



IPI

Bachelorarbeit

Weiterentwicklung und ionenoptische Simulation eines Stoßionisations- Flugzeitmassenspektrometers

**Development and Ion-Optical Simulation of an
Electron-Impact Ionization Time-of-Flight Mass
Spectrometer**

Lorenz Saalmann

WS 24/25

BACHELORARBEIT

Titel der Bachelorarbeit

**Weiterentwicklung und ionenoptische Simulation
eines Stoßionisations-TOF-Massenspektrometers**

**Development and Ion-Optical Simulation of an Electron-Impact
Ionization Time-of-Flight Mass Spectrometer**

vorgelegt von

Lorenz Saalmann

zur Erlangung des akademischen Grades

Bachelor of Science (B. Sc.)

Datum: 19. Januar 2025

Studiengang: PTRA - Physik und Technologie für Raumfahrtanwendungen

Matrikelnummer: 8104072

Erstgutachter: Dr. Kristof Holste

Zweitgutachter: Prof. Stefan Schippers

Zusammenfassung

Abstract

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung	11
1.1 Zielsetzung	13
2 Wissenschaftlicher Kontext	15
3 Grundlagen der Elektronenstoßionisation	19
3.1 Ionisationsprozesse	19
3.1.1 Mehrstufige Ionisationsprozesse	20
3.1.2 Resonante Prozesse	22
3.2 Ionisierungsquerschnitt	22
3.3 Ansätze theoretischer Beschreibungen	23
3.3.1 Lotz-Formel	24
3.3.2 Störungstheorie	24
3.4 Einzelstoßbedingung	26
3.4.1 Einzelstoßbedingung aus der Perspektive des Atoms	26
3.4.2 Einzelstoßbedingung aus der Perspektive des Elektrons	27
4 Experimenteller Aufbau	29
4.1 Methodik	29
4.1.1 Ionisation	29
4.1.2 Flugzeitmessung	30
4.2 Vakuumkammer und Druckmessung	32
4.3 Elektronenstrahl und Ablenkplatte	32
4.4 Detektorsystem	35
4.4.1 Mikrokanalplatten	37
4.4.2 Positionsbestimmung	39
4.5 Konditionierung des Detektors	40
4.6 Signalverarbeitung	41
4.6.1 Flugzeitmessung	41
4.6.2 Positionssensitive Auflösung	43
5 Auswertung	47
5.1 Auswertung der Messdaten	47
5.1.1 Kalibrationsmessung mit Argon	47
5.1.2 Restgasspektrum	47

5.1.3 Ermittlung des Elektronenstrahlprofils aus den Positionsdaten	48
6 Simulation der Ionenoptik	51
6.1 <i>SIMION</i> : Methodik und Limitation	51
A Anhang	53
Literaturverzeichnis	55

Abbildungsverzeichnis

2.1	Anlage zur Messung von Ionisationsquerschnitten aus [16]	17
3.1	Schematische Darstellung der Anregungs-Autoionisation für ein Atom.	21
4.1	Flugzeitspektrum der Restgase	31
4.2	Schematischer Aufbau des Experiments	33
4.3	Querschnitt der Elektronenkanone	34
4.4	3D-Modell der Vakuumkammer mit Plattenkondensator	36
4.5	Schnitt und Funktionsprinzip einer MCP	38
4.6	Detektionsrate in Abhängigkeit der Frontplattenspannung	38
4.7	Funktionsprinzip der Laufzeitmessung des Detektors	40
4.8	Schematisch dargestellter Signalfluß der ToF-Messung	42
4.9	Prinzip des Constant Fraction Discriminators	43
4.10	Aufgenommener Verlauf der relevanten Signale der ToF-Messung	44
4.11	Signalfluß für die positionssensitive Messung	45
5.1	Masse-zu-Ladungsspektrum der Restgase	49
5.2	Abbildung des Strahls auf dem Detektor	49
5.3	Gemitteltes Strahlprofil	50

Tabellenverzeichnis

2.1	Übersicht alternativer Treibstoffe aus [7]	16
4.1	Von Roentdek angegebene typische Parameter für den MCP-Detektor	37
A.1	Spannungswerte bei der Konditionierung	54

Abkürzungsverzeichnis

JLU	Justus-Liebig-Universität Gießen
LEO	Low Earth Orbit
RIT	Radiofrequenzionentriebwerk
HET	Hall-Effekt-Thruster
DI	Direct Ionisation
EA	Excitation Ionisation
MCP	Micro Channel Plate
TPHC	Time-to-Pulse-Height-Converter
TOF	Time-of-Flight
CFD	Constant Fraction Discriminator
FWHM	Full Width at Half Maximum

In unserer vernetzten Welt haben erdnahe Satelliten eine immer größere Bedeutung in der globalen Infrastruktur. Sie finden vor allem Anwendung in der Kommunikation und Erdbeobachtung. Satelliten im nahen Erdorbit (*low earth orbit*, LEO) haben den Vorteil, dass sie deutlich geringere Signallaufzeiten gegenüber geostationären Satelliten aufweisen. Das ermöglicht schnellere Kommunikation. Auch die Aufnahme hochauflösender Messungen der Erdoberfläche wird durch die Flughöhe begünstigt und ist in einer höheren Wiederholrate aufgrund der kürzeren Umlaufdauer möglich. Für den Einsatz im LEO werden immer mehr kleine, kostengünstige Satelliten produziert. Vor allem durch die Kommerzialisierung der Raumfahrtbranche, die im letzten Jahrzehnt durch Unternehmen wie SpaceX und Blue Origin vorangetrieben wurde, sind die Kosten für den Start von Satelliten gesunken und die Zahl der Starts enorm gestiegen. Jeder dieser Satelliten benötigt eine Lagerregelung und damit ein Antriebssystem, welches kostengünstig im LEO über lange Zeiten dem atmosphärischen Widerstand entgegenwirken kann.

Damit sind elektrische Antriebssysteme in den Vordergrund gerückt, da sie eine einzigartige und momentan einzig realisierbare Lösung für die lange Betriebsdauer kleiner Satelliten im LEO darstellen. Das liegt an ihrem hohen spezifischen Impuls, der nicht durch die Verwendung chemischer Antriebe erreicht werden kann. Der spezifische Impuls I_{sp} beschreibt wie viel Impulsänderung (Kraft) F pro ausgestoßene Masse \dot{m} erreicht werden kann und ist damit von der Austrittsgeschwindigkeit v_e des Treibstoffes bestimmt und wird häufig auf die Erdbeschleunigung g normiert :

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}g} = \frac{v_e}{g}. \quad (1.1)$$

Der hohe spezifische Impuls elektrischer Triebwerke ist im Wesentlichen darauf zurückzuführen, dass die für die Beschleunigung eingesetzte Energie nicht aus dem Treibstoff selbst kommt, wie es bei chemischen Triebwerken der Fall ist, sondern über ein magnetisches Feld von außen eingespeist wird. So können viel höhere Austrittsgeschwindigkeiten

erreicht werden. Damit sind elektrische Antriebe effizienter und können mit weniger Treibstoff mehr Impulsänderung erreichen, indem sie elektrische Energie aus, zum Beispiel, Solarzellen verwenden. Ein Blick auf die von William Moore und Konstantin Ziolkowski formulierte Raktengleichung veranschaulicht die Relevanz der Austrittsgeschwindigkeit. Die Gleichung beschreibt die Änderung der Geschwindigkeit eines Raumschiffs durch den Ausstoß von Masse. Sie lautet:

$$\Delta v = v_e \cdot \ln \left(\frac{m_0}{m_f} \right), \quad (1.2)$$

wobei Δv die gesamte erreichbare Änderung der Geschwindigkeit beschreibt, v_e die Austrittsgeschwindigkeit und $\frac{m_0}{m_f}$ das Verhältnis aus der Raketenmasse mit und ohne Treibstoff. Wie zu sehen ist, geht die Austrittsgeschwindigkeit proportional ein, während das Verhältnis der Massen logarithmisch eingeht.

Ein solches elektrisches Antriebssysteme ist das Radiofrequenzionentriebwerk (RIT). Es wurde von Prof. Löb an der Justus Liebig Universität (JLU) Gießen in den 60er Jahren entwickelt und steht auch heute noch im Fokus der Forschung an der JLU. Das RIT ist neben dem Hall-Effekt-Thruster (HET) eines der effizientesten elektrischen Triebwerke und wurde bereits auf vielen erfolgreichen Missionen eingesetzt [3, S. 6]. Die BepiColombo-Mission 2018 ist ein bekanntes Beispiel.

Das RIT ist ein sogenanntes Gitterionentriebwerk, welches auf der Ionisierung von Gasen basiert, welche dann elektrostatisch auf sehr hohe Austrittsgeschwindigkeiten beschleunigt werden. Dafür wird im Triebwerk ein Plasma gezündet, in dem über magnetische Wechselfelder Energie auf freie Elektronen übertragen wird, die dann, Stoßionisationen durchführen können. Der historisch am häufigsten verwendete Treibstoff für das RIT ist Xenon. Xenon hat eine hohe Masse und ist ein reaktions-träges Edelgas. Es hat sich bereits bei einer Vielzahl von Missionen bewährt. Nachteilhaft ist allerdings, dass die Gewinnung von Xenon aufwendig ist. Sie basiert ausschließlich auf der Lufttrennung und anschließenden Extraktion aus flüssigem Sauerstoff. Das macht Xenon zu einem sehr teuren Treibstoff, dessen Produktion nicht dem steigenden Bedarf nachkommen kann. Auch zu beachten, ist sein enormer Energiebedarf und damit verbundener hoher CO₂-Faktor von etwa 500 [18]. Deswegen hat in den letzten Jahren die Forschung an alternativen Treibstoffen für elektrische Antriebe stark an Relevanz gewonnen. Alternative Treibstoffe sind vor allem für den Einsatz auf kleinen, kommerziellen Satelliten interessant.

Herauszufinden, ob ein Treibstoff geeignet ist, ist allerdings nicht trivial. Es müssen viele

Faktoren berücksichtigt werden, die sowohl mit den Eigenschaften des Treibstoffs selbst, mit den Prozessen bei der Ionisation als auch der Interaktion des Treibstoffs und Triebwerks zusammenhängen. Bevor extensive Tests mit dem Triebwerk direkt durchgeführt werden, kann die Untersuchung der Ionisationseigenschaften und Querschnitte bereits viele wichtige Informationen gewinnen und so Kandidaten früh ausschließen und Vorhersagen über die Effizienz treffen. Sehr wichtige Größen sind dabei die Ionisationsenergie, der Ionisationswirkungsquerschnitt, die Ionisationsrate und die Häufigkeitsverteilung der verschiedenen Ionen, die bei der Ionisation entstehen [3]. Diese Größen sind besonders für die Beschreibung des Plasmas und somit auch für die Optimierung des Antriebs entscheidend. Ein idealer Treibstoff sollte eine niedrige Ionisationsschwelle und einen hohen Ionisationsgrad haben, da so minimale Energie benötigt wird, um ein dichtes Plasma zu erzeugen [7]. Die Häufigkeitsverteilung der Ionen sollte sich auf möglichst wenige Spezies konzentrieren, da die Extraktion der Ionen für ein Masse-zu-Ladungsverhältnis optimiert wird.

Eine Untersuchung der Ionisationseigenschaften eines Gases erweist sich als komplex. Damit Ionisationsprozesse genau untersucht werden können, muss die Ionisation in einem sehr kontrollierten Umfeld stattfinden. Das bedeutet vor allem, dass die Interaktionspartner und ihre Eigenschaften genau bekannt sein müssen. Die dabei erzeugten Ionen müssen einzeln nachgewiesen werden, damit ihre Häufigkeit akkurat bestimmt werden kann.

1.1. Zielsetzung

Basierend auf früheren Arbeiten der Arbeitsgruppe für Ionentriebwerke an der JLU, wird in dieser Arbeit die bestehende Anlage *ZeroB* ausgebaut, um die soeben genannten relevanten Größen verschiedener Gase zu bestimmen. Der Einbau eines neuen Detektors soll die Aussagekraft der Messungen verbessern. Mithilfe einer ionenoptischen Simulation sollen diese überprüft werden und mögliche Optimierungen herausgearbeitet werden. Mit der Simulation soll die theoretisch mögliche Auflösung der Anlage ermittelt werden. Ziel ist es die Ergebnisse der Simulation mit den Messwerten zu vergleichen.

Im Anschluss wird ein Überblick über verwandte Arbeiten gegeben, um diese Arbeit in den wissenschaftlichen Kontext einzugliedern.

2

Wissenschaftlicher Kontext

[3] gibt einen Überblick über die derzeitige Forschung an Gitterionentriebwerken. Im Vordergrund der Herausforderungen steht auch die Verwendung alternativer Treibstoffe, vor allem im Blick auf die Kommerzialisierung von LEO-Missionen. Welche Substanzen das kostenintensive Xenon ersetzen können, ist Mittelpunkt aktueller Forschungsprojekte. Im Rahmen des GIESEPP (Gridded Ion Engine Standardised Electric Propulsion Platform) Projekts wurden in [7] verschiedene Treibstoffe für die Verwendung mit Gitterionentriebwerken vorgeschlagen. Diese sind in Tabelle 2.1 mit ihren Eigenschaften aufgelistet. Während Iod bereits in Gitterionentriebwerken in-Orbit getestet wurde [10], sind einige der anderen vorgeschlagenen Treibstoffe noch nicht in der Raumfahrt allgemein oder in RITs erprobt. Die Untersuchung der Ionisationseigenschaften von Treibstoffen dieser Art ist daher von großer Bedeutung. Es fällt auf, dass die meisten alternativen Treibstoffe unter Standardbedingungen (STP) gasförmig sind, weshalb eine Untersuchung mit einer Anlage wie *ZeroB* sinnvoll ist. Auch besonders interessant ist die Untersuchung von Molekülen, wie Diamantoiden (Adamantan), die eine hohe Dichte und damit ein hohes Masse-zu-Ladungsverhältnis haben. Aufgrund ihres großen Querschnitt, haben sie auch einen hohen Ionisationsquerschnitt [3]. Diese werden ebenfalls an der JLU untersucht [9] und sollen in Zukunft auch in *ZeroB* weiter getestet werden. Bisherige Untersuchungen zeigen: Das Problem bei der Verwendung von Diamantoiden ist die Fragmentation der Moleküle in viele kleinere Ionen. Die Ionisationsenergie ist nur geringfügig kleiner als die Energie, die benötigt wird, um das Molekül zu fragmentieren. Durch die Modifikation dieser Moleküle, erhofft man sich eine Verbesserung der Ionisationsqualität.

Eine weitere Gruppe von Molekülen, die untersucht werden sind aromatische Hydrokarbone, wie Naphthalen. Diese haben ähnliche Massen und Ionisationsenergien wie Diamantoiden, weisen aber eine geringe Fragmentation auf. [1] zeigt, dass Moleküle wie Naphthalen einen alternativen Treibstoff darstellen könnten.

Eine massenspektrometrische Anlage, wie *Zero-B*, wird in einigen dieser Arbeiten bereits

Tabelle 2.1.: Übersicht alternativer Treibstoffe aus [7]. Die meisten Treibstoffe sind unter Standardbedingungen (STP) gasförmig. Aufgelistet sind: Xenon (Xe), Krypton (Kr), Argon (Ar), Neon (Ne), Helium (He), Wasserstoff (H2), Iod (I2), Buckminster-Fulleren (C60), Adamantan (C10H16), Quecksilber (Hg)

Treibstoff	Masse [u]	Aggregatzustand (STP)	1. / 2. Ionisationsenergie [eV]	Siedepunkt	Dichte [g/cm ³] (STP)	Kosten [\$/100g]
Xe	131.3	gasförmig	12.13 / 20.97	165.1	0.0059	120
Kr	83.8	gasförmig	14 / 24.36	119.7	0.0037	33
Ar	39.9	gasförmig	15.76 / 27.63	87.3	0.0018	0.5
Ne	20.2	gasförmig	21.56 / 40.96	27.1	0.0009	33
He	4.0	gasförmig	24.59 / 54.41	4.2	0.0002	5.2
H ₂	2.0	gasförmig	15.43 / -	20.3	0.00009	12
I ₂ (I)	253.8 (126.9)	fest	9.3 / -	457.6	4.933	8.3
C ₆₀	720.6	fest	7.5 / 12	823	1.65	1125
C ₁₀ H ₁₆	136.2	fest	9.23 / -	543.18	1.07	100
Hg	200.6	flüssig	10.44 / 18.76	629.8	13.534	48

verwendet. Sie eignet sich besonders gut für die Untersuchung von Molekülen, da die unterschiedlichen Massen der Fragmente ihre Identifikation erlaubt. Die Darstellung der Fragmentationsquerschnitte gegenüber der Ionisationsquerschnitte sind hilfreich, um die Art der Fragmentation zu verstehen und möglicherweise zu verhindern. Eine Optimierung der Anlage, wie sie in dieser Arbeit durchgeführt wird, ist daher von Bedeutung für die Forschung an alternativen Treibstoffen.

Wie bereits erwähnt, ist eine Untersuchung der Ionisationseigenschaften eines Gases eine komplexe Aufgabe. Straub *et al.* [15][16] haben dennoch bereits 1995 Ionisationsquerschnitte verschiedener Gase und Moleküle experimentell bestimmt. Die Messungen wurden mit einer Anlage (Abb. 2.1) durchgeführt, die der in dieser Arbeit verwendeten stark ähnelt. Bei der Umsetzung und Validation der *Zero-B*-Anlage wurde auf die Ergebnisse dieser Arbeiten zurückgegriffen. Eine Alternative für die Bestimmung Methode wird in [11] beschrieben. Hierbei wird die Ionisation nicht unter Einzelstoßbedingungen untersucht, sondern ein Neutralteilchenstrahl wird mit einem Elektronenstrahl gekreuzt. Die Vorteile die die kontrollierten Rahmenbedingungen der Einzelstoßionisation bieten überwiegen jedoch für die Untersuchung von Treibstoffen, da so mehr Informationen über die

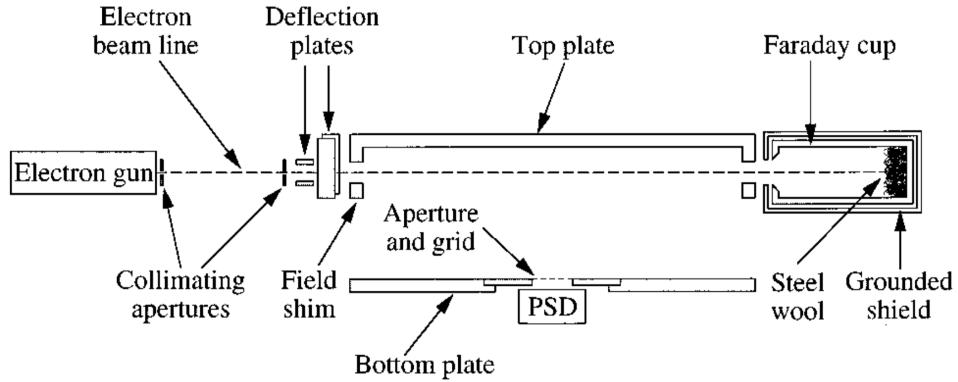


Abbildung 2.1.: Anlage zur Messung von Ionisationsquerschnitten aus [16]. Der Aufbau ähnelt stark dem der in Kapitel 4 beschriebenen *Zero-B*-Anlage, mit dem Unterschied, dass die Anlage von Straub eine geringere Flugstrecke zum Detektor hat und auf Linsen verzichtet.

Ionisationsprozesse gewonnen werden können.

Stoßionisationsmassenspektrometrie ist seit den 60er Jahren eine etablierte Methode zur Bestimmung von Ionisationsquerschnitten [6]. Die Methodik die von Straub *et al.* und in dieser Arbeit verwendet wurde basiert auf dem Delayed Extraction Time-of-Flight (DETOF)-Prinzip. Diese wurde bereits 1955 von Wiley und McLaren zur Verbesserung der Auflösung von Massenspektrometern vorgeschlagen [17] und wird heute noch in optimierter Ausführung in vielen Anlagen verwendet. Die Methode basiert auf der Verzögerung der Ionenextraktion aus der Ionenquelle, um die zeitliche Verteilung der Ionen zu vergrößern. Die Ionen werden dann in einem elektrischen Feld beschleunigt. Durch die Verzögerung der Extraktion, entfernen sich Ionen mit höherer kinetischer Energie weiter von der Extraktionselektrode als langsamere. Bei anschließenden Beschleunigung werden die langsamten Ionen stärker beschleunigt und so kann die Energieverteilung der Ionen kompensiert werden. Die Flugzeit hängt dann stärker von der Masse und Ladung der Teilchen ab.

Die Untersuchung der Elektronenstoßionisation ist seit vielen Jahren ein zentrales Thema in der Atom- und Plasmaphysik. Für die Analyse sollen in Kapitel 3 die physikalischen Grundlagen der Elektronenstoßionisation und die Ansätze für theoretische Beschreibungen der verschiedenen Ionisationsprozesse erläutert werden.

3

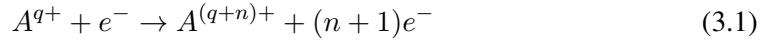
Grundlagen der Elektronenstoßionisation

Das grundlegende Prinzip auf dem die Ionisation in einem RIT und die massenspektrometrische Messung dieser Arbeit basieren ist die Elektronenstoßionisation von Atomen, Molekülen und Ionen. Elektronenstoßionisation war bereits in den 1920er Jahren eine der ersten Methoden zur gezielten Ionisation von Teilchen für Massenspektrometrie und ist ein allgemein sehr relevanter Prozess, der Teil vieler Phänomene und Messmethoden in der Plasmaphysik ist. Beschrieben wird die Kollision eines extern beschleunigten Elektrons mit einem Atom, Molekül oder Ion in fester oder gasförmiger Phase. Im Folgenden werden die physikalischen Grundlagen dieses Prozesses erläutert.

Bei der Kollision eines Elektrons mit einem Atom, Molekül oder Ion können im Wesentlichen die folgenden Mechanismen ausgelöst werden: elastische Streuung, Anregung und Ionisation. Bei Ionen ist es außerdem möglich, dass diese mit dem Elektron rekombinieren. Welche dieser Mechanismen stattfinden hängt stark von der Energie des Elektrons ab und sie unterscheiden sich darin, wie viel Energie das Elektron an das Target überträgt. Der für diese Arbeit relevante Mechanismus ist die Ionisation. Folgende Abschnitte orientieren sich strukturell an der Arbeit von [2].

3.1. Ionisationsprozesse

Kommt es zur Ionisation können bei der Kollision n gebundene Elektronen aus dem Target A herausgelöst werden. A trägt die Ladung q (0 für neutrale Atome oder Moleküle) und es entsteht ein $(q + n)$ -fach geladenes Ion. Folgende Reaktionsgleichung beschreibt die Stoßionisation eines Atoms im Allgemeinen.



Von der Energie des stoßenden Elektrons hängt dabei ab, welche Prozesse auftreten können und wie viele Elektronen herausgelöst werden, dabei muss die Gleichung teilweise um Zwischenschritte erweitert werden. Das Elektron wird inelastisch im Coulombpotential des Atoms gestreut und gibt dabei Energie an ein im Atom gebundenes Elektron abgeben. Zum Herauslösen des gebundenen Elektrons muss die Energie des stoßenden Elektrons ausreichend groß sein und es ergibt sich eine charakteristische Ionisationsschwelle des Targets, bei der Ionisation überhaupt erst stattfinden kann. Die Ionisationsenergie E_i ist dabei die Differenz aus den kinetischen Energien der freien Elektronen vor und nach dem Stoß:

$$E_i = E_{1,Kin,vor} - (E_{1,Kin,nach} + E_{2,Kin,nach}). \quad (3.2)$$

Wird ein gebundenes Elektron durch den Energieübertrag direkt herausgelöst wird der Prozess als direkte Ionisation (engl. *direct ionisation*, DI) bezeichnet. Direkte Ionisation ist fast immer der dominierende Vorgang bei Stoßionisation. Bei höheren Energien können allerdings auch indirekte, mehrstufige Prozesse auftreten, die auch zur Ionisation des Targets führen. Die erzeugten Ionen können allerdings im Nachhinein nicht unterschieden werden und tragen aber trotzdem einen Anteil am gesamten Ionisationsquerschnitt.

3.1.1. Mehrstufige Ionisationsprozesse

Der dominante mehrstufige Prozess ist die Anregungs-Autoionisation (engl. *excitation ionisation*, EA). Dabei wird ein auf einer niedrigen Schale gebundenes Elektron zunächst durch den Energieübertrag in einen höheren energetischen Zustand angeregt. Der daraus resultierende Zustand des Targets ist instabil und das Elektron fällt nach kurzer Zeit in den Grundzustand zurück. Dabei kann die Energie auch, anstelle einer Photon-Emission, an ein weiteres gebundenes Elektron in einer äußeren Schale weitergegeben werden, was für dessen Ausstoß aus dem Atom sorgt. Dieser Mechanismus ist als Auger-Prozess bekannt und stößt Elektronen nur mit einer für die Bindungszustände des Atoms charakteristischen Energie aus. Er ist in Abb. 3.1 veranschaulicht. Weil bei der Anregungs-Autoionisation sowohl das Coulomb-Potential des Targets als auch die nötige Energie für die Anregung eines Elektrons überwunden werden müssen, tritt dieser Prozess erst bei höheren Energien auf. Bei Atomen mit gefüllten Schalen und wenigen Valenzelektronen (z.B. Alkaliatomen) können indirekte Prozesse eine große Rolle spielen, die auch der DI deutlich überlegen sein

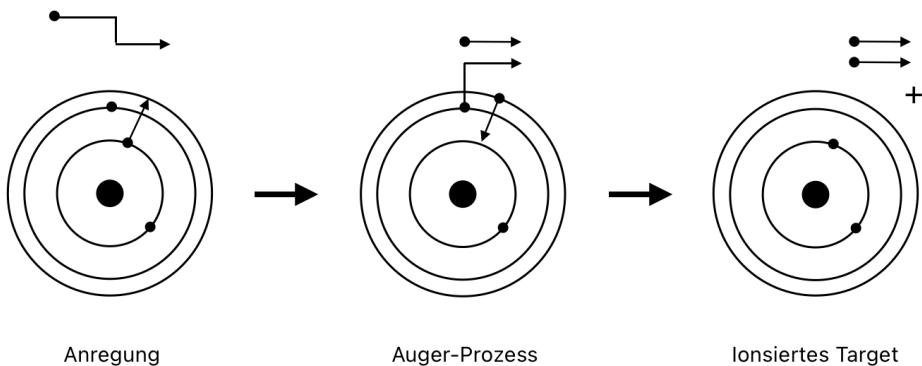
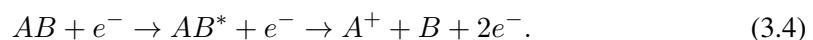


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung der Anregungs-Autoionisation für ein Atom.

können [12]. Bei Argon ist der Anteil der EA allerdings gegenüber der DI fast vernachlässigbar klein.

Es ist auch möglich eine Kombination aus DI und EA zu beobachten, bei der durch den Energieübertrag direkt ein Elektron aus einer inneren Schale herausgelöst wird und so das Target eine instabile Elektronenkonfiguration bekommt. Bei der folgenden Abregung kann es dann auch zum Auger-Prozess kommen. Mit steigender Energie des stoßenden Elektrons steigt die Wahrscheinlichkeit für mehrstufige Prozesse und es sind noch höhere Anregungen, die zu Mehrfachionisationen über Auger-Kaskaden führen, möglich.

Bei Molekülen kann es dazu kommen, dass das aus der Wechselwirkung resultierende ionisierte Molekül nicht stabil ist und es zur Dissoziation kommt oder das Molekül vom Stoß eines Elektrons mit hoher Energie direkt dissoziert wird. Dabei werden häufig Ionen oder Radikale gebildet, es können aber auch neutrale Fragmente entstehen. Dieser Vorgang wird als Dissoziationsionisation (engl. *dissociative ionisation*, auch DI aber im Folgenden als DIS) bezeichnet, wenn der Zerfall aufgrund von Ionisation stattfindet. Ein solcher Prozess kann durch eine der folgende Reaktionsgleichungen beschrieben werden:



Hierbei ist AB das Molekül und AB^* das angeregte Molekül.

Über eine Reihe von Stoßionisationen können komplexe Moleküle so in viele verschiedene, kleinere Fragmente zerfallen. Aufgrund dieser hohen Fragmentierung wird die Elektronen-

stoßionisation als eine *harte* Ionisationsmethode bezeichnet.

3.1.2. Resonante Prozesse

Bei der Ionisation von Atomen und Molekülen kann auch ein resonanter Prozess einen Zwischenschritt darstellen. Dabei wird das Elektron vom Target *eingefangen* und verbleibt nicht im Kontinuum (freien Zustand). Man spricht von Resonanz, da die Energie des Elektrons genau einem quantisierten Energieniveau im Atom entsprechen muss, um temporär gebunden zu werden. Mit derselben Argumentation könnten auch die EA-Prozesse als resonant bezeichnet werden, da sie den gleichen diskreten Energieniveaus unterliegen. Als resonante Prozesse werden dennoch üblicherweise nur die bezeichnet, die mit dem einfal-lenden Elektron verbunden sind.

Der bei einem solchen resonanten Prozess entstehende Energiezustand kann allerdings nicht wirklich als Energieniveau bezeichnet werden, da er über der Ionisationsenergie liegt [12]. Der Zustand ist instabil und endet häufig in Autoionisation. Da Moleküle aufgrund ihrer zusätzlichen Freiheitsgrade (Rotation, Schwingung) und überlappenden Orbitalen mehr diskrete Energieniveaus haben, sind resonante Prozesse beim Stoß von Elektronen mit Molekülen häufiger. Das sorgt auch für zusätzliche Dissoziation und wird als dissioziative Elektronenlagerung (engl. *Dissociative Electron Attachment*, DEA) bezeichnet, wenn dieses beim Einfang des Elektrons zerfällt. Resonante Ionisationsprozesse treten zudem be-sonders beim Stoß von Elektronen und Ionen auf, weil das positive Potential anziehend auf das Elektron wirkt und haben somit weniger Relevanz bei der Ionisation von Atomen.

3.2. Ionisierungsquerschnitt

Der Ionisierungsquerschnitt beschreibt, wie effektiv das Analytgas ionisiert werden kann. Der Querschnitt setzt sich dabei aus den einzelnen Querschnitten der verschiedenen, be-schriebenen Ionisationsprozesse zusammen, kann aber in dem in dieser Arbeit beschriebe-nen Experiment nur integral aufgenommen werden. Er kann allerdings für jede der ver-schiedenen Ionenarten aufgenommen und die Anteile ermittelt werden. Aus der Summe aller ionischen Produkte ergibt sich ein Gesamtionsierungsquerschnitt. Unter der Bedin-gung, dass nur sehr wenige der Elektronen eine Kollision mit einem Targetatom haben, kann der Stoßionisierungsquerschnitt wie folgt beschrieben werden:

$$\sigma_i(A^{q+}) = \frac{N_i(A^{q+})}{N_e \cdot nl}. \quad (3.5)$$

$N_i(A^{q+})$ ist dabei die Anzahl der erzeugten Ionen A^{q+} und N_e die Anzahl der Elektronen. n ist die Teilchendichte des Gases und l die Länge der Strecke, die die Elektronen im Gas zurücklegen. Einfach hergeleitet werden kann diese Formel über die Wahrscheinlichkeit $P(A^{q+})$, die ein Elektron besitzt die gesuchte Ionisation durchzuführen. Diese ist gleich dem Verhältnis der Anzahl der Stoßionisationen die zum gesuchten Ion führen zur Anzahl der Elektronen, wie auch dem Produkt aus der Teilchendichte, der zurückgelegten Strecke und dem Stoßionisierungsquerschnitt:

$$P(A^{q+}) = \frac{N_i(A^{q+})}{N_e} = n \cdot l \cdot \sigma_i(A^{q+}). \quad (3.6)$$

Da später nur ein Teil der erzeugten Ionen von einem Detektor nachgewiesen werden kann, wird für l nur der auf der aktiven Fläche des Detektors sichtbare Teil des Elektronenstrahls verwendet. Aus diesem kann die für das Experiment effektive Länge l abgeleitet werden.

Wie leicht zu erkennen ist, ist die genaue Messung der Elektronen- und Ionenzahlen für eine akkurate Aufnahme der Ionisierungsquerschnitte zentral. Außerdem wird angenommen, dass die Einzelstoßbedingung erfüllt ist. Diese wird in 3.4 erläutert. Um eine absolute Aussage treffen zu können, muss auch die Teilchendichte des Gases absolut bestimmt werden.

3.3. Ansätze theoretischer Beschreibungen

Die theoretische Beschreibung von Elektronenstoßionisation ist ein hochkomplexes Problem. Selbst bei der einfachen DI gibt es im finalen Zustand drei freie Teilchen, die über die Coulombkraft miteinander wechselwirken. Dabei handelt es sich um das famose Dreikörper-Problem, für das es keine analytische Lösung gibt. Für die Wechselwirkung mit den gebundenen Zuständen im Atom wird eine quantenmechanische Beschreibung vom Atom gefordert. Während mit der Schrödinger-Gleichung und numerischen Methoden inzwischen Atome mit vielen gebundenen Zuständen gut approximiert werden können, wird die Beschreibung des Problems mit gebundenen und mehreren freien Elektronen sehr schnell sehr komplex. Trotzdem sind einige Ansätze entwickelt worden, die die Stoßionisierungsquerschnitte für Atome gut nähern können.

3.3.1. Lotz-Formel

Eine empirische Formel zur Berechnung des Ionisationsquerschnitts entwickelte Wolfgang Lotz Ende der 1960er Jahre [5]. Mit dieser kann eine praktische Abschätzung des Ionisierungsquerschnitts gemacht werden. Die Formel basiert auf experimentellen Daten und berücksichtigt nur die direkte Ionisation. Trotzdem liefert sie gute Näherungen für die Ionisation von Atomen bei geringeren Elektronenenergien und ist auch für die Bestimmung der Ionisationsschwelle geeignet. Die Lotz-Formel ist gegeben durch den Ausdruck:

$$\sigma = \sum_{i=1}^N a_i n_i \frac{\ln(E_e/P_i)}{E_e P_i} \left(1 - b_i e^{-c_i(E_e/P_i - 1)} \right). \quad (3.7)$$

Dabei sind a_i , b_i und c_i Konstanten, die für jedes Target spezifisch sind. E_e ist die Energie des einfallenden Elektrons. Die Lotz-Formel nimmt an, dass alle n_i Elektronen jeder Schale einen Beitrag zum Gesamtionisationsquerschnitt machen können, solange ihre Bindungsenergie P_i kleiner als E_e ist. Daher wird über die N Schalen des Targets eine Summe gebildet. Die Formel kann auch für Moleküle verwendet werden, wenn die Ionisationsenergien bekannt sind.

3.3.2. Störungstheorie

Die Idee der Störungstheorie ist es, ein komplexes quantenmechanisches Problem, das analytisch nicht lösbar ist, aber einem lösbareren Problem ähnelt, als das lösbare Problem plus eine Störung zu betrachten. Hierbei wird der Hamiltonoperator $\hat{\mathcal{H}}$ in einen Teil für das ungestörte Atom und einen Störterm $\hat{\mathcal{V}}$ aufgeteilt:

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_{Atom} + \hat{\mathcal{V}}. \quad (3.8)$$

Dieser wird dann zur Lösung der Schrödinger-Gleichung verwendet, wobei Ψ die Wellenfunktion des Systems ist:

$$\hat{\mathcal{H}}\Psi = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi. \quad (3.9)$$

Wie der Störterm gewählt wird, hängt vom gewählten Ansatz ab und ist entscheidend für die Komplexität und Genauigkeit der Rechnung. Um die Stoßionisation zu beschreiben, muss der Störterm so gewählt werden, dass er die Wechselwirkung zwischen dem einfallenden Elektron und dem Atom beschreibt. Dafür werden verschiedene vereinfachte Modelle

verwendet, die je nur unter bestimmten Bedingungen gute Näherungen der Ionisationsquerschnitte liefern. Eine unnachgiebige Lösung wurde noch nicht gefunden, besonders wenn versucht wird die Ionisation von Molekülen oder indirekte Prozesse zu beschreiben. Die meisten Ansätze haben gemeinsam, dass $\hat{\mathcal{V}} = \hat{\mathcal{V}}_{e^-} + \hat{\mathcal{V}}_{WW}$ wählen, wobei $\hat{\mathcal{V}}_{e^-}$ das Elektron und $\hat{\mathcal{V}}_{WW}$ die Wechselwirkung beschreibt.

Die folgende Beschreibung orientiert sich an der von Younger [12]. Einige Methoden basieren auf der Partialwellen-Approximation (engl. *Partial Wave Approximation*, PWA), bei der die Wellenfunktion Ψ jedes Elektrons als eine Kugelwelle beschrieben wird. Die Gesamtwellenfunktion ist dann die Summe der einzelnen Kugelwellen:

$$\Psi(\vec{K}, \vec{r}) = \sum_{lm} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi) F_l(K, r). \quad (3.10)$$

Dabei sind $Y_{lm}(\theta, \phi)$ die winkelabhängigen Kugelflächenfunktionen und $F_l(K, r)$ die Radialfunktionen, die vom Abstand r abhängt und bei der K den Impuls des Elektrons beschreibt. a_{lm} ist die Amplitude der Kugelwelle. $F_l(K, r)$ muss die radiale Schrödingergleichung erfüllen. Bei einem kugelsymmetrischen Potential ist die radialen Schrödingergleichung

$$Eu = \underbrace{\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2u}{dr^2}}_{E_{Kin}\text{-Term}} + \left[\underbrace{\frac{\hbar^2}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2}}_{\text{Zentrifugalterm}} + \underbrace{V(r)}_{\text{Potential}} \right] u. \quad (3.11)$$

Dabei wird $u(K, r) = r F_l(K, r)$ verwendet, um die Rechnung zu vereinfachen. Wenn die Interaktion in der Nähe des Atomkerns beschrieben werden soll ($Kr \ll 1$), kann keiner der Terme vernachlässigt werden. Verschiedene Ansätze unterscheiden sich in der Wahl des Potentials $V(r)$.

Bei der Plane-Wave Born Approximation wird das Potential als $V(r) = 0$ angenommen, was nur für sehr hohe Elektronenenergien gute Näherungen liefert und der Beschreibung reiner Elektronenstreuung ähnelt.

Eine andere Wahl ist $V(r) = -\frac{Z}{r}$, was dem Coulombpotential des Atomkerns entspricht. Dieser Ansatz wird als Coulomb-Approximation bezeichnet und eignet sich zur Beschreibung der Ionisation von Ionen.

Die Distorted-Wave Born Approximation fügt dem Potential noch einen Störterm hinzu, der die gebundenen Elektronen beschreiben soll. Dieser Ansatz ist für die Beschreibung der Ionisation von Atomen besser geeignet, da er die Wechselwirkung zwischen dem ein-

fallenden Elektron und den gebundenen Elektronen besser beschreibt. Der Rechenaufwand ist allerdings schnell sehr hoch.

Neben störungstheoretischen Ansätzen gibt es auch andere Methoden, die mit größerem Aufwand bessere Näherungen liefern. Dazu gehören rein numerische Methoden und hybride Ansätze, die störungstheoretische und numerische Methoden kombinieren. Da in dieser Arbeit keine theoretische Beschreibung der Ionisation durchgeführt wird, wird hier nicht weiter auf die Methoden eingegangen.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die theoretische Beschreibung der Elektronenstoßionisation noch teil aktueller Forschung ist und in der Realität häufig auf empirische Daten zurückgegriffen werden muss, um Ergebnisse zu vergleichen. Im Rahmen dieser Arbeit wird Straubs Arbeit [15] mehrfach als Referenz verwendet.

3.4. Einzelstoßbedingung

Unter dem Begriff Einzelstoßbedingung werden zwei unterschiedliche, für diese Arbeit relevante Aspekte beschrieben: die Anzahl der Wechselwirkungspartner aus der Perspektive eines Atoms und die Anzahl der Stöße beim Durchqueren des Gases aus der Perspektive eines Elektrons. Sie werden im Folgenden getrennt betrachtet und erläutert.

3.4.1. Einzelstoßbedingung aus der Perspektive des Atoms

Alle der soeben genannten Prozesse, sowie Beschreibungen wurden unter der Annahme erläutert, dass nur ein einzelnes Elektron gleichzeitig mit einem Target im einfallenden Zustand wechselwirkt. Diese Annahme dient dazu, die Ionisationsprozesse in ihrer einfachsten Form betrachten und analysieren zu können, ohne noch komplexere Mehrteilchenprozesse berücksichtigen zu müssen. Die Interaktion findet dann unter der Einzelstoßbedingung statt. Auch wenn die Einzelstoßbedingung in einem RIT in der Regel nicht erfüllt ist, ist sie für die Messung des Ionisierungsquerschnitts in dieser Arbeit essenziell. Denn nur so kann die Anzahl der erzeugten Ionen mit der Anzahl der Elektronen sinnvoll in Beziehung gesetzt werden und mit dem Lotz-Plot verglichen werden. Ob diese Einzelstoßbedingung erfüllt ist, hängt im Wesentlichen von der Elektronendichte ab. Diese kann über den Extraktionsstrom der Elektronenkanone und die Strahlzeit eingestellt werden.

Außerdem ist zu beachten, dass mehrere Wechselwirkungen, die nacheinander jeweils nur mit einem Elektron stattfinden, auch zur Verfälschung der Messung führen können. Ein Atom kann über mehrere einfache DI-Prozesse mehrfach ionisiert werden und das Ion kann im Nachhinein nicht von einem mehrfach geladenen Ion unterschieden werden, das durch einen einzelnen Prozess entstanden ist. Insofern kann auch hier die Einzelstoßbedingung verletzt sein. In dieser Arbeit kann dieser Effekt vermieden werden, in dem die Strahlzeiten der Elektronenkanone so kurz gewählt werden, dass die Wahrscheinlichkeit für mehrfache Ionisationen sehr gering ist.

3.4.2. Einzelstoßbedingung aus der Perspektive des Elektrons

Betrachtet man ein Elektron, das ein Gas durchquert, so hängt die Anzahl der Stöße mit Atomen aus diesem Gas von der mittleren freien Weglänge λ und der durch das Gas zurückgelegten Entfernung d ab. Die mittlere freie Weglänge ist dabei die durchschnittliche Entfernung, die ein Elektron zurücklegt, bevor es mit einem Atom wechselwirkt und ist gegeben durch:

$$\lambda = \frac{1}{n \cdot \sigma}, \quad (3.12)$$

wobei n die Teilchendichte und σ der Stoßquerschnitt ist. Folgende Beziehung beschreibt die mittlere Anzahl der Stöße N :

$$N = \frac{d}{\lambda}. \quad (3.13)$$

Wenn man eine rein klassische Abschätzung macht und die Atome als harte Kugeln annimmt, kann der Wirkungsquerschnitt als eine Fläche mit dem Radius des Atoms beschrieben werden. Wichtig ist, dass N deutlich kleiner als 1 ist, um die Einzelstoßbedingung für jedes Elektron zu erfüllen.

4

Experimenteller Aufbau

Im Folgenden wird zunächst die Methodik und anschließend der Aufbau des Experiments und das Zusammenwirken der verschiedenen Komponenten erläutert. Die meisten Elemente wurden nicht im Rahmen dieser Arbeit verbaut, sondern sind bereits von vorherigen Arbeiten der Arbeitsgruppe vorhanden. Diese sind in [4] beschrieben. Abbildung 4.2 zeigt den schematischen Aufbau der Vakuumkammer und des Experiments.

4.1. Methodik

Im Folgenden wird das Grundprinzip der Anlage erläutert und erklärt, wie diese für die Charakterisierung von Treibstoffen in einem RIT verwendet werden kann.

4.1.1. Ionisation

Die Ionisation des Treibstoffs und dessen Beschleunigung können in einem RIT in der Regel als voneinander getrennte Prozesse betrachtet werden [3]. Um das Verhalten eines Gases, und somit auch seine Effizienz als Treibgas in einem RIT zu bewerten, ist es wichtig das im Entladungsgefäß gezündete Plasma möglichst gut zu verstehen. Die Ionisation wird nicht in einem RIT über Magnetfelder eingeleitet, sondern mit einer Elektronenkanone. Da primär die Wirkungsquerschnitte und die Zusammensetzung der Menge von erzeugten Ionen von Relevanz sind, kann die Testanlage so deutlich simpler gestaltet werden und es wird kein Radiofrequenzgenerator benötigt. Basierend auf früheren Arbeiten der Arbeitsgruppe für Ionentreibwerke an der JLU, wird in dieser Arbeit die bestehende Anlage *ZeroB* ausgebaut. Für das Messen der relevanten Größen müssen die Ionen nachgewiesen und identifiziert werden können. Dafür soll zunächst ein neuer Detektor installiert werden, der eine höhere Auflösung und einen größeren Durchmesser aufweist. Mithilfe des Detektors

kann der Zeitpunkt des Auftreffens und der Ort einzelner Ionen bestimmt werden. Damit die Ionen konsistent auf den Detektor treffen, werden sie mit einem elektrischen Feld beschleunigt und ihre Flugzeit gemessen. Der Aufbau der Anlage ähnelt dem von Straub et al. aus [15], der bereits in den 90er-Jahren viele Flugzeitspektren und Wirkungsquerschnitte mittels Elektronenstoßionisationen aufgenommen hat. Eine genaue Beschreibung des experimentellen Aufbaus ist in Kapitel 4 zu finden.

Um alle Mehrteilchen- und Mehrfachstoßeffekte in der Praxis vernachlässigen zu können, werden die Parameter, also der Gasdruck, die Pulslänge und Frequenz, sowie der Extraktionsstrom der Elektronenkanone so gewählt, dass pro Puls im Mittel nur ein Stoß stattfindet. Das wird durch eine kurze Strahlzeit erreicht und über die Rate der Signale am Detektor überprüft. Diese wird bei allen Messungen auf unter 300 Hz gehalten, da, wie im Folgenden noch genau beschrieben, ein Anteil von etwa 1/10 der Ionen detektiert werden können und die Kanone mit einer Rate von etwa 3 kHz gepulst wird.

4.1.2. Flugzeitmessung

Eine Flugzeitmessung ist eine der zentralen Methoden in der Massenspektroskopie. Sie basiert darauf die Flugzeit einzelner zuvor beschleunigter Teilchen für eine bestimmte Strecke im Vakuum zu messen. In dieser Arbeit wird über eine Flugzeitmessung das Masse-zu-Ladungsverhältnis einzelner Ionen bestimmt. Im Folgenden wird gezeigt, wie die Geschwindigkeit und Flugzeit von Ionen einen Rückschluss auf ihre Masse und Ladung geben.

Durch Anlegen eines elektrischen Feldes, können elektrisch geladene Teilchen über die Coulombkraft beschleunigt werden. Die Beschleunigung a welche Ionen mit der Ladung q_i und Masse m_i erfahren, wenn sie sich in einem elektrischen Feld mit der Feldstärke E befinden wird in Formel 4.1 beschrieben:

$$a = \frac{q_i}{m_i} \cdot E. \quad (4.1)$$

Die Flugzeit t_f der Ionen über einer festen Strecke d im Feld kann dann wie folgt beschrieben werden:

$$t_f = \sqrt{\frac{m_i}{q_i}} \cdot \sqrt{\frac{2d}{E}} = \sqrt{\frac{m_i}{q_i}} \cdot \sqrt{\frac{2}{U}} \cdot d. \quad (4.2)$$

Hieraus ist offensichtlich, dass eine Variation der Flugzeit allein von ihrem Masse-zu-

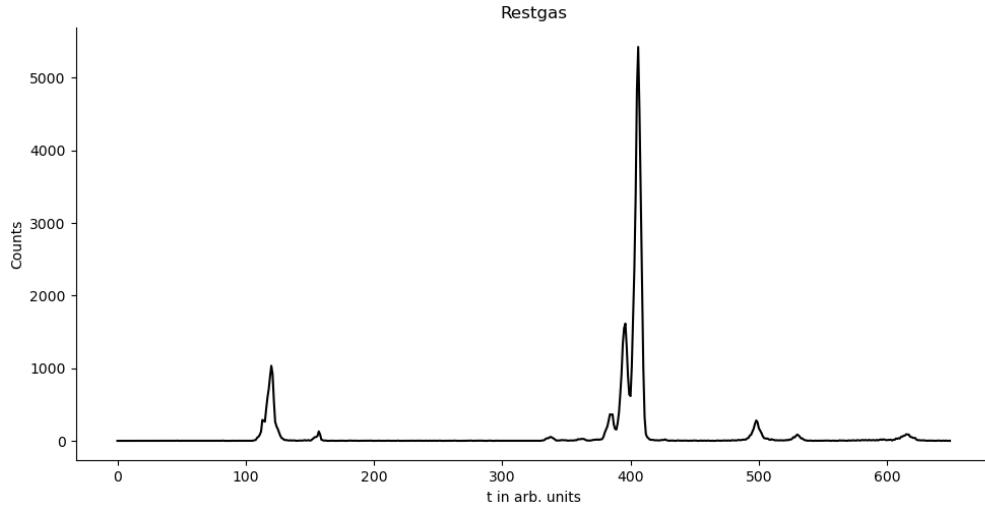


Abbildung 4.1.: Unskaliertes Flugzeitspektrum der Restgase in der Vakuumkammer. Die Zeitachse ist in willkürlichen Einheiten angegeben. Zur Bestimmung der Masse-zu-Ladungsverhältnisse muss das Spektrum anhand einiger Annahmen skaliert werden.

Ladungsverhältnis $\frac{m_i}{q_i}$ abhängt, wenn die Spannung U und der Abstand d konstant bleiben. Treten die Ionen aus dem Feld aus fliegen sie weiter mit konstanter Geschwindigkeit, unabhängig ihrer Eigenschaften. Ein Flugzeitspektrum zeigt dann höher geladene Ionen desselben Elements mit einer geringeren Flugzeit. In der Theorie ist dieses Spektrum diskret für verschiedene Masse zu Ladungsverhältnisse, im Labor sind die Peaks jedoch etwas ausgedehnt, wie in Abbildung 4.1 zu sehen. Das liegt daran, dass der Ort der Entstehung der Teilchen nicht genau gemessen werden kann, sondern von der Breite des Elektronenstrahls abhängt.

Um die Flugzeit experimentell zu bestimmen, wird ein Start- und Stoppsignal benötigt. Der Startzeitpunkt muss den Eintritt in das elektrische Feld markieren und der Stopzeitpunkt das Auftreffen auf einen Detektor. Kritisch ist dabei, die Flugzeit mit hinreichender Genauigkeit unabhängig vom Ion zu bestimmen. Typische Flugzeiten sind in diesem Aufbau in der Größenordnung von Mikrosekunden. Wie auch in der Arbeit von Straub et al. wird ein Pulsgenerator verwendet, der einen Hochspannungspuls auf einer Ablenkplatte, und damit das elektrische Feld zur Beschleunigung der Ionen erzeugt. Der Puls, der diese Spannung triggert wird auch als Startsignal verwendet. Diese Flugzeitmessung wird in Kapitel ?? auch ausgiebig simuliert.

4.2. Vakuumkammer und Druckmessung

Die Experimente finden in einer Vakuumanlage mit einer kubischen Hauptkammer statt, von der alle anderen Komponenten abzweigen. Die Kammer hat eine Seitenlänge von 30 cm. Sie besteht auch μ -Metall, damit das Magnetfeld im Inneren der Kammer minimal ist. Das ist wichtig, damit die Elektronen nicht von äußerem Magnetfeldern abgelenkt werden. Die Abschirmung reduziert das Magnetfeld auf unter 15 mG [4]. Die Kammer ist mit einer Turbomolekularpumpe und einer Vorpumpe ausgestattet. Diese können ein Vakuum in der Größenordnung von 10^{-8} mBar nach Ausheizen der Kammer erreichen. Am überliegenden Flange ist ein kapazitiver Drucksensor angebracht, der *MKS Baratron 690A.1TRB*. Dieser misst den Druck bis zu $3 \cdot 10^{-6}$ mbar mit einer Genauigkeit von 0,08 %. Dafür wird das Restgas auf 45°C aufgeheizt. Die Temperaturdifferenz zum restlichen Aufbau muss später berücksichtigt werden. Ein zweiter Druckmesser ist ein Bayard-Alpert-Glühkathoden-Ionisationsvakuummeter, welches Drücke bis unter 10^{-8} mbar messen kann. Dieses dient als Referenz, damit das genauere kapazitive Messsystem genutzt werden kann und erweist sich als ausgesprochen praktisch bei der Arbeit mit dem Hochvakuum. Zum Einlassen der zu untersuchenden Gase ist ein temperaturgesteuertes Regelventil verbaut. Dieses kann sehr empfindlich eingestellt werden, sodass der Gasdruck im Betrieb genau bestimmt werden kann. An das Ventil ist dann eine Gasflasche über einen Druckminderer angeschlossen. Das Gas kann so direkt in die Hauptkammer eingelassen werden, wo dann die Ionisation stattfindet.

4.3. Elektronenstrahl und Ablenkplatte

Für die Elektronenstoßionisation ist eine Heizkathoden-Elektronenkanone an einer der seitlichen Flange verbaut. Dabei handelt es sich um ein energieverstellbares Gerät von Kimball Physics, die *ELG-2/EGPS-1022*. Es kann einen Energiebereich zwischen 1 eV bis 2 keV abdecken. Der Strahl ist in der Ebene ablenkbar und kann variabel fokussiert werden. Die thermische Energieschärfe der verschossenen Elektronen beträgt 0,5 eV bei der Verwendung einer Tantal-Heitzkathode. Außerdem ist es möglich die Kanone in einem gepulsten Betrieb zu benutzen, was für dieses Experiment benötigt wird. Dabei werden die Elektronen von einer Gitterspannung abgebremst und nur über Spannungspulse für kurze Strahldauern durchgelassen. Die Frequenz darf 5 kHz nicht überschreiten. Einen Querschnitt der Elektronenkanone zeigt Abbildung 4.3. Eingestellt werden kann die Kanone über eine mitgeliefer-

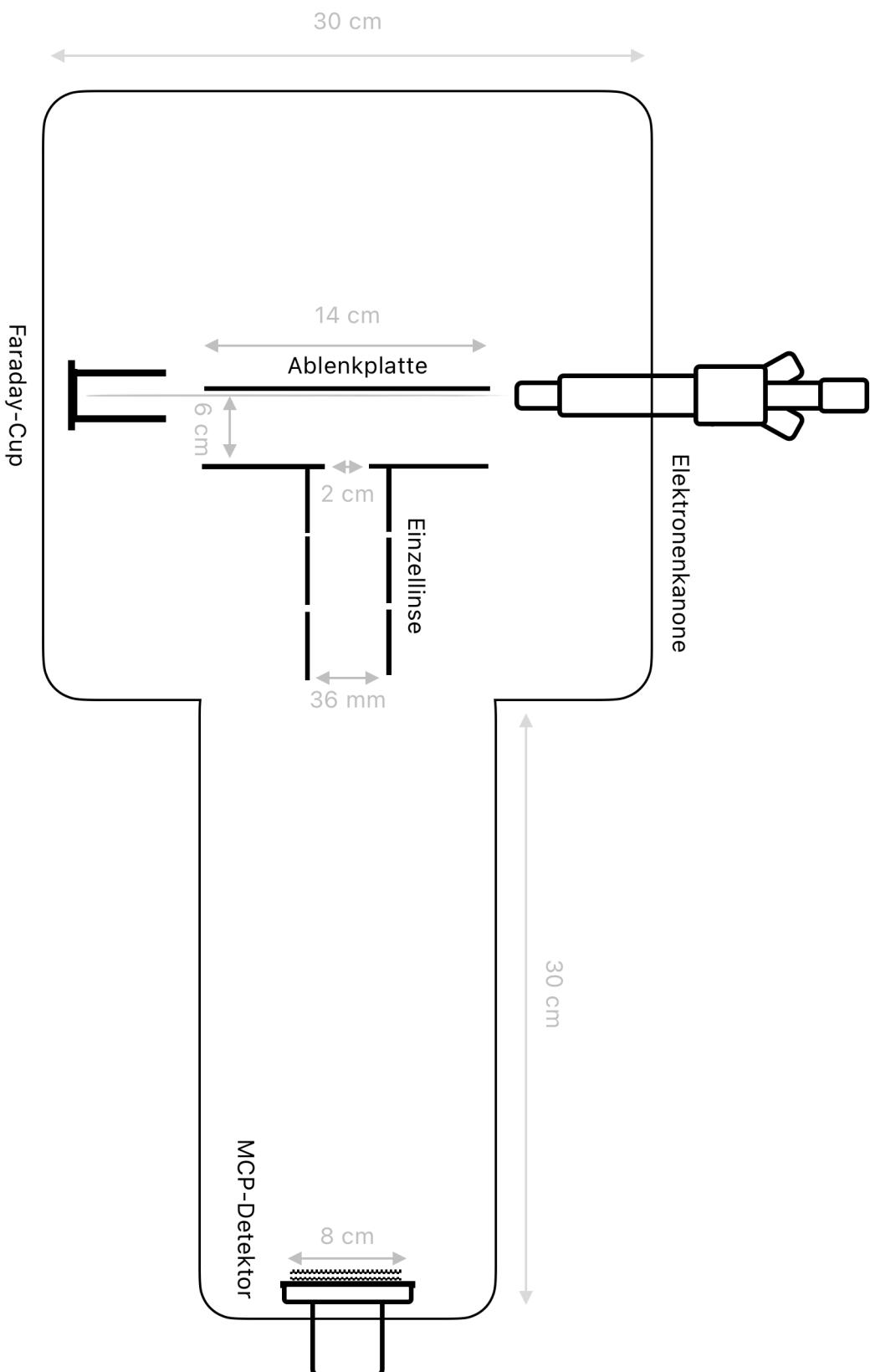


Abbildung 4.2.: Schematischer Aufbau des Elektronenstoß-Experiments in der Vakuumkammer *Zero-B*. Die Elektronen werden von der Elektronenkanone erzeugt. Sie stoßen mit den Neutralgasteilchen und ionisieren diese durch Stoßionisation. Die entstehenden Ionen werden über ein elektrisches Feld von einem Plattenkondensator in Richtung der Detektorplatten beschleunigt und passieren dabei eine Einzellinse.

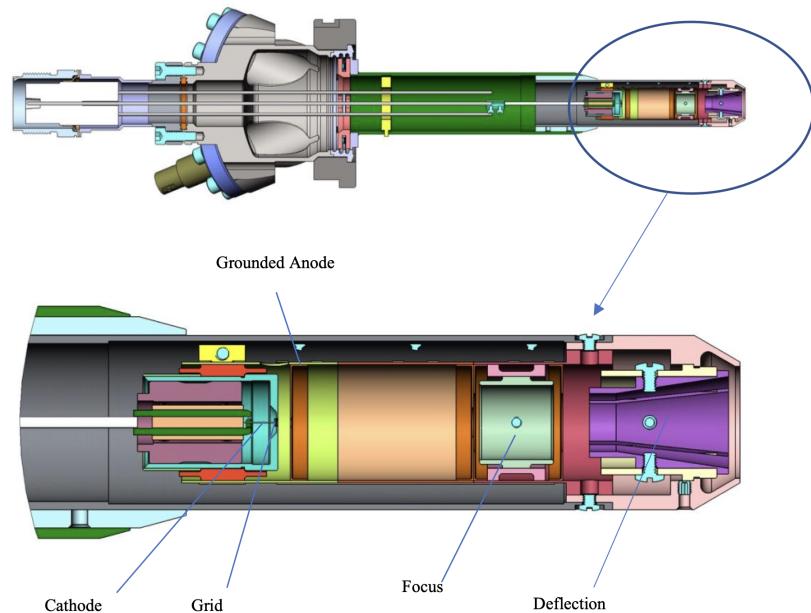


Abbildung 4.3.: Querschnitt der Elektronenkanone von Kimball Physics. Die Elektronen werden durch eine Heizkathode (Cathode) erzeugt und durch eine Gitterspannung (Grid) beschleunigt. Sie können fokussiert und abgelenkt werden.

te Steuerungseinheit. Um eine optimale Fokussierung zu finden, muss für jede Energie die Anoden- und Fokussspannung angepasst werden. Während dieser Arbeit stellte sich heraus, dass Elektronenkanone eine Reparatur braucht, da die Heizkathode nicht mehr ordnungsgemäß funktioniert.

Der Kanone gegenüber ist ein Faraday-Cup angebracht. Mit diesem kann die tatsächliche, momentane Elektronenstromstärke gemessen werden. Eine genaue Messung des Elektronenstroms ist für eine Messung des Wirkungsquerschnittes und für das Finden eines guten Arbeitspunktes für die Elektronenkanone essenziell. Der Faraday-Cup ist ein Metallzylinder, der von einem Isolator umgeben ist und dient als einfaches Ladungsgefäß. Er ist mit einem Elektrometer, dem *DDPCA-300* von FEMTO, verbunden, welches den Strom und die Ladung auf dem Cup im Femto-Ampere und Pico-Coulomb Bereich messen kann. Für die Messung der Ladung ist es wichtig, dass die von der Elektronenkanone im gepulsten Betrieb akkumulierte Ladung dem Rauschen deutlich überwiegt. Deshalb ist es, besonders für geringe Elektronenenergien, lohnenswert den Elektronenstrom bestmöglich einzustellen und ein rauscharmes Kabel zu verwenden. Für diese Messung wurde ein besonders

großer Faraday-Cup mit einem Durchmesser von 30 mm und einer Tiefe von ca. 80 mm verwendet. Das hat zwei Gründe: Zum einen ist die Fläche des Cups groß genug, um den gesamten Elektronenstrom aufzufangen - auch wenn er nicht perfekt fokussiert ist oder vom magnetischen Restfeld abgelenkt wurde, was essenziell für die Messung ist. Zum anderen ist die Tiefe des Cups möglichst groß gewählt, damit es unwahrscheinlicher ist, dass aus dem Cup durch Stoßionisation entstandene Ionen in die Kammer gelangen. Von dem sonst aus diesem Grund verwendeten Repeller-Ring wurde abgesehen, da das elektrische Feld Einfluss auf die Messung nehmen könnte.

In der Mitte der Kammer durchquert der Strahl einen zylindrischen Plattenkondensator, wo bei er die Bodenplatte mit einem Abstand von etwa 1,5 cm parallel passiert. Auf der Bodenplatte kann über einen Hochspannungspulsgenerator (PVX-4130) ein elektrisches Feld angelegt, um die Ionisationsprodukte auf die Detektorplatten zu beschleunigen. Dieser kann hochfrequente Pulse von bis zu 6 kV mit einer Flankenanstiegszeit von wenigen Nanosekunden erzeugen. Der Spannungspuls wird leicht verzögert ausgelöst. Die Deckenplatte hat in der Mitte ein kreisförmiges Loch mit 2 cm Durchmesser, durch das die Ionen Richtung Detektor gelangen. Auf diesem befindet sich ein Goldnetz (88% Transparenz), das Restfelder hinter dem Plattenkondensator reduzieren soll. Die Frotplatte des Detektors liegt, wie im nächsten Abschnitt genauer beschrieben, auf einem negativen Potenzial von -2,5 kV, so dass sich bei einem Spannungspuls von 4 kV und einem einfach geladenen Ion in etwa eine kinetische Energie $E_{kin} = e \cdot (U_{Detektor} - U_{Kondensator}) = 6,5 \text{ keV}$ ergibt. Ein 3D-Modell der Kammer mit dem Plattenkondensator ist in Abbildung 4.4 zu sehen.

4.4. Detektorsystem

Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Detektor handelt es sich um einen positionssensitiven Mikrokanalplattendetektor (engl. *micro channel plate detector*, MCP-Detektor) der Firma Roentdek. MCP-Detektoren sind eine verbreitete Detektortechnologie, die es ermöglicht den Auftreffzeitpunkt von einzelnen Ionen, Elektronen oder Photonen zu bestimmen. Mit einer Widerstandsanode kann die Position der durch die Platten verstärkten Signale anschließend bestimmt werden. So kann ein *Bild* der detektierten Teilchen erzeugt werden. Im Versuchsaufbau schirmt das soeben erwähnte Goldnetz den Detektor von elektromagnetischen Störungen und Restfeldern ab. Die für den Detektor typischen Leistungsparameter sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Der für das Experiment verwendete Detektor ist ein *delay-line* Detektor, genauer der *DLD80* von Roentdek.

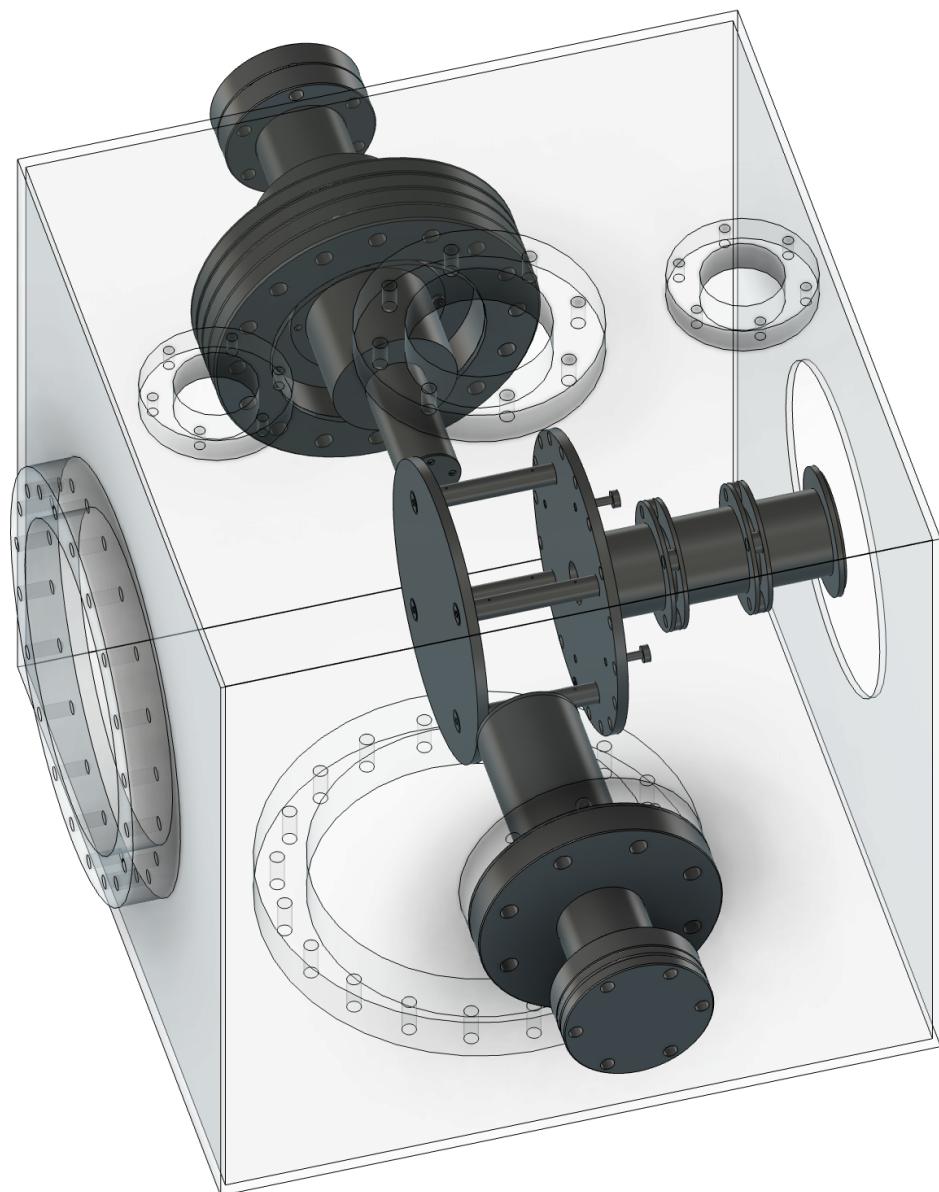


Abbildung 4.4.: 3D-Modell der Vakuumkammer mit Plattenkondensator. Auf der dem Betrachter zugewandten Seite ist der Faraday-Cup zu sehen, gegenüber die Elektronenkanone. Der Strahl durchquert den zylindrischen Plattenkondensator in der Mitte und die Produkte werden durch eine elektrische Einzellinse (drei Zylinder, rechts) hindurch auf die Detektorplatten (nicht abgebildet) extrahiert. Durchsichtig abgebildet sind die Seitenwände der Kammer.

Tabelle 4.1.: Von Roentdek angegebene typische Parameter für den MCP-Detektor

Parameter	Wert
Aktive Fläche	80 mm
Effizienz	> 50%
räumliche Auflösung	< 0,1 mm
Zeitauflösung	< 0,2 ns
maximale Rate	1 MHz
Totzeit	10-20 ns
Kanaldurchmesser	25 μ m
Plattendicke	1,5 mm
Vorzugswinkel	8° \pm 1°

4.4.1. Mikrokanalplatten

Die Mikrokanalplatten des Detektors dienen der Verstärkung von eintreffenden Signalen über die Erzeugung von Sekundärelektronen. Sie bestehen aus Glas, welches mit einer sehr hohen Dichte von kleinen, geraden Kanälen durchzogen ist, welche die gegenüberliegenden Seiten verbinden. Bei der Herstellung wird das Glas dafür, ähnlich wie bei der Herstellung von Glasfasern, gezogen und in Millimeterdicke Scheiben geschnitten. Der Durchmesser der Kanäle liegt bei einigen Mikrometern. Die Innenwände der Kanäle bestehen aus einem halbleitendem Material, an welches eine Spannung entlang der Kanäle angelegt wird. Diese beschleunigt die Elektronen entlang des Kanals. Trifft ein Teilchen auf die Wand eines Kanals der Detektorplatten, löst es Sekundärelektronen durch Stoßionisation aus. Diese stoßen entlang des Kanals wiederum mit der Wand und es entsteht eine Elektronenlawine. Das Prinzip ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Dieser verstärkende Effekt wird sich zunutze gemacht, um aus einzelnen Teilchen eine messbare Ladungswolke zu erzeugen. Um die Wahrscheinlichkeit einer Kollision einfallender Teilchen mit den Kanalwänden zu steigern, sind die Kanäle um etwa 8° gegenüber der Flächennormalen geneigt.

Typischerweise werden zwei MCPs hintereinander verwendet, wobei sie um 180° zueinander gedreht sind. Sie befinden sich in einer sogenannten *Chevron*-Konfiguration. Die zweite Platte wird verwendet, um die Verstärkung weiter zu erhöhen und Ionen-Feedback zu minimieren. Ionen-Feedback beschreibt das Zurückfließen von Ionen in die Kammer. Die hohe Anzahl an Elektronen in den Kanälen der MCPs können Restgas ionisieren, welches dann, aufgrund der Beschleunigungsspannung, rückwärts durch die Kanäle in die Kammer gelangen könnte.

Die auf die Frontplatte angelegte Spannung bestimmt, mit welcher Energie die Ionen auf

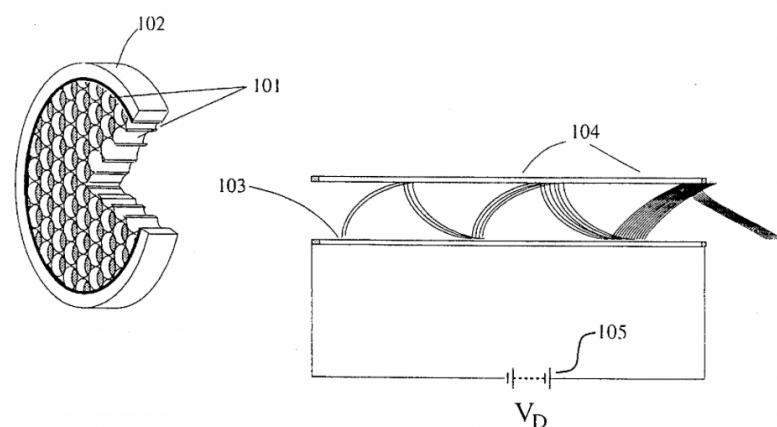


Abbildung 4.5.: Schnitt und Funktionsprinzip einer MCP aus [13], hier dargestellt mit einem eintretenden Elektron. (102) Haltungsflange, (101) Mikrokanäle aus Glas, (103) Elektron, welches in den Kanal eintritt, (104) erzeugte Sekundärelektronen, (105) Spannungsversorgung der Platten

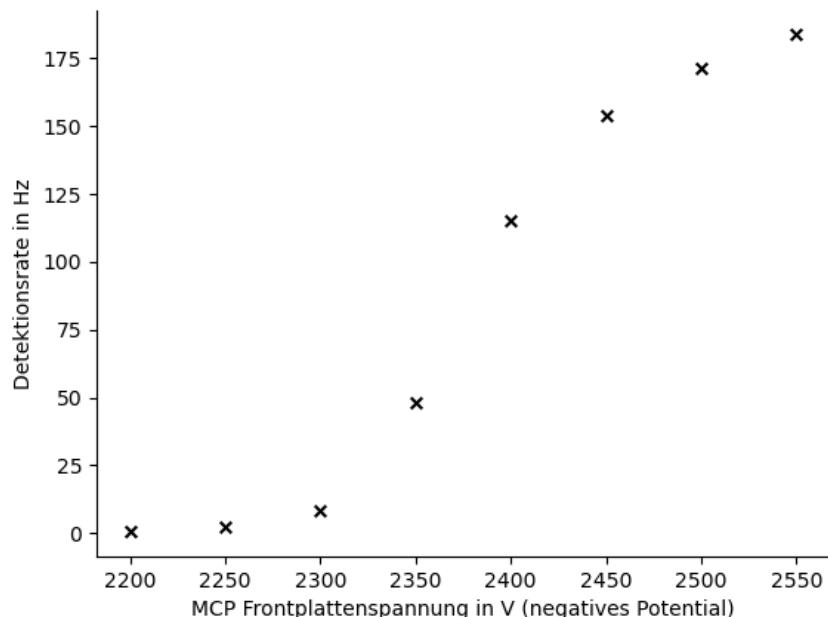


Abbildung 4.6.: Detektionsrate in Abhängigkeit der Frontplattenspannung. Die Rate steigt ab einem negativem Potential von 2300 V stark an und erreicht erst bei einer Spannung größer 2550 V ein Plateau

die Platte treffen. Im Optimalfall sollte sie so hoch eingestellt werden, dass die Detektionsrate unabhängig von der Spannung wird. Ziel ist, dass alle auf den Detektor treffenden Ionen genügend Energie haben, um Elektronen auszulösen und somit detektiert zu werden. Abbildung 4.6 zeigt den Zusammenhang von Frontplattenspannung und Detektionsrate. Sie bildet das Ergebnis einer Messreihe der Counts bei konstantem Gasdruck und Elektronenstrahlparametern bei verschiedenen MCP-Spannungen ab. Um die Rate zu erhalten werden die Counts durch die Zeit der Messung geteilt. Anhand der Werte ist zu erkennen, dass es nicht möglich ist, mit diesem MCP-Detektor vollständig in der Sättigung zu arbeiten, wenn der empfohlene Spannungsbereich eingehalten wird, da auch bei maximaler Spannung eine Erhöhung der Spannung zu einer Erhöhung in der Rate führt. Trotzdem nimmt diese Zunahme bei einer Spannung größer als 2400 V ab. Bei der Aufnahme sämtlicher Daten werden im Folgenden deshalb Spannungen größer 2400 V gewählt, um möglichst viele Ionen nachweisen zu können.

4.4.2. Positionsbestimmung

Wie in [8] dargestellt, gibt es unterschiedliche Ansätze die zweidimensionale Positionsinformation der durch die Platten erzeugten Ladungswolke zu ermitteln. Das hier verwendete Konzept macht sich zu Nutzen, dass eine auf ein Drahtgitter treffende Ladungswolke ein elektrisches Signal in den Leitern erzeugt. Dieses hat eine Laufzeit in der Größenordnung einiger Nanosekunde bis es an den Enden des Leiters ankommt. Anhand dieser Laufzeitdifferenz kann die Position auf dem Detektor in einer Dimension bestimmt werden. Mithilfe eines zweiten, um 90° gedrehten, Leiters, kann die Position zweidimensional dargestellt werden. In Abbildung 4.7 ist die Drahtstruktur für die Messung einer Dimension gezeigt. Der Detektor hat eine aktive Fläche mit einem Durchmesser von 80 mm. In dieser Arbeit ist die Bestimmung der Auftreffpositionen zweitrangig und wird in erster Linie dafür verwendet zu validieren, dass die Ionen tatsächlich primär aus der Elektronenstoßionisation stammen und nicht zufällig verteilt sind. Der Geburtsort der Ionen wird auf dem Bild des Detektors indirekt abgebildet und zeigt deutlich den Strahl der Elektronenkanone. Die Auswertung der Positionsbestimmung erfolgt in Kapitel 5.

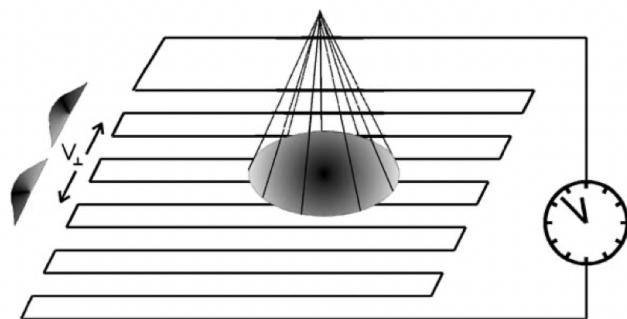


Abbildung 4.7.: Funktionsprinzip der Laufzeitmessung in einer Dimension aus [8]. Der Leiter ist mäanderförmig aufgebaut, um die Laufzeit zu verlängern und die Positionsgenauigkeit zu erhöhen. Das Signal propagiert in beide Richtungen mit der effektiven Geschwindigkeit v_{\perp} .

4.5. Konditionierung des Detektors

Nachdem der Detektor eingebaut ist, muss er einer Konditionierung unterzogen werden, damit er ohne Risiko beschädigt zu werden verwendet werden kann. Zur Konditionierung soll die Spannung zwischen den MCPs in 100 V Schritten erhöht werden und je für einige Minuten konstant gelassen werden. Das hat den Hintergrund, dass Partikel, wie zum Beispiel Staubteilchen, sich von den MCPs oder Teilen des Detektors lösen können und bei schnellem Ansteigen der Spannung Schäden an den Platten hinterlassen können. Beim Konditionieren können diese Partikel sich nach und nach lösen und bekommen nur minimale kinetische Energie zugeführt. Außerdem können Überschläge bei möglichst geringer Potenzialdifferenz festgestellt werden, welche ebenfalls von Partikeln begünstigt werden können. Für die Spannungsversorgung der Detektorplatten wird eine Hochspannungsquelle verwendet, die mit einem Überstromschutz bei sprunghaft ansteigendem Strom abschaltet. Die Konditionierung wird im Vakuum über mehrere Stunden bis zu einer Potenzialdifferenz von 2,7 kV durchgeführt. Nach jedem Erhöhen der Spannung wird der sich eingestellte Strom notiert und der Widerstand berechnet, welcher in etwa konstant bleiben oder sich mit steigender Spannung etwas verkleinern sollte. Tabelle A.1 im Anhang zeigt die notierten Werte für die Konditionierung ab 880 V, welche ohne Probleme durchgeführt werden konnte. Nach einmaliger Konditionierung kann der Detektor mit einer Geschwindigkeit von etwa 40 V/s ohne weiteres hochgefahren werden.

4.6. Signalverarbeitung

Die auf der Anode des Detektors entstehenden Signale müssen weiterverarbeitet werden, um sie für die Auswertung zu nutzen. Ein Großteil der Signalverarbeitung wird in dieser Arbeit analog umgesetzt. Viele der verwendeten Geräte sind ältere, aber verlässliche Nuclear Instrumentation Module (NIM). Diese können sehr modular in einem Rack verbaut und über BNC-Kabel verbunden werden. Im Folgenden wird die Signalverarbeitung zur Flugzeitmessung und die zur positionssensitiven Auflösung der Ionen unterschieden.

4.6.1. Flugzeitmessung

Eine schematische Übersicht der Verarbeitung ist in Abbildung 4.8 zu finden. Der Signalfluß, angefangen mit dem Startsignal wird nun beschrieben.

Um das Startsignal zu erzeugen und die Flugzeitmessung überhaupt in Gang zu setzen, wird ein Pulsgenerator verwendet. Dabei handelt es sich um den AVR-E2-C von AVTECH. Die erzeugten Pulse werden direkt zum triggern der Elektronenkanone verwendet und über einen Delay-Generator (DG) verzögert. Der DG kann sehr genau auf eine Verzögerung einiger Nanosekunden eingestellt werden. Damit ein DG Verzögerungen realisieren kann, wird eine stabile Frequenz benötigt. Diese wird meist durch einen Quarzoszillator erzeugt, ein Kristall über den AC-Pulse angelegt werden. Dieser vibriert mit seiner Resonanzfrequenz aufgrund des Piezo-Effekts und ermöglicht eine genaue Messung der Zeit. Der TTL-Output des DG wird dann verwendet, um die Ablenkspannung für die Ionen zu erzeugen. Gleichzeitig wird ein Marker (scharfer Puls) ausgegeben, der als Startsignal für die Flugzeitmessung verwendet wird.

Für die Bestimmung des Auftreffzeitpunktes wird vom Detektor ein Spannungssignal ausgegeben, das von einem Ion beim Auftreffen auf die Anode erzeugt wird. Der Pegel hängt von der kinetischen Energie des Ions ab und hat eine gewisse Varianz. Der Zeitpunkt soll möglichst unabhängig vom Pegel bestimmt werden können. Wird also lediglich einen Schwellwert (engl. *Threshold*) festgelegt, variiert der Zeitpunkt mit der Steilheit der Flanke. Um den Zeitpunkt unabhängig vom Pegel zu bestimmen, wird ein Constant Fraction Discriminator (CFD) verwendet. Dieser erzeugt ein Ausgangssignal, sobald ein bestimmter Bruchteil des Signals erreicht wird. Abbildung 4.9 zeigt das Prinzip des CFD. Dafür wird im CFD das einlaufende Signal verzögert und mit dem Originalsignal über einen Differenzverstärker verrechnet. So ergibt sich ein Nulldurchlauf der Spannung, der von der

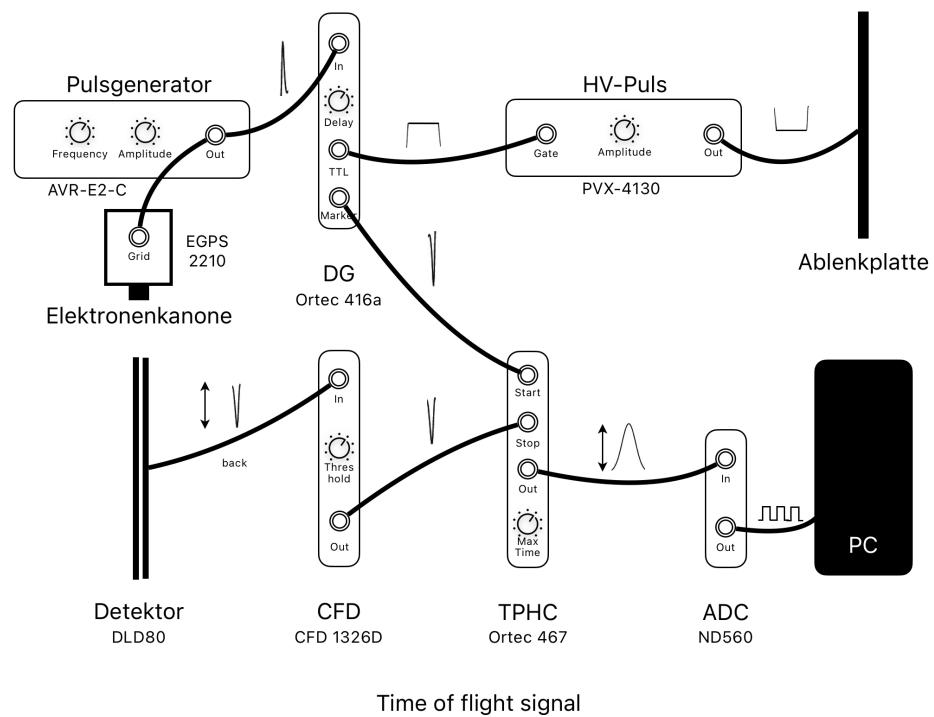


Abbildung 4.8.: Schematisch dargestellter Signalfluß der ToF-Messung. Der Signalfluß erfolgt, mit Ausnahme der Elektronenkanone, von links nach rechts. Die verwendeten Geräte sind stark vereinfacht abgebildet, wobei die wichtigsten Einstellungen inkludiert wurden. Die jeweilige Form der Signale ist über den Verbindungen gezeigt und ist rein qualitativ. Power Supplies sowie Anzeigegeräte sind nicht abgebildet.

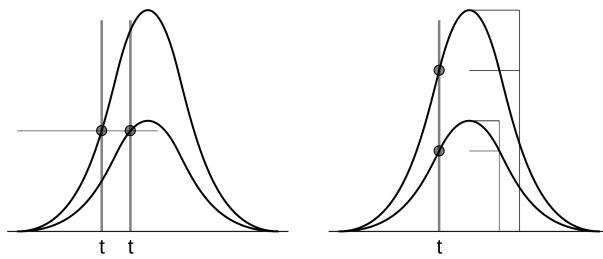


Abbildung 4.9.: Prinzip des Constant Fraction Discriminators. Links: Zeitpunkte beim Überschreiten eines Schwellwertes sind unterschiedlich, rechts: Der Zeitpunkt beim Überschreiten eines Bruchteils des Signals ist unabhängig vom Pegel.

Quelle: <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=534201>

Verzögerung abhängt, nicht aber von der Amplitude.

Der über den CFD ermittelte Auftreffzeitpunkt kann dann als Stoppsignal für die Flugzeitmessung dienen. Um die Information über die Zeitdifferenz zwischen dem Start- und Stoppsignal zu erhalten, wird ein Time-to-Pulse-Height-Converter (TPHC) Modul verwendet. Dieses erzeugt ein Signal, dessen Höhe proportional zur zeitlichen Differenz eines Start- und Stoppsignals ist. Um diese Funktionalität umzusetzen wird im TPHC ein Kondensator aufgeladen, wobei die Spannung über den Kondensator proportional zur Ladezeit steigt. Kommt kein Stoppsignal, wird der Kondensator nach einer eingestellten maximalen Dauer über einen Widerstand wieder entladen. Schließlich kann der Spannungspuls über einen Analog-Digital-Converter (ADC) digitalisiert und am Computer ausgelesen werden. Abbildung 4.10 zeigt qualitativ den zeitlichen Verlauf der relevanten Signale der Flugzeitmessung. Anhand vieler Messungen kann ein Spektrum der Flugzeiten erstellt werden.

Dank des Pulsgenerators kann die Messung mehrere tausendmal in jeder Sekunde durchgeführt werden. Begrenzend ist dabei die Elektronenkanone, die, wie bereits erwähnt, mit maximal 5 kHz gepulst werden kann. Für die meisten Messungen wurde eine Frequenz von etwa 3 kHz verwendet.

4.6.2. Positionssensitive Auflösung

In Abbildung 4.11 ist der Signalfluß der positionssensitiven Messung schematisch abgebildet und wird nun beschrieben. Die auf dem Drahtgitter entstandenen Signale werden

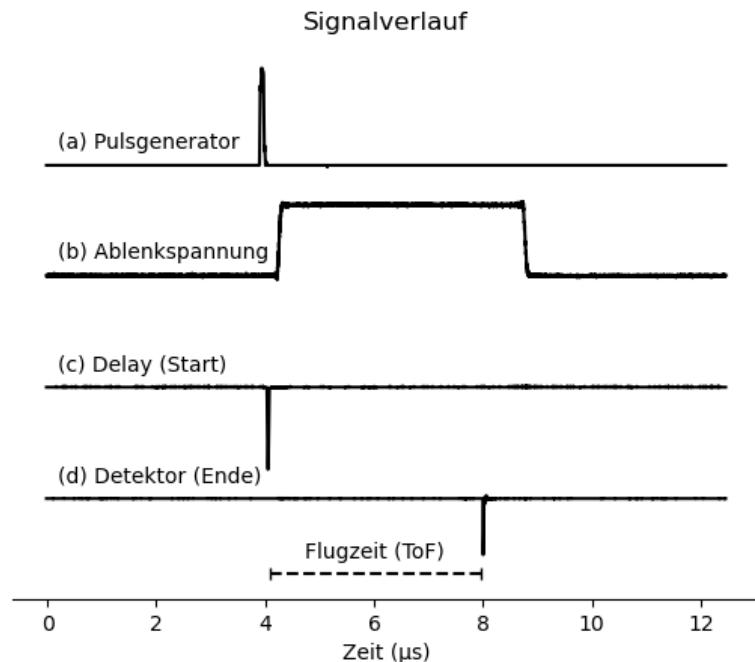


Abbildung 4.10.: Aufgenommener Verlauf der relevanten Signale. (a) zeigt den initialen Spannungspuls aus dem Pulsgenerator, mit dem auch die Elektronenkanone getriggert wird. Über einen Delay-Generator wird das verspätete Signal (c) erzeugt, um die Ablenkspannung (b) anzusteuern. (d) zeigt das Signal, welches auf der Anode des Detektors entsteht, nachdem es durch den CFD gelaufen ist. Die zeitliche Differenz aus (c) und (d) entspricht der Flugzeit

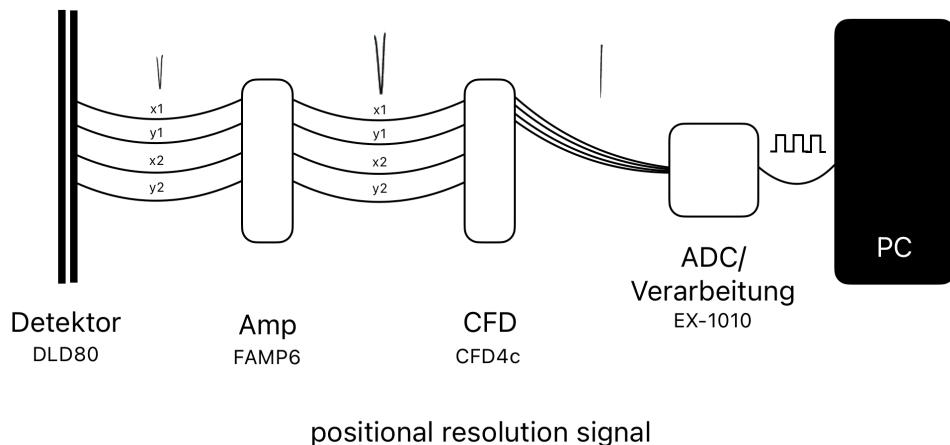


Abbildung 4.11.: Signalfluß für die positionssensitive Messung

mittels eines Verstärkers von Roentdek verstärkt, wobei darauf geachtet werden muss, dass die Pulse nicht den Verstärker sättigen. Haben die Ionen eine zu große Energie, verliert die Messung der Position an Genauigkeit. Wie auch bei der Verarbeitung der Signale für die Flugzeitmessung wird ein CFD verwendet, um den Zeitpunkt der Signale zu bestimmen. Die analoge Ausgabe des CFD wird dann einem ADC übergeben, der ausgestattet mit der Elektronik von Roentdek die Signale digitalisiert und für die Auswertung am Computer präpariert. Am Computer kann dann das Programm *Cobold* (von Roentdek) verwendet werden, um die von der Hardware ausgelesenen Daten zu visualisieren und zu analysieren. Da die Positionsinformationen nur für die Validierung der Messung verwendet werden, wird auf eine detaillierte Beschreibung der Verarbeitung verzichtet.

5 | Auswertung

In diesem Kapitel sollen die im Experiment gewonnenen Messdaten ausgewertet werden. Bereits bei einer Kalibrationsmessreihe mit Argon konnten aufgrund einer Fehlfunktion der Elektronenkanone keine vollständigen Wirkungsquerschnitte aufgenommen werden. Die Zahl der Elektronen, die für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes benötigt werden, kann nicht ausreichend genau eingestellt werden, sodass gerade bei geringeren Energien keine Messung möglich ist. Nach einer Reperatur sollte dies wieder möglich sein.

Aus diesem Grund kann nur eine qualitative Auswertung einer Kalibrationsmessung mit Argon, sowie eines Restgasspektrums durchgeführt werden. Anschließend folgt eine Simulation der Ionenoptik des Massenspektrometers, mit der alternativ die Genauigkeit des Massenspektrometers überprüft werden kann. Sämtliche Auswertung der Messdaten, sowie alle eigenen Plots in dieser Arbeit wurden mit Python und der *Matplotlib*-Bibliothek erstellt.

5.1. Auswertung der Messdaten

5.1.1. Kalibrationsmessung mit Argon

5.1.2. Restgasspektrum

Eine weitere Möglichkeit zur Überprüfung des Massenspektrometers ist die Aufnahme eines Restgasspektrums. Hierbei wird kein Gas in die Kammer eingelassen und lediglich der atmosphärische Hintergrund in der Kammer gemessen. Dieser besteht aus verschiedenen Restgasen, die durch die Elektronenstoßionisation genauso ionisiert werden können. In einem Vakuum erwartet man vor allem Rückstände von Wassermolekülen, sowie stabiler Kohlenstoffverbindungen, die bei der Vakuumbildung aus den Wänden der Kammer gelöst

werden, als auch Reste von Stickstoff und Sauerstoff aus der Luft. Außerdem können besonders leichte Gase, hier vor allem Wasserstoff, übrig bleiben, da sie besonders flüchtig sind und die Vakuumpumpen sie weniger effektiv entfernen können. Es ist zusätzlich praktisch die Restgasverteilung zu kennen, um sie bei der Auswertung von Messungen berücksichtigen zu können. Aufgrund der geringen Dichte und damit niedrigem Ionisierungsquerschnitt muss diese Messung lange durchgeführt werden.

Wie bereits bei der Kalibrationsmessung muss das Massespektrum neu skaliert werden, um die Masse-zu-Ladungsverhältnisse der Ionen zu bestimmen. Dafür wird für einige der Peaks anhand von den Erwartungen eine Annahme getroffen, welchem Verhältnis sie entsprechen könnten. Für die Identifikation der Ionen wurde angenommen, dass der größte Peak ionisierten Wassermolekülen entspricht und der erste Peak ionisiertem Wasserstoff. Das resultierende, skalierte Restgasspektrum ist in Abb. 5.1 dargestellt.

Wie erwartet können die größten Peaks auf ionisierte Wassermoleküle, sowie Wasserstoff zurückgeführt werden. Auch die Peaks von molekularem Stickstoff, Sauerstoff und vermutlich Kohlenstoffdioxid sind gut zu erkennen. Die Struktur und Übereinstimmung des Restgasspektrums zeigen, dass die Anlage korrekt funktioniert und zur Identifikation von Produktionen taugt. Außerdem ist zu erkennen, dass Massendifferenzen von 1 u im Bereich leichter Ionen aufgelöst werden können.

5.1.3. Ermittlung des Elektronenstrahlprofils aus den Positionsdaten

Die Positionen der detektierten Ionen auf dem Detektor können genutzt werden, um das Strahlprofil, also die räumliche Verteilung der Teilchen in einem Schnitt des Strahls, zu bestimmen. Um das Strahlprofil über die ganze abgebildete Länge zu mitteln, wird Daten-Binning genutzt. Das bedeutet, dass für jede y-Koordinate in einem *Bin* die Counts aller detektierten Ionen aufsummiert werden. Das Ergebnis ist ein Histogramm, das die räumliche Verteilung der Elektronen entlang der y-Achse zeigt. Das Ergebnis ist in Abb. 5.3 dargestellt. Für das Profil des Strahls wird eine Gauß-Verteilung erwartet, da thermische Effekte und Beugung die Position der Elektronen zufällig beeinflussen. Mit einem Fit der Daten mit einer Gauß-Funktion kann die Breite des Strahls bestimmt werden. In der Abbildung ist zu erkennen, dass die Abweichung der Daten vom Fit sehr klein ist. Über die Parameter der gefitteten Funktion kann die volle Breite bei halbem Maximum (FWHM) des Strahls bestimmt werden. Sie beträgt 1.94 mm.

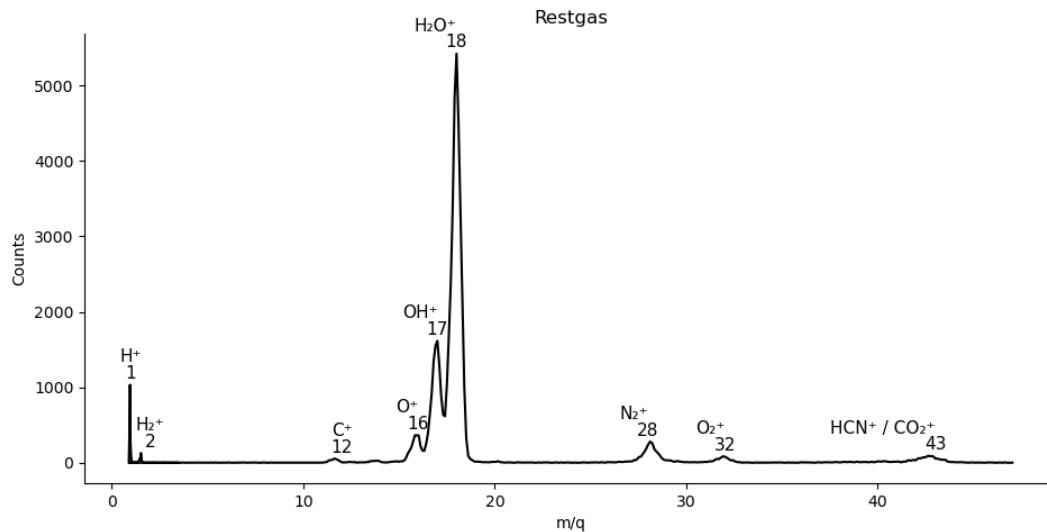


Abbildung 5.1.: Masse-zu-Ladungsspektrum der Restgase erzeugt aus dem Flugzeitspektrum in Abb. 4.1. Die Peaks entsprechen den verschiedenen Ionen, die durch die Elektronenstoßionisation entstanden sind. Das Spektrum wurde skaliert, um die Masse zu Ladungsverhältnisse der Ionen zu bestimmen.

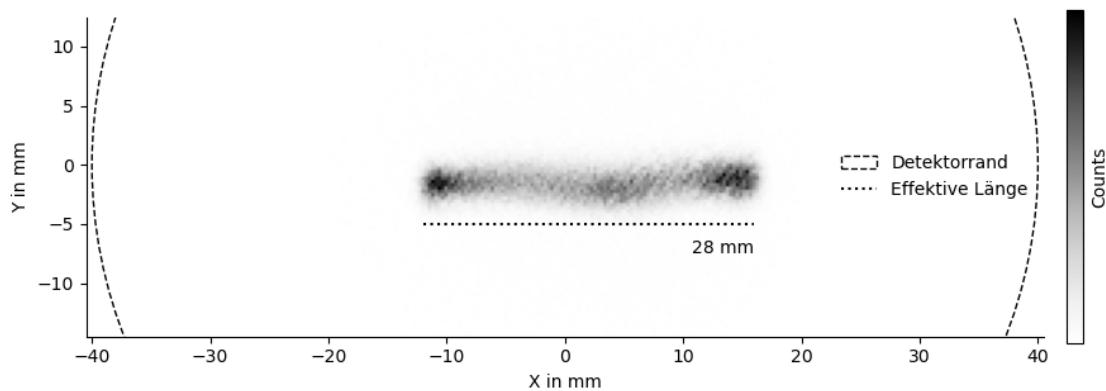


Abbildung 5.2.: Positionsbestimmung der detektierten Teilchen auf dem Detektor zeigen den Strahl auf dem Detektor. Da der Detektor schief verbaut ist, wurde das Bild im Nachhinein gedreht. Das Abbild des Strahls ist seitlich begrenzt, da die Ionen durch das 2 cm große Loch in der Deckenplatte auf den Detektor gelangen.

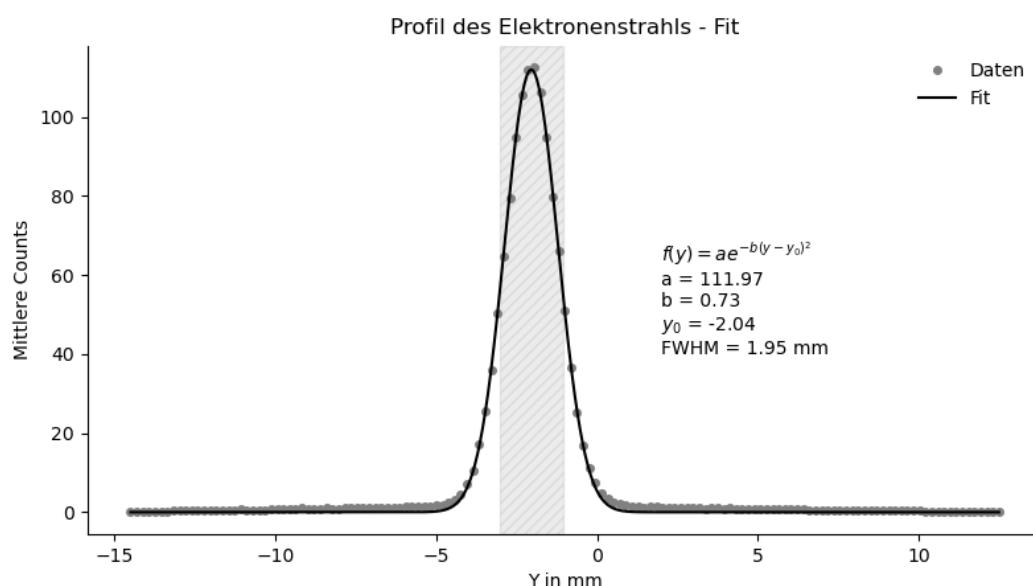


Abbildung 5.3.: Gemitteltes Strahlprofil aus den Positionen der detektierten Ionen. Die Daten wurden mit einem Gaußfit gefittet, um die Breite des Strahls zu bestimmen. In grau-schraffiert eingezeichnet ist die volle Breite bei halbem Maximum (FWHM) des Strahls abgebildet.

6

Simulation der Ionenoptik

Eine Simulation der Ionenoptik des Massenspektrometers ist sinnvoll, um die Messergebnisse zu überprüfen, die Genauigkeit des Massenspektrometers zu bestimmen und Optimierungsansätze herauszuarbeiten. Dafür wird das Programm *SIMION* genutzt, das die Bewegung von geladenen Teilchen in elektrischen und magnetischen Feldern simulieren kann. Im Vergleich zu anderen Programmen ist *SIMION* besonders geeignet, da es auf Ionen- und Elektronenoptik spezialisiert ist und die Möglichkeit bietet, die Simulationen mit geringem Aufwand mit eigenen Programmen zu erweitern. Im Folgenden soll die Methodik der Simulation und die Limitationen erläutert werden und im Anschluss die Ergebnisse der Simulationen präsentiert werden.

6.1. *SIMION*: Methodik und Limitation

Zu Grunde der Simulationen liegt bei *SIMION* die numerische Lösung der Laplace-Gleichung (6.1) für das elektrische Potential Φ in einem gegebenen Raum [14].

$$\nabla^2 \Phi = 0. \quad (6.1)$$

Um diese partielle Differentialgleichung zu lösen, nutzt das Programm finite Differenzverfahren (FDM), mit denen eine Ableitung über die Differenz zweier benachbarter Punkte approximiert wird. Dafür muss der Raum diskretisiert, also in ein Gitter aus Punkten aufgeteilt werden. Dabei ist es möglich mehrere Gitter mit verschiedenen Auflösungen zu definieren und diese innerhalb einer Simulation zu nutzen. Damit die iterative Lösung der Laplace-Gleichung schnell konvergiert, wird Überrelaxation (engl. *Optimized Over-Relaxation, OOR*) verwendet. Statt bei jeder Iteration exakt nach der FDM zu aktualisieren, wird eine gewichtete Mischung aus der neuen und alten Lösung genommen. Um das Potential eines Gitters in jedem Punkt errechnen zu können, werden als Randbedingungen vom Nutzer definierte Elektroden und die Ränder der Simulation verwendet. Elektroden bilden

dabei Dirichlet-Randbedingungen, welche das genaue Potential an dem Ort festlegen. Für die Ränder der Simulation werden Neumann-Randbedingungen angenommen, die die Ableitung des Potentials entlang der zum Rand normalen Richtung festlegen. Diese werden auf 0 definiert, was den Vorteil hat, dass sich das Elektrische Feld

$$\vec{E} = -\nabla\Phi \quad (6.2)$$

außerhalb des Simulationsbereiches so fort setzt, als ob er sich in einem unendlichen Raum befindet [14].

Das elektrische Feld E kann dann mit dem errechneten Potential an jedem Ort bestimmt werden, um die Beschleunigung der Lorentzkraft auf geladene Teilchen zu ermitteln. Für die Iteration der Trajektorien wird eine Runge-Kutta-Verfahren 4. Ordnung angewandt. Die zeitliche Schrittweite ist dabei variabel. In einer Simulation werden vom Nutzer definierte Teilchen nach einander in das Feld gesetzt und ihre Trajektorie berechnet.

Limitierend ist allgemein, dass die Teilchen dabei selbst nicht das Potential beeinflussen. Das bedeutet, dass sie auch nicht miteinander wechselwirken können und keine Raumladungseffekte berücksichtigt werden. Da innerhalb dieser Arbeit aber unter Einzelstoßbedingungen gearbeitet wird, ist das nicht relevant. Angenommen wird auch, dass die Felder statisch sind und somit werden zeitabhängige Effekte, wie der Maxwell'sche Verschiebungsstrom, nicht berücksichtigt. Es ist aber trotzdem möglich die Felder in Abhängigkeit der Zeit mit eigener Programmierung zu verändern. Solange die Frequenz der Änderung nicht zu hoch ist, können sie als quasi-statisch angenommen werden.

A | Anhang

Tabelle A.1.: Spannungswerte bei der Konditionierung

Spannungsdifferenz [V]	Strom [mA]	Widerstand [$M\Omega$]	Zeitintervall [min]
880	0,018	48,9	05:57
980	0,021	46,7	06:39
1080	0,024	45,0	05:36
1200	0,028	42,9	07:26
1330	0,032	41,6	07:20
1450	0,036	40,3	04:13
1580	0,040	39,5	04:41
1700	0,044	38,6	04:43
1825	0,048	38,0	06:01
1940	0,052	37,3	05:10
2060	0,056	36,8	07:45
2160	0,059	36,6	05:57
2270	0,063	36,0	05:59
2380	0,068	35,0	06:16
2480	0,071	34,9	06:27
2600	0,071	36,6	06:02
2700	0,080	33,8	06:46

Literaturverzeichnis

- [1] et al. André Nyberg Borrfors Dan J. Harding. “Aromatic hydrocarbons as Molecular Propellants for Electric Propulsion Thrusters”. In: *Journal of Electric Propulsion* 2.24 (2023).
- [2] Benjamin Janosch Ebinger. “Messung von Wirkungsquerschnitten der Elektronenstoßionisation von Xenonionen mit einer neuen Hochleistungselektronenkanone”. Diss. JLU, 2020, S. 16–28.
- [3] K. Holste; P. Dietz; S. Scharmann; K. Keil; T. Henning u. a. “Ion thrusters for electric propulsion: Scientific issues developing a niche technology into a game changer”. In: *Review of Scientific Instruments* (2020).
- [4] Holzte K. In: (2024).
- [5] Wolfgang Lotz. “An empirical formula for the electron-impact ionization crosssection.” In: *Zeitschrift für Physik* 206.2 (1967), S. 207–210. DOI: 10.1007/BF01325928.
- [6] Robert N. Compton Nasrin Mirsaleh-Kohan Wesley D. Robertson. “Electron ionization time-of-flight mass spectrometry: Historical review and current applications”. In: *Mass Spectrom.* 27.237–285 (2008). DOI: 10.1002/mas.20162.
- [7] Igor O. Golosnoy Nazareno Fazio Steve B. Gabriel. “ALTERNATIVE PROPELLANTS FOR GRIDDED ION ENGINES”. In: (2018), S. 1–2.
- [8] V. Mergel O. Jagutzki. “A broad-application microchannel-plate detector system for advanced particle or photon detection tasks: large area imaging, precise multi-hit timing information and high detection rate”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 477.244–249 (2002).
- [9] et. al Patrick Dietz Kristof Holste. *Status report of diamondoids as alternative propellants for ion-thrusters*. 2017.

- [10] L. et al. Rafalskyi D. Martínez J.M. “In-orbit demonstration of an iodine electric propulsion system”. In: *Nature* 411–415.599 (2021). DOI: 10.1038/s41586-021-04015-y.
- [11] et al. Robert C. Wetzel. “Absolute cross sections for electron impact ionization of the rare-gas atoms by the fast-beam method”. In: *Physical Review A* 35.2 (1987). DOI: 10.1103/PhysRevA.35.559.
- [12] P. J. O. Teubner S. M. Younger. *Electron Impact Ionisation*. Hrsg. von G. H. Dunn T. D. Märk. Springer-Verlag Wien, 1985.
- [13] Kanti Jain Sadeg M. Faris. “Microchannel plate technology”. US5565729A. 15. Okt. 1996.
- [14] *SIMION 2024 Supplemental Documentation*. Techn. Ber. Adaptas Solutions, LLC, 2004.
- [15] et al. Straub H. C. “Absolute partial and total cross sections for electron-impact ionization of argon from threshold to 1000 eV”. In: *Physical Review A* 52.2 (1995).
- [16] et al. Straub H. C. “Absolute partial cross sections for electron-impact ionization of H₂, N₂, and O₂ from threshold to 1000 eV”. In: *Physical Review A* 54.2146 (1996). DOI: 10.1103/PhysRevA.54.2146.
- [17] I. H. McLaren W. C. Wiley. “Time-of-Flight Mass Spectrometer with Improved Resolution”. In: *Review of Scientific Instruments* 26.12 (1955).
- [18] Bundesamt für Wirtschaft und Ausfuhrkontrolle. “Informationsblatt CO₂-Faktoren”. In: (2024).