

**Fakultät für Physik und Astronomie
Universität Heidelberg**

Bachelorarbeit im Studiengang Physik
eingereicht in

2017

von

Ludwig Hoibl

geboren in Regensburg, Deutschland

Design und Simulation der Ionenstrahlführung im Projekt TrapRemi

Diese Bachelorarbeit wurde angefertigt von Ludwig Hoibl am
Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg
unter der Betreuung von
Priv.-Doz. Dr. Robert Moshhammer

Zusammenfassung

Im Projekt TrapRemi wird ein Reaktionsmikroskop mit einer Zafmanfalle kombiniert, um die Quantendynamik molekularer Ionen in zeit- und winkelaufgelösten Koinzidenzexperimenten zu untersuchen. Zum Transfer von Ionen in das TrapRemi ist eine Ionenstrahlführung notwendig. Um diese zu designen, wurden in dieser Arbeit Berechnungen zur Vakuumerzeugung, sowie Simulationen der Ionenoptischen Elemente durchgeführt. Letztere beinhalten die Brennweite einer elektrostatischen Linse und die Speichereffizienz des TrapRemi. Zur Simulation der Ionentrajektorien wurde das Programm SIMION verwendet.

Die Vakuumberechnungen haben gezeigt, dass mit dem geplanten Aufbau der Strahlführung die erforderliche stufenweise Reduzierung des Drucks von $\sim 1 \times 10^{-6}$ mbar (Arbeitsdruck einer Ionenquelle) bis $\sim 1 \times 10^{-10}$ mbar im TrapRemi mit den vorhandenen Vakuumkomponenten erreicht werden kann. Mit SIMION wurde die Brennweite der verwendeten elektrostatischen Linse abhängig von der kinetischen Energie der Ionen und des angelegten Potentials an die Fokuselektrode simuliert. Daraus hat sich ergeben, dass die Brennweite nur vom Verhältnis aus kinetischer Energie und Linsenspannung abhängt. Die Ergebnisse für die effiziente Speicherung von Ionen im TrapRemi, abhängig von der Brennweite der Einzellinse in der Zafmanfalle und der Winkelverteilung der Teilchen zeigen, dass die maximale Effizienz in einem ca. 200 – 300V breiten Bereich erreicht werden kann.

Abstract

The TrapRemi experiment combines a linear electrostatic ion trap (Zafman trap) with a reaction microscope. The aim of the setup is to investigate the quantum dynamics in molecular ions over time in kinematically complete coincident measurements. In order to design the ion transferline, within this thesis vacuum calculations and simulations of the ion optical elements in the beamline in front of the TrapRemi were performed. The simulations with the software SIMION contained measurements of the focal length of an electrostatic lense and the trapping efficiency of the TrapRemi.

The vacuum calculations showed, that the stepwise reduction of the pressure in the ion beamline from $\sim 1 \times 10^{-6}$ mbar (ion source working pressure) to $\sim 1 \times 10^{-10}$ mbar in the TrapRemi, is possible with the present vacuum components. The simulations of the electrostatic lense revealed, that the focal length is only dependent on the ratio of the ion kinetic energy and the electrode voltage of the lense. The trap efficiency simulations showed, that dependent on the angular distribution of the ions, in a range of approximately 200 – 300V the maximum efficiency is reached.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Zajfman-Falle	3
2.2	Reaktionsmikroskop	5
2.2.1	Aufbau	6
2.2.2	Funktionsprinzip	7
3	Experimentelles Design	9
3.1	Überblick TrapRemi	9
3.1.1	Falle	10
3.1.2	Remi in der Zajfman-Falle	11
3.2	Ionenstrahlführung	12
3.2.1	Bauteile und Funktion	12
3.2.2	Pumpstufe	13
3.2.3	Einzellinse	14
4	Vakuumberechnungen	17
4.1	Theorie	17
4.2	Berechnungen	21
5	Simulationen Ionentrajektorien	25
5.1	SIMION	25
5.1.1	Definition Elektroden	25
5.1.2	Potentialberechnung	26
5.1.3	Trajektorieberechnung	26
5.2	SIMION IOB	27

5.3	Ergebnisse Simulationen	31
5.3.1	Brennweite Einzellinse	31
5.3.2	Speichereffizienz	36
6	Zusammenfassung und Ausblick	39
	Literaturverzeichnis	41

1 Einleitung

Als fundamentale Bestandteile von Materie sind Atome und Moleküle seit dem 19. Jahrhundert Gegenstand der physikalischen Forschung. Neben spektroskopischen Experimenten zur Bestimmung ihrer inneren Struktur wurde es gegen Ende des 20. Jahrhunderts möglich auch ihre interne Dynamik zu beobachten. Ihre Konstituenten - Elektronen, Protonen und Neutronen - werden in der Quantenmechanik durch Wellenpakete beschrieben welche ihre Aufenthaltswahrscheinlichkeiten im Atom angeben. Möchte man die Dynamik dieser Teilchen in Atomen oder Molekülen genau verfolgen, muss man die zeitliche Entwicklung dieser Aufenthaltswahrscheinlichkeiten messen. Die Basis für solche Experimente wurde durch Ahmed Zewail geschaffen. Er entwickelte die sogenannte Pump-Probe-Technik, mit der es möglich ist die Zeitentwicklung der Bewegung von quantenmechanischen Wellenpaketen und damit der Teilchendynamik, zu messen. Für diese Errungenschaft erhielt er im Jahr 1999 den Nobelpreis für Chemie [Zewail, 2000]. Wie bereits 2005 am Max-Planck-Institut für Kernphysik gezeigt [Ergler et al., 2005], ist es mit dieser Technik möglich, die Dynamik in Molekülen zu beobachten und zu manipulieren. Durch die Kombination eines hochauflösenden Reaktionsmikroskops mit einem Femtosekundenlaser Pump-Probe Aufbau konnte die Bewegung eines dissoziierenden Kernwellenpakets aufgezeichnet werden. Einer der ersten Schritte auf dem Weg zur gezielten Manipulation chemischer Reaktionen von komplexen Molekülen.

Die Kenntnis über den detaillierten Ablauf der Reaktionspfade ist zum Beispiel in der Astrochemie von großem Interesse. Astronomen beobachten schon seit Jahrhunderten interstellare Wolken und deren Bestandteile. Sie enthalten eine Vielzahl von komplexen Molekülen, deren Entstehungsreaktionen noch weitestgehend unverstanden sind. Aufgrund des Vorkommens biologisch relevanter Moleküle in den Gas- und Staubwolken wird vermutet, dass die Entstehung irdischen Lebens eng mit diesen astrochemischen Reaktionen zusammenhängt. Bei den Reaktionen nehmen molekulare Ionen oft Schlüsselrollen ein.

Im Projekt TrapRemi ist die zeitaufgelöste Untersuchung der Dynamik solcher molekula-

rer Ionen mit Hilfe der Laser-Pump-Probe Technik und einem Reaktionsmikroskop in kinematisch vollständigen Koinzidenzexperimenten geplant. Denkbar wäre Zum Beispiel ein Experiment, dass den zeitlichen Ablauf der Isomerisierung von Acetylen untersucht. Ein Problem ist jedoch, dass Ionenquellen für diesen Zweck häufig zu kleine Ionenströme liefern. Dies gilt insbesondere für komplexere molekulare Ionen. Kleine Ströme ergeben geringe Targetdichten und somit zu kleine Zählraten im Reaktionsmikroskop. Eine Lösung dieses Problems kann das vielfache „recyclen“ des Ionenstrahls in einer Zajfmanfalle sein.

Im Projekt TrapRemi wird ein Remi in den feldfreien Mittelbereich einer Zajfmanfalle integriert. Ein eingekoppelter Ionenpuls oszilliert vielfach (siehe Lebensdauer in Abschnitt 2.1) durch das Remi und kann bei jedem Umlauf als experimentelles Target benutzt werden. Währenddessen können in der Ionenquelle Ionen akkumuliert und, nach Ablauf der Lebenszeit des Pulses in der Falle, als neuer Puls eingekoppelt werden. Im Rahmen diese Arbeit wurde das Design der Ionenstrahlführung, die Ionen von der Ionenquelle in das TrapRemi leitet, mitentwickelt und bei der Montage mitgearbeitet. Des weiteren wurde berechnet wie groß der zu erwartende Druck im Vakuumsystem der Strahlführung ist und es wurden Simulationen der erwartet Speichereffizienz der Ionenfalle mit dem Programm SIMION durchgeführt. Dies beinhaltet die Abschätzung der optimalen Einstellung der zur Fokussierung des Ionenstrahls in das TrapRemi verwendeten Einzellinse.

2 Grundlagen

2.1 Zajfman-Falle

Die Technik Atome, Moleküle und auch geladene Teilchen zu speichern, war oft der Grundstein für neue Experimente in Physik und Chemie, wie zum Beispiel Tests der QED [Köhler et al., 2016], oder hochpräzise Massenspektrometrie [Blaum, 2006]. Im Allgemeinen und explizit für Ionen gibt es zwei unterschiedliche Speichermethoden: Zum einen den Typ „Falle“ (beispielsweise die Paul, Penning oder Kingdon-Falle) und zum anderen den Typ „Speicherring“ wie ELISA an der Universität Aarhus in Dänemark oder der CSR am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg. Diese unterscheiden sich im wesentlichen durch die Speichertechnik. In Ionenfallen werden die Teilchen mit Hilfe dynamischer elektrischer- und magnetischer Felder an einem bestimmten Punkt in der Falle festgehalten, wohingegen die Ionen in Speicherringen durch statische magnetische oder elektrische Felder in Fokussier- und Steuerelementen auf einer Umlaufbahn gehalten werden. Die Bewegungsrichtung und kinetische Energie der Teilchen sind wohldefiniert, weshalb präzise Messungen von einzelnen Reaktionsprodukten möglich sind.

Die Zajfman-Falle befindet sich zwischen den beiden Konzepten. Sie wurde von Prof. Daniel Zajfman am Weizmann Institute of Science in Rechovot, Israel entwickelt [Zajfman et al., 1997]. Die Ionenfalle nutzt statische elektrische Felder um die Ionenbewegung zu kontrollieren, wobei sich die Teilchen in der Falle mit wohldefinierten kinetischer Energie in der Größenordnung keV für einige Millisekunden auf stabilen Bahnen bewegen. Die ionenoptischen Elemente werden analog zu einer „Photonen-Falle“, besser bekannt als optischer Resonator, angeordnet. Die Ionen verhalten sich dabei in elektrischen Feldern vergleichbar wie Licht in einem Medium, dessen Brechungsindex proportional zum elektrischen Potential V ist.

$$n \sim \sqrt{V} \tag{2.1}$$

Für ionenoptische Bauteile kann n daher nahezu beliebig gewählt werden. Ein großer Vorteil im Vergleich zur klassischen Optik. Wie von der Gruppe um Prof. Daniel Zajfman gezeigt wurde, können in einer Zajfman-Falle $\sim 10^6$ Ionen gespeichert werden. Bei einem Druck von $\sim 4 \times 10^{-10}$ mbar beträgt die Lebensdauer der Teilchen in der Falle ~ 5 Sekunden [Zajfman et al., 2003].

Speicherbedingungen

In einem optischen Resonator können Photonen zwischen zwei identisch fokussierenden Spiegeln mit Radius R , Brennweite f und Resonatorlänge L , deren optische Achsen aufeinander ausgerichtet sind, gespeichert werden, wenn Radius und Abstand der Spiegel richtig gewählt werden. Dazu sind allgemein zwei Bedingungen durch die Falle zu erfüllen: Zum Einen transversaler- und zum Anderen longitudinaler Einschluss der Teilchen. Letzterer ist beim Resonator bereits implizit mit der Verwendung von Spiegeln erfüllt. Die Erste Bedingung ist für einen gaußförmigen Lichtstrahl gegeben durch:

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R}\right)^2 \leq 1 \quad (2.2)$$

Für paraxiale Photonen wird die Brennweite eines Hohlspiegels näherungsweise $f \approx R/2$ [Demtröder, 2013] und es ergibt sich das Stabilitätskriterium:

$$\frac{L}{4} \leq f \leq \infty \quad (2.3)$$

Die Einschlussbedingungen sind in der klassischen Optik miteinander gekoppelt, wohingegen sie in der Ionenoptik für die Zajfman-Falle zur Vereinfachung größtenteils voneinander entkoppelt werden.

In longitudinaler Richtung werden die Ionen durch eine Potentialbarriere (siehe Abb. 5.4) abgebremst und letztendlich reflektiert. Für die angelegte Endspannung V_s muss gelten:

$$V_s > E_k/q \quad (2.4)$$

Nur so können die Ionen mit kinetischer Energie E_k und Ladung q reflektiert werden. Um die Stabilitätsbedingung nach Gleichung 2.3 zu erfüllen, plaziert man vor den Spiegelelektroden als Fokussierelement eine Einzellinse (siehe Abb. 5.4). Die Spannung an

den Spiegelelektroden wird von Erdung bis V_s linear erhöht. Dadurch wirkt die Potentialbarriere nur noch leicht defokussierend auf den Ionenstrahl und ermöglicht so die Entkopplung der Einschlussbedingungen. Die Brennweite des Spiegels hängt nun nahezu ausschließlich von der der Einzellinse ab und kann sehr einfach eingestellt werden, ohne dabei die Potentialbarriere verändern zu müssen.

Zusammenfassend lassen sich folgende Eigenschaften der von Zajfman entwickelten elektrostatischen Ionenfalle hervorheben: Die Konstruktion der zylindersymmetrischen Spiegel- und Einzellinsenelektroden, sowie die Verwendung von statischen elektrischen Feldern ist im Vergleich zur Konstruktion und dem Betrieb von Speicherringen wesentlich unkomplizierter. Des Weiteren erlauben es die statischen E-Felder Ionen unabhängig von ihrer Masse zu speichern. Lediglich die Bedingung 2.4 muss erfüllt sein. Zudem bietet das Design mit dem feldfreien Bereich zwischen den beiden Spiegeln viele Kombinationsmöglichkeiten mit anderen Experimenten oder Messinstrumenten. Das im Anschluss vorgestellte TrapRemi nutzt diese Möglichkeit und verbindet die Zajfman-Falle mit einem Reaktionsmikroskop.

2.2 Reaktionsmikroskop

Das Reaktionsmikroskop (Remi) ist ein hochpräzises Messinstrument in der Atom und Molekülphysik. Die heute in verschiedensten Experimenten verwendeten Remi sind Weiterentwicklungen des erstmals 1993 eingesetzten „high-resolution recoil-ion momentum spectrometer“ am GSI in Darmstadt [Moshhammer et al., 1994] und basieren auf der COLTRIMS-Technik - **C**old **T**arget **R**ecoil **I**on **M**omentum **S**pectroscopy - die Ende der 1980er Jahre entwickelt wurde [Ullrich et al., 2003].

Das Reaktionsmikroskop wird zur Untersuchung der Dynamik von Kollisionen und Reaktionen in der Atom- und Molekülphysik verwendet. Es ermöglicht die Detektion von geladenen Reaktionsprodukten (Elektronen, Ionen) mit einer Raumwinkelakzeptanz von 4π . Aus Flugzeit und Detektionsort kann der 3D-Impulsvektor jedes detektierten Teilchens rekonstruiert werden. Zudem können alle von einer Reaktion stammenden Produkte in Koinzidenz gemessen werden. Solche Experimente bezeichnet man als „kinematisch vollständig“.

Das Reaktionsmikroskop kommt in vielen verschiedenen Experimenten zum Einsatz, wie zum Beispiel bei der Untersuchung der Doppelionisation von Helium durch Elektronenstoß [Dorn et al., 1999], Heliumionisation mit einem Femto-Laser [Weber et al., 2000]

oder Experimente mit einem FEL-Laser an Atomen und Molekülen [Rudenko et al., 2010].

2.2.1 Aufbau

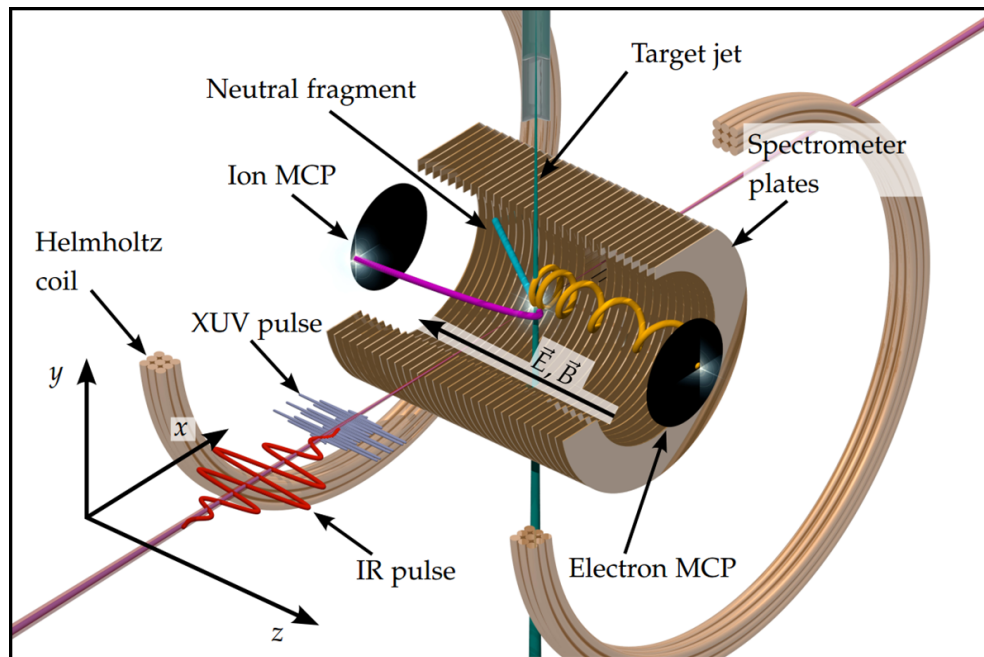


Abbildung 2.1: Remi das für ein XUV-IR Pump-Probe Experiment verwendet wurde [Cörlin, 2015]. Im Teilchenjet befinden sich Moleküle im Grundzustand und werden im Reaktionsvolumen von einem XUV-Puls (blau) ionisiert. Ein IR-Puls (rot) dissoziiert die Teilchen zu Photoelektronen (orange) und Ionen (violett), die durch ein elektrisches und magnetisches Feld auf die Detektoren geleitet werden. Neutrale Teilchen (türkis) können nicht detektiert werden. (Helmholtzspulen nicht maßstabsgetreu) [Cörlin, 2015, Abb. 4.1]

Der grundlegende Aufbau wird im Folgenden am Beispiel des Reaktionsmikroskops erklärt, dass im Rahmen der Doktorarbeit von R. Gopal [Gopal, 2010] am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg in betrieb genommen wurde. (siehe Abbildung 2.1). Das Reaktionsmikroskop ist zylindersymmetrisch aufgebaut und besteht aus einem Satz Spektrometerelektroden, an deren Stirnseiten sich jeweils ein MCP-Detektor befindet. Die Elektroden erzeugen ein homogenes statisches elektrisches Feld entlang der Symmetrieachse, dass im selben Bereich mit einem homogenen statischen Magnetfeld überlagert wird. Dieses wird von einem Helmholtz-Spulenpaar erzeugt.

2.2.2 Funktionsprinzip

Ein Projektil (Elektron, Ion oder Laserpuls) ionisiert oder dissoziiert ein Target (Atom, Molekül oder Ion) und mit Hilfe des Remis können die Anfangsimpulse der entstehenden Ionen und Elektronen rekonstruiert werden. Die im Reaktionsvolumen erzeugten Ionen und Elektronen werden durch ein homogenes statisches elektrisches und magnetisches Feld auf die jeweiligen Detektoren an den Stirnseiten der Spektrometerelektroden extrahiert. Mit Hilfe dieser wird die Flugzeit der Teilchen bestimmt und der Auftreffort gemessen. Die Anfangsimpulse können nun (unter weiteren Annahmen siehe z. B. [Cörlin, 2015]) berechnet werden, sofern die Masse der Teilchen bekannt ist.

Aufgrund der Impulserhaltung im Ionisationsprozess und der großen Massendifferenz zwischen Ionen und Elektronen, erhalten letztere deutlich mehr kinetische Energie. Damit die Elektronen auf den Detektor treffen müsste die E-Feldstärke weitaus höher gewählt werden, als das für die Ionen nötig wäre. Eine höhere Feldstärke hat allerdings zur Folge, dass sich die Impulsauflösung letzterer verschlechtert. Dieses Dilemma wird mit Hilfe des Magnetfeldes umgangen. Im B-Feld wirkt auf die Elektronen und Ionen zusätzlich die Lorentzkraft, wodurch sie auf eine Zyklotronbahn parallel zur Spektrometerachse gezwungen werden. Für die Ionen ist der Einfluss hingegen vernachlässigbar klein. Da die Elektronen nun durch das Magnetfeld im Remi bleiben, kann das elektrische Feld so gewählt werden, dass für die Ionen die maximale Impulsauflösung erreicht wird.

Detailliertere Beschreibungen des Reaktionsmikroskops und der Impulsrekonstruktion sowie den jeweiligen Experimenten finden sich beispielsweise in [Gopal, 2010], [Cörlin, 2015], [Fechner, 2014].

3 Experimentelles Design

Dieses Kapitel beschreibt den Aufbau des TrapRemi-Projekts. Nach einem allgemeinen Überblick, wird detailliert auf das Design der in dieser Arbeit entwickelten Ionenstrahlführung eingegangen.

3.1 Überblick TrapRemi

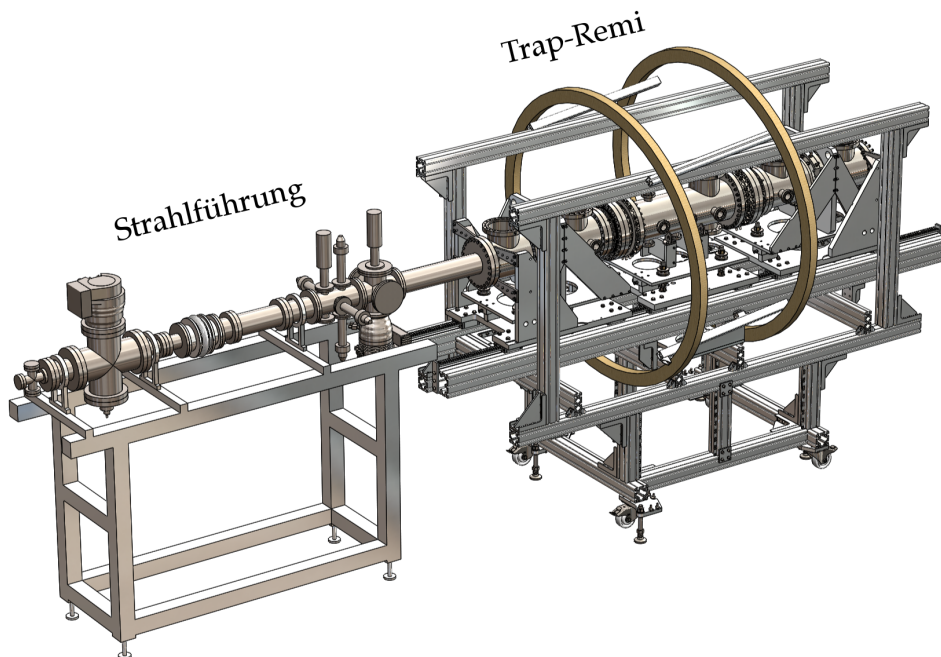


Abbildung 3.1: vorläufiger Experimenteller Aufbau des TrapRemi-Projekts aus Ionenstrahlführung und Ionenfalle mit Reaktionsmikroskop

Abbildung 3.1 zeigt den geplanten Aufbau des gesamten Experiments aus Ionenstrahlführung und Ionenfalle, die jeweils auf einem ITEMTM-Gestell montiert sind. Die Strahlführung ist ca. 2.5 m lang und 0.8 m breit. Im Anschluss folgt das TrapRemi, welches 3.2 m × 1.4 m × 2 m misst. Die Strahlhöhe über dem Boden beträgt 1.4 m.

3.1.1 Falle

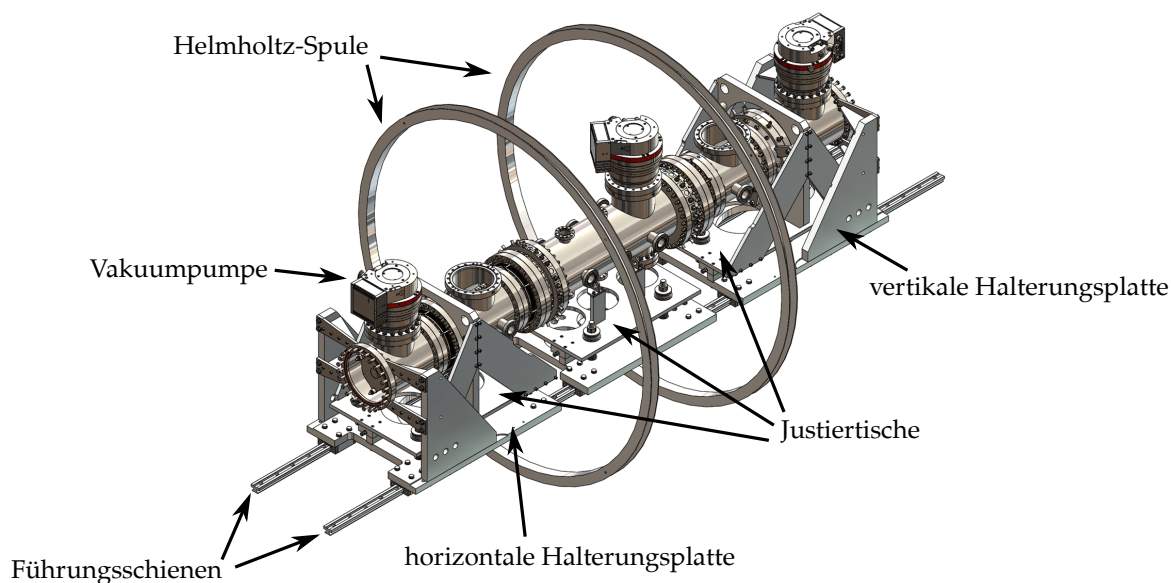


Abbildung 3.2: Ionenfalle auf Führungsschienen mit Halterungsplatten montiert und Helmholtz-Spulenpaar des Reaktionsmikroskops

Abbildung 3.2 zeigt die Ionenfalle - das eigentliche TrapRemi - ohne ITEMTM-Gestell. Die 7 Vakuumkammern, mit Innendurchmesser von 200 mm, sind in drei einzelnen Einheiten auf Justiertischen aus massiven Aluminium-Halterungsplatten fixiert und durch insgesamt 4 Bälge miteinander verbunden. In den beiden Äußeren sind die Spiegelelektroden montiert und im Mittleren die Elektroden für das Reaktionsmikroskop (siehe Abbildung 3.3). Die drei Abschnitte lassen sich unabhängig voneinander auf den Führungsschienen verschieben. Die Feinjustage der Kammerhöhe erfolgt für jeden Block über vier M20 Gewindestangen. Die Helmholtz-Spule für das Reaktionsmikroskop hat einen Innendurchmesser von 1.4 m.

Abbildung 3.3 zeigt das Innenleben des TrapRemi, bestehend aus zwei Elektrodenpaketen zu je 26 identischen Elektroden (Lochdurchmesser 40 mm) für die elektrostatischen Spiegel der Falle und die 30 identischen Remi-Elektroden (Innendurchmesser 120 mm) mit jeweils einem Teilchendetektor an den Stirnseiten.

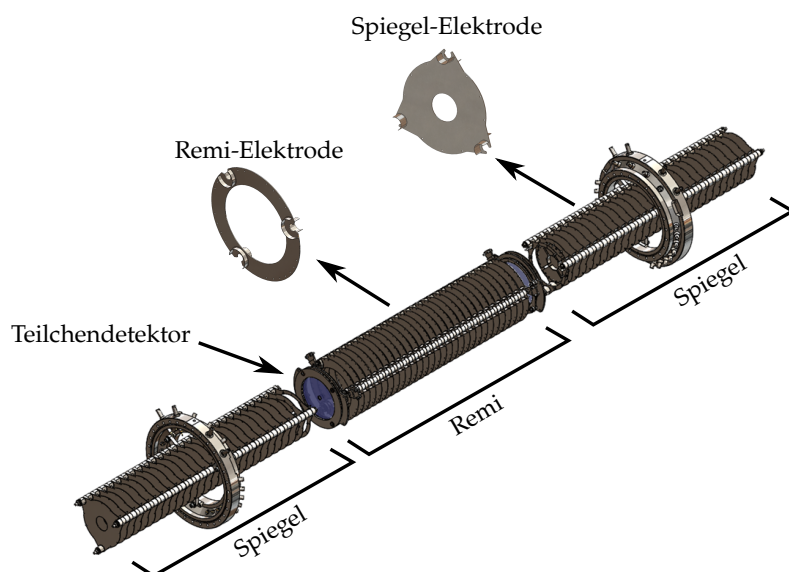


Abbildung 3.3: Elektrodenanordnung in den Vakuumkammern

3.1.2 Remi in der Zajfman-Falle

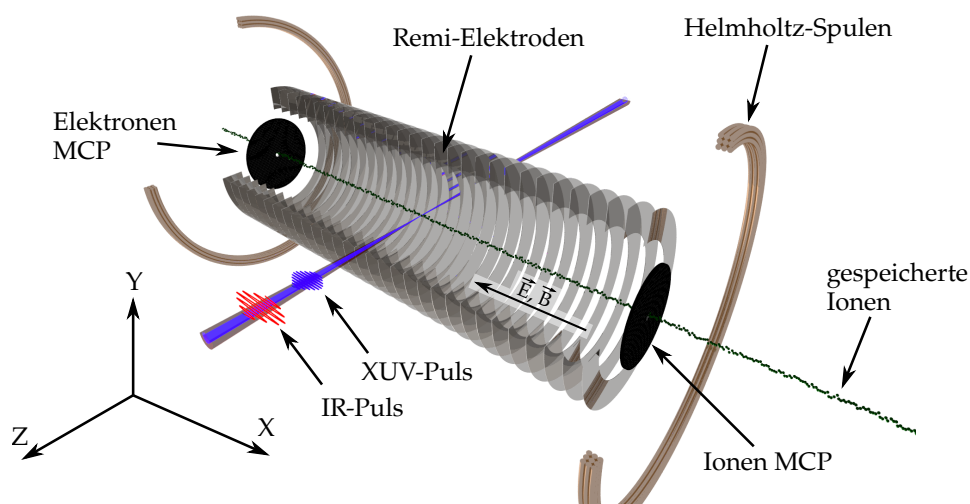


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Remi in der Zajfmanfalle. Die gespeicherten Ionen oszillieren entlang der Spektrometerachse, die auf die Symmetrieachse der Falle ausgerichtet ist. Im Reaktionsvolumen können die Teilchen beispielsweise mit der Pump-Probe-Technik untersucht werden.

Zwischen den Spiegelelektroden befinden sich die Elemente des Reaktionsmikroskops (Abb. 3.4). Bei Experimenten an Atomen oder neutralen Molekülen kann der Targetjet

wie bereits in Abbildung 2.1 gezeigt orthogonal zur Spektrometerachse in das Remi geleitet werden. Dies birgt im Fall von Ionen jedoch technische Schwierigkeiten: Auf Grund ihrer Ladung werden hier nicht nur die Reaktionsprodukte sondern auch die Targetteilchen selbst vom Extraktionsfeld des Remis beeinflusst. Zudem würde auch die Speicherung der Ionen in einer Zajfmanfalle erheblich erschwert. Aus diesem Grund wurde die Spektrometerachse des Remi parallel zur Achse der Zajfmanfalle konstruiert. Somit wird die oszillatorische Bewegung der Ionen in der Falle nur marginal von den Remi-Extraktionsfeldern beeinflusst. Damit die Teilchen ungestört entlang der Fallenaachse gespeichert werden können, benötigen die MCP-Detektoren an den Stirnseiten der Spektrometerelektroden in ihrem Mittelpunkt einen Durchlass. In Abbildung 3.4 sind schematisch ein IR-Puls (rot) und ein XUV-Puls (blau) für ein Pump-Probe Experiment eingezeichnet. Es ist allerdings auch möglich das TrapRemi mit einem FEL oder Synchrotron zu kombinieren. Das Funktionsprinzip wie in Abschnitt 2.2.2 erläutert ändert sich nicht.

3.2 Ionenstrahlführung

Die Speichereffizienz und Lebensdauer der Ionen in der Falle entscheiden in den späteren Experimenten über die erreichbare Zählrate und die statistische Qualität der Daten. Deshalb ist die zentrale Fragestellung dieser Arbeit, wie die Ionenstrahlführung zwischen der Ionenquelle und der Ionenfalle aufgebaut werden muss um die Teilchen dort möglichst effizient und lange zu speichern. Der erarbeitete Entwurf ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Ionenquelle ist an einem Kreuzstück mit Vakuumpumpe und gegenüberliegendem Druckmessgerät montiert. Anschließend folgt eine differenzielle Pumpstufe und die Einzellinse zur Fokussierung des Ionenstrahls in das TrapRemi. Am Ende der Strahlführung befindet sich eine Diagnoseeinheit mit der die Strahlcharakteristika untersucht werden können.

3.2.1 Bauteile und Funktion

Die Strahlführung ist in zwei Abschnitte unterteilt, die durch eine differenzielle Pumpstufe miteinander verbunden sind. Eine weitere befindet sich vor dem Ultrahochvakuum

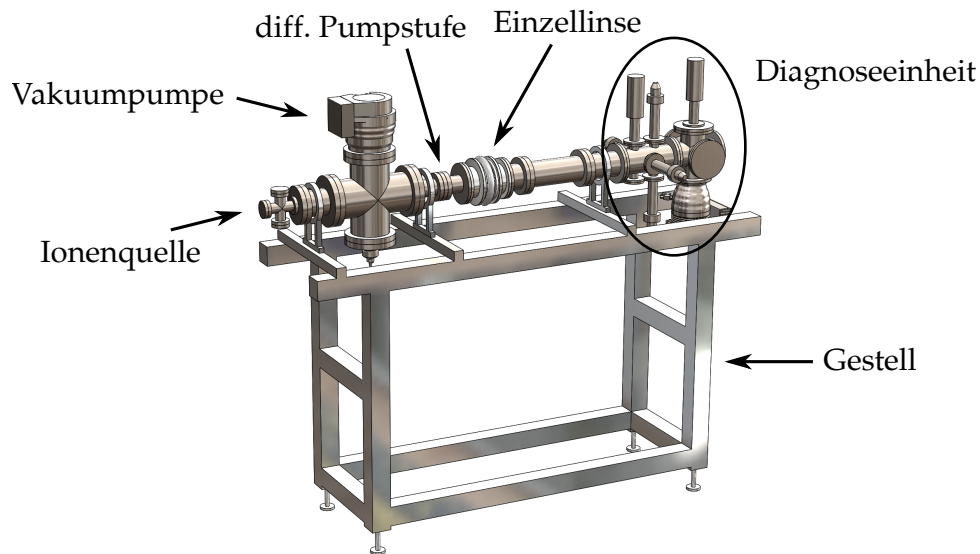


Abbildung 3.5: vorläufiges Design der Ionenstrahlführung

im TrapRemi. Die Pumpstufen sind notwendig um das Vakuum vom maximalen Arbeitsdruck der Quelle $\sim 1 \times 10^{-6}$ mbar bis zum TrapRemi hin auf $\sim 1 \times 10^{-10}$ mbar schrittweise zu verbessern.

Der erste Teil der Strahlführung besteht aus einer Ionenquelle, die über einen Reduzierflansch an ein Kreuzstück montiert ist. An diesem ist eine PfeifferTMHiPace 700 Turbomolekularpumpe und ein Druckmessgerät für den Hochvakuumbereich angebracht. Die folgende differentielle Pumpstufe wird im nächsten Abschnitt genauer beschrieben.

Der zweite Teil der Strahlführung soll zwei Aufgaben erfüllen: Erstens die Fokussierung des Ionenstrahls in das TrapRemi und zweitens die Charakterisierung des Strahls bevor er in die Falle gelangt. Nach der Pumpstufe befindet sich deshalb zunächst eine Einzellinse (siehe 3.2.3 auf Seite 14), die über ein Rohrstück mit der Strahldiagnoseeinheit verbunden ist. An letzterer ist eine LeyboldTMTurbovac 350i Turbomolekularpumpe montiert.

3.2.2 Pumpstufe

Als differentielle Pumpstufe bezeichnet man Rohre oder Blenden mit hohem Strömungswiderstand in einem Vakuumsystem. Der gesamte Vakuumbereich wird durch den Einbau dieser Elemente in Teilabschnitte unterteilt, in denen, sofern die nötigen Pumpleistung vorhanden ist, ein niedrigerer Druck als im vorherigen Teilbereich erreicht

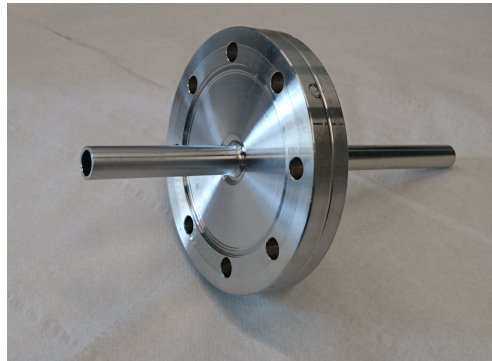


Abbildung 3.6: differentielle Pumpstufe bestehend aus einem CF63-Flansch und Rohrleitung

werden kann. Der Leitwert ist umgekehrt proportional zum Strömungswiderstand und kann für eine Rohrleitung bei Molekularströmung ($p < 1 \times 10^{-4}$ mbar) von Luft bei 20°C mit

$$C_{\text{Rohr}} \approx 12 \cdot \frac{d^3}{l} \quad (3.1)$$

berechnet werden (vgl. 4.15). Um auf kurzen Distanzen einen möglichst hohen Strömungswiderstand zu erzeugen, eignet sich nach Gleichung 3.1 besonders gut ein langes dünnes Rohr.

Abbildung 3.6 zeigt eine der beiden verwendeten Rohrleitungen in der Ionenstrahlführung. Das 207 mm lange Rohrstück ist im Mittelpunkt eines CF63-Flansches befestigt und hat einen Innendurchmesser von 10 mm. Jede Seite des Flansches ist über ein Reduzierstück mit den Vakuumkammern der Strahlführung verbunden (vgl. 3.5).

3.2.3 Einzellinse

Eine Einzellinse wird in der Ionenoptik für niederenergetische (einige keV) Strahlen zur Fokussierung der Teilchen eingesetzt. Im Allgemeinen besteht sie aus drei Elektroden, die die Ionen gleichmäßig in transversaler Richtung zur Strahlachse hin fokussieren sollen. Deshalb sind die Elektroden in der Regel Hohlzylinder. Sie werden hintereinander axial entlang der Strahlachse ausgerichtet und in Strahlrichtung mit den Potentialen $V_1 - V_2 - V_1$ belegt (siehe Abb. 3.8). Eine fokussierende Wirkung entsteht nur für $V_1 \neq V_2$. Für gewöhnlich ist lediglich an der mittleren Elektrode eine Spannung V_2 angelegt und die beiden Äußeren sind geerdet [Hinterberger, 1997, Kapitel 5.5.5].

In Abbildung 3.7 ist die Einzellinse im 45° -Schnitt zu sehen. Zur Applikation der Einzel-

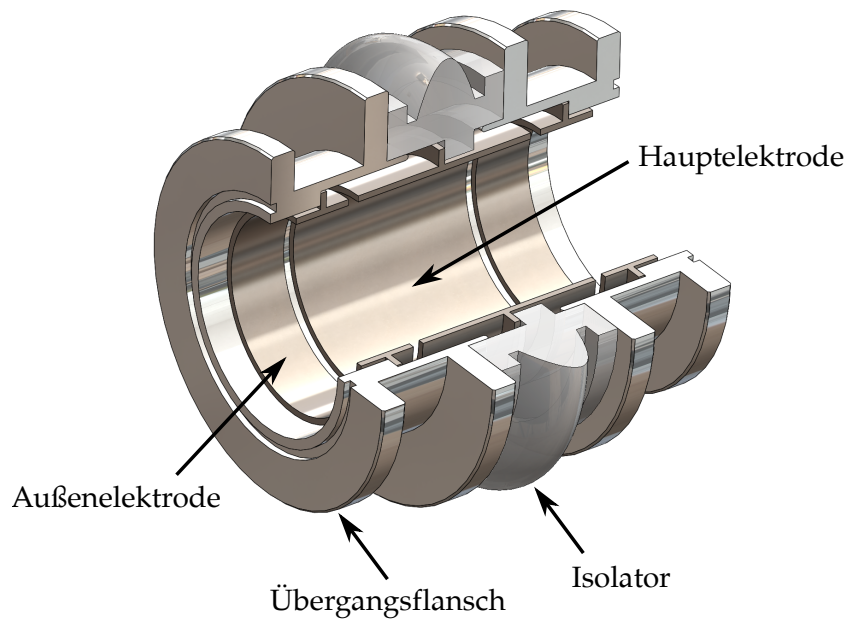


Abbildung 3.7: Einzellinse mit 45°-Schnitt

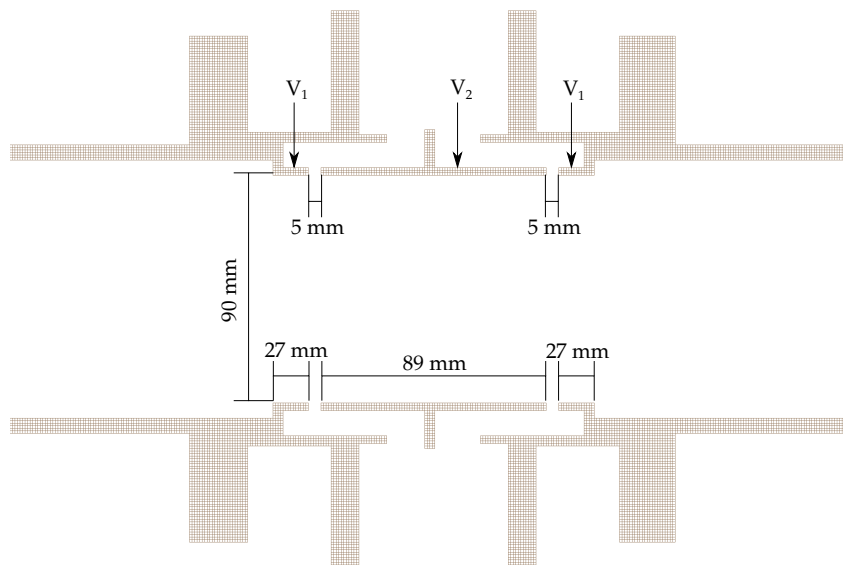


Abbildung 3.8: Einzellinse mit Schnitt entlang der Zylindersymmetrieachse

linsenelektroden in den Vakuumbereich wurde für die Mittelelektrode ein Isolator aus Makrolon gefertigt, der eine Spannungsdurchführung von Außen zur Elektrode enthält. Dadurch wird sichergestellt, dass die mit Hochspannung versorgte Elektrode gegen den Rest der Strahlführung isoliert ist. Der Isolator wird von zwei geerdeten Übergangsflanschen eingefasst, an denen die beiden Außenelektroden befestigt sind.

In Abbildung 3.8 ist die Einzellinse in schematischer Darstellung mit Schnitt entlang der Symmetrieachse zu sehen. Im Folgenden wird diese komplette Baugruppe als „Einzellinse“ bezeichnet.

Als Vorbild für die Bauart und Maße dienten die Einzellinsen, welche in den Ionenstrahlführungen des CSR am MPIK in Heidelberg eingesetzt werden.

4 Vakuumberechnungen

Bereits 1644 konnte Evangelista Torricelli, der Namensgeber der physikalischen Einheit Torr, in einem Experiment überzeugend beweisen, dass es möglich ist ein Vakuum zu erzeugen [Jousten, 2010, Seite 2]. Spätestens mit der Erfindung der Glühbirne wurde die Vakuumtechnik auch in der Industrie verwendet und nicht mehr nur als reine Labortechnik. Heute benötigen vor allem die Halbleiterindustrie, Elektrotechnik und Chemische Industrie Vakuumanlagen.

Doch auch in der Forschung ist die Vakuumtechnik die Basis für viele Experimente wie zum Beispiel dem LHC am CERN, LIGO in Hanford (Washington) und Livingston (Louisiana) oder dem Wendelstein 7-X am IPP in Greifswald.

Gleiches gilt für das TrapRemi. In einer Umgebung bei Normaldruck wären es nicht möglich Ionen in der linearen elektrostatischen Falle zu speichern, da dort die mittlere freie Weglänge von Teilchen in Luft lediglich ca. 6.6×10^{-8} m beträgt [Jousten, 2010, Seite 39]. Die Ionen könnten nicht einmal die Quelle verlassen. Im TrapRemi selbst führt eine größere Teilchendichte zur Erhöhung der Kollisionsrate von Ionen und Restgas, wodurch die Lebenszeit in der Falle verkürzt wird. Deshalb ist es notwendig, vom Arbeitsdruck der Ionenquelle um 1×10^{-6} mbar, möglichst schnell mit differentiellen Pumpstufen den Druck auf ca. 1×10^{-10} mbar im TrapRemi, zu verringern.

4.1 Theorie

Eine detaillierte Darstellung der im Folgenden beschriebenen Grundlagen liefert „Wutz Handbuch Vakuumtechnik“ [Jousten, 2010]. Die Charakterisierung von Strömungen ist ein wichtiger Bestandteil der Vakuumtechnik. Beim Evakuieren von Strahlrohren und Experimentierkammern strömt Gas von Stellen höheren Drucks zu Stellen niedrigeren Drucks und passiert auf dem Weg zu den Vakuumpumpen Rohrleitungen und Kammern. „Unter Strömung versteht man die räumliche ausgedehnte Bewegung einer Substanz“

[Jousten, 2010, Seite 71]. Sie ist das Resultat von lokalen Druckunterschieden und der thermischen Bewegung der Gasteilchen. Deshalb stellen sich unterschiedliche Strömungsformen abhängig von den herrschenden Druck-, Trägheits-, und Reibungskräften ein. In einer Rohrleitung lassen sich je nach Druck und Durchmesser drei Strömungsformen unterscheiden:

1. *viskose Strömung* - freie Weglänge viel kleiner als Leitungsquerschnitt (großer Druck), Stöße zwischen Teilchen mit Energie und Impulsaustausch dominant, Gas wird als Kontinuum behandelt, lokale Druckunterschiede führen zur Strömung
2. *Knudsen-Strömung* - Übergang zwischen molekularer und viskoser Strömung, Stöße zwischen Teilchen oder mit Leitungswand ähnlich häufig
3. *molekulare Strömung* - freie Weglänge sehr groß gegenüber Leitungsquerschnitt (kleiner Druck), Stöße zwischen Teilchen sehr selten \Rightarrow Teilchen fliegen unabhängig voneinander, d. h. zufällige ballistische Bewegung im Raum mit thermischer Energie, Stöße mit der Leitungswand führen zu Zickzackkurs

Die unterschiedlichen Strömungsformen können durch zwei Kennzahlen charakterisiert werden: Erstens die mittlere freie Weglänge der Gasteilchen im Bezug zur Leitungsgeometrie, die sogenannte Knudsenzahl Kn und Zweitens die Strömungsgeschwindigkeit des Gases in Relation mit der Leitungsgeometrie, die Reynolds-Zahl Re .

Im Folgenden werden diese beiden dimensionslosen Größen für die Strömung in einer Rohrleitung des Durchmessers d eingeführt. Die Knudsenzahl wird durch das Verhältnis aus mittlerer freier Weglänge \bar{l} und charakteristischer Geometrie definiert:

$$Kn := \frac{\bar{l}}{d} \quad (4.1)$$

Mit der Darstellung der mittleren freien Weglänge durch Druck p , Viskosität η und mittlerer Teilchengeschwindigkeit \bar{v} , die sich aus der Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung ergibt

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8 \cdot k \cdot T \cdot m_{mol}}{\pi \cdot V_{mol}}} \quad (4.2)$$

$$\bar{l} = \frac{\pi \cdot \bar{v} \cdot \eta}{4 \cdot p} \quad (4.3)$$

folgt

$$Kn = \frac{\pi \cdot \eta}{4 \cdot p \cdot d} \cdot \sqrt{\frac{8 \cdot k_B \cdot T \cdot m_{mol}}{\pi \cdot V_{mol}}} \quad (4.4)$$

Die Knudsenzahl ist somit umgekehrt proportional zum Druck. Bei kleinem Druck und damit molekularer Strömung ist die Knudsenzahl groß, bei viskoser Strömung ist sie klein. Der Übergang zwischen den verschiedenen Strömungsarten findet fließend statt.

$$0.01 > Kn \quad \text{viskose Strömung} \quad (4.5)$$

$$0.5 > Kn > 0.01 \quad \text{Knudsen-Strömung} \quad (4.6)$$

$$Kn > 0.5 \quad \text{molekulare Strömung} \quad (4.7)$$

In der Ionenstrahlführung herrscht der größte Druck in der Kammer mit der Ionenquelle. Angenommen sie benötigt einen Arbeitsdruck von $p = 1 \times 10^{-4}$ Pa und der Durchmesser der differentiellen Pumpstufe beträgt $d = 20$ mm erhält man mit $\eta = 18.2 \times 10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$, $T = 293 \text{ K}$, $M_{mol} = 0.029 \text{ kg mol}^{-1}$, $V_{mol} = 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ die Knudsenzahl:

$$Kn \approx 3304$$

Das heißt es herrscht molekulare Strömung durch die Pumpstufe.

Die zweite Kennzahl zur Charakterisierung der Strömungsart bringt die Strömungsgeschwindigkeit des Gases in Relation mit der Leitungsgeometrie. Im Bereich viskoser Strömung unterscheidet man zwischen laminarer und turbulenter Strömung. Das Einsetzen von Turbulenzen hängt bei bestimmter, über den Leitungsquerschnitt d gemittelter Strömungsgeschwindigkeit \bar{v}_s vom Verhältnis aus Reibungskraft ($\propto \eta$) und Trägheitskraft ($\propto \rho$) ab und wird über die dimensionslose Reynoldszahl beschrieben:

$$Re := \frac{\rho \cdot \bar{v}_s \cdot d}{\eta} \quad (4.8)$$

Sie gibt einen groben Anhaltspunkt welche Strömungsart überwiegend auftritt.

$$Re < 2300 \quad \text{laminare Strömung} \quad (4.9)$$

$$Re > 4000 \quad \text{turbulente Strömung} \quad (4.10)$$

Im Bereich molekularer Strömung hängt die über die Länge einer Rohrleitung gemittelt resultierende Geschwindigkeit der Gasteilchen hauptsächlich von der Leitungsgeometrie ab, weil der Teilchenimpuls nahezu konstant bleibt und die Teilchen einem unregelmäßigen Zickzackkurs beschreiben. Folglich ist die Teilchengeschwindigkeit von der Leitungsgeometrie abhängig, aber beeinflusst die Strömungsart nicht.

Das gesamte Experiment befindet sich in einem Druckbereich vom maximalen Arbeitsdruck der Ionenquelle $\approx 1 \times 10^{-6}$ mbar bis $\approx 1 \times 10^{-10}$ mbar im TrapRemi. Um das erforderliche Vakuum im TrapRemi zu erreichen, wird die Ionenstrahlführung in zwei Pumpstufen unterteilt. Mit diesem Konzept macht man sich die Widerstandswirkung einer dünnen Rohrleitung $l \gg d$ auf den Gasstrom zwischen zwei Vakuumkammern zu nutze, um mit jeder weiteren Pumpstufe ein besseres Vakuum erzeugen zu können.

Strömt Gas durch eine Rohrleitung, so ist die Volumenstromstärke nicht konstant über die gesamte Länge, sondern druckabhängig. Deshalb definiert man den sogenannten pV -Durchfluss als Produkt aus Druck p und Volumenstromstärke \dot{V} :

$$q_{pV} := p \cdot \dot{V} \quad (4.11)$$

Des Weiteren hat die Rohrleitung je nach Strömungsart und demnach auch Druckbereich einen anderen Strömungsleitwert C . Dieser wird durch das Verhältnis aus q_{pV} -Durchfluss und Druckunterschied Δp zwischen den beiden Enden definiert:

$$C := \frac{q_{pV}}{\Delta p} \quad (4.12)$$

Der q_{pV} -Durchfluss einer differentiellen Pumpstufe zwischen zwei Vakuumkammern ist somit:

$$q_{pV} = C \cdot \Delta p \quad (4.13)$$

Die q_{pV} -Stromstärke am Saugstutzen einer Vakuumpumpe nennt man Saugleistung \dot{Q} der Pumpe und ergibt sich aus dem Produkt aus Druck p und Saugvermögen S :

$$\dot{Q} = q_{pV, \text{Saugstutzen}} = p \cdot S(p) \quad (4.14)$$

Bereits im Hochvakuum ($Kn \gg 0.5$) um die Ionenquelle tritt ausschließlich molekulare Strömung auf. Für die Druckberechnungen zwischen differentiellen Pumpstufen ist deshalb nur der Leitwert molekularer Strömung für ein langes Rohr ($l \gg d$) zu bestimmen, weshalb an dieser Stelle auf eine allgemeine Beschreibung verzichtet wird. Ausführliche

Herleitungen und Beispiele finden sich in [Jousten, 2010, Kapitel 4].

Für den Leitwert bei molekularer Strömung C_{mol} gilt:

$$C_{mol} = C_{Blende} \times P_{langes\ Rohr} \quad (4.15)$$

$$= \frac{\bar{v} \cdot A}{4} \times \frac{4 \cdot d}{3 \cdot l} \quad (4.16)$$

$$= \frac{\bar{v} \cdot \pi \cdot d^3}{12 \cdot l} \quad (4.17)$$

Er ist das Produkt aus Blendenleitwert der Eintrittsöffnung C_{Blende} und Durchlaufwahrscheinlichkeit P eines Gasteilchens für ein Bauteil. Der Leitwert hängt demnach nur von der mittleren Teilchengeschwindigkeit \bar{v} und der Geometrie der Rohrleitung ab. Diese wird über die Eintrittsfläche A , Rohrlänge l und Rohrdurchmesser d beschrieben.

4.2 Berechnungen

In Abbildung 4.1 ist der Vakuumbereich schematisch dargestellt. Tabelle 4.1 zeigt die relevanten Eigenschaften der Vakuumkammern für die folgenden Rechnungen. Wie bereits erwähnt benötigt die verwendete Ionenquelle ein Vakuum in der Größenordnung von $\approx 1 \times 10^{-6}$ mbar und im TrapRemi wird ein Druck von $\approx 1 \times 10^{-10}$ mbar erwartet. Deshalb werden diese Werte als gegeben angenommen, wie auch die Saugleistung der verwendeten Vakuumpumpen. Die Innenwandflächen A_1 und A_2 dienen zur Abschätzung des Gasanfalls, der durch Desorption von Gasmolekülen aus den Innenwänden der Vakuumkammern entsteht (Desorptionsrate: $r_{des} = 5.33 \times 10^{-12} \text{ Pa m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$). Des Weiteren gelangen Gasmoleküle durch Mikrolecks in den Vakuumbereich. Mit den verwendeten CF und ISO-K Vakuumkomponenten ist eine Leckrate von $q_L = 2 \times 10^{-9} \text{ Pa m}^3 \text{ s}^{-1}$ als erreichbar anzunehmen. Der angegebene Durchmesser und die Länge der Pumpstufen entsprechen den verwendeten Bauteilen.

Im Folgenden soll nun berechnet werden, wie groß der q_{pV} -Durchfluss von Ionenquelle in Vakuumkammer 1 maximal sein darf, damit der Arbeitsdruck der Quelle noch erreicht werden kann und welcher Druck in Vakuumkammer 2 zu erwarten ist.

Nach Gleichung 4.14 folgt für den stationären Fall sehr langer Pumpzeit mit dem q_{pV} -

4 Vakuumberechnungen

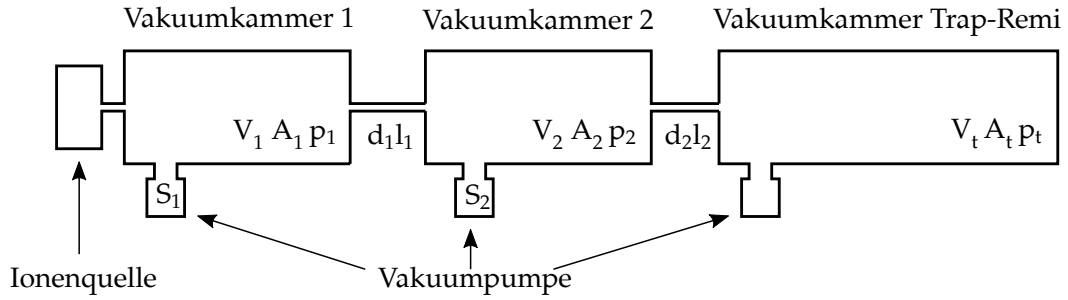


Abbildung 4.1: schematische Skizze des Vakuumbereichs von Ionenstrahlführung mit Quelle und TrapRemi

	Vakuumkammer 1	Vakuumkammer 2	TrapRemi
Druck:	$p_1 = 1 \times 10^{-4} \text{ Pa}$	p_2	$p_t = 1 \times 10^{-8} \text{ Pa}$
Saugvermögen:	$S_1 \approx 0.7 \text{ m}^3$	$S_2 \approx 0.35 \text{ m}^3$	
Fläche:	$A_1 \approx 2800 \text{ cm}^2$	$A_2 \approx 3791 \text{ cm}^2$	
Durchm. Pumpstufe:	$d_1 = 0.012 \text{ m}$	$d_2 = 0.010 \text{ m}$	
Länge Pumpstufe:	$l_1 = 0.121 \text{ m}$	$l_2 = 0.207 \text{ m}$	

Tabelle 4.1: Eigenschaften der Vakuumkantern

Fluss in die Vakuumkammer q_{in} und q_{pV} -Abfluss q_{out} :

$$S_{2,eff} = \frac{q_{in} - q_{out}}{p_2} \quad (4.18)$$

$$= \frac{q_L + A_2 \cdot r_{des} + q_{12} - q_{2t}}{p_2} \quad (4.19)$$

Für q_{12} und q_{2t} gilt nach 4.13:

$$q_{12} = \frac{\bar{v} \cdot \pi \cdot d_1^3}{12 \cdot l_1} \cdot (p_1 - p_2) \quad (4.20)$$

$$q_{2t} = \frac{\bar{v} \cdot \pi \cdot d_2^3}{12 \cdot l_2} \cdot (p_2 - p_t) \quad (4.21)$$

woraus für den Druck in der 2. Vakuumkammer folgt:

$$p_2 = \frac{q_L + A_2 \cdot r_{des} + C_{mol,12} \cdot p_1 + C_{mol,2t} \cdot p_t}{S_{2,eff} - C_{mol,12} - C_{mol,2t}} \quad (4.22)$$

$$\approx 5.6 \times 10^{-7} \text{ Pa} \quad (4.23)$$

Mit p_2 kann jetzt der maximale q_{pV} -Gasfluss von der Ionenquelle in Vakuumkammer eins für die oben genannten Annahmen berechnet werden. Aus 4.14 folgt für die erste Kammer:

$$S_{1,eff} = \frac{q_{in} - q_{out}}{p_1} \quad (4.24)$$

$$= \frac{q_{in} + q_L + A_1 \cdot r_{des} - q_{12}}{p_1} \quad (4.25)$$

Daraus ergibt sich für q_{in} :

$$q_{in} = p_1 \cdot S_{1,eff} + C_{mol,12} \cdot \Delta p_{12} - q_L - A_1 \cdot r_{des} \quad (4.26)$$

$$\approx 7 \times 10^{-5} \text{ Pa m}^3 \text{ s}^{-1} \quad (4.27)$$

Mit der Abschätzung des maximalen q_{pV} -Durchflusses von Ionenquelle in Vakuumkammer 1 kann berechnet werden, wie viel Gas maximal in die Ionenquelle strömen darf und ob die Quelle damit betrieben werden kann.

5 Simulationen Ionentrajektorien

In dieser Arbeit wurde SIMION 8.1.1.32 zur Simulation der Brennweite einer Einzellinse (5.3.1) und der Speichereffizienz des TrapRemis (5.3.2) verwendet. Im folgenden Kapitel wird kurz erklärt, wie die Simulationen mit SIMION durchgeführt wurden und anschließend werden in Abschnitt 5.3 die Ergebnisse der Simulationen präsentiert. Eine ausführliche Beschreibung der Funktionen, Numerischen Methoden und weiteren Möglichkeiten SIMION zu verwenden, finden sich im Nutzerhandbuch [Manura, 2011].

5.1 SIMION

SIMION ist eine Computersoftware die dazu verwendet wird, Ionenoptik mit elektrischen und/oder magnetischen Feldern zu simulieren. Sie wurde von D. C. McGilvery an der La Trobe University, Melbourne Victoria in Australien 1977 entwickelt. Komplexe ionenoptische Elemente oder sogar ganze Versuchsaufbauten können damit in 3D modelliert werden. Das Programm gibt dem Nutzer die Möglichkeit Elektrodengeometrien selbst zu definieren und mit zeitabhängigen Potentialkonfigurationen zu belegen, um Ionentrajektorien zu simulieren. Bei der Berechnung von Teilchenflugbahnen können Kollisionen und die Ladungsabstoßungen unter den Ionen berücksichtigt werden [Manura, 2011].

5.1.1 Definition Elektroden

Bevor die ersten Simulationen ablaufen können, muss eine 2D oder 3D „ion optics workbench“-Umgebung (IOB-Umgebung) erstellt werden. Im bis zu 8 km³ großen Arbeitsvolumen werden „potential arrays“ - kurz PA's - vom Nutzer festgelegt, auf denen

später elektrische Potentiale oder bestimmte Magnetfeldstärken definiert werden können [Manura, 2011, Kapitel 2.3, 4 und 5].

Im nächsten Schritt muss die „refine“-Funktion auf die PA's angewendet werden [Manura, 2011, Kapitel 6]. SIMION berechnet dann die Potentiale zwischen den PA's mit der Finite-Differenzen-Methode (siehe 5.1.2). Jetzt können die Elektroden in die IOB-Umgebung eingebunden und in den Simulationen verwendet werden.

5.1.2 Potentialberechnung

Um die Trajektorie geladener Teilchen in elektrischen oder magnetischen Feldern berechnen zu können, muss deren Feldstärke entlang der Flugbahn bekannt sein. Bei gegebenen Elektrodengeometrien ∂V und angelegten Spannungen f , sind die Potentiale $\Phi(\mathbf{r})$ im Raum V Lösungen eines Dirichlet'schen Randwertproblems:

$$\Delta\Phi(\mathbf{r}) = 0 \text{ in } V \quad (5.1)$$

$$\Phi(\mathbf{r}) = f \text{ auf } \partial V \quad (5.2)$$

Dieses vereinfacht sich noch, weil die Funktion f auf den Elektroden als konstant angenommen wird.

SIMION löst das Randwertproblem numerisch mit der Finite-Differenzen-Methode und verwendet zur Beschleunigung der Rechnungen ein „Successive Over-Relaxation“-Verfahren. [Manura, 2011, Anhang H.1 - H.11]

5.1.3 Trajektorieberechnung

Die Flugbahnberechnung von Ionen in den zuvor numerisch modellierten elektrischen und/oder magnetischen Potentialen erfolgt iterativ. Jeder Iterationsschritt entspricht einem Zeitschritt Δt und besteht aus folgenden unabhängigen Berechnungen:

1. wirkenden Kräfte an Position x_n für Schritt n : Coulombkraft, Lorentzkraft und, falls aktiviert, die resultierenden Kräfte zwischen geladenen Teilchen
2. wirkende Beschleunigung auf die Ionen und anschließend numerisch die Position x_{n+1} und Geschwindigkeit v_{n+1} für den Zeitschritt $n + 1$

3. Δt für Zeitschritt $n + 1$ wird angepasst um die Genauigkeit bei möglichst wenig Integrationsschritten zu maximieren

Als numerische Integrationsmethode wird ein Runge-Kutta-Verfahren 4. Ordnung verwendet [Manura, 2011, Anhang H.12 ff].

5.2 SIMION IOB

Ziel der Simulation von Ionenflugbahnen durch die Einzellinse und im TrapRemi ist es, eine Abschätzung zu erhalten, wie die Ionen in das TrapRemi durch die Einzellinse fokussiert werden müssen, damit sie dort möglichst lange und effizient gespeichert werden. Das bedeutet, dass alle Bauteile in SIMION nur soweit vereinfacht konstruiert werden dürfen, dass kein Einfluss auf den Potentialverlauf bei angelegter Spannung entsteht. Deshalb wurden lediglich die Vakuumkammern abstrahiert und sonst alle Maße 1:1 aus Konstruktionszeichnungen übernommen, um in SIMION die zylindersymmetrischen dreidimensionalen „potential arrays“ zu definieren.

Abbildung 5.1 zeigt die komplette iob-Umgebung bestehend aus Strahlführung und TrapRemi. Die Strahlführung (Abb. 5.2) in SIMION besteht aus drei Teilen:

1. Rohrstück NW 100 mm Länge: 430 mm
2. Einzellinse mit drei Zylinderelektroden (Abmessungen siehe 3.2.3)
3. Rohrstück NW 100 mm Länge: 900 mm

Anschließend folgt das TrapRemi (Abb. 5.3). Die Spiegelelektroden, MCP-Detektoren und Spektrometerelektroden sind mittig in einer Vakuumkammer mit Innenmaßen $19.2\text{ cm} \times 239\text{ cm}$ platziert. Der Ionenstrahl gelangt durch ein Loch mit Durchmesser 22 mm in die Falle.

Alle PA's welche die Vakuumkammern darstellen sind geerdet, folglich wird das Potential $V = 0$ angelegt. Das gleiche gilt für die MCP- und Spektrometerelektroden-PAs. Um den Einfluss der Einzellinse auf die Speicherfähigkeit der Falle zu untersuchen, wurden sie für diese Simulationen nicht berücksichtigt.

In Abbildung 5.4 ist der Potentialverlauf des linken Spiegels zu sehen. Die Spannung der Spiegelelektroden wird achsensymmetrisch zur Mittelachse der Falle angelegt. Über die ersten 13 Elektroden nimmt die Spannung linear von 5400 V bis 0 V in 450 V-Schritten ab.

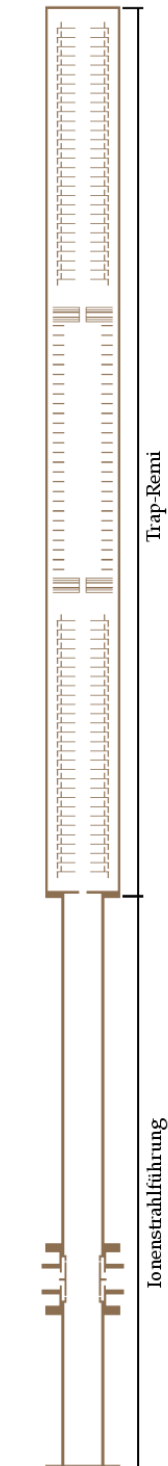


Abbildung 5.1: horizontaler Schnitt entlang der Symmetrieachse durch das Trap-Remi mit Strahlführung in SIMION

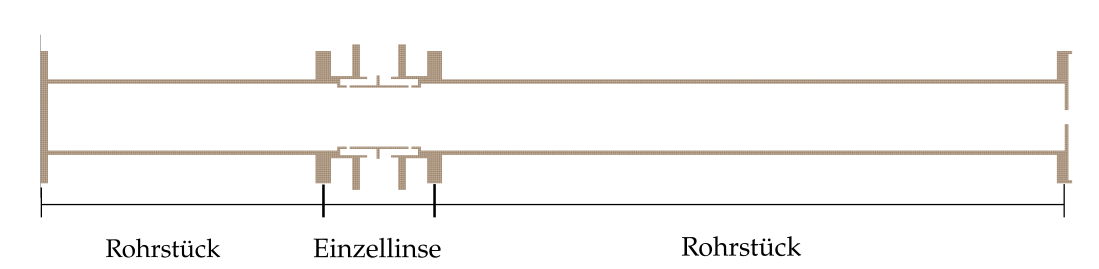


Abbildung 5.2: horizontaler Schnitt entlang der Symmetrieachse der Strahlführung in SIMION

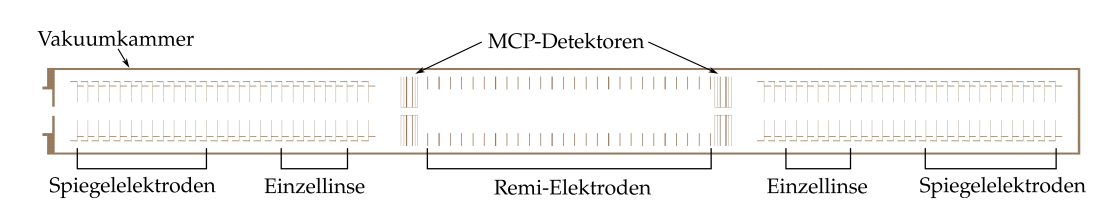


Abbildung 5.3: horizontaler Schnitt entlang der Symmetrieachse des TrapRemi in SIMION

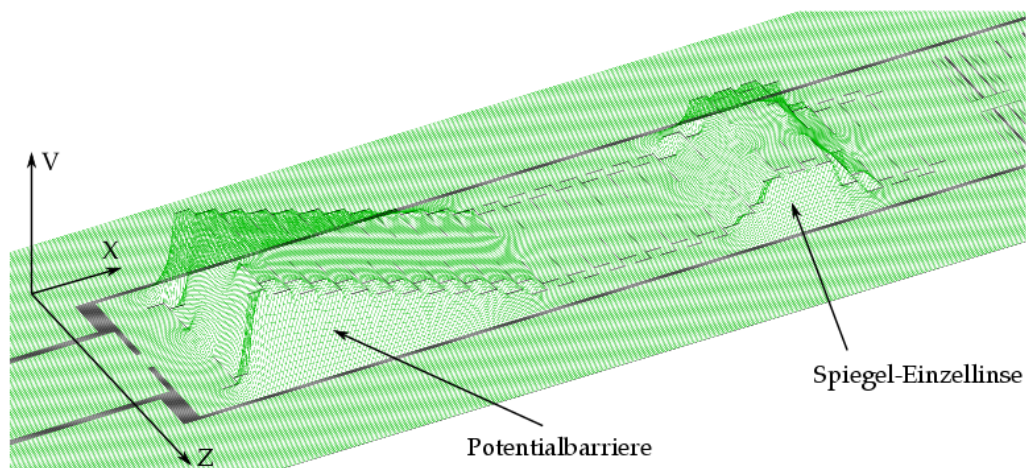


Abbildung 5.4: Potentialverlauf des linken Spiegels im TrapRemi in SIMION

Nach sechs geerdeten Spiegelelektroden folgt die Einzellinse des Spiegels. Sie besteht aus fünf Elektroden mit der Potentialkonfiguration $\frac{1}{3}V_E - V_E - V_E - V_E - \frac{1}{3}V_E$ gefolgt von den letzten beiden geerdeten Spiegelelektroden.

Damit im Experiment die Ionen in die Falle geladen werden können, wird die erste Spiegelelektrode des Spiegels der Einlassseite für diesen Zeitraum auf das Potential des Zweiten gesetzt. So wird es auch in SIMION gehandhabt. In Abbildung 5.5 ist der von SIMION berechnete Potentialverlauf entlang der Mittelachse über die Gesamte Länge von Strahlführung und TrapRemi gegen den Ort aufgetragen. In beiden Plots sind die

Einzellinse (Peak bei 515.5 mm) und die beiden Spiegel bestehen aus Potentialbarriere (Peaks bei 1664.4 mm bzw. 1633.5 mm und 3886.8 mm) und Fokuselement (Peaks bei 2171.2 mm und 3348.2 mm) gut zu erkennen. Im linken Plot ist das Potential für den Zeitraum in dem Ionen in die Falle geladen werden aufgezeichnet. Das Maximum ist um 551.8 V niedriger und liegt 30.9 mm näher an der Fallenmitte. Im rechten Plot sind die Potentiale symmetrisch angelegt. Auffällig ist, dass trotzdem die Maxima der Potentialbarrieren nicht gleich sind. Auf der Seite des Einlasses ist es um 0.2 V geringer. Dies liegt vermutlich an der Öffnung durch die die Ionen in die Falle gelangen. Sie sorgt dafür, dass die Vakuumkammer leicht asymmetrisch ist und erzeugt dadurch einen asymmetrischen Potentialverlauf.

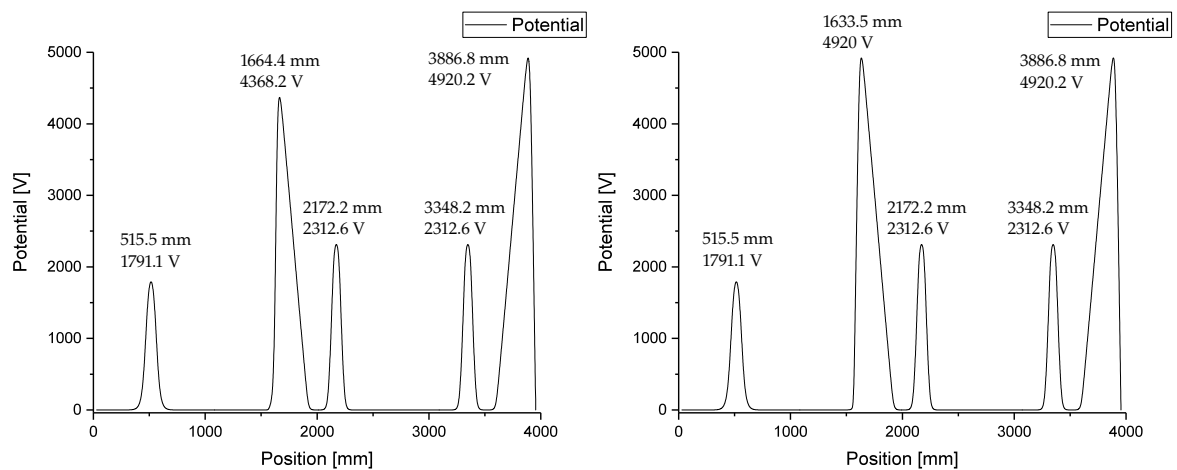


Abbildung 5.5: Potentialverlauf entlang der Mittelachse von Strahlführung und TrapRemi mit abgeklapptem Spiegel (links) und im Speicherzustand (rechts)

5.3 Ergebnisse Simulationen

Die Ergebnisse der aufgezeichneten Daten werden im folgenden präsentiert. Zur Datenauswertung wurden MATLAB und OriginLab verwendet.

5.3.1 Brennweite Einzellinse

Zunächst wurde die Brennweite der Einzellinse (3.2.3) in Abhängigkeit von der angelegten Spannung an die Hauptelektrode und der kinetischen Energie der Ionen bestimmt. Ziel ist es, mit den folgenden Ergebnissen den optimalen Fokusspunkt der Ionen im TrapRemi, unabhängig von der Position der Linse in der Ionenstrahlführung, einstellen zu können.

Alle simulierten Ionen starten aus einer homogenen Kreisverteilung in der y-z-Ebene und fliegen zunächst in x-Richtung parallel zur Achse der Strahlführung. Die Kreisverteilung befindet sich bei $x = 30$ mm und hat einen Radius von 3 mm (vgl. Abb. 5.4). Sie haben folgende Eigenschaften:

$$\text{Masse: } m = 40 \text{ u}$$

$$\text{Ladung: } e = 1 e$$

$$\text{Energie: } E_{kin} = 1000 \text{ eV} - 6000 \text{ eV}$$

Die Teilchen werden unabhängig voneinander simuliert d. h. die Trajektorien werden nacheinander jeweils bis zur gewählten maximalen Flugzeit berechnet und die Coulombwechselwirkung zwischen den Ionen wird nicht berücksichtigt.

Aufgrund der Radialsymmetrie der Einzellinse sowie der gewählten Startverteilung und Flugrichtung erwartet man, dass der Fokusspunkt im TrapRemi der Bereich ist, in dem die Ionenflugbahn zum ersten mal die x-Achse schneidet. Abbildung 5.6 zeigt den Fokusbereich für 1800 V Einzellinsenspannung und $E_{kin} = 4800$ eV. Die Ionen werden wie erwartet exakt auf die x-Achse fokussiert, allerdings nicht gleichmäßig über die gesamte Länge von $x_{min} = 2147.6$ mm bis $x_{max} = 2152.8$ mm verteilt. Die stark variierenden Teilchendichten entlang des Fokus entstehen vermutlich durch radiale Variationen des Potentialgradienten in der Mittelelektrode der Einzellinse. In der klassischen Optik

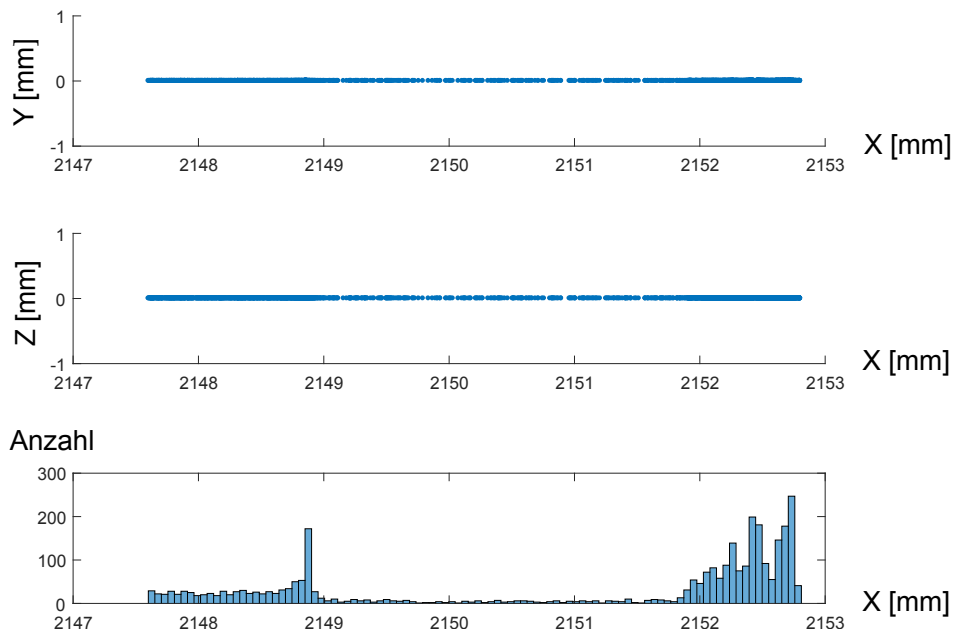


Abbildung 5.6: Fokusbereich der Einzellinse in x-z- und x-y-Ebene und Histogramm entlang der x-Achse bei 1800 V für Ionen mit $E_{kin} = 4800$ eV

bezeichnet man diesen Effekt als sphärische Aberration einer Linse. Da diese Simulationen in erster Linie als Justierhilfe der Einzellinse gedacht sind, ist es ausreichend den Fokuspunkt als den Mittelwert aus x_{min} und x_{max} mit der Unsicherheit $\pm \frac{x_{max} - x_{min}}{2}$ zu definieren. Die Variation des ca. 5 mm langen Fokusbereichs wurde deshalb nicht genauer untersucht.

Die Brennweite ist abhängig von der kinetischen Energie der Ionen, der Spannung an der Mittelelektrode der Einzellinse und dem Winkel in dem die Ionen auf die Linse treffen. Die Winkelabhängigkeit wurde bei diesen Simulationen nicht berücksichtigt. In Abbildung 5.7 ist die Brennweite der Einzellinse für Ionen mit der Energie zwischen 1000 eV und 6000 eV in 50 eV-Schritten gegen die angelegte Spannung an die Hauptelektrode der Linse aufgetragen. Je größer die kinetische Energie der Ionen, desto größer muss auch die elektrische Feldstärke sein, um eine Fokussierung auf den selben Punkt zu bewirken. Für eine Brennweite von $f = 2000$ mm steigt die benötigte Spannung von 334 V bei 1000 eV linear bis auf 1992 V für Ionen mit 6000 eV Bewegungsenergie.

Bleibt letztere konstant, nimmt die Brennweite mit zunehmender Spannung ab. In Abbildung 5.8 zeigt sich diese Abhängigkeit bei konstanter Ionenenergie von 4800 eV. Die Brennweite sinkt von 2775 mm bis auf 45 mm für Einzellinsenspannungen von 1400 V bis 5000 V in 50 V Schritten. Der Abfall ist proportional zu $V^{-2.5}$. Einen funktionellen

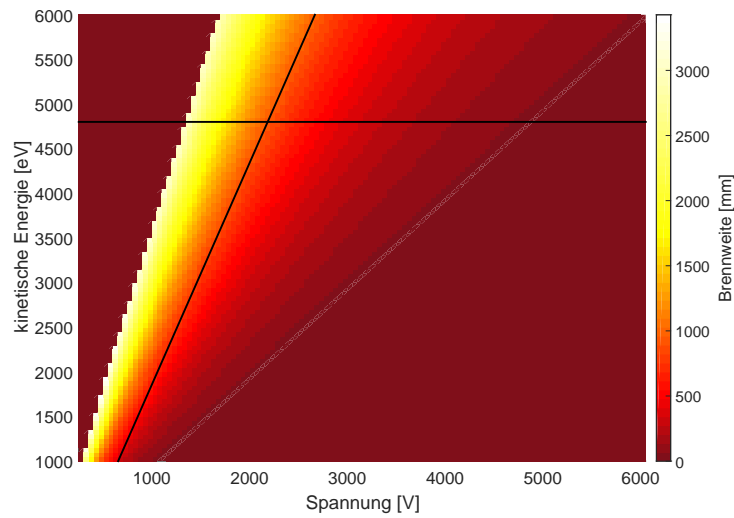


Abbildung 5.7: Brennweite der Einzellinse abhängig von der kinetischen Energie der Ionen und der angelegten Spannung. Der Verlauf der Brennweite entlang der horizontalen Linie ist in Abb. 5.8 zu sehen. Die zweite Gerade entspricht Abb. 5.9

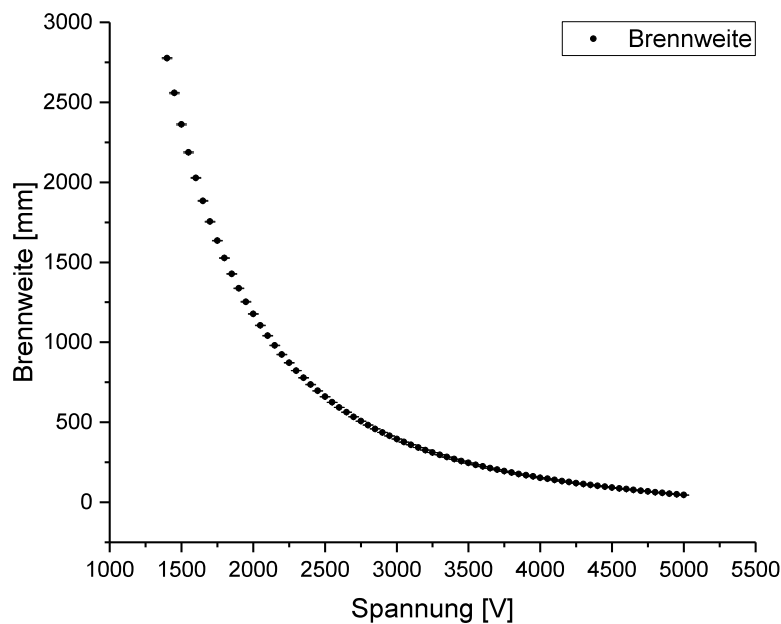


Abbildung 5.8: Brennweite der Einzellinse aufgetragen gegen die angelegte Spannung von 1000 V bis 5000 V für $E_{kin} = 4800$ eV

Zusammenhang durch einen physikalisch sinnvollen Fit zu ermitteln war nicht möglich.

Im Plot 5.9 ist die kinetische Energie der Ionen gegen die Einzellinsenspannung für die feste Brennweite $f = 1250$ mm aufgetragen. Das entspricht einem horizontalen Schnitt auf Höhe 1250 mm in Diagramm 5.7. Als Fitfunktion wurde die allgemeine Geradengleichung verwendet. Die Anpassung liefert folgendes Ergebnis:

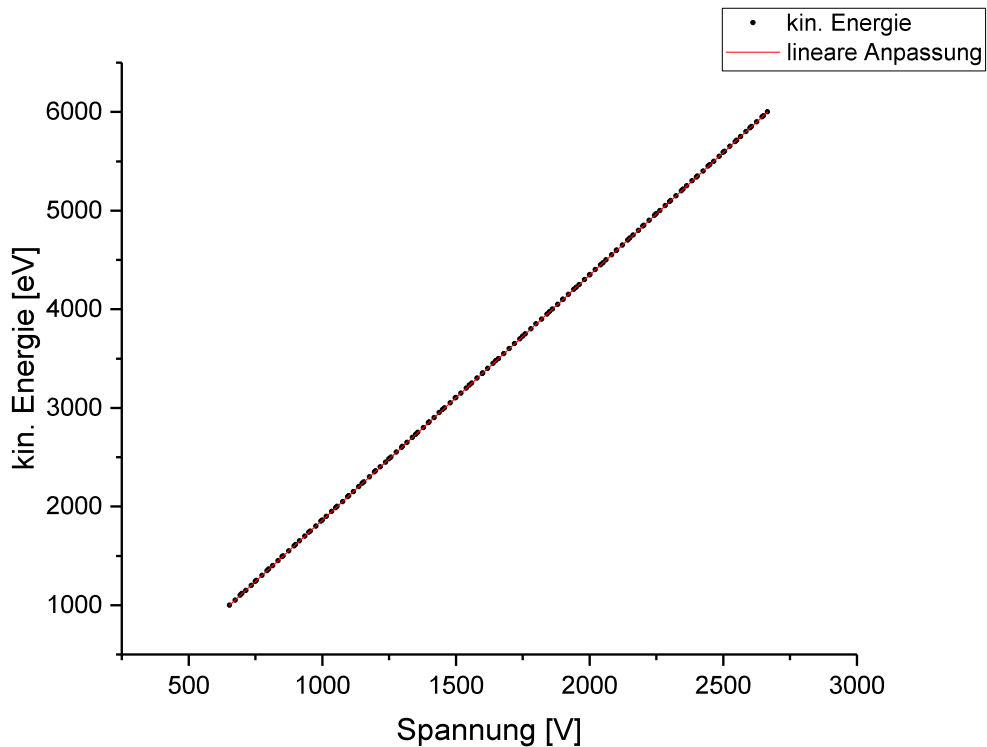


Abbildung 5.9: Kinetische Energie der Ionen aufgetragen gegen die Einzellinsenspannung bei einer Brennweite von 1250 mm

$$y = (2.4848 \pm 0.0001) \frac{\text{eV}}{\text{V}} \cdot x - (623.6 \pm 0.3) \text{eV} \quad (5.3)$$

Die Steigung der Fitgeraden hat einen relativen Fehler von nur 0.004 %. Die gute Anpassung an die Daten bestätigt das erwartete Verhalten, dass die Brennweite der Einzellinse nur vom Verhältnis $E_{kin}/\text{Spannung}$ der Ion abhängt, wenn sie im 90° Winkel auf die Linse treffen, wie Plot 5.10 zeigt. Für jede Brennweite aus der Simulation für Abbildung 5.7 wurde das Verhältnis aus Bewegungsenergie der Ionen und Einzellinsenspannung berechnet und in Diagramm 5.10 eingezeichnet. Es zeigt sich, dass zu jedem Wert zwischen $E_{kin}/\text{Spannung} = 1$ und $E_{kin}/\text{Spannung} = 3.75$ eindeutig eine Brennweite zugeordnet werden kann. Ist die Energieverteilung des Ionenstrahls und dessen bestmöglicher Fokuspunkt für maximale Speichereffizienz im TrapRemi bekannt, kann mit den Daten aus 5.10

die anzulegende Einzellinsenspannung für eine beliebige Position der Linse in der Strahlführung berechnet werden. Eine Anpassung der Funktion

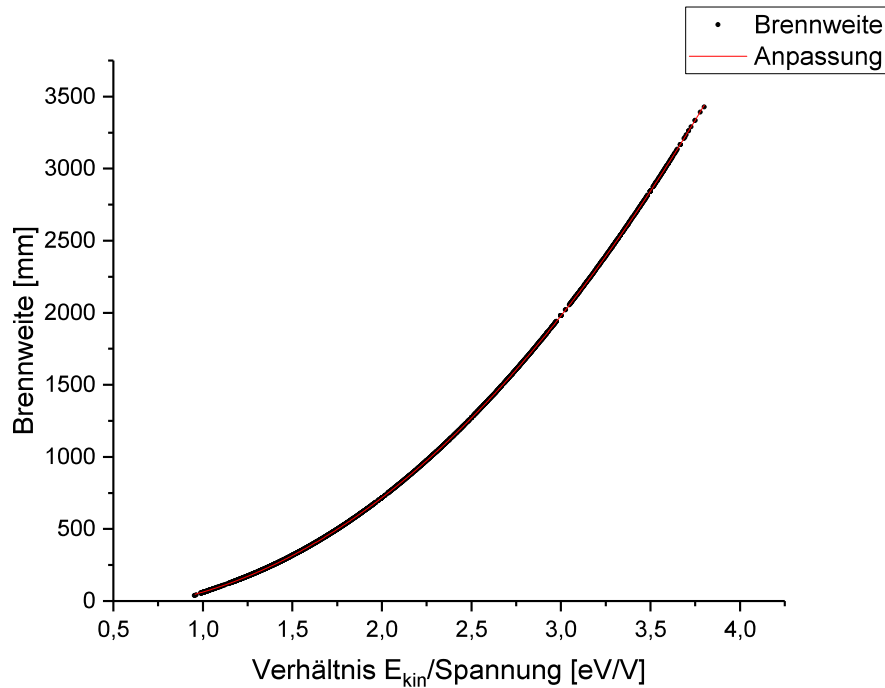


Abbildung 5.10: Brennweite gegen das Verhältnis aus kinetischer Energie und Einzellinsenspannung aufgetragen

$$y = a \cdot (x - b)^c + d \quad (5.4)$$

liefert folgendes Ergebnis:

$$a = (264.4 \pm 0.6) \text{ mm V eV}^{-1}$$

$$b = (0.322 \pm 0.002) \text{ eV V}^{-1}$$

$$c = 2.071 \pm 0.001$$

$$d = (-55.3 \pm 0.4) \text{ mm}$$

$$\chi_{red}^2 = 0.9687$$

Der Fit liefert ein aussagekräftiges Ergebnis, weil die relativen Fehler der Parameter alle unter 0.7% liegen und auch der Wert für χ^2 -reduziert nur geringfügig von eins abweicht.

5.3.2 Speichereffizienz

Für einen effizienten Betrieb des TrapRemi ist es wichtig die Einzellinse so einzustellen, dass so viele Teilchen wie möglich in der Falle gespeichert werden können. Besonders bei Ionenquellen mit niedriger Stromdichte ist eine hohe Speichereffizienz die Grundlage um aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten.

Die Simulationen der Anzahl der gespeicherten Ionen in der Falle in Abhängigkeit der Einzellinsenspannung wurden in der bereits beschriebenen IOB-Umgebung in Kapitel 5.2 durchgeführt. Die maximale Spiegelspannung beträgt 5400 V und nimmt linear in 450 V-Schritten ab. Für die Potentiale des TrapRemi wurde bereits in vorangegangenen Simulationen mit SIMION das optimale Potential $V_E = 2400$ V bestimmt. Für den Zeitraum in dem die Ionen in die Falle gelangen können, ist das Potential der ersten Spiegelelektrode auf der Einlassseite auf 4950 V gesetzt (vgl. 5.5).

Die simulierten Ionen sind in der y - z -Ebene um die x -Achse gaußverteilt mit Standardabweichung 1.5 mm in y - und z -Richtungen. Sie starten bei $x = 30$ mm in x -Richtung mit einer Kegel-Winkelverteilung. Das heißt je weiter die Startposition der Teilchen von der x -Achse entfernt ist, desto größer ist der Winkel den die Ionen mit ihr einschließen. Der angegebene halbe Öffnungswinkel α bezieht sich auf einen radialen Abstand von $r = 1.5$ mm. Folgende Teilcheneigenschaften wurden angenommen:

$$\text{Masse: } m = 40 \text{ u}$$

$$\text{Ladung: } e = 1 e$$

$$\text{Energie: } E_{kin} \text{ gaußverteilt}$$

$$\mu = 4800 \text{ eV}, \sigma = 1 \text{ eV}$$

Die Teilchen werden unabhängig voneinander simuliert d. h. die Trajektorien werden nacheinander jeweils bis zur gewählten maximalen Simulationszeit berechnet und die Coulombwechselwirkung zwischen den Ionen wird nicht berücksichtigt. Startpositionsverteilung und Energie sind bei den folgenden Ergebnissen immer dieselben, nur der Winkel zur Strahlachse wurde geändert.

Die Anzahl der gespeicherten Ionen wurde für verschiedenen halbe Öffnungswinkel und Einzellinsenspannungen von $V = 1400$ V bis $V = 2600$ V ermittelt. In Abbildung 5.11 ist der prozentuale Anteil der gespeicherten Ionen gegen die Einzellinsenspannung und

Flugzeit aufgetragen.

Mit zunehmendem halben Öffnungswinkel wird das recht breite Plateau von 100 % Speicherrate zwischen 1900 V und 2150 V bei 0° halben Öffnungswinkel etwas kleiner und verschiebt sich zu höheren Einzellinsenspannungen (2200 V bis 2400 V) bei $\alpha = 2.0^\circ$.

Aufgrund der Simulationsergebnisse ist zu erwarten, dass die optimale Spannung für die Einzellinse in der Ionenstrahlführung je nach Winkelverteilung des Ionenstrahls in einem Bereich von ca. 200 V liegt und deshalb relativ einfach einzustellen ist.

Bei den Simulationsergebnissen ist auffällig, dass bereits nach einer simulierten Flugzeit von $200 \mu\text{s}$ ca. 95 % der gespeicherten Teilchen feststehen. Die nicht gespeicherten Ionen verlassen die Falle nicht kontinuierlich über einen gewissen Zeitraum sondern der Großteil fliegt bereits nach kurzer Zeit aus dem TrapRemi.

Wie bereits erwähnt, kann die anzulegende Spannung an die Fokuselektrode mit der

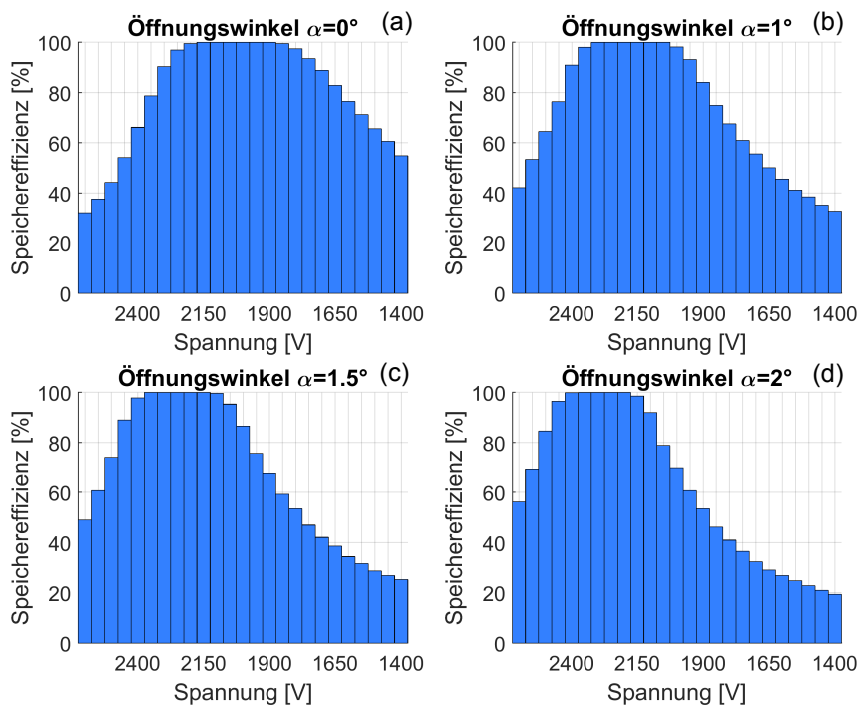


Abbildung 5.11: Speichereffizienz gegen Einzellinsenspannung aufgetragen für gaußförmigen Ionenstrahl ($\sigma_{y,z} = 1.5\text{mm}$) mit Kegelwinkelverteilung bei halben Öffnungswinkel $\alpha = 0^\circ, 1.0^\circ, 1.5^\circ, 2.0^\circ$

Gleichung 5.4 berechnet werden, wenn die mittlere kinetische Energie der Ionen im Strahl und die Brennweite für maximale Speicherzeit bekannt sind. In Abbildung 5.12 ist die Speichereffizienz für eine Winkelverteilung von $\alpha = 1.0^\circ$ mit dem Potentialverlauf aus

Abbildung 5.5 (links) gegen den Ort aufgetragen. Dazu wurde der Fokuspunkt der Einzellinse, wie in 5.3.1 beschrieben, für die Speichereffizienzwerte aus Diagramm 5.11 (b) bestimmt. Die Fehlerbalken der Datenpunkte markieren die maximale und minimale Ausdehnung des Fokusbereichs.

Liegt der Fokus der Einzellinse zwischen 1455.7 mm und 1860.6 mm, werden alle simu-

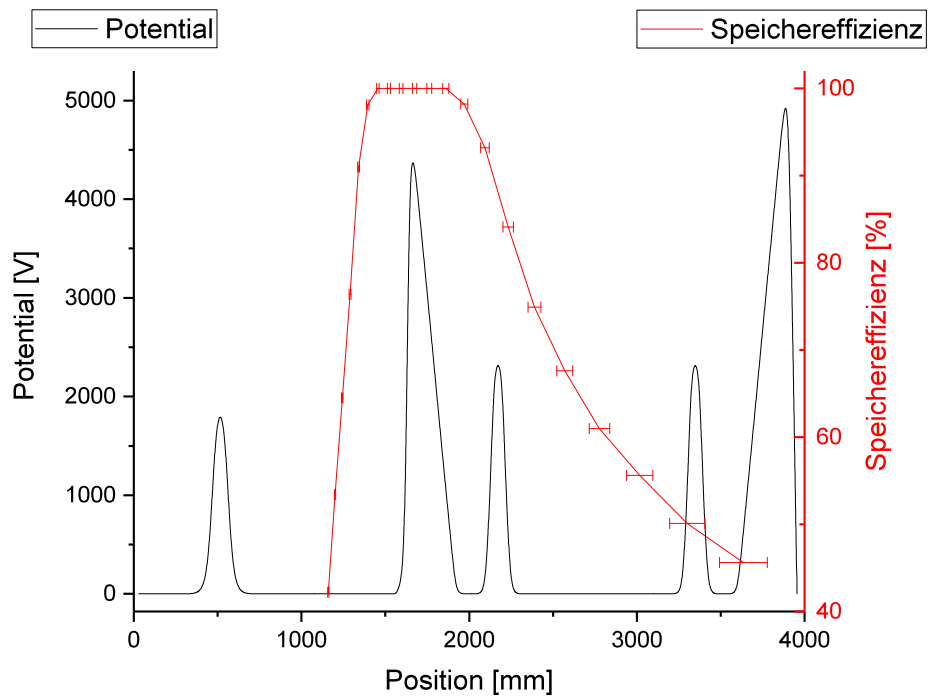


Abbildung 5.12: Potentialverlauf entlang der Mittelachse von Strahlführung und TrapRemi mit abgeklapptem Spiegel und Speichereffizienz des TrapRemi gegen den Ort aufgetragen.

lierten Ionen in der Falle gespeichert. Das Plateau befindet sich nahezu symmetrisch um den Peak des Spiegelpotentials. Liegt der Strahlfokus in diesem Bereich, werden die Ionen vermutlich weniger durch das Spiegelpotential beeinflusst, weil sie sich näher an der Mittelachse des Spiegels befinden. Dort ist der Potentialgradient gleich Null und es wirkt keine transversale Kraftkomponente auf die Ionen. Mit zunehmendem Abstand steigt die aus dem ansteigenden Feldgradienten resultierende Kraft in Richtung Mittelachse und die Fokussierwirkung steigt. Je kleiner der Strahldurchmesser im Spiegelpotential, desto geringer ist die Wirkung auf den Ionenstrahl und desto mehr Ionen können gespeichert werden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Simulationen der Brennweite einer Einzellinse und der Speichereffizienz des TrapRemi mit dem Programm SIMION durchgeführt. Darüber hinaus wurde das Design der Ionenstrahlführung für das TrapRemi mitentwickelt und bei der Montage des Experiments mitgearbeitet. Außerdem wurde das zu erwartende Vakuum in der Strahlführung durch Rechnungen abgeschätzt. Diese werden in Abschnitt 4.2 aufgeführt und bestätigen das mit den gewählten Pumpstufen, Vakuumkomponenten und Vakuumpumpen, die benötigten Drücke erreicht werden können.

Die Ergebnisse der Simulationen zur Brennweite der Einzellinse werden in Abschnitt 5.3.1 diskutiert. Sie zeigen, dass der Fokuspunkt der Linse nur vom Verhältnis aus kinetischer Energie der Ionen und der Einzellinsenspannung abhängig ist. Mit Hilfe der an die Daten angepassten Funktion kann die einzustellende Spannung, für eine bestimmte Brennweite der Linse, berechnet werden. In Abschnitt 5.3.2 wurde die Speichereffizienz des TrapRemi für verschiedene Einzellinsenspannungen und Winkelverteilungen des Ionenstrahls untersucht. Die optimale Spannung verschiebt sich mit größer werdender Winkelverteilung von 1900 V bis 2150 V zu 2200 V bis 2400 V.

Die Optimierung der Speichereffizienz bietet noch weiteres Potential. Zum Beispiel könnte der Überlapp zwischen dem transversalen Phasenraum des Ionenstrahls und dem des TrapRemi maximiert werden. Zur Phasen Anpassung von Strahl und Falle müsste untersucht werden welche Auswirkungen das Spiegelpotential, das die Ionen beim Eintritt in die Falle durchlaufen, auf den Phasenraum hat, um dann die Position der Einzellinse und die angelegte Spannung zu optimieren. Die Montage der Ionenstrahlführung befindet sich aktuell (10.04.17) kurz vor dem Abschluss. Geplant ist, dass noch im April 2017 die Strahleigenschaften der verwendeten Ionenquelle vermessen werden.

Literaturverzeichnis

- Blaum, K. (2006). High-accuracy mass spectrometry with stored ions. *Physics Reports*, 425(1):1 – 78.
- Cörlin, P. (2015). *Tracing ultra-fast molecular dynamics in O₂⁺ and N₂⁺ with XUV-IR pump-probe experiments*. phdthesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg.
- Demtröder, W. (2013). *Geometrische Optik*, chapter 9, pages 265 – 268. Springer, Berlin, Heidelberg, 6.,überarb. u. akt. aufl. 2013 edition.
- Dorn, A., Moshhammer, R., Schröter, C. D., Zouros, T. J. M., Schmitt, W., Kollmus, H., Mann, R., and Ullrich, J. (1999). Double ionization of helium by fast electron impact. *Phys. Rev. Lett.*, 82:2496 – 2499.
- Ergler, T., Rudenko, A., Feuerstein, B., Zrost, K., Schröter, C. D., Moshhammer, R., and Ulrich, J. (2005). Time-resolved imaging and manipulation of h₂ fragmentation in intense laser fields. *Phys. Rev. Lett.*, 95:093001.
- Fechner, L. (2014). *High resolution experiments on strong-field ionization of atoms and molecules: test of tunneling theory, the role of doubly excited states and channel-selective electron spectra*. phdthesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg.
- Gopal, R. (2010). *Electron Wave Packet Interferences in Ionization with Few-Cycle Laser Pulses and the Dissociative Photoionization of D₂ with Ultrashort Extreme Ultraviolet Pulses*. phdthesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg.
- Hinterberger, F. (1997). *Ionenoptik mit elektrostatischen Linsen*, chapter 5, pages 197 – 216. Springer, Berlin, Heidelberg, 1. auflage, nicht akt. edition.
- Jousten, K., editor (2010). *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*. Praxis. Vieweg + Teubner, Wiesbaden, 10 überarb. u. erw. aufl. edition.

- Köhler, F., Blaum, K., Block, M., Chenmarev, S., Eliseev, S., Glazov, D. A., Goncharov, M., Hou, J., Kracke, A., Nesterenko, D. A., Novikov, Y. N., Quint, W., Ramirez, E. M., Shabaev, V. M., Sturm, S., Volotka, A. V., and Werth, G. (2016). Isotope dependence of the zeeman effect in lithium-like calcium. *Nature Communications*, 7:10246.
- Manura, D. (2011). *SIMION® Version 8.0/8.1 User Manual*. Scientific Instrument Services, document revision 5 edition.
- Moshhammer, R., Ullrich, J., Unverzagt, M., Schmidt, W., Jardin, P., Olson, R. E., Mann, R., Dörner, R., Mergel, V., Buck, U., and Schmidt-Böcking, H. (1994). Low-energy electrons and their dynamical correlation with recoil ions for single ionization of helium by fast, heavy-ion impact. *Phys. Rev. Lett.*, 73:3371 – 3374.
- Rudenko, A., Jiang, Y. H., Kurka, M., Kühnel, K. U., Foucar, L., Herrwerth, O., Lezius, M., Kling, M. F., Schröter, C. D., Moshhammer, R., and Ullrich, J. (2010). Exploring few-photon, few-electron reactions at flash: from ion yield and momentum measurements to time-resolved and kinematically complete experiments. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 43(19):194004.
- Ullrich, J., Moshhammer, R., Dorn, A., Dörner, R., Schmidt, L. P. H., and Schmidt-Böcking, H. (2003). Recoil-ion and electron momentum spectroscopy: reaction-microscopes. *Reports on Progress in Physics*, 66(9):1463–1545.
- Weber, T., Weckenbrock, M., Staudte, A., Spielberger, L., Jagutzki, O., Mergel, V., Afaneh, F., Urbasch, G., Vollmer, M., Giessen, H., and Dörner, R. (2000). Recoil-ion momentum distributions for single and double ionization of helium in strong laser fields. *Phys. Rev. Lett.*, 84:443 – 446.
- Zajfman, D., Heber, O., Vejby-Christensen, L., Ben-Itzhak, I., Rappaport, M., Fishman, R., and Dahan, M. (1997). Electrostatic bottle for long-time storage of fast ion beams. *Phys. Rev. A*, 55:R1577 – R1580.
- Zajfman, D., Rudich, Y., Sagi, I., Strasser, D., Savin, D., Goldberg, S., Rappaport, M., and Heber, O. (2003). High resolution mass spectrometry using a linear electrostatic ion beam trap. *International Journal of Mass Spectrometry*, 229(1–2):55 – 60.
- Zewail, A. H. (2000). Atomic-scale dynamics of the chemical bond. *The Journal of Physical Chemistry A*, 104(24):5660–5694.

Danksagung

Ich möchte mich bei allen herzlich bedanken, die mich während des Studiums an der Uni Heidelberg und bei dieser Arbeit unterstützt haben.

Vielen Dank an Prof. Dr. Thomas Pfeifer, für die Möglichkeit in Ihrer Abteilung in der Gruppe von Priv.-Doz. Dr. Robert Moshhammer meine Bachelorarbeit zu schreiben. Es war ein toller und bereichernder Einblick in die Forschung am MPIK.

Vielen Dank Frans für deine überragende Betreuung! Danke dafür, dass du jederzeit meine Fragen beantwortet hast und dir immer Zeit genommen hast, um mit mir über Probleme oder Ergebnisse zu diskutieren. Danke für alle Anregungen, Korrekturen und all die blöden Sprüche. Ich habe immer gerne mit dir zusammengearbeitet. Cheers!

Großes Danke auch an Georg und Severin für das Korrekturlesen und eure fundierten Kommentare zu meiner Arbeit.

Ebenso möchte ich mich bei Thomas Weber aus der Konstruktionsabteilung für die unkomplizierte Zusammenarbeit und die Konstruktionszeichnungen in meiner Bachelorarbeit bedanken, sowie bei Christian Kaiser und Bernd Knappe für die technische Unterstützung.

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 10. April 2017,

.....