

Inaugural-Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften
vorgelegt beim Fachbereich 07
(Mathematik und Informatik, Physik, Geographie)
der Justus-Liebig-Universität Gießen

**Aufbau und Erprobung eines Energie-Scansystems
zur Messung von Wirkungsquerschnitten der
Elektronenstoßionisation von Ionen**

*Setup and Test of an Energy Scan System for Measurements of
Cross Sections for Electron-Impact Ionization of Ions*

von

Björn Michel Döhring

**I. Physikalisches Institut
AG für Atom-, Plasma- und Raumfahrtphysik**

2022

Dekan: Prof. Dr. Stefan Hennemann
Erstgutachter: Prof. Dr. Stefan Schippers
Zweitgutachter: Prof. Dr. Kai-Thomas Brinkmann
Datum: 17.01.2022

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen & Experiment	5
2.1	Elektronenstoßionisation	5
2.1.1	Direkte Ionisation	6
2.1.2	Anregung-Autoionisation	7
2.1.3	Resonante Prozesse: REDA und READI	8
2.1.4	Mehrfache Ionisation	9
2.2	„Crossed-Beams“-Experiment	12
2.3	Erzeugung von Primärionen	16
2.4	Messverfahren für Absolutmessungen	29
3	Hochleistungs-Elektronenkanone	33
3.1	Aufbau der Elektronenkanone bis 3500 eV	34
3.1.1	Kathode der Elektronenkanone	38
3.1.2	Elektroden der Elektronenkanone	40
3.2	Elektronenstromkorrektur	45
3.3	Technische Änderungen	46
3.4	Weiterentwicklung zum transversalen Elektronentarget für FAIR/GSI	47
4	Charakterisierung der Elektronenkanone mit neuer Fokussierelektrode	51
4.1	Emissionsstrom	53
4.2	Transmission des Elektronenstrahls	56
4.3	Simulationen	65
5	Inbetriebnahme der neuen Ansteuerung & Scansystem	77
5.1	Motivation für fein-aufgelöste Scanmessungen	78
5.2	Aufbau & Funktion von Ansteuerung/Energie-Scansystem	78
5.2.1	Sicherheitsmechanismen	89

5.3	Energiekalibrierung	91
5.3.1	Auswertung der Helium-Scans	93
5.4	Vorbereitende Test- & Kalibrierungsmessungen	99
5.4.1	Scanmessung Einfachionisation von Xe^{6+}	99
5.4.2	Scanmessung Einfachionisation von Xe^{9+}	100
5.4.3	Scanmessung Einfachionisation von O^{5+}	101
6	Elektronenstoßionisation von Xenonionen	105
6.1	Einfachionisation von Xe^{5+}	106
6.2	Einfachionisation von Xe^{6+}	108
6.3	Doppelionisation von Xe^{6+}	113
6.4	Dreifachionisation von Xe^{6+}	116
6.4.1	Vergleich der untersuchten Reaktionen von Xe^{6+}	118
6.5	Einfachionisation von Xe^{8+}	119
7	Elektronenstoßionisation von Lanthanionen	127
7.1	Einfachionisation von La^{1+}	128
7.2	Doppelionisation von La^{1+}	130
7.3	Dreifachionisation von La^{1+}	133
7.3.1	Vergleich der untersuchten Reaktionen von La^{1+}	135
8	Zusammenfassung & Ausblick	137
A	Experimentelle Details der Wirkungsquerschnittsmessungen	141
A.1	Absolutmessungen	141
A.2	Scanmessungen	143
B	Numerische Werte	145
B.1	Messdaten der Absolutmessungen von Xenonionen	145
B.2	Messdaten der Absolutmessungen von Lanthanionen	149
C	Schaltpläne	153
C.1	Schaltplan der Verteilerplatte in Rack 2	154
C.2	Stromverlaufsplan von Rack 1 und 2	156
C.3	Änderungen an Sensorbox	158
C.4	Schaltplan Verdampferofen	159
D	Code-Listings	161
D.1	Python Fit-Funktion für Origin	161

Literaturverzeichnis	163
Abbildungsverzeichnis	171
Tabellenverzeichnis	175
Danksagung	177
Selbstständigkeitserklärung	179

Abkürzungsverzeichnis

BaO	Bariumoxid
Ce	Cer
CO₂	Kohlenstoffdioxid
C	Kohlenstoff
Eu	Europium
H₂O	Wasser
He	Helium
H	Wasserstoff
La	Lanthan
Mo	Molybdän
N	Stickstoff
OH	Hydroxid
O	Sauerstoff
Tm	Thulium
Xe	Xenon
ca.	circa
CADW	Configuration-Average Distorted-Wave
DAC	Digital-Analog-Wandler <i>(digital-to-analog-converter)</i>
DC	Gleichstrom <i>(direct current)</i>
DDI	direkte Doppelionisation <i>(direct double ionisation)</i>

DI	direkte Einfachionisation <i>(direct single ionisation)</i>
EA	Anregung-Autoionisation <i>(excitation auto-ionization)</i>
ECC	Elektronenstromkorrektur <i>(electron current correction)</i>
EDA	Anregung-Doppelautoionisation <i>(excitation-double-autoionization)</i>
EIDI	Doppelionisation <i>(electron impact double ionisation)</i>
EISI	Einfachionisation <i>(electron impact single ionisation)</i>
EITI	Dreifachionisation <i>(electron impact triple ionisation)</i>
EZR-Ionenquelle	Elektron-Zyklotron-Resonanz Ionenquelle
FC	Faradaybecher <i>(Faraday cup)</i>
GND	Erdung <i>(Ground)</i>
HV	Hochspannung <i>(high voltage)</i>
IA	Ionisation-Autoionisation <i>(ionisation autoionisation)</i>
LIGO	Laser-Interferometer Gravitationswellen-Observatorium <i>(Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory)</i>
LWL	Lichtwellenleiter
Mo.	Modell
NT	Netzteil
READI	Auto-Doppel-Ionisation <i>(resonant excitation auto-double-ionisation)</i>
REATI	Auto-Dreifach-Ionisation <i>(resonant-excitation-auto-triple-ionization)</i>
REDA	Doppel-Auto-Ionisation <i>(resonant excitation double-auto-ionisation)</i>

RETA	Dreifach-Auto-Ionisation <i>(resonant-excitation-triple-autoionization)</i>
RIT	Radio-Frequenz-Iontriebwerk <i>(radio frequency ion thruster)</i>
s.	siehe
SCADW	Subconfiguration-Average Distorted-Wave
SMI	Spectra Mat, Inc.
vgl.	vergleiche
WWZ	Wechselwirkungszone
WWZ:1	Wechselwirkungszone 1
WWZ:2	Wechselwirkungszone 2

Symbolverzeichnis

α	Wannierexponent
ΔE	Energieunschärfe
$\Delta ECC(E)$	Fehler Elektronenstromkorrektur
σ	Wirkungsquerschnitt
$\sigma_W(E)$	Wirkungsquerschnitt nach Wannier
σ_{exp}	Wirkungsquerschnitt, experimentell
$\sigma_{WG}(E)$	Wirkungsquerschnitt nach Wannier-Gauß
$A(E)$	Apparatefunktion
$E/\Delta E$	relative Energieauflösung
e^-	Elektron
$E_{ion,exp.}$	Ionisationsenergie, experimentell
$E_{ion,He,NIST}$	Ionisationsenergie für Helium, Literaturwert
E_{ion}	Ionisationsenergie
$ECC(E)$	Elektronenstromkorrektur
I	Strom
I_{Cath}	Strom an Kathode
I_k	Strom an Elektroden $k = P1$ bis $P5$
$I_{WWZ:j}$	Strom an Wechselwirkungselektrode j
N	Normierungsfaktor (Wannier)
P	Perveanz (P_{eff} : effektive Perveanz)
U	Spannung
\mathbf{A}^{q+}	generalisiertes Atom

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Dissertation sind weitreichende Entwicklungsschritte für eine neue Elektronenkanone durchgeführt worden, die einen intensiven Elektronenstrahl mit Energien von bis zu 3500 eV zur Verfügung stellt. Es wurde eine neue Fokussierelektrode eingebaut und die Wirkungen auf den Elektronenstrahl charakterisiert. Mithilfe eines fein-aufgelösten Energiescansystem können feine Strukturen in Wirkungsquerschnitten der Elektronenstoßionisation untersucht werden. Für die neue Elektronenkanone ist ein derartiges System aufgebaut und charakterisiert worden. Hierbei konnten die energetischen Grenzen und Eigenschaften verschiedener Modi der Elektronenkanone untersucht werden. Die Energieauflösung kann je nach Modus bis zu ca. 1,66 eV für 590 eV betragen. Eine auftretende Energieverschiebung von teils deutlich über 8 eV wurde eingehend untersucht. Mithilfe elektronenoptischer Simulationen ist eine hohe Ortsabhängigkeit des Potentials in der Wechselwirkungszone der Elektronenkanone festgestellt worden, die die Energieverschiebung erklärt.

Es wurden Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Xenon mit den Ladungszuständen $q = 5, 6, 8$ gemessen. Neue theoretischen Berechnungen zeigten für Xe^{8+} eine gute Übereinstimmung. Zusätzlich wurden Doppel- und Dreifachionisation von Xe^{6+} gemessen. Für die Messungen an Lanthanionen ist ein neuer Messmodus entwickelt worden, damit Ionisationsschwellen bei sehr niedrigen Elektron-Ion-Kollisionsenergien von unter/um 60 eV gemessen werden können. In dieser Arbeit ist damit erstmalig ein Hoch-Strommodus erfolgreich mit der neuen Elektronenkanone verwendet worden. Messungen der Einfach-, Doppel- und Dreifachionisation von Lanthan mit dem Ladungszustand $q = 1$ wurden durchgeführt. Die Lanthanionen sind mit einem Verdampferofen erzeugt worden. Bei der Dreifachionisation von La^{1+} wurde eine neue Struktur bei ca. 190 eV gefunden. Sie weist eine große Ähnlichkeit zur Dreifachionisation von Ce^{1+} auf. Ein Vergleich mit verfügbaren Literaturdaten zeigt eine gute Übereinstimmung im Rahmen der Fehlerbalken aber auch die Anwesenheit von langlebigen, angeregten Zuständen.

Abstract

Within the scope of this dissertation, far-reaching development steps related to a high-intensity electron gun for energies up to 3500 eV have been carried out. A new focusing electrode and its influences to the electron beam have been investigated. With the help of a finely resolved energy scanning system, fine structures in the cross-sections of electron impact ionization can be examined. For the new electron gun, this system, which was not available until this work, has been set up and characterized. Here, the energetic limits and properties of different modes of the electron gun were investigated. The energy resolution is 1,66 eV at 590 eV. An occurring energy shift of sometimes well over 8 eV was studied in detail. With the help of electron-optical simulations, a high dependence of the potential in the interaction zone of the electron gun has been determined, which explains the energy shift.

Cross-sections of the single ionization of Xe^{q+} ions with the charge states $q = 5, 6, 8$ were measured. New theoretical calculations for Xe^{6+} and Xe^{8+} only show a good match for Xe^{8+} . In addition, double and triple ionization were measured for Xe^{6+} . A new measurement mode has been developed for measurements on lanthanum ions so that low ionization thresholds can be measured. Measurements at electron-ion collision energies up to 60 eV are possible now. In this work, a high-current mode has thus been successfully used with the new electron gun for the first time. Measurements of the single, double and triple ionization of lanthanum with the charge state $q = 1$ were carried out. The lanthanum ions have been produced by evaporating solid material in an oven. During the triple ionization of La^{1+} a structure was found at approx 190 eV. It is very similar to the triple ionization of Ce^{1+} . A comparison with available literature data shows a good agreement within the experimental uncertainties and also the presence of long-lived, excited states.

Einleitung

Wirkungsquerschnitte atomphysikalischer Reaktionsprozesse und die daraus abgeleiteten Ratenkoeffizienten tragen zum Verständnis von Plasmen bei. In Plasmen existieren typischerweise ungeladene Teilchen, Ionen und Elektronen. Plasmaumgebungen entstehen vereinfacht bei der Einkopplung von Energie in ein Gas, die durch Wärme oder andere Strahlungen realisiert sein kann. Die vorherrschenden Bedingungen, z.B. Teilchendichte, Temperatur, Ladungszustand und Ionenart entscheiden über Art und Anzahl der stattfindenden Reaktionsprozesse. Die dabei auftretenden Prozesse sind die Ionisation und die Rekombination, dominiert durch Elektronenstoßionisation und radiative sowie dielektronische Rekombination [1]. Diese Reaktionen sind als Gleichgewichtsreaktionen zu verstehen. Die Ratenkoeffizienten beschreiben bei unveränderten Bedingungen die Anzahl der ablaufenden Reaktionen und können aus den Wirkungsquerschnitten abgeleitet werden. In der Natur kommen Plasmen in einer Vielzahl vor, wie z.B. als astrophysikalischer Nebel oder bei Gewittern.

Seit vielen Jahrzehnten wird an Fusionsreaktoren geforscht. Das dabei magnetisch eingeschlossene Plasma kann mithilfe des Studiums atomarer Stoßprozesse verstanden werden. Es kommt hierbei vor, dass Metallionen der Kammerwände abgelöst werden und ins Plasma gelangen. Diese Verschmutzungen, eingeschleust durch Zerstäuben der Oberflächen, können das Plasma stören. Das dazugehörige Modell muss dies berücksichtigen [2] und benötigt entsprechende Wirkungsquerschnitte.

Die Faszination des Weltraums und die Erkundung seiner Geheimnisse ließ die Menschheit seit Jahrhunderten den Himmel beobachten. Neuzeitliche astrophysikalische spektroskopische Untersuchungen können mit Kenntnissen der Wirkungsquerschnitte der Elektronenstoßionisation interpretiert werden. In Folge können theoretische Modelle zur zeitlichen Dynamik der astrophysikalischen Plasmen erstellt werden. Eine weitere Anwendung besteht bei Ionentriebwerken. Die Ionen werden zunächst produziert und anschließend beschleunigt, sodass ein Schub im Bereich von mN erzeugt wird. Anders

als chemische Triebwerke, können Ionentriebwerke über Tage und Wochen ihre Leistung aufrecht erhalten und so die Raumsonde schrittweise beschleunigen. Der geringe Schub ermöglicht im Weltraum außerdem eine genaue Lagekorrektur der Raumsonde. Als Gas wird z.B. Xenon eingesetzt, da es geringe Ionisationspotentiale hat [3]. Für ein tiefgehendes Verständnis solcher Triebwerke werden daher atomphysikalische Daten benötigt.

Die Herstellung von Microchips erfolgt durch lithographische Prozesse auf einem aus einem Halbleiter bestehendem Substrat/Wafer. Die Auflösung und somit die minimale Größe einer Struktur korrespondiert dabei mit der Wellenlänge des verwendeten Lichts während der Belichtung. Die Wellenlänge muss für immer feinere Strukturen verkleinert werden. Heutige Lithographieprozesse nutzen Licht der Wellenlänge 13,5 nm, wodurch leistungsfähigere Chips hergestellt werden können. Diese sogenannte „*Extreme-Ultra-Violett*“-Lithographie nutzt somit eine Wellenlänge, die über 90 % kleiner als bei der Vorgängergeneration sind. Das Licht wird mit einer speziellen Lichtquelle realisiert, die Zinn-Ionen verwendet[4].

Die Abteilung *Atom- und Molekülphysik* am I. Physikalischen Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen und deren Vorgängerabteilungen führen seit Jahrzehnten Forschungsarbeiten zu atomaren Stoßprozessen durch. Mit der „Crossed-Beams“-Apparatur, bei der ein Ionen- und ein Elektronenstrahl unter einem Winkel von 90° kollidieren, kann der fundamentale Prozess der Elektronenstoßionisation untersucht werden [5, 6]. Weiterentwicklungen der Elektronenkanonen sorgen für eine Verbesserung der Experimentierbedingungen und ermöglichen detailliertere Einblicke in die Dynamik der untersuchten Stoßprozesse. In dieser Arbeit wurde eine neue, flexible Elektronenkanone für Elektronenenergien bis 3500 eV eingesetzt [7]. Sie ist seit wenigen Jahren an der „Crossed-Beams“-Apparatur in Verwendung. Diese neue Elektronenkanone ist durch Ebinger [8, 9] und Döhring [10] in Betrieb genommen und für die wissenschaftliche Forschung etabliert worden. Erste experimentelle Ergebnisse wurden bereits veröffentlicht [8, 9, 11].

Diese Arbeit teilt sich in fünf Bereiche auf. Die atomphysikalischen Grundlagen der Elektronenstoßionisation werden in Kapitel 2.1 kurz vorgestellt. Der experimentelle Aufbau der „Crossed-Beams“-Apparatur in ihrer heutigen Entwicklungsstufe und das Messverfahren für Absolutwirkungsquerschnitte wird in den Kapiteln 2.4 und 2.2 beschrieben. Ein Ziel dieser Arbeit war die Messung von Elektronenstoßquerschnitten von Lanthanionen. Das Vorgehen für die Erzeugung entsprechender Ionenstrahlen ist in Kapitel 2.3 erläutert. Ein kurzer Abschnitt beschreibt ebenfalls die Produktion von

Xenonionen. Die Hochleistungs-Elektronenkanone bis 3500 eV wird in Kapitel 3 vorgestellt.

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit ist die Charakterisierung der Elektronenkanone mit einer neuen Fokussierelektrode für den Elektronenstrahl, die in Kapitel 4 vorgenommen wird. Wichtige Fragestellungen sind hier die Transmission und Emission der Elektronenkanone. Für die alte Elektronenkanone bis 1000 eV stand ein Energiescanverfahren zur Verfügung, mit dem feine Strukturen des Wirkungsquerschnitts aufgelöst werden konnten. Dieses Verfahren ist erstmalig bei Müller in [12] eingesetzt worden. Für die neue Elektronenkanone stand das Energiescanverfahren bisher nicht zur Verfügung. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das Energiescansystem für die komplexe Hochleistungs-Elektronenkanone aufgebaut und in Betrieb genommen. Kenngrößen wie die Genauigkeit der experimentellen Energieskala und Energieauflösung werden in Kapitel 5 dazu untersucht. Insbesondere die Frage nach der Qualität im Vergleich zur alten Elektronenkanone wird dort beantwortet.

Im Rahmen dieser Dissertation sind Xenonionen mit Ladungszuständen $q = 6$ und 8 untersucht worden. Es wurde die Einfach-, Doppel- und Dreifachionisation von Xe^{6+} und die Einfachionisation von Xe^{8+} untersucht. Eine sehr gute Übereinstimmung zwischen theoretischen Berechnungen und den ersten experimentellen Daten von Xe^{12+} bis Xe^{14+} mit der neuen Elektronenkanone konnte gezeigt werden [8, 9, 11]. Berechnungen zu niedrig geladene Ionen sind nach [13] ein Problem in der theoretischen Beschreibung, sodass das verwendete Verfahren für Xe^{12+} bis Xe^{14+} bei niedrigeren Ladungszuständen getestet werden kann. Ein Vergleich mit neuen Berechnungen von Jin [14] erfolgt zusammen mit dem Vergleich mit Borovik [15], Gregory [16] und Howald [17]. Insbesondere der Vergleich der Messungen zu Xe^{8+} mit Neumann/Hofmann et al. [18]/[19] sind vom Standpunkt der Charakterisierung der Elektronenkanone interessant, da hier Daten bis über 3000 eV zur Verfügung stehen. Außerdem sind verschiedene Elektronenkanonen eingesetzt worden, weswegen ein Vergleich in Hinblick auf die Qualität des Elektronenstrahls möglich ist.

Es ist bekannt, dass durch Kernfusion, wie sie auf der Sonne stattfindet, Elemente bis Eisen erzeugt werden können. Die Herkunft schwererer Elemente ist wissenschaftlich bisher nicht vollständig geklärt und daher besonders interessant. Dies betrifft beispielsweise die Elemente Gold, Uran, Lanthan und Cer. Die Hälfte aller Elemente im Universum, die schwerer als Eisen sind, werden über den vor mehr als 60 Jahren beschriebenen *r-Prozess* produziert. Beim *r-Prozess* handelt es sich um einen Neutroneneinfangprozess, der einen sehr großen Neutronenfluss benötigt. Die dabei entste-

henden hohen Neutronendichten und -temperaturen sind eine Grundvoraussetzung. Zunächst werden instabile neutronenreiche Atomkerne aufgebaut, die schnell zu stabilen neutronenreichen Kernen zerfallen [20]. Lanthan hat z.B. 82 Neutronen und nur 57 Protonen. Ein Kandidat für die Produktion eines solchen großen Neutronenflusses ist die Verschmelzung von zwei Neutronensternen. Die dabei freiwerdende elektromagnetische Strahlung wird als *Kilonova* bezeichnet.

Mithilfe der Laser-Interferometer Gravitationswellen-Observatorium (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory, LIGO) und Virgo Detektoren zur Detektion von Gravitationswellen konnte das Signal GW170817 vom 17.08.2017 aufgenommen werden. Es handelt sich dabei um Gravitationswellen in Folge der Verschmelzung zweier Neutronensterne. Die nachfolgend freiwerdende elektromagnetische Strahlung wird als Kilonova bezeichnet. Die bei dem Signal GW170817 stattgefundenene Kilonova trägt den Namen AT2017gfo. Sie ist die Erste, für die detaillierte Spektren aufgenommen werden konnten. Hierbei konnte erstmalig die Entstehung von Strontium als Folge der Neutronensternverschmelzung identifiziert werden [21]. Untersuchungen der Durchlässigkeit des entstandenen Lichts lieferten später weitere Details: Die Kilonova AT2017gfo ist reich an Lanthaniden [22, 22]. Um die Prozesse bei der Produktion von schweren Elementen besser zu verstehen, werden für die entstehenden Plasmaumgebungen Wirkungsquerschnitte der beteiligten Elemente benötigt.

Mit dem für die neue Elektronenkanone erstmalig zur Verfügung stehendem Energiescansystem eröffnen sich neue Studienmöglichkeiten. In Kapitel 7 werden die Einfach- und Doppelionisation von La^{1+} untersucht und mit Tinschert/Müller [23]/[23] verglichen. Der bekannte Energiebereich ist um einen Faktor zwei erweitert worden. Die bisher unbekannte Dreifachionisation von La^{1+} wird vorgestellt und die Relevanz relativ zu den anderen beiden Ionisationsreaktionen bewertet.

Grundlagen & Experiment

Im Abschnitt 2.1 werden die physikalischen Grundlagen der Elektronstoßionisation für diese Arbeit kurz zusammengefasst, da sie bereits hinlänglich und ausführlich in verschiedenen Publikationen und Abschlussarbeiten beschrieben worden sind. Die Beschreibung der Reaktionsprozesse ist hierbei nah an Müller [24, 25] sowie Ebinger [9] angelehnt.

Das Experiment zur Untersuchung von Elektron-Ion-Stößen hat eine lange Tradition an der Justus-Liebig-Universität in Gießen und ist fortwährend weiterentwickelt worden. Daher wird auch hier auf eine ausführliche Beschreibung des Experiments verzichtet und auf z.B. Titte [26] verwiesen. Eine kurze Beschreibung findet sich in Kapitel 2.2. Erste Arbeiten zu der in dieser Dissertation modifizierten flexiblen Elektronenkanone sind bei Ebinger [9] und Döhring [10] zu finden. Alle im Folgenden vorgestellten Messungen sind an dem dort beschriebenen Experimentaufbau durchgeführt worden.

2.1 Elektronenstoßionisation

Bei der Kollision von Elektronen mit Ionen können eine Vielzahl an Prozessen stattfinden, die sich in vier Kategorien aufteilen lassen: (1) elastische Streuung, (2) Rekombination, (3) Anregung und (4) Ionisation. Diese Einteilung folgt dem Energieübertrag vom stoßenden Elektron an das Ion und der Ladungszustandsänderung. Zudem können direkte oder indirekte und resonante oder nichtresonante Prozesse unterschieden werden.

2.1.1 Direkte Ionisation

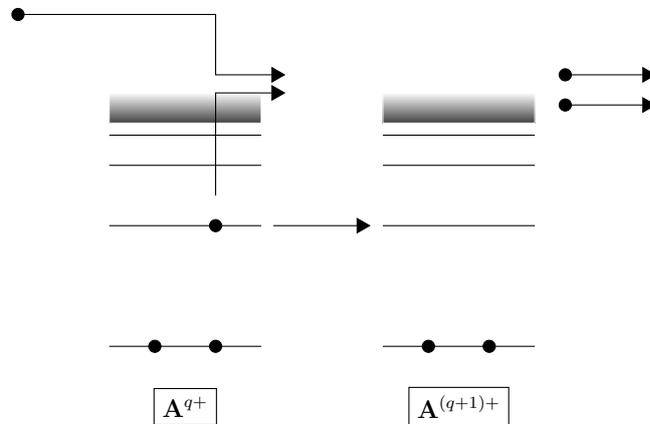


Abbildung 2.1 – Skizze zur direkte Einfachionisation.

Ist die Elektronenenergie hoch genug, kann in Folge des Stoßprozesses ein Elektron des Ions frei werden. Das Projektilektron fliegt anschließend mit geringerer Energie weiter. Das Targetelektron hat einen Teil der kinetischen Energie des Projektilektrons erhalten, woraus sich die Ionisationsenergie errechnen lässt: Es ist die Differenz aus der anfänglichen kinetischen Energie des Projektilektrons und der Summe aus den kinetischen Energien beider Elektronen nach dem Stoßvorgang.

Daher ist eine Schwellenenergie nötig, die erreicht werden muss, damit es zur Einfachionisation kommen kann. Abbildung 2.1 illustriert den Prozess bildlich, wobei A das Ion und q den Ladungszustand des Ions bezeichnet. Die schwarzen Punkte stellen Elektronen dar, die in der Reaktionsgleichung (2.1) mit e^- bezeichnet werden. Geläufig ist die Abkürzung direkte Einfachionisation (direct single ionisation, DI).



2.1.2 Anregung-Autoionisation

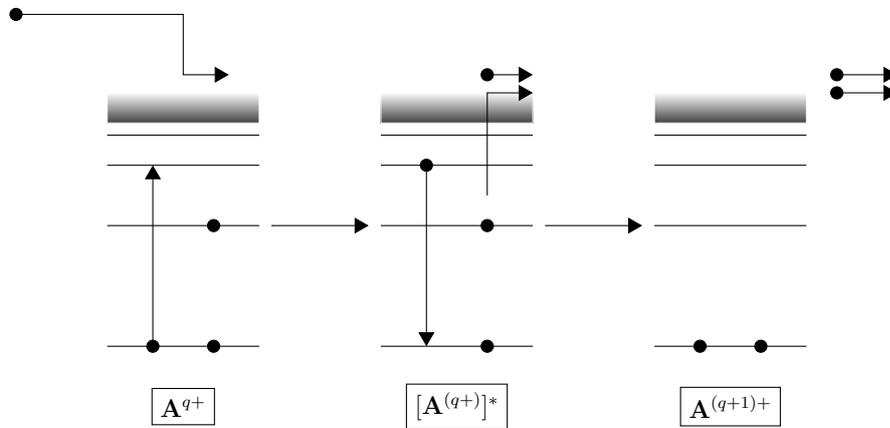
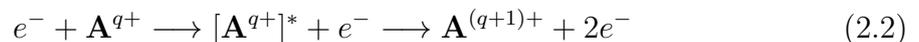


Abbildung 2.2 – Skizze zur Anregung-Autoionisation.

Bisher wurde mit der DI ein einfacher direkter Prozess beschrieben. Ein häufiger indirekter Ionisationsprozess ist die Anregung-Autoionisation (excitation auto-ionization, EA), die in Abbildung 2.2 veranschaulicht ist. Durch einen Energieübertrag des Projektilektrons auf das Ion wird ein Elektron des Ions in einen energetisch höher liegenden Zustand angeregt. Das Projektilektron fliegt mit geringerer Energie weiter. Auch dieser Prozess besitzt daher eine Schwellenenergie. Das angeregte Ion wird sich nach Verstreichen der spezifischen Lebensdauer des Zustands abregen, wobei das Elektron die überschüssige Energie wiederum an ein anderes gebundenes Elektron abgibt. Dieses Elektron löst sich vom Ion ab (Augerprozess), wie es in Gleichung (2.2) gezeigt ist. Der hochgestellte Stern symbolisiert den angeregten Zustand des Ions. Anzumerken ist, dass die Zeit, die der Prozess benötigt, sehr viel kleiner als die Flugzeit der Ionen im Experiment zu sein hat, damit er beobachtet werden kann.



Weiterhin könnte das Ion sich auch durch Emission eines Photons abregen. Die Wahrscheinlichkeit dafür ergibt sich aus dem Verzweungsverhältnis zwischen Strahlungsabregung und Augerprozess.

2.1.3 Resonante Prozesse: REDA und READI

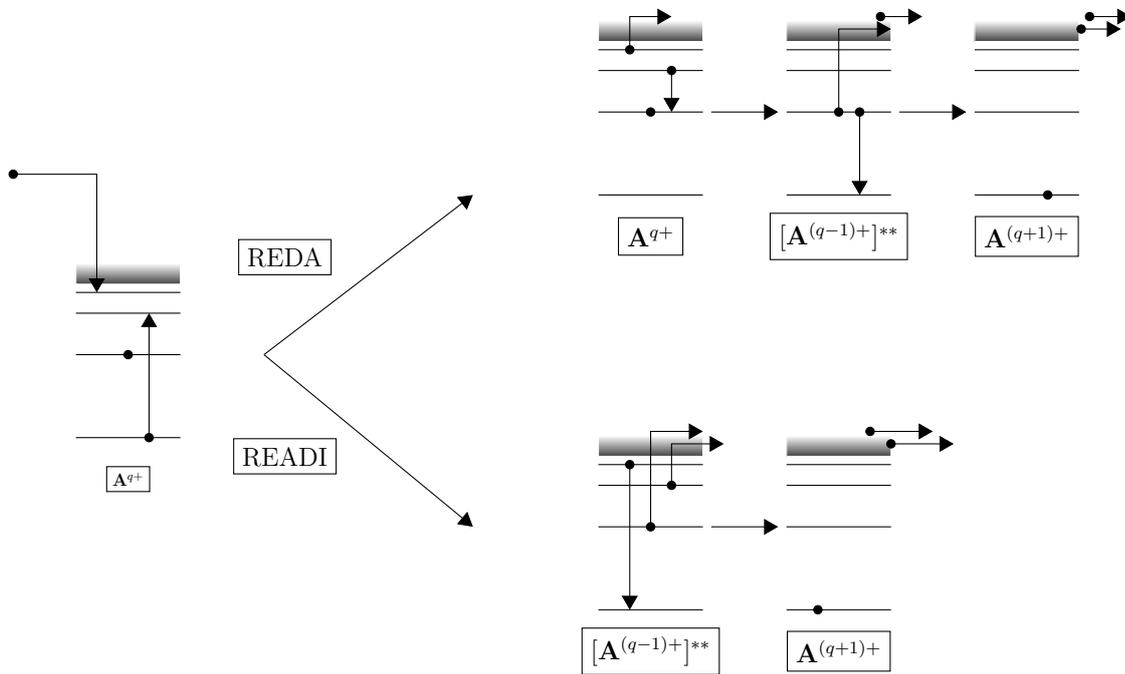
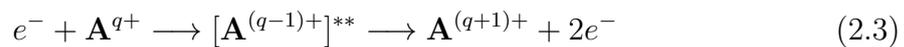


Abbildung 2.3 – Skizze zu REDA- und READI-Prozessen.

Die indirekte Ionisation kann auch als resonanter Prozess ablaufen, bei dem ein Elektron eingefangen wird und so ein hochangeregtes Niveau entsteht, das über die Emission von zwei Elektronen zerfällt. Dieser mehrstufige Prozess wird als *Doppel-Auto-Ionisation* (REDA) bezeichnet. Er ist in Abbildung 2.3 (oberer Prozess) dargestellt. Alternativ, aber mit geringerer Wahrscheinlichkeit, können die beiden Elektronen auch in einem Schritt gemeinsam emittiert werden. Der Gesamtprozess wird dann als *Auto-Doppel-Ionisation* (READI) bezeichnet. In Abbildung 2.3 (unterer Prozess) ist er illustriert. Für beide Prozesse gilt die gleiche Reaktionsgleichung:



Eine experimentelle Unterscheidung dieser beiden Prozesse ist häufig nicht möglich. Ein Umweg führt über die Schwelle des EA-Prozesses, unter der REDA-Prozesse nicht möglich sind. Dort auftretende Resonanzen können daher nur vom READI-Prozess stammen.

2.1.4 Mehrfache Ionisation

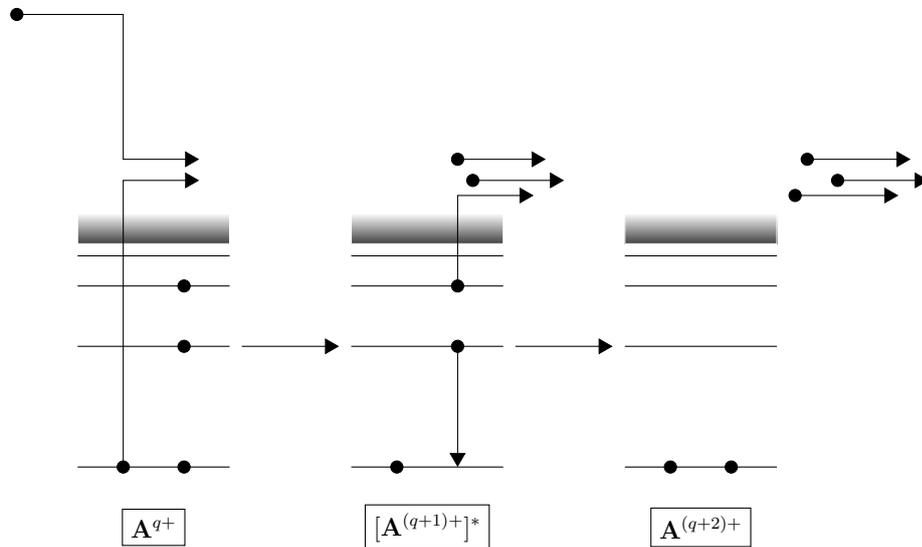
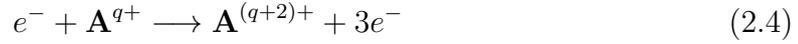
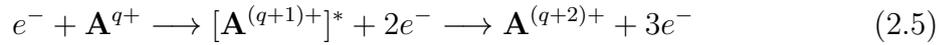


Abbildung 2.4 – Skizze der Ionisation-Autoionisation.

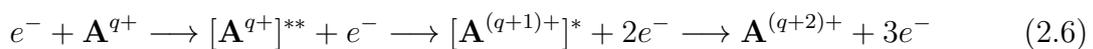
Mehrfachionisation bedeutet, dass das ursprüngliche Ion zwei oder mehr Elektronen in Folge des Elektronenstoßes verliert. Ebinger [9] beschrieb die Mehrfachionisation sehr ausführlich, weswegen hier auf ihn verwiesen wird. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Mehrfachionisation von Xe^{6+} und La^{1+} untersucht. Die Mehrfachionisation ist nicht in allen Fällen vernachlässigbar klein, sodass eine experimentelle und theoretische Untersuchung interessant ist. Die theoretische Beschreibung der Mehrfachionisation ist wegen der Beteiligung von mehreren Elektronen im Kontinuum überaus kompliziert [9]. Die Untersuchungen von Ebinger an Xenonionen haben gezeigt, dass der Wirkungsquerschnitt der Doppelionisation über 25 % des Wirkungsquerschnitts der Einfachionisation betragen kann. In einer ersten Überlegung kann die direkte Doppelionisation (direct double ionisation, DDI) wie die DI verstanden werden, sodass Gleichung (R 2.4) den Prozess beschreibt. Die Doppelionisation erfolgt bei genauerer Betrachtung als Abfolge mehrerer Teilprozesse, da ein Projektilektron nur mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit direkt und gleichzeitig zwei gebundene Elektronen vom Ion ablösen wird [27]. In einem Zwei-Schritt-Prozess kann das stoßende oder auch das zuerst gelöste Elektron ein zusätzliches gebundenes Elektron aus dem Ion ablösen, falls die Energie des jeweiligen Elektrons nach diesem ersten Stoß ausreichend ist. Es gibt auch hier wieder eine Schwellenenergie. Wie bei der Einfachionisation kann es bei der Doppelionisation auch angeregte Zwischenzustände des Primärions geben [27], dies wird ebenfalls als direkte Doppelionisation (direct double ionisation, DDI) bezeichnet.



Es existieren auch indirekte Doppelionisationsmechanismen, bei denen sich ein Zwischenzustand in einem um eins höher ionisiertes Ion bildet, wie z.B. in Abbildung 2.4 und Reaktionsgleichung (R 2.5) am Prozess der Ionisation-Autoionisation (IA) zu erkennen ist: Auf die Einfachionisation eines Ions durch das Lösen eines Elektrons in einer inneren Schale, wird der Ladungszustand um eins erhöht und es entsteht ein angeregtes Ion. In Folge eines anschließenden Augerprozesses regt es sich ab, und ein Ion mit einem zweifach höheren Ladungszustand als ursprünglich entsteht. Die Analogie zu DI in Kombination mit EA führt ebenfalls zu den notwendigen Verzweigungsverhältnissen, denn der angeregte Zustand kann sich wieder über das Aussenden eines Photons abregen und effektiv zu einer Einfachionisation führen.



Ein weiterer möglicher Prozess ist die Anregung-Doppelautoionisation (excitation-double-autoionization, EDA), die Ähnlichkeiten zur EA hat. Sie unterscheiden sich dabei aber darin, dass der Grad der Anregung höher ausfällt. Es können daher zwei Augerprozesse aufeinander folgend stattfinden und zu einer Doppelionisation führen. Als Formel ergibt sich die Reaktionsgleichung (R 2.6). Weiterhin sind ähnlich zu REDA und READI auch Dreifach-Auto-Ionisation (resonant-excitation-triple-autoionization, RETA) (resonant-excitation-triple-autoionization) und Auto-Dreifach-Ionisation (resonant-excitation-auto-triple-ionization, REATI) (resonant-excitation-auto-triple-ionization) denkbar, die den Ladungszustand des ursprünglichen Ions um zwei erhöhen. Sie sind jedoch wegen des Zwei-Elektronen-Übergangs eher unwahrscheinlich. Ähnliche Prozesse, wie die hier beschriebenen, sind für Dreifachionisation und höhere Ordnung möglich, sollen hier aber nicht betrachtet werden.



Exemplarische Zusammensetzung eines Gesamt-Wirkungsquerschnitts

Gemessene Wirkungsquerschnitte setzen sich aus den vorher vorgestellten Prozessen zusammen. Der Gesamtwirkungsquerschnitt lässt sich somit durch die Addition der Einzelquerschnitte der oben diskutierten Prozesse beschreiben. Dies ist z.B. ausführlich in [28] für Xenonionen der Ladungszustände acht bis siebzehn gezeigt. Die einzelnen Prozesse haben hierbei ihre spezifischen Einsatzschwellen und Anteile am gemessenen Wirkungsquerschnitt.

Theoretische Beschreibung

Die Bereitstellung verlässlicher Daten durch die Theorie ist nur eingeschränkt möglich. Bereits bei der direkten Ionisation als einfachstem Prozess sind mit dem Ion, dem stoßenden Elektron und dem abgelösten Elektron drei Teilchen involviert. Das Drei-Körper-Problem ist ein bekanntes Problem der Physik und kann nicht analytisch gelöst werden. Gleiches gilt für Probleme höherer Ordnung. Ein Zugang ist somit nur über Näherungen möglich, die aufgrund der Methode und der einfließenden Annahmen mit Unsicherheiten behaftet sind. Beispielsweise wird ein gebundenes, aber beteiligtes Elektron als frei betrachtet.

Es gibt eine Reihe verschiedener Methoden zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten der Elektronenstoßionisation. Eine ausführliche Zusammenstellung findet sich bei [9]. Hier wird sich auf die verwendete Methode namens Subconfiguration-Average Distorted-Wave (SCADW) beschränkt:

Die SCADW-Methode ist eine Weiterentwicklung der Configuration-Average Distorted-Wave (CADW) Methode, die über alle Feinstrukturniveaus mittelt. Es ergibt sich ein durchschnittlicher Wirkungsquerschnitt für jede Unterschale einer gegebenen Elektronenkonfiguration. Die Feinstrukturaufspaltung wird vernachlässigt. Bei SCADW werden relativistische Effekte berücksichtigt. Weicht die Energie von berechneten Niveaus deutlich von einander ab, dann sind sie nach der Mittelung unterscheidbar. Alle in Kapitel 6 angegebenen Berechnungen beruhen auf der SCADW-Methode. Sie beinhalten insbesondere Beiträge der M-Schale wie z.B. die DI und EA von $3d$ -, $3p$ - und $3s$ -Elektronen. Die direkte Doppelionisation von Xe^{6+} bleibt als Prozess bei den Berechnungen unberücksichtigt. Weitere Details zu den Berechnungen folgen bei dem jeweiligen Ion.

2.2 „Crossed-Beams“-Experiment

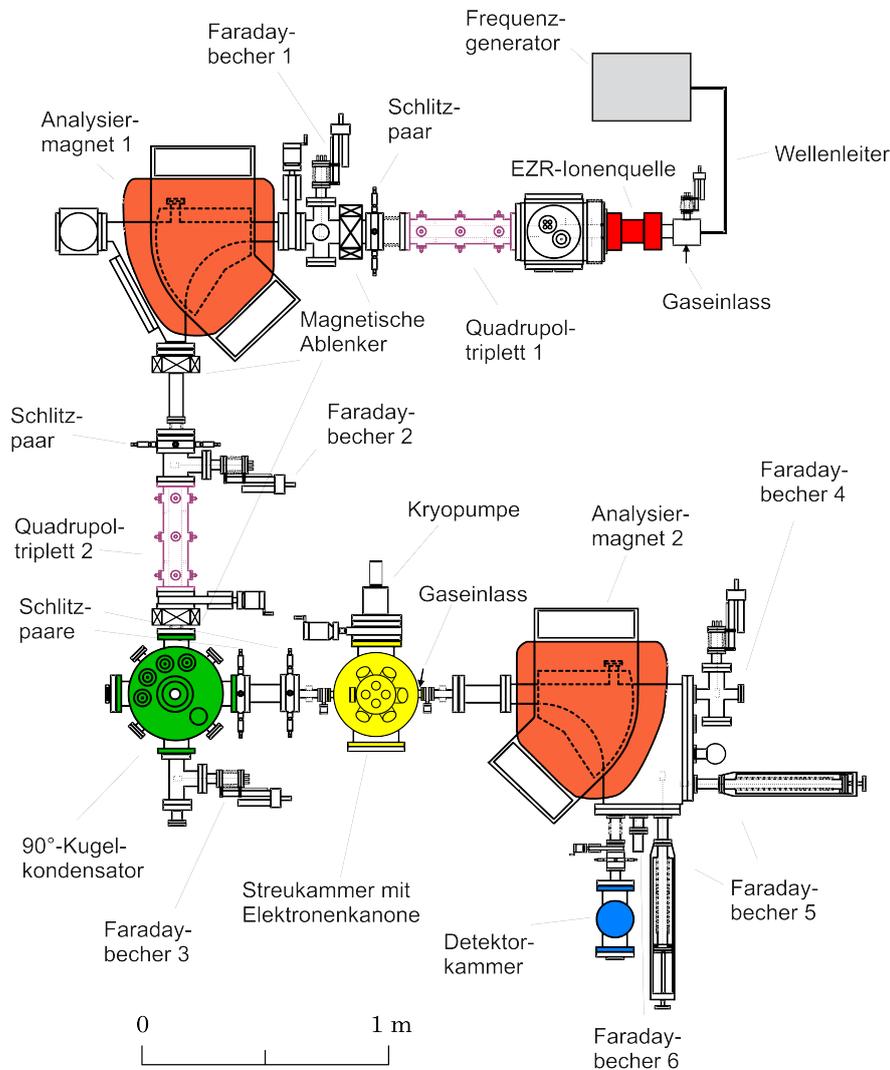


Abbildung 2.5 – Übersicht des experimentellen Aufbaus. Aktualisierte Fassung übernommen aus [9]. Mit Genehmigung abgeändert aus [29]. Urheberrechtlich geschützt durch The American Physical Society.

Eine Draufsicht des Experiments zur Elektronenstoßionisation ist in Abbildung 2.5 gezeigt. Im Rahmen dieser Arbeit ist eine Elektron-Zyklotron-Resonanz Ionenquelle (EZR-Ionenquelle) eingesetzt worden [30], wobei der Einsatz anderer Ionenquellen grundsätzlich möglich ist. Die Extraktion der Ionen erfolgt in dieser Arbeit mit einer Beschleunigungsspannung von 12 kV bezogen auf das Erdpotential in die weitere Strahlführung. Andere Spannungen sind jedoch möglich. Mithilfe einer Einzellinse,

dem Quadrupoltriplet 1 und einer Kombination von einstellbaren Blenden sowie horizontalen/vertikalen magnetischen Ablenkern, wird der Ionenstrahl ausgerichtet und fokussiert.

Der *erste Analysiermagnet* separiert die Ionen nach ihrem Masse-zu-Ladungs-Verhältnis, sodass bei geeignet eingestellter magnetischer Flussdichte das gewünschte Ion und Isotop ausgewählt werden kann. Der folgende Faradaybecher 2 dient der Messung des so gereinigten Ionenstrahls, der Strom-Optimierung und ermöglicht die Aufnahme von Massenspektren. Weitere Fokussierung des Ionenstrahls erfolgt im Quadrupoltriplet 2. Der sich anschließende 90°-Kugellkondensator lenkt den Ionenstrahl ab und nimmt eine Ladungsbereinigung vor. Zwei weitere im Abstand von ca. 25 cm aufgebaute Schlitzpaare folgen und können auf wenige Zehntel Millimeter genau und individuell eingestellt werden, sodass ein kollimierter Ionenstrahl in die Streukammer eintreten kann. Hier wird der Ionenstrahl mit dem Elektronenstrahl unter 90° gekreuzt.

Die Kreuzung der beiden Teilchenstrahlen und die damit einhergehenden Stöße, ionisieren einen Teil der Ionen höher. Dies entspricht dem untersuchten Reaktionsprozess. Die Elektronenkanone ermöglicht neben der Änderung der Elektronenenergie auch die Variation des Elektronenstroms, was in Kapitel 3 näher beschrieben wird. In guter Näherung entspricht die Elektronen-Ion-Kollisionsenergie der Elektronenenergie, da die Energie der Ionen im Vergleich zu den leichten Elektronen sehr gering ist. Bei der Auswertung der Daten wurde die Ionenenergie allerdings immer korrekt berücksichtigt.

Nach den Stoßprozessen kann der Ionenstrahl nicht mehr als Strahl einer Ionensorte betrachtet werden, da er nun verschiedene Ionisationsstufen enthält: Der aus unveränderten Ionen bestehende *Primärstrahl* und mehrere *Produktionsstrahlen* durch Einfach-, Doppel-, Dreifachionisation etc. werden im folgenden Analysiermagneten 2 separiert. Die verschiedenen Produktstrahlen können jedoch erst ab einer spezifischen Kollisionsenergie, der Ionisationsschwelle, erzeugt werden.

Der zweite Analysiermagnet trennt diese Strahlen nach dem Masse-zu-Ladungs-Verhältnis. Die magnetische Flussdichte wird so gewählt, dass der gesuchte Produktionsstrahl eines spezifischen Ladungszustands durch den Untergrund reduzierenden Kugellkondensator auf den Einzelteilchendetektor mit einer Ansprechwahrscheinlichkeit nahe 100 % ($\pm 97\%$) trifft [6]. Der *Primärstrahl* wird in Faradaybecher 5 oder 6 aufgefangen. Beide Faradaybecher sind fahrbar, sodass mit angepasster Position der gesamte Primärstrahl aufgefangen wird. Für niedrige Ladungszustände wird Faradaybecher 6 verwendet. Für höher ionisierte Ionen ist Faradaybecher 5 zu verwenden, da sonst nicht der gesamte Strom registriert werden kann. Mithilfe dieser Vielzahl

an Faradaybechern kann der Primärionenstrahl schrittweisen mit dem Ziel optimiert werden, dass am Ende des Strahlenwegs noch ausreichend Strom vorhanden ist.

Im Verlauf dieser Arbeit mussten das Kühlwassersystem der EZR-Ionenquelle und einige Wochen später das des Analysiermagneten 1 gereinigt werden. Um eine Überhitzung und folglich eine Zerstörung zu verhindern, gehört die Kühlwasserüberwachung zu den Sicherheitssystemen des Labors. Die gekühlten Kupferteile der EZR-Ionenquelle sind hochgelegt. Die stattfindende Chemie lässt Kupferionen in das Kühlwasser übergehen. Das Gleiche findet auch am Kollektor der Elektronenkanone statt. Hierdurch setzten sich vor allem Verbindungsstellen des Leitungssystems in direkter Nähe der Kupferteile zu. Hier hilft dann nur eine intensive Reinigung und Austausch beschädigter Edelstahlkomponenten der Verbindungen. Beim Magnet ist es aufwändiger, da die wassergekühlten Spulen nicht einfach mit Werkzeug gereinigt werden können. Die Reinigung erfolgt hier wegen der Schwebstoffe im Wasser/der Spulen mithilfe einer Schmutzwasserpumpe und einem mit Zitronensäure angereichertem Wasserreservoir, dessen Inhalt durch die Magnetspulen über einige Stunden geleitet wurde. Hierdurch gelang es die Spulen zu reinigen. Zusätzlich musste im Verlauf der Dissertation das Quadrupoltriplet 1 zwei Mal ausgebaut und die Elektroden zum Glasperlenstrahlen in die feinmechanische Werkstatt gebracht werden, damit die nichtleitenden Oberflächenbedampfungen entfernt werden können.

Wenn die Ionenstrahlgröße in dieser Arbeit angegeben wird, so ist sie mithilfe der Schlitze vor der Streukammer eingestellt worden. Hierbei gilt, dass größere Schlitzbreiten oder -höhen einen größeren Ionenstrom passieren lassen, was die Messzeit verkürzt aber gegebenenfalls ein vollständiges Auffangen der Ionenstrahlen in Faradaybecher 5/6 und Einzelteilchendetektor verhindert. Ein guter Richtwert als Kompromiss ist für Absolutmessungen eine obere Grenze von ca. $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$. Bei großen Wirkungsquerschnitten sind kleinere Ionenstrahlgrößen oftmals notwendig, damit der Detektor nicht übersteuert wird. Für Scanmessungen können auch größere Ionenstrahlgrößen verwendet werden.

Die gesamte Steuerung des „Crossed-Beams“-Experiments ist in fünf Racks aufgeteilt: *Rack 1* und *Rack 2* werden in Kapitel 5 gezeigt. Sie enthalten die Versorgung und Regelung der Elektronenkanone. Die Racks 3 bis 5 sind in Abbildung 2.6 zu sehen. In *Rack 3* und *Rack 4* befinden sich die Steuerungen für die ionenoptischen Elemente, Magnete und Ionenquelle sowie die Steuerung der Hubmechanik der Elektronenkanone für das in Kapitel 2.4 beschriebene Messverfahren. In *Rack 4* ist außerdem das Data-Routing untergebracht. In *Rack 5* sind sicherheitsrelevante Systeme wie die Druck- und

Kühlwasserüberwachung sowie die Überstrom-Abschaltautomatik der Elektronenkanone [10] untergebracht. Das Control-Routing des Messsystems befindet sich ebenfalls hier.

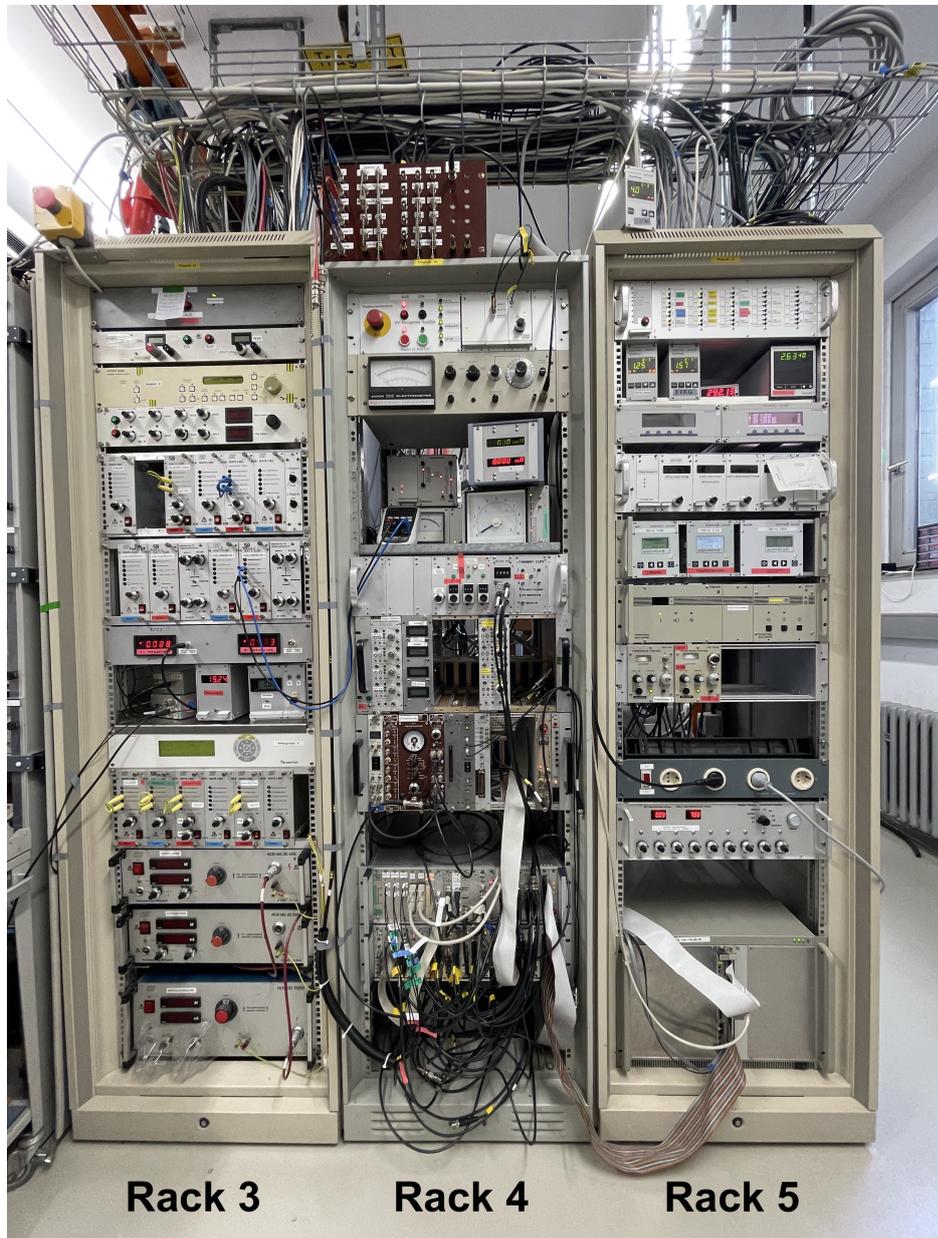


Abbildung 2.6 – Rack 3 (links), Rack 4 (Mitte) und Rack 5 (rechts). *Rack 3 und 4:* Versorgung der ionenoptischen Elemente, Magnete und der Ionenquelle sowie die Steuerung der Hubmechanik der Elektronenkanone. Data-Routing in Rack 4 unten. *Rack 5:* Sicherheitsrelevante Systeme wie die Druck- und Kühlwasserüberwachung sowie die Überstrom-Abschaltautomatik der Elektronenkanone. Der Rechner für das Control-Routing ist unten zu sehen.

2.3 Erzeugung von Primärionen

Der für diese Arbeit eingesetzte Quellentyp eignet sich für die Erzeugung von Ionen unter Normalbedingungen gasförmiger Elemente und mithilfe eines Verdampferofens für die Erzeugung von Ionen fester Stoffe wie Metalle. Für die Messungen an Xenon der Ladungszustände Xe^{5+} , Xe^{6+} , Xe^{8+} , Xe^{9+} und Sauerstoff des Ladungszustands O^{5+} -Ionen konnte das jeweilige Gas aus einer 12-Liter-Druckdose am Gaseinlass in die Quelle eingelassen werden. Abbildung 2.7 zeigt eine Fotografie der Quelle samt Gaseinlasssystem im Hochspannungskäfig. Die Ionenquelle wird auf ein Potential von 12 kV gegen Laborerde gelegt, sodass die Ionen von hier nach außen zur Elektronenkanone und Detektor beschleunigt werden.

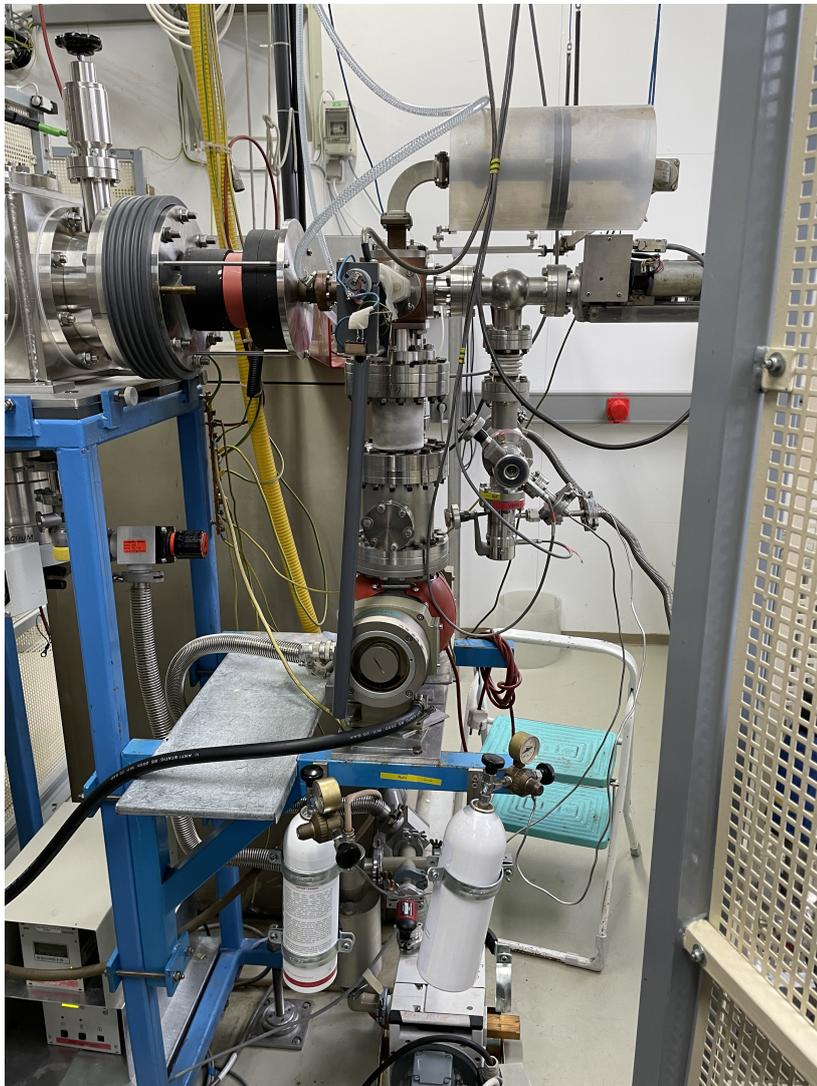


Abbildung 2.7 – EZR-Ionenquelle und Gaseinlass-System

Erzeugung von Ionen gasförmiger Elemente

Da die Wirkungsquerschnitte der vermessenen Xenonionen vergleichsweise groß sind und ausreichend große Ionenströme erreicht wurden, konnte die Messzeit bis zu einem ausreichend kleinen statistischen Fehler klein gehalten werden. Sie betrug typischerweise wenige Minuten bis zu wenigen 10 Minuten pro Elektronenenergie. Da Xenon insgesamt neun natürlich vorkommende Isotope besitzt, von denen sieben eine relative Häufigkeit von $>1\%$ aufweisen [31] und somit am Experiment auflösbar sind, ist es notwendig diese aufzutrennen, sodass der verwendete Ionenstrahl isotonenrein ist.

Wie in Abbildung 2.5 zu sehen ist, sind im Verlauf der Anlage immer wieder Faradaybecher angebracht. Ein Massenscan ist grundsätzlich an jedem Faradaybecher möglich. Typischerweise wird während der Optimierung des Ionenstrahls die Auflösung hierbei von Faradaybecher zu Faradaybecher besser. Ein Massenscan mit Messung des Ionenstroms in Faradaybecher 2 ist in Abbildung 2.8 gezeigt. Er umfasst die Xenonionen mit den Ladungszuständen fünf bis acht, doch die Massenauflösung ist schlecht. Ein Massenspektrum mit guter Massenseparation von Xe^{6+} und Xe^{7+} aufgenommen im Faradaybecher 4 ist in Abbildung 2.9 zu finden.

Durch Verluste auf dem Weg zum Detektor, reduziert sich der Strom in Faradaybecher 4 typischerweise um einige 10% im Vergleich zu Faradaybecher 2, sodass es empfehlenswert ist so viel Strom, wie möglich zu erhalten. Zusätzlich wird der Ionenstrahl ab Faradaybecher 5 mit den Schlitzblenden vor der Streukammer kollimiert und dabei reduziert. Ein in Faradaybecher 5 aufgenommenes Massenspektrum ist in Abbildung 2.10 dargestellt. Näheres zur Produktion von Ionen gasförmiger Elemente findet sich in [9], weswegen hier auf ausführliche Beschreibungen verzichtet wird.

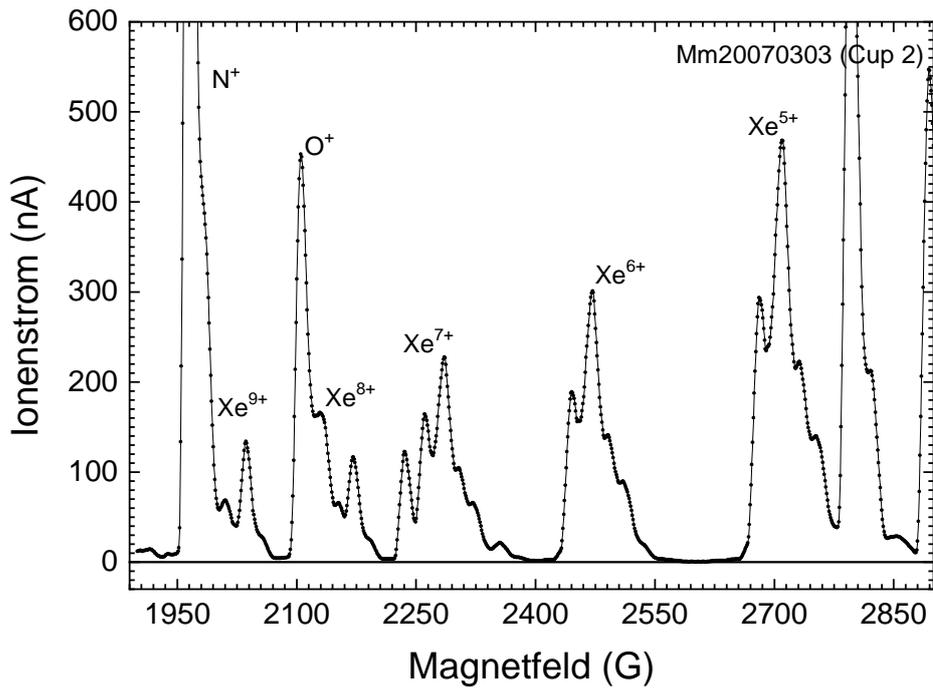


Abbildung 2.8 – Massenspektrum von Xe^{5+} bis Xe^{8+} mit schlechter Massenseparation in Faradaybecher 2.

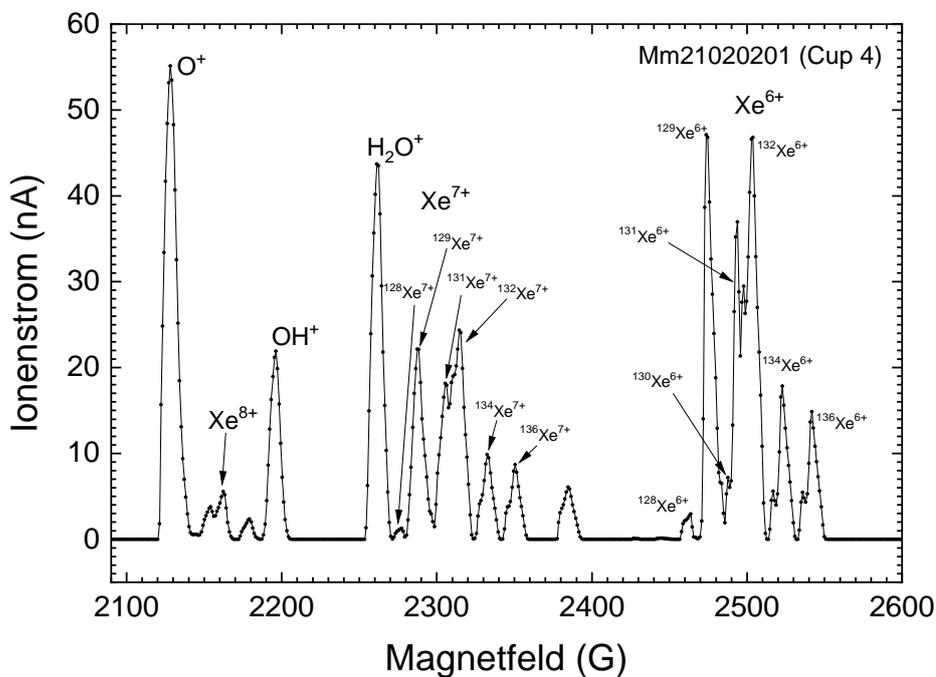


Abbildung 2.9 – Massenspektrum von Xe^{8+} bis Xe^{6+} mit guter Massenseparation von Xe^{6+} und Xe^{7+} in Faradaybecher 4. Die einzelnen Isotope von Xenon können identifiziert werden und das benötigte Magnetfeld passt gut zu den durch [9] zu erwartenden Werten.

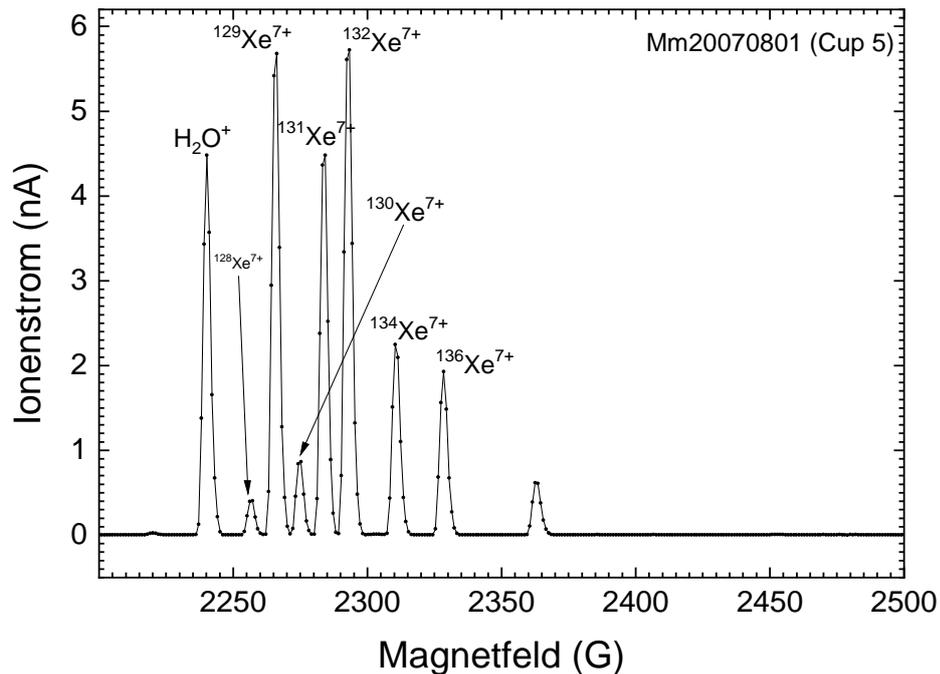


Abbildung 2.10 – Massenspektrum von Xe^{7+} in mit perfekter Massenseparation in Faradaybecher 5. Die einzelnen Isotope von Xenon können identifiziert werden, und das benötigte Magnetfeld passt gut zu den rechnerisch zu erwartenden Werten.

Die Produktion lithiumähnlichen O^{5+} -Ionen in ausreichender Menge war im Vergleich zur Produktion der Xenonionen herausfordernder, erfolgte aber auf die gleiche Weise. Mithilfe einer ausgeprägten Resonanz bei ca. 590 eV im Elektronenstoßionisationsquerschnitt von O^{5+} -Ionen wird in Kapitel 5.4.3 die Auflösung des Energie-Scansystems untersucht, weswegen hier der Fokus nicht auf der Erweiterung der bekannten Energieskala lag. Abbildung 2.11 zeigt ein Massenspektrum, das ein Signal lithiumähnlicher O^{5+} -Ionen in Faradaybecher 2 mit knapp 120 nA Ionenstrom enthält. Da nur das Sauerstoff-Isotop ^{16}O mit ausreichender Häufigkeit vorkommt [31], ist eine Massenseparation hier automatisch gegeben.

Im April 2021 wurde der Verdampferofen in die EZR-Ionenquelle eingebaut, sodass Lanthanionen produziert werden können. Zunächst sollten jedoch noch weitere Tests am lithiumähnlichen Sauerstoff durchgeführt werden, was aufgrund der geringen Ionenausbeute beendet werden musste. Das Massenspektrum in Abbildung 2.12 zeigt den deutlichen Unterschied. Es sind nur noch ca. 1,6 % der ursprünglich erreichten 120 nA Strom zu erreichen gewesen. Dies liegt vermutlich an zwei Aspekten: (1) Die Oberfläche der Antenne ist mit Ofen nicht mehr glatt, weswegen die Elektron-Zyklotron-Resonanz-Bedingung schlechter erfüllt wird. (2) Der in der Quelle eingebaute Ofen mit Lanthanfüllung könnte die Sauerstoffionen-Produktion gestört haben.

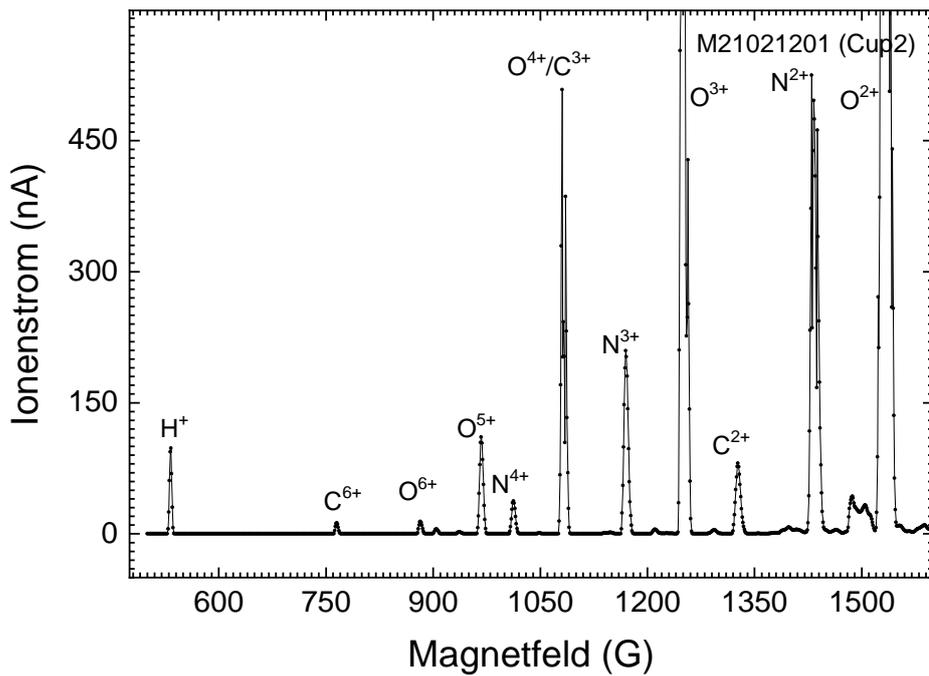


Abbildung 2.11 – Massenspektrum mit Signal lithium-ähnlicher O⁵⁺-Ionen in Faradaybecher 2.

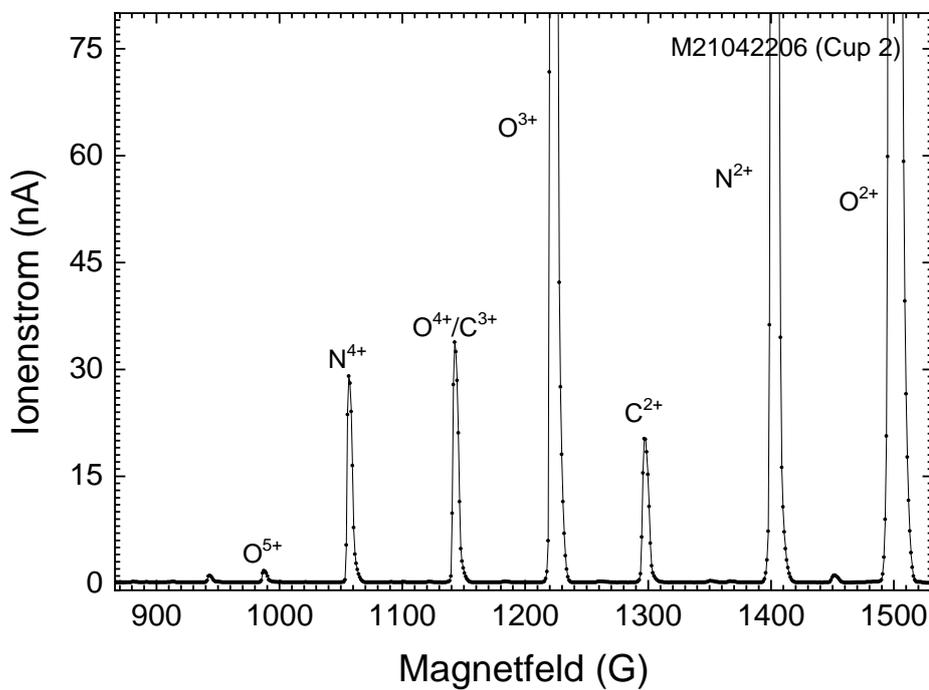


Abbildung 2.12 – Massenspektrum im Magnetfeldbereich für O⁵⁺ mit eingebautem Ofen in Faradaybecher 2

Die Scans zu Helium aus Kapitel 5.3 dienen der Untersuchung der Energieunschärfe und -Auflösung mit dem neuen Scansystem, auch in Verbindung mit dem neuen Messmodus HC6, worauf in den Kapiteln 5.3 genauer eingegangen wird. Ein Massenspektrum mit Heliumsignal ist in Abbildung 2.13 gezeigt. Helium wird bei zwei geringfügig anderen magnetischen Flussdichten im Spektrum gezeigt. In der EZR-Ionenquelle kann die gleiche Ionensorte an verschiedenen Positionen produziert werden. Geschieht dies, unterscheiden sich die kinetischen Energien minimal und die gezeigte Doppel-Peak-Struktur wird sichtbar.

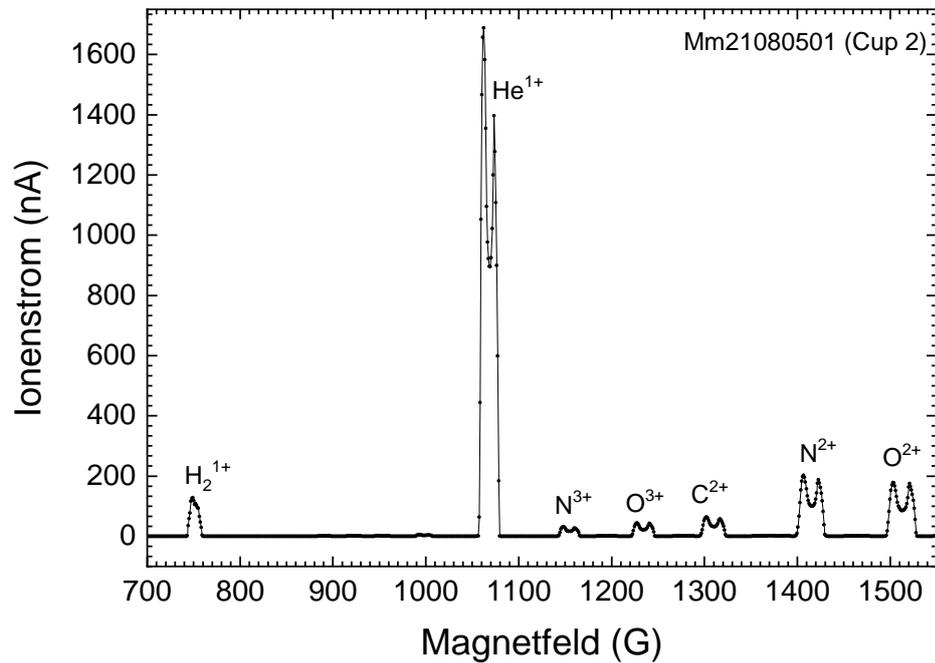
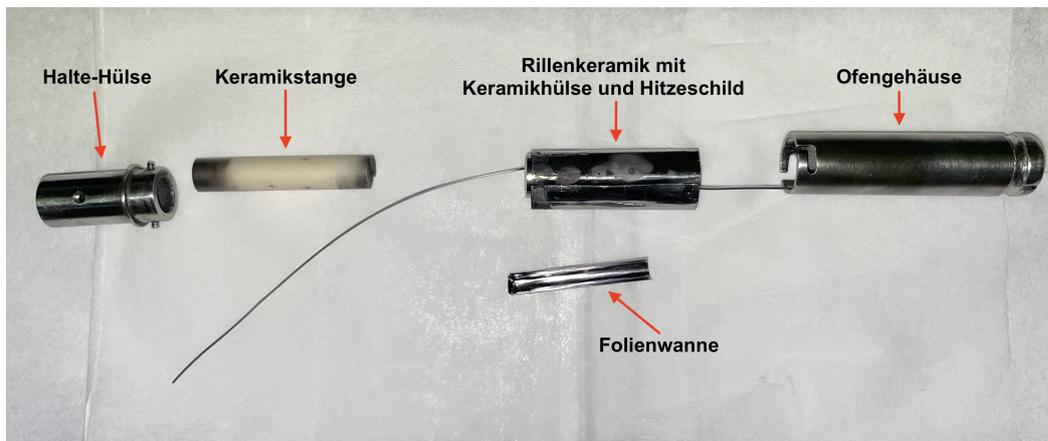


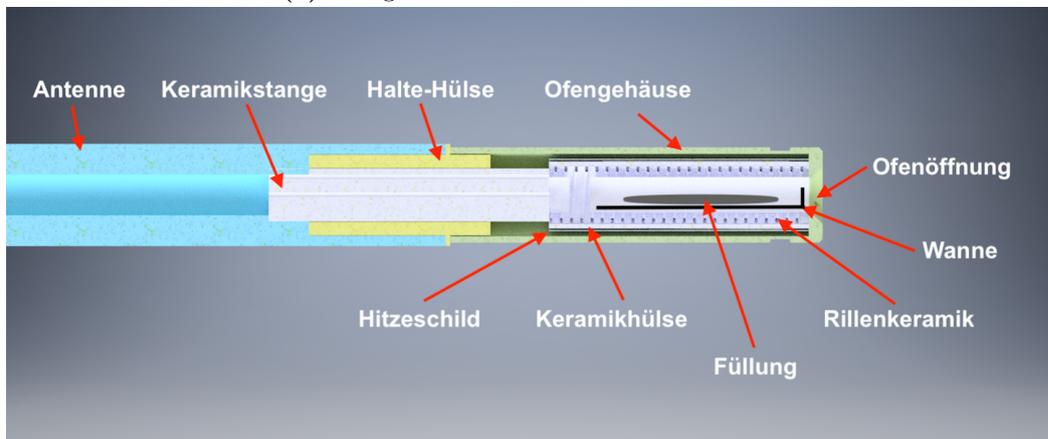
Abbildung 2.13 – Massenspektrum mit Signal für Heliumionen in Faradaybecher 2.

Erzeugung von Lanthanionen

Zusätzlich zu den gasförmigen Elementen wurden in dieser Arbeit einfachionisierte Lanthanionen produziert. Hierfür wurde ein Verdampferofen [32] eingesetzt. Die für den Betrieb des Ofens verwendete elektrische Schaltung ist im Anhang C.6 zu finden. Mit der in Kapitel 3 vorgestellten neuen flexiblen Elektronenkanone war der Ofen bis zu dieser Arbeit nicht in Verwendung. Der Aufbau des Ofens ist in Abbildung 2.14 dargestellt.



(a) Fotografie der einzelnen Ofen-Bauteile.



(b) 3D-Modell des verwendeten Ofens.

Abbildung 2.14 – Aufbau des Verdampferofens. (a) zeigt eine Fotografie der Bauteile und (b) ist ein detailliertes 3D-Modell.

Der Ofen stellt den vordersten Teil der Mikrowellenantenne der EZR-Quelle dar. Das Ofengehäuse wird mit einem Bayonettverschluss auf eine Halte-Hülse aufgesteckt, die dann innenliegend auf die Antenne aufgesteckt und mit zwei M2-Senkkopfschrauben befestigt wird. Der an der Durchführung mit einer Schraubhülse befestigte Kupferdraht

wird innerhalb eines Keramikrohrs bis ans vordere Ende zur Durchführung nach außen geführt. Beim Zusammenbau ist es möglich, diesen Draht einige Zentimeter in Richtung Ofengehäuse zu ziehen, da er spiralförmig gewickelt ist.

Der eigentliche Ofen ist eine einseitig geschlossene hohle Keramik mit spiralförmigen Rillen auf der Außenseite. Auf diese 38 mm lange Rillenkeramik wird ein hitzebeständiger Draht (z.B. Wolfram oder Wolfram-Rhenium) in die Rillen gewickelt, sodass eine Heizspirale entsteht. Für die elektrische Isolierung ist eine ebenfalls 38 mm Keramikhülse aufgeschoben, die zusätzlich ein Verrutschen des Drahtes verhindert. Der gewickelte Heizdraht an der Hinterseite der Rillenkeramik wird durch eine Keramikstange zum spiralförmigen Kupferdraht (nicht dargestellt) geführt. Mit einer Schraubklemme werden beide Drähte leitend verbunden. Bevor das Ofengehäuse aufgeschoben wird, muss um die Keramikhülse, die die Rillenkeramik beinhaltet, ein Hitzeschild aus z.B. Tantalfolie gelegt werden. Das andere Ende des Heizdrahts wird am vorderen Ende des Ofengehäuses nach außen geführt. Eine Kerbe in diesem Bereich dient der Führung des Heizdrahts. Er wird umgebogen, damit er flach auf der Oberfläche des Ofengehäuses aufliegt. Mit mehreren Lagen Draht, z.B. aus Titan, wird ein elektrischer Kontakt mit dem Ofengehäuse hergestellt. Das zu verdampfte Material wird üblicherweise in ein Titan-Wanne eingefüllt und in die Rillenkeramik geschoben, siehe das 3D-Modell 2.14 (b).

Zunächst war die Produktion von Cer-Ionen geplant, sodass ein erster Ofen aufgebaut wurde. Hierbei zeigte sich nur ein geringer Strom von ca. 70 pA bei 130 W Heizleistung in Faradaybecher 2 von Ce^{2+} und kein Indiz für Ce^{1+} oder Ce^{3+} , sodass es unklar blieb, ob es sich überhaupt um Cer handelte. Daher sollte ein Schwellenscan Aufschluss bieten, der jedoch fehlschlug, da der Ionenstrom während eines Tages kontinuierlich sank und schließlich vollständig verschwand. Ein Erhöhen der Heizleistung auf bis zu 145 W konnte den Ionenstrahl nicht zurück bringen. Die Heizleistung begann vermutlich in Folge der hohen Temperatur und der damit verbundenen Änderungen am Ofenaufbau abzufallen. Ein Kurzschluss wurde vermutet, die Ofenheizung ausgeschaltet. Der Ofen musste vor dem Ausbau erkalten.

Folgende Erkenntnisse lieferte der ausgebauten Ofen:

- (i) Der Ofen löste sich ruckartig, was auf verschmolzenes Titan zwischen Plasmakammer der EZR und dem Ofengehäuse herrührt.
- (ii) Die Heizleistung war zu hoch gewesen: Titan schmilzt bei 1670°C [31] und die maximale Arbeitstemperatur von Al_2O_3 -Keramik liegt bei ca. 1500°C [33].

- (iii) Die Keramik war stark in Mitleidenschaft gezogen: Die Keramik-Hülse hatte Löcher und war mit dem Rillenrohr verschmolzen. Um den Schaden genauer untersuchen zu können, musste die Anordnung mit einem Hammer zerkleinert werden. Die Keramik war von innen mit einer elektrisch leitenden Schicht bedampft, die vermutlich vom Heizdraht herrührte. Siehe die Abbildungen 2.17 und 2.18.
- (iv) Am Ofengehäuse in Abbildung 2.16 war ein gleichmäßiger, silbriger Niederschlag zu erkennen, und der Titandraht war verschmolzen. Der Niederschlag besteht daher sehr wahrscheinlich aus Titan.
- (v) Von der Titan-Wanne konnte nur noch der hintere Teil geborgen werden, was auf einen Temperaturgradienten schließen lässt. Da der Ofen nur zur Hälfte gewickelt wurde, um ein Verstopfen der Ofenöffnung zu verhindern, ist dies erklärbar.
- (vi) Der Ofeninhalt und die Öffnung war mit einer kristallinen grau-grün-gelben Substanz verkrustet, wie in Abbildung 2.15 zu sehen ist. Hier könnten Oxid-Verbindungen entstanden sein. Das Material war aber nicht verschmolzen und benetzte nicht die Wanne.
- (vii) Das Hitzeschild aus Tantal war mit dem Ofengehäuse teilweise verschmolzen.



Abbildung 2.15 – Verschmolzenes Material an der Ofenöffnung.



Abbildung 2.16 – Verschmolzener Titandraht an Ofengehäuse.

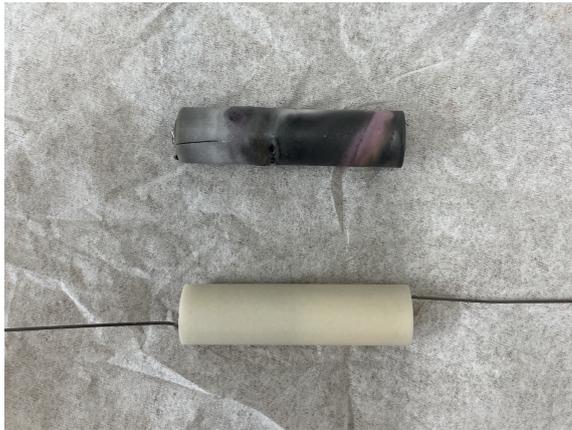


Abbildung 2.17 – Verschmolzene Ofenkeramik und unbenutzte Keramik.

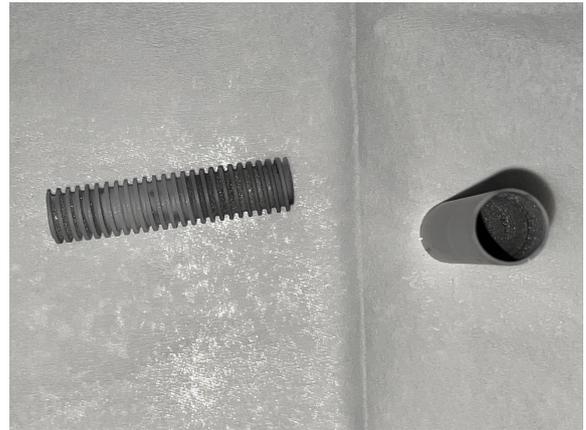


Abbildung 2.18 – Bedampfte Ofenkeramik.



Abbildung 2.19 – Ofen-Teststand mit eingezeichneter Position des Fensters



Abbildung 2.20 – Folienwanne

Aufgrund dieser Erkenntnisse wurde zur Optimierung des Ofenbetriebs ein Ofenteststand aufgebaut, bei dem der Ofen unter Vorvakuum-Bedingungen kontrolliert geheizt wurde. Eine ausführliche Beschreibung ist in der Bachelorarbeit von Gocht [34] zu finden. Durch ein Fenster, das in der Abbildung 2.19 nicht zu erkennen ist, konnte der Ofen beobachtet werden. Da die einzige verbliebene Wanne zerstört war, wurde mit Tantal-Folie der Stärke 0,8 mm eine Folienwanne gebaut, wie sie in Abbildung 2.20 dargestellt ist. In der folgenden Aufzählung werden die Erkenntnisse der verschiedenen Ofentests kurz zusammengefasst:

- (i) Trotz der Klappe der Folienwanne im Bereich der Ofenöffnung, wurde ein Teil der Füllung beim Abpumpen aus dem Ofen gezogen. Nur mit einem sehr langsamen Abpumpen, das ohne große Drucksprünge erfolgt, ist dies zu vermeiden.

- (ii) Die Folienwanne wurde nicht aus der Öffnung gezogen, da die Reibung mit der Keramikwand groß ist, sodass auf einen Draht vor der Öffnung als Stopp verzichtet werden kann.
- (iii) Bei einer Heizleistung von 120 W wurde nach einem vierstündigem Betrieb bei den Keramiken im ausgebauten Zustand eine leichte Verschmelzung festgestellt, sodass ein Lösen nicht einfach möglich war.
- (iv) Bis zu einer Heizleistung von ca. 80 W gab es keinerlei Beschädigungen, bis 100 W blieb der Ofen verwendbar.

Mit diesen Ergebnissen ist ein Ofen gebaut worden, der für die Produktion der Lanthanionen genutzt werden konnte. In der folgenden Aufzählung sind die Details des neuen Ofens zusammengefasst, der für die Messungen der Einfachionisation von Lanthan in Kapitel 7.1 verwendet wurde.

- | | |
|---|---|
| (I) Folienwanne ohne Draht als Stopp im Bereich der Ofenöffnung | wie im Standard-Ofen. |
| (II) Wolfram-Rhenium-3 Draht (geglüht) der Dicke 0,5 mm als Heizdraht. Dieser Draht lässt sich einfacher wickeln und wird weniger spröde. | (IV) Titandraht der Dicken 0,25 mm und 0,5 mm zur Befestigung des Heizdrahts am Ofengehäuse. |
| (III) Tantal-Hitzeschild um die Keramik | (V) Als Grenze der Heizleistung wurde der experimentell ermittelte Wert von 100 W festgelegt. |

Der Ionenstrom von La^{1+} erfüllte die Erwartung nicht. Ein Vergleich der Dampfdruckkurven zeigte einen nur wenig verschobenen Verlauf zwischen Lanthan und Scandium, wie in Abbildung 2.21 dargestellt. Demnach ist eine Temperatur von 1150 °C bei $1 \cdot 10^{-6}$ mbar nötig. Die Dissertation von Jacobi [35] wurde herangezogen, da er darin ein modifiziertes Hitzeschild, das aus einer Sandwich-Struktur von mehreren Lagen Folie und Draht besteht, beschreibt. Mit dieser Grundlage ist das Hitzeschild wie in Abbildung 2.22 entstanden, bei dem Wolframfolie der Dicke 0,025 mm und Wolframdraht der Dicke 0,05 mm verwendet wurde. Die Folie wurde so zugeschnitten, dass sie genauso breit ist wie die Hüllenkeramik und genau eine Lage Folie mit ca. 5 mm Überlapp um die Keramik gelegt werden konnte. Der Draht dient der Fixierung der Folie und ist dabei spiralförmig vor und zurück gewickelt worden. Anschließend ist dies ein weiteres mal wiederholt worden.

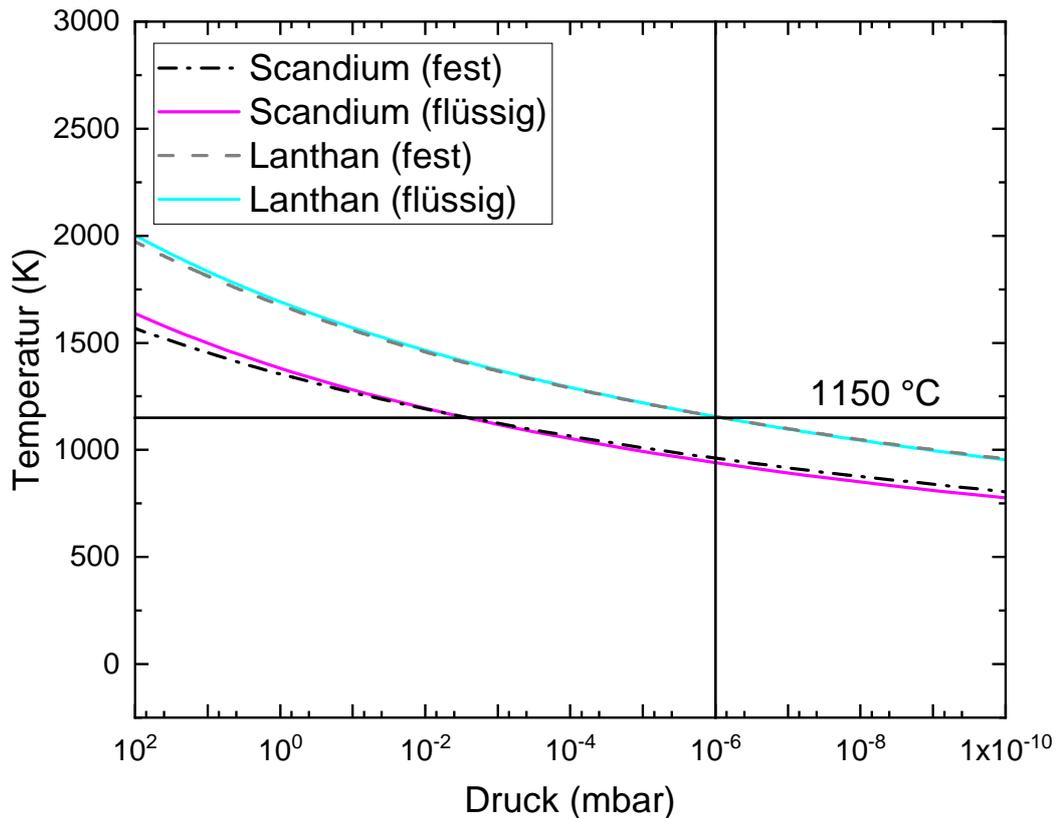


Abbildung 2.21 – Dampfdruckkurven von Lanthan und Scandium. Die dargestellten Kurven sind aus [31] entnommen. Anschließend erfolgte eine Potenzierung für explizite Druck-Temperatur Abhängigkeit. Beispiel für Lanthan, flüssig ($A = 5,911$, $B = 21855$, $C = 0$, $D = 0$ aus o.g. Quelle): $10^{5,006+A-B \cdot T^{-1}+C \cdot \log(T)+D \cdot T^{-3}}$

Abschließend wurde ein aus 0,1 mm dicker Tantalfolie geschnittenes Schild um die Keramik-Wolfram-Anordnung gelegt, da das flexible Tantal bei geeigneter Formung wie ein Gummiband die darunter liegenden Strukturen in Position hält. Diese Änderungen wurden für die Messungen der Doppel- und Dreifachionisation in Kapitel 7.2 und 7.3 benutzt und reduzierten die notwendige Heizleistung zunächst deutlich auf unter 50 W. Die Heizleistung musste jedoch im weiteren Verlauf bei jeder Ofenfüllung immer weiter gesteigert werden, um einen ausreichenden Ionenstrom zu erzielen.

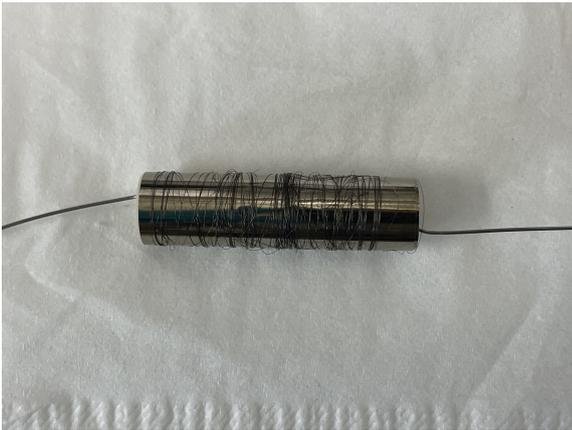


Abbildung 2.22 – Modifiziertes Hitzeschild aus Wolfram-Folie und -Draht.



Abbildung 2.23 – Vielweckklemme als Hilfsmittel für den Gehäusekontakt

Es zeigte sich, dass Wolfram-Rhenium-Draht als Heizdraht weniger schnell brüchig wird, womit die Lebensdauer des Ofens viel größer ist. Eine Ofenfüllung in der Endversion des Ofens konnte für ungefähr vier Tage benutzt werden, bevor wieder nachgefüllt werden musste. Hierbei ist jedes Mal aufgefallen, dass sich noch eine Art Kristall in der Folienwanne befand, der aber in Farbe und Zustand nicht dem Lanthan-Pulver ähnelt. Die Vermutung ist, dass durch die hohe Temperatur Lanthanoxid entsteht, da Lanthan ein reaktives Metall ist. Dieses Oxid hat eine Schmelztemperatur von 2304 °C [31]. Diese Temperatur kann im Ofen nicht erreicht werden, was den Stromverlust erklärt.

Für Scandium hatte Jacobi [35] einige nA Ionenstrom in Faradaybecher 5/6 bei Schlitzblenden im Bereich von $1,0 \times 1,0$ erhalten. Abbildung 2.24 zeigt ein Massenspektrum bei einer Heizleistung von 40 W. Es sind knapp 250 pA La^{1+} -Ionen in Faradaybecher 2 erhalten worden. In Faradaybecher 6 ist trotz dem Hitzeschild nach Jacobi nicht ansatzweise so viel Ionenstrom festgestellt wurden. Er betrug zwischen 1 pA bis 10 pA. Als Supportgas ist für die Produktion von Lanthanionen immer Helium zum Einsatz gekommen, das gegen die Xenon-Druckdose ausgetauscht wurde. Hierbei ist das Zuleitungsröhrchen versehentlich nicht ausreichend ausgepumpt worden, was sich aber später als Hilfreich bei der Identifikation von Lanthan erwies. Lanthan hat ein relevantes Isotop und zwar ^{139}La mit einer relativen Häufigkeit von 99,9112% [31]. Die markante Isotopenstruktur von Xenon ermöglichte dank des ^{136}Xe die eindeutige Identifikation von Lanthan mit der Masse 139.

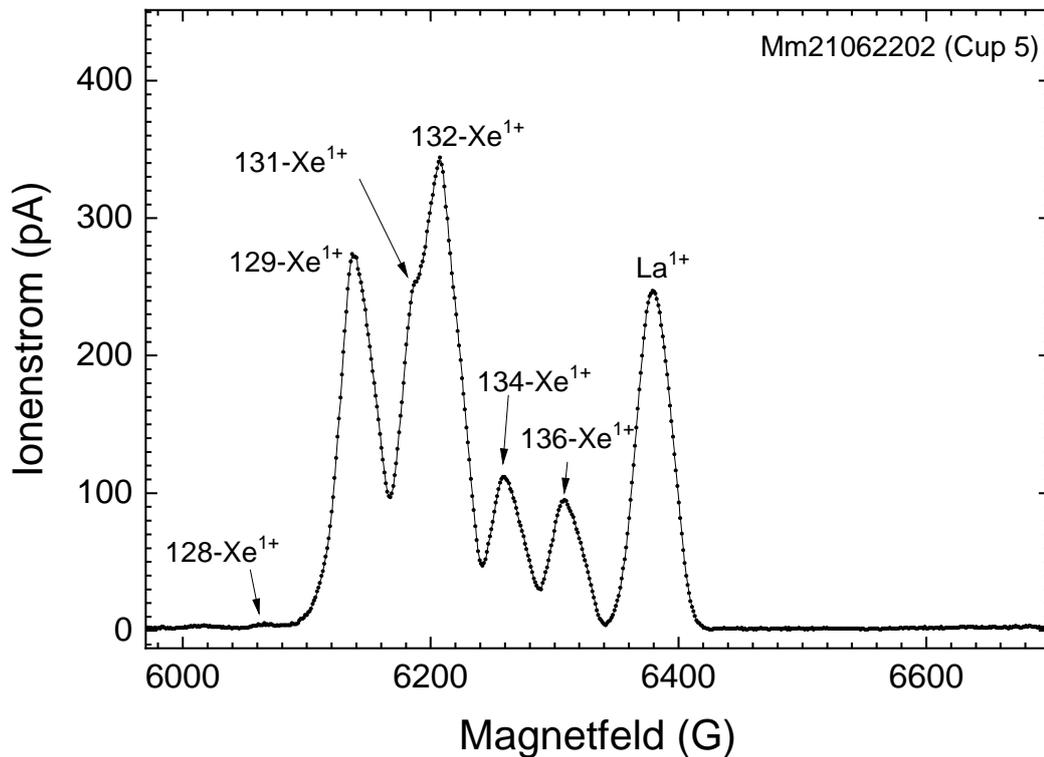


Abbildung 2.24 – Massenspektrum mit La¹⁺ bei einer Heizleistung von 40 W. Außerdem sichtbar ist Xe¹⁺ mit gut aufgelöster Isotopenstruktur. Aufgenommen in Faradaybecher 6.

2.4 Messverfahren für Absolutmessungen

Mithilfe der Methode der gekreuzten Strahlen (*engl. crossed-beams*) sind die Wirkungsquerschnitte der Elektronenstoßionisation in dieser Arbeit experimentell bestimmt worden. Bei der verwendeten Messmethode werden der Ionen- und der Elektronenstrahl unter einem Winkel von 90° gekreuzt und hierbei der Elektronenstrahl mechanisch durch den Ionenstrahl in vertikaler Richtung gleichförmig bewegt. Häufig wird deswegen auch der Begriff des *dynamischen Verfahrens* verwendet. Eine ausreichende Fahrtstrecke zeichnet sich dadurch aus, dass es vor und nach dem Bereich mit Strahlüberlapp Bereiche gibt, wo kein Überlapp der Strahlen stattfindet. Auf diese Weise ist dort eine Untergrundbestimmung möglich und benötigt keine separate Messung. Da sich die Strahlen durch die Bewegung des Elektronenstrahls gegenseitig abtasten, ist eine experimentelle Bestimmung des Formfaktors automatisch bei der Messung enthalten. Diese Methode ist bereits seit vielen Jahren im Einsatz und in der heutigen Version von Müller in [36, 37, 38] beschrieben. Da z.B. schon bei Titte [26] ausführliche Informationen zur Messmethode zu finden sind und die neue, flexible Elektronenkanone in [9] und in Kapitel 3 vorgestellt wurde, wird hier auf eine Wiederholung verzichtet.

Der Wirkungsquerschnitt lässt sich mit direkt experimentell erreichbaren Größen über die folgende Formel berechnen:

$$\sigma = \frac{R \cdot F}{M \cdot I_{ion} \cdot I_e} \quad (2.7)$$

$$= \frac{N \cdot \Delta z}{I_i \cdot I_e \cdot \Delta t \cdot M} \quad (2.8)$$

Hierbei bezeichnet N die detektierten Produktionen, mit Δz wird die Fahrstrecke der Elektronenkanone bezeichnet. Beides innerhalb des Zeitintervalls Δt . M steht für den kinematischen Faktor, I_e und I_{ion} für den Elektronen- bzw. Ionenstrom. Der kinematische Faktor M lässt sich über die Geschwindigkeiten der Elektronen und Ionen berechnen, wobei in Formel 2.10 bereits der Winkel von 90° berücksichtigt ist. Eine Isotopenauftrennung ist nötig, da die Einzelgeschwindigkeiten der Isotope sich unterscheiden.

$$M = \frac{\sqrt{v_{ion}^2 + v_e^2 - 2 \cdot v_{ion} \cdot v_e \cdot \cos(\theta)}}{v_{ion} \cdot v_e \cdot q_{ion} \cdot q_e \cdot e^2 \cdot \sin(\theta)} \quad (2.9)$$

$$= \frac{\sqrt{v_i^2 + v_e^2}}{v_i \cdot v_e \cdot q_i \cdot e^2} \quad (2.10)$$

Fehlerbetrachtung bei Absolutmessungen

Der statistische Fehler ermittelt sich aus der statistischen Unsicherheit der gezählten Produktionen, weswegen mit zunehmender Zeit dieser Fehler sinkt. Der systematische Fehler setzt sich aus den Einzelunsicherheiten der Messgeräte zusammen. Für die Messung des Ionenstroms werden 5 % Unsicherheit veranschlagt und für die Ansprechwahrscheinlichkeit des Einzelteilchendetektors 3 %. Die Unsicherheit für die Kanalbreite beträgt 1 %, und die des kinematischen Faktors folgt aus den Unsicherheiten der Teilchengeschwindigkeiten und des Winkels der Strahlen zu 1 %. Der Fehler für die Messung des Elektronenstroms beträgt für die Xenon-Messungen 2 %. In Folge des Einbaus und der Inbetriebnahme der Ansteuerung und des Scansystems, wie in Kapitel 5 beschrieben, sind die bisher angenommenen Unsicherheiten für die Ionenstrom- und für den Elektronenstrommessung überprüft worden. Es wurde vermutet, dass die neuen Leitungswege und weitere im genannten Kapitel vorgenommenen Änderungen

die Unsicherheit verändert haben könnten. Dies bestätigte sich. Für die Lanthanmessungen ist daher eine Unsicherheit der Elektronenstrommessung von 5% abgeschätzt worden. Für die Ionenstrommessung war keine Änderung nötig. Der experimentelle Gesamtfehler setzt sich aus statistischem Fehler und systematischen Fehlern zusammen. Es werden alle Beiträge quadratische zum Gesamtfehler addiert. Der gesamte systematische Fehler beträgt 6,3% für die Xenonionen und 7,8% für die Lanthanionen.

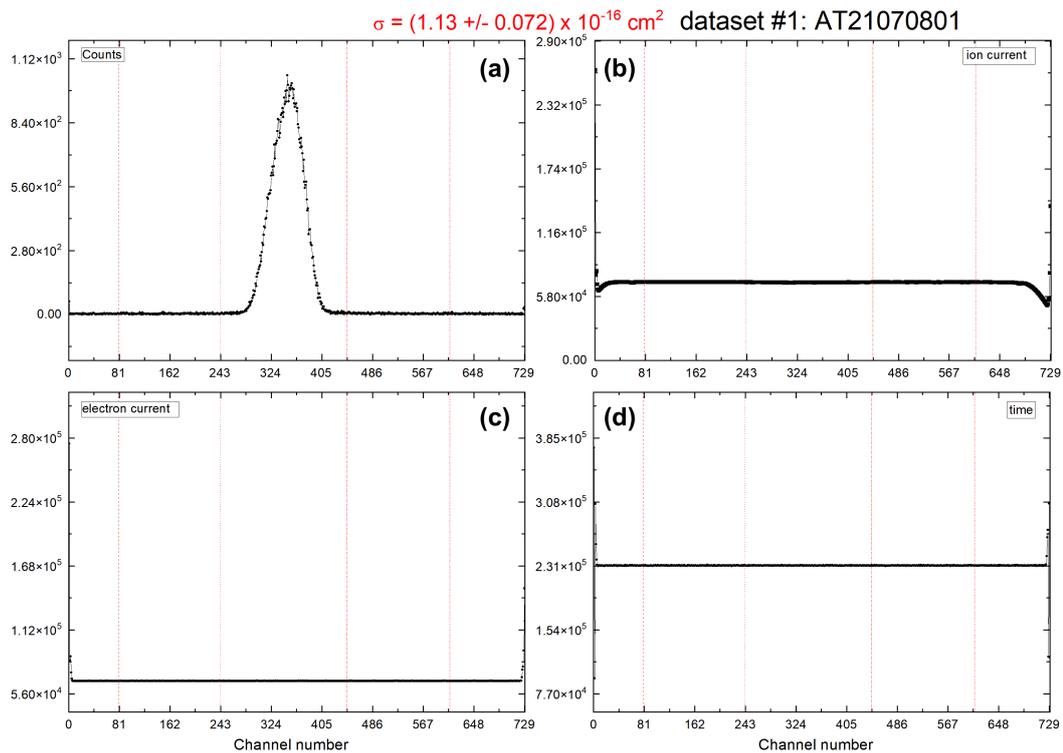


Abbildung 2.25 – 4-Plot-Darstellung der für die Messung von Absolutquerschnitten aufgenommenen Daten. Beispielhafte Darstellung aus den aufgenommenen Daten. Gezeigt sind in Abhängigkeit der vertikalen Position der Elektronenkanone (a) das Signal des Einzelteilchendetektors und damit die Zählrate der Produktionen, (b) der Ionenstrom, (c) der Elektronenstrom, (d) die Zeit, jeweils in willkürlichen Einheiten.

In Abbildung 2.25 sind die vier Spektren (a) Signal des Einzelteilchendetektors und damit die Zählrate der Produktionen, (b) der Ionenstrom, (c) der Elektronenstrom, (d) die Zeit gezeigt, wie sie zur Auswertung mit dem Programm Origin verwendet werden. Sie sind jeweils in Abhängigkeit der vertikalen Position der Elektronenkanone dargestellt. Die ebenfalls gezeigten vier roten senkrechten Linien können manuell angepasst werden und dienen der Bestimmung des Untergrunds.

Die indirekten Prozesse aus Kapitel 2.1 können mit dem beschriebenen Verfahren nur

unzureichend aufgelöst werden. Ein Messverfahren, das diese Strukturen auflösen kann, ist im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut und in Betrieb genommen worden, das Energie-Scansystem. Die Funktionsweise, die technischen Details und die Charakterisierung der neuen Ansteuerung der flexiblen Elektronenkanone und das Energie-Scansystem werden in Kapitel 5 behandelt.

Hochleistungs- Elektronenkanone

Die Bereitstellung von Elektronen für Elektronenstoß-Experimente erfolgt an dem in Kapitel 2.2 vorgestellten Experiment durch Elektronenkanonen, sodass deren Entwicklung hoher Bedeutung beigemessen wird. Eigens für das „Crossed-Beams“ Experiment begann vor über 15 Jahren, damals noch am Institut für Atom- und Molekülphysik der Justus-Liebig-Universität Gießen, die Entwicklung der hier vorgestellten Elektronenkanone[7]. Die Inbetriebnahme erfolgte im Dezember 2014 und fortwährende Weiterentwicklungen folgten.

Bei der Entwicklung wurde ein Ansatz mit mehreren Elektroden verfolgt, sodass neben der deutlich höheren erreichbaren Energie von 3500 eV anstelle von 1000 eV mit der vormals eingesetzten Elektronenkanone eine Entkopplung von Elektronenenergie und Elektronenstrom erreicht werden konnte. Hierdurch ergeben sich eine Vielzahl an verschiedenen Betriebsmodi mit teils massiv anderem Verhalten, sodass vom Experimentator stets ein geeigneter Betriebsmodus ausgewählt werden muss.

In einer Vielzahl von Messkampagnen konnten mit der alten Elektronenkanone interessante Bereiche des Wirkungsquerschnitts, wie das Maximum oder der direkte Bereich danach nicht untersucht werden, da diese Bereiche kurz vor oder über der Energie-Grenze von 1000 eV liegen. Bereits bei der Einfachionisation von Xe^{13+} mit einer Ionisationsenergie des Grundzustands von 314 eV[39] und einem Maximum des Wirkungsquerschnitts bei ca. 800 eV[9] kann der Bereich direkt nach dem Maximum nur eingeschränkt untersucht werden. Eine höhere maximale Elektronenenergie würde hier Abhilfe schaffen, sodass der Grund für die Entwicklung der flexiblen Elektronenkanone ersichtlich ist. Die Messzeit für einen akzeptablen, möglichst kleinen statistischen Fehler bei Stoßexperimenten ist abhängig von der Teilchendichte der Strahlen. Vorteilhaft ist es daher hohe Teilchenströme zu erreichen. Insbesondere für niedrig ionisierte Ionen, deren Ionisationsschwelle bei einigen eV bis wenige 10 eV liegt, wäre andernfalls

die Messzeit sehr lang, denn bei diesen niedrigen Energien ist die Emission ebenfalls klein. Ähnliches gilt bei der Untersuchung der Ionisationsschwelle, hier sogar aufgrund der geringen Wirkungsquerschnitte für mittel-ionisierte Ionen.

Die hier folgende Beschreibung der flexiblen Elektronenkanone bis 3500 eV orientiert sich an den Beschreibungen von Ebinger [9] und Döhring [10], wird dabei allerdings um die neuesten Entwicklungen erweitert. Mit Hinblick auf das Kapitel 5 werden Aspekte, die die neue Ansteuerung betreffen, hier nicht erwähnt.

3.1 Aufbau der Elektronenkanone bis 3500 eV

Der Arbeitsbereich der neuen Elektronenkanone ist ausgelegt für Energien zwischen ca. 10 bis 3500 eV. Ein weiterer Designwert ist der Elektronenstrom von bis zu 1 A. Die Elektronenkanone besteht aus neun unterschiedliche Elektroden (P0 bis P6, WWZ:1, WWZ:2). Hinzu kommen die Kathode und der Kollektor. Eine Schemaskizze der Elektrodenanordnung der Elektronenkanone ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

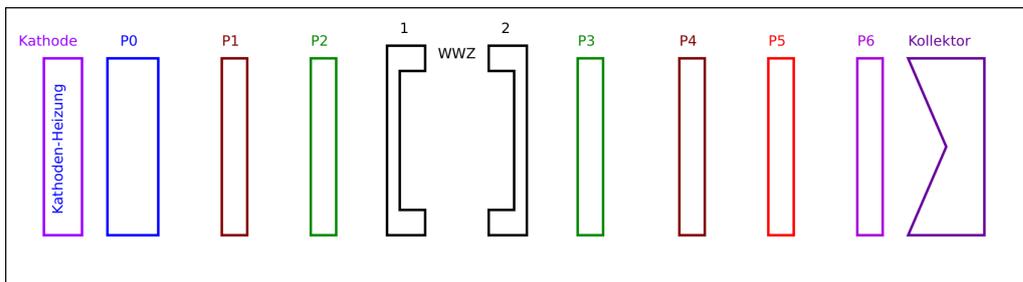


Abbildung 3.1 – Nomenklatur der Elektronenkanone bis 3500 eV.

Die angelegte Elektrodenspannung ermöglicht unterschiedliche Arbeitsmodi, wie beispielsweise einen *Hoch-Energie-* oder einen *Hoch-Strom-Modus*. Eine Zusammenstellung ist in Tabelle 3.1 zu finden. In der Praxis stellte sich heraus, dass der intensive Elektronenstrahl bei bestimmten Einstellungen die Ionenstrahlen so stark ablenken können, sodass nicht mehr alle Primärionen und Produktionen im Faradaybecher oder Detektor aufgefangen werden können. Daher begann die bei Ebinger [9] beschriebene Abwandlung der Betriebsmodi zu verwendbaren Messmodi. Ergebnis war, dass bei den Hoch-Energie-Modi eine geringere Spannung als 25 % an den Elektroden P1 bis P4 benötigt wird, um diese Effekte ausreichend abzuschwächen. Als Folge reduziert sich daher auch die Elektronenemission. Es zeigte sich, dass ein Potential im Bereich von 8 % bis 15 % fast den gesamten Energiebereich abdecken kann. Die letzten vier

Zeilen in Tabelle 3.1 stellen die für diese Arbeit verwendeten Betriebsmodi zusammen. Nähere Informationen zu dem in dieser Arbeit erstmalig verwendeten Hoch-Strom-Modus mit 600 % an P1/P4 sind der Charakterisierung der Elektronenkanone in Kapitel 4 und 5.3 zu entnehmen. Weitere Details sind bei den Lanthanmessungen in Kapitel 7 zu finden, bei denen der HC6 zum Einsatz kam. Die Strahlbreite beträgt 60 mm bei einer Höhe von 1 mm bis 2 mm. Der Strahlquerschnitt ist rechteckig[40]. Die in Tabelle 3.1 verwendeten Platzhalter, X, Y, Z, symbolisieren die hohe Flexibilität der Elektronenkanone und können gewählt werden.

Tabelle 3.1 – Zusammenstellung der von Shi [7] simulierten Betriebsmodi (erste vier Zeilen) und der in dieser Arbeit verwendeten abgewandelten Betriebsmodi der Elektronenkanone. Angegeben sind die einzustellenden Potentiale relativ zur Potentialdifferenz zwischen Kathode und Wechselwirkungszone. Die Elektrode P0 liegt auf Kathodenpotential. Für P6 werden im Betrieb zwischen 100 % und 90 % nach Bedarf Spannungen eingestellt, sodass der abfließende Strom stets unkritisch bleibt. Deswegen fehlt P6 in dieser Zusammenstellung. Die verwendeten Platzhalter, X, Y, Z stehen für wählbare Verhältnisse mit: $1 < X < 5$ und $0 < Y < 5$ sowie $2 < Z < 9$

Modus	Elektroden							
	Kathode	P1	P2	WWZ	P3	P4	P5	Kollektor
Hoch-Energie	-1	0,25	0,25	0	0,25	0,25	-1	0
Hoch-Strom	-1	X	0,25	0	0,25	X	-1	0
Ohne Potential-Falle	-1	0,25	-0,Y	0	-0,Y	0,25	-1	0
Reduzierte Hitze	-1	0,25	0,25	0	0,25	0,25	-1	0,Z

Hoch-Energie 10% (HE10)	-1	0,10	0,10	0	0,10	0,10	-1	0
Hoch-Energie 10% Reduzierte Hitze (HE10)	-1	0,10	0,10	0	0,10	0,10	-1	0,Z
Hoch-Energie 15% (HE15)	-1	0,15	0,15	0	0,15	0,15	-1	-1
Hoch-Strom 600% (HC6)	-1	6	0,25	0	0,25	6	-1	0

Die elektrische Versorgung der flexiblen Elektronenkanone erfolgt über zwei 19-Zoll Hochspannungsracks, die in dieser Arbeit in zwei verschiedenen Ausführungen verwendet wurden: (1) Die Variante mit händischer Einstellung aller Netzgeräte und (2) mit der installierten Ansteuerung und Scansystem. Mit der Einführung der neuen

Ansteuerung und des Energie-Scansystems waren weitreichende Umbauarbeiten notwendig. Näheres hierzu ist Kapitel 5 zu entnehmen. Die Verschaltung wurde in der Vergangenheit mehrfach geändert, doch seit Ende 2017 wird die in Abbildung 3.2 dargestellte Verschaltung eingesetzt. Die einzelnen Farben symbolisieren die Potentialebenen, die die Kanone hat. Auf die einzelnen Komponenten wird ausführlich in Kapitel 5 eingegangen, da dort auch eine Gegenüberstellung vor und nach den Umbauarbeiten vorgenommen wird. An dieser Stelle soll kurz auf die Rack-Potentiale eingegangen werden. Das Rack 2, in dem sich die Netzteile der Kathode (FUG HCP 140-3500), P1/P4 (FUG MCP 140-2000) und P2/P3 (TREK 609E-6) befinden, liegt auf Laborerde. Rack 1 mit der Versorgung für den Kollektor (FUG 4200-3500) und Elektrode P6 (FUG HCN 140-6500) sowie der Kathodenheizung (FUG NTN 350-20) liegt auf dem Potential der Kathode und ist daher stets auf einem negativen Potential. Wird beispielsweise eine Elektronenenergie von 1000 eV eingestellt, so ist Rack 1 auf -1000 eV gelegt. Hierdurch muss der Kollektor auf 1000 eV eingestellt werden, sodass die laut Tabelle geforderten 0 eV am Kollektor anliegen. Deshalb werden auf Lichtwellenleiter basierte Fernsteuerungen zur Potentialtrennung eingesetzt, sodass die Netzgeräte für Kathodenheizung, Kollektor und Elektrode P6 eingestellt werden können.

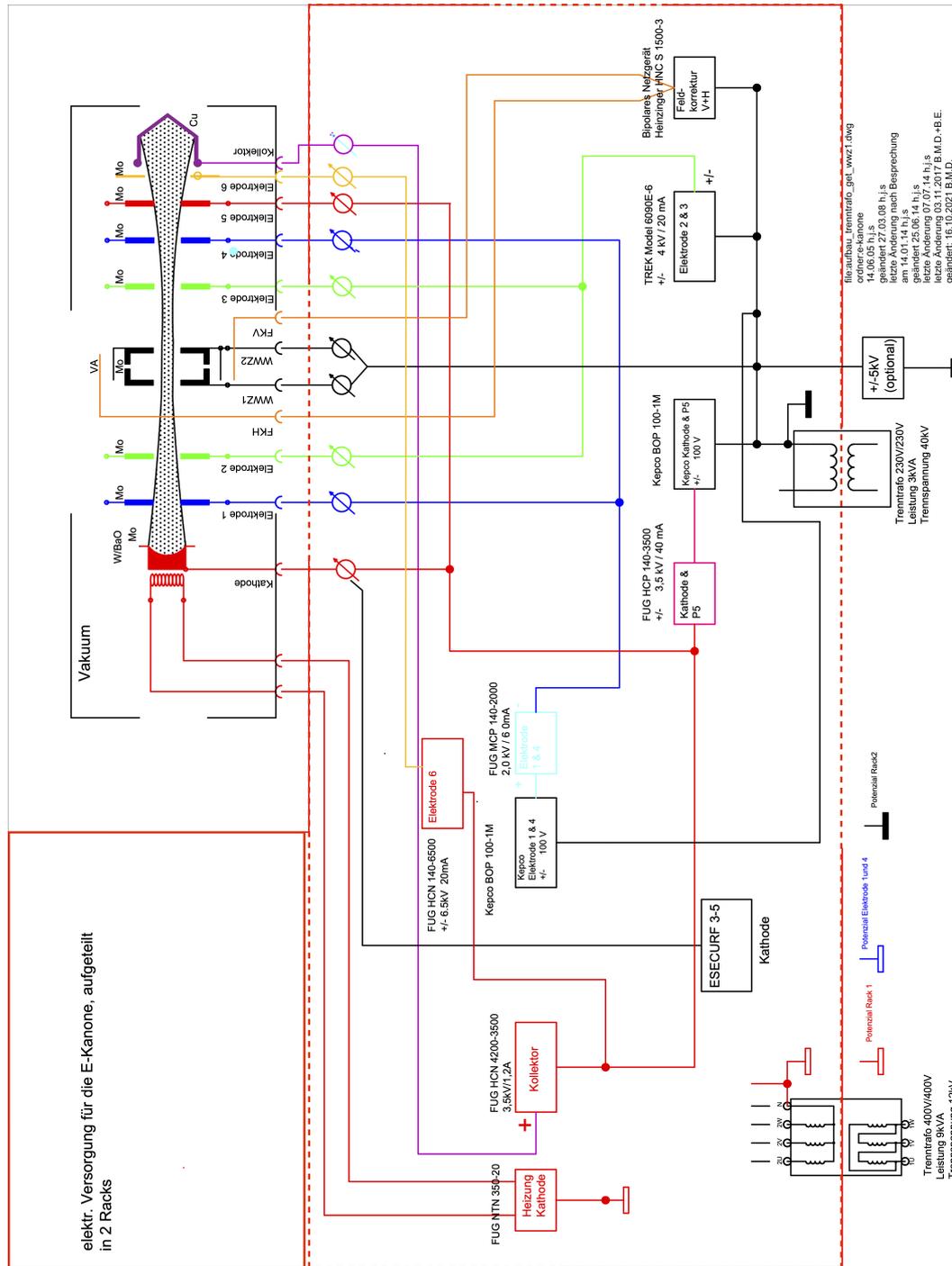
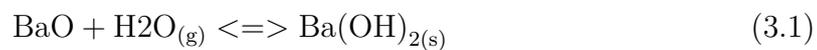


Abbildung 3.2 – Schaltplan der Elektronenkanone. Gleiche Potentiale sind durch gleiche Farben gekennzeichnet. Eine Übersicht der Änderungen zeigt die Legende im Bild.

3.1.1 Kathode der Elektronenkanone

Die *Dispenserkathode* auf Oxid-Basis (Modell 107-909) stammt von der kalifornischen Firma Spectra Mat, Inc. (SMI). Sie besteht aus einer Wolfram-Matrix, die mit Bariumoxid (BaO) als funktionale Komponente imprägniert ist und bei hohen Temperaturen an die Oberfläche diffundiert. Es stellt dort den eigentlichen Elektronenemitter dar. Bariumoxid ist stark hygroskopisch, weswegen ein Kontakt mit Feuchtigkeit ($\text{H}_2\text{O}_{(g)}$), z. B. Luft, kritisch ist, denn dabei entsteht vornehmlich eine Bariumhydroxid-Schicht (vgl. Reaktionsgleichung (3.1)).



Die Reaktionsgleichung (3.1) zeigt, dass sich die Hydroxid-Schicht wieder zu BaO umwandeln kann. Dies erfolgt entweder über Verdunstung von der Oberfläche oder durch thermische Zersetzung beim Heizen der Kathode. Hierbei entsteht neben BaO auch H_2O , weswegen es zu einem „Ausgasen“ der Kathode und einem Druckanstieg in der Kammer kommt. Durch diese Reaktion kann die Kathode unter atmosphärischen Bedingungen unbrauchbar werden, weswegen sie bei längeren Arbeiten an Atmosphäre in einem Vakuum zwischengelagert werden sollte. Ein Konditionieren der Kathode durch elektrisch-thermisches Heizen über einen längeren Zeitraum ist daher notwendig, um hohe Energien zu erreichen. Die Dauer richtet sich danach, wie viel Hydroxid-Schicht entstanden ist und welchen Grunddruck die Kammer aufweist.

Das Bariumoxid in der Wolfram-Matrix reduziert in dieser Kombination die Austrittsarbeit von Wolfram von ca. 4,5 eV[31] um mehr als das Zweifache auf 1,95 eV. Daher können Emissionen im Bereich von bis zu $2 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ bis $5 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ erreicht werden[41]. Die zwei wesentlichen Aufgaben von Wolfram sind:

1. thermisch leitende Verbindung mit dem Bariumoxid
2. Chemischer Aktivator für das Bariumoxid

Ohne diese aktivierende Funktion wäre die Kathode nicht funktionsfähig und würde keine Elektronen emittieren können[42]. Die Kombination von Wolfram und Bariumoxid reduziert die Kathoden-Temperatur von 2400 °C (Wolfram alleiniges Kathodenmaterial) auf ca. 950 °C bis 1050 °C[41]. Genau das sorgt wiederum für bessere

Vakuumbedingungen. Die Kathode und die Heizer-Struktur sind in der Abbildung 3.5 gezeigt. Die Kathode ist 70 mm lang und ohne die gekrümmte Fläche 10 mm × 10 mm breit und tief. Der Heizer besteht aus einem Wolframdraht mit einem Durchmesser von ca. 1 mm, der immer ungefähr im Abstand der Länge der Kathode gebogen ist. Diese ca. 60 mm langen Abschnitte sind durch Keramik-Röhrchen elektrisch isoliert und als Sandwich in den dafür vorgesehenen Leerraum der Kathode geschoben. Üblicherweise wird ein Heizstrom von 4,5 A bis 4,85 A eingestellt. Es fällt dann eine Spannung von ca. 18 V ab. Die Heizleistung beträgt dann ungefähr 80 W bis 88 W. Exemplarisch ist das Heizen der Kathode in den Abbildungen 3.3 und 3.4 gezeigt.

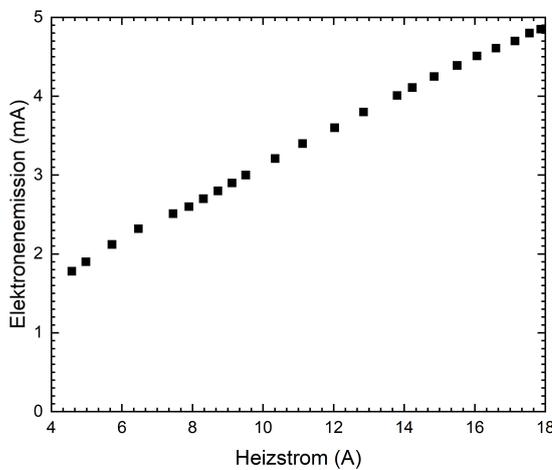


Abbildung 3.3 – Heizkurve der Kathode bei 100 eV mit HE10.

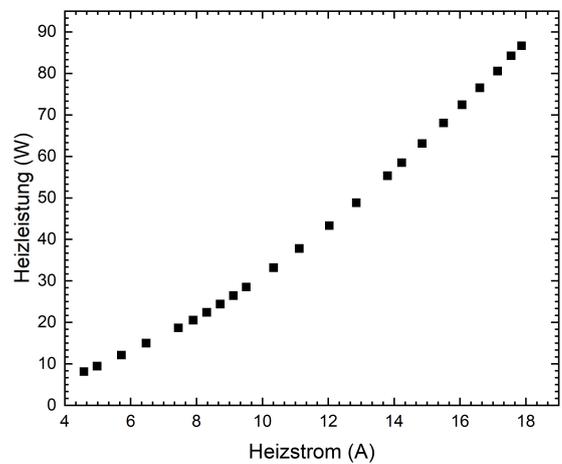


Abbildung 3.4 – Heizleistung der Kathode bei 100 eV mit HE10. Es ist der gleiche Datensatz wie für Abbildung 3.3 verwendet worden.

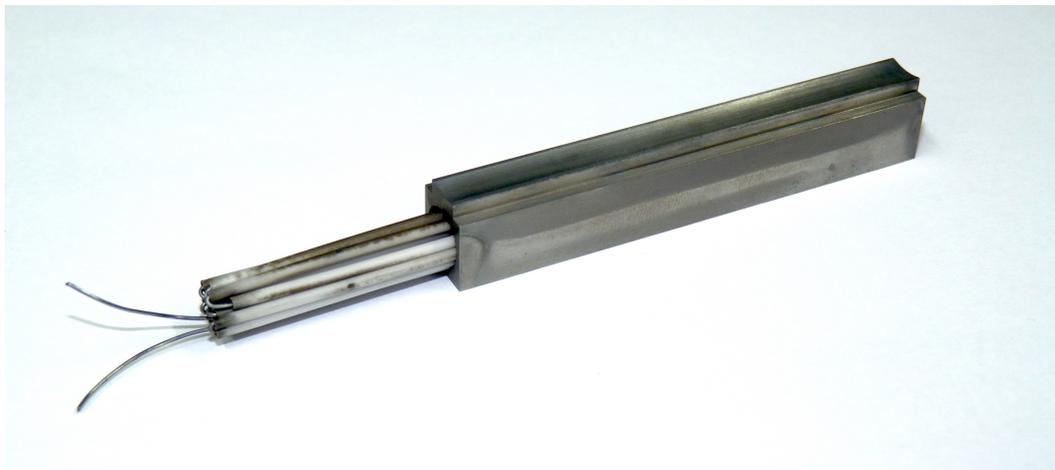


Abbildung 3.5 – Kathode und Heizer-Struktur

Eine längere Lebensdauer von laut Hersteller mindestens 1000 h kann durch den Betrieb unter Vakuumbedingungen besser als $1 \cdot 10^{-8}$ mbar erreicht werden. Es wird noch immer die Kathode von 2015 eingesetzt, ohne eine signifikante Alterung feststellen zu können. Die Lebensdauer bei unseren Bedingungen liegt daher in der Größenordnung von Jahren.

3.1.2 Elektroden der Elektronenkanone

Die Elektroden P0 bis P6 bestehen inzwischen aus Molybdän anstelle von Kupfer mit einem Schlitz der Höhe 4 mm. Die Abmessungen der Elektroden betragen 80 mm \times 110 mm. Die gesamte Flugstrecke der Elektroden von Kathode bis Kollektor beträgt ca. 90 mm, die Elektroden P0 bis P6 sind mit den weißen MACOR-Abstandshalter ca. 53 mm lang. Mechanische Veränderung der Kupfer-Elektroden in Folge von zu hoher Belastung durch den Elektronenstrahl machte eine Materialänderung notwendig[10]. Abbildung 3.6 zeigt die ausgebauten Molybdänelektroden der Elektronenkanone mit ergänzter Bezeichnung.

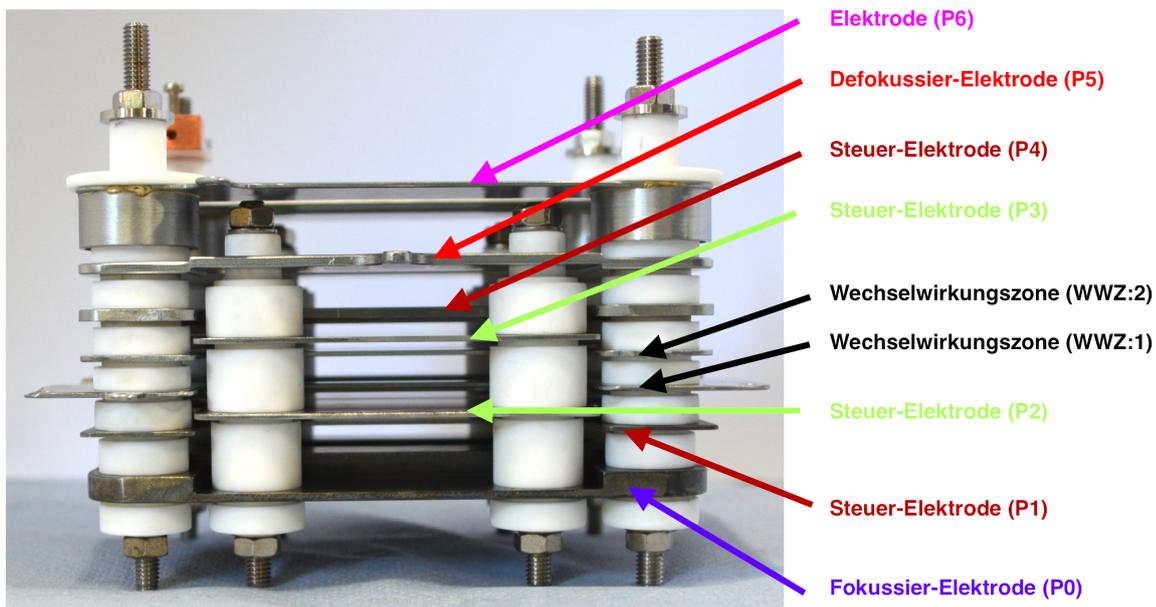


Abbildung 3.6 – Elektrodenanordnung der Elektronenkanone ohne Kollektor.

In den Abbildungen 3.8 und 3.9 sind Detail-Aufnahmen der Elektronenkanone dargestellt. Abbildung 3.10 zeigt die Elektronenkanone als Ganzes mit dem die Streukammer abschließenden CF-Flansch.

Die weißen Abstandshalter sind aus MACOR, einer Glaskeramik, die sich gut maschinell bearbeiten lässt (dreh- und fräsbar). Die hohe elektrische Isolation in Kombination mit der hohen Form- und Temperaturstabilität bis ca. 1000 °C macht MACOR zu einem idealen Material für die räumliche und elektrische Trennung der Elektroden. Die Anforderungen für ein Ultrahochvakuum (besser als $5 \cdot 10^{-8}$ mbar) in der Wechselwirkungszone (WWZ), machen es notwendig, Materialien zu verwenden, die möglichst porenfrei sind und bei (starker) Erwärmung nicht „ausgasen“. MACOR erfüllt diese Anforderungen[43]. Die schlechte Wärmeleitfähigkeit von MACOR ist jedoch ein Nachteil, denn nur der Kollektor ist wassergekühlt. Es müssen daher geeignete Betriebsparameter gewählt werden, siehe Tabelle 3.1, die eine mechanische Veränderung der Elektroden und Abstandshalter verhindern.

Die Steuer-Elektrode P1 wird auch als Zieh-Elektrode bezeichnet, da die hier angelegte Spannung vor allem über den extrahierten Strom entscheidet. Die Elektroden P2 und P3 dienen der Einstellung der Potentialverteilung im Wechselwirkungsbereich. Sie werden stets auf das gleiche Potential gelegt. Die beiden Elektroden der Wechselwirkungszone sollen das dortige Potential glätten. Sie befinden sich auf Laborerde, können aber auf bis zu 5000 eV hochgelegt werden. Anzumerken ist hier, dass dies ein Hochlegen des Racks 2 bedeutet, da die 5000 eV gegen Laborerde und nicht gegenüber der anderen Elektroden geschaltet werden. Der Nutzen äußert sich in einer Energiemarkierung der Ionen. Um eine um die Wechselwirkungszone herum symmetrische Potentialverteilung zu erhalten, wird Elektrode P4 auf das Potential von P1 gelegt, sodass der Ionenstrahl wenig Einfluss der Elektronenkanone wahrnimmt. Elektrode P5 liegt auf Kathodenpotential und weitet den Elektronenstrahl auf. Die nachfolgende Elektrode P6 bremst die Elektronen ab und kann je nach Einstellung die deponierte Leistung auf den Kollektor verringern. Der darauf folgende Kollektor dient als Anode und muss den größten Anteil an Elektronen und die damit verbundene Leistung aufnehmen, die je nach Energie und Modus schnell über 2000 W liegen kann. Aus diesem Grund wird er wassergekühlt.

In Tabelle 3.2 sind die Elektrodenabstände relativ zu einander aufgezählt. Für die Wechselwirkungszone steht demnach ein Bereich von 6 mm zur Verfügung. Die gesamte Elektrodenanordnung hat eine Ausdehnung von fast 56 mm. Abbildung 3.7 zeigt eine Skizze der Elektronenkanone als Draufsicht. Dies ist die Orientierung, wie sie ein Betrachter sieht, der von oben in die Streukammer blickt.

Tabelle 3.2 – Elektrodenabstände der Elektronenkanone bis 3500 eV.

Elektroden	Abstände [mm]
P0 → P1	5 mm
P1 → P2	2 mm
P2 → WWZ:1	2 mm
WWZ:1 → WWZ:2	6 mm
WWZ:2 → P3	2 mm
P3 → P4	2 mm
P4 → P5	9 mm
P5 → P6	12 mm
P6 → Kollektor	1 mm

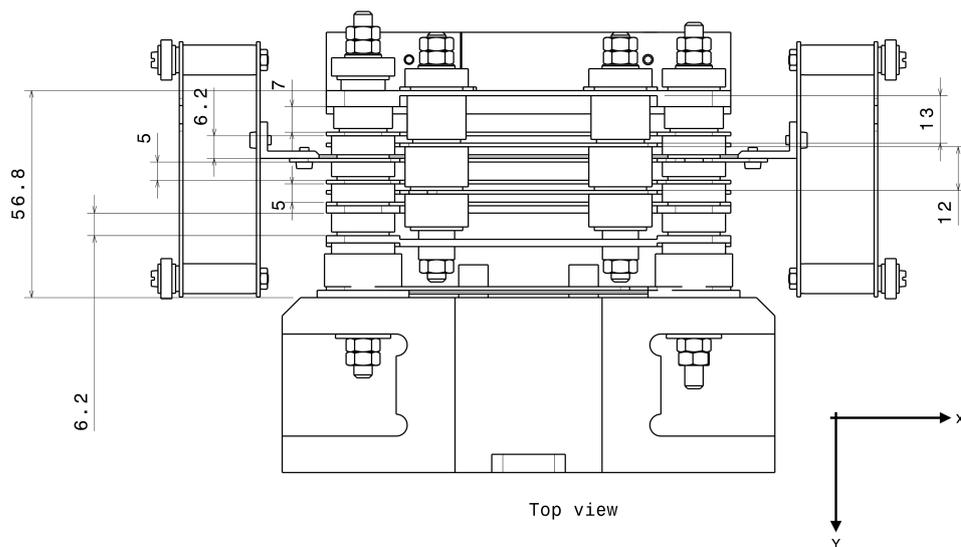


Abbildung 3.7 – Skizze der neuen Elektronenkanone mit Kollektor (3500 eV), Quelle: [44].

Der *Ionenstrahl* verläuft in Abbildung 3.7 von rechts nach links, also in x-Richtung durch die Schlitze (Breite: 6 mm und Höhe: 19 mm) der links und rechts angebrachten Korrektur-Elektroden („Doppel-Elektroden“).

Der *Elektronenstrahl* wird von der Kathode im oberen Bereich erzeugt und verläuft in y-Richtung durch die Schlitze der Elektroden der Elektronenkanone (Breite: 4 mm und Länge: 90 mm) in der Mitte dieser Skizze. An den Kollektor der Elektronenkanone wird eine Halterung angebracht. Diese ist selber wiederum an ein verlängerndes

Rohr geschraubt, das an der Hubmechanik befestigt ist. Das Gesamtkonstrukt wird anschließend auf bzw. in die Streukammer gesetzt und ist in Abbildung 3.11 gezeigt. Für die Kontaktierung der Elektroden werden mit Keramik isolierte Kupferdrähte verwendet.

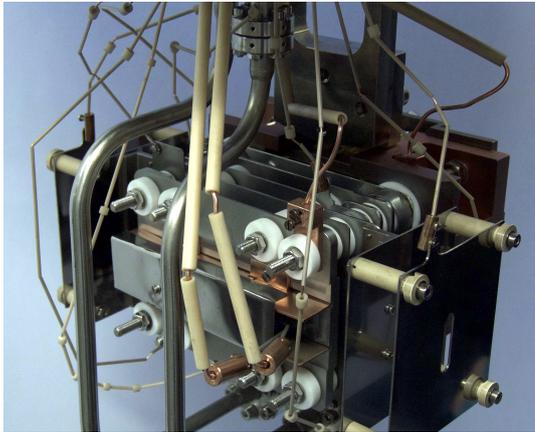


Abbildung 3.8 – Elektronenkanone von oben, Stand: 2019

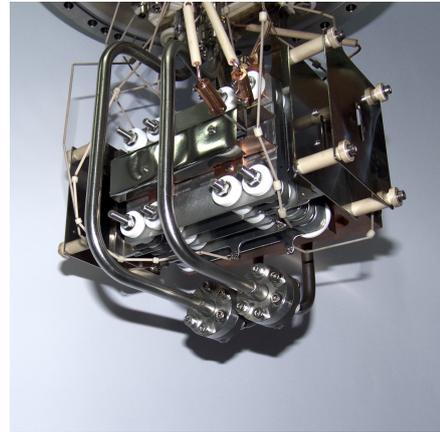


Abbildung 3.9 – Elektronenkanone von unten, Stand: 2019

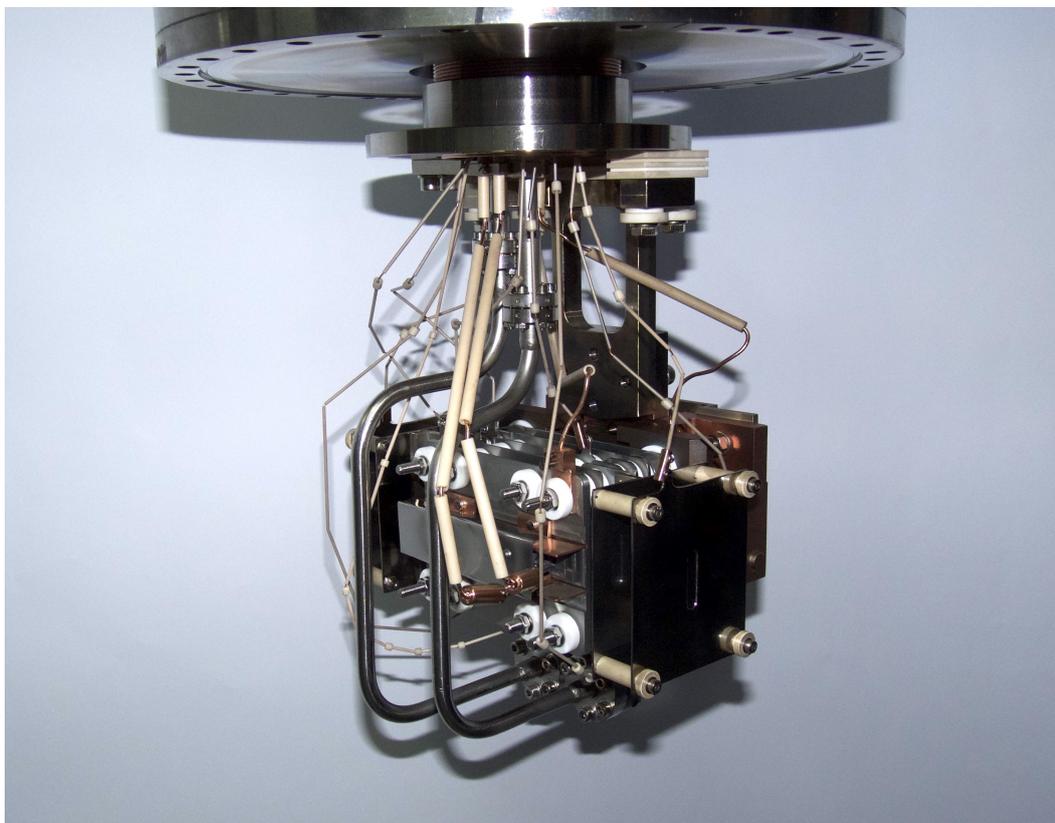


Abbildung 3.10 – Ausgebaute Elektronenkanone, Stand: 2019

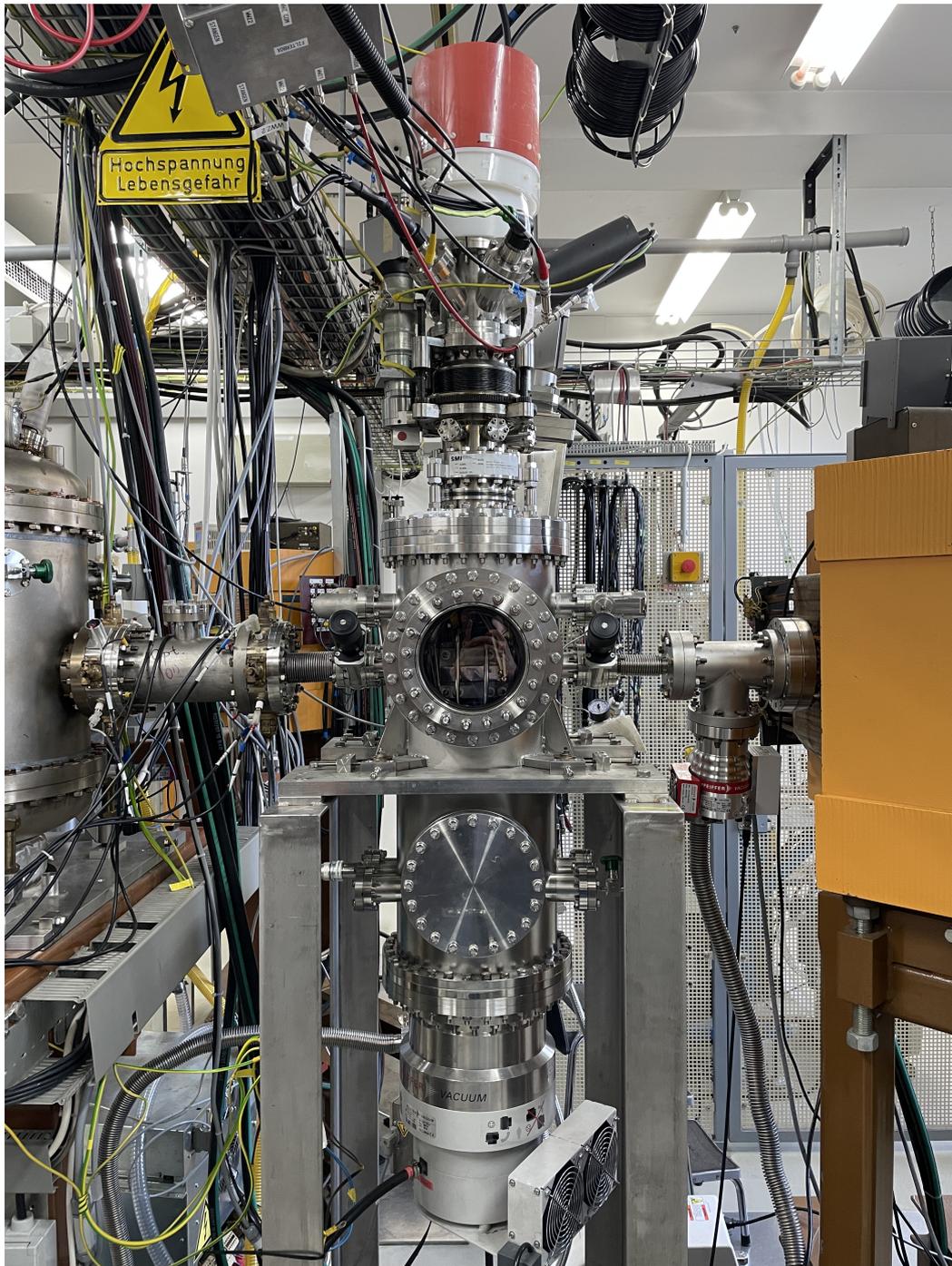


Abbildung 3.11 – Streukammer mit eingebauter Elektronenkanone. Der über 600 mm hohe Aufbau auf dem 250er CF-Flansch umfasst die Hubmechanik, die elektrischen und Kühlwasser-Durchführungen und Möglichkeiten zur Feinjustierung des Aufbaus relativ zum Ionenstrahl. Der Fenster-Flansch erlaubt einen Blick auf die flexible Elektronenkanone.

3.2 Elektronenstromkorrektur

Für die korrekte Berechnung des Wirkungsquerschnitts ist der Elektronenstrom in der Wechselwirkungszone relevant, der in erster Näherung dem von der Kathode emittierten Strom entspricht. Verluste an den Elektroden P1, P2 und WWZ:1 machen jedoch eine Korrektur dieser Näherung notwendig. Im Vergleich zur alten Elektronenkanone bis 1000 eV, ist bei der neuen Elektronenkanone bis 3500 eV eine fortwährende Aufnahme der Elektronenstromkorrektur (engl. **electron current correction (ECC)**) im Allgemeinen erforderlich, da diese Korrektur stark vom Betriebsmodus und den Druckbedingungen in der Streukammer abhängt. Der Alterungsprozess der Kathode hat ebenfalls Einfluss auf die Emissionsdichte und somit auf die ECC, die sich also langfristig im Betrieb ändern wird. Um den systematische Fehler der Messung von Wirkungsquerschnitten so klein wie möglich zu halten, muss der gesamte Elektronenstrom in der Wechselwirkungszone, der zur Reaktion zur Verfügung steht, genau gemessen bzw. ermittelt werden (s. [45]).

Die Elektronenstromkorrekturwerte berechnen sich über alle vor der Wechselwirkungszone abfließenden Ströme und wird auf den Emissionsstrom normiert:

$$ECC(E) = \frac{I_{Cath} - I_{P1} - I_{P2} - I_{WWZ:1}}{I_{Cath}} \quad (3.2)$$

Die Elektronenstromkorrektur $ECC(E)$ ist so als prozentualer Anteil des Elektronenstroms in der Wechselwirkungszone vom Gesamtstrom zu sehen. Der tatsächliche Strom berechnet sich über die Gleichung (3.3).

$$I_{WWZ} = ECC(E) \cdot I_{Cath} \quad (3.3)$$

Die Strommessung und Überwachung der Verlustströme an den Elektroden wurde in [10] ausführlich mit der Vorstellung einer Überstrom-Abschaltautomatik dargestellt und bereits mit Hinblick auf die Automatisierung der Absolutmessungen und den Energie-Scanmodus von Wirkungsquerschnitten vorbereitet. Eine totale Zerstörung der Kanone in der Anfangszeit des Betriebs und auch eine spätere Teilzerstörung der Elektroden, macht diese Abschaltautomatik notwendig.

Neben der Abschätzung des Elektronenstroms muss der Fehler der Messung ermittelt werden. Die Schwierigkeit hierbei ist, dass sowohl negative als auch positive Verlustströme auftreten können, da nur der effektive Strom gemessen werden kann. Dieser ist stets die Differenz aus abfließenden Elektronen und durch Bombardierung freierwerdender Elektronen. Je nachdem ob mehr oder weniger abfließt als austritt, wird das Vorzeichen positiv oder negativ. Selbst bei mehrheitlich abfließenden Elektroden wird es vermutlich zu einer Sekundärelektronenemission kommen, sodass der gemessene Verluststrom nicht der Realität entspricht. Daher wird der Fehler für die Elektronenstrommessung richtigerweise konservativ abgeschätzt. Da nicht mehr als der gesamte emittierte Strom in der Wechselwirkungszone zur Verfügung stehen kann, wird der Fehler $\Delta ECC(E)$ für die Stromkorrektur über $\Delta ECC(E) = 1 - ECC(E)$ abgeschätzt. Nähere Informationen zur experimentellen Wirklichkeit findet sich in Kapitel 4.2.

3.3 Technische Änderungen

Die vorgestellte Elektronenkanone hat seit ihrem Einbau in das Experiment zur Elektronenstoßionisation mehrere Phasen der technischen Weiterentwicklung erfahren. Die größte Umbruchphase war 2017, deren Ergebnisse in [10] und [9] dokumentiert sind. Hierbei wurden die Kupferelektroden wegen der mechanischen Belastung in Elektroden aus Molybdän geändert und als weitere Schutzeinrichtung eine hardwarebasierte Überstrom-Abschaltautomatik etabliert. Zusätzlich wurde das Kühlwassersystem auf CF-Verbindungen und unflexible Edelstahlrohre umgebaut, sodass die Dichtigkeit einfacher erreicht werden kann.

In Kapitel 4 wird die jüngste technische Änderung charakterisiert und durch neue Daten erweitert: Zufällig ist eine Diskrepanz zwischen dem von Shi [7] verwendeten Fokussierwinkel der Kathodenelektrode P0 und dem Winkel in den technischen Zeichnungen aufgefallen [46]. Bei Hamann [47] ist die Charakterisierung ausführlich zusammen mit Simulationen zu den Elektronentrajektorien dargestellt. Im Zuge dieser Umbauarbeiten, die ein Brechen des Vakuums nötig machten, gab es erneut Schwierigkeiten das Kühlwassersystem ausreichend dicht zu bekommen, sodass für die vier CF-Verbindungen nun eigens angefertigte reine Silberdichtungen verwendet werden. Silber ist im Vergleich zu Kupfer noch einmal weicher. Ein einfacheres Einschneiden der Schneidkante ist somit möglich. Praktisch ist das Montieren der festen Kühlwasserrohre hierdurch nicht einfacher geworden, aber einen Nachteil gibt es hierdurch bisher auch nicht. Außerdem ist eine Lötverbindung des Kollektors beschädigt worden, sodass ein Tausch des Kollektors mit einem Ersatz notwendig wurde.

Ein erneutes Brechen des Vakuums wurde Ende 2019 nötig, da die elektrische Isolierung zwischen Kollektor-Potential und vor allem dem Kathoden-Potential nicht mehr gewährleistet war. Die Abbildung 3.12 zeigt die verrutschten Macor-Teile, die das auf Kollektor-Potential befindliche Kühlsystem elektrisch vom Kammer-Potential/Laborerde isoliert. Sie bestehen aus zwei Teilen, die zusammen einen Zylinder mit Längsloch für das Kühlwasserrohr bilden. Ein Grund konnte hierfür nicht ausgemacht werden und eine verhindernde Formänderung der Macor-Teile ist aus Zusammenbau-gründen nicht einfach möglich. Die Macor-Teile sind nur verlängert worden. Sie sind deswegen 22 mm lang und damit 10 mm länger.

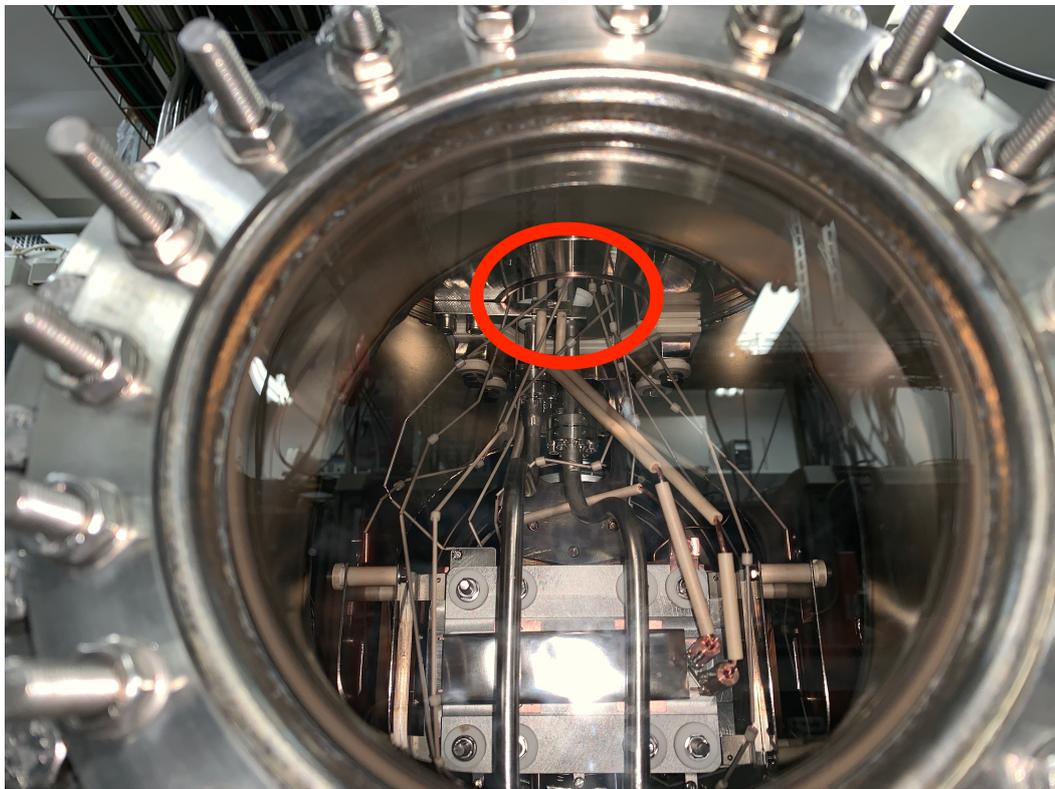


Abbildung 3.12 – Fotografie der verrutschten Macor-Isolierungen, die mit dem roten Kreis markiert sind.

3.4 Weiterentwicklung zum transversalen Elektronentarget für FAIR/GSI

Bisher sind Elektronen-Ion-Stoßexperimente in einer 90°-Geometrie nach dem in Kapitel 2.2 vorgestellten Prinzip nie an einem Speicherring realisiert worden. Dies wird sich für die sich im Bau befindliche Beschleunigeranlage GSI/FAIR in Darmstadt zukünftig ändern. Die Elektronenkanone aus Kapitel 3 dient als Prototyp das transverse

Elektronentarget, das am CRYRING bei GSI/FAIR zum Einsatz kommen soll und hierfür von der Abteilung Atom- und Molekülphysik des I. physikalischen Instituts der Justus-Liebig-Universität eigens entwickelt wurde. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit befindet es sich in der Phase der Inbetriebnahme.

Das Elektronentarget weist ebenfalls einen Multielektroden-Aufbau auf, der auch hier verschiedene Betriebsmodi ermöglichen soll. Eine vergleichbare Kathode aus Wolfram-Bariumoxid wird auch hier eingesetzt. In der Entwicklungsphase sind die Erkenntnisse aus dem Betrieb der Elektronenkanone bis 3500 eV eingegangen, sodass keine dünnen Elektroden aus Blech sondern aus deutlich dickeren Platten hergestellte Elektroden zum Einsatz kommen. Zusätzlich sind die Bereiche der größten Belastung, also die Eintrittsschlitze des Elektronenstrahl dicker ausgeführt als die restlichen Bereiche der jeweiligen Elektrode. Um die Potentialübergänge benachbarter Elektroden zu vermeiden, sind die innenliegenden Bereiche der Elektroden, die einen Kontakt mit dem Elektronenstrahl haben, aufwändiger gestaltet. Im Querschnitt wird dies deutlich: Die Form ist teilweise fast ambossförmig. Weiterhin befinden sich im Bereich der Wechselwirkungszone Elektroden, die durch geeignete Potentiale die Potentialfalle des intensiven Elektronenstrahls soweit verändern, dass es Restgasteilchen möglich wird diese zu verlassen. Hierdurch soll das Einlassen von einem zusätzlichen Gas unnötig werden. Die Wechselwirkungszone ist beidseitig unverbaut und deutlich größer im Vergleich zur Elektronenkanone, sodass auch Photonenspektroskopie möglich sein wird. Nähere Informationen können im CRYRING-Physics Booklet [48] nachgelesen werden. Eine Fotografie des zusammengebauten Elektronentargets ist in Abbildung 3.14 gezeigt.

Ob diese gesamten Änderungen ausreichen und ob ein Elektronenstrahl mit den gewünschten Eigenschaften entsteht, ist zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch unklar. Als Folge dieser Arbeit, insbesondere der Aspekte aus den Kapiteln 5.3 und 5.4, wird die vollständige Charakterisierung des Elektronentargets nur mithilfe eines Ionenstrahls erfolgen können und sollte vor einer ersten Strahlzeit durchgeführt werden. Diese Arbeit kann hierbei als Leitfaden für gezielte Untersuchungen genutzt werden.

Für das Elektronentarget werden Hochspannungsracks benötigt, die im Rahmen dieser Arbeit mitentwickelt wurden. Abbildung 3.13 zeigt die in dieser Arbeit geplanten und aufgebauten Gestelle der beiden Racks, die mit Konstruktionsprofilen konstruiert wurden. Das Konstruktionsprofil-System ermöglicht die einfache zukünftige Änderung oder Anpassung. Der Terminal-Teil, also der Teil, der auf Laborerde liegt, ist jeweils der untere aus Aluprofilen aufgebaute Bereich. Für den hochgelegten, oberen Teil sind spezielle Compound-Profile aus einer Kunststoff-Holz-Mischung verwendet

worden, da diese die Anforderung von 20 keV Durchschlagsspannung erfüllen. Sie sind durch Kunststoff-Isolatoren vom Terminal-Teil zusätzlich isoliert. Die Dimensionen sind so gewählt, dass die Racks durch vorhandene Türen und Räume ohne Zerlegen geschoben werden können. Es ermöglicht somit einen vollständig aufgebauten Transport. Anzumerken ist, dass das mögliche Maximum in Höhe (Rack 1: 187 cm; Rack 2: 189 cm), Tiefe (Rack 1: 100 cm; Rack 2: 100 cm) und Breite (Rack 1: 84 cm; Rack 2: 80 cm) gewählt worden ist. Die angegebenen Maße verstehen sich ohne Rollen und Füße und ohne Seitenverkleidungen. Es sind somit spätere Änderungen möglich. Gleichzeitig ist ausreichende Isolierung vorhanden. Bei der Konstruktion wurde großen Wert auf ausreichende Belüftung, Abstand und Möglichkeit zur Installation von Lüftern in die in der Abbildung zur besseren Sichtbarkeit nicht dargestellten Außenverkleidung gelegt. Es wurde versucht (Netz-)Geräte, die viel Wärme produzieren von temperaturempfindlichen (Netz-)Geräten entfernt aufzustellen. Zu nennen sind hier beispielsweise die Terminal-Netzgeräte mit geringer Restwelligkeit im Erd-Teil der Racks.



(a) Rack 1



(b) Rack 2

Abbildung 3.13 – 3D-Modell der Hochspannungs racks des Elektronentargets für CRYRING an GSI/FAIR. Aufbau und Konstruktion des dargestellten Status: Autor dieser Arbeit; Bild und Aufbau der Elektronik: Carsten Brandau [49].

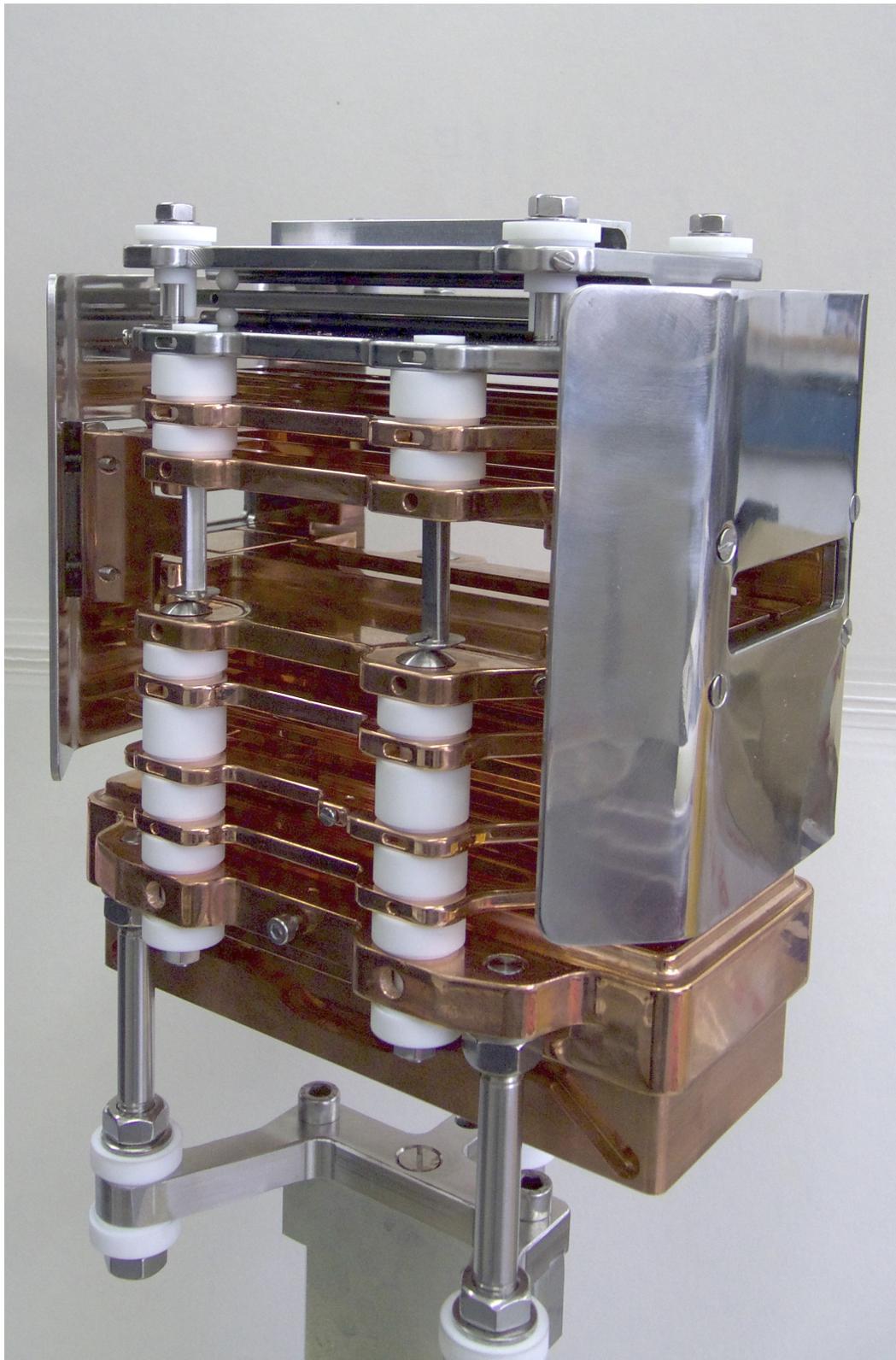


Abbildung 3.14 – Transverses Elektronentarget für CRYRING an GSI/FAIR auf Grundlage der flexiblen Elektronenkanone in Gießen. Konstruktion: Alexander Borovik Jr. [50]; Simulationen: Carsten Brandau [51]

Charakterisierung der Elektronenkanone mit neuer Fokussierelektrode

Im Elektronenstoß-Experiment dient eine durch die Arbeitsgruppe eigens entwickelte Elektronenkanone mit hoher Flexibilität der Erzeugung von Elektronen. Hierbei sind fortwährend Weiterentwicklungen vorgenommen worden [10]. Jeder Entwicklungsschritt muss charakterisiert werden, sodass ein Vergleich zu vorher möglich ist und die evtl. neuen Eigenschaften bekannt werden. Hierzu dienen vor allem die Daten zur Emission, Transmission und die Elektronenstromkorrektur aus Kapitel 3.2.

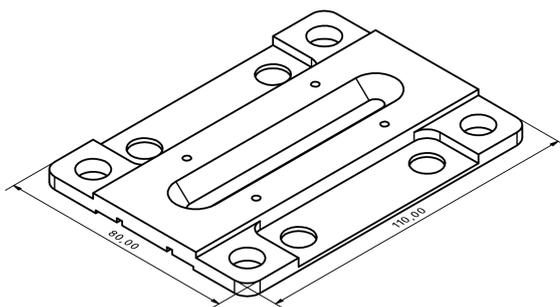


Abbildung 4.1 – Ansicht der Fokussierelektrode mit zum Kollektor gewandten Seite. Die Kathode wird auf der Rückseite montiert.

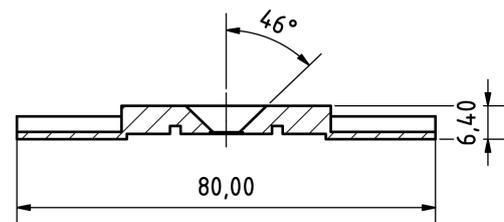


Abbildung 4.2 – Schnittansicht der Fokussierelektrode mit dem ursprünglich gefertigten Winkel von 92° . Für diese Arbeit ist eine geänderte Elektrode mit einem Winkel von 96° eingebaut worden.

In dieser Arbeit sind alle Wirkungsquerschnittsmessungen bereits mit der neuen Fokussierelektrode P0 mit einem Winkel von 96° durchgeführt worden. Abbildung 4.2 zeigt den genannten Winkel in der alten Version mit 92° . Eine perspektivische Ansicht der Fokussierelektrode mit der dem Kollektor zugewandten Seite ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Bei Hamann [47] wurden die Einflüsse in Folge der neuen Fokussierelektrode im Vergleich zu vorher untersucht. Sie werden hier im Hinblick auf die neue Ansteuerung erweitert.

Zu erwähnen ist, dass der Fehler der Energieeinstellung bei Daten ohne den Zusatz „_Scan“ ca. ± 10 eV beträgt, da es sich hierbei um die händische Einstellgenauigkeit der Netzgeräte handelt. Der Zusatz „_Scan“ indiziert hierbei die Verwendung der neuen Ansteuerung oder des Scansystems. Im Verlauf dieser neuen Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass der Designwert von 1000 mA für den Elektronenstrom tatsächlich erreichbar ist, auch wenn dies nur im HE25-Modus (s. Tabelle 3.1) zu erzielen ist. Die hierbei vorkommenden und bisher nicht eliminierbaren Ablenkungen des Ionenstrahls [9] sind für Messungen ungeeignet. Ein Ziel der Arbeit von Ebinger [9] war es, einen Satz von Betriebsparametern zu finden, mit dem die Messung von Wirkungsquerschnitten möglich ist. Er stellte fest, dass die hohe theoretische Flexibilität der Elektronenkanone in der Realität nicht gegeben ist, was sich z.B. dadurch äußert, dass die Hochstrommodi nicht einsetzbar sind. Diese Aussage stimmt so absolut nicht, wie diese Arbeit zeigen wird, denn mit einer anderen Herangehensweise kann die Elektronenkanone flexibel eingesetzt werden.

4.1 Emissionsstrom

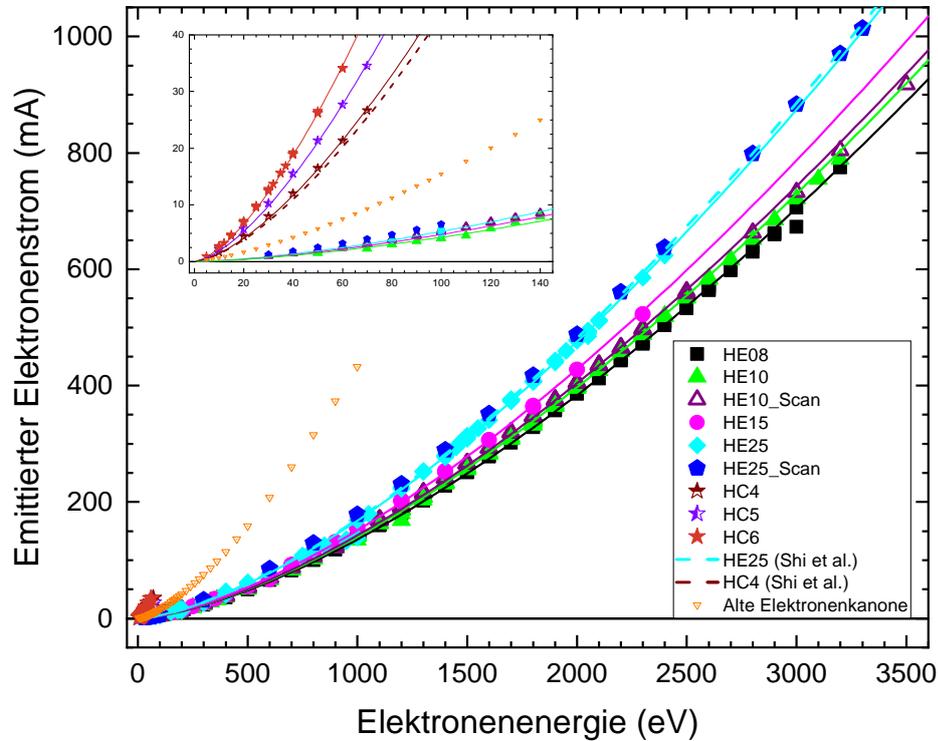


Abbildung 4.3 – Emittierter Elektronenstrom aus der Kathode in Abhängigkeit von der Elektronenenergie für verschiedene Betriebsmodi. Die gestrichelten Linien nach Shi et al. stammen aus [7].

Die Abkürzungen der Betriebsmodi sind bereits in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Abbildung 4.3 zeigt nach Modus sortiert die Abhängigkeit der Elektronenemission von der Energie. Auffällig ist, dass die einzelnen Modi-Gruppen, also *Hoch-Energie (HE)* oder *Hoch-Strom (HC)* grundsätzlich ein sehr ähnliches Verhalten aufweisen. Insbesondere die Modi HE08 mit einer Spannung von 8 % bezogen auf die Elektronenenergie an den Elektroden P1 bis P4 bis HE15 mit 15 % emittieren annähernd gleich. In dieser Arbeit konnten diese 3 Modi austauschbar verwendet werden. Ein intensiver Elektronenstrahl oder hohe Potential an den Elektroden P2 und P3 lenken den Ionenstrahl ab. Ersteres geschieht vor allem bei hohen Energien, letzteres kann schon bei niedrigen Energien vorkommen. Die oben beschriebene Modulation der Modi HE08 bis HE15 sind auf Grund dieser Ionenstrahlableitungen notwendig und sind in [9, 10] ausführlich beschrieben. Das Erreichen der maximalen Energie von 3500 eV ist nach Konditionierung der Elektronenkanone und passenden Druckbedingungen in der Streukammer möglich. Gezieltes Betreiben bei verschiedenen Energien und Modi ermöglicht, dass der Elektronenstrahl verschiedene Oberflächen des mechanischen Aufbaus berührt.

Werden die Modi HE25 und HE10 mit Daten aufgenommen vor und mit der neuen Ansteuerung verglichen, so gleichen sich die Daten. Wird der HE25-Modus betrachtet, ist zu erkennen, wie dieser Modus den Designwert von 1000 mA für den Elektronenstrom erstmalig erreicht. Für tatsächliche Messmodi wird wegen des niedrigeren Ziehpotentials ein geringerer Strom von ca. 830 mA bei HE10 gemessen, der sich mit dem Wert bei [9] deckt.

Der vergrößerte Bereich niedriger Energien bis 0 eV bis 140 eV zeigt den großen Unterschied zwischen HE-Modi und HC-Modi. Während die HC-Modi in diesem Bereich eine stark steigende Tendenz haben, sodass im Vergleich mehr als das Achtfache an Elektronenstrom möglich ist, ist der Anstieg bei den HE-Modi erst nennenswert ab ca. 100 eV. Dies ist auch beabsichtigt. Die HC-Modi erreichen bereits bei ca. 20 eV eine Emission im Bereich von 5 mA, was die HE-Modi erst ab 100 eV erreichen. Die alte Elektronenkanone ist ebenfalls eingetragen und liegt zwischen den Hochstrom- und den Hochenergiemodi der flexiblen Elektronenkanone.

Die Elektronenkanone arbeitet raumladungsbegrenzt, sodass sich der emittierte Strom aus der Kathode mit dem Langmuir-Gesetz aus Gleichung 4.1 beschreiben lässt. Hierbei ist U die Spannung, I der Strom und P die Perveanz. Die Perveanz ist eine von der Geometrie der Elektronenkanone abhängige Größe. Aufgrund verschiedener Modi dieser Elektronenkanone ist die *effektive Perveanz* in Gleichung 4.2 von Shi definiert worden [7], womit ein Vergleich verschiedener Modi möglich wird.

$$I = P \cdot U^{\frac{3}{2}} \quad (4.1)$$

$$P_{\text{eff}} = \frac{I_e}{1,25 \cdot U_e^{\frac{3}{2}}} \quad (4.2)$$

Die in der Abbildung 4.3 gezeigten durchgehenden Kurven sind jeweils Fits nach dem Langmuir-Gesetz, die eine Übereinstimmung zeigen. Die in der Legende extra aufgeführten Kurven für den HE25 und HC4 sind die von Shi simulierten Emissionen, die mit dem Experiment sehr gut übereinstimmen.

Es zeigt sich in der vergrößerten Darstellung, dass die HC-Modi nur bis zu bestimmten Energien möglich sind, was an zwei Aspekten liegt: (1) Bei Einstellung der Energie wie es z.B. für Absolutmessungen üblich ist, sind bei höheren Energien die Verlustströme an den Elektroden zerstörerisch groß geworden. (2) Mit dem in Kapitel 5 beschriebenen Scansystem ist der Spannungsbereich für Energie und Elektrode P1/P4 jeweils auf

eine Änderung von ± 100 eV begrenzt. Dies ist der Spannungsbereich der verwendeten Kepcos. Auf diese Weise wird wegen der hohen Spannungen an der Ziehelektrode P1 und damit auch an P4 das Scanintervall unrentabel klein. Näheres im genannten Kapitel. Experimentell konnten die Perveanzen aus Tabelle 4.1 ermittelt werden, die mithilfe eines Fits der Funktion 4.1 für jeden Modus aus den Daten in Abbildung 4.3 bestimmt wurden.

Tabelle 4.1 – Experimentell bestimmte Perveanz für verschiedene Betriebsmodi

Modus	exp. Perveanz [$10^{-6} \text{ AV}^{-3/2}$]	Modus	exp. Perveanz [$10^{-6} \text{ AV}^{-3/2}$]
HE08	4,29	HC4	46,1
HE10	4,44	HC5	59,67
HE10_Scan	4,52	HC6	74,41
HE15	4,79		
HE25	5,32		
HE25_Scan	5,39		

4.2 Transmission des Elektronenstrahls

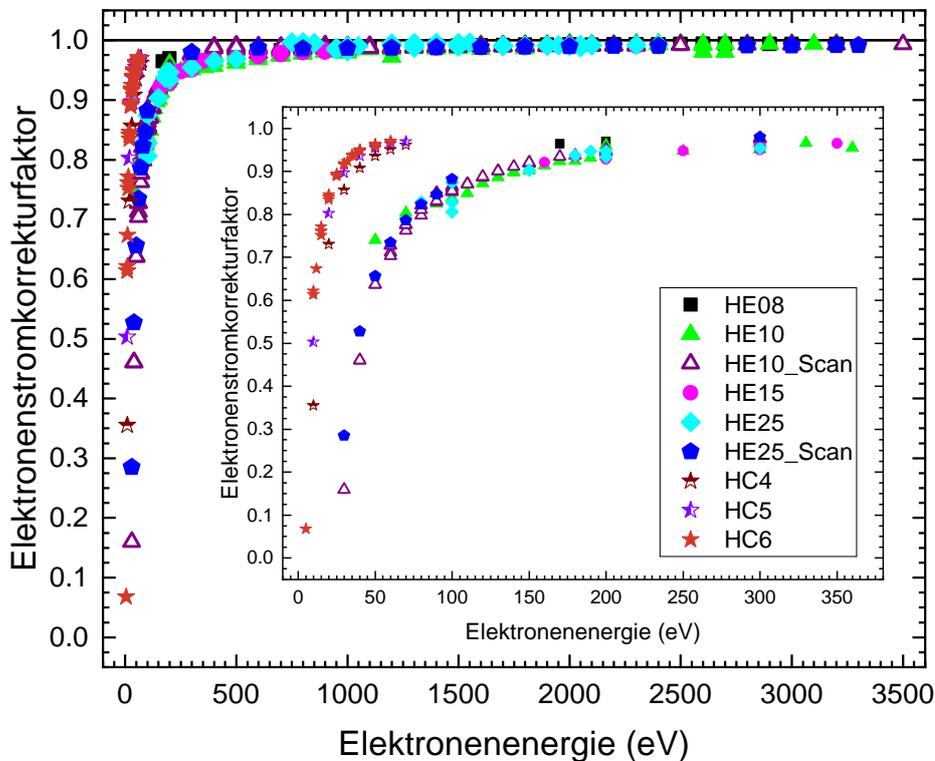


Abbildung 4.4 – Elektronenstromkorrektur in Abhängigkeit von der Elektronenenergie für verschiedene Betriebsmodi.

Um eine Aussage darüber zu treffen, ob und wie gut der Elektronenstrahl durch die Elektrodenanordnung gelangt, kann die Transmission betrachtet werden. Es wird die Transmission bis zur Wechselwirkungszone betrachtet, die bereits aus Kapitel 3.2 als dort definierte Elektronenstromkorrektur bekannt ist. Sie ist der Anteil des emittierten Stroms aus der Kathode in der Wechselwirkungszone. Abbildung 4.4 zeigt den Elektronenstromkorrekturfaktor in Abhängigkeit von der Elektronenenergie für die gleichen Betriebsmodi wie bereits im vorangegangenen Kapitel. Es ist zusammen mit dem vorhergehenden Kapitel zu erkennen, dass die HC-Modi bereits bei niedrigen Energien einen hohen Elektronenstrom erzeugen, wohingegen die HE-Modi erst bei deutlich höheren Energien die gleiche Emission erreichen. Eine Regel ist hierdurch ableitbar: Je höher die Elektronenemission, desto besser wird die Transmission und desto geringer ist die Unsicherheit der Elektronenstrommessung.

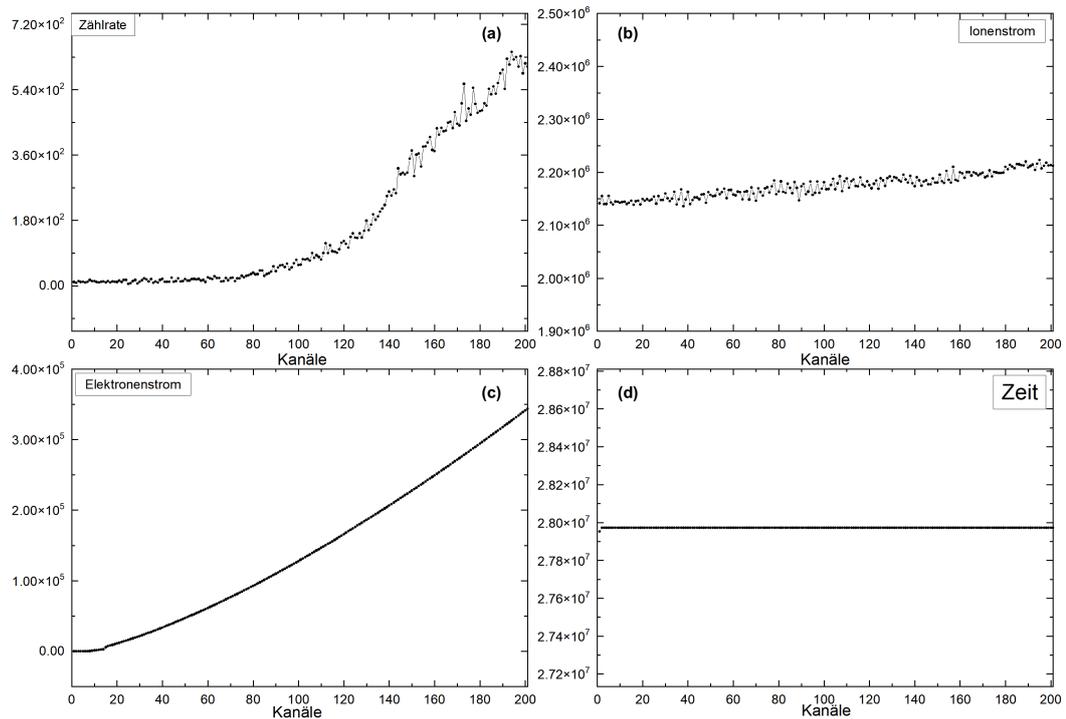


Abbildung 4.5 – 4-Plot-Darstellung für Scanmessungen am Beispiel einer Messung im HC6 Modus in 0 eV bis 30 eV bei 201 Kanälen: Gezeigt sind (a) das Signal des Einzelteilchendetektors und damit die Zählrate der Produktionen, (b) der Ionenstrom, (c) der Elektronenstrom, (d) die Zeit, jeweils in willkürlichen Einheiten.

Auffällig ist das Elektronenstromspektrum, das für 14 Kanäle zunächst keine Emission zeigt. Dies entspricht dem Intervall von ca. 0 eV bis 2,1 eV. Auch im HE10 zeigt sich etwas ähnliches, dort jedoch bis ca. 7 eV. Dies sind jeweils die experimentellen Grenzen, in denen keine Emission möglich ist. Dies hat direkten Einfluss auf die Moduswahl, falls z.B. Schwellen in diesem Bereich untersucht werden sollen.

Wird die Transmission in Abhängigkeit zum emittierten Elektronenstrom aus der Kathode aufgetragen, ergibt sich Abbildung 4.6. Diese Darstellung erlaubt eine Aussage über den notwendigen emittierten Elektronenstrom für eine vorgegebene Genauigkeit der Elektronenstrommessung. Soll der Elektronenstrom z.B. auf 20 % genau bestimmt werden können, ist unabhängig vom Modus eine Emission von ca. 5 mA nötig.

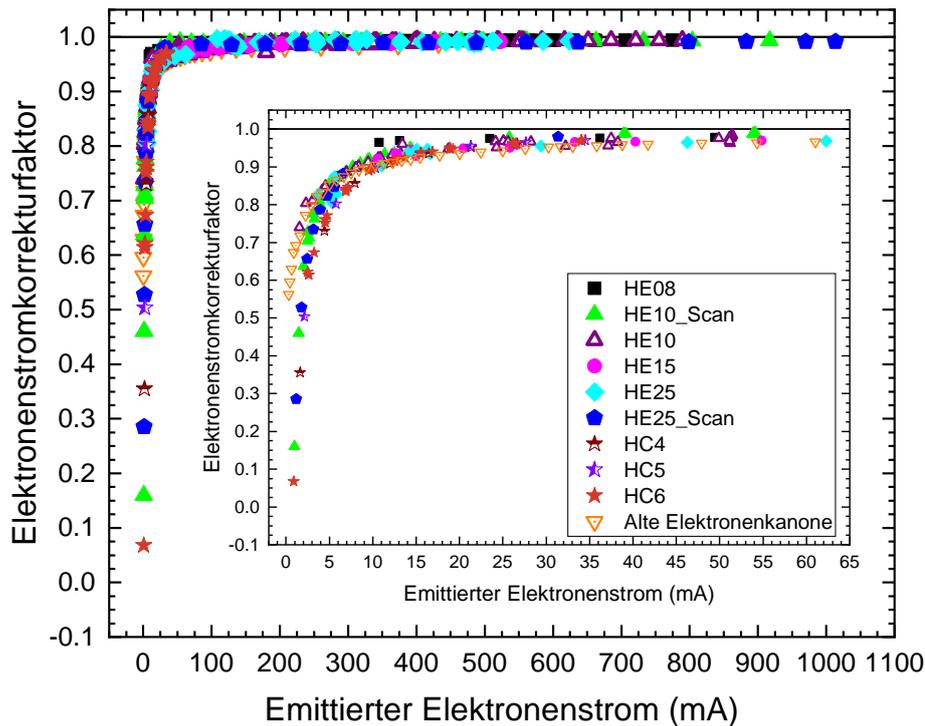


Abbildung 4.6 – Elektronenstromkorrektur aufgetragen gegen emittierten Strom.

Schwellenscans wie Abbildung 4.5 offenbaren, dass es keine Emission mit bestimmten Betriebsmodi bei gegebener Energie gibt. Im Bereich 0 eV bis 2,1 eV für den HC6 oder hier nicht extra dargestellt für den HE10 bis ca. 7 eV, ist dies der Fall. Messungen von niedrig geladenen Ionen mit Ionisationsenergien in diesem Bereich können daher nur mit einem geeigneten Modus vermessen werden. Hierbei ist der Fehler der Elektronenstrommessung eine weitere zu beachtende Größe. Da der Fehler konservativ abgeschätzt wird, beträgt die Unsicherheit bei 30 eV mit einem HC-Modus mindestens 30%. Für einen HE-Modus dagegen wird eine Unsicherheit von 30% erst ab ca. 55 eV erreicht. Dies ist die große Herausforderung bei Messungen mit einem Maximum des Wirkungsquerschnitts in diesem Bereich. Der Fehler der Elektronenstromkorrektur in Prozent ist in Abbildung 4.7 gegen die Elektronenenergie aufgetragen. Die Verläufe sind sowohl für HC als auch für HE Modi schnell fallend. Die HC-Modi erreichen einen Fehler unter 10% erst zwischen 30 eV und 40 eV. Die HE-Modi erreichen dies bei ca. 120 eV.

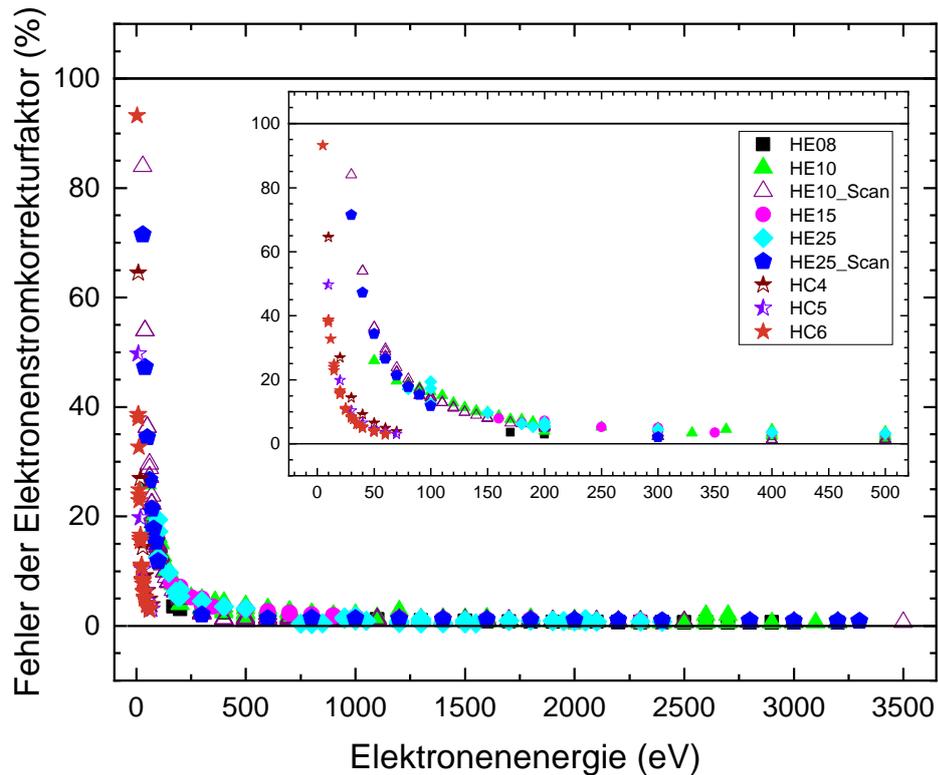


Abbildung 4.7 – Fehler der Elektronenstromkorrektur in Prozent aufgetragen gegen die Elektronenenergie.

In dieser Arbeit gelang es zum ersten Mal Wirkungsquerschnitte mit einem HC-Modus zu messen. Siehe dazu die Lanthanmessungen aus Kapitel 7. Da das zu erwartende Maximum der Einfachionisation von Lanthan bei ca. 35 eV liegt [23] und [52], war es notwendig den Modus HC6 zu entwickeln.

Dieser Modus gehört, wie die sonstigen für Messungen geeigneten Modi, nicht zu den von Shi simulierten Modi. Da die Haltbarkeit einer Lanthanfüllung begrenzt war, konnte geschlussfolgert werden, dass für ausreichende Zählraten der Elektronenstrom im Bereich der Einfachionisationsschwelle von La^+ nicht ausreicht. Sie beträgt ca. 11,18 eV [39] und fällt damit genau in den oben genannten Energiebereich. Gleichzeitig konnte der Ionenstrom nicht zum Ausgleich erhöht werden. Die berechneten und auch hier in der Abbildung 4.6 dargestellten HC1 bis HC5 stellten nicht genügend Elektronenstrom für den zur Verfügung stehenden Ionenstrom von einigen 10 pA bei Schlitzgrößen bis zu $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ in Faradaybecher 6 bereit. Es wurde die bisher erfolgreiche Strategie genutzt und der Modus analog zur Simulation nach Bedarf angepasst. Die HC-Modi sind bisher nur für verhältnismäßig hohe Energien bis ca. 500 eV für Messungen getestet worden. Wird aber die Herangehensweise geändert und akzeptiert, dass diese Modi

eine deutlich niedrigere maximale Energie und eine schlechtere Energieauflösung haben könnten, eignen sie sich vielleicht doch für die Messung von Wirkungsquerschnitten. In der Tat wurden bisher keine Wirkungsquerschnitte in einem so niedrigen Energiebereich aufgenommen, weswegen die Verwendung von HC-Modi eine mögliche Option darstellt. Im Laufe dieser Arbeit zeigt sich, dass die Annahme richtig war.

Für die Auswertung der Scans sind die folgenden Fits für die Elektronenstromkorrektur pro Modus verwendet worden. Dies ist wegen gleichbleibender Druckverhältnisse legitim. Bei gleichbleibenden Bedingungen ändert sich die Elektronenstromkorrektur nicht wesentlich. Es ist die Fit-Funktion (4.3) verwendet worden und die Parameter nehmen die Werte in Tabelle 4.2 an.

$$ECC(E) = A \cdot e^{-\frac{x}{t}} + y_0 \quad (4.3)$$

Tabelle 4.2 – Fits der Elektronenstromkorrekturfaktoren verschiedener Betriebsmodi nach Gleichung (4.3).

Modus	Parameter A	Parameter t	Parameter y
HE08	-0,03596	588,19559	0,99399
HE10	-0,38036	102,85324	0,98748
HE10_Scan	-1,49615	38,14526	0,98254
HE15	-0,11516	241,8676	0,98709
HE25	-0,39521	100,00804	0,99089
HE25_Scan	-1,66709	32,74301	0,9861
HC6	-1,84782	6,31076	0,94641

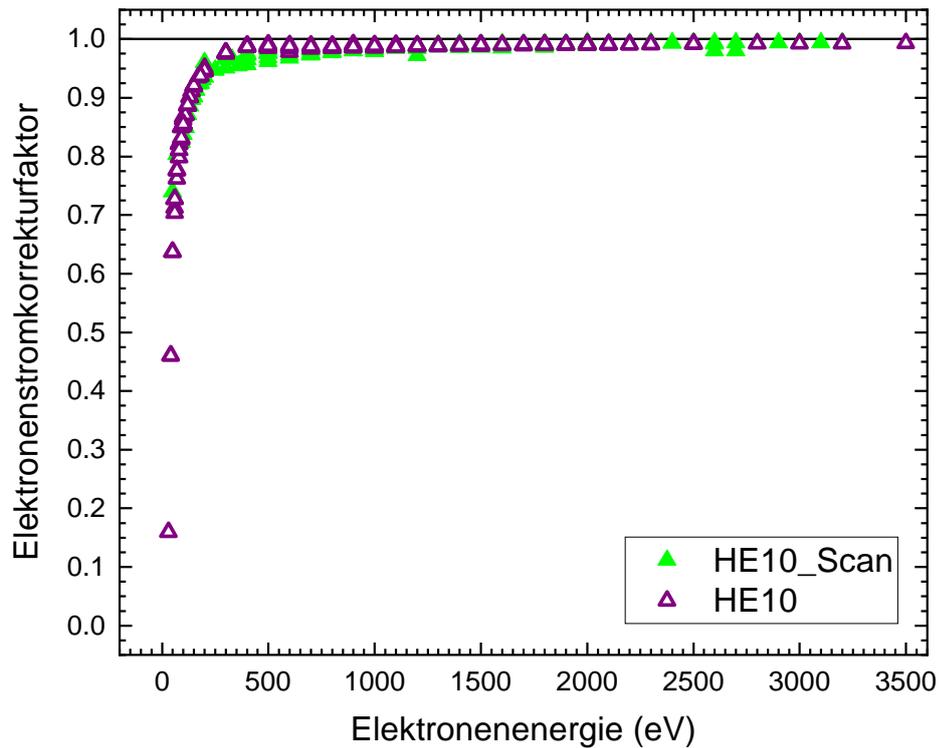


Abbildung 4.8 – Vergleich der Transmission vor \triangle und nach Einbau der Ansteuerung für den HE10 \blacktriangle .

Eine wichtige Fragestellung im Hinblick der neuen Ansteuerung ist die Reproduzierbarkeit zwischen den Einstellungen der Elektronenkanonen vor und nach Inbetriebnahme des neuen Systems. Als Maß wird die Elektronenstromkorrektur in Abhängigkeit der Energie herangezogen. In dieser Arbeit wurden mit dem neuen System Wirkungsquerschnitte oberhalb von 60 eV mit dem HE10 aufgenommen, daher wird nur ein Vergleich mit diesem Modus vorgenommen. Zum HC6 gibt es keine Daten mit händischer Einstellung der Elektronenkanone und andere Hochenergiemodi wurden nicht verwendet. Aufgrund der vorangegangenen Erkenntnisse dieses Kapitels ist eine Aussage dennoch möglich. Die Messdaten stimmen im Rahmen weniger Prozent miteinander überein, sodass eine Reproduzierbarkeit gegeben ist. Oberhalb von bis 500 eV beträgt die Abweichung noch nicht einmal mehr 2,5%. Anzumerken ist, dass im händischen Betrieb die Spannungen an den Elektroden P1/P4 und P2/P3 immer mit dem Ziel ausgeglichener Verlustströme an den Elektroden eingestellt wurden. Im Rahmen der Displayanzeige konnte so der Istwert um einige Volt vom Sollwert abweichen. Die gezeigte gute Übereinstimmung konnte durch eine kleine Modulation der eingestellten Potentiale künstlich generiert werden. Auf diese Weise wird der früheren Displayanzeige Rechnung getragen und eine Vergleichbarkeit überhaupt erst möglich. Die kleine

Modulation erfolgt an der angelegten Spannung von Elektrode P1/P4. Sie beträgt + 0,5 % bezogen auf die Elektronenenergie.

Die Ergebnisse von Hamann [47] ließen zunächst auf eine Reduzierung der Verlustströme durch den neuen Fokussierwinkel von 10 % bis 40 % schließen. Ein aktueller Vergleich zeigt, dass derartige absolute Aussagen nicht möglich sind. Das grundsätzliche Verhalten kann bereits anhand der Elektroden P1 und P4 gezeigt werden. Die Auswahl wird damit begründet, dass an Elektrode P1 und P4 die Position des Fokuspunkts qualitativ abgeschätzt werden kann. Liegt der Fokus näher zur Mitte der Wechselwirkungszone, so sinkt der Verluststrom an P4 und steigt an P1. Entsprechend umgekehrt ist das Verhalten, wenn der Fokuspunkt mehr in Richtung Kathode verschoben ist.

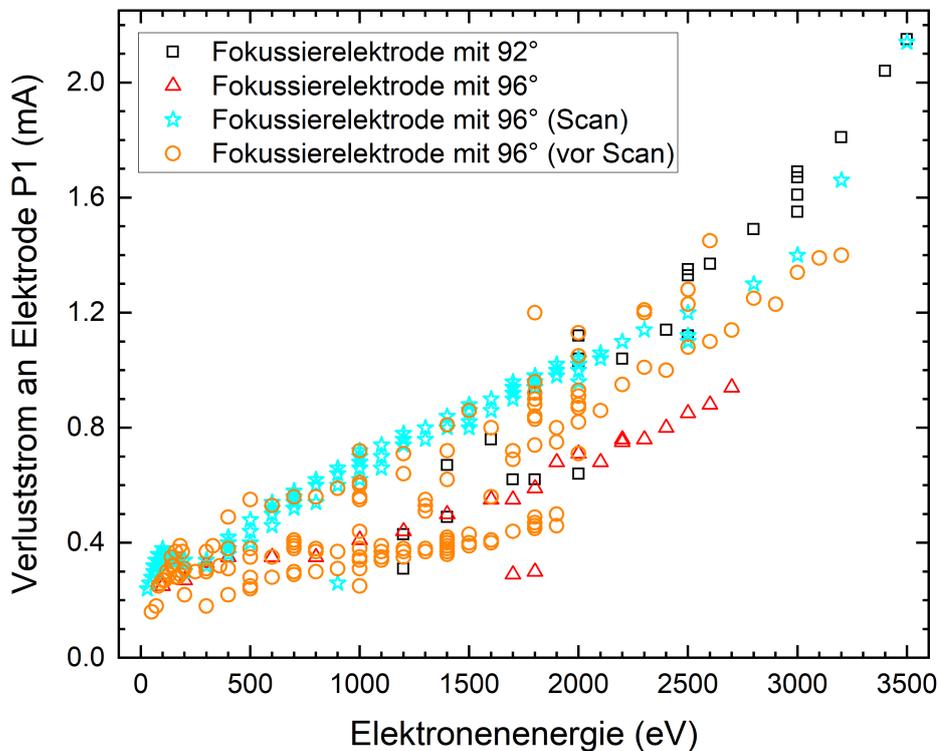


Abbildung 4.9 – Verluststrom an Elektrode P1 in Abhängigkeit zur Elektronenenergie. Gezeigt sind Daten mit altem Winkel von 92° □ und mit neuem Winkel 96° △. Zusätzlich sind mit ○ und ☆ Vergleichsdaten vor und mit Scansystem/Ansteuerung dargestellt. Es ist ein HE10 verwendet worden.

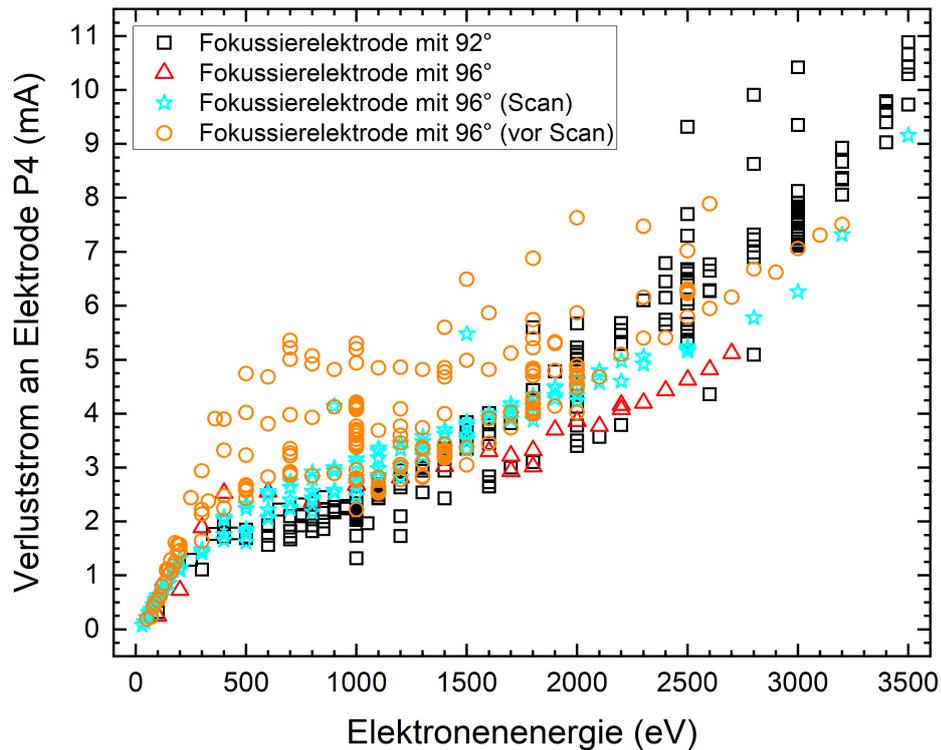


Abbildung 4.10 – Verluststrom an Elektrode P4 in Abhängigkeit zur Elektronenenergie. Gezeigt sind Daten mit altem Winkel von 92° \square und mit neuem Winkel 96° \triangle . Zusätzlich sind mit \circ und \star Vergleichsdaten vor und mit Scansystem/Ansteuerung dargestellt. Ein HE10 ist eingesetzt worden.

Die Verlustströme an der Elektrode P1 in Abhängigkeit zur Elektronenenergie für einen HE10 sind in Abbildung 4.9 dargestellt. Die Verluste vor der Korrektur des Fokussierwinkels sind durch \square gekennzeichnet. Nach der Korrektur beträgt der Winkel 96° und ist in der Abbildung durch Dreiecke gezeigt. Im direkten Vergleich kann eine Reduktion von bis ca. 40 % festgestellt werden. Wird mit später aufgenommenen Daten unter vergleichbaren Bedingungen verglichen, so ist das Bild nicht mehr eindeutig. Die neuen Messungen (Stern) sollen mit den alten Daten vergleichbar sein, da die gleiche Fokussierelektrode eingebaut war. Die Streuung der neueren Daten lässt eine eindeutige Aussage nicht zu. Tendenziell sind sie zwar überlappend aber sie streuen weit bis zu der Messserie mit einem Fokussierwinkel von 92° . Durch die definierte Art und Weise der Ansteuerung, sind weniger Streuungen bei den Daten mit Scansystem/Ansteuerung zu erwarten. Dies zeigt sich auch, doch eine Übereinstimmung ist mit keinem Datensatz mit gleichem Winkel zu erkennen. Es gibt zwei Gründe: (1) Die Daten wurden innerhalb von zwei Jahren aufgenommen. Zwischenzeitlich ist die Streukammer einmal belüftet und die Elektronenkanone entnommen worden. Zudem sind für das Scansystem zusätzliche Komponenten eingebaut worden. Die Kontaktpotentiale kön-

nen sich dabei ändern und entsprechend eine Änderung der Verlustströme nach sich ziehen. (2) Weiter oben ist bereits die Unsicherheit infolge händischer Einstellungen der Elektrodenpotentiale genannt. Es zeigte sich z.B. bei [9], dass die Verlustströme teils deutlich streuen.

Für Elektrode P4 in Abbildung 4.10 zeigt sich ähnliches, daher wird auf eine Wiederholung gleicher Aspekte verzichtet. Auffällig ist, dass sich für Elektrode P4 die Verlustströme der einzelnen Datensätze weniger stark unterscheiden. Die Unterschiede betragen häufig nur wenige Prozent.

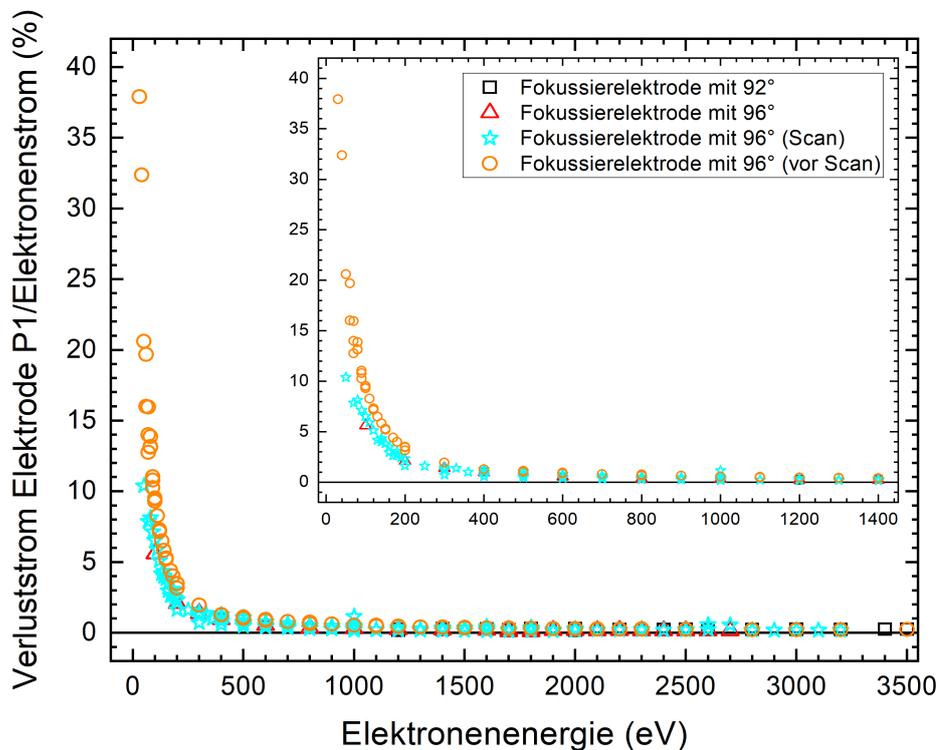


Abbildung 4.11 – Verluststrom an Elektrode P1 relativ zum emittierten Elektronenstrom in Prozent gegen Elektronenenergie. Es sind die gleichen Daten wie in Abbildung 4.9 gezeigt. Unterschied ist der Bezug des Verluststroms auf den emittierten Elektronenstrom. Der eingesetzte Betriebsmodus ist ein HE10.

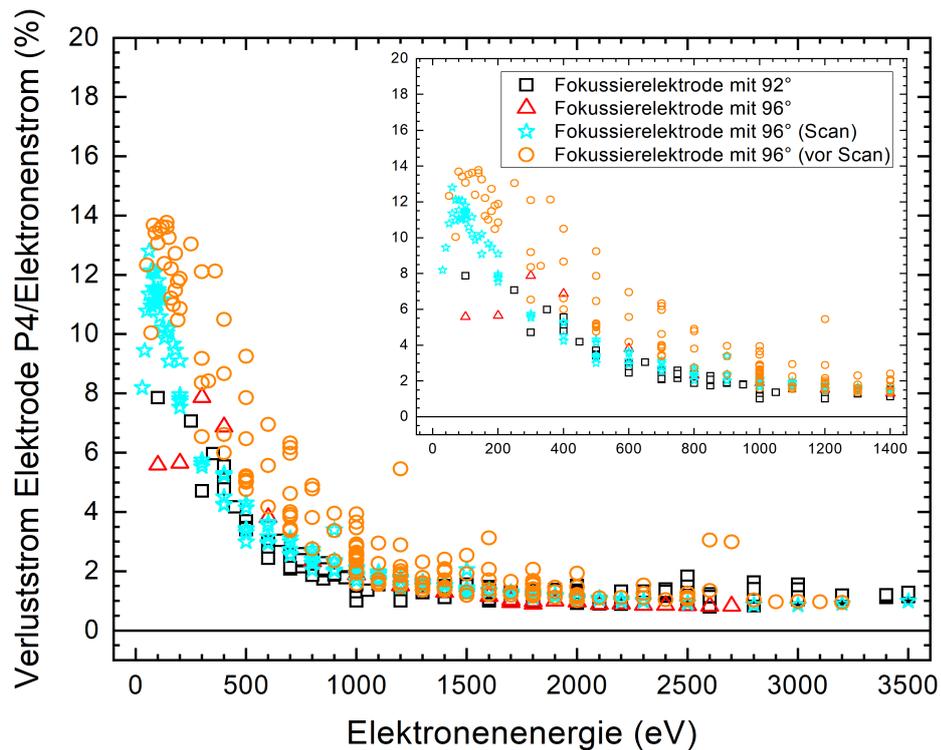


Abbildung 4.12 – Verluststrom an Elektrode P4 relativ zum emittierten Elektronenstrom in Prozent gegen Elektronenenergie. Es sind die gleichen Daten wie in Abbildung 4.9 gezeigt. Unterschied ist der Bezug des Verluststroms auf den emittierten Elektronenstrom. Es ist ein HE10 verwendet worden.

In Kapitel 4.3 wird die Erhöhung der Elektronenemission infolge einer Änderung des Fokussierwinkels behandelt. An dieser Stelle ist in den Abbildungen 4.11 und 4.12 für die Elektroden P1 und P4 der jeweilige Verluststrom auf den emittierten Elektronenstrom bezogen. Qualitativ ist eine auffällige Reduktion der Streuung erreicht worden. Es bestätigt sich, dass eine Erhöhung der Elektronenemission die Verlustströme vergrößert. Die auf den Elektroden deponierte Leistung steigt damit. Die Elektronenkanone kann auf diese Weise beschädigt werden. Insbesondere sobald ein Gas zum Ausgleich der Potentialmulde eingelassen wird, steigen die Verlustströme in Folge der Aufweitung des Elektronenstrahls zusätzlich.

4.3 Simulationen

Die Elektronenkanone wurde als Simulation mit der Software CST von Borovik [53] implementiert. CST ermöglicht die Untersuchung der Einflüsse von elektrischen und magnetischen Feldern auf bewegte Ladungen in einer gegebenen Geometrie. Hierbei

können sowohl Potentialverteilungen als auch Teilchentrajektorien berechnet werden. Zunächst wird auf Grundlage der vorgegebenen Potentiale ein elektrisches Feld berechnet, das als Feld für die Teilchen dient. Hiermit können anschließend die Teilchentrajektorien berechnet werden. Im nächsten Schritt werden die Strom- und Raumladungsdichten der bewegten Teilchen berechnet. Es wird nun ein neues elektrisches Feld bestimmt, das die Einflüsse der im vorhergehenden Schritt berechneten Trajektorien und Teilchenraumladungen enthält. Dies wird wiederholt, bis das geforderte Konvergenzkriterium für die Differenz zwischen emittiertem Strom und Raumladung erreicht wird [54].

Die hier gezeigten Ergebnisse stammen von simulierten Situationen und sind vom Autoren dieser Arbeit durchgeführt worden. Eine erste Darstellung von Simulationen mit *CST* zur flexiblen Elektronenkanone sowie Erklärungen zum Programm finden sich bei Hamann [47]. Der Schwerpunkt lag dort auf der Beurteilung verschiedener Fokussierwinkel der Elektrode P0. Ein Vergleich wie dort durchgeführt, ist mit großem Fehler verbunden. Die raumladungsbegrenzte Emission der Kathode ist abhängig von den äußeren Bedingungen, sodass nur bei gleichen Druckverhältnissen eine Tendenz ablesbar ist. Absolute Aussagen sind nicht sinnvoll, da sich diese Bedingungen im Betrieb bei höheren Energien durch natürliche Ausgasprozesse verändern.

Der Fokussierwinkel hat direkten Einfluss auf die Extraktion von Elektronen. Mit der neuen Fokussierelektrode kann je nach Einstellung der Elektronenkanone bis zu ca. 5 % mehr Emissionsstrom erreicht werden. Experimentell zeigte sich hier kein Vorteil. Absolut geht mehr Strom an den Elektroden verloren und damit steigt die deponierte Leistung an. In den Abbildungen 4.13 und 4.14 sind die simulierten Elektronentrajektorien bei 1000 eV (HE10) mit 92° bzw. 96° zu erkennen. Der Elektronenstrom ist dabei auf experimenteller Basis zu 140 mA bzw. 160 mA gewählt worden. Der Fokuspunkt des Elektronenstrahls befindet sich bei beiden Simulationen nicht in der Wechselwirkungszone. Eine hohe Dichte an eingezeichneten Trajektorien lässt auf viele Elektronen schließen. Die Verlustströme sollten demnach bei den Elektroden P1 bis WWZ1 geringer ausfallen als bei den Elektroden WWZ2 bis P4. Experimentell konnte dies bestätigt werden. An Elektrode P4 ist der Verluststrom stets hoch. Im direkten Vergleich der beiden Bilder kann ein minimal nach rechts verschobener Fokus bei einem Winkel von 96° im Vergleich zu 92° festgestellt werden. Es ist außerdem gut erkennbar, dass, wo die Dichte der Trajektorien größer ist, die Raumladung höher ist und somit die Elektronen langsamer sind. An Stellen, bei denen die Elektronendichte geringer ausfällt, ist die Raumladung kleiner und die Elektronen bewegen sich schneller. Da der Tausch der Fokussierelektrode P0 sehr aufwändig und immer mit der Gefahr von negativen Be-

gleiterscheinungen verbunden ist, sollte es zukünftig das Anliegen sein eine quantitativ bessere Simulation zu erstellen.

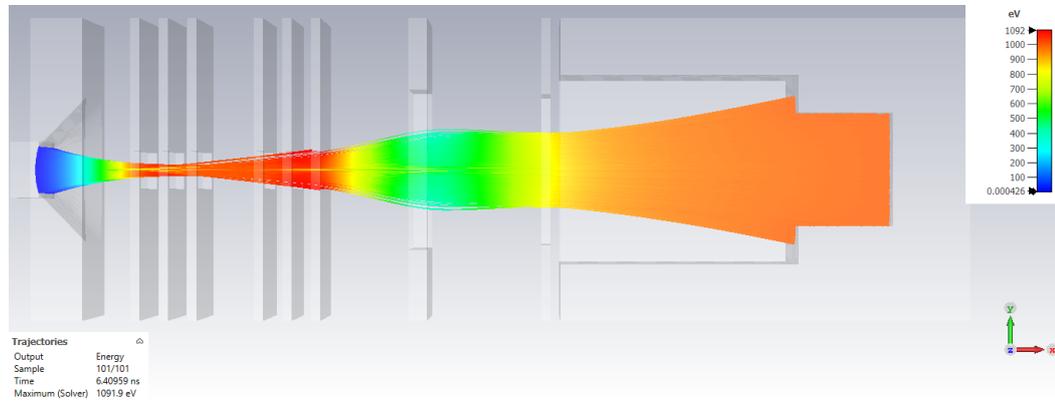


Abbildung 4.13 – Simulierte Elektronentrajektorien bei 1000 eV (HE10) mit 92° . Dies ist der bis 2019 verwendete Fokussierwinkel.

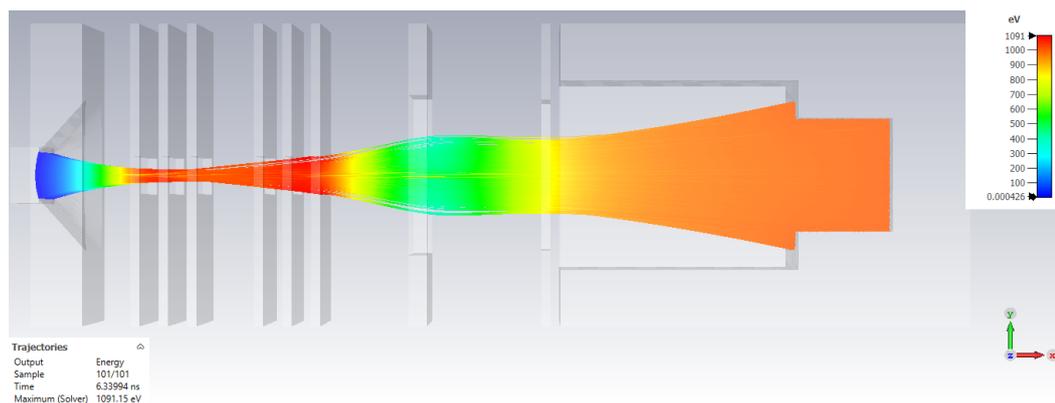


Abbildung 4.14 – Simulierte Elektronentrajektorien bei 1000 eV (HE10) mit 96° . Dies ist der von Shi in [7] verwendete Fokussierwinkel.

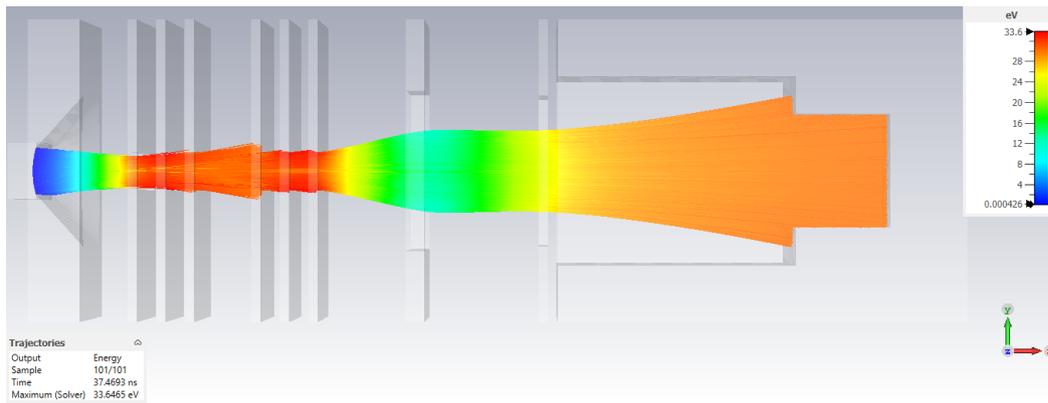


Abbildung 4.15 – Simulierte Elektronentrajektorien bei 30 eV (HE10) mit 96°.

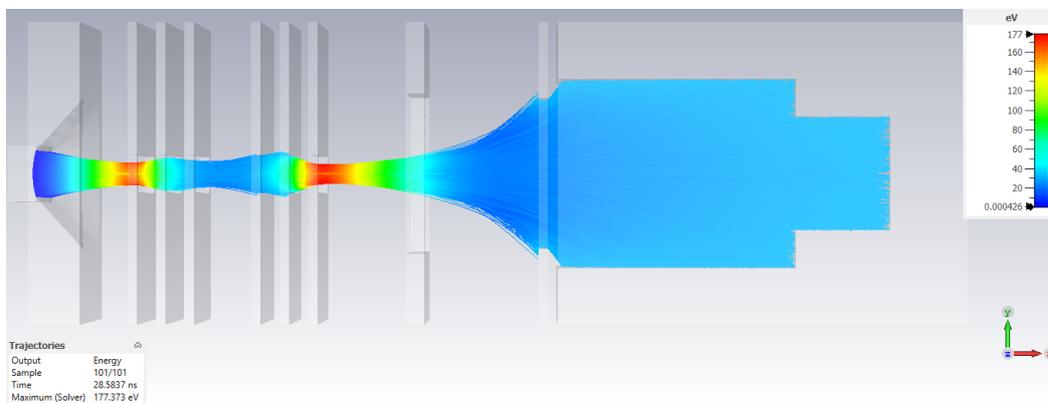


Abbildung 4.16 – Simulierte Elektronentrajektorien bei 30 eV (HC6) mit 96°.

Es sind weiterhin Simulationen zu HC6 und HE10 bei 30 eV durchgeführt worden. Ein Vergleich der Abbildung 4.15 mit 4.16 liefert einen deutlichen Unterschied. Es ist gut zu erkennen, dass der Fokus bei beiden Modi nicht in der Wechselwirkungszone liegt. Der Elektronenstrahl ist jedoch beim HC6 weniger stark in der Wechselwirkungszone aufgeweitet als beim HE10.

Potentialverläufe in der Wechselwirkungszone

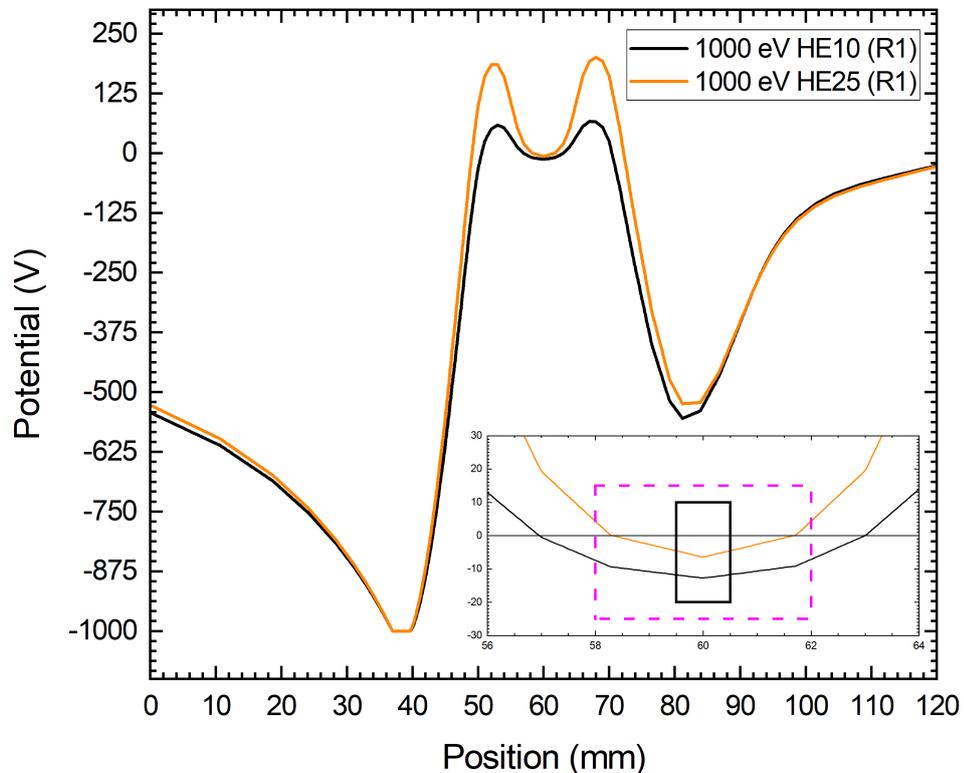


Abbildung 4.17 – Simulierte Potentiale des Elektronenstrahls der Elektronenkanone bei 1000 eV für HE25 und HE10. Seitenlänge des schwarzen Kastens beträgt 1 mm, der Potentialgradient beträgt für den HE10 ca. 0,96 V. Für den HE25 ca. 1,85 V. Die Seitenlänge des gestrichelten Kastens ist 4 mm, der Potentialgradient ist hier für den HE10 ca. 5,38 V. Für den HE25 beträgt er ca. 10,81 V.

Die Elektronenenergieverschiebung von einigen Elektronenvolt, die bei den Arbeiten zu Kapitel 5 aufgefallen ist, war zunächst unbegründet. In weiteren hier teilweise nicht dargestellten Untersuchungen zeigten sich zwei Abhängigkeiten: (1) die Energieverschiebung hängt nicht von der angelegten Spannung an den Elektroden P1 und P4 ab. (2) das Potential an den Elektroden P2 und P3 legt die Energieverschiebung fest. Die dargestellten Simulationen sind alle für die Ebene orthogonal zur vom Ionenstrahl durchflogenen Ebene. In Abbildung 3.7 ist dies die eingezeichnete y-Richtung. Als externer Parameter ist in alle Simulationen stets ein zuvor experimentell bestimmter Elektronenstrom eingeflossen. Die Simulationen liefern zumindest eine qualitative Erklärung:

Wie in Abbildung 4.17 bei einer Energie 1000 eV zu erkennen ist, sind für die Modi HE25 und HE10 die Potentialfallen in der Wechselwirkungszone bei 60 mm unterschiedlich tief. Im vergrößerten Ausschnitt ist der Bereich der Wechselwirkungszone gezeigt.

Der schwarze Kasten aus durchgehenden Linien ist in allen Abbildungen zum Potential 1 mm breit. Der gestrichelte Kasten in Magenta hat eine Breite von 4 mm. Es ist unklar, wie der Ionenstrahl in die Wechselwirkungszone eintritt. Denkbar ist, dass er eine Winkelkomponente besitzt und somit von der Mittelposition abweichend durch die Wechselwirkungszone gelangt. Er würde dann nach der Simulation beim Eintritt und beim Austritt tendenziell mit einem anderen Potential wechselwirken. Der Ionenstrahl wird durch die Schlitzblenden auf eine bestimmte Größe zugeschnitten. Denkbar ist daher auch, dass die tatsächliche Größe des Ionenstrahls kleiner als die Schlitzgröße ist. Er könnte sich somit in diesem Ausschnittbereich senkrecht und waagrecht bewegen. Die Abweichung bezogen auf die Mitte des Potentialverlaufs beträgt für den HE10 ca. 0,96 V im Bereich des Kastens mit 1 mm Seitenlänge. Für den HE25 beträgt sie bis zu 1,85 V. Beim gestrichelten Kasten mit Seitenlänge 4 mm beträgt der Potentialgradient für den HE10 ca. 5,38 V oder 10,81 V für den HE25.

Diese deutliche Abweichung allein durch die Raumladung des Elektronenstrahls erklärt zum einen die deutlichen Ablenkungen des Ionenstrahls bei Messungen mit dem HE25, wie in [9] experimentell untersucht. Zum anderen erklärt es auch die Energieverschiebung, die im folgenden näher betrachtet werden soll.

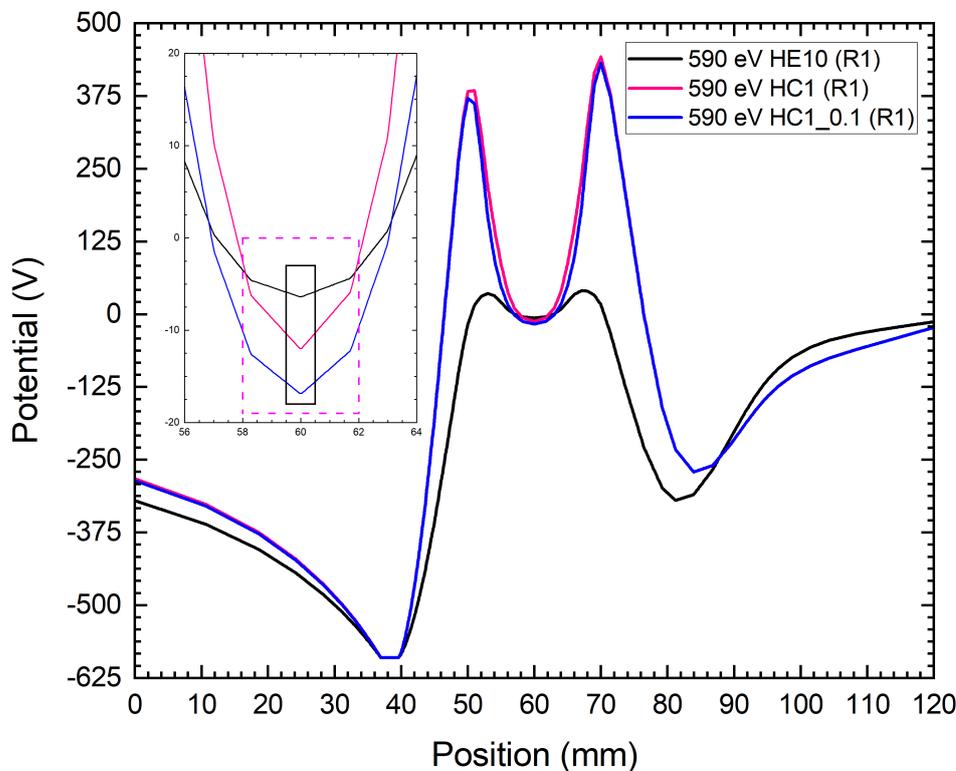


Abbildung 4.18 – Simulierte Potentiale des Elektronenstrahls der Elektronenkanone bei 590 eV für HE10 sowie HC1 und HC1_0.1. Näheres im Textteil.

Die untersuchte $1s2s3s3d^3D^e$ Resonanz von O^{5+} liegt bei ungefähr 590 eV, bei der auch die Simulation in Abbildung 4.18 durchgeführt wurde. Dargestellt sind der HE10, der Hochstrommodus HC1 nach Shi [7] und eine Variation dieses Modus mit niedrigerem Potential an den Elektroden P2 und P3 von 10% der Elektronenenergie. Der auffälligster Unterschied ist die hohe und steile Potentialwand bei den HC-Modi, die durch den großen Potentialunterschied zwischen P1 und P2 bzw. P3 und P4 herrührt. Es wird daher klar, warum HC-Modi bei höheren Energien nach [9] nicht für Messungen einsetzbar sind. Die Ionenstrahlablenkungen werden zu stark, sodass nicht mehr alle Ionen im Faradaybecher und Detektor aufgefangen werden können. Im vergrößerten Bereich zeigt sich ein deutlicher Unterschied der Potentiale für den Ionenstrahl relevanten Bereich. Für den Bereich des schwarzen Kastens beträgt die Potentialabweichung zwischen der Mitte und dem Rand für den HE10 bis zu 0,52 V. Für den HC1 reicht sie bis 1,64 V. Ein Wert von 1,16 V ist für den HC1_0.1 erreichbar. Wird der gestrichelte Kasten betrachtet, dann steigt die Abweichung bezogen auf die Mitte: HE10: 3,15 V, HC1: 9,53 V und 6,78 V für den HC1_0.1.

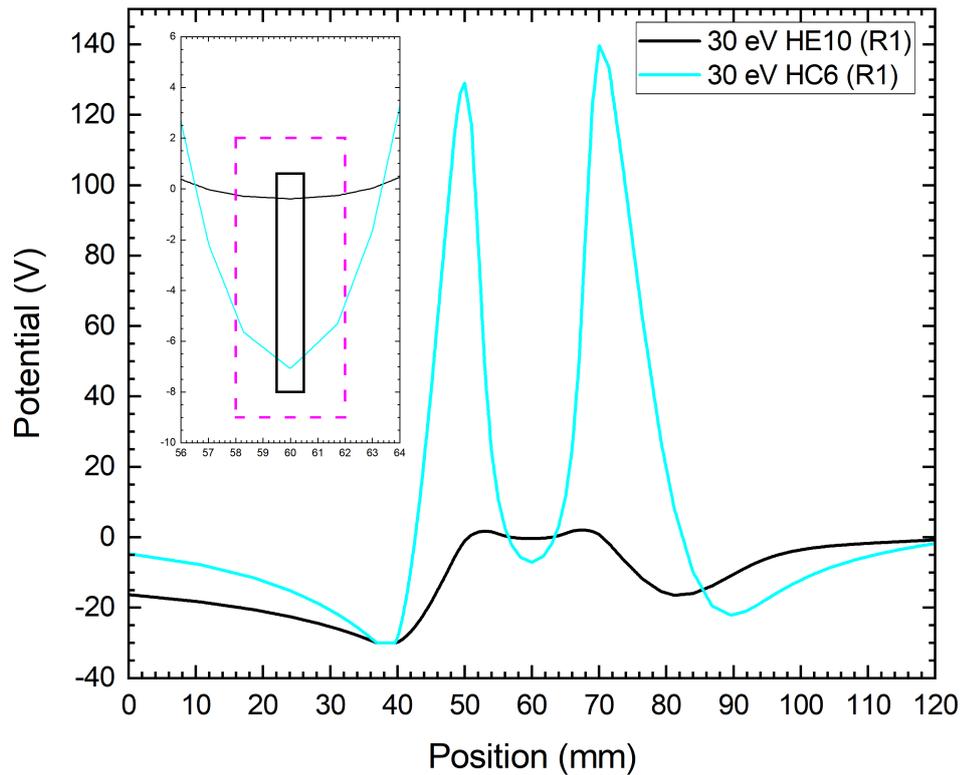


Abbildung 4.19 – Simulierte Potentiale des Elektronenstrahls der Elektronenkanone bei 30 eV für HE10 und HC6.

Eine weitere Betrachtung ist für den neuen Modus HC6 aus den Kapiteln 5.3 und 7 durchgeführt worden und in Abbildung 4.19 gezeigt. Da der HC6 für niedrige Energien in dieser Arbeit vorgeschlagen wird, ist die Simulation für 30 eV durchgeführt worden. Phänomenologisch deckt sich die geringe Abweichung der Potentiale für den HE10 mit den experimentellen Ergebnissen aus Kapitel 5.3. Sie beträgt zwischen 0,03 V und 0,16 V je nach betrachtetem Bereich. Für den HC6 beträgt die simulierte Abweichung des Potentials relativ zum Potential in der Mitte zwischen 0,35 V und 2,16 V.

Anzumerken ist an dieser Stelle ein weiterer möglicher Einfluss:

Die Neigung der Streukammer wurde in dieser Arbeit mit einer digitalen Neigungswinkelwaage vermessen und zu ca. $0,2^\circ$ bis $0,3^\circ$ bei einer möglichen Abweichung von $0,1^\circ$ durch das Messinstrument bestimmt. Hervorgerufen wird dieser Versatz vermutlich durch das Anziehen und Einschneiden der Kupferdichtung. Diese Schiefelage ist annähernd unvermeidbar und wirkt zunächst minimal. Die Gesamtlänge von Elektronenkanone bis Befestigung an die Fahrmechanik beträgt ca. 60 cm. Über eine einfache Abschätzung mit dem Tangens dieses Winkels ergibt sich eine Neigung der Kanone von bis zu ca. 3 mm. Bei einer Wechselwirkungszone von 6 mm kann dies einen deutlichen Effekt haben. Die Einstellung der Schlitzblenden mit einem Versatz von der Mittelposition in horizontaler und vertikaler Richtung lässt sich hierdurch erklären:

Die mechanische Verschiebung der Elektronenkanone im Vakuum durch den Neigungswinkel kann durch ein Verschieben der Schlitzblenden aus der Mitte ausgeglichen werden. Die notwendige und an den Ionenstrahl angepasste Feinjustierung erfolgt schrittweise, um das Optimum zu finden. Das Optimum ist dadurch gekennzeichnet, dass die Detektion der Ionenstrahlen nach der Streukammer trotz der Ablenkungen sichergestellt ist.

Zusammenfassen lässt sich aufgrund der Simulationen folgendes:

- Einstellung und Verschiebung der Schlitzblenden:

Die Ausrichtung des Experiments insbesondere auf der Achse vom Kugelkondensator 1 zum Analysiermagnet 2 ist für die korrekte Bestimmung von Wirkungsquerschnitten essenziell. Die bei [9] beschriebene Feinjustierung der Schlitzblenden ist durch obige Darstellungen erstmals besser Verstanden: Sie dient (1) der geometrischen Feinjustierung, da die Positionierung der Kammer nur auf ungefähr ± 1 mm genau erfolgen kann; (2) dem Ausgleich der Form des Potentials in der Wechselwirkungszone bei verschiedenen Modi, sodass ein Bereich mit geringer Abweichung für gegebene Strahlgröße/Schlitzblendengröße gefunden wird;

(3) zum Ausgleich der geringfügigen Neigung des oberen Flanschs der Streukammer.

- Abhängigkeit der Ionenstrahlableitungen:

Die hohen Potentialwände und der große Potentialgradient durch entsprechend angelegte Potentiale an P2 und P3 führt zu den Ablenkungen der Primär- und Produktionenstrahlen und ist wie bei [9] gezeigt nicht abhängig vom Potential an P1 und P4.

Vergleich zum Experiment

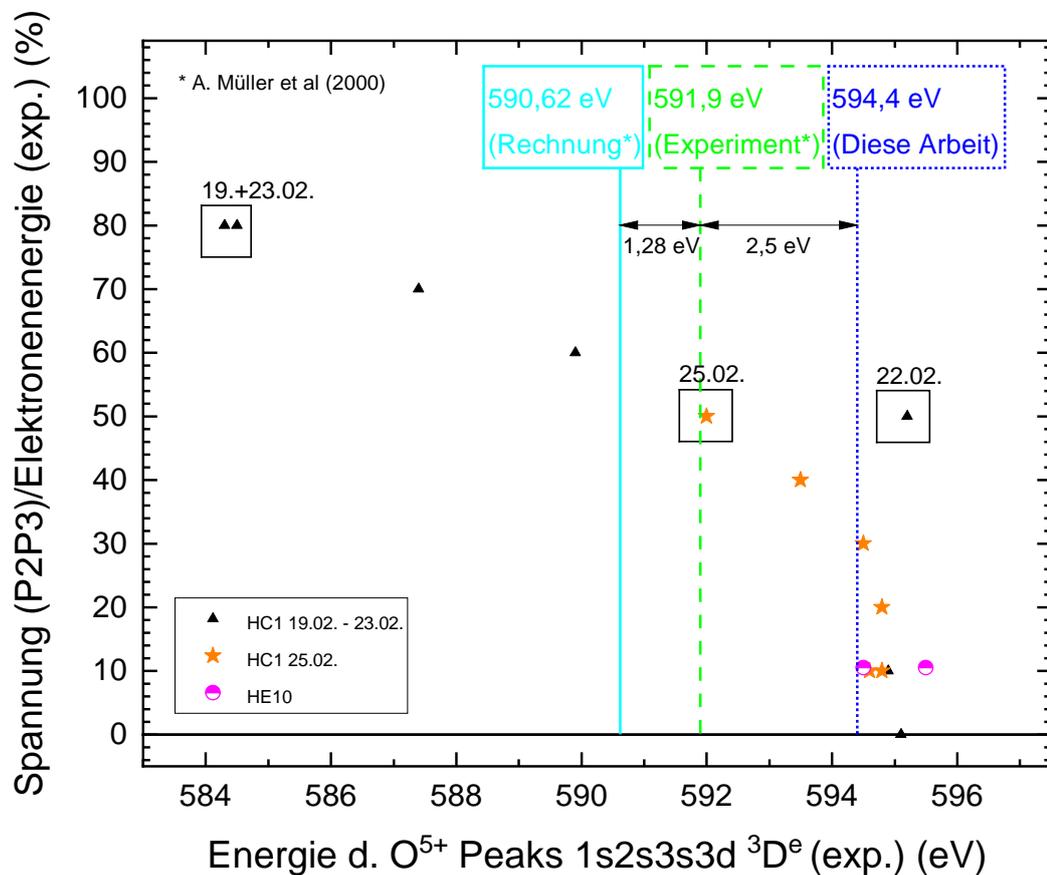


Abbildung 4.20 – Energieverschiebung der $1s2s3s3d^3D^e$ Resonanz von O^{5+} bei einer Veränderung der Spannung an Elektrode P2/P3. Die vertikalen Linien sind zum einen die experimentellen und berechneten Energielagen der Resonanz nach [55] sowie die im Abschnitt 5.4.3 dieser Arbeit bestimmte Lage. Die Datenpunkte stellen die abgelesene Resonanzenergie bei verschiedenen Betriebsmodi der Elektronenkanone dar.

Während der Charakterisierung der Ansteuerung und des Scansystems ist die Resonanz $1s2s3s3d^3D^e$ der Einfachionisation von O^{5+} Ionen bei ca. 590 eV untersucht wor-

den. Untersuchungen zur Energieauflösung für den HE10 sind in Kapitel 5.4.3 beschrieben. Die Hochstrommodi sind bei diesen hohen Energien jedoch nur mit Ionenstrahl-ablenkungen einsetzbar. Es sollte die Qualität dieser Gruppe von Betriebsmodi für Scanmessungen trotzdem festgestellt werden. Außerdem wurde der Einfluss verschiedener Modi auf die Energieauflösung untersucht. Da hierbei die Verlustströme stiegen, wurde eine reduzierende Modulation der angelegten Spannungen an den Elektroden P2 und P3 zunächst untersucht. Die Energie der $1s2s3s3d^3D^e$ Resonanz verschob sich hierdurch um mehrere Elektronenvolt. Es wird in diesem Abschnitt schrittweise durch die Abbildung 4.20 und deren Ergebnisse geführt:

Dargestellt sind mit vertikalen Linien die Energielagen der Resonanz nach [55] sowie die im Abschnitt 5.4.3 experimentell bestimmte Lage. Die Datenpunkte sind farblich und mit Symbol nach Betriebsmodus sortiert. Zusätzlich ist eine Zeitliche Gruppierung für die HC1 Messungen durchgeführt worden. Wird zunächst die Abhängigkeit der Energielage der Resonanz als Funktion der angelegten Spannung an Elektrode P2/P3 betrachtet, so fällt auf, dass die Literaturdaten nur mit Potentialen von 50 % oder weniger der Elektronenenergie reproduzierbar sind. Bei größeren Potentialen, die die Verlustströme reduzieren, beträgt die Energieabweichung bis zu ungefähr 10 eV. Hieraus folgt, dass die Energieverschiebung vom Modus stark abhängt. Sie muss für jeden neuen Modus bestimmt werden.

Im Bereich von 10 % zeigt sich die annähernde Unabhängigkeit vom Potential an P1 und P4, da die HE10 und HC1_X mit X Potential an P2/P3 im Rahmen von ca. 1 eV Toleranz die Energielage reproduzieren. Die zeitliche Gruppierung ermöglicht eine Aussage darüber, wie lang und ob die Bedingungen stabil sind. Es zeigt sich an den Daten vom 25.02. und 22.02 eine Abweichung im Bereich von bis zu ca. 3 eV bei gleichem Modus. Im Kontrast dazu zeigt sich bei 80 % eine Reproduzierbarkeit der Energielage in einem Zeitintervall von vier Tagen. Hieraus folgt, dass die Energieachse für diese Modi nur auf ca. 3 eV genau bestimmt werden kann.

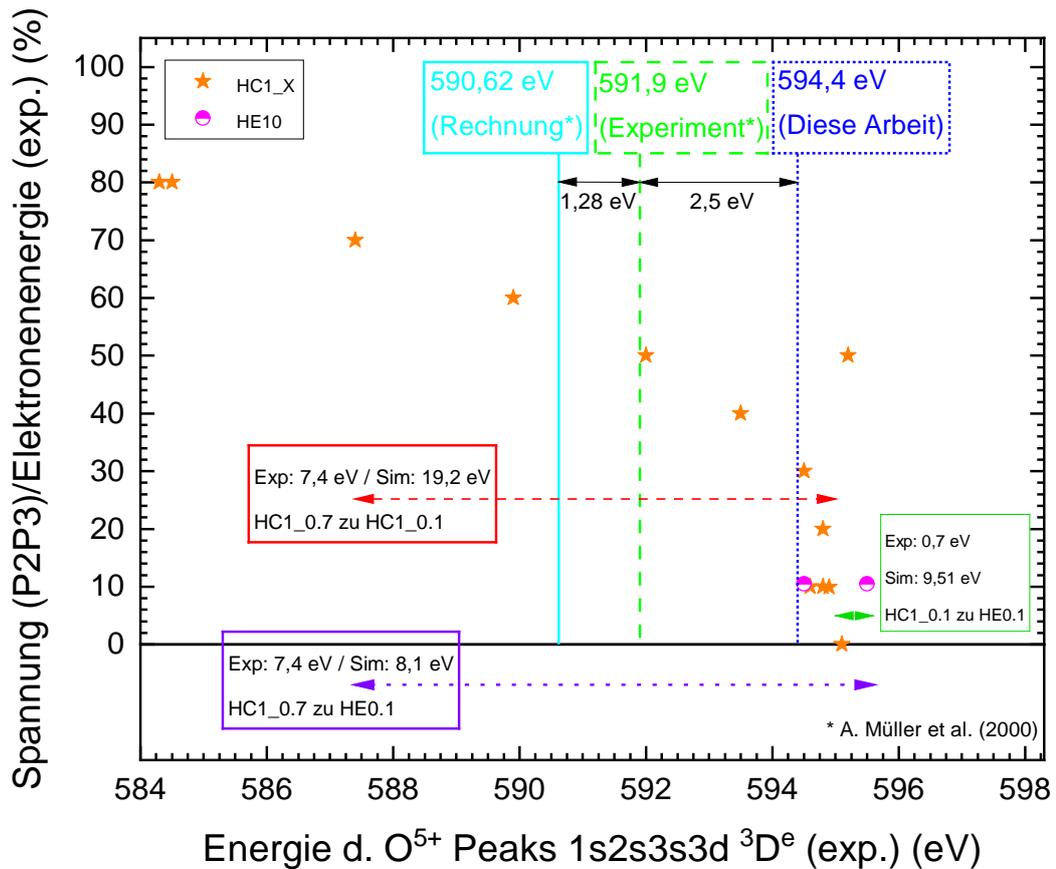


Abbildung 4.21 – Experimentelle und simulierte Energieverschiebung der $1s2s3s3d^3D^e$ Resonanz von O^{5+} bei einer Veränderung der Spannung an Elektrode P2/P3. Die vertikalen Linien sind zum einen die experimentellen und berechneten Energielagen der Resonanz nach [55] sowie die im Abschnitt 5.4.3 dieser Arbeit bestimmte Lage. Es handelt sich um die gleichen Daten wie in Abbildung 4.20 mit anderer Gruppierung. In den farbigen Kästchen sind die experimentelle und die simulierte Energieverschiebung der Resonanz für bestimmte Modi gezeigt. Der simulierte Wert ist immer der Extrempunkt der Potentialkurve in der WWZ.

Eingangs wurde bereits erwähnt, dass die Simulation zum Zeitpunkt dieser Arbeit nicht so genau ist, sodass sie nicht in der Lage ist Vorhersagen zur möglichen Energieverschiebung zu treffen. Abbildung 4.21 zeigt die gleichen Daten wie die Abbildung zuvor mit anderer Gruppierung. Von den Kästchen eingerahmt sind die simulierten und experimentellen Verschiebungen exemplarischer Modi zusammengefasst. Die Abweichung der Simulation beträgt teilweise ca. eine Größenordnung. Sie kann daher nicht zum Abschätzen der Energieverschiebung genutzt werden. Dies kann einzig experimentell erfolgen. Zum qualitativen Verständnis und der tendenziellen Entwicklung als Anhaltspunkt vorab kann sie jedoch eingesetzt werden.

Inbetriebnahme der neuen Ansteuerung & Scansystem

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit ist der Aufbau und die Inbetriebnahme der Ansteuerung der Elektronenkanone und des Energie-Scansystems. Das Einstellen der Elektronenenergie erfolgte bisher händisch an den Netzgeräten bzw. über LWL-Fernsteuerungen zur Potentialtrennung. Hierbei kann es zu kleinen Abweichungen zu den Sollwerten in Folge unvermeidbarer Einstellfehler kommen, sodass nur eine Genauigkeit von ± 10 eV erreicht werden konnte.

Die Flexibilität der Elektronenkanone und die aktuellen technischen Möglichkeiten sowie der gegenwärtige Entwicklungsstand des Experiments machen eine gründliche Überarbeitung der Messprogramme für die beiden vorgestellten Messverfahren notwendig. Die Messprogramme ermöglichen die Speicherung fester Betriebsmodi, bei denen das Potential der Elektroden nach Anteil von der Elektronenenergie festgelegt ist. Zusätzlich sind auch Funktionen in Abhängigkeit der Elektronenenergie als Einstellung der Potentiale möglich. Erstmals ist für die Arbeit am Elektronen-Ion-Stoßexperiment ein eigenes Testprogramm **eGun** für die verwendete neue flexible Elektronenkanone bis 3500 eV entwickelt worden, mit dem gezielt von den Standardmodi abweichende Potentiale untersucht werden können. Während der Phase der Inbetriebnahme im Labor war es immer wieder nötig, die Programme an die experimentellen Gegebenheiten anzupassen. Eine vollumfängliche Beschreibung aller verwendeten Programme (**ESW**, **ESS**, **eGun**, **WQA**, **PEAK**, **MASS**) wäre zu umfassend, daher wird hier auf die frei zugängliche Dokumentationsammlung des Programm-Autors Kurt Huber verwiesen[56].

Dieses Kapitel wird das Energie-Scansystem motivieren und dabei die wichtigen technischen Details zusammenfassen. Erstmals ist es sinnvoll eine Energiekalibrierung für die flexible Elektronenkanone vorzunehmen, was ausführlich in 5.3 vorgenommen

wird. Der Grund hierfür ist die Energiegenauigkeit von 0 V bis 10 V durch die händische Einstellung. Anschließend werden drei Scanmessungen zur Charakterisierung des Energie-Scansystems und der Ansteuerung gezeigt.

5.1 Motivation für fein-aufgelöste Scanmessungen

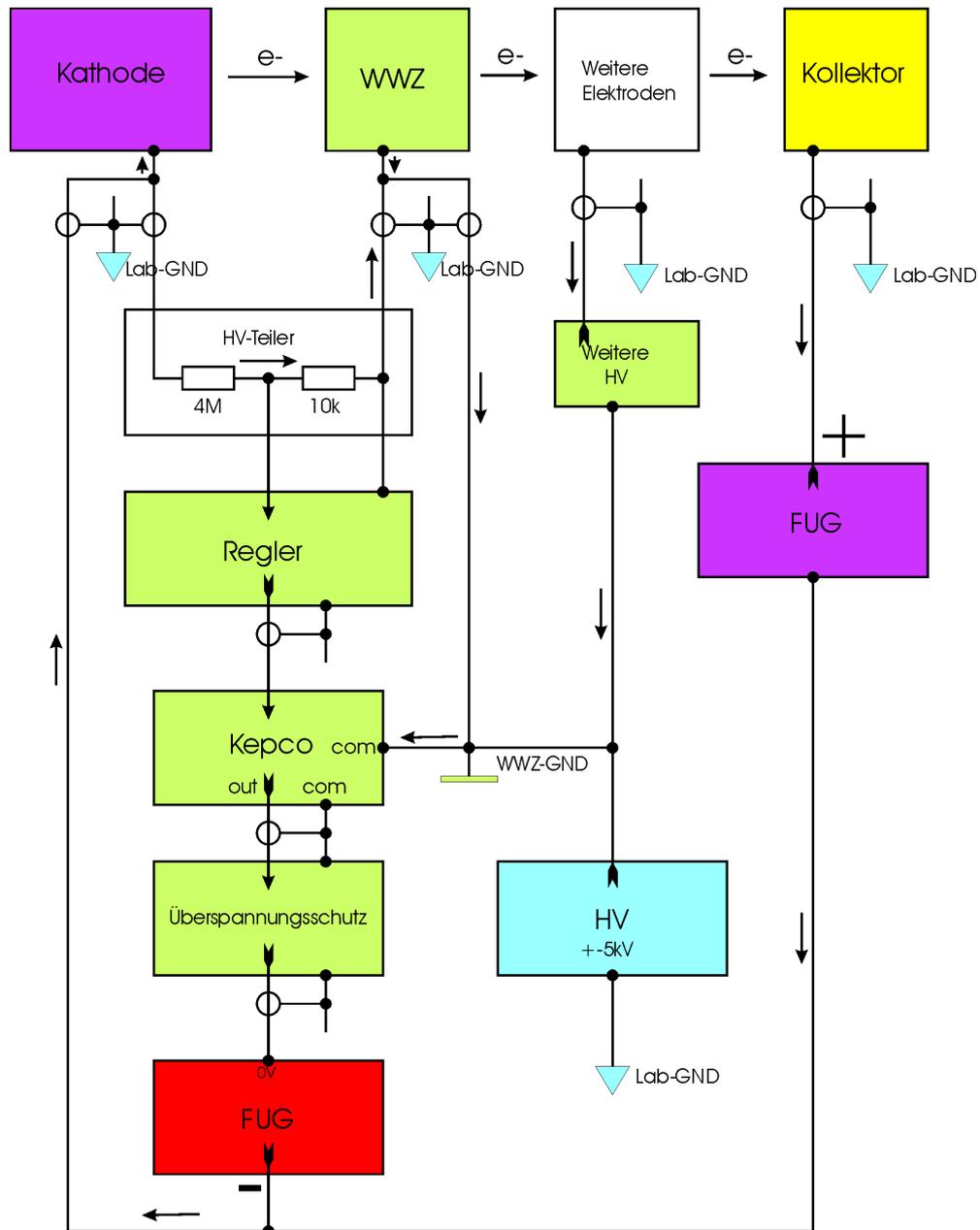
Die interessanten Linien oder Resonanzen der indirekten Prozesse aus Kapitel 2.1 können genau nur mit einem Messverfahren mit kleinen Energieabständen zwischen einzelnen Messungen untersucht werden. Dies liegt daran, dass die Breite dieser Strukturen experimentell in der Größenordnung von 1 eV liegen, weswegen eine hohe statistische Genauigkeit gewünscht ist. Dieses Messverfahren muss daher sehr schnell arbeiten, damit sich die Versuchsparameter (z.B. Ionenstrom, Elektronenstrom, Überlapp) nicht wesentlich ändern können. Das Absolutmessverfahren aus Kapitel 2.4 eignet sich daher nicht für solche Untersuchungen. Anders als beim Absolutmessverfahren wird bei Scanmessungen die Elektronenkanone an der Position mit dem größten Überlapp von Elektronen- und Ionenstrahl fixiert. Damit eine gute statistische Genauigkeit erreicht wird, werden die Messungen mehrfach durchgeführt. Das Scanverfahren wurde zu erst in [12] beschrieben. Es handelt sich um ein relatives Ergebnis, das an Absolutpunkte normiert werden muss.

Ein frühes Konzept für das neue System wurde bereits bei Döhring [10] als Planungsgrundlage vorgestellt. Die Vielzahl an Betriebsmodi mit jeweils unterschiedlichen Potentialverhältnissen und deren teilweise deutlich verschiedenem Verhalten, erhöht die Anzahl an einflussnehmenden Größen (relative Abstände der Elektroden, Form der Elektroden, Potentiale, elektrische und magnetische Felder...), was eine Regelung erschwert.

5.2 Aufbau & Funktion von Ansteuerung/Energie-Scansystem

Das neue System setzt sich aus der Ansteuerung und dem Energie-Scansystem zusammen, wobei der Unterschied in der jeweiligen Fernsteuerung der Netzgeräte und dessen Einsatz liegt. Die messtechnischen Anteile der folgenden Beschreibung sind dabei [56] entnommen und werden um die jeweilige Realisierung im Labor ergänzt. Abbildung 5.1 zeigt einen Übersichtsplan der Spannungen und Ströme, der nur Kathode, Wechselwirkungszone und Kollektor explizit darstellt und die anderen Elektroden unter „weitere

Elektroden“ zusammenfasst. Die einzelnen Farben stellen die verschiedenen Potential-ebenen dar. Der Signal- und Spannungsfluss wird darin durch die Verbindungspfeile zwischen den Modulen verdeutlicht. Der negative Stromfluss ist durch die Pfeile neben den Verbindungslinien gezeigt.



Spannungen und Ströme eGun
21.08.2018 K. H.

Die Farben stehen für die Potentialebene der Betriebserde eines Moduls
Pfeile für negative Ströme
Module ohne Chassis-Erdung dargestellt

Abbildung 5.1 – Schaltplan mit Potentialebenen mit Regelung [56]. Mit Erlaubnis des Autoren hier dargestellt.

Hierbei fällt auf, dass von der Kathode zwei Leitungen geführt werden. Die eine ist die mit Laborerde geschirmte Versorgungsleitung, die die gewählte Spannung je nach gewünschter Energie an die Kathode legt. Die andere, ebenfalls mit Laborerde geschirmte Leitung, ist die Senseleitung der Kathode und führt zum HV-Teiler in dem Regeleinschub. Der Reglereinschub enthält neben dem Versorgungsnetzgerät die beiden HV-Teiler für Kathode und Elektrode P1 sowie die Reglerkarte. Die Reglerkarte dient der Messung der Kathodenspannung und der Spannung an Elektrode P1. Zusätzlich sind zwei DAC-Karten für den Kathodensollwert und den Sollwert für Elektrode P1 enthalten. Mit dem Regeleinschub wird somit der Vergleich zwischen Soll- und Istwert durchgeführt und bei einer Abweichung entsprechend gegengeregelt. Analog dazu gibt es auch für die Wechselwirkungszone die Versorgungsleitung (aktuell Erdpotential) und die Senseleitung zum Vergleich. Die Energie der Elektronen bei der Kollision mit den Ionen ist damit so genau wie möglich bekannt. Der IST-Wert (Energie) ist die Differenz aus Kathodenpotential und dem Potential der Wechselwirkungszone. Beide Spannungen sollten möglichst nah an der Kanone gemessen werden. Mit der flexiblen Elektronenkanone erfolgt dies direkt nach den Durchführungen außerhalb der Streukammer, damit das Vakuum nicht gebrochen werden musste. Im Plan ist der sich im Vakuum befindliche Teil von der Kathode und der Wechselwirkungszone bis zur Durchführung daher mit nur einer Leitung dargestellt. Die Leitungen sollten identische Leitungstypen verwenden und über den gleichen Weg geführt werden. Hierdurch sind die eingefangenen Störungen gleich. Laborumgebungen haben häufig eine Vielzahl an Störquellen, sodass es sinnvoll erscheint eine leicht anzupassende Einrichtung zur Reduzierung der Störungen vorzusehen. Dies erfolgte durch Huber mit der *Filterbox*, die der Reduktion von Störungen auf den wichtigen Sense- und Versorgungsleitungen der Kathode, der WWZ und der Elektrode P1 dient [56]. Sie ist hier nicht weiter dargestellt, ist jedoch in der Nähe der Durchführungen zwischen Streukammer und Verteilerplatte (Anhang C.1) angebracht.

Im Verhältnis von $\frac{10\text{k}\Omega}{4\text{M}\Omega} = \frac{1}{400}$ reduziert der Hochspannungsteiler die Spannungsdifferenz zwischen Kathode und Wechselwirkungszone gemessen. Die maximale Spannung an der Kathode ist daher auf 4 kV begrenzt, da die Regelung nur IST-Werte von 0 V bis 10 V unterstützt. Die Regelung der Kathode ist in Abbildung 5.2 grafisch dargestellt. Die Regeleinheit liegt auf dem Potential der Wechselwirkungszone, das im Normalfall gleich der Laborerde ist. Laborerde (Lab-GND) ist so auch die Schutzerde (SL). Der Aufbau erlaubt jedoch auch ein Hochlegen der Wechselwirkungszone mit einem weiteren Netzgerät und Trenntrafo. Wie in von Huber in [56] beschrieben, wird der Sollwert durch zwei 18 bit DACs moduliert. Hierdurch ergibt sich eine grobe Einstellung der

Spannung mit einer Auflösung bezogen auf die Kathodenspannung von 15,258 85 mV. Die Feineinstellung hat eine Auflösung von 1,525 885 mV. Beide werden mit 1 bzw. 1/10 zum Sollwert gewichtet summiert. Ein Integralvergleich¹ von Soll- und Istwert ergibt den eingestellten Wert für das Kepco BOP 100.

Das Kepco stellt die Betriebserde für das nachgeschaltete FUG bereit. Damit die Ströme an den Elektroden der Wechselwirkungszone gemessen werden können, darf es keine direkte Verbindung zum Potential der Wechselwirkungszone geben. Die maximale Ausgangsspannung der verwendeten Kepcos beträgt ± 100 V. Hierdurch erklärt sich das maximal 200 V große Intervall der Spannungsänderung beim Scannen. Wird z.B. im HE10 von 200 eV bis 400 eV gescannt, fährt das FUG der Kathode auf 300 eV, sodass das Kepco anschließend ± 100 V bereitstellt. Das Intervall von maximal 200 eV ist für die Hoch-Energie-Modi empfehlenswert, damit die experimentellen Parameter, wie das Feld von Analysiermagnet 2 und die Position der Faradaybecher konstant bleiben können. Bei den Hochstrommodi ändert sich das effektive Scanintervall deutlich. Da hier an Elektrode P1 und damit auch an P4 einige Vielfache der eingestellten Kathodenspannung eingestellt werden, verringert sich das Energieintervall. So können im HC6 mit 600 % an P1 von der Kathodenspannung nur $200/6 = 33\frac{1}{3}$ also maximal ein Intervall der Breite von ca. 33 eV gescannt werden.

Das FUG für die Kathodenspannung wird über einen 16 bit DAC mit der gleichen Betriebserde gesteuert. Über ein zweiadriges Kabel mit einem 3-poligen Diodenstecker wird der DAC mit dem 15pol D-Sub Anschluss des FUGs verbunden. Der Schirm liegt auf Gehäuse-Erde des FUGs. Weitere Details zur Konfektionierung der Steuerkabel zwischen Netzgeräte und DACs ist Abbildung 5.3 zu entnehmen.

Neben der Energie, die durch das Potential an der Kathode bestimmt wird, ist das Potential an der Ziehelektrode P1 maßgeblich, da hiermit die Elektronenemission festgelegt wird. Bei einem Scan wird entsprechend des Modus daher auch die Spannung an P1 und damit an P4 geregelt. Es gibt deswegen auch für das FUG von Elektrode P1/P4 ein Kepco und die grobe und feine Steuerung über 16 bit DACs. Bei den eingesetzten DAC-Boards werden Demo-Boards DC1684A mit den DACs LTC2752 (16 bit) und LTC2758 (18 bit) auf Europakarten mit LWL-Empfänger, Offset- und Gain-Abgleich, Netzteil und einem FPGA zur Steuerung eingesetzt. Jedes DAC-Board besitzt zwei DACs. Näheres zu den DAC-Boards kann in der Dokumentation eGun[56] entnommen werden. Im Messprogramm für Scans ESS können neben dem Betriebsmodus der Elektronenkanone und der Elektronenenergie mehrere weitere Größen eingestellt

¹Regelabweichung wird integriert und ergibt den Ausgangswert

werden: Energieintervall ist die Schrittweite zwischen jedem Messpunkt, die Wartezeit ist die Zeit zwischen den Messpunkten und die Messdauer für jeden Datenpunkt.

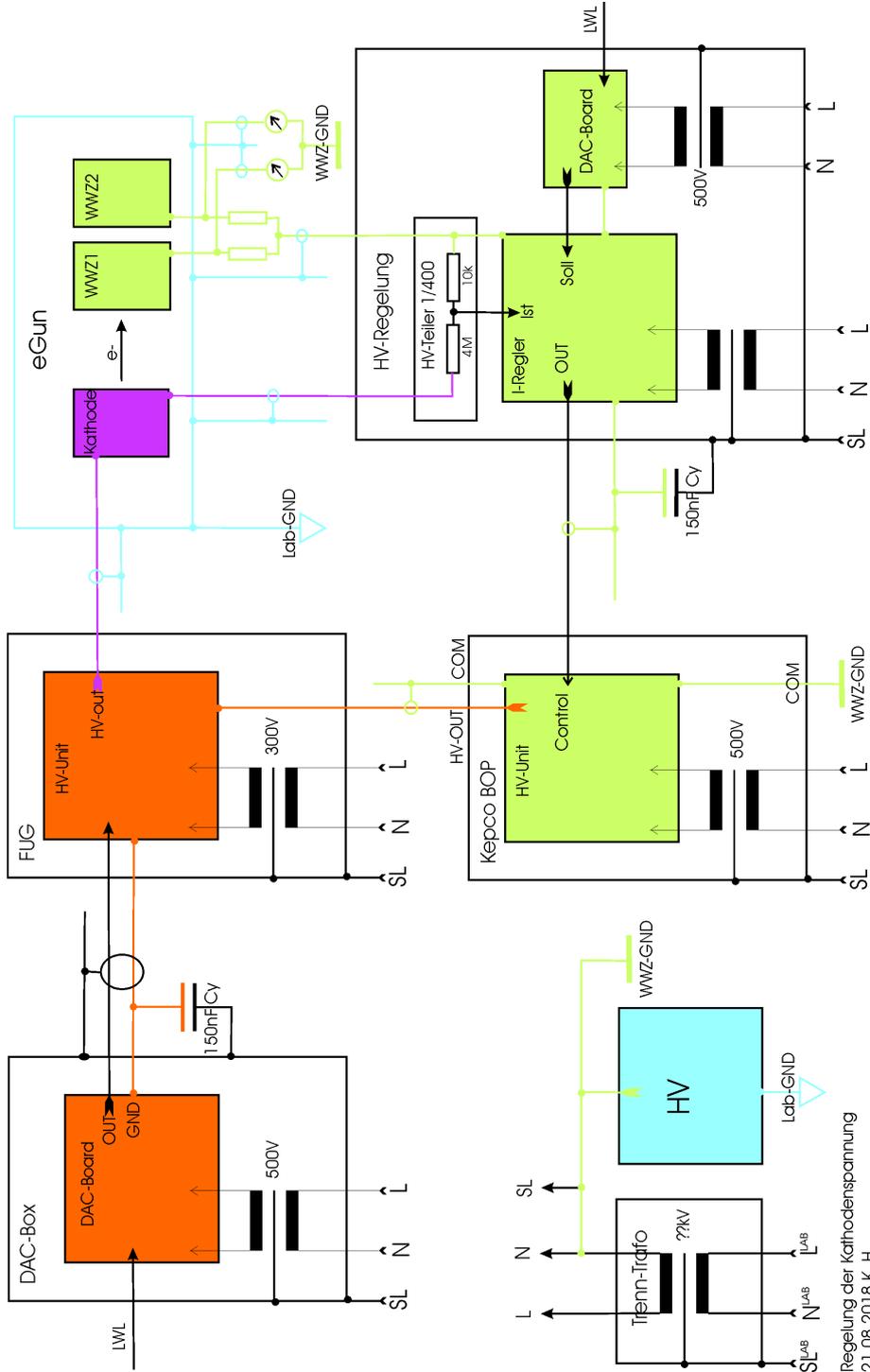
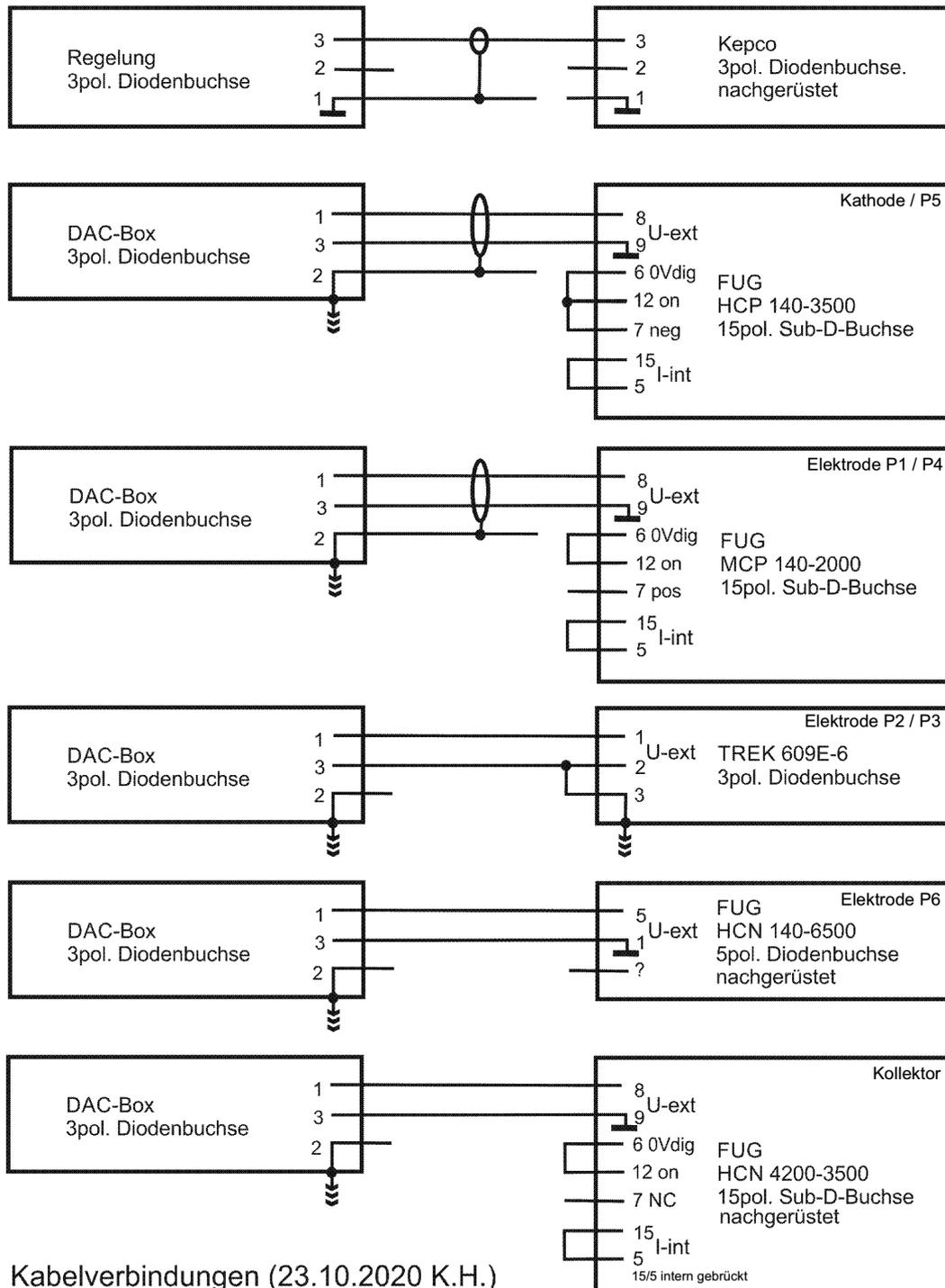


Abbildung 5.2 – Regelung der Kathode[56]. Mit Erlaubnis des Autoren hier dargestellt.



Kabelverbindungen (23.10.2020 K.H.)

Abbildung 5.3 – Belegung der Pins an Netzgeräten und DACs und deren korrekte Verbindung [56]. Teilweise basierend auf eigenen Notizen. Mit Erlaubnis des Erstellers der Grafik hier dargestellt. Um die Nomenklatur dieser Arbeit erweitert.

Realisierung im Labor

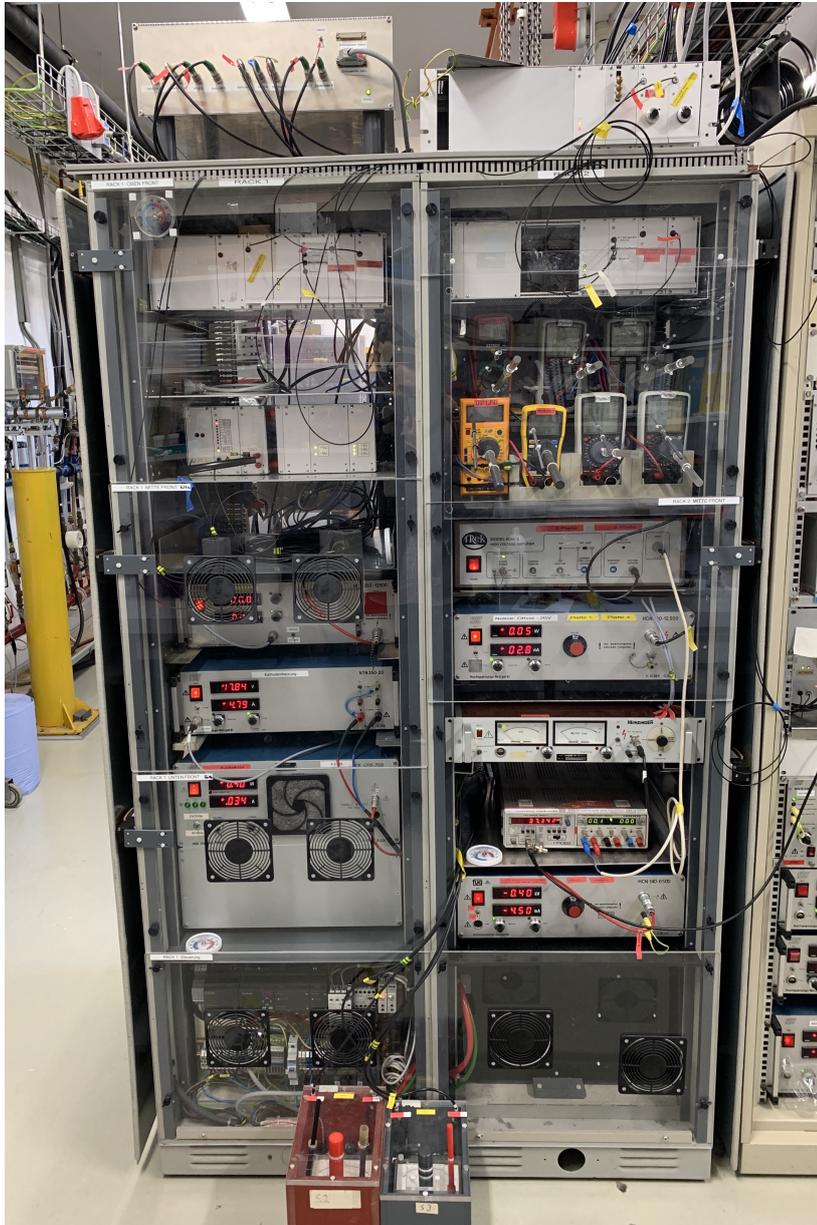


Abbildung 5.4 – Racks zur Steuerung der Elektronenkanone (alte Version). Zu erkennen sind die Multimeter im *Rack 2* zur Ermittlung der Verlustströme auf den Elektroden. Aus platzgründen befindet sich die Strommessung für die WWZ-Elektroden isoliert außerhalb des Racks auf dem Fußboden. Die in [10] beschriebene Sensorbox zur Messung der Verlustströme ist auf *Rack 1* zu sehen.

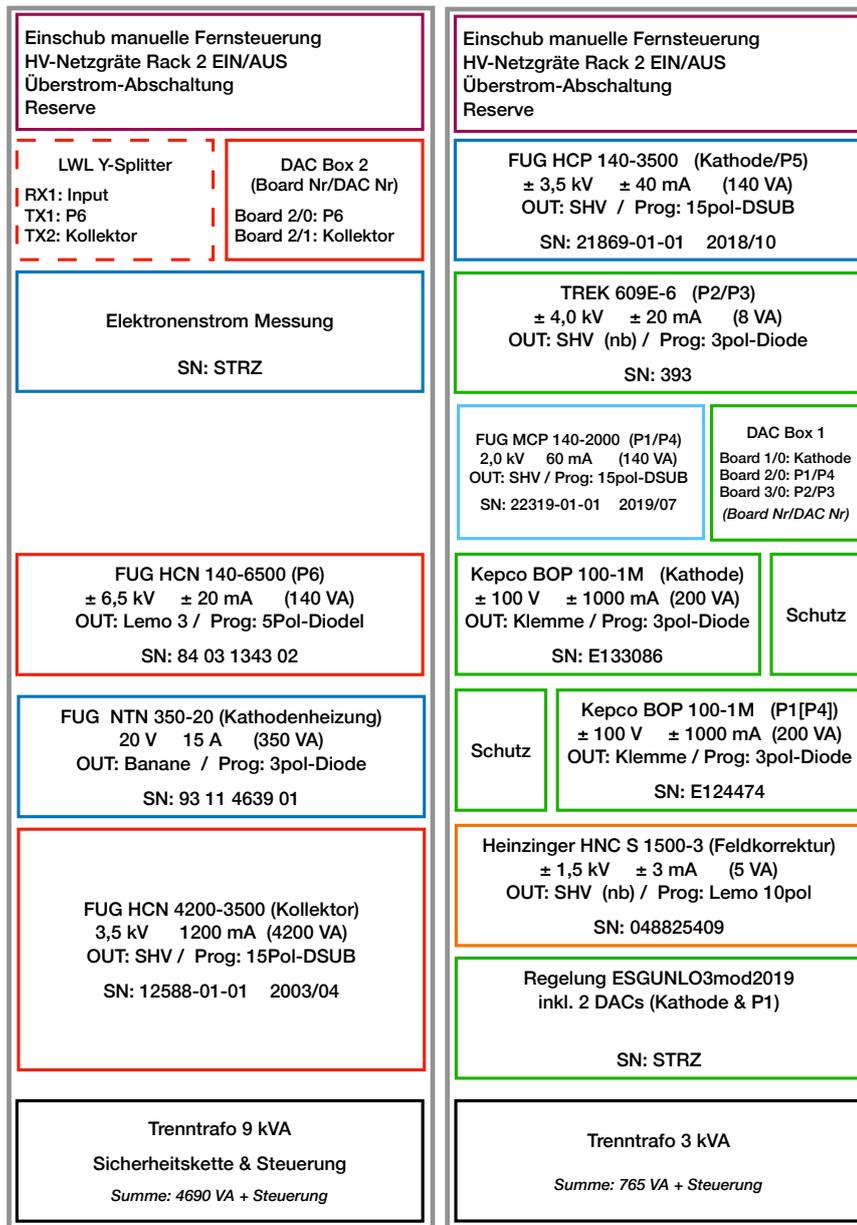
Für die neue Ansteuerung und das Scansystem mussten weitreichende Änderungen an den Racks der Elektronenkanone vorgenommen werden. Abbildung 5.4 zeigt beide Racks vor dem Einbau des neuen Systems, wie sie seit einigen Jahren im Einsatz

waren. Die zu erkennenden Multimeter dienten der Messung der Verlustströme an den Elektroden.

Für den Umbau wurde zunächst alles nicht mehr benötigte ausgebaut wie die Multimeter. Gleichzeitig musste die Reihenfolge der Komponenten angepasst werden. In Abbildung 5.5 ist der Aufbau der Racks mit Scansystem zusammengefasst. Die Farben folgen hierbei den Potentialebenen der Elektrodenpotentiale. Zusatzinformationen, wie die Seriennummern und Leistungsdaten sind ebenfalls vermerkt. Die Regelung mit Regeleinheit und HV-Teiler ist temperaturempfindlich, sodass sie ganz unten platziert wurde. Zusätzlich musste aufgrund der Untersuchungen von Huber [56] und der festgestellten gegenseitigen Störungen ein Abstand zu den Kepcos gewährleistet sein. Abbildung 5.6 zeigt eine Fotografie der HV-Racks der Elektronenkanone in der aktuellen Version. In dieser Ausbaustufe konnten die Racks erstmalig im komplett verschlossenen Zustand betrieben werden, was jedoch zunächst zu einer hohen Temperatur von knapp 40 °C in Rack 2 führte. An den kritischen Stellen (Regelung, Kathoden-Kepco, Kollektor) wurden Thermometer installiert und die Thermostate der integrierten Lüfter etwas hochgeregelt, damit sich die Lüfter früher einschalten. Zusätzlich ist ein Lüfter auf Rack 2 installiert worden, sodass warme Luft aus dem Rack abgesaugt wird. Diese Maßnahmen konnten den Temperaturanstieg verlangsamen und die Temperatur auf ca. 25 °C bis 30 °C stabilisieren.

In der ersten Version des Aufbaus wurden die FUG-Netzgeräte der Elektroden P6 und Kollektor in Rack 1 über einen der beiden DACs eines gemeinsamen DAC-Boards gesteuert. Bei den Tests, ob die einzelnen Netzgeräte korrekt angesteuert werden, ist schnell festgestellt worden, dass Elektrode P6 und Kollektor unabhängig des jeweiligen Sollwerts immer einen zueinander passenden Versatz im gesetzten Spannungswert hatten. Sobald nur eins der beiden Netzgeräte angesteuert wurde, ist der Sollwert gleich dem Istwert gewesen. Es wurde daraufhin eine Trennung über einen vorhandenen Y-Splitter vorgenommen, der dann wie in Abbildung 5.7 zwei DAC-Boards, jeweils eine pro Netzgerät, versorgt.

Die gesamte Verschaltung der Elektronenkanone erfolgt auf einer aus Kunststoff gefertigten Verteilerplatte, auf der die einzelnen Anschlüsse im notwendigen Abstand nach EN 60664-1 Tabelle F4 von mindestens 16 mm angebracht sind. Die aktualisierte Anordnung ist als Plan und Fotografie im Anhang C.1 und C.2 zu finden.



© 2021 B. Michel Döhring

Abbildung 5.5 – Aufbau der Racks der flexiblen Elektronenkanone für Ansteuerung/Scans. Die Farben folgen den Potentialebenen der Elektrodenpotentialen. Die Seriennummern und Leistungsdaten sind der Übersicht ebenfalls entnehmbar. Die Anschlüsse für Ausgang und Programmierung sind ebenfalls angegeben.

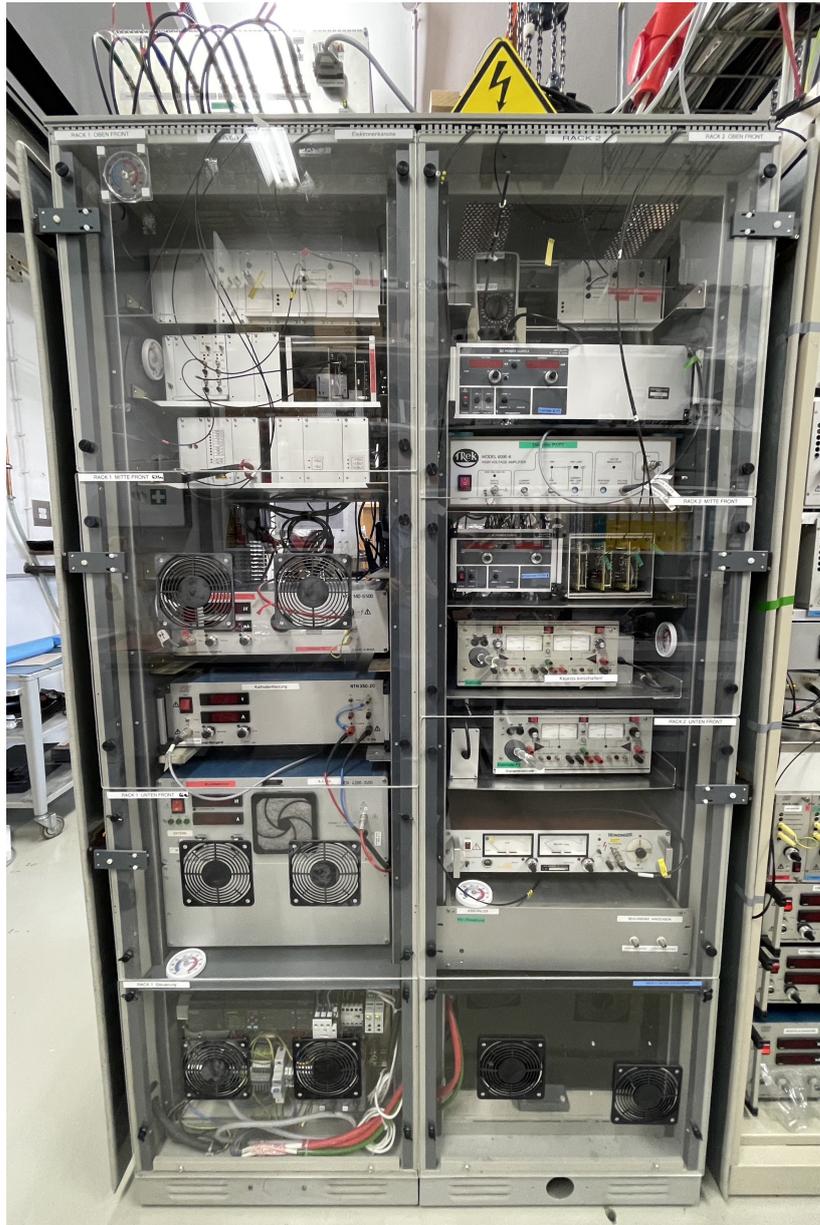
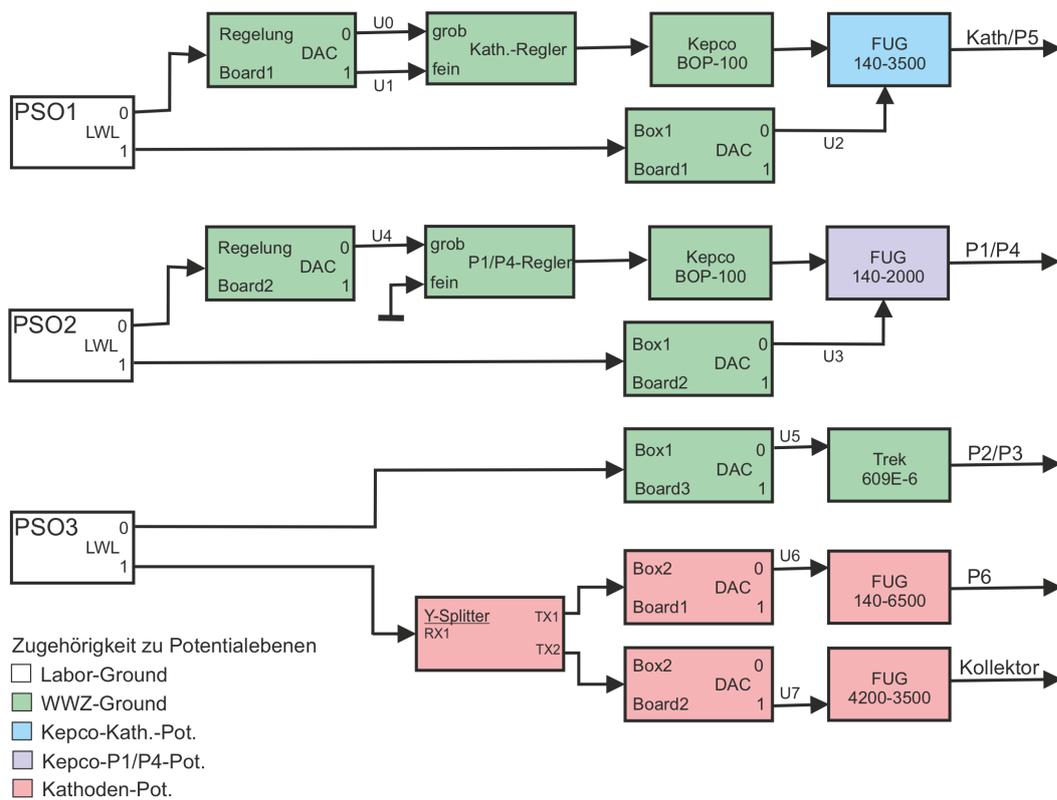


Abbildung 5.6 – Racks zur Steuerung der Elektronenkanone (neue Version). Im Vergleich zu Abbildung 5.4 sind die Multimeter aus Platzgründen und wegen der Sensorbox, die die gleiche Aufgabe erfüllt, entfernt worden. Neu hinzu gekommen sind die Kepcos für schnelle Energiescans und die jeweils nötigen Ansteuerungen für die Netzgeräte. Außerdem sind für die Elektroden P1/P4 und Kathode/P5 neue FUG-Netzgeräte mit kleinerer Abweichung eingebaut worden.



Steuerung der eGun Hochspannungen (05.11.2020 K.H.)

Abbildung 5.7 – Anschluss verschiedener DACs [56]. Mit Erlaubnis des Erstellers der Grafik hier dargestellt. Vom Autoren dieser Arbeit um die Trennung von P6 und Kollektor in getrennte DAC-Karten erweitert.

Wie bereits erwähnt, sind von Huber in [56] eine Vielzahl an Untersuchungen zur Stabilität und Genauigkeit der Regelung durchgeführt worden. Exemplarisch soll eine solche Messung für den Kaltstart der Regelung in Abbildung 5.8 gezeigt werden. Die Regelung benötigt bis zu 3 h bis sie sich stabilisiert hat. Unter Laborbedingungen mit Klimaanlage ist dies nach ca. 1 h der Fall. Für den Messbetrieb stellt dies kein Problem dar, da die Regelung eingeschaltet ist, sobald die Racks 1 und 2 eingeschaltet sind. Das Heizen der Kathode benötigt bereits ca. 0,5 h, sodass bis zur ersten Messung die Stabilität leicht erreicht ist. Auffällig sind die Schwankungen durch Temperaturänderungen z.B. in Folge von offenen Türen. Die dargestellte Messung erfolgte mit der Regelung außerhalb der Racks, sodass dies auch unter normalen Laborbedingungen nicht stattfindet. Die Abweichung durch Temperatur beträgt ca. $0,2 \frac{mV}{^{\circ}C}$ bis $0,4 \frac{mV}{^{\circ}C}$

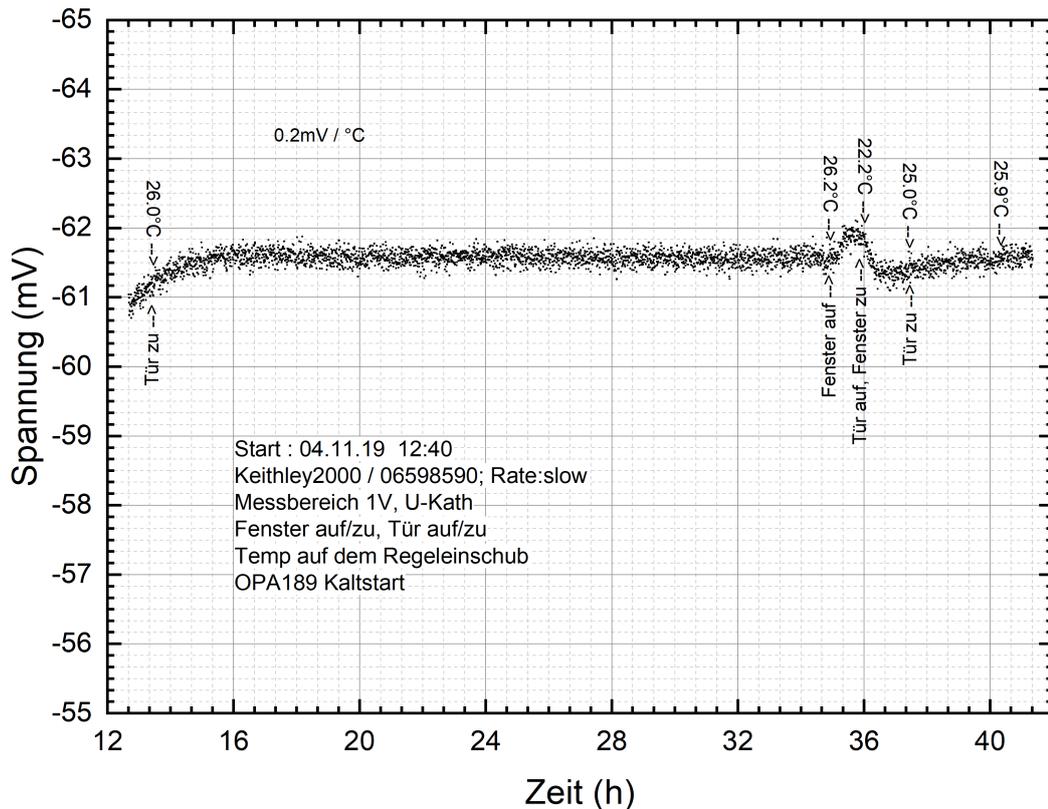


Abbildung 5.8 – Offset der Regelung bei Kaltstart unter Einfluss von Änderungen der Raumtemperatur [57].

5.2.1 Sicherheitsmechanismen

Die Vergangenheit zeigte, dass ein Brechen des Vakuums der Streukammer häufig viel Zeit in Anspruch nimmt und dabei immer Komponenten unbrauchbar oder undicht werden können. Zusätzlich zeigte die experimentelle Realität die Möglichkeit zur signifikanten Beschädigung der Elektronenkanone in Folge von Überstromereignisse durch den Elektronenstrahl [10, 9]. Sicherheitsmechanismen sind daher notwendig und setzten sich mit der neuen Ansteuerung aus zwei Komponenten zusammen: (1) hardwarebasiert und (2) softwarebasiert.

Als Grundvoraussetzung für beide Systeme dient die in [10] charakterisierte Sensorbox, dessen Schaltplan in der aktuellsten Fassung im Anhang C.5 zu finden ist. Bisher war die Sensorbox potentialfrei, damit erst bei den ADC-Karten im Data-Routing das Potential festgelegt werden konnte. Experimentell zeigte sich so jedoch ein deutliches 50 Hz Brummsignal. Mit einer Brücke zwischen Minuspol und Laborerde in der Sensorbox verschwand die Störung. Die Sensorbox ermöglicht die Messung der Verlustströme an jeder Elektrode, hat dabei jedoch nur die Möglichkeit positive Ströme zu messen.

Dies liegt an den verwendeten Sensoren CYCT03-xnS3 [58] der Firma ChenYang, die in der Version mit 0 V bis 10 V Datensignal, das auch im Labor der Standard ist, nur positive Ströme messen können. Die verwendeten Sensoren beruhen auf dem Halleffekt und sind somit berührungslos. Da bekannt ist, für welche Modi und Energien negative Ströme auftreten, kann in diesen Fällen die Stromrichtung durch die Sensoren durch Umstecken der Leitungen geändert werden.

Das Signal der Sensorbox wird über einen 25-poligen D-Sub Stecker zur Überstromabschaltautomatik [10] weitergereicht. Dies ist die hardwarebasierte Sicherheitseinrichtung, die einen Vergleich zwischen Istwert und einstellbarer maximaler oberer Grenze der Verlustströme durchführt. Bei Überschreitung werden die Racks 1 und 2 sehr schnell komplett ausgeschaltet, um die Elektronenkanone zu schützen. Sie ist als Notabschaltung der gesamten Elektronenkanone zu verstehen.

Die Überstrom-Abschaltautomatik gibt die Verlustströme unverändert als 0 V bis 10 V analoges Datensignal an zwei ADC-Karten im Data-Routing weiter. Eine ADC-Karte hat einen 25-polige D-Sub Anschluss und besitzt acht Kanäle. Daher werden zwei Karten benötigt, da mit den Elektroden P1 bis P6 und den beiden Elektroden der Wechselwirkungszone bereits eine Karte vollständig ausgereizt wird. Da der Kollektorstrom mit einem anderen Sensor mit maximalem Strom von 2 A bestimmt wird, bietet es sich an, diesen separat mit einer zweiten, baugleichen Karte zu messen. Der auf diesem Kartentyp verbaute ADC-Baustein MCP3208B ist im Laborbetrieb mehrfach beschädigt worden. Der Grund hierfür konnte auf eine Störung von ca. -360 mV auf den Leitungen der Sensorbox beim Ausschalten der Beschleunigungsspannung der Ionen zurück geführt werden. Dies zerstört die ADCs. Ein Beschädigen der ADCs in der Zukunft wird durch den Einbau von Dioden auf den ADC-Karten durch die Elektronikwerkstatt verhindert. Die Sensorbox beinhaltet neben den normalerweise ausreichenden Sensoren bis 0 mA bis 20 mA auch Sensoren bis 0 mA bis 100 mA. Das Umschalten erfolgt über einen Schalter. In den Messprogrammen und zur Berechnung der Elektronenstromkorrektur muss das Datensignal in Strom umgerechnet werden und die Software den verwendeten Sensortyp kennen. Eine weitere Änderung der Sensorbox erfolgte, um die Erkennung des Sensortyps zu automatisieren. Ein 4 V-Signal für die 0 mA bis 20 mA-Sensoren oder ein 8 V-Signal für die 0 mA bis 100 mA-Sensoren, das je nach gewähltem Sensortyp auf den D-Sub-Pins 10 und 23 liegt, wurde ergänzt wie im Schaltplan C.5 zu sehen. Somit sind während der Messung mit den Programmen ESW und ESS oder bei Tests mit eGun die Verlustströme sichtbar und werden mitgeschrieben.

Innerhalb der Software können zwei Arten von Grenzen festgelegt werden: (1) das Warnlevel und (2) das Stopplevel. Wird ein Warnlevel erreicht, wird die Messung gestoppt, und es wird gewartet, ob sich die Verlustströme auf einem akzeptablen Niveau stabilisieren. Dies ist hilfreich bei Scanmessungen über einen großen Energiebereich. Für Absolutmessungen oder kurze Scans sollte das Warnlevel im Rahmen der akzeptablen Ströme so eingestellt werden, dass sie immer unterhalb davon bleiben. Das Stopplevel fährt die Elektrodenspannungen kontrolliert auf 0 V herunter und beendet die Messung. Diese Level sollten so gewählt werden, dass die Elektronenkanone keinen Schaden nimmt, aber die maximal möglichen Ströme ausnutzt. Diese Funktion ersetzt die Überstrom-Abschaltautomatik keinesfalls, sondern ist vielmehr als vorgeschaltete Sicherung zu verstehen.

5.3 Energiekalibrierung

Die genaue Kalibrierung der Energieachse ist wichtig, um z.B. Ionisationsschwellen und Resonanzenergien präzise angeben zu können. Bis einschließlich der in dieser Arbeit vorgestellten Xenonmessungen in Kapitel 6 wurden die Elektrodenpotentiale händisch eingestellt, sodass die Genauigkeit der Energie auf ± 10 eV aufgrund der Einstellgenauigkeit der Netzgeräte beschränkt war. Dies war auch die kleinste mögliche Energieschrittweite. Da Energieverschiebungen durch Kontaktpotentiale im Bereich von ca. 0 eV bis 5 eV liegen, war bisher eine genauere Kalibrierung der Achse nicht notwendig. Mit der in Kapitel 5 vorgestellten neuen Ansteuerung und dem neuen Scansystem ändert sich das, da jetzt Energieschritte deutlich unter einem eV möglich sind. Für die alte Elektronenkanone bis 1000 eV wurde für die Kalibration die sehr genau bekannte Ionisationsschwelle von Helium verwendet. Diese beträgt 54,417 765 486 eV [39] und wird auch in den folgenden Untersuchungen als Referenz angenommen. Die Heliumschwelle wurde mit den beiden für die Lanthanmessungen verwendeten Messmodi HC6 und HE10 mithilfe des Scan-Verfahrens untersucht. Für die Auswertung der Heliumschwelle werden vier verschiedene Methoden verwendet, die hier kurz erklärt werden:

Methode „Linearer Fit“ mit und ohne Undergrund

In einer ersten, einfachen Näherung kann die Ionisationsschwelle durch einen linearen Fit im Anstiegsbereich des Wirkungsquerschnitts und anschließende Berechnung des Schnittpunkts mit der Energieachse ermittelt werden. Hierbei werden aber z.B. experimentelle Energieunschärfen vernachlässigt. Als nächste Erweiterung dieser ersten

Näherung kann der Untergrund des Schwellenscans in Betracht gezogen werden. Der Untergrund ist teilweise aufgrund der apparativ unvermeidbaren Ungenauigkeit in der Elektronenstrommessung vor der Schwelle deutlich von null verschieden. In dieser zweiten Näherung wird daher der Untergrund linear gefittet und der Schnittpunkt zwischen der Anstiegsgeraden aus der vorangegangenen Näherung berechnet, dessen Energie-Koordinate die Schwellenenergie darstellt. Da die Auswertung zeigte, dass diese beiden Methoden für einen allgemeinen Modus keine verlässlichen Ergebnisse liefern, wird in diesem Kapitel auf eine quantitative Beschreibung verzichtet.

Methode „Wannier Fit“

Genauer ist die Methode nach Wannier [59], die die Schwelle E_{ion} mit der folgenden Potenzfunktion abbildet.

$$\sigma(E) \propto N \cdot (E - E_{ion})^\alpha := \sigma_W(E) \quad (5.1)$$

N bezeichnet die Normierungskonstante. Der Exponent α ist hierbei eine vom Ladungszustand q abhängige Größe und beträgt für Helium nach Gleichung (5.2) mit $q = 1$ $\alpha = 1,056$. Dies ist auch der in allen hier dargestellten Fits verwendete Wert.

$$\alpha = \frac{1}{4} \cdot \left[\left(\frac{100q + 91}{4q + 3} \right) - 1 \right] \quad (5.2)$$

Methode „Wannier-Gauß Fit“

Becker beschreibt in seiner Masterarbeit [60] eine zusätzliche Erweiterung der mathematischen Beschreibung der Ionisationsschwelle. Dort wird der begrenzten experimentellen Energieauflösung Rechnung getragen, die für den experimentell sichtbaren, langsamen Anstieg der Schwelle verantwortlich ist. Becker führt hierfür die Faltung (5.4) ein, bei der die Wannier-Funktion aus Gleichung (5.1) mit einer gaußförmigen Apparatfunktion $A(E)$ nach Gleichung (5.3) mit der Energieunschärfe ΔE gefaltet wird. Bei der Energieunschärfe handelt es sich mathematisch um nichts anderes als die Varianz der Gaußverteilung mit $\Delta E = \frac{\text{FWHM}}{2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2}}$.

$$A(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \Delta E} \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E}{\Delta E}\right)^2} \quad (5.3)$$

$$\sigma_{exp} \propto \int \sigma_W(E') \cdot A(E' - E) dE' = \sigma_{WG} \quad (5.4)$$

Die folgende Gleichung ist das mit Mathematica berechnete Ergebnis der Faltung. Hierbei bezeichnet Γ die Gammafunktion und ${}_1F_1$ die konfluente hypergeometrische Funktion. E_{ion} ist die Ionisationsschwelle, N bezeichnet die Normierungskonstante nach Wannier, und b ist ein konstanter Untergrund. Die Implementierung der Gleichung (5.5) in Origin ist im Anhang D.1 beschrieben.

$$\sigma_{WG}(E) = N \cdot \frac{2^{\frac{\alpha}{2}-1}}{\sqrt{\pi}} \cdot \Delta E^{\alpha-1} \cdot \{S_1 + S_2\} + b \quad (5.5)$$

$$S_1 = \sqrt{2} \cdot (E - E_{ion}) \cdot \Gamma\left(1 + \frac{\alpha}{2}\right) \cdot {}_1F_1\left[\frac{1-\alpha}{2}, \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{E_{ion} - E}{\Delta E}\right)^2\right] \quad (5.6)$$

$$S_2 = \Delta E \cdot \Gamma\left(\frac{1+\alpha}{2}\right) \cdot {}_1F_1\left[-\frac{\alpha}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{E_{ion} - E}{\Delta E}\right)^2\right] \quad (5.7)$$

5.3.1 Auswertung der Helium-Scans

In Kapitel 3 ist die Flexibilität der Elektronenkanone bis 3500 eV beschrieben worden. In diesem Kapitel wird sich auf die beiden wichtigen Messmodi HE10 und HC6 dieser Arbeit bezogen. Es sind insgesamt sechs Helium-Scans an zwei aufeinander folgenden Tagen bei verschiedenen Schlitzgrößen aufgenommen worden. Da der Verlauf bei all diesen Messungen sehr ähnlich ist, werden exemplarisch nur jeweils ein Scan für den HE10 und HC6 in den Abbildungen 5.9 und 5.10 gezeigt. Beide Abbildungen zeigen die jeweiligen linearen Fits, durchgehende Linien; die Wannier Fits nach Gleichung (5.1) in gestrichelt-gepunkteter orangener Linie und die Wannier-Gauß Fits nach Gleichung (5.5) in gestrichelter roter Linie.

In der Abbildung 5.9 ist ein Scan aufgenommen mit dem HE10 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist der ansteigende Querschnitt ab einer Schwellenenergie im Bereich von 54 eV. Die Abbildung 5.10 zeigt einen Helium-Scan aufgenommen mit dem HC6. Es sind zwei unübersehbare Unterschiede zu erkennen, die auch bei den nicht dargestellten Messungen auftreten. Erstens haben die einzelnen mit dem HE10 aufgenommenen Messpunkte im Bereich bis ca. 50 eV eine höhere Verteilung um 0 als die mit dem

HC6 aufgenommenen Messpunkte. Die Messungenauigkeit des Elektronenstroms ist im HE10 bei niedrigen Energien sehr groß, teilweise bei 30 % und mehr, was an der sehr kleinen Emission liegt. Zweitens ist zu erkennen, dass es zwischen HE10 und HC6 im Bereich des Anstiegs eine deutliche Aufweichung des Schwellenbereichs gibt, sodass im HC6 eine deutlich höhere Energieunschärfe ΔE zu erwarten ist.

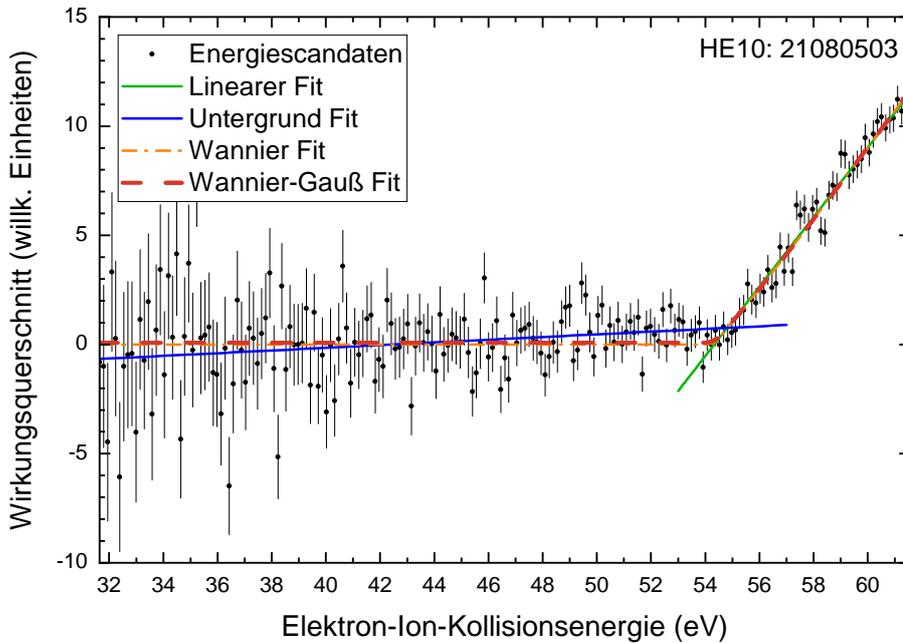


Abbildung 5.9 – Helium-Scan (05.08.2021) mit HE10 und Schlitzgröße $1,4 \times 1,4$

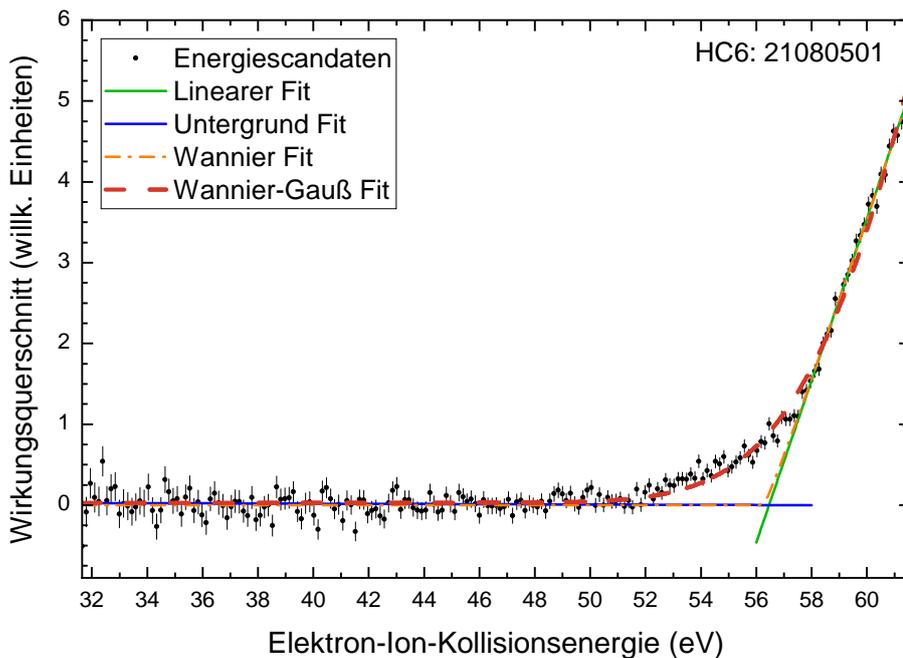


Abbildung 5.10 – Helium-Scan (05.08.2021) mit HC6 und Schlitzgröße $1,4 \times 1,4$

Kapitel 4.3 zeigte bereits, dass die Energieskala im Experiment von der schwierig reproduzierbaren Lage des Ionenstrahls durch die WWZ und des dort vorherrschenden Potentialverlaufs des Elektronenstrahls abhängt. Es wird sich daher im Folgenden auf die beiden Messungen in den Abbildung beschränkt. Zusätzliche Erkenntnisse, die aus den nicht dargestellten Auswertungen stammen, werden an geeigneter Stelle beschrieben. Anzumerken ist, dass die linearen Fits des Anstiegs in den Abbildungen immer in einem kleinen Intervall gefittet wurden, wo der Anstieg eindeutig linear ist. Dies zeigt bereits einen schwer zu spezifizierenden Fehler dieser Methode. Auf eine quantitative Beschreibung dieser Methoden wird daher verzichtet, da sie für einen allgemeinen Modus zu unzuverlässig sind. Die Tabelle 5.1 listet die ermittelte Ionisationsschwelle nach Wannier auf. Die Ionisationsschwelle zusammen mit der Energieunschärfe ΔE nach Wannier-Gauß wird ebenfalls angegeben. Hierbei ist immer die durch den Fit bestimmte Ionisationsschwelle mit Fehler angegeben. In Klammern ist jeweils die Korrektur, die mit dem angegebenen Vorzeichen zu der experimentellen Energie addiert werden muss, zu finden. Die Korrektur ist die Differenz aus Referenzwert der Heliumschwelle nach NIST und der experimentellen Schwelle festgestellt durch den Fit. Die angegebenen Fehler sind die Fehler der entsprechenden Fitparameter.

Tabelle 5.1 – Energieverschiebung der Helium-Ionisationsschwelle für verschiedene Betriebsmodi der Elektronenkanone ermittelt mit den Analysemethoden „Wannier Fit“ und „Wannier-Gauß Fit“. Der angegebene Fehler ist jeweils der durch den Fit errechnete Fehler. Die angegebene Korrektur muss zu der experimentellen Energie addiert werden. Die Energieunschärfe ΔE und die relative Energieauflösung $E/\Delta E$ stammen aus dem „Wannier-Gauß Fit“.

Modus Schlitze (mm) Datum DDNr	Schwelle (eV) „Wannier Fit“ Fehler aus Fit (Korrektur)	Schwelle (eV) „Wannier-Gauß Fit“ Fehler aus Fit (Korrektur)	Energie- unschärfe ΔE eV Fehler aus Fit	relative Energie- auflösung $E/\Delta E$
HE10 1,4 × 1,4 05.08.21 0503	54,26 ± 0,32 (0,15)	54,31 ± 0,35 (0,10)	0,20 ± 1,95	268
HE10 0,6 × 0,6 05.08.21 0505	54,76 ± 0,13 (-0,34)	54,80 ± 0,37 (-0,38)	0,45 ± 1,21	121
HE10 0,6 × 0,6 06.08.21 0602	54,62 ± 0,10 (-0,20)	54,64 ± 0,26 (-0,23)	0,39 ± 0,97	142
HC6 1,4 × 1,4 05.08.2021 0501	56,28 ± 0,07 (-1,87)	59,86 ± 0,92 (-5,44)	3,98 ± 0,33	15
HC6 0,6 × 0,6 05.08.2021 0507	55,69 ± 0,08 (-1,27)	65,44 ± 5,67 (-11,02)	6,34 ± 1,36	10
HC6 0,6 × 0,6 06.08.2021 0601	56,05 ± 0,06 (-1,63)	74,75 8,21 (-20,34)	8,18 ± 1,38	9

Analyse des HE10-Modus:

Für den HE10 beträgt die Korrektur zwischen ca. $-0,38$ eV bis $0,15$ eV und ist dabei auf dem Niveau der alten Elektronenkanone, s.[60]. Wie bereits von Becker festgestellt, zeigt sich auch für den HE10 der neuen Elektronenkanone der Wannier Fit als ausreichend genaue Analysemethode. Abweichende Energien in Folge der Ionenstrahllage können größer ausfallen. Die Berücksichtigung der Energieunschärfe beim Wannier-Gauß Fit zeigt ein im Rahmen der Fehler identisches Ergebnis. Die Ergebnisse der linearen Fits liegen ebenfalls in der gleichen Größenordnung.

Für die alte Elektronenkanone ist die Energiekalibrierung nicht nach einem festgelegten Zeitplan erfolgt, sondern vielmehr bei vorgenommenen Änderungen wie z.B. Verkabelungen/Verdrahtungen durchgeführt worden. Außerdem wurde sie anscheinend immer nach längerem Betrieb oder Pausen vorgenommen, falls Kontaktpotential sich durch Bedampfung im Vakuum geändert haben. Es ist dem Autor nicht bekannt, ob Untersuchungen zur zeitlichen Konstanz oder für höhere Energien stattgefunden haben. Für den HE10 zeigt sich eine Reproduzierbarkeit, sodass bei Messungen in diesem Modus eine ähnliche Vorgehensweise akzeptabel erscheint. Da sich die Elektrodenspannungen bei den Hoch-Energie-Modi nur um wenige Prozent zwischen den einzelnen Modi unterscheiden, ist nach aktuellem Kenntnisstand davon auszugehen, dass sich die oben zusammengefassten Erkenntnisse auch auf die HE08- bis HE15-Modi übertragen lassen.

Analyse des HC6-Modus:

Wie bereits eingangs festgestellt, zeigt die Abbildung 5.10 eine größere Energieunschärfe an der Schwelle im Vergleich zum HE10. Hier fallen zwei Aspekte auf: Erstens ist die Korrektur deutlich größer als beim HE10. Im Vergleich aller durchgeführten Helium-Scans mit HC6 ist die Korrektur teilweise um mehr als einen Faktor zehn größer. Es zeigt sich daher, dass die auf Grundlage des Aussehens der Plots eingangs formulierte Erwartung einer deutlichen Energieunschärfe für den HC6 für richtig erweist, denn andernfalls sollte sich eine deutlich konsistentere Unschärfe für beide Modi er rechnen lassen. Einzig der „Wannier-Gauß Fit“ betrachtet die Energieunschärfe. Die ersten drei Methoden sind daher nicht für die Analyse des HC6-Modus geeignet. Im allgemeinen Fall ist anders als bisher für die neue Elektronenkanone eine Untersuchung nach „Wannier-Gauß Fit“ notwendig. Die inzwischen ausgeweiteten Möglichkeiten des Analyseprogramms Origin ermöglichen dies auf einfache Weise wie im Anhang D.1 erklärt. Eine Untersuchung bei höheren Energien erfolgte für keinen der beiden Modi.

Aufgrund der in dieser Dissertation festgestellten weitreichenden Einflüsse der Potentiale in der WWZ sollte dies zukünftig erfolgen.

Eine Zusammenfassung der Energieunschärfe ΔE als Fit-Parameter der Wannier-Gauß Fits und der errechneten relativen Energieauflösung $E/\Delta E$ ist in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Was bereits an der Korrektur sichtbar ist, wird durch die eine Größenordnung größere Energieunschärfe für den HC6 im Vergleich zum HE10 deutlich. Im direkten Vergleich zeigt sich daher, dass der Modus direkten Einfluss auf die Energieauflösung hat und der Unterschied bei HE10 und HC6 ca. ein Faktor zehn bis 18 beträgt.

Zusätzlich lässt sich eine grobe Reproduzierbarkeit der experimentellen Bedingungen ablesen. Für den HE10 ist die Unschärfe und die Korrektur relativ konstant. Sollen mit diesem Modus Schwellen vermessen werden, ist es sicherlich ausreichend, einen Scan vor Beginn einer Messkampagne durchzuführen. Anders ist es für den HC6, der eine deutliche Differenz bereits bei den hier dargestellten an zwei aufeinander folgenden Tagen gemessenen Heliumschwellen zeigt. Sie beträgt laut den Messungen bis zu einem Faktor 4. Die hohe Ortsabhängigkeit des Potentials in der Wechselwirkungszone, näheres dazu in Kapitel 4.3, ist trotz der teils kleineren Einstellung der Schlitzblenden nicht konstant. Festzuhalten ist, dass die genaue Angabe der Schwellenenergie mit dem HC6 nur auf zweierlei Weisen möglich ist: Erstens kann sie mit der Angabe des Fehlers der Energieskala erfolgen, die somit auf dem Niveau der händischen Einstellung liegt. Dies führt jedoch zu Schwierigkeiten bei der Beurteilung des Vorhandenseins von langlebigen Zuständen, die die Grundzustandsschwelle Richtung niedrigerer Energien verschiebt. Auch können so keine unbekanntenen Schwellen zweifelsfrei auf wenige eV genau angegeben werden. Zweitens kann die Messung der experimentellen Schwelle mehrfach während der Kampagne erfolgen und die Schlitzgröße so klein wie möglich eingestellt werden, was aufgrund der Datenlage vermutlich den Energiegradienten reduziert. Beides führt zu keinerlei Problemen bei ausreichend Ionenstrom und langer Betriebsdauer der Ionenquelle, erschwert aber das Experimentieren bei einer Situation, wie sie bei den Lanthanmessungen herrschte und in Kapitel 2.3 beschrieben wurde. Die erwähnte Ortsabhängigkeit und der deutlich größere Energiebereich der neuen Elektronenkanone im Vergleich zur alten Elektronenkanone, bedeuten, dass zukünftig mehr Kalibrierpunkte auch bei höheren Energien aufgenommen werden müssen. Anzumerken ist, dass die Messungen im HC6-Modus in Kapitel 7 die ersten Messungen mit einem Hochstrom-Modus und dieser Elektronenkanone sind, die verlässlich und ohne einflussnehmende Ablenkungen der Ionenstrahlen stattgefunden haben. Bisher galt die Gruppe der Hochstrom-Modi als nicht verwendbar, da die Ablenkungen der Produk-

tionenstrahlen und Primäronenstrahlen zu groß sind. Im Rahmen dieser Arbeit mit Akzeptanz der oben beschriebenen Energieverschiebung ist dies widerlegt und kann Ausgang von weiterer Forschung sein.

5.4 Vorbereitende Test- & Kalibrierungsmessungen

Zur Charakterisierung der Ansteuerung und des Scansystems dienen drei Messungen an verschiedenen Ionen: Xe^{6+} , Xe^{9+} , O^{5+} . Hierbei lag der Schwerpunkt zunächst auf Tests zur grundlegenden Funktion des Scansystems (Xenon). Mithilfe des lithiumähnlichen Sauerstoffs ist die Auflösung untersucht worden. Alle in diesem Abschnitt dargestellten Scans sind mit einer Schrittweite von 15 meV gemessen worden.

5.4.1 Scanmessung Einfachionisation von Xe^{6+}

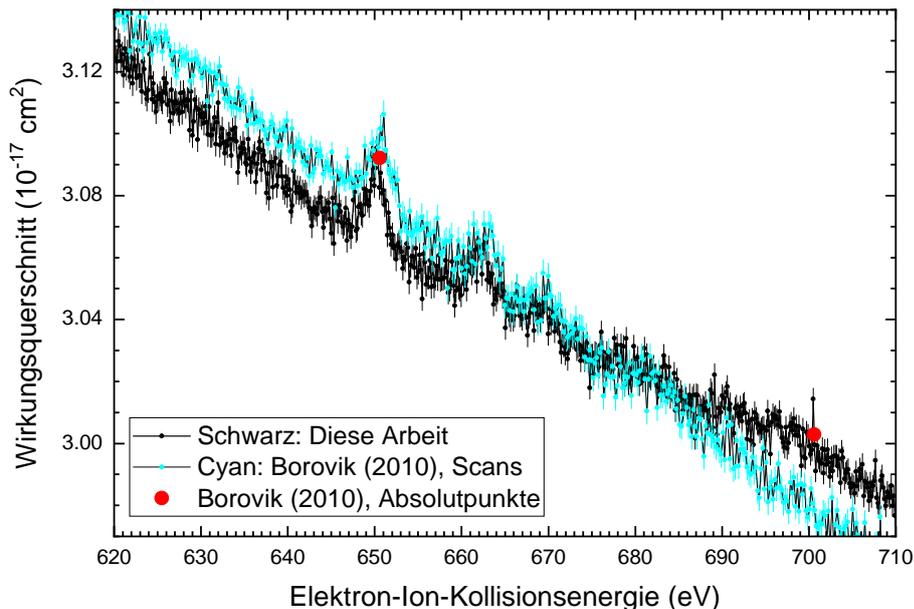


Abbildung 5.11 – Scan der Einfachionisation von Xe^{6+} im Bereich von 620 eV bis 710 eV. Gezeigt ist ein Vergleich mit den Daten von Borovik Jr. [15] und neue Scans. Die neue Messung erfolgte bei Schlitzblenden von $1,4 \text{ mm} \times 1,4 \text{ mm}$, einem Ionenstrom von 15,3 nA und einem Elektronenstrom von 68,5 mA. Die Messdauer betrug ca. 61,11 h

Bei einer Energie von ca. 650 eV gibt es nach [15] eine resonante Anregung eines Electrons der $3d$ Unterschale mit einem Elektroneneinfang durch das Xenonion und anschließender Autoionisation, die zur Einfachionisation führt. Abbildung 5.11 zeigt den ersten Energiescan mit der flexiblen Elektronenkanone für die Einfachionisation von

Xe^{6+} Ionen im Bereich von 620 eV bis 710 eV. Es ist als Messmodi der Elektronenkanone der HE10 verwendet worden. Die Grundzustandskonfiguration von Xe^{6+} ist $[\text{Kr}]4d^{10}5s^2$. Gezeigt sind die neuen Scans in Schwarz. Der Scan in Cyan und die Absolutpunkte als rote Kreise stammen aus [15] und wurden mit der alten Elektronenkanone gemessen. Diese Absolutpunkte dienten auch für die Normierung der neuen Scans. Da die Vergleichsdaten schon eine kalibrierte Energieachse mit einer Auflösung im Bereich von $(1,7 \pm 0,5)$ eV bei 560 eV aufweisen, gibt dieser erste Scan bereits eine Vielzahl an Ergebnissen:

Der HE10 eignet sich für Scanmessungen und löst die kleine Resonanz von ca. $0,05 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ Höhe auf. Die Energielage der Resonanzen der neuen und alten Daten stimmen überein, was sich auch schon anhand der Schwellenscans an Helium in Kapitel 5.3 ergab. Der kleine Versatz im Wirkungsquerschnitt von ca. $0,01 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ der neuen Scans ist punktsymmetrisch um ca. 665 eV und ist durch den Normierungsvorgang erklärbar. Das Energieintervall war zu klein, sodass zu wenig Referenzpunkte einfließen, was jedoch die Qualität des Ergebnisses nicht schmälert. Die neue Messung erfolgte bei Schlitzblenden von $1,4 \text{ mm} \times 1,4 \text{ mm}$, einem Ionenstrom von 15,3 nA und einem Elektronenstrom von 68,5 mA. Die Messdauer betrug ca. 61,11 h.

5.4.2 Scanmessung Einfachionisation von Xe^{9+}

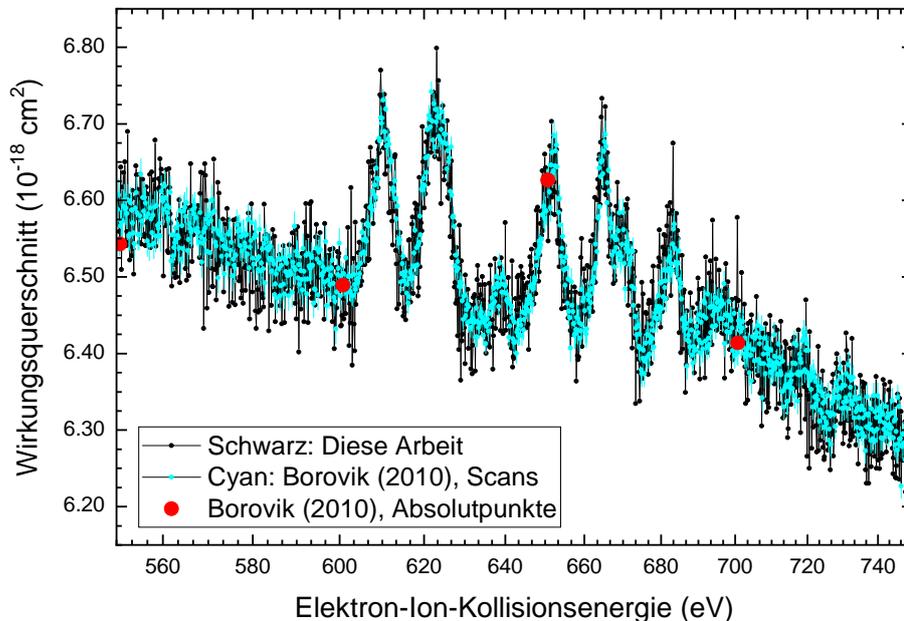


Abbildung 5.12 – Scan der Einfachionisation von Xe^{9+} im Bereich von 550 eV bis 750 eV. Diese Messung erfolgte bei Schlitzblenden von $1,4 \text{ mm} \times 1,4 \text{ mm}$, einem Ionenstrom von 5,2 nA und einem Elektronenstrom von 82,2 mA. Die Messdauer betrug ca. 53,26 h. Hier sind ebenfalls wieder die Daten aus [15] als Referenz herangezogen worden.

Die Grundzustandskonfiguration von Xe^{9+} ist $[\text{Kr}]4d^9$. Im Energiebereich von 550 eV bis 750 eV kommt es wieder zu einer Anregung der $3d$ Schale. Abbildung 5.12 zeigt diesen Ausschnitt. Da der Energiebereich größer ist, fallen mehr Absolutpunkte in dieses Intervall, sodass eine Normierung ein deutlich besseres Ergebnis erzielt. Die Daten sind im Rahmen ihrer Fehler identisch und zeigen, dass das neue Scansystem funktioniert. Während der Messung ist eine Schwäche der flexiblen Elektronenkanone aufgefallen: Die Sensitivität des „Crossed-Beams“-Experiments ist hauptsächlich durch die Dichte des Elektronen- und des Primärionenstrahls festgelegt. Die Elektronenemission ist im Messmodus HE10 deutlich geringer bei gleicher Energie als mit der alten Elektronenkanone, weswegen die Messzeit für eine ausreichend gute und vergleichbare Statistik um eine bis zwei Größenordnungen länger ist. Die Messdauer betrug ca. 53,26 h. Die Messung erfolgte mit Schlitzblenden von $1,4 \text{ mm} \times 1,4 \text{ mm}$, einem Ionenstrom von $5,2 \text{ nA}$ und einem Elektronenstrom von $82,2 \text{ mA}$.

5.4.3 Scanmessung Einfachionisation von O^{5+}

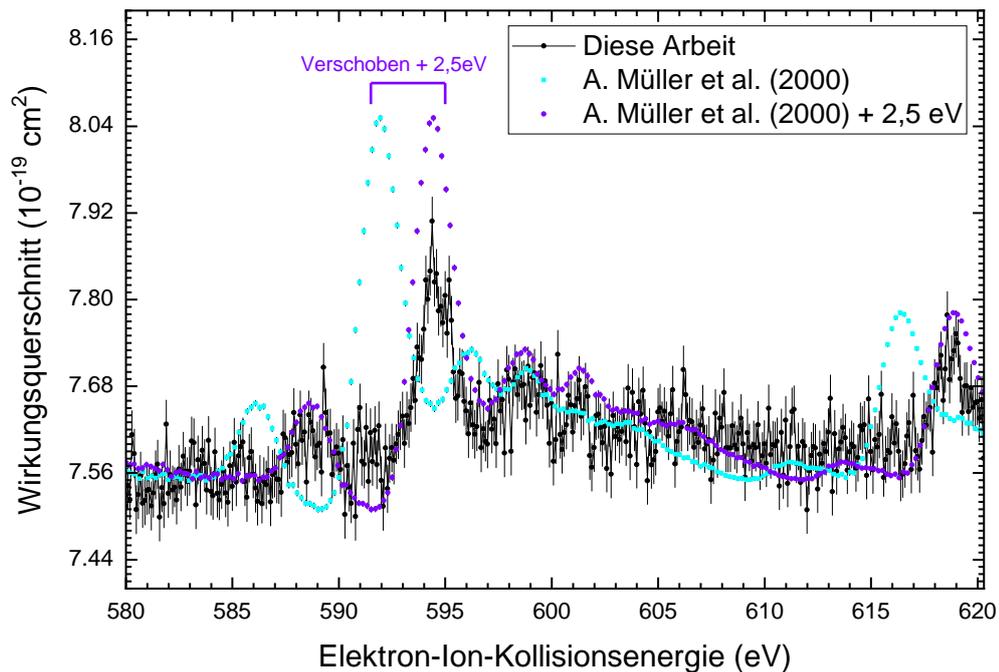


Abbildung 5.13 – Scan der Einfachionisation von O^{5+} im Bereich von 580 eV bis 620 eV. Die Messung erfolgte bei Schlitzblenden von $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$, einem Ionenstrom von ca. 29 nA und einem Elektronenstrom von $53,18 \text{ mA}$ bis $86,81 \text{ mA}$. Der Elektronenstrom ist abhängig von der Energie. Das Energieintervall betrug $0,05 \text{ eV}$, die Messdauer pro Punkt 15 ms und die Wartezeit $0,2 \text{ ms}$. Die gesamte Messdauer betrug ca. $65,37 \text{ h}$. Es wurden die Scandaten von Müller [55] zur Normierung verwendet, die auch als Vergleich dienen. Die Fehlerbalken sind bei Müller kleiner als die Symbolgröße.

Die Grundzustandskonfiguration von O^{5+} ist $1s^22s$. Wegen der obigen Feststellung bei Xe^{9+} sind die Messzeiten bei O^{5+} noch viel länger gewesen. Die vorliegende Messung erfolgte mit Schlitzblenden der Größe $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$, einem Ionenstrom von $29,04\text{ nA}$ und einem Elektronenstrom von $53,5\text{ mA}$. Die Messdauer betrug ca. $65,37\text{ h}$. Bei einer Energie von ca. 590 eV gibt es mit der $1s2s3s3d^3D^e$ Resonanz einen sehr prominenten Beitrag durch REDA mit EA Beiträgen bei ca. 591 eV . Mit der alten Elektronenkanone fand Müller für diese REDA Resonanz eine Breite (FWHM) von ca. $2,5\text{ eV}$ [55]. Festzustellen ist, dass auch hier der neue Scan eine gute Übereinstimmung hat, sobald die neuen Daten um $-2,5\text{ eV}$ verschoben werden. Nähere Information hierzu finden sich in Kapitel 4.3 und sollen hier nicht wiederholt werden.

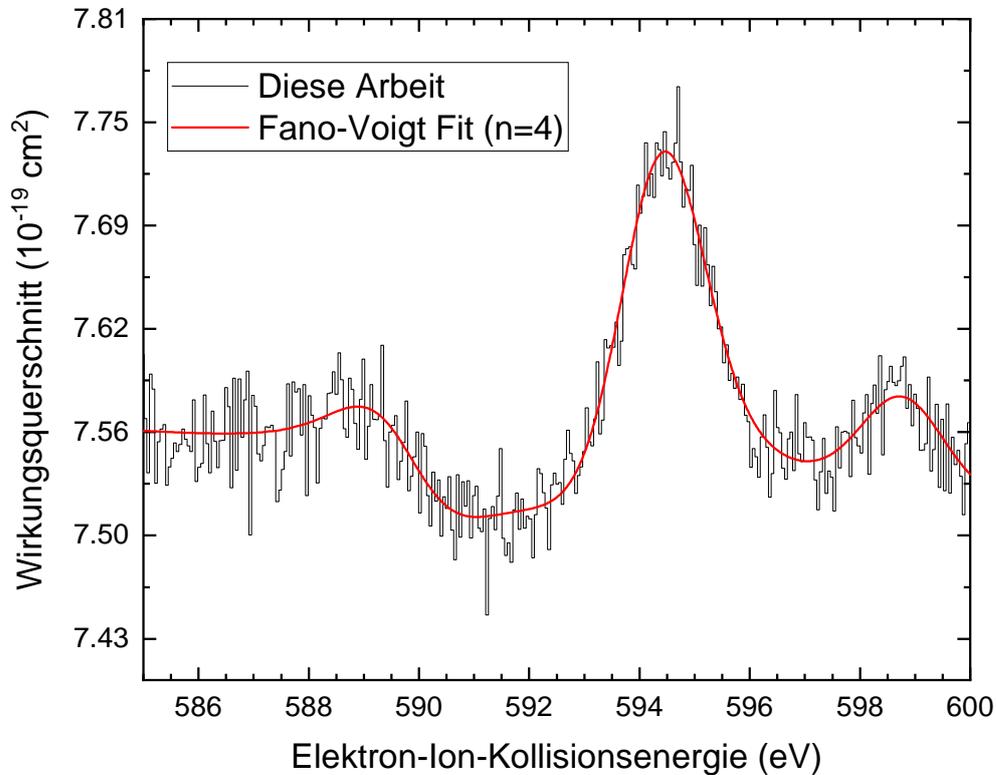


Abbildung 5.14 – Scan der Einfachionisation von O^{5+} im Bereich von 585 eV bis 600 eV . Der Elektronenstrom je nach Energie betrug $65,97\text{ mA}$ bis $69,30\text{ mA}$, der Ionenstrom $29,6\text{ nA}$ bei Schlitzblenden von $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$. Das Energieintervall betrug $0,05\text{ eV}$, die Messdauer pro Punkt 15 ms und die Wartezeit $0,2\text{ ms}$. Zu Bestimmung der Auflösung wird die Breite des Peaks mit einem Fano-Voigt Fit ermittelt.

Im nächsten Schritt der Untersuchung wurde die Breite des prominenten Peaks bei einer Messung mit Schlitzblenden von $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$, einem Ionenstrom von $29,7\text{ nA}$ und einem Elektronenstrom von $65,45\text{ mA}$ bestimmt. Hierzu ist eine Fano-Voigt-Funktion nach Schippers [61] mit 4 Resonanzen an die Daten angepasst worden. Hierbei

handelt es sich um eine Funktion, die sich aus der Faltung von asymmetrischen Fano-profilen mit einer Gaußfunktion und anschließender Faltung mit einer Voigt-Funktion ergibt. Mithilfe dieser Funktion können die experimentell verbreiterten Spektrallinien mit einem analytischen Ausdruck beschrieben werden. Wie in Abbildung 5.14 zu erkennen ist, bildet die Fano-Voigt-Funktion die Resonanzen perfekt nach. Die experimentelle Breite beträgt 1,66 eV bei 594,4 eV und liegt damit auf dem Niveau der alten Kanone mit 2,5 eV [55]. Die Verwendung des Netzgeräts FUG HCP 140-3500 mit einer Abweichung von $1 \cdot 10^{-5}$ (Ripple) und die in [56] dargestellten Untersuchungen zur Differenz zwischen Soll- und Istwert zusammen mit der Filterbox konnten die Energiebreite nicht signifikant im Vergleich zur alten Elektronenkanone reduzieren. Die Erklärung ist die, die bereits in Kapitel 4.3 angegeben wurde: Der limitierende Faktor ist nicht die technische Peripherie sondern der von der flexiblen Elektronenkanone erzeugte Elektronenstrahl bei bestimmten Modi.

Elektronenstoßionisation von Xenonionen

Die folgenden Messungen an Xenonionen erfolgten noch ohne Scansystem und Ansteuerung. Es werden Absolutdaten der Einfachionisation von Xe^{5+} , Xe^{6+} und Xe^{8+} sowie Doppel- und Dreifachionisation von Xe^{6+} gezeigt. Ein Vergleich mit Literaturdaten erfolgt im Bereich der verfügbaren Energien. Der bekannte Energiebereich ist mit den Messungen zu Xe^{6+} und Xe^{8+} in dieser Arbeit um mindestens einen Faktor 2 erweitert worden.

Die Raumladung des intensiven Elektronenstrahls erzeugt eine Potentialmulde im Bereich der Wechselwirkungszone. Die Mulde ist negativ, daher wirkt sie auf die positiven Ionen wie eine Falle. Es kann zu Stoßprozessen kommen, die zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Dieses Phänomen ist seit den 1980er Jahren bekannt und wurde beispielsweise in [38] beschrieben. Die Kompensation der Potentialmulde kann demnach durch langsame positive Ionen erfolgen, die mithilfe eines in die Streukammer eingelassenen Gases stattfindet. In dieser Arbeit ist immer Krypton verwendet worden, da es nach Ebinger [9] keinen Vorteil durch leichtere Gase gibt. Schwere Gase wie Krypton lassen sich jedoch schneller abpumpen. Der angegebene Druck ist immer der Gesamtdruck. Eine Messung des Partialdrucks von Krypton ist mit der verwendeten Messröhre nicht möglich.

In der Vergangenheit sind bereits Messungen an Xenonionen durchgeführt worden, bei denen sich langlebige, angeregte Zustände zeigten. Die Lebensdauern der möglichen Zustände der Ionen Xe^{6+} und Xe^{8+} sind in der folgenden Tabelle 6.1 aus [15] entnommen worden. Die dargestellten Fehlerbalken in den Grafiken sind der Gesamtfehler aus statistischem und systematischem Fehler, falls nicht anders vermerkt. Die dargestellten Berechnungen nach der Subconfiguration-Average Distorted-Wave Methode sind von Jin [14] durchgeführt worden.

Tabelle 6.1 – Lebensdauern langlebiger, angeregter Zustände der Ionen Xe^{6+} und Xe^{8+} aus [15].

Ion	Elektronen- konfiguration	Langlebiges Feinstrukturniveau	Anregungsenergie [eV]	Lebensdauer [s]
Xe^{6+}	$[\text{Kr}]5s5p$	3P_2	12, 51	4, 86[−2]
Xe^{8+}	$[\text{Kr}]4d^95s$	3D_1	58, 71	2, 12[−2]
	$[\text{Kr}]4d^94f$	3H_5	84, 51	1, 11[−3]

6.1 Einfachionisation von Xe^{5+}

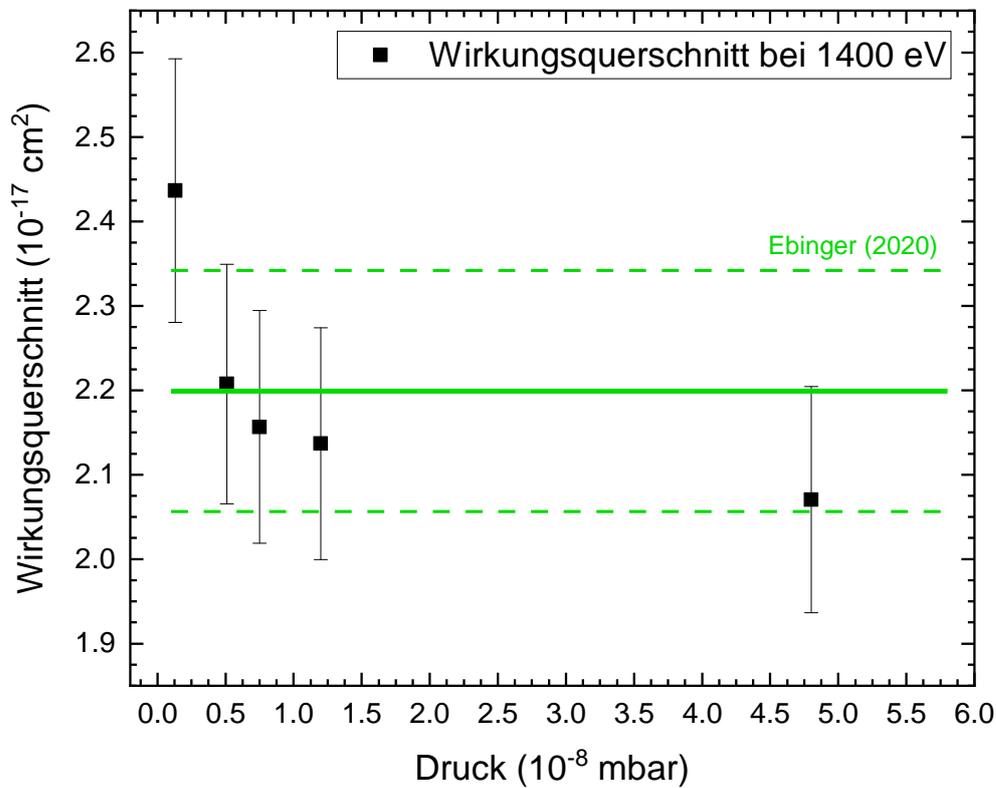


Abbildung 6.1 – Druckabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts mit Gesamtfehler der Einfachionisation von Xe^{5+} bei 1400 eV mit Literaturwert von Ebinger [9] (durchgezogene Linie, Gesamtfehler: gestrichelte Linie).

Eine Druckabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts ist in Abbildung 6.1 gezeigt. Die durchgehende Linie ist der Literaturwert nach [9], die gestrichelte Linie ist der Gesamtfehler. Es ist gut zu erkennen, dass alle neuen Messpunkte im Rahmen der Fehler mit den Vergleichsdaten übereinstimmen. Die Einfachionisation von Xe^{5+} zeigte sich bei

allen in dieser und vorangegangenen Arbeiten mit der flexiblen Elektronenkanone als sehr unempfindlich auf die Kompensation der Potentialmulde. Aufgrund der bisherigen experimentellen Ergebnisse gilt folgende Hypothese: Die Effekte der Ion-Ion-Stöße durch in der Potentialmulde gefangenen Ionen sind sehr klein. Bei verhältnismäßig großen Wirkungsquerschnitten im Bereich von $1 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ und größer, kann dieser Effekt bei einem Gesamtfehler von normalerweise ca. 7% bis 20% nicht aufgelöst werden. Erst bei kleineren Wirkungsquerschnitten, wie die von z.B. Xe^{13+} mit maximal ca. $3 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ [9] wird dies relevant. Das Ziel solcher Untersuchungen der Druckabhängigkeit ist es ein Plateau des Wirkungsquerschnitts zu finden, da dann davon auszugehen ist, dass die Kompensation vollständig ist. Ab $5 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$ ist ein Abfall des Wirkungsquerschnitts zu erkennen und das Plateau setzt sehr früh ein. Dieser Druck ist häufig bereits durch normale Ausgasprozesse der Elektronenkanone und sonstiger Oberflächen bei dieser Energie zu erreichen. Es kann daher mit einem relativ niedrigen Gesamtdruck ohne künstliche Erhöhung gearbeitet werden.

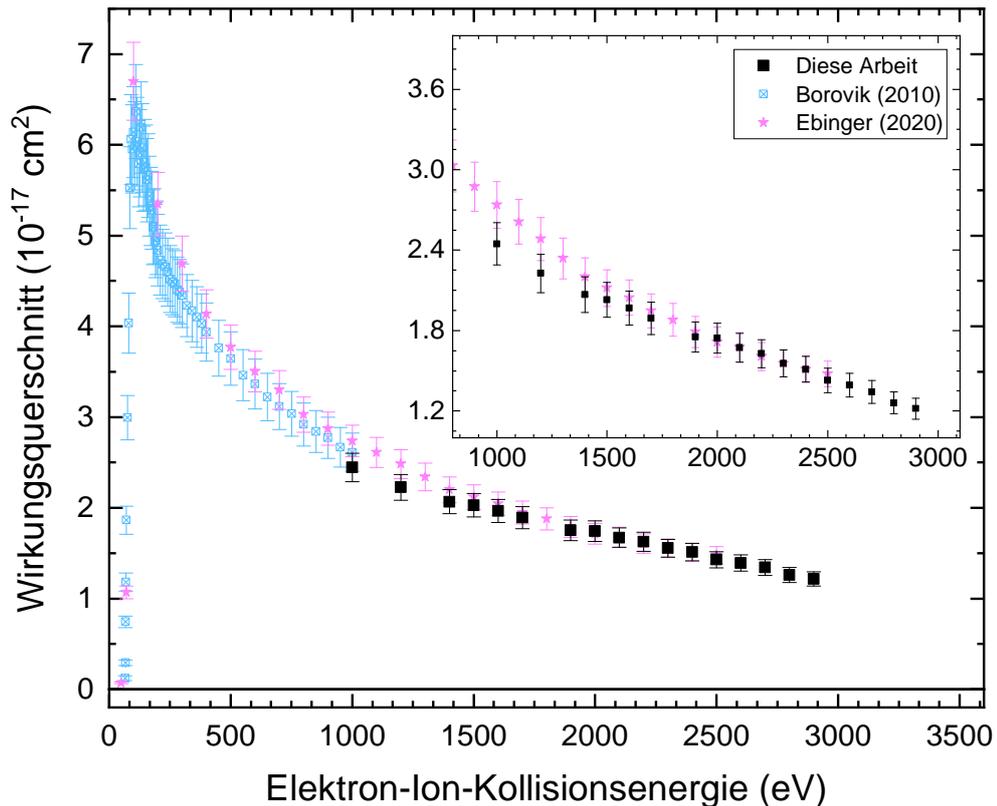


Abbildung 6.2 – Gemessene Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Xe^{5+} im Energiebereich 1000 eV bis 2900 eV. Eine gute Übereinstimmung mit [9, 8] ist vorhanden.

Das Xe^{5+} Ion diente häufig als Testion bei der Inbetriebnahme der Elektronenkanone, sodass Daten bis 2500 eV bereits existierten [8]. In dieser Arbeit erfolgten einige hier nicht dargestellten Untersuchungen zur Stabilität experimenteller Parameter für das Scansystem ebenfalls an Xe^{5+} , die am Ende auch eine Erweiterung des bekannten Energiebereichs ermöglichten. In Abbildung 6.2 ist der gesamte Energiebereich von der Schwelle bis 2900 eV dargestellt. Die Daten von 1000 eV bis 2900 eV sind gemessen worden und stimmen perfekt mit den Literaturdaten bis 2500 eV überein.

6.2 Einfachionisation von Xe^{6+}

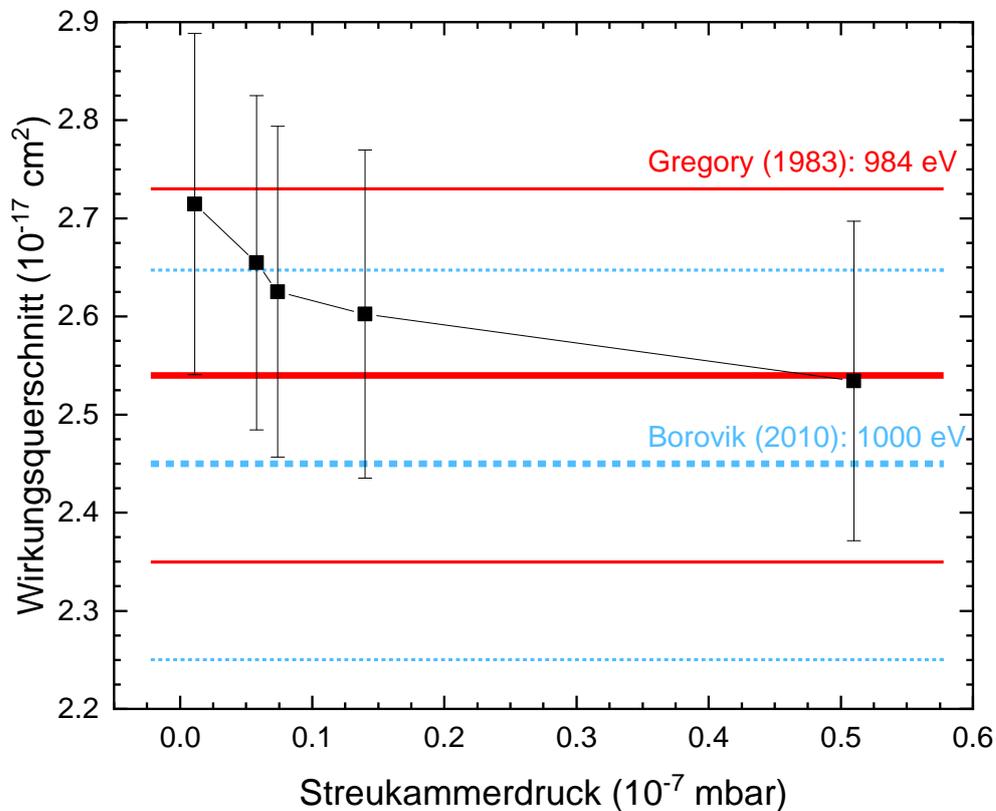


Abbildung 6.3 – Druckabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Einfachionisation von Xe^{6+} bei ca. 1000 eV mit Literaturdaten von Borovik [15] und Gregory [16] (jeweils durchgezogene Linie, Fehler: gestrichelte Linie).

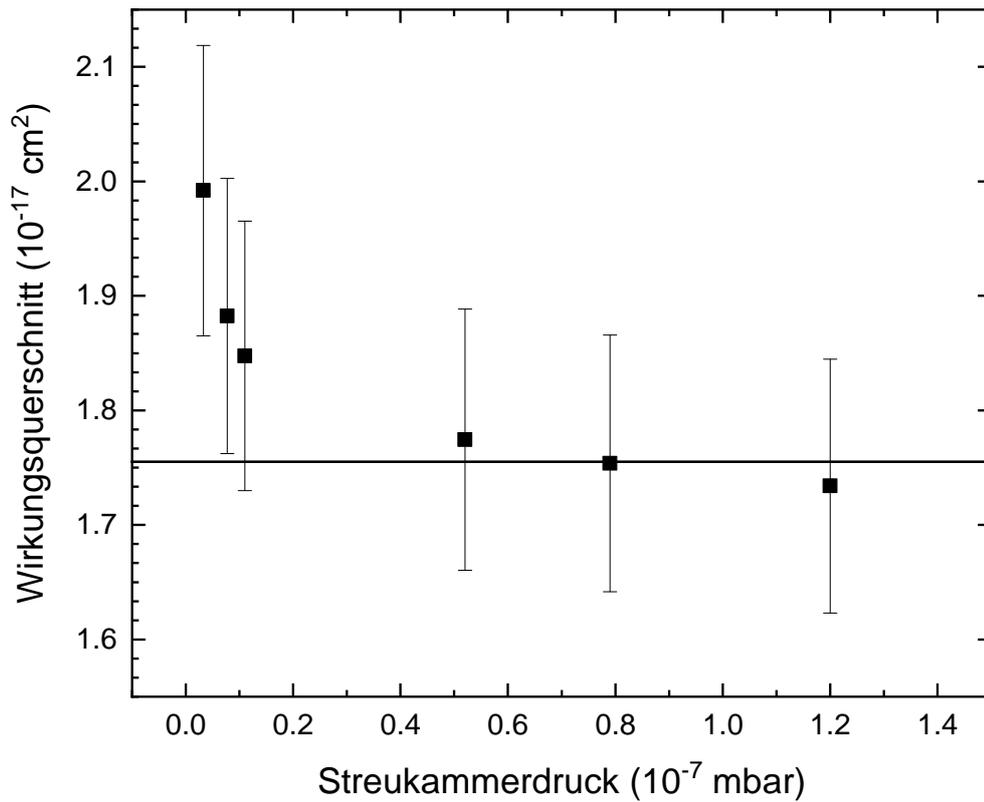


Abbildung 6.4 – Druckabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Einfachionisation von Xe^{6+} bei 1800 eV. Es gibt keine Literaturdaten. Das Plateau ist durch die durchgezogene Linie markiert und ist gut ab $8 \cdot 10^{-8}$ mbar zu erkennen. Die Messung erfolgte bei $1 \cdot 10^{-7}$ mbar.

Für die Einfachionisation von Xe^{6+} ist die Druckabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bei 1000 eV und 1800 eV untersucht worden. Der Vergleich mit Literaturdaten von Borovik [15] und Gregory [16] bei 1000 eV in Abbildung 6.3 zeigt eine gute Übereinstimmung ab $1 \cdot 10^{-8}$ mbar. Dagegen setzt das Plateau in Abbildung 6.4 bei 1800 eV erst bei deutlich höheren Drücken ein. Die Erklärung hierfür ist, dass die Kathode bei höheren Energien mehr Elektronen emittiert. Es ist daher anzunehmen, dass die Potentialmulde tiefer liegt. Mit dieser Annahme würde eine stärkere Kompensation mittels höheren Gasdrücken nötig werden. Der Vergleich der Druckabhängigkeiten bestätigt dies. Die Messungen erfolgten daher pauschal bei höheren Drücken von ca. $1 \cdot 10^{-7}$ mbar

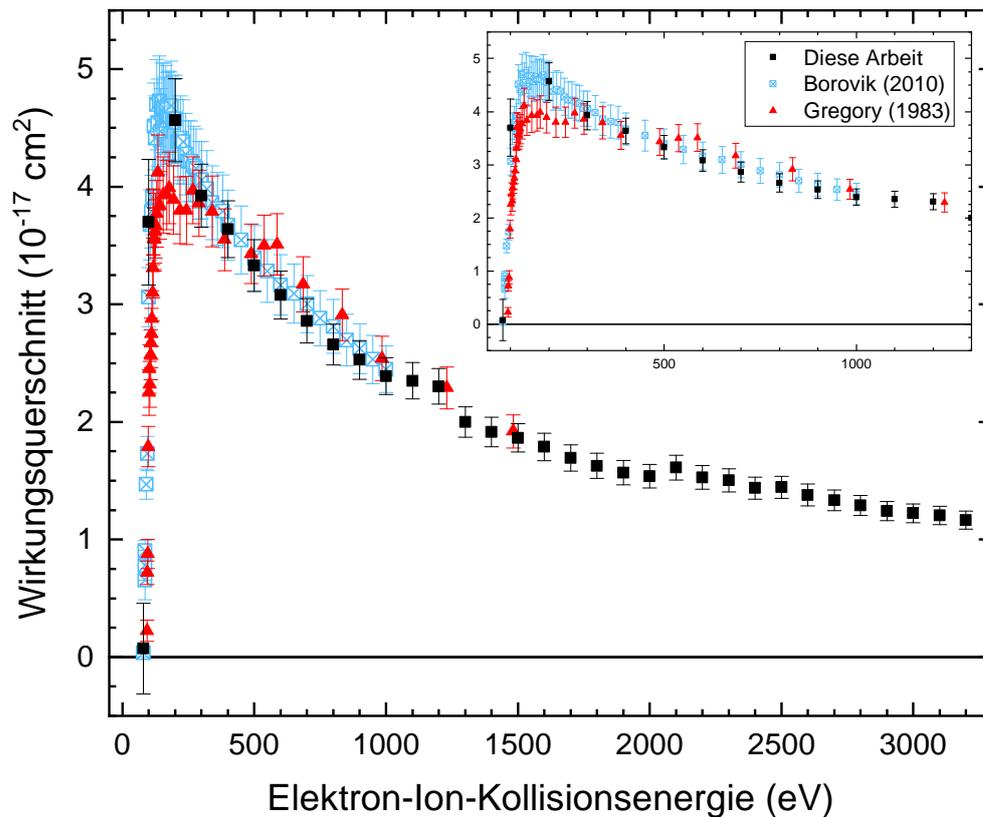


Abbildung 6.5 – Vergleich der Einfachionisation von Xe^{6+} mit Literaturdaten von Borovik [15] \boxtimes und Gregory [16] \blacktriangle .

Der Verlauf der gemessenen Wirkungsquerschnitte erreicht sein Maximum nach Abbildung 6.5 bei ca. $4,75 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ für eine Energie von 140 eV. Bei höheren Energien fällt der Wirkungsquerschnitt bis zur gemessenen oberen Grenze von 3200 eV monoton ab. Ein Vergleich mit Borovik [15] liefert eine Übereinstimmung mit wenigen Prozent Abweichung zwischen den Messpunkten. Die Abweichungen von teilweise bis zu 18 % zu Gregory [16] im Bereich bis 300 eV war bereits seinerzeit bei [15] aufgefallen. Oberhalb von 300 eV ist die Übereinstimmung vergleichbar zur Übereinstimmung der früheren Ergebnisse am Experiment.

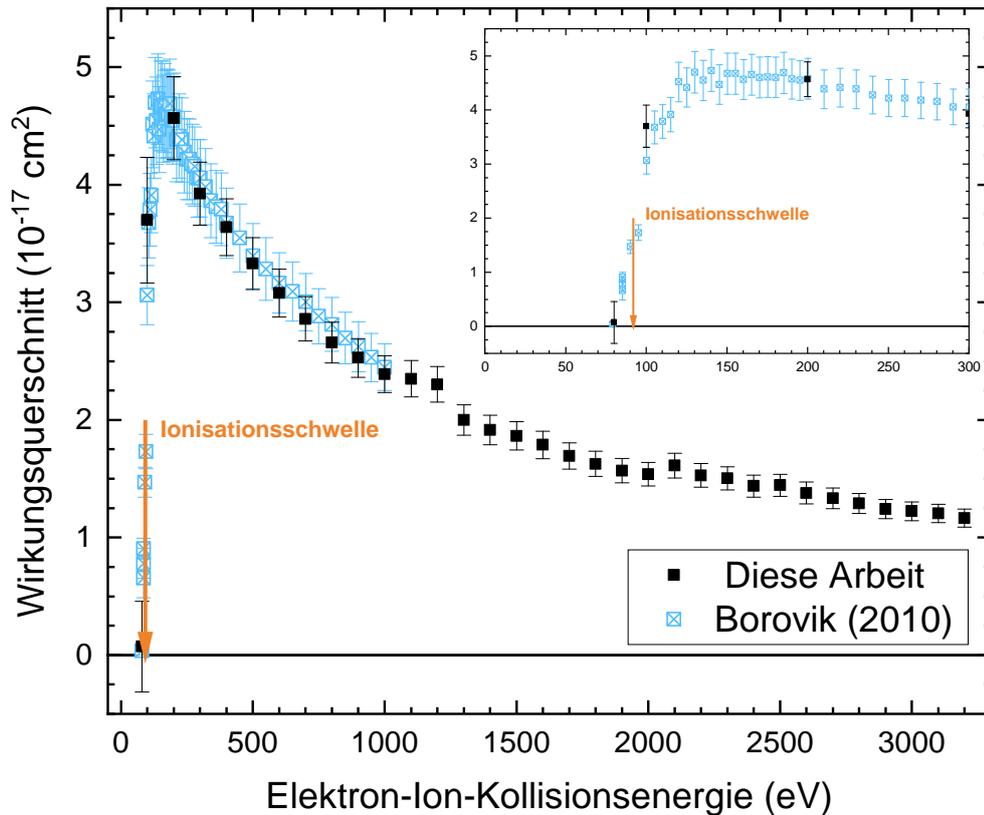


Abbildung 6.6 – Einfachionisation von Xe^{6+} bis 3200 eV. Die Ionisationsschwelle nach [39] ist als Pfeil eingezeichnet. Die Punkte \boxtimes sind Literaturdaten aus Borovik [15].

Das Grundzustandsniveau von Xe^{6+} ist $[Kr]4d^{10}5s^2 \ ^1S_0$ und die Ionisationsschwelle beträgt $(91,6 \pm 0,5)$ eV [39], die in der Abbildung 6.6 mit einem orangenen Pfeil markiert ist. Es ist ein Signal unterhalb der Ionisationsschwelle bei ca. 80 eV zu erkennen. Dies ist ein eindeutiger Hinweis auf die Anwesenheit langlebiger, angeregter Zustände im Primärionenstrahl, die noch in der Wechselwirkungszone existieren, wie bereits durch Borovik [15] festgestellt wurde. Die gute Übereinstimmung mit seinen Daten ist ein weiteres Indiz. Da diese Untersuchung mit einem HE10 aufgenommen wurden, ist auch von einer geringen Energieverschiebung durch den Elektronenstrahl auszugehen. Nach Tabelle 6.1 existiert mit $[Kr]5s5p$ ein langlebiger Zustand, der eine Anregungsenergie von 12,51 eV hat. Aufgrund der guten Übereinstimmung und der Verwendung des gleichen Aufbaus, ist der in [15] gefundene Zustand sehr wahrscheinlich auch hier involviert. Es kommt daher zu einer direkten Ionisation des $5s$ Elektrons. Die Abweichung zu Gregory könnte hierauf zurückzuführen sein. Der steile Anstieg nach der Schwelle kann auf eine Stufe durch EA mit einer $4d$ Anregung zurück geführt werden. Ab 105,98 eV [39], der Ionisationsenergie von Xe^{7+} , flacht der Kurvenverlauf des Wirkungsquerschnitts ab.

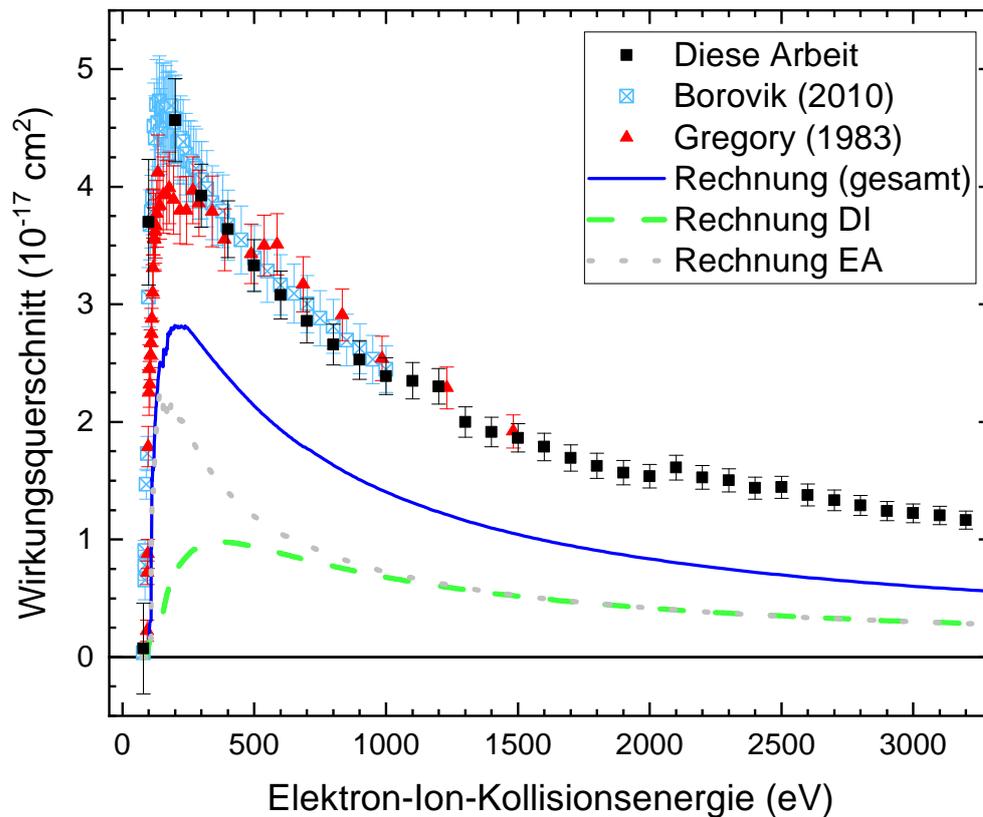


Abbildung 6.7 – Experimentelle Wirkungsquerschnitte dieser Arbeit \blacksquare sowie Literaturdaten \boxtimes [15] und \blacktriangle [16] im Vergleich mit Berechnungen zur Einfachionisation von Xe^{6+} des Grundzustands. Die durchgezogene blaue Linie beschreibt den gesamten theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitt. Die gestrichelte grüne Linie ist die berechnete direkte Einfachionisation. Die Anregung-Autoionisation wird mit einer grauen gepunkteten Linie dargestellt [14].

Theoretische Berechnungen zur Einfachionisation von Xe^{6+} für den Grundzustand sind in Abbildung 6.7 dargestellt. Hierbei beschreibt die durchgezogene blaue Linie den gesamten theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitt nach der SCADW Methode. Die direkte Einfachionisation wird durch die grüne Linie dargestellt. Die graue gepunktete Linie zeigt die Anregung-Autoionisation [14]. Der Gesamtquerschnitt unterschätzt den gemessenen um etwa Faktor zwei. Der steile Abfall der gemessenen Daten nach dem Maximum wird gut nachgebildet. Langlebige Zustände nach Tabelle 6.1, für die die Ionisationsquerschnitte höher sind als für den Grundzustand, müssen daher eine entscheidende Rolle spielen. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit sind weitere, genauere Berechnungen nicht verfügbar.

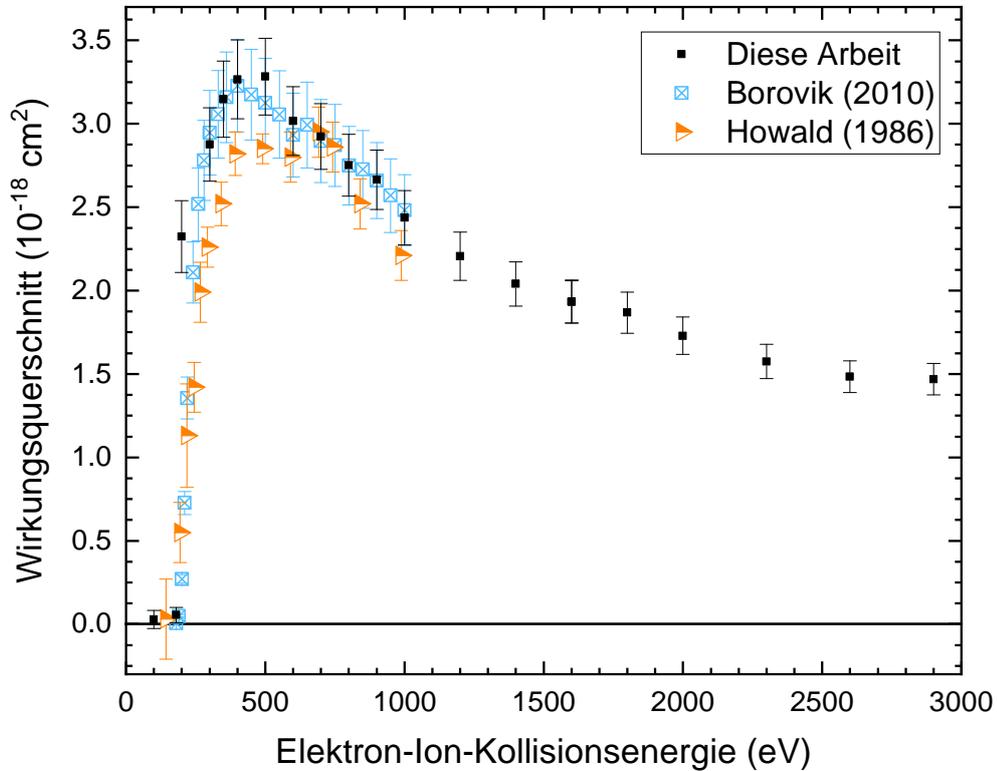
6.3 Doppelionisation von Xe^{6+} 

Abbildung 6.8 – Vergleich der Doppelionisation von Xe^{6+} mit Literaturdaten von Borovik [15] \boxtimes und Howald [17] \blacktriangleright (statistische Fehler).

Abbildung 6.8 zeigt einen Vergleich der neuen Daten mit den Ergebnissen von Borovik [15] und Howald [17] (statistische Fehler). Das Maximum des Wirkungsquerschnitts wird bei ca. 420 eV erreicht. Anschließend fallen die Wirkungsquerschnitte monoton ab. Bei 200 eV gibt es eine geringfügige Abweichung zu Borovik und auch Howald. Die Fehlerbalken überlappen jedoch. Anzumerken ist, dass die gegenwärtigen Wirkungsquerschnitte mit einem Fehler in der Energieachse von bis zu ± 10 eV bestimmt wurden. Ab 300 eV ist eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messungen aus 2010 zu erkennen. Der bekannte Bereich konnte um fast einen Faktor 3 erweitert werden.

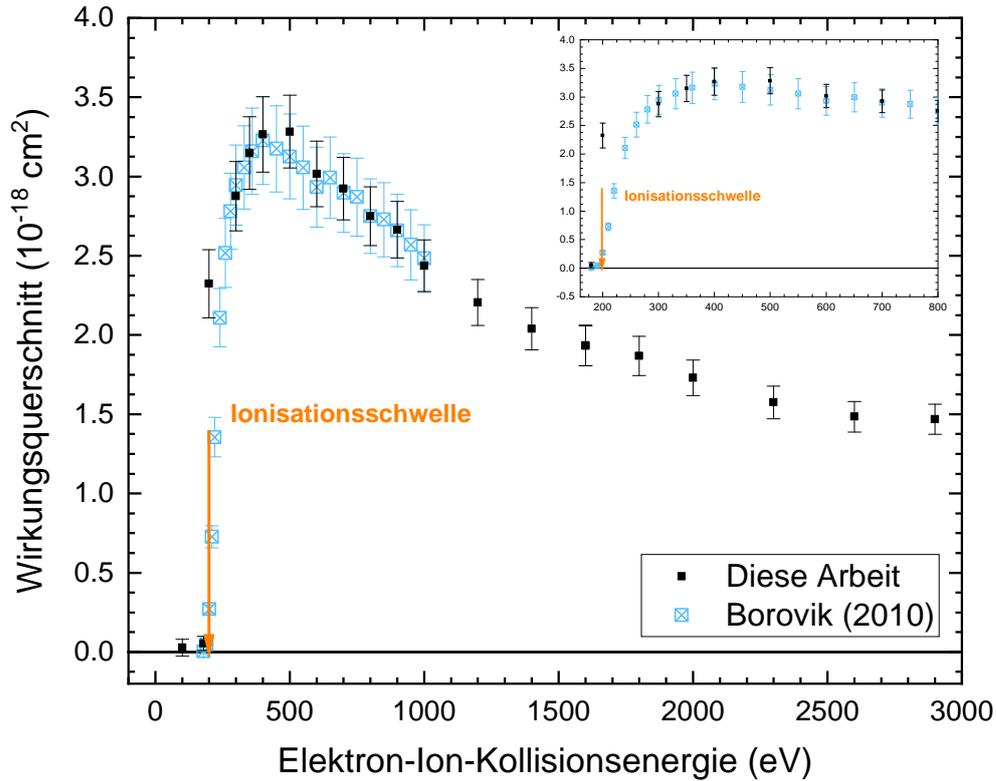


Abbildung 6.9 – Doppelionisation von Xe^{6+} bis 2900 eV. Die Ionisationsschwelle des Grundzustands als Pfeil eingezeichnet und die Daten \boxtimes sind aus Borovik [15] entnommen.

Die Ionisationsschwelle ist in Abbildung 6.9 als Pfeil eingezeichnet. Es ist ein Wirkungsquerschnitt größer Null vor der Ionisationsschwelle des Grundzustands zu erkennen. Da die Messung der Doppelionisation direkt auf die Einfachionisation folgte, ist davon auszugehen, dass der von Borovik [15] gefundene angeregte, langlebige $5s5p$ Zustand auch einen Einfluss auf den gemessenen Doppelionisationsquerschnitt hat. Der Grundzustand und $5s5p$ können direkt ionisiert werden, sodass der steile Anstieg im Schwellenbereich zustande kommt. Außerdem findet eine Anregung des $4p$ Elektrons bis ca. 240 eV statt. Ab hier nimmt der Anstieg ab. Ab ca. 400 eV setzt die Dreifachionisation des Grundzustands von Xe^{6+} ein, weswegen der Wirkungsquerschnitt abnimmt. In den Scanmessungen aus [15] ist um 600 eV eine Anregung $3d \rightarrow 5p$ zu erkennen, die sich in Abbildung 6.9 durch eine Senke im Verlauf bemerkbar machen.

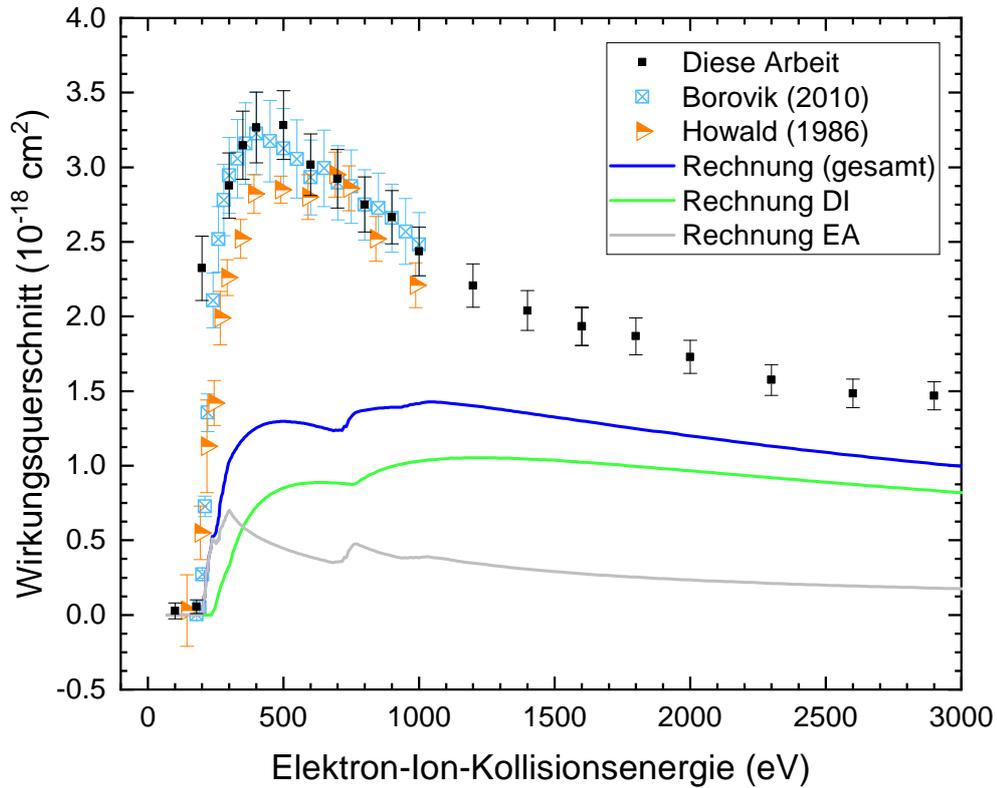


Abbildung 6.10 – Doppelionisation von Xe^{6+} bis 2900 eV im Vergleich zu einer Rechnung des Grundzustands[14]: Durchgezogene blaue Linie: gesamter theoretischer Wirkungsquerschnitt. Gestrichelte grüne Linie: berechnete direkte Einfachionisation. Graue gepunktete Linie: berechnete Anregung-Autoionisation.

Für die Doppelionisation von Xe^{6+} sind in Abbildung 6.10 Berechnungen für den Grundzustand [14] dargestellt. Der gemessene Wirkungsquerschnitt ist um etwas mehr als Faktor zwei größer als der berechnete Gesamtwirkungsquerschnitt. Die strukturierte Form des Verlaufs der Rechnung ist in den neuen Daten dieser Arbeit nicht zu erkennen. Sie befinden sich jedoch im Bereich von 640 eV, in der nach [15] eine Anregung eines Elektrons aus der $3d$ Unterschale stattfindet und zur Doppelionisation führt. Auch hier müssen langlebige Zustände signifikant zum gemessenen Gesamtwirkungsquerschnitt beitragen.

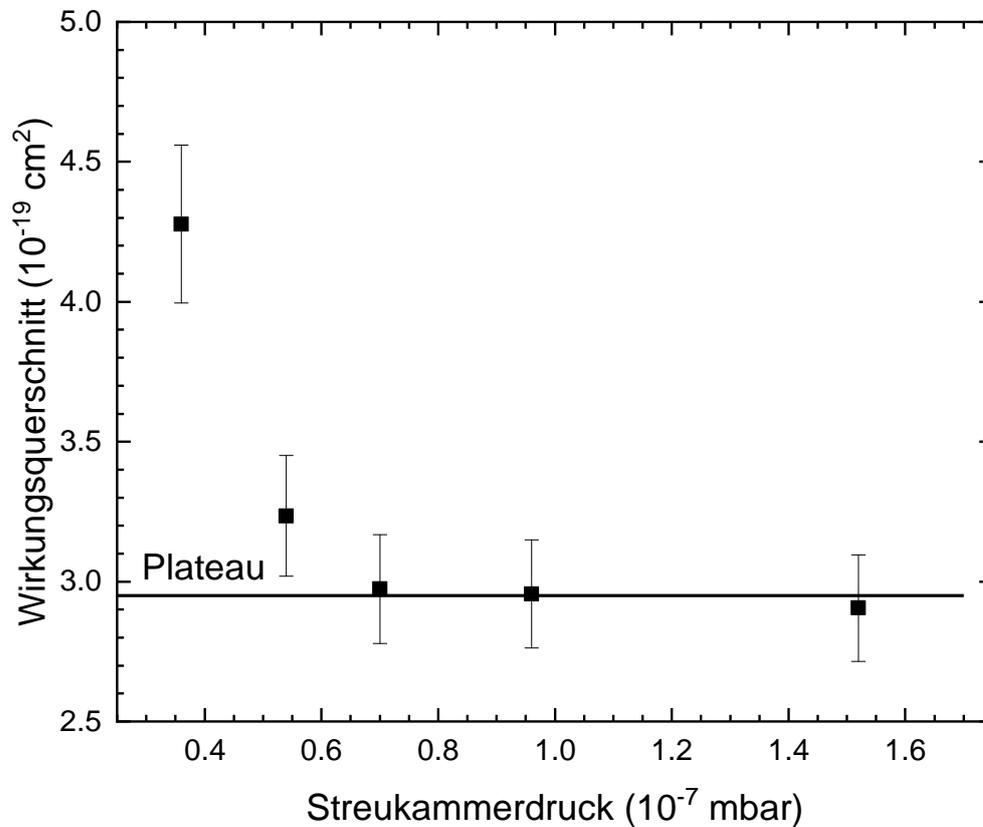
6.4 Dreifachionisation von Xe^{6+} 

Abbildung 6.11 – Druckabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Dreifachionisation von Xe^{6+} bei 2500 eV.

Für die Dreifachionisation von Xe^{6+} ist erneut eine Druckabhängigkeit aufgenommen worden. Nach dem bisherigen Verständnis der Kompensation der Potentialmulde ist für einen kleineren Wirkungsquerschnitt eine höhere Kompensation durch höheren Kammerdruck nötig. Abbildung 6.11 zeigt das einsetzende Plateau bei 2500 eV ab ca. $7 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$ Gesamtdruck, weswegen die folgenden Messungen bei mindestens $1 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ durchgeführt wurden.

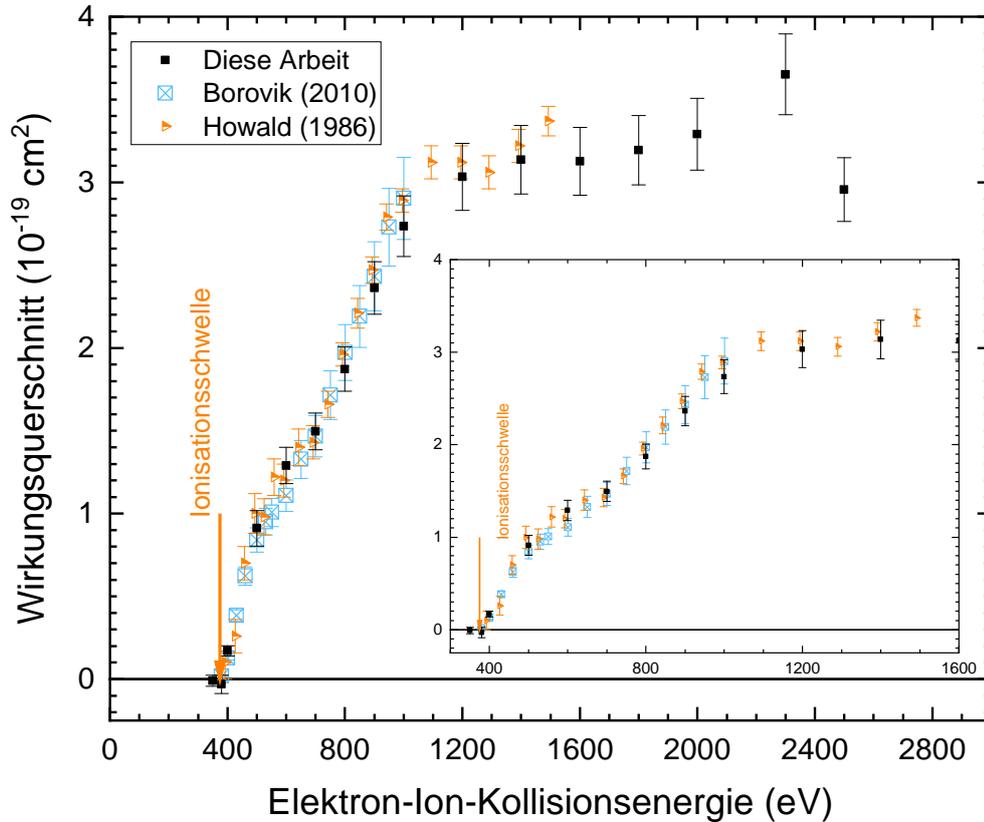


Abbildung 6.12 – Vergleich der Dreifachionisation von Xe^{6+} bis 2500 eV mit Literaturdaten von Borovik [15] \boxtimes und Howald [17] \blacktriangleright (statistische Fehler). Die Ionisationsschwelle des Grundzustands ist ebenfalls Borovik entnommen.

Ein deutliches Maximum wie noch bei der Doppelionisation ist nicht auszumachen. Die Wirkungsquerschnitte steigen von der Ionisationsschwelle bei ca. 400 eV schnell an. Die mit einem Pfeil eingezeichnete Ionisationsschwelle ist wieder den Berechnungen von Borovik aus [15] entnommen. Der Anteil beitragender langlebiger Zustände scheint gering zu sein, da vor dieser Schwelle ein Messpunkt ohne Signal gemessen wurde. Bei ca. 600 eV ist eine erste Änderung des Anstiegs zu erkennen. Hier setzt die $3d$ Anregung ein. Die Schwelle für direkte Inner-Schalen Ionisation beträgt 762 eV [17]. Anschließend kann die Inner-Schalen Ionisation über zwei Augerprozesse zerfallen, $Xe^{6+}(3d^{10}4s^24p^64d^{10}5s^2) \rightarrow Xe^{7+}(3d^04s^24p^64d^{10}5s^2)+2e^- \rightarrow Xe^{8+}(3d^{10}4s4p^64d^{10}5s)+e^- \rightarrow Xe^{9+}(3d^{10}4s^24p^64d^9)+e^-$. Die Änderung der Steigung bei ca. 760 eV ist ein Indiz hierfür. Gleiches bei ca. 800 eV und 1000 eV. Ab 1000 eV ist der Verlauf eher Konstant. Die neuen Daten zeigen eine perfekte Übereinstimmung sowohl mit den Vergleichsdaten aus 2010 [15] als auch mit Howald [17].

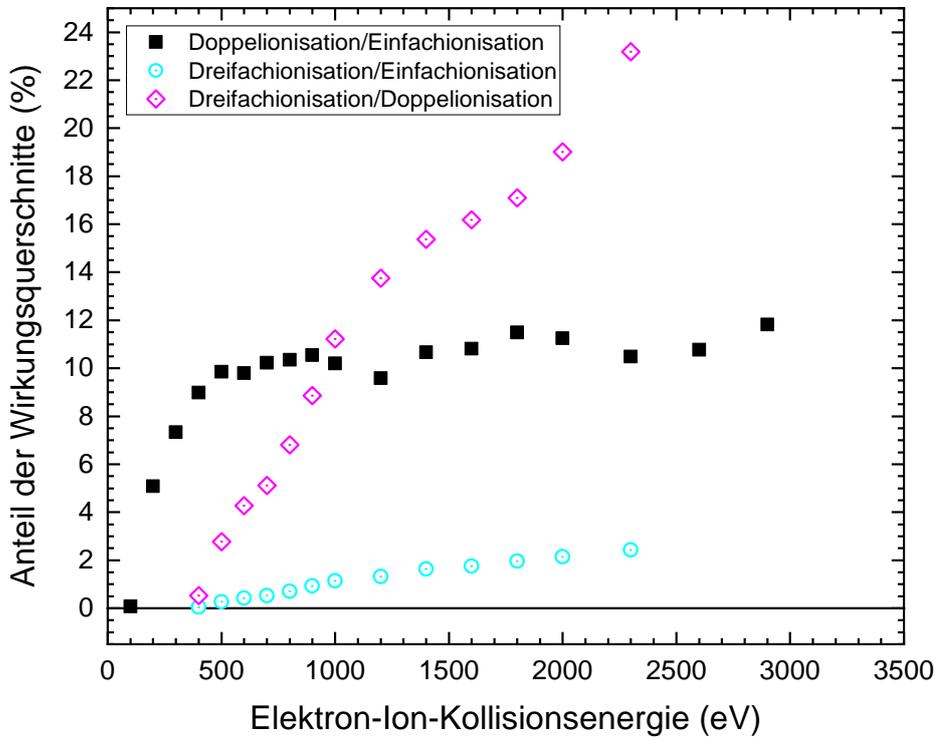
6.4.1 Vergleich der untersuchten Reaktionen von Xe^{6+} 

Abbildung 6.13 – Vergleich der Wirkungsquerschnitte der Einfach- (EISI), Doppel- (EIDI) und Dreifachionisation (EITI) von Xe^{6+} relativ zueinander. Es sind EIDI relativ zu EISI, EITI relativ zu EISI und EITI relativ zu EIDI dargestellt.

Der Wirkungsquerschnitt im Maximum der Einfach- oder Mehrfachionisationen von Xe^{6+} ist grob vereinfacht immer um eine Größenordnung kleiner als bei der vorangegangenen Ionisation. Das Maximum der Einfachionisation ist beispielsweise etwa einen Faktor zehn größer als das Maximum der Doppelsonionisation. Um eine Aussage darüber treffen zu können, wie weitreichend eine Ionisationsreaktion zu einem Geschehnis beiträgt, bietet sich der prozentuale Vergleich der Einzelreaktionen an. In Abbildung 6.13 ist dieser Vergleich für die gemeinsamen Energien dargestellt.

Das Verhältnis der Doppelsonionisation von Xe^{6+} bezogen auf die Einfachionisation steigt bis ca. 500 eV stark an, um dann auf einem Plateau bei rund 11 % zu verharren. Der Anteil der Doppelsonionisation von Xe^{6+} ist damit geringer als z.B. die Doppelsonionisation von Xe^{12+} oder Xe^{13+} mit bis zu ca. 20 % bis 30 % [9].

Die Dreifachionisation von Xe^{6+} bezogen auf dessen Einfachionisation, dargestellt durch Kreise, trägt erwartungsgemäß noch weniger zur Gesamtionisation bei. Der Anstieg erfolgt sehr flach und erreicht erst bei ca. 1000 eV einen Anteil von 1 %. Das

Maximum ist mit 2 % bei 2300 eV nicht signifikant größer. Der Anstieg des Verhältniss (Raute) von Dreifachionisation zu Doppelionisation erfolgt sehr steil und erreicht bei 100 eV bereits ca. 11 %. Bei 2300 eV ist der Anteil der Dreifachionisation bezogen auf die Doppelionisation bereits bei über 22 %.

Wird der Verlauf der Wirkungsquerschnitte in den Kapiteln 6.2 bis 6.4 betrachtet, so fällt auf, dass die Kurven der Doppel- und Dreifachionisation bei höheren Energien weniger steil abfallen. Sie verhalten sich damit deutlich flacher als es bei der Einfachionisation der Fall ist. Der Verlauf der Vergleichskurven lässt die Vermutung zu, dass sich der relative Anteil der Dreifachionisation an der Doppelionisation für höhere Energien weiter erhöht. Werden bei höheren Energien innere Schalen ionisiert, kann die Dreifachionisation sogar dominant werden.

6.5 Einfachionisation von Xe^{8+}

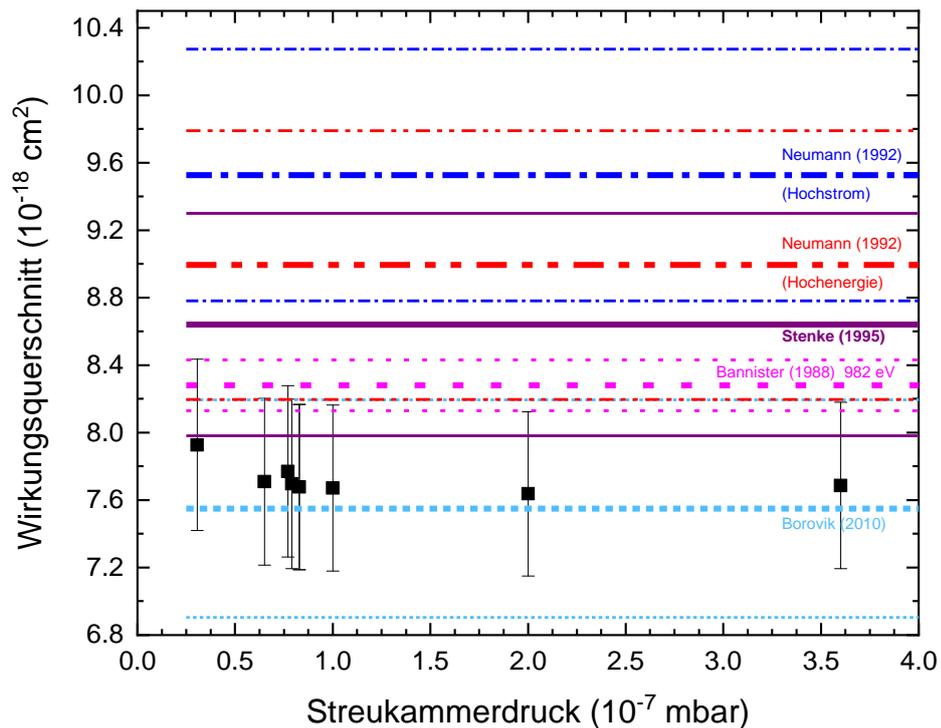


Abbildung 6.14 – Druckabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Einfachionisation von Xe^{8+} bei ca. 1000 eV mit verschiedenen Literaturdaten:

Borovik [15, 28], blaue kurz-gestrichelte Linien; Stenke et al. [62], violette lang-gestrichelte Linie; Bannister et al. [63], magenta durchgehende Linie. Es ist jeweils der Messwert als dicke Linie mit jeweiligen Beschriftung sowie der \pm gessamtfehler als dünne Line ausgeführt. Für Bannister et al. ist der statistische Fehler gezeigt. Für verschiedene Elektronenkanonen sind die Daten von Neumann/Hofmann et al. als dunkelblaue oder rote durchgezogene Linien gezeigt. Sie sind in [18] sowie [19] veröffentlicht worden.

Die Einfachionisation von Xe^{8+} ist aufgenommen worden, da es hierbei Vergleichsdaten über einen deutlich größeren Energiebereich als 1000 eV gibt. Zunächst ist wieder die Druckabhängigkeit bei 1800 eV untersucht worden, die in 6.14 gezeigt ist. Das Plateau wird in Abbildung 6.14 bereits ab $5 \cdot 10^{-8}$ mbar erreicht und danach bei jedem Druck bis ca. $3,5 \cdot 10^{-7}$ mbar konstant. Es ist eine gute Übereinstimmung mit Borovik [15, 28] zu erkennen. Außerdem stimmen die neuen Daten gut mit der Arbeit von Bannister et al. [63] überein. Ein Vergleich mit den Daten von Stenke et al. [62] und Neumann/Hofmann et al. [18] sowie [19] zeigt Abweichungen im Bereich von ca. 13 % bis 18 %, wobei sie dennoch im Rahmen der jeweiligen Fehler übereinstimmen.

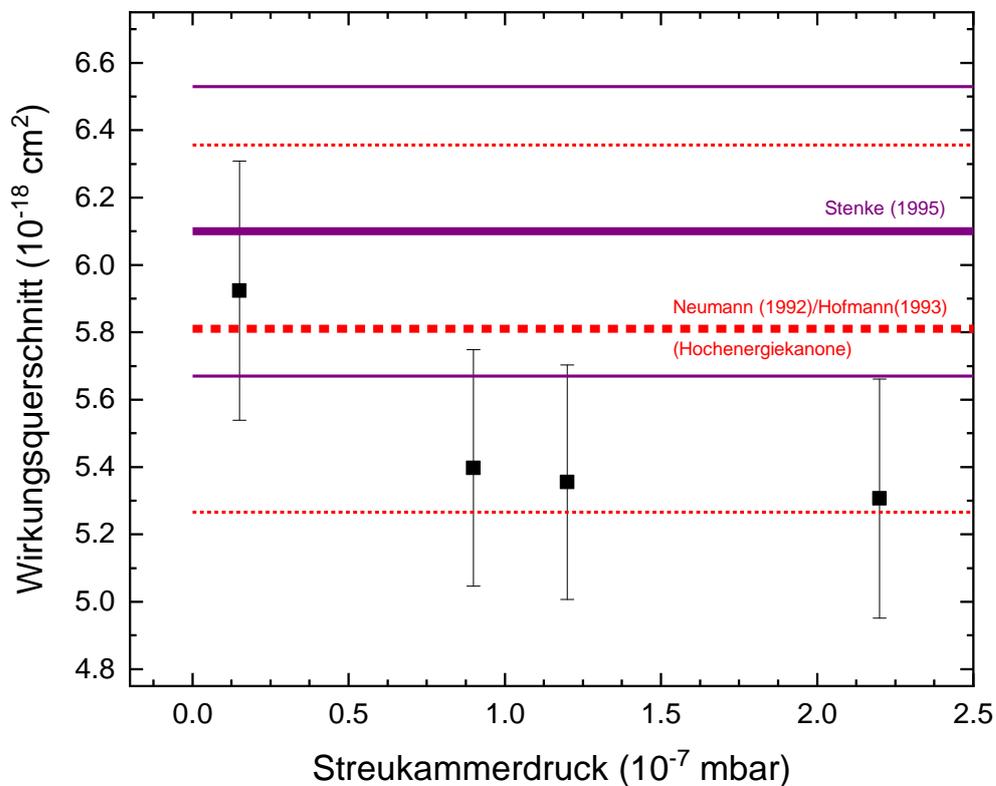


Abbildung 6.15 – Druckabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Einfachionisation von Xe^{6+} bei ca. 1800 eV mit Literaturdaten von Stenke et al. [62] in durchgehender violetter Linie. Daten von Neumann/Hofmann et al. aus [18] bzw. [19] für die Hochenergiekanone sind durch die rote gestrichelte Linie gezeigt.

Anschließend ist die Druckabhängigkeit bei 1800 eV untersucht worden und in Abbildung 6.15 dargestellt. Hierbei wird sich auf die Literaturdaten von Stenke et al. [62] in durchgehender violetter Linie bezogen. Diese Daten weisen bereits bei 1000 eV eine Abweichung von einigen Prozent auf. Im Rahmen der Fehler kann hier nur gerade so eine Übereinstimmung festgestellt werden. Eine deutlich bessere Übereinstimmung,

über einen weiten Bereich überlappender Fehlerbalken, ist mit den Daten von Neumann/Hofmann et al. aus [18] bzw. [19] für die Hochenergiekanone zu erkennen. Im Experiment konnte zum Schutz der Elektronenkanone nicht mehr Kryptongas als bis zu einem Druck von ca. $2,2 \cdot 10^{-7}$ mbar eingelassen werden. Ob das Plateau wirklich bei ca. $1,5 \cdot 10^{-7}$ mbar erreicht wurde, bleibt unbekannt. Das Erreichen des Plateaus ist jedoch sehr wahrscheinlich, da der nächste Wert absolut eine zu vernachlässigende Abweichung zum Wirkungsquerschnitt bei ca. $1,2 \cdot 10^{-7}$ mbar aufweist.

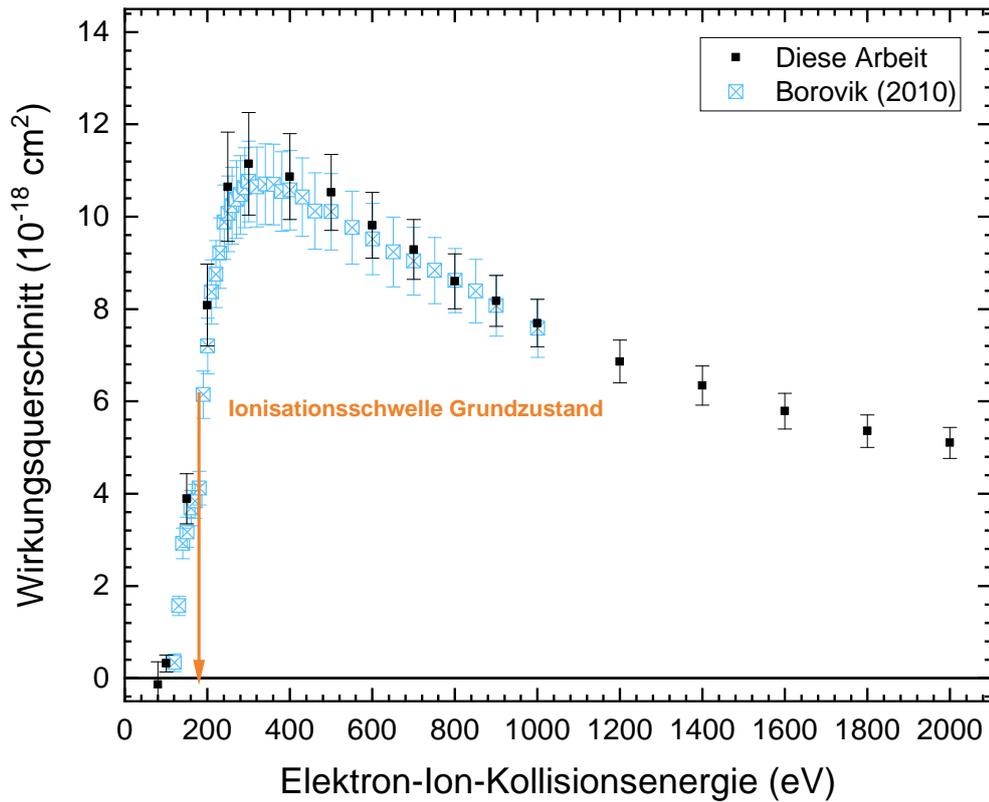


Abbildung 6.16 – Einfachionisation von Xe^{8+} bis 2000 eV. Die Ionisationsschwelle nach [39] ist als Pfeil eingezeichnet. Die Literaturdaten \boxtimes stammen von Borovik [15, 28].

Die Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Xe^{8+} steigen von der gemessenen Ionisationsschwelle bei ca. 100 eV steil an und erreichen ihr Maximum in Abbildung 6.16 bei ca. 320 eV mit $11,2 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$. Danach fallen die Wirkungsquerschnitte langsam monoton bis zur maximal gemessenen Elektronenenergie von 2000 eV ab. Die Grundzustandskonfiguration von Xe^{8+} ist $[Kr]4d^{10} \ ^1S_0$ und die Ionisationsenergie beträgt nach [39] 179,84 eV. Da es eindeutige Signale unterhalb dieser Schwelle gibt, sind im Primärionenstrahl langlebige Zustände enthalten gewesen. Die sehr gute Übereinstimmung mit [15, 28] lässt vermuten, dass es sich um die gleichen Zustände wie dort handelt. Die Zustände sind in Tabelle 6.1 angegeben. Die Anregungsenergien betra-

gen nach Borovik für $[\text{Kr}]4d^95s$ ca. 58,71 eV und für $[\text{Kr}]4d^94f$ ungefähr 84,51 eV. Im Bereich von ca. 150 eV bis 220 eV gibt es $4p$ Anregungen $4d^95s \rightarrow 4p^54d^95s$, die sich durch eine geänderte Steigung im Verlauf des Wirkungsquerschnitt zeigt.

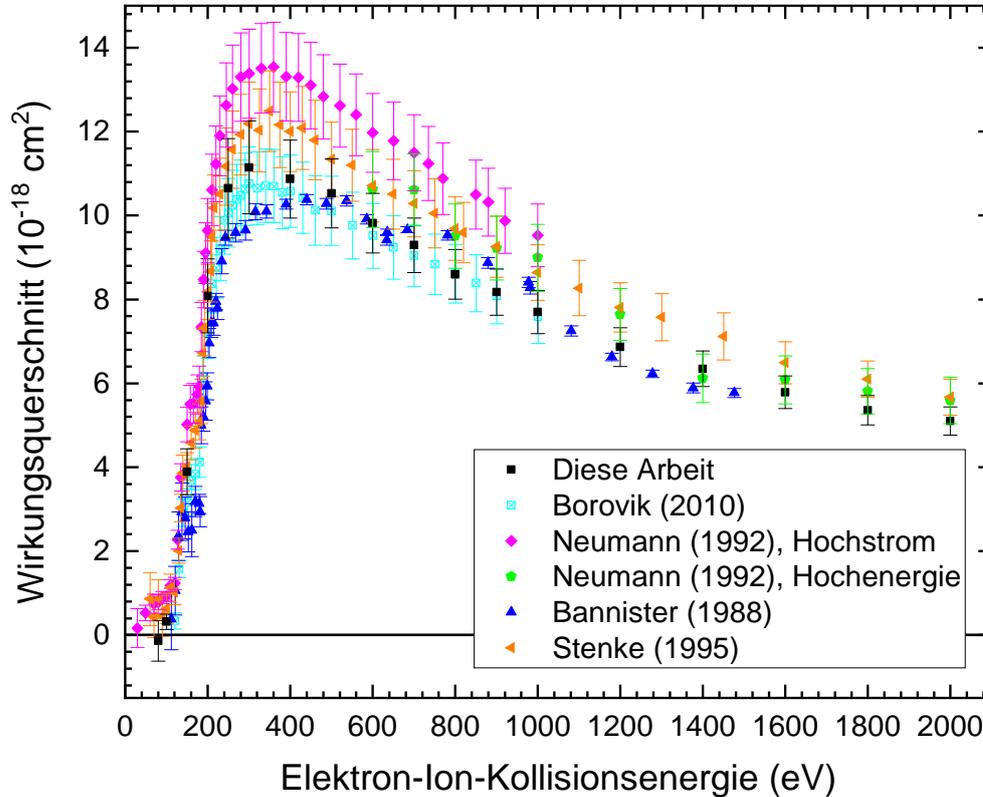


Abbildung 6.17 – Vergleich der Einfachionisation von Xe^{8+} mit Literaturdaten. Es werden gezeigt: Borovik [15, 28] \square . Für die Hochstrom- \blacklozenge und Hochenergieelektronenkanone \blacklozenge sind die Daten von Neumann/Hofmann et al. gezeigt. Sie sind in [18] sowie [19] veröffentlicht worden. Bannister et al. [63] \blacktriangle mit statistischem Fehler. Stenke et al. [62] \blacktriangleleft .

Für die Einfachionisation sind Daten von Borovik [15, 28] und Bannister et al. [63] in Abbildung 6.17 zusammen mit den neuen Daten (Quadrate) gezeigt. Für Bannister et al. ist der statistische Fehler dargestellt. Diese Datensätze stimmen sehr gut miteinander überein. Die Daten von Stenke et al. [62] liegen systematisch über den vorgenannten Datensätzen. Dies könnte an verschiedenen Anteilen der langlebigen Zuständen in den Primärionen liegen. Im Rahmen der Fehler stimmen die Daten von Stenke mit den neuen Messungen gut überein.

Auf die Daten von Neumann/Hofmann et al. wird hier gesondert eingegangen, da diese den Energiebereich bis 2000 eV abdecken. Sie sind in [18] sowie [19] veröffentlicht worden. Ein übersichtlicherer Vergleich zwischen Borovik, Neumann/Hofmann et al. und den neuen Wirkungsquerschnitten ist in Abbildung 6.18 dargestellt. Die neuen

Daten stimmen sehr gut mit Borovik [15] überein. Oberhalb von 1000 eV kann nur mit den Daten von Neumann [18], aufgenommen mit der Hochenergieelektronenkanone, verglichen werden. Im Überlappbereich aller Datensätze ab 600 eV zeigt sich eine deutlich bessere Übereinstimmung der neuen Messungen mit den Daten der Hochenergieelektronenkanone. Neumann schreibt in seiner Diplomarbeit [18] im Abschnitt 6.6 (Seite 83) explizit, dass beim Energiescan Verfahren ein Problem die nicht kompensierte Raumladung der von ihm verwendeten Hochenergieelektronenkanone ist. Die Diskrepanz der Hochenergieelektronenkanone zu den neuen Daten ist hierdurch erklärbar. Fraglich bleibt, ob diese Kompensation bei der Hochstromelektronenkanone durchgeführt wurde. Dies könnte eine weitere Erklärung der Abweichung zwischen den Daten der Hochstromelektronenkanone und den neuen Messungen dieser Arbeit sein. Die Abweichung zu Neumann mit der Hochstromelektronenkanone von bis zu ca. 20% ist bereits weiter oben angesprochen worden: Im Rahmen der Fehler stimmen diese Daten gut überein, die absolute Abweichung könnte sich durch andere Anteile langlebiger Zustände des Ionenstrahls erklären lassen. Gleiches gilt für die mit der Hochenergieelektronenkanone aufgenommenen Daten.

Elektron-Ion-Kollisionsenergie (eV)

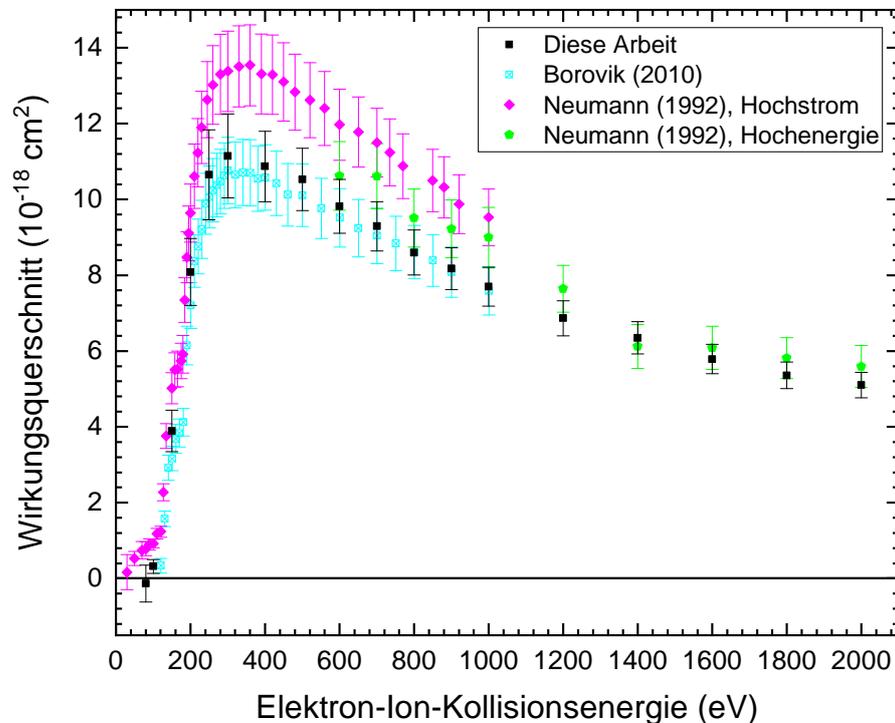


Abbildung 6.18 – Einfachionisation von Xe^{8+} bis 2000 eV mit Literaturdaten von Borovik [15] \boxtimes und von Neumann/Hofmann et al. aus [18] bzw. [19] für Hochstrom- \blacklozenge und Hochenergieelektronenkanone \blacklozenge .

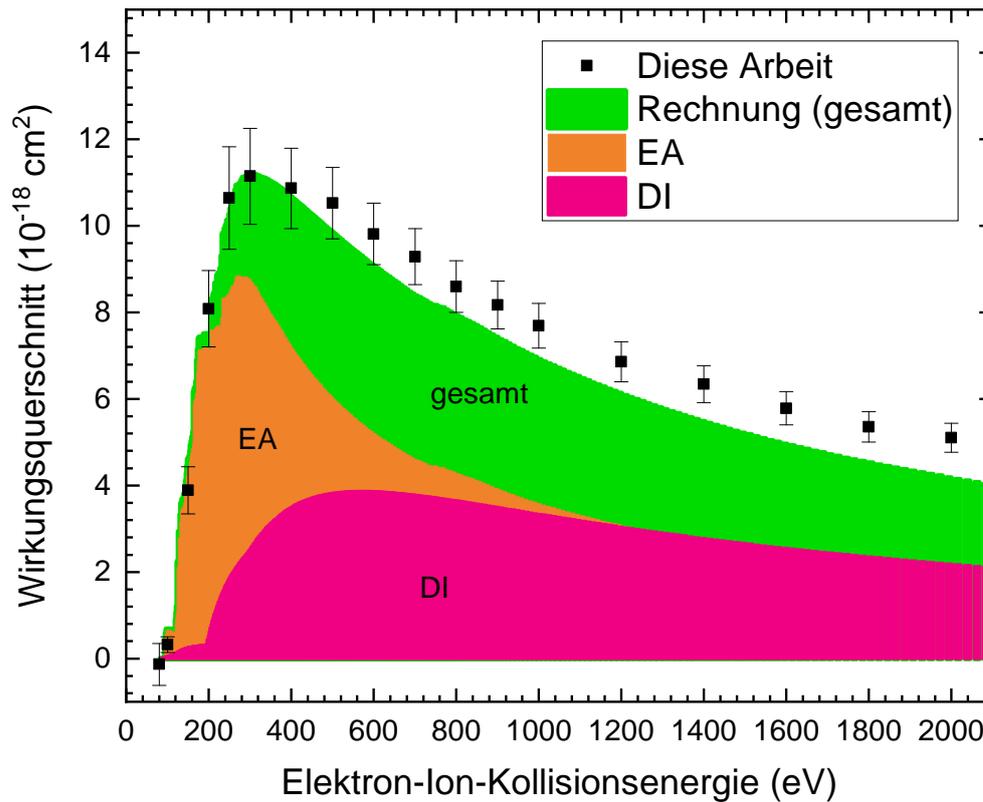


Abbildung 6.19 – Berechnungen zur Einfachionisation von Xe^{8+} des Grundzustands und der langlebigen Zustände $[\text{Kr}]4d^95s$ und $[\text{Kr}]4d^94f$. Die farbigen Flächen stellen immer die jeweiligen Reaktionsprozesse dar. Die EA ist in Orange, die DI Magenta dargestellt. Der Gesamtwirkungsquerschnitt in Grün besteht aus einer gewichteten Summe aus 65 % Grundzustand, 30 % $[\text{Kr}]4d^95s$ und 5 % $[\text{Kr}]4d^94f$ [14].

Wie für Xe^{6+} sind von Jin auch Berechnungen nach SCADW für Xe^{8+} durchgeführt worden. Letzter sind in 6.19 dargestellt [14]. Hierbei sind die langlebigen Zustände mit einem Anteil von 30 % $[\text{Kr}]4d^95s$ und 5 % $[\text{Kr}]4d^94f$ eingeflossen. Die Übereinstimmung ist sehr gut. Die EA trägt maßgeblich bei und ist für den steilen Anstieg im Bereich der Schwelle verantwortlich. Borovik nutzte in [28] einen Anteil der langlebigen Zustände von 43 % $[\text{Kr}]4d^95s$ und 5 % $[\text{Kr}]4d^94f$. Laut Jin ist die Übereinstimmung mit diesen Angaben aber schlechter. Die Bestimmung dieser Anteile erfolgt grundsätzlich durch Anpassung der jeweiligen Gewichte an die experimentellen Daten. Die Angabe ist daher mit einem nicht näher spezifizierten Fehler behaftet, der dies erklärt. Weiterhin können auch unterschiedliche theoretische Modelle solche geringen Änderungen nach sich ziehen [14].

Loch schreibt in [13], dass distorted-wave Berechnungen den Wirkungsquerschnitt von Grundzustand und langlebigen Zuständen bei niedriggeladenen Ionen typischerweise überschätzt. Eine bessere Übereinstimmung kann mit steigendem Ladungszustand der

Primärionen festgestellt werden. Für verschiedene Ionen wird dies jedoch unterschiedlich früh erreicht. Für Xenon ist eine gute Übereinstimmung ab einem Ladungszustand von $q = 8$ hier gezeigt worden. Für Xe^{6+} kann keine Aussage getroffen werden, da hier bisher keine langlebigen Zustände in die Berechnungen eingeflossen sind.

Kapitel
7

Elektronenstoßionisation von Lanthanionen

Das Seltenerdmetall Lanthan gehört zur Gruppe der Lanthanide und hat eine atomare Masse von 139 und die Grundzustandskonfiguration lautet $[\text{Xe}]5d6s^2$. In Kapitel 2.3 ist der herausfordernde Prozess der Produktion von Lanthanionen beschrieben worden. Die EZR-Ionenquelle konnte ungefähr vier Tage betrieben werden, sodass der Zeitdruck die Suche nach einem neuen Messmodus begünstigte. Nähers dazu in Kapitel 7.1. Der bereits in vorangegangenen Kapiteln untersuchte HC6 ist bei den in diesem Kapitel beschriebenen Ionisationen für Einfach- und Doppelionisation verwendet worden.

Die Einfach- und Doppelionisation von La^{1+} , das mit einer Penningionenquelle erzeugt wurde, wurde bereits am Institut untersucht. In dieser Arbeit konnte der bekannte Energiebereich um einen Faktor 2 erweitert werden. Es ist bei den Absolutmessungen immer der gesamte Fehler aus statistischer Unsicherheit und dem systematischen Fehler angegeben. Zusätzlich ist die Dreifachionisation von La^{1+} erstmalig in dieser Arbeit untersucht worden und in Kapitel 7.3 beschrieben. Da keine neueren theoretischen Berechnungen für Lanthan existieren, werden die von Younger berechneten Schwellenenergien aus Tinschert/Müller [23]/[52] zur Interpretation herangezogen. Die experimentellen Daten geben starke Hinweise auf die Anwesenheit von metastabilen Zustände, die mit ihrer geringeren Ionisationsenergie als der Grundzustand den Wirkungsquerschnitt bei niedrigeren Energien steigen lassen. Die Identifikation dieser Zustände könnte über verschiedene Verfahren erfolgen. Da die Ionisationsschwellen durch die Datenbank von NIST für die Einfachionisation verfügbar sind, könnte anhand der Einsatzschwelle der Zustand festgelegt werden. Die Einsatzschwellen dieser Zustände liegen dicht beieinander und die Energieachse der mit dem HC6 aufgenommenen Wirkungsquerschnitte wie bereits weiter vorne beschrieben kann absolut nicht auf wenige eV genau auflösen. Mithilfe der Lebensdauern der möglichen Zustände, gibt es eine weitere Möglichkeit der Identifikation. Laut der verfügbaren Literatur [64, 65, 66, 67]

betragen die Lebensdauern aber entweder deutlich weniger als die Flugzeit oder sind ausreichend lang, sodass sie in der WWZ vorkommen könnten. Näheres im Textteil zu den Messdaten.

7.1 Einfachionisation von La^{1+}

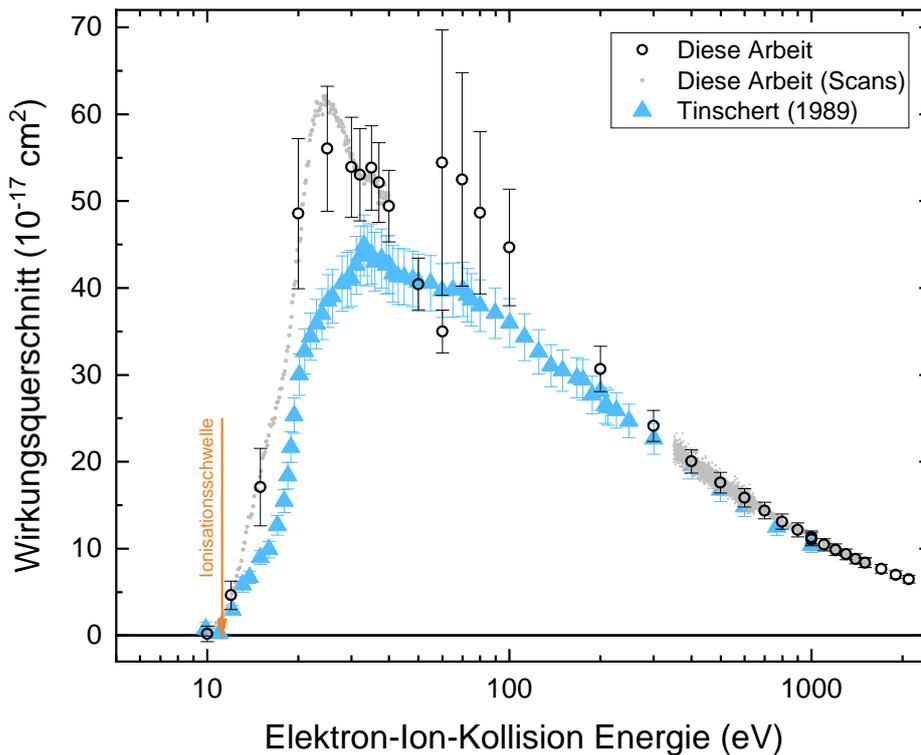


Abbildung 7.1 – Vergleich der Einfachionisation von La^{1+} mit Literaturdaten nach Tinschert/Müller [23]/[52] ▲. Die grauen Punkte sind neue Scans. Neue Messungen bis 60 eV erfolgten mit dem HC6, ab 60 eV wurde der HE10 verwendet.

Abbildung 7.1 zeigt die neuen Absolutquerschnitte im Bereich der Schwelle bis 2000 eV zusammen mit den Literaturdaten nach Tinschert/Müller [23]/[52] gezeigt. Die Grundzustandskonfiguration von La^{1+} ist $[\text{Xe}]5d^2$ und die Schwellenenergie beträgt 11,185 eV [39]. Erstmals sind hier Messungen in einem Hochstrommodus erfolgt: Der HC6, bekannt aus den Kapiteln 3 und 5.3 dieser Arbeit, ist im Bereich 10 eV bis 60 eV eingesetzt worden. Wegen der geringen Elektronenemission eines Hochenergiemodus bei diesen Energien war ein Hochstrommodus notwendig. Die obere Grenze für den HC6 bevor die Verlustströme zu groß werden, beträgt 60 eV. Der Wirkungsquerschnitt beginnt oberhalb von 10 eV steil anzusteigen. Dies stimmt ungefähr mit der tabellierten Ionisationsschwelle überein. Dies ließe darauf schließen, dass der Anteil an langlebigen,

angeregten Zuständen vernachlässigbar klein ist. Gegen diese Annahme sprechen jedoch zwei Aspekte. Erstens liegen die Literaturdaten ohne solche angeregten Zustände ungefähr 20 % niedriger als die neuen Messungen. Zweitens ist der Verlauf im Vergleich zu Tinschert/Müller [23]/[52] im Bereich von 15 eV anders.

Nach Tinschert ist ein Wendepunkt zwischen 11 eV bis 20 eV aufgrund eines Riesenresonanzeffekts zu erwarten. In Abbildung 7.1 fehlt dieser gänzlich, sodass der oder die langlebigen, angeregten Zustände hier den Wirkungsquerschnitt anheben. Eine $4f^2$ -Konfiguration wäre hier denkbar, da sie eine Einsatzenergie von ca. 8 eV hat [39]. Außerdem können unterhalb von 20 eV auch EA-Prozesse $5p^65d^2 \rightarrow 5p^55d^3 \rightarrow 5p^65d$ auftreten. Das Maximum wird bei ca. 25 eV und $5,5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ erreicht. Nach Tinschert sollte es bei ca. 30 eV liegen. Die Stufe, die in beiden beobachteten Wirkungsquerschnitten bei ca. 30 eV oder 25 eV zu erkennen ist, entspricht der $5p$ -Ionisation. Die $5s$ - $5d$ -Anregung ist hierfür nicht verantwortlich, da diese erst bei 40 eV einsetzt [23, 52]. Diese Messungen bestätigen die Schwäche des verwendeten HC6 Modus ganz deutlich: Wie in Kapitel 5.3 an Helium untersucht, ist die hohe Ortsabhängigkeit des Potentials in der Wechselwirkungszone und die damit einhergehende Veränderung der effektiven Kollisionsenergie ein großer Nachteil. Es kann im Rahmen dieser Arbeit keine sinnvolle Energiekalibrierung des HC6 für diese Messungen angegeben werden.

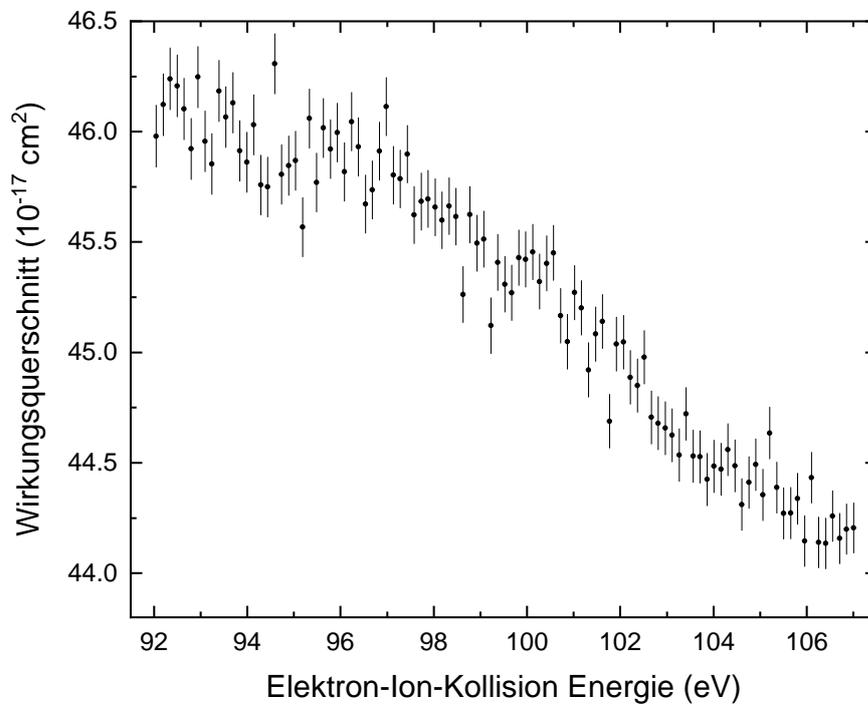


Abbildung 7.2 – Energiescan im Bereich von 92 eV bis 107 eV

Analog zu Tinschert wurde eine Scanmessung im Bereich von 92 eV bis 107 eV durchgeführt, um Beiträge durch Ionisation von $4d$ -Elektronen zu untersuchen. Die Ionisationsschwelle eines $4d$ Elektrons liegt bei 106,4 eV [23]/[52]. Es konnten auch in der neuen Scanmessung in Abbildung 7.2 keine eindeutigen Beiträge gefunden werden.

7.2 Doppelionisation von La^{1+}

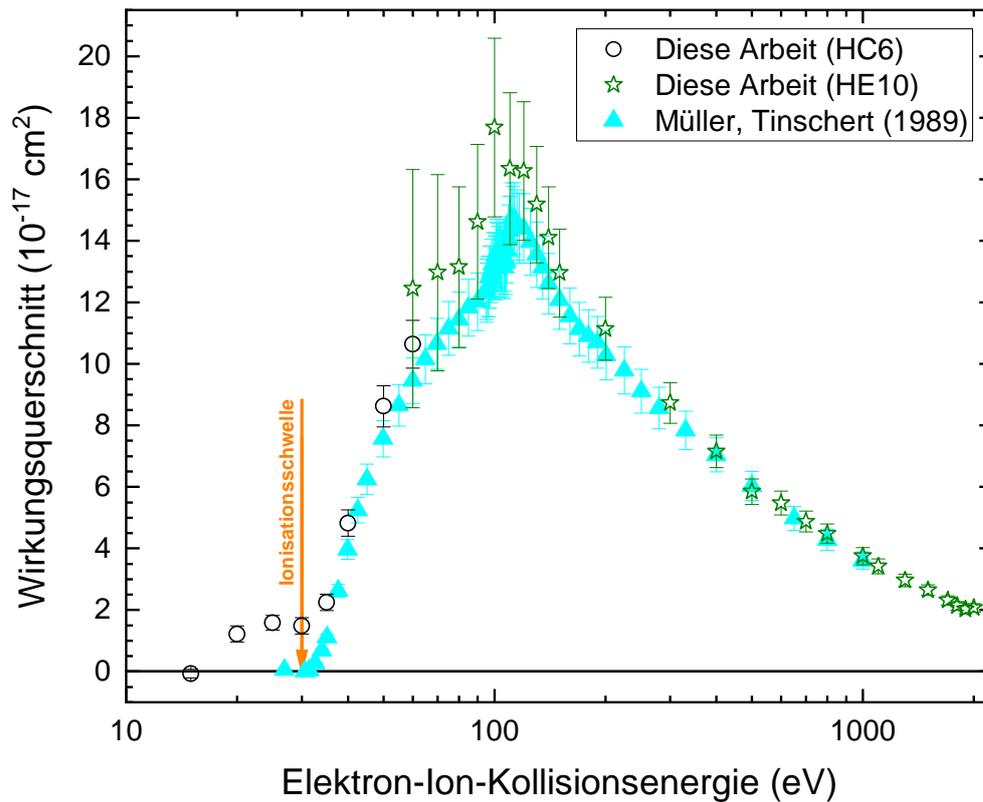


Abbildung 7.3 – Vergleich der Doppelionisation von La^{1+} mit Literaturdaten nach Tinschert/Müller [23]/[52] ▲. Messungen dieser Arbeit bis 60 eV erfolgten mit dem HC6. Ab 60 eV wurde der HE10 verwendet ☆.

Die Wirkungsquerschnitte der Doppelionisation sind in Abbildung 7.3 dargestellt. Hierbei wurden wieder HC6 und HE10 bis oder ab 60 eV verwendet. Die Ionisationsschwelle des Grundzustands beträgt 30 eV und ist als orangener Pfeil eingezeichnet. Die $5s$ -Ionisation im Bereich von 47 eV bis 54 eV führt zu autoionisierenden Zuständen. Möglich ist hier die doppelte Autoionisation $5s^25p^65d^2 \rightarrow 5s5p^65d^3 \rightarrow 5s^25p^55d^2 + e^- \rightarrow 5s^25p^6 + 2e^-$ mit einer Schwellenenergie von 35 eV bis 44 eV [23, 52]. Der Wirkungsquerschnitt steigt nach der Ionisationsschwelle des Grundzustands steil an bis er ab ca. 60 eV flacher steigt. Ab 80 eV steigt der Wirkungsquerschnitt wieder stark bis

zum Maximum bei ca. 110 eV und $17,5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$. Er ist damit ca. 15% größer als die Vergleichsdaten. Trotzdem ist eine gute Übereinstimmung im Rahmen der Fehler erkennbar. Ein eindeutiges Signal vor der Ionisationsschwelle des Grundzustands ist zu erkennen, das zwischen 10 eV bis 20 eV beginnt. Die markante Form des beobachteten Wirkungsquerschnitts vor der Ionisationsschwelle ist nun ein eindeutiger Beleg für die Anwesenheit von langlebigen, angeregten Zuständen. Da die Messdaten insgesamt sehr gut mit den Daten von Tinschert übereinstimmen, scheinen die langlebigen, angeregten Zustände wenig oberhalb der Ionisationsschwelle beizutragen. Tinschert hat keine Hinweise auf langlebige, angeregte Zustände in seinem Ionenstrahl gefunden. Für die hier vorhandenen metastabilen Zustände scheint sich der Wirkungsquerschnitt der Doppelionisation nicht signifikant von dem des Grundzustands zu unterscheiden. Ein weiteres Indiz hierfür ist, dass die Messungen der Einfach- und Doppelionisation aufeinander folgend mit ähnlichen Ionenquelleneinstellungen vorgenommen wurden.

Wieder erfolgt der Vergleich mit Tinschert/Müller [23]/[52]. Der Anstieg bei ca. 107 eV ließe sich durch eine nichtresonante Anregung eines $4d$ -Elektrons in einen doppelt autoionisierenden Zustand erklären. Die Reaktionsgleichung lautet $4d^{10}5s^25p^65d^2 \rightarrow 4d^95s^25p^65d^2nl \rightarrow 4d^{10}5s5p^65d^2 + e^- \rightarrow 4d^{10}5s^25p^6 + 2e^-$. Im Energiebereich von 80 eV bis 130 eV in Abbildung 7.4 ist eine Resonanz zu erahnen. Sie fällt deutlich geringer aus als bei Tinschert. Dies liegt an der etwa um Faktor zwei schlechteren Statistik.

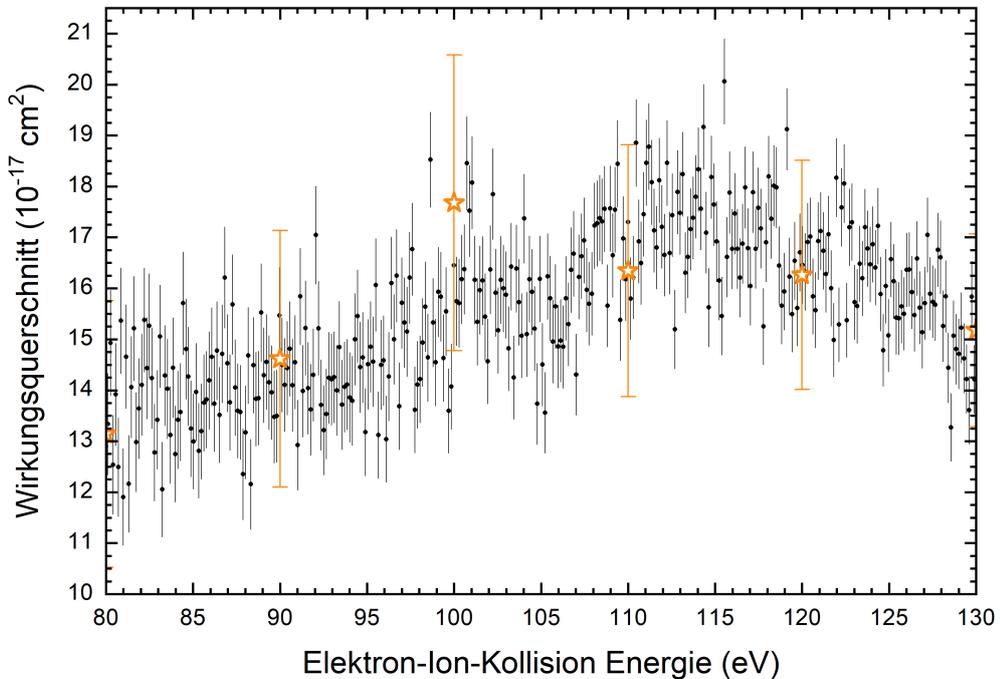


Abbildung 7.4 – Energiescan im Bereich von 80 eV bis 130 eV normiert auf Absolutpunkte dieser Arbeit ☆.

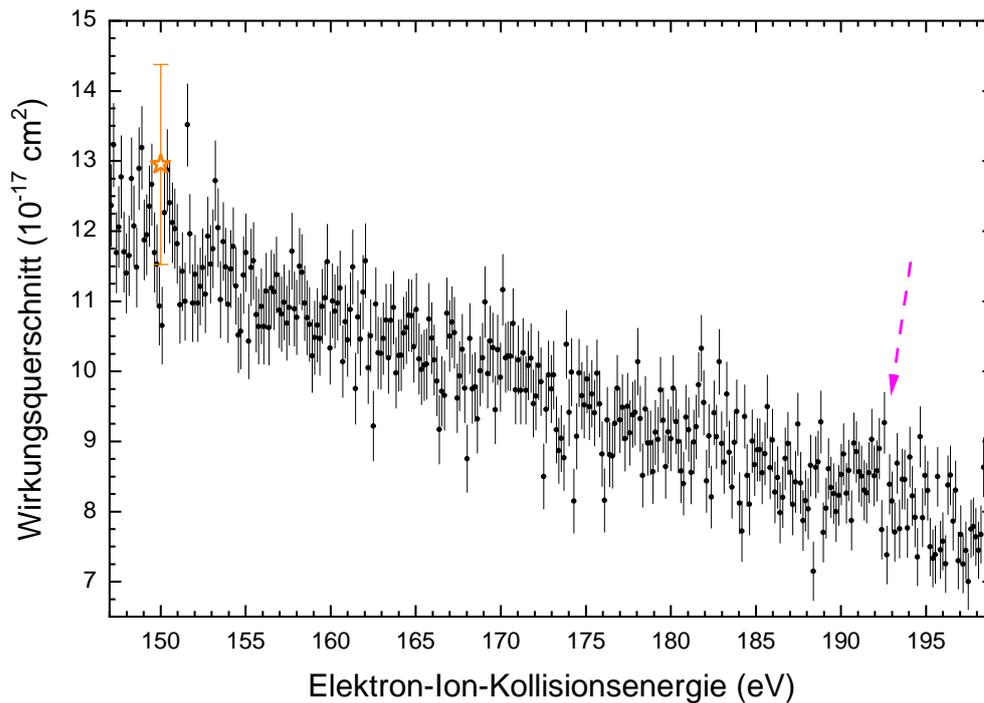
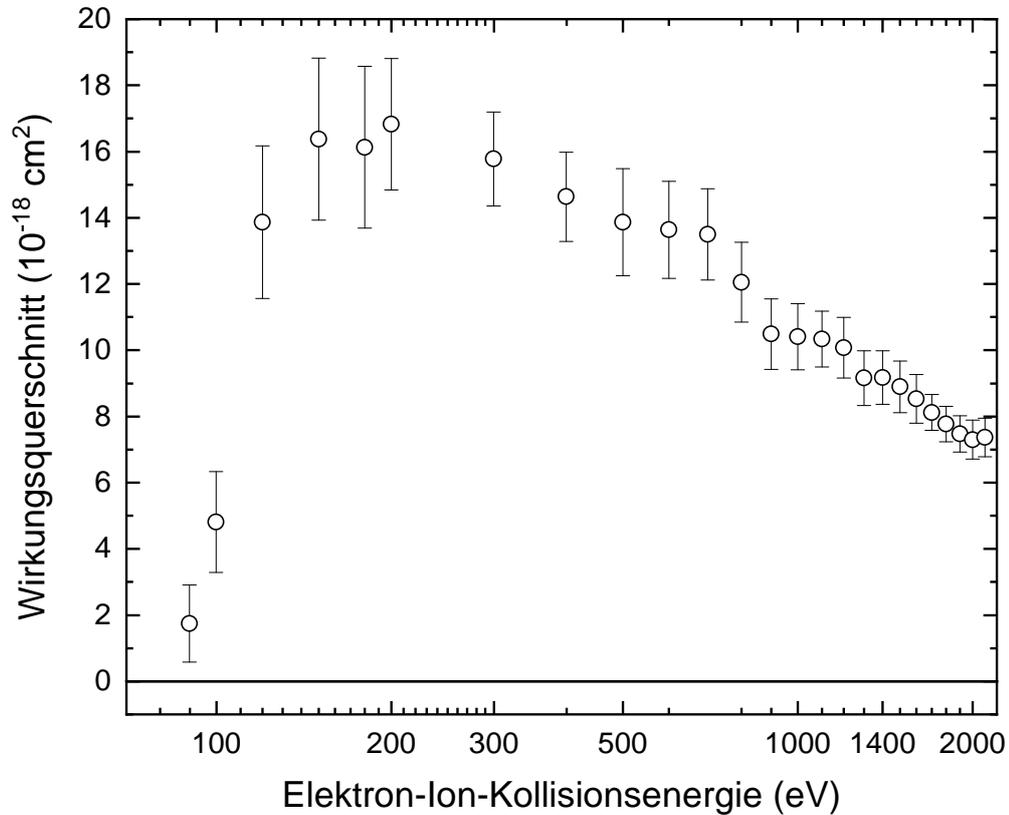


Abbildung 7.5 – Energiescan im Bereich von 150 eV bis 190 eV normiert auf Absolutpunkte dieser Arbeit ☆. Eingzeichneter Pfeil gekennzeichnet die Position einer möglichen Resonanz.

Eine mögliche Resonanz ist in Abbildung 7.5 gezeigt. Hier kann kein Vergleich mit Messungen zu La^{1+} erfolgen. Tinschert/Müller [23]/[52] fanden allerdings bei ca. 200 eV eine Resonanz für die Doppelionisation von lanthan-ähnlichem Ce^{1+} . Sie wird dort auf eine $4p$ -Einfangreaktion eines Elektrons zurückgeführt. Die Struktur taucht unterhalb der $4p$ -Ionisationsschwelle von ca. 220 eV auf. Hier kann zwischen 190 eV und 195 eV eine Struktur vermutet werden.

7.3 Dreifachionisation von La^{1+} Abbildung 7.6 – Dreifachionisation von La^{1+} .

Die Dreifachionisation von La^{1+} ist in Abbildung 7.6 gezeigt. Sie wurde nur mit dem HE10 aufgenommen, da sie im Energiebereich dieses Modus einsetzt. Der Dreifachionisationsquerschnitt von La^{1+} steigt im Bereich um 100 eV steil an und erreicht sein Maximum bei ca. 190 eV mit $16,5 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$. Es können nur phänomenologische Vergleiche mit den Daten zur Dreifachionisation von Ce^{1+} aus Tinschert/Müller [23]/[52] durchgeführt werden. Die dort abgelesene Ionisationsschwelle liegt bei ca. 80 eV, wobei es eine Diskrepanz zum beschreibenden Text gibt. Dieser gibt eine Schwelle von 68 eV an. Es kann über die Anwesenheit von langlebigen, angeregten Zuständen keine eindeutige Aussage getroffen werden, da fälschlicherweise keine Messungen unterhalb der Schwelle vorgenommen wurden. Für Ce^{1+} gibt Tinschert eine Ionisationsschwelle von ca. 127 eV, die für La^{1+} niedriger liegen sollte. Der steile Anstieg ab 100 eV ist daher auf eine $4d$ -Anregung mit dreifacher Autoionisation zurückzuführen.

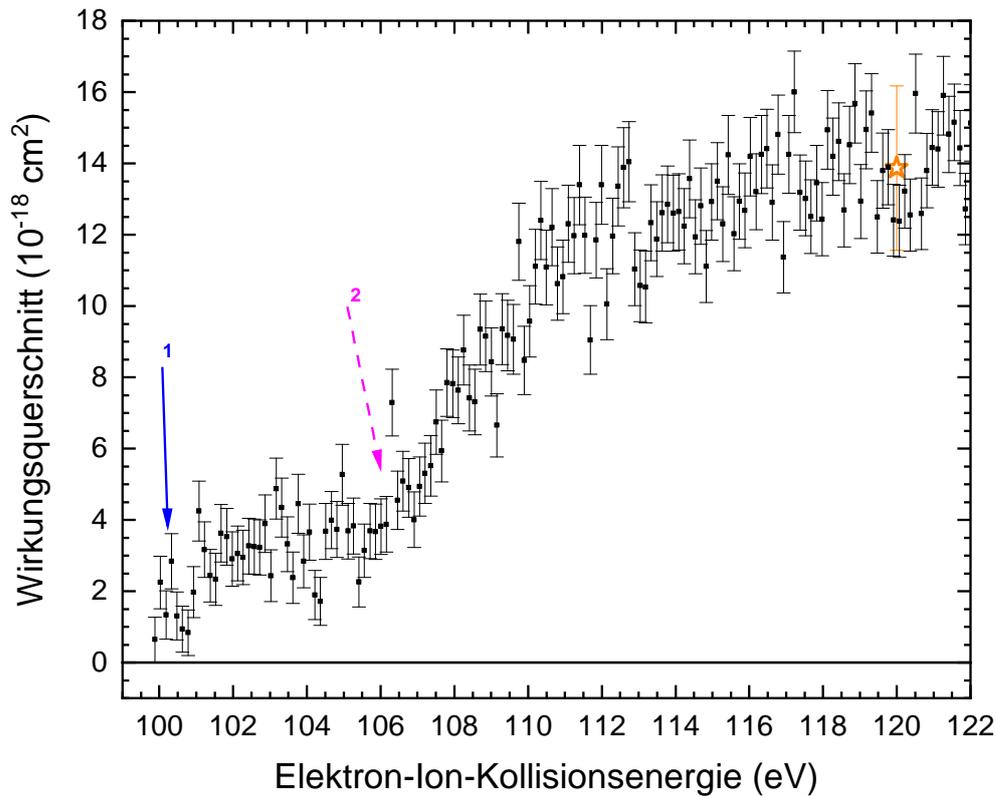


Abbildung 7.7 – Energiescan der Doppelionisationsschwelle von La^{1+} . Eingezeichnete Pfeile markieren Stufen im Verlauf. \star zeigt einen Absolutwert.

Abbildung 7.7 zeigt einen Scan im Bereich der Ionisationsschwelle zwischen 100 eV und 122 eV. Zwischen 100 eV bis 102 eV ist eine kleine Stufe von ca. $1 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ durch den blauen Pfeil (1) markiert zu erkennen. Die Einsatzschwelle der nächsten Stufe ist mit dem gestrichelten Pfeil verdeutlicht. Sie befindet sich bei ca. 107 eV. Ihre Höhe beträgt ca. $8 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$. Der Wirkungsquerschnitt verläuft qualitativ ähnlich wie die Dreifachionisation von Ce^{1+} und weist ebenfalls ein flaches Tal im Bereich von 190 eV auf. Dieses flache Tal wurde mit einer in Abbildung 7.8 dargestellten Scanmessung untersucht. Die Absolutpunkte im Bereich von 150 s bis 230 sind als Sterne dargestellt. Eine sehr ähnliche Struktur taucht bei der Dreifachionisation von Ce^{1+} bei Tinschert/Müller [23]/[52] auf. Der Peak, der bei La^{1+} bei ca. 195 eV zu erahnen ist, ist bei Cer bei ca. 200 eV festzustellen. Da die Struktur und der Energiebereich sehr ähnlich sind, liegt vermutlich der gleiche Prozess zugrunde. Aufgrund dieser Vermutung, wären die stattfindenden Prozesse $4p\text{-}nl$ -Anregungen mit dreifacher Autoionisation oder $4p$ -Ionisationen mit doppelter Autoionisation. Es handelt sich anscheinend um eine oder mehrere nicht vollständig aufgelöste dielektronischen Einfangresonanzen. Tinschert schreibt dazu, dass diese Resonanzzustände nur zur Dreifachionisation

beitragen können. Er führt einen Vergleich zur Doppelionisation im gleichen Energiebereich an, der seine These stützt [23]. Abbildung 7.5 zeigt keine deutliche Struktur für La^{1+} .

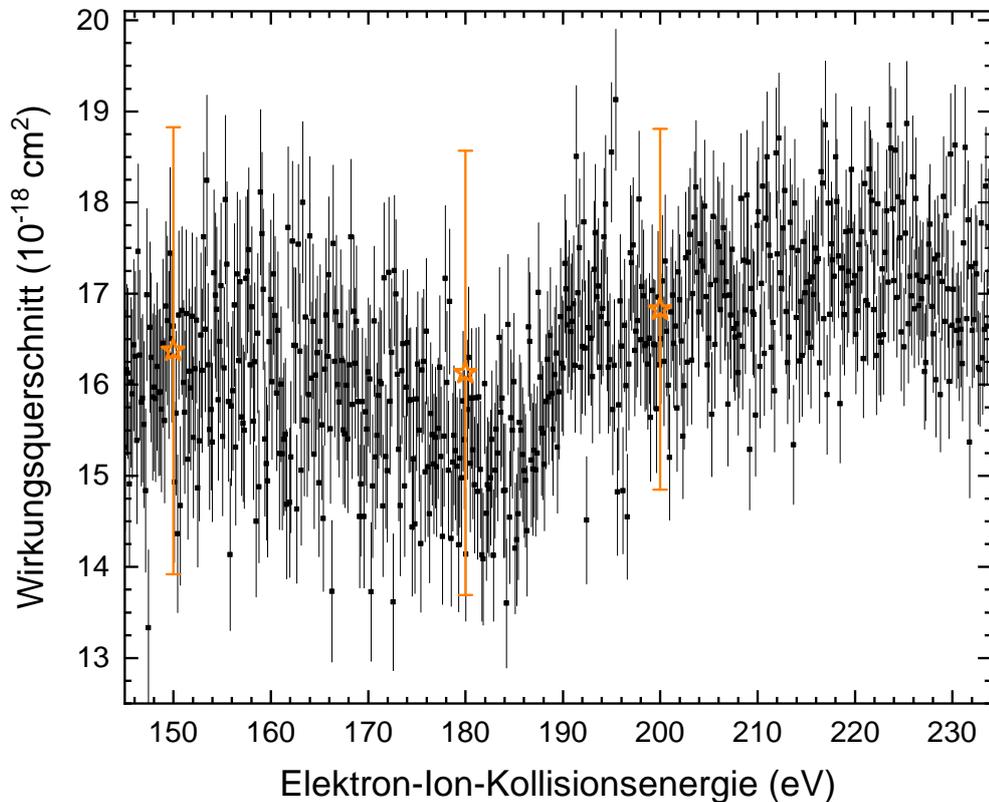


Abbildung 7.8 – Anstieg des Dreifachionisationsquerschnitts im Bereich von 150 eV bis 230 eV.

7.3.1 Vergleich der untersuchten Reaktionen von La^{1+}

Die Wirkungsquerschnitte im Maximum der Einfach- oder Mehrfachionisationen sind auch bei La^{1+} grob vereinfacht immer um eine Größenordnung kleiner als die Ionisation davor. Bezogen auf das Maximum ist der Wirkungsquerschnitt der Doppelionisation ca. um Faktor zwei kleiner als der Wirkungsquerschnitt der Einfachionisation. Die Dreifachionisation ist ca. Faktor zehn kleiner als die Doppelionisation. Es soll auch hier wieder ein Vergleich der drei Ionisationen relativ zueinander durchgeführt werden. Dieser Vergleich ist in Abbildung 7.9 gezeigt.

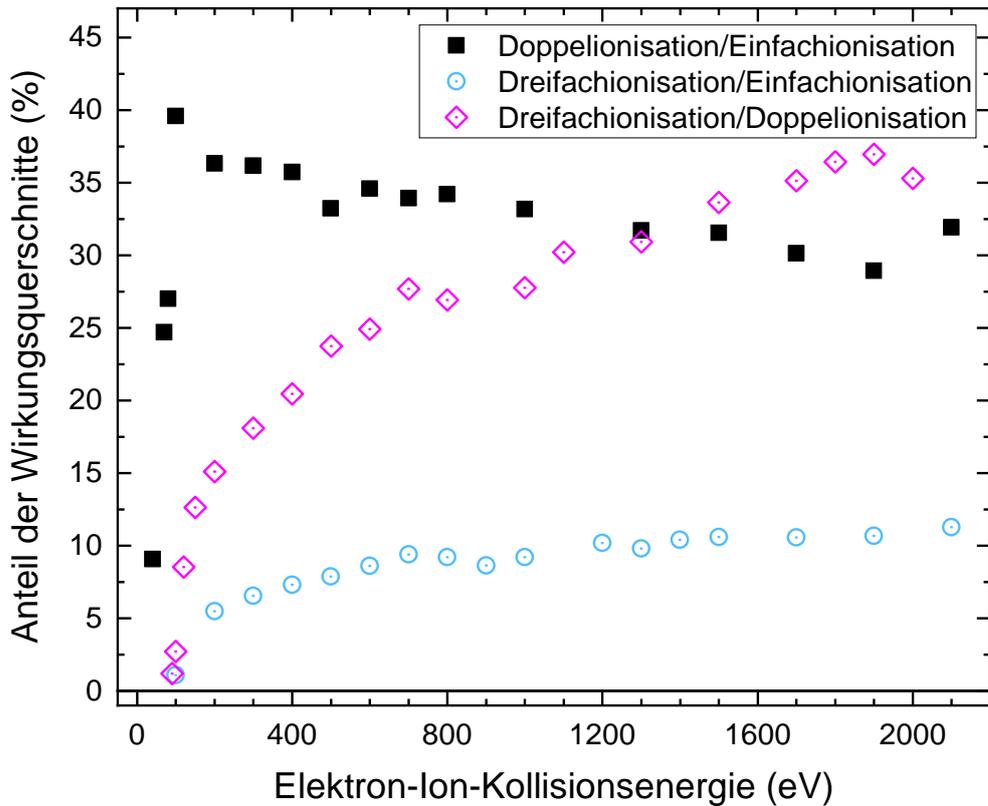


Abbildung 7.9 – Vergleich der Wirkungsquerschnitte der Einfach- (EISI), Doppel- (EIDI) und Dreifachionisation (EITI) von La^{1+} relativ zueinander. Es sind EIDI relativ zu EISI, EITI relativ zu EISI und EITI relativ zu EIDI dargestellt.

Das Verhältnis von Doppelionisation zu Einfachionisation von La^{1+} steigt steil an und erreicht bei ca. 100 eV bereits ein Maximum von 40%. Anschließend sinkt der Anteil flach ab und liegt zwischen ca. 36% bis 30%. Die Doppelionisation von La^{1+} ist daher nicht zu vernachlässigen. Der Anteil der Dreifachionisation bezogen auf die Einfachionisation von La^{1+} ist durch Kreise gezeigt. Ein flacher Anstieg bis 2100 eV folgt auf den steilen Anstieg zu Beginn bis ca. 300 eV. Das Verhältnis beträgt zwischen ca. 5% bis 11%. Der Verlauf ist oberhalb von 300 eV relativ konstant bei um 9%. Dies ist etwa Faktor fünf mehr als bei Xe^{6+} .

Anders verhält es sich, wenn die Dreifachionisation relativ zur Doppelionisation betrachtet wird. Der Anstieg ist sehr steil und erreicht bei 100 eV bereits ca. 11%. Er wird ab ca. 150 eV flacher. Bei 250 eV mit 17% erfolgt ein Knick, nachdem der Anstieg flacher wird. Bis 800 eV ist bereits ein Anteil von über 25% erreicht. Der Anstieg wird flacher und erreicht bei 1900 eV sein Maximum mit ca. 37%. Hieraus lässt sich wieder folgern, dass eine Betrachtung der Dreifachionisation mindestens dann sinnvoll ist, wenn die Doppelionisation betrachtet wird und genaue Ergebnisse gewünscht sind.

Zusammenfassung & Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neue Fokussierelektrode für die neue Hochleistungs-Elektronenkanone bis 3500 eV eingebaut und in Betrieb genommen. Es wurde festgestellt, dass die Emission hierdurch um bis zu 5 % höher ausfällt als früher. Gleichzeitig konnte der Fokuspunkt des Elektronenstrahls nicht weit genug von vor der Wechselwirkungszone in diese verschoben werden. Außerdem zeigte sich, dass in Folge der höheren Emission auch die abgeführte Leistung an den Elektroden bei bestimmten Betriebsmodi höher ausfällt. Dies ist für einen sicheren Betrieb nachteilig. Ein erneuter Umbau mit einer geänderten Fokussierelektrode ist daher nicht sinnvoll.

Die Ansteuerung und das fein-aufgelöste Energiescansystem sind in dieser Arbeit aufgebaut und in Betrieb genommen worden. Die Messung feiner Strukturen im Wirkungsquerschnitt der Elektronenstoßionisation steht hiermit erstmalig mit der neuen Elektronenkanone zur Verfügung. Es sind Charakterisierungsmessungen an Xenon und lithiumähnlichem Sauerstoff durchgeführt worden. Es zeigte sich zweierlei: (1) Im HE10 Modus liegt das neue System auf dem Niveau des Energiescansystems der alten Elektronenkanone bis 1000 eV. Die Energieauflösung liegt hier bei 1,66 eV für 590 eV. (2) Ebinger fand, dass die Elektrodenspannungen an P2/P3 die Ionenstrahlen teilweise massiv ablenken. In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass sie auch für eine teils deutliche Energieverschiebung von einigen Elektronenvolt sorgen. Die Elektronenkanone emittiert im HE10 unterhalb von ca. 7 eV keine Elektronen. Gleichzeitig ist die Messung des Elektronenstroms bei so niedrigen Energien mit der geringen Emission nur mit einem sehr hohen Fehler möglich, sodass der HE10 sich für niedrige Energien bis ca. 60 eV nicht eignet.

Diese Energieverschiebung ist ausführlich untersucht worden. Anhand von elektronenoptischen Simulationsrechnungen wurde eine hohe Ortsabhängigkeit in Folge des effektiven Potentials in der Wechselwirkungszone festgestellt. Dieses wird maßgeblich

von den Spannungen an den Elektroden P2/P3 beeinflusst, was mit dem Experiment übereinstimmt. Die Energieverschiebung stellt im Allgemeinen die größte Herausforderung für präzise Energieachsen dar. Für den HE10 mit den vergleichsweise geringen Potentialen an den Elektroden P2/P3 ist die Energieverschiebung im Rahmen der Fehler bei den hier verwendeten Energien konstant und wird nur durch z.B. sich verändernde Kontaktpotentiale beeinflusst. Die Modi HE08 bis HE15 weisen ähnlich niedrige Potentiale an den Elektroden P2/P3 auf, sodass mit dem aktuellen Verständnis der Elektronenkanone das gleiche Ergebnis zu erwarten ist. Für die Hochstrommodi, wie den verwendeten HC6 ist die Energieverschiebung nicht konstant und ermöglicht nur eine Angabe mit einer Unsicherheit von einigen Elektronenvolt. Eine Anpassung der Potentiale an den Elektroden P2/P3 könnte hier Abhilfe schaffen. Weitere elektronenoptischen Simulationsrechnungen mit einer verkleinerten Wechselwirkungszone könnten ebenfalls die Ortsabhängigkeit reduzieren.

Für die Messungen an Lanthanionen ist ein neuer Messmodus entwickelt worden. Der sogenannte HC6, ein Hochstrommodus mit 600% der Elektronenenergie an P1/P4 und 25% an P2/P3. Er ist nötig, um die niedrigen Ionisationsschwellen um 10 eV vermessen zu können. Die Ionisationsschwelle von Helium liegt genau im Einsatzgebiet des HC6. Mit Heliumscans stellte sich heraus, dass die Energieunschärfe dieses Modus sehr groß ist. Dies ist wieder auf die hohe Ortsabhängigkeit des Potentials in der Wechselwirkungszone zurückzuführen. Anzumerken ist, dass die Lanthanmessungen im HC6-Modus die ersten Messungen mit einem Hochstrom-Modus und dieser Elektronenkanone sind. Sie erfolgten ohne einflussnehmende Ablenkungen der Ionenstrahlen. Die Gruppe der Hochstrom-Modi galt bisher als nicht verwendbar, da die Ablenkungen der Produktionstrahlen und Primärionenstrahlen zu groß waren. Im Rahmen dieser Arbeit ist dies widerlegt. Dies kann nun Ausgang von weiterer Forschung sein. Der limitierende Faktor der Energieauflösung ist der Elektronenstrahl bzw. die Elektronenkanone selber und nicht die technische Peripherie.

Es sind Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation durch Elektronenstoß von Xenon mit den Ladungszuständen $q = 5, 6, 8$ gemessen worden. Hierbei ist der bekannte Energiebereich mindestens um einen Faktor zwei vergrößert worden. Ein Vergleich von neuen theoretischen Berechnungen für Xe^{6+} und Xe^{8+} zeigte nur für Xe^{8+} eine gute Übereinstimmung. Hier wurden langlebige, angeregte Zustände in der Rechnung berücksichtigt. Der Einfluss von langlebigen, angeregten Zuständen ist bei Xe^{6+} groß. Bei der gemessenen Doppelionisation von Xe^{6+} zeigt sich dieser Einfluss. Die Berechnungen sagen einen viel zu niedrigen Wirkungsquerschnitt voraus. Für Einfach- und Doppelionisation liegt die Rechnung ca. einen Faktor zwei niedriger. Der grundsätzliche

Verlauf wird reproduziert. Ein Vergleich der Doppelionisation relativ zur Einfachionisation von Xe^{6+} zeigt einen Anteil von teils an die 25 %. Die Doppelionisation ist bei Modellbildungen nicht zu vernachlässigen.

Zusätzlich sind Messungen der Einfach-, Doppel- und Dreifachionisation von Lanthan mit dem Ladungszustand $q = 1$ durchgeführt worden. Mit der neuen Elektronenkanone sind erstmalig Messungen an verdampften Elementen vorgenommen worden. Der Vergleich mit verfügbaren Literaturdaten zeigt eine gute Übereinstimmung aber auch die Anwesenheit von langlebigen, angeregten Zuständen. Ein Vergleich der durchgeführten Scans liefert ebenfalls eine Übereinstimmung. Die Funktionalität des HC6 wird bestätigt. Für die Dreifachionisation von La^{1+} ist eine Struktur bei ca. 190 eV gefunden worden. Sie weist eine große Ähnlichkeit zur Dreifachionisation von Ce^{1+} auf. Diese möglichen $4p$ -Anregungen und Ionisationen können zweifelsfrei nur mit besserer Statistik nachgewiesen werden. Im Rahmen zukünftiger Experimente soll die Penningquelle wieder zur Produktion von Lanthanionen eingesetzt werden, sodass eine genauere Untersuchung mit besserer Statistik stattfinden sollte. Ein Vergleich der drei Reaktionen zeigt, dass die Doppelionisation von La^{1+} energetisch sehr früh einen Anteil von mehr als einem Viertel des Einfachionisationsquerschnitts annimmt. Selbst die Dreifachionisation nimmt einen Anteil von ca. 10 % der Einfachionisation an. Diese Reaktionen sind daher für die Modellbildung relevant.

Ausblick

Um weiterhin den wissenschaftlichen Einsatz der flexiblen Elektronenkanone und der „Crossed-Beams“-Apparatur zu gewährleisten, sind fortwährende Verbesserungen notwendig. Im Hinblick auf den möglichst reibungslosen Einsatz des transversalen Elektrentarget für GSI/FAIR, sind weitere Arbeiten sinnvoll. Auf Grundlage dieser Dissertation sind Verbesserungen des Experiments und Untersuchungen durchführbar. Diese Pläne beinhalten folgende Aspekte:

- Verbesserung der Energieauflösung: Im Rahmen der hier vorgestellten experimentellen Ergebnisse und der Simulationen konnte eine hohe Ortsabhängigkeit des effektiven Potentials in der Wechselwirkungszone bestätigt werden. Diese ist maßgeblich für die in Abhängigkeit des Betriebsmodus der Elektronenkanone große Energieunschärfe verantwortlich. Hierfür sollten weitere Simulationen durchgeführt werden, die durch z.B. andere Abstände der Elektroden diese Unschärfe verkleinern oder die Ortsabhängigkeit reduzieren. Eine experimentelle

Suche nach Elektrodenpotentialen an P2/P3, die die Energieverschiebung reduziert, ist für niedrige Ionisationsschwellen sinnvoll. Durchgriffe dieser Potentiale in die Wechselwirkungszone können durch die Verwendung dickerer Elektroden verringert werden. Dies wurde im Design des GSI-Targets berücksichtigt. Erfolge sollte sie jedoch mit einem gasförmigen Element, damit die Ionenproduktion einfacher als bei Lanthan ist.

- Voll-Flexibler Betrieb der Elektronenkanone: Bisher sind die Elektrodenpotentiale in den Betriebsmodi stark separiert nach Charakter über Spannungsanteile relativ zur Elektronenenergie definiert. Im Messprogramm ist es technisch möglich in der Konfiguration der Betriebsmodi der Elektronenkanone mathematische Formeln zu hinterlegen. Auf Grundlage dieser Formeln würde dann die Elektrodenspannung in Abhängigkeit zur Elektronenenergie eingestellt werden. Soll die flexible Elektronenkanone über den gesamten Energiebereich von 0 eV bis 3500 eV eingesetzt werden, ist das Zusammenführen der Hochstrom- und Hochenergiemodi in einen neuen voll-flexiblen Modus nötig.

Auf wissenschaftlicher Ebene gibt es eine Vielzahl von interessanten Ionen, die zukünftig untersucht werden könnten:

- Hochgeladene Xenonionen: Wie bereits bei Borovik [15, 28] und Ebinger [9] gezeigt, sind Xenonionen oberhalb eines Ladungszustands $q = 9$ interessant, da sich das Querschnittsmaximum bereits nah an der alten oberen Energiegrenze von 1000 eV befindet.
- Hochgeladene Wolframionen: Ähnlich zu Xenon, sind auch Wolframionen weiterhin interessant. Beide Elemente werden bei Fusionsreaktoren eingesetzt und sind daher als Verunreinigung im Plasma anzutreffen. Eine Zusammenstellung interessanter Ladungszustände findet sich bei Ebinger [9].
- Lanthanidionen: Niedrig geladene Lanthanidionen (Eu^{1+} , Tm^{1+} / Tm^{2+} und La^{1+} / La^{2+} / La^{3+} sowie Ce^{1+} / Ce^{2+} / Ce^{3+} / Ce^{4+}) sind bereits bei Tinschert [23] untersucht worden. Die Dreifachionisation von La^{1+} in dieser Arbeit ebenfalls. Praseodym ist für $q = 1 - 4$, $q = 6 - 8$ und $q = 11$ [68] sowie Samarium mit $q = 1 - 12$ [69] von Aichele untersucht worden. Zur Interpretation von Kilonova-Ereignissen wie bereits in der Einleitung beschrieben, sind weitere Lanthanide, die in Folge einer Kilonova entstanden sein könnten, interessant. Es bleiben z.B. noch Neodym, Terbium oder Holmium. Die beiden letztgenannten haben jeweils nur ein Isotop und eignen sich daher gut zur Untersuchung.

Kapitel
A

Experimentelle Details der Wirkungsquer- schnittsmessungen

In diesem Kapitel sind die experimentellen Details der Absolutmessungen und der Scannmessungen zusammengefasst. Es werden hierbei Ionenstrom, die Größe der Schlitzblenden und der verwendete Betriebsmodus der Elektronenkanone tabellarisch aufgelistet. Die spezifischen Scaneinstellungen der Energieschrittweite, der Wartezeit zwischen den Schritten und die Verweildauer pro Schritt sind in der Tabellenüberschrift zu finden.

A.1 Absolutmessungen

Tabelle A.1 – Experimentelle Bedingungen während der Absolutmessungen von Lanthan.

Stoßprozess	Energie		Modus	Ionenstrom		Schlitzblenden
	eV			pA		MM
$\text{La}^{1+} \rightarrow \text{La}^{2+}$	10 bis 60	HC6	4,74 bis 9,36	1,0x1,0		
	60 bis 2100	HE10	1,68 bis 4,19			
$\text{La}^{1+} \rightarrow \text{La}^{3+}$	15 bis 60	HC6	2,36 bis 2,62	1,0x1,0		
	60 bis 2100	HE10	1,88 bis 2,36			
$\text{La}^{1+} \rightarrow \text{La}^{4+}$	90 bis 2100	HE10	1,80 bis 2,54	1,0x1,0		

Tabelle A.2 – Experimentelle Bedingungen während der Absolutmessungen von Xenon.

Stoßprozess	Energie			Modus	Ionenstrom	Schlitzblenden
	eV				nA	MM
$\text{Xe}^{5+} \rightarrow \text{Xe}^{6+}$	1000			Vermutlich HE10	0,18	0,4x0,4
	1200				0,22	
	1400				0,13	
	1500	bis	1700	0,17		
	1900	bis	2100	HE08	0,13	
	2200	bis	2900		0,15	
$\text{Xe}^{6+} \rightarrow \text{Xe}^{7+}$	80	bis	900		0,53	1,0x1,0
	1000	bis	1100		0,27	0,7x0,7
	1200	bis	2100	HE10	0,22	0,7x0,7
	2200	bis	2500		0,14	0,6x0,6
	2600	bis	3200		0,09	0,5x0,5
$\text{Xe}^{6+} \rightarrow \text{Xe}^{8+}$	100			HE20	0,91	0,8x0,8
	180			HE25	1,88	1,0x1,0
	200			HE15	0,64	Vermutlich 0,7x0,7
	300	bis	2300	HE15	1,83	1,0x1,0
	2600	bis	2900	HE12	1,78	1,0x1,0
$\text{Xe}^{6+} \rightarrow \text{Xe}^{9+}$	350			HE29	4,57	1,0x1,0
	380			HE26	4,53	
	400			HE25	4,79	
	500			HE20	1,85	
	600			HE15	4,64	
	700	bis	1000	HE08	5,02	
	1200	bis	1800	HE15	5,03	
2000	bis	2500	HE10	4,90		
$\text{Xe}^{8+} \rightarrow \text{Xe}^{9+}$	80	bis	200		2,00	1,0x1,0
	250	bis	900	HE10	1,70	
	1000	bis	2000		0,50	

A.2 Scanmessungen

Tabelle A.3 – Experimentelle Bedingungen während der Lanthanscans. Verwendeter Betriebsmodus: HE10. Energieschrittweite: 0,15 eV, Wartezeit zwischen den Schritten: 0,5 ms, Verweildauer: 20 ms.

Stoß-Prozess	Energiebereich (eV)	Ionenstrom (pA)	Ofenheizleistung (cm)	Elektronenstrom (mA)	Schlitzblenden (mm)
$\text{La}^{1+} \rightarrow \text{La}^{2+}$	92 bis 107	9,2	97,3	4,2 bis 5,4	1,2x1,2
$\text{La}^{1+} \rightarrow \text{La}^{3+}$	50 bis 200	2,1	76,9	1,4 bis 13,4	1,0x1,0
$\text{La}^{1+} \rightarrow \text{La}^{4+}$	100 bis 300	3,5	85,9	4,7 bis 25,4	1,4x1,4

Tabelle A.4 – Experimentelle Bedingungen während der Xenonscans. Verwendeter Betriebsmodus: HE10. Energieschrittweite: 0,15 eV, Wartezeit zwischen den Schritten: 0,2 ms, Verweildauer: 15 ms.

Stoß-Prozess	Energiebereich (eV)	Ionenstrom (nA)	Elektronenstrom (mA)	Schlitzblenden (mm)
$\text{Xe}^{6+} \rightarrow \text{Xe}^{7+}$	600 bis 750	15,3	68,2 bis 94,6	2,0x2,0
$\text{Xe}^{9+} \rightarrow \text{Xe}^{10+}$	550 bis 750	5,2	60,9 bis 95,8	1,6x1,6

Tabelle A.5 – Experimentelle Bedingungen während der Sauerstoffscans. Verwendeter Betriebsmodus: HE10. Energieschrittweite: 0,05 eV, Wartezeit zwischen den Schritten: 0,2 ms, Verweildauer: 15 ms.

Stoß-Prozess	Energiebereich (eV)	Ionenstrom (nA)	Elektronenstrom (mA)	Schlitzblenden (mm)
$\text{O}^{5+} \rightarrow \text{O}^{6+}$	500 bis 700	28,9	53,2 bis 86,8	2,0x2,0
$\text{O}^{5+} \rightarrow \text{O}^{6+}$	580 bis 600	29,7	66,0 bis 69,3	2,0x2,0

Kapitel
B

Numerische Werte

In diesem Abschnitt finden sich die tabellierte Messdaten der Absolutwirkungsquerschnitte der Elektronenstoßionisation von Xenon mit den Ladungszuständen $q = 5, 6, 8$ (B.1) sowie Lanthan mit $q = 1$ (B.2). Die Genauigkeit der Elektron-Ion-Kollisionsenergie für die Xenonmessungen ist die Genauigkeit der Anzeige der Netzgeräte und beträgt ± 10 eV. Die Elektron-Ion-Kollisionsenergie für die Lanthanmessungen hat jeweils eine Genauigkeit von ± 10 eV bis 60 eV und $\pm 0,37$ eV ab 60 eV. Der angegebene Fehler ist stets der Gesamtfehler aus statistischem und systematischem Fehler. Der Wirkungsquerschnitt ist in SI-Einheit angegeben.

B.1 Messdaten der Absolutmessungen von Xenonionen

Tabelle B.1 – Absolute Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Xe^{5+} .

Elektron-Ion- Kollisions- energie (eV)	Wirkungs- querschnitt (10^{-18} cm^2)	Gesamt- fehler	Elektron-Ion- Kollisions- energie (eV)	Wirkungs- querschnitt (10^{-18} cm^2)	Gesamt- fehler
1000	24,456	1,577	2200	16,274	1,041
1200	22,260	1,426	2300	15,546	0,994
1400	20,679	1,333	2400	15,113	0,966
1500	20,283	1,301	2500	14,277	0,913
1600	19,669	1,260	2600	13,918	0,894
1700	18,913	1,211	2700	13,421	0,862
1900	17,527	1,125	2800	12,598	0,809
2000	17,433	1,118	2900	12,175	0,782
2100	16,716	1,072			

Tabelle B.2 – Absolute Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Xe^{6+} .

Elektron-Ion- Kollisions energie (eV)	Wirkungs- querschnitt (10^{-18} cm^2)	Gesamt- fehler	Elektron-Ion- Kollisions energie (eV)	Wirkungs- querschnitt (10^{-18} cm^2)	Gesamt- fehler
80	0,731	3,859	1700	16,932	1,128
100	36,989	5,349	1800	16,271	1,058
200	45,656	3,537	1900	15,695	1,021
300	39,254	2,685	2000	15,380	0,998
400	36,382	2,408	2100	16,117	1,061
500	33,300	2,198	2200	15,279	0,997
600	30,799	2,031	2300	15,031	0,979
700	28,597	1,871	2400	14,381	0,936
800	26,582	1,730	2500	14,441	0,938
900	25,279	1,638	2600	13,789	0,924
1000	23,891	1,552	2700	13,339	0,893
1100	23,503	1,532	2800	12,908	0,850
1200	23,025	1,512	2900	12,425	0,808
1300	19,979	1,293	3000	12,237	0,795
1400	19,139	1,244	3100	12,041	0,782
1500	18,650	1,211	3200	11,655	0,757
1600	17,875	1,168			

Tabelle B.3 – Absolute Wirkungsquerschnitte der Doppelionisation von Xe^{6+} .

Elektron-Ion- Kollisions energie (eV)	Wirkungs- querschnitt (10^{-18} cm^2)	Gesamt- fehler	Elektron-Ion- Kollisions energie (eV)	Wirkungs- querschnitt (10^{-18} cm^2)	Gesamt- fehler
100	0,028	0,054	900	2,665	0,178
180	0,055	0,046	1000	2,437	0,162
200	2,324	0,215	1200	2,206	0,145
300	2,876	0,219	1400	2,040	0,133
350	3,148	0,229	1600	1,935	0,129
400	3,266	0,237	1800	1,868	0,123
500	3,283	0,230	2000	1,729	0,111
600	3,016	0,206	2300	1,575	0,103
700	2,923	0,197	2600	1,484	0,096
800	2,751	0,185	2900	1,469	0,095

Tabelle B.4 – Absolute Wirkungsquerschnitte der Dreifachionisation von Xe^{6+} .

Elektron-Ion- Kollisions energie (eV)	Wirkungs- querschnitt (10^{-18} cm^2)	Gesamt- fehler	Elektron-Ion- Kollisions energie (eV)	Wirkungs- querschnitt (10^{-18} cm^2)	Gesamt- fehler
350	-8,748	-0,003	1200	0,303	0,020
380	-0,003	-0,006	1400	0,314	0,021
400	0,017	0,003	1600	0,313	0,020
600	0,129	0,011	1800	0,319	0,021
700	0,150	0,011	2000	0,329	0,022
800	0,187	0,013	2300	0,365	0,024
900	0,236	0,016	2500	0,296	0,019
1000	0,273	0,018			

Tabelle B.5 – Absolute Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Xe⁸⁺.

Elektron-Ion- Kollisions energie (eV)	Wirkungs- querschnitt (10 ⁻¹⁸ cm ²)	Gesamt- fehler	Elektron-Ion- Kollisions energie (eV)	Wirkungs- querschnitt (10 ⁻¹⁸ cm ²)	Gesamt- fehler
80	-0,132	0,486	700	9,291	0,647
100	0,320	0,182	800	8,598	0,593
150	3,891	0,544	900	8,174	0,550
200	8,085	0,885	1800	5,355	0,351
250	10,647	1,185	1000	7,696	0,516
300	11,147	1,109	1200	6,863	0,463
400	10,869	0,930	1400	6,345	0,425
500	10,528	0,824	1600	5,786	0,388
600	9,816	0,712	2000	5,101	0,334

B.2 Messdaten der Absolutmessungen von Lanthanionen

Tabelle B.6 – Absolute Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von La¹⁺.

Elektron-Ion- Kollisions energie (eV)	Wirkungs- querschnitt (10 ⁻¹⁸ cm ²)	Gesamt- fehler	Elektron-Ion- Kollisions energie (eV)	Wirkungs- querschnitt (10 ⁻¹⁸ cm ²)	Gesamt- fehler
10,048	1,727	8,881	300,047	241,219	17,859
12,047	46,207	16,222	400,047	200,283	13,552
15,047	170,777	44,566	500,048	175,956	11,866
20,047	485,532	86,406	600,047	158,268	10,628
25,047	560,222	71,985	700,047	143,632	9,557
30,048	538,993	57,558	800,047	130,891	8,680
32,047	530,247	53,017	900,048	121,467	8,030
35,048	538,268	48,588	1000,047	110,703	7,310
37,047	521,504	45,856	1100,047	104,381	6,871
40,047	494,175	41,043	1200,047	98,817	6,492
50,048	404,037	30,115	1300,047	93,429	6,127
60,047	349,826	24,655	1400,046	88,085	5,765
60,047	544,338	152,733	1500,047	83,605	5,464
70,047	524,765	122,873	1700,047	76,744	4,962
80,048	486,426	93,324	1900,047	69,884	4,588
100,048	446,670	67,187	2100,047	64,791	4,301
200,047	306,735	26,116			

Tabelle B.7 – Absolute Wirkungsquerschnitte der Doppelionisation von La^{1+} .

Elektron-Ion- Kollisions energie (eV)	Wirkungs- querschnitt (10^{-18} cm^2)	Gesamt- fehler	Elektron-Ion- Kollisions energie (eV)	Wirkungs- querschnitt (10^{-18} cm^2)	Gesamt- fehler
15,047	-0,739	-1,412	150,048	129,505	14,285
20,047	12,200	2,641	200,047	111,403	10,252
25,047	15,860	2,390	300,047	87,229	6,626
30,048	14,836	2,671	400,047	71,536	5,256
35,048	22,484	2,719	500,048	58,444	4,173
40,047	48,199	4,260	600,047	54,741	3,852
50,048	86,219	6,701	700,047	48,757	3,410
60,047	106,439	7,766	800,047	44,774	3,112
60,047	124,443	38,727	1000,047	37,486	2,787
70,047	129,636	31,928	1100,047	34,231	2,431
80,048	131,422	26,165	1300,047	29,618	2,022
90,047	146,175	25,199	1500,047	26,460	1,717
100,048	176,800	29,020	1700,047	23,114	1,561
110,047	163,461	24,681	1800,046	21,317	1,439
120,048	162,645	22,508	1900,047	20,223	1,384
130,047	151,784	18,914	2000,047	20,688	1,386
140,047	141,030	16,604			

Tabelle B.8 – Absolute Wirkungsquerschnitte der Dreifachionisation von La^{1+} .

Elektron-Ion- Kollisions energie (eV)	Wirkungs- querschnitt (10^{-18} cm^2)	Gesamt- fehler	Elektron-Ion- Kollisions energie (eV)	Wirkungs- querschnitt (10^{-18} cm^2)	Gesamt- fehler
89,880	1,742	1,166	999,880	10,412	0,997
99,881	4,816	1,520	1199,880	10,078	0,912
119,881	13,866	2,304	1299,880	9,157	0,827
149,881	16,374	2,452	1399,879	9,170	0,808
179,880	16,131	2,437	1499,880	8,899	0,778
199,880	16,828	1,981	1599,880	8,530	0,738
299,880	15,776	1,420	1699,880	8,117	0,541
399,880	14,635	1,347	1099,880	10,340	0,843
499,881	13,873	1,617	1799,879	7,768	0,537
599,880	13,637	1,470	1899,880	7,470	0,549
699,880	13,504	1,378	1999,880	7,301	0,590
799,880	12,055	1,208	2099,880	7,367	0,587
899,881	10,488	1,065			



Schaltpläne

Die in diesem Abschnitt gezeigten Schaltpläne und Blockschemata enthalten die Änderungen, die für das Scansystem notwendig waren. Sie sind jeweils auf einer eigenen Seite dargestellt, um eine möglichst gute Lesbarkeit zu erreichen.

C.1 Schaltplan der Verteilerplatte in Rack 2

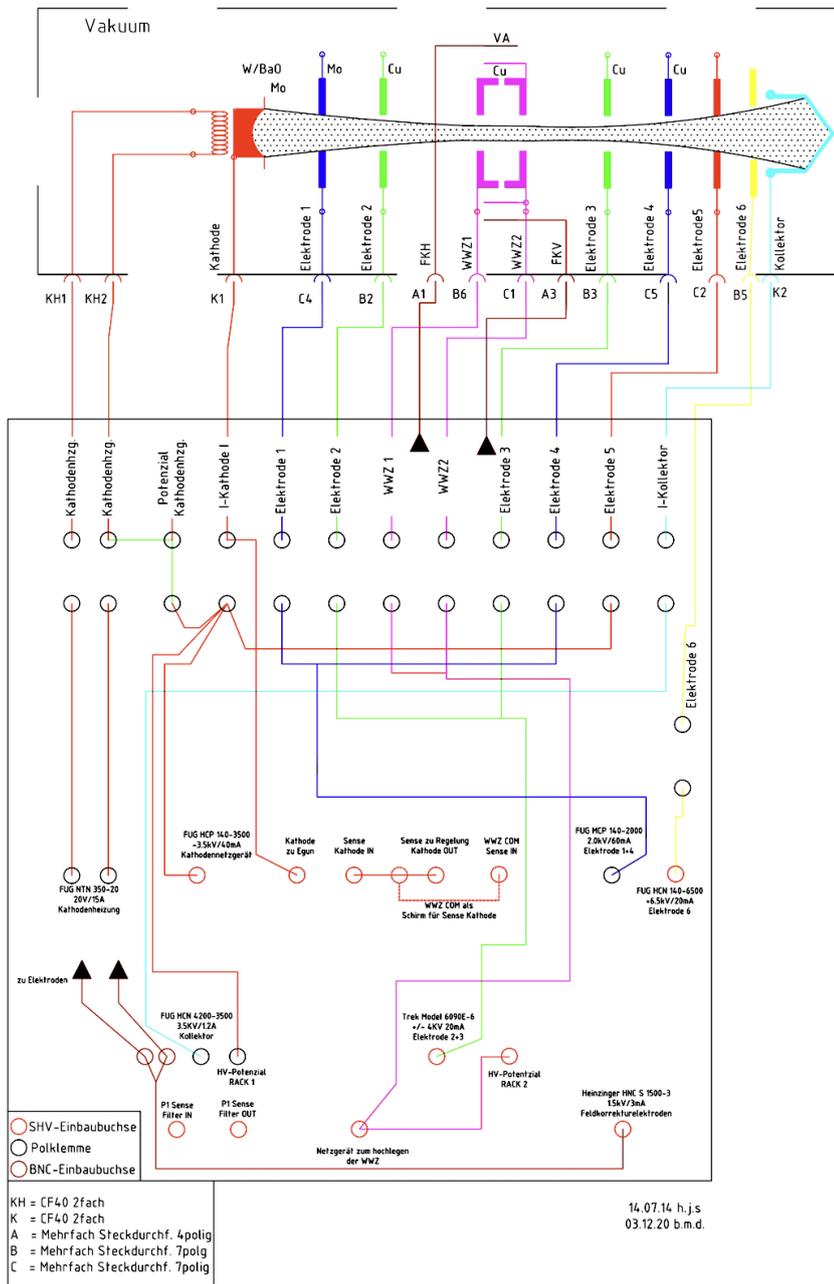


Abbildung C.1 – Anschluss- und Verteilerplatte für Elektronenkanone mit Ansteuerung und Scansystem.

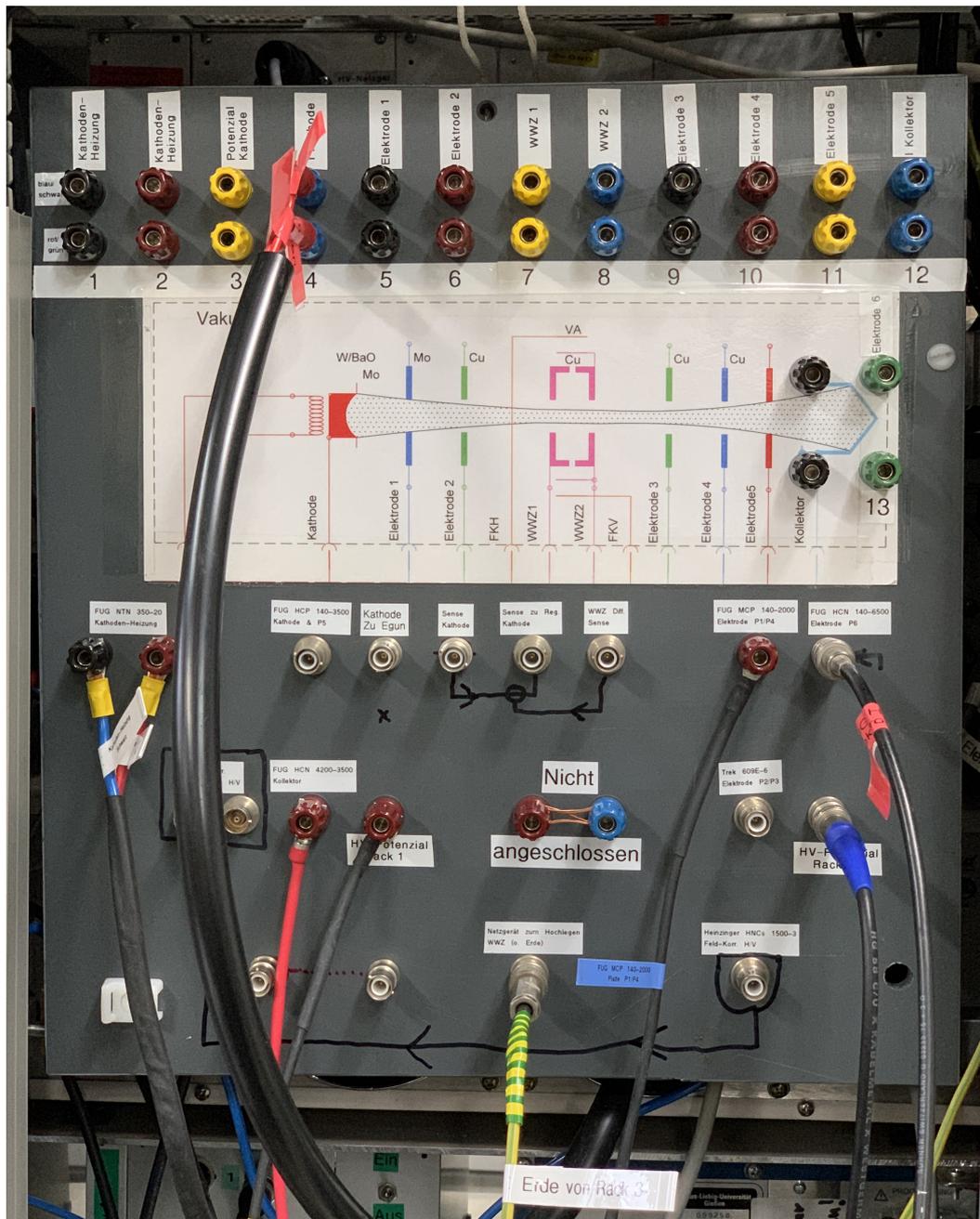


Abbildung C.2 – Fotografie der Verteilerplatte der Elektronenkanone (Scans).

C.2 Stromverlaufsplan von Rack 1 und 2

Der Stromverlaufsplan ist der besseren Lesbarkeit wegen in den erdseitigen Teil von Rack 1 und den Netzgeräte-seitigen Teil beider Racks zur Versorgung der Elektronenkanone aufgeteilt. Auf den nächsten beiden Seite sind diese zu finden.

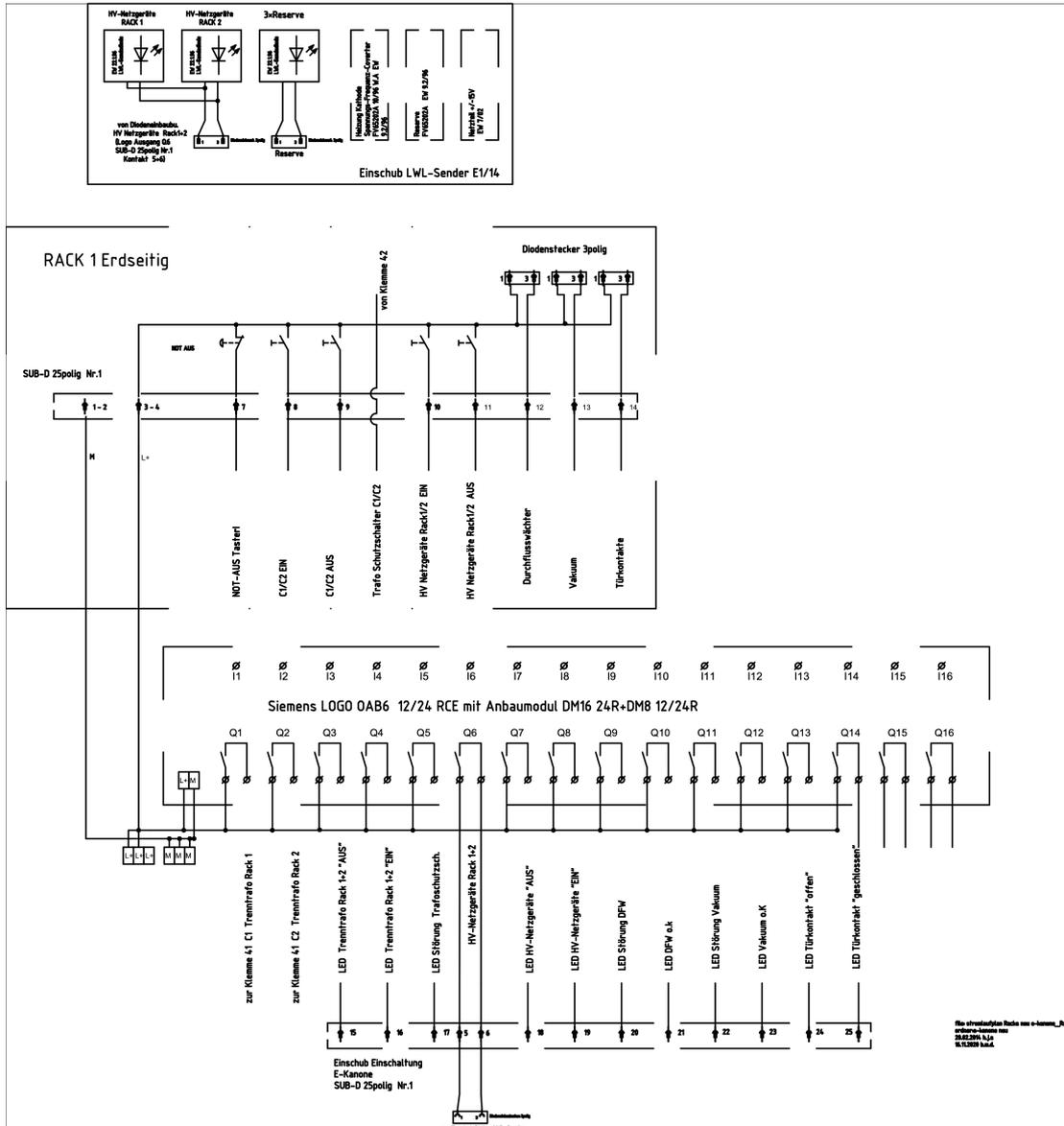


Abbildung C.3 – Stromverlaufsplan Rack 1 (Erdseitig). Der Schaltplan ist nicht vom Autoren dieser Arbeit alleine erstellt worden, sondern von vielen Mitgliedern der Arbeitsgruppe und der Elektronikwerkstatt. Eine Übersicht der Änderungen zeigt die Legende im Bild.

C.3 Änderungen an Sensorbox

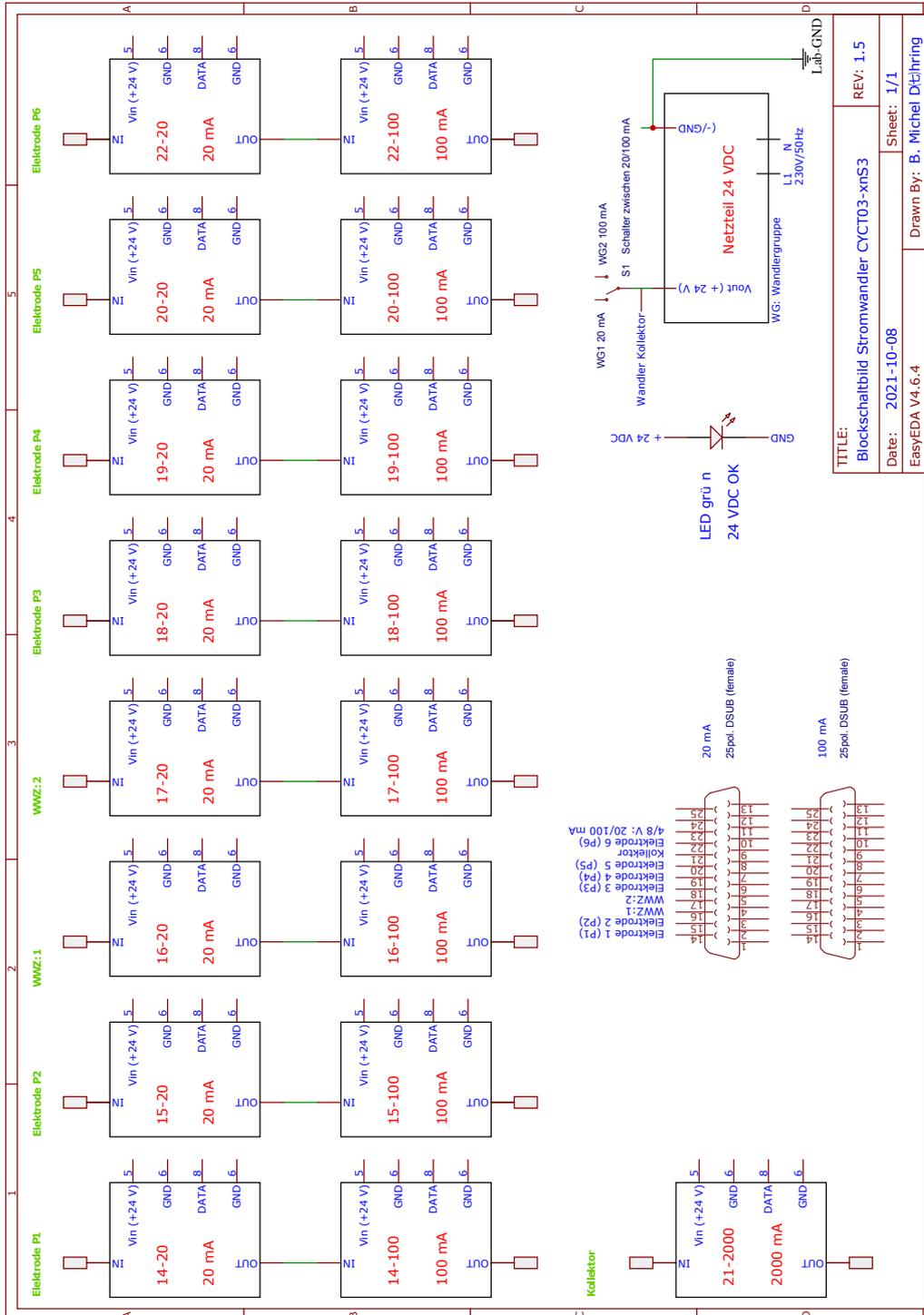


Abbildung C.5 – Schaltplan der Sensorbox mit ergänzter Laborerde

C.4 Schaltplan Verdampferofen

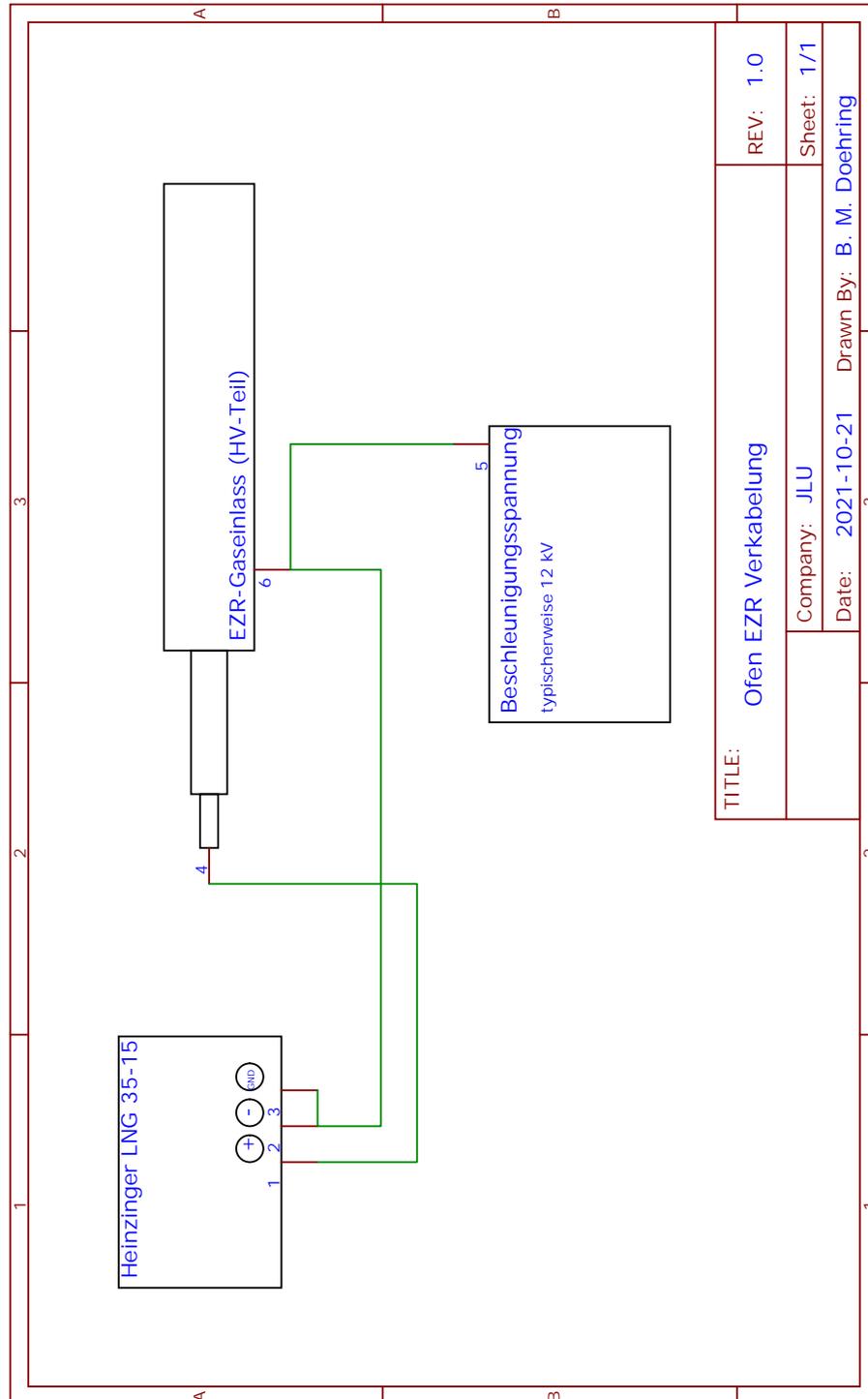


Abbildung C.6 – Blockschema Verdampferofen. Der Trenntrafo zwischen Heinzinger LNG 35-15 und Labornetz ist nicht dargestellt.



Code-Listings

D.1 Python Fit-Funktion für Origin

Die Implementierung der Funktion aus Gleichung (5.5) erfolgt im Datenanalyseprogramm Origin mit dem folgenden Python-Code. Im Subversion-Repository ist die Funktion unter dem Namen WannierGaussHelium.fdf verfügbar.

Im Origin-Fitfunktion-Builder wird Python-Funktion (Vektor) ausgewählt. Im folgenden Fenster sind folgende Variablen analog zur Nomenklatur in Gleichung (5.5) gewählt und in Tabelle D.1 zusammengefasst:

Tabelle D.1 – Einstellungen in Origin 2021b

Origin Beschriftung (Version 2021b)	Parameter/Variable
Unabhängige	x
Abhängige Variablen	y
Parameter	N, dE, I, a, b ($\alpha = a$)
abgeleitete Parameter	/
Konstanten	/

Der notwendige Code für die Fit-Funktion $y = \text{WannierGaussHelium}(x, N, dE, I, a, b)$ nach Wannier-Gauß ist im Listing D.1 dargestellt. Im Bildschirmfoto D.1 ist zusätzlich der Wannier-Exponent $alpha = a$ für Helium fixiert.

```

1 from mpmath import *
2
3 def WannierGaussHelium(x, N, dE, I, a, b):
4     sm = [ float((sqrt(2)*(E-I)*gamma(1+a/2)*hyp1f1(((1-a)/2),
5             (3/2), ((-1/2)*((I-E)/dE)**2))+dE*gamma((1+a)/2)*hyp1f1((-a
             /2), (1/2), ((-1/2)*((I-E)/dE)**2)))) for E in x]
6     return [ float((N/sqrt(pi))*(2**((a/2)-1))*dE**((a-1)*E+b) for
             E in sm]

```

Listing D.1 – Python-Code für Origin

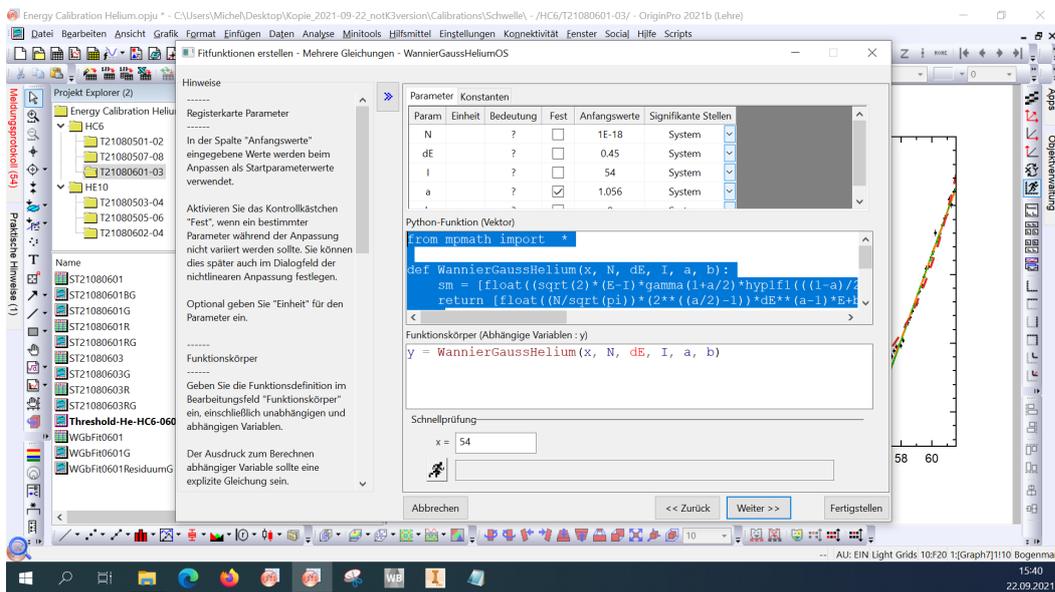


Abbildung D.1 – Einstellungen und Code-Eingabe im Fit-Funktion-Builder

Origin unterstützt inzwischen Python als zusätzliche Sprache, wozu eine eigenständige Python-Umgebung bei der Installation mit eingerichtet werden kann. Damit nach einer Neuinstallationen alle relevanten Pakete nachgeladen werden, wird der Fit-Funktion der Code in D.2 mitgegeben, wodurch das Paket `mpmath` bei Bedarf automatisch geladen wird.

```

1 if (Python.chk("mpmath") > 1)
2     return 1;
3 return 0;

```

Listing D.2 – Automatisches Laden fehlender Python-Pakete

Literaturverzeichnis

- [1] M. Hahn und D. W. Savin. „Influence of Electron-Impact Multiple Ionization on Equilibrium and Dynamic Charge State Distributions: A Case Study using Iron“. In: *The Astronomical Journal* **800**:(1) (2015), S. 68. DOI: [10.1088/0004-637x/800/1/68](https://doi.org/10.1088/0004-637x/800/1/68) (siehe S. 1).
- [2] K. G. Watkins, J. F. Asmus und G. F. Counsell. „Dust Removal from Next Generation Tokamaks by Laser and Flashlamp Cleaning“. In: *20th International Congress on Application of Lasers and Electro-Optics*. 2001 (siehe S. 1).
- [3] H. Bassner, R. Killinger, H. J. Leiter und J. Müller. „Development Steps of the RF-Ion Thrusters RIT“. In: *27th International Electric Propulsion Conference*. Bd. IEPC-01-105. IEPC-01-105. 2001 (siehe S. 2).
- [4] T. Tomie. „Tin laser-produced plasma as the light source for extreme ultraviolet lithography high-volume manufacturing: history, ideal plasma, present status, and prospects“. In: *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS* **11**:(2) (2012), S. 021109-1-021109-9. DOI: [10.1117/1.JMM.11.2.021109](https://doi.org/10.1117/1.JMM.11.2.021109) (siehe S. 2).
- [5] A. Müller, K. Huber, K. Tinschert, R. Becker und E. Salzborn. „An improved crossed-beams technique for the measurement of absolute cross sections for electron impact ionisations of ions and its application to Ar⁺ ions“. In: *Journal of Physics B* **18**:(14) (1985), S. 2993–3000. DOI: [10.1088/0022-3700/18/14/022](https://doi.org/10.1088/0022-3700/18/14/022) (siehe S. 2).
- [6] K. Rinn, A. Müller, H. Eichenauer und E. Salzborn. „Development of single-particle detectors for keV ions“. In: *Review of Scientific Instruments* **53**:(6) (1982), S. 829–837. DOI: [10.1063/1.1137055](https://doi.org/10.1063/1.1137055) (siehe S. 2, 13).
- [7] W. Shi, J. Jacobi, H. Knopp, S. Schippers und A. Müller. „A high-current electron gun for electron-ion collision physics“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B* **205**: (2003), S. 201–206. DOI: [10.1016/S0168-583X\(02\)01948-1](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(02)01948-1) (siehe S. 2, 33, 35, 46, 53, 54, 67, 71).

- [8] B. Ebinger, Borovik Jr., A., T. Molkentin, A. Müller und S. Schippers. „Commissioning of a powerful electron gun for electron-ion crossed-beams experiments“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* (2017). DOI: [10.1016/j.nimb.2017.03.136](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2017.03.136) (siehe S. 2, 3, 107, 108).
- [9] B. J. Ebinger. „Messung von Wirkungsquerschnitten der Elektronenstoßionisation von Xenonionen mit einer neuen Elektronenkanone“. Dissertation. Justus-Liebig-Universität Gießen, 2020 (siehe S. 2, 3, 5, 9, 11, 12, 17, 18, 29, 33, 34, 46, 52–54, 64, 70–73, 89, 105–107, 118, 140).
- [10] B. M. Döhring. „Adaptierung einer Hochstrom-Elektronenkanone für schnelle Scanmessungen von Wirkungsquerschnitten der Elektronenstoßionisation“. Bachelor-Thesis. Justus-Liebig-Universität Gießen, 2017 (siehe S. 2, 5, 15, 34, 40, 45, 46, 51, 53, 78, 84, 89, 90).
- [11] B. M. Döhring, B. Ebinger, A. Borovik, K. Huber, A. Müller und S. Schippers. „First experimental results from a new high-power electron gun: Electron-impact ionisation of multiply charged xenon ions“. In: *Journal of Physics: Conference Series* **1412**:(1) (2020), S. 152009. DOI: [10.1088/1742-6596/1412/15/152009](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1412/15/152009) (siehe S. 2, 3).
- [12] A. Müller, K. Tinschert, G. Hofmann, E. Salzborn und G. Dunn. „Resonances in Electron-Impact Single, Double, and Triple Ionization of Heavy Metal ions“. In: *Physical Review Letters* **61**:(1) (1988), S. 70–73. DOI: [10.1103/PhysRevLett.61.70](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.70) (siehe S. 3, 78).
- [13] S. D. Loch, J. M. Munoz Burgos, C. P. Ballance et al. „Electron-impact ionization of atomic ions: Theoretical results“. In: *Journal of Physics: Conference Series* **194**:(1) (2009), S. 012021. DOI: [10.1088/1742-6596/194/1/012021](https://doi.org/10.1088/1742-6596/194/1/012021) (siehe S. 3, 124).
- [14] F. Jin. „Berechnungen zur Elektronenstoßionisation von Xe^{6+} und Xe^{8+} “. Persönliche Auskunft. Weitere Mitteilungen erfolgten bis 12.2021. 5. Sep. 2020 (siehe S. 3, 105, 112, 115, 124).
- [15] Borovik Jr., A. „Electron-impact ionization of xenon and tin ions“. Dissertation. Justus-Liebig-Universität Gießen, 2010. URL: <http://geb.uni-giessen.de/geb/volltexte/2011/8427> (siehe S. 3, 99, 100, 105, 106, 108–115, 117, 119–123, 140).
- [16] D. C. Gregory und D. H. Crandall. „Measurement of the cross section for electron-impact ionization of Xe^{6+} ions“. In: *Physical Review A* **27**:(5) (1983), S. 2338–2341. DOI: [10.1103/PhysRevA.27.2338](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.27.2338) (siehe S. 3, 108–110, 112).

- [17] A. M. Howlad, D. C. Gregory, R. A. Phaneuf, D. H. Crandall und M. S. Pindzola. „Observation of Multiple-Electron Processes in Ionization of Xe^{6+} by Electron Impact“. In: *Physical Review Letters* **56**:(16) (1986), S. 1675–1678. DOI: [10.1103/PhysRevLett.56.1675](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.56.1675) (siehe S. 3, 113, 117).
- [18] J. Neumann. „Untersuchungen an einer Elektronenkanone für den Energiebereich 300 - 5000 eV sowie vergleichende Messungen zur Elektronenstoßionisation von Ionen“. Diplomarbeit. Justus-Liebig-Universität Gießen, 1992 (siehe S. 3, 119–123).
- [19] G. Hofmann, J. Neumann, U. Pracht, K. Tinschert, M. Stenke, R. Völpel, A. Müller und E. Salzborn. „Electron impact single and multiple ionization of highly-charged Xe^{q+} -ions“. In: *AIP Conference Proceedings* **274**:(1) (1993), S. 485–489. DOI: [10.1063/1.43702](https://doi.org/10.1063/1.43702) (siehe S. 3, 119–123).
- [20] E. M. Burbidge, G. R., W. A. Fowler und F. Hoyle. „Synthesis of the Elements in Stars“. In: *Review of Modern Physics* **29**:(4) (1957), S. 547–650. DOI: [10.1103/RevModPhys.29.547](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.29.547) (siehe S. 4).
- [21] D. Watson, C. J. Hansen, J. Selsing et al. „Identification of strontium in the merger of two neutron stars“. In: *Nature* **574**: (2019), S. 497–500. DOI: [10.1038/s41586-019-1676-3](https://doi.org/10.1038/s41586-019-1676-3) (siehe S. 4).
- [22] D. Kasen, B. Metzger, J. Barnes, E. Quataert und E. Ramirez-Ruiz. „Origin of the heavy elements in binary neutron-star mergers from a gravitational-wave event“. In: *Nature* **551**: (2017), S. 80–84. DOI: [10.1038/nature24453](https://doi.org/10.1038/nature24453) (siehe S. 4).
- [23] K. Tinschert. „Experimentelle Untersuchung resonanter und nichtresonanter Ionisationsmechanismen bei der Elektronenstoßionisation von Ionen“. Dissertation. Justus-Liebig-Universität Gießen, 1989 (siehe S. 4, 59, 127–135, 140).
- [24] A. Müller. „Electron-ion collisions: Fundamental processes in the focus of applied research“. In: *Advances in atomic, molecular and optical physics, Vol. 55*. Academic Press, 2008, S. 293–417. DOI: [10.1016/S1049-250X\(07\)55006-8](https://doi.org/10.1016/S1049-250X(07)55006-8) (siehe S. 5).
- [25] A. Müller. „Ion Formation Processes: Ionization in Ion-Electron Collisions“. In: *Physics of Ion Impact Phenomena*. Hrsg. von Deepak Mathur. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1991, S. 13–90. DOI: [10.1007/978-3-642-84350-1_2](https://doi.org/10.1007/978-3-642-84350-1_2) (siehe S. 5).

- [26] A. Titte. „Elektronenstoßionisation von heliumähnlichen metastabilen Lithium-Ionen“. Diplomarbeit. Justus-Liebig-Universität Gießen, 2006 (siehe S. 5, 29).
- [27] V. Jonauskas, A. Prancikevičius, Š. Masys und A. Kynienė. „Electron-impact direct double ionization as a sequence of processes“. In: *Physical Review A* **89**:(5) (2014), S. 052714. DOI: [10.1103/PhysRevA.89.052714](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.89.052714) (siehe S. 9).
- [28] Borovik Jr., A., M. Gharaibeh, S. Schippers und A. Müller. „Plasma rate coefficients for electron-impact ionization of Xe^{q+} ions ($q = 8, \dots, 17$)“. In: *Journal of Physics B* **48**:(3) (2015), S. 2993–3000. DOI: [10.1088/0953-4075/48/3/035203](https://doi.org/10.1088/0953-4075/48/3/035203) (siehe S. 11, 119–122, 124, 140).
- [29] J. Jacobi, H. Knopp, S. Schippers, A. Müller, S. D. Loch, M. Witthoef, M. S. Pindzola und C. P. Ballance. „Strong contributions of indirect processes to the electron-impact ionization cross section of Sc^+ ions.“ In: *Phys. Rev. A* **70**:(4) (2004), S. 042717. DOI: [10.1103/PhysRevA.70.042717](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.70.042717) (siehe S. 12).
- [30] F. Broetz, R. Trassl, R. W. McCullough, W. Arnold und E. Salzborn. „Design of Compact All-Permanent Magnet Electron Cyclotron Resonance (ECR) Ion Sources for Atomic Physics Experiments“. In: *Physica Scripta* **T92**:(5) (2001), S. 278–280. DOI: [10.1238/physica.topical.092a00278](https://doi.org/10.1238/physica.topical.092a00278) (siehe S. 12).
- [31] W. M. Haynes, D. R. Lide und T. J. Bruno. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. Hrsg. von W. M. Haynes. 94. ed. Boca Raton, Fla.: CRC Press, 2014 (siehe S. 17, 19, 23, 27, 28, 38).
- [32] C. Böhme. „Messung von Wirkungsquerschnitten für die Doppelionisation von Li^+ Ionen“. Diplomarbeit. Justus-Liebig-Universität Gießen, 2000 (siehe S. 22).
- [33] H. Salmang und H. Scholze. *Keramik*. Hrsg. von Rainer Telle. 7. Aufl. Springer Verlag, 2007, S. 800–810. DOI: [10.1007/978-3-540-49469-0](https://doi.org/10.1007/978-3-540-49469-0) (siehe S. 23).
- [34] F. Gocht. „Elektronenstoßionisation von einfach geladenen Lanthanionen“. Bachelor-Thesis. Justus-Liebig-Universität Gießen, 2021 (siehe S. 25).
- [35] J. F. W. Jacobi. „Indirekte Prozesse bei der Elektronenstoßionisation von Zwei- und Quasi-Zwei- Elektronen-Systemen“. Dissertation. Justus-Liebig-Universität Gießen, 2004 (siehe S. 26, 28).
- [36] A. Muller, K. Huber, K. Tinschert, R. Becker und E. Salzborn. „An improved crossed-beams technique for the measurement of absolute cross sections for electron impact ionisations of ions and its application to Ar^+ ions“. In: *Journal of Physics B* **18**:(14) (1985), S. 2993–3009. DOI: [10.1088/0022-3700/18/14/022](https://doi.org/10.1088/0022-3700/18/14/022) (siehe S. 29).

- [37] A. Müller, K. Tinschert, C. Achenbach, E. Salzborn und R. Becker. „A new technique for the measurement of ionization cross sections with crossed electron and ion beams“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B* **10-11**: (1985), S. 204–206. DOI: [10.1016/0168-583X\(85\)90235-6](https://doi.org/10.1016/0168-583X(85)90235-6) (siehe S. 29).
- [38] A. Müller, K. Tinschert, C. Achenbach, E. Salzborn und R. Becker. „Signal enhancement in electron-ion crossed-beams experiments“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B* **24-25**: (1987), S. 369–372. DOI: [10.1016/0168-583X\(87\)90663-X](https://doi.org/10.1016/0168-583X(87)90663-X) (siehe S. 29, 105).
- [39] A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader und and NIST ASD Team. *NIST Atomic Spectra Database*. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.8), National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. 2020. DOI: [10.18434/T4W30F](https://doi.org/10.18434/T4W30F). URL: <https://physics.nist.gov/asd> (besucht am 14.10.2021 16:04) (siehe S. 33, 59, 91, 111, 121, 128, 129).
- [40] Borovik Jr., A., W. Shi, J. Jacobi, S. Schippers und A. Müller. „High-power electron gun for electron-ion crossed-beams experiments“. In: *Journal of Physics: Conference Series (ICPEAC 2011)* **388**:(14) (2012). DOI: [10.1088/1742-6596/388/14/142020](https://doi.org/10.1088/1742-6596/388/14/142020) (siehe S. 35).
- [41] J. Pfaff. „Details on cathode properties“. Persönliche Auskunft. 14. Juli 2015 (siehe S. 38).
- [42] W. J. van den Hoek, T. L. G. Thijssen, A. J. H. van der Heijden, B. Buijsse und M. Haverlag. „Emitter depletion studies on electrodes of 50 Hz mercury/noble gas discharge lamps during ignition“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* **35**:(14) (2002), S. 1716–1726. DOI: [10.1088/0022-3727/35/14/312](https://doi.org/10.1088/0022-3727/35/14/312) (siehe S. 38).
- [43] Corning Inc. *MACOR®*, *Maschinell bearbeitbare Glaskeramik für Industrieanwendung*. 2012. Aufl. 2012. URL: <https://www.corning.com/media/worldwide/csm/documents/71759a443535431395eb34ebeat091cb.pdf> (siehe S. 41).
- [44] T. Wasem. *Technische Zeichnung der Elektronenkanone bis 3500 eV*. Justus-Liebig Universität Gießen. Justus-Liebig Universität, 2013 (siehe S. 42).
- [45] P.-M. Hillenbrand. „Doppelionisation hochgeladener Zinn-Ionen durch Elektronenstoß“. Diplomarbeit. Justus-Liebig-Universität Gießen, 2009 (siehe S. 45).
- [46] Borovik Jr., A. „Fokussierelektrode: Diskrepanz zwischen Zeichnung und Rechnung“. Persönliche Auskunft. Feb. 2018 (siehe S. 46).

- [47] A. Hamann. „Charakterisierungsmessungen an einer neuen Hochstrom-Elektronenkanone“. Bachelor-Thesis. Justus-Liebig-Universität Gießen, 2019 (siehe S. 46, 52, 62, 66).
- [48] M. Lestinsky, V. Andrianov, B. Aurand et al. „Physics book: CRYRING@ESR“. In: *The European Physical Journal Special Topics* **225**:(5) (2016), S. 865–867. DOI: [10.1140/epjst/e2016-02643-6](https://doi.org/10.1140/epjst/e2016-02643-6) (siehe S. 48).
- [49] C. Brandau. „Transverses Elektronentarget: Elektronik“. Persönliche Auskunft. 22. Jan. 2020 (siehe S. 49).
- [50] Borovik Jr., A. „Transverses Elektronentarget: Konstruktion“. Persönliche Auskunft. 25. Apr. 2019 (siehe S. 50).
- [51] C. Brandau. „Transverses Elektronentarget: Allgemeines“. Persönliche Auskunft. 24. Apr. 2019 (siehe S. 50).
- [52] A. Müller, K. Tinschert, G. Hofmann, E. Salzborn, G. Dunn, S. M. Younger und M. S. Pindzola. „Electron-impact ionization of La^{q+} ions ($q=1,2,3$)“. In: *Physical Review A* **40**:(7) (1989), S. 2993–3000. DOI: [10.1103/PhysRevA.40.3584](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.40.3584) (siehe S. 59, 127–134).
- [53] Borovik Jr., A. „CST Simulation der flexiblen Elektronenkanone“. Persönliche Auskunft. 29. Apr. 2019 (siehe S. 65).
- [54] *CST Studio HELP* (siehe S. 66).
- [55] A. Müller, H. Teng, G. Hofmann, R. A. Phaneuf und E. Salzborn. „Autoionizing resonances in electron-impact ionization of O^{5+} ions“. In: *Physical Review A* **62**:(6) (2000), S. 062720. DOI: [10.1103/PhysRevA.62.062720](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.62.062720) (siehe S. 73–75, 101–103).
- [56] K. Huber. *Anleitungen zu den VME Mess- und Auswertprogrammen*. URL: <http://www.strz.uni-giessen.de/ExpHelp/index.html> (besucht am 18.10.2021 16:15) (siehe S. 77–83, 85, 88, 103).
- [57] K. Huber. „Keithley Messungen Regelung“. Persönliche Auskunft. 22. Okt. 2021 (siehe S. 89).
- [58] ChenYang Technologies GmbH & Co. KG. *DC Current Sensor CYCT03-xnS3*. 2l. ChenYang Technologies GmbH & Co. KG. Markt Schwabener Str. 8 D-85464 Finsing; Dr.-Ing habil. Jigou Liu, 2016. URL: <http://www.cy-sensors.com/CYCT03-xnS3.pdf> (siehe S. 90).

- [59] G. H. Wannier. „The Threshold Law for Single Ionization of Atoms or Ions by Electrons“. In: *Physical Review Letters* **90**:(5) (1953), S. 201–206. DOI: [10.1103/PhysRev.90.817](https://doi.org/10.1103/PhysRev.90.817) (siehe S. 92).
- [60] A. Becker. „Einfachionisation von Ar^{5+} und Ar^{6+} durch Elektronenstoß“. Master-Thesis. Justus-Liebig-Universität Gießen, 2011 (siehe S. 92, 97).
- [61] S. Schippers. „Analytical expression for the convolution of a Fano line profile with a gaussian“. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **219**: (2018), S. 33–36. DOI: [10.1016/j.jqsrt.2018.08.003](https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2018.08.003) (siehe S. 102).
- [62] M. Stenke, K. Aichele, D. Hathiramani, G. Hofmann, M. Steidl, R. Völpel und E. Salzborn. „A high-current electron gun for crossed-beams electron-ion collision studies at keV energies“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B* **98**:(1) (1995), S. 573–576. DOI: [10.1016/0168-583X\(95\)00014-3](https://doi.org/10.1016/0168-583X(95)00014-3) (siehe S. 119, 120, 122).
- [63] M. E. Bannister, D. W. Mueller, L. J. Wang, M. S. Pindzola, D. C. Griffin und D. C. Gregory. „Cross sections for electron-impact single ionization of Kr^{8+} and Xe^{8+} “. In: *Physical Review A* **38**:(1) (1988), S. 38–43. DOI: [10.1103/PhysRevA.38.38](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.38.38) (siehe S. 119, 120, 122).
- [64] J. E. Lawler, G. Bonvallet und Christopher Sneden. „Experimental Radiative Lifetimes, Branching Fractions, and Oscillator Strengths for La ii and a New Determination of the Solar Lanthanum Abundance“. In: *The Astronomical Journal* **556**:(1) (2001), S. 452–460. DOI: [10.1086/321549](https://doi.org/10.1086/321549) (siehe S. 127).
- [65] T. Andersen, O. Poulsen, P. S. Ramanujam und A. Petrakiev Petkov. „Lifetimes of some excited states in the rare earths: La ii, Ce ii, Pr ii, Nd ii, Sm ii, Yb i, Yb ii, and Lu ii“. In: *Solar Physics* **44**:(2) (1975), S. 257–267. DOI: [10.1007/BF00153206](https://doi.org/10.1007/BF00153206) (siehe S. 127).
- [66] Z S Li und Jiang Zhankui. „Lifetime Measurements in La II and La III Using Time-Resolved Laser Spectroscopy“. In: *Physica Scripta* **60**:(5) (1999), S. 414–417. DOI: [10.1238/physica.regular.060a00414](https://doi.org/10.1238/physica.regular.060a00414) (siehe S. 127).
- [67] Xue Shang, Yanshan Tian, Qian Wang, Shuang Fan, Wanshuang Bai und Zhenwen Dai. „Radiative lifetime measurements of some La i and La ii levels by time-resolved laser spectroscopy“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **442**:(1) (2014), S. 138–141. DOI: [10.1238/physica.regular.060a00414](https://doi.org/10.1238/physica.regular.060a00414) (siehe S. 127).

- [68] K. Aichele, W. Arnold, H. Bräuning, D. Hathiramani, F. Scheuermann, R. Trassl und E. Salzborn. „Electron-impact single and multiple ionization of praseodymium ions“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B* **205**:(5) (2003), S. 437–443. DOI: [10.1016/S0168-583X\(03\)00565-2](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(03)00565-2) (siehe S. 140).
- [69] K. Aichele, W. Arnold, D. Hathiramani, F. Scheuermann, E. Salzborn, D. M. Mitnik, D. C. Griffin, J. Colgan und M. S. Pindzola. „Experimental and theoretical study of electron-impact ionization of atomic ions in the Sm isonuclear sequence“. In: *Physical Review A* **64**:(5) (2001), S. 052706. DOI: [10.1103/PhysRevA.64.052706](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.64.052706) (siehe S. 140).

Abbildungsverzeichnis

2.1	Skizze zur direkte Einfachionisation	6
2.2	Skizze zur Anregung-Autoionisation	7
2.3	Skizze zu REDA- und READI-Prozessen	8
2.4	Skizze der Ionisation-Autoionisation	9
2.5	Übersicht des experimentellen Aufbaus	12
2.6	Rack 3 (links), Rack 4 (Mitte) und Rack 5 (rechts)	15
2.7	EZR-Ionenquelle und Gaseinlass-System	16
2.8	Massenspektrum von Xe^{5+} bis Xe^{8+} in Faradaybecher 2	18
2.9	Massenspektrum von Xe^{8+} bis Xe^{6+} in Faradaybecher 4	18
2.10	Massenspektrum von Xe^{7+} in Faradaybecher 5	19
2.11	Massenspektrum mit Signal lithium-ähnlicher O^{5+} -Ionen	20
2.12	Massenspektrum im Magnetfeldbereich für O^{5+} mit eingebautem Ofen	20
2.13	Massenspektrum mit Signal für Heliumionen	21
2.14	Aufbau des Verdampferofens	22
2.15	Verschmolzenes Material an der Ofenöffnung	24
2.16	Verschmolzener Titandraht an Ofengehäuse	24
2.17	Verschmolzene Ofenkeramik und unbenutzte Keramik	25
2.18	Bedampfte Ofenkeramik	25
2.19	Ofen-Teststand	25
2.20	Folienwanne	25
2.21	Dampfdruckkurven von Lanthan und Scandium	27
2.22	Modifiziertes Hitzeschild	28
2.23	Vielweckklemme als Hilfsmittel für den Gehäusekontakt	28
2.24	Massenspektrum mit La^{1+} bei einer Heizleistung von 40 W in Faraday- becher 6	29
2.25	4-Plot-Darstellung der Messgrößen für die Messung von Absolutquer- schnitten	31
3.1	Nomenklatur der Elektroden der Elektronenkanone bis 3500 eV	34

3.2	Schaltplan der Elektronenkanone	37
3.3	Heizkurve der Kathode bei 100 eV mit HE10	39
3.4	Heizleistung der Kathode bei 100 eV mit HE10	39
3.5	Kathode und Heizer-Struktur	39
3.6	Elektrodenanordnung der Elektronenkanone	40
3.7	Skizze der neuen Elektronenkanone mit Kollektor (3500 eV)	42
3.8	Elektronenkanone von oben, Stand: 2019	43
3.9	Elektronenkanone von unten, Stand: 2019	43
3.10	Ausgebaute Elektronenkanone, Stand: 2019	43
3.11	Streukammer mit eingebauter Elektronenkanone	44
3.12	Fotografie der verrutschten Macor-Isolierungen	47
3.13	3D-Modell der Hochspannungsracks des Elektronentargets für CRYRING	49
3.14	Transverses Elektronentarget für CRYRING an GSI/FAIR	50
4.1	Ansicht der Fokussierelektrode	51
4.2	Schnittansicht der Fokussierelektrode	51
4.3	Emittierter Elektronenstrom aus der Kathode gegen Elektronenenergie	53
4.4	Elektronenstromkorrektur gegen die Elektronenenergie	56
4.5	4-Plot-Darstellung für Scanmessungen	57
4.6	Elektronenstromkorrektur aufgetragen gegen emittierten Strom	58
4.7	Fehler der Elektronenstromkorrektur aufgetragen gegen die Elektronen- energie	59
4.8	Vergleich der Transmission vor und nach Einbau der Ansteuerung	61
4.9	Verluststrom an Elektrode P1 in Abhängigkeit zur Elektronenenergie bei HE10	62
4.10	Verluststrom an Elektrode P4 in Abhängigkeit zur Elektronenenergie bei HE10	63
4.11	Verluststrom an Elektrode P1 relativ zum emittierten Elektronenstrom gegen Elektronenenergie	64
4.12	Verluststrom an Elektrode P4 relativ zum emittierten Elektronenstrom gegen Elektronenenergie	65
4.13	Simulierte Elektronentrajektorien bei 1000 eV (HE10) mit 92°	67
4.14	Simulierte Elektronentrajektorien bei 1000 eV (HE10) mit 96°	67
4.15	Simulierte Elektronentrajektorien bei 30 eV (HE10) mit 96°	68
4.16	Simulierte Elektronentrajektorien bei 30 eV (HC6) mit 96°	68
4.17	Simulierte Potentiale des Elektronenstrahls der Elektronenkanone bei 1000 eV für HE25 und HE10	69

4.18	Simulierte Potentiale des Elektronenstrahls der Elektronenkanone bei 590 eV für HE10, HC1 und HC1_0.1	70
4.19	Simulierte Potentiale des Elektronenstrahls der Elektronenkanone bei 30 eV für HE10 und HC6	71
4.20	Energieverschiebung der $1s2s3s3d^3D^e$ Resonanz von O^{5+}	73
4.21	Experimentelle und simulierte Energieverschiebung der $1s2s3s3d^3D^e$ Resonanz von O^{5+}	75
5.1	Schaltplan mit Potentialebenen mit Regelung	79
5.2	Regelung der Kathode	82
5.3	Belegung der Pins an Netzgeräten und DACs	83
5.4	Racks zur Steuerung der Elektronenkanone (alte Version)	84
5.5	Aufbau der Racks der flexiblen Elektronenkanone für Ansteuerung/Scans	86
5.6	Racks zur Steuerung der Elektronenkanone (neue Version)	87
5.7	Anschluss verschiedener DACs	88
5.8	Offset der Regelung bei Kaltstart	89
5.9	Helium-Scan (05.08.2021) mit HE10 und Schlitzgröße $1,4 \times 1,4$	94
5.10	Helium-Scan (05.08.2021) mit HC6 und Schlitzgröße $1,4 \times 1,4$	94
5.11	Scan der Einfachionisation von Xe^{6+} im Bereich von 620 eV bis 710 eV	99
5.12	Scan der Einfachionisation von Xe^{9+} im Bereich von 550 eV bis 750 eV	100
5.13	Scan der Einfachionisation von O^{5+} im Bereich von 580 eV bis 620 eV	101
5.14	Scan der Einfachionisation von O^{5+} im Bereich von 585 eV bis 600 eV	102
6.1	Druckabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Einfachionisation von Xe^{5+} bei 1400 eV	106
6.2	Gemessene Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Xe^{5+}	107
6.3	Druckabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Einfachionisation von Xe^{6+} bei 1000 eV	108
6.4	Druckabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Einfachionisation von Xe^{6+} bei 1800 eV	109
6.5	Vergleich der Einfachionisation von Xe^{6+} mit Literaturdaten	110
6.6	Einfachionisation von Xe^{6+} bis 3200 eV	111
6.7	Berechnungen zur Einfachionisation von Xe^{6+} des Grundzustands	112
6.8	Vergleich der Doppelionisation von Xe^{6+} mit Literaturdaten	113
6.9	Doppelionisation von Xe^{6+} bis 2900 eV	114
6.10	Doppelionisation von Xe^{6+} bis 2900 eV im Vergleich zur Theorie	115

6.11	Druckabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Dreifachionisation von Xe^{6+} bei 2500 eV	116
6.12	Vergleich der Dreifachionisation von Xe^{6+} mit Literaturdaten	117
6.13	Vergleich der Wirkungsquerschnitte der Einfach-, Doppel- und Dreifachionisation von Xe^{6+}	118
6.14	Druckabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Einfachionisation von Xe^{8+} bei 1000 eV	119
6.15	Druckabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Einfachionisation von Xe^{6+} bei 1800 eV	120
6.16	Einfachionisation von Xe^{8+} bis 2000 eV	121
6.17	Vergleich der Einfachionisation von Xe^{8+} mit Literaturdaten	122
6.18	Einfachionisation von Xe^{8+} bis 2000 eV	123
6.19	Berechnungen zur Einfachionisation von Xe^{8+} des Grundzustands und der langlebigen Zustände $[\text{Kr}]4d^95s$ und $[\text{Kr}]4d^94f$	124
7.1	Vergleich der Einfachionisation von La^{1+} mit Literaturdaten	128
7.2	Energiescan im Bereich von 92 eV bis 107 eV	129
7.3	Vergleich der Doppelionisation von La^{1+} mit Literaturdaten	130
7.4	Energiescan im Bereich von 80 eV bis 130 eV	131
7.5	Energiescan im Bereich von 150 eV bis 190 eV	132
7.6	Dreifachionisation von La^{1+}	133
7.7	Energiescan der Doppelionisationsschwelle von La^{1+}	134
7.8	Anstieg des Dreifachionisationsquerschnitts bei 150 eV bis 230 eV	135
7.9	Vergleich der Wirkungsquerschnitte der Einfach-, Doppel- und Dreifachionisation von La^{1+}	136
C.1	Anschluss- und Verteilerplatte für Elektronenkanone (Scans)	154
C.2	Fotografie der Verteilerplatte der Elektronenkanone (Scans)	155
C.3	Stromverlaufsplan Rack 1 (Erdseitig)	156
C.4	Aktualisierter Stromverlaufsplan von Rack 1 und 2	157
C.5	Schaltplan der Sensorbox	158
C.6	Blockschema Verdampferofen	159
D.1	Einstellungen und Code-Eingabe im Fit-Funktion-Builder	162

Tabellenverzeichnis

3.1	Betriebsmodi der Elektronenkanone	35
3.2	Elektrodenabstände der Elektronenkanone bis 3500 eV	42
4.1	Experimentell bestimmte Perveanz für verschiedene Betriebsmodi	55
4.2	Fits der Elektronenstromkorrekturfaktoren verschiedener Betriebsmodi	60
5.1	Energieverschiebung und Energieunschärfe der Helium-Ionisationsschwelle für verschiedene Betriebsmodi	96
6.1	Lebensdauern langlebiger, angeregter Zustände	106
A.1	Experimentelle Bedingungen während der Absolutmessungen von Lanthan	141
A.2	Experimentelle Bedingungen während der Absolutmessungen von Xenon	142
A.3	Experimentelle Bedingungen während der Lanthanscans	143
A.4	Experimentelle Bedingungen während der Xenonscans	143
A.5	Experimentelle Bedingungen während der Sauerstoffscans	143
B.1	Absolute Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Xe^{5+}	145
B.2	Absolute Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Xe^{6+}	146
B.3	Absolute Wirkungsquerschnitte der Doppelionisation von Xe^{6+}	147
B.4	Absolute Wirkungsquerschnitte der Dreifachionisation von Xe^{6+}	147
B.5	Absolute Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Xe^{8+}	148
B.6	Absolute Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von La^{1+}	149
B.7	Absolute Wirkungsquerschnitte der Doppelionisation von La^{1+}	150
B.8	Absolute Wirkungsquerschnitte der Dreifachionisation von La^{1+}	151
D.1	Einstellungen in Origin 2021b	161

Danksagung

Diese Dissertation ist das Ergebnis meiner vierjährigen Tätigkeit in der Arbeitsgruppe für Atom-, Plasma- und Raumfahrtphysik der Justus-Liebig-Universität Gießen. Die Abteilung Atom- und Molekülphysik wird von Prof. Dr. Stefan Schippers geleitet. Keine wissenschaftliche Arbeit ist möglich ohne die Hilfe zahlreicher Personen, denen ich an dieser Stelle danken möchte.

Insbesondere danke ich Herrn Prof. Dr. Stefan Schippers für das interessante Thema und die Betreuung meiner Arbeit. Die regelmäßigen Gespräche und seine gute fachliche Betreuung haben stets neue Erkenntnisse geliefert, von denen einige in diese Arbeit eingeflossen sind. Sein persönlicher Einsatz für seine Mitarbeiter sorgen für eine angenehme Zusammenarbeit innerhalb der Arbeitsgruppe.

Herr Dr. Alexander Borovik stand mir mit seinem Rat und seinem Erfahrungsschatz zur Seite, wofür ich ihm danke. Ich bin Dr. Kurt Huber für seine unermüdliche Arbeit in allen Belangen der Messtechnik und der Messprogramme sehr dankbar. Wegen seiner langjährigen Erfahrung war der Aufbau und die Inbetriebnahme der Ansteuerung und des Energiescansystems unglaublich lehrreich. Für die gemeinsame Arbeit als Doktoranden im Labor und seinem späteren Rat per Telefon, wann immer der Bedarf existierte, danke ich Dr. Benjamin Ebinger.

An dieser Stelle möchte ich Herrn Alexander Perry-Saßmannshausen für die gemeinsame Zeit im Studium und während dieser Arbeit danken. Die interessanten fachlichen Diskussionen eröffneten immer neue Sichtweisen. Auf seine Hilfe bei Problemen mit Origin konnte ich immer zählen. Herrn Sebastian Fuchs danke für die Hilfe, wann immer eine Zusätzliche Hand im Labor nötig war. Außerdem danke ich Angelika Hamann und Florian Gocht für die tatkräftige Unterstützung im Labor im Rahmen ihrer jeweiligen Bachelorarbeiten.

Der feinmechanischen Werkstatt, insbesondere Frau Yvonne Kluckert, Herrn Henrik Schäfer und Herrn Klaus Feldbusch danke ich für ihre Unterstützung und präzise

Fertigungen. Die Arbeiten und Verbesserungen an der Elektronenkanone wären andernfalls nicht möglich gewesen. Mein Dank gilt aber auch den folgenden Mitarbeitern der elektronischen Werkstatt: Herr Thomas Nimmerfroh, Herr Felix Herzberger und Herr Björn Bellof. Ohne ihre Reparaturen wichtiger Geräte des Experiments und dem Bau der neuen Komponenten für die Ansteuerung hätte es diese Arbeit nicht geben können.

Zusätzlich möchte ich mich bei Herrn Dr. Fengtao Jin für seine Berechnungen und den regen fachlichen Austausch bedanken. Danken möchte ich Herrn Dr. Carsten Brandau für die Teilnahme an den halbjährlichen PhD-Komitee Treffen bei HGS-HIRE und der vielen lehrreichen Diskussionen. Außerdem danke ich Herrn Prof. Dr. Kai-Thomas Brinkmann, der sich für meine Berichte zum Fortschritt dieser Arbeit als Mitglied des PhD-Komitees stets die Zeit nahm. Für die Finanzierung dieser Arbeit durch ein Stipendium aus der Kooperation von der Justus-Liebig-Universität Gießen und der GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung Darmstadt, danke ich vielmals.

Mein besonderer Dank gilt meiner Familie für die unvergessene Unterstützung während meines gesamten Studiums und speziell für die Zeit dieser Arbeit. Mit großem Engagement hat hierbei meine Großmutter Sieglinde Döhring einen großen Beitrag geleistet. Für das Korrekturlesen danke ich meiner Mutter Katja und meinem Patenonkel Jochen Döhring.

Selbstständigkeitserklärung

Ich erkläre:

Ich habe die vorgelegte Dissertation selbstständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe und nur mit den Hilfen angefertigt, die ich in der Dissertation angegeben habe. Alle Textstellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen sind, und alle Angaben, die auf mündlichen Auskünften beruhen, sind als solche kenntlich gemacht. Ich stimme einer evtl. Überprüfung meiner Dissertation durch eine Antiplagiat-Software zu. Bei den von mir durchgeführten und in der Dissertation erwähnten Untersuchungen habe ich die Grundsätze guter wissenschaftlicher Praxis, wie sie in der „Satzung der Justus-Liebig-Universität Gießen zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis“ niedergelegt sind, eingehalten.

Gießen, 17.01.2022

ORT, DATUM

BJÖRN MICHEL DÖHRING