

**Messung von Wirkungsquerschnitten der
Elektronenstoßionisation von Xenonionen
mit einer neuen
Hochleistungselektronenkanone**

(Measurement of Cross Sections for Electron-Impact Ionization of
Xenon Ions with a New High-Power Electron Gun)

Inauguraldissertation

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

von

Benjamin Janosch Ebinger

aus Gießen

2020

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

Teile der vorliegenden Dissertation wurden bereits publiziert [1, 2].

Dekan: Prof. Dr. Kai-Thomas Brinkmann
Erster Gutachter: Prof. Dr. Stefan Schippers
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. Michael Dürr

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wurde eine für die Messung von Wirkungsquerschnitten zur Elektronenstoßionisation von Ionen konzipierte Hochleistungselektronenkanone in Betrieb genommen. Diese Elektronenkanone erhöht insbesondere die obere Grenze des an der Anlage für Elektron-Ion-Stöße am I. Physikalischen Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen vormals zur Verfügung stehenden Elektronenenergiebereiches von 10 eV – 1000 eV auf 3500 eV. Es wurde gezeigt, dass der verwendete Typ von Elektronenkanone mit einem bandförmigen, sehr intensiven Elektronenstrahl von bis zu 1 A für die Untersuchung der genannten Prozesse auch bis zu Energien von 3500 eV geeignet ist. Hierzu erfolgte die umfassende Untersuchung der charakterisierenden Eigenschaften besagter Elektronenkanone wie der Emission und Transmission des Elektronenstrahls sowie des Einflusses der vorhandenen Potentiale auf die Trajektorie des zugehörigen Ionenstrahls. Weiterhin wurden die Auswirkungen der durch die Raumladung des Elektronenstrahls erzeugten Potentialmulde im Wechselwirkungsraum auf die gemessenen Wirkungsquerschnitte analysiert. Aus all diesen Studien wurden Betriebsparameter, welche die verlässliche Messung von Wirkungsquerschnitten der Elektronenstoßionisation von Ionen ermöglichen, ermittelt.

Mit der neuen Hochleistungselektronenkanone wurden Messungen des Wirkungsquerschnittes der Elektronenstoßionisation für Xe^{q+} -Ionen (Einfachionisation für $q = 2, 5, 12, 13$ sowie Doppelionisation für $q = 2, 12, 13, 14$) durchgeführt. Dabei stimmen die gemessenen Daten mit älteren experimentellen Ergebnissen überein (diese Literaturwerte sind für die meisten untersuchten Prozesse nur im Energiebereich bis 1000 eV verfügbar). Weiterhin wurden Vergleiche mit theoretischen Daten durchgeführt, wobei auch hier in weiten Teilen eine Übereinstimmung mit den Messergebnissen dieser Arbeit gefunden und demzufolge in einigen Fällen eine eindeutige Identifizierung der signifikant zum jeweiligen totalen Wirkungsquerschnitt beitragenden Prozesse erreicht werden konnte. Insbesondere die detaillierten Vergleiche zwischen gemessenen und berechneten Wirkungsquerschnitten für Doppelionisation ermöglichen neuartige Einblicke in die Stoßdynamik von Vielteilchensystemen.

Abstract

Within the scope of the present dissertation, a high-power electron gun designed for the measurement of cross sections for electron-impact ionization of ions was commissioned. In particular, the maximum electron energy is substantially improved as compared to the previously at the facility for electron-ion collisions at the I. Physics Institute of the Justus-Liebig-University Gießen available electron energy range of 10 eV – 1000 eV. The new type of electron gun provides a ribbon-shaped, intense electron beam of up to 1 A with electron energies of up to 3500 eV which, as could be shown, is suitable for the study of the aforementioned processes. Characteristic properties like emission and transmission of the electron beam as well as the influence of the electrode potentials on the trajectory of the ion beam were extensively investigated. Furthermore, the impact of the potential well in the interaction region created by the electron beam's space charge on the measured cross sections was analyzed. From all these studies, operating parameters for the reliable measurement of cross sections for electron-impact ionization were established.

With the new high-power electron gun, cross-section measurements were performed for electron-impact ionization of Xe^{q+} -ions (single-ionization for $q=2, 5, 12, 13$ and double-ionization for $q=2, 12, 13, 14$). The data presented in this work and measured with the new electron gun coincide with previously reported experimental data (most of these literature data are only available for electron energies up to 1000 eV). For higher electron-ion collision energies, only theoretical data are available. The experimental results of this work also agree with these results and, thus, a distinct identification of the significant contributions to the respective total cross sections could be made in a number of cases. Especially the possibility for detailed comparisons between measured and calculated data offers novel insights into the collision dynamics of many-body systems.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	3
Abstract	4
Inhaltsverzeichnis	5
Abbildungsverzeichnis	8
Tabellenverzeichnis	11
1 Einleitung	13
2 Physikalische Grundlagen	16
2.1 Ionisationsprozesse durch Elektronenstoß	16
2.1.1 Direkte Ionisation	17
2.1.2 Anregungs-Autoionisation	18
2.1.3 Resonante Prozesse: REDA und READI	19
2.1.4 Mehrfachionisationsprozesse	20
2.2 Beispielhafte Zusammensetzung eines Wirkungsquerschnittes	23
2.3 Methoden zur theoretischen Beschreibung	28
2.4 Bedeutung von Wirkungsquerschnitten und Ratenkoeffizienten in plas- maphysikalischen Modellen	33
3 Experimentelle Grundlagen	36
3.1 Der Versuchsaufbau	36
3.2 Das Messverfahren	39
3.3 Einzelheiten zur Erzeugung der Primärionen	42
4 Beiträge indirekter K-Schalen-Prozesse zur Elektronenstoßioni- sation von C^{2+}-Ionen	48

5	Die Hochleistungselektronenkanone	63
5.1	Motivation für die Entwicklung einer neuen Elektronenkanone . . .	63
5.1.1	Erweiterung des zugänglichen Energiebereiches	64
5.1.2	Erreichen hoher Elektronenströme bei niedrigen Energien . .	65
5.1.3	Kompensation der Potentialmulde im Wechselwirkungsraum	67
5.1.4	Tauglichkeit für den Einsatz an einem Ionen-Speicherring . .	68
5.2	Aufbau der Elektronenkanone	69
5.3	Die Betriebsmodi	72
5.4	Die Elektronenstromkorrektur	75
5.5	Technische Peripherie der Elektronenkanone	76
5.5.1	Allgemeine Eigenschaften	76
5.5.2	Verbesserungen im Rahmen dieser Arbeit	82
6	Charakterisierungsmessungen	86
6.1	Emission des Elektronenstrahls	87
6.2	Transmission des Elektronenstrahls	92
6.3	Ermittlung der Elektronenstromkorrektur	95
6.4	Abschätzung der Messunsicherheit des Elektronenstroms	98
6.5	Einfluss der Raumladungsverhältnisse auf den Primär- und Produkt- ionenstrahl	102
6.6	Kompensation der Potentialmulde durch geeignete Betriebsmodi . .	109
6.7	Kompensation der Potentialmulde durch Gaseinlass	112
6.8	Vergleich unterschiedlicher Betriebsmodi	123
7	Einfach- und Doppelionisation mehrfach geladener Xenonionen	127
7.1	Einfachionisation von Xe^{q+} -Ionen ($q = 2, 5, 12, 13$)	128
7.1.1	$\text{Xe}^{2+} \rightarrow \text{Xe}^{3+}$ und $\text{Xe}^{5+} \rightarrow \text{Xe}^{6+}$	129
7.1.2	$\text{Xe}^{12+} \rightarrow \text{Xe}^{13+}$ und $\text{Xe}^{13+} \rightarrow \text{Xe}^{14+}$	134
7.2	Doppelionisation von Xe^{q+} -Ionen ($q = 2, 12, 13, 14$)	140
7.2.1	$\text{Xe}^{2+} \rightarrow \text{Xe}^{4+}$	141
7.2.2	$\text{Xe}^{12+} \rightarrow \text{Xe}^{14+}$, $\text{Xe}^{13+} \rightarrow \text{Xe}^{15+}$ und $\text{Xe}^{14+} \rightarrow \text{Xe}^{16+}$	142
7.3	Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation bei identischen Ladungs- zuständen	150
8	Schlussfolgerungen und Ausblick	153
8.1	Pläne für die Weiterentwicklung der Elektronenkanone	154
8.2	Pläne für Wirkungsquerschnittsmessungen	157

8.3 Pläne für ein transversales Elektronentarget zum Aufbau am CRY- RING@ESR	158
Literaturverzeichnis	160
A Numerische Werte der absoluten Wirkungsquerschnitte	177
B Einzelheiten zu den experimentellen Bedingungen während der absoluten Wirkungsquerschnittsmessungen	183
Danksagung	186
Selbstständigkeitserklärung	188

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung von direkter Einfachionisation.	17
2.2	Schematische Darstellung von Anregungs-Autoionisation.	18
2.3	Schematische Darstellung von REDA und READI.	20
2.4	Schematische Darstellung von Ionisations-Autoionisation.	21
2.5	Beispielhafte Darstellung eines Wirkungsquerschnittes für Einfachionisation leichter Ionen durch Elektronenstoß anhand von C^{2+} . . .	24
2.6	Beispielhafte Darstellung eines Wirkungsquerschnittes für Einfachionisation schwerer Ionen durch Elektronenstoß anhand von Xe^{7+} . .	25
2.7	Schematische Darstellung der möglichen Reaktionspfade in Plasmen.	34
3.1	Aufbau der Experimentieranlage.	37
3.2	Beispielhafte Darstellung aufgenommener Daten bei einer absoluten Wirkungsquerschnittsmessung.	41
3.3	Massenspektrum im Faradaybecher 4 mit $Xe^{2+} - Xe^{9+}$ sichtbar. . .	42
3.4	Massenspektrum im Faradaybecher 5 mit Xe^{2+} sichtbar.	43
3.5	Massenspektrum im Faradaybecher 4 mit $Xe^{9+} - Xe^{20+}$ sichtbar. . .	46
3.6	Massenspektrum im Faradaybecher 5 mit $Xe^{13+} - Xe^{15+}$ sichtbar. .	47
4.1	Experimenteller (Absolutmessungen) und theoretischer Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß-Einfachionisation von C^{2+}	50
4.2	Experimenteller (Absolut- und Energie-Scan-Messungen) und theoretischer Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß-Einfachionisation von C^{2+}	53
4.3	Theoretischer Wirkungsquerschnitt verschiedener Zustände der Primärionen für Elektronenstoß-Einfachionisation von C^{2+}	54
4.4	Wirkungsquerschnitt indirekter Prozesse unter Anregung eines 1s-Elektrons für Elektronenstoß-Einfachionisation von C^{2+}	57
5.1	Schematische Darstellung der Elektronenkanone.	70
5.2	Fotografie der Elektronenkanone.	73

5.3	Fotografie der Streukammer.	77
5.4	Schaltplan der Stromversorgung der Elektronenkanone.	80
5.5	Fotografie der Racks für die Elektronenkanone.	81
5.6	Fotografie eines Teils der Elektronenkanone mit Schäden.	84
6.1	Kathodenstrom in Abhängigkeit von der Elektronenenergie.	89
6.2	Kathodenstrom in Abhängigkeit von der Elektronenenergie E_e dargestellt in der Form $E_e^{3/2}$	90
6.3	Kathodenstrom in Abhängigkeit von der Elektronenenergie verglichen mit Simulationen.	91
6.4	Verlustströme an den dünnen Elektroden.	93
6.5	Elektronenstromkorrekturfaktor in Abhängigkeit von der Elektronenenergie.	96
6.6	Elektronenstromkorrekturfaktor in Abhängigkeit vom Kathodenstrom.	97
6.7	Absolute Differenz zwischen dem aus der Kathode emittierten Strom und der Summe der an allen Elektroden abgeflossenen Ströme.	100
6.8	Betrag der prozentualen Differenz zwischen dem aus der Kathode emittierten Strom und der Summe der an allen Elektroden abfließenden Ströme.	101
6.9	Im Faradaybecher 5 gemessener Strom von He^+ -Ionen in Abhängigkeit der Elektronenkanonenposition bei verschiedenen Elektronenenergien.	103
6.10	Scheinbarer Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß-Einfachionisation von He^+ in Abhängigkeit des Potentials an den Steuerelektroden 2 und 3.	110
6.11	Scheinbarer Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß-Einfachionisation von He^+ in Abhängigkeit des Druckes.	113
6.12	Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß-Einfachionisation von He^+	115
6.13	Scheinbarer Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß-Doppelionisation von Xe^{14+} in Abhängigkeit des Druckes für verschiedene Gase.	117
6.14	Scheinbarer Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß-Doppelionisation von Xe^{14+} in Abhängigkeit des Druckes für verschiedene Energien.	119
6.15	Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß-Einfachionisation von Xe^{13+} für unterschiedliche Betriebsmodi.	124
6.16	Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß-Doppelionisation von Xe^{2+} für unterschiedliche Betriebsmodi.	125
7.1	Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß-Einfachionisation von Xe^{2+} und Xe^{5+}	130

7.2	Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß-Einfachionisation von Xe^{12+} und Xe^{13+}	135
7.3	Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß-Einfachionisation von Xe^{12+} und Xe^{13+} verglichen mit theoretischen Berechnungen.	137
7.4	Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß-Doppelionisation von Xe^{2+}	141
7.5	Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß-Doppelionisation von Xe^{12+} , Xe^{13+} und Xe^{14+}	143
7.6	Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß-Doppelionisation von Xe^{12+} , Xe^{13+} und Xe^{14+} verglichen mit theoretischen Berechnungen.	147
7.7	Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für Doppel- sowie Einfachionisation von Xe^{2+} , Xe^{12+} und Xe^{13+} durch Elektronenstoß.	151
8.1	Simulationsergebnisse für die Trajektorien des Elektronenstrahls bei derzeitiger Konfiguration der Elektroden.	154

Tabellenverzeichnis

3.1	Vergleich der beobachteten mit der natürlichen Isotopenverteilung von Xenon.	45
4.1	Zuordnung der in Abbildung 4.4 nummerierten Ionisationsschwellen für Anregungs-Autoionisationsprozesse.	61
5.1	Überblick über die simulierten Betriebsmodi.	74
7.1	Atomare Daten der Elektronenkonfigurationen mit langlebigen Feinstrukturniveaus für Xe^{2+} und Xe^{5+}	132
7.2	Atomare Daten der Elektronenkonfigurationen mit langlebigen Feinstrukturniveaus für Xe^{12+} und Xe^{13+}	136
7.3	Energetische Position sowie absoluter Wert des Wirkungsquerschnittsmaximums für Doppelionisation von Xe^{12+} , Xe^{13+} und Xe^{14+}	144
7.4	Grundzustandskonfiguration sowie Ionisationsschwelle für Doppelionisation von Xe^{12+} , Xe^{13+} und Xe^{14+}	144
7.5	Atomare Daten der Elektronenkonfigurationen mit langlebigen Feinstrukturniveaus für Xe^{12+} , Xe^{13+} und Xe^{14+}	145
A.1	Absolute Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von C^{2+}	178
A.2	Absolute Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von He^{+}	178
A.3	Absolute Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Xe^{2+}	179
A.4	Absolute Wirkungsquerschnitte der Doppelionisation von Xe^{2+}	179
A.5	Absolute Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Xe^{5+}	180
A.6	Absolute Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Xe^{12+}	180
A.7	Absolute Wirkungsquerschnitte der Doppelionisation von Xe^{12+}	181
A.8	Absolute Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Xe^{13+}	181
A.9	Absolute Wirkungsquerschnitte der Doppelionisation von Xe^{13+}	182
A.10	Absolute Wirkungsquerschnitte der Doppelionisation von Xe^{14+}	182

B.1	Eigenschaften des Primärionenstrahls bei den Messungen der Elektronenstoßionisation von Xenonionen.	184
B.2	Experimentelle Bedingungen in der Streukammer bei den Messungen der Einfachionisation von Xenonionen.	185
B.3	Experimentelle Bedingungen in der Streukammer bei den Messungen der Doppelionisation von Xenonionen.	185

1 Einleitung

Die Untersuchung von Wirkungsquerschnitten verschiedener Stoßprozesse stellt eine elementare Aufgabe der Atom- und Molekülphysik dar. Sie gibt Aufschluss über Struktur und Dynamik atomarer und molekularer Systeme. Wirkungsquerschnitte und die aus ihnen abgeleiteten Ratenkoeffizienten [3] sind wichtige Größen zum grundlegenden Verständnis sowie zur Diagnose von Plasmen technischer und astrophysikalischer Art [4, 5].

Aufgrund der Natur von Ionisationsprozessen (diese stellen in den meisten Fällen und insbesondere stets für Elektronenstoßionisation Mehrteilchenprobleme mit drei oder mehr zu berücksichtigenden Teilchen dar) sind theoretische Daten hierfür schwierig und ausschließlich näherungsweise zu berechnen und infolgedessen mit hohen Unsicherheiten behaftet. Daher sind experimentelle Daten, wie sie beispielsweise durch diese Arbeit geliefert werden, selbst für relativ einfache Systeme mit wenigen Elektronen unabdingbar (siehe z. B. [2]). Für komplexe Systeme mit vielen Elektronen gilt dies in einem umso höheren Maße. Experimentelle Bestimmungen dieser Werte sind geeignet, um Methoden zur theoretischen Berechnung von Wirkungsquerschnitten auf ihre Validität zu überprüfen.

Über die ersten experimentellen Untersuchungen zur Wechselwirkung von Elektronenstrahlen (damals noch als Kathodenstrahlen bezeichnet) mit Atomen wurde bereits Ende des 19. Jahrhunderts von Philipp Lenard berichtet [6]. Ein paar Jahre später führte Lenard solche Experimente auch im Hinblick auf verschiedene Geschwindigkeiten (also dementsprechend auch verschiedene Energien) der Elektronen durch [7]. Absolute Wirkungsquerschnitte konnten damals allerdings noch nicht gemessen werden. Dies gelang erstmals um 1960 durch die von Dolder et al. [8] entwickelte Technik der *crossed-beams* Methode. Bei dieser werden Ionen- sowie Elektronenstrahl, meist im Winkel von 90° , miteinander gekreuzt. Eine wesentliche Verbesserung dieser Methode erreichten Defrance et al. [9] durch die Nutzung eines sich bewegenden Elektronenstrahls und daraus resultierendem Wegfall der (mit hohen Unsicherheiten behafteten) notwendigen unabhängigen Bestimmung des geometri-

schen Strahlüberlapps – des sogenannten Formfaktors. Der bislang letzte Meilenstein in der Entwicklung experimenteller Techniken zur Untersuchung von Elektronenstoßionisation gelang in Gießen: Die Energie-Scan-Methode (siehe auch Kapitel 3.2) ermöglicht kleine Energieschritte sowie sehr geringe statistische Unsicherheiten, wodurch die Untersuchung feiner Strukturen im Wirkungsquerschnitt ermöglicht wird [10]. Alternative Ansätze zur Messung der Elektronenstoßionisation von Ionen bestehen beispielsweise in der Messung der Ionisationsstufen im Plasma einer EBIS/EBIT (*electron beam ion source/trap*) [11] oder der Nutzung eines *merged-beams* Aufbaus (hierbei werden Ionen- sowie Elektronenstrahl über eine bestimmte Strecke im Winkel von 0° bzw. 180° überlappt) am Elektronenkühler eines Speicherrings [12, 13].

Im Arbeitsbereich Atom- und Molekülphysik am I. Physikalischen Institut (IPI) der Justus-Liebig-Universität (JLU) Gießen beziehungsweise dessen Vorgängerorganisationseinheiten (Institut für Kernphysik, Institut für Atom- und Molekülphysik) werden bereits seit mehreren Jahrzehnten in verschiedenen Arbeitsgruppen (Prof. Erhard Salzborn, Prof. Alfred Müller, Prof. Stefan Schippers) die Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßionisation verschiedener Elemente und Ladungszustände im Energiebereich bis zu 1000 eV intensiv experimentell untersucht (z. B. [2, 14–19]). Auch die Untersuchung solcher Wirkungsquerschnitte bis zu Elektronenenergien von 6500 eV wurde vereinzelt durchgeführt [20]. Dabei ist die Qualität des verwendeten Elektronenstrahls ein wichtiger Faktor für die Güte experimenteller Untersuchungen dieser Art. Diese beinhaltet neben einer schmalen Energieverteilung der Elektronen explizit auch die Bereitstellung hoher Elektronenströme. Die für die Messungen bis zu 6500 eV verwendete Elektronenkanone [20] konnte allerdings bei niedrigen Energien nur geringe Elektronenströme bereitstellen. Um den Bereich zur Verfügung stehender Elektronenenergien (und damit einhergehend auch den an Elektron-Ion-Kollisionsenergien) mit hohen Elektronenströmen sowie geringer Energiebreite zu erhöhen und damit höher geladene Ionen experimentell untersuchen zu können, wurde bereits vor einiger Zeit mit der Entwicklung einer neuen Elektronenkanone mit einem Arbeitsbereich von bis zu 3500 eV begonnen [21]. Erwähnenswert ist hierbei, ähnlich zur vorher an der Messapparatur genutzten Elektronenkanone [22], insbesondere ein infolge der Verwendung einer länglichen Kathode erzeugter bandförmiger Elektronenstrahl, der demzufolge hohe Elektronenströme bereitstellen kann.

Diese neue Elektronenkanone ist inzwischen an der Gießener Experimentieranlage für Elektron-Ion-Stöße eingebaut und wurde im Rahmen dieser Arbeit in Betrieb genommen (siehe auch Ebinger et al. [1]). Dazu wurden umfangreiche Charakterisierungsmessungen vorgenommen, um den Betriebsparameterbereich, in dem die

Messmethode zuverlässig angewendet werden kann, festzulegen. Weiterhin wurden erste, bislang unbekannte experimentelle Wirkungsquerschnitte der Elektronenstoßionisation (Einfach- sowie Doppelionisation) von Xenonionen in unterschiedlichen Ladungszuständen zwischen Xe^{2+} und Xe^{14+} unter Verwendung der neuen Elektronenkanone aufgenommen und, wo möglich, mit Literaturwerten sowie theoretischen Berechnungen dieser Prozesse verglichen. Die Ergebnisse sind unter anderem für Anwendungen in der Kernfusionsforschung interessant, da die Nutzung von Xenon als Kühlgas im Testreaktor ITER vorgesehen ist und Xenonionen somit als Verunreinigung im Plasma vorkommen werden [23, 24]. Des Weiteren bieten sich solche mehrfach geladenen Xenonionen aufgrund ihrer komplexen Struktur mit vielen Elektronen an, um theoretische Berechnungen für Vielteilchensysteme auf ihre Plausibilität zu überprüfen [25]. Weitere Anwendungen von Xenonionen in Plasmen sind beispielsweise elektrische Raumfahrtantriebe [26] sowie die Analyse von Plasmen unter Einfluss von Xenon oder anderen Edelgasen [27].

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt: Die theoretischen Grundlagen von Ionisationsprozessen sowie der Rolle von Wirkungsquerschnitten in plasmaphysikalischen Modellen werden in Kapitel 2 zunächst kurz ausgeführt. Im Kapitel 3 wird anschließend das Experiment im Allgemeinen kurz vorgestellt. Kapitel 4 zeigt die letzten noch mit der vormals installierten Elektronenkanone durchgeführten Wirkungsquerschnittsmessungen. Diese Messungen der Einfachionisation von C^{2+} -Ionen wurden im Rahmen dieser Arbeit analysiert und publiziert [2]. Die weiteren Kapitel befassen sich in erster Linie mit der neuen Elektronenkanone, welche in Kapitel 5 im Detail vorgestellt wird, und den unter ihrer Verwendung gewonnenen Erkenntnissen. Die Ergebnisse der diesbezüglichen experimentellen Untersuchungen gliedern sich in zwei Teile: In Kapitel 6 werden die Untersuchungen zur Charakterisierung der neuen Elektronenkanone ausführlich diskutiert. Kapitel 7 zeigt anschließend die mit der neuen Elektronenkanone bisher aufgenommenen Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßionisation (Einfach- und Doppelionisation) mehrfach geladener Xenonionen. Diese werden im Hinblick auf einen Vergleich mit Literaturwerten sowie den Ergebnissen neuer theoretischer Rechnungen [28] ausführlich analysiert. Abschließend wird in Kapitel 8 ein Fazit gezogen sowie ein kurzer Ausblick auf mögliche weitere Entwicklungen gegeben. In Anhang A sind die gemessenen absoluten Wirkungsquerschnitte sowie deren gesamte Unsicherheiten numerisch aufgeführt, Anhang B listet die während der einzelnen Messungen herrschenden experimentellen Bedingungen tabellarisch auf.

2 Physikalische Grundlagen

Im folgenden Kapitel werden die physikalischen Grundlagen für die in dieser Arbeit dargestellten Ergebnisse kurz zusammengefasst. Hierzu werden zunächst die möglichen, signifikant zum gesamten Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoßionisation (Einfach- sowie Doppelionisation) beitragenden Prozesse erläutert. Anschließend werden der typische Verlauf eines solchen Wirkungsquerschnittes gezeigt und diskutiert sowie einige Möglichkeiten zur theoretischen Berechnung hiervon betrachtet. Schließlich wird die Bedeutung von Wirkungsquerschnitten und Ratenkoeffizienten in plasmaphysikalischen Modellen kurz thematisiert. Dabei sind Teile dieses Kapitels nah an Müller [29, 30] und Deutsch et al. [31] angelehnt, wo sich jeweils ergänzende beziehungsweise detailliertere Beschreibungen finden.

2.1 Ionisationsprozesse durch Elektronenstoß

Stoßen Elektronen mit Ionen, so können diverse Prozesse ausgelöst werden. Diese lassen sich grob in die vier Kategorien elastische Streuung, Rekombination, Anregung und Ionisation einordnen. Die Unterscheidung ergibt sich hierbei durch den Energieübertrag vom stoßenden Elektron an das Ion sowie die Änderung des Ladungszustandes. Weitere Unterteilungen können in direkte und indirekte beziehungsweise resonante und nicht-resonante Prozesse vorgenommen werden. Da diese Arbeit sich mit Elektronenstoßionisation befasst, sollen im Folgenden die hierfür relevanten Prozesse kurz vorgestellt werden. Dabei sei angemerkt, dass die für die verschiedenen Prozesse benötigte Energie stets die gesamte Kollisionsenergie von Elektron und Ion darstellt, welche sich im Falle der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen aber infolge der niedrigen Ionenenergien als die Elektronenenergie annähern lässt.

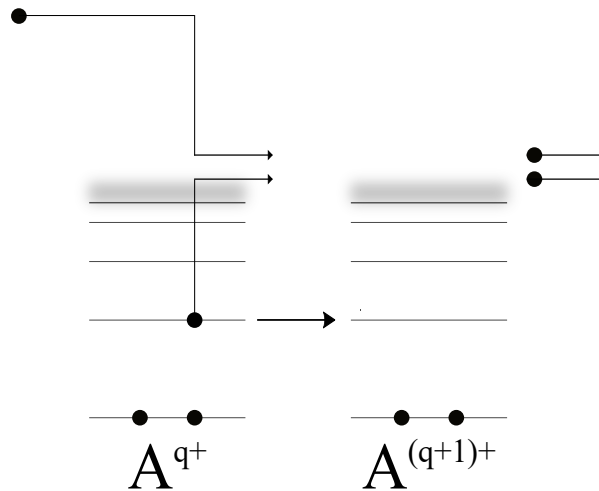
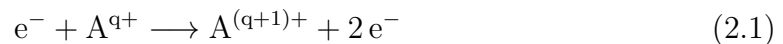


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung von direkter Einfachionisation.

2.1.1 Direkte Ionisation

Verfügt ein Elektron bei Kollision mit einem Ion über hinreichend viel Energie, so kann durch den Stoßprozess ein Elektron des Ions aus diesem herausgelöst werden. Das stoßende Elektron bewegt sich anschließend mit verminderter Energie weiter, wobei ein Teil der Energie auch als kinetische Energie an das herausgelöste Elektron übertragen wird. Dabei entspricht die Differenz aus der anfänglichen kinetischen Energie des stoßenden Elektrons sowie der Summe der kinetischen Energien beider Elektronen nach dem Stoßvorgang der benötigten Ionisationsenergie. Daraus folgt, dass der Prozess erst ab einer gewissen Energie des stoßenden Elektrons möglich ist. Diese Energie wird als Ionisationsenergie beziehungsweise Ionisationsschwelle bezeichnet und hängt vom beteiligten Ion sowie Aufenthaltsorbital des gebundenen Elektrons ab. Der Prozess kann durch



allgemein beschrieben werden. Dabei beschreibt (wie auch im Folgenden) e die beteiligten Elektronen, A die Ionen und q die jeweilige Ladung. Läuft der Vorgang, wie in Gleichung 2.1 dargestellt, direkt und unter Auslösung nur eines Elektrons ab, so bezeichnet man dies als direkte Einfachionisation (DI vom Englischen *direct ionisation*, siehe auch Abbildung 2.1). Zusätzlich zu diesem simplen Prozess gibt es aber auch direkte Mehrfachionisation (sofern die Energie des stoßenden Elektrons hoch genug ist) sowie eine Vielzahl an möglichen indirekten Ionisationsmechanismen,

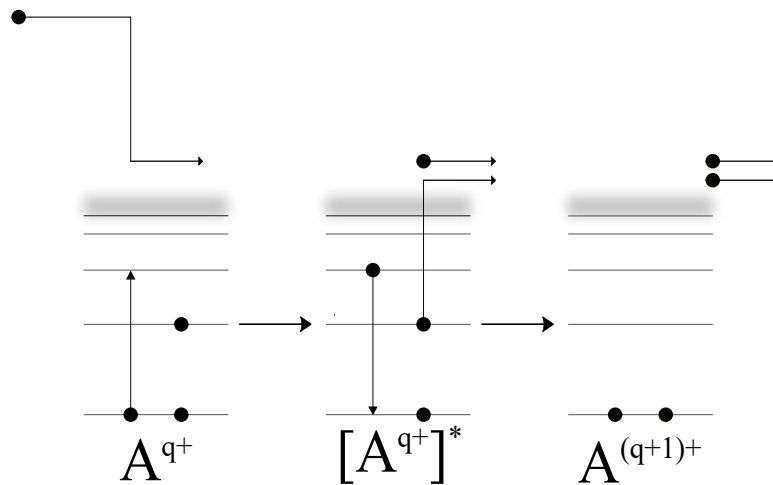
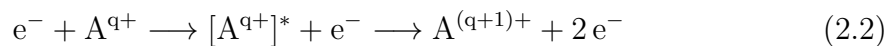


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung von Anregungs-Autoionisation.

die zu Einfach- oder Mehrfachionisation führen können und im Folgenden erläutert werden.

2.1.2 Anregungs-Autoionisation

Der prominenteste der indirekten Ionisationsmechanismen ist die Anregungs-Autoionisation (EA, vom Englischen *excitation-autoionization*). Wie in Abbildung 2.2 zu sehen ist, wird hierbei zunächst ein Elektron des Ions in einen energetisch höher liegenden Zustand angeregt. Dies geschieht durch Übertragung eines Teils der kinetischen Energie des stoßenden Elektrons, welches sich anschließend mit verminderter Energie weiter bewegt. Für die Durchführung dieses Prozesses ist also erneut das Überschreiten einer Schwellenenergie, die von der Struktur des jeweiligen Ions sowie des angeregten Übergangs abhängig ist, notwendig. Anschließend regt sich das Ion innerhalb einer kurzen Zeit (für eine Beobachtung des Prozesses muss diese Zeit sehr viel kleiner als die Flugzeit der Ionen durch die Experimentieranlage sein) durch einen Auger-Prozess ab. Dies bedeutet, dass die bei der Abregung des angeregten Elektrons freiwerdende, überschüssige Energie an ein anderes gebundenes Elektron übertragen wird, wodurch sich dieses aus dem Ion herauslöst. Dieser Vorgang wird durch



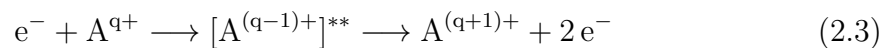
beschrieben. Hierbei kennzeichnet der hochgestellte Stern einen angeregten Zustand. Es ist zu beachten, dass die überschüssige Energie anstatt an ein Elektron übertragen zu werden auch in Form eines Photons freigesetzt werden kann (radiative Abregung).

Die Wahrscheinlichkeit, mit der die jeweils möglichen Prozesse stattfinden, wird über das Verzweungsverhältnis beschreiben. Dabei liegen die Verzweungsverhältnisse für die unterschiedlichen, möglichen Kanäle jeweils zwischen 0 und 1 und ergeben in ihrer Summe stets 1. Es sei angemerkt, dass die jeweiligen Verzweungsverhältnisse stark von der Struktur des beteiligten Ions abhängen, wobei es zum Beispiel eine Rolle spielt, welche Energieniveaus für die Elektronen existieren. Je nach beteiligtem Ion und Übergang kann das Verzweungsverhältnis für einen Auger-Prozess somit sehr unterschiedlich ausfallen und durchaus jeden Wert zwischen 0 und annähernd 1 annehmen.

2.1.3 Resonante Prozesse: REDA und READI

Autoionisation kann ebenfalls über einen resonanten Zwischenzustand ablaufen. Dies bedeutet, dass der Prozess nur für diskrete Elektron-Ion-Kollisionsenergien möglich ist. Hierbei formt sich durch Anregung eines zum Ion gehörenden Elektrons sowie den kurzzeitigen Einfang des stoßenden Elektrons zunächst ein hoch angeregter Zwischenzustand des nun kurzzeitig um eine Ladung niedriger ionisierten Ions. Dieser Vorgang wird als dielektronischer Einfang (DC, vom Englischen *dielelectronic capture*) bezeichnet. Regt sich der Zwischenzustand radiativ ab und verbleibt das Ion somit im niedrigeren Ladungszustand, so heißt dieser Prozess dielektronische Rekombination (DR). Um eine (im Vergleich zum Ausgangsion) effektive Einfachionisation zu erreichen, ist allerdings im Zuge der Abregung die Emission zweier Elektronen vonnöten. Dabei sind zwei verschiedene Prozesse möglich: Die resonante Anregungs-Doppel-Autoionisation (REDA vom Englischen *resonant-excitation-double-autoionization*) und die resonante Anregungs-Auto-Doppelionisation (READI vom Englischen *resonant-excitation-auto-double-ionization*). Beide Prozesse sind eng miteinander verwandt und in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt.

Bei der READI regt sich das (hoch angeregte) Ion ab, indem ein Elektron in einen energetisch tiefer liegenden Zustand fällt und dabei hinreichend Energie abgibt, um in einem einzigen Auger-Prozess zwei Elektronen gleichzeitig aus dem Ion zu entfernen:



Demgegenüber steht die REDA, bei der zunächst ein einzelnes Elektron im Zuge eines Auger-Prozesses aus dem Ion entfernt und anschließend durch einen erneuten

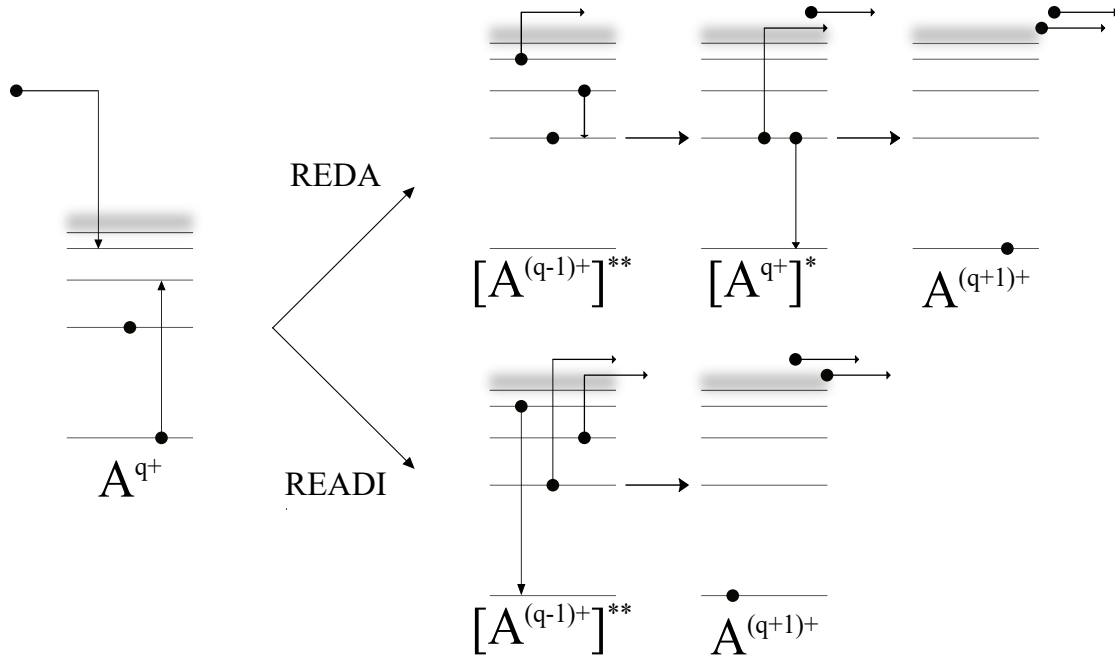
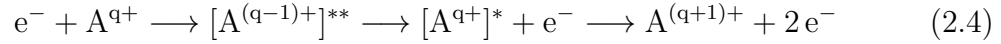


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung von REDA und READI.

Auger-Prozess ein weiteres Elektron aus dem Ion herausgelöst wird:



Beide Prozesse haben gemeinsam, dass das Ion danach um einen Ladungszustand höher ionisiert ist als zuvor. Es ist anzumerken, dass besonders READI infolge des Zwei-Elektronen-Übergangs sehr selten auftritt, für bestimmte Ionen und Energien aber durchaus beobachtet werden kann (siehe z. B. Abbildung 4.4 oder [2, 32]).

2.1.4 Mehrfachionisationsprozesse

Neben der bisher dargestellten Einfachionisation ist es ebenfalls möglich, dass ein Ion durch Stoß mit einem einzelnen Elektron zwei oder noch mehr Elektronen verliert. Dabei gilt als Faustregel, dass die Prozesse mit steigender Anzahl an aus dem Ion herausgelösten Elektronen unwahrscheinlicher werden. Jedoch sind Mehrfachionisationsprozesse, und insbesondere die Doppelionisation, nicht in allen Fällen vernachlässigbar klein und können durchaus signifikant zum totalen Wirkungsquerschnitt für Ionisation eines Ions durch Elektronenstoß beitragen (siehe z. B. Abbildung 7.7). Da im Rahmen dieser Arbeit neben Einfach- auch Doppelionisation untersucht wurde, sollen im Folgenden die hierbei dominierenden Ionisationsmechanismen vorgestellt

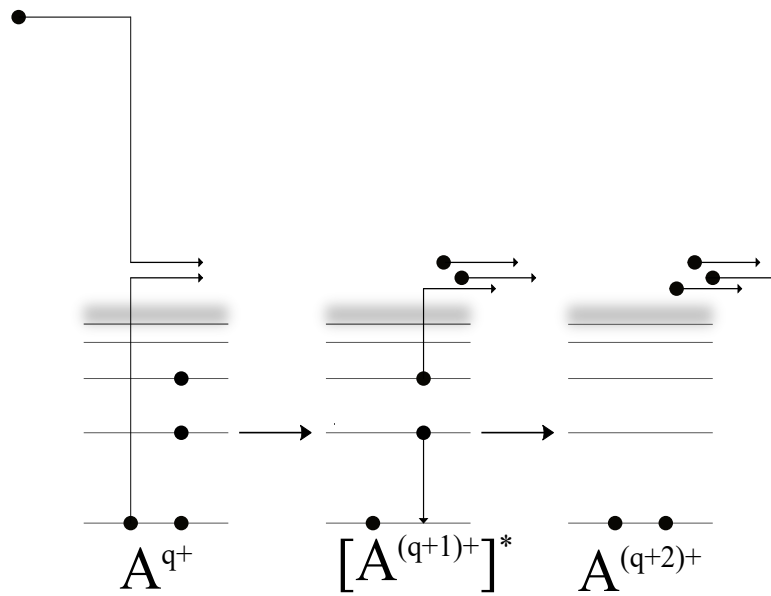
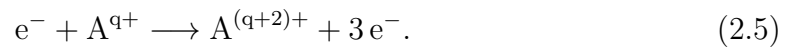


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung von Ionisations-Autoionisation.

werden.

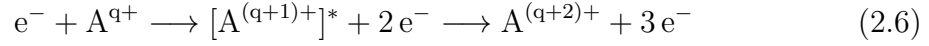
Analog zur direkten Einfachionisation (DI) ist die direkte Doppelionisation (DDI) möglich. Diese kann vereinfacht dargestellt werden als



Allerdings läuft sie bei genauerer Betrachtung wesentlich komplizierter als die direkte Einfachionisation ab [33–35]. Dies liegt daran, dass tatsächlich nicht durch das stoßende Elektron direkt und gleichzeitig zwei gebundene Elektronen aus dem Ion gelöst werden, sondern der Vorgang durch mehrere aufeinanderfolgende Schritte beschrieben werden kann. Dabei können in einem Zwei-Schritt-Prozess sowohl das stoßende als auch das zuerst gelöste Elektron ein weiteres gebundenes Elektron aus dem Ion herauslösen – je nachdem, wie viel Energie dem jeweiligen Elektron nach dem ersten Stoß zur Verfügung steht. Außerdem sind auch Drei-Schritt-Prozesse mit zwischenzeitlicher Anregung eines gebundenen Elektrons möglich [34]. All diese möglichen Mechanismen resultieren jedoch effektiv in Doppelionisation des beteiligten Ions und werden als direkte Doppelionisation bezeichnet.

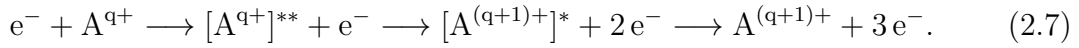
Jedoch existieren auch indirekte Doppelionisationsmechanismen, bei denen sich als Zwischenzustand zunächst ein einfach höher ionisiertes Ion formt. Wichtig zu nennen ist hier die in Abbildung 2.4 dargestellte Ionisations-Autoionisation (IA). Dabei wird infolge von Einfachionisation eines Ions durch Entfernung eines Elektrons einer

inneren Schale zunächst ein um einen Ladungszustand höher ionisiertes, angeregtes Ion erzeugt. Dieses regt sich anschließend durch einen Auger-Prozess ab, sodass als Resultat ein zweifach höher als das Ausgangsion ionisiertes Ion entsteht. Formal beschreiben lässt sich dies mit



Dieser Prozess lässt sich als Kombination aus DI und EA denken, wodurch die in Kapitel 2.1.2 ausgeführten Überlegungen zum Verzweigungsverhältnis auch hier gelten. So ist es, als Wahrscheinlichkeit wiederum ausgedrückt über das jeweilige Verzweigungsverhältnis, auch möglich, dass eine Innerschalenionisation von einer radiativen Abregung gefolgt wird und somit effektiv in Einfachionisation mündet.

Weiterhin möglich und in vielen Fällen auch signifikant zum totalen Wirkungsquerschnitt für Doppelionisation beitragend ist die Anregungs-Doppelautoionisation (EDA, vom Englischen *excitation-double-autoionization*), die nah mit der Anregungs-Autoionisation verwandt ist. Der Unterschied besteht darin, dass das Ion nach der Anregung hoch genug angeregt ist, dass nacheinander zwei Auger-Prozesse stattfinden, wodurch dieser Vorgang in Doppelionisation des ursprünglichen Ions resultiert:



Analog zum Unterschied zwischen REDA und READI ist dies auch in einem Schritt möglich (dann als EADI, vom Englischen *excitation-auto-doubleionization*), allerdings ist dieser Vorgang aufgrund des Zwei-Elektronen-Überganges als eher unwahrscheinlich und damit selten einzustufen. Außerdem denkbar, aber ebenfalls eher selten vorkommend, sind RETA (*resonant-excitation-triple-autoionization*) und REATI (*resonant-excitation-auto-triple-ionization*), die ähnlich zu REDA und READI ablaufen, aber zur Erhöhung des Ladungszustandes des ursprünglichen Ions um zwei führen, sowie Mischformen aus diesen beiden mit zum Beispiel einer Autodoppel- sowie einer anschließenden Autoeinfachionisation.

Zusätzlich zu all den vorgenannten in Doppelionisation resultierenden Prozessen sind ebenfalls analoge Prozesse möglich, die dreifach oder noch mehr höher ionisierte Ionen als Ergebnis haben. Da diese Prozesse im Rahmen dieser Arbeit aber aufgrund ihrer zu erwartenden geringen Beiträge zum absoluten Ionisationswirkungsquerschnitt weder experimentell noch theoretisch untersucht wurden, soll darauf hier nicht näher eingegangen werden.

2.2 Beispielhafte Zusammensetzung eines Wirkungsquerschnittes

Betrachtet man einen totalen Wirkungsquerschnitt, so setzt dieser sich näherungsweise (unter Vernachlässigung quantenmechanischer Interferenzeffekte) additiv aus den einzelnen Wirkungsquerschnitten für die beschriebenen Prozesse zusammen. Dabei hinterlassen die jeweiligen Prozesse für sie charakteristische Spuren im Wirkungsquerschnitt. Die Beiträge der einzelnen Prozesse in einem experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitt lassen sich durch Vergleiche mit theoretischen Modellen identifizieren. In Abbildung 2.5 ist anhand von C^{2+} -Ionen beispielhaft die typische Zusammensetzung eines totalen Wirkungsquerschnittes für Elektronenstoß-Einfachionisation leichter Ionen dargestellt [36]. Allgemein betrachtet sind Wirkungsquerschnitte dieser Art energieabhängig und beginnen bei einer gewissen Ionisationsschwelle, steigen direkt danach in der Regel stark an und fallen nach Überschreiten eines Maximums mehr oder weniger stark exponentiell ab. Diese exponentielle Abnahme muss nicht notwendigerweise streng monoton erfolgen, sondern der Wirkungsquerschnitt kann durch erst bei höheren Energien mögliche, zusätzliche Ionisationskanäle lokal begrenzt auch noch einmal leicht ansteigen. Die exponentielle Form der Abnahme lässt sich hier durch den geringen Energiebereich nur erahnen, zum Beispiel in Abbildung 7.3 aber gut erkennen. In diesem Fall der leichten C^{2+} -Ionen ist die direkte Ionisation (DI) dominierend und die EA-Prozesse, die sich prinzipiell durch scharfe Kanten mit anschließender allmählicher Abnahme im Wirkungsquerschnitt zeigen, tragen insgesamt nur wenig zum absoluten Wirkungsquerschnitt bei. Je nach Ion können die Beiträge der EA-Prozesse allerdings auch deutlich größer werden und, insbesondere bei schweren und mehrfach bis hoch geladenen Ionen, den Wirkungsquerschnitt dominieren.

Ein solches Beispiel findet sich in Abbildung 2.6 (mit Genehmigung des Autors übersetzt aus [38]). Diese zeigt den Wirkungsquerschnitt für Einfachionisation von (schweren) Xe^{7+} -Ionen durch Elektronenstoß. Dabei fällt auf, dass die theoretische Berechnung der direkten Ionisationsprozesse (dargestellt als durchgehende, rote Linie) nur einen kleinen Anteil des gemessenen Wirkungsquerschnittes erklären kann. Die weiteren Anteile müssen also durch Beiträge indirekter Prozesse, hauptsächlich der Anregungs-Autoionisation, entstanden sein. Die typische Form der EA-Prozesse (sehr steiler Anstieg an der Ionisationsschwelle gefolgt von recht schwacher exponentieller Abnahme) lässt sich hier im Bereich des starken Anstiegs des Wirkungsquerschnittes etwas oberhalb von 100 eV zumindest erahnen. Infolge der Auflösung der Energieskala

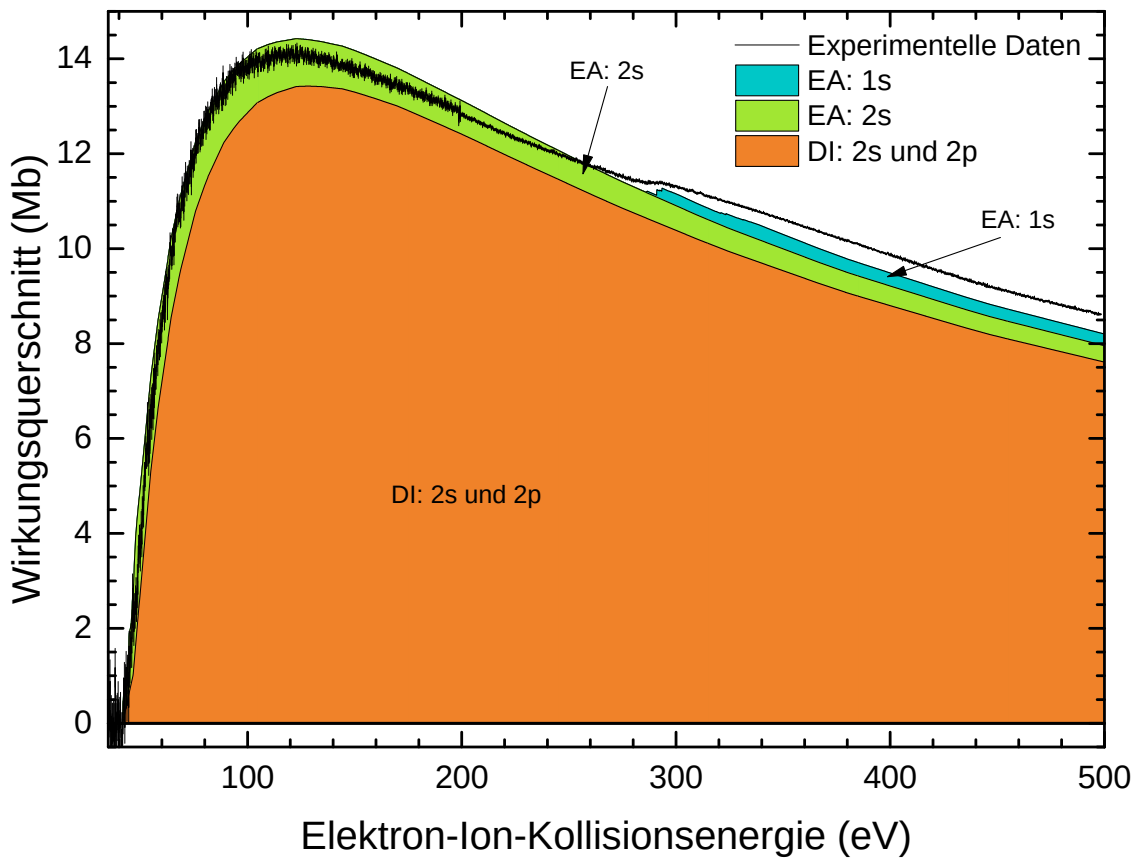


Abbildung 2.5: Beispielhafte Darstellung eines Wirkungsquerschnittes für Einfachionisation leichter Ionen durch Elektronenstoß anhand von C^{2+} [36]. Die schwarze Linie sind experimentelle Ergebnisse von Energie-Scan-Messungen (siehe Kapitel 3.2), die an absolute Wirkungsquerschnitte angepasst wurden. Die farbig gekennzeichneten Flächen entsprechen theoretischen Berechnungen nach der CADW-Methode (siehe Kapitel 2.3) mithilfe des Cowan-Codes [37]. Für schwere und hochgeladene Ionen können die indirekten Prozesse auch wesentlich größere Beiträge liefern (siehe Abbildung 2.6).

sowie der Überlagerung vieler einzelner Prozesse im totalen Wirkungsquerschnitt sind die Signaturen der einzelnen Prozesse typischerweise (und so auch hier) aber nicht eindeutig zu erkennen. Als Faustregel gilt, dass der Anteil des Beitrages der EA-Prozesse mit zunehmendem Ladungszustand ansteigt. Des Weiteren sind in Abbildung 2.5 keine Beiträge der resonanten Prozesse REDA und READI, die sich im Wirkungsquerschnitt in Form schmaler Maxima (aus dem Englischen stammend auch im deutschen Sprachgebrauch als *Peaks* bezeichnet) äußern, zu erkennen. Dies ändert sich erst bei Vergrößerung des Energiebereiches, in dem diese auftreten (zu sehen ist dies in Abbildung 4.2 bzw. [2]), wodurch ein insgesamt zwar nur sehr geringer, aber bei hinreichend langer Messzeit und damit einhergehender geringer statistischer

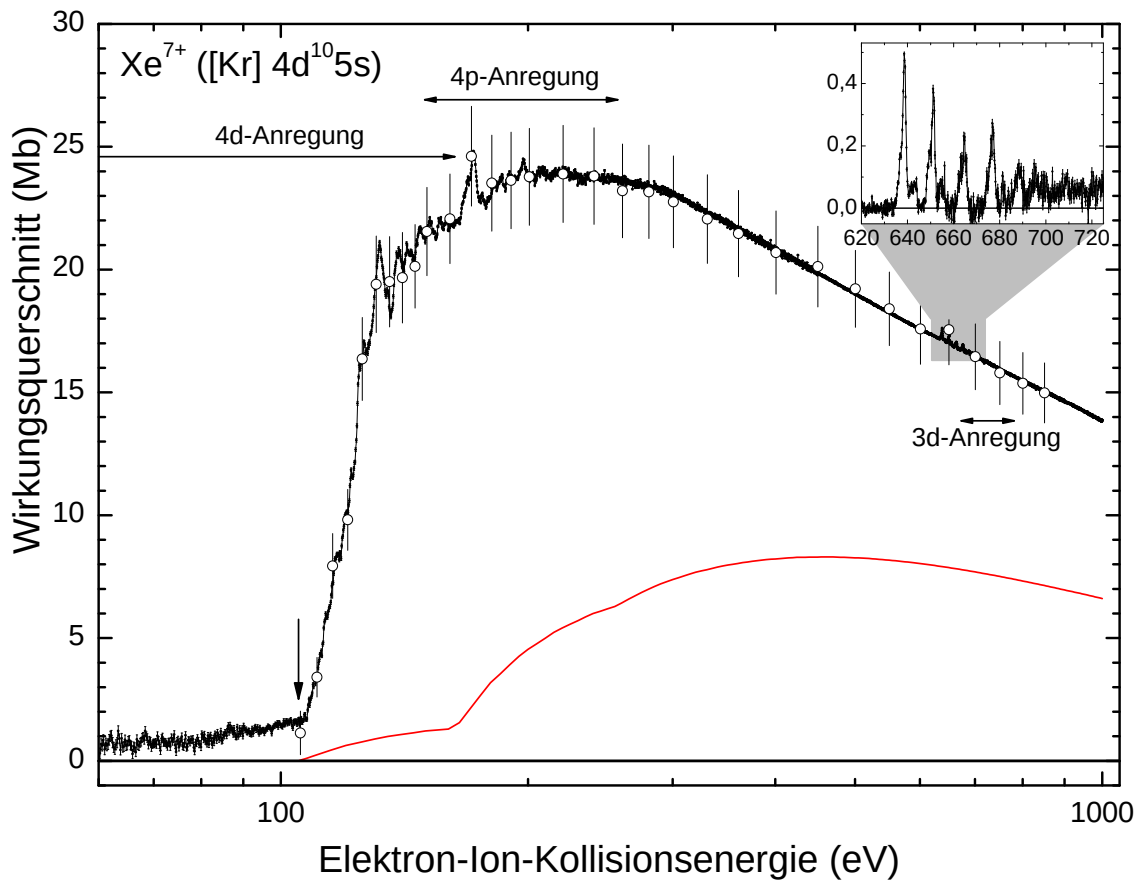


Abbildung 2.6: Beispielhafte Darstellung eines Wirkungsquerschnittes für Einfachionisation schwerer Ionen durch Elektronenstoß anhand von Xe^{7+} (mit Genehmigung des Autors aus [38]). Offene schwarze Kreise sind absolute experimentelle Ergebnisse, die durchgezogene schwarze Linie an diese angepasste Energie-Scan-Daten (siehe Kapitel 3.2). Die rote Linie zeigt eine theoretische Berechnung der direkten Ionisationsprozesse nach der CADW-Methode (siehe Kapitel 2.3). Die waagerechten Pfeile markieren Bereiche, in denen Anregungsprozesse aus der jeweiligen Unterschale möglich sind.

Unsicherheit doch deutlich sichtbarer Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt zu erkennen ist (zu Details hierzu siehe Kapitel 4). In Abbildung 2.6 hingegen sind die resonanten Signaturen im Bereich zwischen 100 eV und 200 eV auch ohne Vergrößerung sichtbar. Diese Prozesse tragen hier also signifikant zum totalen Wirkungsquerschnitt bei. Ähnliche Beispiele hierfür finden sich, insbesondere wieder bei schweren und mehrfach bis hoch geladenen Ionen, zum Beispiel in Abbildung 7.3 oder bei Borovik Jr. et al. [39]. Da die Wahrscheinlichkeit des Auftretens allerdings stark vom jeweiligen Ion abhängt, ist die Untersuchung des Wirkungsquerschnittes von schweren und mehrfach bis hoch geladenen Ionen keine Garantie für das signifikante Auftreten resonanter Prozesse, wie man am Beispiel von W^{19+} -Ionen sehen kann [18].

Zusätzlich zu den bisher betrachteten Prozessen kann die direkte Innerschalenionisation zum Wirkungsquerschnitt für Einfachionisation beitragen, falls das aus einem direkten Ionisationsprozess resultierende Loch in einer inneren Schale durch radiative Abregung und nicht durch einen Auger-Prozess gefüllt wird. Meistens und beispielsweise auch bei den in den Kapiteln 4 und 7 gezeigten Daten resultieren diese Prozesse allerdings mehrheitlich in Ionisations-Autoionisation und tragen somit zum Wirkungsquerschnitt für Mehrfachionisation bei.

Die Zuordnung von experimentell beobachteten Strukturen im Wirkungsquerschnitt zu den jeweiligen sie verursachenden Prozessen ist in der Regel nicht trivial. Dies liegt zum einen an einer Glättung der diskreten Linien infolge der experimentellen Energieauflösung und zum anderen an zum Teil sehr nahe aneinander liegenden Einsetzungsschwellen beziehungsweise Resonanzenergien, insbesondere für EA- und REDA-/READI-Prozesse. Außerdem sind auch die Unsicherheiten der theoretischen Modelle zu beachten. Dadurch können im gemessenen Wirkungsquerschnitt beobachtete Strukturen nicht zwangsläufig eindeutig einem bestimmten Prozess zugeordnet werden. REDA- und READI-Strukturen sind außerdem aufgrund ihrer nahen Verwandtschaft bei rein energetischer Betrachtung in den meisten Fällen prinzipiell nicht voneinander zu unterscheiden (dazu wäre eine zeitaufgelöste Detektion der emittierten Elektronen nötig). Allerdings gibt es Abregungsprozesse, die aufgrund der Struktur der für die Elektronen möglichen Energieniveaus durch READI, nicht aber durch REDA ausgelöst werden können, wodurch eine eindeutige Zuordnung ermöglicht wird (siehe z. B. Kapitel 4 oder [2, 19, 32]).

Eine weitere Verkomplizierung der Identifizierung der zum totalen Wirkungsquerschnitt beitragenden Prozesse ergibt sich durch die mögliche Präsenz von metastabilen Ionen (also Ionen in angeregten, langlebigen Zuständen) im Primärionenstrahl. Der Ionisationswirkungsquerschnitt dieser Ionen unterscheidet sich von dem für Ionen im Grundzustand. Treten metastabile Ionen auf, so setzt sich der totale Wirkungsquerschnitt anteilig aus den einzelnen Wirkungsquerschnitten für den jeweiligen Zustand zusammen. Um in diesen Fällen einen verlässlichen Vergleich zwischen experimentellen und theoretischen Daten sowie zwischen experimentellen Daten verschiedener Messanordnungen ziehen zu können, muss man den jeweiligen Anteil an Ionen in den verschiedenen Zuständen kennen. Allerdings gestaltet sich die experimentelle Bestimmung dieser Anteile nicht trivial und ist an der verwendeten Messapparatur nicht möglich. Daher werden die Anteile zumeist durch Vergleiche des gemessenen Wirkungsquerschnittes mit theoretischen Rechnungen näherungsweise bestimmt (siehe z. B. Abbildung 7.3 oder [2, 19, 32, 39]). Diese Vorgehensweise ergibt allerdings

die Problematik, dass keine vollständig unabhängige experimentelle Überprüfung der theoretischen Modelle möglich ist, da der Anteil an angeregten Ionen nicht unabhängig von diesen bestimmt wird. Es sei angemerkt, dass auch die in Abbildung 2.5 gezeigten Daten einen signifikanten Anteil an metastabilen Ionen enthalten. Dies ist aber für den Zweck der allgemeinen Erläuterung hier nicht weiter von Bedeutung und wird in der genaueren Betrachtung dieser Daten in Kapitel 4 näher erläutert. Einen von Null verschiedenen Wirkungsquerschnitt unterhalb der Ionisationsschwelle des Grundzustandes (dargestellt als senkrechter Pfeil) kann man auch in Abbildung 2.6 beobachten. Dies weist darauf hin, dass auch in diesen Fall signifikante Beiträge von metastabilen Ionen vorhanden sind.

Alle besagten Überlegungen gelten prinzipiell auch für die Untersuchung von Wirkungsquerschnitten für Doppel- sowie höhere Mehrfachionisation von Ionen durch Elektronenstoß. Qualitativ ähnelt der Verlauf dieser Wirkungsquerschnitte dem für Einfachionisation. Allerdings ergibt sich hier zusätzlich, dass die theoretische Betrachtung der Vorgänge aufgrund einer Vielzahl an möglichen Prozessen sowie einer höheren Anzahl an beteiligten Elektronen (das Drei-Teilchen-Problem bei direkter Einfachionisation erweitert sich z. B. für Doppelionisation mindestens zum Vier-Teilchen-Problem) noch einmal deutlich komplizierter und infolgedessen auch mit höheren Unsicherheiten behaftet ist. Die sorgfältige Betrachtung und Aufschlüsselung der Beiträge der einzelnen Prozesse bei Doppelionisation ist Gegenstand aktueller Forschung (siehe z. B. [28, 34, 35, 40]) und auch mit dieser Arbeit soll hierzu ein Beitrag geleistet werden (siehe z. B. Abbildung 7.6). Insgesamt zeigt sich, dass für die in der Literatur bisher hauptsächlich untersuchten leichten und niedrig geladenen Ionen meist die direkte Doppelionisation dominierend ist [34], wohingegen für schwere Ionen in höheren Ladungszuständen signifikante bis dominante Beiträge der indirekten Prozesse (insbesondere von Ionisations-Autoionisation sowie Anregungs-Doppelautoionisation) zu erwarten sind [41]. Dabei ist dieser Zusammenhang eher als Faustregel zu werten, so können beispielsweise einfach geladene Magnesiumionen (Mg^+) in diesem Zusammenhang bereits als schwer gelten [42].

Prinzipiell lassen sich, um die zugrunde liegenden physikalischen Prinzipien besser zu verstehen, bei solchen Prozessen auch die emittierten Elektronen hinsichtlich zum Beispiel ihrer Energie oder Winkelverteilung beobachten. Insbesondere der winkelabhängige Wirkungsquerschnitt ist Gegenstand aktueller Forschung (siehe z. B. [43]). Dies benötigt allerdings einen speziellen experimentellen Aufbau und ist mit der in dieser Arbeit verwendeten Apparatur nicht möglich, sodass es hier nur am Rande erwähnt werden soll.

2.3 Methoden zur theoretischen Beschreibung

Im Allgemeinen ist die theoretische Beschreibung von Wirkungsquerschnitten für Elektronenstoßionisation schwierig, da bereits am einfachsten Ionisationsprozess, der direkten Einfachionisation, drei Teilchen beteiligt sind: das Ion, das stoßende Elektron und das aus dem Ion herausgelöste Elektron. Für Mehrfachionisationsprozesse erhöht sich die Anzahl an beteiligten Teilchen dementsprechend. Bekanntermaßen ist das Drei-Körper-Problem aber bislang nicht exakt lösbar, was ebenso für Aufgabenstellungen mit vier oder mehr Teilchen gilt. Dies sorgt für die Notwendigkeit der Entwicklung passender Näherungsverfahren, die naturgemäß mit gewissen Unsicherheiten behaftet sind. Hierbei befinden sich die beteiligten Elektronen nur in manchen Fällen in gebundenen Zuständen (z. B. das angeregte Elektron bei der Anregungs-Autoionisation), müssen oft aber als freie Elektronen betrachtet werden (z. B. das ausgelöste Elektron bei der direkten Ionisation), wodurch sich die Betrachtung infolge der Komplexität der Berechnung von Kontinuumsenergien weiter erhöht.

Die ersten systematischen Berechnungen für Wirkungsquerschnitte der Elektronenstoßionisation wurden bereits im Jahre 1912 von Sir Joseph John Thomson durchgeführt [44]. Dieses klassische Verfahren liefert allerdings nur sehr ungenaue, qualitative Ergebnisse, da Quanteneffekte nicht vernachlässigt werden dürfen. Eine einfach zu rechnende, semi-empirische Formel für direkte Einfachionisation entwickelte Wolfgang Lotz in den 1960er Jahren, die sogenannte Lotz-Formel [45]:

$$\sigma^{DI}(E_e) = \sum_{i=1}^N a_i n_i \frac{\ln(E_e/E_{I,i})}{E_e E_{I,i}} (1 - b_i e^{-c_i(E_e/E_{I,i}-1)}). \quad (2.8)$$

Hierbei bezeichnet E_e die Energie des stoßenden Elektrons, $E_{I,i}$ die Ionisationsenergie der Unterschale i , n_i die Anzahl an Elektronen in der Unterschale i und N die Anzahl von am Ionisationsprozess beteiligten Unterschalen. Beteiligt sind alle Unterschalen, deren Elektronen ionisiert werden können, also deren Ionisationsenergie $E_{I,i}$ geringer ist als E_e . Die Parameter a_i , b_i und c_i werden mittels einer Ausgleichsrechnung an die jeweilige Elektronenkonfiguration angepasst und sind von Lotz selber für eine große Anzahl an Elementen und Ladungszustände tabelliert worden [46–48]. Es ist zu berücksichtigen, dass die Lotz-Formel ausschließlich die direkte Einfachionisation berücksichtigt. Sobald indirekte Prozesse in nicht zu vernachlässigendem Maße auftreten, kann sie den totalen Wirkungsquerschnitt nicht adäquat darstellen. In Abwesenheit signifikanter Beiträge indirekter Prozesse liefert sie allerdings in vielen

Fällen eine brauchbare Näherung des Wirkungsquerschnittes. Somit kann man die Lotz-Formel beispielsweise anwenden, um zu prüfen, ob indirekte Prozesse beteiligt sind.

Im Zuge des Versuches, die Stärken von theoretischen Berechnungen sowie experimentell ermittelten Messdaten zu vereinen, werden, oftmals aufbauend auf den Arbeiten von Lotz, von Zeit zu Zeit weitere semi-empirische Modelle entwickelt (siehe z. B. [49–54]). Hierzu werden in der Regel experimentelle Werte an passende, möglichst einfach gehaltene analytische Funktionen angepasst und es wird versucht, die durch den unbekannten Anteil an Ionen in verschiedenen Zuständen entstehende Unsicherheit passend zu berücksichtigen. Der Vorteil dieser Funktionen ist, dass sie sich von externen Anwendern leicht reproduzieren lassen. Dadurch wird die Anwendung der Wirkungsquerschnitte überall dort, wo eine etwas erhöhte Unsicherheit keine Probleme verursacht, wesentlich erleichtert. Dies ist beispielsweise bei der Analyse astrophysikalischer Plasmen oft der Fall, da diese Anwendung typischerweise von anderen Unsicherheitsquellen dominiert wird. Die semi-empirischen Modelle werden ebenfalls für den ungleich komplexeren Fall der Doppel- und Mehrfachionisation entwickelt und verfeinert (siehe z. B. [41, 55–58]).

Will man bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten für Ionisation durch Elektronenstoß jedoch bessere Ergebnisse als nur grobe Näherungen erzielen und auch die zugrunde liegende Physik verstehen, so muss man quantenmechanische Näherungsverfahren anwenden [30]. Für diese Berechnungen gibt es diverse Methoden, die sich in störungstheoretische und nicht-störungstheoretische Ansätze unterteilen lassen. Allen Ansätzen ist gemein, dass sie einen hohen Rechenaufwand erfordern.

Im Zuge der störungstheoretischen Beschreibungen muss die Schrödingergleichung für $(N+1)$ -Elektronen gelöst werden:

$$H(Z, N + 1)\Psi = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Psi \quad (2.9)$$

Hierin ist Z die Kernladungszahl des Ions, N die Zahl der Elektronen im Ion vor dem Stoß, Ψ die Wellenfunktion der Elektronen und $H = H_i + H_e + H_{WW}$ der Hamilton-Operator. Dieser setzt sich aus den Hamilton-Operatoren für das ungestörte Ion (H_i), das stoßende Elektron (H_e) und deren Wechselwirkung (H_{WW}) zusammen. Zur Aufspaltung des Hamilton-Operators in einen gestörten und einen ungestörten Teil gibt es wiederum unterschiedliche Ansätze, die im Laufe der Zeit entwickelt wurden:

- Die **Plane-Wave Born Approximation** (PWBA) stellt die erste quantenme-

chanische Betrachtung der Thematik dar und wurde 1930 von Hans Bethe entwickelt [59]. Hierbei wird für das stoßende Elektron eine ebene Welle angesetzt und der Einfluss der inneren gebundenen Elektronen des Ions auf das stoßende Elektron vernachlässigt. Die Störung besteht somit aus Elektron-Elektron- und Elektron-Kern-Wechselwirkungen. Dies führt dazu, dass die Näherung nur für hohe Elektronenenergien $E_e > 30E_I$ (mit der Ionisationsenergie E_I) gute Ergebnisse erzielt.

- Die **Coulomb Born Approximation** (CBA) hingegen setzt für das stoßende Elektron Coulombwellen an und baut die Wechselwirkung zwischen stoßendem Elektron und Kern in den ungestörten Hamilton-Operator ein. Die Störung setzt sich dann aus den Wechselwirkungen aller (auch der inneren) Elektronen untereinander zusammen, was zu recht guten Ergebnissen für hochgeladene Ionen führt.
- Die **Distorted-Wave Born Approximation** (DWBA) ist eine Weiterentwicklung der CBA-Methode und ergänzt diese um ein Potential, das von der Wechselwirkung zwischen stoßendem und gebundenen Elektronen abhängig ist. Außerdem werden verzerrte Wellen (auf Englisch: *distorted waves*) für das stoßende Elektron angesetzt und für kleine Energien wird zusätzlich eine Austauschwechselwirkung berücksichtigt (dies bezeichnet man dann als *Distorted-Wave Born Exchange Approximation* bzw. DWBX). Sofern die Feinstrukturaufspaltung berücksichtigt wird, bezeichnet man diese Methode auch als LLDW (*Level-to-Level Distorted-Wave*). Hierbei ist zwar ein sehr hoher Rechenaufwand vonnöten, aber dafür liefert diese Methode (für mehr als vier- oder fünffach ionisierte Ionen) sehr gute Ergebnisse [60].
- Die **Configuration-Average Distorted-Wave** (CADW) Methode wurde entwickelt, um diesen Rechenaufwand zu reduzieren. Hierzu wird über alle Feinstrukturniveaus gemittelt, was in der Ermittlung eines durchschnittlichen Wirkungsquerschnittes für eine gegebene Elektronenkonfiguration jeder Unterschale nl resultiert. Für Viel-Elektronen-Systeme (mit entsprechend vielen Feinstrukturniveaus) reduziert diese Vorgehensweise den Rechenaufwand erheblich, liefert aber nichtsdestotrotz in vielen Fällen gute Ergebnisse. Infolge der Vernachlässigung der Feinstrukturaufspaltung weisen häufig lediglich die energetische Lage der Einsatzschwellen der unterschiedlichen Prozesse sowie der Wirkungsquerschnitt im diese umgebenden Energiebereich Ungenauigkeiten auf. Liegen allerdings für einen signifikant zum totalen Wirkungsquerschnitt

beitragenden Prozess die Feinstruktur-niveaus jeweils teilweise über und unter der Ionisationsschwelle (und können somit nur teilweise Autoionisationsprozesse auslösen), so wird die Methode nur ungenaue Ergebnisse liefern können (siehe z. B. [61]). Gleiches gilt, wenn die verschiedenen Feinstruktur-niveaus für angeregte Zustände des untersuchten Ions stark voneinander abweichende Lebensdauern aufweisen, sodass die Ionen sich zum Zeitpunkt des Experiments zu deutlich verschiedenen Anteilen in den Grundzustand abgeregt haben (siehe z. B. [2, 36]), oder die Verzweigungsverhältnisse für radiative beziehungsweise Auger-Abregung für unterschiedliche Zustände stark voneinander abweichen.

- Ein Kompromiss zwischen den beiden vorgenannten Rechenmethoden ist die sogenannte **Subconfiguration-Average Distorted-Wave** (SCADW) Methode (z. B. von Jonauskas et al. [62] verwendet). Diese berücksichtigt relativistische Effekte, wobei sich nach der Mittelung noch immer verschiedene Niveaus, deren Energien deutlich voneinander abweichen, unterscheiden lassen. Dies sorgt für etwas mehr Rechenaufwand als bei Verwendung der reinen CADW-Methode, aber auch für bessere Ergebnisse. Die im vorherigen Absatz genannten Probleme können dennoch weiterhin auftreten [28, 61–63].

In aller Regel werden mittels dieser Methoden die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen, signifikant zum gesamten Wirkungsquerschnitt beitragenden, Ionisationsmechanismen sowie Übergänge berechnet und anschließend addiert. Für die Berechnung der einzelnen Übergänge gibt es verschiedene nutzerfreundliche Rechen-codes, wie zum Beispiel den von Robert Duane Cowan entwickelten Cowan-Code [37] oder den von Ming Feng Gu geschriebenen FAC (Flexible Atomic Code) [64]. Diese haben unter anderem die verschiedenen *distorted-wave* Methoden implementiert und ermöglichen es auch Experimentalphysikern, mit einem vertretbaren Aufwand sehr gute Ergebnisse zu erzielen.

Allerdings gibt es eine Reihe von Fällen, in denen nicht-störungstheoretische Rechnungen deutliche Vorteile bringen. Dies liegt daran, dass durch die Addition der einzelnen Übergänge und Ionisationsmechanismen Interferenzeffekte vernachlässigt werden und außerdem die Born-Näherung für Energien im Bereich der Ionisationsschwelle ungenau wird, da die Reichweite des Potentials nicht klein und außerdem die Energie der einfallenden Elektronen viel größer als die Wechselwirkungsstärke des Potentials ist. Diese beiden Faktoren führen insbesondere für neutrale Atome und niedrig geladene Ionen sowie geringe Energien im Bereich der Ionisationsschwelle und leicht darüber zu einer Überschätzung des Wirkungsquerschnittes durch störungstheoretische

Methoden [60].

Eine sehr erfolgreiche nicht-störungstheoretische Rechenmethode ist die *Close-Coupling Method* (CCM). Hierbei werden das stoßende und die gebundenen Elektronen als gleichwertig betrachtet, was insbesondere in der Nähe von Ionisationsschwellen zu sehr guten Ergebnissen führt. Es ergibt sich allerdings die Problematik, dass es für die beiden freien Elektronen nach dem Stoß unendlich viele Kontinuumszustände gibt. Diesem wird näherungsweise unter anderem durch die Einführung von Pseudozuständen im Kontinuum oder die Entwicklung nach geeigneten Funktionen begegnet. Weiterentwickelte Varianten dieser Methode sind beispielsweise die *Time-Dependent Close-Coupling* (TDCC) [65] oder die *Convergent Close-Coupling* (CCC) [66, 67]. Die Methode der *R-Matrix with Pseudostates* (RMPS) [68, 69] ist eine weitere Variante der CCM. Hierbei wird das Wechselwirkungsvolumen in zwei Zonen separiert: eine sphärische Innere und eine Äußere. Durch die Annahme einer Kugel und dementsprechende Kugelsymmetrie kann das Problem in der inneren Zone quantenmechanisch vollständig und inklusive Austausch- und Wechselwirkungseffekten zwischen dem stoßenden und dem gestoßenen Elektron gelöst werden. In der äußeren Zone hingegen sind die Verhältnisse komplexer und es wird eine Bewegung beider Elektronen in einem schwachen, langreichweitigen Multipolpotential angesetzt. Dies reduziert das Mehrteilchenproblem zu einem wesentlich einfacher zu lösenden Zweiteilchenproblem. Anschließend werden die Lösungen für beide Zonen an der Nahtstelle aneinander angepasst.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die nicht-störungstheoretischen den störungstheoretischen Rechenmethoden in den meisten Fällen überlegen sind, allerdings einen wesentlich höheren Rechenaufwand erfordern. Insbesondere für nur schwach ionisierte Ionen (weniger als vier- oder fünffach geladen) ist dieser höhere Rechenaufwand allerdings vonnöten und oft auch leistbar. Für höher geladene Ionen hingegen liefern beide quantenmechanische Ansätze im Allgemeinen ordentliche Ergebnisse. Jedoch gilt dies nicht zwangsläufig für alle Systeme, weshalb eine mindestens stichprobenweise Überprüfung der theoretischen Vorhersagen mittels experimenteller Daten notwendig ist. Die Güte der Berechnungen wird durch viele Weiterentwicklungen insbesondere der nicht-störungstheoretischen Methoden in den letzten Jahren weiter verbessert. Bei Loch et al. [60] findet sich eine Übersicht über die theoretischen Modelle sowie deren Erfolge.

An dieser Stelle sei noch angemerkt, dass das Verhalten des Wirkungsquerschnittes für Elektronenstoßionisation mittels störungstheoretischer Methoden bei hohen

Energien einfacher zu beschreiben ist als bei niedrigen Energien im Bereich der Ionisationsschwelle sowie des Maximums des Wirkungsquerschnittes. Dies liegt daran, dass die Born'sche Näherung und alle ihre Weiterentwicklungen bei hohen Energien der Streuteilchen bessere Ergebnisse liefern. Demzufolge kann man annehmen, dass die störungstheoretische Berechnung eines Wirkungsquerschnittes, sofern diese bei niedrigen Energien mit den experimentellen Daten übereinstimmt, das System auch bei höheren Energien gut beschreiben kann und die Abnahme des Wirkungsquerschnittes realistisch einschätzt. Diese Tatsache wird häufig genutzt, um die Wirkungsquerschnitte zu hohen Energien hin zuverlässig extrapolieren zu können und somit die aus den Wirkungsquerschnitten ermittelten Plasmaratenkoeffizienten in einem wesentlich größeren als dem für die experimentelle Messung zugänglichen Energiebereich bestimmen zu können (siehe z. B. [18, 63]).

2.4 Bedeutung von Wirkungsquerschnitten und Ratenkoeffizienten in plasmaphysikalischen Modellen

Wie bereits erwähnt wurde, sind Wirkungsquerschnitte und die aus ihnen abgeleiteten Ratenkoeffizienten wichtige Größen zum Verständnis sowie zur Diagnose von technischen oder astrophysikalischen Plasmen. Die Bedeutung dieser Größen soll hier kurz thematisiert werden. Führt man einem Gas hinreichend weitere Energie zu (beispielsweise durch Wärme), so lösen sich Elektronen von ihren Atomkernen und ein Plasma entsteht. Im Plasma treten dann die Prozesse der Ionisation und Rekombination auf und ändern dementsprechend die Ladungszustände der beteiligten Ionen (siehe Abbildung 2.7). Dabei sind die in der Regel dominierenden Vorgänge Elektronenstoßionisation sowie dielektronische und radiative Rekombination [70]. Alle weiteren Ionisations- und Rekombinationsvorgänge treten bei den in Plasmen typischerweise vorherrschenden Bedingungen (z. B. Teilchendichte, Temperatur, Ionensorten und Ionisationsgrad) nur in sehr geringem Maße auf. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der betrachteten Reaktionen lässt sich über den jeweiligen Wirkungsquerschnitt beschreiben. Die aus diesen abgeleiteten (Plasma-)Ratenkoeffizienten liefern bei gleichbleibenden äußeren Bedingungen Informationen über die Anzahl an ablaufenden Reaktionen in einem gegebenen Zeitintervall.

Sind in einem Plasma alle Prozesse mit ihren jeweiligen Umkehrprozessen im Gleichgewicht, so spricht man von thermodynamischem Gleichgewicht. Dies bedeutet, dass sich die Ladungszustandsverteilung über das gesamte Plasma betrachtet nicht ändert,

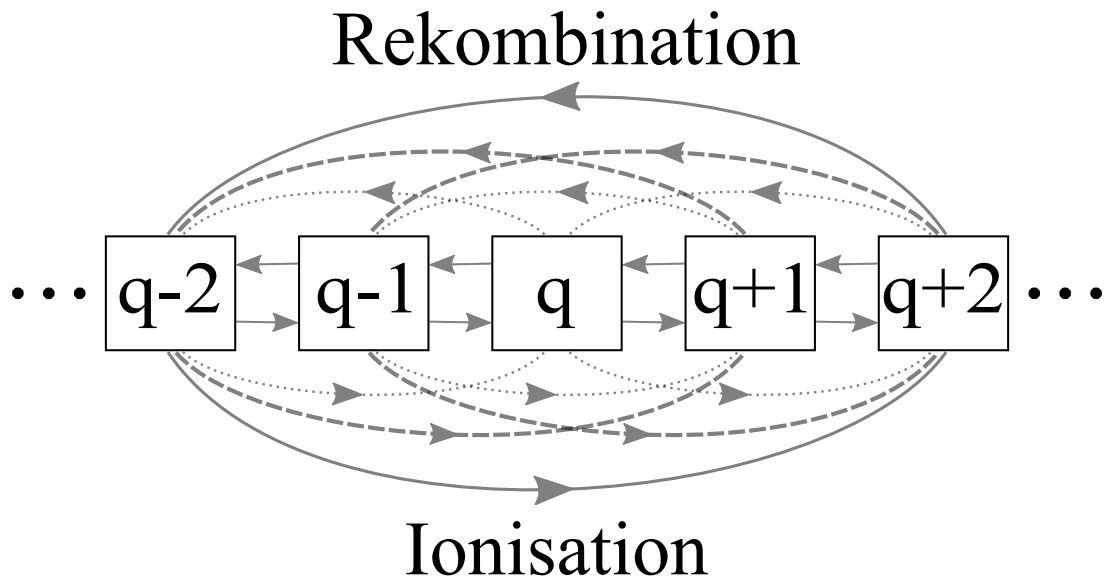


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der möglichen Reaktionspfade in Plasmen. Die Ratenkoeffizienten der einzelnen Übergänge bestimmen deren jeweilige Häufigkeit. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind nur diejenigen (Ein- bis Vierfach-)Ionisations- und Rekombinationsprozesse aufgeführt, deren Ausgangs- und Endladungszustand sich jeweils im Bereich zwischen $q-2$ und $q+2$ befinden.

da für jeden Ionisationsvorgang ebenfalls ein Rekombinationsvorgang stattfindet und umgekehrt. Die Wirkungsquerschnitte beziehungsweise Plasmaratenkoeffizienten der einzelnen Prozesse bestimmen hierbei, unter welchen Bedingungen Ionisation und Rekombination im Gleichgewicht sind - also wann sich das thermodynamische Gleichgewicht einstellt. In diesem ergibt sich für das Plasma eine konstante Temperatur, wobei sich die Geschwindigkeitsverteilung (und damit auch Energieverteilung) der einzelnen Teilchen über die Maxwell-Boltzmann-Verteilung ergibt. Insbesondere ist aber die mittlere Temperatur der verschiedenen Teilchensorten (Ionen und Elektronen) identisch. Dieses ideale Verhalten lässt sich über ein gesamtes Plasma allerdings selten bis nie antreffen, in der Praxis erreicht man das lokale thermodynamische Gleichgewicht. Dabei sind die vorgenannten Bedingungen nur für einen begrenzten Raumbereich im Plasma erfüllt und in den anderen Bereichen stellen sich jeweils andere lokale thermodynamische Gleichgewichte ein.

Im (lokalen) thermodynamischen Gleichgewicht lässt sich die Ladungszustandsverteilung über die Saha-Gleichung [71] beschreiben. Nach dieser hängt die Verteilung der Ladungszustände (also der Ionisationsgrad des Plasmas) von den beteiligten Elementen, der Dichte der Ionen und Elektronen sowie der Temperatur ab. Die beteiligten Elemente betrachtend ist insbesondere die jeweilige Ionisationsenergie für den nächst-

höheren Ladungszustand bedeutsam. Für eine festgelegte Zusammensetzung sowie konstante Dichte der Teilchen in einem Plasma hängt die Ladungszustandsverteilung somit lediglich von der Temperatur des Plasmas ab. Beispiel solcher Ladungszustandsverteilungen finden sich bei Hahn und Savin [70] sowie Tendler et al. [72]. Für jeden Temperaturbereich ergeben sich ein oder mehrere dominante Ladungszustände, wobei sich der jeweils dominante Ladungszustand mit steigender Temperatur des Plasmas erhöht. Die Bereiche hängen dabei von den jeweiligen Ionisationsenergien ab. Sofern die Ionisationsenergien für benachbarte Ladungszustände nicht sehr ähnlich sind, treten in Plasmen bei einer bestimmten Temperatur typischerweise nur wenige verschiedene Ladungszustände auf. Die einzelnen Ladungszustände werden hierbei bereits für Temperaturen deutlich unterhalb der jeweils benötigten Ionisationsenergie erreicht, da infolge der Maxwell-Boltzmann-Verteilung bei einer bestimmten Temperatur ein signifikanter Anteil der Teilchen eine weitaus höhere Energie aufweist und jene Elektronen Ionisationsvorgänge auslösen.

Wirkungsquerschnitte beziehungsweise Ratenkoeffizienten bestimmen also die Bedingungen, bei denen sich in einem Plasma ein thermodynamisches Gleichgewicht einstellt. Befindet sich ein Plasma nicht im thermodynamischen Gleichgewicht, so werden sie zur Berechnung der Teilchendichten in einem beobachteten Plasma benötigt. Diese lassen sich dann über die Beobachtung von elektromagnetischer Strahlung und die Entwicklung passender Modelle (in die wiederum die jeweiligen Ratenkoeffizienten einfließen) erschließen.

3 Experimentelle Grundlagen

Alle im Zuge dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden an der Experimentieranlage für Elektron-Ion-Stöße am I. Physikalischen Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen durchgeführt. Der Aufbau sowie das Messprinzip dieser Apparatur wurden bereits in vielen Publikationen und Abschlussarbeiten beschrieben, daher wird hier nur ein kurzer Überblick gegeben. Weiterführende Erläuterungen finden sich insbesondere bei Stenke [73] und Titte [74]. Einzig die neue Elektronenkanone, die während dieser Arbeit in Betrieb genommen wurde, wird in Kapitel 5 ausführlich beschrieben.

3.1 Der Versuchsaufbau

Abbildung 3.1 zeigt einen Überblick über den Versuchsaufbau. Die Erzeugung der Ionen erfolgt typischerweise in einer 10-GHz-Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle (EZR-Quelle) [75]. Es ist allerdings auch möglich, andere Ionenquellen zu installieren. Nach der Ionenerzeugung werden diese extrahiert, mit einer Spannung von einigen Kilovolt (typischerweise 12 kV, im Rahmen dieser Arbeit wurden aber auch andere Beschleunigungsspannungen getestet) beschleunigt und durch eine Einzellinse, das Quadrupoltriplett 1, horizontale und vertikale magnetische Ablenker sowie ein Schlitzpaar fokussiert und ausgerichtet.

Eine Trennung aller erzeugten Ionen gemäß ihres Masse-zu-Ladungs-Verhältnisses erfolgt im Analysiermagneten 1. Durch Variation der magnetischen Flussdichte kann das gewünschte Ion sowie Isotop selektiert werden. Mittels des Faradaybechers 2 wird der Ionenstrom des so abgetrennten Strahls gemessen. Eine weitere Fokussierung des Ionenstrahls erfolgt im Quadrupoltriplett 2 und eine Ladungsbereinigung im sich anschließenden 90°-Kugelkondensator. Zwei Schlitzpaare, deren Breite und Höhe sich jeweils auf weniger als Zehntel Millimeter genau einstellen lassen, im Abstand von circa 25 cm kollimieren den Ionenstrahl vor dem Eintritt in die Streukammer. Dort wird er unter einem Winkel von 90° mit einem Elektronenstrahl gekreuzt. Durch die

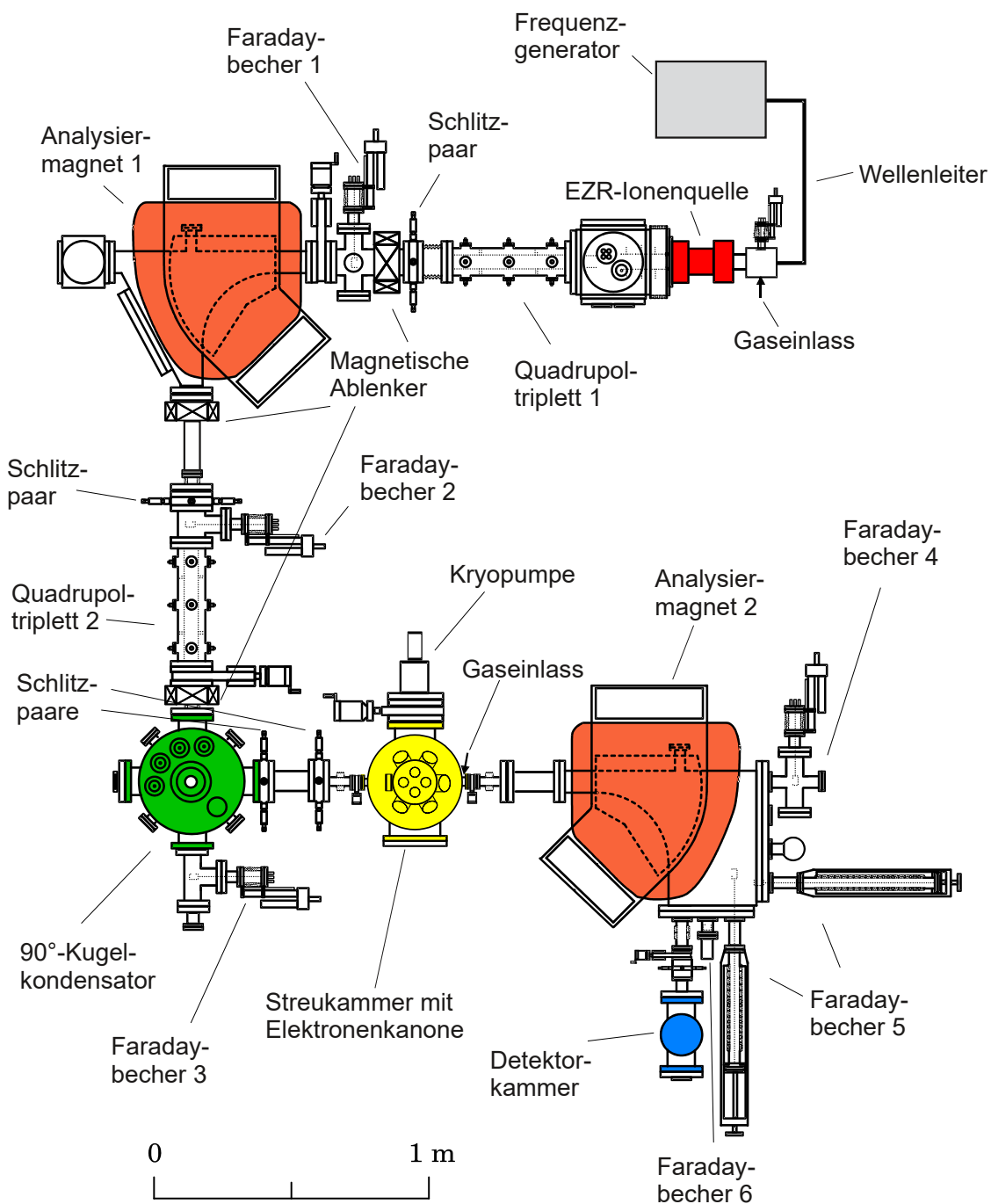


Abbildung 3.1: Aufbau der Experimentieranlage (mit Genehmigung übersetzt sowie zur Aktualisierung leicht abgeändert aus [76]).

Kreuzung der beiden Teilchenstrahlen und daraus resultierende Stöße wird ein Teil der Ionen höher ionisiert. Dies stellt den untersuchten Wechselwirkungsprozess dar. Die Energie der Elektronen sowie die Intensität des Elektronenstrahls kann variiert werden. Durch Inbetriebnahme der neuen Elektronenkanone wurde die maximal verfügbare Elektronenenergie von 1000 eV auf 3500 eV erhöht und außerdem eine höhere Flexibilität der einstellbaren Elektronenströme erreicht (siehe Kapitel 5). Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass für diesen experimentellen Aufbau die Elektron-Ion-Kollisionsenergien in guter Näherung den Elektronenenergien entsprechen, weil die Energie der (im Vergleich zu den Elektronen schweren) Ionen sehr gering ist.

Nach Austritt aus der Streukammer kann der Ionenstrahl in unterschiedliche Komponenten eingeteilt werden: Der Primärionenstrahl mit den unveränderten Ionen sowie mehrere Produktionenstrahlen mit den Ionen in erhöhten Ladungszuständen (jeweils einer für Einfach-, Doppel-, Dreifachionisation, etc.). Diese höheren Ladungszustände können allerdings erst ab gewissen Elektron-Ion-Kollisionsenergien, den jeweiligen Ionisationsschwellen, erzeugt werden. Der Analysiermagnet 2 ermöglicht eine Auftrennung der verschiedenen Komponenten des Ionenstrahls. Die magnetische Flussdichte wird hierbei so gewählt, dass der gewünschte Produktionenstrahl mit einem spezifischen Ladungszustand in die Detektorkammer trifft. Dort wird dieser mithilfe eines weiteren Kugelkondensators zur Untergrundreduzierung aus der Streuebene gelenkt und trifft anschließend auf einen Einzelteilchendetektor [77, 78] mit einer Ansprechwahrscheinlichkeit nahe 100 % ($\pm 3\%$). Diese Ansprechwahrscheinlichkeit kann mithilfe des Faradaybeckers 6 ermittelt werden. Der (fahrbare) Faradaybecher 5 dient der Messung des Primärionenstroms und wird so platziert, dass er den Primärionenstrahl komplett auffangen kann.

Mittels des Faradaybeckers 4 können bei ausgeschaltetem Analysiermagneten 2 Massenspektren mit hoher Auflösung aufgenommen werden (siehe z. B. Abbildung 3.3). Die an verschiedenen Stellen angebrachten Magnetsteerer werden analog zu den anderen ionenoptischen Elementen zur Optimierung (dies bedeutet im Regelfall Maximierung) des in die Wechselwirkungszone gelangenden Ionenstroms verwendet. Eine größere Bedeutung kommt der Einstellung der Schlitze direkt vor der Streukammer zu. Diese kollimieren den Ionenstrahl für einen zentrierten Eintritt mit möglichst geringer Divergenz in die Wechselwirkungszone. Insbesondere im Zuge der Inbetriebnahme der neuen Elektronenkanone, die eine komplette Neuausrichtung des betroffenen Strahlzweiges erforderlich machte, gewann die Einstellung der Schlitze weiter an Bedeutung. Details hierzu sind in Kapitel 6.5 beschrieben. Allgemein gilt,

dass größere Schlitzhöhen beziehungsweise -breiten einen höheren Ionenstrom passieren lassen und somit die Messzeit verkürzen, aber möglicherweise ein vollständiges Auffangen der Ionenstrahlen im Faradaybecher beziehungsweise dem Einzelteilchendetektor verhindern. Es ist also notwendig, einen Kompromiss für möglichst hohen Ionenstrom bei gleichzeitiger vollständiger Detektion der Ionenstrahlen zu finden. Dafür sollte die Größe der Schlitze für Absolutmessungen (siehe Kapitel 3.2) einen Wert von $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ nicht überschreiten, je nach Einstellung der Elektronenkanone muss sie in manchen Fällen sogar deutlich geringer sein. Weiterhin zu beachten ist die Totzeit des Einzelteilchendetektors, die künstlich auf gleichbleibende $5\text{ }\mu\text{s}$ eingestellt wird, sodass eine Zählrate von 10 kHz zur Minimierung von Totzeiteffekten nicht überschritten werden sollte. Dies kann bei hohen Ionen- oder Elektronenströmen beziehungsweise Wirkungsquerschnitten durch eine kleinere Einstellung der Schlitzaperturen erreicht werden. Wird in dieser Arbeit eine Größe des Ionenstrahls angegeben, so wurde diese stets mithilfe dieser Schlitze eingestellt.

3.2 Das Messverfahren

Sämtliche im Rahmen dieser Arbeit unter Verwendung der neuen Hochleistungselektronenkanone aufgenommenen Wirkungsquerschnitte sind Absolutwerte und wurden mittels der **Methode der bewegten gekreuzten Strahlen** (auf Englisch *animated crossed-beams method*) gemessen. Hierzu werden Ionen- und Elektronenstrahl unter einem Winkel von 90° gekreuzt, wobei der Elektronenstrahl durch mechanische Bewegung der Elektronenkanone in der vertikalen Ebene durch den fixierten Ionenstrahl gefahren wird. Hierbei ist darauf zu achten, dass die Fahrtstrecke weit genug ist, um sowohl am oberen als auch am unteren Ende Bereiche ohne jeglichen Überlapp der beiden Strahlen, die zur Untergrundbestimmung genutzt werden, aufzunehmen. Diese Bewegung ermöglicht ein Abtasten der Strahlprofile, sodass die experimentell aufwendige explizite Bestimmung des Formfaktors entfallen kann [79, 80]. Zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes werden somit nur noch experimentell direkt zugängliche Größen benötigt und dieser ergibt sich zu

$$\sigma = \frac{N\Delta z}{I_i I_e \Delta t M}. \quad (3.1)$$

Dabei bezeichnet N die Anzahl an im Zeitintervall Δt registrierten Produktionen, Δz die Fahrtstrecke der Elektronenkanone während Δt , I_i und I_e den Ionen- beziehungsweise Elektronenstrom und M den kinematischen Faktor. Dieser berechnet

sich mit dem Kreuzungswinkel der Strahlen θ , der Elektronenladung e sowie den Geschwindigkeiten und Ladungszuständen der Ionen beziehungsweise Elektronen v_i , v_e , q_i und q_e zu

$$M = \frac{\sqrt{v_i^2 + v_e^2 - 2v_i v_e \cos \theta}}{v_i v_e q_i q_e e^2 \sin \theta}. \quad (3.2)$$

Die experimentelle Unsicherheit beinhaltet statistische und systematische Unsicherheiten, wobei alle Beiträge quadratisch addiert werden. Die statistische Messunsicherheit ergibt sich aus der statistischen Unsicherheit der gezählten Produktionen und nimmt mit zunehmender Messzeit ab, sodass bei gegenüber dem Messsignal niedrigem Messuntergrund (dies ist an diesem Aufbau typischerweise der Fall) in der Regel die systematische Unsicherheit dominiert. Diese setzt sich aus den Unsicherheiten der Messgeräte für die Messung des Ionenstroms (5 %) und des Elektronenstroms (2 %) sowie den Unsicherheiten der Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors (3 %), der Kanalbreite (1 %) und des kinematischen Faktors (1 %, diese ergibt sich wiederum aus den Unsicherheiten der Elektronen- und Ionengeschwindigkeiten sowie des Überlappwinkels) zusammen und beträgt rund 6,3 %. Insbesondere für kleine Wirkungsquerschnitte sowie nahe an der Ionisationsschwelle kann eine niedrige Zählrate auftreten, sodass die statistische Unsicherheit dominierend wird. In den meisten Fällen beträgt diese aber weniger als 2 %. Zu diesen Unsicherheiten hinzu kommt noch die Unsicherheit der Elektronenstromkorrektur, die für die neue Elektronenkanone in Kapitel 6.4 abgeschätzt wird.

Abbildung 3.2 zeigt eine typische Absolutmessung, wie sie auf dem Messrechner angezeigt und mittels des Datenverarbeitungsprogramms Origin ausgewertet wird. Es sind vier Kanäle zu sehen, wobei auf der Abszisse jeweils die Position der Elektronenkanone (als Kanalnummer z) aufgetragen ist. Auf der Ordinate dargestellt sind in (a) die gezählten Produktionen, in (b) der Ionenstrom, in (c) der Elektronenstrom sowie in (d) die im jeweiligen Kanal gemessene Zeit. Die in Abbildung 3.2 als vertikale, rote Linien dargestellten Grenzen können manuell verschoben werden, sodass Signal- und Untergrundbereich für jede einzelne Messung an die jeweiligen Messbedingungen angepasst werden können. Innerhalb der beiden inneren Grenzen befindet sich der Signalebereich, in dem die beiden Strahlen überlappen. Zwischen den jeweils inneren und äußeren Grenzen ist der überlappfreie Bereich, der zur Untergrundbestimmung genutzt wird.

Der Vollständigkeit halber wird hier noch auf die Möglichkeit der Energie-Scan-

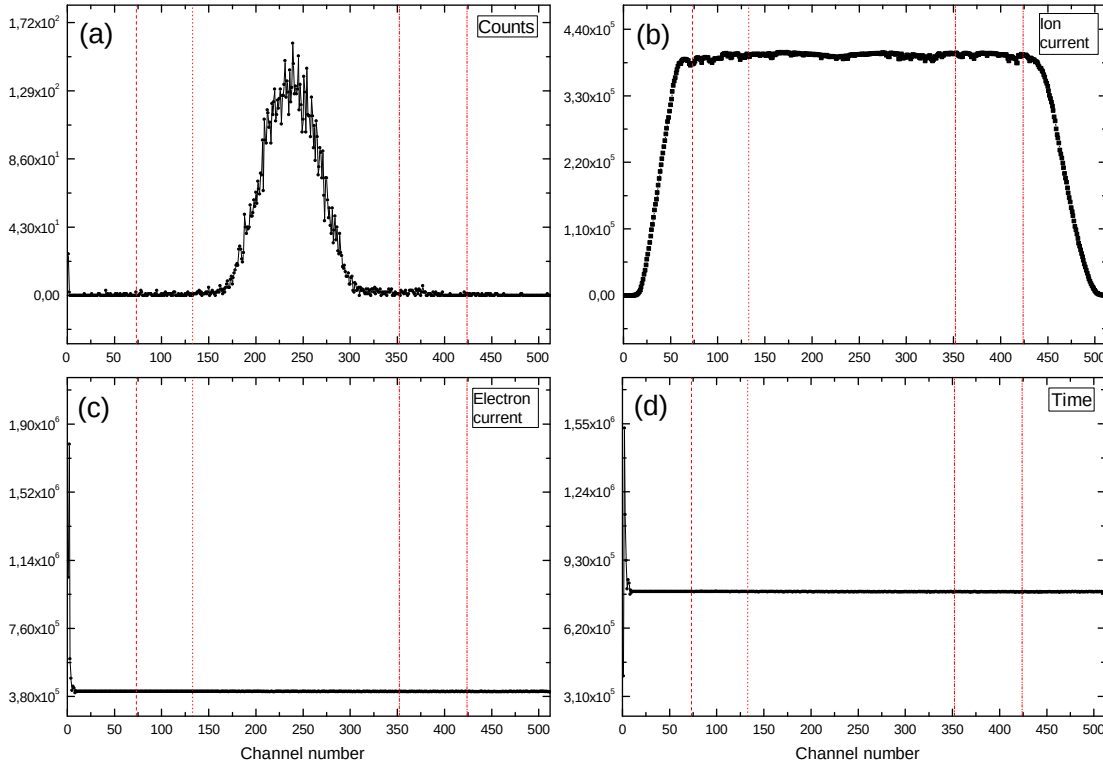


Abbildung 3.2: Beispielhafte Darstellung aufgenommener Daten bei einer absoluten Wirkungsquerschnittsmessung. Die Teilabbildungen zeigen (a) das Reaktionssignal (in Anzahl an gezählten Ionen), (b) den Ionenstrom, (c) den Elektronenstrom sowie (d) die Zeit (jeweils in willkürlichen Einheiten) in Abhängigkeit der vertikalen Position der Elektronenkanone.

Messungen hingewiesen. Diese sind für die neue Elektronenkanone noch nicht implementiert, die Realisierung ist aber für die nähere Zukunft geplant und Vorarbeiten dafür laufen bereits [81]. Die Energie-Scan-Methode [10] wurde entwickelt, um Strukturen im Wirkungsquerschnitt mit Energiebreiten von wenigen Elektronenvolt untersuchen zu können. Hierbei sitzt die Elektronenkanone fest an der Stelle des maximalen Strahlüberlapps, während die Energie der Elektronen in kleinen Schritten von wenigen Zehntel Elektronenvolt variiert wird. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sind hier aufgrund der fehlenden Bestimmung des Formfaktors nur relativ, können aber auf die jeweils zugehörigen Absolutwerte normiert werden. Mit dieser Methode kann innerhalb relativ kurzer Messzeit eine sehr kleine statistische Messunsicherheit erreicht werden, wodurch beispielsweise durch EA-, REDA- oder READI-Prozesse verursachte Strukturen im Wirkungsquerschnitt mit hoher Genauigkeit vermessen werden können (siehe z. B. [2, 32, 39]). Die in Kapitel 4 diskutierten Daten wurden, noch mit der vormals an der Messapparatur installierten Elektronenkanone, unter

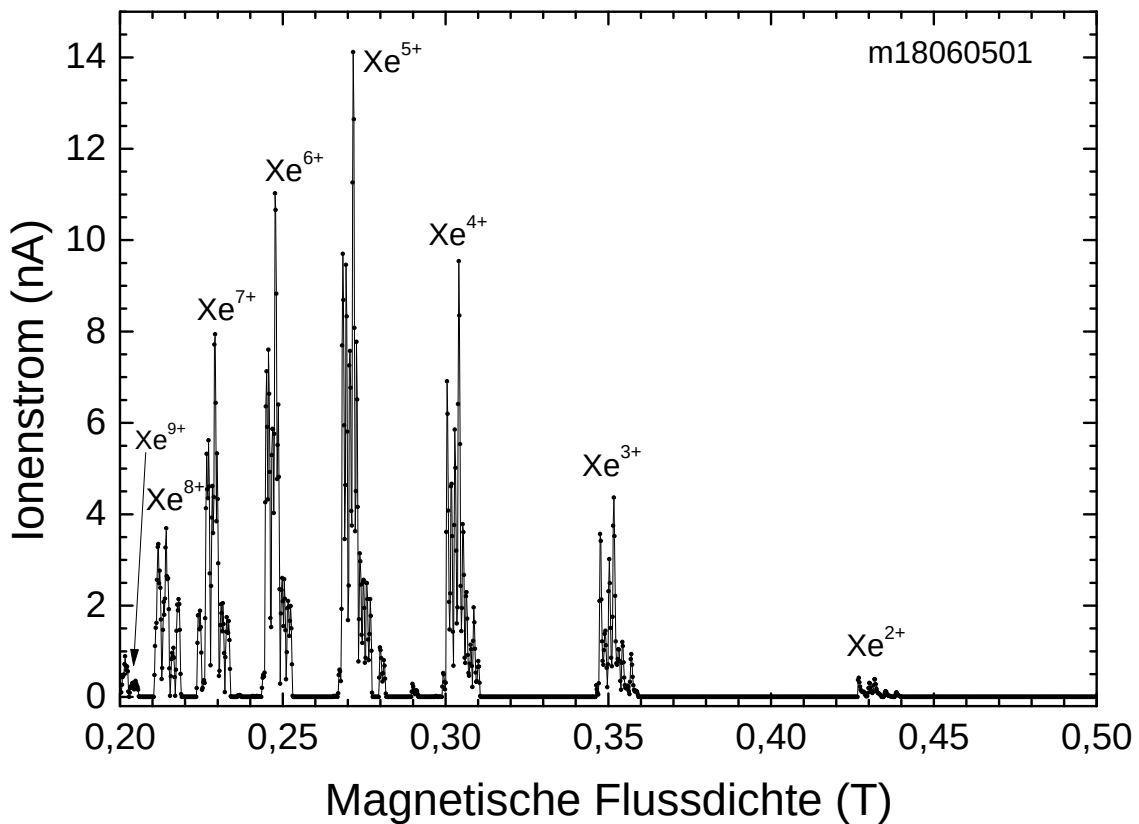


Abbildung 3.3: Ein Massenspektrum mit sehr guter Masse-zu-Ladungs-Auflösung (aufgenommen im Faradaybecher 4). Die relativ niedrigen Ströme der Xenonionen sind auf eine Reduzierung der Strahlgröße auf $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ zurückzuführen. Die einzelnen Isotope der Xenonionen sind sehr gut aufgelöst. Dadurch ergibt sich ein eindeutiges Spektrum der Ladungszustände Xe^{2+} bis Xe^{9+} . Die magnetische Flussdichte entspricht dem am Netzgerät des 1. Analysiermagneten eingestellten Wert (aufgrund eines Versatzes nicht identisch mit dem tatsächlichen). Die Zuordnung der einzelnen Ladungszustände erfolgte mittels deren Masse-zu-Ladungs-Verhältnis.

anderem mit dieser Methode aufgenommen.

3.3 Einzelheiten zur Erzeugung der Primärionen

Die Messungen an den Helium- sowie den niedrig geladenen Xenonionen (Xe^{2+} und Xe^{5+}) waren experimentell relativ einfach durchzuführen. Dies liegt hauptsächlich daran, dass sowohl Helium als auch Xenon bei Normalbedingungen im gasförmigen Zustand vorliegen. Dadurch konnte das jeweilige Gas durch den üblichen Gaseinlass in die EZR-Quelle eingelassen werden, wodurch direkt Helium- beziehungsweise Xenonatome in der Gasphase zur Verfügung standen. Anschließend war es durch die jeweils

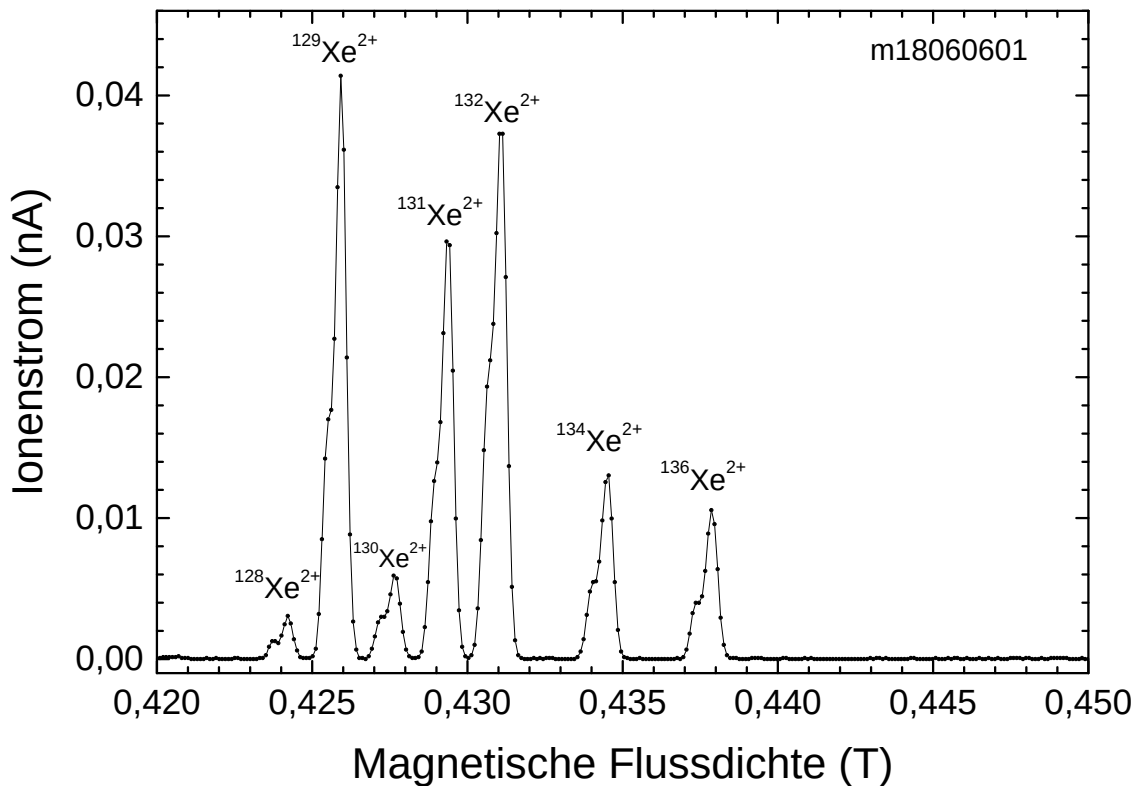


Abbildung 3.4: Ein Massenspektrum mit sehr guter Masse-zu-Ladungs-Auflösung (aufgenommen im Faradaybecher 5). Die niedrigen Ströme der Xenonionen sind auf eine Reduzierung der Strahlgröße auf $0,2\text{ mm} \times 0,2\text{ mm}$ zurückzuführen. Die einzelnen Isotope der Xenonionen sind sehr gut aufgelöst. Dadurch ergibt sich ein eindeutiges Spektrum der Xe^{2+} -Isotope, deren Verteilung der natürlichen Isotopenverteilung von Xenon entspricht (vergleiche Tabelle 3.1). Die magnetische Flussdichte entspricht dem am Netzgerät des 1. Analysiermagneten eingestellten Wert (aufgrund eines Versatzes nicht identisch mit dem tatsächlichen). Die Zuordnung der einzelnen Isotope erfolgte mittels deren Masse-zu-Ladungs-Verhältnis.

niedrigen Ladungszustände insgesamt einfach, ausreichend hohe und stabile Primärionenströme zu erreichen. Das Verfahren hierzu soll beispielhaft anhand der Erzeugung von Xe^{2+} -Ionen erläutert werden. Abbildung 3.3 zeigt ein im Faradaybecher 4 aufgenommenes Massenspektrum, bei dessen Aufnahme die Ionenproduktion und -optik bereits sehr gut eingestellt und für die Erzeugung von Xe^{5+} -Ionen optimiert waren (daher weist dieser Ladungszustand den höchsten Ionenstrom auf, jedoch war der Ionenstrom für Xe^{2+} -Ionen ebenfalls ausreichend hoch). Aufgetragen ist in diesem sowie den folgenden Massenspektren der im jeweils angegebenen Faradaybecher gemessene Ionenstrom in Abhängigkeit von der magnetischen Flussdichte des Analysiermagneten 1. In Abbildung 3.3 sind Xe^{2+} - bis Xe^{9+} -Ionen sichtbar und nach Ladungszustand sowie Isotop getrennt. Abbildung 3.4 zeigt ein anschließend im Faradaybecher 5

aufgenommenes Massenspektrum, das den für diesen Zweck interessanten Bereich des Auftretens von Xe^{2+} -Ionen abbildet. Eine eindeutige Separation der einzelnen Isotope ist sichtbar. Es sei hier angemerkt, dass die Messung des Primärionenstroms während der Wirkungsquerschnittsmessungen im Faradaybecher 5 erfolgt, wohingegen der Faradaybecher 4 zur eindeutigen Identifizierung der Ionen während der Vorbereitung der Messungen genutzt wird. Für die Messungen mit Xe^{2+} -Ionen wurde die magnetische Flussdichte des Analysiermagneten 1 so eingestellt, dass die Ionen mit Massenzahl 129 gewählt wurden. Da der Wirkungsquerschnitt für die untersuchten Prozesse in diesem Fall sehr groß ist, waren kleine Ionenströme vorteilhaft, um eine zu hohe Zählrate auf dem Einzelteilchendetektor und damit einhergehende Totzeiteffekte zu vermeiden. Daher wurde die Schlitzbreite für die Messungen an Xe^{2+} -Ionen je nach Elektronenenergie auf zwischen $0,18 \text{ mm} \times 0,18 \text{ mm}$ und $0,4 \text{ mm} \times 0,4 \text{ mm}$ eingestellt (mit Ausnahme einer Messung unterhalb der Ionisationsschwelle, siehe Tabelle B.1).

Bei genauerer Betrachtung von Abbildung 3.4 fällt eine sogenannte Doppelpeakstruktur auf. Diese äußert sich darin, dass die einzelnen Peaks zu jeweils niedrigerer magnetischer Flussdichte hin eine Verbreiterung aufweisen und innerhalb dieser Verbreiterung für einen Teil der Peaks ein weiterer, kleinerer Peak beobachtet werden kann. Diese Verbreiterung resultiert daraus, dass für diese Messung die Erzeugung der Ionen in der EZR-Quelle anscheinend an zwei räumlich voneinander getrennten Orten unabhängig voneinander erfolgte. Infolge leicht unterschiedlicher kinetischer Energie dieser getrennt erzeugten Ionen werden diese bei leicht unterschiedlichen magnetischen Flussdichten detektiert.

Um sicherzugehen, dass der im Experiment verwendete Ionenstrahl ausschließlich die für die Messung benötigten Xenonionen enthält, ist ein Vergleich der beobachteten Verteilung der einzelnen Xenonisotope mit dem natürlichen Isotopenverhältnis sinnvoll. Diese Verteilungen sollten nahe aneinander liegen, woraus sich schließen lässt, dass der Ionenstrahl rein aus Xenonionen besteht. Dies liegt daran, dass das in die EZR-Quelle eingelassene Xenongas der Erwartung nach eine natürliche Isotopenverteilung aufweisen sollte. Zur Überprüfung wurden die Flächen unter den einzelnen Peaks in Abbildung 3.4 mithilfe der Anpassung an eine Gauß-Funktion ermittelt und die jeweiligen Anteile mit denen aus der Literatur verglichen. Gewählt wurden hierzu die jeweils größeren Peaks der Doppelpeakstruktur. Dargestellt sind diese Werte in Tabelle 3.1. Es ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit Abweichungen von maximal 1,6 %. In den meisten Fällen sind diese aber deutlich geringer. Diese Abweichungen lassen sich zumindest teilweise auf Ungenauigkeiten der Anpassung infolge der durch die Doppelpeakstruktur verursachten Unsicherheit der Fläche unter

Tabelle 3.1: Ein Vergleich der beobachteten mit der natürlichen Verteilung von Xenonisotopen. Die Werte für die natürliche Isotopenverteilung stammen aus Meija et al. [82], die gemessenen Werte entstammen den in Abbildung 3.4 gezeigten Daten. Es ist zu erwarten, dass beide Verteilungen näherungsweise übereinstimmen, da handelsübliches Xenongas (und somit Xenon mit einer natürlichen Isotopenverteilung) in die EZR-Quelle eingelassen wurde.

Isotop	Relative Häufigkeit nach [82]	Gemessene relative Häufigkeit
Xenon-124	0,1 %	nicht beobachtet
Xenon-126	0,1 %	nicht beobachtet
Xenon-128	1,9 %	2,1 %
Xenon-129	26,4 %	28,0 %
Xenon-130	4,1 %	4,2 %
Xenon-131	21,2 %	21,1 %
Xenon-132	26,9 %	26,6 %
Xenon-134	10,4 %	9,9 %
Xenon-136	8,9 %	8,1 %

den einzelnen Peaks zurückführen. Die gute Übereinstimmung zeigt, dass eindeutig eine reine Struktur von Xenonionen vorliegt. Eine exakte Übereinstimmung ist aufgrund der vorhandenen experimentellen Unsicherheit, die hier nicht näher betrachtet werden soll, nicht zu erwarten.

Die Erzeugung und Bereitstellung der höher geladenen Xenonionen (Xe^{12+} bis Xe^{14+}) erforderte eine weitere Optimierung der Ionenquellenparameter. Ein „Züchten“ der höheren Ladungszustände ist notwendig. Dies geschieht durch eine sukzessive Erhöhung des gewählten Ladungszustandes und jeweilige Optimierung aller Parameter zur Erzeugung der Ionen sowie ihrer Transmission durch die Experimentieranlage. Dies würde jedoch bei alleinigem Einlass von Xenongas in die EZR-Ionenquelle noch nicht ausreichen, um hinreichend viele Xenonionen dieser Ladungszustände zu erzeugen. Daher wird als sogenanntes Supportgas molekularer Sauerstoff (O_2) mit in die Ionenquelle eingelassen [38, 83]. Dieser zieht durch seine hohe Elektronegativität (auf der Pauling-Skala 3,44 gegenüber einem Wert von 2,6 für Xenon) Elektronen an und sorgt damit zusätzlich zu den in einer EZR-Ionenquelle ohnehin ablaufenden Prozessen für die weitere Entfernung von Elektronen aus der Atomhülle der Xenonionen, wodurch ein höherer Ionisationsgrad erreicht werden kann. Da mit den verwendeten Druckmessröhren keine Partialdruckmessung möglich ist, konnte keine genaue Bestimmung des Verhältnisses der jeweiligen Mengen an eingelassenem Xenon- und Sauerstoffgas erfolgen. Eine Abschätzung mithilfe der Öffnung der jeweiligen (fein einstellbaren) Gaseinlassventile sowie frühere Erfahrungen [38] legen

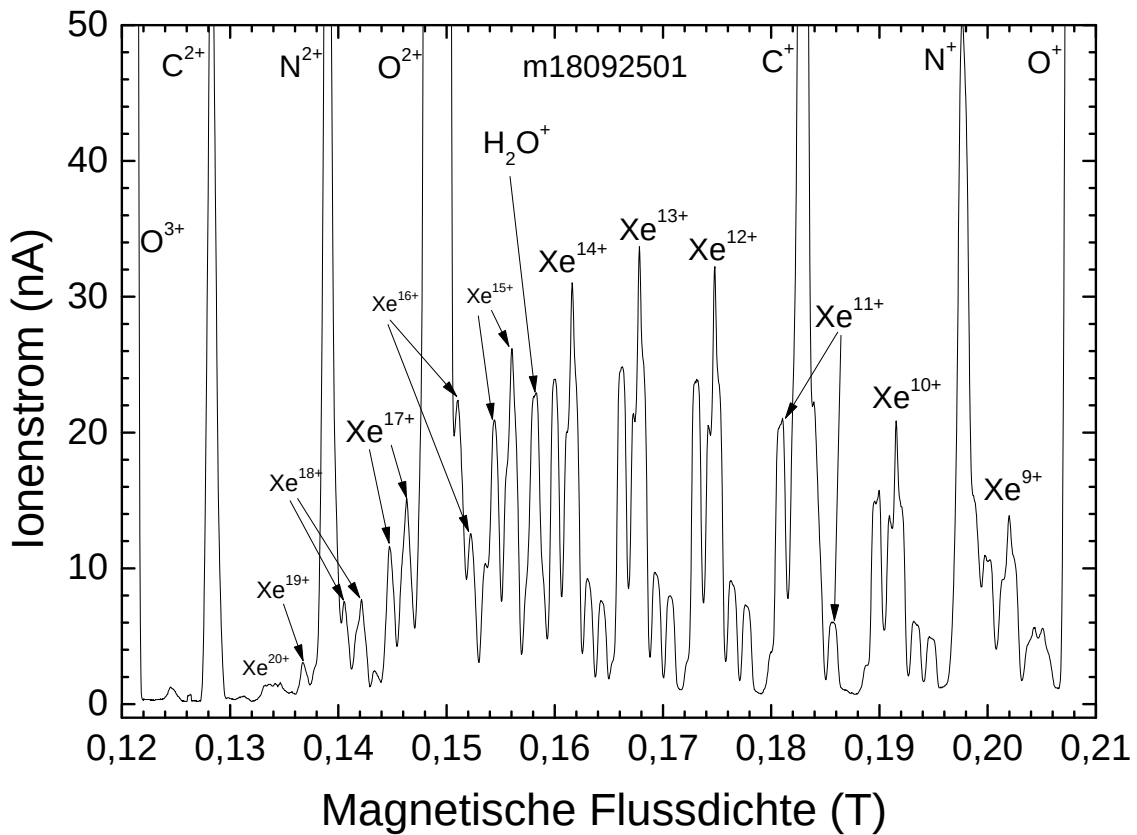


Abbildung 3.5: Ein Massenspektrum mit guter Masse-zu-Ladungs-Auflösung (aufgenommen im Faradaybecher 4). Da die Schlitze vor der Streukammer komplett geöffnet waren (dies entspricht einer Öffnung von ungefähr $10\text{ mm} \times 10\text{ mm}$), konnten hohe Ströme an Xenonionen erreicht werden. Es sind zwar eindeutig auch andere Ionen sichtbar, jedoch sind die einzelnen Ladungszustände der Xenonionen gut von diesen sowie voneinander getrennt, sodass eine eindeutige Identifizierung des gewählten Ladungszustandes möglich war. Dadurch ergibt sich ein eindeutiges Spektrum der Ladungszustände Xe^{9+} bis Xe^{20+} . Die magnetische Flussdichte entspricht dem am Netzgerät des 1. Analysiermagneten eingestellten Wert (aufgrund eines Versatzes nicht identisch mit dem tatsächlichen). Die Zuordnung der einzelnen Ionen erfolgte mittels deren Masse-zu-Ladungs-Verhältnis.

aber nahe, dass für die im Rahmen dieser Arbeit erzeugten Xe^{q+} -Ionen ($q = 12, 13, 14$) deutlich mehr Sauerstoff als Xenon eingelassen wurde. Exemplarisch für diesen Vorgang kann das in Abbildung 3.5 gezeigte Massenspektrum (aufgenommen im Faradaybecher 4) angesehen werden. Im Gegensatz zu Abbildung 3.3 weist dieses bei einer magnetischen Flussdichte von circa $0,21\text{ T}$ einen hohen sogenannten Parasitenpeak von O^{+} -Ionen auf. Dieser ist auf den bewussten Einfluss von Sauerstoffgas in die Ionenquelle zurückzuführen. Jedoch sind die untersuchten Ionensorten gut von diesem sowie den weiteren Parasitenpeaks getrennt. Abbildung 3.6 zeigt ein

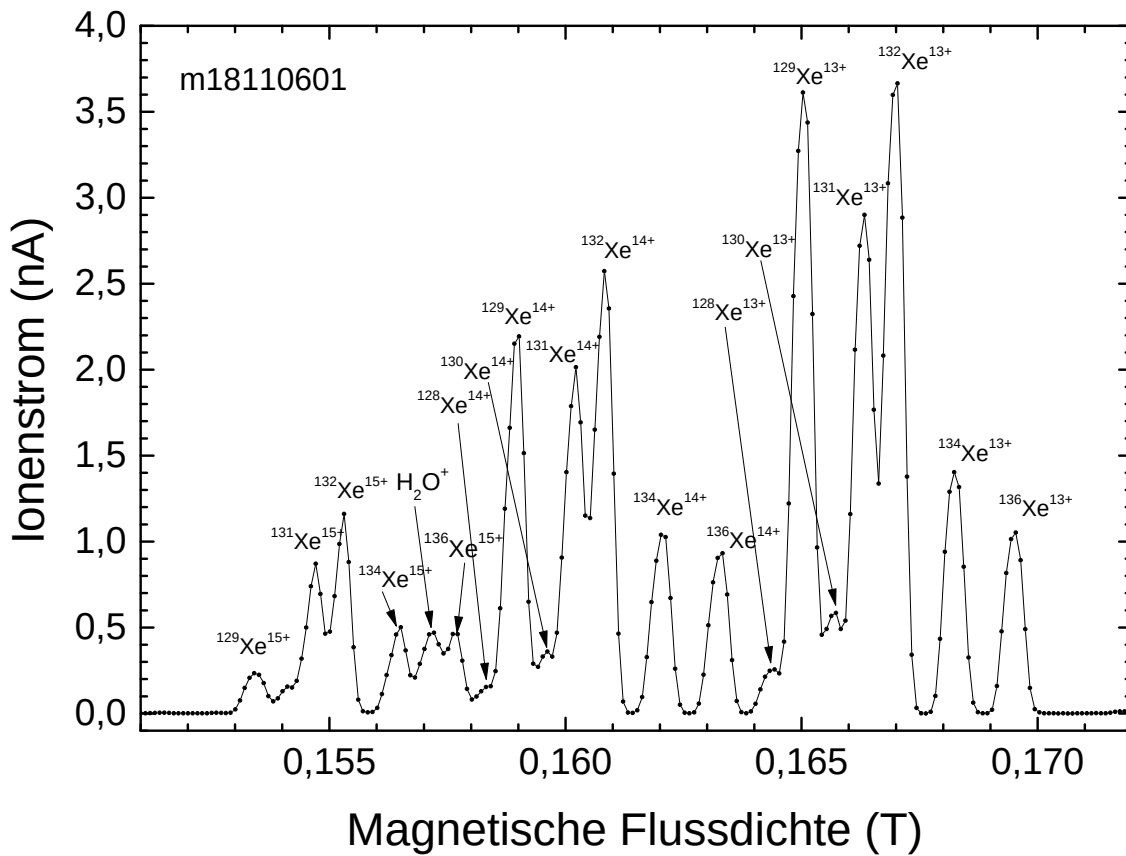


Abbildung 3.6: Ein Massenspektrum mit sehr guter Masse-zu-Ladungs-Auflösung (aufgenommen im Faradaybecher 5). Die im Vergleich zu Abbildung 3.5 relativ niedrigen Ströme der Xenonionen sind auf eine Reduzierung der Strahlgröße auf $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ zurückzuführen. Die einzelnen Isotope der Xenonionen sind gut aufgelöst, wodurch sich ein eindeutiges Spektrum der Ladungszustände Xe^{13+} bis Xe^{15+} ergibt. Die magnetische Flussdichte entspricht dem am Netzgerät des 1. Analysiermagneten eingestellten Wert (aufgrund eines Versatzes nicht identisch mit dem tatsächlichen). Die Zuordnung der einzelnen Ionen und Isotope erfolgte mittels deren Masse-zu-Ladungs-Verhältnis.

wiederum in Faradaybecher 5 aufgenommenes Massenspektrum. In diesem ist erneut eine eindeutige Separation der einzelnen Isotope zu erkennen, weswegen die magnetische Flussdichte des Analysiermagneten 1 im Anschluss an die Aufnahme dieses Massenspektrums auf den Wert für die Transmission von $^{129}\text{Xe}^{14+}$ -Ionen eingestellt wurde, um den Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoßionisation dieser Ionen zu messen. Hierbei wurden die kollimierenden Schlitze vor der Streukammer, um eine ausreichende Menge an Ionenstrom (einige Nanoampere) zu erhalten, auf eine Größe von $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ eingestellt (vergleiche Tabelle B.1).

4 Beiträge indirekter K-Schalen-Prozesse zur Elektronenstoßionisation von C^{2+} -Ionen

Eine der letzten noch mit der vormals an der Messapparatur eingebauten Elektronenkanone [22] durchgeführten Messreihen ist die der Elektronenstoß-Einfachionisation von berylliumartigen Kohlenstoffionen (C^{2+}). Die experimentellen Ergebnisse dieser Messungen wurden bereits im Rahmen der Masterthesis des Autors dieser Dissertation [36] vorgestellt und unter anderem im Hinblick auf einen Vergleich mit eigenen theoretischen Berechnungen analysiert. Dabei konnten infolge der Durchführung hochaufgelöster Energie-Scan-Messungen die geringen Beiträge von indirekten Ionisationsprozessen (EA, REDA sowie READI, vergleiche Kapitel 2.1 sowie Abbildung 2.5) unter Anregung eines Elektrons aus der K-Schale (1s) erstmals experimentell beobachtet werden. Dies gelang durch die geringe Energieungenauigkeit von circa 1,3 eV sowie eine sehr lange Messzeit von insgesamt ungefähr 842 Stunden, wodurch die statistische Unsicherheit im vorrangig betrachteten Energiebereich zwischen 230 eV und 360 eV auf etwa 0,03 % gesenkt wurde. Weiterhin zeigten die im Rahmen der genannten Arbeit mithilfe des Cowan-Codes [37] nach der *distorted-wave* Methode durchgeführten theoretischen Berechnungen für die Prozesse der direkten Ionisation sowie der Anregungs-Autoionisation, dass für dieses System eine feinstrukturaufgelöste Betrachtung unabdingbar ist (vergleiche auch Kapitel 2.3). Später wurden die theoretischen Berechnungen des untersuchten Systems durch eine Kooperation mit einer Arbeitsgruppe für theoretische Physik an der *National University of Defense Technology* in Changsha (Volksrepublik China) mittels der *binary-encounter-dipole* (BED) Methode unter Verwendung des FAC-Codes [64] verfeinert und insbesondere um die Beiträge der resonanten Prozesse REDA und READI ergänzt. Die *binary-encounter-dipole* ähnelt der *distorted-wave* Methode, wobei der Unterschied in einem Skalierungsfaktor für die verwendeten Energien zu finden ist. So berücksichtigt *binary-encounter-dipole* zusätzlich zur Energie des emittierten Elektrons noch die Ionisationsenergie. Es sei noch kurz explizit darauf hingewiesen, dass diese

theoretischen Berechnungen nicht vom Autor dieser Dissertation durchgeführt wurden, weswegen die theoretischen Methoden hier nicht vertiefend ausgeführt werden sollen. Mithilfe dieser Rechnungen wurde eine zumindest teilweise Zuordnung der im Wirkungsquerschnitt experimentell beobachteten resonanten Strukturen zu den ihnen jeweils zugrunde liegenden Prozessen möglich. Die neuen Erkenntnisse wurden publiziert [2] und sollen zusätzlich hier vorgestellt werden. Dabei orientiert sich die Darstellung an Ebinger et al. [2]. Weitere Informationen beinhaltend insbesondere detailliertere experimentelle und theoretische Einzelheiten finden sich dort sowie in der erwähnten Masterthesis von Ebinger [36].

Berylliumartige Kohlenstoffionen sind für die Forschung aus mehreren Gründen interessant. So findet sich diese Ionensorte unter anderem in astrophysikalischen [84, 85] sowie technischen Plasmen [86, 87]. Außerdem sind C^{2+} -Ionen im Zuge theoretischer Betrachtungen aufgrund ihrer geringen Anzahl von nur vier Elektronen relativ gut zugänglich und somit zur detaillierten Überprüfung theoretischer Modelle gut geeignet. Insbesondere die resonanten Ionisationsprozesse bieten hierbei und für theoretische Berechnungen im Allgemeinen eine herausfordernde Vergleichsmöglichkeit (siehe z. B. [16, 32]). Demzufolge sowie aufgrund der einfachen experimentellen Verfügbarkeit dieser Ionensorte wurde der Wirkungsquerschnitt für Einfachionisation von C^{2+} -Ionen durch Elektronenstoß auf der absoluten Skala bereits mehrmals experimentell sowie theoretisch untersucht (siehe hierzu [88] sowie darin aufgeführte Referenzen). Zusammengefasst ergab die neueste und aufwendigste dieser Arbeiten von Fogle et al. [88], den groben Verlauf des Wirkungsquerschnittes betrachtend, eine Übereinstimmung zwischen den experimentellen sowie theoretischen Daten (berechnet nach der RMPS-Methode, vergleiche dazu Kapitel 2.3) im Rahmen der experimentellen Unsicherheit von circa $\pm 10\%$. Allerdings konnte aufgrund nicht vorhandener experimenteller Möglichkeiten weder diese noch eine der älteren Untersuchungen Messungen mit einer Variation der Elektronenenergie in kleinen Schritten sowie mit sehr geringen statistischen Unsicherheiten durchführen. Diese wiederum sind aber vonnöten, um die kleinen Beiträge von resonanten sowie nicht-resonanten indirekten Prozessen unter Anregung eines Elektrons aus der $1s$ -Unterschale zum totalen Wirkungsquerschnitt zu beobachten. Dementsprechend wurden die resonanten Prozesse auch in keiner der bisherigen theoretischen Betrachtungen berücksichtigt. Daher wurde das System erneut untersucht und dabei Energie-Scan-Messungen durchgeführt (siehe Kapitel 3.2), um ebenjene Beiträge erstmals beobachten und mit theoretischen Berechnungen vergleichen zu können.

Abbildung 4.1 zeigt theoretische und experimentelle absolute Wirkungsquerschnitte

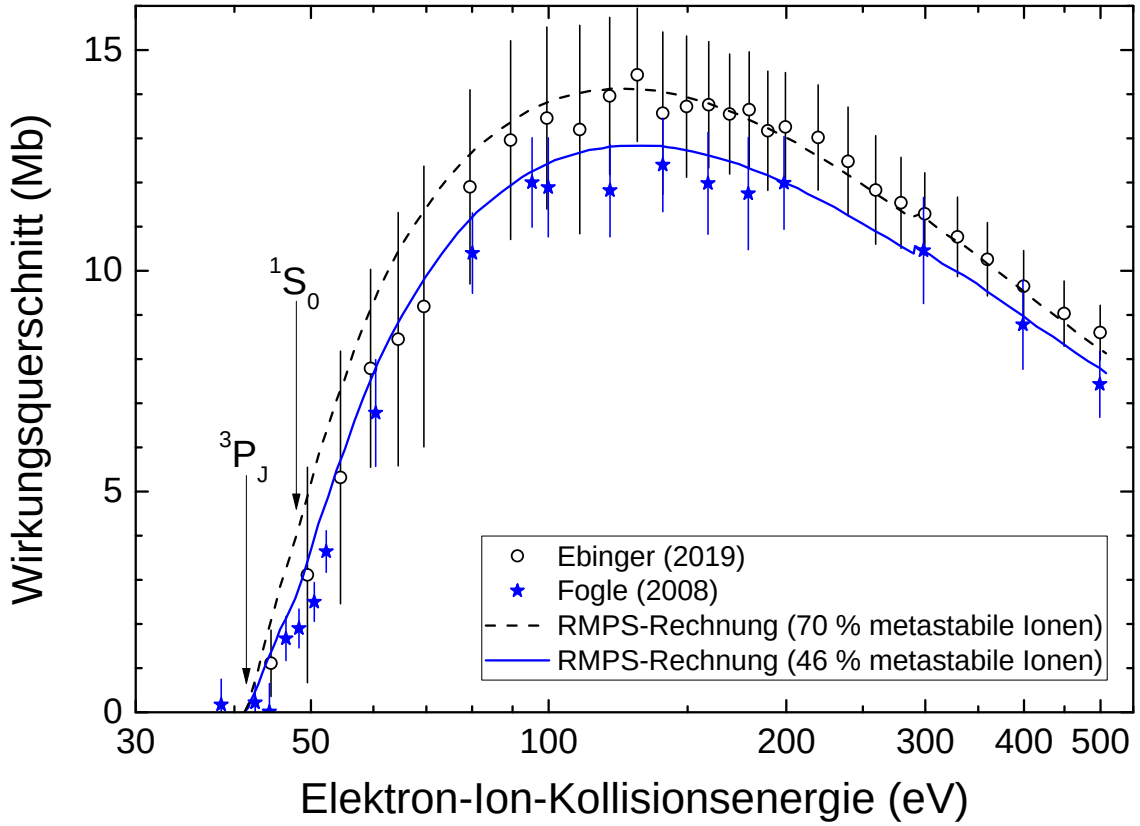


Abbildung 4.1: Grafische Darstellung des gemessenen, absoluten Wirkungsquerschnittes für Elektronenstoß-Einfachionisation von C^{2+} -Ionen (offene schwarze Kreise) verglichen mit experimentellen Literaturwerten (blaue Sterne, [88]). Außerdem gezeigt sind die Ergebnisse einer RMPS-Berechnung [88] für Anteile an metastabilen Ionen im Niveau $1s^2 2s 2p^3 P$ von 46 % (durchgezogene blaue Linie) sowie 70 % (gestrichelte schwarze Linie). Die vertikalen Pfeile markieren die Ionisationsschwellen für Ionen im Grundzustand $1s^2 2s^2 {}^1S_0$ (47,89 eV) sowie im angeregten, langlebigen Zustand $1s^2 2s 2p^3 P_{0,1,2}$ (41,39 eV)[89]. Detailliertere Erläuterungen finden sich im Textkörper. Die vorgestellten Daten wurden bereits bei Ebinger et al. [2] veröffentlicht.

für die Einfachionisation von C^{2+} -Ionen durch Elektronenstoß im untersuchten Energiebereich zwischen 30 eV und 500 eV. Eine tabellarische Auflistung der gemessenen absoluten Wirkungsquerschnitte sowie deren Unsicherheiten findet sich im Anhang in Tabelle A.1. Die C^{2+} -Ionen wurden durch den Einlass von gasförmigem Methan (CH_4) in die an dieser Apparatur üblicherweise verwendete EZR-Ionenquelle und anschließende Dissoziation der Moleküle sowie Ionisation der Atome erzeugt und mit einer Beschleunigungsspannung von 12 kV extrahiert. Für die absoluten Wirkungsquerschnittsmessungen ergaben sich bei einer Einstellung der kollimierenden Schlitze (vergleiche Kapitel 3) auf $0,6 \text{ mm} \times 0,6 \text{ mm}$ Ionenströme von etwa 10 nA. Der von der verwendeten alten Elektronenkanone [22] bereit gestellte Elektronenstrom

hängt von der jeweiligen Elektronenenergie ab und variierte zwischen 4 mA bei 41 eV, 19 mA bei 120 eV, 73 mA bei 300 eV sowie 155 mA bei 500 eV. Zur Kompensation der durch die Raumladung des Elektronenstrahls erzeugten Potentialmulde (vergleiche Kapitel 5.1.3) wurde gasförmiges Krypton bis zu einem Druck von circa $2 \cdot 10^{-7}$ mbar in die Streukammer eingelassen. Diese experimentellen Bedingungen stellten eine vollständige Detektion von Primär- und Produktionenstrahl sicher. Der systematische Anteil der absoluten Messunsicherheit wurde analog zu den Ausführungen in Kapitel 3.2 zu etwa 6,3 % abgeschätzt. Die in den Abbildungen 4.1 und 4.2 gezeigten Unsicherheiten sowie deren Auflistung in Tabelle A.1 berücksichtigen zusätzlich die für jede Messung individuelle statistische Unsicherheit. Die Energieskala wurde für diese Messungen durch eine vergleichende Messung der wohlbekannten Ionisationsschwelle von He^+ -Ionen kalibriert und die zugehörige Unsicherheit beträgt etwa $\pm 0,5$ eV. Weitere experimentelle Details finden sich bei Ebinger [36].

Die offenen schwarzen Kreise in Abbildung 4.1 sind die Ergebnisse der absoluten Wirkungsquerschnittsmessungen. Diese werden mit den Literaturwerten von Fogle et al. [88] (blaue Sterne) verglichen. Der Wirkungsquerschnitt erreicht sein Maximum mit circa 14 Mb bei etwa 125 eV und scheint, bei ausschließlicher Betrachtung der absoluten Messdaten ohne Berücksichtigung der im weiteren Verlauf dieses Kapitels vorgestellten Energie-Scan-Messungen, bis zur maximal gemessenen Elektron-Ion-Kollisionsenergie von 500 eV gleichmäßig und ohne Auffälligkeiten abzunehmen. Im Rahmen der jeweiligen Unsicherheiten stimmen beide Datensätze miteinander überein, wobei die neu aufgenommenen Werte über den gesamten Energiebereich leicht über den Literaturwerten liegen. Dieser leichte, insignifikante Unterschied lässt sich auf möglicherweise unterschiedliche Anteile an angeregten, langlebigen Ionen im Primärionenstrahl zurückführen. Die hierfür verantwortliche Elektronenkonfiguration ist $1s^2 2s 2p^3 P_{0,1,2}$ mit Lebensdauern im Bereich von Millisekunden (für $J=1$) [90–92], Hunderten Sekunden (für $J=2$) [90, 91] sowie, je nach Berechnung, zwischen 10^3 s und 10^{10} s (für $J=0$) [93–95]. All diese Lebensdauern sind lang genug, dass nur sehr wenige dieser Ionen in der Zeit zwischen der Erzeugung in der Ionenquelle sowie der Detektion im Detektor zerfallen (die Flugzeit von der Ionenquelle bis zum Detektor beträgt einige Mikrosekunden). Da weiterhin zu erwarten ist, dass diese metastabilen Ionen in der Ionenquelle erzeugt werden, sind signifikante Anteile im Primärionenstrahl wahrscheinlich. Die Elektronenkonfiguration $1s^2 2s 2p^1 P$ sowie sämtliche weitere angeregte Zustände von C^{2+} -Ionen hingegen weisen Lebensdauern in der Größenordnung von Nanosekunden auf [90, 96], sodass sich nahezu alle dieser Ionen zur Zeit der Wechselwirkung mit dem Elektronenstrahl bereits längst in einen

der langlebigen beziehungsweise stabilen Zustände abgeregt haben und somit keine solchen Anteile im Primärionenstrahl zu erwarten sind. Eine Validierung dieser Vermutung ergibt sich durch die Erhebung des Wirkungsquerschnittes unterhalb der Ionisationsschwelle des Grundzustandes $1s^2 2s^2 {}^1S_0$ von 47,89 eV [89] und sehr nahe an der Ionisationsschwelle des metastabilen Zustands $1s^2 2s 2p {}^3P_{0,1,2}$ von 41,39 eV [89] (in Abbildung 4.1 der Messpunkt bei 44,5 eV und außerdem besser ersichtlich in der die Energie-Scan-Messungen beinhaltenden Abbildung 4.2). Wären dagegen noch höher angeregte Ionen als diejenigen im Zustand $1s^2 2s 2p {}^3P$ im Primärionenstrahl vorhanden gewesen, so hätte sich der Wirkungsquerschnitt bereits bei noch geringeren Energien erheben müssen.

Die Abschätzung des prozentualen Anteils an metastabilen Ionen erfolgte mittels der RMPS-Berechnung von Fogle et al. [88] und ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Die durchgezogene blaue Linie zeigt den Verlauf dieses berechneten Wirkungsquerschnittes für einen Anteil von 46 % an Ionen im metastabilen Zustand $1s^2 2s 2p {}^3P$ und 54 % Grundzustandsionen. Diese Anteile wurden von Fogle et al. [88] mittels einer Strahlabschwächungsmethode gemessen und außerdem unabhängig davon anhand der theoretischen Berechnungen für deren experimentelle Ergebnisse abgeschätzt, wobei sich eine Übereinstimmung beider Methoden ergab. Eine Anwendung der dieser Abschätzung zugrunde liegenden theoretischen Resultate auf die hier vorgestellten Messdaten ergab einen Anteil von $(70 \pm 5)\%$ metastabiler Ionen sowie $(30 \pm 5)\%$ Grundzustandsionen und ist in Abbildung 4.1 als gestrichelte schwarze Linie dargestellt. Diese Linie stimmt mit den experimentellen Ergebnissen sehr gut überein, wobei im Rahmen der Messunsicherheiten auch andere Anteile metastabiler Ionen mit dem gemessenen Wirkungsquerschnitt vereinbar wären. Das beschriebene Verfahren unter Anwendung der theoretischen Ergebnisse von Fogle et al. [88] wurde gewählt, weil diese RMPS-Rechnungen den Wirkungsquerschnitt für Einfachionisation von C^{2+} -Ionen durch Elektronenstoß sehr gut wiedergeben können, wohingegen Berechnungen nach der *distorted-wave* Methode (und somit auch nach der *binary-encounter-dipole* Methode) bekanntermaßen zwar den Verlauf des Wirkungsquerschnittes gut wiedergeben können, ihn für niedrig geladene Ionen auf der absoluten Skala aber in der Regel überschätzen [60, 88].

Letzteres lässt sich in Abbildung 4.2 gut erkennen. Darin gezeigt sind erneut die absolut gemessenen Wirkungsquerschnitte (offene schwarze Kreise) und außerdem zusätzlich die auf diese Werte normierten Energie-Scan-Messungen (durchgezogene schwarze Linie) sowie theoretische Werte, die im Zuge der Arbeit von Ebinger et al. [2] mittels des FAC-Codes [64] nach der *binary-encounter-dipole* Methode durchgeführt

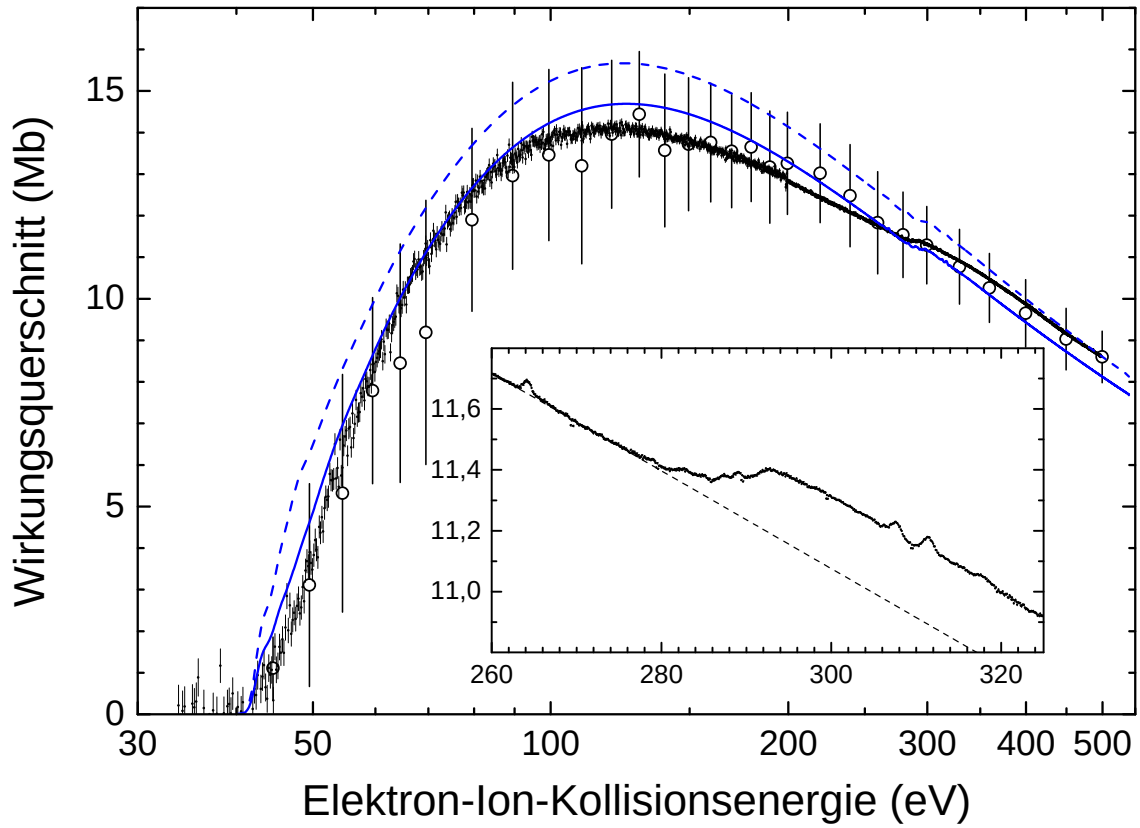


Abbildung 4.2: Grafische Darstellung des Wirkungsquerschnittes für Elektronenstoß-Einfachionisation von C^{2+} -Ionen. Offene schwarze Kreise sind die absoluten Messwerte, die durchgezogene schwarze Linie die auf diese normierten Resultate der Energie-Scan-Messungen. Theoretische Ergebnisse nach der BED-Methode [2] sind für Anteile metastabiler Ionen ($1s^2 2s 2p^3 P$) von 46 % (durchgezogene blaue Linie) und 70 % (gestrichelte blaue Linie) gezeigt. Außerdem abgebildet ist eine vergrößerte Darstellung des interessanten Energiebereiches zwischen 260 eV und 325 eV, wobei die gestrichelte Linie eine lineare Anpassung an den Wirkungsquerschnitt zwischen 260 eV und 275 eV repräsentiert. Die vorgestellten Daten wurden bereits veröffentlicht [2].

wurden. Hierzu sei angemerkt, dass die reinen Ergebnisse der Berechnungen mit einer Gauß-Funktion der Halbwertsbreite 1,3 eV gefaltet wurden, um die experimentelle Energieauflösung zu berücksichtigen. Dabei entspricht in diesem Fall die durchgezogene blaue Linie einem Anteil von 46 % und die gestrichelte blaue Linie einem Anteil von 70 % metastabiler Ionen im Zustand $1s^2 2s 2p^3 P_{0,1,2}$. Die Verteilung dieser Ionen auf die einzelnen Gesamtdrehimpulsquantenzahlen J (mit $J = 0, 1, 2$) erfolgte hierbei unter Annahme einer statistischen Verteilung auf die einzelnen Niveaus. Es zeigt sich ein deutlich sichtbarer, wenn auch erneut insignifikanter Unterschied der berechneten Wirkungsquerschnitte zu den mittels der RMPS-Methode berechneten Daten bei identischen Anteilen an metastabilen Ionen. Dieses Ergebnis zeigt, dass die mittels der

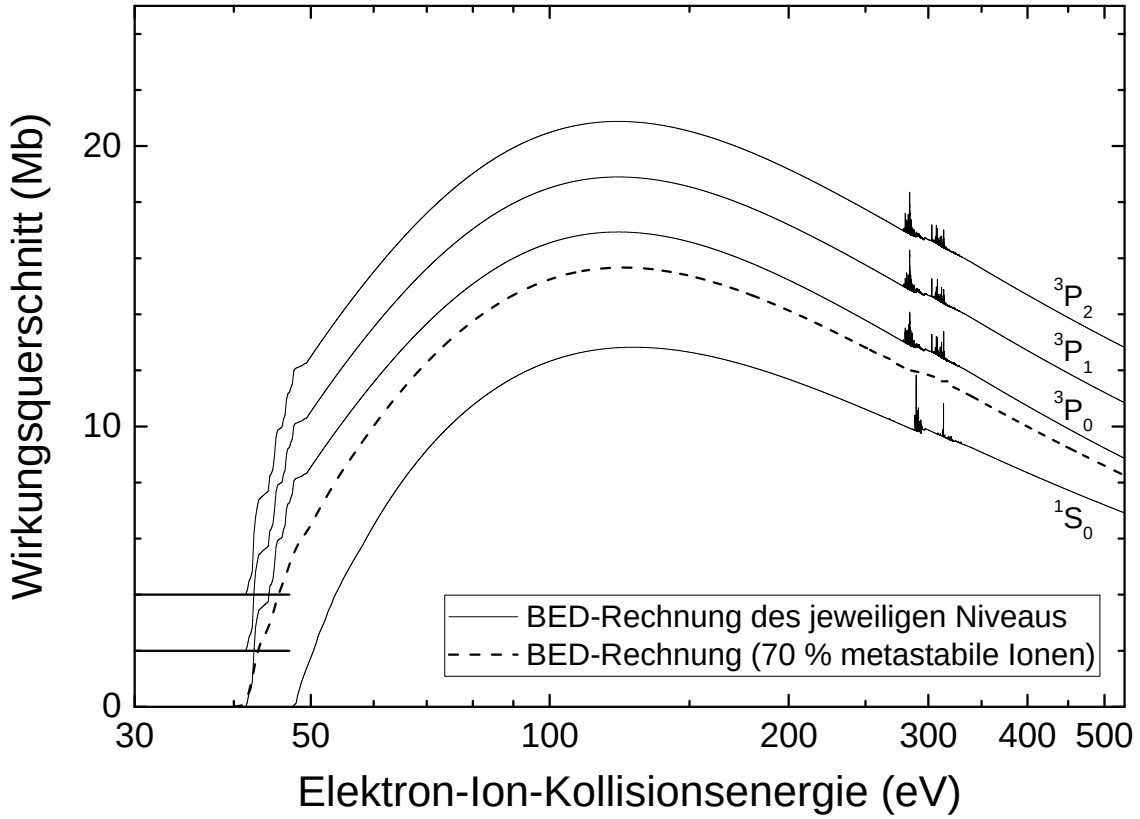


Abbildung 4.3: Grafische Darstellung der neuen Berechnungen des Wirkungsquerschnittes für Elektronenstoß-Einfachionisation von C^{2+} -Ionen im Grundzustand $1s^2 2s^2 1S_0$ sowie in der angeregten, langlebigen Konfiguration $1s^2 2s 2p^3 P_{0,1,2}$. Zur besseren Unterscheidung wurden zu den Wirkungsquerschnitten für die 3P_1 - sowie 3P_2 -Niveaus 2 Mb beziehungsweise 4 Mb addiert. Die gestrichelte Linie entspricht der gewichteten Summe der einzelnen Wirkungsquerschnitte unter Annahme eines Anteils von 70 % metastabiler Ionen im Primärionenstrahl nach Faltung mit einer Gauß-Funktion mit einer Halbwertsbreite von 1,3 eV. Die vorgestellten Daten wurden bereits bei Ebinger et al. [2] veröffentlicht.

binary-encounter-dipole Methode berechneten Daten (insbesondere den Verlauf des Wirkungsquerschnittes betreffend) zwar verwendet werden können, die Abschätzung des Anteils an metastabilen Ionen über die RMPS-Daten, den Erkenntnissen von Loch et al. [60] folgend, aber sinnvoller ist.

Der deutliche Unterschied zwischen den jeweils berechneten Wirkungsquerschnitten für Grundzustandsionen sowie metastabile Ionen wird aus Abbildung 4.3 ersichtlich. Gezeigt sind dort die ungefalteten Ergebnisse der Berechnungen des Wirkungsquerschnittes für Elektronenstoß-Einfachionisation von C^{2+} -Ionen im Grundzustand $1s^2 2s^2 1S_0$ sowie in der angeregten, langlebigen Konfiguration $1s^2 2s 2p^3 P_J$ mit den jeweiligen Gesamtdrehimpulsquantenzahlen $J = 0, 1, 2$. Zur besseren Unterscheidung

wurden hierbei zu den Wirkungsquerschnitte für die 3P_1 - sowie 3P_2 -Niveaus 2 Mb beziehungsweise 4 Mb addiert. Es ist zu erkennen, dass sich die Wirkungsquerschnitte für die unterschiedlichen metastabilen Zustände nur unwesentlich voneinander unterscheiden (und ohne die erwähnte Verschiebung auf der Ordinate in dieser Darstellung nicht voneinander zu unterscheiden wären), alle drei aber deutlich über dem Wirkungsquerschnitt für den Grundzustand liegen. Dies erklärt die starke Abhängigkeit des berechneten Wirkungsquerschnittes vom angenommenen Anteil an metastabilen Ionen. Außerdem dargestellt als gestrichelte Linie ist in Abbildung 4.3 die gewichtete Summe der einzelnen Wirkungsquerschnitte unter Berücksichtigung des abgeschätzten Anteils an metastabilen Ionen von 70 % im Primärionenstrahl nach Faltung mit einer Gauß-Funktion mit einer Halbwertsbreite von 1,3 eV. Dabei dient die Faltung der Berücksichtigung der experimentellen Auflösung und resultiert in einer weitgehenden Glättung der Resonanzen im Bereich um 300 eV. Trotz der hier kaum sichtbaren Unterschiede im Wirkungsquerschnitt für die unterschiedlichen Gesamtdrehimpulsquantenzahlen ist die einzelne Berücksichtigung für die weitere Analyse notwendig, da sich die Lagen sowie Stärken der Resonanzen bei genauerer Betrachtung deutlich voneinander unterscheiden.

Abbildung 4.2 zeigt, wie bereits erwähnt, außerdem den mittels der Energie-Scan-Methode gemessenen Wirkungsquerschnitt, der eine genauere Analyse des untersuchten Systems ermöglicht. Für diese Energie-Scan-Messungen wurden die Schlitze auf Werte zwischen $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ und $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ vergrößert, sodass Ionenströme im Bereich von 20 nA bis 45 nA erreicht werden konnten. Dies verkürzte die für die geringe statistische Unsicherheit dieser Daten benötigte Messzeit signifikant. Infolge der relativen Natur der reinen Messergebnisse und der sich anschließenden Normierung auf die absoluten Daten sind auch unter diesen Bedingungen verlässliche Wirkungsquerschnittsmessungen möglich. Die relative, statistische Punkt-zu-Punkt-Unsicherheit der Energie-Scan-Messungen beträgt im besonders interessanten Energiebereich zwischen 260 eV und 325 eV etwa 0,03 %. Durch diese geringe statistische Unsicherheit lässt sich in den Resultaten der Energie-Scan-Messungen eine kleine Stufe leicht unterhalb von 300 eV erkennen. Wie genauere Betrachtungen der sich aus den theoretischen Berechnungen ergebenden einzelnen Beiträge zum gesamten Wirkungsquerschnitt zeigen (diese sind hier nicht grafisch dargestellt), entspricht diese Stufe dem Beitrag der indirekten Anregungs-Autoionisationsprozesse unter Anregung eines Elektrons aus der K-Schale. Der restliche, den Wirkungsquerschnitt dominierende Anteil entstammt größtenteils direkten Ionisationsprozessen unter Emission eines L-Schalen-Elektrons – daher auch die weitgehend glatte Form des Wirkungsquer-

schnittes (vergleiche hierzu auch Abbildung 2.5). Ein kleinerer Beitrag ergibt sich noch aus Anregungs-Autoionisation eines 2s-Elektrons in Zustände mit einer Hauptquantenzahl $n \geq 4$ (dies ist aus energetischen Gründen nur für die metastabilen Ionen möglich). Die, im Bereich der Ionisationsschwelle liegenden, zugehörigen Stufen im Wirkungsquerschnitt lassen sich in Abbildung 4.2 aufgrund in diesem Energiebereich zu großen statistischen Unsicherheiten sowie der experimentellen Energieauflösung nicht beobachten. Die ungefalteten theoretischen Daten in Abbildung 4.3 zeigen diese Stufen hingegen deutlich.

An dieser Stelle sei kurz angemerkt, dass die Unsicherheiten der absoluten Wirkungsquerschnitte absolute Messunsicherheiten darstellen, die gezeigten Unsicherheiten der Energie-Scan-Messungen jedoch relative (statistische) Unsicherheiten im Vergleich zu den benachbarten Punkten repräsentieren. Die absoluten Unsicherheiten der Resultate der Energie-Scan-Messungen entsprechen denen der absoluten Messwerte. Dies ist für die Analyse der Resonanzen sowie des Anstiegs des Wirkungsquerschnittes durch Anregungs-Autoionisation unter Anregung eines Elektrons aus der K-Schale jedoch irrelevant.

Die beobachtete Stufe für Anregungs-Autoionisation eines 1s-Elektrons im Wirkungsquerschnitt lässt sich in der vergrößerten Darstellung in Abbildung 4.2 deutlicher erkennen. Diese zeigt ausschließlich den hierfür interessanten Energiebereich zwischen 260 eV und 325 eV, in dem sich die unter Anregung eines K-Schalen-Elektrons (1s) ablaufenden indirekten Prozesse (Anregungs-Autoionisation sowie REDA und READI, für Details siehe Kapitel 2.1) befinden. Mittels dieser Vergrößerung sieht man deutlich den zwar geringen, aber signifikanten Beitrag der indirekten Prozesse unter Anregung eines K-Schalen-Elektrons zum gesamten Wirkungsquerschnitt. Die dort gestrichelt gezeichnete Linie stellt eine lineare Anpassung an den Wirkungsquerschnitt im Energiebereich zwischen 260 eV und 275 eV dar (dabei wurden die Messwerte im Bereich der dort sichtbaren Resonanz bei etwa 264 eV nicht berücksichtigt). In diesem Bereich treten noch keine Anregungs-Autoionisations-Prozesse aus der K-Schale auf, sodass nach Abzug des durch diese Ausgleichsrechnung erzeugten „Untergrundes“ von direkten Ionisationsprozessen sowie indirekten Ionisationsprozessen aus der L-Schale der reine Anteil an (sowohl resonanten als auch nicht-resonanten) indirekten Ionisationsprozessen unter Anregung eines 1s-Elektrons übrig bleibt. Die Beobachtung und sorgfältige Analyse dieser Prozesse stellt die Hauptmotivation für die in diesem Kapitel vorgestellte Untersuchung dar.

Die sich nach Durchführung dieses „Untergrundabzuges“ ergebende Wirkungsquer-

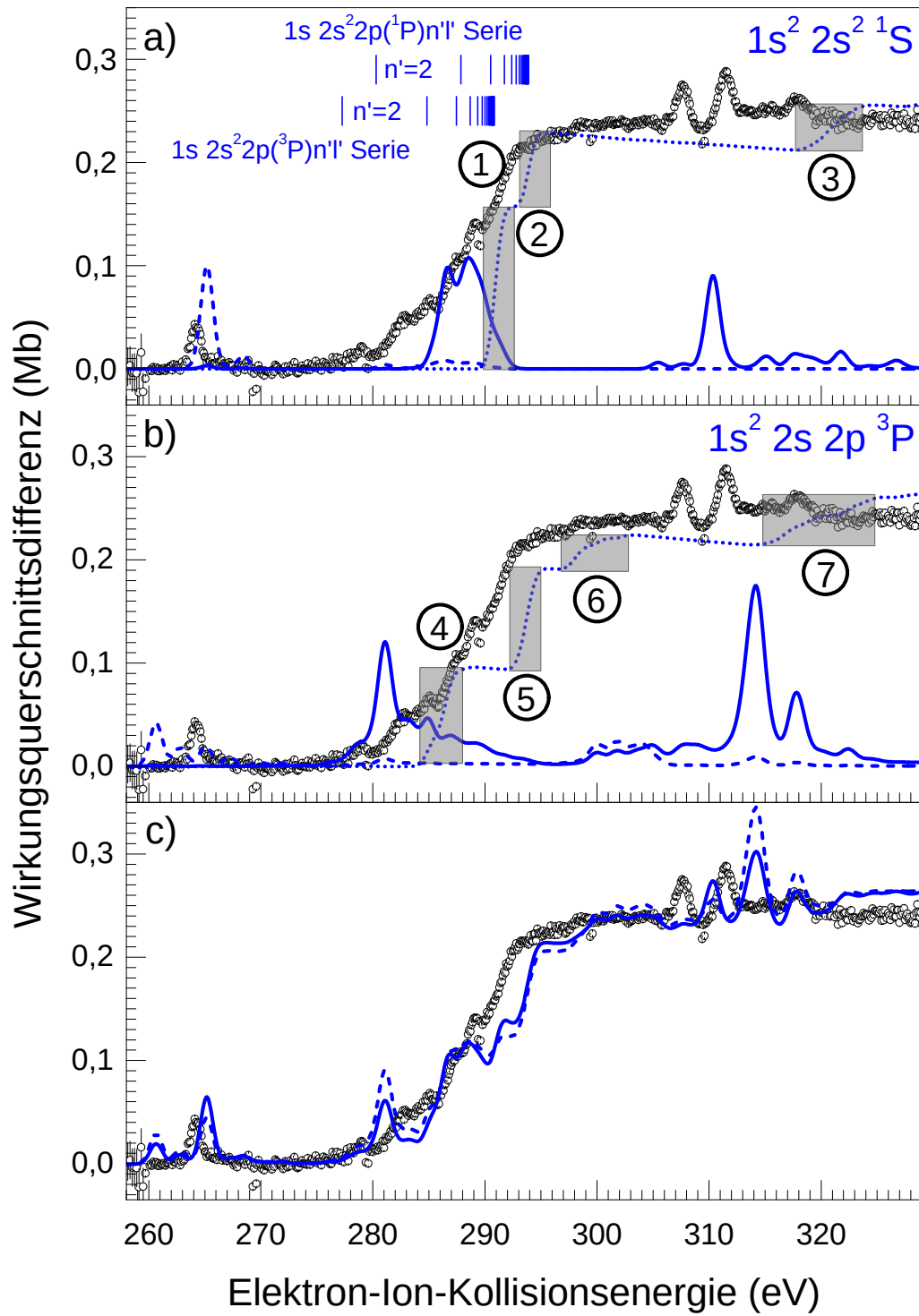


Abbildung 4.4: Grafische Darstellung des gemessenen Wirkungsquerschnittes indirekter Prozesse unter Anregung eines $1s$ -Elektrons für Elektronenstoß-Einfachionisation von C^{2+} -Ionen verglichen mit theoretischen Berechnungen. Dieser ergibt sich als Wirkungsquerschnittsdifferenz nach Abzug aller anderen Prozesse. Weitere Erläuterungen sowie eine Zuordnung der einzelnen Datensätze finden sich im Textkörper und in Tabelle 4.1. Die vorgestellten Daten wurden bereits veröffentlicht [2].

schnittsdifferenz ist in Abbildung 4.4 gezeigt. Durch die Darstellung als Wirkungsquerschnittsdifferenz lassen sich Vergleiche mit den theoretischen Daten besser visualisieren. Dabei repräsentieren die offenen schwarzen Kreise in allen drei Teilabbildungen die experimentellen Daten. Diese wurden in Schritten von 0,1 eV aufgenommen und weisen eine über die Halbwertsbreite der beobachteten (im Idealfall scharfen) Resonanzen ermittelte Energieauflösung von circa 1,3 eV auf. Es sei angemerkt, dass die Energien der theoretischen Werte in Abbildung 4.4 um jeweils 3 eV zu niedrigeren Energien hin verschoben wurden, um eine Übereinstimmung des berechneten Wertes der Ionisationsschwelle für den Anregungs-Autoionisationsprozess $1s^2 2s^2 {}^1S_0 \rightarrow 1s 2s^2 2p {}^1P_0$ mit dem experimentellen Literaturwert von $(293,94 \pm 0,03)$ eV [97] zu erreichen. Außerdem ist die Skala der Wirkungsquerschnitte um fast zwei Größenordnungen geringer als für den gesamten gemessenen Wirkungsquerschnitt – diese Prozesse tragen also nur etwa 1 % bis 2 % zum Gesamtwirkungsquerschnitt bei. Die Teilabbildungen 4.4 a) sowie 4.4 b) zeigen zusätzlich die gefalteten Ergebnisse der theoretischen Berechnungen für indirekte Ionisationsprozesse (EA, REDA, READI) unter Anregung eines K-Schalen-Elektrons für Grundzustandsionen ($1s^2 2s^2 {}^1S_0$, 4.4 a)) beziehungsweise angeregte, langlebige Ionen ($1s^2 2s 2p {}^3P$, 4.4 b)). Diese sind jeweils aufgeschlüsselt in die Wirkungsquerschnitte für Anregungs-Autoionisation (gepunktete blaue Linie) sowie REDA- (durchgezogene blaue Linie) und READI-Prozesse (gestrichelte blaue Linie). Außerdem markieren die schattierten Flächen in den Teilabbildungen 4.4 a) sowie 4.4 b) die Bereiche der Einsatzschwellen verschiedener Prozesse der Anregungs-Autoionisation. Die Zuordnung der angegebenen Nummern zu den Ionisationsprozessen ist in Tabelle 4.1 gezeigt. In Teilabbildung 4.4 c) wiederum ist der gewichtete Wirkungsquerschnitt aller vorgenannten indirekten Ionisationsprozesse für unterschiedliche Anteile an metastabilen Ionen (46 % für die durchgezogene blaue Linie, 70 % für die gestrichelte blaue Linie) dargestellt.

Bei der Analyse der in Abbildung 4.4 gezeigten Resultate sollte man im Hinterkopf behalten, dass die Vorgehensweise des linearen „Untergrundabzugs“ für zusätzliche, hier nicht abgeschätzte Unsicherheiten der gemessenen Wirkungsquerschnitte sorgt. Dies und weiterhin die infolge des Mehr-Teilchen-Problems hohe Komplexität der zugehörigen Berechnungen bedenkend, ergibt sich eine beeindruckend gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen sowie den theoretischen Ergebnissen. Insbesondere die gemessene Höhe der durch Anregungs-Autoionisationsprozesse aus der K-Schale verursachten Stufe wird von den Berechnungen sehr gut reproduziert. Hierbei zeigt sich weiterhin, wie aus Teilabbildung 4.4 c) ersichtlich ist, nur eine sehr geringe Abhängigkeit vom angenommenen Anteil an metastabilen Ionen im

Primärionenstrahl.

Bezüglich der resonanten Strukturen ist die Übereinstimmung zwischen experimentellen und theoretischen Daten weniger gut. Die theoretisch berechneten Resonanzen befinden sich zwar, die energetische Lage betreffend, in etwa im Bereich der experimentellen Beobachtungen, allerdings ergeben sich bei Betrachtung der einzelnen Resonanzen durchaus Unterschiede von mehreren Elektronenvolt. Dies wird insbesondere im Bereich um 310 eV deutlich und lässt sich vermutlich auf eine zu geringe Anzahl an Termen in der Entwicklung der das Loch in der K-Schale beschreibenden Wellenfunktion zurückführen. Auch die Höhen der berechneten Resonanzen stimmen mit den experimentellen Ergebnissen nicht besonders gut überein. Eine Verkomplizierung ergibt sich außerdem durch die starke Abhängigkeit der Höhe der Resonanzen insbesondere bei 281 eV sowie bei 314 eV (jeweils die Energie der theoretischen Berechnungen betrachtend) vom den Rechnungen zugrunde liegenden Anteil an metastabilen Ionen. Hier scheint in diesem Fall ein Anteil von 46 % eine insgesamt etwas bessere Übereinstimmung zu ergeben. Jedoch ist die Genauigkeit dieser Ergebnisse wiederum durch die Genauigkeit der zugehörigen Übergangsraten sowie Verzweigungsverhältnisse beschränkt. Eine bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment sollte bei deutlich aufwendigeren Berechnungen möglich sein – dies ginge allerdings über den für diese Untersuchung vorgesehenen Rahmen hinaus.

Infolge der durch die Unterschiede zwischen den experimentellen und theoretischen Ergebnissen verursachten Unsicherheiten gestaltet sich eine Diskussion der beobachteten Resonanzen schwierig. Weitere Unsicherheitsquellen ergeben sich durch Feinstruktureffekte (die teilweise energetisch sehr feine, hier experimentell nicht beobachtbare Strukturen bedingen) sowie den energetischen Überlapp zwischen den resonanten Prozessen sowie den durch Anregungs-Autoionisation verursachten Strukturen – insbesondere die $n'l'$ Serien für Resonanzen höher angeregter, sich durch dielektronischen Einfang zwischenzeitlich bildender C^+ -Ionen betreffend. In Abbildung 4.4 a) sind beispielhaft Abschätzungen dieser Serien für die Zustände $1s2s^22p\ ^1P\ n'l'$ sowie $1s2s^22p\ ^3P\ n'l'$ gezeigt (die Abschätzungen erfolgten anhand von Gesetzmäßigkeiten für wasserstoffähnliche Ionen). Es zeigt sich, dass die gemessenen und berechneten Positionen der Resonanzen von diesen Abschätzungen deutlich abweichen. Diese Abweichung weist darauf hin, dass die Wechselwirkung der äußeren $n'l'$ Elektronen mit den fester gebundenen Elektronen in den inneren Schalen, insbesondere für niedrige Hauptquantenzahlen n' , stark ist. Die höchste im Zuge der Berechnungen der resonanten Prozesse berücksichtigte Hauptquantenzahl

ist $n' = 12$, wodurch sich die Unterschiede zwischen den theoretischen und experimentellen Ergebnissen im Allgemeinen zumindest teilweise durch die Vernachlässigung hoch angeregter Zustände erklären lassen.

Somit ist eine eindeutige Zuordnung der beobachteten Resonanzen hier für die meisten Fälle nicht durchführbar. Möglich ist sie allerdings für die in den experimentellen Daten bei 264,2 eV auftretende resonante Struktur. Diese kann, nach unseren theoretischen Berechnungen, nur durch READI-Prozesse mit $n' = 2$ unter ursprünglichem Einfang eines Elektrons gemäß dem Prozess $1s^2 2s^2 {}^1S + e^- \rightarrow 1s 2s^2 2p^2$ verursacht worden sein. Die energetische Lage der Resonanz lässt andere Möglichkeiten nicht zu. Der Zustand $1s 2s^2 2p^2$ wiederum kann nur durch einen Zwei-Elektronen-Übergang zerfallen – eine Abregung infolge eines REDA-Prozesses in mehreren Schritten und zwei Autoionisationsprozessen ist nicht möglich. Somit kann hier von der eindeutigen Beobachtung eines READI-Prozesses berichtet werden. Über die experimentelle Untersuchung von Photoionisationsprozessen gewonnene Daten [98] zeigen diese Resonanz ebenfalls und ermöglichen einen Vergleich. Diese Ergebnisse verglichen weiterhin mit deutlich größer angelegten Berechnungen nach der RMPS-Methode [99] und identifizierten die Resonanz bei dieser Energie als READI-Prozess mit aus dem dielektronischen Einfang eines Elektrons entstandenen C^+ -Ionen in der Konfiguration $1s 2s^2 2p^2 {}^2P$. Demzufolge kann die beobachtete Resonanz hier ebenfalls diesem Prozess zugeordnet werden. Der im Zuge der hier vorgestellten Rechnungen theoretisch berechnete Wert beträgt für diese Resonanz 265,2 eV. Die verbleibende Abweichung von 1 eV kann dementsprechend als untere Grenze für die Unsicherheit der theoretischen Energien angesehen werden.

Eine Betrachtung der Ionisationsschwellen für die einzelnen, theoretisch berechneten Anregungs-Autoionisationsprozesse und deren Zuordnung zu den experimentell beobachteten Strukturen liefert mehr Informationen als für die resonanten Prozesse. Daher sind in den Teilabbildungen 4.4 a) und 4.4 b) die markantesten Stufen im berechneten Wirkungsquerschnitt mit den Nummern ① bis ⑦ gekennzeichnet. Eine Zuordnung der Stufen zu den ihnen zugrunde liegenden Prozessen ist in Tabelle 4.1 zu sehen. Dabei sind neben den hier neu berechneten Energien auch experimentelle [97] sowie theoretische [100] Literaturdaten für die jeweiligen $1s \rightarrow nl$ Dipolübergänge angegeben. Es zeigt sich, dass auch diese Literaturdaten teilweise deutlich (1 eV bis fast 2,5 eV) voneinander abweichen. Auch hier ist die Aussagekraft der exakten Energien also begrenzt, eine Zuordnung infolge der größeren Abstände zwischen den unterschiedlichen Kanälen aber trotzdem möglich.

Tabelle 4.1: Zuordnung der in Abbildung 4.4 nummerierten Ionisationsschwellen für Anregungs-Autoionisationsprozesse sowie deren zugehörige Energien gemäß den neuen Berechnungen [2] (unter Berücksichtigung der Verschiebung der Energieskala um $-3,0$ eV, vergleiche Textkörper) sowie Literaturwerten [97, 100]. N_{Fs} beschreibt die Anzahl an Feinstrukturzuständen des jeweiligen Übergangs. Für alle Übergänge mit mehr als drei Feinstrukturkomponenten sind Energiebereiche, welche den Breiten der schattierten Flächen in Abbildung 4.4 entsprechen, angegeben.

	Anregungsprozess	N_{Fs}	Anregungsenergie (in eV)		
			[2]	[97]	[100]
①	$1s^2 2s^2 {}^1S \rightarrow 1s 2s^2 2p {}^3P$	3	290,90		289,74
②	$1s^2 2s^2 {}^1S \rightarrow 1s 2s^2 2p {}^1P$ $1s^2 2s^2 {}^1S \rightarrow 1s 2s^2 3p {}^1P$	1	293,94	$293,94 \pm 0,03$ $322,93 \pm 0,04$	292,49
③	$1s^2 2s^2 {}^1S \rightarrow 1s 2s^2 3l$	30	317,7 – 323,7		
④	$1s^2 2s 2p {}^3P \rightarrow 1s 2s^2 2p$ $1s^2 2s 2p {}^3P \rightarrow 1s 2s 2p^2 {}^5P$ $1s^2 2s 2p {}^3P \rightarrow 1s 2s 2p^2 {}^3D$ $1s^2 2s 2p {}^3P \rightarrow 1s 2s ({}^3S) 2p^2 {}^3P$ $1s^2 2s 2p {}^3P \rightarrow 1s 2s 2p^2 {}^3S$ $1s^2 2s 2p {}^3P \rightarrow 1s 2s 2p^2 {}^1D$ $1s^2 2s 2p {}^3P \rightarrow 1s 2s ({}^1S) 2p^2 {}^3P$	12	284,2 – 288,0	$292,80 \pm 0,03$ $292,98 \pm 0,03$ $296,65 \pm 0,04$	284,03 291,75 290,54 295,31 296,34 298,17
⑤	$1s^2 2s 2p {}^3P \rightarrow 1s 2s 2p^2$	30	293,2 – 295,0		
⑥			296,8 – 302,8		
⑦	$1s^2 2s 2p {}^3P \rightarrow 1s 2s 2p 3l$	288	314,8 – 324,8		

Es ist zu beachten, dass die Auswahlregeln für Dipolübergänge bei Elektronenstößen nicht anwendbar sind. Damit ergibt sich, insbesondere wenn die Elektronenkonfigurationen eine Feinstrukturaufspaltung aufweisen und diese berücksichtigt wird, eine höhere Anzahl an möglichen Anregungskanälen. Für den mit ② bezeichneten Anregungsprozess existieren hingegen keine unterschiedlichen Feinstrukturzustände, sodass ein direkter Vergleich zwischen Photoanregung und Elektronenstoßanregung möglich wird. Demzufolge ergab sich die am experimentellen Literaturwert für diesen Prozess orientierte Verschiebung der Energieskala der theoretischen Berechnungen um -3 eV. Alle weiteren Anregungsprozesse weisen Feinstrukturkomponenten auf und können daher nicht direkt mit den Literaturwerten verglichen werden. Es ergibt sich aber, wie aus Abbildung 4.4 ersichtlich, im Rahmen der energetischen Unsicherheiten eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den theoretischen und experimentellen Ergebnissen, sodass die in Tabelle 4.1 durchgeführten Zuordnungen plausibel erscheinen. Lediglich für die mit ③ und ⑦ bezeichneten Prozesse findet sich keine deutliche Signatur im experimentellen Wirkungsquerschnitt. Beide Prozesse haben gemein, dass es sich um eine Anregung aus der K- in die M-Schale (mit Hauptquantenzahl $n = 3$)

handelt. Der Grund für diese Diskrepanz im Vergleich zwischen experimentellen und theoretischen Daten – Anregungsvorgänge in die L- beziehungsweise M-Schale betrachtend – ist nicht klar. Eine Möglichkeit wäre die fehlerhafte Einschätzung der Verzweigungsverhältnisse für Abregung aus der M-Schale in den theoretischen Betrachtungen.

Zusammengefasst wurde im Rahmen dieser Untersuchungen der Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß-Einfachionisation von berylliumartigen Kohlenstoffionen (C^{2+}) gemessen und mit theoretischen Berechnungen nach einer Variante der *distorted-wave* Methode verglichen. Dabei galt das Hauptaugenmerk der erstmaligen experimentellen Beobachtung des kleinen Beitrags (ca. 1 % bis 2 % des gesamten Wirkungsquerschnittes) von indirekten resonanten und nicht-resonanten Ionisationsprozessen unter Anregung eines Elektrons aus der K-Schale. Dank einer statistischen Unsicherheit von etwa 0,03 % konnten diese Beiträge eindeutig beobachtet werden. Vergleiche mit den theoretischen Berechnungen ergaben eine insgesamt ordentliche Übereinstimmung zwischen den beiden Datensätzen, wobei sich die Position sowie Höhe der einzelnen Resonanzen betrachtend deutliche Abweichungen zeigten. Die präzise theoretische Beschreibung der atomaren Struktur solcher Mehr-Teilchen-Probleme bleibt demzufolge eine Herausforderung.

5 Die Hochleistungselektronenkanone

Die Aufgabe einer Elektronenkanone in Elektron-Ion-Stoßexperimenten ist die Erzeugung des Elektronenstrahls. Da die Bereitstellung eines Elektronenstrahls für diese Art von Experimenten unabdingbar ist, kommt der Entwicklung einer zuverlässigen Elektronenkanone eine sehr hohe Bedeutung zu. Die Entwicklung der hier vorgestellten Elektronenkanone begann bereits vor über 15 Jahren am Institut für Atom- und Molekülphysik der Justus-Liebig-Universität Gießen [21]. Seitdem wurde sie weiterentwickelt [101–103], sodass im Dezember 2014 der Einbau in die in Kapitel 3 beschriebene Anlage erfolgte. Auch und insbesondere nach diesem Einbau wurde die Elektronenkanone im Rahmen ihrer Inbetriebnahme weiterentwickelt [1, 81, 104]. Im Vergleich zur vorher genutzten Elektronenkanone [22] wurde die maximal zur Verfügung stehende Elektronenenergie von 1000 eV auf 3500 eV gesteigert. Ein weiterer großer Vorteil dieser Elektronenkanone im Vergleich zu vorher im Institut genutzten Versionen ist die Entkopplung von Elektronenenergie und Elektronenstrom durch eine hohe Anzahl an Elektroden. Hieraus resultieren eine Vielzahl an möglichen Betriebsmodi. Im Betrieb der Elektronenkanone ist allerdings zu beachten, dass vom Experimentator ein jeweils geeigneter Betriebsmodus gewählt werden muss. In diesem Kapitel wird die Hochleistungselektronenkanone im Detail beschrieben. Eine weitere ausführliche Beschreibung insbesondere der technischen Eigenschaften der Elektronenkanone findet sich bei Döhring [81].

5.1 Motivation für die Entwicklung einer neuen Elektronenkanone

Die Gründe für die Entwicklung einer neuen Elektronenkanone sowie deren Einsatz an der Experimentieranlage für Elektron-Ion-Stöße sind vielschichtig. An erster Stelle ist die Erweiterung des Bereiches an zugänglichen Elektronenenergien zu nennen. Neben diesem Hauptanliegen existieren aber auch diverse Nebenbedingungen, die im Zuge der Konzipierung der hier vorgestellten Elektronenkanone berücksichtigt

wurden. Die bei der Entwicklung der Elektronenkanone berücksichtigten Anliegen sollen hier dargestellt werden.

5.1.1 Erweiterung des zugänglichen Energiebereiches

Die bisher an der Experimentieranlage für Elektron-Ion-Stöße eingesetzte Elektronenkanone [22] konnte Elektronen im Energiebereich zwischen 10 eV und 1000 eV zur Verfügung stellen. Dies ist ausreichend, um im resultierenden Bereich der verfügbaren Elektron-Ion-Kollisionsenergien (der in diesem Fall aufgrund der geringen Geschwindigkeit der Ionen nur unwesentlich von der Energie der Ionen abhängt) viele leichte Ionen sowie nur niedrig ionisierte schwere Ionen detailliert zu untersuchen. Tendenziell mit steigender Masse sowie stets mit steigendem Ladungszustand der untersuchten Ionen steigt die jeweilige Ionisationsschwelle jedoch an. Es ist also wünschenswert, den untersuchten Energiebereich zu erhöhen, um die mehr und mehr im Fokus aktueller Forschung stehenden höher geladenen Ionen untersuchen zu können. Wie in Kapitel 2.2 erläutert wurde, ist der qualitative Verlauf von Wirkungsquerschnitten für Elektronenstoßionisation stets ähnlich: Die Ionisation wird ab der Ionisationsschwelle für das jeweilige Ion möglich und der zugehörige Wirkungsquerschnitt steigt zunächst stark an. Anschließend erreicht er ein Maximum und fällt zu höheren Energien hin ab. Diese Abnahme erfolgt nicht notwendigerweise streng monoton, da indirekte Prozesse sowie zusätzliche Ionisationskanäle durch die Entfernung von Elektronen aus innen liegenden Unterschalen einen kurzzeitigen erneuten Anstieg auslösen können. Um den Wirkungsquerschnitt zu höheren Energien hin zuverlässig extrapolieren zu können, ist es notwendig bis deutlich über das Maximum des Wirkungsquerschnittes zu messen. Idealerweise sollte so weit gemessen werden, bis eine monotone Abnahme des Wirkungsquerschnittes erfolgt. Diese beginnt für Einfachionisation typischerweise spätestens ab der Ionisationsschwelle für Doppelionisation des jeweiligen Ions, die der Summe aus der Ionisationsenergie für Einfachionisation sowie der Ionisationsenergie für Einfachionisation des nächsthöher geladenen Ions entspricht. Die oberhalb dieser Schwelle meist monotone Abnahme kommt daher, dass mögliche bei höheren Energien einsetzende, zusätzliche Ionisationsprozesse (die also die Ionisationsschwelle für Doppelionisation überschreiten) durch Kaskadeneffekte typischerweise in höheren Ionisationen resultieren und daher nicht oder nur gering zum untersuchten Wirkungsquerschnitt beitragen. Für höhere untersuchte Ionisationsprozesse ab Doppelionisation gelten die vorstehenden Überlegungen analog.

In den letzten Jahren wurden an dieser Anlage unter Verwendung der alten Elektro-

nenkanone [22] unter anderem Wirkungsquerschnitte von Xenon- und Wolframionen detailliert untersucht [18, 38, 39, 61, 63]. In beiden Fällen konnte für die jeweils höher geladenen untersuchten Ionen (die höchsten Ladungszustände waren Xe^{25+} sowie W^{19+}) mit dem zur Verfügung stehenden Energiebereich von bis zu 1000 eV nicht einmal bis zum Maximum des Wirkungsquerschnittes gemessen werden. Um höhere Ladungszustände dieser für Anwendungen in der Plasmaphysik, insbesondere im Bereich der Forschung zur Energiegewinnung durch Kernfusion [23, 24], sowie für die Validierung theoretischer Berechnungen interessanten Elemente weiter zu untersuchen, werden also höhere Elektron-Ion-Kollisionsenergien benötigt. Da die Erhöhung der Energie der untersuchten Ionen an der verwendeten Anlage nur sehr begrenzt möglich und effektiv ist, ist die Erhöhung der Elektronenenergie hierzu der einzig mögliche Lösungsweg. Eine Energie von 3500 eV ist ausreichend, um nach dem vorgenannten Kriterium der Ionisationsschwelle für Doppelionisation Einfachionisationsprozesse von Ionen bis Xe^{28+} sowie W^{37+} zu untersuchen [89], wobei diese von der verwendeten EZR-Ionenquelle wohl nicht in ausreichendem Maße erzeugt werden könnten und die Untersuchung an dieser Anlage (solange keine leistungsfähigere Ionenquelle installiert wird) dadurch bereits bei niedriger geladenen Ionen limitiert ist.

An dieser Stelle sei angemerkt, dass in den Gießener Arbeitsgruppen für Atom- beziehungsweise Kernphysik bereits Elektronenkanonen, die maximale Elektronenenergien von 5000 eV [105] beziehungsweise 6500 eV [20] erzeugen konnten, existierten. Allerdings hatten beide Versionen den Nachteil, dass sie prinzipiell [105] beziehungsweise bei niedrigen bis mittleren Energien (deutlich unterhalb der maximalen Elektronenenergie) [20] nur sehr geringe Elektronenströme von wenigen Milliampere lieferten. Die Notwendigkeit sowie mögliche Umsetzung höherer Elektronenströme auch bei niedrigen Energien wird im folgenden Unterkapitel erläutert.

5.1.2 Erreichen hoher Elektronenströme bei niedrigen Energien

Für Stoßexperimente jeglicher Art ist es in erster Näherung vorteilhaft, möglichst hohe Teilchendichten in den jeweiligen Teilchenstrahlen zu verwenden, da mit steigender Reaktionsrate die statistische Messunsicherheit schneller abnimmt und somit kürzere Messzeiten erreicht werden können. Dies ist insbesondere im Bereich der jeweiligen Ionisationsschwelle für niedrig bis mittelhoch geladene Ionen wichtig, da durch den dort geringen Wirkungsquerschnitt ohnehin nur geringe Reaktionsraten auftreten und lange Messzeiten vonnöten sind, die durch in diesem Energiebereich verfügbare

nur geringe Elektronenströme weiter erhöht würden.

Der unter raumladungsbegrenzten Bedingungen aus einer Kathode emittierte Strom I steigt gemäß dem Langmuir'schen Gesetz mit der dritten Potenz der Wurzel der Beschleunigungsspannung U an:

$$I = PU^{\frac{3}{2}}. \quad (5.1)$$

Hierbei bezeichnet P die Perveanz, eine von der Geometrie des jeweiligen Aufbaus abhängige Konstante. Es ist zu beachten, dass der emittierte Strom von der Beschleunigungsspannung der aus der Kathode extrahierten Elektronen abhängt, der sogenannten Extraktionsspannung. Diese ergibt sich aus der Potentialdifferenz zwischen der Kathode und der Extraktionselektrode, also der sich räumlich am nächsten an der Kathode befindlichen Elektrode. In der vor Einbau dieser Elektronenkanone verwendeten Version hatten die Extraktionsspannung und die die Energie der Elektronen im Wechselwirkungsraum definierende Spannung eine feste Abhängigkeit voneinander [22]. Durch eine Entkopplung dieser Abhängigkeit können die Extraktionsspannung und die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und dem Wechselwirkungsraum, die die Energie der Elektronen zum Zeitpunkt der Wechselwirkung definiert, über weite Bereiche unabhängig voneinander eingestellt werden. Technisch geschieht dies durch den Einsatz mehrerer, elektrisch voneinander isolierter Elektroden. Für niedrige Elektronenenergien können somit durch die Verwendung bestimmter Betriebsmodi dennoch relativ hohe Elektronenströme erreicht werden. Es ergibt sich der Begriff der „effektiven Perveanz“ P_{eff} , der die Abhängigkeit von Elektronenenergie und Elektronenstrom in einem bestimmten Betriebsmodus beschreibt und zu

$$P_{\text{eff}} = \frac{I_e}{1,25 \cdot U_e^{\frac{3}{2}}} \quad (5.2)$$

definiert wird [21]. Hierbei bezeichnet I_e den Elektronenstrom und U_e die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und dem Wechselwirkungsraum – entsprechend also der Energie der Elektronen zum Zeitpunkt der Wechselwirkung mit den Ionen. Der Faktor 1,25 ist spezifisch für diese Elektronenkanone und bewirkt identische Werte für die eigentliche Perveanz sowie die effektive Perveanz im Hochenergiemodus (siehe Kapitel 5.3). Mithilfe der effektiven Perveanz lassen sich die bei identischen Elektronenenergien in verschiedenen Betriebsmodi extrahierten Elektronenströme einfach miteinander vergleichen.

5.1.3 Kompensation der Potentialmulde im Wechselwirkungsraum

Konträr zum Streben nach hohen Elektronenströmen steht die Tatsache, dass der intensive Elektronenstrahl beziehungsweise genauer gesagt seine Raumladung im Wechselwirkungsraum eine Potentialmulde verursacht. Diese (negative) Potentialmulde wirkt für die (positiv geladenen) Restgasionen als Falle und beeinflusst den Messvorgang dahingehend, dass die gemessenen Wirkungsquerschnitte ohne geeignete Gegenmaßnahmen systematisch überhöht werden können. Dieses Phänomen ist bereits seit den 1980er Jahren bekannt und wurde anhand der damals verwendeten Elektronenkanone [22] ausführlich untersucht [106, 107]. Eine Vermutung für den Ursprung der Überhöhung besteht darin, dass Restgasionen im Elektronenstrahl eingefangen werden, wodurch die Signalrate durch Ion-Ion-Stöße erhöht wird. Der zugehörige Untergrund hingegen erfährt keine Erhöhung, da der Elektronenstrahl und damit auch die eingefangenen Restgasionen zur Zeitpunkt der Messung des Untergrundes mechanisch an eine andere Stelle gefahren wurden (siehe Kapitel 3.2). Falls die Überhöhung durch solche Ion-Ion-Stöße zustande kommt, so zeigt sich dies dadurch, dass in der Regel auch unterhalb der Ionisationsschwelle für Elektronenstoßionisation noch Signal von höher ionisierten Ionen beobachtet werden kann [106]. Ein weiterer möglicher Grund für die Überhöhung besteht in der Ablenkung beziehungsweise (De-)Fokussierung des Ionenstrahls durch das vorhandene elektrische Potential, sodass die Ionenstrahlen (Primär- und Produktionenstrahl) nicht mehr komplett detektiert werden. Dieser Ursprung eines verfälschten, scheinbaren Wirkungsquerschnittes ist auch dann möglich, wenn unterhalb der Ionisationsschwelle kein Signal detektiert wird und kann ebenso zu einem zu niedrig gemessenen Wert führen. Auch wenn die zugrunde liegenden Mechanismen trotz dieser Vermutungen niemals vollständig verstanden wurden, so konnte doch eine zuverlässige Lösung für die daraus resultierenden Probleme gefunden werden: Durch Einlass eines zusätzlichen Gases bis zu einem bestimmten Hintergrunddruck wurde die Raumladung kompensiert und die beobachtete systematische Überhöhung der gemessenen Wirkungsquerschnitte trat nicht mehr auf. Gewählt wurde das als Edelgas für die Kathode in erster Näherung unschädliche Krypton, welches bis zu einem Druck von circa $2 \cdot 10^{-7}$ mbar in die Streukammer eingelassen wurde. Hierdurch wurde zwar der Untergrund bei der Detektion der Ionen erhöht, jedoch konnten die Wirkungsquerschnitte mit geringer systematischer Unsicherheit zuverlässig gemessen werden. Eine Vermutung für den Grund der Wirksamkeit dieses Mechanismus ist, dass durch den hohen Druck und somit entstehende sehr viele positiv geladene Restgasionen die Potentialmulde ge-

glättet wird, da sich ionisierte Restgasionen nicht nur im Elektronenstrahl, sondern auch um diesen herum ansammeln.

Es ist jedoch wünschenswert, ohne diesen zusätzlichen Gaseinlass in die Streukammer verlässliche Wirkungsquerschnitte messen zu können. Hierzu muss die Raumladung des Elektronenstrahls auf andere Weise kompensiert werden, sodass eine Potentialmulde im Wechselwirkungsraum gar nicht erst entsteht. Möglich ist dies durch eine durchdachte Konfiguration der Elektroden sowie der an diesen angelegten Potentiale.

5.1.4 Tauglichkeit für den Einsatz an einem Ionen-Speicherring

Die Untersuchung von Stoßprozessen von Elektronen und Ionen an Speicherringen erfolgt bisher typischerweise entweder an einem Elektronenkühler (freie Elektronen, *merged-beams* Geometrie, hierbei werden die Teilchenstrahlen so miteinander überlappt, dass sie sich auf der gleichen Achse bewegen) oder an einem Gas-Jet-Target (Atomkerne sind vorhanden, *crossed-beams* Geometrie, wobei die Teilchenstrahlen gekreuzt werden). Es ist jedoch wünschenswert, analog zu dem in dieser Arbeit genutzten Messverfahren, auch an Ionen-Speicherringen Experimente mit einem Target mit freien Elektronen und transversaler Anordnung durchführen zu können [108]. Vorteile gegenüber zum Beispiel einem Gas-Jet-Target sind hier unter anderem die Verfügbarkeit freier Elektronen ohne Atomkern, eine hohe Energieauflösung auch bei hohen Elektronenenergien sowie eine leicht einzustellende Kollisionsenergie. Verglichen mit Experimenten an einem Elektronenkühler ist die Energieauflösung zwar schlechter, jedoch verfügt man über ein relativ kleines, räumlich begrenztes Wechselwirkungsvolumen, welches nicht von einem Magnetfeld zur Führung des Elektronenstrahls umgeben ist. Das Wechselwirkungsvolumen kann außerdem aus vielen Richtungen beobachtet werden, sodass Photonen- und Elektronen-Spektroskopie mit großen Winkeln ermöglicht wird. Allerdings stellt der Betrieb an einem Speicherring besondere Anforderungen insbesondere im Hinblick auf das Vakuum und die Durchlässigkeit für den Ionenstrahl, sodass eine solche Anordnung bisher noch nie realisiert wurde. So muss zweifellos eine Kompensation der Potentialmulde im Wechselwirkungsraum allein mit den Einstellungen an der Elektronenkanone und ohne Einlass eines zusätzlichen Gases erfolgen, da Ionen-Speicherringe typischerweise ein sehr gutes Vakuum benötigen. Außerdem muss das Konzept zum Beispiel der Kühlung des Elektronenkollektors, der infolge der hohen Elektronenströme hohe Temperaturen erreichen kann, eine im Betrieb nur geringe Gaslast ermöglichen. Des Weiteren ist es vonnöten, dass die Wechselwirkungszone im noch höherem Maße als

ohnein schon feldfrei ist und keine Ablenkung des Ionenstrahls geschieht. Auch wenn klar ist, dass die hier vorgestellte Kanone für den Einsatz an einem Speicherring nicht geeignet ist, so soll sie doch als Blaupause für eine mithilfe der im Rahmen der Arbeit mit ihr gewonnenen Erkenntnisse wesentlich verbesserte Version dienen, die in der Zukunft am Speicherring CRYRING@ESR am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt eingesetzt werden soll [108, 109]. Sie dient also, zusätzlich zu ihrem Einsatz im wissenschaftlichen Betrieb an der Anlage in Gießen, auch als Testaufbau für weitere Entwicklungen.

5.2 Aufbau der Elektronenkanone

Der mechanische Aufbau der Elektronenkanone fußt auf einer Bauweise, die anhand von elektronenoptischen Rechnungen entwickelt wurde [21]. Diese Rechnungen zeigten, dass die verwendete Anordnung der Elektroden eine hohe Qualität des Elektronenstrahls sicherstellt. Bedeutsam sind hierbei ein in der Wechselwirkungszone möglichst paralleler Elektronenstrahl sowie eine möglichst scharfe Energieverteilung der Elektronen. Beides resultiert in einer hohen Energieauflösung und wird durch eine durchdachte Anordnung der Elektroden sowie der an ihnen angelegten Potentiale erreicht. Weiterhin sollten sich die Eigenschaften des Elektronenstrahls auch über einen weiten Energiebereich nicht ändern, was durch konstante Verhältnisse der an den Elektroden angelegten Potentiale bei wechselnder Elektronenenergie realisiert werden kann.

Abbildung 5.1 zeigt schematisch den Aufbau der Elektronenkanone. Bereits auf den ersten Blick sticht die hohe Anzahl an Elektroden ins Auge. Diese ist notwendig, um die gewünschte Flexibilität durch diverse Betriebsmodi erreichen zu können. Die Bedeutung der einzelnen Elektroden wird im Folgenden erläutert:

- Der Elektronenstrahl entsteht in der emittierenden Fläche der Kathode. Diese ist gekrümmt, um einerseits eine größere emittierende Fläche erreichen zu können (dies sorgt für einen höheren emittierten Strom) und andererseits den Elektronenstrahl bereits beim Austritt aus der Kathode zu fokussieren. Die leitend mit der Kathode verbundene Fokussierelektrode, auch als Kathodenelektrode bezeichnet, sorgt mit ihrer Form (insbesondere ihrem Öffnungswinkel) für die eigentliche Fokussierung des Elektronenstrahls zur Transmission durch die Elektronenkanone. Die Kathode ist eine kommerziell verfügbare Dispenser Kathode der Firma *Spectra-Mat, Inc.* [110, 111] und besteht aus ei-

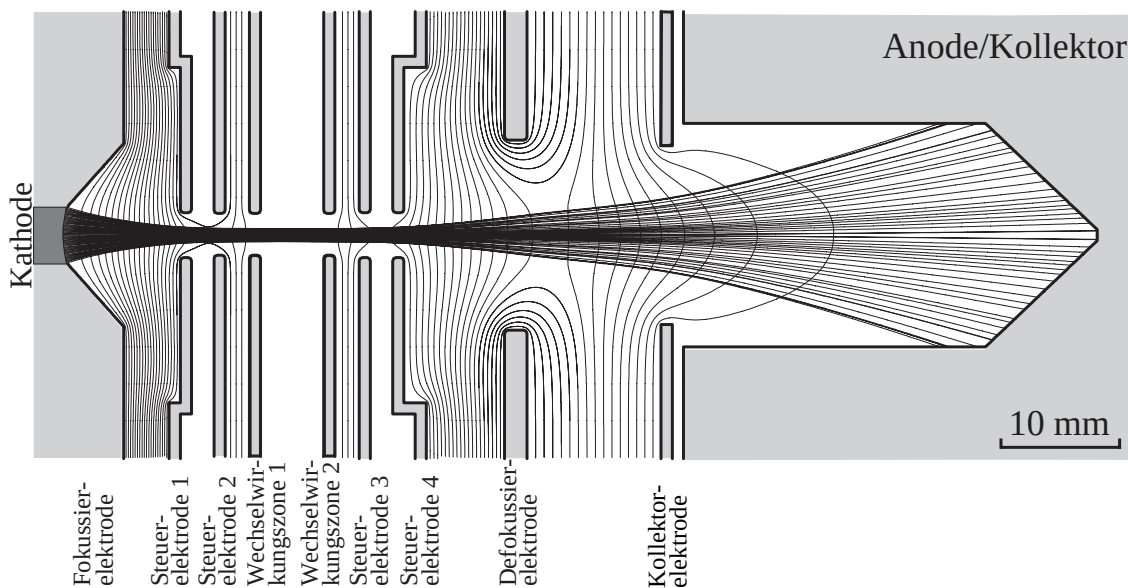


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Elektronenkanone. Gezeigt sind die verschiedenen Elektroden sowie die Äquipotentiallinien und Elektronentrajektorien für den Betrieb im simulierten Hochenergiemodus HE0.25 (Spalte 1 in Tabelle 5.1). Die Abbildung stammt (übersetzt und leicht abgeändert) aus Ebinger et al. [1]

ner Wolfram-Matrix (W), die Bariumoxid (BaO) enthält. Sie wird für eine raumladungsbegrenzte Emission durch das Anlegen einer Heizleistung von typischerweise circa 85 W (technisch realisiert durch einen längs ins Innere der Kathode eingeschobenen, elektrisch von der Kathode isolierten Heizdraht aus Wolfram) auf ungefähr 1000 °C geheizt.

- Die Steuerelektrode 1 (auch Extraktionselektrode genannt) ist die im Verlauf des Elektronenstrahls erste Elektrode nach der Kathodenelektrode. Die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und der Extraktionselektrode bestimmt unter raumladungsbegrenzten Bedingungen die Menge an aus der Kathode extrahierten Elektronen und somit die Intensität des Elektronenstrahls.
- Die Steuerelektroden 2 und 3 dienen der kontrollierten Variation der Potentialverteilung im Wechselwirkungsraum. Dadurch kann insbesondere die Tiefe der durch den intensiven Elektronenstrahl erzeugten Potentialmulde geändert beziehungsweise die Mulde komplett eliminiert werden. Dies ist bedeutsam, da die Potentialmulde für die positiv geladenen Restgasionen als Falle wirkt, wodurch diese sich dort ansammeln (siehe Kapitel 5.1.3). Beide Elektroden werden in allen Betriebsmodi stets auf ein identisches Potential gelegt, um einen symmetrischen Aufbau der Potentiale um die Mitte der Wechselwirkungszone zu realisieren.

- Die Elektroden der Wechselwirkungszone (Wechselwirkungszone 1 und Wechselwirkungszone 2) dienen dem Glätten des elektrischen Potentials im Wechselwirkungsraum, der sich zwischen den beiden Elektroden befindet. Dazu werden beide stets auf ein identisches Potential, das in der Regel dem Erdpotential entspricht, gelegt. Die Differenz zwischen diesem Potential und dem an der Kathode angelegten Potential ergibt die Energie der Elektronen zum Zeitpunkt der Kollision mit dem Ionenstrahl, also die für die Messungen genutzte Elektronenenergie. Der Weg des Ionenstrahl befindet sich längs und mittig zwischen den beiden Elektroden der Wechselwirkungszone durch die Elektronenkanone (in Abbildung 5.1 also auf Höhe der eingezeichneten Elektronentrajektorien aus der Papierebene heraus). Des Weiteren besteht die Möglichkeit, beide Elektroden der Wechselwirkungszone auf ein Potential von bis zu 5 kV (gegenüber dem Erdpotential, nicht relativ zu den anderen Elektroden der Elektronenkanone) zu legen, um eine Energiemarkierung der Ionen durchzuführen.
- Die Steuerelektrode 4 wird stets auf ein identisches Potential mit der Steuerelektrode 1 gelegt. Dies ist wiederum im Streben nach einer symmetrischen Potentialverteilung um die Wechselwirkungszone, wodurch der Ionenstrahl einem möglichst geringen Einfluss durch die Elektronenkanone ausgesetzt sein soll, begründet.
- Die nachfolgende Defokussierelektrode (auch Steuerelektrode 5) wiederum wird auf ein mit dem Kathodenpotential identisches Potential gelegt und sorgt für eine geordnete Defokussierung des Elektronenstrahls. Dies ist vorteilhaft, da die auf dem Kollektor deponierte Leistung so auf eine möglichst große Fläche verteilt werden kann, was wiederum zu geringerer Emission von Ionen aus der Oberfläche des Kollektors (dem sogenannten Ausgasen) und somit zu einem geringeren Druck in der Streukammer führt.
- Die Kollektorelektrode (auch Steuerelektrode 6) ist physisch sehr nahe am Kollektor. Sie kann entweder leitend mit diesem verbunden oder von ihm isoliert werden, sodass das Anlegen einer geringen Potentialdifferenz (bis zu ca. 1 kV) möglich ist. Letzteres kann für ein besseres Abbremsen der Elektronen vor dem Auftreffen auf den Kollektor und eine damit verringerte deponierte Leistung genutzt werden.
- Der Kollektor, der in dieser Anordnung als Anode fungiert, dient dem Sammeln der Elektronen. Aufgrund der hohen möglichen Elektronenströme sowie -energien muss er hohen Leistungen von mehreren Kilowatt widerstehen können

und verfügt daher über eine Wasserkühlung.

Abbildung 5.2 zeigt eine Fotografie der Elektronenkanone. Man sieht die aus Molybdän bestehenden dünnen Elektroden sowie den Kollektorblock aus Kupfer. Die Abstände zwischen den einzelnen Elektroden sind durch isolierende Bauteile aus MACOR fixiert. Angebracht sind sowohl die Elektroden als auch die Isolatoren an zwei Sätzen von jeweils vier Haltestangen, um größere Dicken der Isolatoren und somit eine erhöhte Spannungsfestigkeit zu realisieren. An die im Bild vorderste Elektrode (die Kathodenelektrode) ist die durch ein Schutzblech verdeckte Kathode montiert. Das Schutzblech dient dem Sichtschutz gegen die im Betrieb durch die hohe Temperatur stark leuchtende Kathode. Außerdem sichtbar sind die (im Verlauf des Ionenstrahls) vorderen und hinteren Abschirmungs- oder Feldkorrekturelektroden, die das vom Ionenstrahl erfahrene Potential weiter homogenisieren sollen. Des Weiteren sind die Aufhängung der Elektronenkanone, das Wasserkühlungssystem für den Kollektorblock sowie die Stromzuführungen zu den einzelnen Elektroden sichtbar. Weitere Einzelheiten zur technischen Umsetzung dieser Systeme finden sich in Kapitel 5.5.

5.3 Die Betriebsmodi

In Kapitel 5.1 ist die Motivation für die Entwicklung einer neuen Elektronenkanone aufgezeigt. Um all diese Anforderungen erfüllen zu können, ist es notwendig über mehrere Betriebsmodi zu verfügen. Die im Rahmen der Entwicklung dieser Elektronenkanone erdachten und simulierten Modi [21] sind in Tabelle 5.1 aufgeführt und lassen sich in drei Gruppen unterteilen: der Hochenergiemodus zum Erreichen hoher Elektronenenergien (Zeile 1, HE vom Englischen *high-energy*, siehe Kapitel 5.1.1), die Hochstrommodi für hohe Elektronenströme bei niedrigen Energien (Zeilen 2 bis 5, HC vom Englischen *high-current*, siehe Kapitel 5.1.2) und die Modi ohne Potentialmulde zur Eliminierung der Potentialfalle für Restgasionen (Zeilen 6 bis 8, WPT vom Englischen *without potential trap*, siehe Kapitel 5.1.3). Die jeweilige hinter dem Namen angegebene Zahl steht für das an den Steuerelektroden 1 und 4 angelegte Potential relativ zur Differenz zwischen den Potentialen an der Kathode und der Wechselwirkungszone. All diese Betriebsmodi erfüllen die in Kapitel 5.2 genannten Anforderungen an die Eigenschaften des Elektronenstrahls.

Es ist zu beachten, dass die in Tabelle 5.1 aufgeführte effektive Perveanz der Definition nach Gleichung 5.2 entspricht. Die eigentliche Perveanz ist eine ausschließlich von

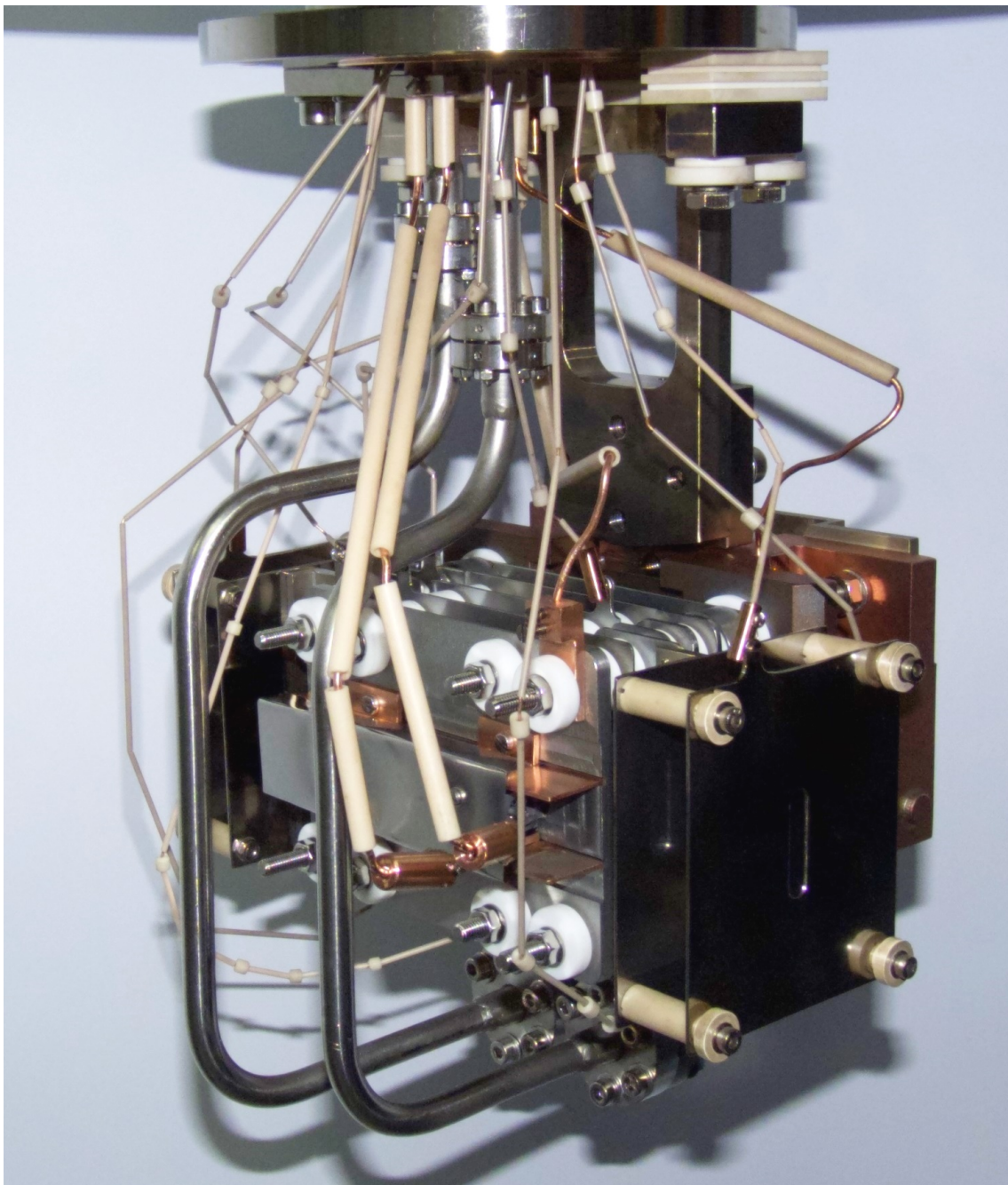


Abbildung 5.2: Eine Fotografie der mit allen Zuleitungen versehenen und aus der Streukammer ausgebauten Elektronenkanone.

Tabelle 5.1: Überblick über die von Shi et al. [21] simulierten Betriebsmodi. In den beiden linken Spalten sind der Name des Betriebsmodus sowie die an den jeweiligen Elektroden eingestellten Potentiale relativ zur Potentialdifferenz zwischen der Kathode und der Wechselwirkungszone aufgeführt. Angegeben sind die in den unterschiedlichen Betriebsmodi voneinander verschiedenen Potentiale an den Steuerelektroden 1 bis 4 (mit den Bezeichnungen aus Abbildung 5.1). Die in allen Modi identischen Potentiale sind (Angabe des jeweiligen Potentials in Klammern): Kathode/Fokussierelektrode (−1), Wechselwirkungszone 1/2 (0), Steuerelektrode 5 (−1) sowie Steuerelektrode 6/Kollektor (0). Die mittlere Spalte gibt die minimale Energie, für die der jeweilige Modus noch eine akzeptable Qualität des Elektronenstrahls liefert, an. Die nach Gleichung 5.2 definierte effektive Perveanz ist in der zweiten Spalte von rechts dargestellt. In der rechten Spalte ist erkennbar, ob der jeweilige Modus eine Potentialmulde im Bereich der Wechselwirkungszone ausbildet.

Betriebsmodus		Minimale Elektronen- energie (in eV)	Effektive Perveanz (in $10^{-6} \text{ A V}^{-3/2}$)	Ausbildung einer Potential- mulde?
Name	Potentialverteilung			
HE0.25	0,25 : 0,25 : 0,25 : 0,25	≈ 100	3,9	Ja
HC1	1,00 : 0,25 : 0,25 : 1,00	≈ 70	7,9	Ja
HC2	2,00 : 0,25 : 0,25 : 2,00	≈ 50	14,5	Ja
HC3	3,00 : 0,25 : 0,25 : 3,00	≈ 30	22,3	Ja
HC4	4,00 : 0,25 : 0,25 : 4,00	≈ 10	31,1	Ja
WPT0.25	0,25 : −0,15 : −0,15 : 0,25	≈ 100	3,9	Nein
WPT1	1,00 : −0,35 : −0,35 : 1,00	≈ 100	7,9	Nein
WPT1.5	1,50 : −0,55 : −0,55 : 1,50	≈ 50	11,0	Nein

der Geometrie des Aufbaus abhängige Größe und beträgt in diesem Fall für alle Betriebsmodi $3,9 \cdot 10^{-6} \text{ A V}^{-3/2}$ [21]. Mithilfe der effektiven Perveanz lassen sich jedoch die bei identischen Elektronenenergien in verschiedenen Betriebsmodi extrahierten Elektronenströme einfach miteinander vergleichen. Je höher die effektive Perveanz ist, desto höher ist bei gleichbleibender Energie auch der Elektronenstrom. Weiterhin gibt es für den Betrieb der einzelnen Modi nicht nur eine minimale, sondern auch eine maximale Elektronenenergie. Diese wurde von Shi et al. [21] nicht angegeben, zeigte sich aber im Experiment (siehe Kapitel 6.1 und dort vorwiegend Abbildung 6.3 sowie der zugehörige Textkörper). Insbesondere die Hochstrommodi sind explizit zum Erreichen hoher Elektronenströme bei niedrigen Energien gedacht und können bei hohen Energien nicht eingestellt werden, da die Verlustströme an den einzelnen Elektroden sonst zu hoch würden.

Die genannten Modi wurden im Rahmen dieser Arbeit ausführlich untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass einerseits nicht alle simulierten Modi für den zuverlässigen

Einsatz zur Messung von Wirkungsquerschnitten der Elektronenstoßionisation geeignet sind und dafür andererseits weitere, nicht simulierte Modi nötig und auch möglich sind. So wurden weitere Hochenergiemodi eingeführt (bezeichnet z. B. mit HE0.10), wobei die angegebene Zahl sich dabei stets auf die an den Steuerelektroden 1 bis 4 anliegenden Potentiale bezieht. Die Ergebnisse dieser Charakterisierungsmessungen sowie Schlussfolgerungen für den Betrieb der Elektronenkanone sind in Kapitel 6 ausgeführt.

5.4 Die Elektronenstromkorrektur

Um Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßionisation mit einer möglichst geringen systematischen Unsicherheit messen zu können, muss der Elektronenstrom in der Wechselwirkungszone möglichst genau bekannt sein. Dieser Strom ist in erster Näherung der von der Kathode emittierte Strom. Allerdings gehen auf dem Weg durch die Elektronenkanone von der Kathode zur Anode zusätzlich zu den mit dem Ionenstrahl stoßenden Elektronen weitere Elektronen verloren und fließen über die Elektroden ab. Da sich die Steuerelektroden 1 und 2 sowie die Elektrode der Wechselwirkungszone 1 vor der eigentlichen Wechselwirkungszone befinden, steht nicht der gesamte an der Kathode erzeugte Strom für Stöße mit den Ionen zur Verfügung. Dieser Effekt wird durch die Elektronenstromkorrektur berücksichtigt. Sie wird ermittelt, indem die über alle sich vor dem Wechselwirkungsraum befindlichen Elektroden abfließenden Ströme vom an der Kathode emittierten Strom abgezogen werden:

$$C(E, M) = \frac{I_K(E, M) - I_{SE1}(E, M) - I_{SE2}(E, M) - I_{WWZ1}(E, M)}{I_K(E, M)}. \quad (5.3)$$

Hierbei beschreibt C den Elektronenstromkorrekturfaktor als Anteil der Elektronen, die die Wechselwirkungszone erreicht haben, I_K den aus der Kathode emittierten Strom, I_{SE1} und I_{SE2} die an den Steuerelektroden 1 und 2 abfließenden Ströme und I_{WWZ1} den an der Elektrode der Wechselwirkungszone 1 abfließenden Strom. Das Argument (E, M) verdeutlicht, dass diese Ströme nicht nur von der Elektronenenergie, sondern auch vom jeweils eingestellten Betriebsmodus (siehe auch Kapitel 5.3) abhängen. Die einzelnen abfließenden Ströme werden während des Betriebs dauerhaft gemessen, sodass die Berechnung des Elektronenstromkorrekturfaktors $C(E, M)$ für jede einzelne Messung möglich ist. Dies ist eine deutliche Verbesserung im Vergleich zu früheren Elektronenkanonen, bei denen die Elektronenstromkorrektur lediglich von Zeit zu Zeit (immer dann, wenn es zur Veränderung bestimmter Eigenschaften

der Elektronenkanone, wie zum Beispiel der Emissionsdichte aus der Kathode oder dem Unterschied des Kontaktpotentials an den Elektroden, gekommen sein könnte) gemessen und dann für einen gewissen Zeitraum als konstant angesehen wurde.

Um die Elektronenstromkorrektur im Rahmen der Berechnung von Wirkungsquerschnitten zu berücksichtigen, wird der gemessene, aus der Kathode emittierte Elektronenstrom mit dem Elektronenstromkorrekturfaktor multipliziert. Diese Vorgehensweise setzt voraus, dass die Elektronenstromkorrektur für jede Position der sich vertikal bewegenden Elektronenkanone identisch und somit unabhängig vom nur zeitweise vorhandenen Überlapp mit dem Ionenstrahl ist. Da sich, wie alle bisherigen Messungen zeigen, während der Bewegung der Elektronenkanone keine signifikante Veränderung der einzelnen Ströme feststellen lässt, kann diese Annahme als gerechtfertigt angesehen werden.

Die experimentellen Daten zur Ermittlung der Elektronenstromkorrektur sowie eine Abschätzung der Unsicherheit des Elektronenstroms werden in den Kapiteln 6.3 und 6.4 vorgestellt.

5.5 Technische Peripherie der Elektronenkanone

5.5.1 Allgemeine Eigenschaften

Für den Betrieb der Elektronenkanone wird eine hohe Anzahl an technischen Geräten benötigt. Die Peripherie der Elektronenkanone besteht sowohl aus mechanischen Anbauten als auch aus elektronischen Geräten. Diese sollen im Folgenden vorgestellt werden. Dabei nehmen alle Richtungsangaben Bezug auf die Position, aus der die jeweilige Fotografie aufgenommen wurde.

Abbildung 5.3 zeigt eine Fotografie der Streukammer des Experimentes (siehe Kapitel 3.1). Die Elektronenkanone befindet sich mittig hinter dem Fensterflansch, sodass eine Beobachtung der Elektronenkanone von außen während des Betriebs möglich ist. Links und rechts der Streukammer sind die Vakuumverbindungen zum Kugelkondensator beziehungsweise dem 2. Analysiermagneten zu sehen. Diese sind jeweils mit einem Ventil und einem Metallbalg versehen. Die Ventile dienen der Möglichkeit, die Streukammer unabhängig vom Rest der Experimentieranlage belüften beziehungsweise unter Vakuum halten zu können. Die Bälge sind notwendig, um eine möglichst exakte Ausrichtung der Streukammer und somit der Transmission des Ionenstrahls sowie des Überlapps zwischen diesem und dem Elektronenstrahl

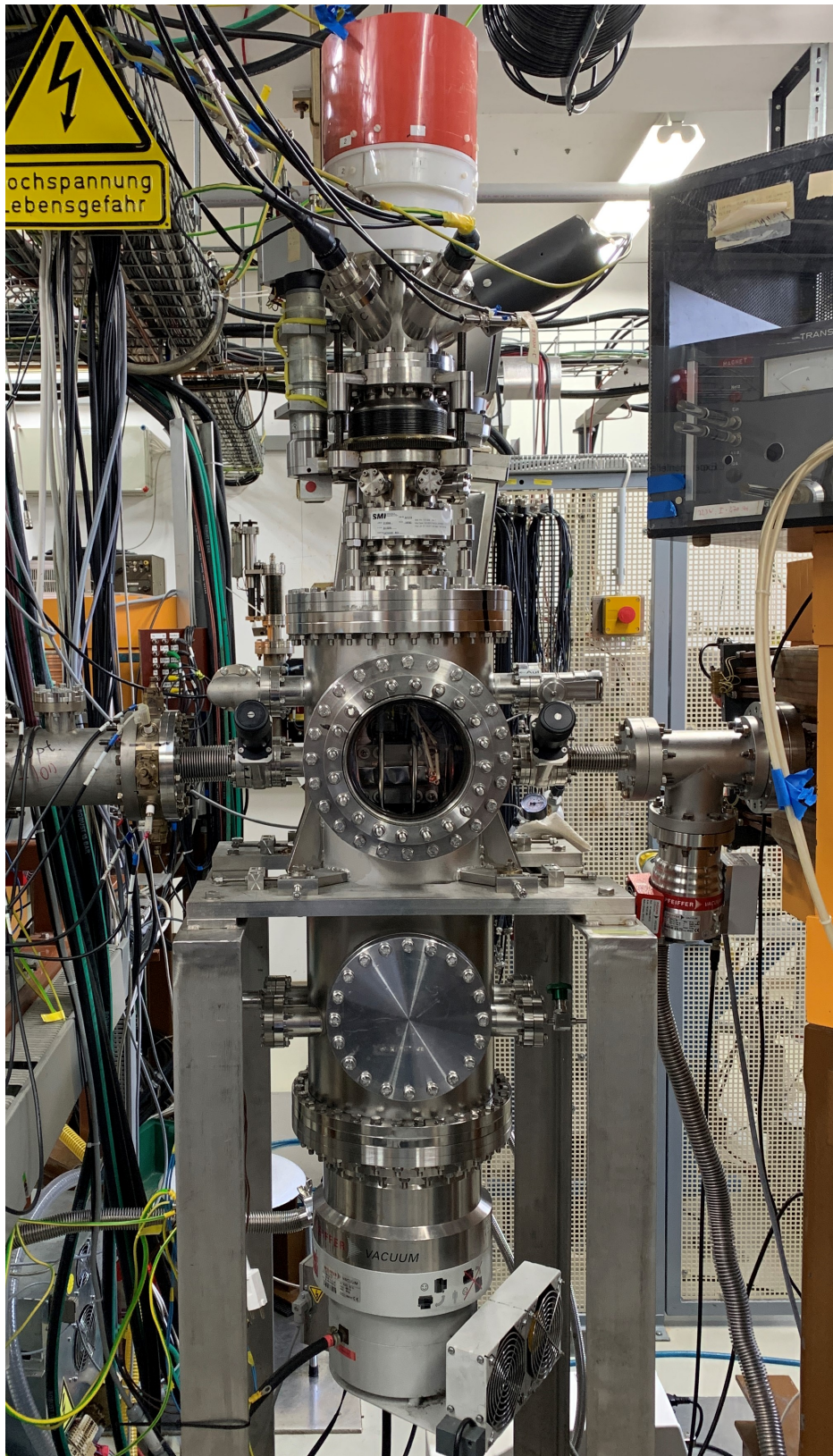


Abbildung 5.3: Eine Fotografie der die Elektronenkanone beinhaltenden Streukammer sowie deren Anbauten.

gewährleisten zu können. Die Grobjustierung erfolgt hierbei durch die Positionierung des Gestells der Streukammer. Für die Feinjustierung befinden sich auf dem Gestell an den vier Ecken der Streukammer jeweils Sets von zwei Schrauben, die die gesamte Streukammer in feinen Schritten in der horizontalen Ebene bewegen können. Dadurch können ein 90° -Winkel zwischen Ionen- und Elektronenstrahl sowie die mittige Transmission des Ionenstrahls durch die Wechselwirkungszone der Elektronenkanone sichergestellt werden. Letzteres ist nötig, da nur in der Mitte des Wechselwirkungsraumes ein (näherungsweise) feldfreier Raum herrscht. Zur noch feineren Endjustierung kann die Trajektorie des Ionenstrahls mithilfe der kollimierenden Schlitze vor der Streukammer in Schritten im Bereich von Zehntel Millimetern definiert werden. Im Teil der Streukammer unterhalb der Elektronenkanone sind vier CF40-Flansche angebaut, die zur Diagnose und Unterstützung des Vakuums genutzt werden können. Dauerhaft dort verbaut sind eine Infrarot-Ausheizlampe (links hinten) und ein Belüftungsventil (rechts vorne). Zeitweise zusätzlich angebracht wurde beispielsweise ein Quadrupol-Massenspektrometer zur Restgasanalyse. Des Weiteren befindet sich vorne ein CF160-Flansch, der bei Bedarf zum Anschluss einer weiteren Vakuumpumpe oder für Wartungsarbeiten genutzt werden kann. Unten abschließend ist eine $880 \frac{1}{s}$ (Saugfähigkeit für N_2) Turbomolekularpumpe verbaut. Zusätzlich befindet sich, auf diesem Bild nicht sichtbar, hinter der Streukammer eine $1500 \frac{1}{s}$ (wiederum Saugfähigkeit für N_2) Kryopumpe, die in erster Linie zum Abpumpen des anfallenden Wasserstoffs gedacht ist und über ein Ganzmetall-Schieberventil mit der Streukammer verbunden ist beziehungsweise von dieser abgetrennt werden kann.

Direkt oberhalb der Elektronenkanone sind an zwei weiteren CF40-Flanschen eine Vakuummessröhre (links) sowie ein Gaseinlasssystem (rechts) angebaut. Darüber befindet sich ein CF250-Flansch, der für einen Ausbau der Elektronenkanone aus der Streukammer geöffnet wird. Oberhalb an diesen angebaut ist ein auf drei Stützen befestigter, schmaler Balg mithilfe dessen der Winkel der Elektronenkanone zur horizontalen Ebene justiert werden kann. Wiederum darüber sind ein größerer Balg sowie ein Schrittmotor. Mit diesen wird die Elektronenkanone vertikal mechanisch bewegt, um absolute Wirkungsquerschnitte aufzunehmen (siehe Kapitel 3.2). Als nächstes finden sich fünf weitere CF40-Flansche mit insgesamt vier Stromdurchführungen (hier drei davon sichtbar), die die Verbindung zwischen den Elektroden der Elektronenkanone und den zugehörigen Netzgeräten herstellen. Nach oben hin abgeschlossen wird der Aufbau mit einem CF100-Flansch mit Durchführungen für die Wasserkühlung des Kollektors der Elektronenkanone sowie die Stromversorgung

der Kathodenheizung. Da beides zumindest in bestimmten Betriebsmodi auf einem Hochspannungspotential liegt, sind die Anschlüsse zum Berührungsschutz von einer Haube aus Kunststoff umgeben. Rechts oben im Bild sind wendelförmige Kunststoffschläuche zum Abfall der Hochspannung innerhalb des Kühlwassersystems (für den Fall, dass der Kollektor auf einem Potential liegt) zu sehen.

Abbildung 5.4 zeigt einen Schaltplan der Stromversorgung der Elektronenkanone. Dieser ist in zwei Bereiche aufgeteilt: Der mit roten Strichen umrandete Bereich beschreibt die Verteilung der Stromversorgung in zwei hochspannungsfesten 19-Zoll-Racks (siehe Abbildung 5.5), der mit schwarzen Strichen markierte Bereich stellt die sich im Vakuum befindliche eigentliche Elektronenkanone dar. Gleiche Farben stehen in Abbildung 5.4 für identische Potentiale. Dadurch ist der symmetrische Aufbau der Potentiale in der Elektronenkanone um die Mitte der Wechselwirkungszone herum gut zu erkennen. Die in schwarz, grün, blau und rot dargestellten Potentialebenen ordnen sich innerhalb des Vakuumbereiches achsensymmetrisch um diese an. Innerhalb des Bereiches der Racks erkennt man, dass die einzelnen Potentialebenen jeweils mit nur einem Netzgerät erzeugt werden, um eine bestmögliche Übereinstimmung der jeweiligen Potentiale an den Elektroden zu erreichen. Die Verteilung der jeweiligen Netzgeräte auf die einzelnen Racks ist durch die jeweiligen Farben (rot als Potential der Kathode für Rack 1 und schwarz als Potential der Wechselwirkungszone für Rack 2) angezeigt. Diese Verteilung kann sich aber je nach Bedarf ändern und wurde auch bereits mehrfach geändert. Auch die Zuordnung der einzelnen Netzgeräte zu den verschiedenen Stromkreisen beziehungsweise Elektroden wurde bereits mehrfach geändert und entspricht nicht zwangsläufig immer dem in Abbildung 5.4 angegebenen Stand. Weiterhin erwähnenswert ist die Kombination aus zwei Netzgeräten (jeweils eines der Firma *Kepco, Inc.* und eines der Firma *FuG Elektronik GmbH*) für die Potentialebenen der Kathode/Steuerelektrode 5 sowie der Steuerelektroden 1 und 4. Diese Kombination ist für die schnellen Energie-Scan-Messungen (siehe Kapitel 3.2) unverzichtbar. Dabei liefert das Netzgerät von *FuG* die hohen Spannungen, kann diese aber nur langsam und in relativ groben Schritten variieren, sodass das zusätzlich eingesetzte *Kepco*-Netzgerät für die schnelle Änderung der Elektronenenergie in kleinen, sehr genauen Schritten von Zehntel Elektronenvolt sorgt. Die Netzgeräte von *Kepco* sind momentan noch nicht angeschlossen, da sie lediglich für die Durchführung der Energie-Scan-Messungen benötigt werden und daher derzeit noch im Rahmen der diesbezüglichen Vorbereitungen im Einsatz sind.

In Abbildung 5.5 sind die zwei 19-Zoll-Racks zu sehen, welche die Geräte zur elektrischen Versorgung der Elektronenkanone beinhalten. Beide Racks verfügen jeweils

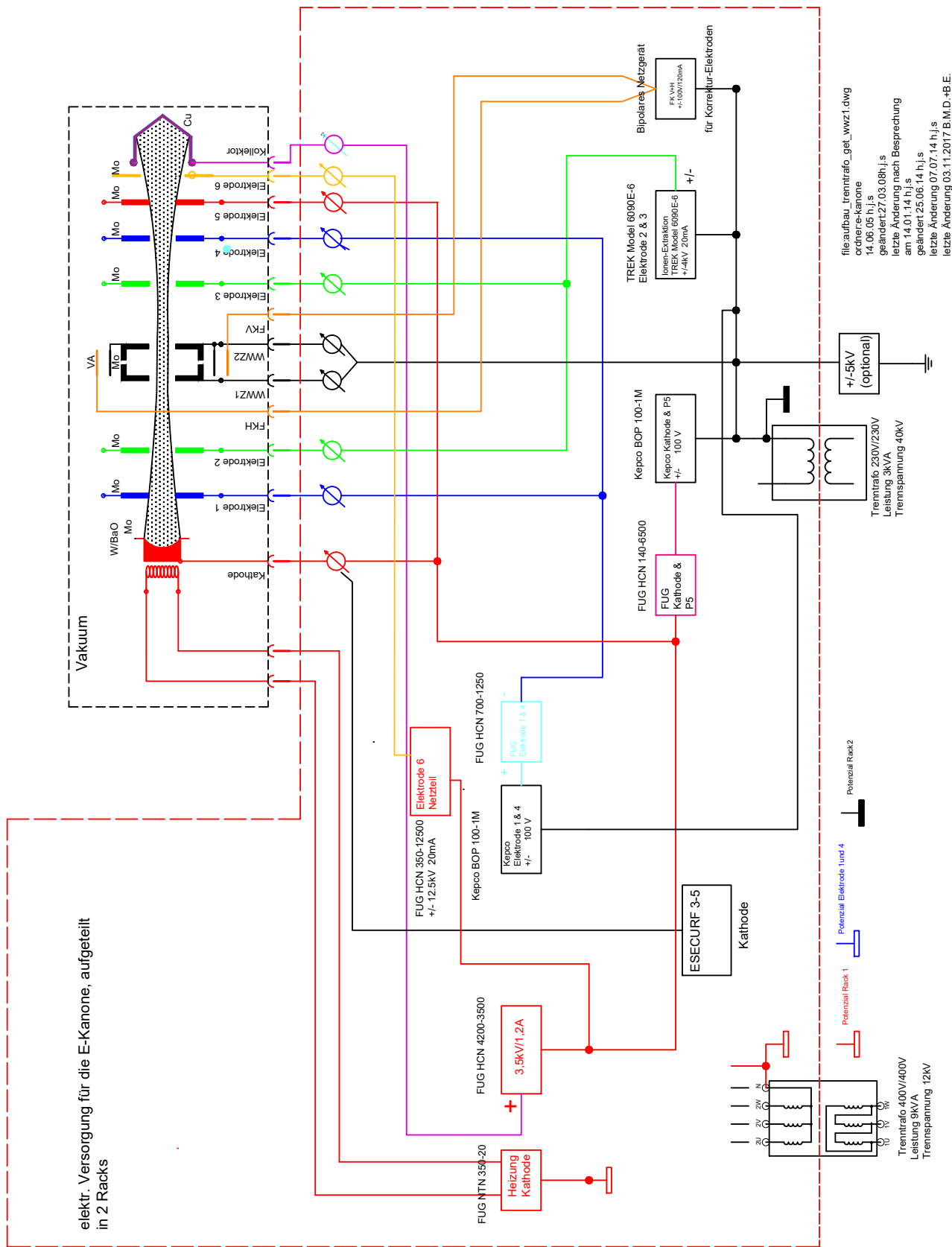


Abbildung 5.4: Schaltplan der Stromversorgung der Elektronenkanone. Gleiche Farben bedeuten identische elektrische Potentiale. Die Abbildung wurde nicht vom Autor dieser Dissertation alleine, sondern im Zuge der Entwicklungsarbeiten an der Elektronenkanone im Laufe der Jahre von mehreren Mitgliedern der Arbeitsgruppe erstellt und überarbeitet.

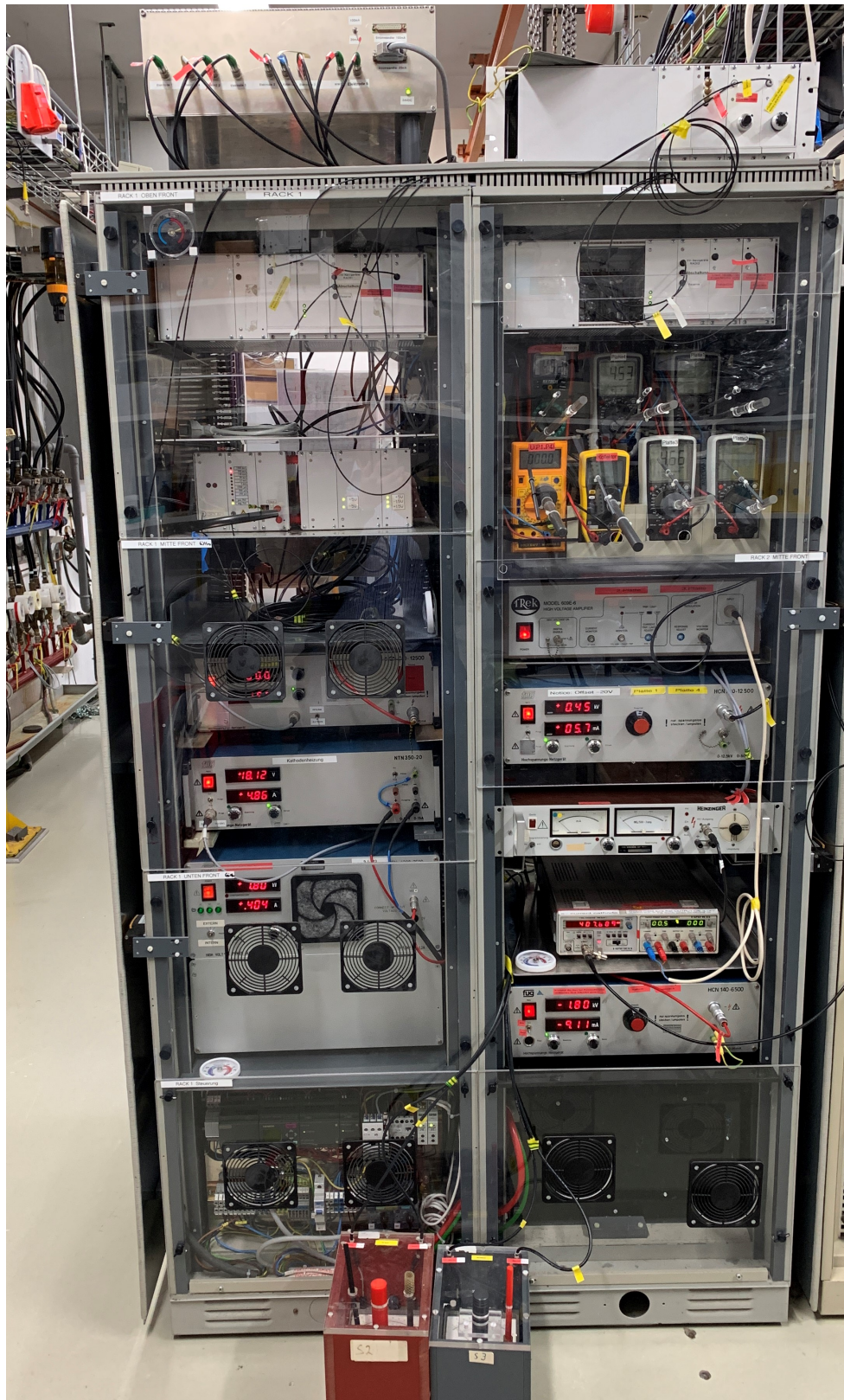


Abbildung 5.5: Eine Fotografie der für den Betrieb der Elektronenkanone benötigten 19-Zoll-Racks. Die Zuordnung der einzelnen Geräte findet sich im Textkörper.

über einen Trenntransformator (ganz unten hinten, auf der Fotografie nicht sichtbar) sowie eine Bedieneinheit zur Fernsteuerung (ganz oben). Rack 1 (in Abbildung 5.5 links) ist außerdem mit einer speicherprogrammierbaren Steuerung (SPS) der Firma *Siemens* ausgestattet (ganz unten). Die Innenbereiche beider Racks sind bis zu 10 kV isoliert, um die Netzgeräte auf eine Hochspannung legen zu können. In diesem Fall wird die Steuerung der Netzgeräte über Lichtleitersignale gewährleistet. Typischerweise wird diese Möglichkeit für Rack 1 genutzt, wobei das gesamte Innere des Racks auf das Potential der Kathode (also bis zu 3,5 kV) gelegt wird. Rack 1 enthält in diesem Fall (in Abbildung 5.5 von unten nach oben) die Netzgeräte für den Kollektor, die Kathodenheizung und die Steuerelektrode 6 sowie das Messsystem für den aus der Kathode emittierten Strom. Das sich in Abbildung 5.5 rechts befindliche Rack 2 beinhaltet (ebenfalls von unten nach oben) das Netzgerät für die Kathode/Steuerelektrode 5, die Speisung für den Verstärker zur Spannungsversorgung der Steuerelektroden 2 und 3, das Netzgerät für die Feldkorrekturolektroden, das Netzgerät für die Steuerelektroden 1 und 4, den erwähnten Verstärker für die Spannungsversorgung der Steuerelektroden 2 und 3 sowie temporär außerdem Multimeter zur Messung des an den einzelnen Elektroden abfließenden Stroms. Dieses Rack liegt auf dem Potential der Wechselwirkungszone und somit im meist genutzten Betriebsmodus auf dem Erdpotential. Es ist jedoch auch möglich, das gesamte Rack 2 (und damit auch die typischerweise auf Erdpotential liegende Wechselwirkungszone) auf ein Potential von mehreren Kilovolt gegenüber dem Erdpotential zu legen, um eine Energiemarkierung der Produktionen durchzuführen. Außerdem steht auf Rack 1 ein Gerät mit Strom-Spannungs-Wandlern für die einzelnen Elektroden, um eine digitale Auslese und Verarbeitung der abfließenden Ströme zu ermöglichen, und auf Rack 2 eine Bedieneinheit für die Steuerung der auf einem Potential liegenden Netzgeräte durch Lichtleiter.

5.5.2 Verbesserungen im Rahmen dieser Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit wurden diverse technische Anpassungen und Verbesserungen am Aufbau vorgenommen. Ein wichtiger Punkt ist, dass alle dünnen Elektroden (also alle Elektroden mit Ausnahme des Kollektorblocks) aus Molybdän gefertigt wurden. Zuvor war dies nur für die Kathodenelektrode sowie die Steuerelektrode 1 der Fall, da dort die höchsten abfließenden Leistungen erwartet wurden und Molybdän eine sehr hohe Hitzebeständigkeit aufweist. Die weiteren Elektroden wurden aus Kostengründen sowie der Möglichkeit zur präziseren maschinellen Bearbeitung aus

Kupfer gefertigt. Allerdings stellte sich im Betrieb heraus, dass auch auf den weiteren Elektroden hohe Leistungen abfließen können. Dies ist problematisch, weil die einzelnen Elektroden untereinander und mit dem Rest der Anlage stets über Bauteile aus MACOR voneinander elektrisch isoliert sind und MACOR nicht nur elektrisch, sondern auch thermisch sehr gut isoliert. In Verbindung mit dem herrschenden Ultrahochvakuum im Bereich von 10^{-10} mbar bis 10^{-7} mbar hat diese Eigenschaft zur Folge, dass die (durch die auf den Elektroden deponierte Leistung erzeugte) Wärme nur sehr langsam an die Umgebung abgegeben werden kann und es demzufolge zu einem starken Temperaturanstieg an den Elektroden kommt. Da eine Wasserkühlung, wie sie die Wärmeabfuhr am Kollektorblock gewährleistet, aller einzelnen Elektroden technisch nicht praktikabel ist, müssen die dünnen Elektroden die Temperaturentwicklung aushalten können. Dies war allerdings für die Kupferelektroden nicht immer der Fall. Nach einer Betriebsdauer von wenigen Monaten bei im Vergleich zum angestrebten Betriebsbereich mittleren Leistungen konnte trotz störungsfreiem Betrieb eine signifikante Verformung der Apertur unter anderem der Steuerelektrode 4 festgestellt werden. Um solche ungewollten Verformungen in Zukunft zu vermeiden, wurden alle dünnen Elektroden aus Molybdän anstatt aus Kupfer gefertigt. Der Kollektorblock wurde weiterhin aus Kupfer bestehen gelassen, weil dieser zum einen über eine Wasserkühlung verfügt und zum anderen durch seine mehrere Zentimeter dicke Bauform beständiger gegenüber der Deponierung von Leistung ist. Letzteres ist schließlich seine primäre Aufgabe. Nach der Fertigung aller dünnen Elektroden aus Molybdän war die Elektronenkanone bisher bereits mehrere Monate bei hoher bis teilweise voller Leistung in Betrieb und es konnten keine weiteren Schäden oder Verformungen an den Elektroden festgestellt werden.

Weiterhin kam es einmal im Zuge eines durch unbeabsichtigte Defokussierung des Elektronenstrahls verursachten Zwischenfalls zu einer Deponierung einer sehr hohen Leistung auf den Elektroden und daraus resultierend zu einer Verformung einiger der Elektroden sowie einer chemischen Reaktion zwischen Elektrodenmaterial und den die Elektroden voneinander isolierenden Abstandshaltern aus MACOR. Eine beispielhafte Fotografie dieser Beschädigungen ist in Abbildung 5.6 zu sehen. Im Anschluss an dieses Vorkommnis vergingen im Zuge der Reparaturarbeiten sowie der erneut notwendigen Konditionierung der Elektronenkanone mehrere Monate, bis wieder ein Messbetrieb möglich war. Die Beschädigung hätte aufgrund der sehr hohen Leistung vermutlich auch durch Elektroden aus Molybdän nicht verhindert werden können. Daher wurde ein Überwachungssystem, das den zu jeder Zeit auf den einzelnen Elektroden abfließenden Strom misst und bei zu hohem Strom die die Elek-



Abbildung 5.6: Eine Fotografie eines Teils der Elektronenkanone. Sie zeigt durch zu hohe Leistung auf den Elektroden verursachte Schäden.

tronenkanone versorgenden Netzgeräte mit Ausnahme dem für die Kathodenheizung ausschaltet, eingebaut [81].

Des Weiteren wurde aufgrund häufig auftretender Undichtigkeiten im System der Wasserkühlung für den Kollektor eine Überarbeitung hiervon vonnöten. Zuvor bestand das System aus Kupferrohren, die das Wasser von der Durchführung am oberen Ende des Aufbaus in gerader Linie Richtung Elektronenkanone transportierten, und sich an diese anschließende Wellbälge aus Edelstahl, die für die notwendige Krümmung der Bahn um die Elektronenkanone herum sorgten. Die Verbindung zwischen den Kupferrohren und den Wellbälgen aus Edelstahl wurde durch Hartlöten in der hauseigenen Werkstatt realisiert, was sich jedoch als anfällig für Undichtigkeiten herausstellte. Daher wurden die Kupferrohre durch Edelstahlrohre ersetzt und in diesem Zuge die ebenfalls anfälligen Wellbälge durch feste, gebogene Rohre. Die Verbindung zwischen diesen ist durch CF10-Flanschverbindungen gegeben. Da die Flanschverbindungen ebenfalls aus Edelstahl bestehen, können diese an die Edelstahlrohre geschweißt werden, wodurch sich eine sehr hohe Stabilität ergibt. Der Anschluss an den Kollektor

erfolgt durch CF16-Flanschverbindungen sowie industriell im Vakuum durchgeführtes (und somit weniger für undichte Stellen anfälliges) Hartlöten der Edelstahlrohre an den aus Kupfer bestehenden Kollektor. Dieses System ist aufgrund der fehlenden Flexibilität aufwendig in der Fertigung und Montage, bietet nach den bisherigen, ebenfalls über Monate bei hohen Leistungen gewonnenen, Erfahrungen aber eine hohe Sicherheit gegenüber auftretenden Undichtigkeiten. In Abbildung 5.2 ist das beschriebene System gut zu erkennen.

Eine weitere Problematik bestand in einer auftretenden Verdrehung der Elektronenkanone in der horizontalen Ebene und somit relativ zur Richtung des einfallenden Ionenstrahls um einige Grad. Diese Verdrehung trat im Betrieb auf und wurde mit zunehmender Betriebsdauer größer. Als Folge daraus musste die Streukammer mithilfe der in Kapitel 5.5.1 erwähnten Schrauben zur Feinjustierung nachjustiert werden, um weiterhin einen 90° -Winkel zwischen Ionen- und Elektronenstrahl zu gewährleisten. Mit der Zeit wurde die Verdrehung allerdings so groß, dass eine Nachjustierung nicht mehr möglich war. Als Folge daraus musste die Streukammer belüftet und die Elektronenkanone ausgebaut werden. Dabei wurde festgestellt, dass sich die Kontermutter zur Sicherung der Position des die Elektronenkanone haltenden Rohres gelöst hatte. Dies geschah vermutlich durch Vibration der gesamten Kammer, die durch die mechanische Bewegung der Elektronenkanone sowie die an der Streukammer angebaute Vakuumpumpen bedingt ist. Zur Arretierung der Kontermutter wurde diese mit vier zusätzlichen M6-Schrauben am Rohr befestigt (weitere Informationen hierzu finden sich bei Döhring [81]). Nach der zusätzlichen Sicherung der Kontermutter wurde bislang keine erneute Verdrehung der Elektronenkanone festgestellt.

6 Charakterisierungsmessungen

Die im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen experimentellen Daten können grob in zwei Kategorien eingeteilt werden: Die in diesem Kapitel diskutierten Charakterisierungsmessungen der Elektronenkanone sowie die in Kapitel 7 vorgestellten zuverlässig gemessenen, absoluten Wirkungsquerschnitte. Die ausführlichen Charakterisierungsmessungen wurden nötig, weil sich nach dem Einbau der Elektronenkanone in die Messapparatur zeigte, dass die gemessenen Wirkungsquerschnitte für beliebige Betriebsmodi der Elektronenkanone untereinander sowie mit den jeweiligen Literaturwerten nicht immer übereinstimmten. Es wurden diverse Inkonsistenzen und Probleme in den Messdaten entdeckt, sodass der Beschluss gefasst wurde, die neue Elektronenkanone bezüglich ihrer Eigenschaften zunächst ausführlich zu untersuchen. Dies gilt insbesondere für den Einfluss des Elektronenstrahls beziehungsweise der durch ihn erzeugten Raumladung auf die Transmission des Ionenstrahls durch die Elektronenkanone und dessen Detektion im Faradaybecher sowie die Zählrate an detektierten Produktionen.

Die Charakterisierungsmessungen sind dazu gedacht, die Eigenschaften der Elektronenkanone sowie deren Einfluss auf die Messbedingungen zu verstehen und quantifizieren. Sie lassen sich grob in zwei Gruppen aufteilen: Die Kapitel 6.1 bis 6.4 zeigen Daten, die die Erzeugung des Elektronenstrahls sowie dessen Transmission durch die Elektronenkanone und eine diesbezügliche Unsicherheitsabschätzung behandeln, ohne dabei die Interaktion des Elektronenstrahls mit dem Ionenstrahl oder die Messung von Wirkungsquerschnitten zu berücksichtigen. Da Letzteres allerdings das eigentliche Anliegen der an der Messapparatur durchgeführten Experimente ist, befassen sich die Kapitel 6.5 bis 6.8 mit der Fragestellung, unter welchen Bedingungen Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßionisation von Ionen zuverlässig aufgenommen werden können.

Als Ziel der Charakterisierungsmessungen wurde definiert, einen Satz an Betriebsparametern zu entwickeln, mit dem für alle Ionensorten sowie Elektron-Ion-Kollisionsenergien mit den jeweiligen Literaturwerten übereinstimmende experimentelle Daten

aufgenommen werden können, ohne die jeweiligen Betriebsparameter für einen Wechsel des Ions oder eine Änderung der Energie erneut untersuchen und anpassen zu müssen. Wie in diesem Kapitel erläutert wird, stellte sich dieses Ziel allerdings als zu ambitioniert heraus, sodass bis auf Weiteres für die unterschiedlichen zu messenden Ionen die Verlässlichkeit der Messungen jeweils einzeln überprüft werden muss. Dabei werden die Betriebsbedingungen für eine bestimmte Messreihe als geeignet angesehen, wenn die Messwerte dort, wo Literaturwerte bekannt sind, mit diesen übereinstimmen und außerdem bei höheren Energien die in den Unterkapiteln 6.5 bis 6.7 erläuterten Anforderungen an die Detektion der Ionenstrahlen sowie die Kompensation der Raumladung erfüllt werden. Die für diese Messreihe bei identischen beziehungsweise nur leicht geänderten Betriebsbedingungen (siehe Kapitel 6.8) aufgenommenen Messwerte werden dann als verlässlich angesehen.

Es ist zu beachten, dass die Elektronenenergien (und infolge der geringen Ionenenergien auch die Elektron-Ion-Kollisionsenergien) sowie alle genannten Potentiale für alle bislang mit der neuen Elektronenkanone durchgeführten und in dieser Arbeit vorgestellten Messungen eine Unsicherheit von ± 10 eV beziehungsweise ± 10 V aufweisen. Dies ist der Tatsache geschuldet, dass sich die automatisierte Ansteuerung der Elektronenkanone noch in der Entwicklung befindet und bislang für alle Messungen die an den Elektroden anliegenden Potentiale von Hand an den jeweiligen Netzgeräten eingestellt werden. Da außerdem keine unabhängige Messung der Potentiale erfolgte, ergibt sich die Energiegenauigkeit durch die Genauigkeit des Netzgerätes für die Kathode, die typischerweise ± 10 V beträgt. Durch die in Kapitel 8.1 beschriebenen Maßnahmen wird sich diese Energiegenauigkeit wesentlich verbessern und sollte den Bereich von mehreren Zehntel Elektronenvolt erreichen.

6.1 Emission des Elektronenstrahls

In Abbildung 6.1 sind die jeweils aus der Kathode emittierten Elektronenströme in Abhängigkeit von der Elektronenenergie für verschiedene Betriebsmodi aufgetragen. Hierbei repräsentiert jeder Messpunkt eine im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Messung (insgesamt ca. 2350, größtenteils Wirkungsquerschnittsmessungen sowie einige Untersuchungen mit ausschließlich Elektronen- aber ohne Ionenstrahl), wobei aufgrund der Vielzahl an Messungen insbesondere im niedrigen Energiebereich bis zu 1000 eV teilweise viele Messpunkte aufeinander liegen. Wie in Kapitel 5.3 kurz angeschnitten wurde, sind die in Tabelle 5.1 vorgestellten, simulierten Betriebsmodi

für einen zuverlässigen Betrieb der Elektronenkanone im gesamten Energiebereich nicht ausreichend (Details hierzu finden sich in den Kapiteln 6.5 und 6.6). Daher sind hier deutlich mehr Betriebsmodi aufgeführt und aufgrund der sehr hohen Anzahl an Möglichkeiten teilweise zu Gruppen mit ähnlichen Eigenschaften zusammengefasst worden. Die Abkürzungen der Namen der Betriebsmodi in Abbildung 6.1 stehen für Hochenergiemodus (HE, vom Englischen *high-energy*), Hochstrommodus (HC, vom Englischen *high-current*), Modus ohne Potentialmulde (WPT, vom Englischen *without potential trap*) sowie Verschiedene (V, diese fassen alle Modi zusammen, die nicht in die drei obengenannten Gruppen eingeordnet werden können). Die jeweilige hinter dem Namen angegebene Zahl steht für das an den Steuerelektroden 1 und 4 angelegte Potential relativ zur Differenz zwischen den Potentialen an der Kathode und der Wechselwirkungszone. Die Zahlenkombinationen hinter dem Semikolon stehen für die jeweils eingestellten Potentialverhältnisse (erneut relativ zur Differenz zwischen den Potentialen an der Kathode und der Wechselwirkungszone) und lesen sich zu $U(\text{Kathodenelektrode \& Steuerelektrode 5}) : U(\text{Steuerelektrode 1 \& 4}) : U(\text{Steuerelektrode 2 \& 3})$. Die Elektroden der Wechselwirkungszone liegen in allen Fällen auf Erdpotential (ihr Potential ist also identisch zu 0), die jeweiligen an der Steuerelektrode 6 und dem Kollektor anliegenden Potentiale sind für den emittierten Elektronenstrom von nur sehr geringer Bedeutung.

Weiterhin lässt sich in Abbildung 6.1 sehen, dass die für den Betrieb dieser Elektronenkanone angestrebte Elektronenenergie von 3500 eV erreicht werden kann. Wie die Messpunkte zeigen, gelang dies nicht nur einmal, sondern regelmäßig. Nach einer hinreichenden Konditionierungszeit der Elektronenkanone zur Ausgasung aller Komponenten von einigen Monaten nach dem Belüften, wurde das Einstellen von 3500 eV zur Routine. Der für diese Energie angestrebte Elektronenstrom von etwa 1 A [21, 102] wurde bisher noch nicht erreicht. Dies liegt allerdings daran, dass dieser Elektronenstrom für einen Betrieb im simulierten Hochenergiemodus (HE0.25) erwartet wird. Da für diesen Modus aber ab Energien von circa 2000 eV Ablenkungen des Ionenstrahls auftreten (Details hierzu finden sich in Kapitel 6.5), wurden für die hohen Elektronenenergien stets die Modi HE0.15 oder HE0.10 beziehungsweise leichte Abwandlungen hiervon eingestellt (letztere sind mit weiteren Modi in der Messreihe V zusammengefasst). Da das Extraktionspotential für diese Modi geringer ist als für den HE0.25, ist auch ein geringerer gezogener Elektronenstrom zu erwarten. Somit ergaben sich bei 3500 eV, je nach Modus, Werte zwischen etwa 830 mA (im in Abbildung 6.1 nicht einzeln gezeigten Modus HE0.09) und knapp über 900 mA (im Modus HE0.15). Diese Elektronenströme sind für die momentan untersuchten

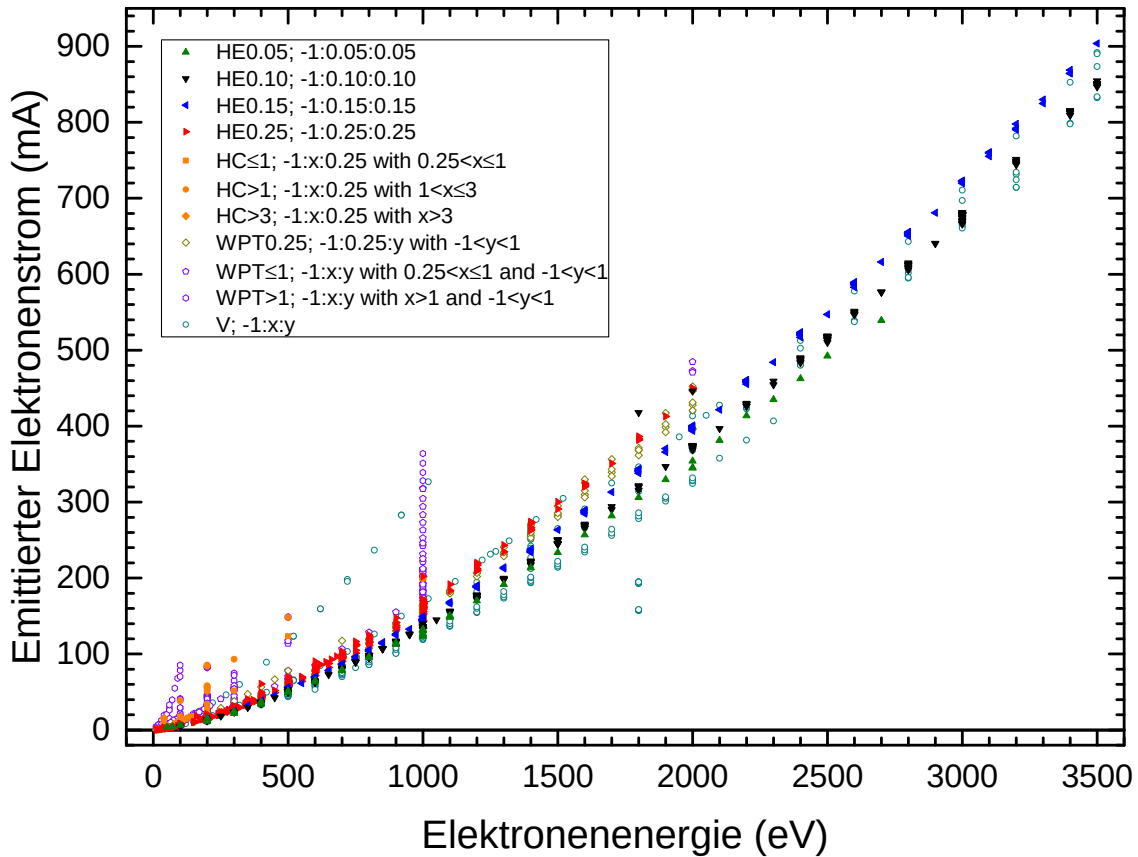


Abbildung 6.1: Grafische Darstellung des aus der Kathode emittierten Elektronenstroms in Abhängigkeit von der Elektronenenergie für verschiedene Betriebsmodi der Elektronenkanone. Details zu den Bezeichnungen der verschiedenen Modi in der Legende finden sich im Textkörper.

Prozesse mehr als ausreichend, sodass sich keine Notwendigkeit der Einstellung des HE0.25 bei 3500 eV ergab.

Gemäß dem Gesetz von Langmuir (siehe Gleichung 5.1) steigt der emittierte Elektronenstrom mit der dritten Potenz der Wurzel der Extraktionsspannung an. Innerhalb eines definierten Betriebsmodus sind die Potentialverhältnisse fixiert, sodass die Extraktionsspannung linear mit der Elektronenenergie skaliert. Daraus folgt, dass innerhalb eines Betriebsmodus der emittierte Strom mit der dritten Potenz der Wurzel der Elektronenenergie ansteigen sollte. Wie in Abbildung 6.2 zu erkennen ist, ist dies für die untersuchte Elektronenkanone der Fall. Dazu wurden die Werte auf der Abszisse in der Form $E_e^{3/2}$ aufgetragen (E_e steht hierbei für die Elektronenenergie), was optisch in einem geradlinigen Verlauf der Messpunkte innerhalb eines Betriebsmodus resultiert. Lediglich innerhalb der Messreihen für die unterschiedliche, nahe miteinander verwandte Betriebsmodi gruppiert wurden, ergeben sich Abwei-

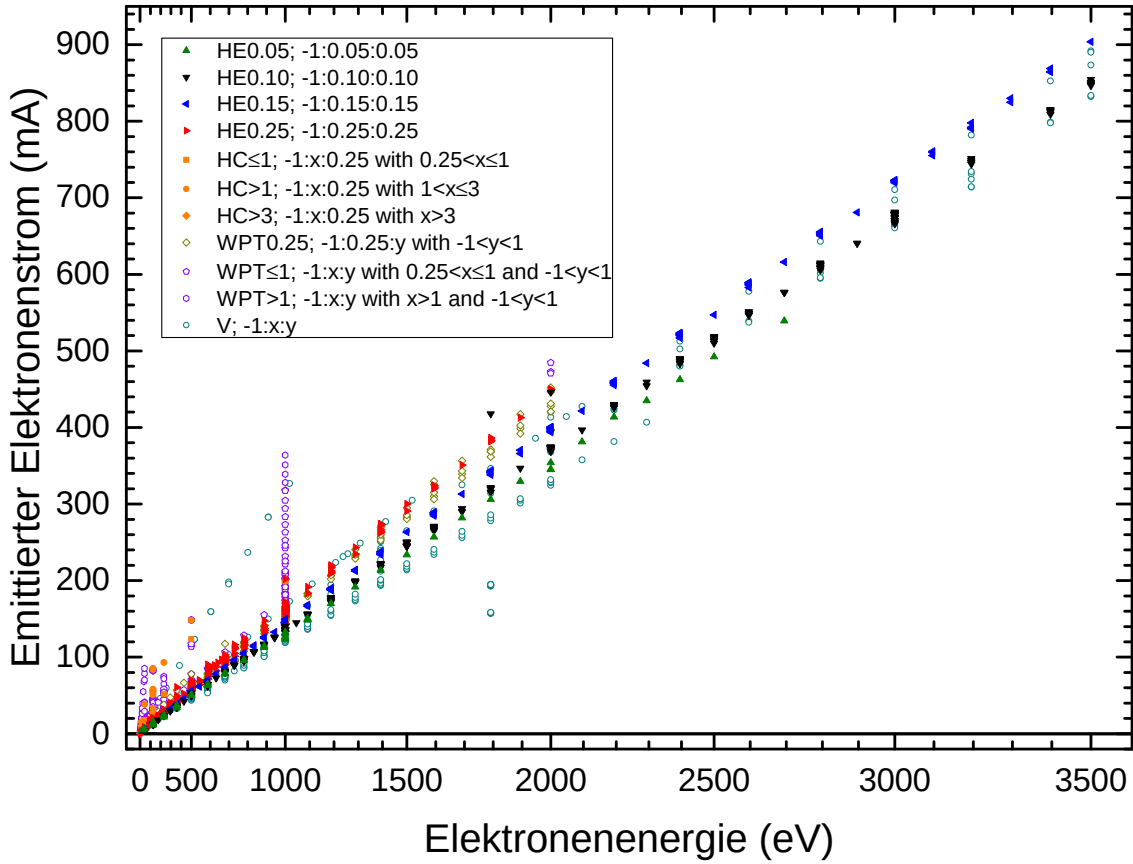


Abbildung 6.2: Grafische Darstellung des aus der Kathode emittierten Elektronenstroms in Abhängigkeit von der Elektronenenergie E_e für verschiedene Betriebsmodi der Elektronenkanone. Die Abszisse weist eine Skalierung in der Form $E_e^{3/2}$ auf. Abgesehen davon ist diese Abbildung identisch zu Abbildung 6.1.

chungen von einem geradlinigen Verlauf. Dies ist aber, da in den Gruppen keine fixierten Verhältnisse zwischen Extraktionsspannung und Elektronenenergie für alle Messpunkte gegeben sind, zu erwarten.

Abbildung 6.3 zeigt einen Vergleich zwischen den nach den Simulationen von Shi et al. [21] erwarteten und den tatsächlich gemessenen emittierten Elektronenströmen für verschiedene Betriebsmodi. Darüber hinaus sind dieselben Daten für die bei den meisten zuverlässigen Messungen verwendeten Modi HE0.10 und HE0.15 sowie die vorher genutzte Elektronenkanone zu sehen. Es zeigt sich, dass die theoretischen und experimentellen Kurven sehr gut miteinander übereinstimmen. Dies bestätigt, dass die Emission des Elektronenstrahls aus der Kathode in der untersuchten Elektronenkanone so funktioniert, wie es zu erwarten ist. Für die Hochstrommodi HC1 bis HC4 ist zu beachten, dass diese ausdrücklich dazu gedacht sind, bei niedrigen Energien hohe Elektronenströme aus der Kathode zu extrahieren und somit bei

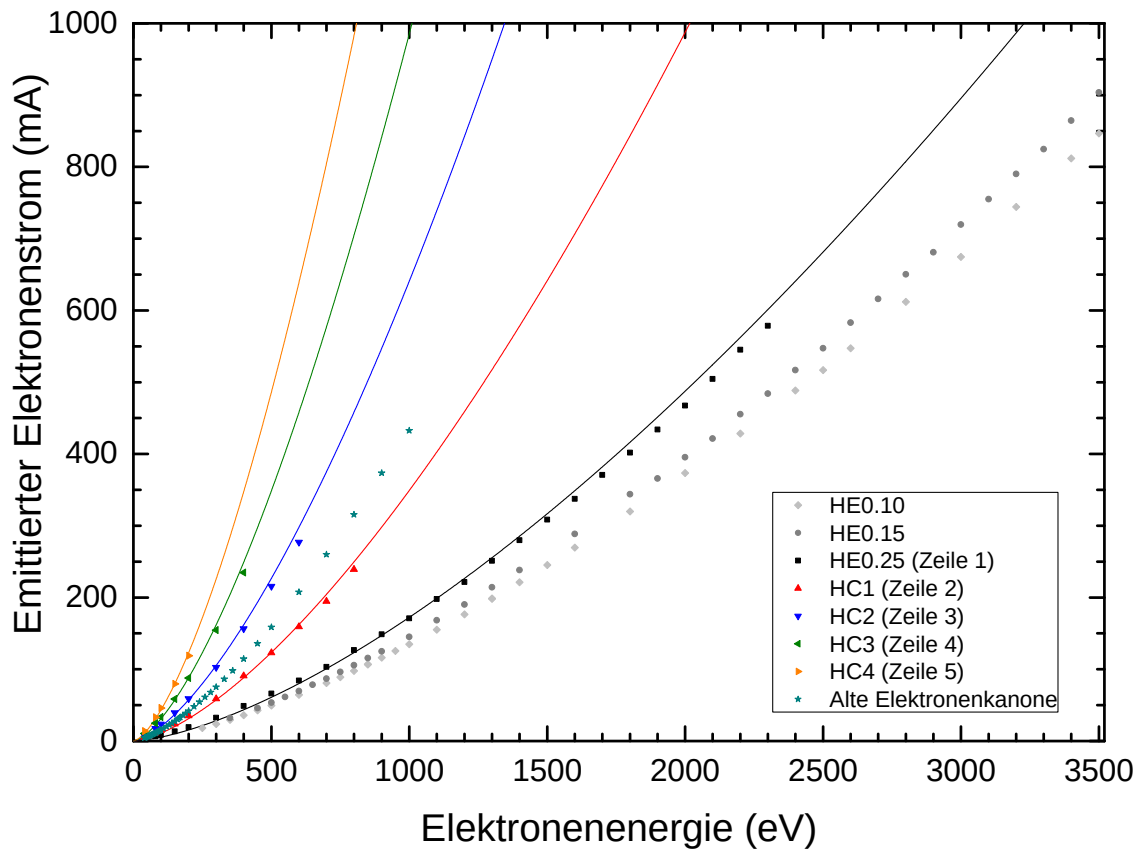


Abbildung 6.3: Grafische Darstellung des aus der Kathode emittierten Elektronenstroms in Abhängigkeit von der Elektronenenergie für verschiedene Betriebsmodi der Elektronenkanone verglichen mit den Simulationsergebnissen ([21], jeweils farblich passende durchgezogene Linien) sowie den Werten für die alte Elektronenkanone [22]. Die Bezeichnungen der verschiedenen Modi orientieren sich an Abbildung 6.1, die Zeilenangaben beziehen sich auf Tabelle 5.1.

höheren Elektronenenergien nicht eingestellt werden können, da die Verlustströme an den Elektroden zu groß werden. Beides lässt sich in Abbildung 6.3 sehen. Insgesamt fällt auf, dass die geschickte Kombination von mehreren Modi im Vergleich zur alten Elektronenkanone, wie anvisiert, verbesserte Ergebnisse liefert. Bei niedrigen Energien ist es möglich, durch den Einsatz der Hochstrommodi hohe Elektronenströme zu extrahieren (dies ist auch in den Abbildungen 6.1 sowie 6.2 gut erkennbar). Durch den Wechsel auf einen Hochenergiemodus wiederum kann ein Elektronenstrahl von deutlich höherer Energie als zuvor erzeugt werden.

Eine weitere interessante Anmerkung betrifft die Erwärmung des durch den Kollektor fließenden Kühlwassers. Bei Elektronenenergien von circa 3000 eV und höher, was bei den resultierenden Strömen deponierten Leistungen von über 2 kW entspricht, wird das Kühlwasser nach Durchfluss durch den Kollektor spürbar warm. Eine Tempera-

turmessung an dieser Stelle erfolgte nicht, jedoch ließen sich die Kühlwasserschläuche noch mit der Hand anfassen, sodass sich nach Schätzungen eine Temperatur von ungefähr 40 bis 50 Grad Celsius ergab. Dies weist darauf hin, dass das Kühlsystem für die hohen Elektronenenergien zwar gefordert ist, jedoch noch immer einen ausreichenden Kühleffekt gewährleistet. Eine Bestätigung hiervon ergibt sich daraus, dass nach einem aus anderen Gründen notwendig gewordenen Belüftungsvorgang keine Schäden am Kollektor festgestellt wurden.

6.2 Transmission des Elektronenstrahls

Eine weitere wichtige Kenngröße einer Elektronenkanone betrifft die Transmission des Elektronenstrahls. Wie in Abbildung 5.1 zu erkennen ist, werden die aus der Kathode emittierten Elektronen zu einem Elektronenstrahl gebündelt. Dieser wird im Idealfall so fokussiert, dass er im Bereich der Wechselwirkungszone seine geringste vertikale Ausdehnung mit möglichst geringer Divergenz erreicht und sich hinter der Wechselwirkungszone wieder so aufweitet, dass die Leistung über eine möglichst große Fläche auf dem wassergekühlten Kollektor verteilt wird. Die in Abbildung 5.1 gezeigten, idealisierten Simulationsergebnisse zeigen dabei keinerlei Berührung zwischen den Trajektorien der Elektronen und den dünnen Elektroden und daraus resultierend auch kein Abfließen von Elektronen auf diesen. Dies ist in der Realität aber natürlich nicht der Fall. Es ist allerdings, wie in Kapitel 5.5.2 erläutert, erstrebenswert, die auf den dünnen Elektroden abfließenden Ströme möglichst gering zu halten. Daher werden die auf den Elektroden abfließenden Ströme im Betrieb dauerhaft überwacht.

In Abbildung 6.4 sind beispielhaft für einige Einstellungen der Elektronenkanone die während der jeweiligen Messung an den einzelnen dünnen Elektroden abfließenden Ströme dargestellt. Werte für die Steuerelektrode 5 sind hier nicht gezeigt, da diese durch die große Apertur dieser Elektrode stets nahe 0 und somit vernachlässigbar klein sind (dies wurde in vielen anderen, hier nicht dargestellten Messungen beobachtet). Es ist zu beachten, dass die abgeflossenen Ströme stark von den exakten Einstellungen der Potentiale an den einzelnen Elektroden und außerdem noch weiteren Parametern wie zum Beispiel dem Druck abhängen. Daher sind die gezeigten Werte als Beispielwerte anzusehen. Es zeigt sich allgemein, dass die Menge an abgeflossenem Strom insbesondere von der Elektronenenergie abhängt und zu höheren Energien hin anwächst. Jedoch lassen sich auch für unterschiedliche Betriebsmodi Unterschiede beobachten. Außerdem ist ersichtlich, dass an den Steuerelektroden 3 und 4 hinter

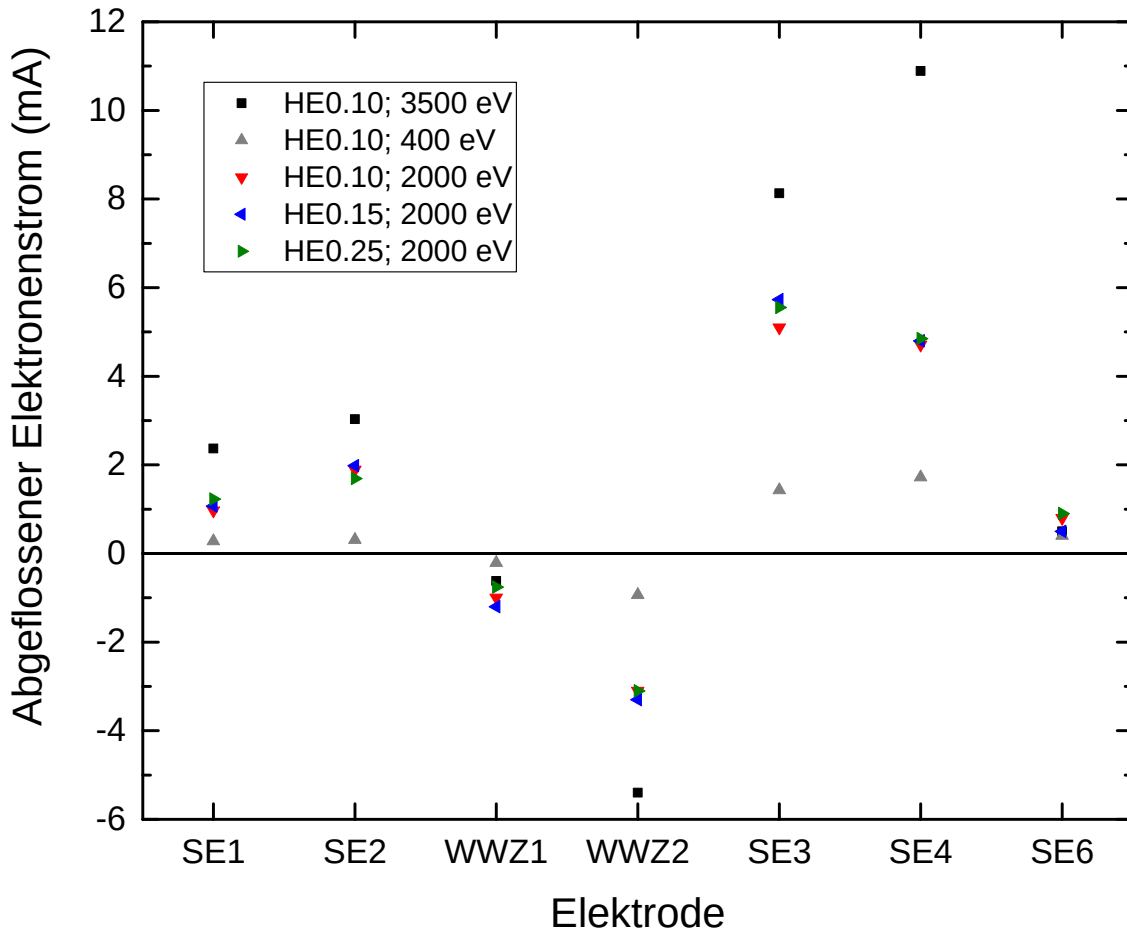


Abbildung 6.4: Grafische Darstellung der Verlustströme an den dünnen Elektroden (außer Steuerelektrode 5) für verschiedene, beispielhafte Einstellungen der Elektronenkanone. Die Bezeichnungen in der Legende orientieren sich an Abbildung 6.1. Die Abkürzungen SE und WWZ stehen für Steuerelektrode beziehungsweise Wechselwirkungszone.

der Wechselwirkungszone wesentlich höhere Ströme abfließen als an den Elektroden davor. Dies sollte aufgrund der angestrebten Symmetrie der Elektronenkanone um die Mittelachse der Wechselwirkungszone eigentlich nicht der Fall sein. Simulationen zeigen, dass dieser Effekt an einem zu geringen Öffnungswinkel der Kathodenelektrode liegt (Details hierzu finden sich in Kapitel 8.1).

Eine weitere in Abbildung 6.4 dargestellte Beobachtung ist, dass für viele Einstellungen der Elektronenkanone (insbesondere zu höheren Energien hin) der gemessene abgeflossene Strom an den Elektroden der Wechselwirkungszone 1 und 2 negativ ist. Diese negativen Werte können dadurch erklärt werden, dass der gemessene Strom stets die Summe aus an der jeweiligen Elektrode abfließendem und aus der Elektrode

emittiertem Strom darstellt. Somit lassen negative Werte darauf schließen, dass in nicht zu vernachlässigendem Maße Elektronen aus den Oberflächen der Elektroden emittiert werden – die sogenannte Sekundärelektronenemission. Dieser Umstand ist bei der Abschätzung der Unsicherheit des Elektronenstrom zu beachten (siehe Kapitel 6.4).

Zu den in Abbildung 6.4 gezeigten Messdaten ist weiterhin anzumerken, dass für bestimmte Elektrodenpaare die genaue Verteilung des an benachbarten Elektroden abfließenden Stroms stark von den exakten Einstellungen der Potentiale abhängt. So lassen sich beispielsweise die gezeigten an den Steuerelektroden 3 und 4 ungefähr gleichmäßig abfließenden Ströme durch Variation der Potentiale um nur wenige Volt stark bis nahezu vollständig an die eine oder andere Elektrode ziehen – je nachdem, an welche Elektrode ein positiveres Potential angelegt wird. Die Summe der abfließenden Ströme ändert sich hierbei nur unwesentlich. Gleiches gilt für die Steuerelektroden 1 und 2 sowie die Steuerelektrode 6 und den Kollektor, wobei man im letzteren Fall beim Einstellen der Potentiale sehr vorsichtig sein muss, da am Kollektor viel mehr Elektronenstrom abfließen darf als an der Steuerelektrode 6 bevor das Überwachungssystem aus Sicherheitsgründen die Netzgeräte zum Betrieb der Elektronenkanone ausschaltet.

Insgesamt zeigt sich, dass die Transmission des Elektronenstrahls durch die Elektronenkanone gut funktioniert. Selbst bei den höchsten angestrebten Elektronenenergien fließen, bei richtig gewähltem Betriebsmodus, an den dünnen Elektroden hinreichend wenige Elektronen ab, um die Elektronenkanone betreiben zu können. Diese Situation sollte sich in Zukunft infolge der Fertigung einer neuen Kathodenelektrode (siehe Kapitel 8.1) weiter verbessern. Hierzu sei außerdem angemerkt, dass mit steigender Elektronenenergie die absoluten Werte der abfließenden Ströme zwar ansteigen, die Werte relativ zum aus der Kathode emittierten Elektronenstrom mit zunehmender Elektronenenergie aber abnehmen. Die richtige Wahl des Betriebsmodus ist allerdings elementar. Mit beliebig eingestellten Potentialen an den Elektroden lassen sich auch nahezu beliebige Verlustströme erzeugen. Daher ist das in Kapitel 5.5.2 kurz und von Döhring [81] ausgiebig vorgestellte Überwachungssystem für die abfließenden Elektronenströme zum Schutz der Elektronenkanone sehr wichtig.

6.3 Ermittlung der Elektronenstromkorrektur

Eine auf der Transmission des Elektronenstrahls durch die Elektronenkanone aufbauende Kenngröße ist der Elektronenstromkorrekturfaktor. Dieser beschreibt den Anteil an emittierten Elektronen, die die Wechselwirkungszone erreichen und somit für die Reaktion zur Verfügung stehen (Details hierzu finden sich in Kapitel 5.4). Für die möglichst akkurate Messung von absoluten Wirkungsquerschnitten ist die Bestimmung des Elektronenstromkorrekturfaktors wichtig, da sie einerseits den verwendeten Wert für den Elektronenstrom präzisiert und andererseits eine verbesserte Abschätzung für dessen Unsicherheit liefert.

Die Abbildungen 6.5 und 6.6 zeigen jeweils Daten für den Elektronenstromkorrekturfaktor der im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Wirkungsquerschnittsmessungen. Dabei sind die für die Erzeugung der Daten durchgeführten Messungen identisch mit denen aus Abbildung 6.1, jedoch werden hier auf der Ordinate nicht die aus der Kathode emittierten Elektronenströme, sondern die für die weitere Auswertung ebenso wichtigen Korrekturen dieser aufgetragen. Erneut gilt, dass jeder Datenpunkt eine Messung darstellt, wobei teilweise sehr viele Messwerte aufeinander liegen und in dieser Abbildung nicht voneinander unterschieden werden können. Der Unterschied zwischen den Abbildungen besteht darin, dass in Abbildung 6.5 der Elektronenstromkorrekturfaktor in Abhängigkeit von der Elektronenenergie aufgetragen ist, wohingegen die Abszisse in Abbildung 6.6 den aus der Kathode emittierten Elektronenstrom zeigt.

Quantitativ betrachtet ergibt sich in Abbildung 6.5 ein ähnliches Bild wie in Abbildung 6.1: Für alle Betriebsmodi, die in dieser Darstellung wohldefinierte Potentialverhältnisse aufweisen, liegen die Messpunkte nahezu immer exakt aufeinander, sodass der Elektronenstromkorrekturfaktor für identische beziehungsweise sehr ähnliche Bedingungen an der Elektronenkanone (wie z. B. eingestellte Elektronenenergie bei einem bestimmten Betriebsmodus, Heizleistung an der Kathode, Druck in der Streukammer) auch über längere Zeiträume von wenigen Jahren sehr gut reproduzierbar ist. Außerdem ist der prozentuale Verlust an Elektronenstrom für kleine Energien tendenziell am größten, für höhere Energien hingegen werden die Verluste vernachlässigbar klein. So können für kleine Energien von circa 100 eV Verluste in der Größenordnung von 10 % bis 20 % auftreten (und bei bestimmten Betriebsbedingungen sowie geringeren Energien sogar noch mehr), der Verlust an Elektronenstrom für fast alle Messpunkte oberhalb von ungefähr 500 eV beträgt hingegen etwa 1 % oder weniger. Hierbei ist bei Betrachten der Darstellung zu beachten, dass teilwei-

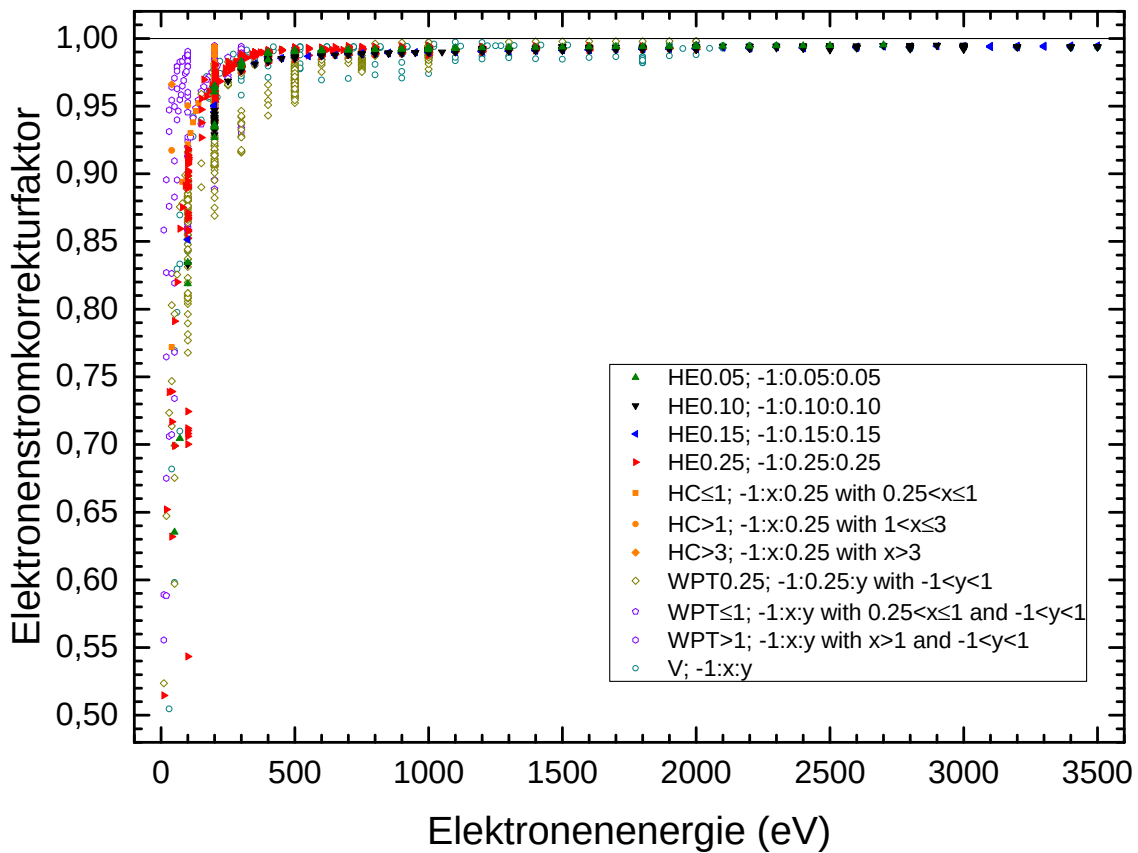


Abbildung 6.5: Grafische Darstellung des Elektronenstromkorrekturfaktors in Abhängigkeit von der Elektronenenergie für verschiedene Betriebsmodi der Elektronenkanone. Die Bezeichnungen der verschiedenen Modi in der Legende sind identisch zu Abbildung 6.1 und Erläuterungen hierzu finden sich im Textkörper in Kapitel 6.1.

se sehr viele Messpunkte aufeinander liegen und viele der einzelnen, vom groben Verlauf der Kurve abweichenden Messpunkte als durch ungenaue Einstellung der Messapparatur oder ungenaue (manuelle) Datenauslese erzeugte Ausreißer angesehen werden können. Außerdem lässt sich beobachten, dass die in den Hochstrommodi durchgeführten Messungen bei identischen Energien deutlich höhere Elektronenstromkorrekturfaktoren zeigen als die Hochenergiemodi, diese also eine bessere Fokussierung des Elektronenstrahls ermöglichen. Grafisch hier nicht dargestellte Vergleiche mit den Elektronenstromkorrekturfaktoren für die alte Elektronenkanone zeigen weiterhin, dass diese bei vergleichbaren Elektronenenergien ähnliche Werte wie die Hochenergiemodi aufweisen, wohingegen die Hochstrommodi bei niedrigen Energien signifikant geringere Verluste ermöglichen [1]. Eine weitere wichtige Beobachtung aus Abbildung 6.5 ist, dass die Messungen bei in Gruppen zusammengefassten Modi durchaus unterschiedliche Korrekturfaktoren aufweisen können, was wiederum der Zusammen-

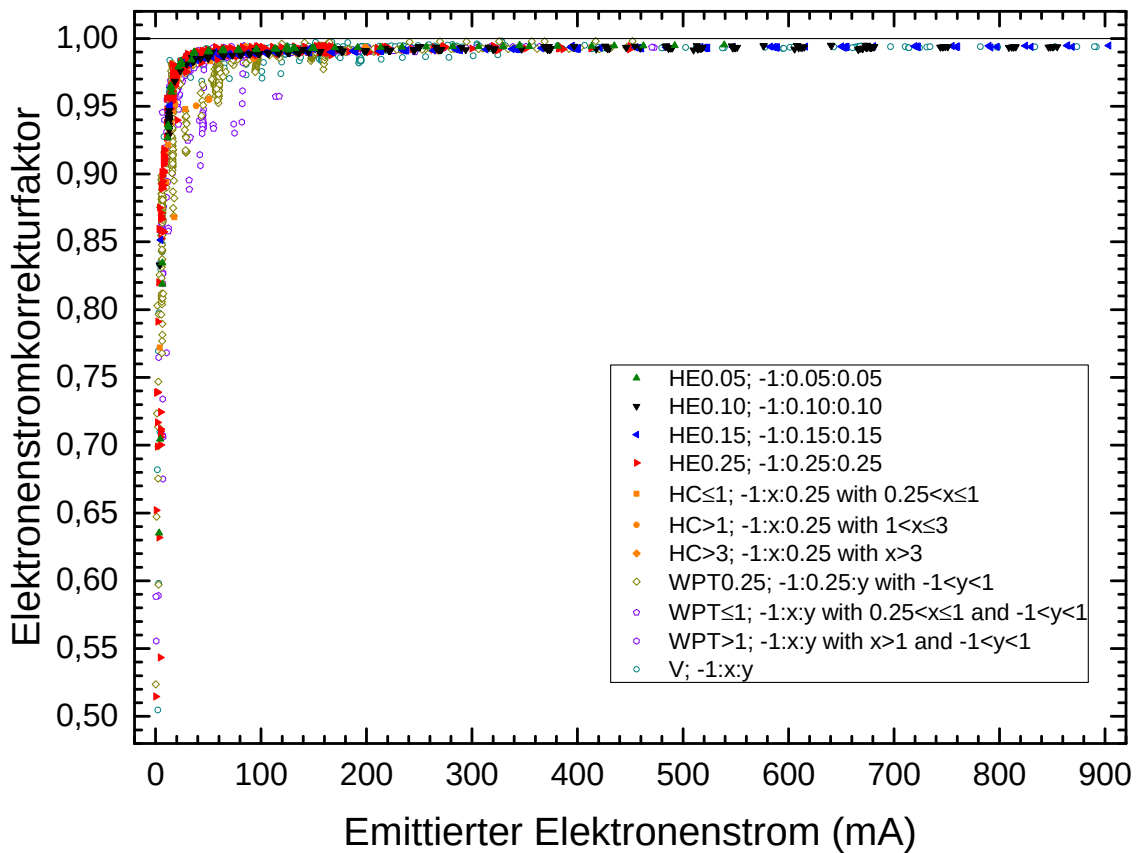


Abbildung 6.6: Grafische Darstellung des Elektronenstromkorrekturfaktors in Abhängigkeit vom aus der Kathode emittierten Elektronenstrom für verschiedene Betriebsmodi der Elektronenkanone. Die Bezeichnungen der verschiedenen Modi in der Legende sind identisch zu Abbildung 6.1 und Erläuterungen hierzu finden sich im Textkörper in Kapitel 6.1.

fassung von Messungen bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen geschuldet ist. Der jeweilige Verlust an Elektronenstrom hängt also stark von den Bedingungen in der Elektronenkanone, insbesondere den angelegten Potentialen, ab.

Abbildung 6.6 zeigt ebenfalls Messwerte des Elektronenstromkorrekturfaktors für verschiedene Energien und Betriebsmodi, allerdings in Abhängigkeit vom aus der Kathode emittierten Strom. Verglichen mit Abbildung 6.5 zeigt sich, dass es zwar noch immer einige Ausreißer gibt, jedoch deutlich mehr Messwerte auf einer gemeinsamen Kurve liegen und die Ausreißer nahezu ausschließlich den Messungen mit nicht gleichbleibenden Potentialverhältnissen und somit weniger wohldefinierten Betriebsbedingungen zugeordnet werden können. Außerdem und insbesondere liegen, anders als es für die Abhängigkeit von der Elektronenenergie der Fall ist, keine Messwerte oberhalb dieser gemeinsamen Kurve. Daraus folgt, dass die im vorherigen Absatz

erwähnte bessere Fokussierung des Elektronenstrahls bei den Hochstrommodi direkt auf den höheren Elektronenstrom zurückgeführt werden kann, da sich in Abbildung 6.6 keine diesbezügliche Abhängigkeit zeigt.

Alle in den vorigen Absätzen erläuterten Erkenntnisse zeigen, dass die Bestimmung des Elektronenstromkorrekturfaktors bei jeder einzelnen Messung für eine Elektronenkanone mit einer solchen Flexibilität wie der hier Untersuchten elementar ist. Dies liegt daran, dass die Korrekturfaktoren zwar für verschiedene Messungen bei gleichem Betriebsmodus und gleicher Elektronenenergie sehr ähnlich sind, für Messungen bei verschiedenen Betriebsmodi und gleicher Elektronenenergie aber deutlich voneinander abweichen können. Außerdem variieren die Korrekturfaktoren bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen, wie zum Beispiel dem Druck. Daraus resultiert, dass keine zumindest näherungsweise allgemeingültige Elektronenstromkorrekturfunktion aufgestellt werden kann, wie dies für die vorherige Elektronenkanone mit nur einem Betriebsmodus der Fall war [38].

6.4 Abschätzung der Messunsicherheit des Elektronenstroms

Eine weitere wichtige Kenngröße für die neue Elektronenkanone ist die in die spätere Berechnung des Wirkungsquerschnittes für Elektronenstoßionisation (bzw. dessen Unsicherheit) eingehende Unsicherheit des Elektronenstroms. Diese entspricht in erster Näherung der technischen Messunsicherheit der für die Messung des Elektronenstroms verwendeten Geräte. Für den aus der Kathode emittierten Strom wurde diese Unsicherheit für die alte Elektronenkanone zu 2 % abgeschätzt [17]. Da für die Messung des aus der Kathode emittierten Stroms der neuen Elektronenkanone ein Messsystem gleicher Bauart verwendet wird, werden die genannten 2 % hier zunächst auch angenommen. Eine Überprüfung dieses Wertes könnte mit einem kalibrierten Strommessgerät erfolgen, wurde bisher aber noch nicht durchgeführt. Allerdings muss auch noch die Ungenauigkeit der Elektronenstromkorrektur berücksichtigt werden. Eine Abschätzung hiervon wird im Folgenden gegeben.

Eine naheliegende Möglichkeit zur Abschätzung dieser Ungenauigkeit wäre die Verwendung der Unsicherheit der zur Messung des an den Elektroden vor der Wechselwirkungszone (Steuerelektrode 1 & 2 sowie Wechselwirkungszone 1) abfließenden Stroms verwendeten Geräte (Multimeter), da diese Daten in die Berechnung des Elektronenstromkorrekturfaktors eingehen. Diese wird vom Hersteller mit 1 % angegeben.

Allerdings würde diese Vorgehensweise voraussetzen, dass keine weiteren Effekte auftreten und insbesondere keine Sekundärelektronenemission aus den beteiligten Elektroden stattfindet. Wie in Abbildung 6.4 zu sehen ist und im zugehörigen Textkörper erläutert wurde, ist dies aber nicht der Fall. Teilweise deutlich negative Werte für die gemessenen abgeflossenen Ströme an den Elektroden der Wechselwirkungszone 1 & 2 wurden bei den für die Wirkungsquerschnittsmessungen typischerweise verwendeten Modi beobachtet. Der an der Elektrode der Wechselwirkungszone 2 abgeflossene Strom spielt für die Berechnung des Elektronenstromkorrekturfaktors zwar keine Rolle, jedoch zeigen diese Werte, dass die Emission von Sekundärelektronen in diesem Aufbau möglich ist. So ist es, je nach Einstellung der an den Elektroden anliegenden Potentiale, auch möglich, leicht negativ gemessene Ströme an den Steuerelektroden 1 bis 4 zu erzeugen. Diese Einstellungen sind zwar überwiegend nicht für den Messbetrieb geeignet, jedoch zeigt die Beobachtung, dass die Emission von Sekundärelektronen aus allen an der Berechnung der Elektronenstromkorrektur beteiligten Elektroden möglich ist. Dies gilt auch, wenn positive abgeflossene Ströme gemessen werden, da der gemessene Strom stets die Differenz aus zu- und abfließenden Ladungsträgern angibt. Geschieht die genannte Sekundärelektronenemission zum Beispiel an der Steuerelektrode 1, so wird der tatsächlich abgeflossene und damit für die Reaktion in der Wechselwirkungszone nicht zur Verfügung stehende Anteil an Elektronenstrom größer sein als gemessen wurde. Dies liegt daran, dass die Sekundärelektronen aus den Elektroden im Gegensatz zu den aus der Kathode emittierten Elektronen einerseits nicht gerichtet und andererseits mit einer ungleichmäßigen und nicht definierten Energie emittiert werden und somit nicht für die untersuchte Reaktion zur Verfügung stehen. Diese Tatsache verkompliziert die Abschätzung der Unsicherheit des Elektronenstroms und führt dazu, dass diese nicht trivial ist.

Als Konsequenz aus den im vorherigen Absatz erläuterten Effekten wird die Unsicherheit des Elektronenstromkorrekturfaktors allgemein als größer als die Messungenauigkeit der beteiligten Messinstrumente angenommen. Abbildung 6.7 begründet dieses Vorgehen. Diese stellt die Differenz zwischen dem aus der Kathode emittierten sowie dem über alle Elektroden inklusive der Anode abgeflossenen Elektronenstrom für eine große Anzahl an durchgeführten Messungen dar (die Daten entstammen hierbei denselben Messungen wie die in Abbildung 6.1 gezeigten). Da die Anzahl an stoßenden Elektronen vernachlässigbar klein ist, sollte diese Differenz im Idealfall Null werden. Es zeigt sich aber, dass die Differenz durchaus um mehr als die Messungenauigkeit der beteiligten Messinstrumente abweichen kann.

Bei Betrachten von Abbildung 6.7 gilt es allerdings zusätzlich noch zu beachten,

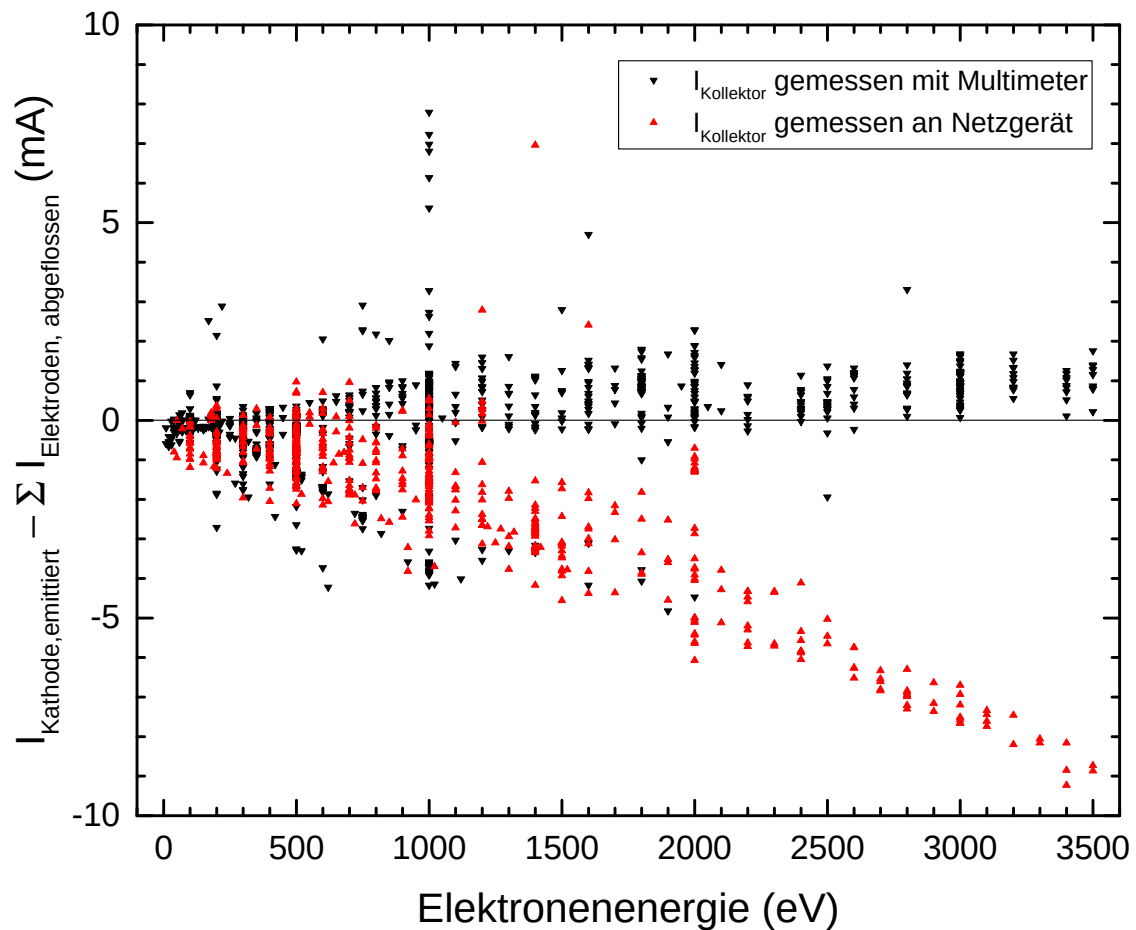


Abbildung 6.7: Grafische Darstellung der Differenz zwischen dem aus der Kathode emittierten Strom und der Summe der an allen Elektroden (inklusive dem Kollektor) abgeflassenen Ströme in Abhängigkeit von der Elektronenenergie. Die schwarzen Dreiecke stehen für Messungen, während derer der Strom am Kollektor mittels eines Multimeters gemessen wurde, die roten Dreiecke für Messungen während derer direkt am Netzgerät des Kollektors gemessen wurde.

dass sich zu hohen Energien hin zwei Trendlinien, die stark voneinander abweichen, ergeben. Dies liegt, wie bei näherer Analyse der Daten festgestellt wurde, daran, dass der vom Kollektor aufgenommene Strom im Laufe der Zeit mit verschiedenen Methoden gemessen wurde. Die Messungen mithilfe eines Multimeters weisen dabei nur leicht von Null abweichende Werte auf, jedoch steigt diese Abweichung für die Messungen mit direkt am Netzgerät gemessenen Strömen zu hohen Energien hin stark an. Daraus ergibt sich, dass für die weitere Betrachtung lediglich die Daten berücksichtigt werden, bei denen der auf dem Kollektor auftreffende Strom mittels eines Multimeters gemessen wurde. Dies (bzw. zukünftig die automatisierte Messung mithilfe der in Kapitel 5.5.1 erwähnten Strom-Spannungs-Wandler) ist die bevorzugte

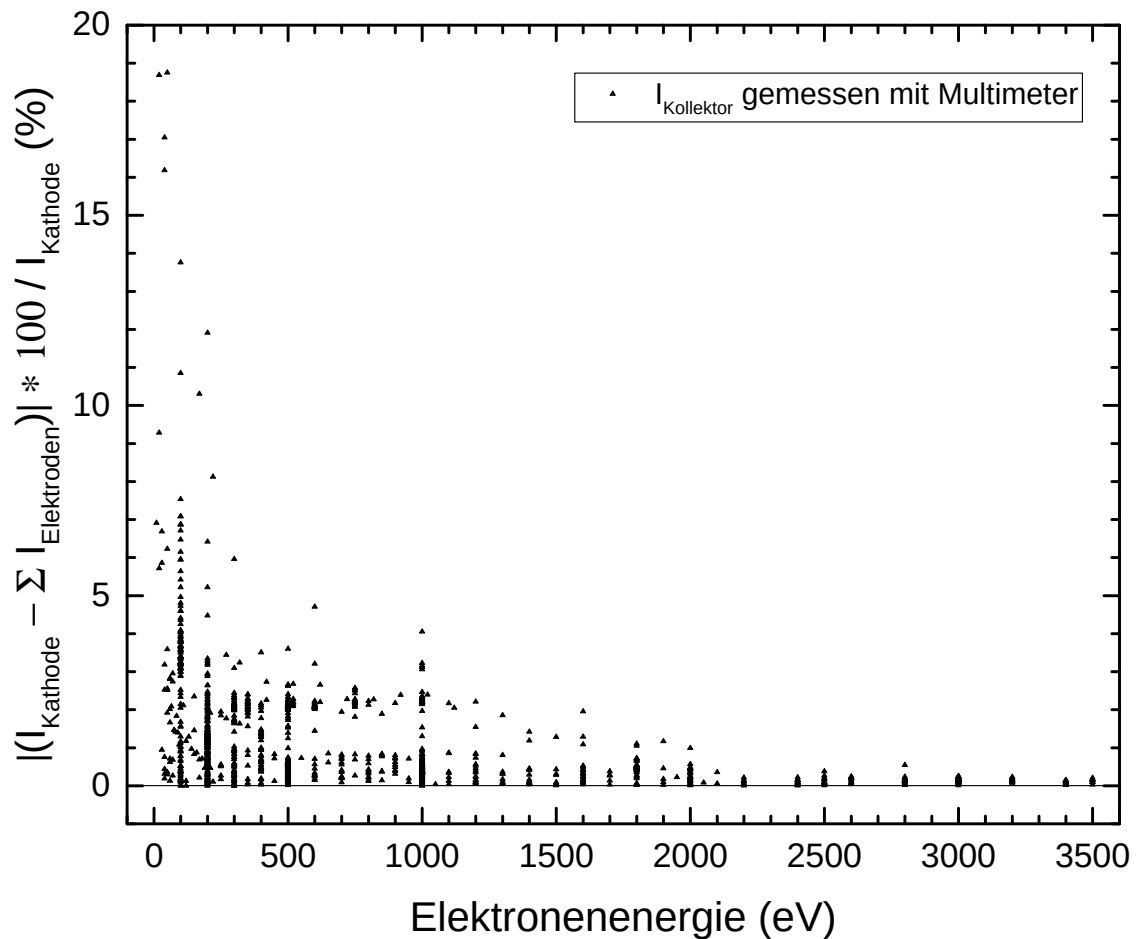


Abbildung 6.8: Grafische Darstellung des Betrags der prozentualen Differenz zwischen dem aus der Kathode emittierten Strom und der Summe der an allen Elektroden (inklusive dem Kollektor) abgefloßenen Ströme in Abhängigkeit von der Elektronenenergie. Hier stehen alle Datenpunkte für Messungen, während derer der Strom am Kollektor mittels eines Multimeters gemessen wurde.

Methode und die Variante der Messung direkt am Netzgerät wird zukünftig nicht mehr genutzt.

In Abbildung 6.8 sind diese Daten gezeigt. Dabei wurden sie dahingehend weiterverarbeitet, dass im Gegensatz zu Abbildung 6.7 nicht mehr die absoluten Werte dargestellt sind, sondern die Werte in Relation zum gesamten emittierten Strom. Außerdem wurde sinnvollerweise der Betrag dieser Abweichung genommen. Dabei ist erneut zu beachten, dass aufgrund der hohen Anzahl an Messungen teilweise viele Messpunkte aufeinander liegen und einzelne Datenpunkte daher oftmals als Ausreißer (z. B. bedingt durch eine ungenaue Einstellung der Potentialverhältnisse oder Fehler in der manuellen Datenübertragung) angesehen werden können. Es zeigt sich, dass die

prozentuale Differenz der Messwerte zwischen dem aus der Kathode emittierten und dem an allen Elektroden abfließenden Elektronenstrom zu hohen Energien hin stark abfällt. So können bei einer Elektronenenergie von 100 eV teilweise Abweichungen um die 5 % beobachtet werden, jedoch beträgt diese Abweichung für fast alle Messdaten oberhalb von 1000 eV weniger als 1 %. Wie die Streuung der Messwerte in Abbildung 6.8 auch für verschiedene Messungen bei identischer Elektronenenergie zeigt, muss die diesbezügliche Unsicherheitsbetrachtung für jede einzelne Messung separat erfolgen, um eine sinnvolle Abschätzung durchzuführen. Diese über die genannte Abweichung ermittelte Unsicherheit wird in der weiteren Auswertung quadratisch zu den anderen Unsicherheitsquellen addiert.

Weiterhin noch unbeachtet ist die sich aus der Sekundärelektronenemission ergebende Unsicherheit. Allerdings gestaltet sich eine Abschätzung dieser Unsicherheit sehr schwierig, da eine direkte Messung der Sekundärelektronen nicht möglich ist. Daher wird hier als sehr konservative Abschätzung folgendes Verfahren für die Bestimmung dieser Unsicherheit angewandt: Zusätzlich zu den bisherigen Betrachtungen wird für alle Wirkungsquerschnittsmessungen, die auf einer oder mehreren Elektroden negative gemessene Ströme aufweisen, die prozentuale Differenz zwischen ebendiesen Werten sowie dem aus der Kathode emittierten Strom als zusätzliche Unsicherheit quadratisch zu den anderen Unsicherheitsquellen des gemessenen Wirkungsquerschnittes addiert. Dies resultiert bei niedrigen Elektronenenergien von wenigen Hundert Elektronenvolt in teilweise hohen Unsicherheiten der absoluten Wirkungsquerschnitte im zweistelligen Prozentbereich, wohingegen sich die Messunsicherheit für hohe Elektronenenergien kaum verändert.

6.5 Einfluss der Raumladungsverhältnisse auf den Primär- und Produktionenstrahl

Wie in Abbildung 5.1 zu sehen ist, ergaben die Simulationen der Elektronenkanone, dass der Bereich der Wechselwirkungszone nahezu bis komplett feldfrei sein sollte und sich daraus resultierend kein signifikanter Einfluss des Betriebs der Elektronenkanone auf die Transmission des Ionenstrahls durch ebendiese ergeben dürfte. Dies ist in der Realität allerdings dennoch der Fall. Für verschiedene Einstellungen sowie Betriebsmodi der Elektronenkanone konnten unterschiedliche Auswirkungen auf die Detektion des Primär- sowie Produktionenstrahls festgestellt werden. Diese sollen im Folgenden vorgestellt werden.

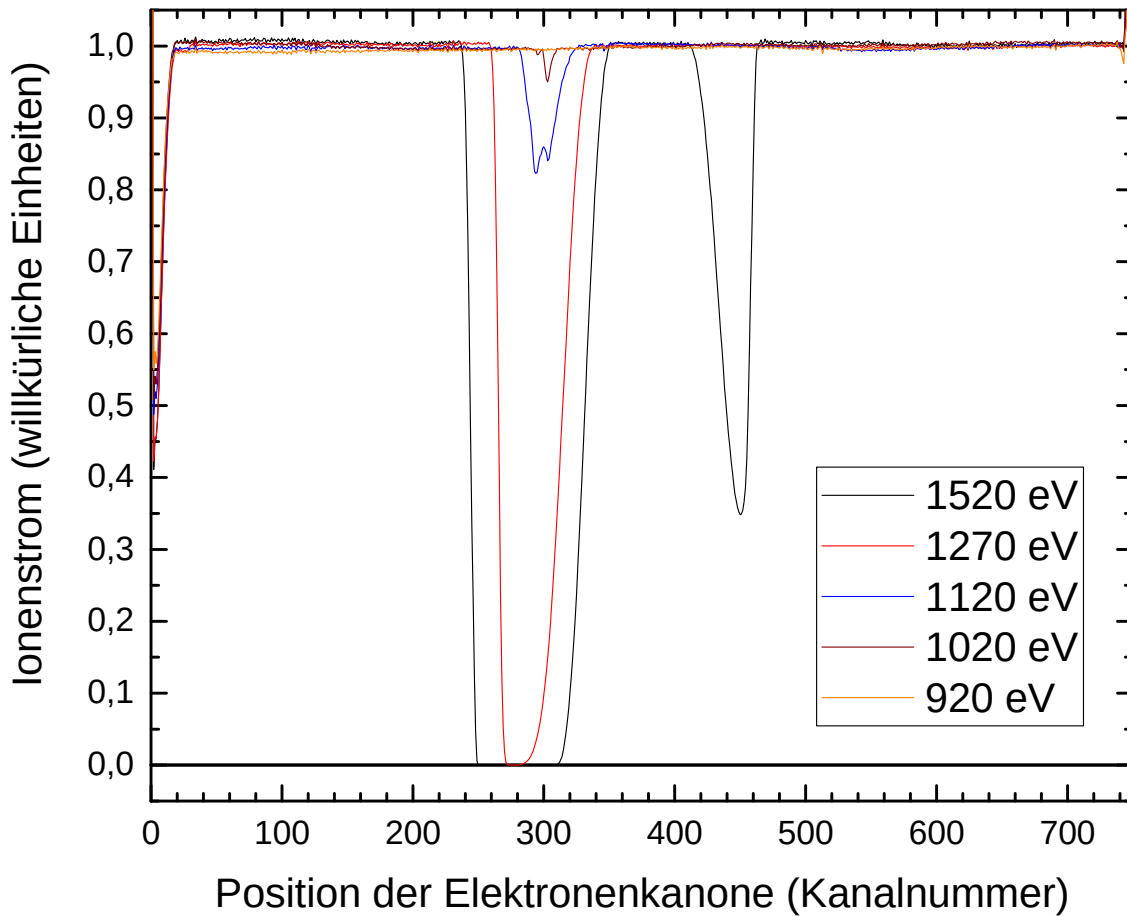


Abbildung 6.9: Grafische Darstellung des im Faradaybecher 5 gemessenen Stroms von He^+ -Ionen in Abhängigkeit der Elektronenkanonenposition für eine Serie von Messungen bei verschiedenen Elektronenenergien im Hochenergiemodus HE0.25. Der Überlapp zwischen Ionen- und Elektronenstrahl befand sich in diesem Fall im Bereich der Kanalnummern zwischen circa 330 und circa 420.

Abbildung 6.9 zeigt beispielhaft eine Serie von Messungen (durchgeführt nach dem Messprinzip der absoluten Wirkungsquerschnittsmessung) bei unterschiedlichen Einstellungen der Elektronenkanone. Dargestellt ist auf der Abszisse die vertikale Position der Elektronenkanone und auf der Ordinate der im Faradaybecher 5 gemessene Primärionenstrom. Die Messungen erfolgten im Hochenergiemodus HE0.25 bei unterschiedlichen, jeweils angegebenen Elektronenenergien und einer Beschleunigungsenergie der verwendeten He^+ -Ionen von 6 kV. Es ist zu sehen, dass an bestimmten Stellen im Spektrum der im Faradaybecher 5 gemessene Ionenstrom, abhängig von der Elektronenenergie und damit auch den Potentialen an den Steuerelektroden, leicht bis stark abnimmt. Für die Messung bei 920 eV wird, so wie es sein sollte, noch ein über das gesamte Spektrum gleichmäßiger Ionenstrom gemessen, bei 1020 eV

hingegen ergibt sich bereits ein leichter Abfall bei einer Elektronenkanonenposition von circa 300. Mit steigender Elektronenenergie wird dieser Abfall sowohl stärker als auch, in Kanalnummern, breiter und sinkt für eine Energie von 1270 eV bis auf 0 ab. Für noch höhere Energien (sichtbar im Spektrum für 1520 eV) ergibt sich ein weiterer Abfall des Ionenstroms im Bereich der Kanalnummern um 440. Da der aus der Ionenquelle extrahierte Ionenstrom nicht von der Position der Elektronenkanone abhängen kann und vergleichende Messungen außerdem zeigten, dass sich eine solche Abhängigkeit im vor der Streukammer befindlichen Faradaybecher 2 nicht feststellen lässt, muss der Grund für diesen Abfall eine durch die Elektronenkanone verursachte Ablenkung des Ionenstrahls sein. Diese resultiert darin, dass der Primärionenstrahl an bestimmten Positionen der Elektronenkanone nicht vollständig beziehungsweise gar nicht mehr vom Faradaybecher 5 aufgefangen wird. Eine vollständige Detektion sowohl des Primär- als auch des Produktionenstrahls ist aber eine notwendige Voraussetzung für eine verlässliche Bestimmung von Wirkungsquerschnitten. Daher sind die Einstellungen der Anlage bei den in Abbildung 6.9 gezeigten Messungen, bis auf die bei 920 eV, nicht für einen Betrieb geeignet.

Es stellt sich die Frage, warum die Ablenkungen gerade an den in Abbildung 6.9 zu erkennenden Positionen auftreten. Zur Erklärung hiervon ist es wichtig anzumerken, dass der Überlapp von Elektronen- und Ionenstrahl in diesem Fall zwischen den Elektronenkanonenpositionen von circa 330 und circa 420 stattfand. Die Ablenkungen treten also bevorzugt dort auf, wo beide Strahlen sich gerade so nicht berühren. Dort, wo die Strahlen weit voneinander entfernt sind oder teilweise bis komplett überlappen, treten die zu starken Ablenkungen erst bei noch schlechteren Einstellungen der Anlage auf. Diese Beobachtung lässt darauf schließen, dass die Wechselwirkungszone, durch die der Ionenstrahl sich bewegt, nicht feldfrei ist. Weiterhin hängen die dort effektiv auftretenden Potentiale stark von der vertikalen Position (innerhalb der Elektronenkanone an sich) ab. Genau mittig, also in der Mitte der Apertur für den Elektronenstrahl, scheint eine weitgehende Feldfreiheit gegeben zu sein. Durch nicht hinreichend berücksichtigte und kompensierte Randeffekte ist dies aber an den Kanten der Apertur nicht der Fall, wodurch der Ionenstrahl, wenn er diese Bereiche durchfliegt, abgelenkt wird. Daraus lässt sich schließen, dass es notwendig ist, Einstellungen der Elektronenkanone zu finden, bei denen diese Ablenkung nicht auftritt beziehungsweise diese nur so schwach ausfällt, dass der Primärionenstrahl noch komplett im Faradaybecher 5 aufgefangen kann (und gleichzeitig der Produktionenstrahl vollständig im Einzelteilchendetektor gemessen wird).

Neben den in Abbildung 6.9 vorgestellten Ablenkungen des Primärionenstrahls konnte

auch ein Einfluss der Einstellungen der Elektronenkanone auf den Produktionenstrahl festgestellt werden. Um diesen Einfluss genauer zu untersuchen, wurde auf den in der Detektorkammer der Messapparatur verfügbaren positionssensitiven Detektor zurückgegriffen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen wurden von Sieben [112] ausführlich niedergeschrieben und sollen hier nur kurz zusammengefasst werden. Es konnte festgestellt werden, dass sich bei Variation der an der Elektronenkanone anliegenden Potentiale und gleichbleibender magnetischer Flussdichte des Analysiermagneten 2 die Position des Produktionenstrahls auf dem positionssensitiven Detektor ändert und die auftreffenden Ionen von diesem, bei starker Veränderung innerhalb der Elektronenkanone, nicht mehr erfasst werden. Dies hat zur Folge, dass – anders als dies bei der alten Elektronenkanone der Fall war – bei einer Änderung der Potentialverhältnisse innerhalb der Elektronenkanone die magnetische Flussdichte des Analysiermagneten 2 dementsprechend angepasst werden muss, um die Produktionen komplett zu zählen. Weiterhin konnte bezüglich der Verteilung der auftreffenden Ionen festgestellt werden, dass sich der Strahl bei gewissen Einstellungen der Elektronenkanone insbesondere in horizontaler Richtung spürbar aufweiten kann, sodass schließlich auch bei korrekter Einstellung des Analysiermagneten 2 nicht mehr alle Produktionen detektiert werden können. Eine vertikale Aufweitung hingegen konnte, wenn überhaupt, nur sehr schwach beobachtet werden. Die richtige Einstellung der Potentiale an der Elektronenkanone ist also auch für die Detektion des Produktionenstrahls von elementarer Bedeutung. Weiterhin lassen diese Beobachtungen darauf schließen, dass auch der Primärionenstrahl in horizontaler Richtung abgelenkt beziehungsweise aufgeweitet wird und daher nicht mehr vollständig vom Faradaybecher 5 aufgefangen wird. Eine Möglichkeit zur vollständigen Detektion wäre also die Verbreiterung des genannten Faradaybechers. Zusätzlich müsste eine Vergrößerung der horizontalen Akzeptanz des Einzelteilchendetektors durchgeführt werden, damit auch der Produktionenstrahl zuverlässig komplett detektiert würde. Beides würde einen recht hohen Aufwand erfordern und außerdem möglicherweise mit weiteren Komplikationen verbunden sein (wie z. B. einem vermutlich erhöhten Messuntergrund sowie der Fragestellung, ob in den verwendeten Vakuumkammern überhaupt genügend Platz wäre). Weiterhin würde eine solche Vorgehensweise lediglich die Symptome der Ablenkung der Ionenstrahlen beheben, nicht aber deren Ursache. Daher ist es erstrebenswert, durch geeignete Einstellungen an der Elektronenkanone die Ablenkungen zu vermeiden beziehungsweise minimieren.

Qualitativ lies sich die in Abbildung 6.9 beispielhaft gezeigte Abhängigkeit des gemessenen Primärionenstroms für diverse unterschiedliche Einstellungen der Anlage

feststellen. Gleiches gilt für die im vorigen Absatz beschriebene Aufweitung des Produktionenstrahls. Für eine verlässliche Messung von Wirkungsquerschnitten ist es aber notwendig, beide Ionenstrahlen zu jedem Zeitpunkt der Messung vollständig zu detektieren. Dementsprechende Einstellungen für den Betrieb der Elektronenkanone mussten gefunden werden, was auch gelang. Da die Ablenkung beziehungsweise Aufweitung beider Ionenstrahlen in der Elektronenkanone geschieht, sind zur Minimierung dieser Effekte die gleichen Maßnahmen vonnöten. Im Folgenden wird ein Überblick darüber gegeben, welche Einstellungen an der Elektronenkanone die Ablenkungen stärker beziehungsweise schwächer ausfallen lassen und was für einen zuverlässigen Betrieb beachtet werden muss:

- Die Beschleunigungsspannung der Ionen hat einen Einfluss auf die Stärke der Ablenkung der Ionenstrahlen. In Abbildung 6.9 geschieht diese unter anderem deshalb bereits bei relativ niedrigen Elektronenenergien, weil die Beschleunigungsspannung der Ionen in diesem Fall nur 6 kV betrug. Es ist an der Anlage allerdings auch problemlos möglich, eine Beschleunigungsspannung von 12 kV einzustellen. Dies resultiert in einer höheren Energie beziehungsweise Geschwindigkeit der Ionen, sodass diese die Elektronenkanone schneller durchqueren und dementsprechend kürzer dem Einfluss der wirkenden Potentiale ausgesetzt sind. Dies führt wiederum, bei ansonsten gleichbleibenden Einstellungen, zu einer geringeren Ablenkung der Ionen. Die Beschleunigungsspannung der Ionen sollte also so hoch wie möglich eingestellt werden beziehungsweise so hoch, dass die negativen Effekte dieser hohen Beschleunigungsspannung (wie z. B. eine längere Messzeit sowie mögliche Überschlüge durch mangelnde Spannungsfestigkeit in der Ionenquelle) noch nicht dominieren. Als guter Kompromiss ergaben sich die für die meisten Messungen genutzten 12 kV.
- Vor der Streukammer befinden sich zwei Paare kollimierender Schlitze (siehe Abbildung 3.1), mit deren Hilfe sich die Größe des Ionenstrahls einstellen lässt. Allgemein gilt, dass die Schlitze sowohl in der horizontalen als auch in der vertikalen Ebene für Absolutmessungen in der Regel auf bis zu 1 mm geöffnet werden, um einen möglichst hohen Ionenstrom für die Messung zur Verfügung zu haben. Je größer der einfallende Ionenstrahl ist, umso stärker wirken sich allerdings auch die Ablenkung beziehungsweise Aufweitung dessen aus, da die Akzeptanz der jeweiligen Detektoren schneller überschritten wird. Falls diese Effekte für einen großen Ionenstrahl zu stark werden, sollte also die Größe der Schlitze und somit auch die Größe des einfallenden Ionenstrahls verringert

werden.

- Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Ausrichtung der Streukammer. Diese muss in Relation zur restlichen Messapparatur so ausgerichtet sein, dass der Ionenstrahl möglichst mittig und insbesondere parallel zu den Elektroden durch die Wechselwirkungszone fliegt. Es wurde festgestellt, dass bei nicht optimaler Ausrichtung der Streukammer die unerwünschten Effekte verstärkt auftreten. Eine sorgfältige Ausrichtung der Streukammer ist also unabdingbar. Diese Ausrichtung geschieht zunächst entlang der optischen Achse mithilfe eines fein justierbaren Fernrohrs. Anhand der Stärke der Ablenkungen wurde allerdings festgestellt, dass die optimale optische Achse nicht dem optimalen Weg des Ionenstrahls durch die Streukammer entspricht. Daher wurde zusätzlich zur Ausrichtung entlang der optischen Achse eine weitere Feinjustierung der Streukammer durchgeführt. Dazu wurden die Ablenkungen durch eine gezielte, ungünstige Einstellung der Potentiale an der Elektronenkanone erzeugt, beobachtet und dabei die Streukammer mithilfe der in Kapitel 5.5.1 erwähnten Schrauben zur Feinjustierung der Streukammer so positioniert, dass die Ablenkungen minimiert wurden. Selbiges wurde bezüglich einer Optimierung der Position (feine Korrektur der optischen Einstellung) der kollimierenden Schlitze vor der Streukammer durchgeführt.
- Die vorgenannten, außerhalb der Elektronenkanone liegenden Einflussfaktoren können die Stärke der negativen Effekte zwar mindern, sorgen jedoch alleine noch nicht für einen zuverlässigen Betrieb der Elektronenkanone bis 3500 eV. Es wurde weiterhin beobachtet, dass bei steigender Elektronenenergie und identischem Betriebsmodus stärkere Ablenkungen auftreten. Ab etwa 2000 eV ist eine Messung im ursprünglich simulierten Hochenergiemodus (HE0.25) ohne Auftreten von Ablenkungen bisher nicht möglich gewesen. Dies liegt allerdings nicht direkt an der Erhöhung der Elektronenenergie sondern daran, dass durch den gleichbleibenden Betriebsmodus auch die Potentiale an den Steuerelektroden 1 bis 4 erhöht werden. Verändert man hingegen den Betriebsmodus und verringert die Potentiale an den genannten Steuerelektroden zum Beispiel durch den Einsatz des Hochenergiemodus HE0.15 (Details zu den Modi finden sich in Kapitel 6.1), so ist (bei anderweitig optimalen Einstellungen) eine Messung bis circa 3000 eV möglich. Eine weitere Verringerung der Potentiale durch den Hochenergiemodus HE0.10 ermöglicht schließlich die Messung von Wirkungsquerschnitten ohne erkennbare Ablenkung der Ionenstrahlen bis zur angestrebten Energie von 3500 eV. In diesem Fall liegen an den Steuerelektro-

den 1 bis 4 lediglich 350 V an – im Gegensatz zu 875 V im HE0.25 und 525 V im HE0.15. Sorgfältige Untersuchungen der Ablenkungen zeigten, dass diese hauptsächlich durch ein zu hohes Potential an den Steuerelektroden 2 und 3 verursacht werden. Da diese sich am nächsten an der Wechselwirkungszone und somit dem Ionenstrahl befinden und ihre Potentiale demzufolge am effektivsten in die Wechselwirkungszone durchgreifen und den Ionenstrahl beeinflussen können, ergibt diese Beobachtung Sinn. Es lässt sich zwar auch eine Abhängigkeit vom Potential an den Steuerelektroden 1 und 4 feststellen, jedoch ist diese wesentlich geringer. Als Faustregel ließ sich feststellen, dass die Ablenkungen (vorausgesetzt die außerhalb der Elektronenkanone liegenden Einflussfaktoren sind optimiert) bei einem positiven Potential an den Steuerelektroden 2 und 3 zwischen 400 V und 500 V auftreten, wobei der genaue Wert stark von den restlichen Einstellungen der Elektronenkanone abhängt.

Prinzipiell ließe sich – rein von dieser Problematik aus betrachtet – zur Erhöhung des Elektronenstroms also ein Modus mit deutlich unterschiedlichen Potentialen an den Steuerelektroden 2 und 3 sowie den Steuerelektroden 1 und 4 einstellen (wobei an Letztere ein deutlich höheres Potential angelegt würde). Dies würde allerdings, wie in Kapitel 6.2 erläutert, in zu hohen abfließenden Strömen an den Steuerelektroden 1 und 4 resultieren.

- Bisher wurden zur Minimierung der Ablenkungen lediglich feste Betriebsmodi betrachtet. Denkbar ist allerdings auch, dass eine individuelle Anpassung der Potentiale an den Elektroden, insbesondere den Steuerelektroden 1 bis 4, das effektiv in der Wechselwirkungszone anliegende Potential besser glätten kann. Daher wurde einerseits eine unterschiedliche Einstellung der Potentiale an den Steuerelektroden 1 und 4 beziehungsweise 2 und 3 und andererseits weiterhin verschiedene Potentiale an der Steuerelektrode 2 und der Steuerelektrode 3 getestet. Dabei stellte sich heraus, dass die Ablenkung des Ionenstrahls durch eine solch individuelle Anpassung durchaus verhindert werden kann. Allerdings musste die Einstellung der verwendeten Potentiale sehr genau (im Bereich weniger Volt) erfolgen und außerdem ließen sich keine reproduzierbaren Einstellungen finden. Daher müssten die richtigen Einstellungen für jede Messung erneut herausgefunden werden, was sehr zeitintensiv wäre. Der Betrieb in einem festen Modus, wie zum Beispiel dem HE0.10, ist dieser individuellen Einstellung demzufolge vorzuziehen.

6.6 Kompensation der Potentialmulde durch geeignete Betriebsmodi

Soll die Messung von Wirkungsquerschnitten für Elektronenstoßionisation von Ionen verlässlich durchgeführt werden, so ist die alleinige Beobachtung sinnvoll aussehender Messspektren (wie in Abbildung 3.2 gezeigt) sowie die komplette Detektion der Ionenstrahlen alleine noch nicht ausreichend. Auch müssen die gemessenen Wirkungsquerschnitte mit den verfügbaren Literaturwerten übereinstimmen und, wo keine experimentellen Literaturwerte existieren, zumindest einen ähnlichen Verlauf wie als verlässlich eingestufte theoretische Berechnungen aufweisen. Wie in Kapitel 5.1.3 erläutert wurde, ist bereits seit längerer Zeit bekannt, dass die durch einen intensiven Elektronenstrahl möglicherweise erzeugte Potentialmulde im Wechselwirkungsraum eine systematische Überhöhung des gemessenen Wirkungsquerschnittes bewirken kann. Eine Zielsetzung im Rahmen der Entwicklung dieser Elektronenkanone war, eine Konfiguration der Elektroden und der an diesen angelegten Potentiale zu finden, die eine Potentialmulde gar nicht erst erzeugen. Somit müsste auch keine aufwendige Kompensation der Potentialmulde erfolgen. Erreicht werden soll dieses Ziel mittels der Betriebsmodi ohne Potentialmulde (siehe Tabelle 5.1), welche durch das Anlegen eines in Relation zur Wechselwirkungszone negativen Potentials an den Steuerelektroden 2 und 3 die durch den intensiven Elektronenstrahl erzeugte Potentialmulde direkt kompensieren und somit für eine gleichmäßige Potentialverteilung in der Wechselwirkungszone sorgen sollen [21].

Es muss festgestellt werden, dass dieses Ziel bisher nicht erreicht wurde. Abbildung 6.10 zeigt diesbezügliche Untersuchungen. Hierzu wurde bei verschiedenen, noch relativ niedrigen Elektron-Ion-Kollisionsenergien die Abhängigkeit des gemessenen, scheinbaren Wirkungsquerschnittes für Elektronenstoß-Einfachionisation von He^+ -Ionen vom an den Steuerelektroden 2 und 3 angelegten Potential aufgenommen. Die weiteren Potentiale waren gemäß dem Hochenergiemodus eingestellt. Dadurch ergibt sich bei einem bestimmten Potential an den Steuerelektroden 2 und 3 der einfachste Modus ohne Potentialmulde (WPT0.25, Zeile 6 in Tabelle 5.1). Besagtes Potential ist in Abbildung 6.10 als senkrechte Linie dargestellt, der zur jeweiligen Kollisionsenergie zugehörige Literaturwert als waagerechte Linie. Gezeigt sind Messungen bei den Energien 100 eV, 200 eV, 500 eV und 1000 eV. Qualitativ weisen alle vier Messungen einen ähnlichen Verlauf auf: Beträgt das an den Steuerelektroden 2 und 3 relativ zur Wechselwirkungszone angelegte Potential effektiv Null, so ist der Wirkungsquerschnitt gegenüber dem Literaturwert erhöht und es treten keine Ablenkungen des

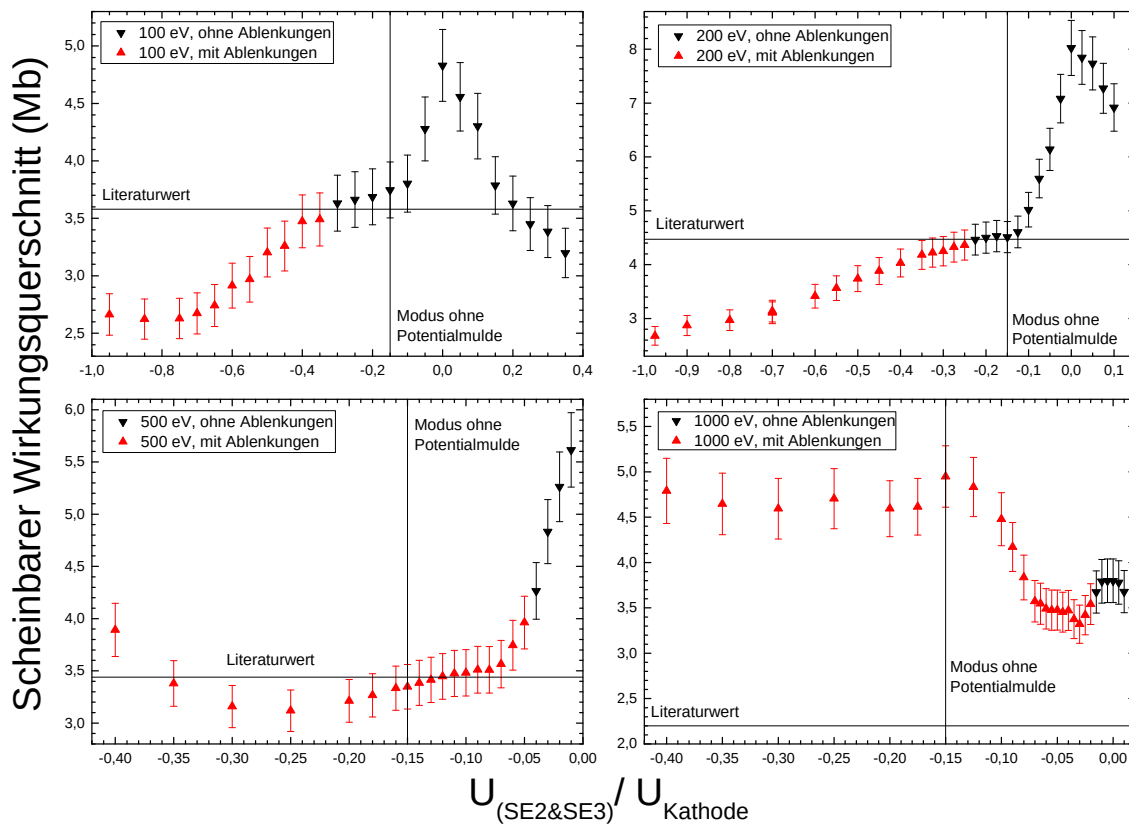


Abbildung 6.10: Grafische Darstellung des scheinbaren Wirkungsquerschnitts sowie der zugehörigen gesamten Messunsicherheit für Elektronenstoß-Einfachionisation von He^+ -Ionen in Abhängigkeit des Potentials an den Steuerelektroden 2 und 3 für verschiedene Elektronenenergien. Die schwarzen Dreiecke stellen Messungen mit sinnvoll aussehenden Messspektren dar, bei den durch rote Dreiecke repräsentierten Messungen hingegen wurde der Primärionenstrahl zu stark abgelenkt. Detailliertere Erläuterungen finden sich im Textkörper.

Primärionenstrahls auf. Wird ein negatives (oder auch ein positives) Potential angelegt, so sinkt der Wirkungsquerschnitt ab. Eine zumindest teilweise Kompensation der Potentialmulde findet also statt. Überschreitet das an den Steuerelektroden 2 und 3 angelegte Potential einen gewissen Wert, so treten allerdings Ablenkungen im Spektrum des Primärionenstrahls wie in Kapitel 6.5 beschrieben auf. All diese Messungen sind in rot dargestellt und bieten keine verlässlichen Messbedingungen. Der jeweils zugehörige Wirkungsquerschnitt ist durch die unvollständige Detektion mindestens des Primärionenstrahls (in den meisten Fällen vermutlich aber auch des Produktionsstrahls) verfälscht.

Wie in Abbildung 6.10 zu erkennen ist, kann der simulierte Modus lediglich für 100 eV und 200 eV eingestellt werden, ohne dass Ablenkungen der Ionenstrahlen auftreten.

Für diese beiden Messreihen funktioniert die Eliminierung der Potentialmulde im Wechselwirkungsraum tatsächlich – der gemessene Wirkungsquerschnitt gleicht dem Literaturwert. Darüber hinaus ergibt sich um den Abszissenwert von -0.15 (für den simulierten Modus) herum ein Plateau des Wirkungsquerschnittes, wodurch leicht ungenaue Einstellungen der Potentiale keine spürbare Auswirkung haben. Für 500 eV stimmt der gemessene Wirkungsquerschnitt mit dem Literaturwert zwar noch immer überein, jedoch treten deutlich messbare Ablenkungen des Primärionenstrahls auf, sodass diese Messergebnisse mit einer Unsicherheit behaftet sind. Bei 1000 eV treten die Ablenkungen bereits bei so niedrigen Potentialen an den Steuerelektroden 2 und 3 auf, dass ein Erreichen des Literaturwertes nicht möglich ist, da der gemessene Wirkungsquerschnitt durch die unvollständige Detektion der Ionenstrahlen zu stark verfälscht wird.

Weiterhin durchgeführt wurden einige wenige Messungen mit den anderen beiden simulierten Modi ohne Potentialmulde (WPT1 bzw. WPT1.5, Zeilen 7 und 8 in Tabelle 5.1). Für diese traten die beobachteten negativen Effekte aufgrund der höheren an den Steuerelektroden 2 und 3 anliegenden absoluten Potentiale jedoch noch stärker auf. Für höhere Energien wäre außerdem zu beachten, dass für die in allen Betriebsmodi ohne Potentialmulde angestrebten Potentialverhältnisse die an den Steuerelektroden 1 und 4 abfließenden Ströme sehr groß würden (vergleiche Kapitel 6.2). Ebenfalls erwähnenswert ist, dass der scheinbare Wirkungsquerschnitt auch bei Anlegen eines im Vergleich zur Wechselwirkungszone positiven Potentials an den Steuerelektroden 2 und 3 abnimmt (siehe Abbildung 6.10, Teilabbildungen für 100 eV sowie 200 eV).

Es ist zu beachten, dass diese ausführlichen Messungen, wie erst später festgestellt wurde, nicht bei den in Kapitel 6.5 idealen Messbedingungen durchgeführt wurden. Zum einen war die Ausrichtung der Streukammer nicht optimal, zum anderen die kollimierenden Schlitze vor der Streukammer auf $0,6\text{ mm}$ sowohl in der Breite als auch in der Höhe eingestellt. Außerdem wurden mit Heliumionen sehr leichte Projektile untersucht, obwohl der Hauptzweck der neuen Elektronenkanone in der Untersuchung schwerer Ionen wie zum Beispiel Xenon oder Wolfram liegen soll. Spätere stichprobenartige Untersuchungen mit optimierten Messbedingungen sowie Xenonionen zeigten allerdings, dass die Effekte in diesem Fall zwar erst bei jeweils etwas höheren Elektronenenergien beziehungsweise Potentialen an den Steuerelektroden 2 und 3 auftreten, die obere Grenze des Bereiches an verlässlich messbaren Elektronenenergien jedoch weiterhin unter 1000 eV liegt. Dies ist von der Zielsetzung der Elektronenkanone von 3500 eV weit entfernt und stellt keine Verbesserung im

Vergleich zur alten Elektronenkanone dar.

Eine weitere interessante Beobachtung ist, dass die Ablenkungen für ein (im Vergleich zu den Elektroden der Wechselwirkungszone) negatives Potential bei bereits wesentlich niedrigeren Werten auftreten als es für die in Kapitel 6.5 vorgestellten Untersuchungen mit positivem Potential der Fall war. Dies liegt daran, dass ein positives Potential von der negativen Raumladung des Elektronenstrahls zumindest teilweise kompensiert wird, wohingegen ein negatives Potential von dieser eine weitere Verstärkung erfährt. Somit ist, bei auftretenden Durchgriffen der Potentiale und somit nicht exakt feldfreier Wechselwirkungszone, das Anlegen eines negativen Potentials an den Steuerelektroden 2 und 3 stets mit stärkeren Ablenkungen der Ionenstrahlen verbunden als das Anlegen eines vom Betrag her identischen positiven Potentials.

Die Etablierung von Modi ohne Potentialmulde im gesamten angestrebten Energiebereich wurde zunächst nicht erreicht. Da aber gezeigt wurde, dass deren Wirkungsweise prinzipiell funktioniert, ist es lohnenswert, den verlässlichen Einsatz dieser Modi weiterhin anzustreben. Erneute diesbezügliche Untersuchungen sollten nach den in Kapitel 8.1 beschriebenen apparativen Verbesserungen durchgeführt werden.

6.7 Kompensation der Potentialmulde durch Gaseinlass

Im vorigen Unterkapitel wurde dargelegt, dass die Kompensation der durch den intensiven Elektronenstrahl erzeugten Potentialmulde im Wechselwirkungsraum einzig durch den Betrieb der Elektronenkanone in geeigneten Betriebsmodi bisher nur bei niedrigen Energien und somit nicht im gesamten angestrebten Energiebereich möglich ist. Da diese Kompensation aber unabdingbar ist, wurde wie bereits für die alte Elektronenkanone die Kompensation der Potentialmulde durch den Einlass von Gas getestet [106]. Bezüglich der verwendeten Gasart gilt es zu beachten, dass diese für die Emissionseigenschaften der Kathode unschädlich sein muss. Dies gilt gemäß dem Hersteller der Kathode für die Edelgase Helium, Argon und Krypton sowie für Wasserstoff und Stickstoff [110]. Es ist aber zu beachten, dass alle Gase schädlich sind, falls die Oberfläche der Kathode durch Zerstäubungseffekte (auch geläufig unter dem englischen Begriff *sputtering*) angegriffen wird. Weiterhin wurde von Müller et al. [106] herausgefunden, dass die Effektivität der Kompensation der Potentialmulde neben der Menge an eingelassenem Gas auch vom Wirkungsquerschnitt für Ionisation durch Elektronenstoß des neutralen Gases abhängt. Dies liegt daran, dass das eingelassene Gas einen Ionisationsprozess durchlaufen muss, um als dann positiv geladenes Ion

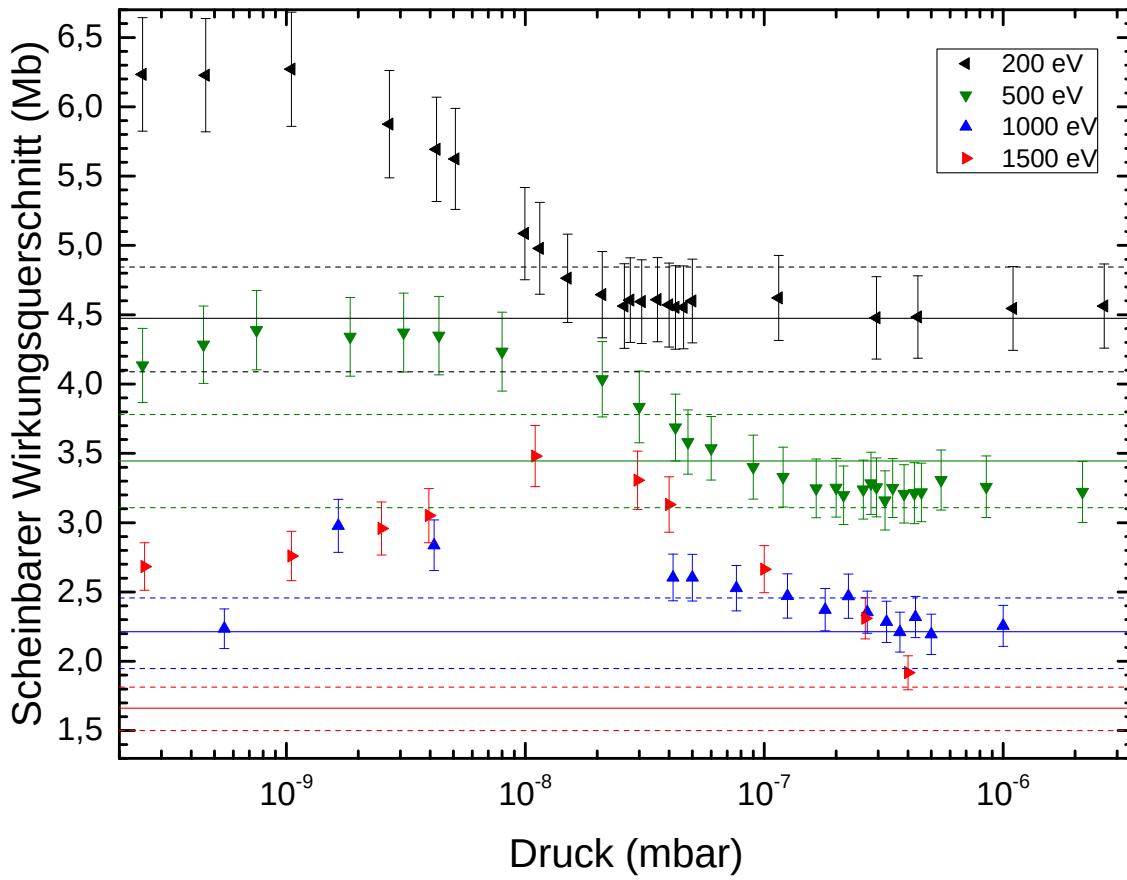


Abbildung 6.11: Grafische Darstellung des scheinbaren Wirkungsquerschnittes sowie der gesamten Messunsicherheit für Elektronenstoß-Einfachionisation von He^+ -Ionen in Abhängigkeit des Druckes für verschiedene Elektron-Ion-Kollisionsenergien. Die Druckerhöhung wurde durch den Einlass von gasförmigem Krypton erreicht. Die (jeweils farblich passenden) durchgehenden waagerechten Linien geben den jeweiligen Literaturwert [113] an, die gestrichelten Linien die zugehörige gesamte Unsicherheit.

die negative Raumladung des Elektronenstrahls kompensieren zu können, und die effizienteste Methode zur Ionisation in der Streukammer Ionisation in ebendiesem Elektronenstrahl ist. Daher ist es wünschenswert, ein Gas mit einem möglichst hohen solchen Wirkungsquerschnitt einzulassen. Aus den zur Verfügung stehenden Gasen wurde für die alte Elektronenkanone nach intensiven Untersuchungen Krypton gewählt, da es den höchsten solchen Wirkungsquerschnitt aufweist. Dieses wurde für die neue Elektronenkanone daher zuerst getestet.

Abbildung 6.11 zeigt die Abhängigkeit des gemessenen Wirkungsquerschnittes für Elektronenstoß-Einfachionisation von einfach geladenen Heliumionen vom Druck für verschiedene Elektron-Ion-Kollisionsenergien. Ebenfalls gezeigt ist der für die jeweilige Energie gültige Literaturwert sowie dessen gesamte Unsicherheit [113]. Bei

allen auf der Abszisse unterhalb von $5 \cdot 10^{-10}$ mbar liegenden Messpunkten ist zu beachten, dass der Wert des Druckes nicht exakt, sondern als $< 5 \cdot 10^{-10}$ mbar zu verstehen ist, da die zum Zeitpunkt dieser Messungen verwendete Druckmessröhre tiefere Drücke nicht anzeigen kann. Die absoluten Werte der Abszissenskala wurden hier weiterhin allesamt mit dem in der Betriebsanleitung der Messröhre angegebenen Korrekturfaktor für Kryptongas von 0,5 multipliziert, sodass insbesondere im niedrigen Druckbereich (10^{-10} mbar bis niedrige 10^{-9} mbar) die Werte eine gewisse Ungenauigkeit aufweisen, weil der Beitrag des nicht durch den Einlass von Krypton erzeugten Untergrunddruckes (vermutlich größtenteils verursacht durch Wasserstoff und Helium) nicht zu vernachlässigen ist. Da mit der verwendeten Messröhre aber keine Partialdruckmessung möglich ist, lässt sich dies nicht verhindern. Für die mittleren bis höheren Drücke ist eine mögliche Verfälschung aufgrund des dominanten Beitrags von Krypton zum totalen Druck sehr gering. Die exakte Bestimmung der jeweiligen Drücke ist für den Zweck dieser Untersuchungen jedoch irrelevant, wichtig ist der Verlauf des gemessenen (scheinbaren) Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit des Druckes. Selbiges gilt für alle weiteren in dieser Arbeit vorgestellten Messungen dieser Art.

In Abbildung 6.11 zeigt sich, dass das Wirkprinzip dieser Methode sehr gut funktioniert. So sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Energien ohne Gaseinlass und im niedrigen Druckbereich stets zu hoch, fallen mit zunehmenden Gaseinlass aber ab. Für die Messreihen bei 200 eV, 500 eV sowie 1000 eV kann auf diese Weise der Literaturwert erreicht werden. Bei noch weiterer Druckerhöhung bleibt der gemessene Wirkungsquerschnitt jeweils gleich dem Literaturwert und es bildet sich ein Plateau aus. Dieses sorgt für stabile und zuverlässige Messbedingungen, sobald ein gewisser Druck überschritten wird. Der benötigte Druck steigt allerdings mit steigender Energie an, da mit steigender Elektronenenergie auch der Elektronenstrom und infolge dessen die Intensität des Elektronenstrahls sowie die Tiefe der Potentialmulde ansteigen. Ebenfalls steigt mit höherem Elektronenstrom zwar die Effektivität der Ionisation der Gasatome, jedoch reicht dieser Effekt (wie die Untersuchungen zeigen) nicht aus, um die stärkere Vertiefung der Potentialmulde zu kompensieren. Um diese zu kompensieren, benötigt man bei höheren Elektronenenergien und -strömen also mehr Gas. Dem steht allerdings entgegen, dass, wie im vorigen Abschnitt erwähnt wurde, die Kathodenoberfläche durch Einlass auch von Krypton geschädigt werden kann, falls Zerstäubungseffekte die Oberflächenstruktur verändern. Da die positiven Kryptonionen von negativen Potential der Kathode angezogen werden, treten diese Effekte stets auf und werden mit steigender Elektronenenergie

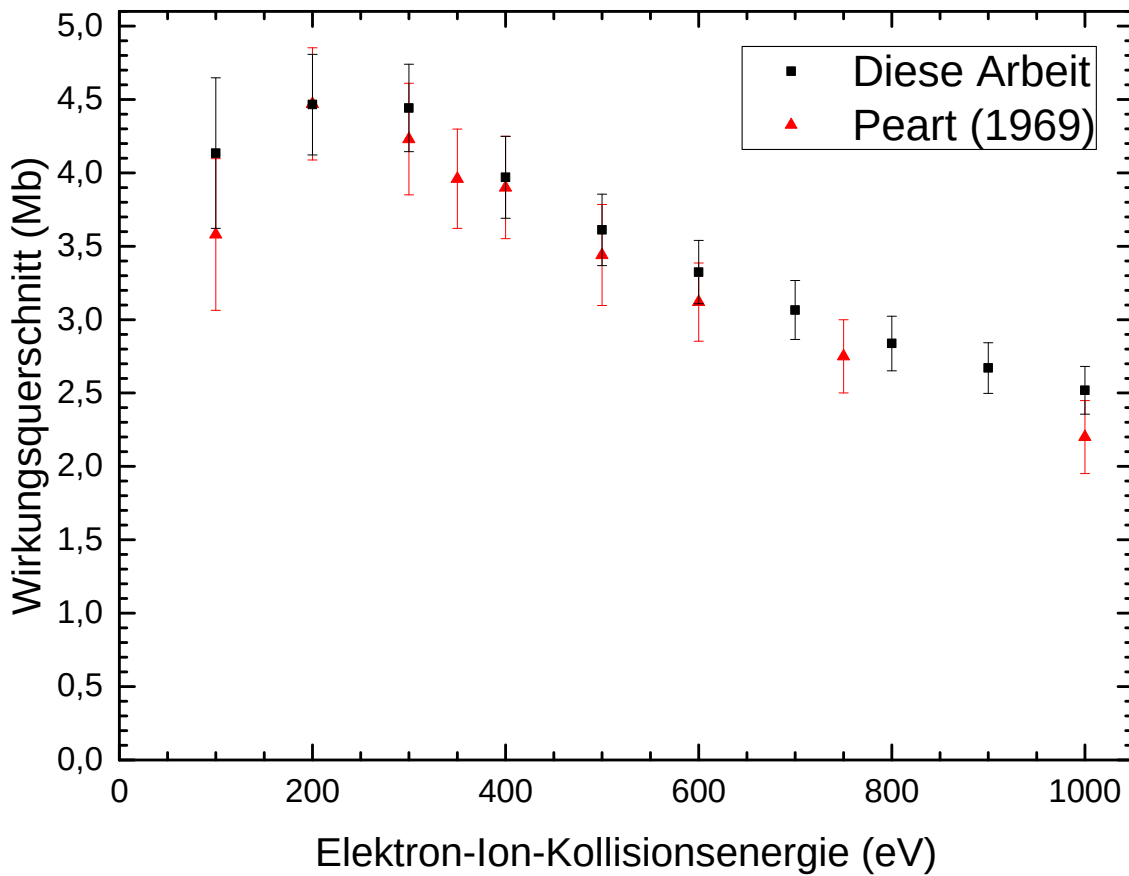


Abbildung 6.12: Grafische Darstellung des gemessenen Wirkungsquerschnittes sowie der gesamten Messunsicherheit für Elektronenstoß-Einfachionisation von He^+ -Ionen verglichen mit experimentellen Literaturwerten [113]. Die Daten wurden bereits bei Ebinger et al. [1] veröffentlicht.

(bzw. damit einhergehender höherer Potentialdifferenz zwischen der Kathode und dem Wechselwirkungsraum) verstärkt. Daraus resultiert, dass mit steigender Elektronenenergie weniger Gas eingelassen werden kann, obwohl mehr Gaseinlass benötigt würde. Zu sehen ist dieser Effekt in Abbildung 6.11 am Messpunkt beim jeweils höchsten Druck für eine spezifische Energie. Messungen bei höheren Drücken waren infolge eines Abfalls des aus der Kathode emittierten Stroms und damit einhergehender beginnender Schädigung der Kathode nicht möglich. Die Kombination beider Effekte sorgt dafür, dass in diesem Fall für eine Elektron-Ion-Kollisionsenergie von 1500 eV der Literaturwert nicht erreicht werden kann und auch keine Plateaubildung einsetzt. Dies gilt ebenso für alle höheren Energien.

Abbildung 6.12 zeigt den gemessenen Wirkungsquerschnitt für Einfachionisation von He^+ -Ionen durch Elektronenstoß in Abhängigkeit der Elektron-Ion-Kollisionsenergie (dieser wurde bereits von Ebinger et al. [1] publiziert). Diese Messungen wurden unter

Anwendung der, in den vorigen Abschnitten erläuterten, gewonnenen Erkenntnisse im Modus HE0.05 bei einem durch den Einlass von Krypton erzeugten Druck von $6 \cdot 10^{-7}$ mbar durchgeführt. Hierbei wurde der Ionenstrahl durch die kollimierenden Schlitze vor der Streukammer auf eine Größe von $0,6 \text{ mm} \times 0,6 \text{ mm}$ sowie einen Strom von etwa 3 nA begrenzt. Wie obenstehend bereits erläutert wurde, konnten für diese leichten Ionen damit Wirkungsquerschnittsmessungen bis zu Elektron-Ion-Kollisionsenergien von 1000 eV durchgeführt werden. Der Vergleich mit den Literaturwerten [113] zeigt im genannten Energiebereich eine sehr gute Übereinstimmung der neu aufgenommenen Messwerte mit den Literaturwerten. Diese Messreihe validiert die prinzipiell zuverlässige Funktionsfähigkeit der neuen Elektronenkanone sowie des Messprinzips unter Einlass eines Gases zur Kompensation der Potentialmulde.

Um dem Effekt von höheren benötigten Drücken bei höheren Energien zu begegnen, wurde ein neuer Betriebsmodus der Elektronenkanone getestet. Die Idee war, durch einen Niedrigstrommodus bei hohen Energien einen nur niedrigen Strom zu erzeugen, um einen geringeren Gaseinlass zu benötigen. Dies ist möglich, indem das an der Steuerelektrode 1 angelegte Potential verringert wird. Daraus würden zwar niedrigere Elektronenströme (und damit einhergehend eine längere Messzeit) resultieren, dafür könnte aber möglicherweise verlässlicher gemessen werden. Allerdings stellte sich heraus, dass, um bei hohen Elektronenenergien einen hinreichend niedrigen Elektronenstrom zu erzeugen, im Vergleich zur Wechselwirkungszone deutlich negative Potentiale an der Steuerelektrode 1 angelegt werden müssen. Dies wiederum führte bereits bei Elektronenenergien von 1800 eV zu ungünstigen Potentialverhältnissen in der Elektronenkanone und daraus resultierend hohen Verlustströmen an den dünnen Elektroden, die einen sinnvollen Betrieb der Elektronenkanone nicht ermöglichten. Außerdem ergaben sich deutlich messbare Ablenkungen der Ionenstrahlen (vergleiche Kapitel 6.5). Ein solcher Niedrigstrommodus ist also für den Betrieb der Elektronenkanone ungeeignet.

Wie bereits erwähnt wurde, stehen für die Kompensation der Potentialmulde verschiedene Gasarten zur Verfügung. Daher ist es wichtig zu untersuchen, welche Gasart die für einen verlässlichen Messbetrieb besten Bedingungen liefert. Den theoretischen Erwartungen zufolge sollte die Potentialmulde bei Einlass von schweren Gasen (bezogen auf die Masse der einzelnen Atome) tendenziell bereits bei niedrigeren Drücken kompensiert werden, da diese in der Regel höhere Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßionisation aufweisen. Allerdings dürfen leichte Gase bis zu einem höheren Druck in die Streukammer eingelassen werden, da diese die Kathodenoberfläche durch Zerstäubungseffekte weniger stark schädigen. Beide Vermutungen werden durch die

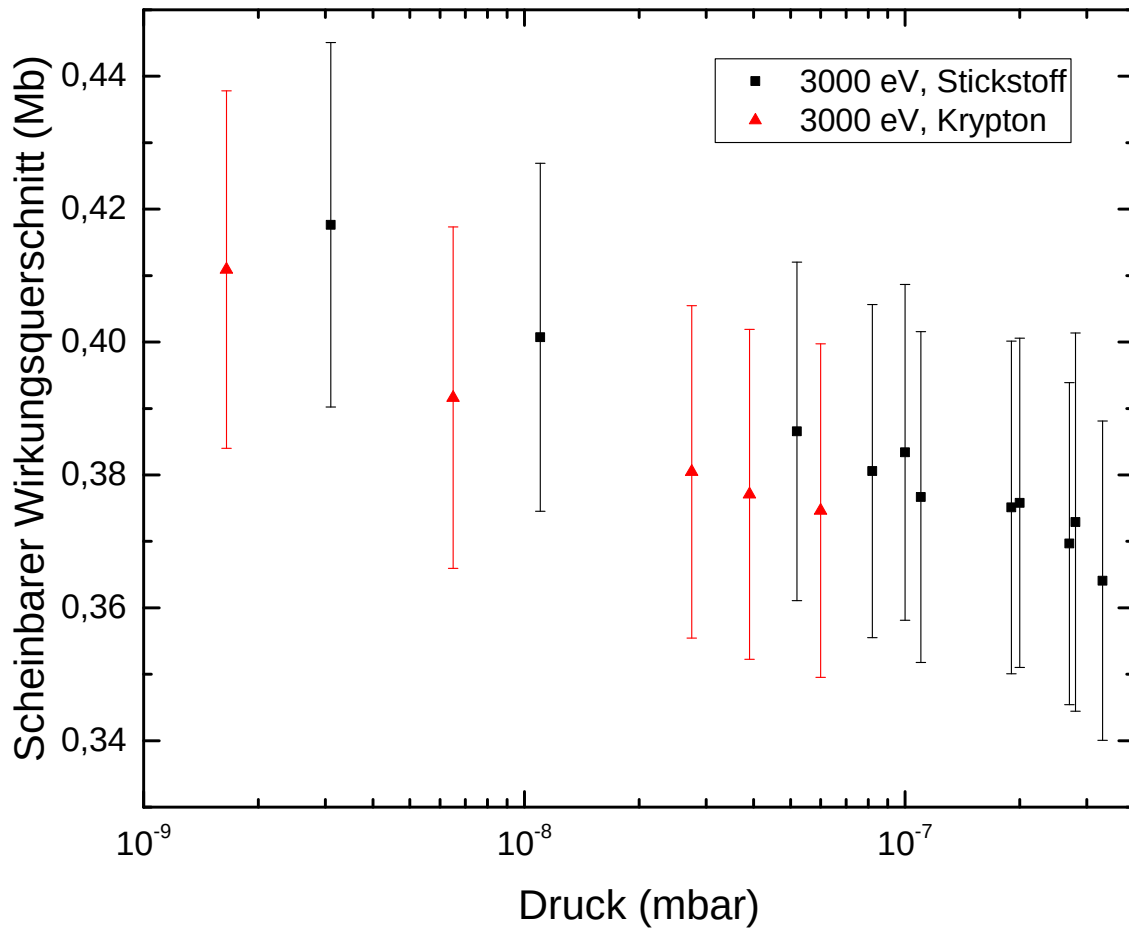


Abbildung 6.13: Grafische Darstellung des scheinbaren Wirkungsquerschnittes sowie der gesamten Messunsicherheit für Elektronenstoß-Doppelionisation von Xe^{14+} -Ionen in Abhängigkeit des Druckes für eine Elektron-Ion-Kollisionsenergie von 3000 eV sowie den Einfluss verschiedener Gase. Die Druckerhöhung wurde durch den Einlass von Krypton beziehungsweise molekularem Stickstoff erreicht.

in Abbildung 6.13 dargestellten Messungen bestätigt. Untersucht wurde der gemessene Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß-Doppelionisation von Xe^{14+} -Ionen bei einer Elektron-Ion-Kollisionsenergie von 3000 eV in Abhängigkeit des Druckes für verschiedene eingelassene Gase. Eingelassen wurden das schwerere und einen höheren Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoßionisation aufweisende Krypton sowie der leichtere Stickstoff (in der molekularen Form N_2) mit einem niedrigeren Wirkungsquerschnitt dieser Art [114]. Bei ansonsten identischen Messbedingungen resultiert der Einlass von Krypton in einer stärkeren Kompensation der Potentialmulde, was sich tendenziell in einem leicht geringeren Wirkungsquerschnitt bei vergleichbaren Drücken zeigt. Dafür kann mehr Stickstoff in die Streukammer eingelassen werden, ohne die Kathode zu beschädigen. Beide Effekte heben sich in etwa auf, sodass

die Wahl beider Elemente zulässig ist. Ebenfalls durchgeführt wurden Messungen für den Einlass von Xenon, das in den vom Hersteller der Kathode zur Verfügung gestellten Unterlagen weder als schädigend noch als nicht schädigend erwähnt ist [110]. Beim Einlass hiervon wurde festgestellt, dass erneut etwas weniger Xenon als Krypton eingelassen werden kann. Dies liegt vermutlich wiederum an den auftretenden Zerstäubungseffekten, da Xenon eine noch höhere atomare Masse als Krypton aufweist. Durch den höheren Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoßionisation [114] wird zur Kompensation der Potentialmulde aber auch ein geringerer Druck benötigt. Somit ist auch Xenon prinzipiell für diesen Einsatzzweck geeignet. Für die weiteren Untersuchungen und die in Kapitel 7 gezeigten Ergebnisse wurden, je nach speziellem Fall, sowohl Stickstoff als auch Krypton und Xenon verwendet, da auch während dieser Messungen weiterhin die am besten geeignete Gasart gesucht wurde. Die Unterschiede sind aber insgesamt nur gering, sodass noch keine endgültige Wahl eines spezifischen Gases getroffen wurde und diese Entscheidung auch keine signifikanten Auswirkungen auf die Messbereitschaft der Apparatur sowie die Verlässlichkeit der gemessenen Wirkungsquerschnitte hat.

Abbildung 6.14 zeigt eine weitere Untersuchung der Abhängigkeit des gemessenen Wirkungsquerschnittes vom Druck (dabei wurde die Druckerhöhung durch den Einlass von molekularem Stickstoff erreicht). Hierbei handelt es sich erneut um Elektronenstoß-Doppelionisation von Xe^{14+} -Ionen. Allerdings stehen für diese Ionensorte bei den untersuchten Energien keine Literaturwerte zur Verfügung. Daher muss, um die Verlässlichkeit der gemessenen Wirkungsquerschnitte zu beurteilen, davon ausgegangen werden, dass bei einer auftretenden Plateaubildung der reine Wirkungsquerschnitt für Elektron-Ion-Stöße erreicht wurde und keine Verunreinigungen durch Ion-Ion-Stöße mehr auftreten. Diese Annahme muss jedoch bei der Messung unbekannter Wirkungsquerschnitte stets getroffen werden und ist durch die Erfahrungen der Vergangenheit auch gerechtfertigt. In Abbildung 6.14 ergibt sich, wie zu erwarten ist, qualitativ eine ähnliche Abhängigkeit wie in den Abbildungen 6.11 und 6.13. Mit steigendem Druck fällt der Wirkungsquerschnitt ab und erreicht schließlich zumindest für 2000 eV und 2500 eV ein Plateau, dessen Wert dem reinen Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoßionisation entspricht. Für 3000 eV ist die Situation nicht eindeutig. Es könnte bei den untersuchten Drücken gerade so eine Plateaubildung auftreten, jedoch könnte der Wirkungsquerschnitt auch noch etwas weiter abfallen. Daher kann aus den zur Verfügung stehenden experimentellen Daten nicht zweifelsfrei geschlossen werden, dass verlässliche Messbedingungen vorlagen (weitere diesbezügliche Überlegungen finden sich im folgenden Absatz). Für Energien

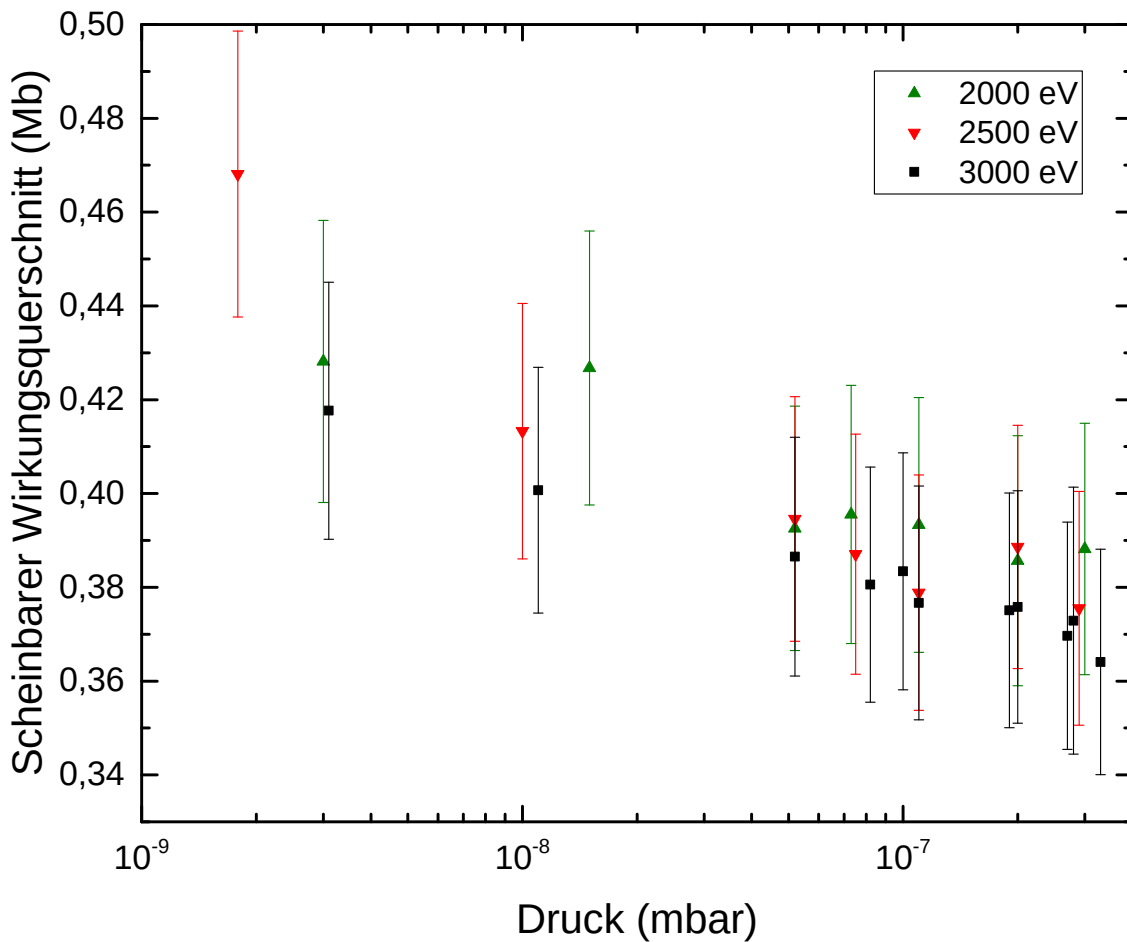


Abbildung 6.14: Grafische Darstellung des scheinbaren Wirkungsquerschnittes sowie der gesamten Messunsicherheit für Elektronenstoß-Doppelionisation von Xe^{14+} -Ionen in Abhängigkeit des Druckes für verschiedene Elektron-Ion-Kollisionsenergien. Die Druckerhöhung wurde durch den Einlass von molekularem Stickstoff erreicht.

bis zu 2500 eV ist dies aber sehr wohl der Fall.

Interessant ist in diesem Zusammenhang, dass die Kompensation der Potentialmulde durch den Einlass von Stickstoff für Doppelionisation von Xe^{13+} -Ionen (grafisch hier nicht dargestellt) auch bei hohen Energien von 3000 eV problemlos gelang, die Situation für Doppelionisation von Xe^{14+} -Ionen allerdings, wie im vorigen Absatz erläutert, nicht so klar ist. Dies zeigt, dass die zugehörigen physikalischen Mechanismen sehr komplex sind und der zur Kompensation der Potentialmulde benötigte Druck empfindlich von kleinen Änderungen der Messbedingungen wie dem Wechsel zu einem benachbarten Ladungszustand des untersuchten Elements abhängen kann. Demzufolge ist es, solange keine weiteren diesbezüglichen Erkenntnisse gewonnen werden, nötig, die zuverlässige Kompensation der Potentialmulde für jede Messreihe

neu zu überprüfen, um die angestrebten geringen Unsicherheiten der absolut gemessenen Wirkungsquerschnitte zu erreichen. Um die infolge einer möglicherweise unvollständigen Kompensation der Potentialmulde entstehende Unsicherheit angemessen zu berücksichtigen, wurde für alle in dieser Arbeit vorgestellten absoluten Wirkungsquerschnitte eine zusätzliche Messunsicherheit berücksichtigt, falls bei hohen Energien eine Plateaubildung nicht eindeutig zu erkennen war. Dies trifft lediglich auf die Messungen der Doppelionisation von Xe^{14+} -Ionen zu, das Verfahren kann aber zukünftig auch für andere Ladungszustände angewendet werden. Die Unsicherheit wurde abgeschätzt, indem die Differenzen der bei niedrigen (ohne Gaseinlass) sowie hohen Drücken (vollständige Kompensation der Potentialmulde) gemessenen (teilweise scheinbaren) Wirkungsquerschnitte bei Energien, für die eine eindeutige Plateaubildung sichtbar wurde, betrachtet und zu höheren Energien hin extrapoliert wurden. Auf diese Weise wurde abgeschätzt, ob und um wie viel der jeweilige (scheinbare) Wirkungsquerschnitt bei hohen Energien durch den Einlass von zusätzlichem Gas möglicherweise noch weiter abgefallen wäre. Anschließend wurde diese abgeschätzte, zusätzliche Unsicherheit zu den weiteren möglichen Unsicherheitsquellen addiert.

Ein wichtiger Unterschied zwischen den in den Abbildungen 6.11 und 6.13 beziehungsweise 6.14 gezeigten Messungen ist, dass im Vergleich zu den leichten Heliumionen für die schweren Xenonionen in einem wesentlich größeren Energiebereich verlässliche Messungen möglich sind. So ist dies für die Heliumionen nur bis zu 1000 eV der Fall, für die Xenonionen hingegen können alle bei diesen Messbedingungen bis 3500 eV gemessenen und in Kapitel 7 dieser Arbeit vorgestellten Wirkungsquerschnitte als verlässlich angesehen werden, wobei allerdings teilweise die Messunsicherheit wie im vorigen Absatz erläutert etwas erhöht werden musste. Der Grund für die bessere Kompensation der Potentialmulde in diesem Fall konnte bisher nicht ermittelt werden. Es könnte an einem (relativ zum Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoßionisation gesehen) geringeren Wirkungsquerschnitt der schweren Ionen für Ion-Ion-Stöße liegen, infolge dessen trotz Ansammlung der Restgasionen im Elektronenstrahl (wiederum relativ gesehen) weniger Ionen des einfallenden Ionenstrahls höher ionisiert werden. Dadurch fiel die Überhöhung des Wirkungsquerschnittes geringer aus und könnte im Rahmen unserer Messunsicherheit nicht mehr festgestellt werden.

Unterstützt wird diese These durch hier nicht grafisch dargestellte, ähnliche Untersuchungen der Prozesse der Einfach- und Doppelionisation von Xe^{2+} -Ionen sowie der Einfachionisation von Xe^{5+} -Ionen, bei denen eine signifikante Überhöhung des Wirkungsquerschnittes gar nicht erst beobachtet werden konnte. Interessanterweise

konnten diese in den Kapiteln 7.1 und 7.2 vorgestellten Messreihen ohne die in diesem sowie dem vorhergehenden Unterkapitel beschriebenen Maßnahmen zur Kompensation der Potentialmulde in der Wechselwirkungszone durchgeführt werden (vergleiche hierzu auch die in Anhang B tabellarisch aufgelisteten experimentellen Bedingungen). Dabei betrug der Druck in der Streukammer während der Messungen der Einfachionisation von Xe^{2+} -Ionen zwischen $7 \cdot 10^{-10}$ mbar (bei 30 eV) und $3 \cdot 10^{-9}$ mbar (bei 3000 eV) und während der Messungen der Doppelionisation zwischen $3,8 \cdot 10^{-10}$ mbar (bei 50 eV) und $6 \cdot 10^{-9}$ mbar (bei 3500 eV). Diese Druckerhöhung kam durch erhöhtes Ausgasen aus den Oberflächen der Elektroden und insbesondere des Kollektors infolge des bei höheren Energien intensiveren Elektronenstrahls zustande. Nichtsdestotrotz stimmen die aufgenommenen Daten sehr gut mit den in der Literatur verfügbaren Werten überein. Gleiches ergab sich für die Messungen an Xe^{5+} -Ionen. Auch in diesem Fall mussten keine Maßnahmen zur Kompensation der Potentialmulde getroffen werden. Hier lag der gemessene Druck in der Streukammer zwischen $< 5 \cdot 10^{-10}$ mbar (bei bis zu 1600 eV) und $1,9 \cdot 10^{-9}$ mbar (bei 2500 eV). Niedrigere Drücke als $5 \cdot 10^{-10}$ mbar konnten mit der zu diesem Zeitpunkt verbauten Messröhre nicht gemessen werden (inzwischen ist eine Messröhre verbaut, die bis zu $5 \cdot 10^{-11}$ mbar messen kann). Es ist zu beachten, dass die absoluten Drücke bei bestimmten Energien ohne zusätzlichen Gaseinlass stark vom jeweiligen Betriebsmodus sowie der seit dem letzten Belüften der Streukammer vergangenen und demzufolge für den Konditionierungsvorgang der Elektronenkanone zur Verfügung gestandenen Zeit abhängen. Daher lassen sich diese Werte für verschiedene Messreihen nur bedingt vergleichen.

Für die Messreihen an den mittelhoch geladenen Xenonionen (Xe^{12+} , Xe^{13+} sowie Xe^{14+}) hingegen war eine Kompensation der Potentialmulde durch zusätzlich eingelassenes Gas vonnöten. Ohne diesen Gaseinlass zeigte sich in den Messungen eine signifikante Überhöhung des gemessenen (scheinbaren) Wirkungsquerschnittes. Demzufolge wurde (je nach Messreihe und Energie, nähere Angaben finden sich in Anhang B) Xenon- oder Stickstoffgas bis zu Drücken zwischen $5 \cdot 10^{-8}$ mbar und $1,2 \cdot 10^{-7}$ mbar eingelassen. Die Kompensierung der Potentialmulde wurde hierbei vermutlich nötig, weil die betrachteten Wirkungsquerschnitte lediglich im Bereich weniger Megabarn und darunter liegen und somit um mehr als eine Größenordnung niedriger als die für Xe^{2+} - und Xe^{5+} -Ionen sind, sodass der Effekt der Überhöhung des Wirkungsquerschnittes in den Messdaten stärker beobachtet werden kann.

Unter bestimmten Umständen scheint also keine zusätzliche Kompensation der Potentialmulde nötig zu sein. Durch Einlassen von Gas beziehungsweise Variation der Betriebsmodi konnte in diesen Fällen (hier explizit für Xe^{2+} - sowie Xe^{5+} -Ionen)

außerdem keine signifikante Veränderung der gemessenen Wirkungsquerschnitte festgestellt werden. Eine Vermutung für diese Beobachtung ist, dass die Überhöhung des Wirkungsquerschnittes aufgrund der für diese Ionen hohen absoluten Werte im zweistelligen Megabarnbereich keinen signifikanten Beitrag leistet und somit im Rahmen der gegebenen Messunsicherheit nicht beobachtet werden kann.

Außerdem interessant ist die Frage, wieso der gemessene Wirkungsquerschnitt durch den Einlass von Gas verringert wird. Betrachtet man die zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes verwendeten Größen, so fällt auf, dass sich einzig die Zahl an detektierten Ionen ändert. Diese wird durch den Einlass von Gas (skalierend mit dem Abfall des Wirkungsquerschnittes) im Bereich des Strahlüberlapps geringer und dafür im Bereich des Untergrundes höher, wohingegen sich die anderen Größen wie zum Beispiel der Elektronenstrom und der Ionenstrom nicht signifikant verändern. Erklären lässt sich diese Beobachtung folgendermaßen: Bei nicht kompensierter Potentialmulde sammeln sich die (positiv geladenen) Restgasionen ausschließlich im (negativ geladenen) Elektronenstrahl an, da dieser als Falle für die Ionen wirkt. Dadurch bildet sich ein zusätzliches Ziel für den einfallenden Ionenstrahl und ein Teil der Produktionen wird nicht durch Stöße mit Elektronen, sondern durch Stöße mit den Ionen erzeugt. Diese Produktionen können bei der Detektion aber nicht von den durch Stöße mit Elektronen erzeugten Produktionen unterschieden werden. Der gemessene Wirkungsquerschnitt wird daher dadurch überhöht, dass nicht nur Elektron-Ion-Stöße sondern auch Ion-Ion-Stöße beitragen, dies allerdings nur im Bereich des Überlapps der beiden Strahlen geschieht und somit lediglich das Signal, nicht aber der Untergrund erhöht wird. Bei steigender Kompensation der Potentialmulde hingegen wird ein Teil der Ionen aus dem Elektronenstrahl herausgezogen, bis sich schließlich eine gleichmäßige Verteilung im und um den Elektronenstrahl herum ergibt. Dies liegt daran, dass bei vollständig kompensierter Potentialmulde keine Ionenfalle im Elektronenstrahl mehr existiert, sodass sich eine solche gleichmäßige Verteilung als Gleichgewicht einstellt. Dadurch stehen im gesamten Fahrbereich der Elektronenkanone Restgasionen als Ziel für den Ionenstrahl zur Verfügung, sodass die beitragenden Ion-Ion-Stöße im Zuge des Untergrundabzugs herausgerechnet werden und der gemessene Wirkungsquerschnitt ausschließlich Elektron-Ion-Stöße repräsentiert.

Es bleibt weiterhin festzuhalten, dass nur bis zu einem bestimmten Druck Gas in die Streukammer eingelassen werden kann, da ansonsten die Kathode geschädigt wird. Wie die Untersuchungen zeigten, liegt dies allerdings nicht am Einlass von Gas an sich (sofern für die Kathode als unschädlich angesehene Gase verwendet werden), sondern an auftretenden Effekten durch Zerstäubung, die durch die Be-

beschleunigung der im Elektronenstrahl erzeugten Ionen des eingelassenen Gases infolge der Potentialdifferenz zwischen der Wechselwirkungszone und der Kathode hervorgerufen werden. Dies wurde dadurch gezeigt, dass für schwere eingelassene Gase sowie höhere Elektronenenergien weniger Gas eingelassen werden darf, bis der aus der Kathode emittierte Elektronenstrom stark abnimmt, und sowohl höhere Massen der Ionen als auch eine höhere Beschleunigungsenergie der Ionen zu effizienteren Zerstäubungsprozessen führen.

6.8 Vergleich unterschiedlicher Betriebsmodi

Ein wesentlicher Vorteil der neuen Elektronenkanone ist die hohe Flexibilität durch die mögliche Verwendung diverser Betriebsmodi (siehe Kapitel 5.3). Es muss jedoch sichergestellt werden, dass die unterschiedlichen Betriebsmodi zuverlässig funktionieren und insbesondere untereinander identische Ergebnisse liefern. Wird also die Messung eines Wirkungsquerschnittes für dieselbe Ionensorte bei identischer Elektron-Ion-Kollisionsenergie in verschiedenen Betriebsmodi durchgeführt, so müssen die Ergebnisse (im Rahmen der jeweiligen Messunsicherheiten) übereinstimmen.

In diesem Kapitel wurde bereits dargelegt, dass bisher nicht alle angedachten Betriebsmodi zuverlässige Wirkungsquerschnitte liefern. Dies liegt (neben der möglichen Ablenkung des Primär- und/oder Produktionenstrahls) insbesondere an einer unter bestimmten Bedingungen unvollständigen Kompensation der durch den intensiven Elektronenstrahl verursachten Potentialmulde und eine daraus resultierende systematische Überhöhung der gemessenen (scheinbaren) Wirkungsquerschnitte. Bei der Messung solcher scheinbarer Wirkungsquerschnitte wurden in vielen Fällen (grafisch hier nicht dargestellt) unterschiedliche Werte für verschiedene Betriebsmodi der Elektronenkanone gemessen. Dies ist auch so zu erwarten, da die Potentialmulde bei unvollständiger Kompensation für verschiedene Betriebsmodi unterschiedlich stark ausgeprägt ist und somit auch unterschiedlichen Einfluss auf die gemessenen absoluten (scheinbaren) Wirkungsquerschnitte ausübt. Bei vollständiger Kompensation der Potentialmulde und somit zuverlässigen Messungen hingegen darf der gemessene Wirkungsquerschnitt nicht vom genutzten Betriebsmodus abhängen (ansonsten ließe dies den Schluss zu, dass dieser gemessene Wirkungsquerschnitt gerade eben nicht zuverlässig ist). Dies stellt weiterhin sicher, dass bei unbeabsichtigter leichter Variation der Betriebsbedingungen, wie zum Beispiel den an den einzelnen Elektroden angelegten Potentialen oder dem Druck in der Streukammer, identische und somit

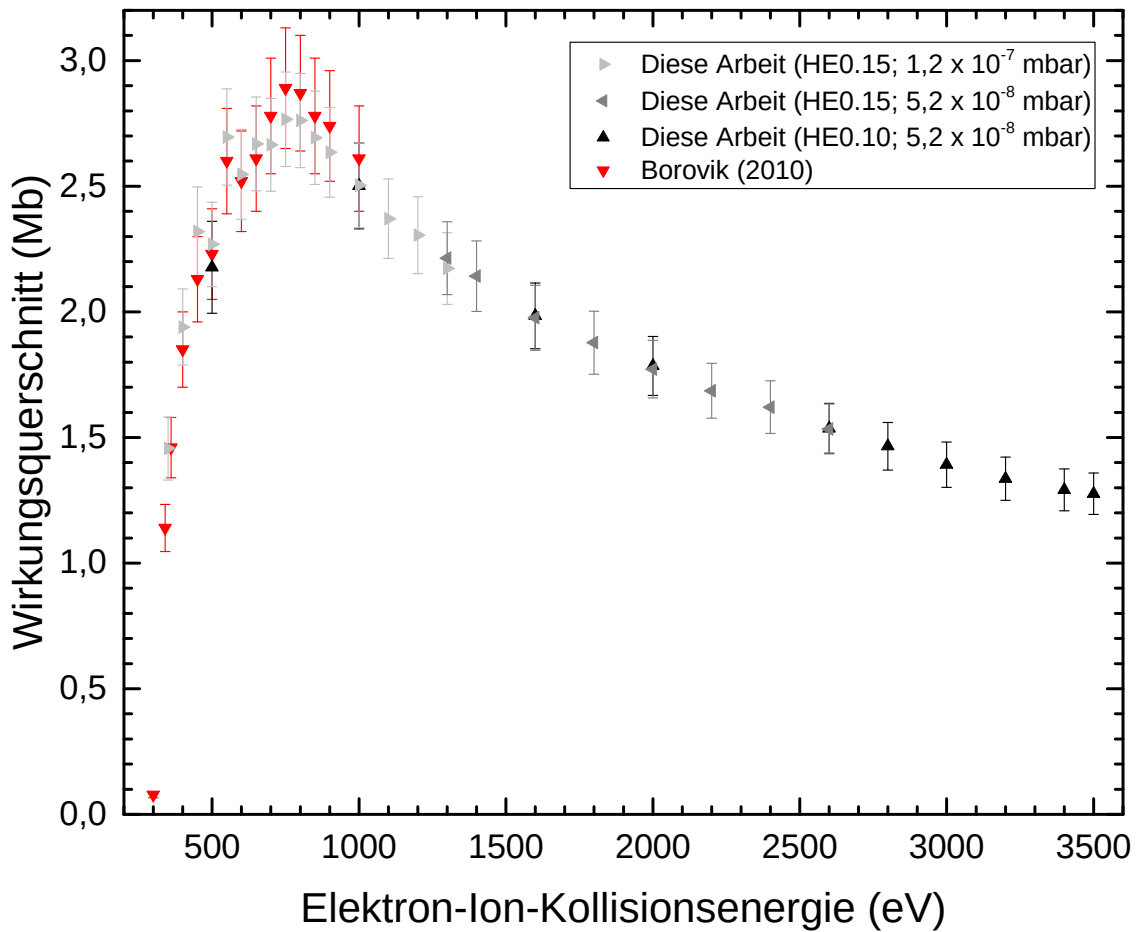


Abbildung 6.15: Grafische Darstellung des gemessenen Wirkungsquerschnittes sowie der gesamten Messunsicherheit für Elektronenstoß-Einfachionisation von Xe^{13+} -Ionen für leicht unterschiedliche Betriebsmodi und -bedingungen verglichen mit mithilfe der alten Elektronenkanone aufgenommenen Literaturwerten [38]. Die Veränderung des Druckes wurde durch den Einlass von molekularem Stickstoff bewirkt.

zuverlässige Resultate erzielt werden.

Ein solcher Fall kann in Abbildung 6.15 betrachtet werden. Der gezeigte Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß-Einfachionisation von Xe^{13+} -Ionen wurde im Energieverlauf bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen gemessen. So wurde zu mittleren bis höheren Energien hin der (durch den Einlass von Stickstoff erzeugte) Druck von $1,2 \cdot 10^{-7}$ mbar auf $5,2 \cdot 10^{-8}$ mbar gesenkt, um schädliche Einflüsse auf die Kathode zu vermeiden. Außerdem wurde bei noch höheren Energien der Betriebsmodus von HE0.15 zu HE0.10 geändert, da ansonsten Ablenkungen der Ionenstrahlen auftraten (vergleiche Kapitel 6.5). Keine der Änderungen wirkte sich signifikant auf den gemessenen Wirkungsquerschnitt aus. Um dies zu überprüfen, wurden insbesondere an den Schnittstellen der Wechsel zwischen den verschiedenen Betriebsbedingungen

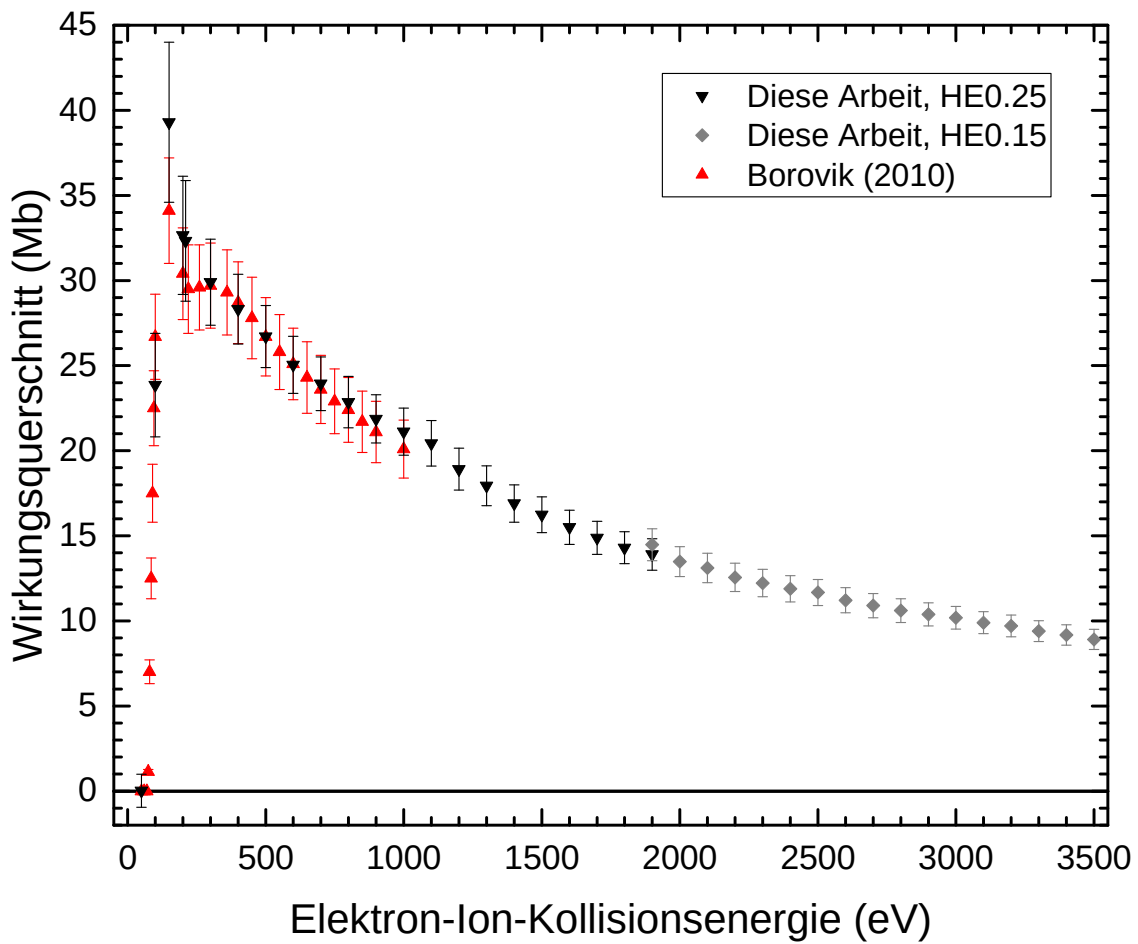


Abbildung 6.16: Grafische Darstellung des gemessenen Wirkungsquerschnittes sowie der gesamten Messunsicherheit für Elektronenstoß-Doppelionisation von Xe^{2+} -Ionen für leicht unterschiedliche Betriebsmodi verglichen mit mithilfe der alten Elektronenkanone aufgenommenen Literaturwerten [38]. Es wurde kein zusätzliches Gas eingelassen.

(bei 1300 eV sowie 2600 eV) jeweils zwei Messungen durchgeführt - eine bei jeder Einstellung. Im Rahmen der jeweiligen Unsicherheiten sind die gemessenen Werte dabei stets identisch. Dies gilt ebenso für die stichprobenartigen Messungen bei anderen Energien (500 eV, 1000 eV, 1600 eV sowie 2000 eV). Weiterhin stimmen die neu gemessenen Werte mit den zugehörigen Literaturwerten (im Energiebereich zur Verfügung stehender Literaturwerte) sehr gut überein. Der zuverlässige Einsatz verschiedener Betriebsmodi in einer Messreihe ist also, sofern die weiteren in dieser Arbeit ausgeführten Bedingungen wie zum Beispiel die vollständige Kompensation der Potentialmulde erfüllt werden, möglich.

Ein weiterer diesbezüglicher Vergleich findet sich in Abbildung 6.16. Diese zeigt

den Wirkungsquerschnitt für Doppelionisation von Xe^{2+} -Ionen durch Elektronenstoß verglichen mit Literaturwerten [38]. Dabei wurde im Verlauf der Messungen der Betriebsmodus von HE0.25 auf HE0.15 gewechselt. Dieser Wechsel wurde wiederum aufgrund von Ablenkungen des Primärionenstrahls im Modus HE0.25 bei höheren Energien vorgenommen. Interessant ist in diesem Fall der in den unterschiedlichen Betriebsmodi gemessene Wirkungsquerschnitt bei 1900 eV. An dieser Nahtstelle stimmen die unter Anwendung der unterschiedlichen Betriebsmodi aufgenommenen Daten im Rahmen der jeweiligen Unsicherheiten miteinander überein. Dies zeigt erneut die Möglichkeit des zuverlässigen Einsatzes verschiedener Betriebsmodi in einer Messreihe. Es sei noch angemerkt, dass für diese Messungen kein zusätzliches Gas in die Streukammer eingelassen wurde (vergleiche Kapitel 6.7).

7 Einfach- und Doppelionisation mehrfach geladener Xenonionen

Die Untersuchung von Stoßprozessen in Xenonionen stößt in der aktuellen Forschung auf großes Interesse. Dies liegt unter anderem daran, dass sich mehrfach geladene Xenonionen aufgrund ihrer komplexen Struktur mit vielen Elektronen anbieten, um theoretische Berechnungen für Viel-Teilchen-Systeme zu überprüfen [25]. Weiterhin gibt es aber auch direkte plasmaphysikalische Anwendungen (vergleiche hierzu auch Kapitel 2.4), die unter anderem in der Forschung zur Kernfusion zu finden sind. Xenon ist hier als mögliches Kühlgas vorgesehen [23, 24], sodass die Plasmaratenkoeffizienten für Ionisation (und auch Rekombination) der unweigerlich im Plasma vorkommenden Xenonionen in der Modellierung des Fusionsprozesses berücksichtigt werden müssen. Die vielfältigen Anwendungen von Xenonionen umfassen außerdem elektrische Raumfahrtantriebe [26] sowie die Analyse von Plasmen [27]. In den letzten Jahren veröffentlichte Arbeiten beschäftigen sich unter anderem mit Elektronenstoßionisation [39, 83], Photoionisation [115, 116], dielektronischer Rekombination [117] sowie der Bestimmung von Anregungsenergien [118]. Diese Arbeit liefert einen Beitrag zur experimentellen und theoretischen Untersuchung von Elektronenstoßionisation für niedrig und mittelhoch geladene Xenonionen.

Dazu werden in diesem Kapitel die Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßionisation verschiedener Xenonionen, die im Rahmen dieser Arbeit unter den im vorangegangenen Kapitel erläuterten experimentellen Bedingungen gemessen wurden, vorgestellt und diskutiert. Allen Daten ist gemein, dass sie mit bekannten Literaturwerten im gemeinsamen Energiebereich übereinstimmen. Die meisten Literaturwerte stammen ebenfalls von dieser Anlage [38] und wurden mit der vormals eingebauten, im Energiebereich bis 1000 eV arbeitenden Elektronenkanone aufgenommen. Dieser Energiebereich wird durch die neuen Messungen in den meisten Fällen um einen Faktor 3 bis 3,5 erweitert. Dadurch kann im Fall der Einfachionisation der mittelhoch geladenen Xenonionen (Xe^{12+} sowie Xe^{13+} , siehe Kapitel 7.1) erstmals der Verlauf der Abnahme des Wirkungsquerschnittes oberhalb des Maximums gezeigt werden.

Für die in Kapitel 7.2 vorgestellte Doppelionisation der vorgenannten sowie von Xe^{14+} -Ionen wird zusätzlich das Wirkungsquerschnittsmaximum erstmals beobachtet. Schließlich beleuchtet Kapitel 7.3 für einige der Ladungszustände das Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation bei jeweils identischem Ladungszustand.

Des Weiteren werden die gemessenen Wirkungsquerschnitte für Xe^{12+} -, Xe^{13+} - sowie Xe^{14+} -Ionen detailliert mit theoretischen Berechnungen, die im Laufe des vergangenen Jahres (2018 – 2019) durch einen Gast der Arbeitsgruppe durchgeführt wurden [119], verglichen. Dabei sind insbesondere die Rechnungen zur Doppelionisation von Xe^{12+} -, Xe^{13+} - und Xe^{14+} -Ionen hervorzuheben, da die detaillierte Berechnung für Elektronenstoß-Doppelionisation dieser Ionen (nach Kenntnisstand des Autors) erstmalig durchgeführt wurde und momentan eine diesbezügliche Publikation vorbereitet wird [28]. Die theoretische Berechnung von Wirkungsquerschnitten zur Doppelionisation durch Elektronenstoß ist aufgrund der Vielzahl an möglichen Prozessen sowie deren Komplexität generell schwierig durchzuführen. Dies liegt daran, dass das Augenmerk insbesondere auch auf die genaue Berechnung aller Verzweigungsverhältnisse sowie von Zwei-Elektronen-Übergängen gelegt werden muss und außerdem komplizierte Kaskadeneffekte zu berücksichtigen sind.

Es sei daran erinnert, dass (wie in Kapitel 6 erläutert) die Elektronenenergie für alle mit der neuen Elektronenkanone durchgeführten und in dieser Arbeit vorgestellten Messungen eine Unsicherheit von ± 10 eV aufweist. Diese Unsicherheit soll durch präzise Spannungsmessungen an der Elektronenkanone zukünftig deutlich reduziert werden. Außerdem hängt die Elektron-Ion-Kollisionsenergie an dieser Messapparatur nur unwesentlich von der sehr geringen Energie der Ionen ab, sodass diese im Rahmen der vorgenannten Energieunsicherheit mit der Elektronenenergie übereinstimmt.

Die numerischen Werte sowie die gesamten, absoluten Messunsicherheiten aller in diesem Kapitel vorgestellten, mit der neuen Elektronenkanone aufgenommen Wirkungsquerschnitte finden sich in Anhang A. Zusätzlich sind in Anhang B die während der jeweiligen Messungen herrschenden experimentellen Bedingungen tabellarisch aufgeführt.

7.1 Einfachionisation von Xe^{q+} -Ionen ($q = 2, 5, 12, 13$)

Der Wirkungsquerschnitt für Einfachionisation von Xe^{q+} -Ionen durch Elektronenstoß wurde für die Ladungszustände $q = 2, 5, 12$ und 13 gemessen. Da die Resultate für die jeweils nahe beieinander liegenden Ladungszustände sich qualitativ ähneln und

somit ähnliche physikalische Gesetzmäßigkeiten erkannt werden können, werden diese jeweils gemeinsam dargestellt. Außerdem werden die experimentellen Daten mit Literaturwerten sowie, für Xe^{12+} - und Xe^{13+} -Ionen, den neu durchgeführten theoretischen Rechnungen [28, 119] verglichen.

7.1.1 $\text{Xe}^{2+} \rightarrow \text{Xe}^{3+}$ und $\text{Xe}^{5+} \rightarrow \text{Xe}^{6+}$

Abbildung 7.1 zeigt den gemessenen Wirkungsquerschnitt für Einfachionisation von Xe^{2+} - (Abbildung 7.1a) und Xe^{5+} -Ionen (Abbildung 7.1b) durch Elektronenstoß in Abhängigkeit der Elektronenenergie. Außerdem dargestellt sind Literaturwerte, die mit der alten Elektronenkanone an derselben Messapparatur aufgenommen wurden [38], sowie externe Literaturwerte [120, 121] und die von der Internationalen Atomenergie-Organisation (IAEO) empfohlenen Daten [122].

Für die in Abbildung 7.1a) dargestellte Einfachionisation von Xe^{2+} -Ionen erreicht der gemessene Wirkungsquerschnitt sein Maximum mit in etwa 200 Mb bei einer Energie von circa 100 eV. Dies stimmt mit bisherigen, in der Literatur verfügbaren Beobachtungen überein. Eine genauere Lokalisierung ist infolge des Fehlens von Energie-Scan-Messungen nicht möglich. Dies ist für die mit dieser Arbeit verfolgten Zwecke aber auch nicht weiter interessant, da das Hauptaugenmerk auf der Messung von Wirkungsquerschnitten für Elektron-Ion-Kollisionsenergien oberhalb von 1000 eV liegt. Der Energiebereich bis zu 1000 eV wurde von Borovik Jr. [38] unter Verwendung der alten Elektronenkanone bereits ausführlich und auch mit Energie-Scan-Messungen untersucht. Bezüglich der Energien oberhalb von 1000 eV lässt sich feststellen, dass der Wirkungsquerschnitt (soweit sich dies mit den großen Energieschritten beurteilen lässt) einen glatten Verlauf mit stetiger Abnahme bis zur maximal gemessenen Elektron-Ion-Kollisionsenergie von 3000 eV aufweist. Dies ist infolge des typischen Verlaufes solcher Wirkungsquerschnitte (vergleiche Kapitel 2) auch so zu erwarten.

Der neu aufgenommenen Wirkungsquerschnitt für Xe^{2+} -Ionen stimmt mit den mit der alten Elektronenkanone gemessenen Werten im Rahmen der jeweiligen Messunsicherheiten nahezu im gesamten für einen Vergleich zur Verfügung stehenden Energiebereich bis 1000 eV überein. Es ergibt sich lediglich bei 100 eV eine verglichen mit dem Literaturwert leichte Überhöhung des neu gemessenen Wirkungsquerschnittes. Der Grund hierfür könnten leicht unterschiedliche Anteile an metastabilen Ionen im Primärionenstrahl oder eine für diese Messung nicht vollständig kompensierte Potentialmulde sein. Es fällt allerdings auch auf, dass die gesamte Messunsicherheit der neuen Daten bei dieser Messung (und einigen weiteren Messungen bei niedrigen

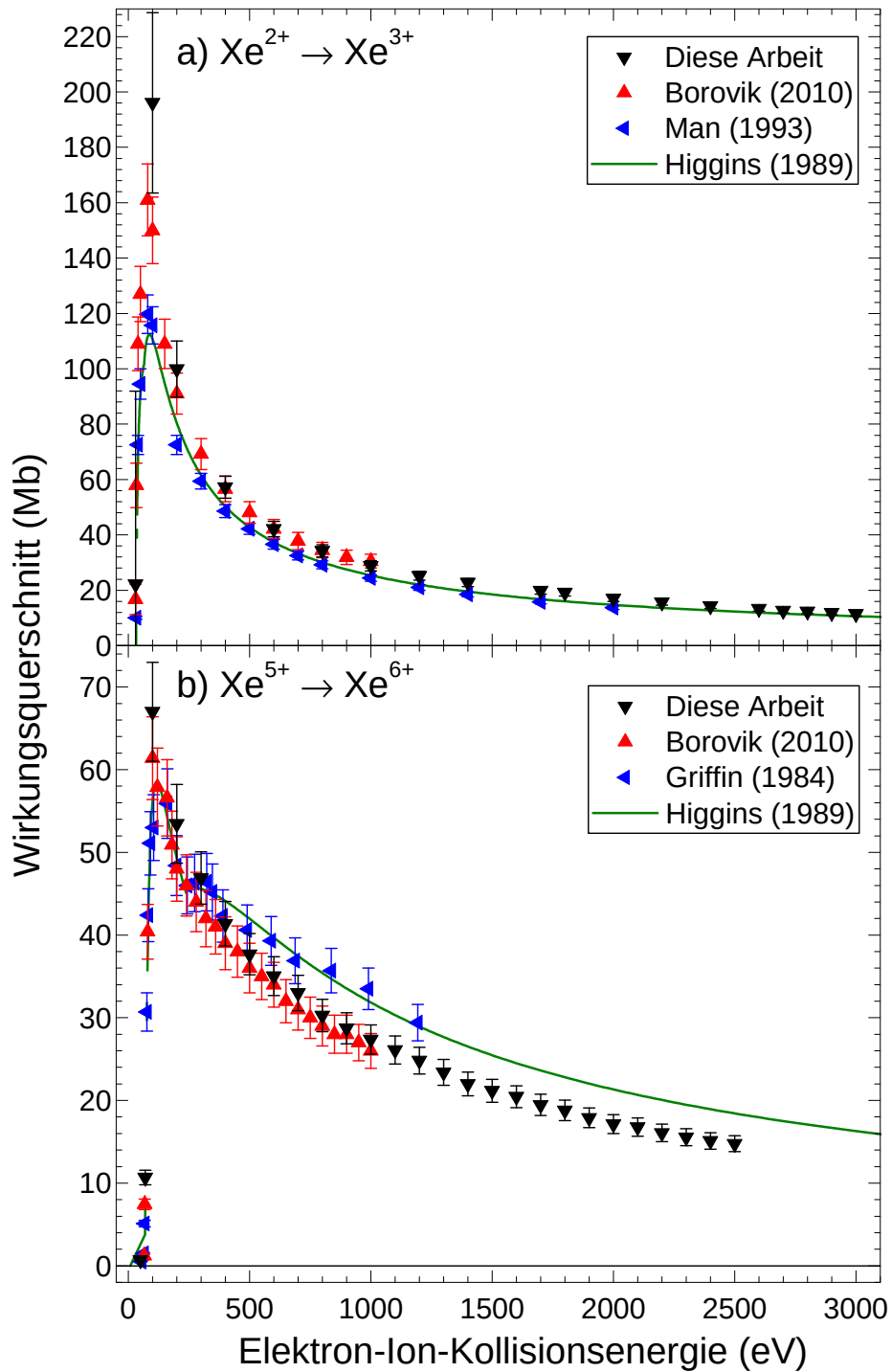


Abbildung 7.1: Grafische Darstellung des gemessenen Wirkungsquerschnittes sowie der gesamten Messunsicherheit für Elektronenstoß-Einfachionisation von a) Xe^{2+} - und b) Xe^{5+} -Ionen verglichen mit mithilfe der alten Elektronenkanone aufgenommenen [38] sowie externen Literaturwerten von a) Man et al. [120] und b) Griffin et al. [121]. Die grüne Linie repräsentiert die von der Internationalen Atomenergie-Organisation (IAEO) empfohlenen Werte, die auf einer Arbeit von Higgins et al. [122] basieren. Die Daten für Xe^{5+} wurden bereits bei Ebinger et al. [1] veröffentlicht.

Energien) sehr groß ist. Dies liegt vor allem an der in Kapitel 6.4 erläuterten Abschätzung der Unsicherheit des Elektronenstroms, die bei niedrigen Energien sehr groß werden kann.

Von den externen Literaturwerten [120] sowie den von der IAEQ empfohlenen Daten [122] ergeben sich teilweise leichte Abweichungen. Diese äußern sich in einem gegenüber diesen Werten insbesondere bei niedrigen Energien etwas höheren Wirkungsquerschnitt. Diese Abweichung trat allerdings auch für die mit der alten Elektronenkanone gemessenen Daten auf und ließ sich bereits seinerzeit nicht vollständig erklären [38]. Zu hohen Energien hin ergibt sich zwischen den hier vorgestellten sowie den von der IAEQ empfohlenen Daten eine sehr gute Übereinstimmung. Es ist zu beachten, dass die von der IAEQ empfohlenen Werte semi-empirisch ermittelt wurden und eine unbekannte Unsicherheit aufweisen.

Eine Möglichkeit für den Ursprung der Diskrepanz zwischen den verschiedenen (Literatur-)Werten besteht in unterschiedlichen Anteilen an Ionen in angeregten, langlebigen Zuständen im Primärionenstrahl (sogenannte metastabile Ionen) zum Zeitpunkt der Wechselwirkung zwischen Ionen- und Elektronenstrahl. Langlebig bedeutet in diesem Fall, dass sich signifikante Anteile der in der EZR-Ionenquelle unweigerlich erzeugten angeregten Ionen während der Flugzeit durch die Messapparatur noch nicht in den Grundzustand abgeregt haben. Diese Möglichkeit soll hier für Xe^{2+} -Ionen betrachtet werden. Die Ionisationsschwelle für direkte Ionisation von Xe^{2+} -Ionen im Grundzustandsniveau $[\text{Kr}] 4d^{10} 5s^2 5p^4 {}^3P_2$ liegt bei $(31,05 \pm 0,04) \text{ eV}$ [89]. Eine Erhebung des Wirkungsquerschnittes unterhalb dieser Schwelle weist auf die Präsenz metastabiler Ionen hin. Infolge der groben Energieschritte der Messungen sowie der hohen Energieungenauigkeit von $\pm 10 \text{ eV}$ lässt sich darüber anhand der neuen Messdaten allerdings keine Aussage treffen. Dahingegen hat Borovik Jr. [38] diese Fragestellung im Rahmen seiner Untersuchungen, die an derselben Messapparatur mit identischer EZR-Ionenquelle durchgeführt wurden, ausführlich behandelt. Die gute Übereinstimmung zwischen den neuen Ergebnissen sowie dem Datensatz von Borovik Jr. [38] legt nahe, dass die Anteile an Grundzustands- sowie angeregten Ionen für beide Messreihen ähnlich waren beziehungsweise mögliche Unterschiede sich zumindest nicht signifikant auf die gemessenen absoluten Wirkungsquerschnitte auswirken. Letzteres könnte an einem sehr ähnlichen Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoßionisation der Ionen in unterschiedlichen Zuständen liegen. Borovik Jr. [38] fand in den im Rahmen seiner Arbeit durchgeführten Energie-Scan-Messungen ein Erheben des Wirkungsquerschnittes unterhalb der Ionisationsschwelle des Grundzustandes. Durch theoretische Berechnungen der Lebensdauern sowie Vergleiche mit den aus der

Tabelle 7.1: Die Elektronenkonfigurationen der Ladungszustände Xe^{2+} und Xe^{5+} , die langlebige Feinstruktur-niveaus enthalten. Die für das jeweilige Ion erstgenannte ist die Grundzustandskonfiguration. Alle Werte stammen aus Borovik Jr. [38]. Die Zahlen in eckigen Klammern (rechte Spalte) stehen für Exponenten einer Zehnerpotenz, mit der die vor der Klammer angegebene Zahl multipliziert werden muss.

Ion	Elektronen-konfiguration	Feinstruktur-niveau	Anregungs-energie (in eV)	Lebensdauer (in s)
Xe^{2+}	[Kr] $4d^{10} 5s^2 5p^4$	3P_0	1,1	15,2
		3P_1	1,1	7[-2]
		1D_2	1,5	4[-2]
		1S_0	5,0	4[-3]
	[Kr] $4d^{10} 5s^2 5p^3 5d$	5D_4	13,2	433,6
		3G_4	16,1	0,1
		3G_5	16,3	0,5
		1G_4	16,5	0,2
Xe^{5+}	[Kr] $4d^{10} 5s^2 5p$	$^2P_{3/2}$	2,3	3[-2]
	[Kr] $4d^{10} 5s 5p 5d$	$^4F_{9/2}$	32,6	6[-2]

experimentellen Beobachtung in Frage kommenden Anregungsenergien identifizierte er die in Tabelle 7.1 aufgelisteten langlebigen Feinstruktur-niveaus. Metastabile Ionen in diesen Zuständen waren somit mit hoher Wahrscheinlichkeit auch während der hier neu vorgestellten Messungen präsent und unterschiedliche Anteile an Ionen in den einzelnen Zuständen könnten die Diskrepanzen zwischen den verschiedenen Datensätzen erklären.

Der in Abbildung 7.1b) gezeigte Wirkungsquerschnitt für Einfachionisation von Xe^{5+} -Ionen erreicht sein Maximum mit etwa 67 Mb im Bereich um 100 eV und fällt anschließend bis zur maximal gemessenen Elektron-Ion-Kollisionsenergie von 2500 eV gleichmäßig ab. Diese experimentellen Daten wurden bereits bei Ebinger et al. [1] veröffentlicht. Die gemessenen Werte stimmen mit den mit der alten Elektronenkanone aufgenommenen Literaturwerten im Rahmen der jeweiligen Messunsicherheiten im gesamten für einen Vergleich zur Verfügung stehenden Energiebereich bis 1000 eV überein.

Zu den externen Literaturwerten [121] sowie den von der IAEO empfohlenen Daten [122] hingegen ergeben sich Diskrepanzen. So stimmen die Werte bei niedrigen Energien gut miteinander überein, jedoch liegen die hier vorgestellten Daten ab circa 500 eV zu hohen Energien hin kontinuierlich um etwa 10 % bis 20 % niedriger als die Literaturwerte. Auch diese Abweichung trat allerdings bereits für die mit der alten Elektronenkanone gemessenen Daten auf und wurde seinerzeit mit möglicherweise

unterschiedlichen Anteilen an angeregten Ionen im Primärionenstrahl erklärt [38]. Diese Vermutung wird hier dadurch gestützt, dass die neuen Daten verglichen mit den von der IAEO empfohlenen Werten bei mittleren bis hohen Energien zwar etwas niedriger liegen, der Verlauf aber sehr ähnlich ist. Es ist erneut zu beachten, dass die von der IAEO empfohlenen Werte semi-empirisch ermittelt wurden und eine unbekannte Unsicherheit aufweisen.

Ein genauerer Blick in die Daten zeigt, dass die externen Literaturwerte jeweils eine leichte, aber deutlich sichtbare Erhöhung des Wirkungsquerschnittes im Bereich von circa 250 eV aufweisen. Diese Erhöhung wiederum sorgt dafür, dass der Wirkungsquerschnitt im weiteren Energieverlauf kontinuierlich etwas über den hier neu vorgestellten Daten liegt. Dabei bleibt der Ursprung der Erhöhung aufgrund fehlender zuverlässiger theoretischer Berechnungen unklar, könnte aber in einem zusätzlich einsetzenden Ionisationskanal liegen. Dies würde die von Borovik Jr. [38] geäußerte These unterschiedlicher Anteilen an angeregten, langlebigen Ionen im Primärionenstrahl stützen. Detaillierte theoretische Rechnungen für diesen Prozess der Einfachionisation von Xe^{5+} -Ionen würden eine genauere Analyse ermöglichen und prinzipiell zeigen können, ob der Unterschied zwischen den Datensätzen in unterschiedlichen Anteilen metastabiler Ionen begründet liegt. In diesem Fall könnte im Bereich von circa 250 eV für die von der IAEO empfohlenen Daten ein zusätzlicher Ionisationskanal einsetzen, für die hier gezeigten Messwerte aber nicht (bzw. könnte der Einfluss auf den gemessenen Wirkungsquerschnitt deutlich geringer ausgeprägt sein). Weiterhin ließe sich feststellen, in welchen Zuständen diese Ionen sich befanden hätten. Solche theoretischen Daten stehen allerdings nicht zur Verfügung, sodass der Ursprung der Diskrepanz unklar bleibt.

Es kann allerdings auch für Xe^{5+} -Ionen eine Betrachtung der möglichen metastabilen Ionen unter Zuhilfenahme der Ergebnisse von Borovik Jr. [38] durchgeführt werden. Die Ionisationsschwelle für direkte Ionisation liegt für Ionen im Grundzustandsniveau $[\text{Kr}] 4d^{10} 5s^2 5p^2 P_{1/2}^o$ bei $(66,703 \pm 0,007) \text{ eV}$ [89]. Borovik Jr. [38] konnte auch für Xe^{5+} -Ionen ein Erheben des Wirkungsquerschnittes unterhalb dieser Energie feststellen, sodass im Primärionenstrahl vermutlich metastabile Ionen vorhanden waren. Er fand Hinweise auf die in Tabelle 7.1 aufgelisteten langlebigen Feinstrukturniveaus. Auch hier kann von einer ähnlichen Zusammensetzung des Primärionenstrahls während der neuen Messungen ausgegangen werden. Die Diskrepanz zwischen den verschiedenen Datensätzen kann mit lediglich diesen Informationen und ohne weitere theoretische Berechnungen allerdings nicht erklärt werden.

7.1.2 $\text{Xe}^{12+} \rightarrow \text{Xe}^{13+}$ und $\text{Xe}^{13+} \rightarrow \text{Xe}^{14+}$

Abbildung 7.2 zeigt den im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Wirkungsquerschnitt für Einfachionisation von Xe^{12+} - (Abbildung 7.2a) und Xe^{13+} -Ionen (Abbildung 7.2b) durch Elektronenstoß in Abhängigkeit der Elektronenenergie. Außerdem dargestellt sind Literaturwerte, die mit der alten Elektronenkanone an derselben Messapparatur aufgenommen wurden [38], sowie die Ionisationsschwelle des Grundzustandes. Weitere Literaturwerte stehen für diese Reaktionen nicht zur Verfügung.

Für Xe^{12+} -Ionen erreicht der Wirkungsquerschnitt sein Maximum mit etwa 3,5 Mb bei circa 800 eV und fällt anschließend bis zur maximal gemessenen Elektron-Ion-Kollisionsenergie von 3200 eV monoton ab. Im Fall von Xe^{13+} -Ionen ist der maximale Wert mit circa 2,8 Mb ebenfalls bei etwa 800 eV, wie es zu erwarten ist, etwas niedriger. Auch hier ist im weiteren Verlauf bis zur maximalen Energie von 3500 eV eine gleichmäßige Abnahme erkennbar. Die im Rahmen dieser Beobachtungen gleichbleibende energetische Position des Wirkungsquerschnittsmaximums lässt sich mit den großen Energieschritten erklären – bei genauerer Betrachtung sollte diese Energie für Xe^{13+} -Ionen etwas höher liegen. Beide Wirkungsquerschnitte stimmen mit den Literaturwerten im gemeinsamen Energiebereich bis 1000 eV im Rahmen der jeweiligen Unsicherheiten exzellent überein. Für Xe^{13+} -Ionen wird sogar die, allerdings innerhalb der absoluten Messunsicherheiten liegende, Struktur knapp unterhalb des Wirkungsquerschnittsmaximums wiedergegeben. Ein Vergleich mit den Energie-Scan-Messungen von Borovik Jr. [38] legt nahe, dass diese Struktur durch resonante Prozesse bedingt ist und nicht etwa infolge von statistischen oder schwankenden systematischen Unsicherheiten auftritt. Literaturwerte für den Bereich oberhalb von 1000 eV existieren nach Kenntnis des Autors nicht.

Weiterhin in Abbildung 7.2 eingezeichnet sind die jeweiligen Schwellen für direkte Ionisation des Grundzustandes. Für Xe^{12+} -Ionen mit dem Grundzustandsniveau $[\text{Kr}] 4d^6 5D_4$ beträgt diese (281 ± 3) eV [89]. Im Gegensatz zu den im voranstehenden Unterkapitel vorgestellten Daten für niedrig geladene Xenonionen lässt sich für diese mittelhoch geladenen Xe^{12+} -Ionen eindeutig Ionisationssignal unterhalb der Ionisationsschwelle des Grundzustandes feststellen. Dieses äußert sich in signifikant von Null verschiedenen Wirkungsquerschnitten für die beiden Messpunkte bei 200 eV und 250 eV, die sich auch unter Berücksichtigung der Energieungenauigkeit von circa ± 10 eV unterhalb der Ionisationsschwelle befinden. Dies ist ein eindeutiges Anzeichen für die Präsenz von Ionen in angeregten, langlebigen Zuständen im Primärionenstrahl. Dieses Anzeichen fand sich auch bei Borovik Jr. [38] und dieser konnte mithilfe

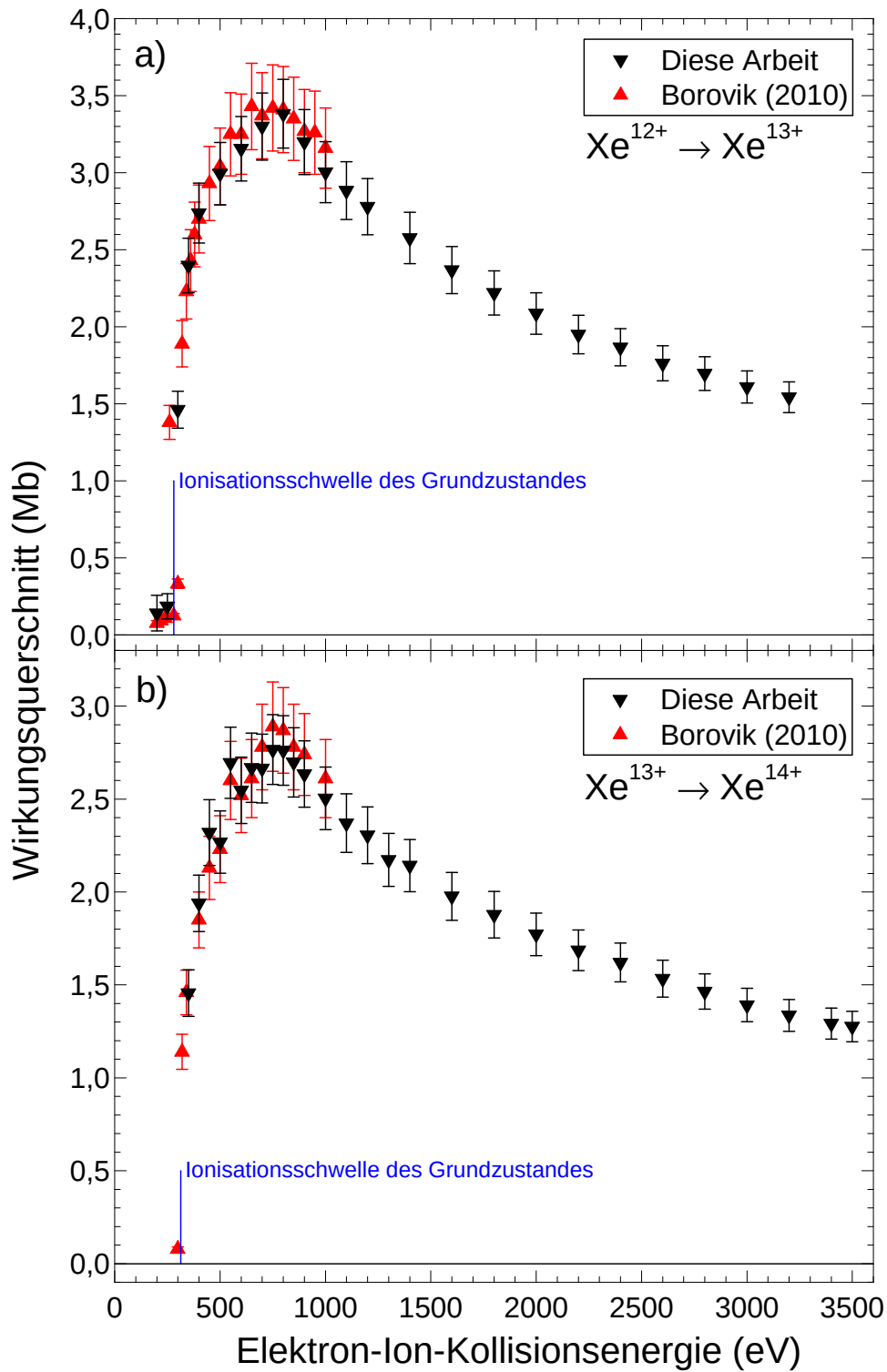


Abbildung 7.2: Grafische Darstellung des gemessenen Wirkungsquerschnittes sowie der gesamten Messunsicherheit für Elektronenstoß-Einfachionisation von a) Xe^{12+} - und b) Xe^{13+} -Ionen verglichen mit mithilfe der alten Elektronenkanone aufgenommenen Literaturwerten [38]. Außerdem eingezeichnet sind die jeweiligen Ionisationsschwellen des Grundzustandes [89].

Tabelle 7.2: Die Elektronenkonfigurationen der Ladungszustände Xe^{12+} und Xe^{13+} , die langlebige Feinstruktur-niveaus enthalten. Die für das jeweilige Ion erstgenannte ist die Grundzustandskonfiguration. Die Spanne der Anregungsenergien entspricht der Feinstrukturaufspaltung (berücksichtigend lediglich die langlebigen Niveaus), die angegebenen Lebensdauern entsprechen der Spanne dieser Niveaus. Mit Ausnahme der für diese Arbeit abgeschätzten Anteile stammen alle Werte von Borovik Jr. et al. [39]. Die Zahlen in eckigen Klammern (rechte Spalte) stehen für Exponenten einer Zehnerpotenz, mit der die vor der Klammer angegebene Zahl multipliziert werden muss.

Ion	Elektronen- konfigu- ration	Anzahl langlebiger Feinstruk- turniveaus	Anregungs- energie (in eV)	Abgeschätzter Anteil		Lebens- dauer (in s)
				[39]	Diese Arbeit	
Xe^{12+}	[Kr] $4d^6$	33	1,2 – 23,5	0,982	0,97	7[-4] – 4[3]
	[Kr] $4d^5 4f$	5	95,3 – 102,9	0,018	0,03	8[-4] – 5[-2]
Xe^{13+}	[Kr] $4d^5$	36	5,4 – 23,1	0,986	0,97	1[-3] – 2[9]
	[Kr] $4d^4 4f$	8	100,4 – 107,5	0,014	0,03	3[-3] – 3[-2]

des Cowan-Codes [37] dafür in Frage kommende Elektronenkonfigurationen und Feinstruktur-niveaus identifizieren. Neben Feinstruktur-niveaus des Grundzustandes [Kr] $4d^6$ handelt es sich hierbei um solche der Elektronenkonfiguration [Kr] $4d^5 4f$. Eine Übersicht über die langlebigen Zustände findet sich in Tabelle 7.2. Aufgrund der hohen Anzahl an Feinstruktur-niveaus sind diese dabei nicht einzeln angegeben, eine detailliertere Auflistung findet sich bei Borovik Jr. [38].

Für Xe^{13+} -Ionen liegt die Ionisationsschwelle des Grundzustandsniveaus [Kr] $4d^5 {}^6S_{5/2}$ bei (314 ± 3) eV [89]. Hier lässt sich infolge des Fehlens diesbezüglicher Messpunkte (es wurden versehentlich keine Messungen bei Energien unterhalb der Ionisations-schwelle durchgeführt) keine gesicherte Aussage über die Präsenz metastabiler Ionen treffen. Es ist also wieder ein Vergleich mit den Ergebnissen von Borovik Jr. [38] vonnöten. In dessen Messdaten sind Anzeichen für metastabile Ionen vorhanden und er fand Feinstruktur-niveaus der Grundzustandskonfiguration [Kr] $4d^5$ sowie der Elektronenkonfiguration [Kr] $4d^4 4f$. Auch diese langlebigen Zustände sind in Tabelle 7.2 aufgeführt, wobei sich eine detailliertere Auflistung bei Borovik Jr. [38] findet.

Für Einfachionisation von Xe^{12+} - und Xe^{13+} -Ionen wurden von Borovik Jr. et al. [39] außerdem theoretische Berechnungen des Wirkungsquerschnittes nach der CADW-Methode (Details hierzu finden sich in Kapitel 2.3) durchgeführt. Die hierbei angenommenen Anteile metastabiler Ionen sind ebenfalls in Tabelle 7.2 angegeben. Diese Anteile schätzten Borovik Jr. et al. [39] unter Zuhilfenahme der seinerzeit

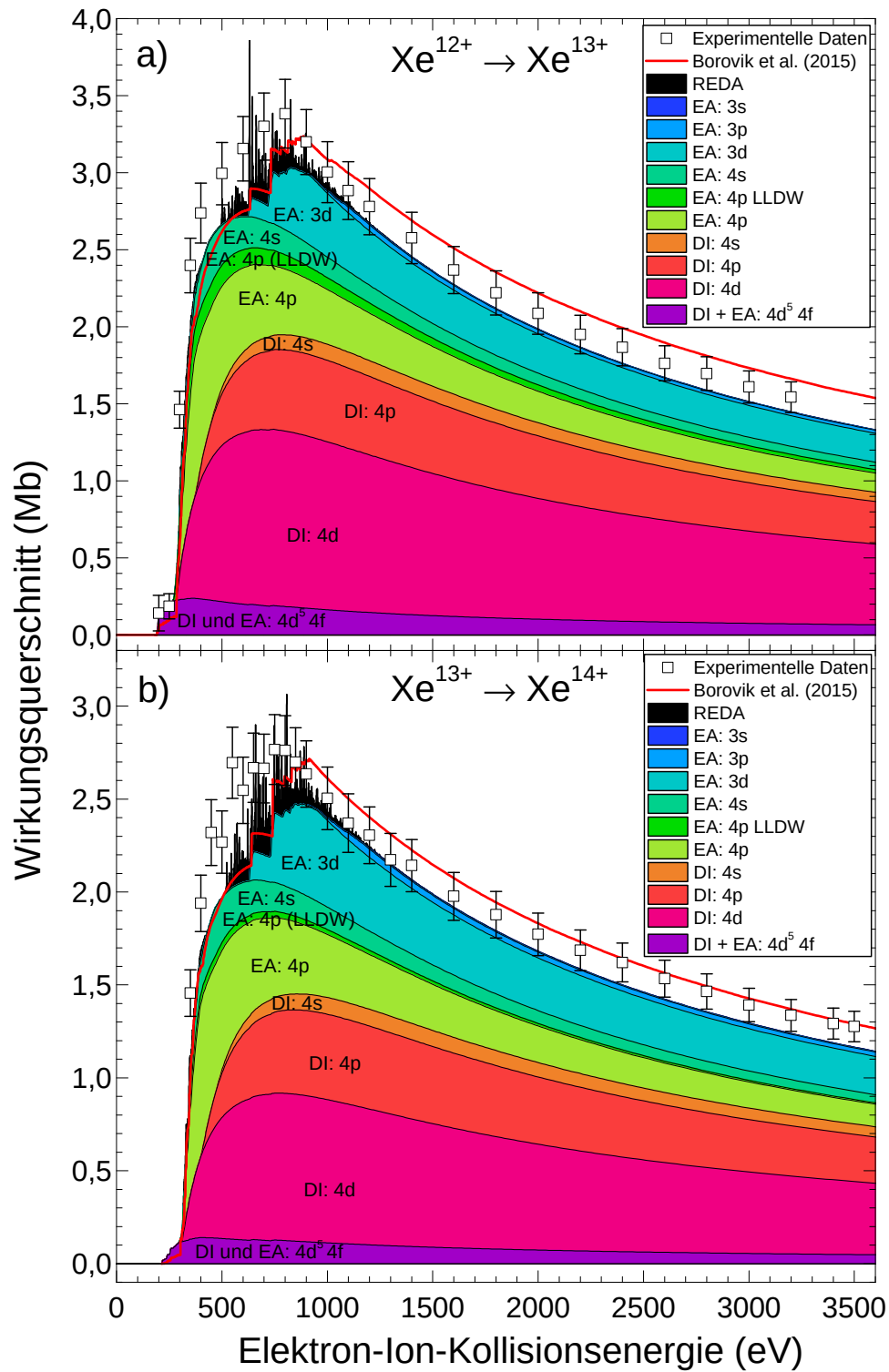


Abbildung 7.3: Grafische Darstellung des gemessenen Wirkungsquerschnittes sowie der gesamten Messunsicherheit für Elektronenstoß-Einfachionisation von a) Xe^{12+} - und b) Xe^{13+} -Ionen verglichen mit theoretisch berechneten Literaturwerten (durchgezogene rote Linie, [39]) sowie neuen Berechnungen (farblich gekennzeichnete Flächen, [28]). Weitere Erläuterungen finden sich im Textkörper.

ebenfalls durchgeführten Energie-Scan-Messungen ab. Die jeweiligen Ergebnisse sind in Abbildung 7.3 als durchgezogene rote Linie gezeigt.

Zusätzlich gezeigt sind in Abbildung 7.3 die neuen experimentellen Ergebnisse sowie (gekennzeichnet durch farblich verschiedene Flächen) ebenfalls neue, detaillierte theoretische Berechnungen dieser beiden Wirkungsquerschnitte [28, 119]. Diese wurden mithilfe des FAC-Codes [64] nach der SCADW-Methode durchgeführt (siehe Kapitel 2.3). Dabei liest sich die Notation wie folgt: „DI: 4s“ steht für direkte Ionisation unter Emission eines 4s-Elektrons. Bei „EA: 4s“ wird ein 4s-Elektron in einen höheren Zustand angeregt und das Ion regt sich über einen Autoionisationsprozess ab. Die neuen Berechnungen bieten, neben der prinzipiell höheren Genauigkeit der SCADW-Methode im Vergleich zur CADW-Methode, gegenüber den alten Daten drei signifikante Vorteile: Zum einen wurden in den Rechnungen von Borovik Jr. et al. [39] lediglich die Prozesse der direkten Ionisation sowie der Anregungs-Autoionisation berücksichtigt, REDA- und READI-Prozesse fanden aufgrund der hohen Komplexität diesbezüglicher Berechnungen keine Berücksichtigung. Die neuen Berechnungen hingegen berücksichtigen auch die resonanten REDA-Prozesse (die infolge des Zwei-Elektronen-Überganges wesentlich selteneren und komplizierter zu berechnenden READI-Prozesse werden auch hier vernachlässigt), was sich in den deutlich sichtbaren resonanten Strukturen im Bereich um das Wirkungsquerschnittsmaximum zwischen 500 eV und 1000 eV zeigt. Zweitens wurden die Prozesse für Anregungs-Autoionisation aus der 4p-Unterschale um feinstrukturaufgelöste Berechnungen korrigiert (gekennzeichnet als: „EA: 4p (LLDW)“), weil die Anregungsenergien dieser Prozesse jeweils teilweise ober- und unterhalb der Ionisationsschwelle liegen und somit auch nur teilweise in Auger-Prozessen resultieren können (vergleiche Kapitel 2.3). Die dritte Verbesserung ist die explizite Berechnung aller Verzweungsverhältnisse (vergleiche Kapitel 2) anstelle der pauschalen Annahme aller Verzweungsverhältnisse zu 1, was zu wesentlich realistischeren Resultaten führt.

Für die neuen Messergebnisse standen zwar keine Energie-Scan-Messungen zur Verfügung, zumindest für die Xe^{12+} -Ionen jedoch zwei absolute Messpunkte unterhalb der Ionisationsschwelle des Grundzustandes, die sich signifikant von Null unterscheiden. Demzufolge kann der Anteil an Ionen in angeregten, langlebigen Zuständen im Primärionenstrahl durch Anpassung der theoretischen Resultate abgeschätzt werden, wodurch sich ein Anteil von etwa 3 % ergibt. Dabei verteilt sich dieser Wert anteilig auf die einzelnen, langlebigen Feinstrukturniveaus. Der Anteil ist, wie aufgrund des bis auf die Elektronenkanone identischen Versuchsaufbaus zu erwarten ist, sehr ähnlich zu dem von Borovik Jr. et al. [39] ermittelten Wert von 1,8 %. Innerhalb der hier

nicht explizit abgeschätzten, aber für dieses Vorgehen eher großen jeweiligen Unsicherheiten können beide als identisch angesehen werden. Mit dieser Annahme des Anteils an metastabilen Ionen stimmen die berechneten Werte mit den experimentellen Ergebnissen für Einfachionisation von Xe^{12+} -Ionen fast im gesamten Energiebereich ordentlich überein. Lediglich im Bereich des Anstiegs des Wirkungsquerschnittes bis zum Wirkungsquerschnittsmaximum liegen die berechneten Werte leicht, aber signifikant, unterhalb der experimentellen Ergebnisse. Es ist zu beachten, dass auch die theoretischen Werte eine, hier allerdings nicht explizit abgeschätzte, Unsicherheit aufweisen.

Für Xe^{13+} -Ionen ergibt sich ein sehr ähnliches Bild: Die neuen berechneten Wirkungsquerschnitte liegen im Bereich des Anstiegs des Wirkungsquerschnittes bis hin zum Maximum signifikant leicht unterhalb der experimentellen Werte. Für höhere Energien hingegen stimmen beide Datensätze gut miteinander überein. Dabei gestaltet es sich infolge der nicht zur Verfügung stehenden Energie-Scan-Messungen sowie von fehlenden Messpunkten unterhalb der Ionisationsschwelle des Grundzustandes schwierig, einen Anteil an metastabilen Ionen im Primärionenstrahl abzuschätzen. Infolge der (bis auf die Elektronenkanone) identischen Messapparatur sowie der gut miteinander übereinstimmenden absoluten experimentellen Werte können aber die von Borovik Jr. et al. [39] abgeschätzten Werte als Anhaltspunkt angesehen werden. Es wurde hier erneut ein Anteil von Ionen im angeregten, langlebigen Zustand $[\text{Kr}] 4d^4 4f$ von 3 % angenommen, da dieser Anteil in einer sehr guten Übereinstimmung mit den experimentellen Daten resultiert und nahe am Wert von Borovik Jr. et al. [39] liegt. Eine Unsicherheit von einigen Prozentpunkten muss hierfür aber angesetzt werden.

Verglichen mit den Rechnungen von Borovik Jr. et al. [39] zeigt sich für beide Ladungszustände, dass die neuen theoretischen Resultate zu höheren Energien hin etwas niedriger liegen. Dies liegt hauptsächlich an der expliziten Berechnung aller Verzweungsverhältnisse und stellt eine signifikante Verbesserung dar. Betrachtet man lediglich die direkten Ionisationsprozesse sowie die Anregungs-Autoionisation, so liegen die neuen Daten wiederum infolge der Berücksichtigung der Verzweungsverhältnisse auch bei niedrigen Energien unterhalb der Literaturwerte von Borovik Jr. et al. [39]. Die explizite Berücksichtigung der REDA-Prozesse hingegen erhöht den Wirkungsquerschnitt in diesem Bereich signifikant und resultiert in einer besseren Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Insgesamt ergibt sich für beide Ladungszustände eine ordentliche Übereinstimmung aller drei Datensätze, wobei die neuen theoretischen Berechnungen als Verbesserung der theoretischen Literaturdaten angesehen werden können.

Anhand der farblich eingefärbten Flächen der neuen theoretischen Resultate in Abbildung 7.3 können weiterhin die für diese Wirkungsquerschnitte bedeutenden Prozesse identifiziert werden. Hier ergibt sich für beide Ladungszustände qualitativ ein sehr ähnliches Bild. Da der Unterschied zwischen den beiden Ionensorten lediglich in einem 4d-Elektron besteht und die zugrundeliegende Physik von diesem einen Elektron nicht signifikant abhängen sollte, ergibt dies physikalisch unmittelbar Sinn. Betrachtet man die einzelnen Prozesse, so liefert die direkte Ionisation aus der 4d-Unterschale den größten Beitrag, jedoch liegt dieser im gesamten Energiebereich bei weniger als 50 % des totalen Wirkungsquerschnittes. Für Xe^{13+} -Ionen ist der Beitrag außerdem prozentual leicht geringer als für Xe^{12+} -Ionen. Dies lässt sich dadurch erklären, dass ein 4d-Elektron weniger als Ziel vorhanden ist, die Anzahl an Elektronen in den anderen Unterschalen (von Belang sind hier insbesondere 3d, 4s und 4p) sich aber nicht ändert. Somit wächst der relative Beitrag aller anderen Unterschalen im Vergleich zu die 4d-Unterschale involvierenden Prozessen leicht an. Für beide Ladungszustände tragen außerdem auch die direkte Ionisation aus anderen Unterschalen sowie indirekte Prozesse der Anregungs-Autoionisation signifikant zum totalen Ionisationswirkungsquerschnitt bei. Dabei sind insbesondere die 4p-Unterschale involvierende Prozesse zu erwähnen. Im Bereich um das Wirkungsquerschnittsmaximum weisen, lokal begrenzt, außerdem die resonanten REDA-Prozesse für beide Ladungszustände signifikante Beiträge auf. Außerdem zeigt sich bei genauer Betrachtung des berechneten Wirkungsquerschnittes für Einfachionisation von Xe^{13+} -Ionen die erwartete leichte Verschiebung zu höheren Energien hin im Vergleich zu Xe^{12+} -Ionen.

Für den Anteil der im Primärionenstrahl vorhandenen Ionen im angeregten, langlebigen Zustand $[\text{Kr}] 4d^5 4f$ beziehungsweise $[\text{Kr}] 4d^4 4f$ sind in Abbildung 7.3 die einzelnen Prozesse aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht aufgeschlüsselt. Die prozentuale Verteilung auf die einzelnen Prozesse ähnelt aber der für die Grundzustandsionen (mit dem Unterschied, dass ein geringer Beitrag für direkte Ionisation aus der 4f-Unterschale hinzukommt).

7.2 Doppelionisation von Xe^{q+} -Ionen ($q = 2, 12, 13, 14$)

Der Wirkungsquerschnitt für Doppelionisation von Xe^{q+} -Ionen durch Elektronenstoß wurde für die Ladungszustände $q = 2, 12, 13$ und 14 gemessen. Da die Resultate für die drei letztgenannten Ladungszustände sich qualitativ stark ähneln und somit ähnliche physikalische Gesetzmäßigkeiten erkannt werden können, werden diese größtenteils

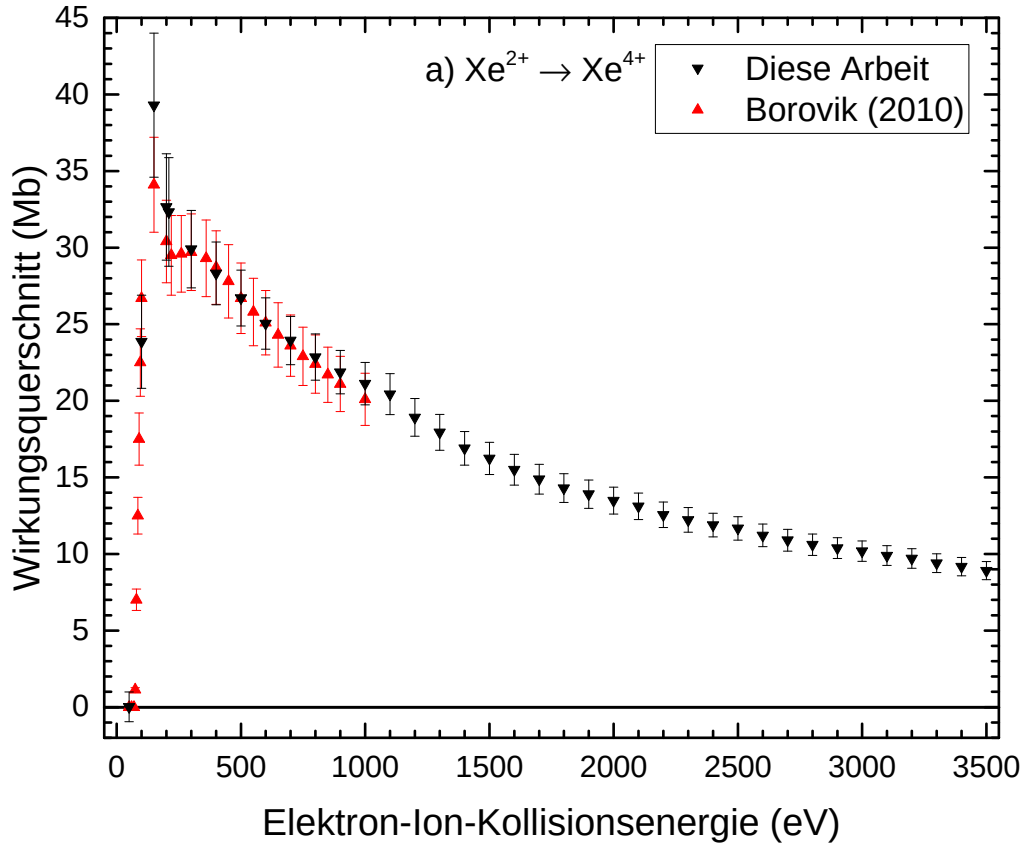


Abbildung 7.4: Grafische Darstellung des gemessenen Wirkungsquerschnittes sowie der gesamten Messunsicherheit für Elektronenstoß-Doppelionisation von Xe^{2+} -Ionen verglichen mit mithilfe der alten Elektronenkanone aufgenommenen Literaturwerten [38].

gemeinsam dargestellt und analysiert. Außerdem werden die experimentellen Daten dieser Ionen mit den neu durchgeführten theoretischen Rechnungen verglichen [28, 119].

7.2.1 $\text{Xe}^{2+} \rightarrow \text{Xe}^{4+}$

Der Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß-Doppelionisation von Xe^{2+} -Ionen ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Er erreicht sein Maximum mit circa 40 Mb bei in etwa 150 eV und fällt zu höheren Energien bis 3500 eV hin erwartungsgemäß streng monoton ab. Mit den mit der alten Elektronenkanone aufgenommenen Literaturwerten [38] stimmen die neuen Ergebnisse im gemeinsamen Energiebereich bis 1000 eV hervorragend überein. Weitere experimentelle oder theoretische Literaturwerte für diesen Prozess existieren in der Literatur nicht. Daher ist ein Vergleich lediglich für die niedrigen Elektronenenergien möglich.

Die niedrigst mögliche Ionisationsenergie für Doppelionisation des Grundzustandes $[\text{Kr}] 4d^{10} 5s^2 5p^4 {}^3P_2$ von Xe^{2+} -Ionen beträgt $(73,25 \pm 0,24) \text{ eV}$ [89]. Ob der Wirkungsquerschnitt sich bereits unterhalb dieser Energie zu erheben beginnt, kann mit den neuen Messdaten (wie für Einfachionisation bereits in Kapitel 7.1 erläutert) infolge der groben Energieschritte sowie der relativ hohen Energieungenauigkeit nicht beurteilt werden. Eindeutig zu erkennen ist lediglich, dass der Messpunkt bei circa 50 eV nicht signifikant von 0 abweicht - dort ist also kein Ionisationssignal zu erkennen.

Somit gestaltet sich auch eine Abschätzung des Anteils an Ionen in angeregten, langlebigen Zuständen im Primärionenstrahl anhand der zur Verfügung stehenden Daten schwierig. Es ist aber zu erwarten, dass dieser Anteil näherungsweise dem Anteil für die Messungen der Einfachionisation von Xe^{2+} -Ionen entspricht, da beide Messreihen innerhalb von kurzer Zeit an derselben Messapparatur und ohne signifikante Änderung der Ionenquellenparameter durchgeführt wurden. Außerdem sollte er dem Anteil der Messungen von Borovik Jr. [38] infolge des (bis auf die Elektronenkanone) identischen Versuchsaufbaus sowie der sehr gut miteinander übereinstimmenden Wirkungsquerschnitte ähnlich sein.

7.2.2 $\text{Xe}^{12+} \rightarrow \text{Xe}^{14+}$, $\text{Xe}^{13+} \rightarrow \text{Xe}^{15+}$ und $\text{Xe}^{14+} \rightarrow \text{Xe}^{16+}$

Abbildung 7.5 zeigt den im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Wirkungsquerschnitt für Doppelionisation von Xe^{12+} - (Abbildung 7.5a), Xe^{13+} - (Abbildung 7.5b) und Xe^{14+} -Ionen (Abbildung 7.5c) durch Elektronenstoß in Abhängigkeit der Elektronenenergie. Außerdem dargestellt sind Literaturwerte, die mit der alten Elektronenkanone an derselben Messapparatur aufgenommen wurden [38], sowie die Ionisationsschwelle des Grundzustandes. Weitere Literaturwerte stehen für diese Reaktionen nicht zur Verfügung. Für alle drei Ladungszustände stimmen die neuen Ergebnisse mit den Daten von Borovik Jr. [38] im gemeinsamen Energiebereich bis 1000 eV innerhalb der jeweiligen Unsicherheiten hervorragend überein. Der jeweilige weitere Verlauf der Wirkungsquerschnitte gestaltet sich qualitativ sehr ähnlich: Zu höheren Energien hin wird ein Maximum erreicht (die ungefähren absoluten Wirkungsquerschnitte der Maxima sowie deren jeweilige Position sind in Tabelle 7.3 dargestellt) und der gemessene Wirkungsquerschnitt fällt anschließend bis zur maximalen Elektron-Ion-Kollisionsenergie von 3500 eV nur sehr leicht und innerhalb der jeweiligen Unsicherheiten ab. Diese interessante Beobachtung stellt einen signifikanten Unterschied zu vielen anderen Wirkungsquerschnitten für Elektronenstoßionisation von Ionen dar, da die Wirkungsquerschnitte aller drei Ladungszustände über einen

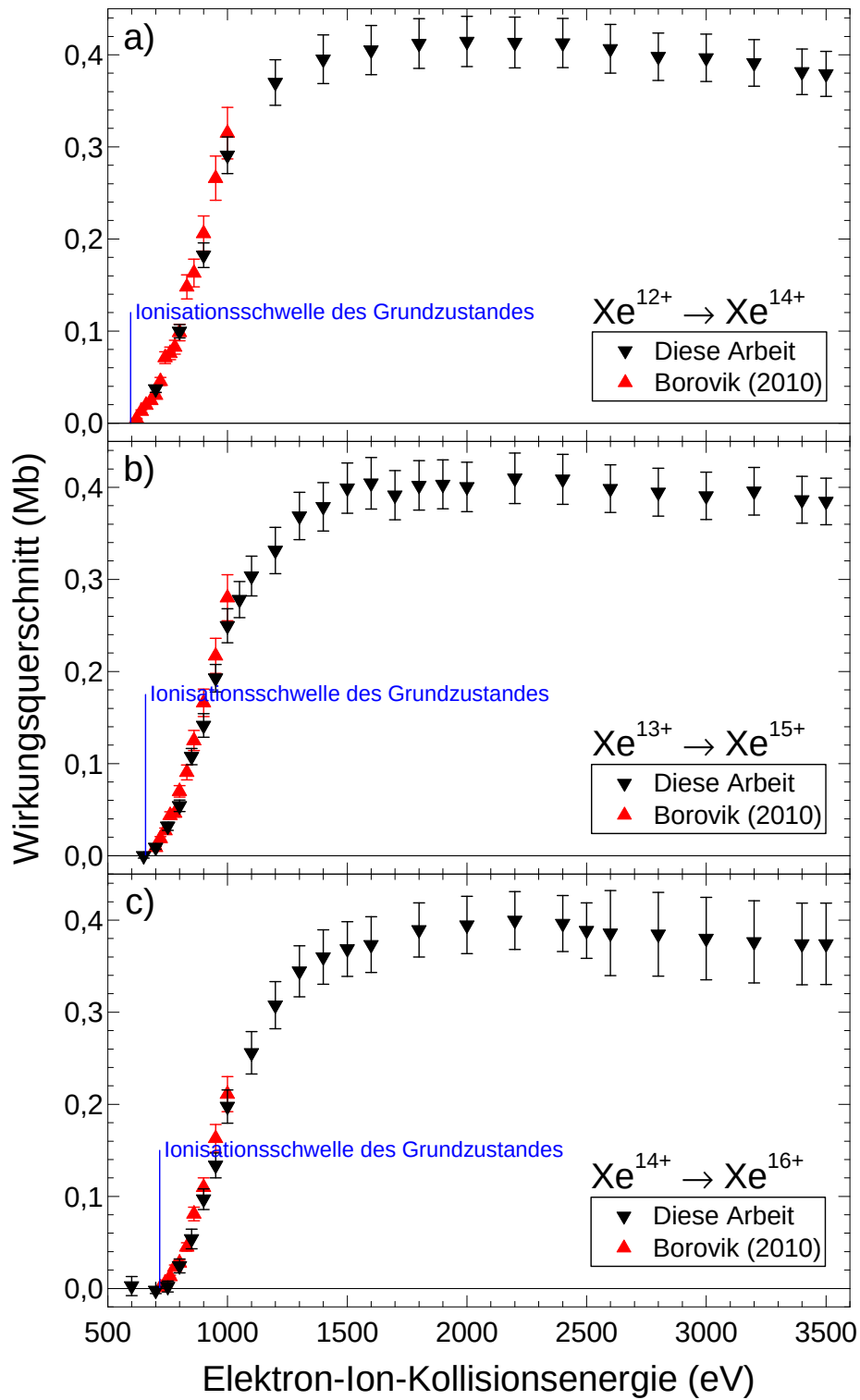


Abbildung 7.5: Grafische Darstellung des gemessenen Wirkungsquerschnittes sowie der gesamten Messunsicherheit für Elektronenstoß-Doppelionisation von a) Xe^{12+} -, b) Xe^{13+} - und c) Xe^{14+} -Ionen verglichen mit mithilfe der alten Elektronenkanone aufgenommenen Literaturwerten [38]. Außerdem eingezeichnet sind die jeweiligen Ionisationsschwellen des Grundzustandes [89].

Tabelle 7.3: Die jeweilige energetische Position sowie der absoluter Wert des Wirkungsquerschnittsmaximums für Doppelionisation von Xe^{12+} -, Xe^{13+} - und Xe^{14+} -Ionen. Alle Zahlenwerte sind als ungefähre Werte zu betrachten. Wie zu erwarten ist, liegen die Maxima mit zunehmendem Ladungszustand bei leicht höheren Energien sowie leicht niedrigeren absoluten Werten.

Reaktion	Position des Wirkungsquerschnittsmaximums (in Mb)	Absoluter Wirkungsquerschnitt (in Mb)
$\text{Xe}^{12+} \rightarrow \text{Xe}^{14+}$	2000	0,41
$\text{Xe}^{13+} \rightarrow \text{Xe}^{15+}$	2200	0,41
$\text{Xe}^{14+} \rightarrow \text{Xe}^{16+}$	2200	0,40

Tabelle 7.4: Die jeweiligen Grundzustandsniveaus sowie Ionisationsschwellen für Doppelionisation von Xe^{12+} -, Xe^{13+} - und Xe^{14+} -Ionen [89].

Reaktion	Grundzustandsniveau	Ionisationsschwelle (in eV)
$\text{Xe}^{12+} \rightarrow \text{Xe}^{14+}$	$[\text{Kr}] 4d^6 \ ^5D_4$	$(595 \pm 6) \text{ eV}$
$\text{Xe}^{13+} \rightarrow \text{Xe}^{15+}$	$[\text{Kr}] 4d^5 \ ^6S_{5/2}$	$(657 \pm 6) \text{ eV}$
$\text{Xe}^{14+} \rightarrow \text{Xe}^{16+}$	$[\text{Kr}] 4d^4 \ ^5D_0$	$(717 \pm 6) \text{ eV}$

weiten Energiebereich zwischen circa 1500 eV und circa 3500 eV annähernd auf einem Niveau bleiben. Es ergibt sich also, anders als bei den Wirkungsquerschnitten für zum Beispiel Einfachionisation von Xe^{12+} -Ionen (vergleiche Abbildung 7.2) oder auch Doppelionisation von Xe^{2+} -Ionen (vergleiche Abbildung 7.4), kein scharfes, in seiner Energie einigermaßen genau lokalisierbares Maximum.

Hier sei kurz erwähnt, dass, wie in Kapitel 6.7 bereits erläutert wurde (siehe hierzu insbesondere Abbildung 6.14 sowie der zugehörige Textkörper), sich für die Messungen an Xe^{14+} -Ionen lediglich für Elektron-Ion-Kollisionsenergien bis zu 2500 eV eine eindeutige Kompensation der Potentialmulde zeigte. Für höhere Energien ist die Situation nicht eindeutig. Daher wurde das ebenfalls in Kapitel 6.7 erläuterte Verfahren zur Abschätzung einer zusätzlichen Messunsicherheit angewandt, was sich in etwas größeren Unsicherheiten bei den hohen Energien äußert.

Darüber hinaus lässt sich für alle drei Ladungszustände kein Ionisationssignal unterhalb der Schwelle für direkte Ionisation des jeweiligen Grundzustandes beobachten (eine Auflistung der jeweiligen Grundzustandsniveaus sowie Ionisationsschwellen findet sich in Tabelle 7.4). Dies steht zumindest für Xe^{12+} -Ionen im Gegensatz zur eindeutigen Beobachtung der Existenz angeregter, langlebiger Ionen im Primärionenstrahl während der Messungen zur Einfachionisation, weil beide Messreihen innerhalb

Tabelle 7.5: Die Elektronenkonfigurationen der Ladungszustände Xe^{12+} , Xe^{13+} und Xe^{14+} , die langlebige Feinstruktur-niveaus enthalten. Die für das jeweilige Ion erstgenannte ist die Grundzustandskonfiguration. Die Spanne der Anregungsenergien entspricht der Feinstrukturaufspaltung (berücksichtigend lediglich die langlebigen Niveaus), die angegebenen Lebensdauern entsprechen der Spanne dieser Niveaus. Mit Ausnahme der für diese Arbeit abgeschätzten Anteile stammen alle Werte von Borovik Jr. et al. [39]. Die Zahlen in eckigen Klammern (rechte Spalte) stehen für Exponenten einer Zehnerpotenz, mit der die vor der Klammer angegebene Zahl multipliziert werden muss.

Ion	Elektronenkonfiguration	Anzahl langlebiger Feinstruktur-niveaus	Anregungsenergie (in eV)	Abgeschätzter Anteil		Lebensdauer (in s)
				[39]	Diese Arbeit	
Xe^{12+}	[Kr] $4d^6$	33	1,2 – 23,5	0,982	0,97	7[-4] – 4[3]
	[Kr] $4d^5 4f$	5	95,3 – 102,9	0,018	0,03	8[-4] – 5[-2]
Xe^{13+}	[Kr] $4d^5$	36	5,4 – 23,1	0,986	0,97	1[-3] – 2[9]
	[Kr] $4d^4 4f$	8	100,4 – 107,5	0,014	0,03	3[-3] – 3[-2]
Xe^{14+}	[Kr] $4d^4$	33	0,8 – 25,7	0,98	0,97	6[-4] – 8[-1]
	[Kr] $4d^3 4f$	5	102,4 – 108,3	0,02	0,03	2[-3] – 6[-3]

eines kurzen Zeitraums direkt hintereinander und ohne signifikante Änderung der Ionenquellenparameter durchgeführt wurden. Es ist also zu erwarten, dass beide Messreihen sehr ähnliche Anteile an metastabilen Ionen im Primärionenstrahl aufweisen. Eine mögliche Erklärung ist, dass der Wirkungsquerschnitt für Doppelionisation der metastabilen Ionen unterhalb der Ionisationsschwelle des Grundzustandes so klein ist, dass dieser im Rahmen der gegebenen Messunsicherheit nicht beobachtet werden konnte. Dieser Vermutung folgend wird in der weiteren Analyse der Daten der Doppelionisation von Xe^{12+} -Ionen ebenfalls von einem Anteil an metastabilen Ionen von etwa 3 % (vergleiche Tabelle 7.5) ausgegangen. Gleiches gilt für die Messungen an den Xe^{13+} -Ionen. Für Xe^{14+} -Ionen kann diese Vorgehensweise nicht angewendet werden, da kein Wirkungsquerschnitt für Einfachionisation gemessen wurde. Hier wurde der Anteil an metastabilen Ionen durch Vergleiche zwischen den theoretischen und experimentellen Daten sowie anhand der Vermutung, dass der Anteil ähnlich dem von Borovik Jr. et al. [39] sein sollte, ebenfalls zu etwa 3 % abgeschätzt. Auch für diesen Wert ist eine Unsicherheit von einigen Prozentpunkten anzunehmen. Zusammen mit den möglichen langlebigen Niveaus findet sich diese Information in Tabelle 7.5 (zur besseren Übersicht enthält diese die Daten aus Tabelle 7.2 erneut).

Für Doppelionisation der drei betrachteten Ladungszustände wurden weiterhin theoretische Berechnungen der Wirkungsquerschnitte durchgeführt [28, 119]. Diese erfolgten

analog zu den in Kapitel 7.1.2 beschriebenen Berechnungen für Einfachionisation mithilfe des FAC-Codes [64] nach der SCADW-Methode (siehe Kapitel 2.3). Die Berechnung von Wirkungsquerschnitten für Doppelionisation gestaltet sich aufgrund der höheren Komplexität der zugrundeliegenden Physik (es müssen insgesamt 4 anstatt 3 Teilchen betrachtet werden) allerdings deutlich schwieriger als für Einfachionisation. Demzufolge sind die hier vorgestellten Rechnungen die ersten dem Autor dieser Dissertation bekannten Berechnungen für diese Ionensorten. Sie sind außerdem noch nicht abgeschlossen. Zugrunde gelegt wurden für die hier vorgestellten Berechnungen lediglich die Prozesse der Ionisations-Autoionisation (IA) sowie der Anregungs-Doppelautoionisation (EDA), die direkte Doppelionisation (DDI) sowie die Anregungs-Auto-Doppelionisation (EADI) hingegen wurden nicht betrachtet (Einzelheiten zu den jeweiligen Prozessen finden sich in Kapitel 2.1.4). Hintergrund dieser Vorgehensweise ist, dass die letztgenannten Prozesse schwierig zu berechnen sind und die zuverlässige Berechnung bisher noch nicht gelang [119]. Im Rahmen der vorbereitenden Arbeiten für eine Publikation [28] wird daran aber momentan weiterhin gearbeitet.

Abbildung 7.6 zeigt die gemessenen Wirkungsquerschnitte für Doppelionisation von a) Xe^{12+} -, b) Xe^{13+} - und c) Xe^{14+} -Ionen gemeinsam mit den jeweiligen theoretisch berechneten Werten. Dabei sind die einzelnen Prozesse durch farblich schraffierte Flächen gekennzeichnet. Es steht „IA: 3s“ für eine Doppelionisation mit direkter Ionisation unter Aussendung eines 3s-Elektrons und anschließender Autoionisation des verbleibenden angeregten Ions. Bei der „EDA: 3s“ wird ein 3s-Elektron so hoch angeregt, dass das Ion durch zwei aufeinanderfolgende Ionisationsprozesse doppelt ionisiert wird.

Für alle drei Ladungszustände ergibt sich wieder ein qualitativ sehr ähnliches Bild: Die berechneten Werte stimmen mit den experimentellen Ergebnissen ab circa 1500 eV bis zur jeweils maximal gemessenen Elektron-Ion-Kollisionsenergie von 3500 eV im Rahmen der Unsicherheiten sehr gut überein. Bei niedrigeren Energien hingegen liegen die theoretischen Resultate signifikant unter den experimentellen Werten. Insbesondere steigen die berechneten Wirkungsquerschnitte zwischen circa 100 eV und circa 200 eV zu spät an. Im Bereich der Ionisationsschwelle sowie leicht darüber fehlen in den Rechnungen somit signifikant zum totalen Wirkungsquerschnitt beitragende Prozesse. Dieses Verhalten lässt sich durch die Natur der Berechnungen erklären: Die Prozesse der direkten Doppelionisation (DDI) sowie der Anregungs-Auto-Doppelionisation (EADI) wurden nicht berücksichtigt. Aufgrund der Struktur der beteiligten Ionen kann in den jeweiligen Energiebereichen, in denen die gemessenen und die berechneten

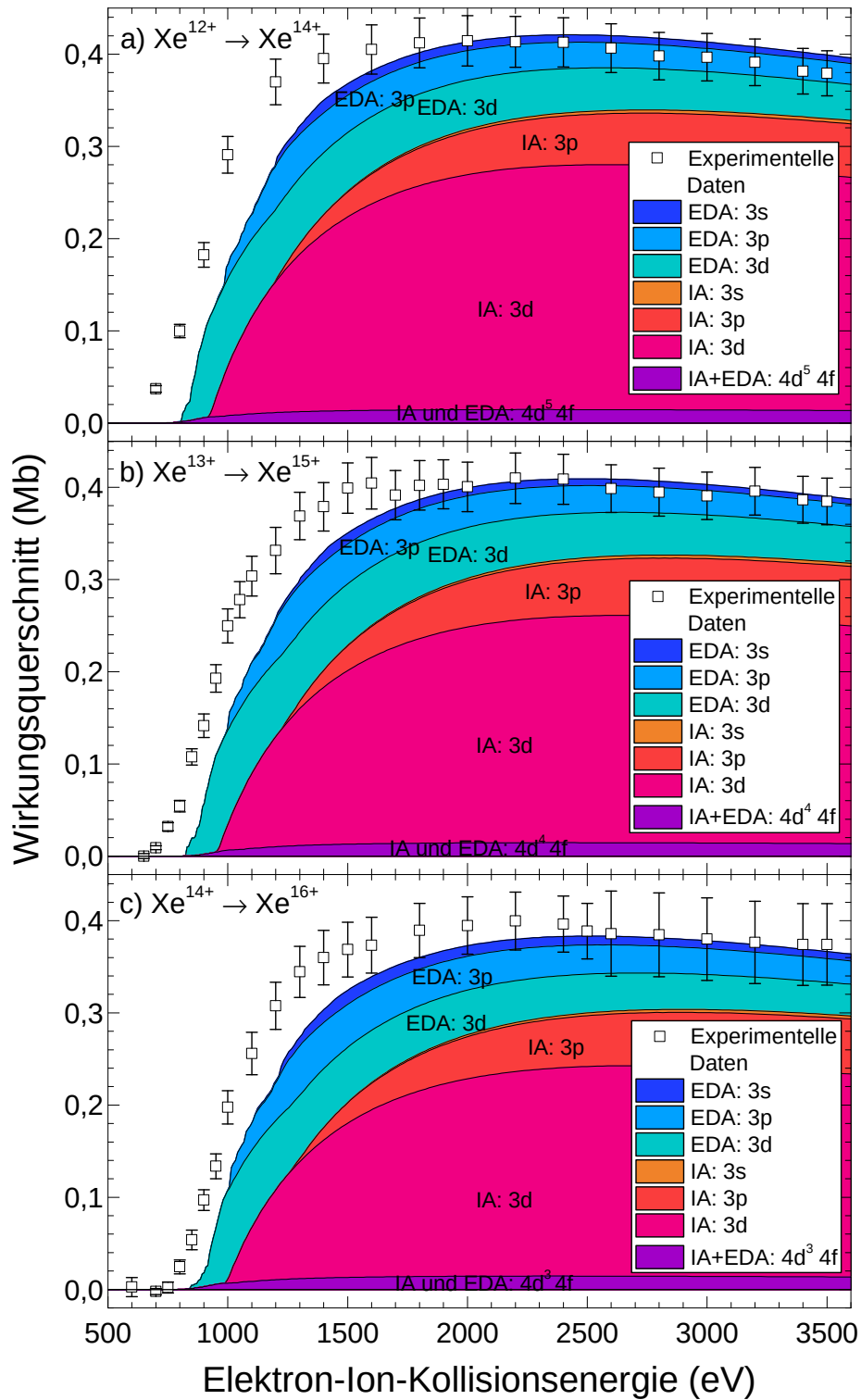


Abbildung 7.6: Grafische Darstellung des gemessenen Wirkungsquerschnittes sowie der gesamten Messunsicherheit für Doppelionisation von a) Xe^{12+} -, b) Xe^{13+} - und c) Xe^{14+} -Ionen verglichen mit neuen theoretischen Berechnungen (farblich gekennzeichnete Flächen, [28]). Weitere Erläuterungen finden sich im Textkörper.

Werte signifikant voneinander abweichen, von den bisher betrachteten Ionisationsprozessen aber nur die DDI überhaupt vorkommen. Die Ionisations-Autoionisation (IA) sowie die Anregungs-Doppelautoionisation (EDA) hingegen treten, wie durch die farblich gekennzeichneten Flächen zu erkennen ist, erst bei höheren Energien auf. Bei den niedrigen Energien weiterhin möglich wären Prozesse mit Ionisation aus einer inneren Schale unter gleichzeitiger Anregung weiterer Elektronen in energetisch passende Zustände und anschließender Autoionisation. Diese Prozesse kann man als IEA-Prozesse (vom Englischen *ionization-excitation-autoionization*) bezeichnen. Sie sind allerdings aufgrund ihrer Komplexität noch schwieriger zu berechnen.

Die möglichen Beiträge der einzelnen Prozesse sollen im Folgenden am Beispiel von Xe^{12+} -Ionen näher beleuchtet werden, wobei die Überlegungen für Xe^{13+} - sowie Xe^{14+} -Ionen mit angepassten Zahlenwerten analog gelten. Der theoretisch berechnete Wirkungsquerschnitt beginnt erst bei circa 800 eV anzusteigen und beträgt bei niedrigeren Energien (mit Ausnahme eines sehr geringen, bis zu circa 725 eV hinunterreichenden Beitrags der metastabilen Ionen) Null. Betrachtet man die einzelnen Prozesse genauer, so fällt auf, dass die direkte Doppelionisation bereits bei exakt der Ionisationsenergie entsprechenden beziehungsweise nur minimal darüber liegenden Elektron-Ion-Kollisionsenergien einsetzen kann, die indirekten Prozesse allerdings nicht. Die Energien, ab denen diese auftreten können, hängen von der inneren Struktur des jeweiligen Ions ab, da ein Verbleiben des Ions in einem autoionisierenden Zustand (für IA) beziehungsweise eine Anregung in einen Zustand, der zwei sequentielle Autoionisationsprozesse erlaubt (für EDA), nötig ist. Im Fall von Xe^{12+} -Ionen (und auch Xe^{13+} - sowie Xe^{14+} -Ionen) ist die Lage der Energieniveaus so, dass die Anregung eines Elektrons aus der 4s-Unterschale in einen beliebigen höheren Zustand lediglich in Einfachionisation resultieren kann (daher trägt dieser Prozess zum in Abbildung 7.3 gezeigten Wirkungsquerschnitt für Einfachionisation bei), nicht aber in Anregungs-Doppelautoionisation. Ebenfalls verbleibt das Ion bei direkter Entfernung eines 4s-Elektrons nicht in einem autoionisierenden Zustand, sodass in diesen Fällen eine radiative Abregung des Ions und somit eine effektive Einfachionisation energetisch die einzige Möglichkeit ist. Die energetisch jeweils niedrigst liegenden Prozesse, die EDA oder IA von Xe^{12+} -Ionen erlauben, laufen unter Beteiligung eines 3d-Elektrons ab. Diese Prozesse beginnen aber, wie aus Abbildung 7.6 ersichtlich, erst bei circa 800 eV beziehungsweise leicht über 900 eV. Diese innere Struktur der betrachteten Ionen erklärt die Tatsache, dass die berechneten Prozesse der Ionisations-Autoionisation sowie der Anregungs-Doppelautoionisation die Erhebung des Wirkungsquerschnittes ab der Ionisationsschwelle des Grundzustandes

nicht erklären können. Dieser Beitrag des Wirkungsquerschnittes muss also durch in den Rechnungen nicht berücksichtigte Prozesse verursacht worden sein. Möglich wäre hier zum einen die direkte Doppelionisation, zum anderen komplexere Prozesse wie zum Beispiel IEA. Dies führt zu dem Schluss, dass, zumindest im Bereich der Ionisationsschwelle und leicht darüber, auch für schwere und mittelhoch geladene Ionen wie Xe^{12+} mindestens einer dieser Prozesse nicht vernachlässigt werden darf. Zu hohen Energien hin scheinen diese aber zunehmend unbedeutender zu werden, sodass die Beiträge der betrachteten Prozesse den Wirkungsquerschnitt dominieren beziehungsweise möglicherweise sogar als einzige signifikant zum totalen Wirkungsquerschnitt beitragen. Überprüfen ließe sich dies durch die explizite Berechnung der direkten Doppelionisation sowie der weiteren theoretisch möglichen Prozesse für Elektronenstoßionisation dieser Ionen. Theoretische Daten dieser Art stehen allerdings bislang nicht zur Verfügung. Im Zuge des Versuchs einer weiteren Verbesserung der hier vorgestellten theoretischen Ergebnisse laufen aber momentan Bemühungen zur Berechnung der direkten Doppelionisation für die untersuchten Ionen [28, 119].

Es zeigt sich bei Betrachtung von Abbildung 7.6 außerdem, dass für alle drei Ladungszustände die Ionisations-Autoionisation mit (im ersten Schritt) Ionisation durch Emission eines 3d-Elektrons den bei höheren Energien dominanten Prozess darstellt. Allerdings liefern auch die Ionisations-Autoionisation nach Emission eines 3p-Elektrons sowie die Anregungs-Doppelautoionisation mit Anregung eines 3d- beziehungsweise 3p-Elektrons signifikante Beiträge zum totalen Wirkungsquerschnitt. Der berechnete Beitrag von Ionen in den angeregten, langlebigen Konfigurationen $[\text{Kr}] 4d^5 4f$ (für Xe^{12+}), $[\text{Kr}] 4d^4 4f$ (für Xe^{13+}) sowie $[\text{Kr}] 4d^3 4f$ (für Xe^{14+}) hingegen ist über den gesamten Energiebereich relativ gering und liegt innerhalb der absoluten Messunsicherheit (begründet werden kann dies mit dem zu lediglich 3 % angenommenen Anteil solcher Ionen im Primärionenstrahl). Dies stützt die weiter vorne geäußerte Vermutung, dass solche Ionen im Primärionenstrahl durchaus vorhanden waren, ihr unterhalb der Ionisationsschwelle des Grundzustandes liegender Beitrag zum gesamten Wirkungsquerschnitt allerdings aufgrund seiner geringen Größe in Abbildung 7.5 nicht beobachtet werden konnte.

Interessant ist weiterhin die Beobachtung, dass im Gegensatz zur Einfachionisation die absoluten Wirkungsquerschnitte wie auch die prozentualen Beiträge der einzelnen Prozesse für alle drei Ladungszustände ungefähr gleich groß bleiben. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die unterschiedlich besetzte 4d-Unterschale involvierenden Prozesse aus energetischen Gründen ohnehin zu keinen Doppelionisationsprozessen beitragen können. Da die signifikanten Beiträge zu den jeweiligen Wirkungsquer-

schnitten in erster Linie Elektronen aus der M-Schale involvieren und deren Anzahl konstant bleibt, verringert sich der absolute Wert der jeweiligen Wirkungsquerschnitte mit steigendem Ladungszustand nur sehr leicht und auch der Anteil der einzelnen Prozesse ändert sich kaum.

7.3 Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation bei identischen Ladungszuständen

Eine weitere interessante Größe ist das Verhältnis zwischen den Wirkungsquerschnitten für Doppel- sowie Einfachionisation derselben Ionensorte bei identischen Elektron-Ion-Kollisionsenergien. Falls dieses Verhältnis bei den relevanten Energien sehr klein ist, so können die Prozesse für Doppel- sowie höhere Ionisationsprozesse im Rahmen von Anwendungen wie zum Beispiel der Modellierung beziehungsweise Analyse von Plasmen technischer oder astrophysikalischer Art vernachlässigt werden. Ist dies allerdings nicht der Fall, so werden diese Prozesse signifikant zu den im Plasma stattfindenden Vorgängen beitragen und dürfen bei der Modellierung somit nicht vernachlässigt werden. Dies verkompliziert die Modellierungen infolge des zusätzlichen Rechenaufwandes zwar, ist aber für eine präzise Voraussage des Verhaltens des jeweiligen Plasmas beziehungsweise für dessen Analyse unabdingbar.

Allgemein gilt, dass Mehrfachionisationsprozesse für Plasmen im thermodynamischen Gleichgewicht in aller Regel vernachlässigt werden können [58, 70, 72]. Dies liegt daran, dass bei den Energien, für die der jeweilige Ladungszustand im Plasma mit signifikantem Anteil vorkommt, die Wirkungsquerschnitte für Doppelionisation sowie höhere Ionisationsprozesse normalerweise sehr klein gegenüber denen für Einfachionisation sind. Wird bei höheren Energien (bzw. Temperaturen) im Plasma die Doppelionisation bedeutsam, so ist der Anteil des jeweiligen Ions durch die Einfachionisationsprozesse typischerweise bereits nahe Null. Dies gilt allerdings nicht bei plötzlichen Änderungen der Plasmatemperatur oder bei Plasmen mit oszillierenden Temperaturen [58, 70, 123]. In diesen Fällen ist es möglich, dass die Änderung der Ladungszustandsverteilung im Plasma nicht schnell genug abläuft, um die Mehrfachionisationsprozesse vernachlässigen zu dürfen. In diesem Kapitel werden die Verhältnisse der gemessenen Wirkungsquerschnitte für Doppel- und Einfachionisation dargestellt, um einen schnellen Überblick über die Energie- beziehungsweise Temperaturbereiche, in denen Doppelionisation nicht vernachlässigt werden darf, zu bekommen.

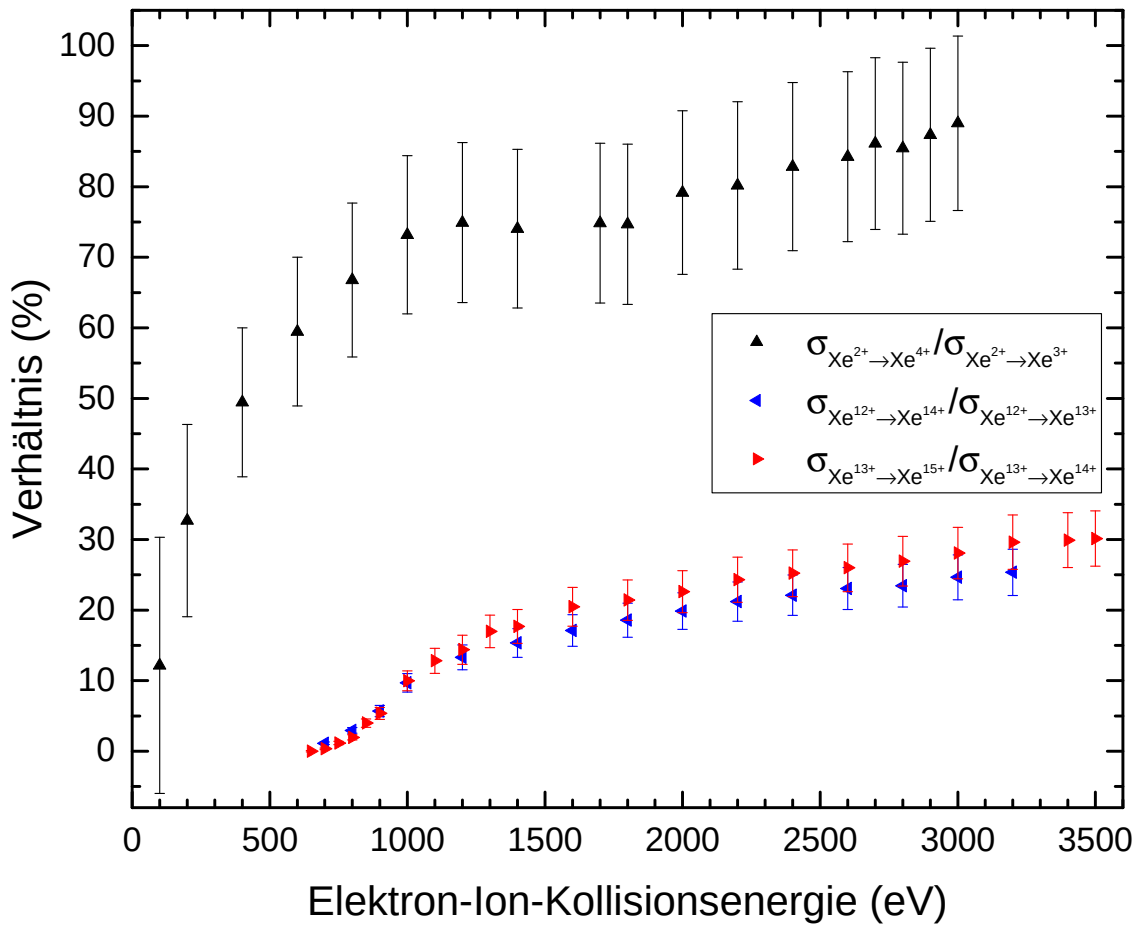


Abbildung 7.7: Grafische Darstellung des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte für Doppel- sowie Einfachionisation von Xe^{2+} -, Xe^{12+} - und Xe^{13+} -Ionen durch Elektronenstoß. Die jeweiligen Werte entstammen den Abbildungen 7.1, 7.2, 7.4 und 7.5 beziehungsweise Anhang A.

Abbildung 7.7 zeigt die Verhältnisse der gemessenen Wirkungsquerschnitte für Doppel- und Einfachionisation von Xe^{2+} -, Xe^{12+} - und Xe^{13+} -Ionen. Dies sind die einzigen Ladungszustände, für die beide Ionisationsprozesse gemessen wurden. Dabei wurden die gezeigten Unsicherheiten jeweils durch Fehlerfortpflanzung der gesamten Messunsicherheiten der jeweiligen Wirkungsquerschnitte ermittelt. Die jeweiligen Wirkungsquerschnitte entstammen den Abbildungen 7.1, 7.2, 7.4 und 7.5 beziehungsweise Anhang A.

Es zeigt sich, dass für alle drei Ladungszustände Energiebereiche existieren, in denen das Verhältnis zwischen Doppel- und Einfachionisation nicht klein ist. Somit kann die Doppelionisation, je nach betrachteter Energie, durchaus einen signifikanten Anteil am gesamten, über alle Ionisationsprozesse addierten Ionisationswirkungsquerschnitt aufweisen. Dies gilt insbesondere für Xe^{2+} -Ionen. Hier beträgt das Verhältnis be-

reits bei etwa 500 eV 50 % und steigt zu höheren Energien hin weiter an. Für die maximale Elektron-Ion-Kollisionsenergie von 3000 eV ist der Wirkungsquerschnitt für Doppelionisation, unter Berücksichtigung der jeweiligen Unsicherheiten, genauso groß wie der für Einfachionisation. Daraus folgend liegt weiterhin die Vermutung nahe, dass bei diesen Energien auch Dreifach- sowie noch höhere Ionisationsprozesse einen signifikanten Anteil am gesamten Ionisationswirkungsquerschnitt haben könnten. Diese Fragestellung wurde auch von Müller et al. [124] untersucht, allerdings war die damals verfügbare Elektron-Ion-Kollisionsenergie auf etwa 700 eV beschränkt. Bei dieser Energie beträgt das Verhältnis von Dreifach- zu Einfachionisation von Xe^{2+} -Ionen etwa 12 % [124], allerdings mit steigender Tendenz bei zunehmender Elektronenenergie. Es erscheint daher lohnenswert, den Wirkungsquerschnitt für diese Prozesse mit den nun verfügbaren höheren Energien zukünftig ebenfalls zu messen.

Für Xe^{12+} - und Xe^{13+} -Ionen verläuft das Verhältnis zwischen Doppel- und Einfachionisation in Abhängigkeit der Elektron-Ion-Kollisionsenergie sehr ähnlich. In beiden Fällen steigt der Wert zu höheren Energien hin monoton an und erreicht bei den höchsten betrachteten Energien bei etwas über 3000 eV circa 25 % bis 30 %. Dieses Verhalten ergibt sich aus der bereits erwähnten, nur sehr leichten Abnahme des Wirkungsquerschnittes für Doppelionisation von Xe^{12+} - beziehungsweise Xe^{13+} -Ionen zu höheren Energien hin. Demzufolge wäre ein weiterer Anstieg des Verhältnisses bei noch höheren Elektron-Ion-Kollisionsenergien zu erwarten. Der Anteil der Doppelionisation ist für diese Ionensorten zwar deutlich geringer als für Xe^{2+} -Ionen, bei hohen Energien aber trotzdem signifikant. In diesem Fall liegt allerdings, im Gegensatz zu Xe^{2+} -Ionen, weiterhin die Vermutung nahe, dass Dreifach- sowie noch höhere Ionisationsprozesse nur unwesentlich zum gesamten, über alle Ionisationsstufen summierten Wirkungsquerschnitt beitragen sollten. Der Nutzen einer zusätzlichen Messung des Wirkungsquerschnittes für Dreifachionisation von Xe^{12+} - und Xe^{13+} -Ionen erscheint also zumindest fraglich.

8 Schlussfolgerungen und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neue Hochleistungselektronenkanone für den Energiebereich zwischen 10 eV und 3500 eV in die Anlage für Elektron-Ion-Stöße am I. Physikalischen Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen eingebaut und ausführlich getestet. Dadurch wurde der an dieser Apparatur für Untersuchungen der Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßionisation von Ionen zugängliche Energiebereich von vorher bis zu 1000 eV auf nun bis zu 3500 eV bei annähernd gleichbleibend hohen Elektronenströmen erweitert. Im Zuge der Charakterisierungsmessungen konnte gezeigt werden, dass der Einsatz einer Elektronenkanone mit der verwendeten Bauart (bandförmiger, in diesem Fall ungefähr 60 mm breiter Elektronenstrahl und dadurch sehr hohe Elektronenströme) bis zu Elektronenenergien von 3500 eV prinzipiell möglich ist. Auch die prinzipiell mögliche Anwendung verschiedener Betriebsmodi wurde gezeigt. Jedoch sind für eine verlässliche Anwendung aller angestrebter Modi (insbesondere der Modi ohne Potentialmulde sowie der Hochstrommodi) im gesamten Energiebereich weitere Untersuchungen sowie apparative Verbesserungen nötig.

Zusätzlich wurden Wirkungsquerschnitte für Einfach- sowie Doppelionisation von Xenonionen mit den Ladungszuständen $q = 2, 5, 12$ und 13 (für Einfachionisation) beziehungsweise $q = 2, 12, 13$ und 14 (für Doppelionisation) durch Elektronenstoß gemessen. Dabei wurde der Bereich an Elektron-Ion-Kollisionsenergien, für die diese Wirkungsquerschnitte experimentell bekannt sind, in der Regel um einen Faktor von etwa 3 vergrößert. Vergleiche mit neuen theoretischen Berechnungen [28] zeigen, dass die Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßionisation mittelhoch geladener Xenonionen (Xe^{12+} sowie Xe^{13+}) mit ordentlicher Genauigkeit berechnet werden konnten. Die zugehörigen berechneten Wirkungsquerschnitte für Doppelionisation solcher Ionen (Xe^{12+} , Xe^{13+} sowie Xe^{14+}) hingegen weisen insbesondere im Bereich der Ionisationsschwelle und leicht darüber signifikante Abweichungen von den experimentellen Daten auf. Diese sind in der noch fehlenden Berücksichtigung bestimmter Prozesse (z. B. der direkten Doppelionisation) in den Rechnungen begründet.

Direkt mit den im Rahmen dieser Arbeit mithilfe dieser Elektronenkanone durchge-

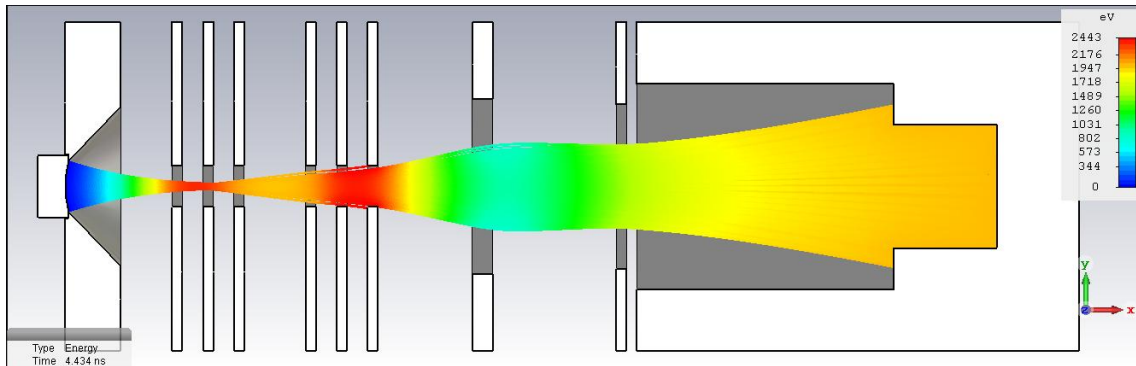


Abbildung 8.1: Grafische Darstellung der Simulationsergebnisse für die Trajektorien des Elektronenstrahls bei derzeitiger Konfiguration der Elektroden [125]. Die Simulation erfolgte für eine Elektronenenergie von 2000 eV im Hochenergiemodus HE0.25 (Zeile 1 in Tabelle 5.1).

fürten Untersuchungen verbunden sind diverse zukünftige Pläne für ihre Weiterentwicklung, ihren wissenschaftlichen Einsatz sowie die Entwicklung einer verbesserten Version zum Einsatz an einem Speicherring, dem CRYRING@ESR am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt. Diese Pläne werden im Folgenden dargestellt.

8.1 Pläne für die Weiterentwicklung der Elektronenkanone

Auch wenn die Elektronenkanone sich momentan im wissenschaftlichen Einsatz befindet und unter ihrer Verwendung bereits fundierte Erkenntnisse gewonnen werden konnten, so ist die Entwicklung sowie Implementierung in die Anlage noch nicht abgeschlossen. Die Pläne für weitere Verbesserungen sowie alternative Möglichkeiten beinhalten bei derzeitigem Stand unter anderem:

- Im Rahmen von Simulationen der Elektronentrajektorien in der Elektronenkanone wurde festgestellt, dass die Fokussierung des Elektronenstrahls bei derzeitigem Aufbau zu früh erfolgt [125]. Wie in der die Simulationsergebnisse darstellenden Abbildung 8.1 ersichtlich ist, wird der Elektronenstrahl bereits im Bereich der Steuerelektrode 2 fokussiert. Dies führt zu hohen Verlustströmen an den Elektroden nach der Wechselwirkungszone (siehe Kapitel 6.3) und außerdem möglicherweise zu einer nicht-feldfreien Wechselwirkungszone, was zu den in Kapitel 6.5 erläuterten Ablenkungen des Primär- und Produktionstrahls beitragen könnte. Weitere (hier nicht gezeigte) Simulationen zeigten außerdem, dass die zu frühe Fokussierung durch eine Vergrößerung des Öffnungswinkels

der Kathodenelektrode behoben werden könnte. Zu diesem Zweck wurde eine neue Kathodenelektrode mit einem größeren Öffnungswinkel gefertigt, die kurz vor dem Abschluss dieser Arbeit (nach Durchführung aller in dieser Arbeit vorgestellten Messungen) in die Apparatur eingebaut wurde. Zur Durchführung von Messungen zur Überprüfung der Effekte dieses Wechsels war aufgrund des für den Einbau nötigen Belüftens der Streukammer allerdings zunächst eine erneute Konditionierung der Elektronenkanone erforderlich. Erste diesbezügliche Untersuchungen mit positiven Resultaten wurden bereits durchgeführt [126], weitere solcher Simulationen sowie Experimente zur Optimierung des Öffnungswinkels sollen möglicherweise folgen.

Es sei angemerkt, dass beim Vergleich der technischen Zeichnungen (sowie der vor dem Wechsel tatsächlich eingebauten Kathodenelektrode) mit den ursprünglichen Simulationen auffiel, dass beim Bau der Kathodenelektrode unbeabsichtigt von den Maßen der Simulationen abgewichen wurde. Dies wurde aufgrund nur sehr geringer und mit dem bloßen Auge kaum wahrnehmbarer Unterschiede erst sehr spät entdeckt. Somit stellt die nun eingebaute Version der Kathodenelektrode die nach den ursprünglichen Simulationen eigentlich gewünschte Bauform dar.

- Bisher müssen die an den Elektroden anliegenden Potentiale stets per Hand an den Netzgeräten direkt beziehungsweise, für die auf einem Potential liegenden Netzgeräte, über Fernsteuerungen per Lichtleiter eingestellt werden. Dies führt dazu, dass die Genauigkeit der Elektronenenergie (und somit auch der Elektron-Ion-Kollisionsenergie) von der Einstell- beziehungsweise Ablesegenauigkeit an den Netzgeräten abhängt und somit nicht besser als 10 eV werden kann. Daher soll, wie auch schon für frühere Elektronenkanonen, ein Rückkopplungssystem für die die Elektronenenergie definierenden Netzgeräte installiert werden. Dieses System vergleicht die effektiv zwischen der Kathode sowie der Wechselwirkungszone anliegende Potentialdifferenz mit der gewünschten Elektronenenergie und regelt diese bei Abweichungen automatisch auf den gewünschten Wert. Durch den zusätzlichen Einsatz eines schnellen und präzisen Netzgerätes kann somit eine Genauigkeit der eingestellten Elektronenenergie im Bereich von wenigen Zehntel Elektronenvolt erreicht werden.
- Ebenfalls noch nicht für diese Elektronenkanone realisiert ist die Möglichkeit der Energie-Scan-Messungen (siehe Kapitel 3.2). Da diese Messungen wertvolle Informationen liefern, ist deren Implementierung für die nahe Zukunft geplant.

Hierzu müssen allerdings als Voraussetzung zunächst das im vorigen Absatz erläuterte Rückkopplungssystem sowie das schnelle und präzise Netzgerät installiert werden. Vorarbeiten hierzu wurden [81] und werden begleitend zum laufenden Betrieb durchgeführt.

- Die Bestimmung der an den einzelnen Elektroden abfließenden Verlustströme erfolgt momentan durch manuelles Ablesen an eigens für diesen Zweck installierten Multimetern für jede einzelne Messung. Aus diesen Daten wird dann, bislang ebenfalls manuell, die Elektronenstromkorrektur (siehe Kapitel 5.4) ermittelt. In das System eingebaut sind aber zusätzlich Strom-Spannungs-Wandler für den an jeder einzelnen Elektrode abfließenden Strom. Bislang werden die von diesen erzeugten Spannungssignale lediglich dazu genutzt, die Elektronenkanone bei zu hohen Verlustströmen an den Elektroden automatisch auszuschalten und somit vor Beschädigungen zu schützen. Prinzipiell ermöglichen sie aber auch eine automatisierte, computergesteuerte Auslese der Verlustströme sowie damit verbunden eine automatisierte Berechnung der Elektronenstromkorrektur. Beides bietet neben dem Vorteil der Zeitersparnis außerdem eine geringere Fehleranfälligkeit. Daher ist die Realisierung der automatisierten Verarbeitung dieser Daten geplant und momentan in Arbeit.
- Bereits bei der Konzipierung der Elektronenkanone wurde berücksichtigt, dass prinzipiell auch ein Einsatz als Quelle für thermische, einfach geladene Alkalimetallionen möglich ist. Hierzu wird die übliche, Elektronen emittierende Kathode durch ein Material ersetzt, das unter Erwärmung Ionen von Alkalimetallen freisetzt. Möglich ist das zum Beispiel mit Alkalialuminosilikaten in der Form $X_2O \cdot Al_2O_3 \cdot nSiO_2$, wobei X für die Alkalimetalle Lithium, Natrium, Kalium, Rubidium und Caesium stehen kann. Dies wurde mit der hier vorgestellten Elektronenkanone bereits einmal getestet, wobei aber nur sehr geringe Ströme im Bereich von Mikroampere erreicht werden konnten. Wie sich später herausstellte, lag allerdings eine fehlerhafte Verkabelung der Elektrodenpotentiale vor, sodass ein erneuter Versuch mit der inzwischen korrigierten Verkabelung lohnenswert erscheint. Hierdurch würde an der Messapparatur prinzipiell die Untersuchung von Ion-Ion-Stößen möglich.

8.2 Pläne für Wirkungsquerschnittsmessungen

In der jüngeren Vergangenheit wurden an der Anlage vorzugsweise Messungen von Wirkungsquerschnitten für Xenon- sowie Wolframionen durchgeführt. In den Kapiteln 5.1.1 und 7 wurde bereits dargelegt, dass beide Elemente beziehungsweise deren Ionen interessant für die Messung von Wirkungsquerschnitten für Elektronenstoßionisation sind. Dies liegt einerseits daran, dass voraussichtlich beide als Verunreinigungen im Plasma in zukünftigen Kernfusionsreaktoren zu finden sein werden, wodurch die genaue Kenntnis der zugehörigen Wirkungsquerschnitte beziehungsweise Plasmaraatenkoeffizienten bedeutsam für das Aufrechterhalten des Kernfusionsprozesses ist [23, 24]. Andererseits bieten die Ionen beider Elemente als Viel-Elektronen-Systeme Möglichkeiten für die Validierung theoretischer Berechnungen. Dies gilt insbesondere für die Wolframionen W^{q+} im Bereich von $q=11$ bis $q=27$, da diese eine offene 4f-Unterschale aufweisen. Experimentelle Daten für alle Ladungszustände bis W^{19+} wurden bereits gemessen [15, 18, 63] – für die Ladungszustände mit $q \geq 11$ allerdings mit der vormals an der Messapparatur installierten Elektronenkanone und somit lediglich im Energiebereich bis zu 1000 eV. Daher konnte für die höheren Ladungszustände aufgrund des begrenzten Elektronenenergiebereiches nicht einmal bis zum Maximum des jeweiligen Wirkungsquerschnittes gemessen werden. Für die höheren Ladungszustände ab W^{20+} existieren keine experimentellen, teilweise aber theoretische Daten [62, 127–129].

Ein Plan für die Zukunft ist, diese sowie weitere (noch zu berechnende) theoretische Daten mit experimentellen Ergebnissen vergleichen zu können. Daher sollen, neben der Erweiterung des bekannten Energiebereiches für Elektronenstoß-Einfachionisation von Wolframionen mit $11 \leq q \leq 19$, Wirkungsquerschnitte für Wolframionen mit $q \geq 20$ aufgenommen werden. Auch die Aufnahme von Messdaten für Doppelionisation dieser Ionen ist angestrebt. Des Weiteren sollen ähnliche Daten für Xenonionen gemessen werden. Von Interesse wäre hierbei, wie in Kapitel 7.3 bereits erläutert, insbesondere auch die Dreifachionisation von Xe^{2+} -Ionen. Da sich, wie aus Kapitel 7.3 weiterhin ersichtlich ist, die relativen Anteile von Doppel- und Einfachionisation am gesamten Ionisationswirkungsquerschnitt für niedrig (Xe^{2+}) und mittelhoch geladene Ionen (Xe^{12+} , Xe^{13+}) signifikant voneinander unterscheiden, wäre die Vermessung eines inmitten liegenden Ladungszustandes, zum Beispiel also die Doppelionisation von Xe^{5+} -Ionen oder Einfach- und Doppelionisation von Xe^{8+} -Ionen, ebenfalls interessant. Von Seiten der Theorie wäre weiterhin die Berechnung von Wirkungsquerschnitten für Doppelionisation solch schwerer, mittelhoch geladener Ionen unter expliziter Be-

rücksichtigung der direkten Doppelionisation (und eventuell weiterer, komplizierterer Prozesse, vergleiche hierzu Kapitel 7.2.2) wünschenswert.

8.3 Pläne für ein transversales Elektronentarget zum Aufbau am CRYRING@ESR

Wie bereits in Kapitel 5.1.4 angesprochen wurde ist es erstrebenswert, eine Elektronenkanone der in dieser Arbeit vorgestellten Bauart als transversales Elektronentarget an einem Ionen-Speicherring zu installieren. Aufbauend auf den mit dieser Elektronenkanone gesammelten Erfahrungen wird seit einiger Zeit eine solche Elektronenkanone entwickelt [108, 109]. In der diesbezüglichen Entwicklungsarbeit wurden substantielle Verbesserungen unter anderem in den Bereichen Hochspannungsfestigkeit, Eignung für Ultrahochvakuum sowie Trajektorien des Elektronen- beziehungsweise Ionenstrahls angestrebt. Um diese Ziele zu erreichen wurden zum Beispiel die Aufhängung der Elektronenkanone, das Kühlsystem des Kollektors sowie die Konfiguration der Elektroden sowie der zugehörigen Potentiale neu entworfen. So sind die Elektroden in dieser neuen Version allesamt mehrere Millimeter dick, um Randeffekte der Potentiale zu minimieren und außerdem eine höhere Beständigkeit der Elektroden gegen Hitzeeinwirkung zu erreichen. Weiterhin soll zusätzlich eine Titan-Sublimationspumpe eingesetzt sowie die Apertur für den Ionenstrahl deutlich vergrößert werden. Durch diese sowie weitere Anpassungen sollen Elektronenenergien von bis zu 12,5 keV bei Restgasdrücken im Bereich von 10^{-11} mbar sowie einem Betrieb an einem Ionen-Speicherring ohne Störung des notwendigen Ioneneinschusses erreicht werden. Durch die am vorgesehenen Einsatzort (der Speicherring CRYRING@ESR am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt) im Vergleich zur Gießener Messapparatur möglichen hohen Ionenenergien würden somit maximale Elektron-Ion-Kollisionsenergien von knapp über 20 keV erreicht werden können. Des Weiteren bietet eine im geplanten Aufbau offene Wechselwirkungszone die Möglichkeit für Photonen-spektroskopie, wodurch sich vielfältige Anwendungen in der Grundlagenforschung ergeben [108].

Momentan (Stand: März 2020) ist die theoretische Entwicklungsarbeit vorerst abgeschlossen und an der Justus-Liebig-Universität Gießen wird ein Teststand für diese neue Elektronenkanone aufgebaut. An diesem sollen Charakterisierungsmessungen ähnlich zu den in den Kapiteln 6.1 bis 6.4 beschriebenen Untersuchungen durchgeführt werden, um den zuverlässigen Betrieb zu zeigen beziehungsweise mögliche

Probleme feststellen und beheben zu können. Anschließend ist ein Transport an das GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt geplant, wo ein Einsatz am Ionen-Speicherring CRYRING@ESR angestrebt ist.

Literaturverzeichnis

- [1] B. Ebinger, A. Borovik Jr., T. Molkentin, A. Müller und S. Schippers. *Commissioning of a powerful electron gun for electron-ion crossed-beams experiments*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 408:317–322, 2017. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2017.03.136> (Seiten 2, 14, 63, 70, 96, 115, 130, 132, 183)
- [2] B. Ebinger, P. Liu, A. Borovik Jr., A. Müller, J. Zeng und S. Schippers. *Resonant and nonresonant indirect electron-impact single ionization of beryllium-like carbon ions via K-shell excitation*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 52:035202, 2019. <https://doi.org/10.1088/1361-6455/aaf6cf> (Seiten 2, 13, 14, 15, 20, 24, 26, 31, 41, 49, 50, 52, 53, 54, 57, 61, 183)
- [3] Alfred Müller. *Plasma rate coefficients for highly charged ion-electron collisions: new experimental access via ion storage rings*. International Journal of Mass Spectrometry, 192(1):9–22, 1999. ISSN 1387-3806. [https://doi.org/10.1016/S1387-3806\(99\)00098-6](https://doi.org/10.1016/S1387-3806(99)00098-6) (Seite 13)
- [4] K. Bartschat und M. J. Kushner. *Electron collisions with atoms, ions, molecules, and surfaces: Fundamental science empowering advances in technology*. Proceedings of the National Academy of Sciences, 113(26):7026–7034, 2016. ISSN 0027-8424. <https://doi.org/10.1073/pnas.1606132113> (Seite 13)
- [5] S. Schippers, E. Sokell, F. Aumayr, H. Sadeghpour, K. Ueda, I. Bray, K. Bartschat, A. Murray, J. Tennyson, A. Dorn, M. Yamazaki, M. Takahashi, N. Mason, O. Novotný, A. Wolf, L. Sanche, M. Centurion, Y. Yamazaki, G. Laricchia, C. M Surko, J. Sullivan, G. Gribakin, D. W. Savin, Yu. Ralchenko, R. Hoekstra und G. O’Sullivan. *Roadmap on photonic, electronic and atomic collision physics: II. Electron and antimatter interactions*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 52(17):171002, 2019. <https://doi.org/10.1088/1361-6455/ab26e0> (Seite 13)
- [6] Philipp Lenard. *Ueber Kathodenstrahlen in Gasen von atmosphärischem Druck*

- und im äussersten Vacuum.* Annalen der Physik, 287(2):225–267, 1894. <https://doi.org/10.1002/andp.18942870202> (Seite 13)
- [7] Philipp Lenard. *Über die Absorption von Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit.* Annalen der Physik, 317(12):714–744, 1903. <https://doi.org/10.1002/andp.19033171203> (Seite 13)
- [8] K. T. Dolder, M. F. A. Harrison und P. C. Thonemann. *A measurement of the ionization cross-section of helium ions by electron impact.* Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences, 264(1318):367–378, 1961. <https://doi.org/10.1098/rspa.1961.0205> (Seite 13)
- [9] P. Defrance, F. Brouillard, W. Claeys und G. van Wassenhove. *Crossed beam measurement of absolute cross sections: an alternative method and its application to the electron impact ionisation of He^+ .* Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics, 14(1):103–110, 1981. <https://doi.org/10.1088/0022-3700/14/1/012> (Seite 13)
- [10] A. Müller, K. Tinschert, G. Hofmann, E. Salzborn und G. H. Dunn. *Resonances in electron-impact single, double, and triple ionization of heavy metal ions.* Physical Review Letters, 61:70–73, 1988. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.70> (Seiten 14, 41)
- [11] E. D. Donets und V. P. Ovsyannikov. *Investigation of ionization of positive ions by electron impact.* Soviet Physics, Journal of Experimental and Theoretical Physics, 53(3):466, 1981. <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/e/index/e/53/3/p466?a=list> (Seite 14)
- [12] J. Linkemann, A. Müller, J. Kenntner, D. Habs, D. Schwalm, A. Wolf, N. R. Badnell und M. S. Pindzola. *Electron-Impact Ionization of Fe^{15+} Ions: An Ion Storage Ring Cross Section Measurement.* Physical Review Letters, 74:4173–4176, 1995. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.4173> (Seite 14)
- [13] M. Hahn, A. Becker, M. Grieser, C. Krantz, M. Lestinsky, A. Müller, O. Novotný, R. Repnow, S. Schippers, K. Spruck, A. Wolf und D. W. Savin. *Storage ring cross-section measurements for electron impact single and double ionization of Fe^{9+} and single ionization of Fe^{10+} .* The Astrophysical Journal, 760(1):80, 2012. <https://doi.org/10.1088/0004-637x/760/1/80> (Seite 14)
- [14] A. Müller, E. Salzborn, R. Frodl, R. Becker, H. Klein und H. Winter. *Absolute*

- ionisation cross sections for electrons incident on O^+ , Ne^+ , Xe^+ and Ar^{i+} ($i = 1, \dots, 5$) ions.* Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics, 13(9): 1877, 1980. <https://doi.org/10.1088/0022-3700/13/9/018> (Seite 14)
- [15] M. Stenke, K. Aichele, D. Harthiramani, G. Hofmann, M. Steidl, R. Völpel und E. Salzborn. *Electron-impact single-ionization of singly and multiply charged tungsten ions.* Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 28(13):2711, 1995. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/28/13/021> (Seiten 14, 157)
- [16] H. Teng, A. Müller, G. Hofmann, E. Salzborn und R. A. Phaneuf. *Autoionizing Resonances in Electron-Impact Ionization of O^{5+} Ions.* Physica Scripta, T92: 441–443, 2001. <https://doi.org/10.1238/Physica.Topical.092a00441> (Seiten 14, 49)
- [17] J. Rausch, A. Becker, K. Spruck, J. Hellhund, A. Borovik Jr., K. Huber, S. Schippers und A. Müller. *Electron-impact single and double ionization of W^{17+} .* Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 44(16): 165202, 2011. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/44/16/165202> (Seiten 14, 98)
- [18] A. Borovik Jr., B. Ebinger, D. Schury, S. Schippers und A. Müller. *Electron-impact single ionization of W^{19+} ions.* Physical Review A, 93:012708, 2016. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.93.012708> (Seiten 14, 25, 33, 65, 157)
- [19] A. Müller, A. Borovik Jr., K. Huber, S. Schippers, D. V. Fursa und I. Bray. *Indirect contributions to electron-impact ionization of Li^+ ($1s2s\ ^3S_1$) ions: Role of intermediate double-K-vacancy states.* Physical Review A, 97:022709, 2018. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.97.022709> (Seiten 14, 26)
- [20] 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.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 98(1):573–576, 1995. ISSN 0168-583X. [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(95\)00014-3](https://doi.org/10.1016/0168-583X(95)00014-3) (Seiten 14, 65)
- [21] W. Shi, J. Jacobi, H. Knopp, S. Schippers und A. Müller. *A high-current electron gun for electron-ion collision physics.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 205: 201–206, 2003. [https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(02\)01948-1](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(02)01948-1) (Seiten

- 14, 63, 66, 69, 72, 74, 88, 90, 91, 109)
- [22] R. Becker, A. Müller, C. Achenbach, K. Tinschert und E. Salzborn. *A dense electron target for the study of electron-ion collisions*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 9:385–388, 1985. [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(85\)90329-5](https://doi.org/10.1016/0168-583X(85)90329-5) (Seiten 14, 48, 50, 63, 64, 65, 66, 67, 91)
- [23] K. W. Hill, S. D. Scott, M. Bell, R. Budny, C. E. Bush, R. E. H. Clark, B. Denne-Hinnov, D. R. Ernst, G. W. Hammett, D. R. Mikkelsen, D. Mueller, J. Ongena, H. K. Park, A. T. Ramsey, E. J. Synakowski, G. Taylor, M. C. Zarnstorff und the TFTR group. *Tests of local transport theory and reduced wall impurity influx with highly radiative plasmas in the Tokamak fusion test reactor*. Physics of Plasmas, 6(3):877–884, 1999. <https://doi.org/10.1063/1.873327> (Seiten 15, 65, 127, 157)
- [24] Charles H. Skinner. *Atomic physics in the quest for fusion energy and ITER*. Physica Scripta, T134:014022, 2009. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/2009/t134/014022> (Seiten 15, 65, 127, 157)
- [25] S. D. Loch, M. S. Pindzola und D. C. Griffin. *Electron-impact ionization of atomic ions in the Sn and Xe isonuclear sequences*. International Journal of Mass Spectrometry, 271(1):68–75, 2008. ISSN 1387-3806. <https://doi.org/10.1016/j.ijms.2007.09.016>. Yong-Ki Kim Honour Issue (Seiten 15, 127)
- [26] Stéphane Mazouffre. *Electric propulsion for satellites and spacecraft: established technologies and novel approaches*. Plasma Sources Science and Technology, 25(3):033002, 2016. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/3/033002> (Seiten 15, 127)
- [27] Vincent M. Donnelly. *Plasma electron temperatures and electron energy distributions measured by trace rare gases optical emission spectroscopy*. Journal of Physics D: Applied Physics, 37(19):R217–R236, 2004. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/37/19/r01> (Seiten 15, 127)
- [28] F. Jin, B. Ebinger, A. Borovik Jr., B. M. Döhning und S. Schippers. *Electron-impact single and double ionization of Xe^{12+} , Xe^{13+} and Xe^{14+} ions*. In Vorbereitung (Seiten 15, 27, 31, 128, 129, 137, 138, 141, 145, 146, 147, 149, 153)
- [29] Alfred Müller. *Electron-ion collisions: Fundamental processes in the focus of applied research*. In *Advances in atomic, molecular and optical physics*, Vol. 55, S.

- 293–417. Academic Press, 2008. [https://doi.org/10.1016/S1049-250X\(07\)55006-8](https://doi.org/10.1016/S1049-250X(07)55006-8) (Seite 16)
- [30] Alfred Müller. *Ion Formation Processes: Ionization in Ion-Electron Collisions*. In *Physics of Ion Impact Phenomena, Vol. 54 der Springer Series in Chemical Physics*. Springer, Berlin, Heidelberg, 1991. ISBN 978-3-642-84350-1. https://doi.org/10.1007/978-3-642-84350-1_2 (Seiten 16, 29)
- [31] H. Deutsch, F. X. Bronold und K. Becker. *Calculation of electron-impact ionization cross sections: Bottom-up inductive vs. top-down deductive approaches*. *International Journal of Mass Spectrometry*, 365–366:128–139, 2014. ISSN 1387-3806. <https://doi.org/10.1016/j.ijms.2014.01.011> (Seite 16)
- [32] A. Müller, A. Borovik Jr., K. Huber, S. Schippers, D. V. Fursa und I. Bray. *Double-K-vacancy states in electron-impact single ionization of metastable two-electron $N^{5+}(1s2s\ ^3S_1)$ ions*. *Physical Review A*, 90:010701, 2014. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.90.010701> (Seiten 20, 26, 41, 49)
- [33] Michal Gryziński. *Classical Theory of Atomic Collisions. I. Theory of Inelastic Collisions*. *Physical Review*, 138:A336–A358, 1965. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.138.A336> (Seite 21)
- [34] V. Jonauskas, A. Pranciševičius, Š. Masys und A. Kynienė. *Electron-impact direct double ionization as a sequence of processes*. *Physical Review A*, 89:052714, 2014. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.89.052714> (Seiten 21, 27)
- [35] P. Liu, J. Zeng und J. Yuan. *A practical theoretical formalism for atomic multi-electron processes: direct multiple ionization by a single auger decay or by impact of a single electron or photon*. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 51(7):075202, 2018. <https://doi.org/10.1088/1361-6455/aab195> (Seiten 21, 27)
- [36] Benjamin Ebinger. *Elektronenstoßionisation von berylliumartigen Kohlenstoffionen*. Masterthesis am Institut für Atom- und Molekülphysik der Justus-Liebig-Universität Gießen, 2015 (Seiten 23, 24, 31, 48, 49, 51, 183)
- [37] Robert Duane Cowan. *The theory of atomic structure and spectra (Los Alamos series in basic and applied sciences)*. University of California Press, 1981 (Seiten 24, 31, 48, 136)
- [38] Alexander Borovik Jr. *Electron-impact ionization of xenon and tin ions*. Dissertation am Institut für Atom- und Molekülphysik der Justus-Liebig-Universität

- Gießen, 2010. <http://geb.uni-giessen.de/geb/volltexte/2011/8427/> (Seiten 23, 25, 45, 65, 98, 124, 125, 126, 127, 129, 130, 131, 132, 133, 134, 135, 136, 141, 142, 143)
- [39] A. Borovik Jr., M. F. Gharaibeh, S. Schippers und A. Müller. *Plasma rate coefficients for electron-impact ionization of Xe^{q+} ions ($q = 8, \dots, 17$)*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 48(3):035203, 2015. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/48/3/035203> (Seiten 25, 26, 41, 65, 127, 136, 137, 138, 139, 145)
- [40] M. S. Pindzola, J. A. Ludlow, C. P. Ballance, F. Robicheaux und J. Colgan. *Electron-impact double ionization of B^+* . Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 44(10):105202, 2011. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/44/10/105202> (Seite 27)
- [41] V. P. Shevelko, H. Tawara, I. Yu. Tolstikhina, F. Scheuermann, B. Fabian, A. Müller und E. Salzborn. *Double ionization of heavy positive ions by electron impact: empirical formula and fitting parameters for ionization cross sections*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 39(6):1499–1516, 2006. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/39/6/018> (Seiten 27, 29)
- [42] C. Becker, H. Knopp, J. Jacobi, H. Teng, S. Schippers und A. Müller. *Electron-impact single and multiple ionization of Mg^+ ions*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 37(7):1503–1518, 2004. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/37/7/011> (Seite 27)
- [43] K. Hossen, X. Ren, E. Wang, M. Gong, X. Li, S. B. Zhang, X. Chen und A. Dorn. *Triple-differential cross sections for single ionization of CO_2 by 100 eV electron impact*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 51(21):215201, 2018. <https://doi.org/10.1088/1361-6455/aae0ab> (Seite 27)
- [44] Joseph John Thomson. *XLII. Ionization by moving electrified particles*. Philosophical Magazine Series 6, 23(136):449–457, 1912. <https://doi.org/10.1080/14786440408637241> (Seite 28)
- [45] Wolfgang Lotz. *An empirical formula for the electron-impact ionization cross-section*. Zeitschrift für Physik, 206(2):205–211, 1967. <https://doi.org/10.1007/BF01325928> (Seite 28)
- [46] Wolfgang Lotz. *Electron-impact ionization cross-sections and ionization rate coefficients for atoms and ions from hydrogen to calcium*. Zeitschrift für Physik, 216(3):241–247, 1968. <https://doi.org/10.1007/BF01392963> (Seite 28)

- [47] Wolfgang Lotz. *Electron-impact ionization cross-sections and ionization rate coefficients for atoms and ions from scandium to zinc*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 220(5):466–472, 1969. <https://doi.org/10.1007/BF01394789> (Seite 28)
- [48] Wolfgang Lotz. *Electron-impact ionization cross-sections for atoms up to $Z = 108$* . Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 232(2):101–107, 1970. <https://doi.org/10.1007/BF01393132> (Seite 28)
- [49] K. L. Bell, H. B. Gilbody, J. G. Hughes, A. E. Kingston und F. J. Smith. *Recommended data on the electron impact ionization of light atoms and ions*. Journal of Physical and Chemical Reference Data, 12(4):891–916, 1983. <https://doi.org/10.1063/1.555700> (Seite 29)
- [50] M. Arnaud und R. Rothenflug. *An updated evaluation of recombination and ionization rates*. Astronomy and Astrophysics Supplement Series, 60:425–457, 1985. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1985A&AS...60..425A> (Seite 29)
- [51] A. K. F. Haque, M. A. Uddin, A. K. Basak, K. R. Karim, B. C. Saha und F. B. Malik. *Electron-impact ionization of L -shell atomic species*. Physical Review A, 73:052703, 2006. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.73.052703> (Seite 29)
- [52] A. K. F. Haque, M. A. Uddin, M. A. R. Patoary, A. K. Basak, M. R. Talukder, B. C. Saha, K. R. Karim und F. B. Malik. *Generalized Kolbenstvedt model for electron impact ionization of K -, L - and M -shell atoms*. The European Physical Journal D, 42(2):203–210, 2007. <https://doi.org/10.1140/epjd/e2007-00029-5> (Seite 29)
- [53] M. Mattioli, G. Mazzitelli, M. Finkenthal, P. Mazzotta, K. B. Fournier, J. Kaastra und M. E. Puiatti. *Updating of ionization data for ionization balance evaluations of atoms and ions for the elements hydrogen to germanium*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 40(18):3569, 2007. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/40/18/002> (Seite 29)
- [54] Kenneth P. Dere. *Ionization rate coefficients for the elements hydrogen through zinc*. Astronomy & Astrophysics, 466(2):771–792, 2007. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066728> (Seite 29)
- [55] V. P. Shevelko und H. Tawara. *Semiempirical formulae for multiple ionization of neutral atoms and positive ions by electron impact*. Journal of Physics

- B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 28(18):L589–L594, 1995. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/28/18/004> (Seite 29)
- [56] V. P. Shevelko, H. Tawara, F. Scheuermann, B. Fabian, A. Müller und E. Salzborn. *Semiempirical formulae for electron-impact double-ionization cross sections of light positive ions*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 38(5):525–545, 2005. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/38/5/006> (Seite 29)
- [57] M. R. Talukder, M. Shahjahan und M. A. Uddin. *Electron impact double ionization cross-sections of heavy elements*. Physica Scripta, 85(1):015301, 2012. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/85/01/015301> (Seite 29)
- [58] M. Hahn, A. Müller und D. W. Savin. *Electron-impact Multiple-ionization Cross Sections for Atoms and Ions of Helium through Zinc*. The Astrophysical Journal, 850(2):122, 2017. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa9276> (Seiten 29, 150)
- [59] Hans Bethe. *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*. Annalen der Physik, 397(3):325–400, 1930. <https://doi.org/10.1002/andp.19303970303> (Seite 30)
- [60] S. D. Loch, J. M. Munoz Burgos, C. P. Ballance, J. Ludlow, T.-G. Lee, M. Fogle, M. S. Pindzola, D. C. Griffin, A. Yumak, I. Yavuz und Z. Altun. *Electron-impact ionization of atomic ions: Theoretical results*. Journal of Physics: Conference Series, 194(1):012021, 2009. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/194/1/012021> (Seiten 30, 32, 52, 54)
- [61] F. Jin, A. Borovik, B. Ebinger und S. Schippers. *Electron-impact single ionisation of W^{4+} ions: subconfiguration-average and level-to-level distorted wave calculations*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 53(7):075201, 2020. <https://doi.org/10.1088/1361-6455/ab6d90> (Seiten 31, 65)
- [62] V. Jonauskas, A. Kynienė, G. Merkelis, G. Gaigalas, R. Kisieličius, S. Kučas, Š. Masys, L. Radžiūtė und P. Rynkun. *Contribution of high- nl shells to electron-impact ionization processes*. Physical Review A, 91:012715, 2015. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.91.012715> (Seiten 31, 157)
- [63] D. Schury, A. Borovik, B. Ebinger, F. Jin, K. Spruck, A. Müller und S. Schippers. *Electron-impact single ionisation of W^{q+} ions: experiment and theory for $11 \leq q \leq 18$* . Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics,

- 53(1):015201, 2020. <https://doi.org/10.1088/1361-6455/ab51e9> (Seiten 31, 33, 65, 157)
- [64] Ming Feng Gu. *The flexible atomic code*. Canadian Journal of Physics, 86: 675–689, 2008. <https://doi.org/10.1139/p07-197> (Seiten 31, 48, 52, 138, 146)
- [65] M. S. Pindzola und F. Robicheaux. *Total ionization cross section for electron-hydrogen scattering using a time-dependent close-coupling method*. Physical Review A, 54:2142–2145, 1996. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.54.2142> (Seite 32)
- [66] I. Bray und A. T. Stelbovics. *Calculation of the total ionization cross section and spin asymmetry in electron-hydrogen scattering from threshold to 500 eV*. Physical Review Letters, 70:746–749, 1993. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.70.746> (Seite 32)
- [67] I. Bray, D. V. Fursa, A. S. Kadyrov, A. T. Stelbovics, A. S. Kheifets und A. M. Mukhamedzhanov. *Electron- and photon-impact atomic ionisation*. Physics Reports, 520(3):135–174, 2012. ISSN 0370-1573. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2012.07.002> (Seite 32)
- [68] K. Bartschat, E. T. Hudson, M. P. Scott, P. G. Burke und V. M. Burke. *Electron - atom scattering at low and intermediate energies using a pseudo-state/ R -matrix basis*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 29(1):115–123, 1996. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/29/1/015> (Seite 32)
- [69] Klaus Bartschat. *The R -matrix with pseudo-states method: Theory and applications to electron scattering and photoionization*. Computer Physics Communications, 114(1–3):168–182, 1998. [https://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655\(98\)00057-5](https://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655(98)00057-5) (Seite 32)
- [70] M. Hahn und D. W. Savin. *Influence of electron-impact multiple ionization on equilibrium and dynamic charge state distributions: a case study using iron*. The Astrophysical Journal, 800(1):68, 2015. <https://doi.org/10.1088/0004-637x/800/1/68> (Seiten 33, 35, 150)
- [71] Megh Nad Saha. *LIII. Ionization in the solar chromosphere*. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 40(238):472–488, 1920. <https://doi.org/10.1080/14786441008636148> (Seite 34)

- [72] M. Tendler, K. Lackner und R. Wunderlich. *Effect of the multi-electron ionization on the impurity behaviour in tokamaks*. Physics Letters A, 106(9): 420–422, 1984. ISSN 0375-9601. [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(84\)90983-6](https://doi.org/10.1016/0375-9601(84)90983-6) (Seiten 35, 150)
- [73] Matthias Stenke. *Entwicklung einer Elektronenkanone für den Energiebereich 50 - 6500 eV und Messungen zur Elektronenstoßionisation von Fe-, Ni- und W-Ionen*. Dissertation am Institut für Kernphysik der Justus-Liebig-Universität Gießen, 1994 (Seite 36)
- [74] Alexander Titte. *Elektronenstoßionisation von heliumähnlichen metastabilen Lithium-Ionen*. Diplomarbeit am Institut für Atom- und Molekülphysik der Justus-Liebig-Universität Gießen, 2006 (Seite 36)
- [75] 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*. Physica Scripta, T92:278–280, 2001. <https://doi.org/10.1238/Physica.Topical.092a00278> (Seite 36)
- [76] J. Jacobi, H. Knopp, S. Schippers, A. Müller, S. D. Loch, M. Witthoeft, M. S. Pindzola und C. P. Ballance. *Strong contributions of indirect processes to the electron-impact ionization cross section of Sc^+ ions*. Physical Review A, 70: 042717, 2004. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.70.042717> (Seite 37)
- [77] J. Fricke, A. Müller und E. Salzborn. *Single particle counting of heavy ions with a channeltron detector*. Nuclear Instruments and Methods, 175(2):379–384, 1980. [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(80\)90751-X](https://doi.org/10.1016/0029-554X(80)90751-X) (Seite 38)
- [78] K. Rinn, A. Müller, H. Eichenauer und E. Salzborn. *Development of single-particle detectors for keV ions*. Review of Scientific Instruments, 53(6):829–837, 1982. <https://doi.org/10.1063/1.1137055> (Seite 38)
- [79] 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*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 10–11:204–206, 1985. [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(85\)90235-6](https://doi.org/10.1016/0168-583X(85)90235-6) (Seite 39)
- [80] 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*. Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics, 18(14):2993, 1985. <https://doi.org/10.1088/0368-2768/18/14/001>

org/10.1088/0022-3700/18/14/022 (Seite 39)

- [81] B. Michel Döhring. *Adaptierung einer Hochstrom-Elektronenkanone für schnelle Scanmessungen von Wirkungsquerschnitten der Elektronenstoßionisation*. Masterthesis am I. Physikalischen Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen, 2017 (Seiten 41, 63, 84, 85, 94, 156)
- [82] J. Meija, T. B. Coplen, M. Berglund, W. A. Brand, P. de Bièvre, M. Gröning, N. E. Holden, J. Irrgeher, R. D. Loss, T. Walczyk und T. Prohaska. *Isotopic compositions of the elements 2013 (IUPAC Technical Report)*. Pure and Applied Chemistry, 88(3):293–306, 2013. <https://doi.org/10.1515/pac-2015-0503> (Seite 45)
- [83] M. S. Pindzola, S. D. Loch, A. Borovik Jr., M. F. Gharaibeh, J. K. Rudolph, S. Schippers und A. Müller. *Electron-impact ionization of moderately charged xenon ions*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 46: 215202, 2013. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/46/21/215202> (Seiten 45, 127)
- [84] H. Gao und V. H. S. Kwong. *Charge transfer between C^{2+} and H_2 , N_2 , He and CO at electron-volt energies*. Physical Review A, 68:052704, 2003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.68.052704> (Seite 49)
- [85] D. W. Savin, N. S. Brickhouse, J. J. Cowan, R. P. Drake, S. R. Federman, G. J. Ferland, A. Frank, M. S. Gudipati, W. C. Haxton, E. Herbst, S. Profumo, F. Salama, L. M. Ziurys und E. G. Zweibel. *The impact of recent advances in laboratory astrophysics on our understanding of the cosmos*. Reports on Progress in Physics, 75(3):036901, 2012. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/75/3/036901> (Seite 49)
- [86] J. D. Strachan, G. Corrigan, A. Kallenbach, G. F. Matthews, H. Meister, R. Neu, V. Rohde und J. Spence. *Diverted tokamak carbon screening: scaling with machine size and consequences for core contamination*. Nuclear Fusion, 44(7):772, 2004. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/44/7/009> (Seite 49)
- [87] J. Colgan, C. J. Fontes und J. Abdallah Jr. *Collisional-radiative studies of carbon plasmas*. High Energy Density Physics, 2(3–4):90–96, 2006. <https://doi.org/10.1016/j.hedp.2006.07.001> (Seite 49)
- [88] M. Fogle, E. M. Bahati, M. E. Bannister, C. R. Vane, S. D. Loch, M. S. Pindzola, C. P. Ballance, R. D. Thomas, V. Zhaunerchyk, P. Bryans, W. Mitthumsiri und D. W. Savin. *Electron-Impact Ionization of Be-like C III, N IV, and*

- O V*. The Astrophysical Journal Supplement Series, 175(2):543, 2008. <https://doi.org/10.1086/525256> (Seiten 49, 50, 51, 52)
- [89] A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader und das NIST ASD Team. *NIST Atomic Spectra Database (version 5.6.1)*, [Online]. <https://physics.nist.gov/asd>. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, USA. <https://doi.org/10.18434/T4W30F>. Abgerufen am 18. Oktober 2019 sowie am 31. Oktober 2019. (Seiten 50, 52, 65, 131, 133, 134, 135, 136, 142, 143, 144)
- [90] G. Tachiev und C. Froese Fischer. *Breit-Pauli energy levels, lifetimes, and transition data: beryllium-like spectra*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 32(24):5805, 1999. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/32/24/315> (Seite 51)
- [91] J. Doerfert, E. Träbert, A. Wolf, D. Schwalm und O. Uwira. *Precision Measurement of the Electric Dipole Intercombination Rate in C^{2+}* . Physical Review Letters, 78:4355–4358, 1997. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.4355> (Seite 51)
- [92] K. Wang, Z. B. Chen, C. Y. Zhang, R. Si, P. Jönsson, H. Hartman, M. F. Gu, C. Y. Chen und J. Yan. *Benchmarking Atomic Data for Astrophysics: Be-like Ions between B II and Ne VII*. The Astrophysical Journal Supplement Series, 234:40, 2018. <https://doi.org/10.3847/1538-4365/aaa300> (Seite 51)
- [93] T. Brage, P. G. Judge, A. Aboussaïd, M. R. Godefroid, P. Jönsson, A. Ynnerman, C. Froese Fischer und D. S. Leckrone. *Hyperfine induced transitions as diagnostics of isotopic composition and densities of low-density plasmas*. The Astrophysical Journal, 500(1):507, 1998. <https://doi.org/10.1086/305690> (Seite 51)
- [94] S. Fritzsche, A. Surzhykov und A. Volotka. *Relativistically prolonged lifetime of the $2s2p\ ^3P_0$ level of zero nuclear-spin beryllium-like ions*. New Journal of Physics, 17:103009, 2015. <https://doi.org/10.1088/1367-2630/17/10/103009> (Seite 51)
- [95] C. Laughlin. *Radiative decay of the $2\ ^3P_0^o$ level of beryllium-like ions*. Physics Letters A, 75(3):199–200, 1980. [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(80\)90112-7](https://doi.org/10.1016/0375-9601(80)90112-7) (Seite 51)
- [96] N. Allard, M.-C. Artru, T. Lanz und M. Le Dourneuf. *Compilation of atomic oscillator strengths for carbon, nitrogen and oxygen ions. The beryllium isoelectronic sequence (C III, N IV, and O V)*. Astronomy and Astrophysics

- Supplement Series, 84:563–600, 1990. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1990A&AS...84..563A> (Seite 51)
- [97] S. W. J. Scully, A. Aguilar, E. D. Emmons, R. A. Phaneuf, M. Halka, D. Leitner, J. C. Levin, M. S. Lubell, R. Püttner, A. S. Schlachter, A. M. Covington, S. Schippers, A. Müller und B. M. McLaughlin. *K-Shell Photoionization of Be-Like Carbon Ions: Experiment and Theory for C^{2+}* . Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 38:1967–1975, 2005. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/38/12/011> (Seiten 58, 60, 61)
- [98] A. Müller, A. Borovik Jr., T. Buhr, J. Hellhund, K. Holste, A. L. D. Kilcoyne, S. Klumpp, M. Martins, S. Ricz, J. Viefhaus und S. Schippers. *Near-K-edge single, double, and triple photoionization of C^+ ions*. Physical Review A, 97:013409, 2018. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.97.013409> (Seite 60)
- [99] M. F. Hasoglu, Sh. A. Abdel-Naby, T. W. Gorczyca, J. J. Drake und B. M. McLaughlin. *K-shell photoabsorption studies of the carbon isonuclear sequence*. The Astrophysical Journal, 724(2):1296–1304, 2010. <https://doi.org/10.1088/0004-637x/724/2/1296> (Seite 60)
- [100] Mau Hsiung Chen. *Relativistic Auger and x-ray emission rates of the $1s2l^n2l'^m$ configurations of Be-like ions*. Physical Review A, 31:1449–1457, 1985. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.31.1449> (Seiten 60, 61)
- [101] Jörg Ferdi Willi Jacobi. *Indirekte Prozesse bei der Elektronenstoßionisation von Zwei- und Quasi-Zwei-Elektronen-Systemen*. Dissertation am Institut für Atom- und Molekülphysik der Justus-Liebig-Universität Gießen, 2004. <http://geb.uni-giessen.de/geb/volltexte/2005/2037/> (Seite 63)
- [102] A. Borovik Jr., W. Shi, J. Jacobi, S. Schippers und A. Müller. *High-power electron gun for electron-ion crossed-beams experiments*. Journal of Physics: Conference Series, 388(14):142020, 2012. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/388/14/142020> (Seiten 63, 88)
- [103] A. Borovik Jr., W. Shi, J. Jacobi, S. Schippers und A. Müller. *High-power electron gun for electron-ion crossed-beams experiments*. Journal of Physics: Conference Series, 488(14):142007, 2014. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/488/14/142007> (Seite 63)
- [104] B. Ebinger, A. Borovik Jr., B. M. Döhring, T. Molkentin, A. Müller und S. Schippers. *Commissioning of a high-power electron gun for electron-ion crossed-beams experiments*. Journal of Physics: Conference Series, 875:052037,

2017. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/875/6/052037> (Seite 63)
- [105] Jörg Neumann. *Untersuchungen an einer Elektronenkanone für den Energiebereich 300 - 5000 eV sowie vergleichende Messungen zur Elektronenstoßionisation von Ionen*. Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der Justus-Liebig-Universität Gießen, 1992 (Seite 65)
- [106] A. Müller, G. Hofmann, K. Tinschert, R. Sauer, E. Salzborn und R. Becker. *Signal enhancement in electron-ion crossed-beams experiments*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 24-25:369–372, 1987. [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(87\)90663-X](https://doi.org/10.1016/0168-583X(87)90663-X) (Seiten 67, 112)
- [107] Gerhard Hofmann. *Messungen zur Elektronenstoßionisation von Ionen: Aufbau eines Datenaufnahmesystems und Untersuchung von Raumladungseinflüssen*. Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der Justus-Liebig-Universität Gießen, 1987 (Seite 67)
- [108] M. Lestinsky, V. Andrianov, B. Aurand, V. Bagnoud, D. Bernhardt, H. Beyer, S. Bishop, K. Blaum, A. Bleile, A. Borovik Jr., F. Bosch, C. J. Bostock, C. Brandau, A. Bräuning-Demian, I. Bray, T. Davinson, B. Ebinger, A. Echler, P. Egelhof, A. Ehresmann, M. Engström, C. Enss, N. Ferreira, D. Fischer, A. Fleischmann, E. Förster, S. Fritzsche, R. Geithner, S. Geyer, J. Glorius, K. Göbel, O. Gorda, J. Guillon, P. Grabitz, R. Grisenti, A. Gumberidze, S. Hagmann, M. Heil, A. Heinz, F. Herfurth, R. Heß, P.-M. Hillenbrand, R. Hubele, P. Indelicato, A. Källberg, O. Kester, O. Kiselev, A. Knie, C. Kozhuharov, S. Kraft-Bermuth, T. Kühl, G. Lane, Yu. A. Litvinov, D. Liesen, X. W. Ma, R. Martin, R. Moshhammer, A. Müller, S. Namba, P. Neumeyer, T. Nilsson, W. Nörtershäuser, G. Paulus, N. Petridis, M. Reed, R. Reifarth, P. Reiß, J. Rothhardt, R. Sanchez, M. S. Sanjari, S. Schippers, H. T. Schmidt, D. Schneider, P. Scholz, R. Schuch, M. Schulz, V. Shabaev, A. Simonsson, J. Sjöholm, Ö. Skeppstedt, K. Sonnabend, U. Spillmann, K. Stiebing, M. Steck, T. Stöhlker, A. Surzhykov, S. Torilov, E. Träbert, M. Trassinelli, S. Trotsenko, X. L. Tu, I. Uschmann, P. M. Walker, G. Weber, D. F. A. Winters, P. J. Woods, H. Y. Zhao und Y. H. Zhang. *Physics book: CRYRING@ESR*. The European Physical Journal Special Topics, 225:797–882, 2016. ISSN 1951-6401. <https://doi.org/10.1140/epjst/e2016-02643-6> (Seiten 68, 69, 158)
- [109] C. Brandau, A. Borovik Jr., B. M. Döhring, B. Ebinger, C. Kozhuharov, T. Molkentin, A. Müller, Th. Stöhlker und S. Schippers. *Developments towards*

- a transverse free-electron target for the storage ring CRYRING@ESR*. Journal of Physics: Conference Series, 875:052040, 2017. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/875/6/052040> (Seiten 69, 158)
- [110] J. L. Cronin. *Practical aspects of modern dispenser cathodes*. Betriebsanleitung von *Spectra-Mat, Incorporated*, Watsonville, CA, 1979 (Seiten 69, 112, 118)
- [111] J. L. Cronin. *Modern dispenser cathodes*. IEE Proceedings I (Solid-State and Electron Devices), 128(1):19–32, 1981. <https://doi.org/10.1049/ip-i-1.1981.0012> (Seite 69)
- [112] Daniel Sieben. *Messung des Strahlprofils des Produktionenstrahls der Reaktion $e + \text{He}^+ \rightarrow \text{He}^{2+} + e$* . Vertiefungsmodul im Rahmen des Masterstudiums am I. Physikalischen Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen, 2016 (Seite 105)
- [113] B. Peart, D. S. Walton und K. T. Dolder. *The ranges of validity of the Born and Bethe approximations for the single ionization of He^+ and Li^+ ions by electron impact*. Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics, 2:1347–1352, 1969. <https://doi.org/10.1088/0022-3700/2/12/314> (Seiten 113, 115, 116)
- [114] H. Tawara und M. Kato. *Electron impact ionization data for atoms and ions - up-dated in 1998 -*. Research Report, NIFS-DATA Series, ISSN 0915-6364, NIFS-DATA–51, National Institute for Fusion Science, Toki, 509-5292, Japan, 1999. https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:30028381 (Seiten 117, 118)
- [115] S. Schippers, S. Ricz, T. Buhr, A. Borovik, J. Hellhund, K. Holste, K. Huber, H.-J. Schäfer, D. Schury, S. Klumpp, K. Mertens, M. Martins, R. Flesch, G. Ulrich, E. Rühl, T. Jahnke, J. Lower, D. Metz, L. P. H. Schmidt, M. Schöffler, J. B. Williams, L. Glaser, F. Scholz, J. Seltmann, J. Viefhaus, A. Dorn, A. Wolf, J. Ullrich und A. Müller. *Absolute cross sections for photoionization of Xe^{q+} ions ($1 \leq q \leq 5$) at the 3d ionization threshold*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 47(11):115602, 2014. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/47/11/115602> (Seite 127)
- [116] A. Müller, S. Schippers, D. Esteves-Macaluso, M. Habibi, A. Aguilar, A. L. D. Kilcoyne, R. A. Phaneuf, C. P. Ballance und B. M. McLaughlin. *Valence-shell photoionization of Ag-like Xe^{7+} ions: experiment and theory*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 47(21):215202, 2014.

<https://doi.org/10.1088/0953-4075/47/21/215202> (Seite 127)

- [117] D. Bernhardt, C. Brandau, C. Kozhuharov, A. Müller, S. Schippers, S. Böhm, F. Bosch, J. Jacobi, S. Kieslich, H. Knopp, P. H. Mokler, F. Nolden, W. Shi, Z. Stachura, M. Steck und Th. Stöhlker. *Dielectronic recombination of metastable berylliumlike xenon ions*. Journal of Physics: Conference Series, 388(6): 062036, 2012. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/388/6/062036> (Seite 127)
- [118] D. Bernhardt, C. Brandau, Z. Harman, C. Kozhuharov, S. Böhm, F. Bosch, S. Fritzsche, J. Jacobi, S. Kieslich, H. Knopp, F. Nolden, W. Shi, Z. Stachura, M. Steck, Th. Stöhlker, S. Schippers und A. Müller. *Spectroscopy of berylliumlike xenon ions using dielectronic recombination*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 48(14):144008, 2015. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/48/14/144008> (Seite 127)
- [119] Fengtao Jin. (I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen). Persönliche Mitteilung. Bisher unpublizierte Daten, 2019 (Seiten 128, 129, 138, 141, 145, 146, 149)
- [120] K. F. Man, A. C. H. Smith und M. F. A. Harrison. *A measurement of the cross section for electron impact ionization of Ar^{2+} , Kr^{2+} and Xe^{2+}* . Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 26(7):1365–1378, 1993. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/26/7/019> (Seiten 129, 130, 131)
- [121] D. C. Griffin, C. Bottcher, M. S. Pindzola, S. M. Younger, D. C. Gregory und D. H. Crandall. *Electron-impact ionization in the xenon isonuclear sequence*. Physical Review A, 29:1729–1741, 1984. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.29.1729> (Seiten 129, 130, 132)
- [122] M. J. Higgins, M. A. Lennon, J. G. Hughes, K. L. Bell, H. B. Gilbody, A. E. Kingston und F. J. Smith. *Atomic and Molecular Data for Fusion, Part 3: Recommended Cross Sections and Rates for Electron Impact Ionization of Atoms and Ions: Copper to Uranium*. Culham Laboratory Report, CLM-R294, UKAEA, Culham Laboratory, Abingdon, Oxon. OX14 3DB, England, 1989. <https://www-amdis.iaea.org/ALADDIN/collision.html>. Von der Internationalen Atomenergie-Organisation (IAEO) auf deren Internetseite empfohlene Daten. Abgerufen am 14. März 2019 (Seiten 129, 130, 131, 132)
- [123] Alfred Müller. *Multiple ionization and the charge state evolution of ions exposed to electron impact*. Physics Letters A, 113(8):415–419, 1986. ISSN 0375-9601.

[https://doi.org/10.1016/0375-9601\(86\)90663-8](https://doi.org/10.1016/0375-9601(86)90663-8) (Seite 150)

- [124] A. Müller, C. Achenbach, E. Salzborn und R. Becker. *Multiple ionisation of multiply charged xenon ions by electron impact*. Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics, 17(7):1427–1444, 1984. <https://doi.org/10.1088/0022-3700/17/7/024> (Seite 152)
- [125] Alexander Borovik Jr. (I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen). Persönliche Mitteilung. Unpublizierte Daten, 2019 (Seite 154)
- [126] Angelika Hamann. *Charakterisierungsmessungen an einer neuen Hochstrom-Elektronenkanone*. Bachelorthesis am I. Physikalischen Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen, 2019 (Seite 155)
- [127] A. Kynienė, Š. Masys und V. Jonauskas. *Influence of excitations to high- n shells for the ionization process in the W^{26+} ion*. Physical Review A, 91:062707, 2015. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.91.062707> (Seite 157)
- [128] A. Kynienė, S. Pakalka, Š. Masys und V. Jonauskas. *Electron-impact ionization of W^{25+}* . Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 49:185001, 2016. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/49/18/185001> (Seite 157)
- [129] M. S. Pindzola und S. D. Loch. *Electron-impact ionization of W^{27+}* . Physical Review A, 93:062709, 2016. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.93.062709> (Seite 157)

A Numerische Werte der absoluten Wirkungsquerschnitte

In diesem Anhang werden die in den Kapiteln 4 (Einfachionisation von C^{2+} -Ionen), 6.7 (Einfachionisation von He^+ -Ionen) sowie 7.1 und 7.2 (Einfach- und Doppelionisation von Xe^{q+} -Ionen) vorgestellten absoluten Wirkungsquerschnitte sowie deren jeweilige gesamte Messunsicherheit tabellarisch aufgeführt. Die in den Tabellen angegebenen Elektron-Ion-Kollisionsenergien ergeben sich aus den jeweils an der Kathode angelegten Spannungen und somit den Elektronenenergien. Diese sind im Rahmen der momentanen Energieunsicherheit des Aufbaus aber identisch mit den Elektron-Ion-Kollisionsenergien (vergleiche Kapitel 6). Eine Ausnahme bilden die noch mit der alten Elektronenkanone aufgenommenen Werte für C^{2+} -Ionen in Tabelle A.1. Für diese Daten entsprechen die angegebenen Energien den tatsächlichen Elektron-Ion-Kollisionsenergien.

Tabelle A.1: Gemessene absolute Wirkungsquerschnitte σ für Elektronenstoß-Einfachionisation von C^{2+} -Ionen sowie deren gesamte Messunsicherheit $\Delta\sigma$. Die Unsicherheit der Energieskala beträgt $\pm 0,5 \text{ eV}$.

Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)	Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)
44,5	1,1	2,8	169,5	13,6	1,4
49,5	3,1	2,4	179,5	13,7	1,3
54,5	5,3	2,9	189,5	13,2	1,4
59,5	7,8	2,2	199,5	13,3	1,2
64,5	8,5	2,9	219,5	13,0	1,2
69,5	9,2	3,2	239,5	12,5	1,2
79,5	11,9	2,2	259,5	11,8	1,2
89,5	13,0	2,3	279,5	11,5	1,0
99,5	13,5	2,1	299,5	11,3	0,9
109,5	13,2	2,4	329,5	10,8	0,9
119,5	14,0	1,8	359,5	10,3	0,8
129,5	14,4	1,5	399,5	9,7	0,8
139,5	13,6	1,8	449,5	9,0	0,7
149,5	13,7	1,6	499,5	8,6	0,6
159,5	13,8	1,4			

Tabelle A.2: Gemessene absolute Wirkungsquerschnitte σ für Elektronenstoß-Einfachionisation von He^+ -Ionen sowie deren gesamte Messunsicherheit $\Delta\sigma$. Die Unsicherheit der Energieskala beträgt $\pm 10 \text{ eV}$.

Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)	Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)
100	4,13	0,52	600	3,32	0,22
200	4,47	0,35	700	3,07	0,21
300	4,44	0,30	800	2,84	0,19
400	3,97	0,28	900	2,67	0,18
500	3,61	0,25	1000	2,52	0,17

Tabelle A.3: Gemessene absolute Wirkungsquerschnitte σ für Elektronenstoß-Einfachionisation von Xe^{2+} -Ionen sowie deren gesamte Messunsicherheit $\Delta\sigma$. Die Unsicherheit der Energieskala beträgt ± 10 eV.

Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)	Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)
30	22,2	69,8	1800	19,1	1,3
100	196,1	32,6	2000	17,0	1,2
200	99,9	10,2	2200	15,7	1,1
400	57,3	4,0	2400	14,4	1,0
600	42,1	2,8	2600	13,3	0,9
800	34,2	2,3	2700	12,7	0,9
1000	28,9	1,9	2800	12,4	0,9
1200	25,3	1,7	2900	11,9	0,8
1400	22,8	1,5	3000	11,4	0,8
1700	19,9	1,3			

Tabelle A.4: Gemessene absolute Wirkungsquerschnitte σ für Elektronenstoß-Doppelionisation von Xe^{2+} -Ionen sowie deren gesamte Messunsicherheit $\Delta\sigma$. Die Unsicherheit der Energieskala beträgt ± 10 eV.

Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)	Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)
50	0,02	0,98	1700	14,9	1,0
100	23,9	3,1	1800	14,3	1,0
150	39,3	4,8	1900	13,9	1,0
200	32,7	3,5	2000	13,5	0,9
210	32,3	3,6	2100	13,1	0,9
300	29,9	2,6	2200	12,6	0,9
400	28,3	2,1	2300	12,2	0,9
500	26,7	1,9	2400	11,9	0,8
600	25,0	1,7	2500	11,7	0,8
700	23,9	1,6	2600	11,2	0,8
800	22,9	1,6	2700	10,9	0,8
900	21,9	1,5	3800	10,6	0,7
1000	21,1	1,4	2900	10,4	0,7
1100	20,4	1,4	3000	10,2	0,7
1200	18,9	1,3	3100	9,9	0,7
1300	17,9	1,2	3200	9,7	0,7
1400	16,9	1,1	3300	9,4	0,7
1500	16,2	1,1	3400	9,2	0,7
1600	15,5	1,1	3500	8,9	0,6

Tabelle A.5: Gemessene absolute Wirkungsquerschnitte σ für Elektronenstoß-Einfachionisation von Xe^{5+} -Ionen sowie deren gesamte Messunsicherheit $\Delta\sigma$. Die Unsicherheit der Energieskala beträgt ± 10 eV.

Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)	Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)
50	0,71	0,10	1300	23,4	1,6
70	10,7	0,9	1400	22,0	1,5
100	67,0	6,0	1500	21,2	1,4
200	53,5	4,8	1600	20,4	1,4
300	46,9	3,2	1700	19,5	1,3
400	41,4	2,7	1800	18,8	1,3
500	37,7	2,5	1900	17,9	1,2
600	35,0	2,4	2000	17,1	1,2
700	33,0	2,2	2100	16,8	1,2
800	30,3	2,0	2200	16,1	1,1
900	28,7	1,9	2300	15,6	1,1
1000	27,4	1,8	2400	15,1	1,0
1100	26,1	1,7	2500	14,8	1,0
1200	24,8	1,7			

Tabelle A.6: Gemessene absolute Wirkungsquerschnitte σ für Elektronenstoß-Einfachionisation von Xe^{12+} -Ionen sowie deren gesamte Messunsicherheit $\Delta\sigma$. Die Unsicherheit der Energieskala beträgt ± 10 eV.

Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)	Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)
200	0,14	0,12	1200	2,78	0,19
250	0,19	0,09	1400	2,58	0,17
300	1,46	0,12	1600	2,37	0,16
350	2,40	0,18	1800	2,22	0,15
400	2,74	0,20	2000	2,09	0,14
500	2,99	0,21	2200	1,95	0,13
600	3,16	0,21	2400	1,87	0,13
700	3,30	0,22	2600	1,76	0,12
800	3,38	0,23	2800	1,67	0,11
900	3,20	0,22	3000	1,61	0,11
1000	3,00	0,20	3200	1,54	0,10
1100	2,88	0,19			

Tabelle A.7: Gemessene absolute Wirkungsquerschnitte σ für Elektronenstoß-Doppelionisation von Xe^{12+} -Ionen sowie deren gesamte Messunsicherheit $\Delta\sigma$. Die Unsicherheit der Energieskala beträgt ± 10 eV.

Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)	Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)
700	0,037	0,004	2200	0,413	0,028
800	0,010	0,008	2400	0,413	0,027
900	0,182	0,014	2600	0,407	0,027
1000	0,291	0,020	2800	0,398	0,026
1200	0,370	0,025	3000	0,397	0,026
1400	0,395	0,027	3200	0,391	0,026
1600	0,405	0,027	3400	0,382	0,025
1800	0,412	0,027	3500	0,379	0,025
2000	0,414	0,028			

Tabelle A.8: Gemessene absolute Wirkungsquerschnitte σ für Elektronenstoß-Einfachionisation von Xe^{13+} -Ionen sowie deren gesamte Messunsicherheit $\Delta\sigma$. Die Unsicherheit der Energieskala beträgt ± 10 eV.

Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)	Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)
350	1,46	0,13	1200	2,31	0,16
400	1,94	0,16	1300	2,17	0,15
450	2,32	0,18	1400	2,14	0,15
500	2,27	0,17	1600	1,98	0,13
550	2,70	0,20	1800	1,88	0,13
600	2,55	0,18	2000	1,77	0,12
650	2,67	0,19	2200	1,69	0,11
700	2,66	0,19	2400	1,62	0,11
750	2,77	0,19	2600	1,53	0,10
800	2,76	0,19	2800	1,47	0,10
850	2,70	0,19	3000	1,39	0,09
900	2,63	0,18	3200	1,34	0,09
1000	2,50	0,17	3400	1,29	0,09
1100	2,37	0,16	3500	1,28	0,09

Tabelle A.9: Gemessene absolute Wirkungsquerschnitte σ für Elektronenstoß-Doppelionisation von Xe^{13+} -Ionen sowie deren gesamte Messunsicherheit $\Delta\sigma$. Die Unsicherheit der Energieskala beträgt ± 10 eV.

Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)	Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)
700	0,0091	0,0023	1600	0,404	0,028
750	0,032	0,005	1700	0,391	0,027
800	0,054	0,007	1800	0,402	0,027
850	0,108	0,009	1900	0,403	0,027
900	0,141	0,013	2000	0,400	0,027
950	0,193	0,015	2200	0,410	0,028
1000	0,250	0,019	2400	0,409	0,028
1050	0,278	0,020	2600	0,399	0,026
1100	0,304	0,022	2800	0,395	0,027
1200	0,331	0,026	3000	0,391	0,026
1300	0,369	0,026	3200	0,396	0,026
1400	0,379	0,027	3400	0,396	0,026
1500	0,399	0,028	3500	0,385	0,026

Tabelle A.10: Gemessene absolute Wirkungsquerschnitte σ für Elektronenstoß-Doppelionisation von Xe^{14+} -Ionen sowie deren gesamte Messunsicherheit $\Delta\sigma$. Die Unsicherheit der Energieskala beträgt ± 10 eV.

Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)	Elektron-Ion-Kollisionsenergie (in eV)	σ (in Mb)	$\Delta\sigma$ (in Mb)
800	0,025	0,008	1800	0,389	0,030
850	0,054	0,011	2000	0,395	0,032
900	0,097	0,012	2200	0,400	0,032
950	0,134	0,014	2400	0,396	0,031
1000	0,198	0,019	2500	0,389	0,031
1100	0,256	0,024	2600	0,386	0,047
1200	0,308	0,026	2800	0,385	0,046
1300	0,344	0,028	3000	0,380	0,045
1400	0,360	0,030	3200	0,376	0,045
1500	0,369	0,030	3400	0,374	0,045
1600	0,373	0,031	3500	0,374	0,045

B Einzelheiten zu den experimentellen Bedingungen während der absoluten Wirkungsquerschnittsmessungen

An dieser Stelle werden die experimentellen Bedingungen während der in Kapitel 7 vorgestellten absoluten Wirkungsquerschnittsmessungen an Xenonionen tabellarisch zusammengestellt. Diese teilen sich in zwei Bereiche auf: Tabelle B.1 listet die Eigenschaften des jeweils verwendeten Primärionenstrahls (Ionenstrom sowie Größe der kollimierenden Schlitze) auf. Eine Verringerung der Schlitzgrößen und damit einhergehend des jeweiligen Ionenstroms erfolgte für einige Messungen zur Reduzierung der Zählrate und daraus folgend der Vermeidung von Totzeiteffekten (vergleiche Kapitel 3.1). Für die Messung des Stoßprozesses $\text{Xe}^{5+} \rightarrow \text{Xe}^{6+}$ bei 100 eV konnte die Schlitzgröße aufgrund eines fehlenden Eintrags im Laborbuch nicht mehr zweifelsfrei ermittelt werden. Der gemessene Ionenstrom sowie die Ströme bei den vorher durchgeführten Messungen legen eine Größe von etwa $0,6 \text{ mm} \times 0,6 \text{ mm}$ nahe.

Die Tabellen B.2 (für Einfachionisation) und B.3 (für Doppelionisation) zeigen die Bedingungen innerhalb der Streukammer. Diese umfassen den jeweils eingestellten Betriebsmodus der Elektronenkanone (siehe hierzu Kapitel 5.3) bei bestimmten Elektronenenergien, den in der Streukammer herrschenden Druck sowie die eventuelle Kompensierung der Potentialmulde durch den Einlass von Gas (vergleiche hierzu Kapitel 6.7).

Die experimentellen Bedingungen während der Messungen an C^{2+} -Ionen finden sich im zugehörigen Kapitel 4 beziehungsweise ausführlicher bei Ebinger et al. [2] sowie Ebinger [36]. Für die Messungen an He^{+} -Ionen finden sie sich im zugehörigen Kapitel 6.7 sowie bei Ebinger et al. [1].

Tabelle B.1: Die Eigenschaften des Primärionenstrahls bei den Messungen der Elektronenstoßionisation von Xenonionen. Aufgrund von stets auftretenden leichten Schwankungen sind alle Angaben des Ionenstroms als ungefähr anzusehen.

Stoßprozess	Energie(-bereich) (in eV)	Ionenstrom (in nA)	Schlitzgröße (in mm)
$\text{Xe}^{2+} \rightarrow \text{Xe}^{3+}$	30	12,6	$1,0 \times 1,0$
	100 – 200	0,61	$0,4 \times 0,4$
	400 – 600	0,11	$0,25 \times 0,25$
	800 – 1000	0,07	$0,2 \times 0,2$
	1200 – 1400	0,06	$0,2 \times 0,2$
	1700 – 3000	0,04	$0,2 \times 0,2$
$\text{Xe}^{2+} \rightarrow \text{Xe}^{4+}$	50 – 200	0,75	$0,35 \times 0,35$
	210	0,36	$0,3 \times 0,3$
	300	0,75	$0,35 \times 0,35$
	400 – 500	0,43	$0,3 \times 0,3$
	600 – 700	0,2	$0,25 \times 0,25$
	800 – 1600	0,075	$0,2 \times 0,2$
	1700 – 1800	0,03	$0,18 \times 0,18$
	1900 – 3300	0,026	$0,18 \times 0,18$
$\text{Xe}^{5+} \rightarrow \text{Xe}^{6+}$	50 – 70	4,0	$0,8 \times 0,8$
	100	2,5	Vermutlich: $0,6 \times 0,6$
	200 – 1100	0,5	$0,4 \times 0,4$
	1200 – 1600	0,15	$0,2 \times 0,2$
	1700 – 2500	0,065	$0,1 \times 0,1$
$\text{Xe}^{12+} \rightarrow \text{Xe}^{13+}$	200 – 3200	8,8	$1,0 \times 1,0$
$\text{Xe}^{12+} \rightarrow \text{Xe}^{14+}$	700 – 3500	8,1	$1,0 \times 1,0$
$\text{Xe}^{13+} \rightarrow \text{Xe}^{14+}$	350 – 3500	3,6	$1,0 \times 1,0$
$\text{Xe}^{13+} \rightarrow \text{Xe}^{15+}$	700 – 3500	3,6	$1,0 \times 1,0$
$\text{Xe}^{14+} \rightarrow \text{Xe}^{16+}$	800 – 3500	3,5	$1,0 \times 1,0$

Tabelle B.2: Die experimentellen Bedingungen für die Messungen zur Einfachionisation von Xenonionen. Eine Erläuterung der Betriebsmodi findet sich in Kapitel 5.3. Bei den jeweils im Fall ohne Gaseinlass angegebenen Druckbereichen entsprechen die beiden Werte dem jeweiligen Druck bei den angegebenen Energien. Dabei kam die Druckerhöhung durch Ausgasen aus den Oberflächen der Elektroden und insbesondere des Kollektors infolge des bei höheren Energien intensiveren Elektronenstrahls zustande. Bei der Druckangabe „ $<5 \cdot 10^{-10}$ mbar“ wurde die Druckmessung durch den Funktionsbereich der Druckmessröhre begrenzt.

Primärion	Energiebereich (in eV)	Betriebsmodus	Gaseinlass?	Druck(-bereich) (in mbar)
Xe ²⁺	30 – 3000	HE0.10	Nein	$7 \cdot 10^{-10} - 3,0 \cdot 10^{-9}$
Xe ⁵⁺	50 – 2500	HE0.05	Nein	$<5 \cdot 10^{-10} - 1,9 \cdot 10^{-9}$
Xe ¹²⁺	200 – 2600	HE0.09	Ja, Xenon	$1,2 \cdot 10^{-7}$
	2800 – 3200	HE0.09	Ja, Xenon	$7,0 \cdot 10^{-8}$
Xe ¹³⁺	350 – 1300	HE0.15	Ja, Stickstoff	$1,2 \cdot 10^{-7}$
	1400 – 2600	HE0.15	Ja, Stickstoff	$5,2 \cdot 10^{-8}$
	2800 – 3500	HE0.10	Ja, Stickstoff	$5,2 \cdot 10^{-8}$

Tabelle B.3: Die experimentellen Bedingungen für die Messungen zur Doppelionisation von Xenonionen. Eine Erläuterung der Betriebsmodi findet sich in Kapitel 5.3. Bei den jeweils im Fall ohne Gaseinlass angegebenen Druckbereichen entsprechen die beiden Werte dem jeweiligen Druck bei den angegebenen Energien. Dabei kam die Druckerhöhung durch Ausgasen aus den Oberflächen der Elektroden und insbesondere des Kollektors infolge des bei höheren Energien intensiveren Elektronenstrahls zustande.

Primärion	Energiebereich (in eV)	Betriebsmodus	Gaseinlass?	Druck(-bereich) (in mbar)
Xe ²⁺	50 – 1900	HE0.25	Nein	$5,8 \cdot 10^{-10} - 1,5 \cdot 10^{-9}$
	2000 – 3500	HE0.15	Nein	$1,4 \cdot 10^{-9} - 6,0 \cdot 10^{-9}$
Xe ¹²⁺	700 – 3500	HE0.09	Ja, Xenon	$7,0 \cdot 10^{-8}$
Xe ¹³⁺	700 – 950	HE0.10	Ja, Stickstoff	$5,0 \cdot 10^{-8}$
	1000 – 3500	HE0.10	Ja, Stickstoff	$1,0 \cdot 10^{-7}$
Xe ¹⁴⁺	800 – 3500	HE0.10	Ja, Stickstoff	$1,0 \cdot 10^{-7}$

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde im Arbeitsbereich Atom- und Molekülphysik der Arbeitsgruppe für Atom-, Plasma- und Raumfahrtphysik am I. Physikalischen Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen angefertigt. An dieser Stelle möchte ich allen Personen, die mich beim Erstellen dieser Arbeit unterstützt haben, danken.

Prof. Dr. Stefan Schippers danke ich für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Vergabe der interessanten Aufgabenstellung, die das Anfertigen dieser Arbeit erst ermöglicht hat, sowie die gute fachliche Betreuung. Viele seiner Ideen und Anregungen fanden Eingang in diese Arbeit. Seine angenehme Art und jederzeitige Ansprechbarkeit bei Fragen und Problemen aller Art resultieren in einem sehr guten Klima innerhalb der Arbeitsgruppe.

Ein großer Dank gilt Dr. Alexander Borovik für seine fachliche Unterstützung dieser Arbeit, die er mit großem Engagement und steter Hilfsbereitschaft begleitete. Sein reichhaltiger Erfahrungsschatz zu Elektronenstoßionisation und im Labor 017 lieferte mir viele wertvolle Anregungen und Hilfestellungen zur Durchführung der Messungen sowie der Verbesserung der Elektronenkanone.

Außerdem danke ich Michel Döhring und Tobias Molkentin für die tatkräftige Unterstützung bei allen anfallenden Arbeiten im Labor im Rahmen ihrer jeweiligen eigenen Promotions- beziehungsweise Masterstudien. Allen weiteren Mitgliedern der Arbeitsgruppe danke ich für ihre stete Hilfsbereitschaft, wenn mal mehr Hände benötigt wurden, als vorhanden waren. Dies gilt insbesondere für Umbau- und Reparaturarbeiten an der Experimentieranlage.

I am grateful to Dr. Fengtao Jin for providing the theoretical data and many interesting conversations about their calculation.

Auch explizit genannt sein soll hier Dr. Kurt Huber für seine stets kompetente Hilfe bei Problemen mit der Messelektronik sowie der Datenaufnahme.

Weiterhin gilt ein Dank allen namentlich ungenannten Mitarbeitern der feinmechanischen sowie der elektronischen Werkstätten sowie den am Strahlencentrum tätigen

technischen Mitarbeitern. Ohne deren Arbeit an der Elektronenkanone selbst sowie diversen elektronischen und mechanischen Geräten wären die Resultate dieser Arbeit nicht erreichbar gewesen.

Prof. Dr. Michael Dürr sowie Dr. Carsten Brandau danke ich für die Mitgliedschaft in meinem PhD-Komitee bei HGS-HiRe, die mit halbjährlichen Treffen zum Fortschritt meiner Arbeit verbunden war.

Dem GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt sowie der Justus-Liebig-Universität (JLU) Gießen danke ich für die Bereitstellung eines Stipendiums zur Finanzierung meines Promotionsstudiums im Rahmen ihrer Kooperation.

Des Weiteren danke ich meinen Eltern für die stete Unterstützung, ob moralischer oder finanzieller Art, während meines gesamten Studiums.

Zu guter Letzt gilt mein besonderer Dank meiner Frau Natalie für die moralische Unterstützung und immerwährende neue Motivation während meines gesamten Studiums sowie für Hilfestellungen insbesondere bei Formulierungs- und Formatierungsfragen während des Erstellens und Korrekturlesens dieser Arbeit.

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.

Ort, Datum

Unterschrift Benjamin Janosch Ebinger