

# Untersuchung der transversalen Strahldynamik beim Transport eines Ionenstrahls durch zwei toroidale Magneten

— Bachelorarbeit —

Heiko Niebuhr

Institut für Angewandte Physik  
Goethe-Universität Frankfurt am Main



25. Januar 2012

Betreuer: Prof. Dr. Ulrich Ratzinger und Dr. Martin Droba



# Inhaltsverzeichnis

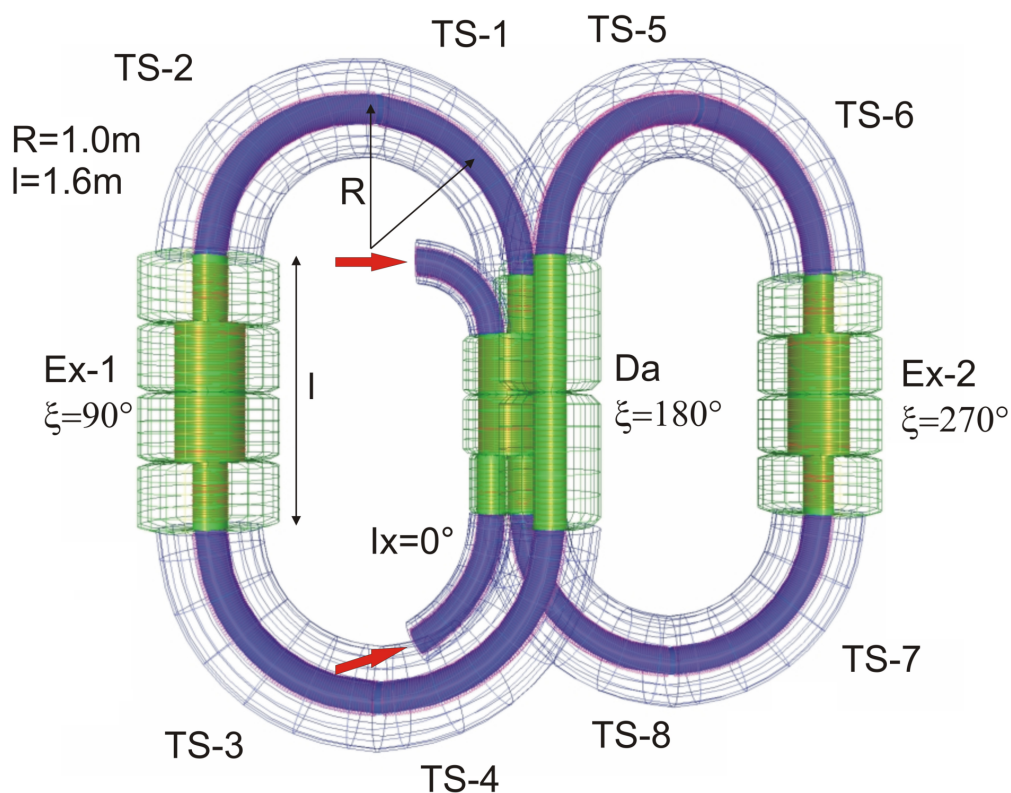
<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Betrachtungen</b>	<b>5</b>
2.1	Teilchenbewegung im Magnetfeld . . . . .	5
2.1.1	Gyrationseffekt . . . . .	5
2.1.2	$\mathbf{R} \times \mathbf{B}$ Drift . . . . .	5
2.1.3	$\nabla \mathbf{B}$ Drift . . . . .	7
2.1.4	$\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ Drift . . . . .	8
2.2	Analytische Berechnung der $\mathbf{R} \times \mathbf{B}$ Drift . . . . .	8
2.2.1	Homogenes Magnetfeld . . . . .	9
2.2.2	Inhomogenes Magnetfeld . . . . .	9
2.3	Analytische Betrachtung der Restgaswechselwirkung . . . . .	11
2.3.1	Wasserstoffionenstrahl . . . . .	18
2.3.2	Sekundärelektronen . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Strahltransportsimulationen</b>	<b>29</b>
3.1	Strahltransport durch zwei Toroidsegmente . . . . .	29
3.2	Transmission der drei Wasserstoffionenspezies . . . . .	37
<b>4</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>39</b>
4.1	Toroidaler Teststand . . . . .	39
4.1.1	Injektor . . . . .	39
4.1.2	Strahltransportkanal . . . . .	42
4.1.3	Magnetfeld in der Quelle . . . . .	42
4.2	Druckmesssysteme . . . . .	44
4.3	Detektorsystem . . . . .	49
<b>5</b>	<b>Strahltransportexperimente</b>	<b>51</b>
5.1	Wechselwirkung des Teilchenstroms mit dem Restgas . . . . .	52
5.2	Strahltransport durch beide Toroidsegmente . . . . .	59
5.3	Strahltransport durch eine Wasserstoffatmosphäre . . . . .	63
5.4	Strahltransport bei variablem Wasserstoffgasdruck . . . . .	65
5.4.1	Datenaufnahme und Auswertungsmethode . . . . .	65
5.4.2	Ergebnisse . . . . .	67
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>75</b>
	<b>Literatur</b>	<b>85</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>87</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>89</b>



# 1 Einleitung

Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung des Transports eines intensiven Wasserstoffionenstrahls durch toroidale Magnetfelder, wobei ein besonderes Augenmerk auf den Wechselwirkungen von Ionen und Elektronen mit einer Wasserstoffatmosphäre zur Filterung der geladenen Teilchen liegt. Dabei steht diese Arbeit im Bezug zu der Entwicklung eines supraleitenden magnetostatischen Speicherrings (Abbildung 1.1), welcher auf solchen toroidalen Magnetfeldern basieren soll. Das Konzept dieses Speicherrings wurde 2004 von Martin Droba und Ulrich Ratzinger vorgeschlagen und wird seitdem am IAP weiterentwickelt. Dazu wird neben numerischen Simulationen zur Untersuchung und Auslegung des Rings, auch der Transport durch toroidale Magnetfelder mittels Simulationen und Experimenten untersucht. Dabei liegt das Ziel im genauen Verständnis des Strahlverhaltens beim Transport durch solche toroidalen Magnetfeldstrukturen, um darauf aufbauend die numerischen Methoden sowie weitere Konzepte des Rings zu verifizieren und die Entwicklung des Speicherrings voranzutreiben.

Die Besonderheit dieses Speicherringkonzepts besteht darin, dass Ionenstrahlen mit sehr hohen



**Abbildung 1.1:** Geplanter supraleitender magnetostatischer Speicherring, bestehend aus acht Toroidsegmenten (TS), sowie zwei Bereichen für Experimente (Ex), dem Injektionssystem (rote Pfeile) und einem Bereich zur Strahlanalyse (Da)

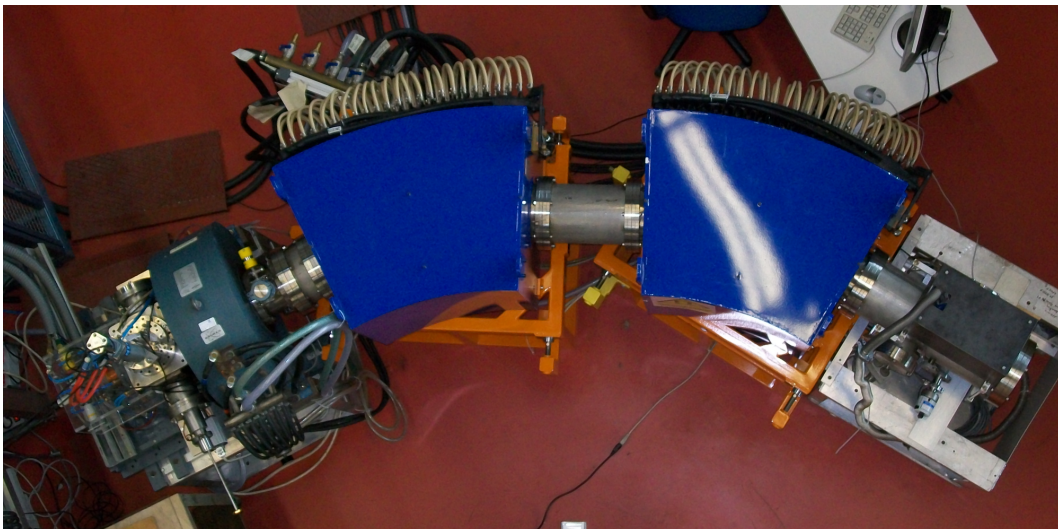
Strahlströmen – im Bereich von einigen Ampere – im Ring gespeichert werden können. Diese Möglichkeit besteht, da der Aufweitung des Strahls aufgrund von Raumladungseffekte mittels Fokussierung durch die toroidalen Magnetfelder entgegengewirkt wird. Bei den momentan existierenden Speicherringen sind solch hohe Strahlströme nicht speicherbar.

Die gebogenen Magnetfeldlinien und die daraus resultierende Zentrifugalkraft führt beim Transport des Strahls zu einem transversalen Drifteffekt, der  $R \times B$  Drift. Diese Drift sorgt dafür, dass der Strahl im Strahlrohr nach oben oder unten, abhängig von der Biegung der Feldlinien, wegdrif-

tet. Um einen Zusammenstoß des Strahls mit den Wänden in einem möglichen Speicherring zu verhindern, besitzt der angedachte Ring die sogenannte „Figure-8“ Geometrie. Dabei wird diese Drift durch die Umkehrung der Biegung im zweiten Sektor ausgeglichen und der Strahl geht auf seinem Weg durch den Speicherring nicht verloren.

Die ersten experimentellen Arbeiten zu diesem Projekt wurden von Ninad Joshi in seiner Dissertation [1] durchgeführt. Dabei wurde der Strahltransport durch ein toroidales Magnetfeldsegment (Toroidsegment) mittels numerischer Simulationen und Experimenten untersucht. Dazu wurde der Strahl am Ende des Toroidsegments mittels einer Schlitz-Gitter Emittanzmessanlage und eines Leuchtschirms vermessen. Um den Strahl auch im Toroidsegment an verschiedene Positionen untersuchen zu können, wurde von Patrick Nonn im Rahmen seiner Diplomarbeit [2] ein beweglicher Detektor, welcher im Hochvakuum und im starkem Magnetfeld arbeiten kann, entwickelt und der Strahltransport durch das eine Toroidsegment untersucht. Dieser Detektor wird auch im weiteren zur Vermessung des Strahls verwendet.

Die ersten Simulationen und experimentellen Untersuchungen des Strahltransports durch zwei



Ionenquelle Solenoid Toroid-1 Driftsektion Toroid-2 Diagnose Tank

**Abbildung 1.2:** Toroidaler Teststand mit der Ionenquelle, dem Solenoid sowie den beiden Toroidsegmenten (Toroide)

Toroidsegmente wurden im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt. Dazu wurde ein toroidaler Teststand (Abbildung 1.2), bestehend aus zwei 30 Grad Toroidsegmenten mit einer magnetischen Feldstärke von 0,6 T und einer Driftsektion zwischen diesen beiden Magneten von 400 mm Länge, verwendet. Von einer Volumenionenquelle wurde ein Wasserstoffionenstrahlen erzeugt und dieser mittels eines Solenoids angepasst und in das erste Toroidsegment eingeschossen. Mit Hilfe des beweglichen Detektors konnte der Ionenstrahl an jeder Position im Rezipienten beim Transport durch den toroidalen Aufbau untersucht und vermessen werden.

Bei den Experimenten mit dem vorhandenen Detektor konnten auf den Aufnahmen starke Sekundärelektroneneffekte beobachtet werden, welche die Untersuchung des Ionenstrahls mit dem Detektor erschwerten oder teilweise ganz unmöglich machten. Aus diesem Grund wurde zur Unterdrückung dieser Elektronen eine Wasserstoffatmosphäre im Rezipienten aufgebaut, welche die Elektronen stärker absorbiert als die Ionen und damit die Beobachtung des Ionenstrahls ermöglichen sollte. Auf diesem Wege lässt sich das transversale Verhalten des Strahls beim Strahltransport durch die toroidalen Magnetfelder mit dem vorhandenen Detektor untersuchen. Die Auswirkungen des Wasserstoffgases auf die geladenen Teilchen wurden dabei theoretisch und

experimentell untersucht und analysiert. Die Auswirkung von Helium-, Stickstoff- und Argongas auf den Ionenstrahl wurde in diesem Zusammenhang auch experimentell betrachtet.

Des Weiteren wurde mit Hilfe des Programms „tbt“ der Strahltransport durch die zwei toroidalen Magnetfeldsegmente für Referenzeinstellungen simuliert und die Ergebnisse mit den theoretischen und experimentellen Daten des Strahltransports verglichen. Bei diesen Simulationen konnten die Gyrationbewegungen sowie die Transmission des Ionenstrahls durch die Driftsektion genauer untersucht werden.

Da die Magnetfelder der Toroidsegmente auch in der Driftsektion als Führungsfelder dienen sollen, sind die im experimentellen Aufbau verwendeten Toroidsegmente nicht magnetisch geschirmt. Dies hat zur Folge, dass das von den Magneten erzeugte Feld Auswirkungen auf andere Systeme des toroidalen Teststandes besitzt. Aus diesem Grund wurden die Auswirkungen dieser Magnetfelder auf die Ionenquelle sowie auf das Druckmesssystem des Teststands genauer betrachtet.





## 2 Theoretische Betrachtungen

### 2.1 Teilchenbewegung im Magnetfeld

#### 2.1.1 Gyrationseffekt

Für die Betrachtung der Bewegung eines Ionenstrahls in Solenoiden oder Toroidsegmenten, bei welchen die stärkste Magnetfeldkomponente in Strahlrichtung (z-Richtung) des Ionenstrahls zeigt, ist der Gyrationseffekt von hoher Bedeutung. Er ist direkt aus der Bewegungsgleichung für geladene Teilchen ableitbar.

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.1.1)$$

Dazu ignoriert man das elektrische Feld und geht von einem Magnetfeld aus, welches nur die z-Komponente besitzt. Die daraus resultierenden gekoppelten Differenzialgleichungen hängen nur noch von der x- und y-Komponente der Teilchengeschwindigkeit ab und beschreiben einen harmonischen Oszillator. Die beschriebene Bewegung ist eine Kreisbewegung der Teilchen in der xy-Ebene um ein Gyrationzentrum und wird bedingt durch die Magnetfeldkomponente in z-Richtung sowie die Geschwindigkeitskomponenten in x- und y-Richtung. Die Gyrationrichtung wird über die Lenzsche Regel bestimmt. Das Magnetfeld, welches durch die Gyration der geladenen Teilchen entsteht, muss dem externen Magnetfeld entgegengerichtet sein. Die Gyrationfrequenz ergibt sich dann zu

$$\omega_G = \frac{qB_z}{m}. \quad (2.1.2)$$

Für den Gyrationradius folgt

$$r_G = \frac{v_{\perp}}{\omega_G} = \frac{mv_{\perp}}{qB_z}. \quad (2.1.3)$$

#### 2.1.2 $\mathbf{R} \times \mathbf{B}$ Drift

Toroidsegmente erzeugen im Gegensatz zu Solenoiden ein Magnetfeld, welches mit einem konstanten Radius gekrümmt ist. Aus dieser Krümmung folgt eine Drift senkrecht zur Ebene, welche von den Vektoren  $\mathbf{R}_C$  (Krümmungsradius) und  $\mathbf{B}$  aufgespannt wird. Im homogenen Bereich eines Toroidsegments ist diese Drift senkrecht zur Zenrifugalkraft. Die Driftgeschwindigkeit lässt sich berechnen durch

$$\mathbf{v}_R = \frac{mv_{\parallel}^2}{qB^2} \frac{\mathbf{R}_C \times \mathbf{B}}{R_C^2}. \quad (2.1.4)$$

Die Richtung der Drift hängt von der Ladung des Teilchens ab. Unter der Annahme, dass die Vektoren  $\mathbf{R}_C$  und  $\mathbf{B}$  senkrecht zueinander stehen, lässt sich die Driftgeschwindigkeit skalar mit der Formel

$$v_R = \frac{mv_{\parallel}^2}{qBR_C} \quad (2.1.5)$$

berechnen.

Diese Annahme ist vor allem im homogenen Bereich der Toroidsegmente gut erfüllt. Die Richtung der Drift ist dann senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Strahls (Vektor  $\mathbf{B}$ ), sowie senkrecht zum Vektor  $\mathbf{R}_C$ .

Zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit der drei Teilchensorten im verwendeten Aufbau ist eine Formel geeignet, welche die Energie enthält, da dieser Parameter experimentell eingestellt werden kann und somit bekannt ist. Dazu stellt man die Formel der kinetischen Energie um (2.1.6) und setzt diese in die Formel 2.1.5 ein (unter der Annahme das  $v_{\perp} = 0$ ).

$$v_{\parallel} = \sqrt{\frac{2E}{m}} \quad (2.1.6)$$

## 2.1 Teilchenbewegung im Magnetfeld

**Tabelle 2.1:** Driftgeschwindigkeiten aufgrund der  $R \times B$  Drift bei unterschiedlichen Energien

Energie [keV]	Driftgeschwindigkeit $v_R$ [ $10^3 \frac{m}{s}$ ]
1	2,56
2	5,13
3	7,69
4	10,26
5	12,82
6	15,38
7	17,95
8	20,51
9	23,08
10	25,64
11	28,21
12	30,77
13	33,33
14	35,9
15	38,46
16	41,03

$$v_R = \frac{2E}{qBR_C} \quad (2.1.7)$$

Damit erhält man die Formel (2.1.7) mit der die  $R \times B$  Drift bestimmt werden kann. Eine wichtige Beobachtung in diesem Zusammenhang zwischen der  $R \times B$  Drift und der Energie ist, dass die Driftgeschwindigkeit von allen drei Teilchensorten gleich ist. Der Grund dafür ist, dass obwohl schwerere Teilchen im Magnetfeld eine größere  $R \times B$  Drift erfahren, dieser Unterschied aufgrund der geringeren Geschwindigkeit  $v_{\parallel}$  exakt kompensiert wird.

Die Driftgeschwindigkeit wurde in Abhängigkeit von der Energie für den verwendeten Aufbau ( $B = 0,6 \text{ T} / R_C = 1,3 \text{ m}$ ) berechnet und ist in Tabelle 2.1 dargestellt.

Um im weiteren die Driftlänge, also die in transversaler Richtung gedriftete Strecke der Teilchen beim Durchqueren der Toroidsegmente, zu berechnen, ist es erforderlich die Zeit zu kennen, welche ein Teilchen beim Zurücklegen der Strecke benötigt. Da die Hauptausbreitung mit der Geschwindigkeit  $v_{\parallel}$  durch die Toroidsegmente und parallel zum Magnetfeld stattfindet, lässt sich mit der Geschwindigkeit  $v_{\parallel}$  und der zurückgelegten Strecke  $l_{\parallel}$  durch die Toroidsegmente die Zeit bestimmen, welche das Teilchen dafür benötigt. Mit dieser Zeit kann man dann die Driftgeschwindigkeit  $v_R$  in die Driftlänge  $l_R$  umrechnen.

$$\Delta t = \frac{l_{\parallel}}{v_{\parallel}} \quad (2.1.8)$$

$$l_R = v_R \cdot \Delta t = \frac{mv_{\parallel}^2}{qBR_C} \cdot \frac{l_{\parallel}}{v_{\parallel}} = \frac{mv_{\parallel}}{qBR_C} \cdot l_{\parallel} \quad (2.1.9)$$

Die Driftlänge  $l_R$  (Formel 2.1.9) ist proportional zur Masse  $m$ , zur Geschwindigkeit  $v_{\parallel}$  und zur Driftstrecke  $l_{\parallel}$  durch die Toroidsegmente. Aus diesem Grund gibt es eine maximale Strecke, welche der Strahl durch die Toroidsegmente zurücklegen kann, bevor er mit den Außenwänden des Strahlrohrs zusammenstößt. Des Weiteren ist die Driftlänge antiproportional zur Magnetfeldstärke, was bedeutet, dass mit Hilfe stärkerer Magnetfelder die Drift verkleinert werden kann.

Auch die Driftlänge soll, wie schon vorher die Driftgeschwindigkeit, mit der kinetischen Teilchen-

energie berechnet werden. Dazu wird in die Formel 2.1.9 der Zusammenhang zwischen Geschwindigkeit und kinetischer Energie (2.1.6) eingesetzt und man erhält die Formel

$$l_R = \frac{\sqrt{2mE}}{qBR_C} \cdot l_{\parallel}. \quad (2.1.10)$$

Damit lässt sich nun die Driftlänge direkt aus der Energie  $E$ , der Masse  $m$ , der Magnetfeldstärke  $B$  in  $z$ -Richtung, dem Krümmungsradius  $R_C$  der Toroidsegmente und der Driftstrecke  $l_{\parallel}$  bestimmen. Mittels des Zusammenhangs  $l_{\parallel} = R_C \cdot \alpha$  ist es möglich die Formel für die Driftlänge unabhängig vom Krümmungsradius und der Driftstrecke aufzustellen. Es tritt nur noch der Winkel  $\alpha$  in der Formel auf. Dieser Winkel beschreibt die Gesamtkrümmung der durchflogenen Toroidsegmente im Bogenmaß. Für zwei 30 Grad ( $\frac{\pi}{6}$ ) Toroidsegmente, wie sie im Experiment verwendet wurden, ergibt sich dieser Winkel zu 60 Grad ( $\frac{\pi}{3}$ ).

Die Berechnung der Driftlänge wird in einem späteren Abschnitt durchgeführt. Zu beachten ist, dass die Driftlänge im Gegensatz zur Driftgeschwindigkeit wieder von der Masse der geladenen Teilchen abhängt. Der Grund dafür ist, dass ein weiteres Mal die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_{\parallel}$  in die Formel eingeht und somit die Wurzel der Masse wieder eine Rolle spielt.

### 2.1.3 $\nabla B$ Drift

Aufgrund der Krümmung und der Bauweise der Toroidsegmente ist der Betrag des Magnetfeldes in den Toroidsegmenten nicht homogen. So ist das Magnetfeld am Innenradius größer als am Außenradius. Aus diesem Grund kommt es zu einem weiteren Drifteffekt, der  $\nabla B$  Drift. Diese Drift wird durch die Formel

$$\mathbf{v}_{\nabla B} = \pm \frac{1}{2} v_{\perp} r_G \frac{\mathbf{B} \times \nabla \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.1.11)$$

beschrieben. Im Vergleich zur  $R \times B$  Drift ist zu sehen, dass die  $\nabla B$  Drift in erster Näherung vernachlässigbar ist, da die transversale Geschwindigkeitskomponente  $v_{\perp}$  bei einem Ionenstrahl sehr viel kleiner ist als die longitudinale Geschwindigkeitskomponente  $v_{\parallel}$ . Trotzdem soll die  $\nabla B$  Drift für die verwendeten Toroidsegmente abgeschätzt werden.

Zur Berechnung wird wieder angenommen, dass die Vektoren  $\mathbf{B}$  und  $\nabla \mathbf{B}$  senkrecht aufeinander stehen, was im Inneren der Toroidsegmente gut erfüllt ist. Dadurch ist die Berechnung der Drift durch eine skalare Gleichung möglich. Durch Einsetzen des Gyrationradius (2.1.3) erhält man die Formel

$$v_{\nabla B} = \pm \frac{1}{2} \frac{mv_{\perp}^2}{qB^2} \cdot \nabla B. \quad (2.1.12)$$

Die Driftrichtung ist dabei senkrecht zu den Vektoren  $\mathbf{B}$  und  $\nabla \mathbf{B}$ , also parallel oder antiparallel zu der Driftrichtung der  $R \times B$  Drift (abhängig von der Teilchenladung).

Zur Berechnung wird für das Magnetfeld  $B$  ein Wert von 0,6 Tesla und für die Veränderung des Magnetfeldes  $\nabla B$  (Magnetfeldgradient) ein Wert von  $0,4 \frac{T}{m}$  [2] eingesetzt. Zur Bestimmung der transversalen Geschwindigkeitskomponente  $v_{\perp}$  ist der maximale mögliche Austrittswinkel aus dem Beschleunigungssystem entscheidend. Auf diesem Wege wurde für eine Energie von 10 keV eine transversale Geschwindigkeit von  $1,66 \cdot 10^5 \frac{m}{s}$  für die verwendete Ionenquelle abgeschätzt [3]. Aus diesen Daten lässt sich nun die  $\nabla B$  Drift berechnen. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 2.2 zu sehen. Wenn man diese Werte mit denen der  $R \times B$  Driften vergleicht, ist zu erkennen, dass sie mindestens um einen Faktor 50 kleiner sind. Das bedeutet, dass die Auswirkung auf die Driftlänge kleiner als ein Millimeter ist. Da solche Größenordnungen mit den verwendeten Techniken nicht aufgelöst werden können, kann die  $\nabla B$  Drift bei den durchgeführten Untersuchungen in der Regel unberücksichtigt bleiben.

## 2.2 Analytische Berechnung der $\mathbf{R} \times \mathbf{B}$ Drift

**Tabelle 2.2:** Driftgeschwindigkeiten aufgrund der  $\nabla B$  Drift für die drei Ionenspezies

Energie [keV]	$v_{\nabla B} H_1 [\frac{m}{s}]$	$v_{\nabla B} H_2 [\frac{m}{s}]$	$v_{\nabla B} H_3 [\frac{m}{s}]$
10	159	319	478

In dem Strahlrohr zwischen den beiden Toroidsegmenten, der Driftsektion, ist der Magnetfeldgradient größer als in den Toroidsegmenten. Da dieser aber hauptsächlich parallel zum Magnetfeld gerichtet ist, wird die  $\nabla B$  Drift dieser Sektion zunächst nicht theoretisch betrachtet.

### 2.1.4 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ Drift

Da der Ionenstrahl geladen ist, erzeugt er ein eigenes elektrisches Feld. Dieses elektrische Feld führt zu einem weiteren Drifteffekt, der  $E \times B$  Drift. Diese wird beschrieben durch den Zusammenhang

$$\mathbf{v}_E = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (2.1.13)$$

Der Effekt führt aufgrund des longitudinalen Magnetfeldes zu einer Rotation des Strahls um seine eigene Achse. Um die Stärke des Effekts abzuschätzen, muss zuerst das elektrische Feld des Strahls abgeschätzt werden. Dies ist mit Hilfe des Gaußschen Gesetzes möglich. Dazu wird davon ausgegangen, dass der Ionenstrahl zylinderförmig und das elektrische Feld dadurch radialsymmetrisch ist. Des Weiteren wird die Annahme einer konstanten Ladungsdichte zu Grunde gelegt. Durch Benutzung der Stromdichte erhält man eine Formel für das elektrische Feld, in der nur noch der Strom, der Strahlradius und die Teilchengeschwindigkeit eine Rolle spielen.

$$E = \frac{I}{2\pi\epsilon_0 r v} \quad (2.1.14)$$

Für einen Protonenstrahl mit einer Energie von 10 keV ( $v = 1,41 \cdot 10^6 \frac{m}{s}$ ), einem Strom von 3 mA und einem Strahlradius von 15 mm erhält man ein elektrisches Feld von  $2,549 \frac{kV}{m}$ . Mit der Annahme, dass die Vektoren  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{B}$  senkrecht aufeinander stehen, erhält man mit der daraus resultierenden skalaren Formel eine Driftgeschwindigkeit von

$$v_E = \frac{E}{B} = \frac{2549 \frac{V}{m}}{0,6T} = 4,25 \cdot 10^3 \frac{m}{s}. \quad (2.1.15)$$

Diese Drift ist damit ungefähr um einen Faktor 5 kleiner als die  $R \times B$  Drift bei 10 keV. Da diese Drift zu einer Rotation des Strahls um seine eigene Achse führt, hat sie auf die Drift des gesamten Strahls in transversaler Richtung keine Auswirkung. Aus diesem Grund ist die  $E \times B$  Drift hier von geringer Bedeutung und kann, wie auch die  $\nabla B$  Drift, bei den Untersuchungen vorerst vernachlässigt werden.

## 2.2 Analytische Berechnung der $\mathbf{R} \times \mathbf{B}$ Drift

Die vollständige theoretische Beschreibung der Strahldynamik eines Strahls durch den verwendeten Aufbau ist aufgrund der inhomogenen Magnetfelder, der drei verschiedenen Ionenspezies, sowie der drei unterschiedlichen Drifteffekte sehr aufwendig. Aus diesem Grund ist eine genaue analytische Berechnung der gesamten Drift der Ionen hier nicht möglich.

Stattdessen kann man die  $R \times B$  Drift für jede der drei Teilchensorten einzeln abschätzen. Die aus diesen Einzelbetrachtungen resultierenden Driftwerte für die jeweilige Ionensorte können als Referenzwerte zum Vergleich der Theorie mit den Simulationen und den Experimenten herangezogen werden, da die beiden vernachlässigten Drifteffekte viel schwächer ins Gewicht fallen als

die  $R \times B$  Drift (siehe Abschnitt davor). Auch für einen Ionenstrahl bestehend aus verschiedenen Ionen (hier:  $H_1^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$ ), ist aufgrund der geringen Wechselwirkung der Ionen untereinander (bei einem Strahlstrom von 3 mA oder weniger) diese Abschätzung anwendbar. Da die drei Ionenspezies weitgehend unabhängig voneinander driften, spielt vor allem die Strahlzusammensetzung für das Verhalten des Gesamtstrahls eine Rolle.

Da es sich bei dem experimentellen Aufbau um ein Konstrukt bestehend aus zwei Toroidsegmenten handelt, zwischen denen sich eine gerade Driftsektion mit einer Länge von 400 mm befindet, ist das Magnetfeld in den Randbereichen der Toroidsegmente keinesfalls homogen. Aus diesem Grund wird die Drift mit zwei verschiedenen Feldverteilungen berechnet. Die daraus resultierenden Ergebnisse können als eine untere und obere Schranke für die Teilchendrift angenommen werden.

In beiden Fällen wird nur das Magnetfeld in der z-Richtung betrachtet, da dieses für die transversale Drift von entscheidender Bedeutung ist. Ein möglicher Fehler aufgrund der Missachtung der anderen Magnetfeldkomponenten kann durch einen Vergleich der Ergebnisse mit den Simulationen und den Experimenten betrachtet werden.

### 2.2.1 Homogenes Magnetfeld

Bei dieser Berechnung wird angenommen, dass über die gesamte Driftstrecke durch die beiden Toroidsegmente das Magnetfeld homogen und parallel zur geometrischen Achse ist. Damit wird die  $R \times B$  Drift minimal, da das dauerhaft starke Magnetfeld den Strahl auf der Strahlachse hält. Zur Berechnung der Drift wird die Formel 2.1.10 angewendet.

Damit lässt sich die Driftlänge der  $R \times B$  Drift in Abhängigkeit von der Strahlenergie bestimmen. Die festen Parameter des experimentellen Aufbaus sind dabei die Krümmung  $R_C$  von 1,3 Metern, die Flugstrecke  $l_{\parallel}$  durch die Toroidsegmente von 1,36 Metern und die Ladung  $q$  der Ionen mit  $1,6 \cdot 10^{-19} C$ . Für das homogene Magnetfeld  $B$  wird eine Stärke von 0,6 Tesla angenommen. Dies entspricht dem maximalen Feld, das von den im Experiment verwendeten Toroidsegmenten erzeugt werden kann.

Zur Darstellung der Ergebnisse der  $R \times B$  Drift aller drei Ionenspezies mit verschiedenen Energien ist die Tabelle 2.3 angelegt worden.

Die hier berechneten Werte können aufgrund der Annahme eines zu starken Magnetfeldes als eine untere Schranke für die  $R \times B$  Drift angenommen werden. Aufgrund der oben beschriebenen Dominanz der  $R \times B$  Drift gegenüber den anderen auftretenden Drifteffekten können und sollen die hier berechneten Driftwerte als eine untere Schranke für den Vergleich der Theorie mit den Simulationen und den Experimenten genutzt werden.

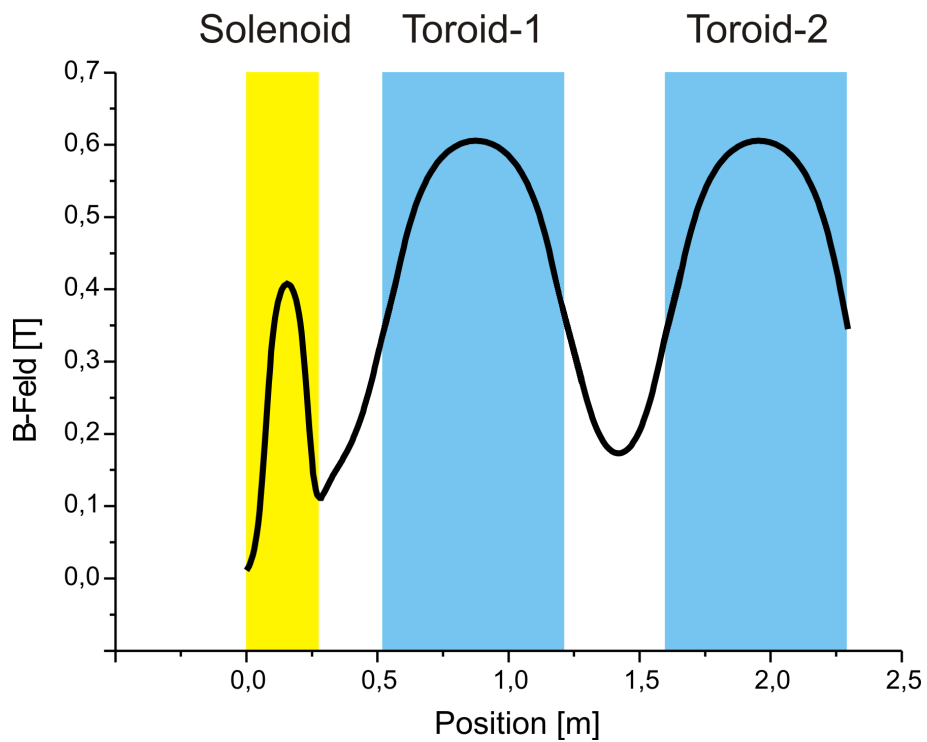
### 2.2.2 Inhomogenes Magnetfeld

Im zweiten Fall wird zur Berechnung der  $R \times B$  Drift die reelle Magnetfeldkonfiguration des experimentellen Aufbaus verwendet. Dabei wird wiederum nur die parallele Magnetfeldkomponente betrachtet, um eine einfache analytische Berechnung durchführen zu können. Die verwendeten Magnetfelddaten wurden dabei mit dem Programm „CST“ [2] aus der reellen experimentellen Konfiguration des Aufbaus berechnet. In Abbildung 2.1 ist das berechnete Magnetfeld abgebildet. Auf der y-Achse ist dabei der Betrag des Magnetfeldes und auf der x-Achse die Position im Experiment aufgetragen. Die drei Magnetsegmente sind farblich angedeutet. Da die  $R \times B$  Drift nur in einem gebogenen Magnetfeld auftritt, spielt das Solenoid, die Driftstrecke zwischen Solenoid und erstem Toroidsegment und die Driftsektion zwischen den Toroidsegmenten für die Bestimmung der Drift keine Rolle. Die geometrische Länge durch die Toroidsegmente beträgt 1,36 m.

## 2.2 Analytische Berechnung der $\mathbf{R} \times \mathbf{B}$ Drift

**Tabelle 2.3:** Werte für die  $R \times B$  Driftlänge unter Annahme eines homogenen Magnetfeldes (untere Schranke)

Energie [keV]	Drift $H_1$ [mm]	Drift $H_2$ [mm]	Drift $H_3$ [mm]
1	8	11	14
2	11	16	20
3	14	20	24
4	16	23	28
5	18	25	31
6	20	28	34
7	21	30	37
8	23	32	39
9	24	34	41
10	25	36	44
11	26	37	46
12	28	39	48
13	29	41	50
14	30	42	52
15	31	44	53
16	32	45	55



**Abbildung 2.1:** Magnetfeldstärke in Strahlrichtung auf der geometrischen Achse

In den zur Verfügung stehenden Daten ist die Position in den Toroidsegmenten in 0,0075 Meter langen Schritten gegen die Magnetfeldstärke an dem jeweiligen Punkt aufgelistet. Um mit diesen Daten die Drift bestimmen zu können, sind zwei Methoden geeignet.

Entweder man unterteilt die Flugstrecke in  $n$  Sektoren, in denen das Magnetfeld unterschiedlich ist und bestimmt dann die Drift für jeden einzelnen Sektor. Durch das Aufaddieren der einzelnen Driften erhält man die Gesamtdrift. Die andere Möglichkeit ist das Bestimmen einer Funktion aus den Daten, um mit Hilfe dieser Funktion die Drift über eine Integration über die gesamte Strecke zu berechnen. Diese beiden Methoden sind mathematisch vergleichbar, unterscheiden sich aber in ihrer Anwendung. Die Integration ist letztlich auch eine Addition über unendlich viele unendlich kleine Teilstücke der Strecke. Beim Versuch, mit Hilfe des Programms „Origin“ aus den Daten eine Funktion zum Integrieren zu bestimmen, erhält man ein Polynom 9. Grades. Dieses Polynom zu integrieren und zu verrechnen ist sehr viel aufwendiger als die zuerst genannte Methode und bringt sonst keinerlei Vorteile. Aus diesem Grund wird die erste Methode zur Bestimmung der Driften genutzt.

Dazu wird die Formel 2.1.10 angepasst. Sie wird um eine Summe erweitert, in welcher die nun variablen Parameter stehen. Da immer eine konstante Strecke von 0,0075 m mit einem konstanten Magnetfeld  $B_i$  in den Datensätzen vorliegt, stehen diese Parameter in der Summe. Summiert wird über den Quotienten von Sektorlänge und Magnetfeld des Sektors.

Damit eine einfachere Vergleichbarkeit mit dem Experiment besteht, wird wieder die Energieversion der Formel genutzt.

$$l_R = \frac{\sqrt{2mE}}{qR_C} \sum_{i=1}^n \frac{1}{B_i} \cdot 0,0075\text{m} \quad (2.2.1)$$

Aus den Werten des Datensatzes ergibt sich für den Summenterm ein Wert von:

$$\sum_{i=1}^n \frac{1}{B_i} \cdot 0,0075\text{m} = 2,62 \frac{\text{m}}{\text{T}} \quad (2.2.2)$$

Damit lässt sich nun die  $R \times B$  Drift für die drei verschiedenen Teilchensorten bei verschiedenen Energien bestimmen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.4 aufgelistet. Diese Werte können aufgrund des schwachen Magnetfeldes, und der daraus resultierenden größeren Driften, als ein obere Schranke für den Vergleich der Theorie mit den Simulationen und den Experimenten angenommen werden.

Die berechneten unteren und oberen Schranken der  $R \times B$  Drift sind zur Veranschaulichung in Abbildung 2.2 in Abhängigkeit von der Energie aufgetragen.

### 2.3 Analytische Betrachtung der Restgaswechselwirkung

Aufgrund einer empirischen Beobachtung während eines Strahltransportexperiments, bei dem zur Unterdrückung der Sekundärelektroneneffekte Luft in die experimentelle Apparatur eingelassen wurde, kam die Idee auf, zur Unterdrückung der Sekundärelektronen Gas im Rezipienten zu verwenden. Dazu soll zunächst eine theoretische Betrachtung dieses Effekts durchgeführt werden.

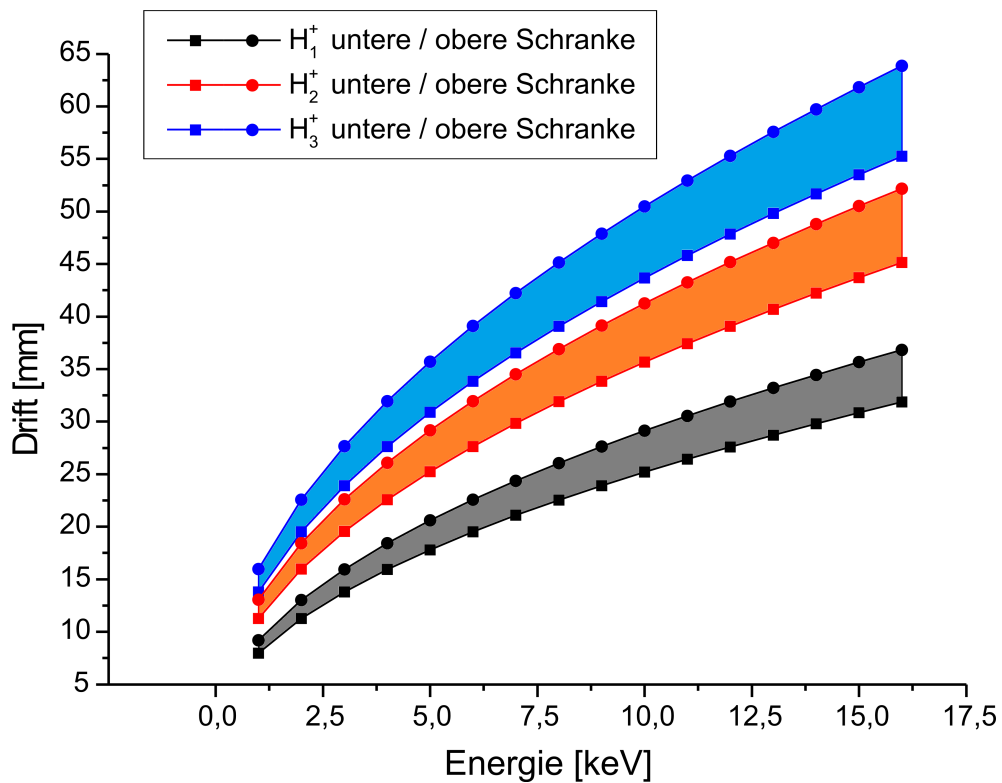
Die Unterdrückung der Sekundärelektroneneffekte ist gleichbedeutend mit dem Stoppen der Sekundärelektronen, bevor diese den Detektor erreichen können. Gleichzeitig darf der größte Teil der Strahlionen durch das Restgas im Rezipienten nicht gestoppt oder abgebremst werden. Auswirkungen auf die zu untersuchenden transversalen Bewegungen der Ionen (Gyration- und Drifteffekte) sollen und dürfen aufgrund des Restgases nicht auftreten.

Zur mathematischen Betrachtung der Restgasauswirkung auf die Elektronen und Ionen im Experiment ist die Betrachtung der mittleren freien Weglänge oder der mittleren Stoßzeit der geladenen Teilchen entscheidend. Die mittlere freie Weglänge berechnet sich dabei ganz allgemein

## 2.3 Analytische Betrachtung der Restgaswechselwirkung

**Tabelle 2.4:** Werte für die  $R \times B$  Driftlänge unter der Annahme eines inhomogenen Magnetfeldes (obere Schranke)

Energie [keV]	Drift $H_1$ [mm]	Drift $H_2$ [mm]	Drift $H_3$ [mm]
1	9	13	16
2	13	18	23
3	16	23	28
4	18	26	32
5	21	29	36
6	23	32	39
7	24	35	42
8	26	37	45
9	28	39	48
10	29	41	50
11	31	43	53
12	32	45	55
13	33	47	58
14	34	49	60
15	36	51	62
16	37	52	64



**Abbildung 2.2:** Untere und obere Schranke für die  $R \times B$  Drift in Abhängigkeit von der Energie



## 2.3 Analytische Betrachtung der Restgaswechselwirkung

mit der Formel

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma}. \quad (2.3.1)$$

Die mittlere Stoßzeit zwischen zwei Stößen eines geladenen Teilchens mit dem Restgas kann mit dem Zusammenhang

$$\tau = \frac{1}{n\sigma v} \quad (2.3.2)$$

berechnet werden. Dabei ist  $\sigma$  der totale Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung der geladenen Teilchen mit dem Restgas der Teilchendichte  $n$ . Bei der mittleren Stoßzeit kommt noch die Teilchengeschwindigkeit  $v$  dazu, welche sich aus der kinetischen Energie der jeweiligen Teilchen bestimmen lässt.

Im Experiment wird nicht die Teilchendichte gemessen, sondern der Gasdruck im Rezipienten. Um diesen Restgasdruck in die Teilchendichte  $n$  umzurechnen, muss ein Zusammenhang gefunden werden. Da der Restgasdruck im Bereich von  $10^{-4}$  bis  $10^{-5}$  mbar liegt, kann das Gas im Rezipienten als ein ideales Gas angenommen werden und die ideale Gasgleichung zur Umrechnung des Gasdrucks in die Teilchendichte  $n$  genutzt werden.

$$n = \frac{N}{V} = \frac{p}{k_B T} \quad (2.3.3)$$

Dabei ist  $p$  der Gasdruck,  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $T$  die Temperatur des Gases.

Um die Stärke der Unterdrückung der jeweilige Teilchensorte durch das Gas abschätzen zu können, sollte ein Transmissionskoeffizient  $T$  und ein Absorptionskoeffizient  $A$  definiert werden. Der Transmissionskoeffizient beschreibt dabei das Verhältnis der Teilchenmenge zwischen der Teilchenanzahl  $N(t/l)$ , die nach einer bestimmten Flugzeit oder Flugstrecke nicht vom Gas absorbiert ist und der Teilchenanzahl  $N_0$ , die zu Beginn gestartet ist. Mathematisch lässt sich dieser Koeffizient durch den Zusammenhang

$$T = \frac{N(l)}{N_0} = \exp\left(-\frac{l_F}{\lambda}\right) \quad (2.3.4)$$

oder

$$T = \frac{N(t)}{N_0} = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.3.5)$$

beschreiben. Der Absorptionskoeffizient  $A$  lässt sich einfach aus dem Transmissionskoeffizient  $T$  mit dem Zusammenhang

$$A = 1 - T \quad (2.3.6)$$

berechnen.

Zur Bestimmung der Transmissions- und Absorptionskoeffizient werden daher nur jeweils zwei Größen benötigt. Dabei besteht die Wahl, ob man die Flugstrecke  $l_F$  und die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  benutzt, oder ob man mit der Flugzeit  $t$  und der mittleren Stoßzeit  $\tau$  arbeitet.

Hier wird zu weiteren Betrachtung der erste Weg eingeschlagen. Die Bestimmung der mittleren freien Weglänge wird im oberen Teil des Kapitels (Formel 2.3.1) besprochen. Nun muss noch die Flugstrecke der jeweiligen Teilchensorten durch den experimentellen Aufbau bestimmt werden.

Dazu wird die Bewegung der Teilchen wieder in zwei Richtungen aufgespalten: zum einen parallel zum Magnetfeld (parallel zur  $z$ -Richtung), beschrieben durch die Geschwindigkeitskomponente  $v_{\parallel}$ , zum anderen senkrecht zum Magnetfeld, beschrieben durch die Geschwindigkeitskomponente  $v_{\perp}$ .

Als Ansatz zur Bestimmung der Flugstrecke  $l_F$  wird angenommen, dass sich die geladenen Teilchen unabhängig mit ihrer jeweiligen Geschwindigkeit parallel und senkrecht zum Magnetfeld

## 2.3 Analytische Betrachtung der Restgaswechselwirkung

bewegen. Dabei stellt die Bewegung parallel zum Magnetfeld eine gleichförmige Bewegung mit der konstanten Geschwindigkeit  $v_{\parallel}$  dar, während die senkrechte Bewegung durch die Gyration des Teilchens aufgrund des Magnetfeldes bestimmt wird. Als mathematischer Ansatz wird somit die Formel

$$l_F = v_{\parallel} \cdot t + 2\pi r_G \cdot \frac{t}{T_G} \quad (2.3.7)$$

gewählt. Der erste Teil der Formel beschreibt dabei die parallelen (longitudinale) Bewegung, der zweite Teil die senkrechte (transversale) Bewegung. Dabei ist  $t$  die Flugzeit des Teilchens durch den experimentellen Aufbau,  $r_G$  der Gyrationradius und  $T_G$  die Dauer einer Gyration. Diese Gyrationdauer wird dabei aus der Gyrationfrequenz mit der Formel  $T_G = 1/f_g = 2\pi/\omega_G$  bestimmt.

Durch Einsetzen der Zusammenhänge 2.1.2 und 2.1.3 lässt sich die Formel vereinfachen und besser veranschaulichen.

$$l_F = v_{\parallel} \cdot t + 2\pi \frac{mv_{\perp}}{qB} \cdot \frac{qB}{2\pi m} \cdot t = v_{\parallel} \cdot t + v_{\perp} \cdot t \quad (2.3.8)$$

Nun muss noch ein Zusammenhang zwischen der Länge  $l$  des zu durchquerenden Aufbaus und der Flugzeit  $t$  gefunden werden. Dazu kann eine gleichmässige Bewegung in Richtung der Strahlachse für das Teilchen angenommen werden. Damit ist der Zusammenhang  $l = v_{\parallel} \cdot t$  anwendbar. Auf die Formel 2.3.8 angewendet, ergibt sich ein einfacher Zusammenhang für die Flugstrecke eines Teilchens durch den Rezipienten.

$$l_F = l + 2\pi \frac{mv_{\perp}}{qB} \cdot \frac{qB}{2\pi m} \cdot \frac{l}{v_{\parallel}} = l + l \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} = l \left(1 + \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}\right) \quad (2.3.9)$$

Damit ist erkennbar, dass die Flugstrecke eines Teilchens nur von der Länge  $l$  des zu durchquerenden Aufbaus und dem Verhältnis der transversalen und longitudinalen Geschwindigkeit abhängt. Ist die longitudinale Geschwindigkeit sehr viel größer als die transversale, wird sich die Länge der Flugstrecke im Verhältnis zur Länge des zu durchquerenden Aufbaus nur leicht ändern. Dominiert stattdessen die transversale Komponente der Geschwindigkeit die Bewegung des Teilchens, verlängert sich die vom Teilchen im Rezipienten zurückgelegte Strecke sehr viel stärker. Somit ist eine Betrachtung der Aufspaltung in die Geschwindigkeitskomponenten erforderlich, um die Länge der Wegstrecke eines Teilchens durch den Rezipienten abzuschätzen.

Ein Effekt, der für diese Abschätzung betrachtet werden muss, ist die Umverteilung der Impulse aufgrund der Veränderung des Magnetfeldes. Dieser Effekt, der bei magnetischen Flaschen genutzt wird, sorgt beim Abfallen und Ansteigen des Magnetfeldes für eine Impulsverteilung und somit für eine Veränderung der transversalen und longitudinalen Geschwindigkeitskomponenten. Im hier verwendeten Aufbau verändert sich das Magnetfeld in Abhängigkeit vom Ort im Rezipienten mehrmals in beide Richtungen (Abbildung 2.1). Deshalb soll dieser Effekt hier genauer betrachtet werden.

Er lässt sich dabei wie folgt beschreiben: Durchläuft ein geladenes Teilchen ein ansteigendes Magnetfeld, so wird ein Teil des Impulses von der longitudinalen Richtung in die transversale Richtung übertragen. Da die Gesamtenergie des Teilchens bei diesem Prozess erhalten sein muss, kann die dafür benötigte zusätzliche Energie nur aus der longitudinalen kinetischen Energie des Teilchens entnommen werden. Die Gyrationfrequenz steigt dabei mit dem anwachsenden Magnetfeld an. Durchläuft ein geladenes Teilchen ein abfallendes Magnetfeld wird umgekehrt ein Teil des Impulses aus der transversalen Richtung in die longitudinale Richtung übertragen und die Gyrationfrequenz sinkt ab. Durch diese Umverteilung der Impulse verändert sich auch das Verhältnis der beiden Geschwindigkeitskomponenten  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$ . Dadurch besteht eine Abhängigkeit der

## 2.3 Analytische Betrachtung der Restgaswechselwirkung

Größe  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  vom Magnetfeld und somit vom Ort im Rezipienten. Um die Auswirkung dieses Effekts auf die Flugstrecke der Teilchen genauer untersuchen zu können, wird dieser mathematisch analysiert.

Der genaue Grund für die Umverteilung der Impulse liegt in der adiabatischen Invarianz des magnetischen Moments bei langsamer Magnetfeldänderung. Mathematisch wird das magnetische Moment  $\mu_m$  dabei durch den Zusammenhang 2.3.10 beschrieben.

$$\mu_m = \frac{mv_{\perp}}{2B} \quad (2.3.10)$$

Da sich das magnetische Moment  $\mu_m$  und die Masse  $m$  des Teilchens bei einer Magnetfeldänderung nicht verändern, ergibt sich damit der Zusammenhang 2.3.11 für die Veränderung der transversalen Geschwindigkeitskomponente  $v_{\perp}$  in Abhängigkeit des veränderlichen Magnetfeldes.

$$\frac{v_{\perp 1}}{B_1} = \frac{v_{\perp 0}}{B_0} = \frac{2\mu_m}{m} = \textit{konstant} \rightarrow v_{\perp 1} = \frac{v_{\perp 0}}{B_0} B_1 \quad (2.3.11)$$

Um diesen Zusammenhang für die Abhängigkeit der transversalen Geschwindigkeit vom Magnetfeld verwenden zu können, muss das Verhältnis von  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  mit einer allgemeinen Formel beschrieben werden, um damit eine Formel zur genauen Beschreibung des Effekts entwickeln zu können. Dazu wird der allgemeine Ansatz 2.3.12 gewählt, wofür die Formel für die kinetischen Energie genutzt wird und somit die Zusammenhänge  $v^2 = v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2 = k = \frac{2E}{m}$  gelten.

$$\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} = \frac{v_{\perp}}{\sqrt{v^2 - v_{\perp}^2}} = \frac{v_{\perp}}{\sqrt{k - v_{\perp}^2}} \quad (2.3.12)$$

Durch das Einsetzen des Zusammenhangs 2.3.11 in den allgemeinen Ansatz erhält man die Formel 2.3.13 zur Bestimmung des Geschwindigkeitsverhältnisses  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  in Abhängigkeit des neuen Magnetfeldes  $B_1$ , wobei  $B_0$  das Anfangsmagnetfeld am Ort des Teilchens, sowie  $v_{\perp 0}$  die transversale Anfangsgeschwindigkeit des Teilchens darstellt.

$$\frac{v_{\perp 1}}{v_{\parallel 1}} = \frac{v_{\perp 0} \sqrt{B_1}}{\sqrt{B_0} \sqrt{k - \frac{v_{\perp 0}^2 B_1}{B_0}}} \quad (2.3.13)$$

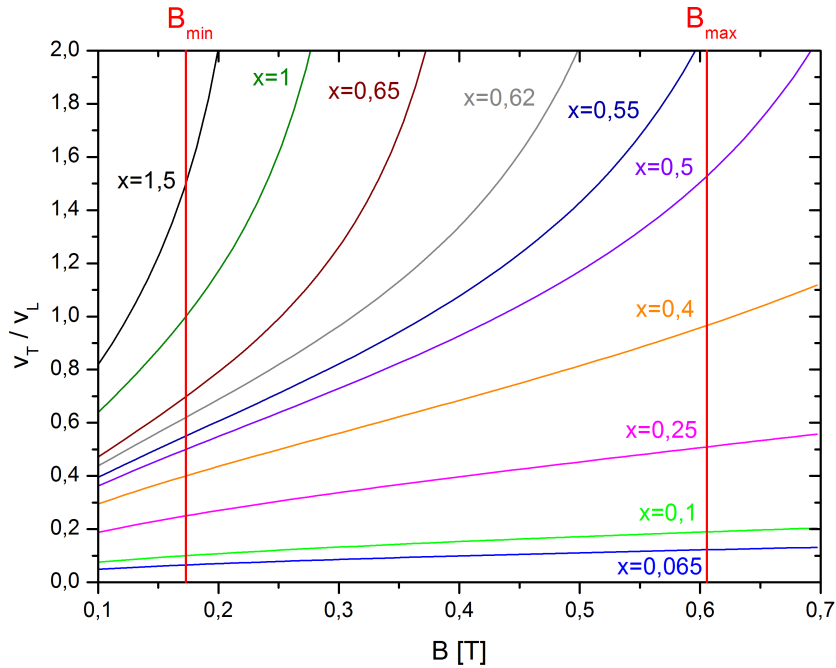
Um mit dieser Gleichung den Effekt genauer untersuchen zu können, müssen noch die Anfangsbedingungen der geladenen Teilchen bekannt sein. Da hier nicht die transversale Geschwindigkeit  $v_{\perp 0}$  bekannt ist, sondern das Verhältnis der Geschwindigkeiten die entscheidende Größe darstellt, wird über die Beschreibungsgröße  $x = \frac{v_{\perp 0}}{v_{\parallel 0}}$  das Geschwindigkeitsverhältnisses am Ort des Magnetfeldes  $B_0$  definiert. Damit ist ein klarer Bezug zwischen  $v_{\perp 0}$  und  $v_{\parallel 0}$  hergestellt. Durch das Einsetzen dieser Definition in die Gleichung für die kinetische Energie, erhält man den Zusammenhang 2.3.14 für  $v_{\perp 0}$ .

$$E = \frac{1}{2}mv_{\perp 0}^2 + \frac{1}{2}mv_{\parallel 0}^2 = \frac{1}{2}mv_{\perp 0}^2 \left(1 + \frac{1}{x^2}\right) \rightarrow v_{\perp 0}^2 = \frac{\frac{2E}{m}}{1 + \frac{1}{x^2}} = \frac{k}{1 + \frac{1}{x^2}} \quad (2.3.14)$$

Durch das Einsetzen dieser Bedingung in die Formel 2.3.13 erhält man eine Formel 2.3.15, die nur noch von  $B_0$ ,  $B_1$  und  $x$  abhängt. Die Energie und die Masse, welche beide in der Größe  $k$  enthalten sind, kürzen sich dabei heraus.

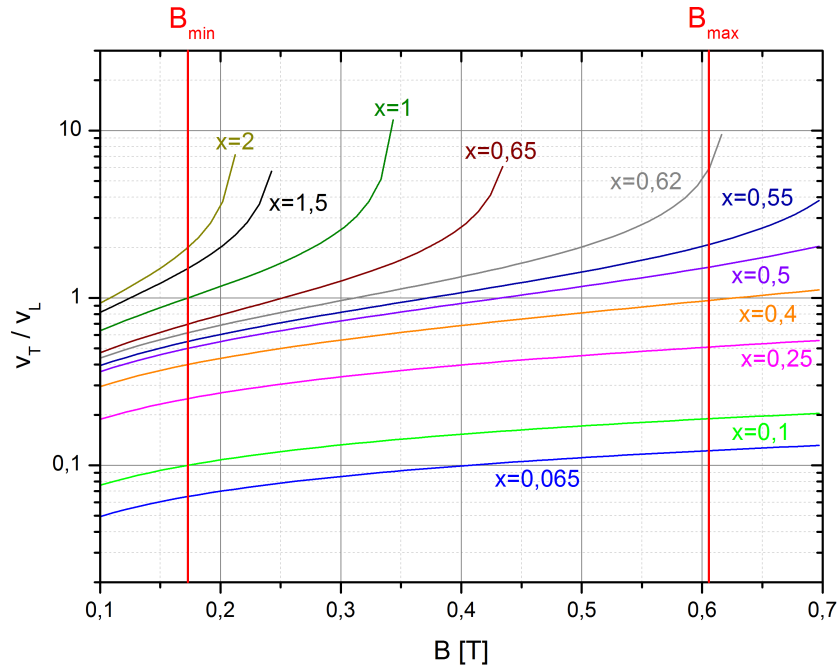
$$\frac{v_{\perp 1}}{v_{\parallel 1}} = \sqrt{\frac{B_1}{B_0}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{x^2}} \sqrt{1 - \frac{B_1}{B_0} \frac{1}{1 + \frac{1}{x^2}}}} \quad (2.3.15)$$

### 2.3 Analytische Betrachtung der Restgaswechselwirkung



**Abbildung 2.3:** Graphische Darstellung des Geschwindigkeitsverhältnisses  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  ( $\frac{v_T}{v_L}$ ) in Abhängigkeit vom Magnetfeld  $B_1$  (B) für geladenen Teilchen, die bei einem Magnetfeld  $B_0$  das Geschwindigkeitsverhältnis  $x$  besitzen (Formel 2.3.15)

Mit Hilfe der hergeleiteten Formel 2.3.15 lässt sich nun analysieren, wie sich bei einem geladenen Teilchen das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  aufgrund der Veränderung des Magnetfeldes von  $B_0$  auf  $B_1$  verändert und damit die Flugstrecke durch den Rezipienten in Abhängigkeit der Magnetfeldänderung verhält. Zur genaueren Berechnung der Flugstreckenänderung müsste man die Formel 2.3.9 in eine Integralform umschreiben. Dabei wäre  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  dann abhängig von dem Magnetfeld  $B$  oder wahlweise vom Ort  $z$  und es müsste darüber integriert werden. Da vor allem die Anfangsbedingungen für die entscheidenden Teilchen im späteren Experiment nicht genau bekannt sind, wird stattdessen eine qualitative Betrachtung der Auswirkung des Effekts durchgeführt. Dazu wird der Bereich zwischen den beiden Toroidsegmenten genauer betrachtet. Das minimale Feld hat hier eine Stärke von 0,173 T ( $B_0$ ) und das maximale Feld in den Toroidsegmenten eine Stärke von 0,6055 T. Es wird nun betrachtet, was mit einem geladenen Teilchen geschieht, das sich in dem Magnetfeldminimum ( $B_0$ ) befindet und in eines der beiden Toroidsegmente und somit in einen Bereich eines stärkeren Magnetfeldes ( $B_1$ ) hineinfliegt. Dies wurde graphisch für unterschiedliche Werte von  $x$  durchgeführt. Das Ergebnis ist in den Abbildungen 2.3 und 2.4 zu sehen. Abbildung 2.3 besitzt eine lineare y-Achsenkalierung, während die y-Achse in Abbildung 2.4 logarithmisch skaliert ist. Durch diese beiden Abbildungsmethoden sind unterschiedliche Effekte gut zu erkennen. In beiden Abbildungen sind das minimale und das maximale Magnetfeld mit zwei roten Linien eingezeichnet. Bei dem Bereich zwischen den beiden roten Linien handelt es sich um den für den hier verwendeten Aufbau zu betrachtenden Bereich. Für das minimale Magnetfeld ( $B_{min}$ ) ist das Anfangsverhältnis  $x$  gegeben. Wächst nun das Magnetfeld an, steigt auch das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  an. Wie stark es ansteigt und wie weit dieser Anstieg geht, hängt vom Anfangsverhältnis  $x$  der transversalen und longitudinalen Geschwindigkeitskomponenten ab. Die Stärke des Anstiegs ist sehr gut bei der linearen Skalierung der y-Achse erkennbar. So ver-



**Abbildung 2.4:** Logarithmische Darstellung des Geschwindigkeitsverhältnisses  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  ( $\frac{v_T}{v_L}$ ) in Abhängigkeit vom Magnetfeld  $B_1$  ( $B$ ) für geladenen Teilchen, die bei einem Magnetfeld  $B_0$  das Geschwindigkeitsverhältnis  $x$  besitzen (Formel 2.3.15)

ändert sich das Verhältnis  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  bei einem  $x$  Wert von 0,1 oder kleiner nur sehr gering mit dem steigenden Magnetfeld. Größere Auswirkungen hat das verändernde Magnetfeld erst bei größeren Geschwindigkeitsverhältnissen. So verdoppelt sich das Geschwindigkeitsverhältnis bei einem  $x$ -Wert von 0,25 bis zum maximalen Magnetfeld. Bei einem  $x$ -Wert von 0,55 hat es sich vervierfacht und bei einem  $x$ -Wert von 0,62 fast verzehnfacht. Anhand dieser Werte ist erkennbar, dass das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  aufgrund des steigenden Magnetfeldes mit steigendem  $x$ -Wert massiv ansteigt. Das Verhältnis schiebt sich dabei von  $x = 0,62$  beim minimalen Magnetfeld, wo die longitudinale Geschwindigkeitskomponente noch dominiert, in den Bereich von  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} = 6$  beim maximalen Magnetfeld, wo ganz klar die transversale Geschwindigkeitskomponente dominiert. Ein weiterer wichtiger Effekt ist in Abbildung 2.4 mit der logarithmischen  $y$ -Achsenkalierung zu sehen. So erreichen die Teilchen ab einem  $x$ -Wert von ca. 0,65 das maximale Magnetfeld (also den rechten roten Strich in der Abbildung 2.4) nicht mehr. Das bedeutet, dass diese Teilchen vorher reflektiert und zurückgeschickt werden und somit das nächste Toroidsegment nicht erreichen. In dieser graphischen Auswertung wurde nur das Verhalten der geladenen Teilchen im ansteigenden Magnetfeld analysiert. Die Teilchen müssen aber zunächst zwischen die beiden Toroidsegmente gelangen. Dazu müssen sie das abfallende Magnetfeld passieren, wodurch das Geschwindigkeitsverhältnis um die Größenordnung kleiner wird, um die es später im ansteigenden Magnetfeld wieder größer wird. Somit hat diese magnetische Flaschenkonfiguration für Teilchen, die das abfallende Magnetfeld durchqueren, kaum eine Auswirkung. Da sich das Geschwindigkeitsverhältnis im Minimum des Magnetfeldes sogar zu Gunsten der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente verschiebt, wird das Verhältnis  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  dort sogar kleiner. Dies führt daher höchstens zu einem geringeren Beitrag dieser Sektion zur gesamten Flugstrecke der geladenen Teilchen.

## 2.3 Analytische Betrachtung der Restgaswechselwirkung

Zusätzlich können noch zwei weitere Fälle auftreten, wobei es zu einer stärkeren Veränderung der Flugstrecke kommt. Zum einen kann es bei Teilchen, die schon bevor sie durch das abfallende Magnetfeld fliegen ein großes Geschwindigkeitsverhältnis besitzten, zu dem Fall kommen, dass sie im Minimum des Magnetfeldes immer noch einen x-Wert größer als ungefähr 0,65 besitzen. Sie werden, wie in Abbildung 2.4 zu sehen, nicht mehr aus der Flaschenkonfiguration entkommen können, da sie im ansteigenden Magnetfeld reflektiert werden. Beim Zurückfliegen werden sie wieder ein ansteigendes Magnetfeld sehen und wieder reflektiert werden. Diese Teilchen sind in der Flaschenkonfiguration gefangen. Somit gehen sie aufgrund der daraus resultierenden sehr großen Flugstrecke nach einiger Zeit im Rezipienten verloren. Die magnetische Flaschenkonfiguration der Toroidsegmente stellt aus diesem Grund eine Art Filter für zu große Geschwindigkeitsverhältnisse  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  dar.

Zum anderen können sich auch geladene Teilchen im Minimum des Magnetfeldes ansammeln (Sekundärelektronen). Wenn dies der Fall ist, können nur die Teilchen die Flasche verlassen und in ein Toroidsegment gelangen, die ein Geschwindigkeitsverhältnis kleiner 0,65 besitzen. Ansonsten sind sie aufgrund von Reflektionen in der Flasche gefangen. Falls ihr Verhältnis  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  kleiner als 0,65 ist, aber im Bereich um die 0,5 liegt, wird sich beim Passieren des ansteigenden Magnetfeldes das Geschwindigkeitsverhältnis dieser Teilchen stark zu Ungunsten der longitudinalen Geschwindigkeitskomponenten verschieben und damit die Flugstrecke durch den Rezipienten anwachsen. Um nun die Flugstrecke genauer abzuschätzen und die daraus resultierenden Ergebnisse für die mittlere freie Weglänge der jeweiligen Teilchensorte zu erhalten, werden die Wasserstoffionen und die Sekundärelektronen einzeln betrachtet.

### 2.3.1 Wasserstoffionenstrahl

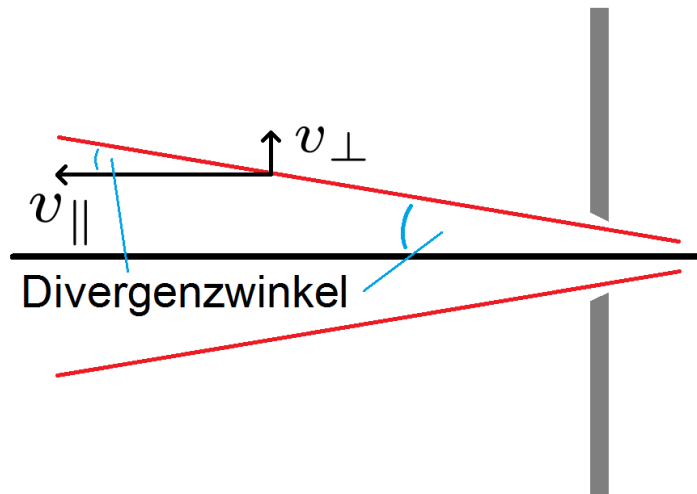
Um genauere Aussage über die Wechselwirkungsstärke des Wasserstoffionenstrahls mit dem Restgas zu machen, soll der Transmissionskoeffizient und der Absorptionskoeffizient berechnet werden. Dazu werden nach der Formel 2.3.4 und 2.3.6 die Flugstrecke  $l_F$  sowie der Wirkungsquerschnitt benötigt.

Zur Bestimmung der Flugstrecke wird die hergeleitete Formel 2.3.9 genutzt. Dabei ist die Länge  $l$  des Rezipienten mit 2500 mm festgelegt. Da es sich hierbei um einen Ionenstrahl handelt, muss die longitudinale Geschwindigkeitskomponente per Definition sehr viel größer sein als die transversale. Das Verhältnis der beiden Geschwindigkeiten lässt sich dabei über den Divergenzwinkel  $\alpha$  des Strahls beim Verlassen der Ionenquelle abschätzen. Über den Tangenssatz lässt sich das Verhältnis der Geschwindigkeiten  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} = \tan(\alpha)$  berechnen (Abbildung 2.5). Der Divergenzwinkel, der hier verwendeten Ionenquelle wurde für einen Wasserstoffionenstrahl mit 9,2 keV und 2,2 mA vermessen [1]. Dabei wurde der maximale Divergenzwinkel des Ionenstrahls auf 65 mrad bestimmt. Das Verhältnis der beiden Geschwindigkeitskomponenten des Ionenstrahls lässt sich dann wie folgt bestimmen:

$$\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} = \tan(65 \text{ mrad}) = \tan(3,724^{\circ}) = 6,508 \cdot 10^{-2} = \frac{6,5}{100} \quad (2.3.16)$$

Die transversale Geschwindigkeitskomponente der Wasserstoffstrahlionen führt nur geringfügig zu einer Verlängerung der Flugstrecke. In dem hier vorgerechneten Fall wird die Strecke um maximal 6,5 % der normalen Rezipientenlänge vergrößert. Damit ergibt sich für die Ionen eine maximale Verlängerung der Flugstrecke durch das Restgas von 2500 mm auf 2662,5 mm. Die Länge des Aufbaus von 2500 mm wurde vom Extraktionsloch der Groundelektrode bis zum Ende des zweiten Toroidsegments gemessen.

Unterschiede zwischen den drei Wasserstoffionenspezies beim Divergenzwinkel und somit bei der



**Abbildung 2.5:** Bestimmung des Verhältnisses  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  der Geschwindigkeitskomponenten aus dem Divergenzwinkel des Strahls über den Tangensatz

Verlängerung der Flugstrecke sind vorhanden, aber gering und sehr schwer messbar. Da dazu keine Messdaten vorliegen und die Unterschiede vernachlässigbar gering sein sollten, werden die drei Ionenspezies im weiteren Verlauf im Bezug auf ihre Flugstrecke gleich behandelt.

Die im letzten Kapitel angesprochene Flugstreckenveränderung aufgrund des abfallenden und ansteigenden Magnetfeldes spielt bei einem so kleinen Geschwindigkeitsverhältnis ( $x = 0,065$ ) keine Rolle, da sich das Verhältnis  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  kaum verändert. Dies zeigen die Abbildungen 2.3 und 2.4.

Neben der Flugstrecke durch das Restgas spielt noch der Wirkungsquerschnitt für die Bestimmung des Transmissions- und Absorptionskoeffizienten eine wichtige Rolle. Dabei ist hier darauf zu achten, dass der Ionenstrahl aus drei unterschiedlichen Ionenspezies besteht. Die drei Ionenspezies ( $H_1^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$ ) unterscheiden sich zwar nicht durch ihre Ladung, aber durch ihre Masse und die möglichen Wechselwirkungsprozesse mit dem Restgas.

Die für die Analyse benötigten Wirkungsquerschnitte der Wechselwirkungsprozesse der Ionen sind in der Literatur zu finden: [4] (1990) und [5] (2000). Dazu wurden die Wirkungsquerschnitte für einen Ionenstrahl von 10 keV herausgesucht, da diese Energieeinstellung in den Experimenten größtenteils verwendet wurde. Als Restgas wurde für die Theorie Wasserstoffgas ( $H_2$ ) genutzt, da auch dieses im Experiment eingesetzt wurde. Weitere Erläuterungen zu den Gründen sind im Kapitel zu den Strahltransportexperimenten zu finden.

Die Wechselwirkung der Ionen mit dem Restgas kann durch unterschiedliche Wechselwirkungsprozesse stattfinden. Dabei gehen die Ionen bei einigen Prozessen ganz verloren, bei anderen ändern sie ihre Spezies, ihre Ladung oder es kommt nur zu Impuls- und Energieaustausch ohne weiter Veränderung der Ionen.

In den Tabellen 2.5 ( $H_1^+$ ), 2.6 ( $H_2^+$ ) und 2.7 ( $H_3^+$ ) sind die Wirkungsquerschnitte für 10 keV Wasserstoffionen auf  $H_2$  Gas für die einzelnen Prozesse, sowie die dazugehörigen Quelle angegeben. Des Weiteren ist der total Wirkungsquerschnitt für alle Prozesse bestimmt, wobei alle Prozesse als Verlustprozesse eingestuft werden und in den totalen Wirkungsquerschnitt mit eingerechnet sind. Dabei sind für die  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionen in der Veröffentlichung [5] jeweils ein zusätzlicher Prozess im 10 keV Energiebereich angegeben. Daher wurden für diese beiden Ionenspezies zwei totale Wirkungsquerschnitte berechnet, einmal mit diesem zusätzlichen Prozess und einmal ohne ihn. Nicht angegebene Prozesse spielen in diesem Energiebereich keine Rolle und sind somit nicht

## 2.3 Analytische Betrachtung der Restgaswechselwirkung

**Tabelle 2.5:** Wechselwirkungsquerschnitte für 10 keV  $H_1^+$  Ionen auf  $H_2$  Gas

Wechselwirkungsprozess	Wirkungsquerschnitt [ $10^{-20}m^2$ ]	Quelle
Vibrationsanregung $v = 0 \rightarrow 1$	0,235	[4]
Vibrationsanregung $v = 0 \rightarrow 2$	0,0095	[4]
Umordnung oder Ladungstransfer auf ein schnelles H	8,1	[4]
$Ly - \alpha$ Anregung	0,65	[4]
$H\alpha$ Anregung	0,12	[4]
Ionisation (Elektron Produktion)	0,55	[4]
Impulstransfer	0,000145	[4]
Totaler Wirkungsquerschnitt aller Prozess ( $\Sigma$ )	9,664645	[4]

**Tabelle 2.6:** Wechselwirkungsquerschnitte für 10 keV  $H_2^+$  Ionen auf  $H_2$  Gas

Wechselwirkungsprozess	Wirkungsquerschnitt [ $10^{-20}m^2$ ]	Quelle
Langsame $H_2^+$ Erzeugung	7,0	[4]
Vibrationsanregung $v = 0 \rightarrow 1$	0,215	[4]
Abspaltung eines schnellen $H^+$	2,44	[4]
$Ly - \alpha$ Anregung	0,72	[4]
$H\alpha$ Anregung	0,157	[4]
Ionisation (Elektron Produktion)	1,27	[4]
Schnelle $H_2$ Bildung	5,0	[5]
Totaler Wirkungsquerschnitt ( $\Sigma$ )	11,802	[4]
Totaler Wirkungsquerschnitt aller Prozess ( $\Sigma$ )	16,802	[4] & [5]

aufgeführt.

Da nun die Wirkungsquerschnitte sowie die Länge der Flugstrecke durch den Rezipienten für alle drei Wasserstoffionenspezies bekannt sind, lässt sich der Transmissions- und Absorptionskoeffizient bestimmen. Dazu werden die Formeln 2.3.4 und 2.3.6 verwendet. Der Transmissions- und Absorptionskoeffizient wurde für die Flugstreckenlängen von 2662,5 mm und 2500 mm angegeben, da die erste Streckenlänge eine obere und die zweite Streckenlänge eine untere Schranke für die Flugstrecke der Ionen durch den Aufbau darstellt. Als Druckbereich wird die Region von  $1 \cdot 10^{-5}$  mbar bis  $20 \cdot 10^{-5}$  mbar gewählt, da dieser Druckbereich auch in den Experimenten genutzt wird. Zur Bestimmung der Teilchendichte aus dem Druck wird die Formel 2.3.3 genutzt. Die Temperatur des Experiments liegt bei 293K (Raumtemperatur). Die freie Weglänge der Teilchen lässt sich mit den Formel 2.3.1 bestimmen. Die Wirkungsquerschnitte der drei Ionenspezies sind dabei in den Tabellen 2.5 ( $H_1^+$ ), 2.6 ( $H_2^+$ ) und 2.7 ( $H_3^+$ ) aufgelistet.

**Tabelle 2.7:** Wechselwirkungsquerschnitte für 10 keV  $H_3^+$  Ionen auf  $H_2$  Gas

Wechselwirkungsprozess	Wirkungsquerschnitt [ $10^{-20}m^2$ ]	Quelle
Abspaltung eines schnelle $H^+$	1,27	[4]
Abspaltung eines schnelle $H_2^+$	1,17	[4]
Ladungstransfer zur Erzeugung eines schnellen H	7,8	[4]
Ladungstransfer zur Erzeugung eines schnellen $H_2$	3,75	[4]
$Ly - \alpha$ Anregung	0,83	[4]
$H\alpha$ Anregung	0,165	[4]
Ionisation (Elektron Produktion)	1,67	[4]
Impulstransfer	0,00028	[4]
$H_3^+$ Zerstörung	5,0	[5]
Totaler Wirkungsquerschnitt ( $\Sigma$ )	16,65528	[4]
Totaler Wirkungsquerschnitt aller Prozess ( $\Sigma$ )	21,65528	[4] & [5]



**Tabelle 2.8:** Restgasdruck  $p$ , Teilchendichte  $n$  und freie Weglänge  $\lambda$  für die drei Wasserstoffionenspezies bei den fünf verschiedenen Wirkungsquerschnitten  
 (1)  $\sigma = 9,664645 \cdot 10^{-20} m^2$ , (2)  $\sigma = 11,802 \cdot 10^{-20} m^2$ , (3)  $\sigma = 16,802 \cdot 10^{-20} m^2$ , (4)  $\sigma = 16,65528 \cdot 10^{-20} m^2$ , (5)  $\sigma = 21,65528 \cdot 10^{-20} m^2$

p [ $10^{-5} mbar$ ]	n [ $m^{-3}$ ]	$\lambda / H_1^+$ (1) [m]	$\lambda / H_2^+$ (2) [m]	$\lambda / H_2^+$ (3) [m]	$\lambda / H_3^+$ (4) [m]	$\lambda / H_3^+$ (5) [m]
1	2,47E17	41,84	34,26	24,06	24,28	18,67
2	4,95E17	20,92	17,13	12,03	12,14	9,34
3	7,42E17	13,95	11,42	8,02	8,09	6,22
4	9,89E17	10,46	8,57	6,02	6,07	4,67
5	1,24E18	8,37	6,85	4,81	4,86	3,73
6	1,48E18	6,97	5,71	4,01	4,05	3,11
7	1,73E18	5,98	4,89	3,44	3,47	2,67
8	1,98E18	5,23	4,28	3,01	3,03	2,33
9	2,23E18	4,65	3,81	2,67	2,7	2,07
10	2,47E18	4,18	3,43	2,41	2,43	1,87
11	2,72E18	3,8	3,11	2,19	2,21	1,7
12	2,97E18	3,49	2,86	2,01	2,02	1,56
13	3,22E18	3,22	2,64	1,85	1,87	1,44
14	3,46E18	2,99	2,45	1,72	1,73	1,33
15	3,71E18	2,79	2,28	1,6	1,62	1,24
16	3,96E18	2,61	2,14	1,5	1,52	1,17
17	4,2E18	2,46	2,02	1,42	1,43	1,1
18	4,45E18	2,32	1,9	1,34	1,35	1,04
19	4,7E18	2,2	1,8	1,27	1,28	0,98
20	4,95E18	2,09	1,71	1,2	1,21	0,93

Die Ergebnisse für diese Berechnung der Teilchendichte und der freie Weglänge sind für alle drei Ionenspezies in der Tabelle 2.8 zu sehen. Dabei wurde die Analyse für die  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionen mit beiden totalen Wirkungsquerschnitten durchgeführt. Die Transmissions- (T) und Absorptionskoeffizienten (A) für die  $H_1^+$  Ionen sind in Tabelle 2.9, die für die  $H_2^+$  Ionen in den Tabellen 2.10 und 2.11 und die für die  $H_3^+$  Ionen in den Tabellen 2.12 und 2.13 aufgelistet. Dabei sind jeweils die Koeffizienten für beide Flugstreckenlängen berechnet worden.

Anhand der Auswertungen der freien Weglängen, sowie des Transmissions- und Absorptionskoeffizienten für die drei Wasserstoffionenspezies sind einige Aussagen möglich.

Es ist feststellbar, dass der Ionenstrahl bei einem geringen Druck von  $1 \cdot 10^{-5}$  mbar fast ohne Absorptionen den Rezipienten durchqueren kann. Der Transmissionskoeffizient liegt dabei für alle drei Ionenspezies und alle fünf Rechnungen um die 90 %. Durch den Anstieg des Drucks sinkt erwartungsgemäß der Transmissionskoeffizient ab und der Absorptionskoeffizient steigt an. In einem Druckbereich von  $20 \cdot 10^{-5}$  mbar wird ein Großteil des Strahls absorbiert. Auffällig ist hierbei, dass die schwereren Wasserstoffionenspezies stärker absorbiert werden. So ist der Transmissionskoeffizient bei einem Druck von  $20 \cdot 10^{-5}$  mbar bei  $H_1^+$  Ionen im Bereich von 30 %, während nur noch 10 % bis 20 % der  $H_2^+$  Ionen und 10 % oder weniger der  $H_3^+$  Ionen den gesamten Rezipienten durchqueren können. Der Grund für die geringere Transmission (bzw. größere Absorption) der schwereren Wasserstoffionen liegt in ihrem sehr viel größeren Wirkungsquerschnitt. Dieser ist für  $H_3^+$  Ionen mehr als doppelt so groß, wie für  $H_1^+$  Ionen. Beim Vergleich der errechneten Transmissions- und Absorptionskoeffizienten für die beiden unterschiedlichen Flugstrecken ist ein geringfügiger Unterschied bei allen drei Ionenspezies festzustellen. Die Verlängerung der Flugstrecke

## 2.3 Analytische Betrachtung der Restgaswechselwirkung

**Tabelle 2.9:** Transmissions- und Absorptionskoeffizient für  $H_1^+$  Ionen für beide Flugstreckenlängen für einen Wirkungsquerschnitt von  $\sigma = 9,664645 \cdot 10^{-20} m^2$

p [ $10^{-5} mbar$ ]	T (2500 mm)	T (2662,5 mm)	A (2500 mm)	A (2662,5 mm)
1	0,94	0,94	0,06	0,06
2	0,89	0,88	0,11	0,12
3	0,84	0,83	0,16	0,17
4	0,79	0,78	0,21	0,22
5	0,74	0,73	0,26	0,27
6	0,7	0,68	0,3	0,32
7	0,66	0,64	0,34	0,36
8	0,62	0,6	0,38	0,4
9	0,58	0,56	0,42	0,44
10	0,55	0,53	0,45	0,47
11	0,52	0,5	0,48	0,5
12	0,49	0,47	0,51	0,53
13	0,46	0,44	0,54	0,56
14	0,43	0,41	0,57	0,59
15	0,41	0,38	0,59	0,62
16	0,38	0,36	0,62	0,64
17	0,36	0,34	0,64	0,66
18	0,34	0,32	0,66	0,68
19	0,32	0,3	0,68	0,7
20	0,3	0,28	0,7	0,72

**Tabelle 2.10:** Transmissions- und Absorptionskoeffizient für  $H_2^+$  Ionen für beide Flugstreckenlängen für einen Wirkungsquerschnitt von  $\sigma = 11,802 \cdot 10^{-20} m^2$

p [ $10^{-5} mbar$ ]	T (2500 mm)	T (2662,5 mm)	A (2500 mm)	A (2662,5 mm)
1	0,93	0,93	0,07	0,07
2	0,86	0,86	0,14	0,14
3	0,8	0,79	0,2	0,21
4	0,75	0,73	0,25	0,27
5	0,69	0,68	0,31	0,32
6	0,65	0,63	0,35	0,37
7	0,6	0,58	0,4	0,42
8	0,56	0,54	0,44	0,46
9	0,52	0,5	0,48	0,5
10	0,48	0,46	0,52	0,54
11	0,45	0,43	0,55	0,57
12	0,42	0,39	0,58	0,61
13	0,39	0,36	0,61	0,64
14	0,36	0,34	0,64	0,66
15	0,33	0,31	0,67	0,69
16	0,31	0,29	0,69	0,71
17	0,29	0,27	0,71	0,73
18	0,27	0,25	0,73	0,75
19	0,25	0,23	0,75	0,77
20	0,23	0,21	0,77	0,79

### 2.3 Analytische Betrachtung der Restgaswechselwirkung

**Tabelle 2.11:** Transmissions- und Absorptionskoeffizient für  $H_2^+$  Ionen für beide Flugstreckenlängen für einen Wirkungsquerschnitt von  $\sigma = 16,802 \cdot 10^{-20} m^2$

p [ $10^{-5} mbar$ ]	T (2500 mm)	T (2662,5 mm)	A (2500 mm)	A (2662,5 mm)
1	0,9	0,9	0,1	0,1
2	0,81	0,8	0,19	0,2
3	0,73	0,72	0,27	0,28
4	0,66	0,64	0,34	0,36
5	0,59	0,58	0,41	0,42
6	0,54	0,51	0,46	0,49
7	0,48	0,46	0,52	0,54
8	0,44	0,41	0,56	0,59
9	0,39	0,37	0,61	0,63
10	0,35	0,33	0,65	0,67
11	0,32	0,3	0,68	0,7
12	0,29	0,27	0,71	0,73
13	0,26	0,24	0,74	0,76
14	0,23	0,21	0,77	0,79
15	0,21	0,19	0,79	0,81
16	0,19	0,17	0,81	0,83
17	0,17	0,15	0,83	0,85
18	0,15	0,14	0,85	0,86
19	0,14	0,12	0,86	0,88
20	0,13	0,11	0,87	0,89

**Tabelle 2.12:** Transmissions- und Absorptionskoeffizient für  $H_3^+$  Ionen für beide Flugstreckenlängen für einen Wirkungsquerschnitt von  $\sigma = 16,65528 \cdot 10^{-20} m^2$

p [ $10^{-5} mbar$ ]	T (2500 mm)	T (2662,5 mm)	A (2500 mm)	A (2662,5 mm)
1	0,9	0,9	0,1	0,1
2	0,81	0,8	0,19	0,2
3	0,73	0,72	0,27	0,28
4	0,66	0,64	0,34	0,36
5	0,6	0,58	0,4	0,42
6	0,54	0,52	0,46	0,48
7	0,49	0,46	0,51	0,54
8	0,44	0,42	0,56	0,58
9	0,4	0,37	0,6	0,63
10	0,36	0,33	0,64	0,67
11	0,32	0,3	0,68	0,7
12	0,29	0,27	0,71	0,73
13	0,26	0,24	0,74	0,76
14	0,24	0,22	0,76	0,78
15	0,21	0,19	0,79	0,81
16	0,19	0,17	0,81	0,83
17	0,17	0,15	0,83	0,85
18	0,16	0,14	0,84	0,86
19	0,14	0,12	0,86	0,88
20	0,13	0,11	0,87	0,89

### 2.3 Analytische Betrachtung der Restgaswechselwirkung

**Tabelle 2.13:** Transmissions- und Absorptionskoeffizient für  $H_3^+$  Ionen für beide Flugstreckenlängen für einen Wirkungsquerschnitt von  $\sigma = 21,65528 \cdot 10^{-20} m^2$

p [ $10^{-5} mbar$ ]	T (2500 mm)	T (2662,5 mm)	A (2500 mm)	A (2662,5 mm)
1	0,87	0,87	0,13	0,13
2	0,77	0,75	0,23	0,25
3	0,67	0,65	0,33	0,35
4	0,59	0,57	0,41	0,43
5	0,51	0,49	0,49	0,51
6	0,45	0,43	0,55	0,57
7	0,39	0,37	0,61	0,63
8	0,34	0,32	0,66	0,68
9	0,3	0,28	0,7	0,72
10	0,26	0,24	0,74	0,76
11	0,23	0,21	0,77	0,79
12	0,2	0,18	0,8	0,82
13	0,18	0,16	0,82	0,84
14	0,15	0,14	0,85	0,86
15	0,13	0,12	0,87	0,88
16	0,12	0,1	0,88	0,9
17	0,1	0,09	0,9	0,91
18	0,09	0,08	0,91	0,92
19	0,08	0,07	0,92	0,93
20	0,07	0,06	0,93	0,94

cke um maximal 6,5 % spielt bei den stark gerichteten Ionen für die Wechselwirkungshäufigkeit mit dem Restgas aber nur eine untergeordnete Rolle und kann weitgehend vernachlässigt werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass durch den Einlass von  $H_2$  Gas die Ionen bei einem geringen Druck nicht absorbiert werden. Somit ist zu erwarten, dass der Strahl auch in den Experimenten ohne Probleme den Rezipienten durchqueren kann. Durch weiteren Gaseinlass und somit steigenden Druck wird der gesamte Strahl immer stärker absorbiert, sodass bei einem Druck von  $20 \cdot 10^{-5} mbar$  dieser fast vollständig verloren gegangen sein wird. Gleichzeitig ändert sich aufgrund der unterschiedlichen Absorptionswahrscheinlichkeiten der drei Ionenspezies mit steigendem Druck auch die Zusammensetzung des Ionenstrahls zu Gunsten der Protonen. Das hat zur Folge, dass bei steigendem Druck die Protonen das Verhalten des Strahl immer stärker dominieren. Besteht der Strahl schon am Anfang zum größten Teil aus Proton, erhält man bei steigendem Restgasdruck einen Strahl der fast vollständig von Protonen dominiert wird.

Da der Detektor beweglich ist, lassen sich auch Untersuchungen durchführen, bei denen der Ionenstrahl eine geringere Flugstrecke durch den Rezipienten zurückgelegt hat. Dabei steigt der Transmissionskoeffizient bei gleichbleibendem Gasdruck an, da eine kürzer Wegstrecke zur Wechselwirkung mit dem Restgas zur Verfügung steht. Der Ionenstrahl wird also weniger stark absorbiert. Auch das Verhältnis der Ionenspezies untereinander wird sich dadurch weniger stark verändern. Des Weiteren wird bei einer kürzeren Flugstrecke auch bei einem sehr hohen Gasdruck immer noch ein größerer Anteil des Strahl den Detektorschirm erreichen. Diese Auswirkungen sind bei Experimenten mit bewegtem Detektors und Restgas im Rezipienten zu beachten.

### 2.3.2 Sekundärelektronen

Nachdem die Wechselwirkung der drei Wasserstoffionenspezies mit dem Restgas analysiert wurde, soll nun die Auswirkung des Restgases auf die Sekundärelektronen betrachtet werden. Dadurch wird es möglich, eine theoretische Aussagen über die Auswirkung des Restgases auf Sekundärelektroneneffekte zu machen. Dabei wird hier keine mathematische Berechnung des Transmissions- und Absorptionskoeffizienten durchgeführt, da zu viele freie Parameter in der Betrachtung der Sekundärelektronen vorzufinden sind. Die einzelnen Parameter werden hier stattdessen diskutiert und ihre Größenordnung mit denen der Ionen verglichen.

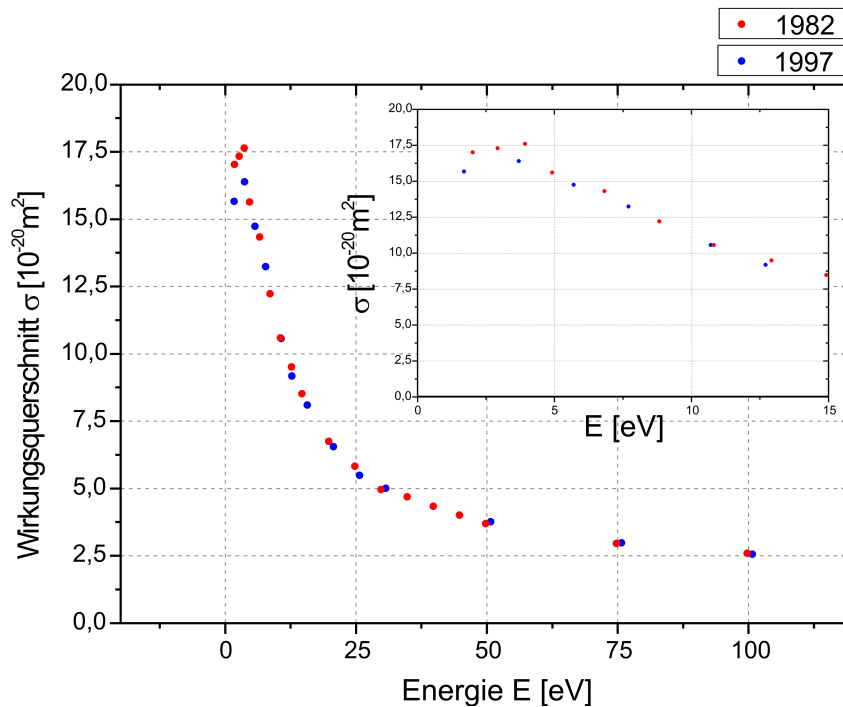
Zuerst soll noch einmal kurz auf die Quellen für die im Rezipienten befindlichen Sekundärelektronen eingegangen werden. So sind in dem hier verwendeten Aufbau zwei Sekundärelektronenquellen von entscheidender Bedeutung: eine im Zusammenhang mit dem verwendeten Detektor und eine aufgrund von Zusammenstößen geladener Teilchen mit der Wand des Rezipienten.

Bei dem hier verwendeten Detektor handelt es sich um einen Leuchtschirm mit dahinter angebrachter Kamera. Trifft der Ionenstrahl auf den Schirm, leuchtet dieser an der Trefferstelle auf und die Kamera kann das Licht aufnehmen. Der Leuchtschirm ist dafür mit pulverigen Kristallphosphor beschichtet, welches Licht aufgrund von zwei nacheinander ablaufenden Prozessen emittiert. Beim ersten Prozess werden Elektronen von den hochenergetischen Ionen aus dem Kristallgitter befreit, im zweiten Prozess durch Rekombination dieser Elektronen mit Störstellen im Kristall Photonen und somit Licht erzeugt. Die im ersten Prozess erzeugten Elektronen rekombinieren nicht vollständig, sodass einige dieser Elektronen vom Leuchtschirm entkommen können und als Sekundärelektronen in den Strahlrezipienten gelangen können.

Der zweite Effekt, der zur Erzeugung von Sekundärelektronen führt, beruht auf möglichen Zusammenstößen geladener Teilchen mit der Wand des Strahlrezipienten. So können dadurch Elektronen aus dem Wandmaterial ausgelöst werden und gelangen damit in den Rezipienten. In dem hier verwendeten Aufbau ist es sehr unwahrscheinlich, dass die gerichteten Strahlionen gegen die Wände des Rezipienten fliegen, solange beide Toroidsegmente voll hochgefahren sind. In der Driftsektion zwischen den Toroidsegmente ist die Wahrscheinlichkeit für einen Wandtreffer der Ionen größer, wodurch hier Elektronen von den Ionen herausgeschlagen werden könnten. Für Sekundärelektronen, die beispielsweise am Detektorschirm entstanden sind, ist die Wahrscheinlichkeit auf die Wand zu treffen viel größer. Dafür gibt es zwei Gründe: Zum einen sind ein Großteil der Sekundärelektronen im Rezipienten ungerichtet und können somit sehr schnell die Wand erreichen. Zum anderen lassen sich die Elektronen sehr viel stärker von den Magnetfeldlinien führen, welche vor allem in der Driftsektion zwischen den beiden Toroidsegmenten und vor dem ersten Toroidsegment auf die Wände des Rezipienten gerichtet sind. Somit ist in diesen beiden Regionen des Strahlrezipienten mit einer erhöhten Menge an Sekundärelektronen aufgrund des zweiten Effekts zu rechnen. Ein genauere und mathematische Betrachtung der Entstehung von Sekundärelektronen durch Stöße mit Festkörpern ist in der Arbeit [2] zu finden.

Neben den Fragen nach dem Wie und Wo zur Entstehung der Sekundärelektronen, muss auch noch die Frage nach der Energie der entstandenen Sekundärelektronen gestellt werden. Es kann angenommen werden, dass der größte Anteil der Elektronen, die durch Stöße mit der Wand des Rezipienten entstanden sind, im Energiebereich kleiner 10 eV liegt. Von dort an nimmt die Menge exponentiell ab. Im Bereich um die 40 eV werden weitere, aber geringere, Anteile auftreten [2]. Um den Energiebereich der Sekundärelektronen, welche aufgrund des Detektors entstanden sind, abzuschätzen, kann man das vom Szintillator ausgesendete Licht nutzen. Dies ist zulässig, da dieses Licht durch die Rekombination der Elektronen entstanden ist. Daher besitzt es die selbe Energie wie die Elektronen vor der Rekombination. Das Licht, welches von dem Leuchtschirm abgestrahlt wird, ist im Gelb-Grün-Bereich. Daher wird zur Energieabschätzung eine Wellenlänge  $\lambda$  von 550 nm angenommen. Mit der Formel  $E = h \cdot f = h \cdot \frac{c}{\lambda}$  lässt sich aus der Wellenlänge

## 2.3 Analytische Betrachtung der Restgaswechselwirkung



**Abbildung 2.6:** Graphische Darstellung des totalen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von der Energie für die Werte aus den Veröffentlichungen [6] & [7] / Rechts oben: Ausschnitt des unteren Energiebereichs

die Energie des Lichts bestimmen. Dabei ist  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $f$  die Frequenz des Lichts. Für eine Wellenlänge von 550 nm ergibt sich eine Energie von 2,26 eV. Diese minimale Energie müssen die Elektronen zum Zeitpunkt der Rekombination besitzen, damit das Gelb-Grün-Licht entstehen kann. Zwischen dem Entstehungsort der Elektronen durch den Ionenstrahl und der Stelle ihrer Rekombination können die Elektronen zusätzlich Energie durch andere Wechselwirkungsprozesse verlieren. Daher stellt der hier berechnete Wert ein Minimum für die Energie der am Detektor entstandenen Sekundärelektronen dar. Höhere Energien im Bereich kleiner 10 eV werden daher auch bei diesen Elektronen auftreten. Um nun die Transmissions- und Absorptionskoeffizienten für die Sekundärelektronen abschätzen zu können, muss nach den Formeln 2.3.4 und 2.3.6 die Flugstrecke und die mittlere freie Weglänge der Elektronen bestimmt werden. Zur Bestimmung der freien Weglänge muss der totale Wirkungsquerschnitt bekannt sein. Die totalen Wirkungsquerschnitte für die Wechselwirkung von Elektronen mit Wasserstoffmolekülen wurden in Abhängigkeit von der Energie in der Literatur nachgeschlagen. Dabei werden zwei Veröffentlichungen für den hier benötigten Energiebereich zitiert: [6] (1997) und [7] (1982). Die darin enthaltenen Werte wurden gegen die Energie graphisch aufgetragen. Dies ist in Abbildung 2.6 zu sehen. Die dazugehörige Zahlenwerte sind in der Tabelle 2.14 aufgelistet.

Es ist zu sehen, dass sich die Werte aus den beiden Veröffentlichungen im unteren Energiebereich kleiner 5 eV geringfügig unterscheiden. Die Unterschiede sind dabei kleiner als 10%. Daher werden die geringen Unterschiede zwischen den Werten für die Abschätzung der Koeffizienten vernachlässigt.

Wenn man sich nun die Werte der Wirkungsquerschnitte betrachtet und diese mit den Wirkungsquerschnitten der Ionen vergleicht, lässt sich feststellen, dass die Elektronen im Energiebereich

**Tabelle 2.14:** Wirkungsquerschnitte der Elektronen in Abhängigkeit von der Energie aus den Veröffentlichungen [6] und [7]

E [eV]	$\sigma$ [ $10^{-20}m^2$ ] [6]	E [eV]	$\sigma$ [ $10^{-20}m^2$ ] [7]
1,7	15,66	2	17
3,7	16,39	2,9	17,3
5,7	14,74	3,9	17,6
7,7	13,24	4,9	15,6
10,7	10,57	6,8	14,3
12,7	9,18	8,8	12,2
15,7	8,1	10,8	10,56
20,7	6,55	12,9	9,48
25,7	5,49	14,9	8,48
30,7	5,01	20	6,72
50,7	3,76	25	5,79
75,7	2,98	30	4,92
100,7	2,56	35	4,66
		40	4,3
		45	3,98
		50	3,66
		75	2,92
		100	2,56

um die 3 bis 4 eV mit einem Wirkungsquerschnitt von ungefähr  $17 \cdot 10^{-20}m^2$  den Wirkungsquerschnitt der  $H_1^+$  Ionen ( $\sigma = 9,66 \cdot 10^{-20}m^2$ ) übertreffen. Der Wirkungsquerschnitt der Elektronen nimmt dann zwar mit steigender Energie ab, ist bis 10 eV aber immer noch größer als der der  $H_1^+$  Ionen. Für Elektronen mit einer Energie um die 40 eV ist der Wirkungsquerschnitt mit ungefähr  $4 \cdot 10^{-20}m^2$  kleiner als der der Ionen. Für die anderen beiden Ionenspezies sind Vergleiche mit den Elektronen schwieriger durchzuführen, da hier die Wirkungsquerschnitte nicht eindeutig festgesetzt werden konnten (siehe Kapitel Wasserstoffionenstrahl). Der Wirkungsquerschnitt der  $H_2^+$  Ionen ist dabei geringer oder ungefähr gleich groß, während die  $H_3^+$  Ionen einen gleich großen oder größeren Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu den Elektronen ( $< 10$  eV) aufweisen.

Da der Druck im Rezipienten für die Ionen und Elektronen gleich ist, lässt sich direkt die mittlere freie Weglänge für die Elektronen bestimmen. Diese wird im Verhältnis zu den meisten Ionen kleiner oder gleich groß sein. Um nun die Transmission abschätzen zu können, müssen Überlegungen zur Flugstrecke der Elektronen angestellt werden. Dabei sind sowohl der Geburtsort, wie auch das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  der geladenen Teilchen von Bedeutung. Der Geburtsort ist für die geometrische Flugstrecke  $l$  durch den Rezipienten wichtig. Das Geschwindigkeitsverhältnis um zu errechnen, wie stark sich die Flugstrecke  $l_F$  im Verhältnis zur geometrischen Flugstrecke  $l$  ändert (siehe Formel 2.3.9). Das Geschwindigkeitsverhältnis der Elektronen wird fast immer größer sein als das der Ionen, da diese nicht gerichtet sind. Damit wird ihre Flugstrecke um den Faktor  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  verlängert. Aussagen über die geometrische Flugstrecke  $l$  sind abhängig vom Geburtsort und der Position des Detektors im Rezipienten. Da aber ein großer Anteil der Elektronen eine längere Strecke durch einen oder beide Toroidsegmente zurücklegen wird, und dabei stark an die dort parallel zum Strahlrohr laufenden magnetischen Feldlinien gebunden ist, kann davon ausgegangen werden, dass die Flugstrecke der Elektronen gleichgroß oder größer ist wie die der Ionen. Damit wäre aufgrund der kleineren mittleren freien Weglängen (größere Wirkungsquerschnitte), vor allem im Vergleich zu den Protonen, eine stärkere Absorption der Elektronen zu erwarten und

## 2.3 Analytische Betrachtung der Restgaswechselwirkung

somit der Einsatz von Wasserstoffgas zur Unterdrückung der Sekundärelektroneneffekte möglich. Des Weiteren ist zu beachten, dass die magnetische Flaschenkonfiguration zwischen den Toroidsegmenten ein Filter für geladene Teilchen mit einem zu großen Verhältnis  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  darstellt und somit nicht alle Teilchen diesen Ort passieren können. Auch dies würde dafür sorgen, dass verstärkt Elektronen herausgefiltert werden.

In der Driftsektion zwischen den beiden Toroidsegmenten sind die Magnetfeldlinien nicht parallel zum Strahlrohr, und ein Großteil der Linien ist auf die Wand des Rezipienten gerichtet. Die hier ankommenden und noch nicht absorbierten Sekundärelektronen stoßen gegen die Wand und schlagen dabei eine große Anzahl von weiteren Elektronen heraus. Somit werden viele Sekundärelektronen an verschiedenen Orten in der Driftsektion und damit in der magnetischen Flasche geboren. Die somit entstandenen Elektronen sind ungerichtet. Das hat zur Folge, dass sie zum größten Teil ein sehr großes Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  besitzen. Somit ist es für diese Elektronen teilweise nicht mehr möglich die Flasche zu verlassen, und sie werden schon dort absorbiert. Schaffen sie es doch aus der Flasche heraus, wächst ihre Flugstrecke durch die Toroidsegmente aufgrund ihres größeren Geschwindigkeitsverhältnisses auf dem Weg zum Detektor sehr stark an und ihre Absorptionswahrscheinlichkeit steigt. Da sie damit eine gleich große oder größere Flugstrecke als die Ionen erreichen können und ihr Wirkungsquerschnitt gleichzeitig größer oder gleich groß ist, werden sie stärker absorbiert als der Ionenstrahl. Daher sprechen auch diese Überlegungen für den Einsatz von Wasserstoffgas im Rezipienten.

Die hier aufgeführten theoretischen Ausführungen zeigen auf, dass der Einsatz von Restgas zur Unterdrückung von Sekundärelektroneneffekten möglich ist. Wie gut es gelingt, hängt im einzelnen vom Ort des Detektors und der Zusammensetzung des Ionenstrahls ab. Vor allem Ionenstrahlen mit einem großen Protonenanteil werden von dem Restgas sehr viel schwächer absorbiert als die Sekundärelektronen, die sich im Strahlrezipienten befinden. Befindet sich der Detektor in der Nähe der Driftsektion oder am Anfang des Aufbaus, ist zu erwarten, dass die Unterdrückung der Sekundärelektronen aufgrund der kurzen Flugstrecke zum Detektor sehr viel schwächer ausfällt. Die Auswirkungen der Elektronen in der Nähe ihrer Quellen kann nur in Experimenten genauer untersucht werden.



### 3 Strahltransportsimulationen

Neben den theoretischen und experimentellen Betrachtungen wird der Strahltransport durch die beiden Toroidsegmente zusätzlich mittels numerischer Simulationen genauer untersucht. Dazu wird das Programm „tbt“ [1] in einer erweiterten Version verwendet. Die erweiterte Version zeichnet sich durch die Möglichkeit aus, den Transport der Ionen durch die Driftsektion zwischen den Toroidsegmenten sowie durch das zweite Toroidsegment mit zu berechnen. Um dies zu ermöglichen, wurde eine Rechenroutine für die Driftsektion hinzugefügt und die Rechenroutine des Toroidsegments ein weiteres mal eingefügt. Als Ausgangsverteilung der Ionen für die Simulationen wird der gemessene Datensatz (Extraktion eines Maximums an  $H_1^+$  Ionen von der Quelle) verwendet, welcher auch schon für die Simulationen durch ein Toroidsegment verwendet wurde [1]. Einstellbar sind im Programm die Stromstärken und damit die Magnetfelder der drei Magneten (Solenoid und die beiden Toroidsegmente), sowie der Strahlstrom, die kinetische Energie der Ionen und die verwendete Ionenspezies. Letzteres wird über die Masse und die Ladung vorgenommen. Simulationen mit mehreren Ionenspezies gleichzeitig sind nicht möglich. Die drei hier vorhandenen Ionenspezies müssen nacheinander simuliert werden. Damit ein Zusammenführen der Daten der drei Ionenspezies möglich ist, muss darauf geachtet werden, dass das Programm für alle drei Spezies an der selben Stelle in longitudinaler Strahlrichtung eine Ausgabe generiert. Dies kann über den internen Zeitschritt  $dt$  eingestellt werden. Dabei muss zur Vergleichbarkeit die Strecke  $s$ , die von den Ionen während eines Zeitschritts  $dt$  zurückgelegt wird, immer gleich lang sein. In den hier durchgeführten Simulationen wird die Strecke auf 3 mm festgesetzt. Die Geschwindigkeit  $v$  der Ionen lässt sich aus der kinetischen Energie und der Masse berechnen (Formel 2.1.6). Die Schrittweite in longitudinaler Strahlrichtung für die Ausgabe in eine Datei kann zusätzlich eingestellt werden. Dabei wird jeder zehnte interne Schritt rausgeschrieben. Das „tbt“ Programm gibt die Teilchenkoordinaten in einem kartesischen Koordinatensystem an, welches seinen Nullpunkt außerhalb des Aufbaus hat. Zur besseren Darstellung der transversalen Bewegungseffekte und zur besseren Vergleichbarkeit mit den Ergebnissen der Experimente, werden die Koordinaten der Teilchen mittels eines zusätzlichen Programms in ein angepasstes Koordinatensystem umgerechnet.

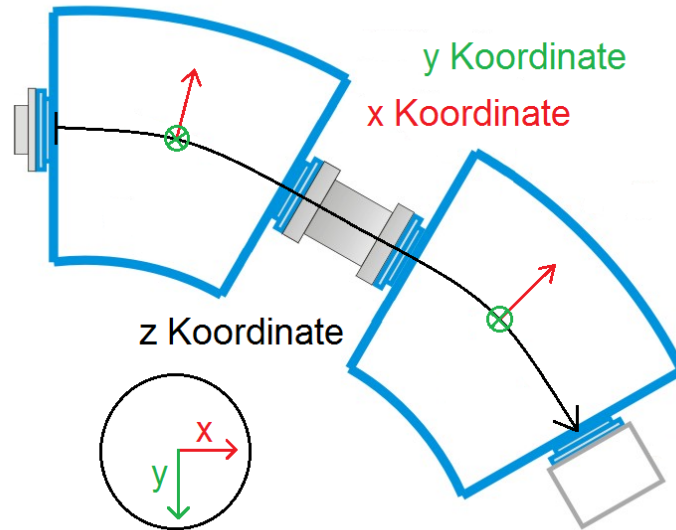
Bei dem angepassten Koordinatensystem handelt es sich um ein mitbewegtes System für die  $x$ - und  $y$ -Koordinate, deren Nullpunkte immer auf der festen longitudinalen Geometrieachse ( $z$ -Achse) des Rezipienten liegen. Diese beiden transversalen Koordinaten zeigen im gekrümmten experimentellen Aufbau nach unten ( $y$ -Achse) und nach außen ( $x$ -Achse). Zur besseren Veranschaulichung ist das Koordinatensystem in der Abbildung 3.1 skizziert.

In den Simulationen wird kein Restgas berücksichtigt. Auswirkungen des Restgases auf die transversale Bewegung der nicht absorbierten Ionen im Experiment sind, wie oben schon angemerkt, vernachlässigbar gering. Somit besteht die Möglichkeit eines direkten Vergleichs der Simulationen mit den Ergebnissen der theoretischen Betrachtung und der Experimente.

#### 3.1 Strahltransport durch zwei Toroidsegmente

Die Simulation des Strahltransports durch zwei Toroidsegmente wird für einen Ionenstrahl mit einer Referenzenergie von 10 keV durchgeführt. Dabei werden die drei unterschiedlichen Ionenspezies ( $H_1^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$ ) nacheinander einzeln berechnet. Die weiteren Parameter für die Simulation werden entsprechend zum Experiment gewählt. Das bedeutete, dass für die beiden Toroidsegmente ein Strom von 480 A (0,6 T) und beim Solenoid ein Strom von 69 A (0,14 T) eingestellt wird. Der Strahlstrom wird für alle drei Ionenspezies auf 1 mA gesetzt. Für den Zeitschritt  $dt$  wird für die  $H_1^+$  Ionen  $dt = 2,16E-9$  s, für die  $H_2^+$  Ionen  $dt = 3,06E-9$  s und für die  $H_3^+$  Ionen  $dt = 3,74E-9$  s verwendet. Die Datenpunkte werden in Abständen von 30 mm erzeugt

### 3.1 Strahltransport durch zwei Toroidsegmente



**Abbildung 3.1:** Skizze des verwendeten Koordinatensystems

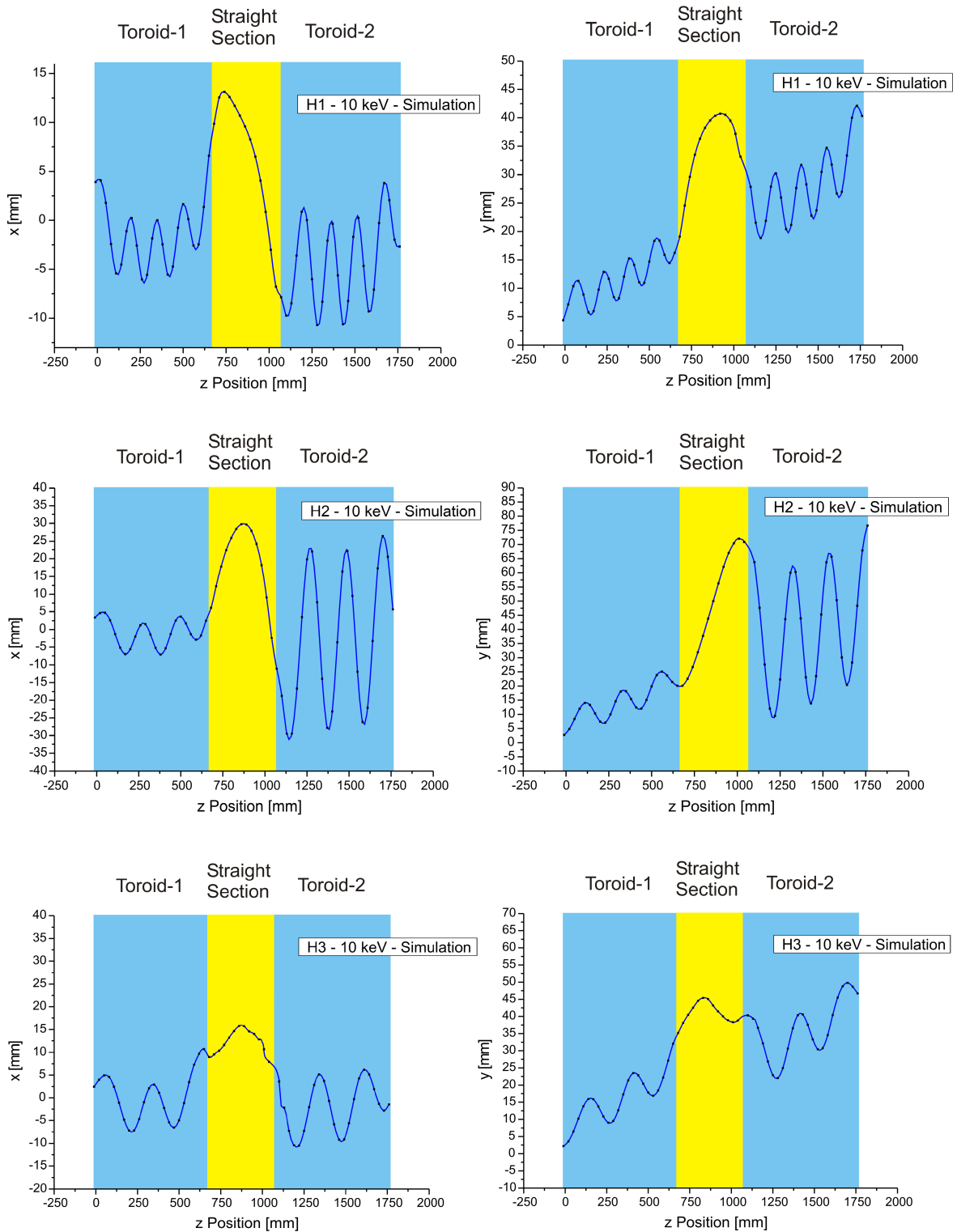
und aufgenommen.

Zur Analyse der Bewegung des Strahls als Ganzes, wird der Mittelpunkt aller Teilchen des Strahls (Center of Particle) aus den Ortskoordinaten der einzelnen Teilchen errechnet. Das Ergebnis dieser Berechnung ist für die drei Ionenspezies in Abbildung 3.2 dargestellt <sup>1</sup>. Dabei ist jeweils ein Graph für die x- und y-Koordinate zu sehen, was es ermöglicht die Bewegung des Strahls, während seines Flugs in longitudinaler Richtung durch den Rezipienten, in beiden transversalen Koordinaten unabhängig zu betrachten. In den Graphen können nun verschiedene Effekte beobachtet werden. So fällt am deutlichsten ins Auge, dass der Mittelpunkt des Strahls bei allen drei Ionenspezies und in beiden Koordinaten um eine Driftachse schwingt (gyriert). Die Frequenz dieser Schwingung, sowie die Amplitude, ist dabei abhängig von der Ionenspezies und dem Ort im Rezipienten. Die Driftachse, um welche der Ionenstrahl gyriert, ist in der x-Koordinate weitgehend stabil und liegt im Bereich des Nullpunkts. In der y-Koordinate kann man bei allen drei Ionenspezies einen Anstieg der Driftachse erkennen. Diese Veränderung der Driftachsen ist auf die Drifteffekte zurückzuführen, welche im Theoriekapitel besprochen wurden. Dabei spielt die  $R \times B$  Drift die größte Rolle und ist für den Hauptteil der Verschiebung der Driftachse in der y-Koordinate verantwortlich. Um die Größenordnung der Drift für die einzelnen Ionenspezies abzuschätzen und mit den Werten aus der Theorie vergleichen zu können, muss die Driftachse des Strahls aus den bestehenden Datenpunkten bestimmt werden. Dies wurde mittels linearer Regression für die y-Koordinate für alle drei Ionenspezies durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Der in der Driftsektion zwischen den Toroidsegmenten auftretende Effekt wird für die lineare Regression, sowie für die Berechnung der theoretischen  $R \times B$  Drift, nicht berücksichtigt, da zunächst davon ausgegangen wird, dass er vernachlässigbar ist. Mittels der nun bekannten Steigungen der Driftachsen lassen sich die Driftlängen der Ionenstrahlen in y-Richtung beim Transport durch den Rezipienten bestimmen. Man erhält für den  $H_1^+$  Ionenstrahl eine Driftlänge von 21 mm, für den  $H_2^+$  Ionenstrahl eine Driftlänge von 33 mm und für den  $H_3^+$  Ionenstrahl eine Driftlänge von 27 mm.

Da die  $R \times B$  Drift die entscheidende Rolle bei der Drift einnimmt, wird ein Vergleich der Drift-

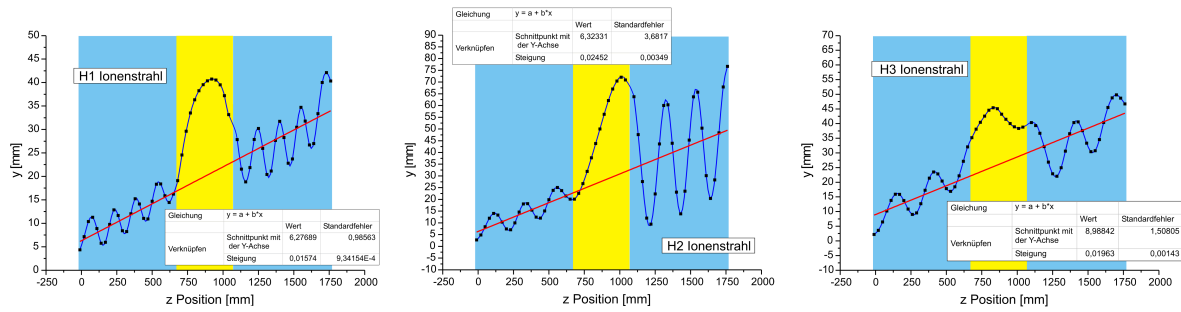
<sup>1</sup>Driftsektion wird in den Abbildungen als „Straight Section“ bezeichnet

### 3.1 Strahltransport durch zwei Toroidsegmente



**Abbildung 3.2:** Bewegung des Mittelpunkts des Strahls in der x- und y- Koordinate in Abhängigkeit von der longitudinalen Position des Strahls im Rezipienten für alle drei Ionenspezies

### 3.1 Strahltransport durch zwei Toroidsegmente



**Abbildung 3.3:** Angewendete lineare Regression auf die Datenpunkte der Strahlmittelpunkte (Toroidsegmente / blaue Bereiche) zur Bestimmung der Drift des Strahls

werte der Simulationen mit den beiden theoretischen Abschätzungen (Schranken) der  $R \times B$  Drift aus dem Theoriekapitel durchgeführt. Diese Werte sind in den Tabellen 2.3 (untere Schranke) und 2.4 (obere Schranke) zu sehen. Für eine Energie von 10 keV wurden für den  $H_1^+$  Ionenstrahl die Werte 25 und 29 mm, den  $H_2^+$  Ionenstrahl die Werte 36 und 41 mm und den  $H_3^+$  Ionenstrahl die Werte 44 und 50 mm bestimmt. Dabei liegen die Driftwerte der Simulationen für den  $H_1^+$  und  $H_2^+$  Ionenstrahl nur einige Millimeter unter den jeweiligen theoretisch berechneten unteren Schranken. Im Fall des  $H_3^+$  Ionenstrahls wird dagegen die untere Schranke vom Driftwert der Simulation deutlich unterschritten. Zusätzlich fällt noch auf, dass bei den Driftwerten der Simulation der  $H_3^+$  Ionenstrahl einen kleineren Wert besitzt als der  $H_2^+$  Ionenstrahl. Dies stellt eine Abweichung zu den beiden theoretisch abgeschätzten Werten dar, bei denen der  $H_3^+$  Ionenstrahl jeweils einen größeren Driftwert als der  $H_2^+$  Ionenstrahl besitzt.

Gründe, die zu diesen Abweichungen von den theoretischen Werten führen können, gibt es mehrere. Ein Grund liegt in dem auftretenden Gyrationeffekt des gesamten Strahls, welcher sich teilweise beim Transport durch die Bauteile verändert. Damit verändert sich auch die transversale Geschwindigkeitskomponente  $v_{\perp}$  der Ionen und die  $\nabla B$  Drift hat einen unterschiedlich starken Einfluss auf den Strahl.

Ein weiterer Grund für die Unterschiede liegt in den Anfangsbedingungen der Rechnungen. In den theoretischen Rechnungen wurde davon ausgegangen, dass der Strahl parallel zur geometrischen Achse des Rezipienten in das erste Toroidsegment eingeschossen wird und die Ionen keine transversale Geschwindigkeitskomponente oder gar eine Verschiebung von der Achse besitzen. In den Simulationen wird eine reell gemessene Startverteilung angenommen, sodass die theoretischen Annahmen am Eingang des ersten Toroidsegments nicht erfüllt sind. Dies ist anhand der Phasenraumverteilungen der drei Ionenspezies am Eingang des ersten Toroidsegments zu erkennen. Die Phasenraumverteilungen für die x- und y-Koordinate sowie die Verteilungen in der xy-Ebene sind in Abbildung 3.4 und 3.5 für die drei Ionenspezies dargestellt.

Anhand der Phasenraumverteilungen ist deutlich zu erkennen, dass die Strahlionen und somit die Strahlen nicht parallel zur geometrischen Achse und mit einer deutlichen Verschiebung in das erste Toroidsegment eingeschossen werden. Die sehr große Winkel haben ihren Ursprung im starken longitudinalen Magnetfeld und den dadurch auftretenden transversalen Bewegungseffekten. Eine weitere Quelle für die Abweichungen zwischen den Werten ist die Driftsektion zwischen den beiden Toroidsegmenten. In den Abbildungen ist zu sehen, dass sich der Mittelpunkt des Strahls hier sehr weit von der Driftachse der Toroidsegmente entfernt. In dieser Sektion kommt es daher zu einer sehr starken Veränderung der Driftachse des Strahls. Am Ende der Driftsektion, also am Anfang des zweiten Toroidsegments, wird der Strahl wieder in Richtung der geometrischen Achse gelenkt. Man kann sagen, der Strahl wird vom zweiten Toroidsegment wieder „eingefangen“.

### 3.1 Strahltransport durch zwei Toroidsegmente

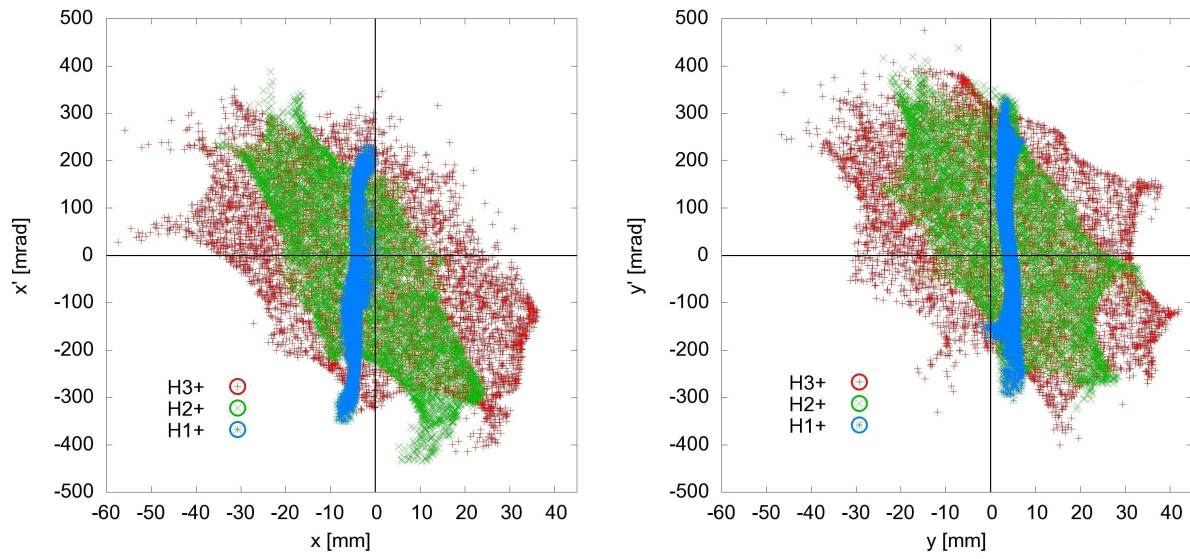


Abbildung 3.4: Phasenraumverteilungen der drei Ionenspezies am Eingang des ersten Toroidsegments

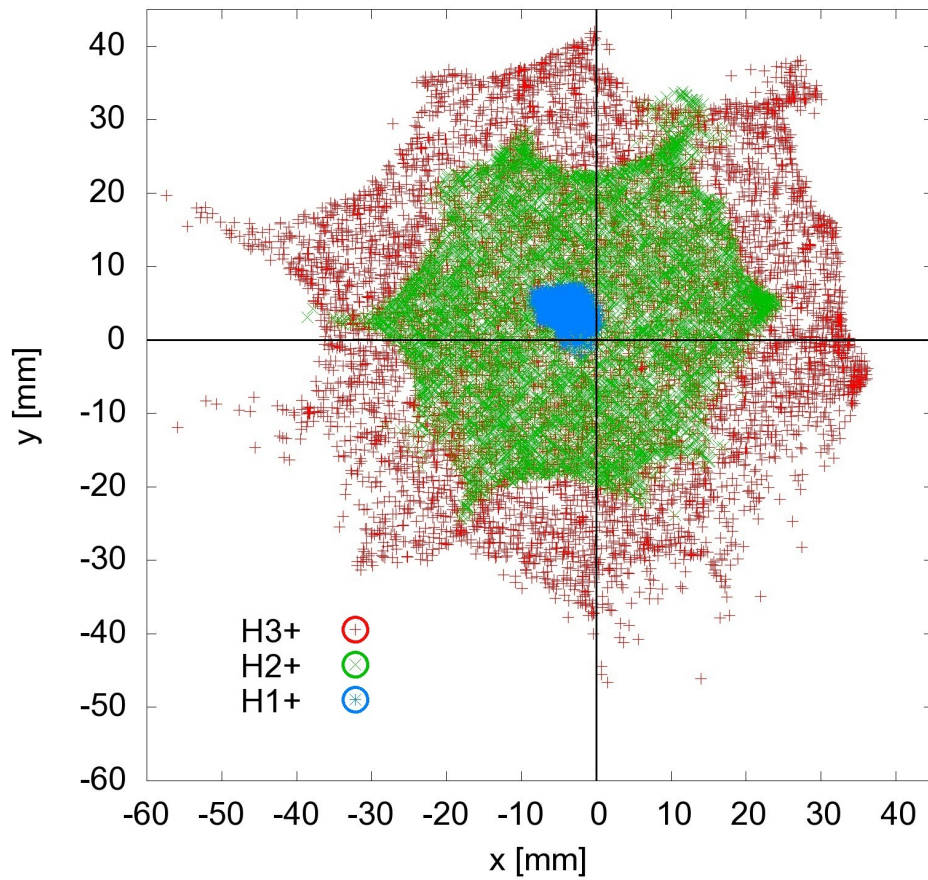


Abbildung 3.5: Verteilung der drei Ionenspezies in der  $xy$ -Ebene am Eingang des ersten Toroidsegments

### 3.1 Strahltransport durch zwei Toroidsegmente

**Tabelle 3.1:** Vergleich der Driftwerte der beiden Toroidsegmente aus den Simulationen mit den abgeschätzten theoretischen Schranken für die  $R \times B$  Drift

E = 10 keV	Drift $H_1$ [mm]	Drift $H_2$ [mm]	Drift $H_3$ [mm]
Untere Schranke	13	18	22
Simulation Toroid 1	11	18	20
Simulation Toroid 2	12	16	21
Obere Schranke	15	21	25

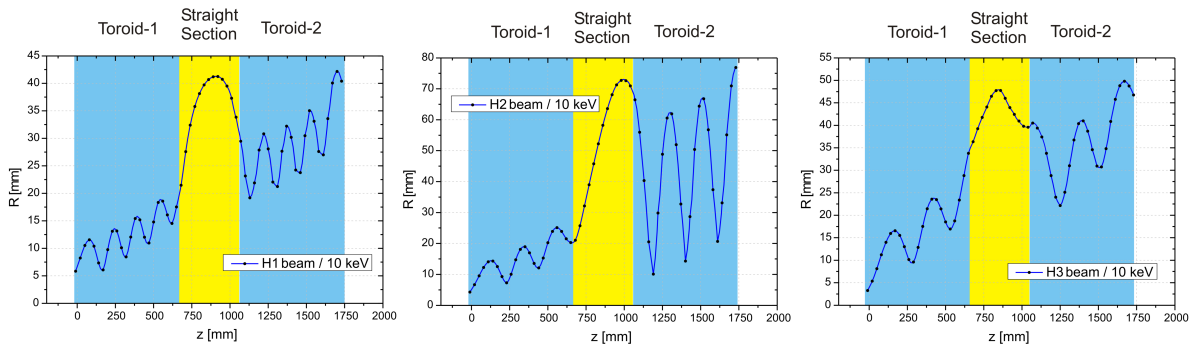
Durch diese Bewegungen in der Driftsektion wird die ursprüngliche Driftachse des ersten Toroidsegments vom Ionenstrahl verlassen und nicht mehr eingenommen. Im zweiten Toroidsegment entsteht eine neue Driftachse, welche, im Vergleich zur Driftachse des ersten Toroidsegments, eine andere Anfangssteigung besitzen kann. Um die theoretische Abschätzung mit der Simulation zu vergleichen und dabei die Effekte der Driftsektion weitgehend herauszulassen, müssen die Driftachsen der beiden Toroidsegmente einzeln betrachtet werden. Die theoretischen Werte für die untere und obere Schranke der  $R \times B$  Drift werden wie im Theoriekapitel berechnet, wobei nun nur ein Toroidsegmente betrachtet wird. Auch die Drift aus den Simulationen werden wieder mittels linearer Regression bestimmt. Dabei wird darauf geachtet, dass die Gyration sowie die Randeffekte in den Toroidsegmenten das Ergebnis der Driftbestimmung nicht verfälschen. Dadurch entsteht eine erhöhte Unsicherheit bei den Driftwerten und der Fehler liegt im Bereich von einigen Millimetern. Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind in Tabelle 3.1 zu sehen.

Die Werte für alle drei Ionenspezies sowie für beide Toroidsegmente liegen knapp unterhalb der unteren theoretischen Schranke. Eine Erklärung für diese zu kleinen Driftwerte in allen vorliegenden Fällen, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht gefunden werden. Es wäre beispielsweise vorstellbar, dass die theoretischen Schranken zu hoch bemessen sind. Dies könnte in einer weiterführenden Arbeit untersucht werden.

Die Ergebnisse der Rechnungen zeigen, dass die Driftsektion zwischen den Toroidsegmenten die oben beschriebene Auswirkung auf den Ionenstrahl haben kann. Die Driftsektion bringt daher den Strahl von seiner Driftachse ab, und dadurch ist die Drift beim Flug durch den gesamten Rezipienten kleiner oder größer als theoretisch abgeschätzt.

Des Weiteren ist zu bemerken, dass die Drift in den beiden baugleichen Toroidsegmenten nicht gleich groß ist. Dies spricht dafür, dass die unterschiedliche Anpassung des Strahls am Eingang der Toroidsegmente eine nicht vernachlässigbare Auswirkung auf den Strahltransport durch die Magnete hat.

Auch den schon erwähnten Gyrationseffekt des gesamten Strahls kann man theoretisch analysieren. So wurden die mathematischen Zusammenhänge für die Gyration im Theoriekapitel (Formel 2.1.2 und 2.1.3) hergeleitet. Anhand der Gyrationfrequenz und der Ausbreitungsgeschwindigkeit in longitudinaler Richtung kann man bei bekannter Magnetfeldstärke die Anzahl der Schwingungen in den beiden Toroidsegmenten theoretisch abschätzen und diese mit der Anzahl der Schwingungen bei den Simulationen vergleichen. Dabei ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der theoretischen Anzahl an Schwingungen und der Anzahl an Schwingungen, die in den Simulationen beobachtet werden können ( $H_1^+$  ungefähr vier,  $H_2^+$  ungefähr drei und  $H_3^+$  ungefähr zwei Schwingungen pro Toroidsegment). Die errechnete Gyrationfrequenz  $f$  ( $f = \frac{\omega}{2\pi}$ ) liegt in der Größenordnung von einigen Millionen Hertz. Gleichzeitig lässt sich mit der Formel für den Gyrationradius aus den bestimmbar Gyrationradien die transversale Geschwindigkeitskomponente  $v_{\perp}$ , die für die Gyrationbewegung verantwortlich ist, abschätzen. Somit ist es möglich zu überprüfen, ob die  $\nabla B$  Drift (Formel 2.1.12) aufgrund der veränderlichen transversalen Geschwindigkeitskomponente für die Abweichungen zwischen Simulation und Theorie



**Abbildung 3.6:** Abstand des Mittelpunkts des Strahls von der geometrischen Achse des Rezipienten aufgetragen gegen die longitudinale Position

mitverantwortlich ist. Dabei wird festgestellt, dass nur beim  $H_2^+$  Ionenstrahl im zweiten Toroidsegment, wo die Gyration sehr stark ausgeprägt ist, die  $\nabla B$  Drift eine sichtbare Auswirkung (ungefähr  $+1,5$  mm) auf den Drift des Strahls hat. In allen anderen betrachteten Fällen wird die Driftgeschwindigkeit weiterhin von der  $R \times B$  Drift dominiert und die  $\nabla B$  Drift fällt nur bei den hinteren Stellen des Geschwindigkeitswerts ins Gewicht und kann somit, aufgrund der zu geringen Auflösung, bei der Betrachtung der Driftlängen weiterhin unbeachtet bleiben.

Eine andere Form der Darstellung der Ergebnisse ist es, den Abstand des Mittelpunkts des Strahls von der geometrischen Achse gegen die Position im Rezipienten aufzutragen. Dazu werden die  $x$ - und  $y$ -Koordinaten mittels des Zusammenhangs  $R = \sqrt{x^2 + y^2}$  in eine Koordinate zusammengerechnet. Die drei Graphen für die auftretenden Ionenspezies sind in Abbildung 3.6 zu sehen. Bei dieser Darstellungsform ist es möglich, eine Verdrehungen des Detektors in der  $xy$ -Ebene in erster Näherung zu ignorieren. Des Weiteren ist es mit Hilfe dieser Darstellung möglich, den zuvor angesprochenen Gyrationradius zu bestimmen und damit Rückschlüsse auf die transversale Geschwindigkeitskomponente  $v_{\perp}$  zu erhalten.

Eine letzte Darstellungsform der Ergebnisse der drei Simulationen ist in den Abbildungen 3.7, 3.8 und 3.9 zu sehen. Dabei ist die Bewegung des Ionenstrahls, bestehend jeweils aus einer der drei Ionenspezies, in der transversalen  $xy$ -Ebene dargestellt. Um die Bewegungen den einzelnen Abschnitte des Aufbaus zuordnen zu können, wurden die Linien zwischen den Punkten für die drei Abschnitte unterschiedlich eingefärbt.

Bei dieser Darstellungsweise sind die meisten der oben angesprochenen Bewegungseffekte sehr gut zu erkennen. Die Gyration um ein in  $y$ -Richtung driftendes Gyrationzentrum ist in den beiden Toroidsegmenten und bei allen drei Ionenspezies klar zu sehen. Auch die unterschiedlichen Gyrationradien in den Toroidsegmenten sind erkennbar und zusätzlich in dieser Darstellungsweise ausmessbar. Die starke Veränderung der Bewegung des Strahls in der Driftsektion zwischen den Toroidsegmenten sticht teilweise deutlich hervor. Dabei ist in dieser Darstellung ein deutlicher Kick des Strahls in positive  $x$ - und  $y$ -Richtung, also im Aufbau nach außen und nach unten (siehe Abbildung 3.1), festzustellen. Die Rotation des Strahls in der  $xy$ -Ebene ist beim verwendeten Koordinatensystem linksorientiert. Nur beim  $H_3^+$  Ionenstrahl kommt es in der Driftsektion zu einer rechtsorientierten Rotation. Der Grund dafür könnte möglicherweise ein Teilchenverlust des Ionenstrahls in der Driftsektion sein. So ist es denkbar, dass sich durch Teilchenverluste auf einer Seite des Strahls, die Rotationsrichtung des Strahlmittlepunkts verändert. Des Weiteren ist in der Abbildung zu erkennen, dass der angesprochene Kick beim  $H_3^+$  Ionenstrahl schon am Ende des ersten Toroidsegments und nicht erst in der Driftsektion einsetzt. Dies könnten beides Ursache für die Umkehrung der Rotation beim  $H_3^+$  Ionenstrahl in der Driftsektion sein.

### 3.1 Strahltransport durch zwei Toroidsegmente

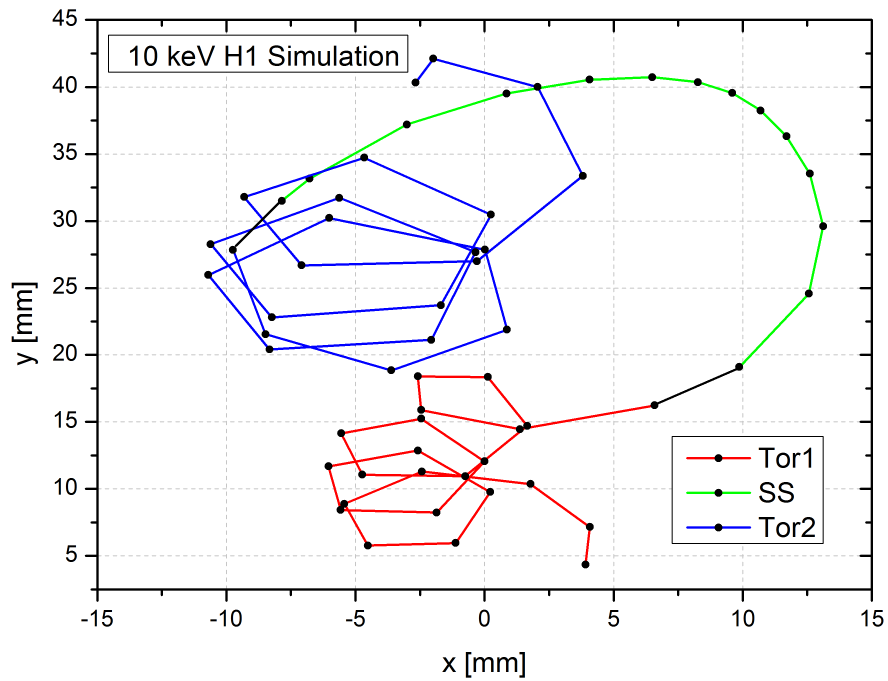


Abbildung 3.7: Verhalten eines  $H_1^+$  Ionenstrahls in der transversalen  $xy$ -Ebene

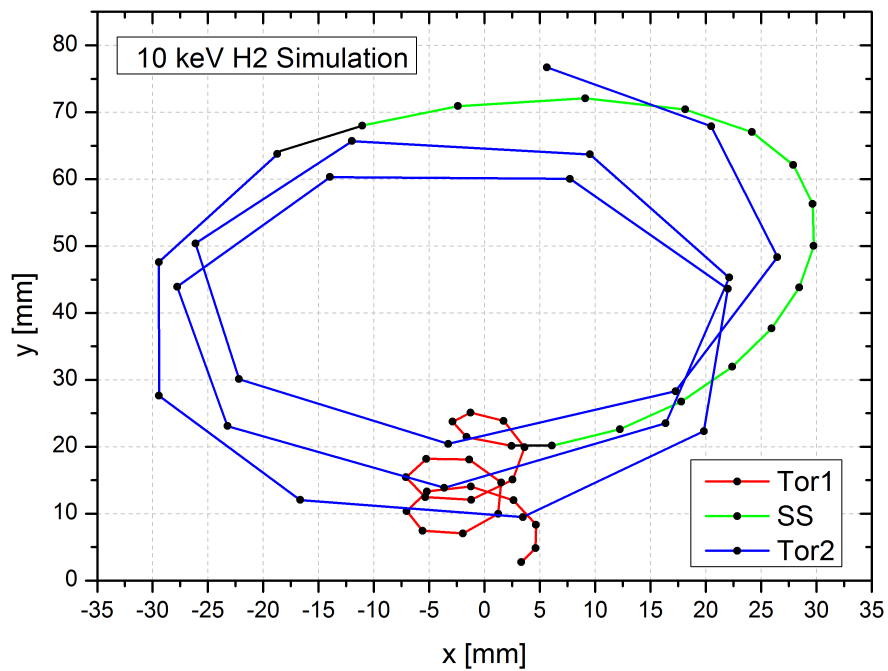
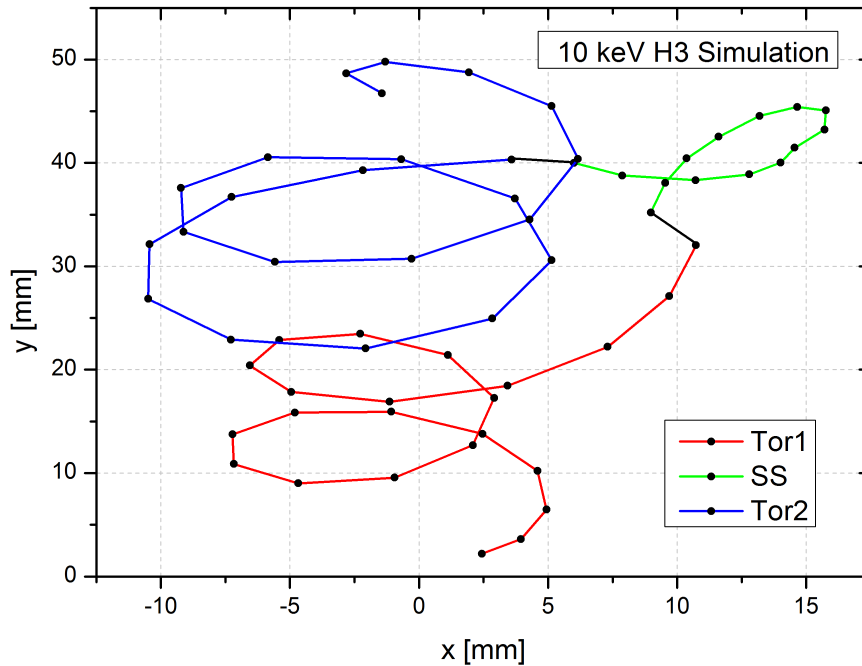


Abbildung 3.8: Verhalten eines  $H_2^+$  Ionenstrahls in der transversalen  $xy$ -Ebene





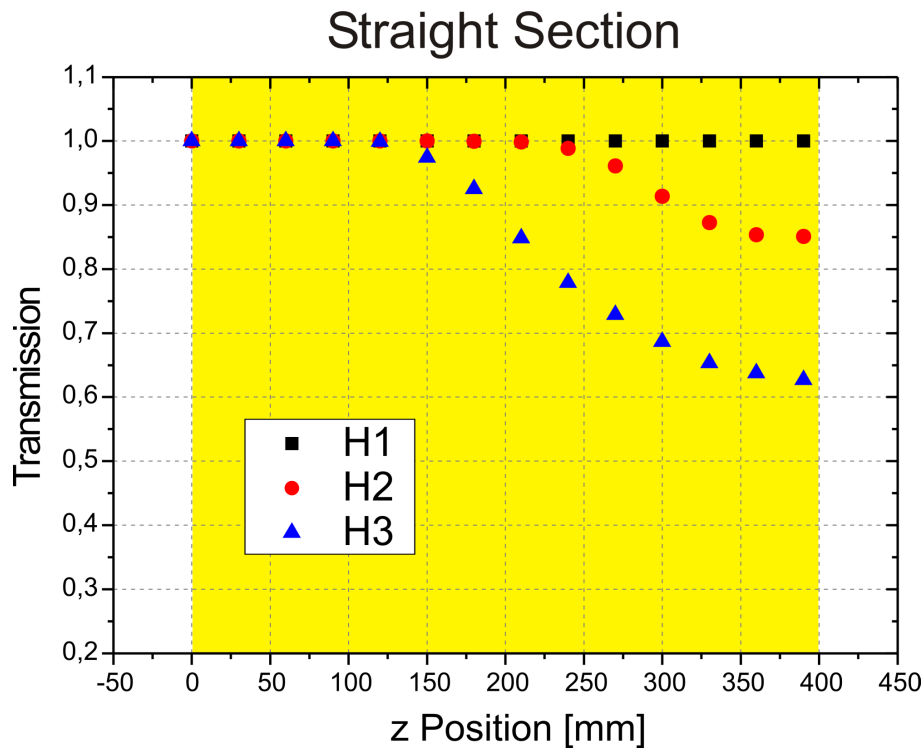
**Abbildung 3.9:** Verhalten eines  $H_3^+$  Ionenstrahls in der transversalen  $xy$ -Ebene

### 3.2 Transmission der drei Wasserstoffionenspezies

Die Bestimmung der Transmission eines Ionenstrahls ist aus den Daten der Simulation möglich, indem die Anzahl der verbliebenen Teilchen an einer Position in longitudinaler Strahlrichtung mit der Anzahl der Startteilchen verglichen wird. Da bei dem verwendeten Simulationsprogramm „tbt“ jede Ionenspezies einzeln gerechnet werden musste, wird die Transmission für drei Ionenstrahlen, bestehend aus den drei verschiedenen Ionenspezies ( $H_1^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$ ), angegeben. Des Weiteren wird die Transmission für das erste und das zweite Toroidsegment, sowie für die Driftsektion dazwischen, einzeln betrachtet.

Bei allen drei Ionenstrahlen ist die Transmission durch die beiden Toroidsegmente sehr hoch. Im ersten Toroidsegment, in welches der eingestellte und angepasste Strahl vom Injektor injiziert wird, ist die Transmission maximal. So gehen beim  $H_1^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionenstrahl mit 10 keV gar keine Ionen verloren. Im zweiten Toroidsegment ist die Transmission auch sehr hoch, es gibt aber im Gegensatz zum ersten Segment Verluste. Hier treten die Verlust der Ionen ausschließlich am Anfang und am Ende des Toroidsegments, also in den Bereichen mit schwächerem Magnetfeld, auf. Im starken Magnetfeldbereich im Inneren des Toroidsegments kommt es, wie auch schon im ersten Toroidsegment, zu keinen Teilchenverlusten. Die Transmissionsfaktoren des zweiten Toroidsegments sind für den  $H_1^+$  Strahl 100 %, für den  $H_2^+$  Strahl 86 % und für den  $H_3^+$  Strahl 93 %. Der Grund für die schlechtere Transmission durch das zweite Toroidsegment könnte an den Veränderungen des Strahls durch die Driftsektion davor liegen. Hier wird die Bewegung des Ionenstrahls, wie zuvor angesprochen, stark verändert. Daher liegt am Anfang des zweiten Segments, anders als beim ersten Segment, kein angepasster Strahl vor, wodurch beim Transport mehr Ionen verloren gehen können.

Anders sieht es bei der Transmission durch die Driftsektion zwischen den beiden Toroidsegmenten



**Abbildung 3.10:** Transmission der drei Ionenstrahlen, bestehend aus jeweils einer Ionenspezies, durch die Driftsektion aufgetragen gegen die longitudinale Position

aus. Hier verhält sich die Transmission anders als bei den beiden Magneten. Zur Veranschaulichung wurde ein Graph angefertigt, auf dem die Transmission der Ionenstrahlen gegen den Ort in longitudinaler Richtung in der Driftsektion aufgetragen wurde. Dieser Graph ist in Abbildung 3.10 zu sehen. Dabei fällt auf, dass die Teilchenverluste umso früher beim Transport durch die Driftsektion einsetzen, umso schwerer die verwendeten Ionen im Strahl sind. Ein Strahl bestehend aus  $H_3^+$  Ionen verliert in der Driftsektion somit schon sehr früh die ersten Teilchen, während ein reiner Protonenstrahl ohne Verluste die Driftsektion durchqueren kann. Damit stellt die Driftsektion zwischen den beiden Toroidsegmenten eine Art Speziesfilter für Strahlionen dar. Ein Ionenstrahl, bestehend aus allen drei Ionenspezies, wie er im Experiment in der Regel auftritt, wird in der Driftsektion seine Zusammensetzung zu Gunsten der  $H_1^+$  Ionen und damit möglicherweise auch sein Verhalten im zweiten Toroidsegment verändern. Dieser Effekt und die geringere Transmission der  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionen im zweiten Toroidsegment hätten somit zur Folge, dass der Ionenstrahl am Ende des zweiten Toroidsegments stärker von  $H_1^+$  Ionen dominiert wird als am Anfang des Transportkanals.

Diese großen Verluste des  $H_3^+$  Ionenstrahls in der Driftsektion sind möglicherweise, wie zuvor angesprochen, für die Änderung der Rotationrichtung des Strahlmittelpunkts in der Driftsektion verantwortlich.



**Abbildung 4.1:** Foto des aufgebauten Experiments

## 4 Experimenteller Aufbau

Der in dieser Arbeit verwendete experimentelle Aufbau wurde im Rahmen der Arbeiten [1] und [2] entwickelt und aufgebaut. Dort bestand der Aufbau aus einer Ionenquelle, einem Solenoid und einem Toroidsegment. Für die hier vorgestellte Arbeit wurde der Aufbau um ein weiteres Toroidsegment des gleichen Typs, sowie um eine Driftsektion zwischen den beiden Toroidsegmenten mit einer Länge von 400 mm erweitert. Ein Foto des vollständig aufgebauten Experiments ist in Abbildung 4.1 zu sehen.

Im Folgenden sollen nun kurz die Elemente des Aufbaus vorgestellt werden. Dazu wird auf den toroidalen Teststand, bestehend aus dem Strahlrezipienten mit dem Injektor, den Magneten und der Peripherie eingegangen. Im Anschluss wird zusätzlich noch das Druckmess- und Detektorsystem vorgestellt.

### 4.1 Toroidaler Teststand

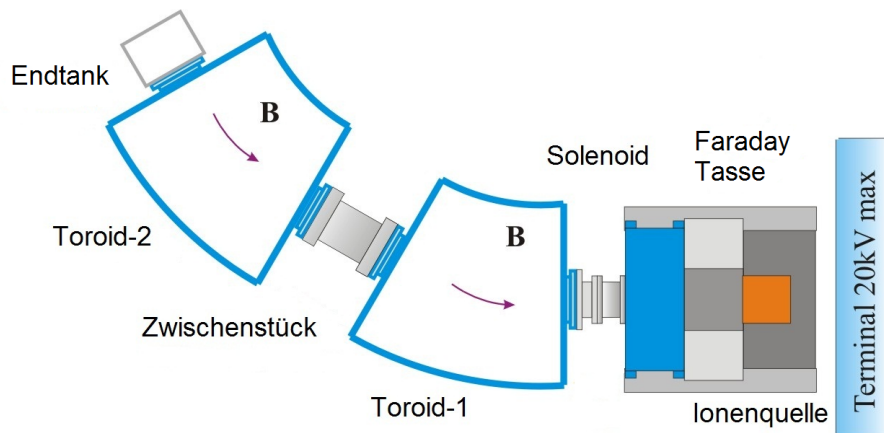
Der Strahlrezipient besteht aus einer Ionenquelle, einer Faraday-Tasse, einem Solenoid, zwei Toroidsegmenten, sowie mehreren Driftstrecken verschiedener Längen. Des Weiteren sind jeweils vorne und hinten eine Vorpumpen (Drehschieberpumpe), eine Hauptpumpe (Turbomolekularpumpe), sowie eine Druckmessröhre (Full Range Gauge) eingebaut. Mehrere Vakuumdurchführungen verschiedener Art, sowie zwei Gaseinlässe, davon einer an der Quelle und einer vor dem Solenoid, runden die Zusammensetzung des Aufbaus ab. In Abbildung 4.2 ist eine Skizze des gesamten Experiments als Draufsicht zu sehen. Der gesamte Strahlrezipient hat eine Länge von ungefähr 3100 mm. Dies ist gemessen vom Extraktionsloch der Ionenquelle bis zum Abschluss des Endtanks. Bis zum Ende des zweiten Toroidssegments sind es 2500 mm. Der Minimaldruck im Rezipienten liegt im Bereich von  $10^{-7}$  mbar (Hochvakuum).

#### 4.1.1 Injektor

Der Injektor des Strahlrezipienten besteht aus der Ionenquelle, der Faraday-Tasse, dem Solenoiden, sowie dem Driftstück zwischen dem Solenoiden und dem ersten Toroidsegment.

Bei der Ionenquelle handelt es sich um eine zylindersymmetrische Volumenionenquelle. Die für die Zündung des Plasmas benötigten Elektronen werden dabei von einem Wolframfilament, durchflossen mit bis zu 70 A Strom, bereitgestellt. Die Elektronen werden dann in Richtung Außenwand mit einer Spannung von 60 - 120 V beschleunigt. Um die Weglänge und somit die Stoßhäufigkeit der Elektronen bis zur Wand zu vergrößern, wird mit Hilfe eines um die Quelle gewickelten Solenoids ein Magnetfeld in Strahlrichtung und somit senkrecht zur normalen Driftrichtung der

## 4.1 Toroidaler Teststand



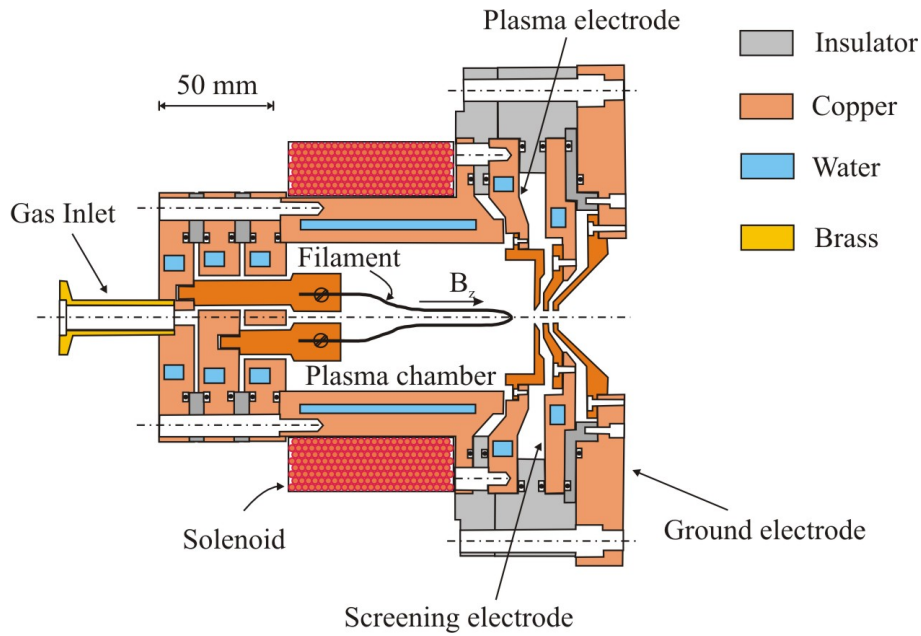
**Abbildung 4.2:** Skizze des experimentellen Aufbaus mit den wichtigsten Bauteilen

Elektronen aufgebaut, um die Elektronen auf Kreisbahnen Richtung Wand zu zwingen. Die gesamte Quelle liegt auf Hochspannung, um die in Stoßprozessen erzeugten Ionen aus der Quelle extrahieren zu können. Dazu wird ein Triodenextraktionssystem verwendet, wobei die Plasmaelektrode auf fast der selben Hochspannung liegt wie die Plasmakammer. Die Screeningelektrode ist umgepolt und die angelegte Spannung entspricht vom Betrag her ungefähr 10 % der Hochspannung der Plasmaelektrode. Die letzte Elektrode, die sogenannte Groundelektrode, liegt auf Ground (Erde) und damit auf dem Potenzial des restlichen Strahlrezipienten. In Abbildung 4.3 ist der Aufbau der Volumenionenquelle dargestellt.

Mit der im experimentellen Aufbau verwendeten Volumenionenquelle ist es möglich, Wasserstoff sowie Helium einfach zu ionisieren. Höhere Ionisationsstufen sind nicht erreichbar. Dabei werden bei der Ionisation von Wasserstoff drei Ionenspezies erzeugt:  $H_1^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$ . Die zur Erzeugung der drei verschiedenen Ionen führenden Prozesse sind in der Veröffentlichung [1] nachzulesen. Bei der Ionisation von Helium mit der Quelle entsteht nur eine Ionensorte:  $He^+$ . In den für diese Arbeit durchgeführten Experimenten wurde ausschließlich ein Wasserstoffionenstrahl verwendet. Es wurde dabei ein Strahlstrom zwischen 0,8 und 3,5 mA erzeugt. Die Extraktionsspannung kann grundsätzlich bis auf 20 kV hochgefahren werden. Bei den Experiment in dieser Arbeit wurde im Spannungsbereich von 6 bis 12 kV gearbeitet. Der Strahlstrom hängt schwach von der Extraktionsspannung ab: Umso höher die Extraktionsspannung, umso höher ist auch der extrahierte Strahlstrom (wenn alle anderen Parameter gleich bleiben).

Die Ionenquelle ist direkt an die darauffolgende rechteckige Vakuumkammer geschraubt, in der sich die Faraday-Tasse befindet, welche über ein pneumatisches System hoch und runter gefahren werden kann. Die Faraday-Tasse ist zum Messen des Strahlstroms direkt hinter der Quelle montiert. Zur Unterdrückung von Elektronen, welche das Messergebnis verfälschen würden, ist die Faraday-Tasse mit einem Repellerring ausgestattet, welcher auf negatives Potenzial (500 V) gelegt wird. Dadurch sind freie Elektronen nicht in der Lage in die Faraday-Tasse zu gelangen. An diese Vakuumkammer sind zusätzlich die Druckmessröhre vom Typ Leybold ITR 90 und die Turbomolekularpumpe vom Typ Pfeiffer TMU 520 (mit dahinter verbauter Vorpumpe) angeschlossen. Des Weiteren wird hier über ein Feinjustierventil das Restgas ins Experiment eingelassen. Diese Vakuumkammer besitzt vom Extraktionsloch der Groundelektrode bis zum Solenoid eine Länge von 200 mm.

Das nächste Bauteil im Injektor ist das Solenoid. Dieser Magnet fungiert als Linse zur Fokussierung des Teilchenstrahls. Er ist stromgesteuert und kann mit bis zu 360 A Gleichstrom betrieben werden. Dabei wird ein Magnetfeld von 0,72 T auf der geometrischen Achse aufgebaut. Der Teilchenstrahl kann mittels des Solenoids unterschiedlich stark fokussiert und somit unterschiedlich



**Abbildung 4.3:** Aufbau der Volumenionenquelle

angepasst in das erste Toroidsegment eingeschlossen werden. Während der Experimente wurde eine ermittelte Einstellung des Solenoids verwendet. Dabei wurde darauf geachtet, dass die Fokussierstärke  $k$  des Solenoids bei jeder Strahlenergie  $E$  gleich war. Da die Fokussierstärke energieabhängig ist, musste der Solenoidstrom bei Veränderung der Strahlenergie angepasst werden. Die Fokussierstärke lässt sich mit der Formel 4.1.1 bestimmen.

$$k = \left( \frac{q^2 B^2}{8mE} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.1.1)$$

Durch Gleichsetzen der Fokussierstärken  $k$  für verschiedene Energien, sowie dem proportionalen Zusammenhang zwischen dem Magnetfeld  $B$  und dem Strom  $I$ , erhält man den benötigten Anpassungsterm.

$$B_2 = B_1 \sqrt{\frac{E_2}{E_1}} \Rightarrow I_2 = I_1 \sqrt{\frac{E_2}{E_1}} \quad (4.1.2)$$

Für eine Strahlenergie von 10 keV wurde ein Solenoidstrom von 69 A verwendet. Dieser Strom entspricht einem Magnetfeld von 0,14 T auf der geometrischen Achse. Mit dem Zusammenhang 4.1.2 ergibt sich für eine Strahlenergie von 6 keV ein Strom von 53 A (0,11 T), für 8 keV 62 A (0,12 T) und für 12 keV 76 A (0,15 T). Das Solenoid ist magnetisch geschirmt und besitzt eine Länge von 250 mm und einen Durchmesser von 106 mm.

Das letzte Element des Injektionssystems ist das Driftstück zum ersten Toroidsegment. Dieses Driftstück hat eine Länge von 290 mm und besteht aus zwei Einzelstücken. Das erste Stück besitzt eine Vakuumdurchführung, über die das Zugsystem des Detektor nach außen geführt wird, und am Ende eine Vergrößerung des Durchmessers des Strahlrohrs von 106 mm auf 200 mm. Das zweite Stück ist ein normales Driftstück mit einem Durchmesser von 200 mm.

Damit endet die Beschreibung des Injektors und es geht weiter mit den Ausführungen zum Strahltransportkanal.

### 4.1.2 Strahltransportkanal

Der Strahltransportkanal besteht aus den zwei Toroidsegmenten, der Driftsektion zwischen diesen, sowie einem Endtank.

Die Toroidsegmente haben einen Driftrohrdurchmesser von 200 mm. Das gebogene Driftrohr ist 680 mm lang. Der Biegeradius der Toroidsegmente ist 1,3 m, was bei der angegebenen Länge einem Kreisabschnitt von  $30^\circ$  entspricht. Sie erzeugen bei einem Gleichstrom von 480 A ein Magnetfeld von 0,6 T auf der geometrischen Achse. Die Toroidsegmente sind wassergekühlt und magnetisch nicht geschirmt.

Aufgrund der fehlenden magnetischen Abschirmung der Toroidsegmente treten zusätzliche Effekte im Experiment auf, die später ausführlich besprochen werden.

Der Hauptgrund für die fehlende magnetische Abschirmung liegt in einer möglichen Auswirkung dieser auf den Strahl in der Driftsektion zwischen den beiden Toroidsegmenten. Würde das Magnetfeld nach außen geschirmt sein, würde dieses in der Driftsektion sehr viel schwächer wirken und könnte nicht mehr als Führungsfeld für den Ionenstrahl genutzt werden. Durch die dadurch auftretende Magnetfelddifferenz zwischen den Toroidsegmenten und der Driftsektion würde der Strahl beim Erreichen dieser eine Veränderung in seinen Impulskomponenten, möglicherweise sogar einen Kick in eine Richtung, erfahren. Des Weiteren würde die fokussierende Wirkung der Toroidsegmente in der Driftsektion wegfallen, wodurch der Strahl weniger stark zusammengehalten werden würde.

Die Driftsektion zwischen den beiden Toroidsegmenten besitzt eine Länge von 400 mm und ein Durchmesser von 200 mm. Das verbaute Driftstück ist dabei 300 mm lang. Die weiteren 100 mm stammen von den beiden herausragenden Rohren der Toroidsegmente.

Am Schluss des Experiments befindet sich, angeschlossen an das zweite Toroidsegment, der Endtank. Darin sind ein weiteres Pumpensystem, bestehend aus einer Vorpumpe und einer Turbomolekularpumpe vom Typ Leybold Turbovac T360, sowie eine weitere Druckmessröhre vom Typ Pfeiffer PKR 251 verbaut. Zusätzlich ist dort der zweite Teil des Zugsystems für die Detektorsonde eingebaut, um diese im Experiment auch in die andere Richtung fahren zu können. Zusätzliche Vakuumdurchführungen für das Datensignal und die Spannungsversorgung des Detektors sind vorhanden. Am Schluss des Endtanks befindet sich ein 200 mm Flansch. Durch das Entfernen dieses Flanschs ist es möglich den Detektor zu warten oder ganz aus dem Aufbau herauszunehmen. Der Endtank hat eine Länge von 630 mm (mit Endflansch) sowie einen Durchmesser von 200 mm.

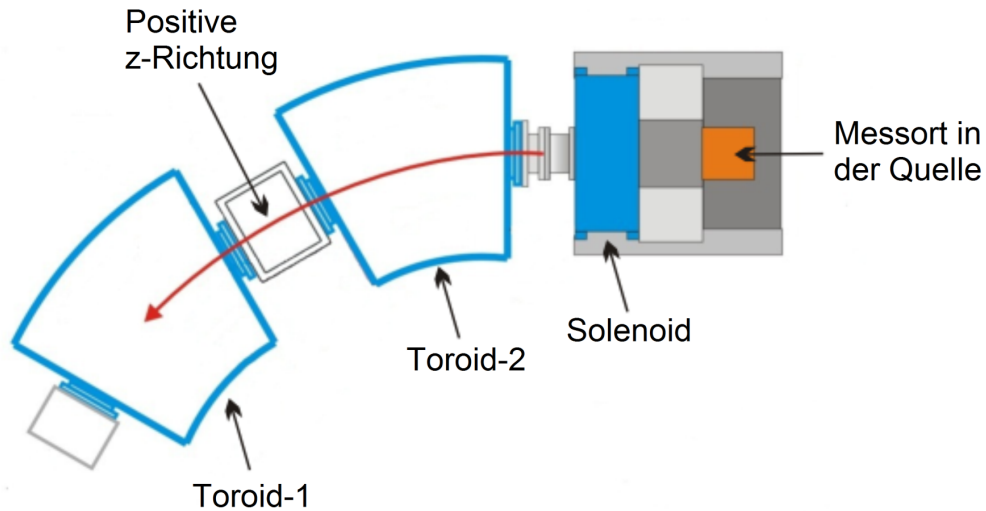
### 4.1.3 Magnetfeld in der Quelle

Aufgrund der Tatsache, dass die verwendeten magnetischen Toroidsegmente keine magnetische Abschirmung besitzen, ist es notwendig, die Auswirkung der Toroidsegmente auf das Magnetfeld in der Quelle zu untersuchen. Dies ist notwendig, da es sich bei dem Magnetfeld um eine sehr wichtige Größe für die Volumenionenquelle handelt. Die Quelle besitzt zwar ein eigenes Solenoid, welches für den Hauptanteil des Quellenmagnetfeldes verantwortlich ist, wird aber trotzdem durch die anderen Magneten (vor allem durch das erste Toroidsegment) einen nicht vernachlässigbaren Einfluss erfahren.

Mit Hilfe einer Hall-Sonde wurde daher die z-Komponente des Magnetfeldes in der Quelle vermessen, welches von den unterschiedlichen Magneten erzeugt wird. Dazu wurde die Hall-Sonde in der Mitte der geöffneten Quelle positioniert. Danach wurden die vier Magneten einzeln hochgefahren und dabei das Magnetfeld in der Quelle aufgezeichnet.

Der Aufbau und die Beschriftung des Experiments ist in Abbildung 4.4 zu sehen.

In den Tabellen 4.1 bis 4.4 sind die Ergebnisse dieser Messung aufgelistet. Dabei hat das Ma-



**Abbildung 4.4:** Übersicht über das Experiment zur Vermessung des Magnetfeldes in der Quelle

netfeld des Solenoids und der beiden Toroidsegmente ein negatives Vorzeichen. Dies bedeutet, dass die z-Komponente des Magnetfeldes dieser drei Magneten der des Quellsolenoids entgegenwirkt.

Die gemessenen Werte zeigen, dass der Hauptanteil der z-Komponente des Magnetfeldes in der Quelle durch den Solenoiden der Quelle erzeugt wird. Dabei ist aber festzustellen, dass vor allem das erste Toroidsegment nicht vernachlässigt werden darf. Bei einem Strom von 480 Ampere baut das Segment ein Magnetfeld von 6,2 mT in der Quelle auf. Dieses ist dem erzeugten Feld des Solenoids der Quelle entgegengesetzt. Das zweite Toroidsegment verhält sich genauso, die Wirkung ist aber aufgrund seiner größeren Entfernung von der Quelle schwächer.

Das von dem Solenoid der Quelle erzeugte Hauptfeld wird von den beiden Toroidsegmenten zusammen um über 7 mT abgeschwächt, wenn beide Toroide mit 480 Ampere arbeiten (z.B. bei Strahltransportexperimenten). Solange der Solenoid der Quelle mit über 2 A betrieben wird, zeigt das Gesamtfeld in der Quelle in positive z-Richtung. Bei geringeren Strömen kann das Feld der Toroidsegmente stärker sein als das Feld des Solenoids der Quelle. Dadurch wäre das Gesamtfeld in der Quelle in negative z-Richtung orientiert.

Die Auswirkungen des großen Solenoids auf das Magnetfeld der Quelle sind zu vernachlässigen. Der Grund dafür ist die sehr gute magnetische Abschirmung dieses Magneten.

**Tabelle 4.1:** Quellsolenoid

$I_{SolQ}$ [A]	$B_z$ [mT]
0	0
1	+4,13
2	+8,04
3	+11,95
4	+16,08
5	+20,28

**Tabelle 4.2:** Solenoid

$I_{Sol}$ [A]	$B_z$ [mT]
0	+0,02
2	0
40	-0,040
250	-0,12
300	-0,26

**Tabelle 4.3:** Toroid 1

$I_{Tor1}$ [A]	$B_z$ [mT]
80	-0,95
160	-1,92
240	-2,95
320	-4,00
400	-5,08
440	-5,63
480	-6,20

**Tabelle 4.4:** Toroid 2

$I_{Tor2}$ [A]	$B_z$ [mT]
200	-0,40
240	-0,48
280	-0,57
320	-0,65
360	-0,75
400	-0,80
440	-0,89
480	-0,95
500	-1,00

Festzuhalten bleibt, dass sich beim Benutzen der Toroidsegmente das Gesamtfeld in der Quelle stark verändert. Da dies eine massive Auswirkung auf die Elektronenbewegung in der Quelle hat und somit auf das Quellenplasma, darf dieser Effekt nicht vernachlässigt werden und muss bei der Bestimmung der Quellen- und Strahleigenschaften berücksichtigt werden.

## 4.2 Druckmesssysteme

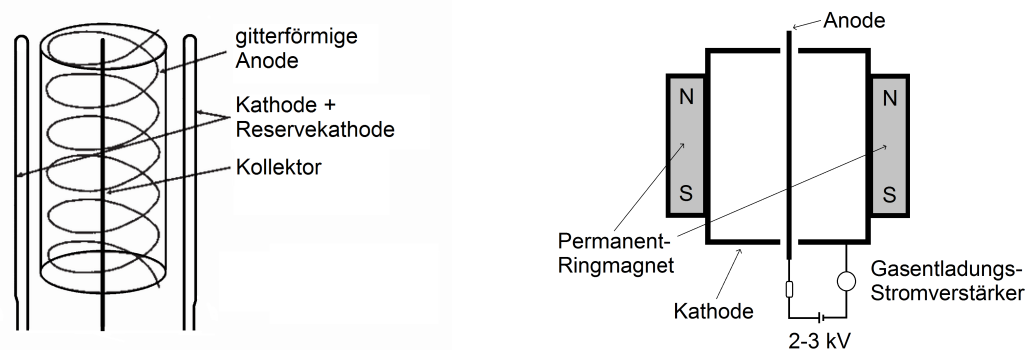
Eine weitere Auswirkung der magnetisch nicht geschirmten Toroidsegmente ist der Einfluss dieser auf das Druckmesssystem des Experiments. Zur Erklärung dieses Effekts wird zuerst kurz auf das Funktionsprinzip der Vakuummeter eingegangen.

Die hier verwendeten Druckmessröhren vom Typ Leybold ITR 90 und Pfeiffer PKR 251 sind in der Lage den Druck in einem Messbereich von 1000 mbar bis  $5 \cdot 10^{-10}$  mbar bzw.  $5 \cdot 10^{-9}$  mbar zu messen. Um den gesamten Druckbereich abdecken zu können, werden zwei unterschiedliche Sensoren eingesetzt. Für den hohen Druckbereich nutzen beide Röhren einen Pirani Sensor, womit aus der Wärmeleitfähigkeit der Gase der Druck im Rezipienten bestimmen werden kann. Diese Methode ist unabhängig vom Magnetfeld und kann somit von den Toroidsegmenten nicht verfälscht werden. Für den tieferen Druckbereich werden von den meisten „Full Range“ Messgeräten Ionisations-Vakuummeter verwendet. Dabei werden die Restgasteilchen im Messsystem mittels vorhandener Elektronen, welche mittels einer Spannung beschleunigt werden, ionisiert und dann die Ionisationsrate des Restgases bestimmt. Aus der Ionisationsrate kann man dann bei bekannter Gaszusammensetzung direkt auf den Druck rückschließen. Dabei gibt es bei Ionisations-Vakuummetern verschiedene Möglichkeiten die Elektronen zur Ionisation des Gases bereitzustellen und die Restgasionisationsrate auszulesen.

Beim Glühkathoden-Ionisationsvakuummeter werden die Elektronen durch eine geheizte Glühkathode bereitgestellt, zur Anode beschleunigt und die Ionisationsrate wird mittels des Ionenstroms an einer dritten Elektrode, an welcher die Ionen wieder neutralisiert werden, ausgelesen. Bei der Leybold ITR 90 Röhre handelt es sich um ein Bayard-Alpert-Vakuummeter, welche nach diesem Prinzip arbeitet (Abbildung 4.5 (linke Abbildung)).

Beim Kaltkathoden-Ionisationsvakuummeter werden vorhandene Elektronen stark beschleunigt, so dass sich aufgrund der Ionisation des Restgases ein Entladestrom zwischen Kathode und Anode ausbildet. Durch das Messen des Entladestroms lässt sich bei bekannter Gaszusammensetzung die Ionisationsrate und damit der Restgasdruck feststellen. Zusätzlich wird zur Verlängerung der Flugstrecke, und damit zur Erhöhung der Stoßhäufigkeit der Elektronen, ein Magnetfeld senkrecht zu ihrer Flugbahn mit einem Permanentmagneten aufgebaut. Bei der Pfeiffer PKR 251 Röhre handelt es sich um eine solche Röhre, die das Prinzip des invertierten Magnetrons





**Abbildung 4.5:** Skizzen eines Bayard-Alpert Vakuummeters (links) und Kaltkathoden Vakuummeters mit invertiertem Magnetron Prinzip (rechts)

verwendet (Abbildung 4.5 (rechte Abbildung)). Die Vakuumröhre von Pfeiffer nutzt das Ionisationsvakuummeter laut Anleitung bei fallendem Druck ab  $10^{-4}$  mbar, bei steigendem Druck bis  $10^{-2}$  mbar. Zur Röhre von Leybold liegen darüber keine Informationen vor, aber im Normalfall werden Glühkathoden-Vakuummeter früher, also bei einem höheren Druck, gestartet.

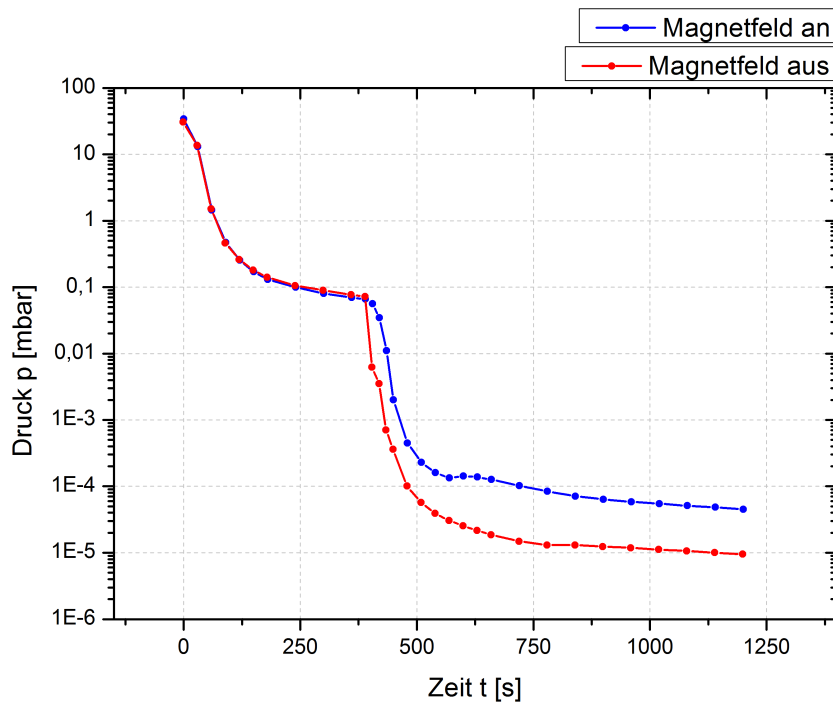
Aufgrund der unterschiedlichen Ionisationsvakuummeter der beiden verwendeten Druckmessröhren ist das Verhalten der Röhren bei einem vorhandenen externen Magnetfeld verschieden. Um die unterschiedlichen Auswirkungen abschätzen zu können, wurde ein Experiment durchgeführt, bei dem der mit Luft gefüllte Rezipient leer gepumpt und der Druck in Abhängigkeit von der Zeit mitprotokolliert wurde. Dabei wurde dieses Experiment einmal mit externem Magnetfeld (beide Toroidsegmente 0,6 T) und einmal ohne durchgeführt. Abbildung 4.6 zeigt das Verhalten der vorne montierten Druckmessröhre, der Leybold ITR 90, und Abbildung 4.7 das der hinten montierten Röhre, der Pfeiffer PKR 251.

Bei beiden Pumpen ist die Auswirkung des externen Magnetfeldes zu erkennen. Bei der Leybold ITR 90 Röhre, welche intern kein eigenes Magnetfeld besitzt, sind die Auswirkung auf den gemessenen Druck größer als bei der Pfeiffer PKR 251 Röhre. Bei der Pfeiffer Röhre erkennt man, wie oben erwähnt, dass das Ionisationsvakuummeter ab einem Druck von  $10^{-4}$  mbar gestartet wird. Bei der Leybold Röhre hingegen scheint das Ionisationsvakuummeter früher anzugehen. Des Weiteren ist festzustellen, dass der Druck sich bei der vorderen Röhre (Leybold) vergrößert und bei der hinteren Röhre (Pfeiffer) verkleinert, wenn ein externes Magnetfeld dazugeschaltet wird.

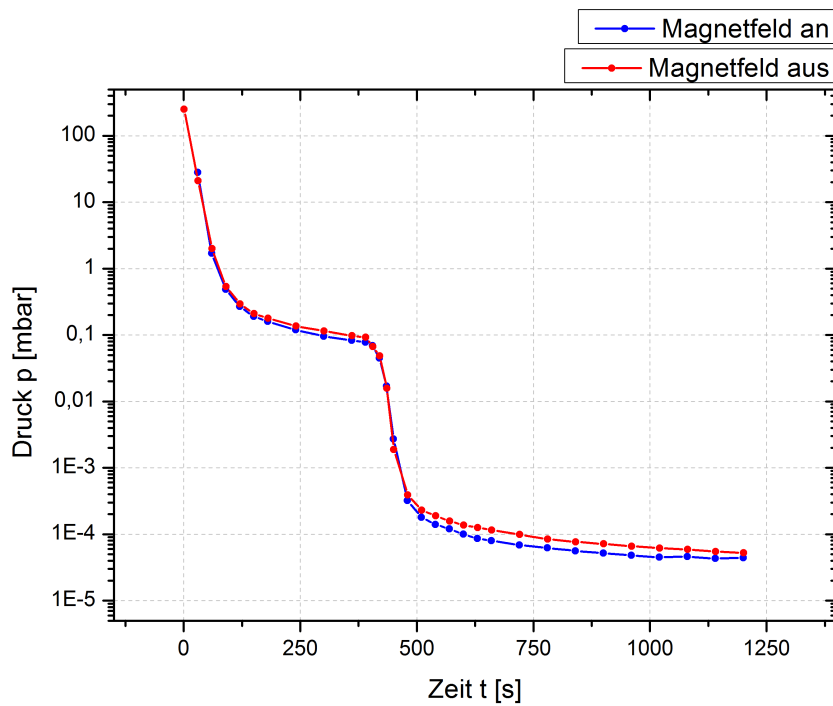
Um die Abweichungen aufgrund des externen Magnetfeldes genauer betrachten zu können, wurde der Quotient der Messwerte der beiden Kurven gebildet und betrachtet. In Bereichen, wo die Werte des Quotienten stark von Eins abweichen, ist der Unterschied zwischen den beiden Kurven groß. Der Quotient  $\frac{p_{B_{off}}}{p_{B_{on}}}$  der Drücke ohne und mit externem Magnetfeld wurde für beide Vakuumröhren gebildet und gegen die Zeit aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.8 zu sehen. In der Abbildung wurden dabei drei auffällige Bereiche farblich markiert. Die Werte im gelben Bereich liegen um Eins herum. Der angezeigte Druck mit externem Magnetfeld unterscheidet sich daher nur geringfügig vom Druck ohne externes Magnetfeld. Der Grund dafür ist der zu diesem Zeitpunkt noch hohe Gasdruck im Rezipienten. Diese Druckwerte wurden daher nicht vom Ionisationsvakuummeter, sondern vom Pirani Sensor der Messgeräte aufgenommen, welcher magnetfeldunabhängig arbeitet.

Im blauen Bereich liegen die Werte des Quotienten deutlich über Eins. Die hier liegenden Werte stammen vom Ionisationsvakuummeter des hinten verbauten Pfeiffer Vakuummeters. Der ge-

## 4.2 Druckmesssysteme



**Abbildung 4.6:** Druckentwicklung über die Zeit, gemessen mit der Leybold ITR 90 Röhre, mit und ohne externem Magnetfeld



**Abbildung 4.7:** Druckentwicklung über die Zeit, gemessen mit der Pfeiffer PKR 251 Röhre, mit und ohne externem Magnetfeld

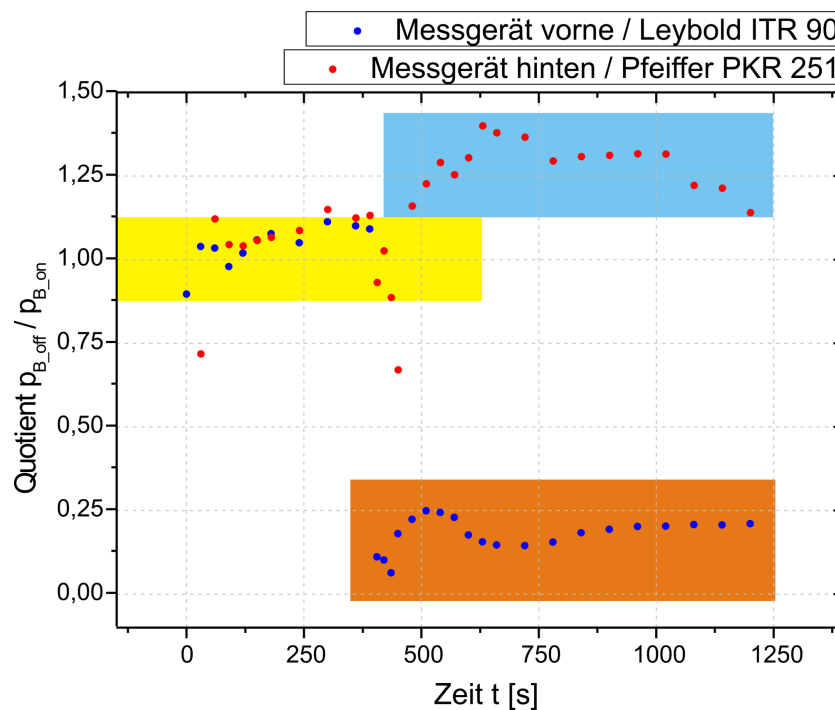


Abbildung 4.8: Quotient  $\frac{p_{B\_off}}{p_{B\_on}}$  aufgetragen gegen die Zeit

messene Druck ist mit externem Magnetfeld kleiner als ohne. Mittels linearer Regression über die Datenpunkte im blauen Bereich, wobei die Steigung der Regression auf Null gesetzt wurde, ließ sich ein Faktor zur Umrechnung der Drücke untereinander abschätzen. Man erhält für die Pfeiffer Vakuumröhre einen Umrechnungszusammenhang von  $p_{B\_off} = 1,28 \cdot p_{B\_on}$ , wobei der Umrechnungsfaktor 1,28 beträgt.

Schließlich liegen noch Werte im orangenen Bereich. Diese Werte des Quotienten sind sehr viel kleiner als Eins. Die Werte wurden vom Ionisationsvakuummeter des vorne verbauten Leybold Vakuummeters aufgenommen. Der Druck ist dabei mit externem Magnetfeld sehr viel größer als ohne. Es ließ sich wieder ein Umrechnungsfaktor für die Drücke mittels linearer Regression über die Datenpunkte im orangenen Bereich bestimmen. Als Umrechnungszusammenhang ergibt sich  $p_{B\_off} = 0,18 \cdot p_{B\_on}$ , wobei der Umrechnungsfaktor 0,18 beträgt.

Da bei der Bestimmung der beiden Umrechnungsfaktoren für die jeweilige Vakuumröhre bei dem zugrunde liegenden Experiment Luft als Restgas im Rezipienten vorlag, können die Umrechnungsfaktoren nicht für Messungen mit Wasserstoffgas genutzt werden. Deshalb wurden für die im Experiment genutzten Druckeinstellungen mit Wasserstoffgas die genauen Druckwerte ohne externes Magnetfeld experimentell bestimmt. Dabei ist darauf zu achten, dass die beiden Druckmessröhren auf Stickstoff geeicht sind. Um den korrekten Druck einer anderen Gas Mischung feststellen zu können, müssen im Normalfall die gemessenen Druckwerte noch mit einem konstanten Faktor multipliziert werden. Für die beiden hier verwendeten Vakuummeter ist der Faktor für Wasserstoffgas ( $H_2$ ) 2,4.

Im dazu durchgeführten Experiment wurden die Druckwerte, welche während der Strahltransportexperimente bei aktivem externem Magnetfeld und Wasserstoffgas im Rezipiente aufgezeichnet wurden, eingestellt und dann das externe Magnetfeld heruntergefahren. Nachdem das Feld heruntergefahren war, wurde der von den Röhren angezeigte Druck aufgezeichnet. Um den korrekten Gasdruck zu erhalten, musste der aufgezeichnete Wert noch mit dem Faktor 2,4 multipliziert werden. Hystereseeffekte der Vakuumröhren, die das Ergebnis hätten verfälschen können, wur-

**Tabelle 4.5:** Drucktabelle für die beiden Vakuumröhren bei Wasserstoffgas ( $H_2$ ) im Rezipienten mit und ohne Magnetfeld /  $p_1$ : Druck des vorne verbauten Leybold Vakuummeters;  $p_2$ : Druck des hinten verbauten Pfeiffer Vakuummeters;  $p_{Kor}$ : Korrigierte Druckwerte (Faktor 2,4)

$p_{1,Bon}$ [ $10^{-4}$ ] mbar	$p_{2,Bon}$ [ $10^{-5}$ ] mbar	$p_{1,Boff}$ [ $10^{-5}$ ] mbar	$p_{2,Boff}$ [ $10^{-5}$ ] mbar	$p_{1,Boff,Kor}$ [ $10^{-5}$ ] mbar	$p_{2,Boff,Kor}$ [ $10^{-5}$ ] mbar	$\frac{p_{1,Boff}}{p_{1,Bon}}$ Faktor	$\frac{p_{2,Boff}}{p_{2,Bon}}$ Faktor
0,4	0,96	1,56	0,93	3,74	2,23	0,39	0,97
0,5	1,3	1,95	1,1	4,68	2,64	0,39	0,85
0,55	1,4	2,15	1,3	5,16	3,12	0,39	0,93
0,7	1,7	2,73	1,6	6,55	3,84	0,39	0,94
0,8	2	3,1	1,8	7,44	4,32	0,39	0,9
0,9	2,3	3,47	2	8,33	4,8	0,39	0,87
1	2,4	3,86	2,2	9,26	5,28	0,39	0,92
1,1	2,6	4,21	2,4	10,1	5,76	0,38	0,92
1,2	2,9	4,65	2,6	11,16	6,24	0,39	0,9
1,4	3,4	5,44	3,1	13,06	7,44	0,39	0,91
1,6	3,8	6,03	3,5	14,47	8,4	0,38	0,92
1,8	4,2	6,73	3,9	16,15	9,36	0,37	0,93
2	4,6	7,58	4,4	18,19	10,56	0,38	0,96

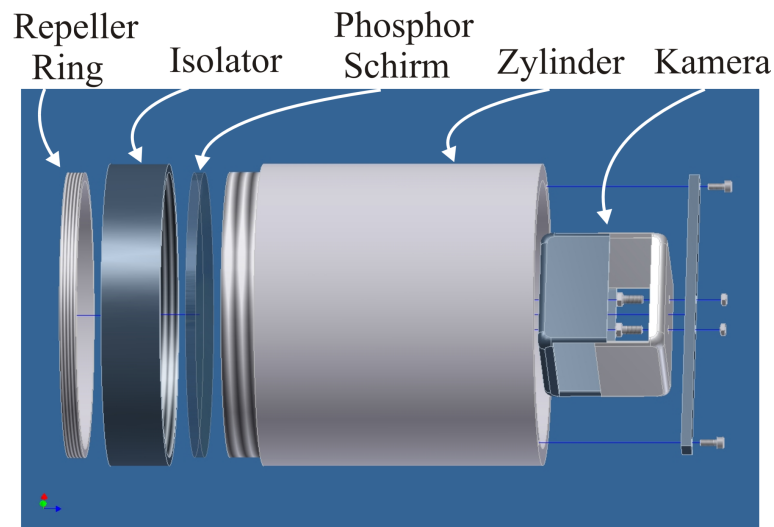
den bei den Messungen nicht beobachtet. Ob solche Effekte bei den hier verwendeten Geräten auftreten können, ist ohne eine genauere Untersuchung oder die genauere Kenntnis der Geräte nicht möglich.

Die Ergebnisse dieses Experiments sind in Tabelle 4.5 zu sehen.

Im Vergleich zum zuerst vorgestellten Experiment mit Luft im Rezipienten ist feststellbar, dass sich die Umrechnungsfaktoren für Wasserstoffgas von denen für Luft für beide Vakuumröhren unterscheiden. Dabei sinkt der Druck beim Herunterfahren des Magnetfeldes bei der vorderen Druckmessröhre weniger stark ab, während der Druck der hinteren Röhre nicht leicht ansteigt, sondern geringfügig abfällt. Die Schwankungen des Umrechnungsfaktors sind gering und können daher für nicht vermessene Druckwerte zur Umrechnung genutzt werden. Dazu sollte für die vorne verbaute Lybold Röhre der Faktor 0,39 und für die hinten verbaute Pfeiffer Röhre der Faktor 0,92 zur Umrechnung vom Druck mit Magnetfeld in den Druck ohne Magnetfeld benutzt werden. Die beiden Faktoren sind dabei über die Mittelwertbildung bestimmt worden. Um den tatsächlichen Druck zu erhalten, darf die Multiplikation mit dem Faktor 2,4 nicht vergessen werden. Somit ergibt sich für die vorne verbaute Lybold Röhre der Gesamtkorrekturfaktor von 0,94 und für die hinten verbaute Pfeiffer Röhre der Gesamtkorrekturfaktor von 2,21 zur Umrechnung vom Druck mit Magnetfeld in den Druck ohne Magnetfeld bei Verwendung von Wasserstoffgas ( $H_2$ ) im Rezipienten.

Es ist noch wichtig zu erwähnen, dass die Position, an der die Vakuummeter im Rezipienten verbaut sind, entscheidend für den angezeigten Druck ist. Der Grund dafür liegt im starken inhomogenen Magnetfeld, welches für die Verfälschung der Messröhren verantwortlich ist. Wird die Position einer Vakuumröhre nur leicht verändert, verändert sich damit auch das Magnetfeld in der Röhre und damit die Stärke der Verfälschung. Daher sind die Umrechnungsfaktoren der beiden Messröhren im Falle eines Umbaus nicht mehr anwendbar. Dies haben weitere Experimente deutlich gezeigt.

Im weiteren Verlauf der Experimente mit Restgas wurde die Konfiguration der verwendeten Messröhren nicht verändert. Die in den Auswertungen der Strahlexperimente gemessenen Druckwerte



**Abbildung 4.9:** Aufbau des verwendeten Detektorsystems

wurden mit aktivem externen Magnetfeld aufgenommen. Um den korrekten Druck zu erhalten, kann die Tabelle 4.5 oder, falls der benötigte Druckwerte nicht aufgeführt ist, die für Luft und Wasserstoff bestimmten Umrechnungsfaktoren genutzt werden.

### 4.3 Detektorsystem

Der hier für die Messungen verwendete Detektor wurde in der Arbeit [2] entwickelt, aufgebaut und untersucht. Es handelt sich dabei um ein Detektorsystem, bestehend aus einem Leuchtschirm und einer Digitalkamera. Trifft der Ionenstrahl auf den Detektorschirm, leuchtet dieser an der Trefferstelle auf und die Kamera kann das erzeugte Licht aufnehmen. Der ganze Aufbau ist in einem Zylinder aus Edelstahl (nicht magnetisches Material) verbaut. Der genaue Aufbau des Detektors ist in Abbildung 4.9 zu sehen. Der P45 Leuchtschirm ist mit einem pulvrigen Szintillatormaterial, einem Kristallphosphor (silberdotiertes Zinksulfid /  $\text{ZnS:Ag}$ ), beschichtet, welches Licht aufgrund von zwei nacheinander ablaufenden Prozessen emittiert. Beim ersten Prozess werden Elektronen von den hochenergetischen Ionen aus dem Kristallgitter befreit, im zweiten Prozess durch Rekombination dieser Elektronen mit Störstellen im Kristall Photonen und somit Licht erzeugt. Da die im ersten Prozess erzeugten Elektronen nicht vollständig rekombinieren, emittiert der Leuchtschirm Elektronen und Photonen. Das vom Leuchtschirm emittierte Licht ist dabei im Gelb-grün-Bereich. Auf die Elektronen wurde im Theoriekapitel mit Bezug auf Sekundärelektroneneffekte genauer eingegangen.

Vor dem Leuchtschirm befindet sich ein Repellerring, welcher durch das Anlegen eines Potentials als Elektronenschild für den Detektor genutzt werden kann. In den hier durchgeführten Experimenten wurde dieser Ring als Messinstrument für Sekundärelektroneneffekte eingesetzt. Dazu wurde keine Spannung am Ring angelegt, sondern stattdessen der über den Ring abfließende Strom mitprotokolliert. Ein hoher Strom steht dabei für einen großen Fluss von Elektronen auf die Oberfläche des Repellerrings. Bei Experimenten zur Unterdrückung der Sekundärelektroneneffekte wurde daher auch diese Messgröße mitbetrachtet.

Eine weitere Besonderheit des hier verwendeten Detektors liegt in der Möglichkeit ihn in Strahlrichtung durch den Rezipienten fahren zu können. Damit ist es möglich, das Verhalten des Strahls an verschiedenen Positionen des Rezipienten zu untersuchen. Dazu sind in der Driftstrecke zwischen dem Solenoid und dem ersten Toroidsegment, sowie im Endtank, jeweils eine Vakuumdurch-

### 4.3 Detektorsystem

führung mit Drehgewinde verbaut. Damit lässt sich der Detektor von außen in beide Richtungen des Rezipienten fahren.

Bei der Fahrt des Detektors durch den Rezipienten ist die momentane Position der Sonde nicht direkt feststellbar. Es ist aber möglich anhand der bekannten Startposition und der Anzahl der von außen durchgeführten Umdrehungen des Drehgewindes, die Position der Sonde zu berechnen. Da die Sonde aber teilweise zwischen Bauteilen kurzzeitig hängen bleibt und die intern verwendete Zugschnur dehnbar ist, kann aufgrund des schwergängigen Drehgewindes von außen nicht genau festgestellt werden, wie weit und ob sich die Sonde bei jedem Messschritt bewegt hat. Des Weiteren verändert sich durch das Aufwickeln der Schnur auf eine Metallstange der Radius dieser und somit die Aufwickellänge pro Umdrehung [2].

Aufgrund dieser Unsicherheiten in der Positionsangabe ist hier von möglichen Fehlern auszugehen. Um trotzdem mit dem Detektorsystem Messungen mit bewegtem Detektor durchführen zu können, wurde der Detektor immer genau ans Ende des zweiten Toroidsegments (Höhe Leuchtschirm) gestellt und dann schrittweise nach vorne gefahren. Ließ sich der Detektor von außen nicht mehr bewegen, wurde davon ausgegangen, dass er im Driftstück zwischen dem Solenoid und dem ersten Toroidsegment angekommen war und somit nicht mehr weiterfahren konnte. Dies wurde nach dem Herunterfahren des Vakuums überprüft. Hatte der Detektor das Ende erreicht, wurde die Streckenlänge durch die Schrittzahl geteilt und damit jedem Messschritt ein Ort auf der  $z$ -Achse zugeteilt. Auf diese Weise wurde versucht, trotz der angesprochenen Unsicherheiten mögliche Positionsfehler so gering wie möglich zu halten.

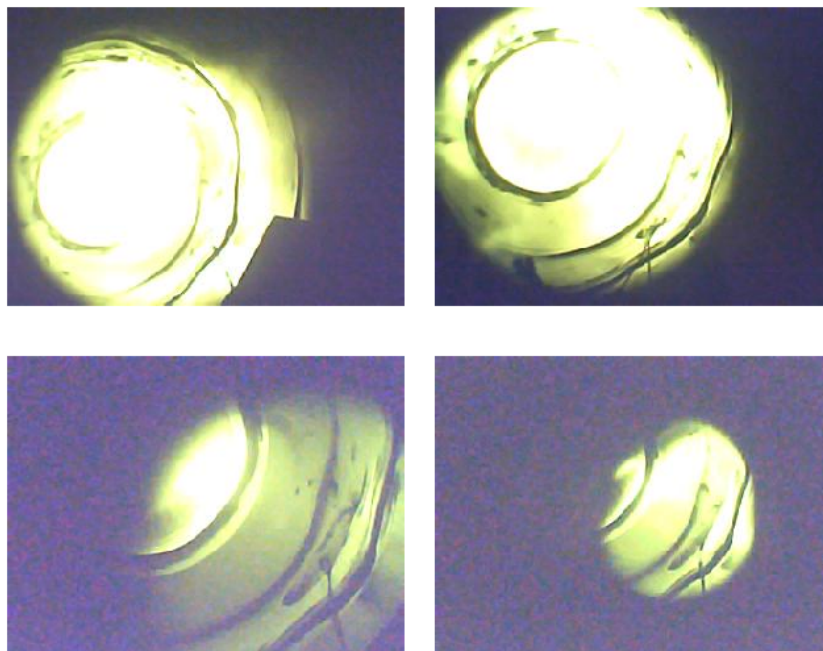
Ein weiterer Effekt der zur Veränderung der Messwerte führen kann, ist eine Drehung des Detektors um seine eigene Achse. Obwohl das Zugsystem am Detektor so angebracht ist, dass Verdrehungen aufgrund des gekrümmten Rezipienten minimal sind, kann diese Verdrehung nicht vollständig verhindert werden. Somit besteht die Möglichkeit, dass die Vermessung des Ionenstrahls in der  $x$ - und  $y$ -Koordinate leicht verfälscht wird. Mathematisch kann dieser Fehler bei bekanntem Drehwinkel herausgerechnet werden. Da der Drehwinkel während und nach den Experimenten nicht festgestellt werden konnte, ist dies bei dem hier verwendeten Aufbau nicht möglich und es muss zunächst davon ausgegangen werden, dass die Drehwinkel vernachlässigbar klein waren. Beobachtungen der Bewegung der Sonde während Wartungsarbeiten stützen diese Annahme. Trotzdem lassen sich stärkere Drehungen grundsätzlich nicht ausschließen.

## 5 Strahltransportexperimente

Nachdem die Theorie und die Simulationen für die Strahldynamik im Transportkanal analysiert wurden und der experimentelle Aufbau bekannt ist, soll in diesem Kapitel auf die Strahltransportexperimente eingegangen werden.

Einige Aufnahmen aus Experimenten, bei denen die angesprochenen und störenden Sekundärelektroneneffekte gut zu erkennen sind, können in Abbildung 5.1 betrachtet werden. Dabei sind die vier Bilder mit der Digitalkamera des Detektors während verschiedener Strahltransportexperimente an verschiedenen Stellen im Rezipienten aufgenommen worden. Bei diesen Aufnahmen wurde noch kein zusätzliches Restgas im Rezipienten verwendet.

Auf allen vier Bildern sind schwächer leuchtende Regionen zu erkennen auf denen jeweils innere



**Abbildung 5.1:** Erkennbare Sekundärelektroneneffekte bei Aufnahme mit der Digitalkamera des Detektors während eines Strahltransportexperiments (kein zusätzliches Restgas im Rezipienten / erstes Toroidsegment)

Strukturen des experimentellen Aufbaus erkennenbar sind. Bei den Strukturen handelt es sich um Abbilder aus dem Bereich zwischen dem Solenoid und dem ersten Toroidsegment, wo der Strahlrohrdurchmesser von 106 mm auf 200 mm ansteigt. Teilweise ist auch die Schnur des Zugsystems zu erkennen, sowie das vordere Loch in dem diese in Richtung Vakuumdurchführung verschwindet. Diese Strukturen sind auf Aufnahmen an verschiedenen Positionen im Strahlrezipienten unterschiedlich stark zu erkennen. Dabei treten diese am stärksten im Bereich des ersten Toroidsegments auf, können aber auch teilweise in der Driftsektion oder im zweiten Toroidsegment beobachtet werden. Da der P45 Leuchtschirm für Photonen nicht durchlässig ist, können die Abbildungen dieser Strukturen auf dem Leuchtschirm des Detektors nur durch die stark an die Magnetfeldlinien und nicht im Strahlpotenzial gebundenen Sekundärelektronen zu Stande kommen. Diese Sekundärelektroneneffekte sorgen dafür, dass das Messen mit der Detektor und die danach folgende Auswertung sehr aufwendig und teilweise nicht möglich ist, da das Leuchten der Ionen nicht von dem der Sekundärelektronen unterschieden werden kann. Deshalb und

## 5.1 Wechselwirkung des Teilchenstroms mit dem Restgas

aufgrund der empirischen Beobachtung, dass während eines Strahltransportexperiments durch das Einlassen von Luft die Sekundärelektroneneffekte abgeschwächt werden konnten, wurde genauer untersucht, ob mittels zusätzlichem Restgas im Rezipienten die Sekundärelektroneneffekte abgeschwächt oder ganz unterdrückt werden können. Im Theoriekapitel wurde dieses Prozess theoretisch für Wasserstoffgas betrachtet und es wurde gezeigt, dass dies theoretisch möglich sein sollte. Nun sollen dazu die durchgeführten Experimente mit verschiedenen Restgasen vorgestellt und besprochen werden.

Es wurde bei allen hier vorgestellten Experimenten ein Wasserstoffionenstrahl, bestehend aus den drei Ionenspezies  $H_1^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$ , verwendet. Dabei wurde eine magnetische Kuspkonfiguration zwischen dem Solenoid und dem ersten Toroidsegment genutzt. Auswirkungen einer magnetischen Flaschenkonfiguration zwischen dem Solenoid und dem ersten Toroidsegment wurden nicht untersucht. Sie sollten in zukünftigen Untersuchungen betrachtet werden. Während der hier durchgeführten Experimente wurde der experimentelle Aufbau nicht verändert.

Zur Darstellung der Ergebnisse der Experimente wurde dasselbe Koordinatensystem verwendet, welches auch zur Darstellung der Simulationsergebnisse genutzt wurde (Abbildung 3.1 / Simulationskapitel). Dadurch ist es möglich, die Ergebnisse der Experimente direkt mit denen der Simulationen zu vergleichen.

### 5.1 Wechselwirkung des Teilchenstroms mit dem Restgas

Um die Unterdrückung der Sekundärelektronen durch Restgas zu untersuchen, wurden in einer Reihe von Experimenten die Auswirkungen verschiedener Gase bei unterschiedlichen Drücken auf die Sekundärelektroneneffekte untersucht. Dabei wurden die Gase Wasserstoff ( $H_2$ ), Helium ( $He$ ), Stickstoff ( $N_2$ ) und Argon ( $Ar$ ) in hochreiner Form verwendet.

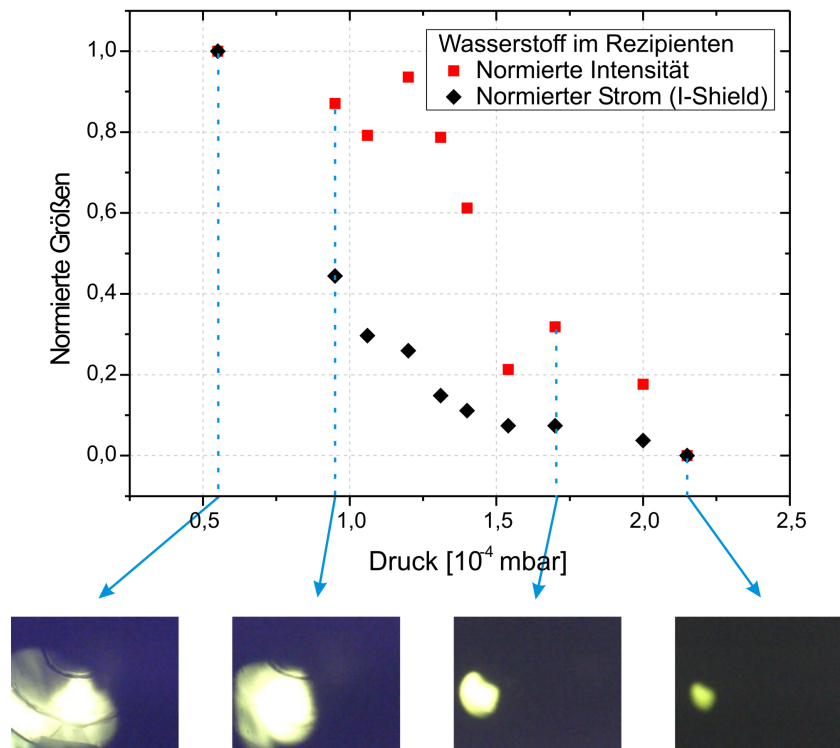
Bei den durchgeführten Experimenten wurden die beiden Toroidsegmente immer auf 0,6 T eingestellt (480 A). Mittels des Feinjustierventils wurde das Restgas in den Rezipienten eingelassen und der Gasdruck wurde darüber variiert. Der Detektor befand sich feststehend am Ende des Strahltransportkanals und wurde während des Experiments nicht bewegt. Der Leuchtschirm des Detektors befand sich dabei immer auf Höhe des hinteren Endes des zweiten Toroidsegments. Das Verhalten des Strahls wurde mittels der Kamera und des Repellerrings des Detektors in Abhängigkeit vom Druck aufgenommen. Ausgewertet wurde die Gesamtintensität, also die Summe der Intensitäten aller Pixel eines Bildes, und der über den Repellerring abfließende Strom (I-Shield) bei den verschiedenen Drücken. Dabei wurden die Drücke mit externem Magnetfeld aufgezeichnet und auch diese aufgezeichneten Werte in den Auswertungen verwendet. Die realen Drücke können, wie im Kapitel zuvor beschrieben, mittels der experimentell bestimmten Umrechnungsfaktoren für Wasserstoff und Stickstoff (Luft) oder über die Tabelle 4.5 (für Wasserstoff) bestimmt werden. Um die realen Drücke für die Experimente mit Helium- und Argongas zu erhalten, müssen weitere Untersuchungen durchgeführt werden.

In den Abbildungen 5.2, 5.3, 5.4 und 5.5 sind die Ergebnisse der vier Experimente mit unterschiedlichen Restgasen zu sehen. Dabei wurden die Daten der Intensität und des Repellerstroms jeweils von 0 bis 1 normiert, um die Ergebnisse der beide Größen miteinander vergleichen zu können. Zusätzlich sind einige Aufnahmen der Digitalkamera des Detektors für bestimmte Drücke mit auf den Abbildungen dargestellt.

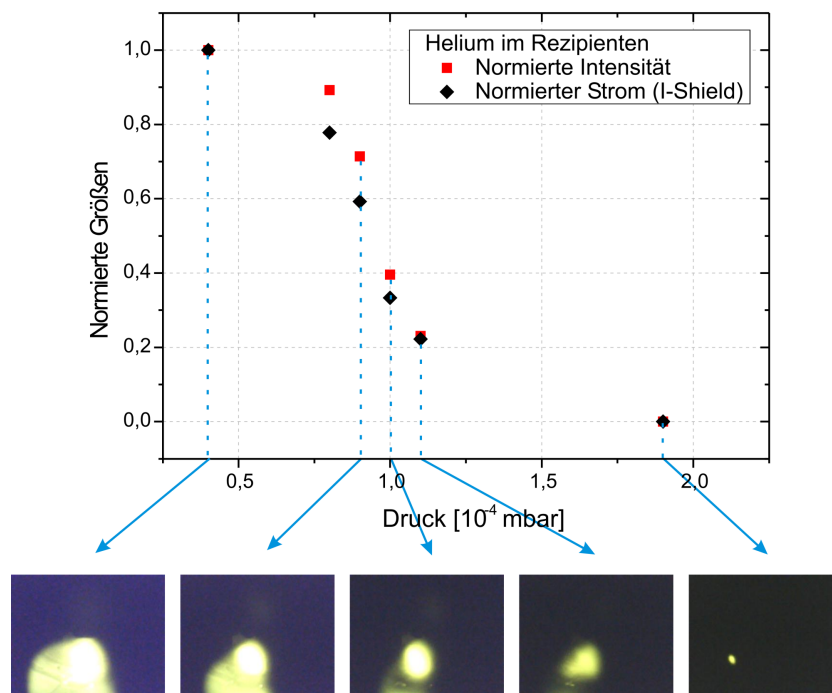
Bei der Untersuchung der Ergebnisse der vier Gase ist zu sehen, dass die Intensität und der Strom über den Repellerring mit steigendem Restgasdruck, wie erwartet, abfallen. Das Abfallen der Intensität mit steigendem Druck ist durch die steigende Absorption der geladenen Teilchen (Strahlionen und Elektronen) durch das Restgas zu erklären. Dadurch erreichen weniger geladene Teilchen den Leuchtschirm des Detektors und die Intensität auf den Aufnahmen sinkt. Das Absinken des Stroms, der über den Repellerring abfließt, deutet darauf hin, dass mit steigendem



## 5.1 Wechselwirkung des Teilchenstroms mit dem Restgas

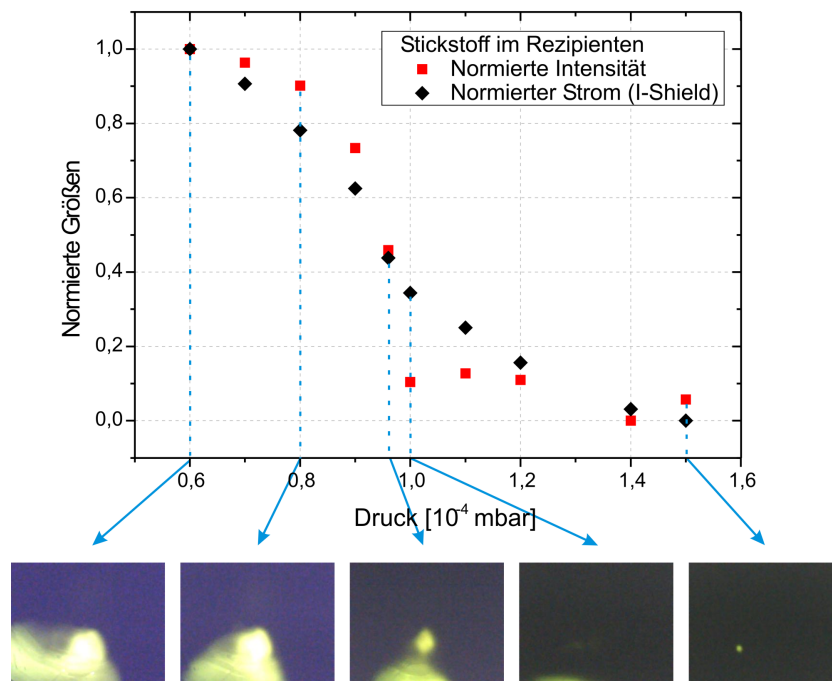


**Abbildung 5.2:** Normierte Intensität und normierter Repellerstrom aufgetragen gegen den Restgasdruck von Wasserstoffgas /  
Energie = 8,55 keV; Strahlstrom = 3,5 mA; Toroidsegmente bei 0,6 T

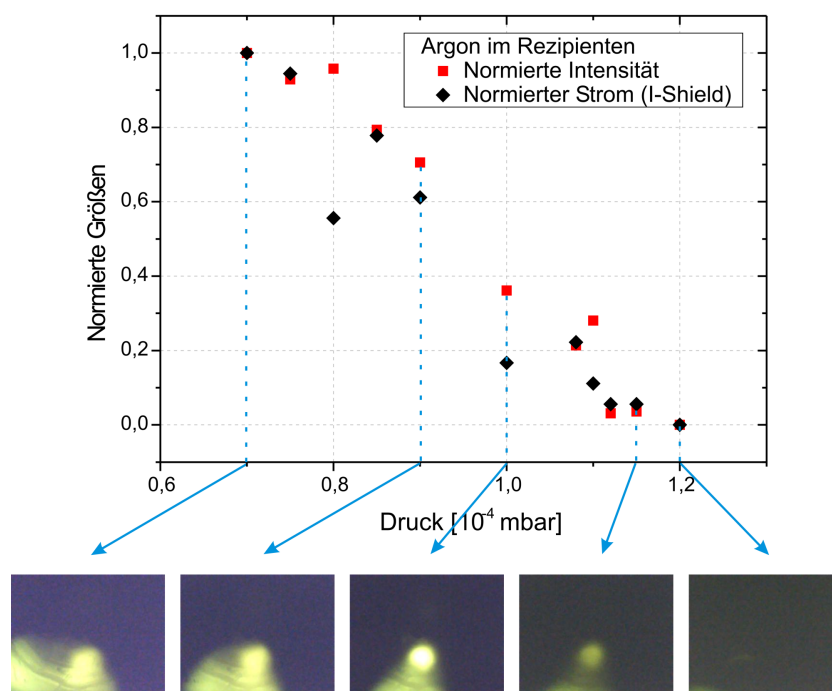


**Abbildung 5.3:** Normierte Intensität und normierter Repellerstrom aufgetragen gegen den Restgasdruck von Heliumgas /  
Energie = 8,55 keV; Strahlstrom = 3,4 mA; Toroidsegmente bei 0,6 T

## 5.1 Wechselwirkung des Teilchenstroms mit dem Restgas



**Abbildung 5.4:** Normierte Intensität und normierter Repellerstrom aufgetragen gegen den Restgasdruck von Stickstoffgas /  
Energie = 8,55 keV; Strahlstrom = 3,4 mA; Toroidsegmente bei 0,6 T



**Abbildung 5.5:** Normierte Intensität und normierter Repellerstrom aufgetragen gegen den Restgasdruck von Argongas /  
Energie = 8,55 keV; Strahlstrom = 3,4 mA; Toroidsegmente bei 0,6 T

Restgasdruck immer weniger Sekundärelektronen den Repellerring, welcher sich um den Leuchtschirm herum befindet, erreichen. Um genauere Aussagen über die Auswirkung des Restgases auf die Ionen und Elektronen treffen zu können, wird ein Vergleich der Gradienten der Intensität und des Repellerstroms durchgeführt. Bei den Ergebnissen für Helium, Stickstoff und Argon ist zu sehen, dass die beiden Größen mit steigendem Druck ungefähr gleich stark abfallen. Dies deutet darauf hin, dass die Ionen wie auch die Sekundärelektronen weitgehend gleich stark vom Restgas absorbiert werden. Bei Wasserstoffgas im Rezipienten ist zu sehen, dass mit steigendem Druck der Repellerstrom sehr viel stärker abfällt als die Intensität. Dies ist ein Zeichen dafür, dass die Sekundärelektronen stärker als die Strahlionen abgeschwächt werden. Dieses Ergebnis spricht für den Einsatz von Wasserstoffgas zur Unterdrückung der Sekundärelektroneneffekte im Rezipienten. Zusätzlich werden die Ergebnisse der Theorie durch diese Messung bestätigt.

Neben der Auswertung der Intensität und des Repellerstroms können die Aufnahmen der Kamera auch direkt betrachtet und daraus weitere Beobachtungen abgeleitet werden. Die Abschwächung der Intensität mit steigendem Druck ist bei allen vier Restgasen gut zu erkennen. Dabei fällt auf, dass vor allem bei Stickstoff- und Argongas die hell leuchtenden Regionen ähnlich stark wie die sichtbaren Strukturen (Sekundärelektroneneffekte) abgeschwächt werden. Diese Beobachtung spricht zusätzlich für die vorher formulierte Annahme, dass bei diesen Gasen Ionen und Sekundärelektronen vergleichbar stark abgeschwächt werden. Bei Helium und Wasserstoff scheinen die sichtbaren Strukturen stärker abgeschwächt zu werden als die hellen Regionen. Eine kreisförmige homogene Leuchtdichteverteilung, welche von einem zylindrischen Ionenstrahl auf dem Leuchtschirm erzeugt werden sollte, ist auf dem dritte Bild in Abbildung 5.2 zu sehen. Dabei handelt es sich um eine Aufnahme mit Wasserstoffgas im Rezipienten. Auch diese Beobachtung spricht für Wasserstoffgas als Sekundärelektronenfilter.

Wie kann nun der für die Untersuchung der Strahldynamik optimale Restgasdruck ermittelt werden? Dazu ist es notwendig, einen Gleichgewichtszustand zu finden, bei dem zum einen die Sekundärelektronen möglichst stark absorbiert werden, zum anderen aber die Strahldynamik des Ionenstrahls mittels der Aufnahmen immer noch untersucht werden kann. Eine Methode um diesen Gleichgewichtszustand und damit den optimalen Restgasdruck zu finden, wird im Laufe dieses Kapitels vorgestellt.

Es ist noch anzumerken, dass bei den vier hier gezeigten Restgasexperimenten die Quelle ohne das quelleneigene Solenoid betrieben wurde. Das benötigte Magnetfeld zum Betrieb der Ionenquelle wurde mittels der beiden Toroidsegmente aufgebaut. Dies ist aufgrund der starken Wirkung des Magnetfeldes der Toroidsegmente in der Quelle (siehe Kapitel 4.1.3) ohne weiteres möglich.

Des Weiteren wurde zur Überprüfung der Restgasmethode untersucht, ob für die Leuchterscheinungen auf dem Leuchtschirm des Detektors wirklich die Ionen des Strahls verantwortlich sind, oder ob das Leuchten komplett oder größtenteils von Sekundärelektronen erzeugt und dominiert wird. Die Ergebnisse der Restgasuntersuchungen für Helium-, Stickstoff- und Argongas könnten auch so interpretiert werden, dass das gleichmäßige Abfallen des Repellerstroms und der Intensität bei steigendem Druck bedeutet, dass hauptsächlich Sekundärelektronen für die Leuchterscheinung, also für die Intensität der Aufnahmen, verantwortlich sind. Eine Möglichkeit zu überprüfen, ob der Ionenstrahl die Leuchterscheinung dominiert, besteht darin, die Magnetfeld- und Energieabhängigkeit der  $R \times B$  Drift des Ionenstrahls beim Transport durch den Rezipienten experimentell zu untersuchen.

Dazu wurden zwei Experimente durchgeführt, bei denen das eine Mal das Magnetfeld des zweiten Toroidsegments und das andere Mal die Energie des Ionenstrahls variiert wurden. Dabei wurde der Detektor wieder am Ende des zweiten Toroidsegments positioniert. Mittels der Veränderung der Leuchterscheinung auf dem Detektorschirm durch die Variation der jeweiligen Größe kann im Vergleich zur Theorie festgestellt werden, von welchen geladenen Teilchen das Leuchten dominiert wird. Dazu wurde mittels der Formel für die Driftlänge (Herleitung siehe Theoriekapitel

## 5.1 Wechselwirkung des Teilchenstroms mit dem Restgas

**Tabelle 5.1:** Theoretische k-Werte der geladenen Teilchen für den Vergleich mit dem Experiment bei Variation des Magnetfeldes des zweiten Toroidsegments

Teilchenspezies	Energie [keV]	k Wert [mm T]
$H_1^+$	8,55	6,84
$H_2^+$	8,55	9,67
$H_3^+$	8,55	11,85
$e^-$	8,55	0,16
$e^-$	10 eV	5,58 E-3

/  $R \times B$  Drift)

$$l_R = \frac{\sqrt{2mE}}{qBR_C} \cdot l_{\parallel} \quad (5.1.1)$$

ein Zusammenhang für die Veränderung der Driftlängen in y-Richtung in Abhängigkeit von der Veränderung des Magnetfeldes und der Energie hergeleitet.

Für die Variation des Magnetfeldes erhält man den Zusammenhang

$$l_{R_1} - l_{R_2} = \Delta l_R = \frac{\sqrt{2mE}}{qR} l_{\parallel} \left( \frac{1}{B_1} - \frac{1}{B_2} \right) = k \cdot \Delta \frac{1}{B} \quad (5.1.2)$$

$$\text{mit } k = \frac{\sqrt{2mE}}{qR} l_{\parallel}. \quad (5.1.3)$$

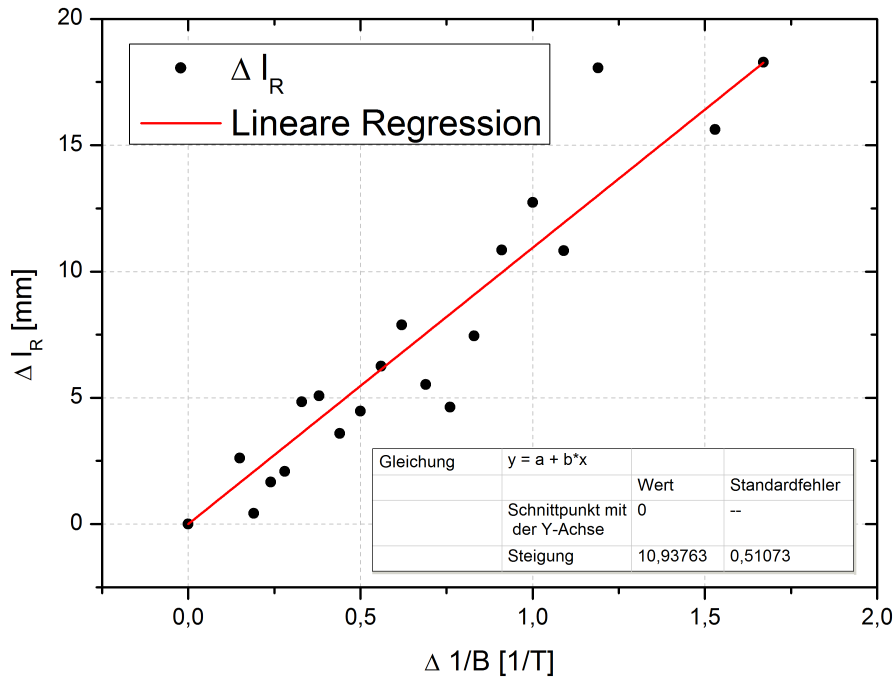
Dabei ist E die Energie, m die Masse und q die Ladung des jeweiligen geladenen Teilchens, R mit 1,3 m der Biegeradius des Toroidsegments und  $l_{\parallel}$  mit 680 mm die Strecke die die Teilchen durch das Toroidsegment mit variiertem Magnetfeld zurücklegen. Aus diesen Größen lässt sich ein theoretischer k-Wert für jede Teilchensorte berechnen. Wenn man nun in einem Graph die experimentellen Daten für  $\Delta l_R$  gegen  $\Delta \frac{1}{B}$  aufträgt, kann man mittels linearer Regression durch den Nullpunkt einen k-Wert aus dem Experiment bestimmen und diesen mit den theoretischen k-Werten vergleichen. Auf diesem Weg ist es möglich die dominierende Teilchensorte der Leuchterscheinung zu bestimmen.

In Abbildung 5.6 ist das Ergebnis des Experiments zu sehen. Der k-Wert, welcher mittels linearer Regression durch den Nullpunkt bestimmt wurde, beträgt  $k_{Ex} = 10,94$  mm T. Bei der Messung wurde eine Energie von 8,55 keV und ein Wasserstoffrestgasdruck von  $p = 1,9 \cdot 10^{-4}$  mbar eingestellt.

Gleichzeitig wurden die theoretischen k-Werte für diese und weitere Energien für die verschiedenen geladenen Teilchen berechnet und in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Es ist festzustellen, dass der experimentell bestimmte k-Wert im Bereich der theoretischen k-Werte der Ionen liegt. Die theoretischen k-Werte für Elektronen sind ungefähr um einen Faktor 100 kleiner als die der Ionen und der des Experiments. Die Leuchterscheinungen auf dem Leuchtschirm werden also von Ionen dominiert. Damit ist das Arbeiten mit dem Detektor zur Untersuchung des Ionenstrahls auch beim Verwenden von Wasserstoffgas ohne Einschränkung möglich.

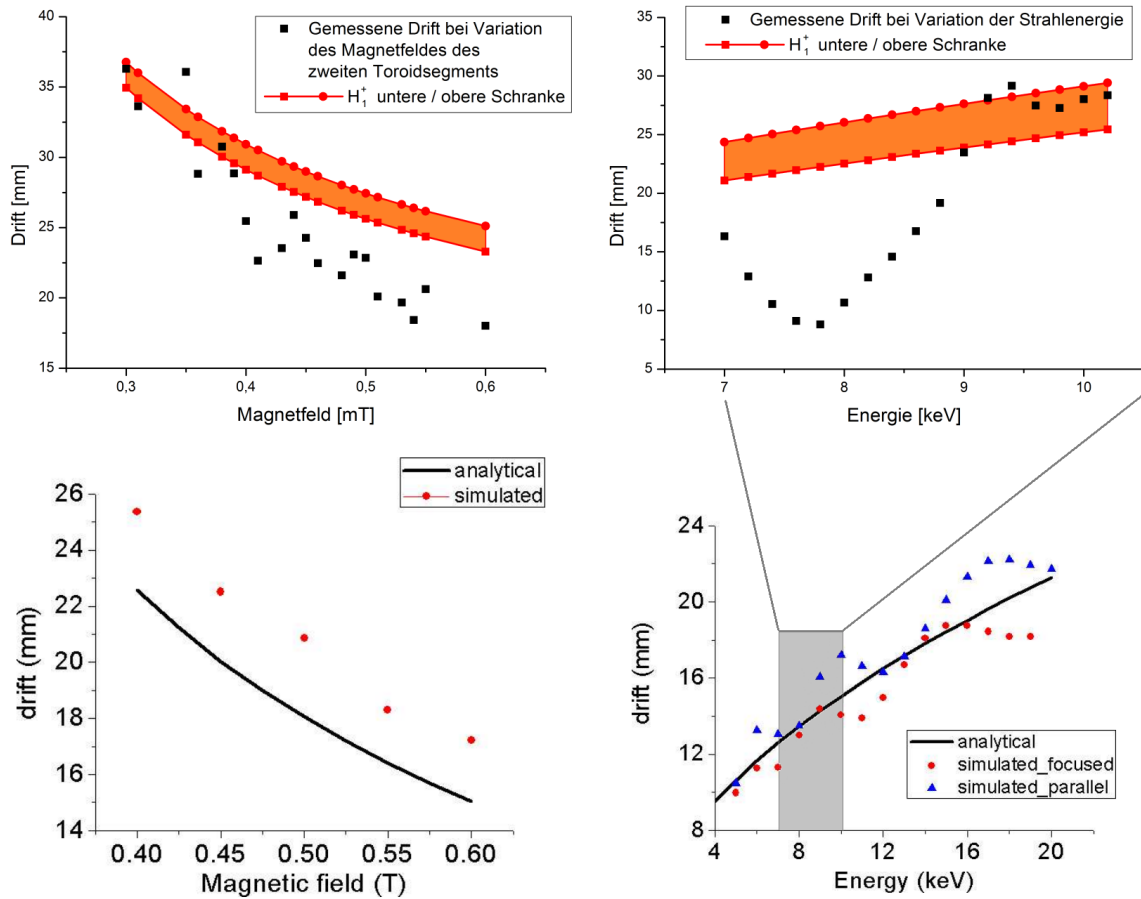
Es wurde auch eine Analyse der Energieabhängigkeit der  $R \times B$  Drift durchgeführt. Theoretisch ergibt sich dabei, vergleichbar mit dem Zusammenhang für die Magnetfeldabhängigkeit, ein linearer Zusammenhang zwischen  $\Delta l_R$  und  $\Delta \sqrt{E}$ . Man kann daher wieder einen k-Wert aus dem Experiment und einen theoretischen k-Wert für jede Teilchensorte bestimmen. Dieser lineare Zusammenhang trat im Experiment aber nur teilweise auf. Der k-Wert des Experiments war dabei ungefähr doppelt so groß wie der größte k-Wert der Theorie ( $H_3^+$  Ionen). Da die theoretischen k-Werte für Elektronen aber auch hier ungefähr um einen Faktor 100 kleiner sind, kann man



**Abbildung 5.6:** Aufgetragen ist  $\Delta I_R$  gegen  $\Delta \frac{1}{B}$  zur Bestimmung des k-Werts aus dem Experiment mittels linearer Regression /  
 Energie = 8,55 keV; Strahlstrom = 2,9 mA; erstes Toroidsegment bei 0,6 T; Wasserstoffgasdruck  $p = 1,9 \cdot 10^{-4}$  mbar

auch aus dieser Untersuchung ableiten, dass die Leuchterscheinung von Ionen dominiert wird. Die Ergebnisse der beiden Experimente, bei denen das eine Mal das Magnetfeld des zweiten Toroidsegments und das andere Mal die Energie des Strahl variiert wurden, können auch mit den Driftwerten der theoretischen Betrachtung verglichen werden. Des Weiteren besteht die Möglichkeit einen Vergleich mit den Ergebnisse der Theorie und den Simulationen beim Strahltransport durch ein Toroidsegment [1] durchzuführen. Zu diesem Zweck wurden alle Ergebnisse in Abbildung 5.7 zusammen dargestellt. Dabei beinhalten die beiden oberen Graphen die experimentellen Werte sowie die dazugehörigen theoretischen Schranken ( $H_1^+$  Ionen) für den Strahltransport durch beide Toroidsegmente. Die beiden unteren Graphen beinhalten die Ergebnisse der theoretischen Betrachtung und der Simulationen für den Strahltransport durch ein Toroidsegment. Bei der Variation des Magnetfeldes des zweiten Toroidsegments ist der theoretische  $\frac{1}{B}$  Abfall der Drift bei steigendem Magnetfeld bei den experimentellen Werten erkennbar. Im Vergleich mit den beiden theoretischen Schranken für  $H_1^+$  Ionen ist eine Abweichung hin zu höheren Magnetfeldern festzustellen. Die theoretischen Schranke der  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionen sind noch größer als die der  $H_1^+$  Ionen und können daher die zu kleine Drift bei höheren Magnetfeldern nicht erklären. Da die experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Driftwerten der  $H_1^+$  Ionen am besten übereinstimmen, kann davon ausgegangen werden, dass der Ionenstrahl am Ende des zweiten Toroidsegments hauptsächlich von  $H_1^+$  Ionen dominiert wird. Auch bei der Variation der Energie des Strahls besteht die beste Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment für einen von  $H_1^+$  Ionen dominierten Ionenstrahl. Dabei sind bei dieser Untersuchung deutliche Abweichungen zwischen den theoretischen Werten und den Ergebnissen

## 5.1 Wechselwirkung des Teilchenstroms mit dem Restgas



**Abbildung 5.7:** Oben: Drift bei Variation des Magnetfeldes im zweiten Toroidsegment (links) und der Energie des Strahls (rechts)  
 Energie = 8,55 keV (Magnetfeldvariation); Strahlstrom = 2,9 mA; erstes Toroidsegment bei 0,6 T / zweites Toroidsegment bei Energievariation bei 0,6 T; Wasserstoffgasdruck  $p = 1,9 \cdot 10^{-4}$  mbar  
 Unten: Drift bei Variation des Magnetfeldes (links) und der Energie des Strahls (rechts) bei Experimenten mit einem Toroidsegment [1]

des Experiment festzustellen. Der Grund für diese Abweichungen wird durch den Vergleich der Ergebnisse des durchgeführten Experiments mit den Untersuchungen des Strahltransports mittels Simulationen durch ein Toroidsegment erklärbar.

Es ist bei der Energievariation des Ionenstrahls festzustellen, dass das theoretische Verhalten, der  $\sqrt{E}$  Anstieg der Drift mit steigender Energie, zwar erkennbar ist, dieser in den Ergebnissen der Simulationen aber von einer Schwingung überlagert wird. Dabei ist die Phase der Schwingung abhängig von der Anpassung des Strahls am Eingang des Toroidsegments. Diese Schwingung wird ihren Ursprung in der Gyration des Ionenstrahls haben. Zwar ist die Gyrationenfrequenz selbst nur magnetfeldabhängig und damit bei der Variation der Energie konstant, auf der anderen Seite ändert sich aber durch die Variation der Strahlenergie die Geschwindigkeit der Ionen und damit die benötigte Flugzeit durch den Aufbau. Aus diesem Grund unterscheidet sich die Anzahl der Gyrationen für verschiedenen Energien beim Transport durch den Strahlkanal und damit auch die mögliche Position des gyrierenden Strahls am Ort der Messung. So ist das Verhalten des Ionenstrahls bei der Variation der Energie erklärbar. Bei der Variation des Magnetfeldes

des zweiten Toroidsegments ist das grundsätzliche Verhalten ( $\frac{1}{B}$  Abfall) der Drift in alle Fällen erkennbar. Hierbei spielt die Anpassung des Strahls keine Rolle.

Diese Übereinstimmung von Experiment und Simulation bestätigen die Funktionsweise des verwendeten Simulationsprogramms („tbt“). Des Weiteren ist damit geklärt, warum bei der Untersuchung der k-Werte bei Variation der Energie zwischen den theoretischen und den experimentellen Werten hier kein linearer Zusammenhang auftritt. Um diesen Zusammenhang bei der k-Wert Methode bei Variation der Strahlenergie zu erhalten, müssten Messungen in einem sehr viel größeren Energiebereich vorliegen, sodass das lineare Verhalten deutlicher hervorsteht.

Warum die experimentell gemessenen Driften hin zu hohen Magnetfeldern kleiner sind als die theoretisch abgeschätzten, muss in eine weiteren Arbeit untersucht werden. Auch die genaue theoretische Beschreibung der Energieabhängigkeit der Drift unter Berücksichtigung der Gyration könnte in diesem Zusammenhang analysiert werden.

## 5.2 Strahltransport durch beide Toroidsegmente

Bei einem Strahltransportexperiment durch beide Toroidsegmente wurde beobachtet, dass mit Hilfe von Restgas im Rezipienten die Sekundärelektroneneffekte, die auf den Aufnahmen zu sehen waren, teilweise unterdrückt werden konnten. Durch das Einlassen von Luft durch das Feinjustierventil wurde der Druck im Rezipienten vergrößert und auf diesem Wege wurden die sichtbaren Strukturen auf dem Leuchtschirm entscheidend abgeschwächt. Dadurch war es möglich, das durchgeführte Experiment auszuwerten und die transversale Strahldynamik beim Transport durch das Experiment zu untersuchen.

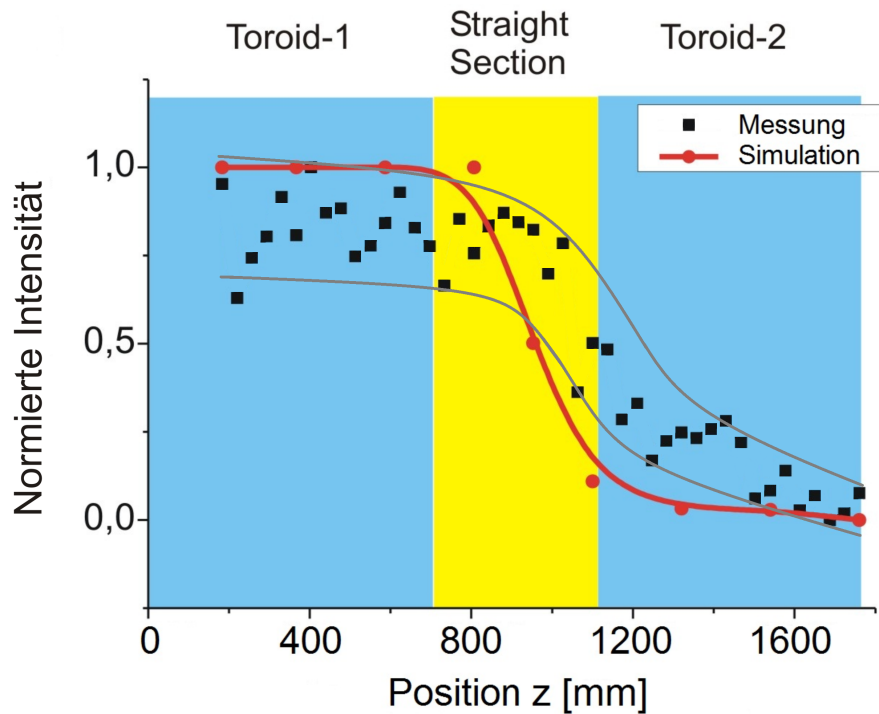
Bei dem Experiment wurde ein Wasserstoffionenstrahl mit einer Energie von  $E = 9,7$  keV und einem Strahlstrom von 2,2 mA von der Ionenquelle erzeugt und dieser wurde mittels der beiden aktiven Toroidsegmente (0,6 T / 480 A) durch das Experiment transportiert. Dabei wurde die Detektorsonde in 49 Schritten von hinten (Ende zweites Toroidsegment) nach vorne (Anfang erster Toroidsegment) gefahren und bei jedem Schritt wurde ein Bild mit der Kamera aufgenommen.

Ausgewertet wurden die Bilder mit Hilfe des Programms „CCDScan“, in dem zum einen die Intensität des gesamten Bildes bestimmt wurde und zum anderen die Intensitätsprofile in beiden Koordinatenrichtungen erzeugt und an diese mittels „Origin“ eine Gaußfunktion angepasst wurde. Auf diesem Wege konnten die Koordinaten des Strahlmittelpunkts (Maxima der Gaußfunktion), sowie teilweise auch die Strahlbreite (FWHM) bestimmt werden.

In den Abbildungen 5.8 und 5.9 sind die Ergebnisse des Experiments in zwei Graphen dargestellt. Dabei ist auf der x-Achse jeweils die Position der Sonde im Rezipienten aufgetragen. Bei der Umskalierung dieser Achse von Steps in eine mm-Position wurde davon ausgegangen, dass die Sonde bei jeder Umdrehung, also zwischen jedem Step, gleichweit gefahren ist. Zwischen den einzelnen Steps wurde daher eine Strecke von 36,7 mm zurückgelegt. Der Nullpunkt befindet sich bei dieser Skalierung am Anfang des ersten Toroidsegments. Zusätzlich wurden die Bauteile des Experiments in den Abbildungen farblich gekennzeichnet.

In Abbildung 5.8 ist die Intensität der Aufnahmen gegen die Position des Detektors im Rezipienten aufgetragen. Die Intensität wurde von 0 bis 1 normiert. Dabei ist deutlich zu sehen, dass die Intensität in der Driftsektion zwischen den Toroidsegmenten sehr stark abfällt, während in den Toroidsegmenten die Veränderung der Intensität sehr gering ausfällt. Dieser starke Abfall der Intensität spricht deutlich für einen großen Teilchenverlust in der Driftsektion. Dabei stimmt das Ergebnis des Experiments sehr gut mit dem Ergebnis der Simulation, durchgeführt mit dem Programm „tbt“, und den Parametern des Experiments überein. Der Abfall in der Driftsektion ist dabei noch deutlicher zu erkennen.

In Abbildung 5.9 ist die Position des Mittelpunkts des leuchtenden Strahls gegen die Position



**Abbildung 5.8:** Intensität des Stahls in Abhängigkeit von der z-Position im Rezipienten

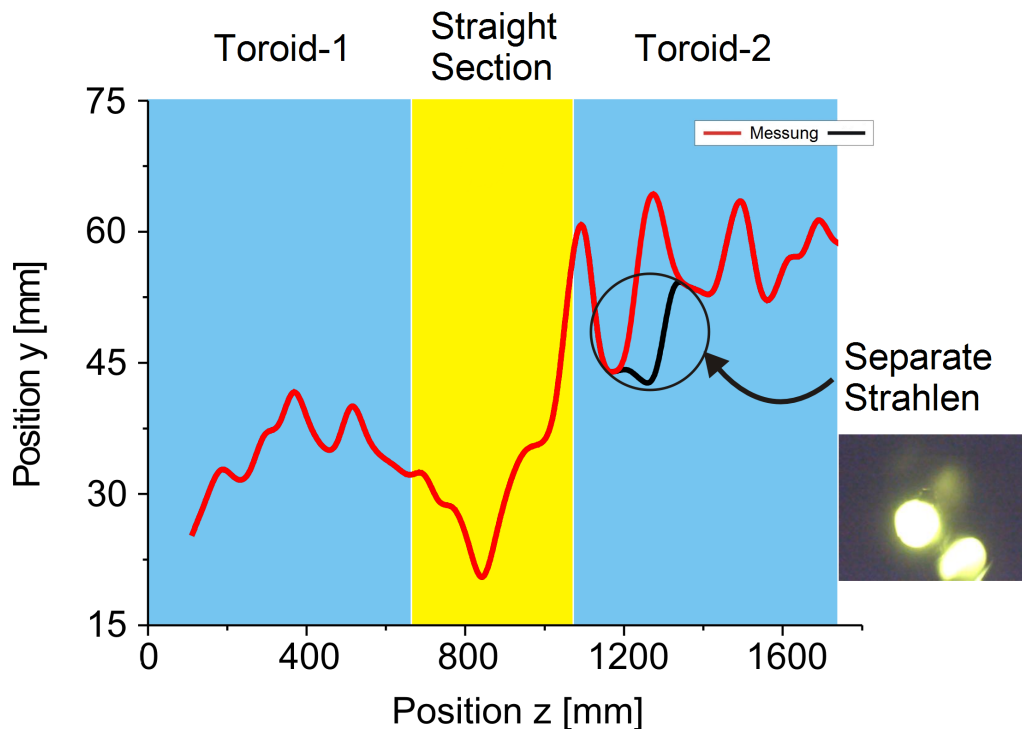
des Detektors im Rezipienten aufgetragen. Dabei wurde bei der Skalierung der y-Achsen nicht wie üblich der Mittelpunkt des Rezipienten als Nullpunkt gewählt. Stattdessen wurde als Nullpunkt der erste Pixel der aufgenommenen Bilder in y-Richtung verwendet. Der Mittelpunkt des Rezipienten befindet sich bei dieser Skalierung an der y-Position 25 [mm].

Bei diesem Graphen ist zu sehen, dass die  $R \times B$  Drift, wie im Simulationskapitel angesprochen, in der Driftsektion zwischen den Toroidsegmenten keine Bedeutung hat und der Strahl hier seine Driftachse stark verändert. In den Toroidsegmenten ist die  $R \times B$  Drift in positiver y-Richtung auf 5 mm im ersten Toroidsegment und auf 13 mm im zweiten Toroidsegment mittels linearer Regression bestimmt worden. Dabei stimmt die Drift für das zweite Toroidsegment gut mit den Ergebnissen aus der Theorie und der Simulation überein (vgl. Tabelle 3.1), wenn man davon ausgeht, dass der Ionenstrahl von  $H_1^+$  Ionen dominiert wird. Die Drift im ersten Toroidsegment ist dagegen kleiner als zuvor berechnet. Der Grund dafür wird in der Zusammensetzung des Ionenstrahls liegen, der im ersten Toroidsegment von keiner Ionenspezies dominiert wird.

Des Weiteren ist bei diesem Experiment ein Effekt aufgetreten, welcher vorher noch nicht beobachtet wurde. So kam es zu einer auf den Aufnahmen sichtbaren Auftrennung des Strahls in zwei Strahlen. Dieser Effekt wurde im zweiten Toroidsegment beobachtet und ist auf der dazugehörigen Aufnahme der Kamera zu sehen (siehe Abbildung 5.9). Dabei kann man davon ausgehen, dass der Ionenstrahl sich an dieser Stelle in zwei Strahlen, bestehend aus unterschiedlichen Ionenspezies, aufgespalten hat. Dieser Effekt wurde auch in Simulationsrechnungen an einigen Stellen im zweiten Toroidsegment beobachtet und muss in einer weiterführenden Arbeit detaillierter untersucht werden.

Eine weitere Methode zur Darstellung der Ergebnisse der Simulation liegt in der Anfertigung einer dreidimensionalen Abbildung, wobei neben den beiden bekannten Achsen, über welche der Ort dargestellt wird, die dritte Dimension mittels Farbe generiert wird. Somit ist es möglich, die Strahlverteilung jeweils in der x- und y-Richtung in Abhängigkeit von der Position im Rezipienten zu betrachten. Dazu wurden die aus den Aufnahmen erzeugten Profile in x- und y-Richtung





**Abbildung 5.9:** Position des Strahls in der y-Koordinate aufgetragen gegen die z-Position im Rezipienten

verwendet. Da der experimentelle Aufbau gekrümmt ist, muss diese Krümmung bei der Darstellung der Ergebnisse der Messung in der  $xz$ -Ebene beachtet werden [2]. Die Darstellung der Ergebnisse der Messung mittels dieser Methode ist für die  $xz$ - und  $yz$ -Ebene in den Abbildungen 5.10 und 5.11 zu sehen.

Durch diese Darstellungsweise besteht die Möglichkeit, unterschiedliche Effekte in Ansätzen zu untersuchen. Dazu gehören die Fokussierung des Strahls durch die toroidalen Magnete, die gesamte Bewegung des Strahls, sowie die Transmission des Strahls.

Bei der Untersuchung der Fokussierung des Ionenstrahls ist darauf zu achten, dass mit steigender Fokussierung des Ionenstrahls die Leuchtdichte zunehmen und der Strahlradius abnehmen sollte. Dies gilt unter den Bedingungen, dass keine Ionen verloren gehen, und dass das Restgas in der transversalen Ebene homogen verteilt ist. In den Aufnahmen des Detektors muss die Intensität daher in einem kleiner werdenden Bereich größer werden. Bei der Betrachtung der beiden Abbildungen ist ein frequenzielles Kleinerwerden des Strahls in den Toroidsegmenten nicht zu erkennen. Schwankungen in der Intensität sind, vor allem im ersten Toroidsegment, vorhanden. Diese Schwankungen könnten durch die Fokussierungswirkung des Toroidsegments erklärt werden, was aber aufgrund der geringen Unterschiede in der Intensität und den fehlenden Veränderungen im Strahlradius nicht ohne weiteres möglich ist.

Bei der Betrachtung der Bewegung des Strahls ist zu sehen, dass der Strahl in der  $xz$ -Ebene, abgesehen von der Krümmung aufgrund der Geometrie, keine sichtbaren Driftbewegungen ausführt. Dies entspricht der theoretischen Vorstellung der Bewegung in dieser Ebene beim Transport durch den Rezipienten. In der  $yz$ -Ebene sind dagegen Bewegungen des Strahls ab von der geometrischen Achse erkennbar. Diese sichtbaren Bewegungen stimmen mit den Ergebnissen aus Abbildung 5.9 überein.

Betrachtet man die Transmission, so ist es möglich an der fallenden Intensität und an dem gleichzeitig kleiner werdenden Strahlradius abzulesen, dass gegen Ende der Driftsektion ein großer Anteil des Strahls verloren geht. Daher ist die Intensität im zweiten Toroidsegment geringer als in

## 5.2 Strahltransport durch beide Toroidsegmente

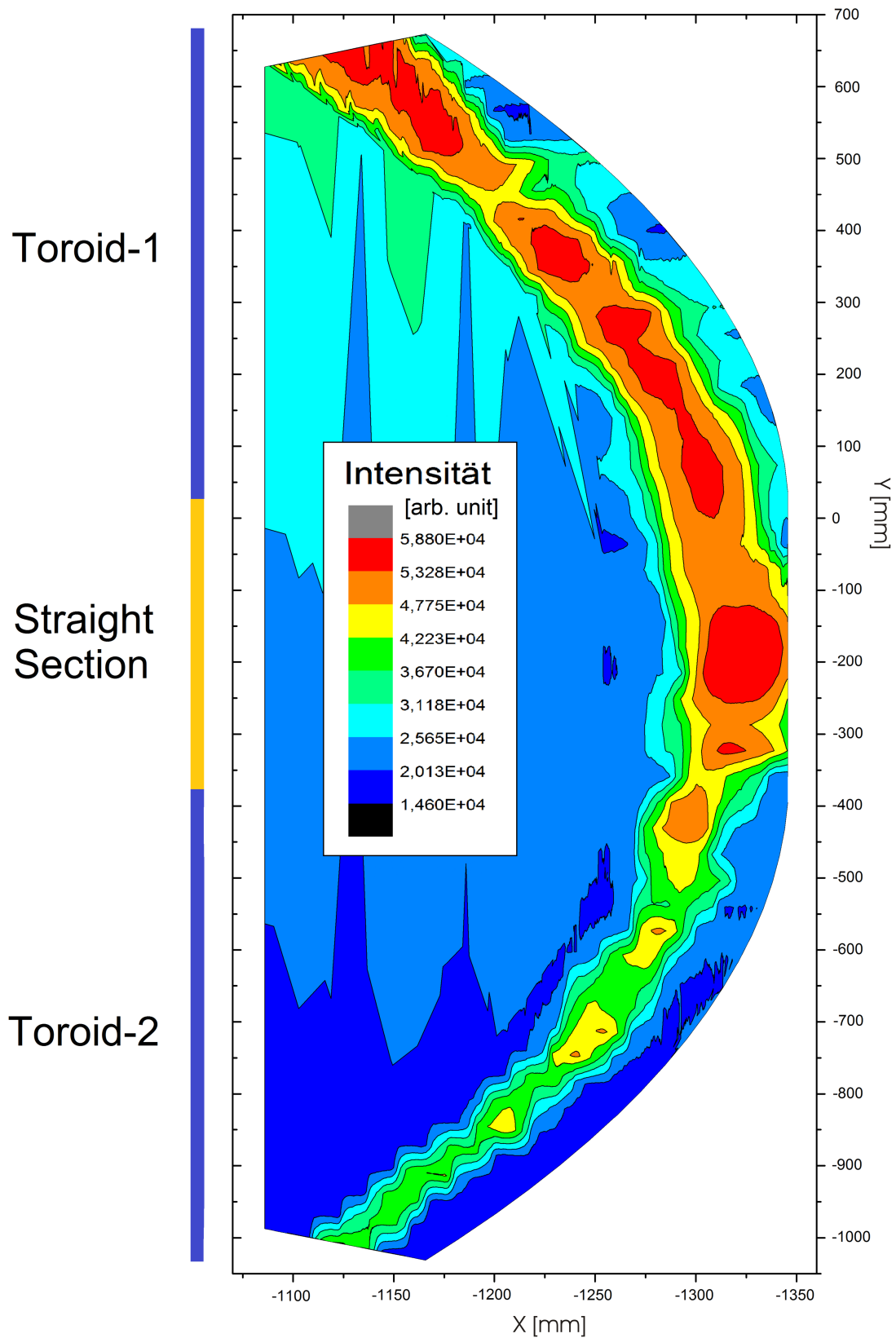
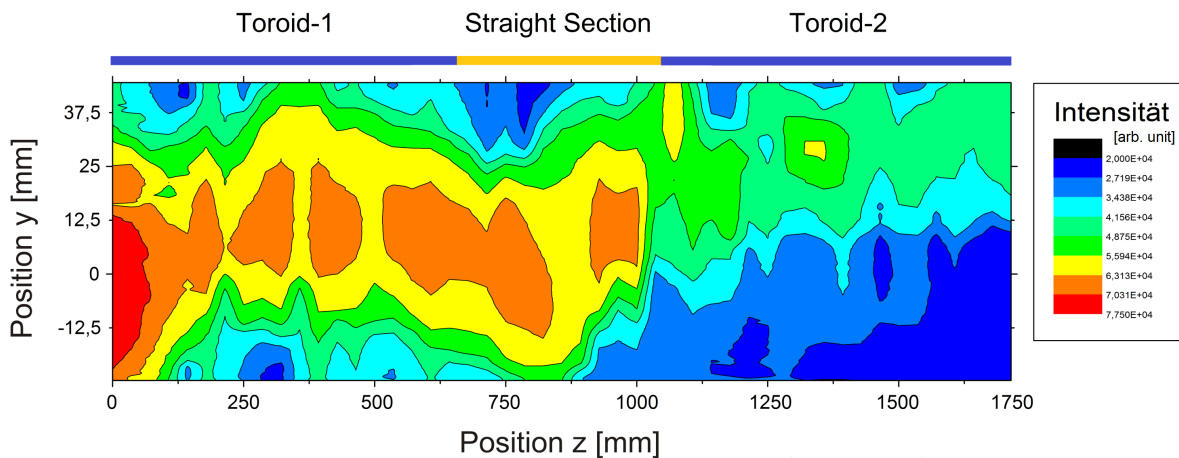


Abbildung 5.10: Farbdarstellung der Strahlverteilung im Rezipienten in der xz-Ebene



**Abbildung 5.11:** Farbdarstellung der Strahlverteilung im Rezipienten in der yz-Ebene

den Bauteilen davor. Auch diese Beobachtung stimmt mit der Intensitätsauswertung der Messungen aus Abbildung 5.8 überein.

Nachdem dieses Experiment durchgeführt wurde, begannen die vorher angesprochenen Untersuchungen zur Unterdrückung der Sekundärelektroneneffekte mittels Restgas im Rezipienten. Strahltransportexperimente durch den gesamten Aufbau mit Wasserstoffgas im Rezipienten sollen als nächsten diskutiert werden.

### 5.3 Strahltransport durch eine Wasserstoffatmosphäre

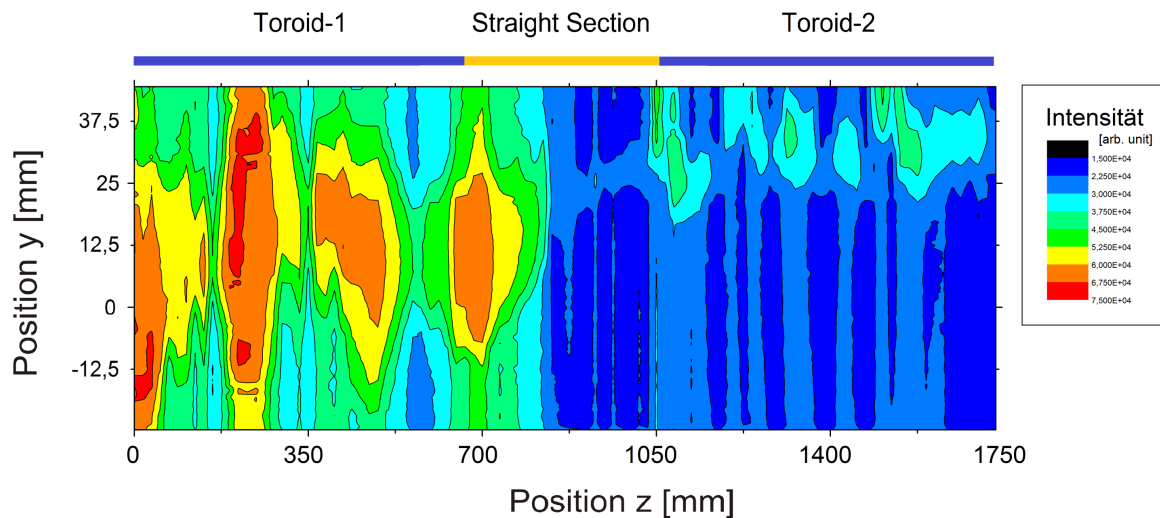
Aufgrund der Ergebnisse der Restgasuntersuchungen wurde bei allen weiteren Experimenten Wasserstoffgas zur Unterdrückung der Sekundärelektroneneffekte verwendet. Des Weiteren wurde bei allen weiteren Experimenten eine geringere Strahlleistung eingestellt, da nach kurzer Einsatzzeit eine starke Verdunklung des neuen Detektorschirms festgestellt wurde. Der Strahlstrom wurde deshalb von 2 – 3 mA bei vorhergegangenen Experimenten auf 1 mA bei allen weiteren Experimenten heruntergefahren.

Zunächst wurde beim Strahltransportexperiment mit Wasserstoffgas der Restgasdruck konstant auf ungefähr  $1 \cdot 10^{-4}$  mbar eingestellt. Die beiden Toroidsegmente wurden auf 0,6 T (480 A) und der Solenoid auf 0,14 T (69 A) eingestellt. Der Ionenstrahl hatte eine Energie von 10 keV und einen Strahlstrom von ungefähr 1 mA. Der Detektor wurde wieder von hinten nach vorne gefahren.

Das Ergebnis dieses Experiments ist besonders auffällig bezüglich eines Effekts, welcher bei der dreidimensionalen Farbdarstellung der yz-Ebene erkennbar ist. Diese ist dazu in Abbildung 5.12 dargestellt. Dabei ist der Graph detailreicher als der Graph des vorherigen Experiments (vgl. Abbildung 5.11), da hierbei doppelt so viele Aufnahmen gemacht wurden (halbe Schrittweite des Detektors).

Neben den schon bekannten Drifteffekten sind im ersten Toroidsegment Fokussierungen des Strahls zu erkennen. Dabei sollten zwischen den gut sichtbar defokussierten Strahlzuständen mit großem Strahlradius und geringerer Intensität die stark fokussierten Zustände mit kleinem Strahlradius und größerer Intensität liegen. Wenn man sich die aufgenommenen Bilder aus dem Experiment direkt anschaut, stellt man fest, dass an den sehr schwach leuchtenden Stellen im ersten Toroidsegment der Strahl tatsächlich fokussiert ist. Dieses Verhalten ist bei der Farbdarstellung der Strahlverteilung nicht zu erkennen. Des Weiteren ist in der Driftsektion zwischen

### 5.3 Strahltransport durch eine Wasserstoffatmosphäre

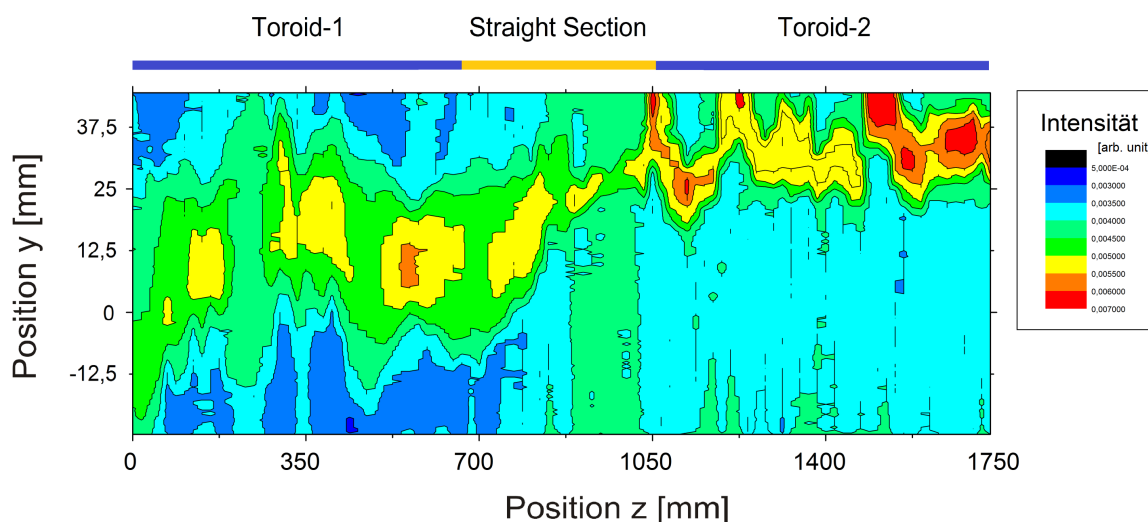


**Abbildung 5.12:** Intensitätsverteilung im Rezipienten in der yz-Ebene beim ersten Strahltransportexperiment mit Wasserstoffgas zur Sekundärelektronenunterdrückung

den Toroidsegmenten kein Strahl zu sehen. Kompletten verloren gegangen sein kann der Strahl aber nicht, da er im zweiten Toroidsegment, wenn auch stark abgeschwächt, zu sehen ist. Die Frage ist nun, was der Ursprung dieses Effekts ist. Dabei ist davon auszugehen, dass die Restgasmethode keinen Einfluss nimmt, da der Strahl fokussiert und defokussiert gleich stark absorbiert wird. Daher bleibt nur noch der Detektor als mögliche Ursache. Bei den bisherigen Experimenten spielte eine mögliche Skalierung der verwendeten Kamera keine wichtige Rolle. Dabei ist bekannt, dass die Kamera des Detektors unter bestimmten Umständen das Bild überarbeitet [2]. Bei dieser Messung, welche mit einem sehr viel geringeren Strahlstrom als bei vorherige Experimenten durchgeführt wurde, besteht die Möglichkeit, dass die Kamera die Intensität bei einigen Bildern stark verändert hat. Es wäre beispielsweise denkbar, dass die Bilder des defokussierten Strahls hochskaliert wurden. Aus diesem Grund muss zur Auswertung dieser Messung eine Methode gefunden werden, mit der es möglich ist, die Skalierung der Kamera weitgehend herauszurechnen. Dazu wurden die Intensitätswerte des Profils durch die Gesamtintensität des dazugehörigen Bildes dividiert. Dadurch wurden Bilder mit einer hohen Intensität abgeschwächt und Bilder mit einer geringen Intensität verstärkt. Die so korrigierte dreidimensionale Farbdarstellung der yz-Ebene ist in Abbildung 5.13 zu sehen.

Diese korrigierte Strahlverteilung zeigt genau an den Stellen, an denen vorher die Intensität und der Strahlradius minimal war, das erwartete Verhalten. Dabei besitzt der Strahl im Fokussieren einen kleineren Radius und eine höhere Intensität. Diese Eigenschaften sind sehr gut bei der Fokussierung an der z-Position 550 [mm] zu erkennen. Des Weiteren erkennt man, wenn man diese korrigierte Farbverteilung mit der Farbverteilung des vorher beschriebenen Experiments vergleicht (Abbildung 5.11), dass auch die Bewegung des Strahls nun korrekt wiedergespiegelt wird.

Es ist noch anzumerken, dass bei der Korrektur der Farbverteilung davon ausgegangen wurde, dass der Ionenstrahl keine Verluste aufweist. Dies ist in den Toroidsegmenten zwar weitgehend gewährleistet, aber in der Driftsektion dazwischen gehen sehr viele Ionen verloren. Die Leuchterscheinung im zweiten Toroidsegment wird daher von sehr viel weniger Ionen hervorgerufen. Dies wurde bei der Korrekturmethode nicht beachtet. Aus diesem Grund ist die Intensität im zweiten Toroidsegment im Vergleich zum ersten Segment zu hoch. Daher können Vergleiche auf Basis der



**Abbildung 5.13:** Korrigierte Intensitätsverteilung in der  $yz$ -Ebene beim ersten Strahltransportexperiment mit Wasserstoffgas

Intensität zwischen den beiden Toroidsegmenten bei dieser Korrekturmethode nicht durchgeführt werden.

## 5.4 Strahltransport bei variablem Wasserstoffgasdruck

Aufgrund der Tatsache, dass die Quellen der Sekundärelektronen größtenteils an festen Orten im Rezipienten liegen (siehe Kapitel 2.3.2 (Theorie)), sind die Sekundärelektroneneffekte an verschiedenen Orten im Rezipienten unterschiedlich stark ausgeprägt. Aus diesem Grund wurde ein Strahltransportexperiment durchgeführt, bei dem neben der Positionsveränderung des Detektors, auch der Restgasdruck an jeder Detektorposition variiert wurde. Auf diesem Wege wurde versucht, die Sekundärelektronen an jedem Ort möglichst effizient zu unterdrücken, aber gleichzeitig den Ionenstrahl möglichst schwach zu absorbieren. Auf dieses Experiment, die dazu entwickelte Auswertungsmethode, sowie die Ergebnisse soll im weiteren eingegangen werden.

### 5.4.1 Datenaufnahme und Auswertungsmethode

Bei dem durchgeführten Experiment wurde mit beiden Toroidsegmenten ein Magnetfeld von 0,6 T (480 A) erzeugt und das Solenoid wurde für eine Strahlenergie von 10 keV auf 0,14 T (69 A) eingestellt. Der Strahlstrom lag während des Experiments bei 1,1 mA. Der Wasserstoffgasdruck wurde von  $0,5 \cdot 10^{-4}$  bis  $2,0 \cdot 10^{-4}$  mbar schrittweise variiert. Ein Druck von  $0,5 \cdot 10^{-4}$  mbar stellte sich ein, wenn das Feinjustierventil im geschlossenen Zustand war. Es ist darauf zu achten, dass es sich bei den hier angegebenen Druckwerten um die von der Druckmessröhren angezeigten Werte handelt. Um die realen Restgasdrücke zu erhalten, müssen die zuvor bestimmten Umrechnungsfaktor (Kapitel 4.2) angewendet oder die realen Werte der Tabelle 4.5 entnommen werden. Der Detektor wurde im Experiment wieder schrittweise von hinten nach vorne gefahren. Dabei wurden an jeder Position des Detektors 10 Bilder mit verschiedenen Restgasdrücken im Rezipienten aufgenommen.

Nach dem Experiment wurde die durchgeführte Messung ausgewertet. Dazu musste eine Methode entwickelt werden, um aus den 10 Bildern, welche an jeder Position mit unterschiedlichem Restgasdruck aufgenommen wurden, das „beste“ Bild auszuwählen. Das „beste“ Bild zeichnet sich

dabei durch die möglichst beste Erfüllung zweier Eigenschaften aus: Zum einen darf der Restgasdruck im Rezipienten den Ionenstrahl nicht so stark abschwächen, sodass die Eigenschaften des Strahls an dieser Position nicht mehr untersucht werden können. Zum anderen sollen durch das Restgas möglichst viele Sekundärelektronen unterdrückt werden, was am besten mit einem möglichst hohen Restgasdruck erreichbar ist. Die beiden Eigenschaften stehen somit im direkten Gegensatz zueinander. Es ist daher notwendig, für jede Detektorposition die Druckeinstellung zu finden, an der beide Bedingungen möglichst gut erfüllt sind. Dazu wird eine Methode benötigt, die die beiden Eigenschaften mittels einer oder mehrerer Vergleichsgrößen für jedes Bild charakterisiert, um diese anschließend miteinander zu verknüpfen und die 10 Bilder untereinander zu vergleichen. Auf diesem Weg lässt sich das „beste“ Bild herausuchen.

Um die Abschwächung des Ionenstrahl mit in den Vergleich einfließen zu lassen, kann die Gesamtintensität jedes Bildes genutzt werden. Das zu dieser Gesamtintensität auch die Sekundärelektronen beitragen, kann bei der Verknüpfung durch Geschwichtung der Größen berücksichtigt werden. Um die Abschwächung der Sekundärelektronen zu charakterisieren, wurde ein Symmetrieparameter eingeführt. Diesem liegt die Überlegung zu Grunde, dass ein Bild mit einem großen Anteil an Sekundärelektronen eine geringere Radialsymmetrie um den Schwerpunkt der Leuchterscheinung aufweist. Ist die abgebildete Leuchterscheinung auf dem Bild sehr symmetrisch, deutet dies darauf hin, dass zu der Leuchterscheinung nur eine geringe Anzahl an Sekundärelektronen beigetragen hat. Mittels des Symmetrieparameters ist es somit möglich, einen Zahlenwert zu bestimmen, welcher eine Aussage über die Stärke der Sekundärelektroneneffekte macht.

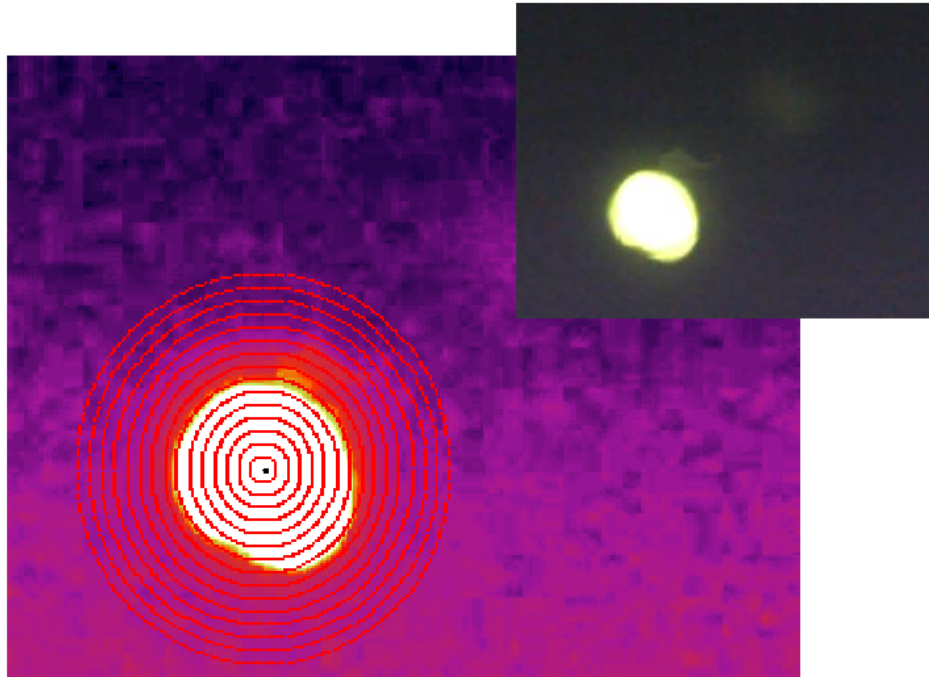
Um den Zahlenwert für diese beiden Eigenschaften zu erhalten, wurde das Programm „CCDS-can“ verwendet. Die Gesamtintensität  $I$  des Bildes lässt sich hiermit errechnen und ausgeben. Zusätzlich kann der Schwerpunkt der Leuchterscheinung bestimmt werden. Dazu bestimmt das Programm den Schwerpunkt des Leuchtens in jeder Zeile der zwei Bilddimensionen und sucht den Schnittpunkt dieser Schwerpunkte. Der so gefundene Schwerpunkt der Leuchterscheinung ist der Ausgangspunkt für die Bestimmung der Symmetrie des Bildes. So wird um den Schwerpunkt herum ein Kreisring gelegt und die Intensitätswerte der in dem Kreisring liegenden Pixel ausgegeben. Aus diesen Intensitätswerten wird der Mittelwert  $\bar{m}$  und die Standardabweichung  $\sigma$  berechnet. Über den Zusammenhang

$$S_{sym} = \frac{\bar{m}}{\sigma^2} \quad (5.4.1)$$

lässt sich daraus der Symmetriewert  $S_{sym}$  [8] für den Kreisring berechnen. Ist die Standardabweichung groß, also die Symmetrie des Kreisrings gering, wird der Symmetriewert klein.

Um die Symmetrie der Leuchterscheinung eines Bildes zu bestimmen, reicht ein Kreisring nicht aus, da dieser nur eine Aussage über die Symmetrie in einem bestimmten Bereich um den Schwerpunkt herum macht und eine Begrenzung dieses Bereiches, also die Abgrenzung des Strahls, nicht objektiv bestimmt werden kann. Aus diesem Grund wurden in einem Abstand von 5 Pixel mehrere Kreisringe bis zum Bildrand um den Schwerpunkt gelegt und die Daten der dazugehörigen Bereiche ausgegeben. Es wurden für jeden Kreisring der Mittelwert  $\bar{m}$  und die Standardabweichung  $\sigma$  bestimmt und daraus mit der Formel 5.4.1 der dazugehörige Symmetriewert berechnet. Ein Beispiel für diese Methode ist in Abbildung 5.14 zu sehen.

Da das Ziel der Vergleich der Symmetrien der Leuchterscheinungen der 10 Bilder mit unterschiedlichem Restgasdrücken ist, wurde dieser Prozess für jedes der 10 Bilder durchgeführt. Um nun auf die Gesamtsymmetrie eines Bildes zu schließen, wurde untersucht, welches Bild die meisten hohen Symmetriewerte besitzt. Je mehr hohe Symmetriewerte bei einem Bild vorliegen, um so höher ist die Gesamtsymmetrie des Bildes. Dabei wurde aber nicht der Symmetriewert  $S_{sym}$  der Kreisringe zum Vergleich herangezogen. Als Vergleichswert diente der mit der Gesamtintensität



**Abbildung 5.14:** Aufnahme des Programms „CCDScan“ beim Erzeugen der Kreisringe für ein Bild aus einer Messung und die dazugehörige Originalaufnahme (Bildauflösung: 320x240 Pixel / Bildausschnitt: 93x70 Millimeter)

$I$  des jeweiligen Bildes multiplizierte Symmetriewert  $S_{sym,I}$ .

$$S_{sym,I} = S_{sym} \cdot I \quad (5.4.2)$$

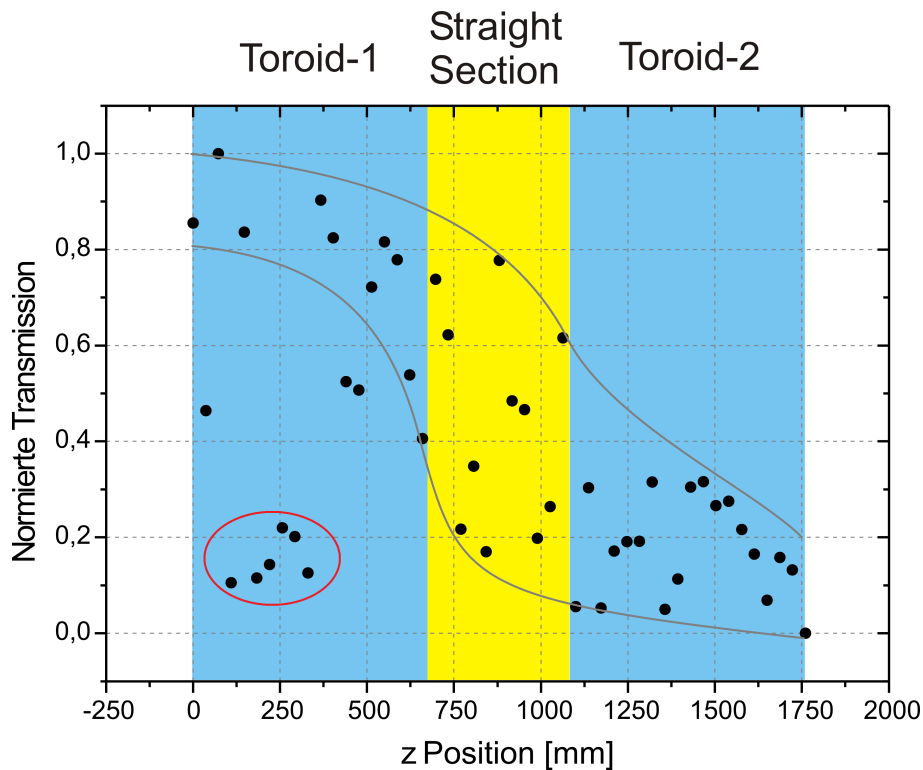
In diesem Symmetriewert wurde nun auch die Gesamtintensität des jeweiligen Bildes berücksichtigt. Somit sind beide oben angesprochenen Bedingungen in diesem Symmetriewert verküpft und gewichtet. Durch den Vergleich der Symmetriewerte  $S_{sym,I}$  für jeden Kreisring ist es möglich, das Bild mit den meisten hohen Symmetriewerten und somit mit der höchsten Gesamtsymmetrie zu bestimmen.

Auf diese Weise wurde die Messung untersucht und ausgewertet. Um die großen Datenmengen verarbeiten zu können (490 Bilder), wurden einige Schritte mit selbst entwickelten Programmen durchgeführt.

#### 5.4.2 Ergebnisse

Durch die Anwendung der beschriebenen Auswertungsmethode konnte für alle 49 Detektorpositionen ein Bild aus den 10 vorhandenen Bildern ausgewählt werden, welches die höchste Gesamtsymmetrie und Intensität aufweist und damit die beiden genannten Eigenschaften möglichst gut erfüllt. Diese 49 Bilder wurden nun, wie auch schon bei den Strahltransportexperimenten zuvor, weiter ausgewertet, um die transversale Bewegung des Strahls zu untersuchen und mit den Ergebnissen der theoretischen Betrachtung und den Simulationen zu vergleichen.

Zunächst soll aber auf die Transmission des Strahls durch den Rezipienten eingegangen werden. Diese wurde in der Regel dadurch untersucht, dass die Gesamtintensität der Bilder bestimmt, normiert und die Veränderung dieser beim Weg durch den Rezipienten betrachtet wurde. Das



**Abbildung 5.15:** Normierte Transmission aufgetragen gegen die z-Position im Rezipienten

Anwenden dieser Methode ist aber zum einen aufgrund der unbekannt Stärke der Sekundärelektroneneffekte, zum anderen weil an jeder Position aufgrund der unterschiedlichen Drücke die Sekundärelektronen und Strahlionen unterschiedlich stark abgeschwächt wurden, nicht ohne weiteres möglich.

Mittels der Gewichtung der Intensität mit dem dazugehörigen Druck wurde ein Graph erzeugt, der die Transmission durch den Aufbau widerspiegeln sollte. Auf diesem Wege kann die eben beschriebene Auswertungsmethode, die zum Ziel hatte das „beste“ Bild zur weiteren Auswertung zu finden, auf ihre Funktionalität überprüft werden. Gäbe es in dem Transmissionsgraphen stärkere Abweichungen, würde dies darauf hindeuten, dass die entwickelte Auswertungsmethode bei einigen Einstellungen nicht das „beste“ Bild gefunden hat.

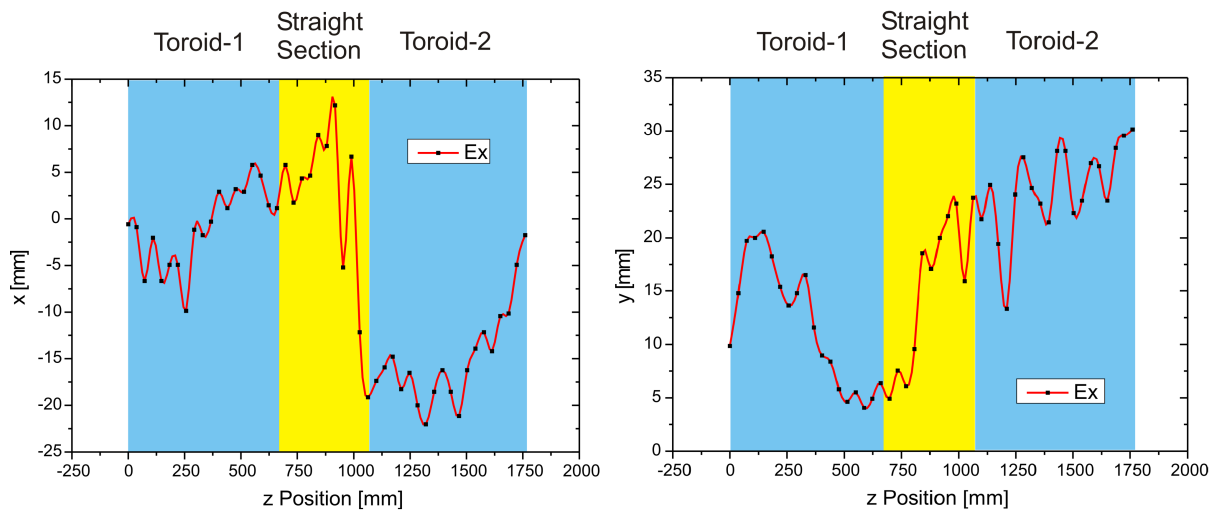
Um die Veränderung der Strahlintensität in Abhängigkeit vom Restgasdruck nachvollziehen zu können, ist der Zusammenhang zwischen dem Absorptionskoeffizient des Ionenstrahls und dem Restgasdruck von Bedeutung. Dieser kann mathematisch aus dem Wirkungsquerschnitt und dem idealen Gasgesetz abgeleitet werden [9]. Dabei erhält man einen linearen Zusammenhang zwischen dem Restgasdruck  $p$  und dem Absorptionskoeffizient  $A$ :

$$A = \frac{\text{Anzahl der wechselwirkenden Strahlionen}}{\text{Anzahl der Strahlionen}} = \frac{N_W}{N_E} \propto p \quad (5.4.3)$$

Somit kann man durch das Multiplizieren der Gesamtintensitäten der Bilder mit den dazugehörigen Drücken und durch das Normieren dieser Werte (von 0 bis 1), die Transmission in Abhängigkeit von der Position im Rezipienten bestimmen. Dies wurde durchgeführt und das Ergebnis ist in Abbildung 5.15 zu sehen.

Dabei fällt sofort auf, dass im ersten Toroidsegment eine starke Abweichung von einer regulären Transmissionskurve auftritt (Punkte rot umkreist). Der starke Einbruch der Transmission kann aufgrund zweier Faktoren nicht korrekt sein: Zum einen steigt die Transmissionskurve danach





**Abbildung 5.16:** x- und y-Koordinaten des Schwerpunkts der Leuchterscheinung des Strahls in Abhängigkeit von der z-Position im Rezipienten

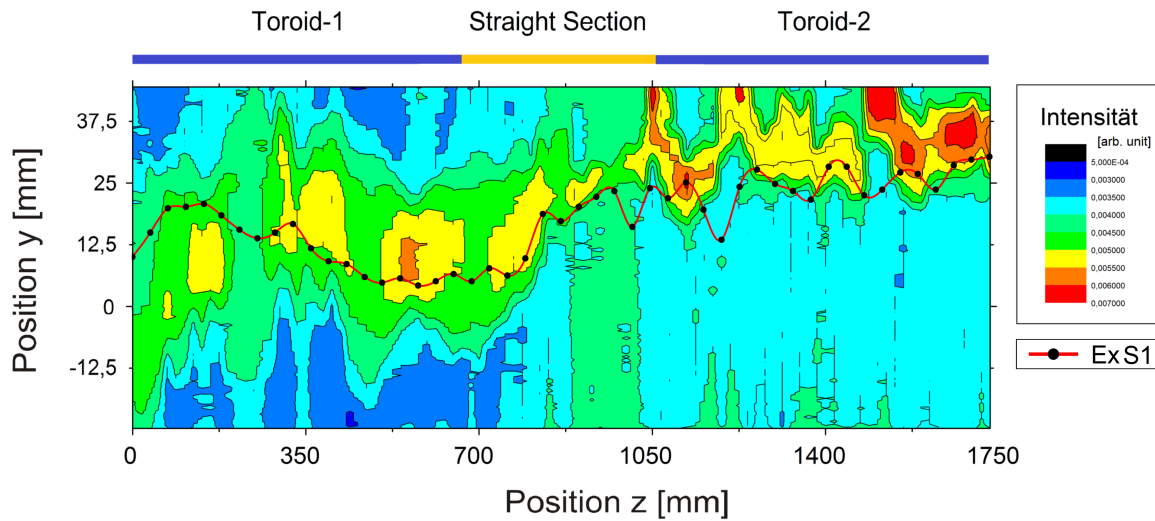
wieder an, was rein physikalisch keinen Sinn ergibt, da keine weiteren Ionenquellen vorhanden sind, zum anderen wurde bei keiner Simulation und in keinem anderen Experiment ein Verlust im homogenen Bereich der Toroidsegmente beobachtet. Daher muss davon ausgegangen werden, dass es Einstellungen im Experiment gibt, bei denen die entwickelte Auswertungsmethode nicht das „beste“ Bild herausfiltern kann. Ob diese Abweichungen auch zu Auswirkungen bei der Auswertung der transversalen Strahldynamik bei diesen Bildern führt, muss im Weiteren betrachtet werden.

Eine weitere Analyse der Transmissionskurve ist mit einigen Schwierigkeiten verbunden. Aufgrund der Auswirkungen der magnetisch nicht geschirmten Toroidsegmente auf die Ionenquelle gibt es keine genauen Informationen über die Zusammensetzung des Strahls ( $H_1^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Anteil). Daher ist kein Vergleich dieser Transmissionskurve mit den Simulationen möglich. Auffällig ist nur, dass auch hier die größten Verluste in der Driftsektion zwischen den Toroidsegmenten auftreten.

Trotz der Unregelmäßigkeiten in der Transmissionskurve wurden die 49 Bilder weiter ausgewertet und die transversale Strahldynamik in Abhängigkeit von der Position im Rezipienten untersucht. Dazu wurden die x- und y-Koordinaten des Schwerpunkts des Strahls mittels des Programms „CCDSan“ bestimmt und gegen die z-Position aufgetragen. Diese beiden Graphen sind in den Abbildung 5.16 zu sehen. Die drei Bauteile wurde wieder farblich gekennzeichnet.

Bei der Betrachtung der Ergebnisse der Strahlbewegung fallen einige Effekte direkt ins Auge. So ist zu erkennen, dass es in der Driftsektion zwischen den beiden Toroidsegmenten zu einer starken Veränderung der Bewegung des Strahls kommt, wie sie auch schon in den Simulationen und den vorherigen Experimenten beobachtet wurde. Des Weiteren sind, vor allem bei der Bewegung in der y-Koordinate im zweiten Toroidsegment, die Gyrationen des Ionenstrahls zu erkennen. Diese Gyration wurde auch bei den Simulationen beobachtet und dort genauer analysiert. So kann man hier im zweiten Toroidsegment vier Schwingungen zählen. Dies ist die selbe Anzahl, die in den Simulationen für einen  $H_1^+$  Ionenstrahl beobachtet und mittels theoretischer Rechnungen bestätigt wurde. Diese Beobachtung deutet darauf hin, dass der Ionenstrahl im Experiment nach der Driftsektion von  $H_1^+$  Ionen dominiert wird.

Zusätzlich kann die Drift des Strahls, welche von der  $R \times B$  Drift dominiert wird, in der y-Koordinate analysiert werden. Aufgrund der genannten Unsicherheiten bei der Auswertungs-



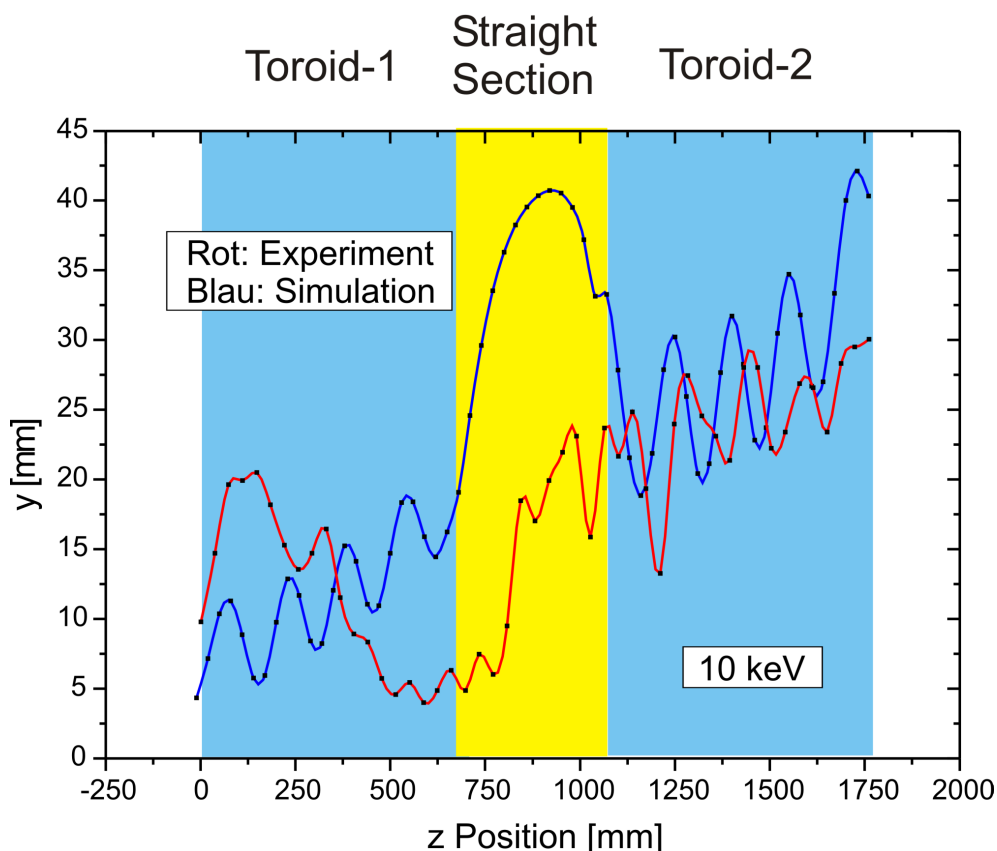
**Abbildung 5.17:** Vergleich der beiden Strahltransportexperimente mit festem Restgasdruck (Farbverteilung) und variablem Restgasdruck (rote Linie)

methode und der Erfahrung aus der Auswertung der Simulationen werden die Driften für die Toroidsegmente einzeln untersucht. Um vergleichbare Werte für das Experiment zu erhalten, wurde mittels linearer Regressionen die Drift in  $y$ -Richtung im zweiten Toroidsegment bestimmt. Es ergab sich ein Driftwert von ungefähr 7 mm. Dieser Wert liegt deutlich unter der theoretischen unteren Schranke (13 mm) für  $H_1^+$  Ionen. Der Driftwert der Simulation im zweiten Toroidsegment von 12 mm wird auch deutlich unterschritten (vgl. Tabelle 3.1 (Simulationskapitel)). Es ist festzuhalten, dass bei diesem Experiment die gemessene Drift kleiner ist als die in den theoretischen Betrachtungen und den Simulationen bestimmten Driftwerte. Da die anderen beiden Spezies in der Theorie und den Simulationen noch größere Driftwerte aufweisen, deutet auch diese Beobachtung darauf hin, dass es sich im zweiten Toroidsegment um einen von  $H_1^+$  Ionen dominierten Strahl handelt.

Dafür spricht auch die Transmissionskurve des Experiments. Zwar ist die Anfangszusammensetzung des Strahls aus genannten Gründen nicht bekannt, so ist es aber möglich, aufgrund der aus den Simulationen bekannten Transmissionen der einzelnen Ionenspezies durch die Driftsektion (Abbildung 3.10 (Simulationskapitel)) abzuleiten, dass die Verluste im Experiment hauptsächlich die  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionen betreffen sollten.

Die Transmission der Ionenspezies, sowie die stärkere Absorption der  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionen durch das Wasserstoffgas kann somit erklären, warum der Ionenstrahl im zweiten Toroidsegment von  $H_1^+$  Ionen dominiert wird.

Einige andere beobachtbare Effekte können scheinbar mit den in dieser Arbeit behandelten Theorien und Simulationen der einzelnen Ionenspezies zunächst nicht erklärt werden. So scheint die Drift des Strahlschwerpunkts in der  $y$ -Richtung im ersten Toroidsegment in die entgegengesetzte Richtung zu gehen. Der Strahl besteht aber gleichzeitig aus allen drei Ionenspezies, wobei hier keine dominierende Spezies vorhanden ist. Daher wurde die Bewegung in der  $y$ -Richtung mit der aus einem vorherigen Experiment verglichen, bei dem die Strahlenergie und der Strahlstrom gleich waren und die Quellenparameter sehr ähnlich, sodass die Strahlzusammensetzung weitgehend vergleichbar ist. Es wurde das zuvor besprochene Strahltransportexperiment mit festem Wasserstoffgasdruck zum Vergleich herangezogen. Die Ergebnisse der beiden Experimente wurden in Abbildung 5.17 zusammen dargestellt.

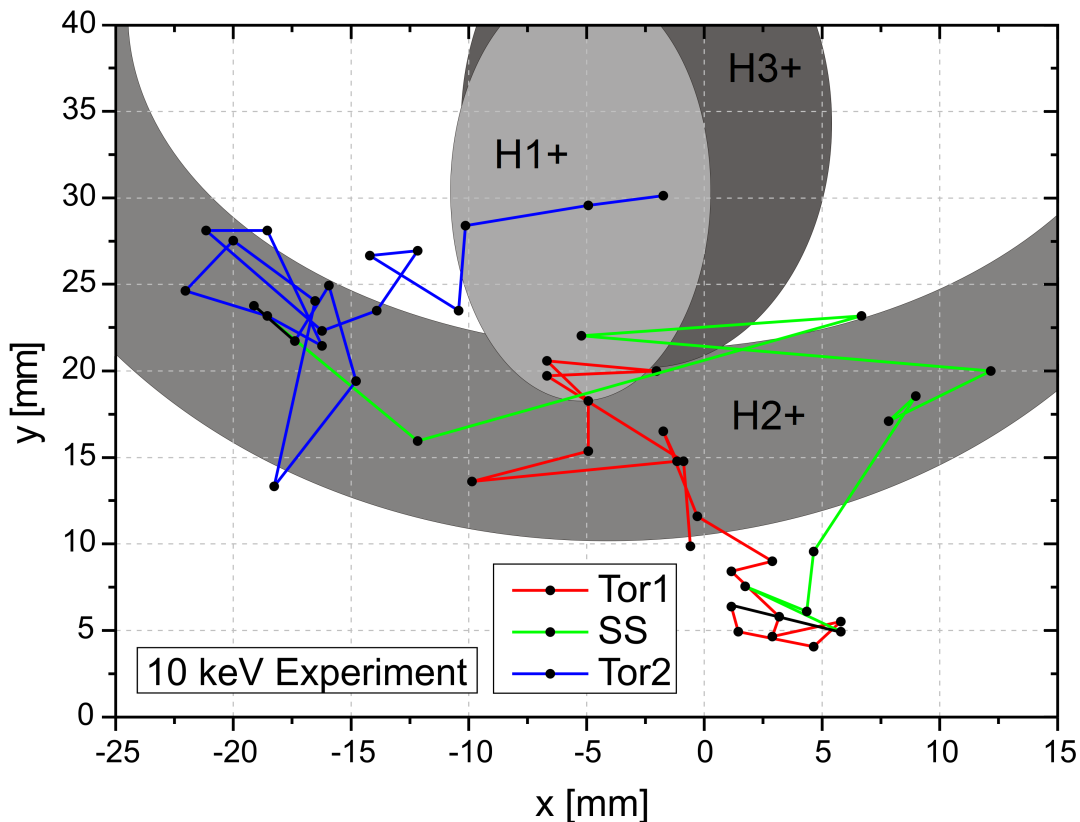


**Abbildung 5.18:** Vergleich der Ergebnisse des Experiments und der Simulation ( $H_1^+$  Ionenstrahl)

Es ist festzustellen, dass vor allem die Bewegung im ersten Toroidsegment bei beiden Experimenten sehr gut übereinstimmt. Dies spricht dafür, dass der Effekt im ersten Toroidsegment nicht auf Unstimmigkeiten bei der Auswertungsmethode, welche in diesem Bereich bei der Analyse der Transmissionskurve auftraten, zurückzuführen ist. Die unbekannte Strahlzusammensetzung stellt daher den Hauptgrund für die Bewegung des Schwerpunkts in die entgegengesetzte Richtung dar. Um weitere Vergleiche zwischen dem Experiment und den Simulationen durchführen zu können, wurde versucht, die Ergebnisse beider Untersuchungen zusammen abzubilden. Da die Zusammensetzung des Ionenstrahls nicht bekannt ist, stellte sich die Frage, mit welcher Simulation man das Experiment am besten vergleichen kann. Dazu wurden verschiedenen Möglichkeiten untersucht, darunter auch zusammengefügte Simulationsergebnisse bestehend aus allen drei Ionenspezies (zu gleichen Anteilen). Ein besonderes Augenmerk wurde dabei auf das zweite Toroidsegment gelegt, da in diesem Bereich schon einige bekannte Effekte beobachtet wurden.

Die beste Übereinstimmung zwischen dem Ergebnis des Experiments und der Simulation wurde beim Vergleich mit dem simulierten  $H_1^+$  Ionenstrahl gefunden. Dies ist in Abbildung 5.18 zu sehen. Dabei sind im zweiten Toroidsegment bei beiden Graphen die vier Schwingungen zu erkennen. Die Unterschiede in der Amplitude und die Tatsache, dass die Schwingungen nicht genau übereinander liegen, lässt sich durch die Strahlzusammensetzung, sowie den Fehler in der Positionsbestimmung des Detektors erklären. Auch diese Übereinstimmung von Simulation und Experiment stützt die Annahme eines von  $H_1^+$  Ionen dominierten Strahls im zweiten Toroidsegment. Die Abweichungen im ersten Toroidsegment bestärken die Annahme, dass diese aufgrund der anfänglichen Zusammensetzung des Strahls zustande kommen.

Im Simulationkapitel wurden noch zwei weitere Darstellungsmethoden angesprochen, die für den



**Abbildung 5.19:** Verhalten des Ionenstrahls im Experiment in der transversalen  $xy$ -Ebene

Vergleich der Simulationen mit den Experimenten angewendet werden können. Bei der ersten Methode wurde dabei nicht die  $x$ - oder  $y$ -Position des Strahls gegen die  $z$ -Position im Rezipienten aufgetragen, sondern der Radius  $R = \sqrt{x^2 + y^2}$  (Abstand des Strahls von der geometrischen Achse) gegen die  $z$ -Position. Diese Methode wurde auf die Simulationsergebnisse angewendet und ist in der Abbildung 3.6 (Simulationskapitel) zu sehen. Mittels dieser Methode ist es möglich, Drehungen der Detektorsonde beim Transport durch den Rezipienten in erster Näherung zu vernachlässigen. Solche Drehungen können in den durchgeführten Experimenten auftreten und beim verwendeten Messsystem nicht vollständig unterdrückt werden. Dabei ist die Stärke der Drehung abhängig von der Zugstrecke, welche schon zurückgelegt wurde. Da bei Experimenten der Detektor immer von hinten nach vorne gefahren wurde, ist die Wahrscheinlichkeit für eine Verdrehung des Detektors im ersten Toroidsegment sehr viel größer als im zweiten. Daher besteht die Möglichkeit, dass die Abweichungen im ersten Toroidsegment des Experiments nicht nur auf die Zusammensetzung des Strahls, sondern auch auf eine mögliche Drehung des Detektors zurückzuführen sind. Aus diesem Grund wurde die angesprochene Methode angewendet und die Ergebnisse untersucht. Dabei konnte beim Vergleich der Graphen wieder eine Übereinstimmung der Ergebnisse zwischen der Simulation ( $H_1^+$  Ionenstrahl) und dem Experiment im zweiten Toroidsegment festgestellt werden. Im ersten Toroidsegment gibt es auch bei dieser Darstellungsmethode keine Übereinstimmungen, unabhängig davon, welche Simulation man zum Vergleich heranzieht. Dies spricht dafür, dass eine mögliche Drehung der Sonde hier kein Grund für die Abweichung zwischen den Ergebnissen im ersten Toroidsegment darstellt.

Somit bleibt letztendlich nur die Zusammensetzung des Ionenstrahls im ersten Toroidsegment als

Erklärung der Abweichungen zwischen dem Experiment, der Theorie und den Simulationen. Die transversale Strahldynamik für einen Ionenstrahl, bestehend aus unterschiedlichen Anteilen der drei Ionenspezies, sollte daher in einer weiterführenden Arbeit genauer untersucht werden.

Zuletzt wird noch eine Methode vorgestellt, mit der die Bewegung des Ionenstrahl in der transversalen  $xy$ -Ebene untersucht wurde. Dazu wurde die  $y$ - gegen die  $x$ -Koordinate für jede  $z$ -Position aufgetragen. Die Ergebnisse der Simulationen unter Verwendung dieser Methode wurden bereits im Simulationkapitel (Abbildungen 3.7, 3.8 und 3.9) dargestellt. Die Anwendung der Methode auf die Ergebnisse des Experiments ist in Abbildung 5.19 dargestellt. Zum Vergleich mit den Simulationen wurden die drei Bereich farblich eingezeichnet, in denen sich der jeweilige Ionenstrahl im zweiten Toroidsegment bei den Simulationen bewegt.

Es ist festzustellen, dass die Ergebnisse des ausgewerteten Experiments sehr viel chaotischer aussehen als die Ergebnisse, welche aus den Simulationen bekannt sind. Die Gyrationseffekte sind gar nicht und die Drift in  $y$ -Richtung nur ansatzweise zu erkennen. Beim Vergleich zwischen dem Experiment und den Simulationen ist lediglich eine Auffälligkeiten herauszustellen. Der Bereich, in dem die Bewegung des gemessenen Ionenstrahls in der  $xy$ -Ebene stattfindet, stimmt im zweiten Toroidsegment für das Experiment und den simulierten  $H_1^+$  Ionenstrahl am besten überein. Die meisten Messpunkte liegen zwar im Bereich der  $H_2^+$  Ionen, zeigen aber keine großräumige Bewegung, wie es beim  $H_2^+$  Ionenstrahl im zweiten Toroidsegment bei den Simulationen beobachtet wurde. Damit liegt der Bereich der  $H_1^+$  Ionen dem der experimentellen Ergebnisse am nächsten. Auch durch diese Beobachtung wird die Dominanz der  $H_1^+$  Ionen im zweite Toroidsegment beim experimentellen Strahltransport bestätigt.



## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Die theoretischen Betrachtungen, die Simulationen sowie die durchgeführten Experimente hatten zum Ziel, den Strahltransport durch einen toroidalen Transportkanal mit toroidalen Magnetfeldern genauer zu untersuchen, das Verständnis darüber zu erweitern und die Diagnosemethodik zu verbessern. Um die beim Strahltransport auftretenden Sekundärelektroneneffekte zu unterdrücken und die Strahldynamik untersuchen zu können, wurde die Restgasmethode auf der Basis von Wasserstoffgas entwickelt und verwendet. Im Weiteren spielten Untersuchungen der Strahldynamik in homogenen und inhomogenen Feldgeometrien sowie bei starken Magnetfeldgradienten eine wichtige Rolle, wobei bei letzteren das Hauptaugenmerk auf der Driftsektion zwischen den beiden verwendeten Toroidsegmenten lag.

Bei den theoretischen Betrachtungen des Strahltransports wurden die bei den hier vorhandenen Feldern auftretenden Driften untersucht und für verschiedene Energien und Ionenspezies berechnet oder abgeschätzt. Des Weiteren wurde die Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Restgas im Rezipienten theoretisch betrachtet, wobei das Hauptaugenmerk auf die Untersuchungen mit Wasserstoffgas gelegt wurde.

Simulationen des Strahltransports wurden für die drei Ionenspezies ( $H_1^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$ ) mit Referenzparametern durchgeführt und untersucht. Dabei wurden insbesondere die Drift, die Gyration und die Transmission des Ionenstrahls, sowie die Auswirkung der Driftsektion, genauer analysiert.

Beim experimentellen Aufbau wurden, neben der Beschreibung des toroidalen Teststands, die Auswirkungen der nicht magnetisch geschirmten Toroidsegmente auf die verschiedenen Systeme untersucht. Dabei wurden die Auswirkungen auf die Ionenquelle sowie auf das Druckmesssystem experimentell analysiert.

Das experimentelle Hauptaugenmerk lag auf den Experimenten mit Restgasen zur Unterdrückung der Sekundärelektroneneffekte, welche bei den Strahltransportexperimenten auftraten und die Auswertung der aufgenommenen Bilder erschwerten oder unmöglich machten. Dazu wurden neben Untersuchungen mit Wasserstoffgas noch Messungen mit Helium-, Stickstoff- und Argongas durchgeführt. Der Strahltransport wurde unter verschiedenen Rahmenbedingungen untersucht und die Experimente mit den theoretischen Betrachtungen und den Simulationen verglichen. Auf diesem Wege war es möglich, viel über die Strahldynamik im toroidalen Transportkanal zu erfahren und die Grundlage für weitere Fragestellungen zu legen.

Im Folgenden sollen nun die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit diskutiert und darauf aufbauend ein Ausblick auf weiterführende Forschungen gegeben werden.

Zur Erforschung der Strahldynamik im toroidalen Transportkanal wurden die Untersuchungen auf drei Säulen gestellt: theoretische Betrachtungen, Simulationen und Experimente. Auf diesem Weg bestand die Möglichkeit, die Strahldynamik unter verschiedenen Blickwinkeln zu untersuchen sowie die Ergebnisse untereinander zu vergleichen.

Zunächst wurde die transversale Strahldynamik theoretisch betrachtet und dabei für die im verwendeten experimentellen Aufbau auftretenden Felder die Driften untersucht. Dazu wurden die  $R \times B$  Drift, die  $\nabla B$  Drift sowie die  $E \times B$  Drift genauer analysiert und die dazugehörigen Driftwerte für die drei Ionenspezies und für verschiedene Energien berechnet oder abgeschätzt. Auf diesem Weg wurde gezeigt, dass die  $\nabla B$  und die  $E \times B$  Drift im Vergleich zur  $R \times B$  Drift für einen Ionenstrahl mit einer Energie von einigen Kiloelektronenvolt und einem Strahlstrom von wenigen Milliampere beim verwendeten experimentellen Aufbau vernachlässigbar sind. Die Gründe dafür sind, dass die  $E \times B$  Drift nur zu einer Eigenrotation des Strahls führt und die Auswirkung der  $\nabla B$  Drift kleiner als das vorhandene Auflösungsvermögen ist und somit beide keine auflösbaren Auswirkungen auf die transversale Strahldynamik bei den Untersuchungen in dieser Arbeit haben.

Daher wurde zur theoretischen Betrachtung der transversalen Strahldynamik nur die  $R \times B$  Drift untersucht. Es wurden für die drei Ionenspezies energieabhängige untere und obere Schranken für die Driftlängen beim Transport durch die beiden Toroidsegmente bestimmt. Die Schranken unterscheiden sich dabei in der verwendeten Magnetfeldkonfiguration.

Des Weiteren wurde die transversale Strahldynamik mittels Simulationen untersucht. Dazu wurden die numerische Simulationen mit einer erweiterten Version des Programms „tbt“ [1] durchgeführt, mit dem auch der Transport durch die Driftsektion sowie durch das zweite Toroidsegment berechnet werden konnte. Um die Ergebnisse vergleichbar zu halten, wurden Referenzparameter (Energie, Strahlstrom und Magnetfelder) genutzt, welche auch bei den durchgeführten Experimenten verwendet wurden. Es wurden Simulationen für alle drei Ionenspezies ( $H_1^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$ ) durchgeführt, wobei Simulationen mit mehreren Spezies gleichzeitig nicht möglich waren. Zur Auswertung der Simulationen wurde der Mittelpunkt des Ionenstrahls an mehreren Position entlang der geometrischen Achse bestimmt und aus diese Daten die Drift, die Gyration sowie die Auswirkungen der Driftsektion auf den Strahl untersucht.

Es wurde festgestellt, dass die Driften in beiden Toroidsegmenten immer knapp unter den theoretischen unteren Schranken für die  $R \times B$  Drift liegen. Gründe für diese Abweichung wurde gesucht, und dabei die Auswirkungen der Driftsektion sowie die vernachlässigte  $\nabla B$  Drift genauer betrachtet. Aber durch keine der beiden Effekte konnten die zu kleinen Driften erklärt werden. Die Erklärung dieses Phänomens war im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Damit könnten sich weiterführende Forschungsarbeiten beschäftigen.

Bei Betrachtung der transversalen Strahldynamik in den Experimenten lag eine Schwierigkeit darin, dass die Zusammensetzung des Ionenstrahls, aufgrund der Auswirkungen der nicht geschirmten Toroidsegmente auf die Ionenquelle, nicht bekannt war. Trotzdem wurden die Driften bei allen durchgeführten Experimenten untersucht. Dabei wurden wieder zu kleine Driften festgestellt, die immer unter den unteren Schranken für  $H_1^+$  Ionen lagen. Da die theoretischen Driften der anderen beiden Spezies noch größer sein sollten, sind diese Ergebnisse in zwei Richtungen interpretierbar.

Zum einen kann man davon ausgehen, dass der Ionenstrahl von  $H_1^+$  Ionen dominiert wird, da die Driften im Bereich der Werte der  $H_1^+$  Ionen aus Theorie und Simulation liegen. Diese Annahme scheint für das zweiten Toroidsegment durchaus tragbar, da durch die Transmission durch das Experiment sowie durch weitere Beobachtungen im zweiten Toroidsegment, wie beispielsweise die Anzahl der Schwingungen aufgrund Strahlgyration, diese Annahme gefestigt wird. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass der Ionenstrahl im zweiten Toroidsegment von  $H_1^+$  Ionen dominiert wird.

Zum anderen stellt sich die Frage, wie genau ein Strahl, bestehend aus drei Ionenspezies verschiedener Anteile, sich beim Transport durch den experimentellen Aufbau verhält. Dies wurde in Theorie und Simulation nicht betrachtet. Dabei kann man davon ausgehen, dass die Gyrationseffekte durchaus in der Lage sein könnten, die Drift in bestimmten Bereiche deutlich zu überlagern und somit die Dynamik eines Strahls bestehend aus mehreren Ionenspezies, teilweise zu dominieren. Es würde sich sicher lohnen, in weiterführenden Arbeiten theoretische Betrachtungen sowie Simulationen mit Ionenstrahlen bestehend aus allen drei Ionenspezies, vorzunehmen. Dazu müssen die theoretischen Formeln sowie das Simulationsprogramm erweitert werden.

Des Weiteren besteht in diesem Zusammenhang auch die Notwendigkeit, die genau Zusammensetzung des Strahls in den Experimenten zu bestimmen. Dazu muss die Zusammensetzung des Strahls, welcher die Ionenquelle verlässt, mit Einwirkung der inhomogenen Magnetfelder der Toroidsegmente vermessen werden. Da das Messen mit dem Massenspektrometer in inhomogenen Feldern und in diesem toroidalen Aufbau nicht ohne weiteres möglich ist, müsste dafür ein spezieller experimenteller Aufbau verwendet werden. So wäre es denkbar, die Ionenquelle umzudrehen und dafür zu sorgen, dass sich die Plasmakammer an der selben Stelle im Raum befindet und



alle Felder umgepolt auf das Plasma einwirken. Das Massenspektrometer befindet sich dann zur Vermessung des Ionenstrahls hinter der Ionenquelle und ist damit weit genug von den aktiven Toroidsegmenten entfernt. Auf diesem Weg sollte es möglich sein, unter Miteinbeziehung der inhomogenen Felder der Toroidsegmente, die Strahlzusammensetzung der Ionenquelle mit dem Massenspektrometer zu vermessen.

Eine weitere Möglichkeit zur Erklärung der zu kleinen Driften in den Experimenten kann in dem verwendeten Detektorsystem liegen. So kann sich der Detektor beim Transport durch den Rezipienten verdrehen. Dieser Effekt könnte dazu führen, dass die Driftbewegung von der einen in die andere Koordinate des Detektors verschoben wird. Dieser Effekt wurde in erster Näherung untersucht und bei den hier durchgeführten Experimenten als nicht ausschlaggebend eingestuft. Des Weiteren ist der Fehler bei der Positionierung des Detektors im Rezipienten nicht zu vernachlässigen. Daher sollte bei der Weiterentwicklung der Detektoren darauf geachtet werden, dass die genaue Positionierung entlang der geometrischen Achse ausgelesen, sowie die Verdrehung des Detektors gemessen oder unterbunden werden kann.

Zusätzlich wurden noch das Verhalten der Drift in Abhängigkeit vom Magnetfeld des zweiten Toroidsegments und der Energie des Strahls analysiert und mit der theoretischen Drift und den Ergebnissen des Strahltransports durch ein Toroidsegment [1] verglichen.

Bei der Variation des Magnetfeldes war auffällig, dass die Ergebnisse der Messung hin zu höheren Magnetfeldern von den theoretischen Werten immer weiter abwichen. Dabei wurden die gemessenen Driften wieder kleiner als die theoretisch erwarteten Driften. Die zu kleinen Driften, welche auch bei den anderen Experimenten beobachtet wurden, hängen scheinbar mit der Magnetfeldstärke der Toroidsegmente zusammen. Dieser Zusammenhang ist zunächst unerwartet, da die theoretischen unteren Schranken durch die Annahme eines sehr starken, sogar überstarken Magnetfeldes bestimmt wurden. Eine Erklärung könnte in einer möglichen Wechselwirkung der Strahlionen mit stoßionisierten Restgasionen, welche an den Magnetfeldlinien gebunden sind, liegen. Durch Stöße würde die Drift der Strahlionen auf dem Weg durch den Transportkanal abgeschwächt. Die Bindung der Restgasionen an die Feldlinien wäre mit steigendem Magnetfeld stärker und damit auch die Abschwächung der Drift. Dabei müsste auch ein Abhängigkeit der Drift vom Restgasdruck im Rezipienten existieren. Des Weiteren würde diese Wechselwirkung nur die zu kleinen Driften in den Experimenten erklären, da in den Simulationen keine Restgaswechselwirkungen betrachtet wurden. Da die Driften in den Experimenten teilweise noch kleiner sind als bei den Simulationen und gleichzeitig die Unsicherheit bei der Strahlzusammensetzung existiert, kann diese vorgeschlagene Erklärung für die zu kleinen Driften bei hohen Magnetfeldern durchaus zutreffend sein. Zur Auflösung müssten weitere Strahltransportexperimente durchgeführt werden, wobei das Magnetfeld der Toroidsegmente sowie der Restgasdruck variiert werden müssten. Auch diese Untersuchungen könnten in einer weiterführenden Arbeit durchgeführt werden.

Bei der experimentellen Energievariation wurde ein Effekt beobachtet, welcher bei der theoretischen Betrachtung nicht festgestellt werden konnte. In den experimentellen Daten trat eine Schwingung der Driftwerte auf. Beim Vergleich der Messergebnisse mit den Ergebnissen der Simulationen beim Strahltransport durch ein Toroidsegment wurde festgestellt, dass diese Schwingung auch hier zu beobachten ist. Dabei wird der theoretische Anstieg der Drift bei steigender Energie von dieser Schwingung überlagert. Auffällig ist, dass dieser Effekt bei einer geringen Änderung der Energie eine stärkere Auswirkung auf die Position des Strahls haben kann, als es die theoretisch betrachteten Drift ermöglichen würde. Die Vermutung liegt nahe, dass der Ursprung dieser Schwingung in der Gyration des Ionenstrahls liegt. Zwar ist die Gyrationfrequenz selbst unabhängig von der Energie, so kommt es aber mit steigender Energie zu einer Veränderung der Anzahl der Schwingungen beim Transport durch den experimentellen Aufbau. Aufgrund der teilweise recht großen Gyrationenradien könnte dies eine Erklärung für die Schwingung der Drift bei

der Energievariation darstellen. Genauere Untersuchungen dieses Effekts mittels Experimenten über einen größeren Energiebereich, sowie eine genaue theoretische Beschreibung sollte in einer weiterführenden Arbeit untersucht werden.

Zusätzlich wurde mit Hilfe der Simulationen die Driftsektion zwischen den beiden Toroidsegmenten genauer betrachtet und analysiert. In diesem Bereich im Rezipienten sind bei allen Simulationen deutliche Veränderungen der Driftachse festzustellen. Dies deutet auf eine Veränderung der Impulsverteilung des Strahls beim Erreichen dieser Sektion hin. Der Strahl bekommt dabei einen Kick, was zur Folge hat, dass die Driftachse, welche vom Strahl beim Durchqueren des ersten Toroidsegments eingenommen wurde, nun verlassen wird. Am Anfang des zweiten Toroidsegments wird der Strahl sprichwörtlich wieder „eingefangen“ und danach durch das zweite Toroidsegment transportiert. Dabei nimmt er eine neue Driftachse ein, welche sich von der aus dem ersten Toroidsegment unterscheidet.

Diese Auswirkungen der Driftsektion wurden theoretisch nicht betrachtet. Das hätte den Rahmen dieser Arbeit gesprengt. Es steht aber die Frage im Raum, woher genau der Strahl den teilweise recht starken, von der Ionenspezies abhängigen, Kick bekommt. Dazu ist eine Analyse der inhomogenen Magnetfelder in der Driftsektion notwendig, sowie eine genaue Betrachtung der Gyrationstärke und -phase der Ionenstrahlen beim Erreichen der Driftsektion. Zusätzlich müsste die Frage geklärt werden, ob und wie diese Veränderungen der Impulsverteilung bei anderen Strahlparametern auftritt, oder ob es möglich ist, Einstellungen für den Transport zu finden, sodass der Strahl ohne größere Auswirkungen auf die transversale Strahldynamik die Driftsektion durchqueren kann. Dies ist eine Fragestellung, welche in weiteren Untersuchungen beantwortet werden sollten und für die Entwicklung eines Injektionssystems hohe Bedeutung hat. Dazu muss das Programm „tbt“ weiterentwickelt und an die Gegebenheiten angepasst werden.

Zur Analyse der Gyration wurde die Anzahl der Schwingungen in einem Toroidsegment untersucht. So treten bei den Simulationen in einem Toroidsegment für einen  $H_1^+$  Ionenstrahl (10 keV) ungefähr vier Schwingungen, für einen  $H_2^+$  Ionenstrahl ungefähr drei Schwingungen und für einen  $H_3^+$  Ionenstrahl ungefähr zwei Schwingungen auf. Diese Werte stimmen sehr gut mit der theoretisch berechneten Anzahl von Schwingungen pro Toroidsegment überein und bilden somit eine eindeutige Vergleichsgröße zur Bestimmung der dominierenden Ionenspezies eines Strahls. In den Experimenten konnte die Gyration in den Toroidsegmenten beobachtet werden und dabei konnten bei mehreren Experimenten im zweiten Toroidsegment eine Anzahl von vier Schwingungen gezählt werden. Daraus ist zu schließen, dass der Ionenstrahl in den Experimenten im zweiten Toroidsegment von  $H_1^+$  Ionen dominiert wird.

Trotz dieser guten Übereinstimmung stellt sich die Frage, welche genauen Auswirkungen die  $E \times B$  Drift auf die Gyration der Ionen und somit auf den Strahl hat. Denn auch die  $E \times B$  Drift führt zu einer Rotation der Ionen, wobei die Rotationsrichtung der Ionen der Gyration entgegengesetzt ist. Die Übereinstimmungen bei den Ergebnissen für die Gyration, unter Nichtbeachtung der  $E \times B$  Drift, legt zwar die Vermutung nahe, dass die Gyration die Rotation des Strahls beim Transport dominiert, trotzdem sollte die Auswirkung der Drift in einer weiteren Arbeit genauer untersucht werden. Es wäre beispielsweise auch vorstellbar, dass die  $E \times B$  Drift mitverantwortlich für die zu kleinen Driften ist, welche bei der Untersuchung der transversalen Strahldynamik in den Simulationen und Experimenten festgestellt wurden.

Eine weitere wichtige Größe der transversalen Strahldynamik ist die Fokussierung des Ionenstrahls durch die Toroidsegmente. Diese Fähigkeit der toroidalen Magneten ist eine der wichtigsten Unterschiede im Vergleich zu Dipolmagneten. Dabei wird die Anzahl der Fokusspunkte über die Anzahlen der Gyrationen beschrieben. Mittels der Analyse der Strahlverteilung in der xz- und yz-Ebene wurden die Fokussierung in den Experimenten untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass die Kamera des Detektors nicht alle aufgenommenen Bilder gleich skaliert. Dieser Effekt führt dazu, dass vor allem die Fokussierung nicht deutlich untersucht werden konnte. Aus die-

sem Grund wurde eine Methode entwickelt und angewendet, mit dem Ziel diese unterschiedliche Skalierung herauszurechnen. In der korrigierten Strahlverteilung konnte die erwartete Fokussierung beobachtet werden. Genauere Aussagen waren aber mitunter wegen der nicht bekannten Strahlzusammensetzung unmöglich zu treffen. Diese Beobachtung zur Funktionsweise der Kamera sollte bei zukünftige Untersuchungen berücksichtigt werden. Die Funktionsweise sollte dazu genauer untersucht werden. Gegebenenfalls müsste die Kamera sogar durch eine neue ersetzt werden. Dann wäre es auch nützlich, eine Kamera mit einer höheren Auflösung zu verwenden, um damit einen ersten Schritt in Richtung Verbesserung der Messauflösung zu machen.

Ein weiterer Effekt der bei der Untersuchung der transversalen Strahldynamik bei einem Experiment beobachtet werden konnte, war die Aufspaltung des Ionensstrahls in zwei Ionenstrahlen. Vergleiche mit Simulationen legen die Vermutung nahe, dass die beiden entstandenen Ionenstrahlen aus unterschiedlichen Ionenspezies bestanden, was aufgrund der unterschiedlichen transversalen Bewegungen der Ionenspezies beim Strahltransport möglich sein sollte. Um genauere Aussagen über den Ursprung und die Auswirkungen dieses Effekts treffen zu können, müssen auch in diesem Bereich weitere Untersuchungen mittels Simulationen und Experimenten anschließen.

Neben der transversalen Strahldynamik wurde auch die Wechselwirkung von Restgas mit Ionen und Elektronen theoretisch und experimentell untersucht. Diese Untersuchung wurde durchgeführt, um abzuschätzen, ob das Unterdrücken der während der Experimente auftretenden Sekundärelektroneneffekte, mittels zusätzlichem Restgases im Rezipienten möglich ist. Dabei wurde das theoretische Hautaugenmerk auf die Untersuchungen mit Wasserstoffgas gelegt.

So wurden zunächst die bekannten Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Wechselwirkungsprozesse von  $H_1^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionen für die Reaktionen mit Wasserstoffgas ( $H_2$ ) bei einer Ionenenergie von 10 keV herangezogen und es wurden die mittleren freien Weglängen, sowie die Transmissions- und Absorptionskoeffizienten für den experimentellen Aufbau bei verschiedene Drücke theoretisch berechnet. Dabei wurde festgestellt, dass die  $H_1^+$  Ionen bei identischem Druck deutlich größere Transmissionskoeffizienten besitzen, als die  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionen. Das bedeutet: Die Wasserstoffatmosphäre wirkt wie ein Speziesfilter auf den Ionenstrahl. Die Strahlzusammensetzung verändert sich folglich beim Transport durch den mit Wasserstoffgas gefüllten Rezipienten zu Gunsten der  $H_1^+$  Ionen.

Bei den theoretischen Untersuchungen wurden auch die Auswirkungen der durch Gyrationseffekte verlängerten Flugstrecke sowie der magnetischen Flaschenkonfiguration zwischen den beiden Toroidsegmenten auf die Ionen betrachtet. Dabei sind die Auswirkung allesamt vernachlässigbar, wenn man die Startverteilung der Ionenquelle zur Berechnung der Effekte annimmt. Auswirkungen der inhomogenen Magnetfelder auf den Strahl, welche beispielsweise zu einer starken Veränderung des Verhältnisses von transversaler zu longitudinaler Geschwindigkeitskomponente führen könnten, sind nicht auszuschließen und müssen im Weiteren genauer untersucht werden.

Bei der Untersuchung der theoretischen Auswirkungen der Wasserstoffatmosphäre auf Elektronen war vor allem die Betrachtung der Energien und der Quellorte der Sekundärelektronen wichtig. Über die Energie konnten die totalen Wirkungsquerschnitte herangezogen werden und mittels der Quellorte auf die Flugstrecke durch den Rezipienten geschlossen werden. Als Quellorte der Sekundärelektronen wurden der Detektorleuchtschirm sowie einige Orte im Rezipienten bestimmt (z.B. die Driftsektion), sodass ein großer Anteil der auftretende Sekundärelektronen im Energiebereich von 2 – 5 eV liegt. Die Wirkungsquerschnitte der Elektronen für diesen Energiebereich sind ungefähr doppelt so groß wie die der  $H_1^+$  Ionen bei 10 keV. Die Flugstrecke ist vor allem abhängig vom Verhältnis von transversaler zu longitudinaler Geschwindigkeitskomponente. Da die Sekundärelektronen nicht gerichtet sind, besitzen sie in den meisten Fällen ein sehr großes Verhältnis von transversaler zu longitudinaler Geschwindigkeitskomponente und aus diesem Grund müssen sie eine lange Flugstrecke durch die Wasserstoffatmosphäre zurücklegen. Gleichzeitig sorgt die magnetische Flaschenkonfiguration zwischen den Toroidsegmenten dafür, dass Elektronen mit

einem sehr großen Geschwindigkeitsverhältnis aus dieser Region nicht entkommen können und dort gefangen sind.

Unter Berücksichtigung der genannten und diskutierten Gegebenheiten kann davon ausgegangen werden, dass ein Großteil der Sekundärelektronen einen kleineren Transmissionskoeffizient besitzt als die  $H_1^+$  Ionen. Daraus kann man schlussfolgern, dass die Unterdrückung eines Großteiles der Sekundärelektroneneffekte mittels einer Wasserstoffatmosphäre im Rezipienten theoretisch möglich sein sollte. Dies gilt aber nur im Bezug auf einen  $H_1^+$  Ionenstrahl. Da die in den Experimenten verwendeten Ionenstrahlen aus drei Wasserstoffionenspezies bestehen, ist neben der Sekundärelektronenunterdrückung auch die Filterfunktion der Wasserstoffatmosphäre zu beachten, sodass sich die Zusammensetzung der Strahls beim Transport durch das Experiment verändert.

Auch eine experimentelle Untersuchung der Restgaswechselwirkung der Ionen und Elektronen wurde durchgeführt. Dabei wurde der Detektor am Ende des zweiten Toroidsegments positioniert und mittels der Digitalkamera und des Repellerrings des Detektors die Auswirkungen des Restgases auf den Ionenstrahl bei verschiedenen Drücken untersucht. Dabei wurden die Auswirkungen von Wasserstoff-, Helium-, Stickstoff- und Argongas auf den Ionenstrahl sowie die Sekundärelektronen analysiert.

Bei dieser Untersuchung wurde festgestellt, dass Wasserstoffgas, wie es auch schon theoretisch herausgearbeitet wurde, sehr gut geeignet ist, um die Sekundärelektroneneffekte zu unterdrücken und damit die Untersuchung der Strahldynamik zu ermöglichen. Dabei ist Wasserstoff sehr viel besser geeignet als die anderen drei getesteten Gase, da die Strahlionen bei Wasserstoffgas weniger stark abgeschwächt werden als die Sekundärelektronen. Bei den anderen drei Gasen war die Abschwächung der Ionen und Elektronen ungefähr gleich stark. Somit konnte auch experimentell bestätigt werden, dass eine Wasserstoffatmosphäre zur Unterdrückung der störenden Sekundärelektroneneffekte besonders gut geeignet ist.

In diesem Zusammenhang kann die Frage gestellt werden, ob weitere nicht getestete Gase noch besser zur Unterdrückung der Sekundärelektroneneffekte geeignet sein könnten. Dabei wären vor allem Gase wie Krypton oder Xenon zu untersuchen, da bisher keine schweren Edelgase betrachtet wurden. Dabei ist auch zu untersuchen, welche genauen Auswirkungen die Restgasatmosphäre auf den Strahl und hierbei speziell auf die Emittanz hat. Frühere Untersuchungen [10] haben gezeigt, dass die RMS Emittanz bei steigendem Restgasdruck kleiner wird (Abbildung 6.1). Auch in diesem Bereich könnten weitere Untersuchungen ansetzen.

Eine wichtige Frage die bei den experimentellen Untersuchungen der Restgasmethode gestellt wurde, war, ob die Leuchterscheinungen auf dem Detektorschirm, welche mittels der Kamera aufgenommen wurden, wirklich durch die Strahlionen dominiert werden, oder ob nicht doch Elektronen massgeblich daran beteiligt sind. Um dieser Frage nachzugehen, wurde die Magnetfeld- und Energieabhängigkeit der  $R \times B$  Drift ausgenutzt. Es wurden zwei Experimente durchgeführt, bei denen die beiden genannten Größen variiert wurden und die transversale Bewegung der Leuchterscheinungen analysiert wurde. Dabei konnte bei beiden Experimenten gezeigt werden, dass die Leuchterscheinung auf dem Detektorschirm eindeutig von den Strahlionen dominiert wird. Daher kann die Restgasmethode ohne Bedenken angewendet werden.

Alle theoretischen und experimentellen Untersuchungen zur Sekundärelektronenunterdrückung mittels zusätzlichen Restgases wurden unter der Voraussetzung durchgeführt, dass der Strahl das gesamte Experiment durchquert und am Ende des zweiten Toroidsegments untersucht wird. Bei den Strahltransportexperimenten wurde die transversale Strahldynamik aber in Abhängigkeit von der Position auf der geometrischen Achse untersucht. Daher wurde die Flugstrecke der geladenen Teilchen durch die Wasserstoffatmosphäre verkürzt. Auch besitzen die Sekundärelektronen feste Quellen im Experiment und treten daher an verschiedene Orten im Rezipienten unterschiedlich stark auf. Theoretische und experimentelle Untersuchungen für verschieden Orte im Rezipienten könnten ein Ausgangspunkt für weiterführende Arbeiten sein.

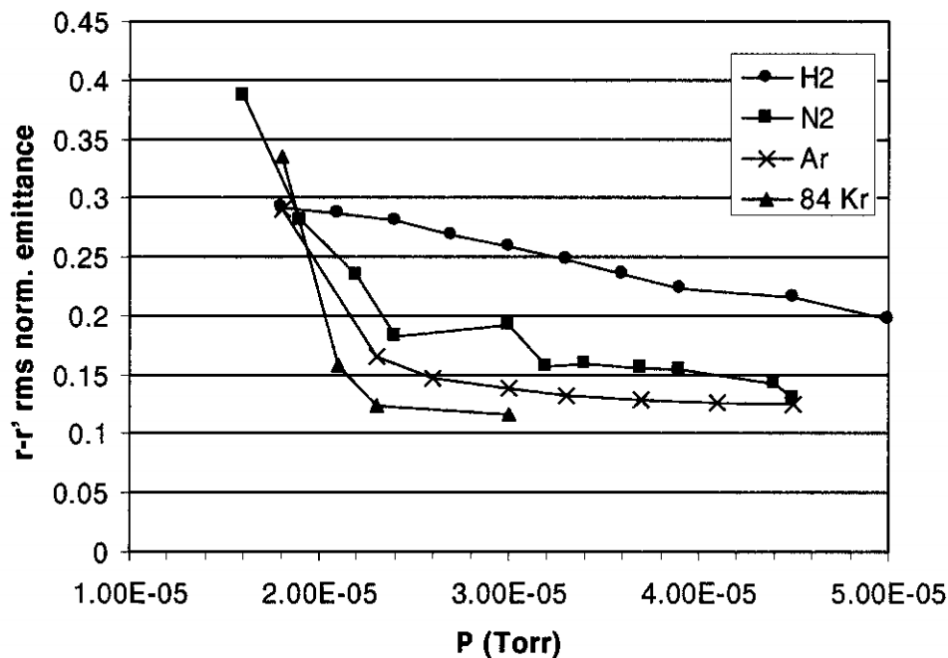


Abbildung 6.1: RMS Emittanz aufgetragen gegen den Restgasdruck verschiedener Gas [10]

In der hier vorgestellten Arbeit wurde stattdessen ein Strahltransportexperiment durchgeführt, bei dem an jedem Messort des Detektors ein anderer Restgasdruck verwendet wurde. Dazu wurden an jeder Position mehrere Bilder mit unterschiedlichen Drücken aufgenommen und eine Auswertungsmethode entwickelt, welche das „beste“ Bild für jede Messposition herausfiltert. Das „beste“ Bild zeichnet sich dabei durch die Eigenschaften aus, dass die Sekundärelektroneneffekte zwar möglichst stark unterdrückt sein sollten, aber trotzdem die transversale Strahldynamik des Ionenstrahls auf dem Bild auswertbar ist. Daher darf der Ionenstrahl nicht zu stark abgeschwächt werden.

Zur Verifizierung der entwickelten und angewendeten Auswertungsmethode wurden die Transmissionskurve und die transversale Strahldynamik des Experiments mit anderen Untersuchungen verglichen. Dabei wurde festgestellt, dass durch Anwendung der Auswertungsmethode die transversale Strahldynamik gut untersucht werden konnte, aber nicht immer das „beste“ Bild von der Auswertungsmethode gewählt wurde. Eine Weiterentwicklung der Auswertungsmethode wäre wünschenswert.

Ein weiterer Punkt der in dieser Arbeit genauer untersucht wurde, ist die Transmission der drei Ionenspezies beim Transport des Ionenstrahls durch das Experiment. Dazu wurden Untersuchungen mittels Simulationen und Experimenten durchgeführt.

Bei den Simulationen mit Referenzparametern wurde festgestellt, dass die Transmission durch das erste Toroidsegment für alle drei Ionenspezies bei 100 % liegt und auch beim Transport durch das zweite Toroidsegment die Transmission der Ionen sehr groß ist (für  $H_1^+$  Ionen 100 %). Bei der Transmission durch die Driftsektion sind die Teilchenverluste dagegen abhängig von der Ionenspezies.  $H_1^+$  Ionen können ohne Verluste die Driftsektion durchqueren, während die  $H_2^+$  Ionen 15 % und die  $H_3^+$  Ionen 35 % Verlust aufweisen. Dabei verlieren die  $H_3^+$  schon sehr früh die ersten Teilchen, während die  $H_2^+$  Ionen erst später die ersten Verluste in der Driftsektion aufweisen. Mögliche Ursachen für diese Verluste in der Driftsektion könnten Zusammenstöße der Ionen mit der Wand oder Reflektionen der Ionen aufgrund der magnetischen Spiegelkonfiguration sein. Zur

Untersuchung der erstgenannten Annahme muss neben dem Mittelpunkt des Ionenstrahls auch diesen Größe genauer untersucht werden, um festzustellen, ob Ionen die Wände des Rezipienten erreichen können. Zur Untersuchung der zweiten Annahme muss das Verhältnis von transversaler zu longitudinaler Geschwindigkeitskomponente der Ionen in der Mitte der Driftsektion genauer betrachtet werden. Dazu sind Weiterentwicklungen des Programms „tbt“ unumgänglich. Die Frage nach der Ursache für die Verluste muss daher in einer weiterführenden Arbeit geklärt werden. Die Konsequenz aufgrund dieser unterschiedlichen Transmissionen für einen Ionenstrahl, bestehend aus den drei verschiedenen Ionenspezies, liegt darin, dass der Strahl nach dem Transport durch den toroidalen Teststand seine Zusammensetzung verändert hat. Den Hauptausschlag gibt dabei die Driftsektion zwischen den Toroidsegmenten. Der Strahl wird daher nach dem Transport stärker von  $H_1^+$  Ionen dominiert werden, als es beim Verlassen der Ionenquelle der Fall war.

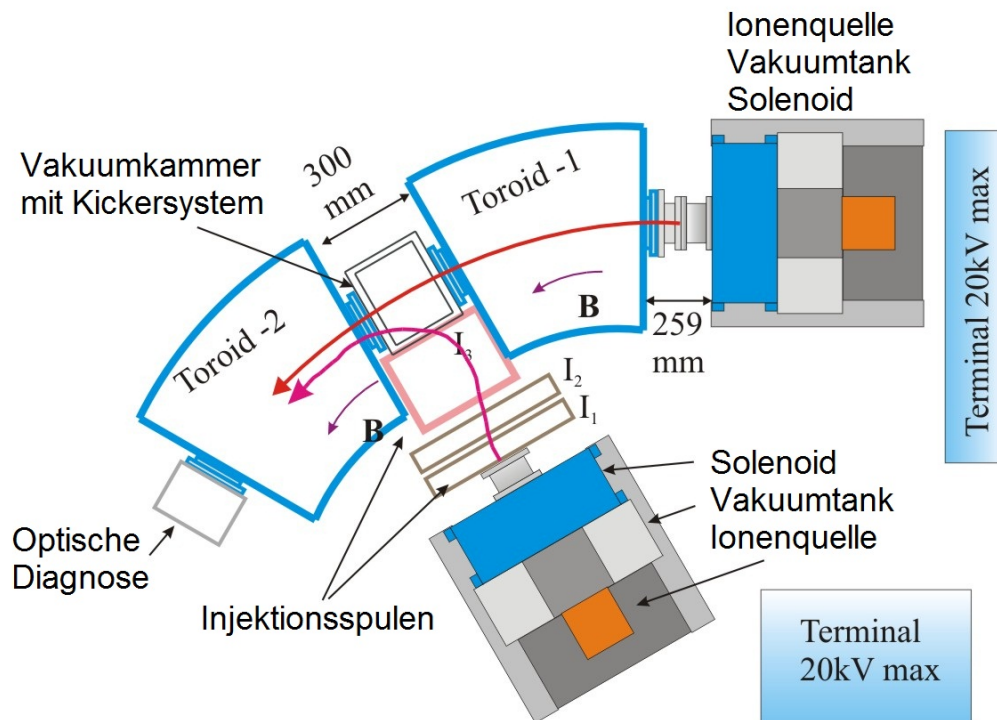
In den Experimenten konnte beobachtet werden, dass die größten Verluste auch hier in der Driftsektion auftraten. Die Verluste im ersten Toroidsegment waren äußerst gering und auch im zweiten Toroidsegment waren sie nur schwach vorhanden. Somit stimmt die Beobachtung bei den Experimenten gut mit den Simulationsbeobachtungen überein. Über die genau Größenordnung der Verluste konnte allerdings im Experiment keine Aussage getroffen werden. Der Grund dafür lag darin, dass zum einen bei der Leuchterscheinung nicht eindeutig zwischen Ionen und Elektronen unterschieden werden konnte, und zum anderen die veränderliche Intensitätsskalierungen der verwendeten Kamera dies nicht zuließ. Auch dieser Punkt spricht deutlich für die schon angesprochene Überarbeitung und Weiterentwicklung des Detektors.

Wenn man die Transmissionsergebnisse mit den Ergebnissen der Betrachtung der Wechselwirkung der Ionen mit der Wasserstoffatmosphäre verbindet, ist festzustellen, dass beim Transport durch den toroidalen Teststand, die beiden Filtereffekte zusammen zu einer deutlichen Veränderung der Strahlzusammensetzung führen. Der Ionenstrahl im Experiment, der zu Beginn als gemischter Strahl vorlag, sollte daher aufgrund dieser Filterfunktionen im zweiten Toroidsegment und vor allem am Ende dieses Segments deutlich stärker von  $H_1^+$  Ionen dominiert werden als zuvor.

Bei den experimentellen Untersuchungen der transversalen Strahldynamik im zweiten Toroidsegment deuten einige gemessene Größen, wie schon zuvor angesprochen, auf eine Dominanz der  $H_1^+$  Ionen im Ionenstrahl hin. Dieses Ergebnis der Experimente bestätigt die Filtereigenschaften der Driftsektion sowie der Wasserstoffatmosphäre. Die Filterung eines Ionenstrahls durch eine Sektion mit inhomogenen Magnetfeldern oder einer Restgasatmosphäre im Rezipienten sind Techniken, welche auch bei anderen Experimente angewendet werden könnten. Daher sollte diese Möglichkeit nicht aus den Augen verloren werden und es sollten weitere Untersuchungen, beispielsweise Simulationen mit anderen Parametern oder Restgasuntersuchungen mit anderen Drücken oder Gasen durchgeführt werden.

Neben den Untersuchungen der transversalen Strahldynamik, der Restgasmethode und der Transmission wurde auch der experimentelle Aufbau genau betrachtet. Dabei wurden neben der Beschreibung des toroidalen Teststands und des Detektorsystems, vor allem die schon angesprochenen Auswirkungen der nicht geschirmten inhomogenen Magnetfelder der Toroidsegmente auf die Ionenquelle und das Druckmesssystem untersucht.

Zur Untersuchung der Auswirkung der nicht geschirmten Toroidsegmente auf die Ionenquelle wurde das in der Quelle erzeugte Magnetfeld in z-Richtung vermessen, um somit einen Eindruck davon zu bekommen, wie stark die Toroidsegmente das Magnetfeld in der Quelle verändern. Da Messungen der Strahlzusammensetzung für die verwendete Quelle ohne Einwirkungen der Toroidsegmente vorliegen [1], wäre die Frage zu beantworten, ob durch die Bestimmung der Auswirkung der Toroidsegmente auf das Magnetfeld in der Quelle und die Berechnung des daraus resultierenden Magnetfeldes in z-Richtung, die Zusammensetzung des Strahls aus den schon vorhandenen Daten bestimmt werden könnte. Um dies untersuchen zu können, werden Messungen



**Abbildung 6.2:** Skizze des angedachten Injektionssystems zum Einschuss des Ionenstrahls in den Transportkanal

der Strahlzusammensetzung beim Betrieb der Quelle mit aktiven Toroidsegmenten benötigt. Ein möglicher Weg die Quelle mit inhomogenen Magnetfeldern zu vermessen, wurden schon zuvor angesprochen.

Eine weitere nicht vernachlässigbare Auswirkung haben die nicht geschirmten Toroidsegmente auf das Druckmesssystem des toroidalen Teststands. Dabei sind im experimentellen Aufbau zwei unterschiedliche Druckmessröhren verbaut, welche im tiefen Druckbereich deutlich durch das Magnetfeld der Toroidsegmente verfälscht werden. Dabei sind die Verfälschungen bei beiden Druckmessröhren verschieden, da die Röhren zur Messung des Drucks im tiefen Druckbereich zwei unterschiedliche Sensortypen verwenden. Da in dieser Arbeit das Hauptaugenmerk auf Untersuchungen des Strahltransports durch eine Wasserstoffatmosphäre lag, musste ein Weg gefunden, aus den mit aktiven Toroidsegmenten gemessenen Drücken, die korrekten Drücke zu bestimmen. Daher wurden mehrere Experimente durchgeführt, bei denen die Drücke mit und ohne Magnetfeld gemessen und daraus für Stickstoff (Luft) und Wasserstoff Korrekturfaktoren bestimmt wurden. Dabei sind diese Faktor erwartungsgemäß für die beiden unterschiedliche Druckmessröhren verschieden. Unerwartet war dabei aber die Beobachtung, dass die Korrekturfaktoren für eine Röhre auch vom verwendeten Restgas im Rezipienten abhängig sind.

Aufgrund dieser Untersuchungen besteht nun die Möglichkeit, die bei Verwendung von Stickstoff- oder Wasserstoffgas im Rezipienten mit aktiven Toroidsegmenten gemessene Druckwerte zu korrigieren. Bei den durchgeführten Experimenten wurde zusätzlich festgestellt, dass die Korrekturwerte nur für die hier verwendete Konfiguration der Druckmessröhren gelten. Wird die Position oder Ausrichtung einer Röhre verändert, wirkt auf diese ein verändertes Magnetfeld und die vorhandenen Korrekturwerte können nicht mehr angewendet werden.

Wird der toroidale Teststand umgebaut, muss die Auswirkung der nicht geschirmten Toroidsegmente auf die Druckmessröhren daher erneut untersucht werden.

Ein weitere Bereich, der in einer weiterführenden Arbeit genauer erforscht werden müsste, ist die Injektion des Ionenstrahls in den Transportkanal [1]. Dabei soll der Strahl zwischen den beiden Toroidsegmenten in den Transportkanal eingeschossen werden. Diese Form der Injektion sollte entwickelt werden, da sie beim angesprochenen toroidalen magnetostatischen Speicherring genutzt werden muss, um den Ionenstrahl in den Ring zu transportieren.

Eine Skizze des möglichen experimentellen Aufbaus zur Entwicklung des Injektionssystems ist in Abbildung 6.2 zu sehen.

Für die Entwicklung eines solchen Injektionssystems ist das Verständnis der transversalen Strahldynamik beim Transport des Ionenstrahls durch den toroidalen Teststand unumgänglich, da der schon im Kanal befindlich Strahl vom Injektionssystem nicht behindert werden darf. Des Weiteren ist darauf zu achten, dass sich der injizierte Strahl im zweiten Toroidsegment mit dem vorhandenen Strahl vereinigt und dann ein Strahl mit höherem Strahlstrom durch den experimentellen Aufbau transportiert wird. Daher sind weitere Untersuchungen des Strahltransports durch den toroidalen Teststand unter verschiedenen Rahmenbedingungen mittels Simulationen und Experimenten notwendig. Ein besonderes Augenmerk muss dabei natürlich auf die Driftsektion gelegt werden. Dabei spielt nicht nur der Transport durch diese Sektion in Abhängigkeit von den Strahlparametern und dem Magnetfeld ein wichtige Rollen, sondern auch die Länge dieser Sektion. Umso kürzer die Driftsektion ist, umso schwächer sollten die Auswirkungen der inhomogenen Felder auf den Strahl sein. Gleichzeitig wird für das Injektionssystem Platz benötigt. Daher muss der Strahltransport durch die Driftsektion in Abhängigkeit von der Länge dieser genauer betrachtet und auf den Ergebnissen aufbauend, müssen die Grundlagen für das Injektionssystem gelegt werden.

In diesem Zusammenhang soll, neben der weiterentwickelten Version des vorhandenen Detektors, auch ein neuer Detektortyp zur Untersuchung der transversalen Strahldynamik im Experiment verwendet werden. Dieser noch in der Entwicklung befindliche Detektor soll durch Vermessung des Restgasleuchtens mittels Photodioden den Ionenstrahl zerstörungsfrei untersuchen können.



## Literatur

- [1] Ninad S. Joshi: *Investigations on Transport and Storage of High Ion Beam Intensities*. Dissertation, Goethe-Universität, Frankfurt, 2009. <http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:hebis:30-69051>.
- [2] Patrick Nonn: *Entwicklung einer Strahldiagnose in toroidalen, magnetischen Führungsfeldern*. Diplomarbeit, Goethe-Universität, Frankfurt, 2009. <http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:hebis:30-75256>.
- [3] N. Joshi, M. Droba, O. Meusel, H. Niebuhr, and U. Ratzinger: *Scaled down experiments for a stellarator type magnetostatic storage ring*. IPAC'10, Kyoto, 2010.
- [4] A. V. Phelps: *Cross Sections and Swarm Coefficients for  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$ ,  $H$ ,  $H_2$ , and  $H^-$  in  $H_2$  for Energies from 0.1 eV to 10 keV*. J. Phys. Chem. Ref. Data, 19(3):653–675, 1990. <http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.555858>.
- [5] Tatsuo Tabata and Toshizo Shirai: *Analytic Cross Sections for Collisions of  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$ ,  $H$ ,  $H_2$ , and  $H^-$  with Hydrogen Molecules*. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 76(1):1 – 25, 2000. <http://dx.doi.org/10.1006/adnd.2000.0835>.
- [6] S. Zhou, H. Li, W. E. Kauppila, C. K. Kwan, and T. S. Stein: *Measurements of total and positronium formation cross sections for positrons and electrons scattered by hydrogen atoms and molecules*. Phys. Rev. A, 55(1):361–368, Jan 1997. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.55.361>.
- [7] K. R. Hoffman, M. S. Dababneh, Y. F. Hsieh, W. E. Kauppila, V. Pol, J. H. Smart, and T. S. Stein: *Total-cross-section measurements for positrons and electrons colliding with  $H_2$ ,  $N_2$ , and  $CO_2$* . Phys. Rev. A, 25(3):1393–1403, Mar 1982. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.25.1393>.
- [8] Kathrin Schulte: *Untersuchung von Messmethoden zur Parameterbestimmung eines Nicht-neutralen Plasmas*. Diplomarbeit, Goethe-Universität, Frankfurt, 2008. <http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:hebis:30-62446>.
- [9] Christopher Wagner: *Entwicklung eines Teststandes für die optische Strahltomographie*. Bachelorarbeit, Goethe-Universität, Frankfurt, 2010.
- [10] R. Gobin, P. Y. Beauvais, R. Ferdinand, P. A. Leroy, L. Celona, G. Ciavola, and S. Gammino: *Improvement of beam emittance of the CEA high intensity proton source SILHI*. Rev. Sci. Instrum., 70(6):2652–2654, 1999. <http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.1149823>.



## Abbildungsverzeichnis

1.1	Geplanter supraleitender magnetostatischer Speicherring, bestehend aus acht Toroidsegmenten (TS), sowie zwei Bereichen für Experimente (Ex), dem Injektionssystem (rote Pfeile) und einem Bereich zur Strahlanalyse (Da) . . . . .	1
1.2	Toroidaler Teststand mit der Ionenquelle, dem Solenoid sowie den beiden Toroidsegmenten (Toroide) . . . . .	2
2.1	Magnetfeldstärke in Strahlrichtung auf der geometrischen Achse . . . . .	10
2.2	Untere und obere Schranke für die $R \times B$ Drift in Abhängigkeit von der Energie .	12
2.3	Graphische Darstellung des Geschwindigkeitsverhältnisses $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$ ( $\frac{v_T}{v_L}$ ) in Abhängigkeit vom Magnetfeld $B_1$ (B) für geladenen Teilchen, die bei einem Magnetfeld $B_0$ das Geschwindigkeitsverhältnis $x$ besitzen (Formel 2.3.15) . . . . .	16
2.4	Logarithmische Darstellung des Geschwindigkeitsverhältnisses $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$ ( $\frac{v_T}{v_L}$ ) in Abhängigkeit vom Magnetfeld $B_1$ (B) für geladenen Teilchen, die bei einem Magnetfeld $B_0$ das Geschwindigkeitsverhältnis $x$ besitzen (Formel 2.3.15) . . . . .	17
2.5	Bestimmung des Verhältnisses $\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$ der Geschwindigkeitskomponenten aus dem Divergenzwinkel des Strahls über den Tangenssatz . . . . .	19
2.6	Graphische Darstellung des totalen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von der Energie für die Werte aus den Veröffentlichungen [6] & [7] / Rechts oben: Ausschnitt des unteren Energiebereichs . . . . .	26
3.1	Skizze des verwendeten Koordinatensystems . . . . .	30
3.2	Bewegung des Mittelpunkts des Strahls in der x- und y- Koordinate in Abhängigkeit von der longitudinalen Position des Strahls im Rezipienten für alle drei Ionenspezies . . . . .	31
3.3	Angewendete lineare Regression auf die Datenpunkte der Strahlmittlepunkte (Toroidsegmente / blaue Bereiche) zur Bestimmung der Drift des Strahls . . . . .	32
3.4	Phasenraumverteilungen der drei Ionenspezies am Eingang des ersten Toroidsegments . . . . .	33
3.5	Verteilung der drei Ionenspezies in der xy-Ebene am Eingang des ersten Toroidsegments . . . . .	33
3.6	Abstand des Mittelpunkts des Strahls von der geometrischen Achse des Rezipienten aufgetragen gegen die longitudinale Position . . . . .	35
3.7	Verhalten eines $H_1^+$ Ionenstrahls in der transversalen xy-Ebene . . . . .	36
3.8	Verhalten eines $H_2^+$ Ionenstrahls in der transversalen xy-Ebene . . . . .	36
3.9	Verhalten eines $H_3^+$ Ionenstrahls in der transversalen xy-Ebene . . . . .	37
3.10	Transmission der drei Ionenstrahlen, bestehend aus jeweils einer Ionenspezies, durch die Driftsektion aufgetragen gegen die longitudinale Position . . . . .	38
4.1	Foto des aufgebauten Experiments . . . . .	39
4.2	Skizze des experimentellen Aufbaus mit den wichtigsten Bauteilen . . . . .	40
4.3	Aufbau der Volumenionenquelle . . . . .	41
4.4	Übersicht über das Experiment zur Vermessung des Magnetfeldes in der Quelle .	43
4.5	Skizzen eines Bayard-Alpert Vakuummeters (links) und Kaltkathoden Vakuummeters mit invertiertem Magnetron Prinzip (rechts) . . . . .	45
4.6	Druckentwicklung über die Zeit, gemessen mit der Leybold ITR 90 Röhre, mit und ohne externem Magnetfeld . . . . .	46
4.7	Druckentwicklung über die Zeit, gemessen mit der Pfeiffer PKR 251 Röhre, mit und ohne externem Magnetfeld . . . . .	46
4.8	Quotient $\frac{p_{B_{off}}}{p_{B_{on}}}$ aufgetragen gegen die Zeit . . . . .	47

# ABBILDUNGSVERZEICHNIS

4.9	Aufbau des verwendeten Detektorsystems . . . . .	49
5.1	Erkennbare Sekundärelektroneneffekte bei Aufnahme mit der Digitalkamera des Detektors während eines Strahltransportexperiments (kein zusätzliches Restgas im Rezipienten / erstes Toroidsegment) . . . . .	51
5.2	Normierte Intensität und normierter Repellerstrom aufgetragen gegen den Restgasdruck von Wasserstoffgas / Energie = 8,55 keV; Strahlstrom = 3,5 mA; Toroidsegmente bei 0,6 T . . . . .	53
5.3	Normierte Intensität und normierter Repellerstrom aufgetragen gegen den Restgasdruck von Heliumgas / Energie = 8,55 keV; Strahlstrom = 3,4 mA; Toroidsegmente bei 0,6 T . . . . .	53
5.4	Normierte Intensität und normierter Repellerstrom aufgetragen gegen den Restgasdruck von Stickstoffgas / Energie = 8,55 keV; Strahlstrom = 3,4 mA; Toroidsegmente bei 0,6 T . . . . .	54
5.5	Normierte Intensität und normierter Repellerstrom aufgetragen gegen den Restgasdruck von Argongas / Energie = 8,55 keV; Strahlstrom = 3,4 mA; Toroidsegmente bei 0,6 T . . . . .	54
5.6	Aufgetragen ist $\Delta l_R$ gegen $\Delta \frac{1}{B}$ zur Bestimmung des k-Werts aus dem Experiment mittels linearer Regression / Energie = 8,55 keV; Strahlstrom = 2,9 mA; erstes Toroidsegment bei 0,6 T; Wasserstoffgasdruck $p = 1,9 \cdot 10^{-4}$ mbar . . . . .	57
5.7	Oben: Drift bei Variation des Magnetfeldes im zweiten Toroidsegment (links) und der Energie des Strahls (rechts) Energie = 8,55 keV (Magnetfeldvariation); Strahlstrom = 2,9 mA; erstes Toroidsegment bei 0,6 T / zweites Toroidsegment bei Energievariation bei 0,6 T; Wasserstoffgasdruck $p = 1,9 \cdot 10^{-4}$ mbar Unten: Drift bei Variation des Magnetfeldes (links) und der Energie des Strahls (rechts) bei Experimenten mit einem Toroidsegment [1] . . . . .	58
5.8	Intensität des Strahls in Abhängigkeit von der z-Position im Rezipienten . . . . .	60
5.9	Position des Strahls in der y-Koordinate aufgetragen gegen die z-Position im Rezipienten . . . . .	61
5.10	Farbdarstellung der Strahlverteilung im Rezipienten in der xz-Ebene . . . . .	62
5.11	Farbdarstellung der Strahlverteilung im Rezipienten in der yz-Ebene . . . . .	63
5.12	Intensitätsverteilung im Rezipienten in der yz-Ebene beim ersten Strahltransportexperiment mit Wasserstoffgas zur Sekundärelektronenunterdrückung . . . . .	64
5.13	Korrigierte Intensitätsverteilung in der yz-Ebene beim ersten Strahltransportexperiment mit Wasserstoffgas . . . . .	65
5.14	Aufnahme des Programms „CCDScan“ beim Erzeugen der Kreisringe für ein Bild aus einer Messung und die dazugehörige Orginalaufnahme (Bildauflösung: 320x240 Pixel / Bildausschnitt: 93x70 Millimeter) . . . . .	67
5.15	Normierte Transmission aufgetragen gegen die z-Position im Rezipienten . . . . .	68
5.16	x- und y-Koordinaten des Schwerpunkts der Leuchterscheinung des Strahls in Abhängigkeit von der z-Position im Rezipienten . . . . .	69
5.17	Vergleich der beiden Strahltransportexperimente mit festem Restgasdruck (Farbverteilung) und variablem Restgasdruck (rote Linie) . . . . .	70
5.18	Vergleich der Ergebnisse des Experiments und der Simulation ( $H_1^+$ Ionenstrahl) . . . . .	71
5.19	Verhalten des Ionenstrahls im Experiment in der transversalen xy-Ebene . . . . .	72
6.1	RMS Emittanz aufgetragen gegen den Restgasdruck verschiedener Gas [10] . . . . .	81
6.2	Skizze des angedachten Injektionssystems zum Einschuss des Ionenstrahls in den Transportkanal . . . . .	83

## Tabellenverzeichnis

2.1	Driftgeschwindigkeiten aufgrund der $R \times B$ Drift bei unterschiedlichen Energien .	6
2.2	Driftgeschwindigkeiten aufgrund der $\nabla B$ Drift für die drei Ionenspezies . . . . .	8
2.3	Werte für die $R \times B$ Driftlänge unter Annahme eines homogenen Magnetfeldes (untere Schranke) . . . . .	10
2.4	Werte für die $R \times B$ Driftlänge unter der Annahme eines inhomogenen Magnetfeldes (obere Schranke) . . . . .	12
2.5	Wechselwirkungsquerschnitte für 10 keV $H_1^+$ Ionen auf $H_2$ Gas . . . . .	20
2.6	Wechselwirkungsquerschnitte für 10 keV $H_2^+$ Ionen auf $H_2$ Gas . . . . .	20
2.7	Wechselwirkungsquerschnitte für 10 keV $H_3^+$ Ionen auf $H_2$ Gas . . . . .	20
2.8	Restgasdruck $p$ , Teilchendichte $n$ und freie Weglänge $\lambda$ für die drei Wasserstoffionenspezies bei den fünf verschiedenen Wirkungsquerschnitten (1) $\sigma = 9,664645 \cdot 10^{-20} m^2$ , (2) $\sigma = 11,802 \cdot 10^{-20} m^2$ , (3) $\sigma = 16,802 \cdot 10^{-20} m^2$ , (4) $\sigma = 16,65528 \cdot 10^{-20} m^2$ , (5) $\sigma = 21,65528 \cdot 10^{-20} m^2$ . . . . .	21
2.9	Transmissions- und Absorptionskoeffizient für $H_1^+$ Ionen für beide Flugstreckenzlängen für einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 9,664645 \cdot 10^{-20} m^2$ . . . . .	22
2.10	Transmissions- und Absorptionskoeffizient für $H_2^+$ Ionen für beide Flugstreckenzlängen für einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 11,802 \cdot 10^{-20} m^2$ . . . . .	22
2.11	Transmissions- und Absorptionskoeffizient für $H_2^+$ Ionen für beide Flugstreckenzlängen für einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 16,802 \cdot 10^{-20} m^2$ . . . . .	23
2.12	Transmissions- und Absorptionskoeffizient für $H_3^+$ Ionen für beide Flugstreckenzlängen für einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 16,65528 \cdot 10^{-20} m^2$ . . . . .	23
2.13	Transmissions- und Absorptionskoeffizient für $H_3^+$ Ionen für beide Flugstreckenzlängen für einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 21,65528 \cdot 10^{-20} m^2$ . . . . .	24
2.14	Wirkungsquerschnitte der Elektronen in Abhängigkeit von der Energie aus den Veröffentlichungen [6] und [7] . . . . .	27
3.1	Vergleich der Driftwerte der beiden Toroidsegmente aus den Simulationen mit den abgeschätzten theoretischen Schranken für die $R \times B$ Drift . . . . .	34
4.1	Quellensolenoid . . . . .	43
4.2	Solenoid . . . . .	43
4.3	Toroid 1 . . . . .	44
4.4	Toroid 2 . . . . .	44
4.5	Drucktabelle für die beiden Vakuumröhren bei Wasserstoffgas ( $H_2$ ) im Rezipienten mit und ohne Magnetfeld / $p_1$ : Druck des vorne verbauten Leybold Vakuummeters; $p_2$ : Druck des hinten verbauten Pfeiffer Vakuummeters; $p_{Kor}$ : Korrigierte Druckwerte (Faktor 2,4) . . . . .	48
5.1	Theoretische k-Werte der geladenen Teilchen für den Vergleich mit dem Experiment bei Variation des Magnetfeldes des zweiten Toroidsegments . . . . .	56