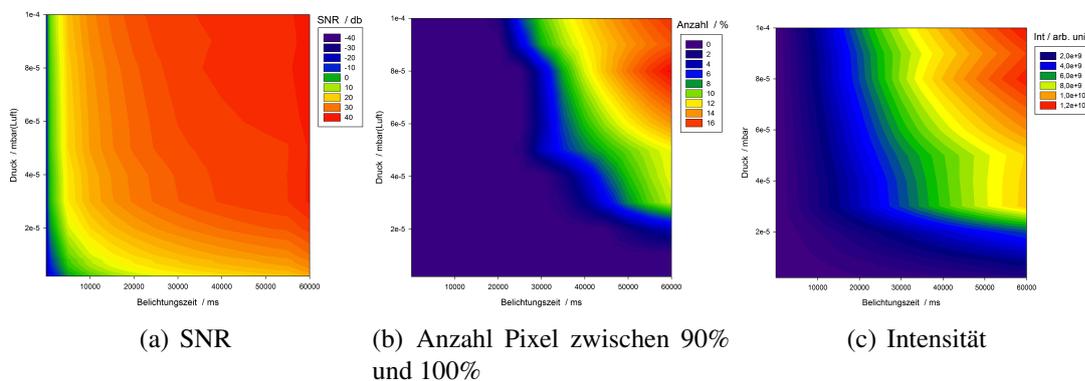


Abbildung 3.4: Theoretisches Verhalten der Photonenzahl

deckt sich mit der zu erwartenden Intensitätszunahme bei hohen Drücken oder Belichtungszeiten, was bei der Gesamtintensität in Abb. 3.5(c) deutlicher erkennbar ist. Auch deckt sich der Bereich mit dem oberen Ende des SNR.



(a) SNR

(b) Anzahl Pixel zwischen 90% und 100%

(c) Intensität

Abbildung 3.5: Messwerte für Luft als Restgas.

Um die Stufe im unteren Druckbereich weiter zu untersuchen, wurde die Leuchtkurve für 60 s Belichtungszeit in Abb. 3.6 aufgetragen.

Für die Leuchtintensität ist eigentlich eine lineare Zunahme zu erwarten, da nur der Druck variiert wird. In Abb. 3.6 hingegen ist das lineare Verhalten erst ab etwa $3 \cdot 10^{-5}$ mbar zu erkennen. In Abb. 3.7(a) ist das Massenspektrum, das bei jeder Druck-einstellung parallel aufgezeichnet wurde, zu sehen. In Abb. 3.7(b) ist weiterhin das

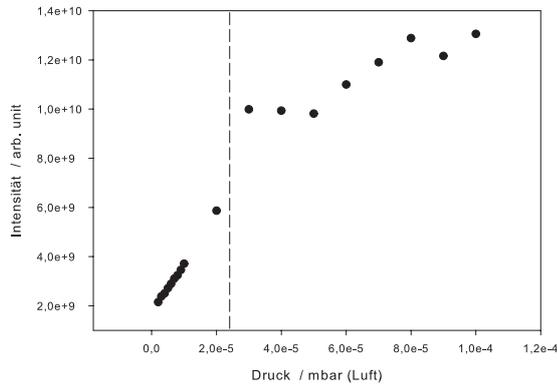


Abbildung 3.6: Leuchtkurve Luft bei 60 s Belichtungszeit.

Verhältnis der Stickstoff- zur Heliumlinie dargestellt.

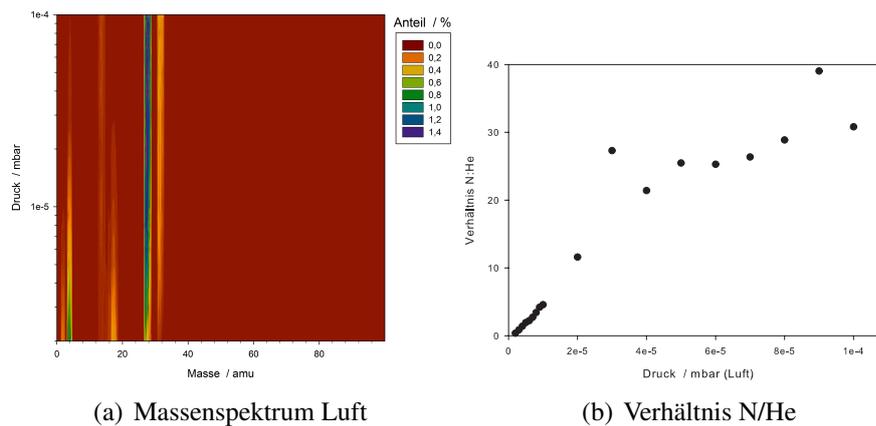


Abbildung 3.7: Massenspektrum für Luft als Restgas. (Schrittweite 0,03 amu)

Es ist deutlich zu erkennen, dass im unteren Druckbereich das Quellen-Helium das Restgas dominiert. Erst ab etwa $3 \cdot 10^{-5}$ mbar dominiert die eingelassene Luft das Restgasspektrum. Bei diesem Druck ist einerseits im Massenspektrum ein Abknicken des Verhältnisses Stickstoff zu Helium zu erkennen, andererseits ändert auch die Leuchtkurve ihre Steigung.

3.4.3 Helium und Argon

In einem nächsten Schritt wurden Helium, bzw. Argon als Restgas verwendet. Während Abb. 3.8(a) für Helium einen maßgeblichen Zusammenhang zwischen Intensität und Belichtungszeit aufzeigt, ist in Abb. 3.8(b) die zu erwartende Abhängigkeit von Druck und Belichtungszeit zu erkennen. Eine Abschätzung der Überbelichtung ist für Helium in Abb. 3.8(c) dargestellt, bei Argon waren in diesem Intensitätsbereich keine Bildpunkte zu finden.

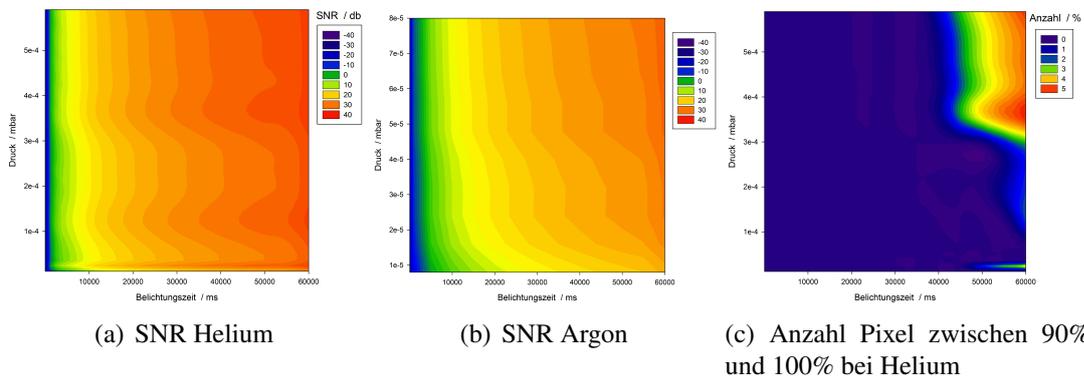


Abbildung 3.8: Messwerte für Helium und Argon als Restgas.

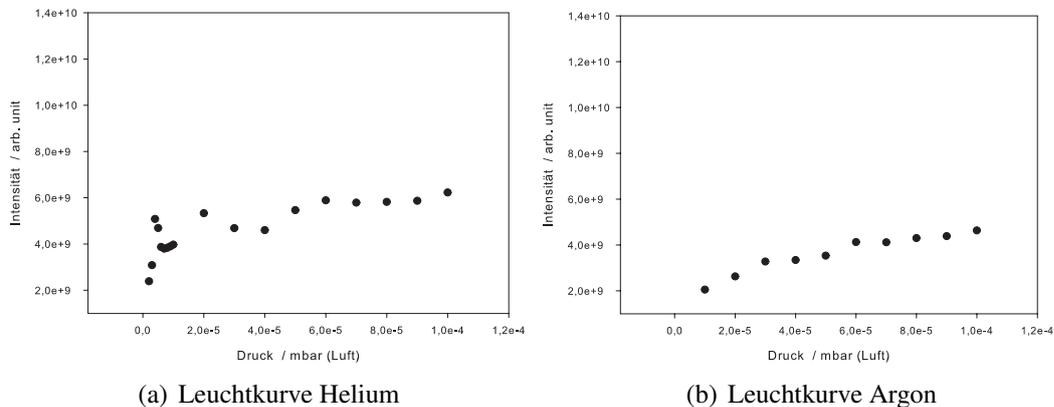


Abbildung 3.9: Leuchtkurven bei 60s

An der Leuchtkurve für Helium (Abb. 3.9(a)) sind deutliche Unterschiede zu Luft erkennbar. Die Intensität ist etwa um den Faktor zwei geringer, obwohl der wahre Druck

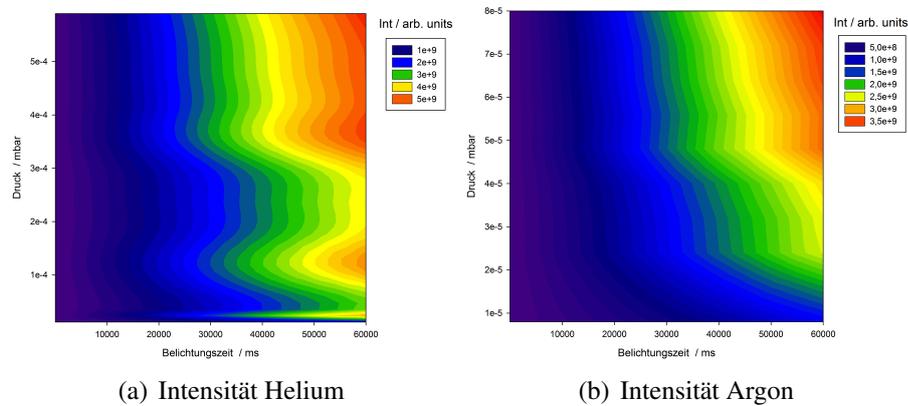


Abbildung 3.10: Intensitäten für Helium und Argon als Restgas.

um einen Faktor höher ist. Die Steigung im linearen Teil der Kurve ist sichtbar kleiner. Das Schwanken im niedrigen Druckbereich kann damit zusammenhängen, dass der Heliumdruck sehr leicht vom Solldruck wegdriftete. Auch bei Argon (Abb. 3.9(b)) ist eine deutlich niedrigere Intensität im Vergleich zu Luft erkennbar. Weiterhin ist die Intensität nochmals niedriger als bei Helium. In Abb. 3.10 ist der Gesamtverlauf der Bildintensitäten für Helium und Argon dargestellt.

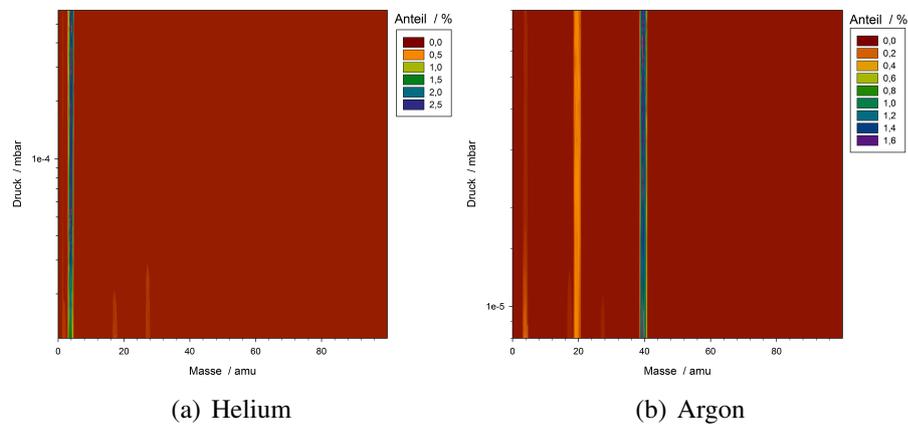


Abbildung 3.11: Massenspektren für Helium und Argon als Restgas. (Schrittweite 0,03 amu)

Die Massenspektren zeigen einen zu erwartenden Verlauf im Vergleich zu Luft. Bei Helium in Abb. 3.11(a) ist nur die Heliumlinie zu sehen sowie im unteren Druckbereich

die Wasser- und Stickstofflinie. Bei Argon in Abb. 3.11(b) ist neben der Ar^+ -Linie auch die Ar^{2+} -Linie zu sehen. Im unteren Druckbereich erscheinen auch hier wieder die Wasser-, Stickstoff- und Heliumlinie.

3.5 Randverdunkelung

Wenn über die Seite des Bildes, entlang der Strahlachse, die Pixelreihen aufsummiert werden, erhält man ein Strahlprofil, von dem ein konstanter Verlauf zu erwarten ist. Da der Strahl auf dieser Drift keine Verluste aufweist und auch komplett im Bild aufgenommen wurde, sollte die Anzahl der Photonen über die Pixelspalte in jeder Spalte des Bildes konstant bleiben, da die Anzahl der wechselwirkenden Ionen pro Spalte die gleiche bleibt. Für das Profil ist in Abb. 3.12 jedoch ein Intensitätsabfall zu den Rändern deutlich erkennbar.

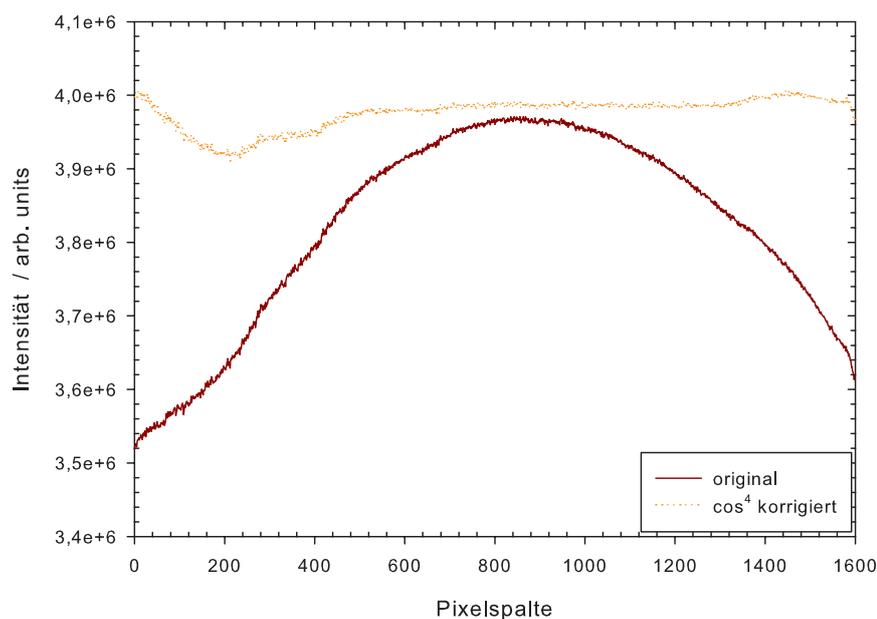


Abbildung 3.12: Im Originalprofil ist ein Helligkeitsabfall zu den Rändern erkennbar, nach der \cos^4 Korrektur konnte dieser Effekt deutlich verringert werden

Nach Herstellerangaben [Nikon] kann das verwendete Objektiv auf Sensorformate bis

zum Standardkleinbild 35 mm Film abbilden, was einer Größe von 24 mm x 36mm entspricht. Da der verwendete Sensor jedoch eine Größe von 11,8 mm x 8,9 mm hatte, war eine Abbildung ohne Abschattungen im Objektiv (Vignettierung) auf den Bildsensor möglich. Damit blieb als dominanter Effekt die natürliche Randverdunkelung. Bei einer Abbildung auf der optischen Achse ergibt sich für den Strahlungsfluss

$$\Phi = \Omega \cdot I \quad (3.10)$$

Wobei für den Raumwinkel Ω bei einer Linse im Abstand g mit dem Durchmesser d

$$\Omega = \frac{A}{r^2} = \frac{\pi \cdot d^2}{4 \cdot g^2} \quad (3.11)$$

gilt. Für eine Verschiebung des betrachteten Objektes von der optischen Achse um den Winkel α wird die kreisförmige Linsenfläche zu einer scheinbaren Ellipse mit der kleinen Halbachse b . Daraus ergibt sich

$$g' = g \cdot \sin \alpha = \frac{g}{\cos \alpha} \quad (3.12)$$

$$b = d \cdot \cos \alpha \quad (3.13)$$

$$\Omega' = \frac{\pi \cdot d \cdot b}{4 \cdot g'^2} = \frac{\pi d^2}{4 \cdot g^2} \cdot \cos^3 \alpha \quad (3.14)$$

Für den Gesamtstrahlungsfluss folgt daraus

$$\Phi' = \Omega' \cdot I' = \Omega \cdot I \cos^4 \alpha \quad (3.15)$$

Daraus folgt, dass der abgebildete Strahlungsfluss mit der Entfernung von der optischen Achse und damit die gemessene Intensität zu den Bildrändern absinkt. In Abb. 3.12 ist zu sehen, dass eine \cos^4 Korrektur das beobachtete Verhalten korrigieren kann. Eine lineare Steigung im korrigierten Profil wird dadurch verursacht, dass die Korrektur nicht

auf das Maximum der Ursprungskurve, sondern versetzt angewendet wurde. Darüber hinaus dominiert bei kleinen Belichtungszeiten das Rauschen des Sensors und der Elektronik das Bild, sodass die Korrektur auf die gemessene Intensität im Verhältnis zum Rauschen angepasst werden muss, da es sonst zu Überkorrekturen kommen kann. Auch ist in Abb. 3.12 deutlich zu sehen, dass die \cos^4 Korrektur den Effekt der natürlichen Randverdunklung zwar gut korrigieren kann, jedoch gibt es vor allem im linken Bildrand noch andere Effekte, für die weitere Untersuchungen notwendig sind, um diese zu korrigieren.

3.6 Bestimmung der Strahlparameter

Aus den CCD-Kameraaufnahmen können die Strahlprofile extrahiert werden. Es wurde die Breite des Strahlprofiles in Abhängigkeit verschiedener Parameter bestimmt. Als Maß für die Profilbreite wurde Full Width at Half Maximum (FWHM) verwendet. Über die Profile können Informationen zur Lage des Strahles und über die Ionendichteverteilung im Strahl gewonnen werden. Es kann aber auch die Wirkung der Ionenoptik auf einen Strahl in Beschleunigern beobachtet werden.

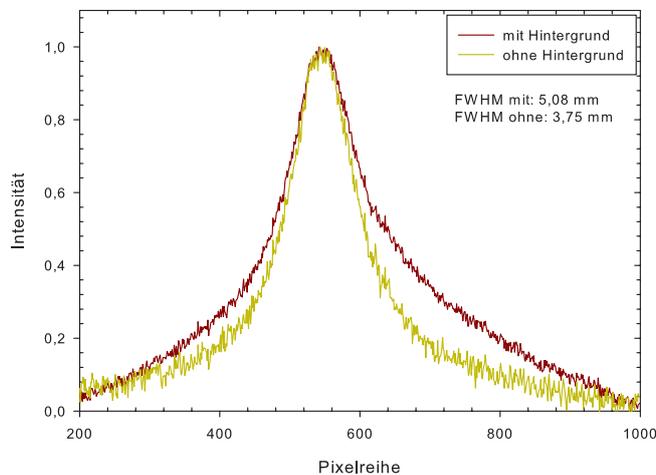


Abbildung 3.13: Vergleich der normierten Strahlprofile mit und ohne Abzug des Hintergrundes (He^+ , 20 keV, $p_{RGA} = 5 \cdot 10^{-5}$ mbar, 20 ms)

In Abb. 3.13 ist der Vergleich zwischen einem Profil mit Hintergrund und dem gleichen Profil bei abgezogenem Hintergrund, normiert auf das Maximum und Minimum

zu sehen. Die Intensität des Hintergrundes lag eine Größenordnung über dem Signal. Es ist gut zu erkennen, dass bei diesem Profil der Hintergrund zu einer Abweichung von 26% bei FWHM des eigentlichen Signales führt, wobei die Breite im hohen Intensitätsbereich geringer zunimmt. Eine einfache Verbreiterung wird allerdings nur von einem homogener Hintergrund verursacht, sodass es bei strukturiertem Hintergrund schnell zu einem Verschwinden des Signales im Hintergrund kommen kann. Daher ist es wichtig, dass bei der Auswertung der Hintergrund abgezogen wird.

3.6.1 Restgasdruck und Restgassorte

In einem nächsten Schritt wurde die Profildbreite in Abhängigkeit des Restgasdruckes ermittelt. In Abb. 3.14(a) ist diese Messung mit Stickstoff als Restgas dargestellt. Während der Messung musste die Einstellung der Gabor-Linse ab einem Restgasdruck von 10^{-5} mbar korrigiert werden, damit der Fokus der Linse noch im Bildausschnitt der Kamera lag. Bei [Schulte (2008)] wurde gezeigt, dass die Fokussiereigenschaften abhängig vom Restgasdruck sind.

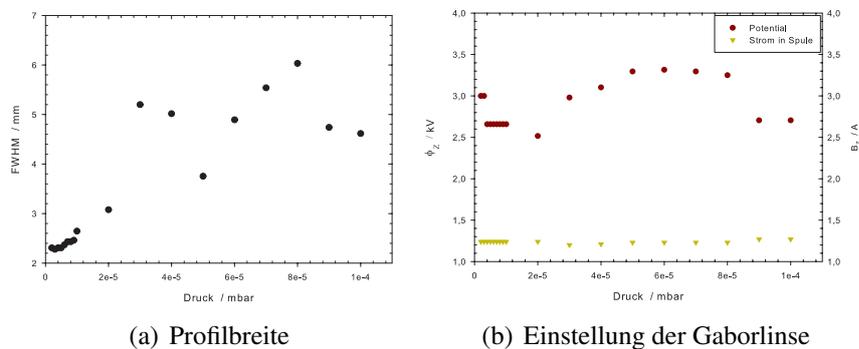


Abbildung 3.14: Profildbreite in Abhängigkeit des Druckes bei Angleichung der Gabor-Linse

Die Parameter der Linse sind in Abb. 3.14(b) dargestellt. Für eine genaue Untersuchung ob eine Abhängigkeit zwischen der Verbreiterung des Profiles und dem Restgasdruck besteht, sollte eine nicht restgasabhängige Ionenoptik wie zum Beispiel ein Solenoid eingesetzt werden. Die vorliegende Messung könnte auf eine Zunahme der Profildbreite hindeuten, mit hoher Wahrscheinlichkeit wurden jedoch die Einstellungen für eine konstante Brennweite der Gabor-Linse bei verschiedenem Restgasdruck vermessen.

Um den Einfluss der Restgassorte auf die Messung zu bestimmen, wurde die Profilbreite in Abhängigkeit verschiedener Restgase betrachtet. Aufgrund der verschiedenen Masse und Elektronenkonfiguration des Restgases könnte ein stoß- oder ionisationsbedingter Einfluss auf den Strahltransport stattfinden. In Tab. 3.1 sind die FWHM-Breiten für verschiedene Restgase dargestellt.

Restgas	FWHM
Helium	2,95 mm
Stickstoff	3,75 mm
Argon	5,72 mm

Tabelle 3.1: Profilbreite bei verschiedenen Restgassorten

Da die Ionisierungseigenschaften der Restgase unterschiedlich sind, ist es auch hierbei möglich, dass ein Wechsel des Restgases eine Änderung der Fokussierungseigenschaften der Gabor-Linse zur Folge haben kann. Um diesen Effekt auszuschließen, müsste auch diese Messung mit einer anderen Ionenoptik durchgeführt werden.

3.6.2 Integrationslänge

In Abb. 3.15(b) ist die Profilbreite bei 20% der Intensität in Abhängigkeit des integrierten Bildausschnittes für einen divergenten Strahl gezeigt. Für die maximale Breite des Profils wurden die unteren 20% als Rauschen klassifiziert und daher nicht betrachtet. Für die Integration wurde immer über die nächsten 50 Spalten summiert. Es ist deutlich zu sehen, dass bei abnehmender Auflösung die beobachtete Profilbreite über immer größere Bereiche gemittelt wird und somit der Fehler zwischen gemessener und tatsächlicher Profilbreite größer wird.

Für Aufnahmen mit geringen Photonenzahlen, wie es bei sehr kurzen Belichtungszeiten vorkommt, kann über die Summation benachbarter Profile das Signal deutlich verbessert werden. Für die Bestimmung der Änderung der Profilbreiten bedeutet dies jedoch eine deutliche Vergrößerung des Fehlers. Für Messungen der genauen Profilbreiten sollten daher möglichst empfindliche und hochauflösende Bildsensoren verwendet werden.

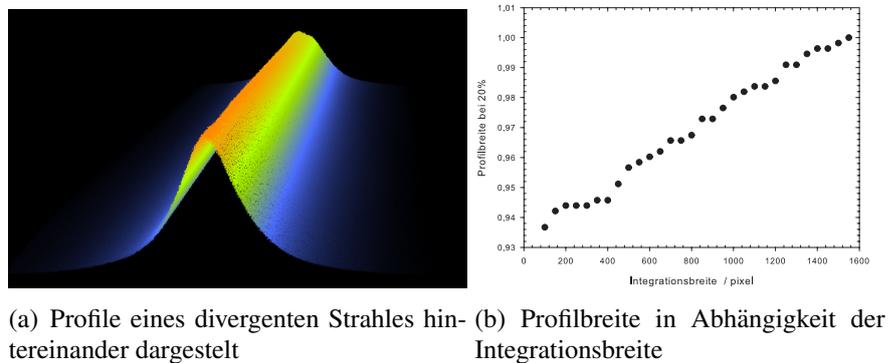


Abbildung 3.15: Profilbreite (bei 20% Intensität) eines divergenten Strahles in Abhängigkeit der Integrationslänge

3.6.3 Phasenraum

Um die transversalen Impulse aus einer CCD-Aufnahme zu bestimmen, ist es notwendig, die Intensitätsisolinien für die Strahlprojektion zu bestimmen. In Abb. 3.16(a) ist das divergente Strahlprofil aus Abb. 3.15(a) nochmals in Falschfarben dargestellt, in Abb. 3.16(b) wurden die Punkte gleicher Intensität für jede Spalte bestimmt und durch diese Punkte eine Gerade (die Isolinie) gelegt.

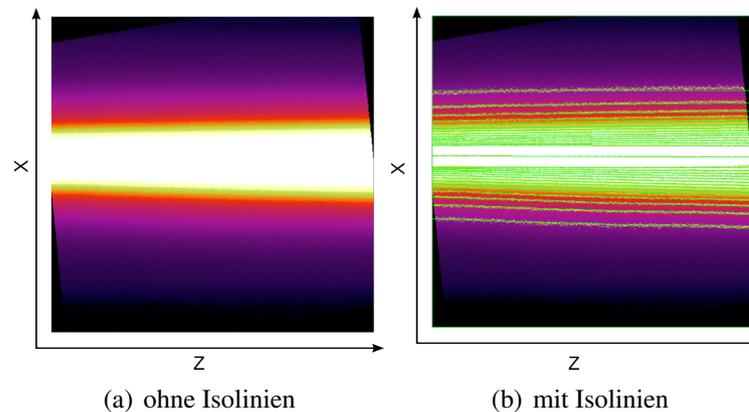


Abbildung 3.16: Gemessener Strahlprofilverlauf
(He^+ , 20 keV, $p_{RGA} = 5 \cdot 10^{-5}$ mbar)

Durch die Änderung der Profilbreiten weisen die Isolinien einen Winkel bezüglich der

Strahlachse auf. Die Ursache für die Verbreiterung der Profile sind die transversalen Impulse der Strahlionen, für die gilt:

$$x' = \arctan\left(\frac{dx}{dz}\right) \approx \frac{dx}{dz} = \frac{p_x}{p_z} \approx \frac{p_x}{p} \quad (3.16)$$

unter der Annahme, dass die transversalen Impulse klein gegenüber dem Gesamtimpuls sind. In Abb. 3.17(a) ist die Intensität für die integrierte Isolinie aufgetragen gegen den Ort. In Abb. 3.17(b) ist die Intensität der Isolinie gegen deren Winkel dargestellt. Es ist somit die transversale Impulsverteilung der Strahlionen direkt erkennbar. In Abb. 3.17(c) wurde der Winkel der Isolinie gegen ihren Ort aufgetragen. Damit ist es möglich, die Phasenraumlage des Ionenstrahles zu bestimmen. Weiterhin können Aussagen über die Abbildungseigenschaften von Ionenoptiken gemacht werden, da Abberationen zur Deformation dieser Funktion führen.

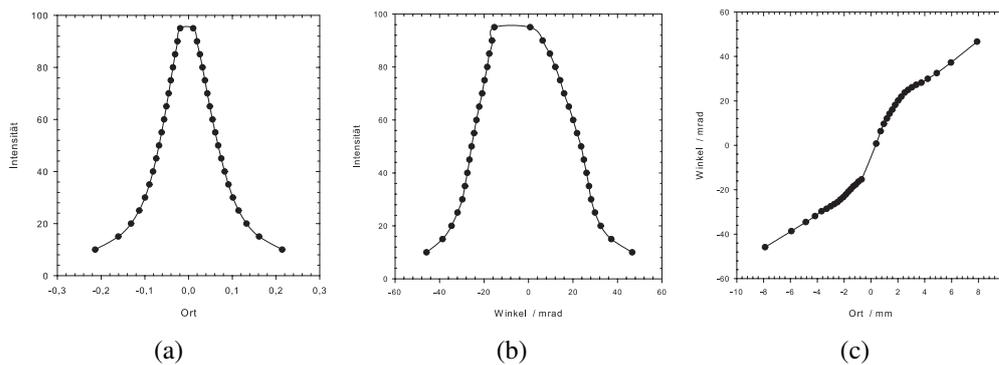


Abbildung 3.17: Ort, Winkel und Intensität der Isolinien

Für die lineare Abbildung eines idealen Ionenstrahles liegen in diesem Diagramm alle Punkte auf einer Geraden, da für eine Optik die Änderung des Impulses eine lineare Funktion des Ortes sein sollte. Bei dieser Messung lagen die Punkte nicht auf einer Geraden, sodass auf eine nichtlineare Abbildungseigenschaft der Ionenoptik bei den gewählten Parametern geschlossen werden kann. Im weiteren Strahltransport steigt durch die Nichtlinearität somit die Wahrscheinlichkeit des Transmissionsverlustes. Das Phasenraumvolumen des Ionenstrahles wird durch die Emittanz beschrieben. Die effektive Emittanz des Strahles ist als die Fläche der kleinsten Ellipse definiert, die alle Teilchen einschließt. Sie lässt sich aus den in Abb. 3.17 gezeigten Funktionen nicht ableiten.

3.6.4 3-Profilmethode

Für die weitere Betrachtung wurde mit LINTRA der Strahltransport für den Messaufbau mit der gemessenen Phasenraumverteilung der Ionenquelle simuliert. Am Ort der Kamera wurde ein optisches Strahlprofilbild erzeugt. In Abb. 3.18(a) ist die Startverteilung, in Abb. 3.18(b) der Strahltransport und in Abb. 3.18(c) die Verteilung im Tank dargestellt.

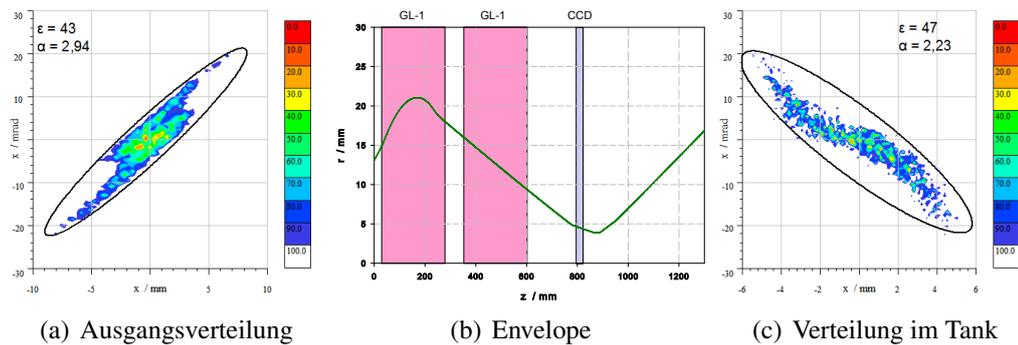


Abbildung 3.18: Simulation des Strahltransportes für die benutzte LEBT durch die Gabor-Linsen 1 und 2 sowie Erzeugung eines optischen Profiles für die CCD-Kamera

Für die Messung waren somit eine numerische Phasenraumverteilung sowie ein numerisch generiertes Vergleichsbild vorhanden. In Abb. 3.19 ist ein Vergleich des gemessenen und des simulierten Strahlprofils dargestellt.

Die Abweichung bei FWHM beträgt 18% zwischen dem numerischen und gemessenen optischen Profil. Als Nächstes wurde versucht, die Phasenraumlage des Ionenstrahles über die Isolinien und die Emittanz mit der 3-Profilmethode aus den optischen Aufnahmen zu bestimmen und mit der numerischen Verteilung zu vergleichen. Die Phasenraumlage kann über die Winkel der Isolinien, wie in Abb. 3.20(a) dargestellt, leicht bestimmt werden.

Mit Hilfe der 3-Profilmethode [Senger (2009), Pozimski (2000)] kann aus den optischen Profilen auch die Emittanz bestimmt werden, wie in den Abb. 3.20(b) und Abb. 3.20(c) dargestellt. Allerdings ist die 3-Profilmethode sehr empfindlich bezüglich der Wahl der Parameter.

Die Wahl des Cutoff-Parameters zum Abschneiden des Rauschens kann einen signifikanten Unterschied ergeben. Für die Messung musste in diesem Fall ein Abschneiden

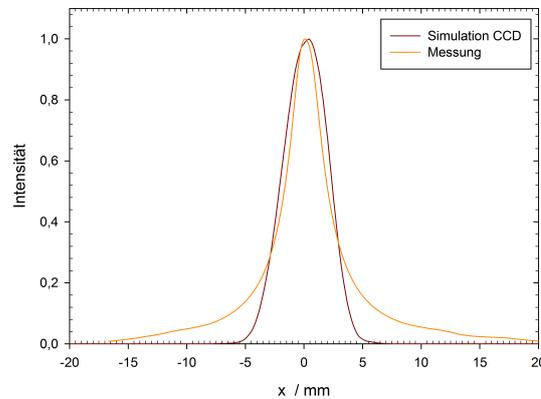


Abbildung 3.19: Vergleich eines gemessenen Profils und eines simulierten optischen Profils

(He^+ , 20 keV, $p_{RGA} = 5 \cdot 10^{-5}$ mbar, 10 s)

bei 20% erfolgen. Weiterhin kann die Wahl des Ortes für die Profile und der Abstand zwischen den Profilen die Emittanz und die Twissparameter um Größenordnungen beeinflussen. Um die Emittanz aus einem optischen Profil bestimmen zu können, müsste durch Permutation der Profillorte eine Konvergenz gefunden werden. Um den Phasenraum einschränken zu können, können Rahmenparameter wie die Neigung und auch die Ausdehnung in erster Näherung aus den Isolinen extrahiert werden. Wenn mit den Isolinen kein eindeutiges Ergebnis erzielt werden kann, sollte die Wahl des Bildausschnittes oder des Strahlabschnittes nochmals überprüft werden. Für eine gute Bestimmung der Emittanz sollte der Bildausschnitt möglichst eindeutig sein, d.h. eine lineare und möglichst große Änderung des Strahlradius.

Bei der Verwendung von Solenoiden oder Quadrupolen kann die Emittanz auch über die Gradientenmethode bestimmt werden, wobei die Abhängigkeit vom Restgas zu berücksichtigen ist.

3.7 Resultat

Die Reflexionen an der Tankwand sind nicht vernachlässigbar und müssen auch im experimentellen Aufbau für die Tomographie unbedingt vermieden werden. Deshalb wurde im Drehtank die Tankinnenwand sandgestrahlt und mit einem amorph-elektrolytischen Prozess geschwärzt. Die Betrachtungen zur Randverdunkelung zeigen, dass

eine Nachbearbeitung der aufgenommenen Bilder unbedingt erforderlich ist, um bei der Tomographie eine möglichst realitätsnahe Rekonstruktion zu erhalten. Das theoretisch vorhergesagte (Abb. 3.4) und beobachtete Verhalten (Abb. 3.5(c), Abb. 3.10(b)) der durch die Strahlwechselwirkung erzeugten Photonen stimmt für Luft und Argon überein, bei Helium ist dieses Verhalten aufgrund der Druckinstabilität bei der Messung leider verwischt. Für einen Vergleich der vorhergesagten Photonenzahl und der gemessenen Photonenzahl ist die Aufnahme der Spektrallinien zur Identifizierung der stattfindenden Übergänge und zur Korrektur des optischen Systems notwendig. Weiterhin haben die Messungen gezeigt, dass das Restgas in der LEBT von aus der Quelle austretendem . Für die Betrachtung anderer Gase muss daher die Teilchenzahl deutlich über der des vorhanden Gases liegen. Für diese Intensitäten ist die benutzte Kamera geeignet, wenn jedoch bei deutlich kleineren Drücken, Strömen oder Belichtungszeiten gemessen werden soll, ist eine empfindlichere Kamera notwendig. Es konnte durch den Vergleich von Simulation und Messung auch gezeigt werden, dass eine konventionelle zerstörungsfreie Diagnose mit der Kamera möglich ist. Hierfür müssen allerdings die Fehlerquellen weiterhin sorgfältig analysiert und berücksichtigt werden.

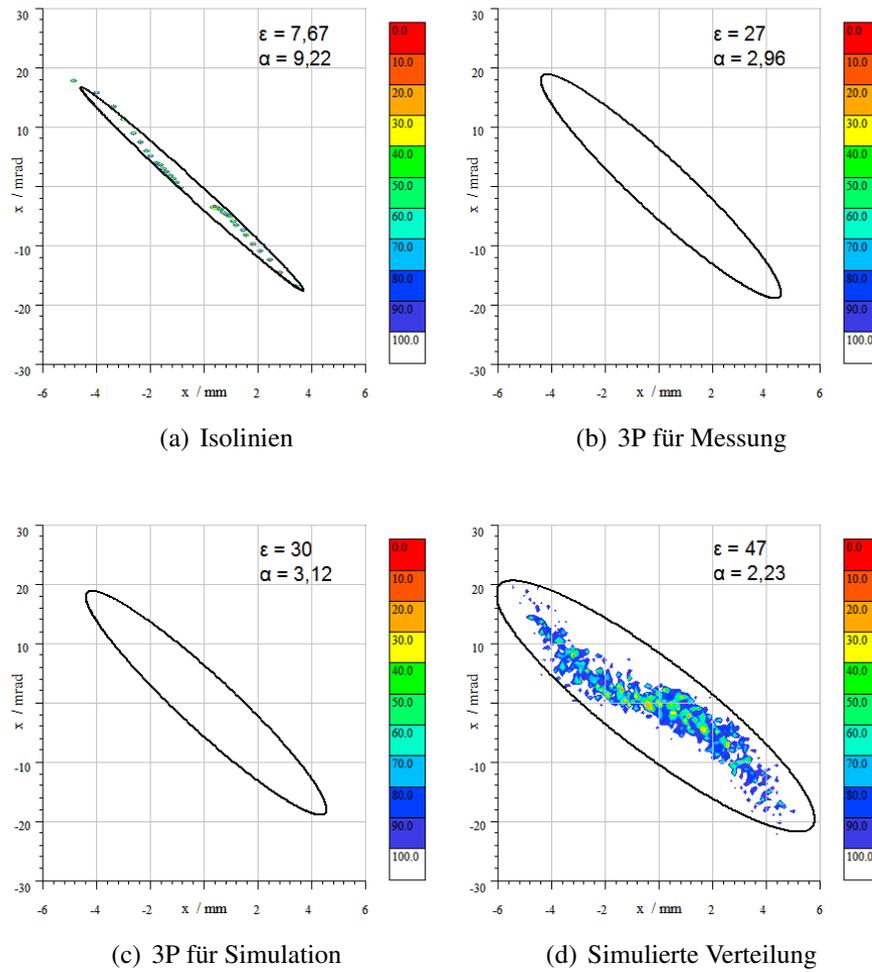


Abbildung 3.20: Vergleich der Phasenraumparameter für verschiedene Bestimmungsmethoden: Isolinien, 3-Profilmethode, simulierte Verteilung

4 Ausblick

4.1 Der Drehtank

Der fertiggestellte Tank wurde bereits einem Vakuumtest unterzogen, wobei der erreichte Druck im Bereich $3 \cdot 10^{-8}$ mbar bei einer Saugleistung von 56 l lag. Das Maß der Reflexionen an der Tankinnenwand muss noch überprüft werden. Weiterhin müssen die Positionierungsgenauigkeit und möglicher Schlupf gemessen werden. Auch muss ein Softwareinterface für die Ansteuerung des Systems entwickelt werden.

4.2 FRANZ

Für die Strahldiagnose soll dieser Aufbau in die FRANZ-LEBT hinter dem Chopper eingebaut werden. Die Unterschiede in den Strahlparametern zwischen dem durchgeführten Experiment und FRANZ sind in Tab. 4.1 aufgeführt. Die 5 mA im Mittelwert für einen gebunchten Strahl ergeben sich aus der Annahme von 100 ns langen Pulsen mit einer Repetitionsrate von 250 kHz und 200 mA im Eingang. Die Geschwindigkeit β ergibt sich über den Zusammenhang

$$\beta^2 = 1 - \frac{1}{\left(\frac{T}{m_0 c^2} + 1\right)^2} \quad (4.1)$$

wobei T die kinetische Energie des Teilchens ist.

Unter der Annahme, dass der FRANZ Strahlradius, wie bei [Wiesner (2008)] berechnet, etwa 25 mm beträgt und der mittlere Strom 5 mA, sollte die mittlere Strahlionendichte

Strahl	Experiment	FRANZ
Radius	18,5 mm	25 mm
Strom	1 mA(DC)	200 mA(DC) / 5 mA(AC)
Energie	20 keV	120 keV
β	0,0033	0,016
Projektil	Helium	Protonen

Tabelle 4.1: Vergleich der Strahlparameter zwischen dem Experiment und FRANZ

größer sein als im durchgeführten Experiment. Der Vergleich der in [Barnett (1990)] aufgeführten Wechselwirkungsquerschnitte für $He^+ + He$ bei 20 keV und $H^+ + He$ bei 100 keV Strahlenergie zeigt, dass in der Summe über die möglichen Übergänge der Wirkungsquerschnitt in der gleichen Größenordnung liegen sollte. Damit sollte die Anzahl der erzeugten Photonen mindestens gleich groß sein und die benutzte Kamera für die Tomographie an FRANZ kein Problem darstellen.

4.3 Zeitaufgelöste Messungen

Da das Experiment direkt hinter dem FRANZ-Chopper eingebaut werden wird, besteht die Möglichkeit, den Ionenstrahl auch zeitaufgelöst zu untersuchen. Da jeder Bunch dem vorherigen gleicht, besteht die Möglichkeit eine Messung der Photonen nur in einem bestimmten Zeitbereich über viele Bunche hinweg durchzuführen. Wie in Abb. 4.1 dargestellt, könnte die Kamera zum Beispiel einen 5 ns breiten Ausschnitt aus einem Bunch beobachten, indem immer eine Belichtung bei den gleichen 5 ns stattfindet, jedoch über viele Bunche hinweg, um die Photonenstatistik genügend groß werden zu lassen.

Dazu kann jedoch nicht die in dieser Arbeit vorgestellte Kamera verwendet werden, sondern es ist eine Hochgeschwindigkeitskamera für Belichtungszeiten im Nanosekunden-Bereich erforderlich. Weiterhin ist ein Triggersystem zwischen Kamera und Chopper notwendig, damit der gewünschte Beobachtungsabschnitt immer der gleiche bleibt, aber auch verschoben werden kann.

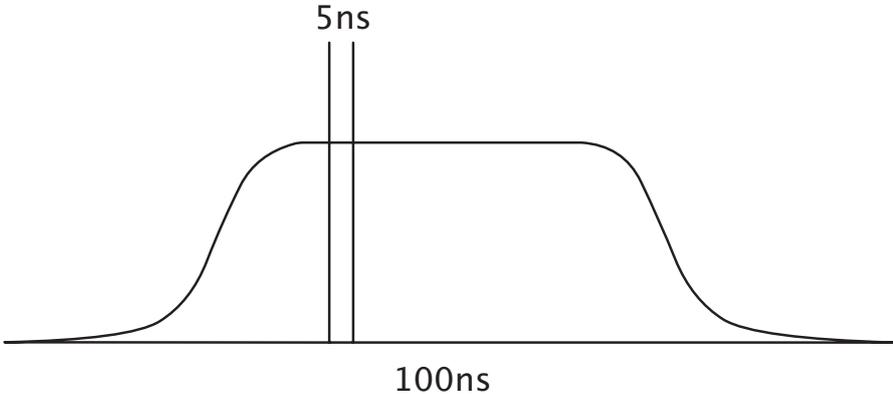


Abbildung 4.1: Slicing eines Pulses mit 100 ns in 5 ns Blöcke

Literaturverzeichnis

- [Barnett 1990] BARNETT, C. F.: In: *Atomic Data for Fusion* (1990)
- [Becker 2006] BECKER, Frank: *Ein strahlinduzierter Fluoreszenz-Monitor zur nichtinvasiven Diagnostik intensiver Schwerionenstrahlen*, TU Darmstadt, Diplomarbeit, 2006
- [J. Pozimski 1999] J. POZIMSKI, O. M.: LINTRA ein Computerprogramm zur Berechnung des Strahltransportes teilkompensierter, hochperveanter Ionenstrahlen. In: *GrakoNews (Herausgeber: Graduiertenkolleg Physik und Technik von Beschleunigern)* 1/1999 (1999), S. 33–34
- [Koziol 1992] KOZIOL, Heribert: *Beam diagnostics for accelerators*. 1992
- [Meusel 2005] MEUSEL, Oliver: *Fokussierung und Transport von Ionenstrahlen mit Raumladungslinsen*, Goethe Universität, Frankfurt Main, Dissertation, 2005
- [Neue Technologien GmbH & Co. KG] Neue Technologien GmbH & Co. KG (Veranst.)
- [Nikon] Nikon (Veranst.): *Nikkor AF-S Micro 60mm*
- [Photon Engineering] PHOTON ENGINEERING, LLC: *FRED 7.101.0 (Demo)*
- [Pozimski 2000] POZIMSKI, A ; Klein H ; Lakatos A ; Meusel O.: *Non Destructive Determination of Beam Emittance for Low Energy Ion Beams using CCD Camera Measurements*. 2000
- [Radon 1917] RADON, J.: Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten. In: *Bericht der Sächsische Akademie der Wissenschaften* 69 (1917)

- [Schneider 2008] SCHNEIDER, Philipp: *Aufbau eines neuen Ionengenerators und Durchführung von Strahluntersuchungen*, Goethe Universität, Frankfurt am Main, Diplomarbeit, 2008
- [Schulte 2008] SCHULTE, Katrin: *Untersuchung von Messmethoden zur Parameterbestimmung eines Nichtneutralen Plasmas*, Goethe Universität, Frankfurt am Main, Diplomarbeit, 2008
- [Senger 2009] SENGER, V.: *Ionenstrahldiagnose mit Zellularen Neuronalen Netzen*, Goethe Universität, Frankfurt Main, Diplomarbeit, 2009
- [Stratakis u. a. 2006] STRATAKIS, D. ; KISHEK, R. A. ; LI, H. ; BERNAL, S. ; WALTER, M. ; QUINN, B. ; REISER, M. ; O'SHEA, P. G.: Tomography as a diagnostic tool for phase space mapping of intense particle beams. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 9 (2006), Nov, Nr. 11, S. 112801
- [Stratakis u. a. 2007] STRATAKIS, D. ; TIAN, K. ; KISHEK, R. A. ; HABER, I. ; REISER, M. ; O'SHEA, P. G.: Tomographic phase-space mapping of intense particle beams using solenoids. In: *Physics of Plasmas* 14 (2007), Nr. 12, S. 120703. – URL <http://link.aip.org/link/?PHP/14/120703/1>
- [TDS Duddeck Dichtungen GmbH] TDS Duddeck Dichtungen GmbH (Veranst.)
- [Wiesner 2008] WIESNER, Christoph: *Schnelles Choppersystem für hochintensive Protonenstrahlen*, Goethe Universität, Frankfurt am Main, Diplomarbeit, 2008

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schema einer tomographischen Rekonstruktion	3
1.2	Schematischer Aufbau der Neutronenquelle	3
2.1	Die Kamera wird um das Glasrohr gefahren.	6
2.2	Brechung und Reflexion an einem Glasrohr, wenn der Emitter E sich nicht im Mittelpunkt M des Glasrohres befindet	7
2.3	Der Einfallswinkel β auf der inneren Glasoberfläche in Abhängigkeit vom Kreiswinkel α für verschiedene Abstände vom Mittelpunkt	8
2.4	Der Reflexionskoeffizient R bei Reflexion an der inneren Glasoberfläche in Abhängigkeit vom Kreiswinkel α für beide Polarisationssebenen	9
2.5	Der Gesamreflexionskoeffizient auf der inneren Glasoberfläche in Abhängigkeit vom Kreiswinkel α bei verschiedenen Positionen außerhalb des Mittelpunktes	10
2.6	Virtueller Versuchsaufbau zur qualitativen Strahlweguntersuchung: ungestörter Strahlweg, gestörter Strahlweg, Rückreflexion eines gestörten Strahlweges	11
2.7	Abbildung und Profil der rückreflektierten und gebrochenen Strahlen, es ist deutlich ein Brechungseffekt erkennbar, der zur Überlagerung von Rückreflexen führen kann.	12
2.8	Strahlparameter der Eingangsverteilung	13
2.9	Simulation bei 46°	14
2.10	Intensitätsverlauf innerhalb des Strahlprofils	15
2.11	Die Kamera ist fest an einen Tank montiert, welcher um den Strahl rotiert wird.	16
2.12	Erster Designvorschlag: kurze Baulänge, fixierte Lager (blau)	17
2.13	Einbau des Dichtungsringes in der Drehdurchführung [TDS Duddeck Dichtungen GmbH]	18
2.14	Der überarbeitete (a) und der finale (b) Entwurf des Tankes [Neue Technologien GmbH & Co. KG]	18
2.15	Der fertige Tank [Neue Technologien GmbH & Co. KG]	19

3.1	Aufbau des Messstandes	22
3.2	Aufbau des Messstandes	23
3.3	Vergleich einer Aufnahme mit keinem Antireflexionshintergrund (a), mit zu kleinem Antireflexionshintergrund(b) und mit ausreichend großem Hintergrund (c) ohne Abzug des Hintergrundes	24
3.4	Theoretisches Verhalten der Photonenzahl	27
3.5	Messwerte für Luft als Restgas.	27
3.6	Leuchtkurve Luft bei 60 s Belichtungszeit.	28
3.7	Massenspektrum für Luft als Restgas. (Schrittweite 0,03 amu)	28
3.8	Messwerte für Helium und Argon als Restgas.	29
3.9	Leuchtkurven bei 60s	29
3.10	Intensitäten für Helium und Argon als Restgas.	30
3.11	Massenspektren für Helium und Argon als Restgas. (Schrittweite 0,03 amu)	30
3.12	Im Originalprofil ist ein Helligkeitsabfall zu den Rändern erkennbar, nach der \cos^4 Korrektur konnte dieser Effekt deutlich verringert werden	31
3.13	Vergleich der normierten Strahlprofile mit und ohne Abzug des Hinter- grundes (He^+ , 20 keV, $p_{RGA} = 5 \cdot 10^{-5}$ mbar, 20 ms)	33
3.14	Profilbreite in Abhängigkeit des Druckes bei Angleichung der Gabor- Linse	34
3.15	Profilbreite (bei 20% Intensität) eines divergenten Strahles in Abhängigkeit der Integrationslänge	36
3.16	Gemessener Strahlprofilverlauf (He^+ , 20 keV, $p_{RGA} = 5 \cdot 10^{-5}$ mbar)	36
3.17	Ort, Winkel und Intensität der Isolinien	37
3.18	Simulation des Strahltransportes für die benutzte LEBT durch die Gabor- Linsen 1 und 2 sowie Erzeugung eines optischen Profiles für die CCD- Kamera	38
3.19	Vergleich eines gemessenen Profiles und eines simulierten optischen Profiles (He^+ , 20 keV, $p_{RGA} = 5 \cdot 10^{-5}$ mbar, 10 s)	39
3.20	Vergleich der Phasenraumparameter für verschiedene Bestimmungsme- thoden: Isolinien, 3-Profilmethode, simulierte Verteilung	41
4.1	Slicing eines Pulses mit 100 ns in 5 ns Blöcke	45

Tabellenverzeichnis

1.1	Diagnoseverfahren und deren Wechselwirkung mit einem Ionenstrahl: K: keine, -: wenig, +: stark, Z: zerstörend	2
3.1	Profilbreite bei verschiedenen Restgassorten	35
4.1	Vergleich der Strahlparameter zwischen dem Experiment und FRANZ	44

Danksagung

Herrn Prof. Dr. U. Ratzinger danke ich für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe und die Förderung dieser Arbeit.

Besonders danke ich Dr. Oliver Meusel, der mit Rat und einer helfenden Hand stets zur Stelle war. Hermine Reichau danke ich für Betreuung dieser Arbeit.

Ich danke der AG Plasmaphysik, insbesondere Herrn Markus Iberler, für das Massenspektrometer und für die Hilfe bei manchem Problem.

Ich danke Hannes Dinter und Daniel Noll für die Hilfe am Experiment, sowie Long Phi Chau für viele anregende Diskussionen und Ideen. Für die stete Hilfsbereitschaft danke ich D. Bänsch, M. Droba, N. Joshi, K. Schulte, S. Schmidt und C. Wiesner.

Bedanken möchte ich mich auch bei allen namentlich nicht aufgeführten Personen, die dazu beigetragen haben, diese Arbeit zu vollenden.

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und sämtliche Stellen, die benutzten Werken im Wortlaut oder dem Sinne nach entnommen sind, mit Quellen bzw. Herkunftsangaben kenntlich gemacht habe. Diese Arbeit ist nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet worden.

Frankfurt am Main

Christopher Wagner