

# Inaugural-Dissertation

zur  
Erlangung der Doktorwürde  
der  
Naturwissenschaftlich-Mathematischen  
Gesamtfakultät  
der Ruprecht-Karls-Universität  
Heidelberg

vorgelegt von  
Dipl.-Ing. Rainer Ginzl  
aus Mistelbach, Österreich

Tag der mündlichen Prüfung: 09.06.2010



# Wechselwirkung niederenergetischer hochgeladener Ionen mit Materie

Gutachter: Priv.-Doz. Dr. José R. Crespo López-Urrutia  
Prof. Dr. Klaus Blaum



## **Kurzfassung**

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit experimentellen Untersuchungen der Wechselwirkung niederenergetischer hochgeladener Ionen mit neutraler Materie. Dazu wurden Messungen an Stößen langsamer Ionen mit Atomen in der Gasphase sowie mit Oberflächen durchgeführt. Der untersuchte Geschwindigkeitsbereich ist von großem Interesse sowohl für das Verständnis von Ladungsaustauschprozessen zwischen Ionen des Sonnenwinds und astrophysikalischen Gasen, als auch für die Erzeugung besonders oberflächennaher Nanostrukturen auf Isolatoren. Die dafür aufgebaute Anlage ermöglicht es, die kinetische Energie eines Strahls hochgeladener Ionen um mehr als zwei Größenordnungen zu verringern und ihn auf ein gasförmiges oder festes Target zu fokussieren. Durch den Einsatz einer Koinzidenzmethode zur gleichzeitigen Detektion der beim Ladungsaustausch emittierten Photonen und der dazugehörigen Projektil-Ionen konnten erstmals Reaktionskanäle getrennt werden, deren Überlagerung in früheren Experimenten mutmaßlich zu großen Unsicherheiten und systematischen Fehlern geführt haben. Dabei konnten überraschend große Beiträge bekannter, sowie das Auftreten bisher nur vermuteter Zerfallsprozesse im Spektrum Ladungsaustausch-induzierter Röntgenemission erstmals experimentell belegt werden.

## **Abstract**

The thesis presented herein deals with experimental studies of the interaction between highly charged ions and neutral matter at low collision energies. The energy range investigated is of great interest for the understanding of both charge exchange reactions between ions comprising the solar wind and various astrophysical gases, as well as the creation of near-surface nanostructures. Over the course of this thesis an experimental setup was constructed, capable of reducing the kinetic energy of incoming ions by two orders of magnitude and finally focussing the decelerated ion beam onto a solid or gaseous target. A coincidence method was employed for the simultaneous detection of photons emitted during the charge exchange process together with the corresponding projectile ions. In this manner, it was possible to separate reaction channels, whose superposition presumably propagated large uncertainties and systematic errors in previous measurements. This work has unveiled unexpectedly strong contributions of slow radiative decay channels and clear evidence of previously only postulated decay processes in charge exchange-induced x-ray spectra.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>11</b>
2.1	Modelle zur Beschreibung von Ladungsaustauschprozessen . .	11
2.1.1	Quantenmechanische Modelle . . . . .	13
2.1.2	Das Bohr-Lindhard-Modell . . . . .	18
2.1.3	Das Classical-Over-Barrier-Modell . . . . .	21
2.1.4	Die Classical-Trajectory-Monte-Carlo-Methode . . . .	27
2.2	Ladungsaustausch-induzierte Röntgenemission . . . . .	30
2.2.1	Das <i>Hardness-Ratio</i> als Diagnostik . . . . .	33
2.2.2	Metastabile Zustände in H- und He-artigen Systemen	33
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>39</b>
3.1	Die Elektronenstrahl-Ionenfalle . . . . .	39
3.1.1	Prinzip und Aufbau . . . . .	40
3.1.2	Die Heidelberg-EBIT als Ionenquelle . . . . .	45
3.2	Der Ionentransport . . . . .	49
3.3	Experimentierstation für langsame hochgeladene Ionen . . . .	55
3.3.1	Abbremsystem . . . . .	60
3.3.2	Multifunktionale Targetkammer . . . . .	66
3.3.3	Photonendetektion . . . . .	69
3.3.4	Detektion von Projektil-Ionen . . . . .	76

3.3.5	Koinzidente Flugzeit-Röntgenspektroskopie . . . . .	78
3.3.6	Datenerfassung . . . . .	81
3.3.7	Datenauswertung . . . . .	83
3.4	Charakterisierung des experimentellen Aufbaus . . . . .	88
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>97</b>
4.1	Ladungsaustauschmessungen . . . . .	97
4.1.1	Ladungsaustausch von Ar <sup>17+</sup> . . . . .	98
4.1.2	Ladungsaustausch von S <sup>15+</sup> . . . . .	118
4.1.3	Ladungsaustausch von Ar <sup>18+</sup> . . . . .	127
4.1.4	Modellierung der Populationsdynamik . . . . .	139
4.1.5	Diskussion der Hardness-Ratio-Messungen . . . . .	144
4.1.6	Ladungsaustausch von Xe <sup>48+</sup> . . . . .	148
4.2	Wechselwirkung von hochgeladenen Ionen mit Oberflächen . . . . .	153
4.2.1	Röntgenemission von hochgeladenen Xe-Ionen . . . . .	154
4.2.2	Nanostrukturen auf Isolatoroberflächen . . . . .	160
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>167</b>
<b>A</b>	<b>Atomare Einheiten und Energieniveaus</b>	<b>171</b>
A.1	Atomare Einheiten . . . . .	171
A.2	Atomare Energieniveaus . . . . .	172
<b>B</b>	<b>Technische Zeichnungen</b>	<b>175</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>179</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Kometen<sup>1</sup> sind Himmelskörper, die Menschen seit tausenden von Jahren faszinieren. Schon etwa 300 vor Christus entstand in China der erste Kometenatlas [Mawangdui-Seide, 300 v. Chr.]<sup>2</sup>, in dem 29 verschiedene Kometenformen katalogisiert sind. In den meisten Kulturen galten Kometenerscheinungen jedoch als Zeichen bevorstehenden Unheils und nur selten als Glücksboten, sogar Aristoteles teilte diese Ansicht. Erst einhergehend mit der Etablierung des heliozentrischen Weltbildes im 16. und 17. Jahrhundert setzte die wissenschaftliche Auseinandersetzung mit Kometen langsam ein. Isaac Newton postulierte 1687 in seiner *Principia* [NEWTON, 1687], dass sich Kometen auf parabolischen Bahnen bewegen. Unter Anwendung der von Newton gezeigten Prinzipien erkannte Edmond Halley einen im Jahr 1682 beobachteten – und später nach ihm benannten – Kometen als periodisch wiederkehrenden Himmelskörper [HALLEY, 1705]. Johannes Kepler meinte 75 Jahre davor irrtümlicherweise, anhand des selben Kometen beweisen zu können, dass diese Himmelskörper gerade Bahnen beschreiben.

Im Jahre 1864 entdeckte Giovanni Donati [DONATI, 1864] im Schweif eines Kometen die Spektrallinien verschiedener Gase. Anfang der 1950er Jahre ging man davon aus, dass Kometen hauptsächlich aus Eis und einem kleinen Anteil an Staub- und Mineralteilchen (z. B. Silikate) zusammengesetzt sind. Fred Whipple umschrieb diese lange Zeit gültige Vorstellung mit dem Begriff des *schmutzigen Schneeballs* [WHIPPLE, 1950, WHIPPLE, 1951]. Erst Anfang der 1990er kamen Zweifel an der in diesem Modell enthaltenen Ele-

---

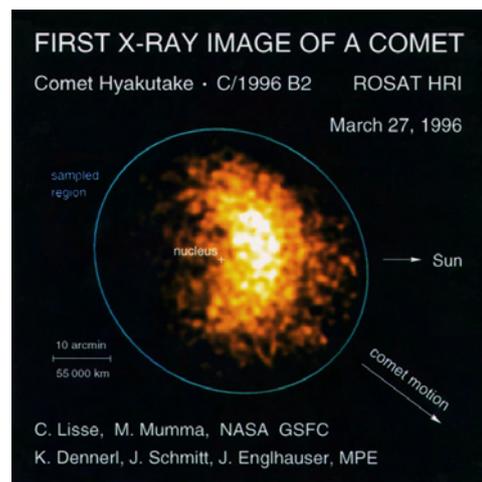
<sup>1</sup> von griechisch *kométes* Haarstern, abgeleitet von *kómē* Haupthaar

<sup>2</sup> [HIRSCHLER, 2009]

mentverteilung auf [KÜHRT und KELLER, 1995]. Immer mehr Messungen legten die Annahme nahe, dass nicht Wasser, sondern Staub den größten Anteil an der Kometenmasse ausmacht. Man spricht in Anlehnung an den schmutzigen Schneeball daher vom eisigen Staubball. Eine besonders aufseherregende Messung des Staub-Eis-Verhältnisses gelang 2005 im Zuge der NASA-Mission *Deep Impact* [KUPPERS et al., 2005]. Dabei wurde der Komet *Tempel 1* mit einem 360 kg schweren Kupferprojektil beschossen und die dabei entstandene Staubwolke auf ihre Zusammensetzung untersucht. Der Kern dieses Kometen besteht im Wesentlichen aus einer Mischung aus meteoritenähnlichen, kleinen Staubteilchen und gefrorenem Wasser, CO, CH<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>CO und NH<sub>3</sub> [CRAVENS, 2002, und Referenzen darin]. Nähert sich ein Komet der Sonne an, entsteht etwa innerhalb der Jupiterbahn auf der sonnenzugewandten Seite des Kometen durch Sublimation flüchtiger Substanzen die sogenannte Koma. Bei der weiteren Annäherung entsteht durch den Einfluss des Strahlungsdruckes und des Sonnenwindes (SW) der charakteristische Schweif. Eigentlich handelt es sich dabei um zwei solcher Strukturen, die als Typ I und Typ II bezeichnet werden. Typ I zeichnet sich durch seine schmale, langgestreckte Form und seine bläulich leuchtende Erscheinung aus. Aufgrund seiner Zusammensetzung aus einem Plasma aus ionisierten Molekülen und Atomen wird er auch Plasmaschweif genannt. Der Typ II, oder Staubschweif, ist hingegen diffuser und besitzt eine gekrümmte Form. Staubpartikel, die das Sonnenlicht reflektieren, lassen ihn in gelblichen Tönen schimmern. Zur weiterführenden Lektüre über Struktur und Aufbau von Kometen sei auf folgende Werke verwiesen: [BRANDT und CHAPMAN, 1981, WILKENING, 1982, HUEBNER, 1990].

Im Jahre 1996 gelang dem deutschen Röntgensatellit ROSAT eine überraschende und unerwartete Entdeckung. Er detektierte erstmals von einem Kometen emittierte Röntgenstrahlung [LISSE et al., 1996a]. Die Aufnahme des Kometen Hyakutake (offizielle Bezeichnung: C/1996 B2) in Abbildung 1.1 zeigt deutlich, dass die Intensität nicht am Ort des Kometenkerns am größten ist, sondern dass der Ursprung der Strahlung in dessen Koma liegt. Die Emission von energiereicher Röntgenstrahlung ausgehend von einem kalten Objekt wie einem Kometen stellte die Astrophysiker zunächst vor ein Rätsel. In der Originalveröffentlichung von Lisse *et al.* wurde über den Ursprung der Röntgenstrahlung spekuliert, wobei sich keiner der drei dort vorgebrachten Erklärungsversuche als zutreffend erwies. Eine ganze Reihe weiterer Publi-

kationen, wie z. B. [BINGHAM et al., 1997, KRASNOPOLSKY, 1996], versuchten sich an der Interpretation dieser Messung. Die meisten Modelle erkannten richtigerweise die Wechselwirkung zwischen dem Kometen und dem SW als Quelle der detektierten Strahlung. Erklärungen wie Plasmawellenturbulenzen [BINGHAM et al., 1997], die Anwesenheit von Attogrammeilchen in Kometen [KRASNOPOLSKY, 1996] oder Stöße zwischen Elektronen aus dem SW und neutralen Atomen oder Staubpartikeln [NORTHROP, 1997] konnten jedoch letztlich nicht überzeugen. Erst Häberli *et al.* erkannten hochgeladene Ionen (engl.: *Highly Charged Ions, HCIs*) im SW, die durch Stöße mit neutralen Atomen und Molekülen in der Koma des Kometen Ladungsaustausch (engl.: *Charge eXchange, CX*) vollziehen, als wahre Ursache der überraschenden Beobachtungen [HÄBERLI et al., 1997].



**Abbildung 1.1:** Aufnahme des Kometen Hyakutake im Röntgenbereich.  
Quelle: [LISSE et al., 1996b]

Die darauf folgenden Jahre brachten eine Welle von Entdeckungen neuer astrophysikalischer Röntgenquellen, deren Ursprung in der Wechselwirkung von hochgeladenen Ionen mit dünnen Gasen liegt. Dazu gehören weitere Kometen wie z. B. C/1999 S4 (LINEAR) [LISSE et al., 2001], aber auch die Aurora des Jupiters [BHARDWAJ und GLADSTONE, 2000], sowie dessen Monde Io und Europa [ELSNER et al., 2002], die Atmosphäre des Mars [DENNERL, 2002] und der Venus [DENNERL et al., 2002, DENNERL, 2008], die Heliosphäre [CRAVENS, 2000, PEPINO et al., 2004] und sogar Supernova-Überreste [WISE und SARAZIN, 1989, RASMUSSEN et al., 2001]. In [CRAVENS, 2002] findet sich eine übersichtliche Zusammenstellung vieler bisher entdeck-

ter, durch Ladungsaustausch getriebener Röntgenquellen unseres Sonnensystems. All diese Quellen haben ihren Ursprung im SW, oder genauer gesagt, in den hochgeladenen Ionen, aus denen sich dieser zusammensetzt.

Die Entstehung und Zusammensetzung des SWs sind schon seit den 1960ern Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gewesen. Dazu zählen fünf Apollo-Missionen zum Mond sowie eine Reihe anderer großer Raumfahrtprojekte [GEISS et al., 1995, GEISS et al., 2004]. Wie im gesamten Universum führen auch im SW Wasserstoff und Helium die Rangliste der häufigsten Elemente mit großem Abstand an. Bemerkenswerterweise treten jedoch viele der schwereren Elemente mit Massen zwischen jenen von Kohlenstoff und Eisen im Vergleich zur Zusammensetzung des Sonnensystems mit überproportionaler Häufigkeit auf [BOCHSLER, 2007]. Diese Elemente kommen dabei meist in hochionisierter Form vor. Auch die Geschwindigkeitsverteilung des SWs stand im Mittelpunkt etlicher wissenschaftlicher Untersuchungen. Diese zeigten, dass sich zwei verschiedene Entstehungsorte und damit verbunden zwei voneinander getrennte Geschwindigkeitskomponenten im SW identifizieren lassen. Die langsamere von beiden weist Geschwindigkeiten im Bereich  $140\text{-}420\text{ km/s}$  ( $100\text{-}900\text{ eV/u}$ )<sup>3</sup> und wird als *Interstream*- oder einfach *Slow-Solar-Wind* (SSW) bezeichnet [FELDMAN et al., 1981, CHASHEI et al., 2005]. Der schnellere Anteil des SWs (engl.: *Fast-Solar-Wind*, FSW) entspringt sogenannten koronalen Löchern und zeigt Geschwindigkeiten im Bereich von  $500\text{-}800\text{ km/s}$  ( $1300\text{-}3300\text{ eV/u}$ ) [SCHWADRON et al., 2005]. Diese beiden Geschwindigkeitskomponenten unterscheiden sich auch in den Verhältnissen der hochgeladenen Ionen aus denen sie zusammengesetzt sind. Dabei ist es wichtig hervorzuheben, dass die Wechselwirkung zwischen diesen Ionen und der neutralen Materie des Sonnensystems in Form von Ladungsaustausch im Wesentlichen nur durch die dabei emittierte Röntgenstrahlung beobachtet werden kann. Wie in dieser Arbeit im Detail dargelegt werden wird, ist das Spektrum dieser Strahlung sowohl vom Ladungszustand als auch von der Geschwindigkeit der hochgeladenen Ionen im SW abhängig. Zur Modellierung und zur Erlangung eines tieferen Verständnisses dieser Wechselwirkung bedarf es daher systematischer Untersuchungen mit dem Ziel belastbare Vergleichsdaten unter kontrollierten Laborbedingungen zu schaffen.

---

<sup>3</sup>Elektronvolt pro atomare Masseneinheit ist eine in der Stoßphysik gebräuchliche Einheit der Stoßenergie, entspricht allerdings den Einheiten nach einer quadratischen Geschwindigkeit.

---

Hochgeladene Ionen sind nicht nur in astrophysikalischer Hinsicht von großem Interesse, sondern spielen auch bei einer zunehmenden Zahl irdischer Anwendungen eine wichtige Rolle. Die große Hoffnung für die zukünftige globale Energieversorgung, die Kernfusion, ist in technologischer Hinsicht eng verknüpft mit dem Wissen um die Eigenschaften von HCIs. Vor allem das Verständnis des Kernpunktes der vorliegenden Arbeit, der Ladungsaustausch von schweren HCIs und neutralen Atomen, ist für die technische Durchführbarkeit magnetisch eingeschlossener Fusionsplasmen von großer Bedeutung. Plasmadiagnostik mittels Ladungsaustauschspektroskopie wurde erstmals in den späten 1970ern [ISLER, 1977] eingesetzt und erreichte in den darauf folgenden Jahrzehnten einen immer größeren Stellenwert [ISLER, 1994] für die Fusionsforschung. Die hier eingesetzten optischen Spektrometer entwickelten sich im Laufe der Jahre zu Standarddiagnostiken zur Bestimmung der Dichte und Transportmechanismen von Verunreinigungen [WHYTE et al., 1998], der Ionentemperatur [FONCK et al., 1983] und der Vermessung von Plasmarotationen [ISLER und MURRAY, 1983, GROEBNER et al., 1983]. Mit dem Einzug von Neutralstrahlinjektoren zur Plasmaheizung [KOCH, 2004] und zur gezielten Diagnostik vergrößerte sich die Bedeutung von Ladungsaustauschprozessen für die Fusionsforschung weiter. Heute findet man an fast allen großen Fusionsforschungsanlagen entsprechende Instrumentierungen. Die spätere Erweiterung der Ladungsaustauschspektroskopie auf den Röntgenbereich erlaubte die Beobachtung höher geladener Ionenspezies, deren intensive Strahlung einen wichtigen Verlustkanal bei der Energiebilanz des Plasmas darstellen.

Weitere erfolgreiche Anwendungsgebiete hochgeladener Ionen wurden unter anderem im Bereich der Medizin erschlossen. So ist durch die Eröffnung des Heidelberger Ionenstrahl-Therapiezentrum (HIT) im November 2009 ein wichtiger Schritt in der Weiterentwicklung der Tumorthherapie gelungen [KLEFFNER et al., 2009]. Bei dem dabei angewandten Verfahren wird ein hochenergetischer Strahl sechsfach geladener Kohlenstoffionen auf Tumore gerichtet. Dadurch wird eine bisher unerreicht präzise Kontrolle der Wirkungstiefe und Lokalisierung erreicht, die die Zerstörung des erkrankten Gewebes bei gleichzeitiger Minimierung der Kollateralschäden ermöglicht [DEBUS et al., 2000]. Außerdem wurden auch bereits Versuche mit HCIs durchgeführt um gezielte Veränderungen der DNS von Zellen herbeizuführen. Auch eine Reihe technischer Anwendungen in der Mikroelektronik und

Nanotechnologie sind vielversprechende Einsatzgebiete hochgeladener Ionen. Die Implantation niedriggeladener Ionen ist in den letzten Jahrzehnten zum wichtigsten Verfahren zur Dotierung von Halbleitern für die Herstellung mikroelektronischer Bauelemente geworden. Im Bereich der Ionenlithographie könnten in Zukunft durch die Nanostrukturierung von Oberflächen mit Hilfe Strahlen hochgeladener Ionen bisher gültige Grenzen in der Miniaturisierung elektronischer Bauteile weiter verschoben werden. Die Liste der Anwendungen und der möglichen Einsatzgebiete hochgeladener Ionen ließe sich hier noch fortsetzen, deren detaillierte Beschreibung würde jedoch den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Darum sei an dieser Stelle auf weiterführende Literatur verwiesen: [GILLASPY, 2001b, CURRELL, 2003, GILLASPY et al., 2007].

In all den bisher vorgestellten Themengebieten von den verschiedensten astrophysikalischen Beobachtungen, über die Fusionsforschung und die Tumorthherapie bis hin zur Nanostrukturierung von Mikrochips spielt die Wechselwirkung von hochgeladenen Ionen und neutraler, d. h. ungeladener Materie in Form einzelner Atome und Moleküle, als kristalline Strukturen an Halbleiteroberflächen oder sogar in komplexeren Objekten wie biologischen Zellen, eine große Rolle. Ein tieferes Verständnis dieser Wechselwirkung scheint in diesem Licht für die Weiterentwicklung solcher Anwendungen sowie zur Stillung unserer Neugierde in Bezug auf den uns umgebenden Weltraum von größter Wichtigkeit. Diese Arbeit versucht diesem Verständnis einen kleinen Puzzlestein hinzuzufügen. Dabei werden im Besonderen zwei Themengebiete genauer beleuchtet. Der Hauptteil beschäftigt sich mit im Zuge dieser Arbeit durchgeführten Messungen von Ladungsaustauschprozessen, die bei der Interpretation von Röntgenspektren verschiedener astrophysikalischer Objekte relevant sind. Zwar existiert für Ladungsaustauschprozesse in der Literatur eine große Datensammlung, das Gros dieser Laboruntersuchungen beschäftigt sich jedoch entweder mit verhältnismäßig niedrigen Ladungszuständen oder vergleichsweise hohen Stoßenergien. Die wenigen bisher durchgeführten Messungen, bei denen sich diese beiden Parameter in den für die Betrachtung von astrophysikalischen Objekten interessanten Bereichen befinden, konnten nur in den seltensten Fällen die bei dem Prozess emittierten Photonen detektieren. Doch gerade das Verständnis der Photonenemission ist für die Untersuchung weit entfernter astrophysikalischer Objekte unverzichtbar, da Photonen in diesem Fall die einzigen verfügbaren Informationsträger sind.

---

Die mit Abstand größte Anzahl an röntgenspektroskopischen Ladungsaustauschmessungen an langsamen hochgeladenen Ionen stammen von einer Forschungsgruppe am Lawrence Livermore National Laboratory (USA); z. B. [BEIERSDORFER et al., 2000, BEIERSDORFER et al., 2001, BEIERSDORFER et al., 2003, WARGELIN et al., 2005, BEIERSDORFER et al., 2008, WARGELIN et al., 2008, FRANKEL et al., 2009]. Zur Produktion hochgeladener Ionen wurde bei diesen Untersuchungen eine sogenannte Elektronenstrahl-Ionenfalle (engl.: *Electron Beam Ion Trap, EBIT*) verwendet. Diese systematischen Messungen decken zwar große Bereiche des Periodensystems ab, wurden jedoch allesamt an gefangenen Ionen, d. h. bei sehr niedrigen Stoßenergien ( $\approx 10$  eV/u), durchgeführt. Den Möglichkeiten zur Variation der kinetischen Energie sind bei diesen Experimenten somit sehr enge Grenzen gesetzt. Die direkte Anwendbarkeit der gewonnenen Daten auf Ladungsaustauschprozesse im Zusammenhang mit dem SW (100-3300 eV/u) ist daher eingeschränkt.

Eine EBIT kann jedoch nicht nur als Ionenfalle, sondern auch als Ionenquelle verwendet werden. Dazu werden die produzierten Ionen aus der Falle extrahiert und zur Erzeugung eines Ionenstrahls auf Energien von einigen 1000 eV/u beschleunigt. Eine der wenigen veröffentlichten Messungen von Ladungsaustausch-induzierter Röntgenemission in dem für den langsamen SW relevanten Energiebereich wurden auf diese Weise von der EBIT-Gruppe am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Berlin durchgeführt [ALLEN et al., 2007]. Bei diesen Experimenten wurde ein aus einer EBIT extrahierter Ionenstrahl auf Energien von bis zu 10 eV/u abgebremst und mit einem Gas-Strahl gekreuzt. Die Ergebnisse dieser Messungen stehen jedoch teilweise im Widerspruch zu den in Livermore durchgeführten Untersuchungen [ALLEN et al., 2008]. Beide Arbeitsgruppen versuchten intensiv diese Diskrepanzen auszuräumen, doch letztlich blieb deren Ursprung bis heute ungeklärt [WARGELIN et al., 2008]. Deren mögliche Aufklärung war ein zusätzlicher Anreiz bei der Konzeption der hier aufgebauten experimentellen Anlage.

Für die in dieser Arbeit vorgestellten Messung wurde die Heidelberg-EBIT am Max-Planck-Institut für Kernphysik (MPI-K) als Ionenquelle eingesetzt. Zur Durchführung von Untersuchungen im Energiebereich des SWs musste eine experimentelle Anlage konstruiert werden, die es erlaubt, einen aus der EBIT extrahierten Ionenstrahl von einer Energie von etwa 4500 eV/u auf bis zu 100 eV/u abzubremsen und auf ein Gas-Target zu fokussieren. Zu

diesem Zweck wurde eine Experimentierstation für Untersuchungen an niederenergetischen hochgeladenen Ionen aufgebaut. Dieser Aufbau umfasst ein Strahlrohr, ausgerüstet mit einigen elektrostatischen Elementen zum Transport und zur Justage des Ionenstrahls, ein eigens für diese Arbeit entwickeltes ionenoptisches System zur Abbremsung des Ionenstrahls und eine auf einer Hochspannungsplattform angebrachte multifunktionale Targekammer. Diese wurde mit einer Reihe von Detektionssystemen ausgestattet, die es unter anderem ermöglichen, die beim Ladungsaustausch emittierten Photonen in Koinzidenz mit den Ionen aus dem Projektilstrahl zu detektieren und die Flugzeit dieser Ionen zu bestimmen. Dadurch wurden neue Ansätze verfolgt um vollständigere, bisher nicht durchführbare Untersuchungen solcher Stoßsysteme zu realisieren. Dabei konnten der unvermutet hohe Beitrag bekannter sowie die Existenz bisher unbekannter Reaktionskanäle im Spektrum Ladungsaustausch-induzierter Röntgenemission nachgewiesen werden.

Das zweite Themengebiet, dem sich diese Arbeit widmet, ist die Wechselwirkung hochgeladener Ionen mit Oberflächen von Festkörpern. Die bei der Erzeugung hochgeladener Ionen durch sequenzielle Ionisation in Summe aufgebrachte Energie wird bei deren Neutralisation an Oberflächen in einem nur wenige Nanometer umfassenden Raumgebiet schlagartig freigegeben. Diese gespeicherten potentiellen Energien können mehr als 100 keV pro Ion betragen. Durch die Lokalisierung der Energiedeposition auf einen Bereich von nur wenigen Nanometern Radius, in dem primär nur wenige Tausend Atome betroffen sind, ergeben sich dabei Aufheizraten, die mit dem Beschuss von Oberflächen durch die derzeit leistungsstärksten verfügbaren Lasersystemen vergleichbar sind. Dadurch entsteht ein Nanoplasma mit bisher nur bruchstückhaft bekannten Eigenschaften. Für die Erzeugung von oberflächennahen Nanostrukturen eröffnet sich durch die im Zuge dieser Arbeit geschaffene, weltweit einzigartige Kombination aus besonders hohen Ladungszuständen ( $q > 44$ ), d. h. großen potentiellen Energien ( $> 60$  keV), und sehr niedrigen kinetischen Energien ( $< 500$  eV/u) ein bisher unerschlossener Bereich dieses Parameterraums.

---

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

Zunächst werden im Kapitel *Theorie* gängige Konzepte der quantenmechanischen und klassischen Beschreibung des Ladungsaustauschs dargestellt und die Entstehung der dabei beobachtbaren Röntgenemission beleuchtet. Es folgt eine ausführliche Beschreibung der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Experimentierstation für langsame hochgeladene Ionenstrahlen. Dieses Kapitel umfasst neben den für die durchgeführten Messungen verwendeten Versuchsaufbau auch die Charakterisierung des *experimentellen Aufbaus*. Die *Ergebnisse* werden in zwei Abschnitten präsentiert, die einerseits *Ladungsaustauschmessungen* und andererseits die *Wechselwirkung von hochgeladenen Ionen mit Oberflächen* betreffen. Im Kapitel *Zusammenfassung und Ausblick* werden schließlich die durch diese Arbeit gewonnen Erkenntnisse resümiert und darauf aufbauende zukünftige wissenschaftliche Ziele dargestellt.



# Kapitel 2

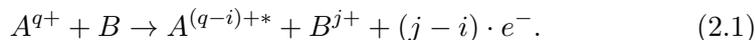
## Theorie

In dem folgenden Kapitel werden Ansätze erläutert, die es dem Leser ermöglichen sollen elementare Einsicht in die für diese Arbeit wesentlichen physikalischen Prozesse zu erlangen. Dabei werden keine rigorosen mathematischen Ableitungen geliefert, sondern lediglich einfache theoretische Modelle skizziert, die zum Aufbau grundlegenden Verständnisses dienen. Zur Vertiefung dieser Einführung wird an geeigneter Stelle auf umfangreiche Literatur verwiesen.

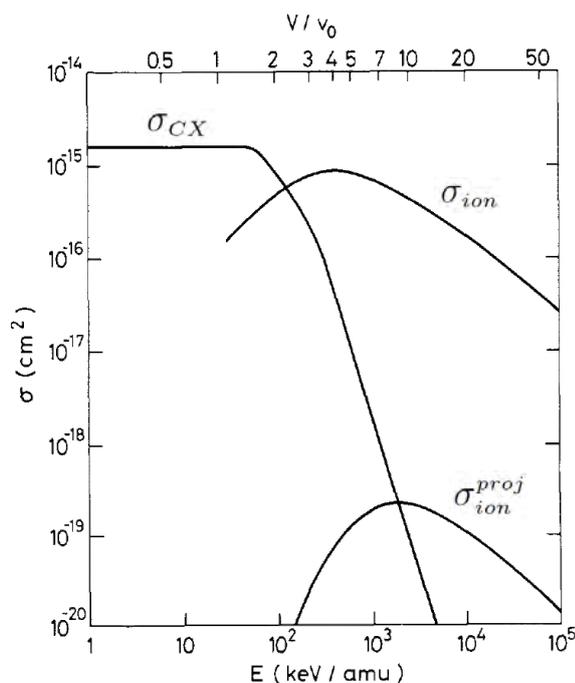
### 2.1 Theoretische Modelle zur Beschreibung von Ladungsaustauschprozessen

Unter Ladungsaustausch (engl.: *Charge eXchange*, *CX*) versteht man jenen atomaren Stoßprozess zwischen einem Ion (Projektil) und einem Atom (Target), bei dem ein oder mehrere Elektronen des Atoms zu gebundenen Zuständen im Ion wechseln. Man spricht auch vom Ladungstransfer (engl.: *charge transfer*) oder Elektroneneinfang (engl.: *electron capture*). Bei niedrigen und mittleren Stoßenergien bis zu 100 keV/u übertrifft der Wirkungsquerschnitt für Ladungsaustausch ( $\sigma_{CX}$ ) jene für Target-Ionisation ( $\sigma_{ion}$ ) und Ionisation des Projektils ( $\sigma_{ion}^{proj}$ ) um viele Größenordnungen [KNUDSEN et al., 1983]. Abbildung 2.1 zeigt die Größenverhältnisse dieser drei Wirkungsquerschnitte am Beispiel des Stoßsystems  $O^{7+} + He$ .

Ganz allgemein lässt sich dieser Prozess mit folgender Reaktionsgleichung darstellen:



Hier ist  $A$  ein Ion (Projektil) mit der positiven Ladung  $q$ , welches  $i$  Elektronen vom ursprünglich neutralen Atom  $B$  (Target) einfängt. Das sogenannte Rückstoßion  $B^{j+}$  verbleibt im Ladungszustand ( $j$ ) und  $(j-i)$  Elektronen werden ins Kontinuum emittiert. Nach dem Stoß befindet sich das Projektil  $A^{(q-i)+*}$  meist in hoch angeregten Zuständen. Zur theoretischen Beschreibung des Ladungsaustausches ist es sinnvoll, Stöße nach ihrer Geschwindigkeit bzw. nach ihrer Stoßenergie in drei verschiedene Bereiche zu unterteilen. In der Literatur ist eine Unterscheidung von langsamen (0-25 keV/u), mittelschnellen (25-200 keV/u) und schnellen ( $>200$  keV/u) Stößen üblich.



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung der Wirkungsquerschnitte für Ladungsaustausch ( $\sigma_{CX}$ ), Target-Ionisation ( $\sigma_{ion}$ ) und Ionisation des Projektils ( $\sigma_{ion}^{proj}$ ). Addapiert aus [KNUDSEN et al., 1983].

Im folgenden Teil dieses Abschnitts wird eine prinzipielle Motivation für diese Unterteilung gegeben, außerdem sollen gängige Konzepte der quantenmechanischen und klassischen Beschreibung des Ladungsaustauschs dargestellt werden. Der Rest dieses Abschnittes beschäftigen sich vorrangig mit dem für diese Arbeit relevanten Bereich der langsamen Stöße. Wenn nicht anders

angegeben, werden dabei atomare Einheiten (siehe Anhang A.1) verwendet. Es gilt daher:  $\hbar = m_e = e = 4\pi\epsilon_0 = 1$ .

Wenn es dem geneigten Leser nach der Lektüre dieser meist sehr grundlegend gehaltenen Einführung nach einer umfassenden Darstellung des einen oder anderen Themas verlangt, sei auf die folgenden Übersichtsartikel und Lehrbücher verwiesen: [JANEV und PRESNYAKOV, 1981, JANEV et al., 1985, JANEV und WINTER, 1985, BRIGGS, 1985, MOTT und MASSEY, 1987, FRITSCH, 1991, BRANSDEN und McDOWELL, 1992, DEWANGAN und EICHLER, 1994].

### 2.1.1 Quantenmechanische Modelle

Die sogenannte *Close-Coupling-Methode* (oft auch *Coupled-Channels-Methode*) stellt ein quantenmechanisch exaktes, im Wesentlichen nur durch den numerischen Aufwand beschränktes, Lösungsverfahren dar. Es beruht auf der Entwicklung der Gesamtwellenfunktion der Elektronen in einen vollständigen Satz von Basisfunktionen, wobei die Entwicklungskoeffizienten durch ein sich aus der Schrödingergleichung ergebendes unendliches System gekoppelter Integro-Differentialgleichungen oder Differentialgleichungen erster Ordnung bestimmt sind. Dieses Problem kann entweder in einer vollständig quantenmechanischen Weise behandelt werden, oder es kommt eine semi-klassische Näherung zur Anwendung, wobei die Relativbewegung der beiden Atomkerne durch klassische Trajektorien beschrieben wird. Diese Näherung ist nur dann gerechtfertigt, wenn die De-Broglie-Wellenlänge des Projektils klein im Verhältnis zur Reichweite der Wechselwirkung ist. Dies ist im Allgemeinen dann der Fall, wenn die Stoßenergie etwa 10 eV/u übersteigt.

An dieser Stelle sei auf die in der Einleitung erwähnten Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment bei sehr niedrigen Stoßenergien hingewiesen. Da die zur Diskussion stehenden Ergebnisse allesamt im Bereich von 10 eV/u oder sogar darunter gewonnen wurden und die zum Vergleich herangezogene theoretischen Vorhersagen rein klassischer Natur sind, erscheint der gefundene Widerspruch in diesem Licht durchaus verständlich.

In der semi-klassischen Näherung lässt sich das Stoßsystem durch die zeitabhängige Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = \hat{H}(\vec{x}, t) |\psi(t)\rangle \quad (2.2)$$

darstellen. Sie beschreibt die zeitliche Entwicklung der Wellenfunktion  $|\psi(t)\rangle$  unter dem Einfluss des Hamilton-Operators  $\hat{H}$ . Nun lässt sich  $|\psi(t)\rangle$  nach der vollständigen Basis  $\{|\phi_k\rangle\}$  entwickeln:

$$|\psi(t)\rangle = \sum_k a_k(t) |\phi_k\rangle. \quad (2.3)$$

Hier sind  $|\phi_k\rangle$  linear unabhängige Funktionen, welche die Bewegung der Elektronen beschreiben. Durch Projektion von Gleichung 2.2 mit den Funktionen  $|\phi_k\rangle$  erhält man ein gekoppeltes Gleichungssystem für die Entwicklungskoeffizienten  $a_k(t)$ . Unter Verwendung der Matrixschreibweise lässt sich das Gleichungssystem wie folgt schreiben:

$$i \mathbf{S} \cdot \dot{\vec{a}} = \mathbf{M} \cdot \vec{a}. \quad (2.4)$$

Dabei ist  $\vec{a}$  ein Spaltenvektor mit den Komponenten  $a_k(t)$ ,  $\mathbf{S}$  die Überlappmatrix mit den Elementen

$$S_{jk} = \langle \phi_j | \phi_k \rangle \quad (2.5)$$

und  $\mathbf{M}$  ist die Kopplungsmatrix mit den Elementen

$$M_{jk} = \langle \phi_j | \hat{H} - i\hbar \frac{\partial}{\partial t} | \phi_k \rangle. \quad (2.6)$$

Die Kopplungsmatrix lässt sich dabei unabhängig von der Wahl der Basisfunktionen in zwei Terme zerlegen, eine Potentialkopplung  $\langle \phi_j | \hat{H} | \phi_k \rangle$  und eine dynamische Kopplung  $\langle \phi_j | -i\hbar \frac{\partial}{\partial t} | \phi_k \rangle$ . Diese beiden Kopplungsterme induzieren Übergänge zwischen den Basiszuständen.

Zur Integration des Gleichungssystems 2.4 muss die Trajektorie der Relativbewegung der Atomkerne für jeden Reaktionskanal bekannt sein. Ist die Stoßenergie deutlich größer als die Änderung der inneren Energie des Systems (Q-Wert), kann eine einzige Trajektorie für alle Kanäle verwendet werden. Sie lässt sich durch Verwendung eines abgeschirmten Coulomb-Potentials bestimmen. Bei noch größeren Stoßenergien kann es ab etwa 500 eV/u sogar ausreichend sein zur Beschreibung der Projektilbewegung eine gerade Bahn anzunehmen.

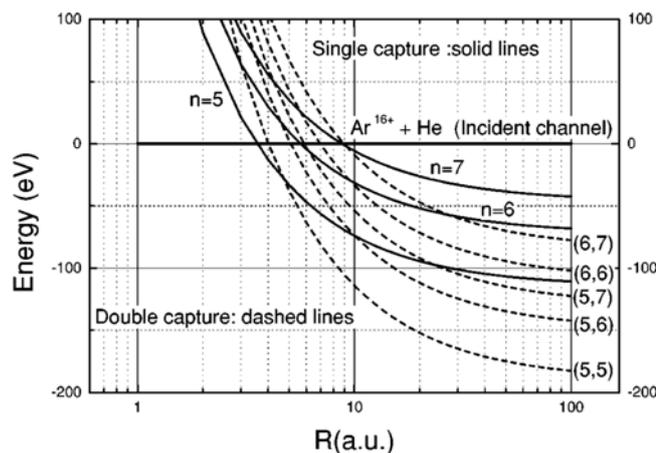
## 2.1 Modelle zur Beschreibung von Ladungsaustauschprozessen

**Tabelle 2.1:** Einordnung der grundlegenden theoretischen Modelle in Abhängigkeit des Energiebereichs. Quantenmechanisch (QM), Semiklassische Näherung (SK), Molecular-Orbital-Close-Coupling-Methode (MO-CC), Atomic-Orbital-Close-Coupling-Methode (AO-CC).

Stoßenergie (eV/u)	$v$ (a.u.)	Projektil	Elektronen
<10	<0,02	QM	
50-500	0,05-0,15	SK - mittlere Traj.	MO-CC
500-25.000	0,15-1,00	SK - gerade Traj.	
25.000-200.000	1,00-3,00		AO-CC
>200.000	>3,00		Störungstheorie

Nicht nur die Behandlung der Projektilbewegung, sondern auch die Methode der Entwicklung nach den Basisfunktionen  $\phi_k$  ist abhängig von der Stoßenergie. Dabei kommt es in erster Linie auf das Verhältnis  $v/v_0$  zwischen Stoßgeschwindigkeit  $v$  und der klassischen Umlaufgeschwindigkeit der Target-Elektronen  $v_0$  an. Man unterscheidet hier im Allgemeinen drei Fälle: Für langsame Stöße gilt  $v \ll v_0$ , es werden Molekülorbitale zur Beschreibung von  $\phi_k$  verwendet und man spricht von der *Molecular-Orbital-Close-Coupling-Methode* (MO-CC) [GREEN et al., 1982, SHIPSEY et al., 1983]. Im Bereich mittlerer Stoßgeschwindigkeiten ( $v \approx v_0$ ) wird die *Atomic-Orbital-Close-Coupling-Methode* (AO-CC) verwendet, die atomare Orbitale zur Beschreibung der Wellenfunktionen benutzt [FRITSCH und LIN, 1984, FRITSCH, 1984, FRITSCH und LIN, 1986]. Eine bekannte und verbreitete Methode zur näherungsweise Lösung der AO-CC Gleichungen, die *Unitarized-Distorted-Wave-Approximation* (UDWA) wurde auch über die Grenzen dieses Energiebereichs eingesetzt, allerdings kann es dabei jedoch zur Überschätzung des Einfangwirkungsquerschnitts kommen [RYUFUKU und WATANABE, 1979, RYUFUKU, 1982]. Es wurden auch Versuche unternommen MO-CC und AO-CC Modelle zu vereinen [KIMURA und LIN, 1985, WINTER und LANE, 1985] und Ladungsaustausch in einer geschlossenen Beschreibung für niedrigen und mittleren Geschwindigkeiten, die gewisse technische Beschränkungen der einzelnen Modelle überwindet, darzustellen. Dieser Ansatz erfuhr seit seiner Einführung jedoch keine große Verbreitung. Für noch höhere Stoßenergien ( $v \approx 3v_0$ ) lassen sich störungstheoretische Modelle anwenden, deren Entwicklung schon in den späten 1920ern mit der sogenannte Oppenheimer-Brinkman-Kramers-Näherung [OPPENHEIMER, 1928, BRINKMAN und KRAMERS, 1930] begann und in einer Vielzahl an Über-

sichtsartikel (z. B. [BELKIC, 1979] und [DEWANGAN und EICHLER, 1994]) zusammengefasst ist. Tabelle 2.1 fasst die verschiedenen theoretischen Beschreibungen und die in den unterschiedlichen Energiebereichen zur Anwendung kommenden Näherungen noch einmal übersichtlich zusammen.



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung der Potentialkurven für das Stoßsystem  $\text{Ar}^{16+} + \text{He}$  aus [ABDALLAH et al., 1998]. Zur Vereinfachung wurde die Polarisationsenergie im einlaufenden Kanal vernachlässigt.

Zur Beschreibung von Ladungsaustauschprozessen im für diese Arbeit relevanten niedrigen Energiebereich sei hier die Multi-Crossing-Landau-Zener-Theorie (MCLZ) erwähnt [SALOP und OLSON, 1976, OLSON und SALOP, 1976, JANEV et al., 1983]. Das auf der Arbeit von Landau [LANDAU, 1932] und Zener [ZENER, 1932] basierenden Modelle beschreibt den Ladungsaustausch durch einen diabatischen Übergang zwischen den asymptotischen einlaufenden und auslaufenden Potentialkurven des Stoßsystems. Der Eingangskanal des Systems  $A^{q+} + B$  wird durch ein aufgrund der Polarisation des Target-Atoms leicht anziehendes Potential beschrieben. Im Gegensatz dazu wird die Wechselwirkung im auslaufenden Kanal durch die Coulomb-Abstoßung der beiden Ionen  $A^{(q-i)+}$  und  $B^{j+}$  dominiert. An den Kreuzungen der Potentialkurven kann die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen ihnen durch das Landau-Zener-Modell beschrieben werden. Im Rahmen dieser Beschreibung lassen sich neben Einfelektroneneinfang auch Doppel- und Mehrfelektroneneinfang behandeln [BARAT und RONCIN, 1992, KRISHNAMURTHI, 1993]. Die Zahl der Potentialkurven, die bei diesen Rechnungen mit einbezogen werden müssen und damit einhergehend der numerische Aufwand, nimmt mit steigenden Ladungszuständen erheblich

zu. Die meisten bis jetzt publizierten MCLZ-Rechnungen beschränken sich daher auf Ladungszustände unter  $q = 18$ .

Zur Veranschaulichung zeigt Abbildung 2.2 stark vereinfacht die Vorgehensweise für Doppeleinfang Anhand des Beispiels  $\text{Ar}^{16+} + \text{He}$  [ABDALLAH et al., 1998]. Bei dieser Darstellung wurde zur Vereinfachung die Polarisationsenergie im einlaufenden Kanal vernachlässigt.

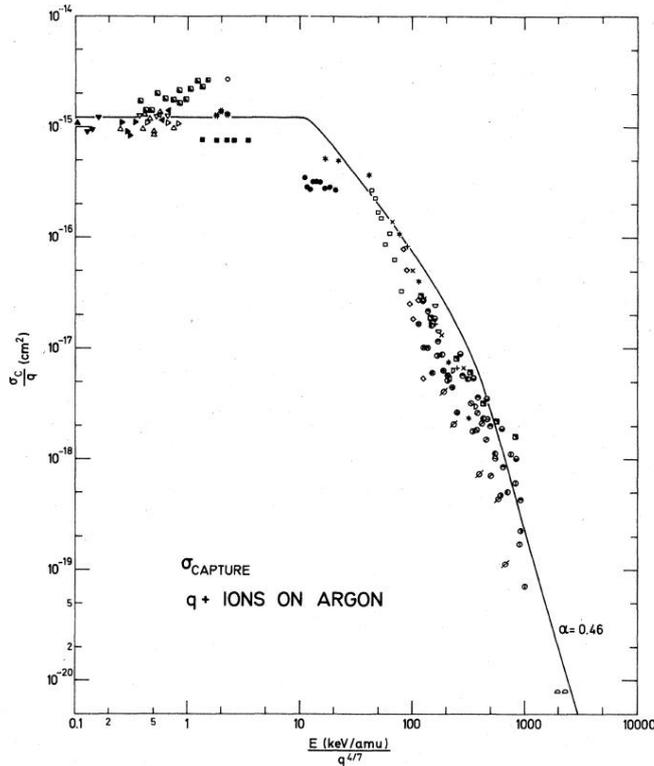
## Zur Anwendbarkeit klassischer Modelle bei der Beschreibung von Ladungsaustausch

In den nächsten Abschnitten dieses Kapitels sollen drei rein klassische Methoden zur Beschreibung von Ladungsaustauschprozessen vorgestellt werden, die aufgrund ihrer Anschaulichkeit in Verbindung mit guten Vorhersagen zu großer Beliebtheit gekommen sind. Die Behandlung atomarer Stoßprozesse mittels Methoden der klassischen Mechanik hat eine lange Tradition [THOMSON, 1912]. Der Erfolg bei der Beschreibung von Ion-Atom-Stößen – vor allem bei mittlerer Stoßgeschwindigkeiten – liegt vermutlich in der Natur der Coulomb-Wechselwirkung begründet. Es ist bekannt, dass in Systemen mit reiner Coulomb-Wechselwirkung, wie dem Wasserstoffatom oder dem Fall eines Elektrons im Feld zweier Coulomb-Zentren, Symmetrien vorhanden sind, die dazu führen, dass die quantenmechanische und die klassische Beschreibung dieser Systeme für einige Eigenschaften zur gleichen Lösung führen. Ein berühmtes Beispiel hierfür ist die Ableitung des differentiellen Wirkungsquerschnittes für die Rutherford-Streuung geladener Teilchen an einem Coulomb-Potential, die sowohl klassisch als auch quantenmechanisch zum gleichen Ergebnis führen [LANDAU und LIFSHITZ, 1960]. Bei der Beschreibung eines Elektrons im Feld zweier Atomkerne ist der Umstand bemerkenswert, dass sich die Variablen der Bewegungsgleichung sowohl in der klassischen als auch in der quantenmechanischen Beschreibung separieren lassen, der wiederum auf die Besonderheit der Coulomb-Wechselwirkung zurückzuführen ist. Die hier angeführten Argumente für den Erfolg klassischer Modelle zur Beschreibung des Ladungsaustausches sind nach Ansicht des Autors jedoch kaum mehr als der Versuch eine zufällige Laune der Natur verstehen zu wollen.

### 2.1.2 Das Bohr-Lindhard-Modell

Im Jahre 1954 schlugen Bohr und Lindhard ein rein klassisches Modell zur Beschreibung des Elektroneneinfangs hochgeladener Ionen vor [BOHR und LINDHARD, 1954]. Knudsen *et al.* greifen 1981 dieses einfache Modell wieder auf und vergleichen es erfolgreich mit einer großen Anzahl von Daten [KNUDSEN *et al.*, 1981]. Es können damit gute Vorhersagen zum absoluten Wirkungsquerschnitt für den Einfang eines einzelnen Elektrons (engl.: *single electron capture, SEC*), dessen Abhängigkeit von der Stoßenergie, der Bin-

drungsenergie des Target-Elektrons und dem Ladungszustand des Projektils gemacht werden. Abbildung 2.3 zeigt als Beispiel dafür die Energieabhängigkeit des SEC Wirkungsquerschnitts von Ionen im Ladungszustand  $q \geq 4$  mit Argon als Targetgas.



**Abbildung 2.3:** Vergleich der Vorhersage des Wirkungsquerschnittes nach dem Modell von Bohr und Lindhard mit experimentellen Daten zu Ladungsaustausch zwischen Ionen des Ladungszustandes  $q \geq 4$  und Argon-Atomen als Funktion der Stoßenergie [KNUDSEN et al., 1981].

Bohr und Lindhard gehen in ihrem Modell von der einfachen Vorstellung aus, dass sich das Elektron genau ab jenem Abstand  $R_a$  vom Targetatom ablösen lässt, bei dem sich die vom herannahenden  $q$ -fach geladenen Projektil ausgeübte anziehende Coulomb-Kraft und die vom Potential des Atomkerns ausgehende bindende Kraft, gerade aufheben. Unter Verwendung atomarer Einheiten kann man folgende Bedingung für das Ablösen angeben:

$$\frac{q}{R_a^2} = \frac{v_e^2}{a}. \quad (2.7)$$

Dabei sind  $v_e$  und  $a$  die klassische Bahngeschwindigkeit und der Bahnradius

wie sie im Bohrschen Atommodell definiert sind. Der Abstand  $R_a$ , bei dem das Ablösen des Elektrons möglich ist, ergibt sich daraus zu:

$$R_a = \frac{\sqrt{aq}}{v_e}. \quad (2.8)$$

Außerdem wird noch ein weiterer Abstand  $R_e$  eingeführt, bei dem das Elektron vom Projektil eingefangen werden kann. Als Voraussetzung für einen solchen Einfang muss die potentielle Energie des Elektrons im Ruhesystem des Projektils größer als dessen kinetische Energie sein. Sei  $v_p$  die Geschwindigkeit des Projektils, dann ist der Grenzfall durch

$$\frac{q}{R_e} = \frac{1}{2}v_p^2 \quad (2.9)$$

bestimmt. Daraus lässt sich der Abstand für die Einfangbedingung durch

$$R_e = \frac{2q}{v_p^2} \quad (2.10)$$

berechnen. Wenn  $R_a < R_e$  gilt, d. h. die Bedingung für den Einfang zum Zeitpunkt des Ablöses des Elektrons erfüllt ist, folgt daraus direkt der geometrische Wirkungsquerschnitt für den Ladungsaustausch bei langsamen Stößen:

$$\sigma_{CX}^I = \pi R_a^2 = \pi \frac{aq}{v_e^2}. \quad (2.11)$$

Man sieht, dass für langsame Stöße, wenn die Projektilgeschwindigkeit  $v_p$  kleiner als die kritische Geschwindigkeit

$$v_k = \sqrt{2}v_e \left(\frac{q}{a}\right)^{1/4} \quad (2.12)$$

wird, der Ladungsaustauschwirkungsquerschnitt unabhängig von der Stoßenergie wird und linear mit dem Ladungszustand des Projektils ansteigt (siehe Abbildung 2.3). Für höhere Stoßenergien wird hingegen  $R_a > R_e$  und es kann zum Ablösen des Elektrons kommen, bevor die Bedingung für den Einfang erfüllt ist. Dies stellt den Schwellwert für Target-Ionisation, d. h. die Emission des Elektrons ins Kontinuum dar. Würde das Ablösen des

Elektrons instantan beim Unterschreiten des Kernabstandes  $R_a$  geschehen, fiele der Wirkungsquerschnitt für den Elektroneneinfang auf Null. Da dieser Prozess aber nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit stattfindet, während sich das Projektil weiter annähert, kann das Elektron auch in diesem Bereich eingefangen werden. Zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes für  $R_a > R_e$  wird nun  $\pi R_a^2$  mit dem Verhältnis aus der Stoßzeit ( $R_e/v_p$ ) und der Periode des Elektrons beim Umlauf auf der Bohrschen Bahn ( $a/v_e$ ) gewichtet:

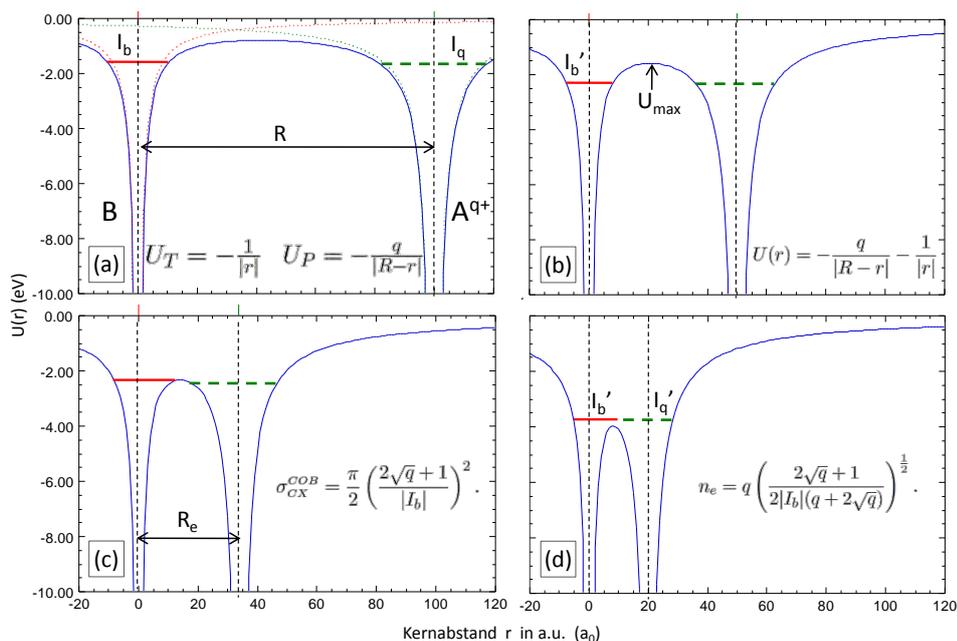
$$\sigma_{CX}^s = \pi R_e^2 \left( \frac{v_e R_e}{a v_p} \right) = 8\pi q^3 \frac{v_e}{a} v_p^{-7}. \quad (2.13)$$

Daraus sieht man, dass für höhere Projektilgeschwindigkeiten  $v_p > v_k$  der Wirkungsquerschnitt für Elektroneneinfang mit der Projektilgeschwindigkeit proportional zu  $v_p^{-7}$  sehr steil abfällt. Dieser Abfall stimmt, wie in Abbildung 2.3) zu sehen ist, gut mit dem experimentellen Befund überein. Diese gute Übereinstimmung sollte jedoch nicht über die Tatsache hinwegtäuschen, dass wenn Aussagen über komplexere Prozesse wie Mehrfachelektroneneinfang oder differentielle Wirkungsquerschnitte gefragt sind, komplexere Modelle angewandt werden müssen.

### 2.1.3 Das Classical-Over-Barrier-Modell

Das Classical-Over-Barrier-Modell (COB) stellt ein weiteres klassisches Modell für den Ladungsaustausch dar und ist aufgrund seiner guten Vorhersagen und seiner verhältnismäßig geringen Komplexizität sehr beliebt. Dieses Modell basiert im Grunde auf der zuvor vorgestellten Beschreibung von Bohr und Lindhard und wurde von Ryufuku *et al.* [RYUFUKU et al., 1980] weiterentwickelt und mit Ergebnissen aus komplexeren Modellen (UDWA-Rechnungen) [RYUFUKU und WATANABE, 1979], sowie mit einer Vielzahl an experimentellen Daten verglichen. Dabei wurde im Allgemeinen gute Übereinstimmung gefunden. Mit dieser ursprünglichen Form des Modells sind gute Abschätzung des Wirkungsquerschnitts für SEC und der Hauptquantenzahl  $n$  des Zustandes, in den das Elektron eingefangen wird, möglich. Es folgten Erweiterungen von Niehaus *et al.* [NIEHAUS, 1986] und Burgdörfer *et al.* [BURGDÖRFER et al., 1986], die es ermöglichen Aussagen über Mehr-Elektronen-Einfang und die Abhängigkeit von der Drehimpulsquantenzahl

$\ell$  zu treffen. Die folgende Ableitung orientiert sich an der einfachen, auf Wasserstoff als Target beschränkten Variante von Ryufuku *et al.* und verallgemeinert diese auf eine beliebige Targetspezies. Abbildung 2.4 zeigt eine anschauliche Darstellung der im folgenden Abschnitt beschriebenen Vorgehensweise.



**Abbildung 2.4:** Illustration des Classical-Over-Barrier-Modells. (a) Das Projektil nähert sich dem Target an. (b) Die Höhe der Barriere nimmt bei kleiner werdendem Abstand ab. (c) Beim Kernabstand  $R_e$  kann das Elektron die Barriere überspringen und der Wirkungsquerschnitt für CX ist durch  $\sigma_{CX}^{COB}$  gegeben. (d) Ist die Bedingung  $I'_b = I'_q$  erfüllt, erfolgt der Einfang resonant und der Zustand mit der größten Einfangswahrscheinlichkeit ist durch  $n_e$  gegeben.

Dieses Modell beruht darauf, dass sich bei der Annäherung des geladenen Projektils die Form des Coulomb-Potentials des Targetatoms in einer Weise verformt, die es dem Targetelektron bei einem bestimmten Abstand  $R$  der beiden Kerne ermöglicht sich in dem vereinten Potential frei zu bewegen. Diese Überleitung in einen quasi-molekularen Zustand ist in der klassischen Betrachtung dann möglich, wenn die Barriere zwischen den beiden Kernen kleiner ist als die Bindungsenergie des Targetelektrons. Das herannahende Ion verursacht dabei durch den Stark-Effekt eine Verschiebung der ungestör-

ten Bindungsenergie  $I_b$  des am schwächsten gebundenen Targetelektrons<sup>1</sup>. Die dadurch modifizierte Bindungsenergie des Elektrons kann durch

$$I'_b(R) = I_b - \frac{q}{R} \quad (2.14)$$

abgeschätzt werden. In einer eindimensionalen Betrachtung lässt sich das Potential, das ein Elektron im Abstand  $r$  vom Targetkern erfährt, aus der Superposition des Targetpotentials  $U_T = -1/|r|$  und des Projektilpotentials  $U_P = -q/|R - r|$  gewinnen:

$$U(r) = -\frac{q}{|R - r|} - \frac{1}{|r|} \quad \text{für } 0 < |r| < |R|. \quad (2.15)$$

Das Maximum der zwischen den beiden Kernen liegenden Barriere ist durch die Bedingung

$$\frac{\partial U(r)}{\partial r} = \frac{-q}{(R - r)^2} + \frac{1}{r^2} \stackrel{!}{=} 0 \quad (2.16)$$

bestimmt. Durch Auflösen nach  $r$  erhält man den Ort dieser Barriere (in dieser Betrachtung das lokale Maximum zwischen den beiden Kernen)

$$r_{max} = \frac{R}{\sqrt{q} + 1} \quad (2.17)$$

und dessen Abstand zum Kontinuum

$$U_{max} = \frac{-q}{R} - \frac{2\sqrt{q} + 1}{R}. \quad (2.18)$$

Die Bedingung für das Überspringen der Barriere ist nun durch  $U_{max} = I'_b$  gegeben und man erhält aus

$$\frac{-q}{R} - \frac{2\sqrt{q} + 1}{R} = I_b - \frac{q}{R} \quad (2.19)$$

den Abstand  $R_e$  bei dem der Einfang des Elektrons durch das Ion stattfinden kann:

---

<sup>1</sup>Anmerkung: Die Bindungsenergie ist für ein gebundenes System negativ definiert.

$$R_e = \frac{2\sqrt{q} + 1}{|I_b|}. \quad (2.20)$$

Dieser Abstand definiert den geometrischen Wirkungsquerschnitt, der noch mit der Einfangwahrscheinlichkeit  $A_e$  gewichtet werden muss. Dieser Faktor lässt sich durch die Vorstellung veranschaulichen, dass das Elektron im gemeinsamen Potential der beiden Kerne hin und her pendelt und beim Ansteigen der Barriere (wenn sich das Projektil wieder entfernt) rein statistisch mit einer Wahrscheinlichkeit von  $1/2$  bei einem von beiden verbleibt. Tatsächlich haben sowohl aufwendigere theoretischen Berechnungen [BAEDE, 1975] als auch im Experiment [DIJKKAMP et al., 1985] Werte nahe  $0,5$  gefunden<sup>2</sup>. Der Einfangwirkungsquerschnitt  $\sigma_{CX}$  ergibt sich demnach im Classical-Over-Barrier-Modell zu:

$$\sigma_{CX}^{COB} = A_e \pi R_e^2 = \frac{\pi}{2} \left( \frac{2\sqrt{q} + 1}{|I_b|} \right)^2. \quad (2.21)$$

Da sich das Elektron nach dem Einfang in einem Bindungszustand des Projektils befinden muss und dieser Übergang möglichst resonant geschieht, lässt sich durch Ansatz einer Resonanzbedingung zum Zeitpunkt dieses Wechsels die Hauptquantenzahl  $n_p$  jenes Zustandes bestimmen in den das Elektron mit der größten Wahrscheinlichkeit eingefangen wird. Diese Bedingung für den Abstand  $R = R_e$  zwischen den Kernen lautet:

$$I'_b(R_e) = I'_q(R_e). \quad (2.22)$$

Dabei ist  $I'_q$  die Bindungsenergie des Elektrons im Projektil, die durch das nach dem Ladungsaustausch geladene Target beeinflusst wird und  $I'_b$  die schon weiter oben eingeführte Bindungsenergie im Targetatom, welche durch das Potential des Projektils modifiziert wird. Diese Bedingung lässt sich wie folgt schreiben:

$$I_b - \frac{q}{R} = I_q - \frac{1}{R}. \quad (2.23)$$

Daraus erhält man die Bindungsenergie des eingefangenen Elektrons lange nach dem Stoß:

---

<sup>2</sup>Baede *et al.* :  $A_e = 0,452$ ; Dijkkamp *et al.* :  $A_e = 0,46 \pm 0,05$

$$I_q = I_b - \frac{q-1}{R}. \quad (2.24)$$

Unter der Annahme von wasserstoffartigen Energieniveaus<sup>3</sup> erhält man unter Verwendung der bekannten Rydberg-Formel

$$I_q = -\frac{q^2}{2n^2} \quad (2.25)$$

den mit der höchsten Wahrscheinlichkeit besetzten Zustand

$$n_p = q \left( \frac{2\sqrt{q} + 1}{2|I_b|(q + 2\sqrt{q})} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.26)$$

Im Allgemeinen geht man davon aus, dass die höchste Besetzungswahrscheinlichkeit bei der nächstkleineren ganzen Zahl  $n$  gegeben ist. Bei einem großem Dezimalteil von  $\geq 0,8$  wird oft der nächsthöhere Zustand bevorzugt besetzt [DIJKKAMP et al., 1985]. In Abbildung 2.5 werden Vorhersagen des Wirkungsquerschnittes für Ladungsaustausch und der Hauptquantenzahl  $n_p$ , nach dem COB-Modell mit quantenmechanischen UDWA-Rechnungen verglichen [RYUFUKU et al., 1980]. Dabei wurden Stoßenergien von 100 eV/u und Wasserstoff als Target angenommen. Man sieht über weite Bereiche gute Übereinstimmung des einfachen klassischen Modells mit dem weitaus aufwendigeren quantenmechanischen Verfahren.

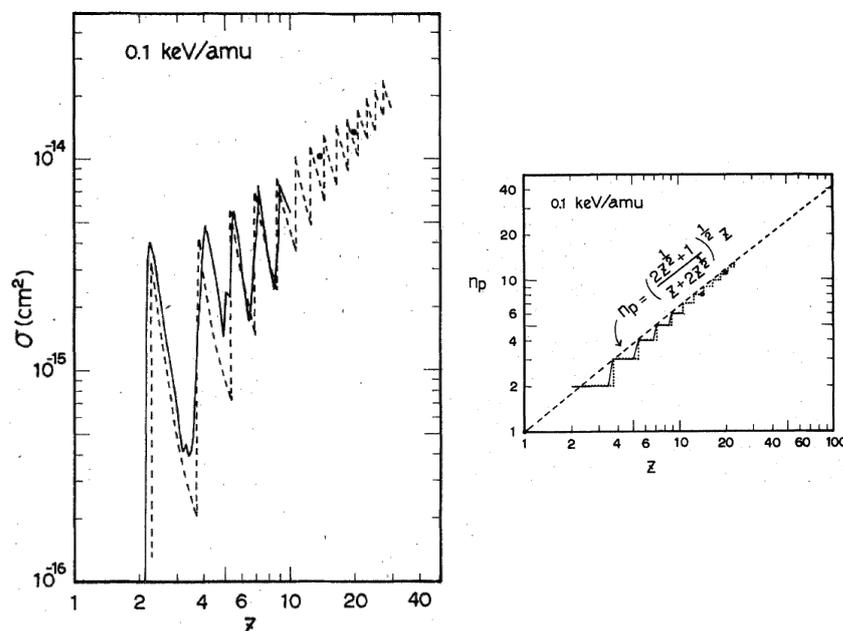
Als Beispiel für die Anwendung des COB-Modells soll hier nun der Ladungsaustausch zwischen einem nackten Argon-Kern ( $\text{Ar}^{18+}$ ) und einem neutralen Argon-Atom betrachtet werden, da dieses Stoßsystem im experimentellen Teil dieser Arbeit eingehend untersucht wird. Die Ionisationsenergie von Argon beträgt 15,8 eV [VELCHEV et al., 1999]. Unter Verwendung der Gleichungen (2.21) und (2.26) erhält man den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{CX}^{COB} = 1,2 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \quad (2.27)$$

bei einem Kernabstand  $R_e = 16,0 a_0$  mit der höchsten Besetzungswahr-

---

<sup>3</sup>Diese Annahme stellt für hochgeladene Ionen im Allgemeinen und für die in dieser Arbeit behandelten Ladungszustände (nackte oder wasserstoffartige Ionen) im Speziellen eine sehr gute Näherung dar.



**Abbildung 2.5:** Theoretische Vorhersage des Wirkungsquerschnittes für Ladungsaustausch und der Hauptquantenzahl  $n_p$  des Zustandes, in den das Elektron mit der größten Wahrscheinlichkeit eingefangen wird, nach UDWA-Rechnungen (durchgezogene Linie) und nach dem Classical-Over-Barrier-Modell (links gestrichelt, rechts punktiert) aus [RYUFUKU et al., 1980]. Es wurden Stoßenergien von 100 eV/u und Wasserstoff als Target angenommen.

scheinlichkeit im Zustand

$$n_p = 10,0. \quad (2.28)$$

Aussagen über die Verteilung des Drehimpulses des eingefangenen Elektrons sind anhand dieser einfachen Variante des COB-Modells nicht möglich. Eine Erweiterung von Burgdörfer *et al.* erlaubt in einem relativ beschränkten Geschwindigkeitsbereich ( $v = (0,2 \dots 0,5)v_0$ ) Vorhersagen über den Mittelwert der Drehimpulsverteilung zu treffen [BURGDÖRFER et al., 1986]. Der mit Hilfe dieses modifizierten Modells bestimmte Trend, dass der Mittelwert der Drehimpulsverteilung mit sinkender Stoßgeschwindigkeit abnimmt und sich dem Wert Eins annähert, konnte durch experimentelle Untersuchungen bestätigt werden. Für quantitative Aussagen zur Verteilung des Drehimpulses muss jedoch auf aufwendigere Berechnungen zurückgegriffen werden. Im Folgenden wird eine klassische Methode vorgestellt, die in der Lage ist, differenzielle Wirkungsquerschnitte für vollständig bestimmte Quantenzustände  $(n, \ell, m)$  zu berechnen.

### 2.1.4 Die Classical-Trajectory-Monte-Carlo-Methode

Der Ansatz der Classical-Trajectory-Monte-Carlo-(CTMC)-Methode beruht auf der numerischen Lösung der klassischen Bewegungsgleichungen aller am Stoß beteiligten Teilchen (im einfachsten Fall ein Elektron und zwei Kerne) unter Berücksichtigung der Coulomb-Wechselwirkung zwischen ihnen. Pionierarbeit auf diesem Gebiet wurde von Hirschfelder *et al.* geleistet, die bereits im Jahre 1936 Reaktionen von Atomen und Wasserstoffmolekülen mit dieser Methode untersucht haben [HIRSCHFELDER *et al.*, 1936]. Damals musste noch jede einzelne Trajektorie von Hand berechnet werden und bis zum Aufkommen erster Computer war die Leistungsfähigkeit dieser Methode stark eingeschränkt. Bei Ion-Atom-Stößen wurde dieses Verfahren erstmals 1966 angewandt [ABRINES und PERCIVAL, 1966] und hat sich in den darauf folgenden Jahren auf diesem Gebiet schnell etabliert [OLSON und SALOP, 1977, OLSON, 1981, HVELPLUND *et al.*, 1983]. Gerade im letzten Jahrzehnt hat dieses Verfahren wieder zunehmend an Interesse gewonnen [OTRANTO *et al.*, 2006, OLSON, 2006, OTRANTO und OLSON, 2008, OTRANTO *et al.*, 2008]. Diese Entwicklung ist unter anderem der Tatsache zuzuschreiben, dass auch differenzielle Wirkungsquerschnitte – im Besonderen die Verteilung der Drehimpulszustände der eingefangenen Elektronen – aus den Ergebnissen extrahiert werden können. Außerdem ist anzuführen, dass in der ursprünglichen Domäne dieses Verfahrens, das ist der Bereich mittlerer Stoßgeschwindigkeiten (25-200 keV/u), viele sonst erfolgreiche theoretische Modelle versagen. Wie bereits in der Einführung erwähnt, führte die Ausdehnung des Anwendungsbereichs auf niedrige Stoßenergien zu erheblichen Abweichungen im Vergleich zu experimentellen Ergebnissen [WARGELIN *et al.*, 2005, ALLEN *et al.*, 2007, ALLEN *et al.*, 2008]. Auf diese Diskrepanzen wird im Ergebnisteil dieser Arbeit ausführlich eingegangen.

Die Bewegung des Dreikörpersystems aus Targetkern, Targetelektron und Projektil lässt sich in der klassischen Mechanik durch die hamiltonschen Bewegungsgleichungen ausdrücken:

$$\frac{\partial H}{\partial p_i} = \dot{q}_i, \quad \frac{\partial H}{\partial q_i} = -\dot{p}_i. \quad (2.29)$$

Hier sind  $q_i$  und  $p_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 9$ ) die verallgemeinerten Orts- und Impulskordinaten der drei Körper. Nach Abzug der Schwerpunktbewegung erhält

man ein Gleichungssystem aus 12 gekoppelten Differentialgleichungen, die für eine große Anzahl von Trajektorien (üblicherweise einige 1000) numerisch gelöst werden. Die Anfangsbedingungen wie die Position und der Impuls des Elektrons, das sich um den Targetkern bewegt, wird durch ein Zufallsverfahren aus einem mikrokkanonischen Ensemble ausgewählt. Dieses Ensemble ist so aufgebaut, dass die Orts- und Impulsverteilung des Anfangszustandes entsprechend der Wahrscheinlichkeitsdichten  $|\psi_i(r)|^2$  und  $|\psi_i(p)|^2$  nachgebildet wird. Um die Zahl der notwendigen Trajektorien möglichst klein zu halten, ist der Bereich aus dem die möglichen Stoßparameter ausgewählt werden sinnvoll abzuschätzen. Diese Obergrenze  $b_{max}$  wird so gewählt, dass Trajektorien mit größeren Stoßparametern keinen wesentlichen Beitrag zu den berechneten Wirkungsquerschnitten liefern. Für jede Trajektorie wird nun der Ausgang des Stoßes berechnet. Dabei werden drei verschiedene Ereignisarten gezählt:

1. Am Ende der Trajektorie befindet sich das Elektron nahe dem Projektil und wurde von diesem eingefangen; der Ladungsaustausch wird unter  $N_{CX}$  verbucht.
2. Das Elektron verbleibt beim Atom, es handelt sich um einen elastischen Stoß, der unter  $N_{el}$  registriert wird.
3. Nach dem Stoß ist das Elektron von den beiden anderen Stoßpartnern weit entfernt, das Atom wurde ionisiert ohne dass es zum Einfang kam und das Ereignis wird als  $N_{ion}$  gewertet.

Der Wirkungsquerschnitt für jedes dieser Ereignisse ist nun einfach durch

$$\sigma_i = \frac{N_i}{N_{tot}} \pi b_{max}^2 \quad (2.30)$$

gegeben. Dabei steht  $i$  für einen der drei oben genannten Prozesse und  $N_{tot}$  für die Gesamtzahl der berechneten Trajektorien. Auch der statistische Fehler dieser Aussage lässt sich angeben:

$$\Delta\sigma_i = \sigma_i \left( \frac{N_{tot} - N_i}{N_{tot} N_i} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.31)$$

Üblicherweise wird die Zahl der zu berechnenden Trajektorien so gewählt, dass der relative statistische Fehler unter 10% liegt. Durch die genauere

Betrachtung der Ladungsaustauschereignisse lassen sich auch Rückschlüsse auf die Endzustände der eingefangenen Elektronen machen. Man betrachtet die klassische Energie  $E$  und den Drehimpuls  $J$  des Elektrons im Bezugssystem des Projektils und kann sie durch Verwendung der wasserstoffartigen Näherung, die bei hochgeladenen Ionen durchgehend anwendbar ist, mit der kontinuierlichen Hauptquantenzahl  $n_c$  und Drehimpulsquantenzahl  $\ell_c$  in Verbindung bringen:

$$E = -\frac{q^2}{2n_c^2}, \quad J = \sqrt{\ell_c(\ell_c + 1)}. \quad (2.32)$$

Nun müssen noch Quantisierungsbedingungen angewandt werden, um diesen klassischen Äquivalenten tatsächliche Quantenzahlen zuzuordnen. Nach [BECKER und MACKELLAR, 1984] lässt sich folgende Bedingung zur Findung der Hauptquantenzahl  $n$  benutzen:

$$\left[n\left(n - \frac{1}{2}\right)(n - 1)\right]^{\frac{1}{3}} \leq n_c \leq \left[n\left(n + \frac{1}{2}\right)(n + 1)\right]^{\frac{1}{3}}. \quad (2.33)$$

Sie lässt sich für große  $n$  (bei HCIs gegeben) vereinfacht schreiben [OLSON, 1981]:

$$n - \frac{1}{2} \leq n_c \leq n + \frac{1}{2}. \quad (2.34)$$

Zur Berechnung der Drehimpulsquantenzahl  $\ell$  kann

$$\ell \leq \ell_c \leq \ell + 1 \quad (2.35)$$

benutzt werden.

Die Verteilung für  $m_\ell$  lässt sich nach [SCHIPPERS et al., 1995] durch

$$\frac{2m_\ell - 1}{2\ell + 1} \leq \frac{\ell_z}{\ell_c} \leq \frac{2m_\ell + 1}{2\ell + 1} \quad (2.36)$$

bestimmen. Dabei ist  $\ell_z$  die z-Komponente des Drehimpulses  $\ell_c$ .

Nach Anwendung dieser Quantisierungsbedingungen und der vollständigen Bestimmung des Quantenzustandes  $(n, \ell, m)$  lässt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt wie folgt berechnen:

$$\sigma_{nlm} = \frac{N(n,\ell,m)}{N_{tot}} \pi b_{max}^2. \quad (2.37)$$

Hier ist  $N(n,\ell,m)$  die Zahl der Ereignisse für den Einfang in den Zustand  $nlm$ .

Als Faustregel zur Abschätzung der Hauptquantenzahl  $n_p$  des Zustandes mit der höchsten Einfangwahrscheinlichkeit hat Olson in [OLSON, 1981] folgende Gleichung aus der Skalierung der von ihm gefundenen Werte für Ladungszustände zwischen  $q = 4 \dots 20$  angegeben:

$$n_p \approx \sqrt{\frac{13,6 \text{ eV}}{I_b}} q^{\frac{3}{4}}. \quad (2.38)$$

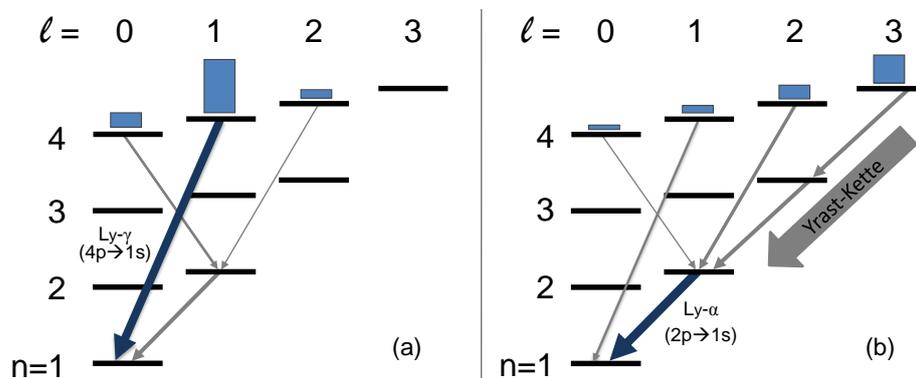
Dabei ist  $I_b$  das Ionisationspotential des Target-Atoms in Elektronvolt. Für den im experimentellen Teil dieser Arbeit behandelten Modellfall  $Ar^{18+} + Ar$  erhält man  $n_p = 8,1$ .

Bei der Interpretation von Ladungsaustauschmessungen mit Bezug zu astrophysikalischen Anwendungen erfahren CTMC-Rechnungen gerade in den letzten 10 Jahren große Popularität. Vor allem die Möglichkeit Drehimpulsverteilungen anzugeben hat dazu geführt, dass diese Methode oft als einzige Referenz für die Beurteilung von Photonenspektren herangezogen wurde. Doch gerade bei sehr niedrigen Stoßenergien scheint die Anwendung dieses klassischen Modells nur schwer rechtfertigbar und führt in einigen Fällen zu Ergebnissen, die im Widerspruch zum Experiment stehen [WARGELIN et al., 2005, ALLEN et al., 2007, ALLEN et al., 2008]. Der Mangel an verlässlichen theoretischen Beschreibungen von Ladungsaustauschprozessen langsamer hochgeladener Ionen macht umfassende experimentelle Untersuchungen zur Schaffung von Vergleichsdaten für astrophysikalischer Beobachtungen und zur Verbesserung theoretischer Modelle unumgänglich.

## 2.2 Ladungsaustausch-induzierte Röntgenemission

Wie die Betrachtungen im letzten Abschnitt gezeigt haben, befinden sich hochgeladenen Ionen nach dem Elektroneneinfang bevorzugt in hoch angeregten Zuständen. Im einfachsten Fall regen sich diese Zustände radiativ, d. h. durch Aussenden von Photonen, ab. Die spektrale Form dieser

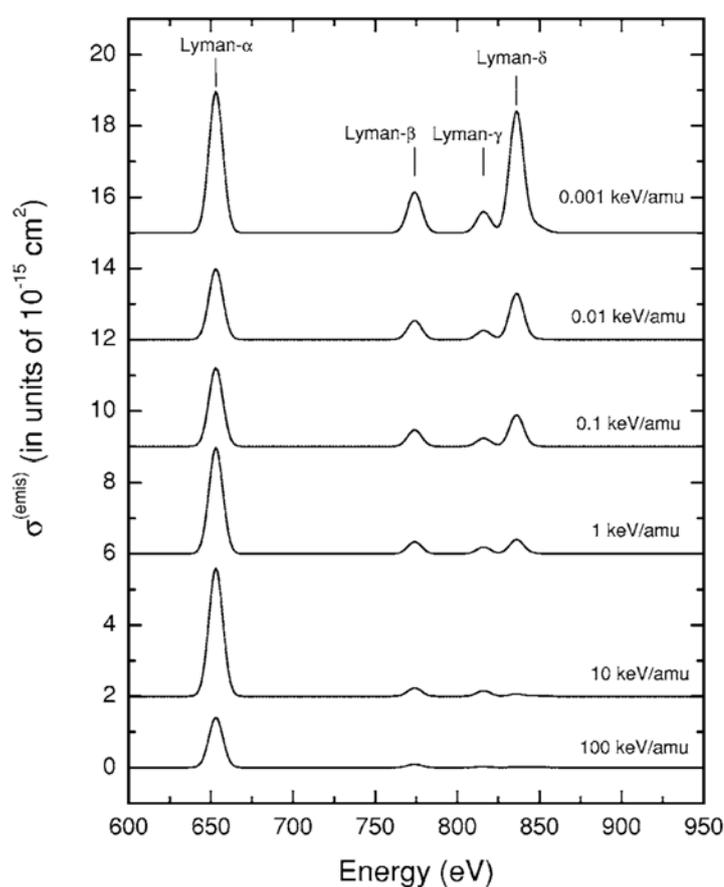
Emission hängt dabei stark vom Ausgangszustand des Ions ab und kann als dessen charakteristische Signatur betrachtet werden. Die Drehimpulsverteilung beim Einfang beeinflusst den Zerfallsweg der hochangeregten Zustände und damit auch die Energie der emittierten Photonen erheblich. Zustände mit großem Drehimpuls zerfallen nach den Auswahlregeln entlang der sogenannten Yrast-Kette, d. h. in Schritten von  $\Delta n = -1$  und  $\Delta \ell = -1$  (siehe Abbildung 2.6) und emittieren dabei eine Reihe von Photonen im sichtbaren und vakuum-ultravioletten (VUV) Spektralbereich. Am Ende dieser Kette wird bei freier  $K$ -Schale ein  $K\text{-}\alpha$  Photon im Röntgenbereich emittiert. Der direkte Übergang vom Ausgangszustand  $n_p$  in den Grundzustand kann nur aus dem  $p$ -Zustand ( $\ell = 1$ ) erfolgen. Die Beobachtung hochenergetischer Röntgenübergänge ist daher ein Maß für die Besetzung niedriger Drehimpulszustände. Zu niedrigen Stoßenergien hin wird der mittlere Drehimpulsübertrag beim Stoß kleiner und die Besetzungswahrscheinlichkeit des  $p$ -Zustandes nimmt zu. Die Intensität des Überganges  $n = n_p \rightarrow 1$  steigt demzufolge an.



**Abbildung 2.6:** Illustration des Zerfallsweges angeregter Zustände nach dem Ladungsaustausch bei (a) niedrigen und (b) hohen Stoßenergien. Die Verteilung der Einfangzustände wird dabei durch blaue Balken symbolisiert, die verschiedenen Zerfallskanäle sind durch Pfeile angedeutet deren Breite auf die Intensität des Überganges schließen lässt.

Abbildung 2.6 illustriert die Zerfallsweg für schnelle und langsame Stöße. Für langsame Stoßenergien dominiert der Einfang in  $\ell = 1$ . Im Gegensatz dazu ist die Besetzungswahrscheinlichkeit für schnelle Stöße entsprechend der Einstellmöglichkeiten des Drehimpulses proportional zu  $2\ell + 1$ . Man spricht in diesem Fall von einer statistischen Besetzungswahrscheinlichkeit. Die Auswirkung der Stoßenergie auf die Drehimpulsverteilung und die dar-

aus resultierende Röntgenemission lässt sich schon anhand dieses einfachen Schemas erkennen. Berechnungen der Drehimpulszustandsverteilung mittels CTMC-Rechnungen zeigen, dass sich das Photonenspektrum bei verschiedenen Stoßenergien zwischen 1 eV/u und 100 keV/u deutlich verändert. Abbildung 2.7 stellt den in [OTRANTO et al., 2006] berechneten Wirkungsquerschnitt für die Röntgenemission nach dem Ladungsaustausch zwischen  $O^{8+}$  und  $H_2O$  in diesem Energiebereich dar. Man sieht deutlich, dass Übergänge höherer Energie (K-  $\beta, \gamma, \delta$ ) mit abnehmender Stoßenergie intensiver werden.



**Abbildung 2.7:** Vorhersage der Röntgenemission nach dem Ladungsaustausch zwischen  $O^{8+}$  und  $H_2O$  durch CTMC-Rechnungen [OTRANTO et al., 2006]. Der Wirkungsquerschnitt für Photonen-Emission  $\sigma^{emis}$  ist für Stoßenergien von 1 eV/u bis 100 keV/u angegeben.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Beobachtung von Ladungsaustauschprozessen mittels Röntgenspektroskopie Rückschlüsse auf die Drehimpulsverteilung der eingefangenen Elektronen und somit auf die Stoßener-

gie ermöglicht. Des Weiteren ist zu bemerken, dass ein umfassendes Verständnis der Photonenemission für die Untersuchung weit entfernter astrophysikalischer Objekte unverzichtbar ist, da Photonen in diesem Fall die einzigen verfügbaren Informationsträger sind.

### 2.2.1 Das *Hardness-Ratio* als Diagnostik

Bei Ladungsaustauschmessungen hat sich zum quantitativen Vergleich von Röntgenspektren das sogenannte *Hardness Ratio* eingebürgert. Dieses Verhältnis wird aus der summierten Intensität aller Übergänge von  $n \geq 3$  in den Grundzustand und der Intensität des Überganges  $n = 2 \rightarrow 1$  gebildet:

$$\mathcal{H} = \frac{\sum_{n=3}^{n_s} I_{n \rightarrow 1}}{I_{2 \rightarrow 1}}. \quad (2.39)$$

Es ist ein Maß für die Härte der emittierten Röntgenstrahlung, woher auch der Name *Härteverhältnis* rührt. Bei Experimenten mit konventionellen Halbleiterdetektoren liegt die Energieauflösung im Bereich von 100-200 eV, daher sind die höheren Übergänge  $n \geq 3 \rightarrow 1$  nicht mehr aufzulösen. Die Einführung des *Hardness Ratio* bietet den Vorteil, dass auch aus Spektren mit beschränkter Auflösung ein Parameter gewonnen werden kann, der den quantitativen Vergleich mit theoretischen Vorhersagen und anderen Experimenten ermöglicht.

### 2.2.2 Metastabile Zustände in H- und He-artigen Systemen

Wie später in dieser Arbeit gezeigt wird, spielen langlebige metastabile Zustände bei der Messung von Ladungsaustauschprozessen von H- und He-artigen Ionen eine nicht zu unterschätzende Rolle. Deshalb sollen im folgenden Abschnitt Ursprung und Eigenschaften dieser Zustände dargestellt werden. Dazu muss vorerst die Wahrscheinlichkeit des Überganges vom Ausgangszustand  $\Psi_i$  (engl.: *initial*) in den Endzustand  $\Psi_f$  (engl.: *final*) durch spontane Emission eines Photons der Energie

$$E_\gamma = \hbar\omega = E_f - E_i \quad (2.40)$$

betrachtet werden.

Aus Fermis Goldener Regel lässt sich die Übergangswahrscheinlichkeit  $W_{if}$  nach der Quantisierung des elektromagnetischen Feldes wie folgt angeben [SAKURAI, 1967]:

$$W_{if} = \frac{e^2 \omega}{2\pi \hbar c} \left| \langle \Psi_f | \vec{\alpha} \cdot \vec{\epsilon} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} | \Psi_i \rangle \right|^2 d\Omega. \quad (2.41)$$

Dabei ist  $\vec{\alpha}$  ein Dreiervektor der Diracschen  $\vec{\alpha}$ -Matrizen,  $\vec{\epsilon}$  der Polarisationsvektor und  $e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$  steht für eine ebene Welle mit dem Wellenvektor  $\vec{k}$ . Die Multipolentwicklung dieser ebene Welle lässt sich wie folgt schreiben:

$$e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = 1 + (i\vec{k} \cdot \vec{r}) + \frac{1}{2!} (i\vec{k} \cdot \vec{r})^2 + \frac{1}{3!} (i\vec{k} \cdot \vec{r})^3 + \dots \quad (2.42)$$

Dabei bezeichnet man die einzelnen Terme dieser Entwicklung der Reihe nach als elektrischer Dipol- (E1), magnetischer Dipol- (M1), elektrischer Quadrupol- (E2) usw. Übergang. Dabei nimmt die Übergangsrate im Allgemeinen zu höheren Ordnungen hin ab, d. h. sie ist für den E1-Übergang am größten.

Allerdings unterliegen sämtliche Übergänge bestimmten Auswahlregeln. Das ist zum einen die Drehimpulsauswahlregel:

$$|J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f. \quad (2.43)$$

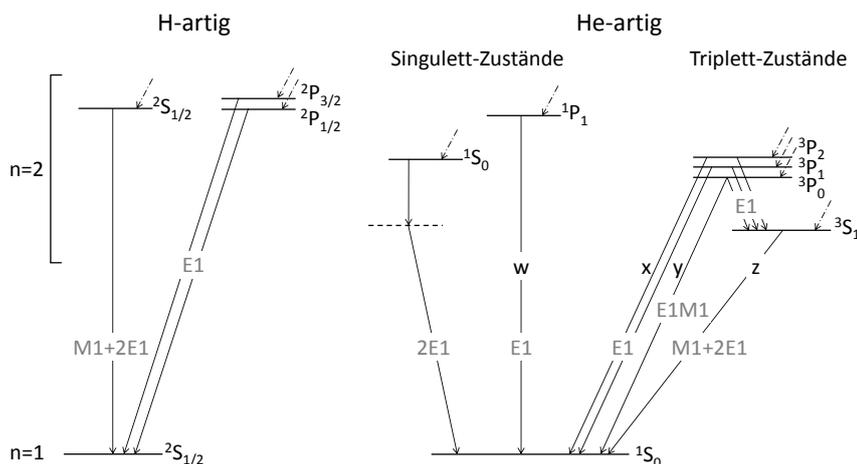
Wobei  $J_i$  und  $J_f$  der Gesamtdrehimpuls des Anfangs- bzw. Endzustandes sind und  $L$  für die Ordnung des Überganges steht (Dipolübergang:  $L = 1$ , Quadrupolübergang:  $L = 2, \dots$ ). Des Weiteren müssen die Paritätsauswahlregeln befolgt werden:

$$P_i \cdot P_f = (-1)^L \quad \text{für EL}, \quad (2.44)$$

$$P_i \cdot P_f = (-1)^{L+1} \quad \text{für ML}. \quad (2.45)$$

Hier sind  $P_i$  und  $P_f$  die Paritäten der beteiligten Zustände. Ist eine dieser Auswahlregeln für den E1-Übergang zwischen zwei bestimmten Zuständen verletzt, spricht man von einem *verbotenem* Übergang. Verbotene Übergän-

ge zerfallen vorrangig durch M1-Übergänge. Erst wenn auch das aufgrund der Auswahlregeln unmöglich ist, folgen Quadrupol-Übergänge und Übergänge höherer Ordnung.



**Abbildung 2.8:** Vereinfachtes Termschema H- und He-artiger Ionen. Es sind nur die Energieniveaus mit  $n=2$  und der jeweilige Grundzustand ( $n=1$ ) dargestellt. Durchgezogene Pfeile zeigen strahlende Übergänge an, strichpunktierte Pfeile deuten die Besetzung durch Kaskaden von höheren Zuständen an. Die Art des Überganges ist durch die graue Beschriftung der Pfeile angegeben. Die gestrichelte Linie deutet ein virtuelles Zwischenenergielevel an. Die Bezeichnungen  $w$ ,  $x$ ,  $y$  und  $z$  sind in der Spektroskopie gebräuchlich. Die Lage der Energie-Niveaus ist nicht maßstäblich dargestellt.

Betrachtet man die Drehimpulsauswahlregel für den Fall  $J_i = J_f = 0$ , dann sieht man, dass hier  $L = 0$  gelten müsste und daher kein direkter Übergang möglich ist. Über den Umweg eines virtuellen Zwischenzustandes kann dieser Übergang unter Emission zweier Photonen (z.B. 2E1 oder E1M1) trotzdem stattfinden. Die Übergänge vom Ausgangszustand auf diesen virtuellen Zustand und von diesem auf den Endzustand gehorchen dabei ebenfalls den Auswahlregeln. Der Energieunterschied zwischen Anfangs- und Endzustand wird auf die Energien der beiden Photonen aufgeteilt. Das daraus resultierende Photonenspektrum gleicht einer kontinuierlichen Verteilung von Null bis zur maximal möglichen Energie mit einer leichten Überhöhung beim halben Maximalwert, d. h. die Photonenenergie wird bevorzugt zu annähernd gleichen Teilen geteilt (z. B. [MOKLER und DUNFORD, 2004]).

Kann ein angeregter Zustand nur durch einen verbotenen Übergang zerfallen, spricht man aufgrund seiner durch die relativ kleine Übergangsrate be-

dingte lange Lebensdauer von einem metastabilen Zustand. Bei der Messung von Ladungsaustauschprozessen sind diese metastabilen Zustände deshalb von Interesse, weil sie durch den Einfang von Elektronen und der darauf folgenden Kaskade zum Teil sehr effizient besetzt werden.

Für diese Arbeit sind Übergänge in H- und He-artigen Ionen von Bedeutung, davon vor allem jene von  $n = 2$  in den Grundzustand, da nur bei diesen Übergängen Photonen im Röntgenbereich emittiert werden. Diese Übergänge sind Gegenstand zahlreicher Publikationen, die sich mit der Berechnung deren Übergangsraten und Übergangsenergien auseinandersetzen. Hier sei z. B. auf [DRAKE et al., 1969, DRAKE, 1971, DEREVIANKO und JOHNSON, 1997] verwiesen. Abbildung 2.8 zeigt die Zustände und Übergänge dieser beiden Systeme. Die Tabellen 2.2 und 2.3 listen die entsprechenden Lebensdauern und Energien für die im Ergebnisteil behandelten Elemente Argon und Schwefel auf.

**Tabelle 2.2:** Lebensdauern und Energien der Übergänge H-artiger Ionen von  $n = 2$  in den Grundzustand. Werte für Schwefel und Argon: Lebensdauern aus [BEYER et al., 1997] und Energien aus [VERNER et al., 1996].

Niveau	Übergang	$\tau_S$ (s)	$\tau_{Ar}$ (s)	$E_S$ (eV)	$E_{Ar}$ (eV)
$^2S_{1/2}$	M1	3,59E-07	1,10E-07	2619,804	3318,337
$^2S_{1/2}$	2E1	7,31E-09	3,61E-09	-	-
$^2P_{1/2}$	E1	2,43E-14	1,52E-14	2619,699	3318,176
$^2P_{3/2}$	E1	2,44E-14	1,53E-14	2622,699	3322,992

In H-artigen Systemen ist der  $^2S_{1/2}$  der einzige metastabile Zustand mit  $n = 2$ . Dieser kann durch einen M1-Übergang oder durch einen Zwei-Photonen-Übergang (2E1) zerfallen. Wie die Werte der Tabelle 2.2 zeigen, dominiert der 2E1-Übergang jedoch deutlich. Aus dem Blickwinkel der hier durchgeführten Experimente stellt dieser Übergang aufgrund seiner breiten strukturarmen Energieverteilung eine Art Untergrund für die Messung der erlaubten Übergänge der  $^2P$ -Zustände dar.

In He-artigen Systemen finden sich zwei metastabile Zustände. Der  $^1S_0$ -Zustand kann nur durch einen 2E1-Übergang in den Grundzustand zerfallen ( $J = 0 \rightarrow J = 0$ ). Aus experimenteller Sicht gilt hier das Gleiche wie für den 2E1-Übergang in H-artigen Systemen. Ganz anders verhält es sich beim  $^3S_1$ -Zustand, der bevorzugt durch einen M1-Übergang mit einer Energie von 3104,1 eV zerfällt. Die theoretisch vorhergesagte Lebensdauer

**Tabelle 2.3:** Lebensdauern und Energien der Übergänge He-artiger Ionen von  $n = 2$  in den Grundzustand. Werte für Schwefel und Argon: Lebensdauern aus [BEYER et al., 1997, DEREVIANKO und JOHNSON, 1997] und Energien aus [VERNER et al., 1996]. (\*) Diese Energie wird in einem Zwei-Photonen-Übergang aufgeteilt.

Niveau	Übergang	$\tau_S$ (s)	$\tau_{Ar}$ (s)	$E_S$ (eV)	$E_{Ar}$ (eV)
$^1S_0$	2E1	4,95E-09	2,37E-09	2448,1265*	3124,5204*
$^1P_1$	E1	1,52E-14	9,35E-15	2460,626	3139,552
$^3P_0$	E1M1			2446,743	3122,887
$^3P_1$	E1	1,72E-12	5,56E-13	2447,141	3123,521
$^3P_2$	E1	2,67E-09	1,51E-09	2448,759	3126,283
$^3S_1$	M1	7,01E-07	2,09E-07	2430,348	3104,141
$^3S_1$	2E1	1,88E-03	5,24E-04	-	-

dieses Zustandes liegt für Schwefel bei 701,3 ns [JOHNSON et al., 1995] und ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem experimentell bestimmten Wert von  $(703 \pm 4)$  ns [CRESPO LÓPEZ-URRUTIA et al., 2006]. Auch bei Argon stimmen Theorie mit  $(209,4 \pm 0,4)$  ns [LINDROTH und SALOMONSON, 1990] und Experiment mit  $(203 \pm 12)$  ns [HUBRICHT und TRÄBERT, 1987] innerhalb der Fehler überein. In beiden Fällen ist die Lebensdauer vergleichbar mit den Flugzeiten der Ionen entlang des hier verwendeten Messaufbaus. Da sich das Ion nach der Besetzung des metastabilen Zustandes durch den Einfang eines Elektrons bis zu 2 m (für Schwefel) entlang des Strahlrohres weiter bewegt ehe es ein Photon emittiert, der Photonen-Detektor den Pfad des Ions aber nur auf einer 2 cm langen Strecke beobachten kann, ist der Zerfall dieses Zustands als nicht unwesentliche Quelle systematischer Fehler zu identifizieren. Es ist anzumerken, dass der  $^3S_1$ -Zustand nicht nur durch einen einfachen Elektroneneinfang im H-artigen System, sondern auch durch Doppeleinfang in nackten Projektilen besetzt werden kann. Glücklicherweise konnte bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen die Photonenemission, die vom Zerfall des langlebigen metastabilen Zustandes ausgeht, großteils von den prompt zerfallenden Zuständen separiert werden. Es ist bekannt, dass der natürliche spontane Zerfall von metastabilen Zuständen durch äußere Einflüsse beschleunigt werden kann. Man spricht dabei vom sogenannten *Quenching*<sup>4</sup>. Durch Elektronenstoß können Elektronen von einem metastabilen Zustand in einen Zustand, dessen Zerfall erlaubt ist, an-

<sup>4</sup>engl. für *Abschrecken, Löschen*

gehoben werden. Dieser *Collisional Quenching* genannte Vorgang spielt vor allem bei der Untersuchung astrophysikalischer Plasmen eine wichtige Rolle. So kann aus dem Verhältnis der Zerfallsraten des  $^3S_1$ -Zustandes und des  $^3P_{1,2}$ -Zustandes in He-artigen Ionen auf die Elektronendichte und Elektronentemperatur von koronalen Plasmen geschlossen werden [VINOGRADOV et al., 1975, PORQUET und DUBAU, 2000, PORQUET et al., 2001].

Auch äußere elektrische Felder können metastabile Zustände schneller zerfallen lassen. Durch den Stark-Effekt kann es zum Mischen von *S*- und *P*-Zuständen (*Stark Mixing*) und zum beschleunigten Zerfall dieses gemischten Zustandes kommen. Im Zuge der Datenanalyse der hier durchgeführten Stoßexperimente wurde die Möglichkeit des durch Wechselwirkung des Ions mit dem Target-Atom verursachtes *Quenching* des  $^3S_1$ -Zustandes eingehend untersucht. Eine ausführliche Diskussion dieser Analyse folgt im Ergebnisteil dieser Arbeit.

## Kapitel 3

# Experimenteller Aufbau

Im folgenden Kapitel wird der Aufbau vorgestellt, der für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten experimentellen Untersuchungen eingesetzt wurde. Die Beschreibung folgt dem Weg der Ionen und beginnt am Ort ihrer Erzeugung in einer Elektronenstrahl-Ionenfalle. Anschließend wird der Transport des Ionenstrahls durch eine Reihe ionenoptischer Elemente dargestellt. Der Hauptteil dieses Kapitels beschäftigt sich schließlich mit der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Experimentierstation für langsame hochgeladene Ionen.

### 3.1 Die Elektronenstrahl-Ionenfalle

Obwohl hochgeladene Ionen einen Großteil der sichtbaren Materie des Universums bilden, kommen sie auf der Erde nicht natürlich vor. Zu deren Untersuchung müssen daher Apparaturen ersonnen und gebaut werden, die es ermöglichen, HCIs in ausreichendem Maße zu produzieren. Zur Erzeugung von Strahlen hochgeladener Ionen werden hauptsächlich folgende drei Techniken eingesetzt:

- *Stripper<sup>1</sup>-Folien-Technik*
- Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen  
(engl.: *Electron Cyclotron Resonance, ECR*)

---

<sup>1</sup>engl. für Abstreifer

- Elektronenstrahl-Ionenfallen bzw. Ionenquellen  
(engl.: *Electron Beam Ion Trap/Source*, *EBIT* bzw. *EBIS*)

Alle drei Methoden basieren auf dem Prinzip der Elektronstoßionisation, lediglich die Art der Energieeinkopplung in das Stoßsystem unterscheidet sich im Einzelnen. Bei der *Stripper-Folien-Technik* werden in einer Penning-Ionenquelle oder einer sogenannten *Metal-Vapor-Vacuum-Arc-Ionenquelle* (MEVVA) zunächst ein- oder zweifach geladene Ionen erzeugt, welche anschließend mit Hilfe eines Van-de-Graaff- oder Linear-Beschleunigers auf kinetische Energien von mehreren MeV gebracht werden. Dieser hochenergetische Ionenstrahl wird schließlich durch eine Gaszelle oder eine sogenannte *Stripper-Folie*<sup>2</sup> gelenkt, bei deren Durchquerung die Ionen einige oder sogar alle Elektronen durch Elektronenstoßionisationen „abstreifen“ – daher der Name *Stripper-Folie*. Im Gegensatz zu diesem Verfahren werden bei ECR-Ionenquellen nicht die Ionen selbst beschleunigt, sondern es werden Elektronen eines magnetisch eingeschlossenen Plasmas durch Mikrowellen resonant geheizt, die in weiterer Folge für die Ionisation von Targetgas-Atomen sorgen.

Im folgenden Abschnitt wird näher auf die in dieser Arbeit verwendete Ionenquelle, eine Elektronenstrahl-Ionenfalle (EBIT), eingegangen. Zunächst wird das Grundprinzip und der Aufbau einer solchen EBIT erklärt und dabei Bezug auf die für diese Arbeit verwendete Heidelberg-EBIT genommen. Anschließend werden die Eigenschaften der Heidelberg-EBIT als Ionenquelle dargestellt. Weitere Ausführungen zu Quellen hochgeladener Ionen finden sich unter anderem in [WOLF, 1995, BEYER et al., 1997] und [CURRELL, 2003].

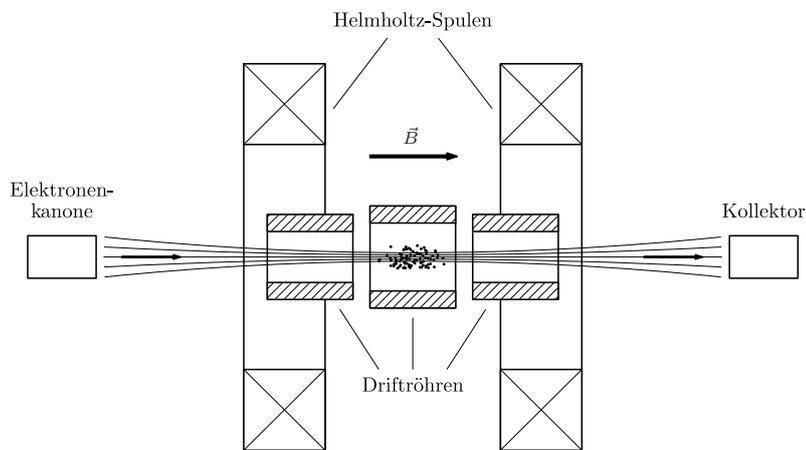
### 3.1.1 Prinzip und Aufbau

Das Grundprinzip einer EBIT geht auf die im Jahre 1969 in Dubna (damals UdSSR) entwickelte Elektronenstrahl-Ionenquelle (EBIS) zurück [DONETS et al., 1969, DONETS, 1997]. In dieser Apparatur werden neutrale Atome oder niedrig geladene Ionen durch sequentielle Elektronenstoß-Ionisation (engl.: *Electron Impact Ionization*, *EII*) mit Hilfe eines energiereichen Elektronenstrahls schrittweise bis zu hohen Ladungszuständen ionisiert. In Anlehnung

---

<sup>2</sup>Dabei handelt es sich um eine wenige Millimeter dicke Festkörperfolie, meist aus Kohlenstoff.

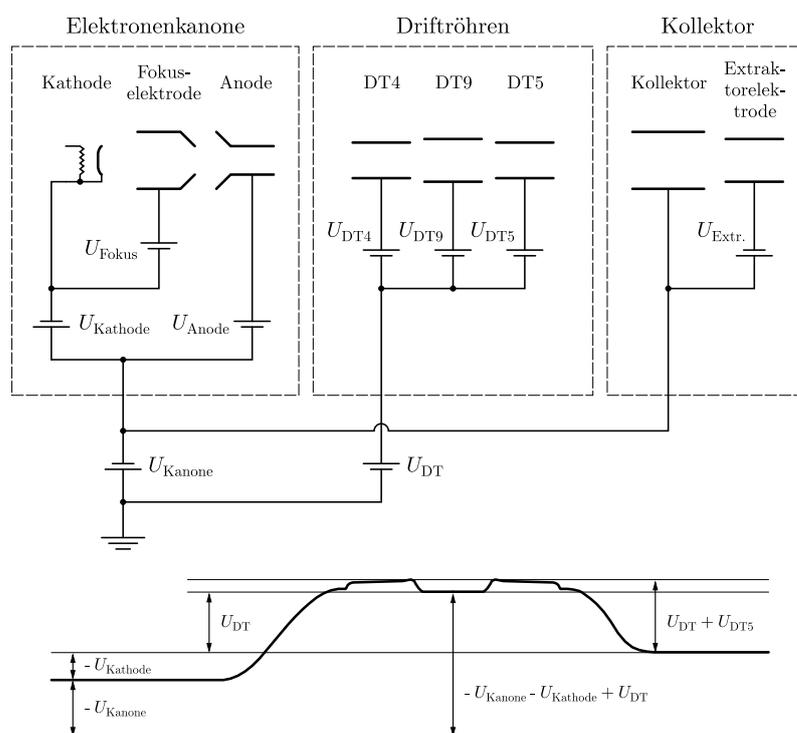
an das EBIS-Prinzip entstand in den späten 1980ern am *Lawrence Livermore National Laboratory* (LLNL) die erste Elektronenstrahl-Ionenfalle, deren Design speziell auf spektroskopische Untersuchungen von hochgeladenen Ionen zugeschnitten war [LEVINE et al., 1988, LEVINE et al., 1989]. In den darauf folgenden Jahren wurde am LLNL weiter an der Verbesserung dieses Konzepts gearbeitet. Nach der Vorstellung der *EBIT II* folgte 1993 die *Super-EBIT* [KNAPP et al., 1993], mit der es erstmals gelang nacktes Uran ( $U^{92+}$ ) in einer Ionenfalle zu erzeugen [MARRS et al., 1994]. Mittlerweile existieren weltweit mehr als ein Dutzend EBITs, unter anderem in Berlin, Dresden, Gaithersburg, Oxford, Shanghai, Stockholm, Tokyo und Heidelberg. Die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzte *Heidelberg-EBIT* (HD-EBIT) wurde ursprünglich in Freiburg konstruiert und aufgebaut, bevor sie im Jahr 2001 an das Max-Planck-Institut für Kernphysik verlegt wurde. Sie zeichnet sich im Vergleich zu ihren Vorgängern am LLNL und den meisten anderen EBITs durch die horizontale Lage des Elektronenstrahls aus [CRESPO LÓPEZ-URRUTIA et al., 1999].



**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung des Aufbaus einer EBIT; aus [BERNITT, 2009].

Grundlegend für die Funktion einer EBIT ist der Elektronenstrahl. Er wird in der Elektronenkanone erzeugt, durchquert die Fallenregion und wird von einem Elektronenkollektor wieder aufgenommen. Abbildung 3.1 zeigt den Weg des Elektronenstrahl entlang der wichtigsten Bauteile einer EBIT. Der eigentliche Ursprung der Elektronen liegt in einer in der Elektronenkanone untergebrachten Kathode. In den leistungsfähigsten EBITs der Welt, zu

denen auch die Heidelberg-EBIT zählt, werden thermische Kathoden in der sogenannten Pierce-Geometrie verwendet [PIERCE, 1954, BAKISH, 1962]. Die Kathode liegt gegenüber dem elektrischen Potential der Elektronenkanone  $U_{Kanone}$  selbst auf negativer Spannung  $U_{Kathode}$  (siehe Abbildung 3.2). Die austretenden Elektronen werden durch die auf positivem Potential  $U_{Anode}$  liegende ringförmige Anode von der Kathode weg beschleunigt. Zwischen Kathode und Anode befindet sich eine weitere ringförmige Elektrode, die sogenannte Fokuselektrode. Es handelt sich hierbei der Funktion nach um einen Wehneltzylinder, der es durch Anlegen einer positiven Spannung  $U_{Fokus}$  ermöglicht, den Strom des extrahierten Elektronenstrahls  $I_e$  im Bereich von wenigen mA bis zu 500 mA einzustellen und zusätzlich für die Fokussierung des Strahls sorgt.



**Abbildung 3.2:** Elektrische Potentiale der Heidelberg-EBIT. Im oberen Teil der Abbildung ist ein vereinfachter Schaltplan, im unteren Teil eine nicht maßstäbliche Skizze des Potentialverlaufs innerhalb der EBIT dargestellt.

Nach dem Verlassen der Anode wird der Elektronenstrahl in Richtung der eigentlichen Ionenfalle, die aus einem Satz von mindestens drei – im Falle

der Heidelberg-EBIT neun – Driftröhren (engl.: *Drift Tubes, DT*) besteht, beschleunigt. An allen Driftröhren liegt zu diesem Zweck eine gemeinsame positive Spannung  $U_{DT}$  an. Die kinetische Energie des Elektronenstrahl beträgt daher:

$$E_{kin}^e = e(-U_{Kanone} - U_{Kathode} + U_{DT}). \quad (3.1)$$

Ein koaxial zum Strahl verlaufendes Magnetfeld komprimiert diesen soweit, dass in der Fallenmitte Stromdichten von einigen tausend A/cm<sup>2</sup> erreicht werden. Durch das 8 T starke Magnetfeld der HD-EBIT (das weltweit stärkste Magnetfeld einer EBIT) wird der Elektronenstrahl auf einen Durchmesser von bis zu 50 µm komprimiert. Damit werden Stromdichten von bis zu 15 000 A/cm<sup>2</sup> erreicht.

Nach dem Durchqueren der Driftröhren weitet sich der Elektronenstrahl in Folge des mit zunehmender Entfernung vom Fallenzentrum abnehmenden magnetischen Feldes auf. Durch den Kollektor, der auf dem gleichen elektrischen Potential wie die Elektronenkanone liegt, wird der Strahl abgebremst und schlussendlich von diesem aufgenommen.

Durch ein unter der Falle angebrachtes, mehrstufig differentiell gepumptes, Injektionssystem kann ein kollimierter Atom- oder Molekülstrahl im Fallenzentrum mit dem Elektronenstrahl gekreuzt werden. Dort kommt es durch Elektronenstöße zur Ionisation der Atome bzw. Moleküle. Die so erzeugten Ionen werden in radialer Richtung in erster Linie durch die Raumladung des Elektronenstrahls in der Falle gehalten. Zusätzlich verursacht das Magnetfeld einen radialen Einschluss, der auch in Abwesenheit des Elektronenstrahls erhalten bleibt. Der sogenannte *Magnetic Trapping Mode* (MTM) entspricht dem Funktionsprinzip einer Penning-Falle [BEIERSDORFER et al., 1996]. Der MTM wurde schon für eine Vielzahl von spektroskopischen Messungen, vor allem auch für Ladungsaustauschmessungen, verwendet.

Um die Ionen daran zu hindern, in axialer Richtung aus der Falle zu entkommen, werden die Driftröhren vor und nach dem Zentrum der Falle relativ zur zentralen Driftröhre (DT9) auf positives Potential gelegt, sodass ein Kastenpotential in axialer Richtung entsteht. Dabei stehen vier hintereinander angebrachte Driftröhren vor (DT1-DT4) und genausoviele nach (DT5-DT8) dem Fallenzentrum zur Verfügung. Die Fallenlänge wird durch die größte

dieser Spannungen vor dem Fallenzentrum

$$U_{Falle}^{Anfang} = \max(U_{DT1}, U_{DT2}, U_{DT3}, U_{DT4}) \quad (3.2)$$

und dem höchsten Potential nach diesem

$$U_{Falle}^{Ende} = \max(U_{DT5}, U_{DT6}, U_{DT7}, U_{DT8}) \quad (3.3)$$

bestimmt. Somit lässt sich die Länge der Falle von 20 mm ( $U_{Falle}^{Anfang} = U_{DT1}$  und  $U_{Falle}^{Ende} = U_{DT8}$ ) bis 200 mm ( $U_{Falle}^{Anfang} = U_{DT4}$  und  $U_{Falle}^{Ende} = U_{DT5}$ ) variieren. Durch den radialen und axialen Einschluss wird das Fallenvolumen in Form eines langen, dünnen Zylinders gebildet, in dem die sogenannte Ionenwolke gefangen ist. Ein in der Falle eingeschlossenes Ion kann solange vom Elektronenstrahl weiter ionisiert werden, bis die Ionisationenergie, die aufgebracht werden muss um ein weiteres Elektron von seinem Bindungszustand ins Kontinuum zu heben, die kinetische Energie der Strahlelektronen übersteigt.

Der schrittweisen Ionisation hin zu höheren Ladungszuständen wirken verschiedene Prozesse entgegen. Zum einen können die Ionen Strahlelektronen einfangen und mit diesen rekombinieren. In Abhängigkeit von der Elektronenstrahlenergie dominiert dabei entweder die *radiative Rekombination* (RR) oder die resonante *dielektronische Rekombination* (DR). Durch die permanente Zufuhr von Neutralgas können darüber hinaus Ladungsaustauschprozesse stattfinden, durch die Ionen von höheren in niedrigere Ladungszustände gelangen. Gemeinsam mit dem Ionenverlust in radialer und axialer Richtung stellt sich durch die oben beschriebenen Prozesse ein dynamisches Gleichgewicht der Ladungszustände in der Falle ein. Die Ladungszustandsverteilung lässt sich dabei durch Variation der Elektronenstrahlenergie, dem Elektronenstrom, der Gaszufuhr und der Form des Potentials in der Fallenregion beeinflussen [CURRELL, 2003].

Zur Beobachtung der Ionenwolke besitzt die Heidelberg-EBIT zwei seitliche, mit Fenstern versehene Zugänge, die durch die an diesen Positionen geschlitzte zentrale Driftröhre direkten Sichtzugang ins Fallenzentrum gewähren. Dabei wird in der Regel eines der Fenster für spektroskopische Untersuchungen im sichtbaren Wellenlängenbereich verwendet, während das andere für Röntgenspektroskopie mit einem Germanium-Detektor oder ei-

nem Kristallspektrometer benutzt wird. Außerdem ist oberhalb der Falle ein Germanium-Detektor angebracht, der die ständige Überwachung der Ionenproduktion ermöglicht.

An hochgeladenen, in einer EBIT gefangenen Ionen können eine Vielzahl unterschiedlichster Messungen durchgeführt werden. Dazu gehören zum Beispiel die Bestimmung der Lebensdauer metastabiler Zustände [BRENNER et al., 2009], Hochpräzisions-Spektroskopie von Übergängen im sichtbaren [ORTS et al., 2006] bis zum Röntgenbereich [BRUHNS et al., 2007] des elektromagnetischen Spektrums, Untersuchungen zu di- und trielektrischer Rekombination [BEILMANN et al., 2009], Resonanzspektroskopie an einem Freielektronen-Laser (FEL) [EPP et al., 2007], Ladungsaustauschmessungen [BEIERSDORFER et al., 2003] und Photoionisation von hochgeladenen Ionen [SIMON et al., 2009]. Detaillierte Informationen über den Aufbau und die Einsatzgebiete von EBITs finden sich in der umfangreichen Fachliteratur [GILLASPY, 2001b, GILLASPY, 2001a, GILLASPY et al., 2007, CURRELL, 2003].

### 3.1.2 Die Heidelberg-EBIT als Ionenquelle

Neben den vielfältigen Untersuchungsmöglichkeiten an gefangenen Ionen, kann eine EBIT auch als Ionenquelle für Experimente außerhalb der Falle eingesetzt werden. Dazu muss der Potentialverlauf in der Fallenregion so verändert werden, dass die Ionen die Falle in Richtung Kollektor verlassen können. Im Anschluss werden sie durch den röhrenförmigen Kollektor aus der EBIT extrahiert und durch ein Strahlrohr zu einer Reihe von Experimenten transportiert. Dabei können die Ionen sowohl gepulst als auch kontinuierlich aus der Falle extrahiert werden.

Beim gepulsten Extraktionsmodus wird, nachdem genügend Ionen in der Falle erzeugt wurden, das Potential der zentralen Driftröhre  $U_{DT9}$  soweit angehoben, dass es kurzzeitig jenes des Fallenenendes  $U_{Falle}^{Ende}$  überschreitet. Wird zusätzlich das Potential vor der Falle  $U_{Falle}^{Anfang}$  höher als jenes dahinter gesetzt, verlassen die Ionen die Falle ausschließlich in Richtung Kollektor. Anschließend wird  $U_{DT9}$  wieder abgesenkt und die Erzeugung von Ionen beginnt von Neuem. Ionenproduktion und Entleerung der Falle werden zyklisch wiederholt. Je nach Ionensorte, Elektronenstrahlenergie und Elektronenstrom sind Zykluszeiten von einigen 100 ms bis zu einigen 10 s notwendig, um genü-

gend Ionen im gewünschten Ladungszustand zu produzieren. Dieser Modus ist für die Extraktion besonders hoher Ladungszustände vorteilhaft. Aufgrund der schnell wechselnden Potentiale entsteht dabei jedoch gegenüber dem kontinuierlichen Extraktionsmodus eine breitere Energieverteilung der extrahierten Ionen, die sich für einige Experimente als ungünstig erweist.

Bei der kontinuierlich Extraktion, man spricht auch vom sogenannten *Leaky Mode*, werden die Potentiale der einzelnen Driftröhren nicht geschaltet, sondern bleiben auf einem zeitlich festen Wert. Das Fallenende wird auf ein nur wenig positiveres Potential (einige 10 V) als das Fallenzentrum gesetzt (flache Falle) und der Eingang der Falle im Vergleich zum Ausgang auf stark positive Spannung ( $\geq 100$  V) gelegt. Durch Stöße mit dem Elektronenstrahl wird die eingeschlossene Ionenwolke aufgeheizt. Übersteigt die kinetische Energie der heißesten Ionen die Potentialdifferenz  $\Delta U_{Falle} = U_{Falle}^{Ende} - U_{DT9}$ , können sie die Falle in Richtung Kollektor verlassen. Die Ionenwolke wird durch diesen Vorgang evaporativ gekühlt [PENETRANTE et al., 1991]. Die extrahierten Ionen werden durch das positive Fallenpotential beschleunigt und gewinnen dabei unter Berücksichtigung des vom Elektronenstrahl verursachten (negativen) Raumladungspotentials  $U_{RL}$  folgende kinetische Energie:

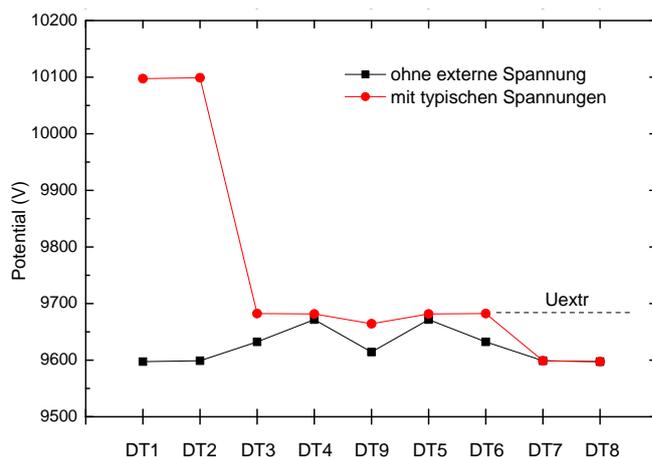
$$E_{kin}^{ion} = q \underbrace{(U_{Falle}^{Ende} + (1 - f_{komp}) U_{RL})}_{=U_{extr}}. \quad (3.4)$$

Dabei ist  $q$  die Ladung der einzelnen Ionen und  $f_{komp}$  gibt die Kompensation der Raumladung des Elektronenstrahls durch die Ladung der Ionenwolke an. Wie z. B. in [CURRELL, 2003, GONZÁLEZ MARTÍNEZ, 2005] gezeigt, kann das Raumladungspotential auf der Achse des Elektronenstrahls durch Lösen der Poisson-Gleichung wie folgt geschrieben werden:

$$U_{RL}[V] \approx \frac{30I_e[A]}{\sqrt{1 - \left(\frac{E_{kin}^e[keV]}{511} + 1\right)^{-2}}} \left( \ln \left( \frac{r_e}{r_{DT}} \right)^2 - 1 \right). \quad (3.5)$$

Dabei ist  $r_e$  der Durchmesser des Elektronenstrahls, der sich nach [HERRMANN, 1958] abschätzen lässt, und  $r_{DT}$  der Radius der jeweiligen Driftröhre. Die Radien der Driftröhren nehmen von außen nach innen ab; mit Ausnahme der zentralen Driftröhre, welche die Größte ist. Tabelle 3.1 enthält eine Aufstellung der Driftröhren-Radien und der daraus resultierenden Raumla-

dungspotentiale für typische Betriebsparameter der EBIT ( $I_e = 300$  mA und  $E_{kin}^e = 11,5$  keV). Wie man sieht, entsteht durch die Variation der Driftröhren-Radien bei dieser Einstellung auch ohne angelegter Spannung ein Fallenpotential von etwa 100 V.



**Abbildung 3.3:** Theoretischer Potentialverlauf entlang der neun Driftröhren bei einer Driftröhrenspannung  $U_{DT}$  von 10,0 kV. Dargestellt ist der vereinfachte Verlauf für den Fall, dass keine externe Spannung an den einzelnen Driftröhren anliegt und mit typischen Einstellungen zur kontinuierlichen Extraktion hoher Ladungszustände von leichten Ionen wie z. B.  $\text{Ar}^{18+}$ . Das Raumladungspotential wurde mit einer Kompensation von 25 % im Fallenzentrum und mit 20 % außerhalb dessen berücksichtigt. Die weiteren Betriebsparameter der EBIT sind:  $I_e = 300$  mA und  $E_{kin}^e = 11,5$  keV.

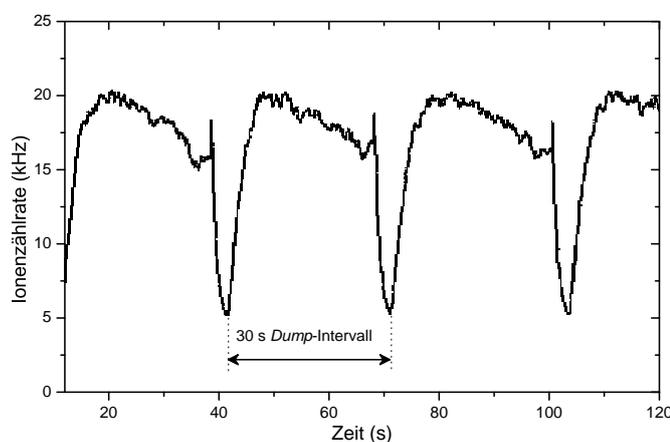
Der große Vorteil des kontinuierlichen Extraktionsmodus liegt in der sehr schmalen Energieverteilung der extrahierten Ionen. Da immer nur jene Ionen die Falle verlassen, die gerade genug Energie haben, um die fallenbegrenzende Potentialbarriere zu überwinden, ist die Halbwertsbreite der Energieverteilung des Ionenstrahls auf wenige eV beschränkt. Im Gegensatz dazu wird im gepulsten Extraktionsmodus bei jeder Fallentleerung die gesamte Energieverteilung des heißen Ionenensembles von der Falle auf den Ionenstrahl übertragen. Da sich beim darauf folgenden Abbremsen die Breite der Energieverteilung der extrahierten Ionen direkt auf die Energiebreite nach der Verzögerung überträgt, aber relativ zur Energie der Ionen viel mehr ins Gewicht fällt, wurde für die hier durchgeführten Experimente ausschließlich auf den kontinuierlichen Extraktionsmodus zurückgegriffen.

Ein gewisser Nachteil dieses Modus entsteht aus der Tatsache, dass sich die

**Tabelle 3.1:** Driftröhren-Radien und die daraus resultierenden Raumladungspotentiale des Elektronenstrahls für typische Betriebsparameter der EBIT ( $I_e = 300 \text{ mA}$  und  $E_{kin}^e = 11,5 \text{ keV}$ ) und einem Elektronenstrahlradius von  $50 \text{ }\mu\text{m}$ .

DT-Nr.	$r_{DT}$ (mm)	$U_{RL}$ (V)
1&8	8,8	-429
2&7	8,6	-427
3&6	5,3	-386
4&5	3,0	-337
9	10,0	-440

Falle bei fortwährendem ungestörten Betrieb mit schweren Ionen füllt und die leichteren Ionen, die man eigentlich erzeugen will, zunehmend verdrängt werden. Dabei spielen vor allem Barium- und Wolfram-Ionen, die permanent in kleinen Mengen von der Kathode freigesetzt werden, eine dominante Rolle. Da diese schweren Ionen bei gleicher Elektronenstrahlenergie weit höhere Ladungszustände als z. B. Argon oder Schwefel erreichen, werden sie durch das Fallenpotential viel stärker gebunden.



**Abbildung 3.4:** Verlauf der Ionenzählrate von  $\text{Ar}^{18+}$  bei einem *Dump*-Intervall von 30 s. Die Ionenzählrate erreicht ihren Maximalwert von 20 kHz nach etwa 8 s und fällt innerhalb von etwa 20 s bis auf 15 kHz ab.

Entleert man die Falle in Abständen von einigen Sekunden bis einigen Minuten, man spricht dabei vom sogenannten *Dump*, sind nach dem Entleeren vor allem leichte Ionen in der Falle, die relativ schnell den gewünschten Ladungs-

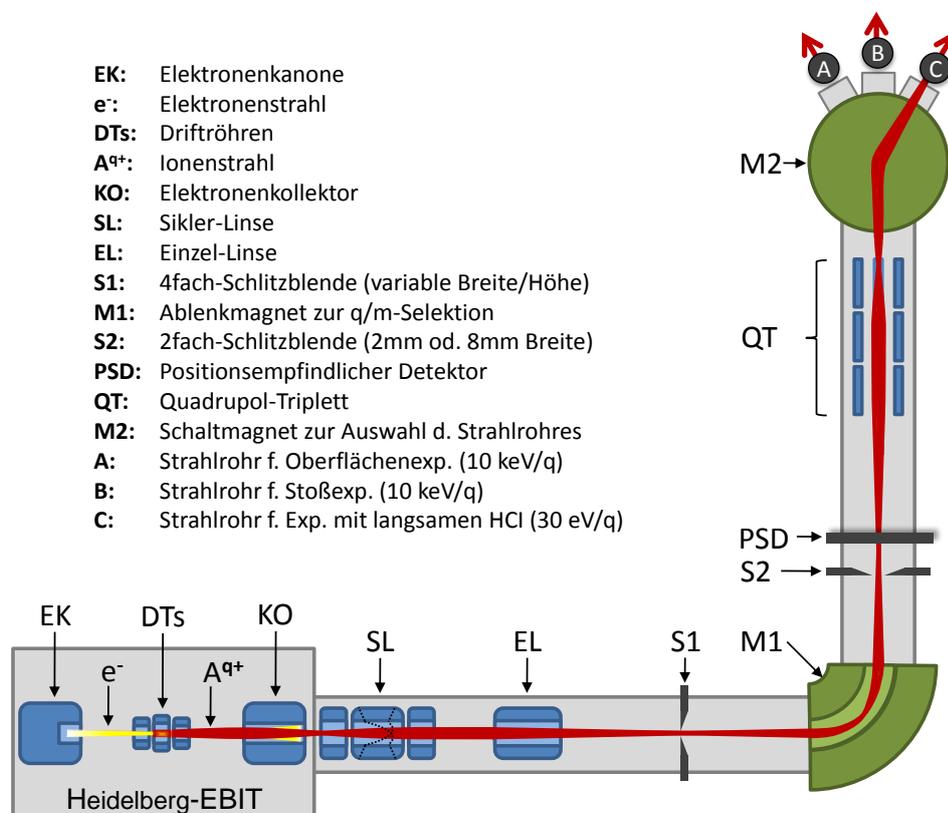
zustand erreichen. Erst nach einigen Sekunden beginnt die Verdrängung durch schwere Ionen erneut. Das optimale Dump-Intervall ist abhängig von der Zufuhr von Neutralgas (dem Einlass-Druck), der Kathodentemperatur, der Elektronenstrahlenergie, dem Elektronenstrom und dem Potentialverlauf in der Falle und muss empirisch ermittelt werden. Abbildung 3.4 zeigt den Verlauf der Ionenzählrate bei einem Dump-Intervall von 30 s. Man sieht, dass die Zählrate im Verlauf dieses Intervalls von 20 kHz auf 15 kHz fällt und am Ende des Zyklus kurzzeitig sprunghaft ansteigt. Innerhalb dieses kurzen Anstiegs wird die Falle wie beim gepulsten Extraktionmodus vollständig entleert. Die Zahl der während der kontinuierlichen Phase produzierten energiereicheren Ionen überwiegen integral jedoch deutlich.

## 3.2 Der Ionen-transport

Haben die Ionen den Kollektor verlassen, werden sie durch ein mit einer Reihe von ionenoptischen und diagnostischen Elementen ausgestattetes Strahlrohr zu verschiedenen Experimenten geführt. Die wichtigsten Komponenten des Ionenextraktionssystems sind in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt.

Unmittelbar hinter dem Kollektor ist eine elektrostatische Linse angebracht, die nach ihrem Erfinder [SIKLER et al., 2009] *Sikler-Linse* (SL) genannt wird [FROESE, 2006, MEISSL et al., 2008]. Das Funktionsprinzip der Sikler-Linse basiert auf der im Bereich der Strahl-optik niederenergetischer geladener Teilchen weit verbreiteten *Einzellinse*. Diese besteht im einfachsten Fall aus einer einzelnen röhrenförmigen Elektrode, die auf positives oder negatives Potential gegenüber dem sie umgebenden Strahlrohr gelegt wird.

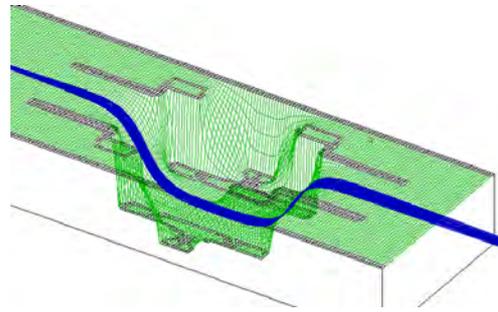
In der Regel wird vor und nach dieser Elektrode je ein weiteres röhrenförmiges Element mit ähnlichen Abmessungen coaxial angebracht. Diese exakt auf die Zentralelektrode ausgerichteten Randelemente verbessern den Feldverlauf und somit die ionenoptischen Eigenschaften erheblich. Abhängig von der Polarität des angelegten Potentials und der Ladung der zu fokussierenden Teilchen spricht man entweder von einer Beschleunigungs- oder Verzögerungslinse. Beide Varianten können zur Fokussierung von Ionenstrahlen verwendet werden. Bei einer Verzögerungslinse treten im Allgemeinen größere Aberrationen auf, dafür genügt eine im Vergleich zur Beschleunigungslinse kleinere Spannung, um eine bestimmte Brechkraft zu erreichen. Die



**Abbildung 3.5:** Schematische Darstellung der Ionenextraktion und der anschließenden Strahlführung an der Heidelberg-EBIT. Die in der Abbildung verwendeten Abkürzungen werden auch im Text verwendet.

genauen Eigenschaften und Charakteristika von Einzellinsen werden in der Literatur umfassend behandelt. Hier sei zum Beispiel auf folgende Werke verwiesen: [SEPTIER, 1967, EL-KAREH und EL-KAREH, 1970a, EL-KAREH und EL-KAREH, 1970b, CEREZO und MILLER, 1991, WOLLNIK, 1987, ORLOFF, 1997].

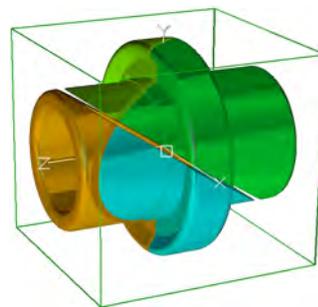
Eine Sikler-Linse kombiniert die fokussierende Funktion einer Einzellinse mit der Möglichkeit einer zweidimensionalen Strahlableitung. Zu diesem Zweck wird die zentrale Elektrode durch zwei schräge Schnitte in vier Teile geteilt. Abbildung 3.6 veranschaulicht die Vorgehensweise und zeigt die vier geschnittenen Elektrodenteile des nach dem Kollektor eingebauten Exemplars. Außerdem ist das simulierte elektrostatische Potential dieser Linse und dessen Wirkung auf einen Ionenstrahl dargestellt. Zur Ablenkung des Strahls können die einzelnen Teile wie zwei Ablenkplattenpaare, deren Ab-



(a) Elektrostatisches Potential und simulierte Ionentrajektorien



(b) Geschnittene Elektroden



(c) CAD Modell

**Abbildung 3.6:** Die Konstruktion der Sikler-Linse.

lenkspannungen relativ zur gemeinsamen Fokussierspannung angelegt werden, betrieben werden. Dazu setzt man die Ablenkspannungen für die beiden Ablenkrichtungen (vertikal und horizontal) paarweise symmetrisch zur Fokussierspannung an. Zusätzlich zur Fokussierung und Ablenkung kann auch der Astigmatismus des Strahls beeinflusst werden. Dazu wird der Spannungsmittelpunkt des horizontalen Elektrodenpaares unabhängig von dem des vertikalen Elektrodenpaares angesetzt, wodurch in den beiden Raumrichtungen von einander abweichende Brennweiten erreicht werden können. Ein weiterer Vorteil gegenüber der herkömmlichen Kombination aus einer Einzellinse und zwei Ablenkplattenpaaren stellt die Kompaktheit von Sikler-Linsen dar. Unmittelbar nach dem Kollektor der Heidelberg-EBIT war die kompakte Bauweise unbedingt notwendig, da dort eine Vorrichtung zur Einkopplung von Laserstrahlen angebracht ist, und diese so nah wie möglich am Ausgang der EBIT platziert werden musste. Eine detaillierte Beschreibung des Funktionsprinzips, der bisherigen Entwicklungsstufen und der Einsatzor-

te von Sikler-Linsen findet sich in der bei der *Max-Planck-Gesellschaft* eingereichten Erfindungsmeldung [SIKLER et al., 2009] und in der Doktorarbeit von *Martin Simon* [SIMON, 2010].

Nachdem die Sikler-Linse den divergent aus dem Kollektor austretenden Strahl möglichst parallel gerichtet hat, kann er durch eine Einzellinse (EL) weiter fokussiert werden. Durch die im weiteren Strahlgang angebrachte 4-fach Schlitzblende (S1) kann der Ionenstrahl von oben, unten und von den Seiten beliebig beschnitten werden, bevor er durch einen Ablenk magnet (M1) um  $90^\circ$  abgelenkt wird. Das senkrecht zur Flugrichtung der Ionen gerichtete Magnetfeld des doppelt fokussierenden Dipolmagnets wird dazu benutzt, die einzelnen Ionensorten aus dem Strahl zu separieren [PENNER, 1961, HINTERBERGER, 1997]. Es zeigt sich, dass beim Ablenken von Ionen durch ein Magnetfeld der Stärke  $B$  auf einem bestimmten Radius  $R$  das Verhältnis von Ionenladung  $q$  und Ionenmasse  $m$  ( $q/m$ -Verhältnis) sowie das Potential  $U_{extr}$  von dem die Ionen extrahiert wurden, die entscheidenden Größen zur Selektion der Ionensorte darstellen. Für das Verhältnis von Ladung zu Masse eines auf dem Radius  $R$  abgelenkten Ions gilt:

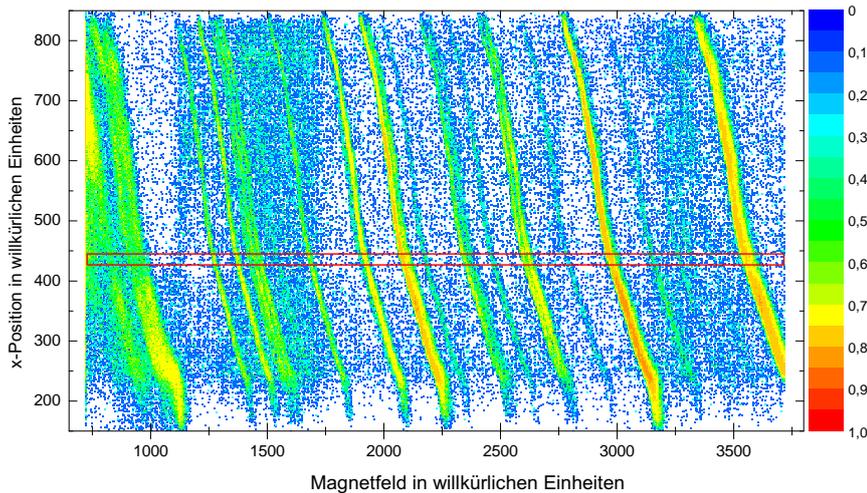
$$\frac{q}{m} [\text{C/kg}] = \frac{2U_{extr}}{R^2 B^2}. \quad (3.6)$$

Es ist gebräuchlich, die Ionenladung in Elementarladungen  $e$  und die Ionenmasse in atomaren Masseneinheiten anzugeben. Unter Verwendung des durch die Bauform des Magnets gegebenen Radius von etwa 520 mm erhält man folgende einfache Näherung für ein bestimmtes  $q/m$ -Verhältnis:

$$\frac{q}{m} [1] \approx 7,6 \frac{U_{extr} [\text{V}]}{B^2 [\text{G}]}. \quad (3.7)$$

Da die exakten Verhältnisse, wie das Extraktionspotential, das effektive Magnetfeld und der Biegeradius, nicht mit ausreichender Genauigkeit bekannt sind, um eine zweifelsfreie Identifikation einzelner Ionensorten zu ermöglichen, ist diese Gleichung jedoch nur als Faustformel zu verwenden. Um die Komponenten des aus der EBIT extrahierten Ionenstrahls eindeutig zu identifizieren, kann die Stärke des Magnetfeldes durchgeföhren werden und mit Hilfe des hinter dem Magneten angebrachten positionsempfindlichen Detektors (PSD) der Auftreffort der abgelenkten Ionen gemessen werden. Bei dem eingesetzten PSD handelt es sich um einen mit einer *Delay-Line-Anode*

ausgestatteten Detektor des Typs *DLD40* der Firma *RoentDek*. Ein sehr ähnlich aufgebauter Detektor wird in der Experimentierkammer für langsame Ionen zum Nachweis von Projektil-Ionen verwendet und in Abschnitt 3.3.4 detailliert beschrieben.



**Abbildung 3.7:** Auftreffort der Ionen in Richtung der dispersiven Achse (x-Richtung) gegen das Magnetfeld des Ablenkmagnets. Jeder der schräg verlaufenden Streifen beinhaltet Ionen eines bestimmten Masse-zu-Ladungsverhältnisses. Ionensorten mit hohem  $q/m$  erscheinen bei niedrigen Magnetfeldwerten und umgekehrt. Der rot gerahmte Bereich wurde zur Erzeugung des eindimensionalen  $q/m$ -Spektrums in Abbildung 3.8 auf die Magnetfeldachse projiziert. Die Intensität ist auf 1 normiert dargestellt.

Mit steigendem Magnetfeld wandert eine Ionensorte nach der anderen (mit abnehmendem  $q/m$ ) von rechts nach links über den Detektor. Trägt man nun den Auftreffort der detektierten Ionen in horizontaler Richtung (üblicherweise als x-Richtung des Detektors bezeichnet) gegen das Magnetfeld auf, erhält man ein zweidimensionales Spektrum, auf dem jede Ionensorte als schräg verlaufender Streifen zu erkennen ist (siehe Abbildung 3.7). Wählt man, wie in Abbildung 3.7 durch den rot umrahmten Bereich angedeutet, einen schmalen Bereich von x-Positionen aus und projiziert diesen auf die Magnetfeldachse, erhält man ein eindimensionales  $q/m$ -Spektrum, wie es in Abbildung 3.8 dargestellt ist. Zur eindeutigen Identifikation der Ionen des gewünschten Elements, kann die Gaszufuhr zur EBIT unterbrochen und ein Referenzspektrum aufgenommen werden. Anschließend stellt man die Injektion von Neutralgas wieder her und wiederholt die Messung. Wie Abbildung

3.8 zeigt, können die Ionen des injizierten Elements durch einfache visuelle Inspektion identifiziert werden. Der höchstmögliche Ladungszustand dieses Elements ist, wie in Abschnitt 3.1.1 erklärt, durch die Elektronenstrahlenergie der EBIT bestimmt. Bei der hier gezeigten Messung wurden die Elektronenstrahlenergie auf 11,5 keV eingestellt und Argon als Injektionsgas verwendet. Da die Ionisationsenergie des letzten Elektrons in Argon nur 4,4 keV beträgt, war die effiziente Produktion von nacktem Argon möglich.

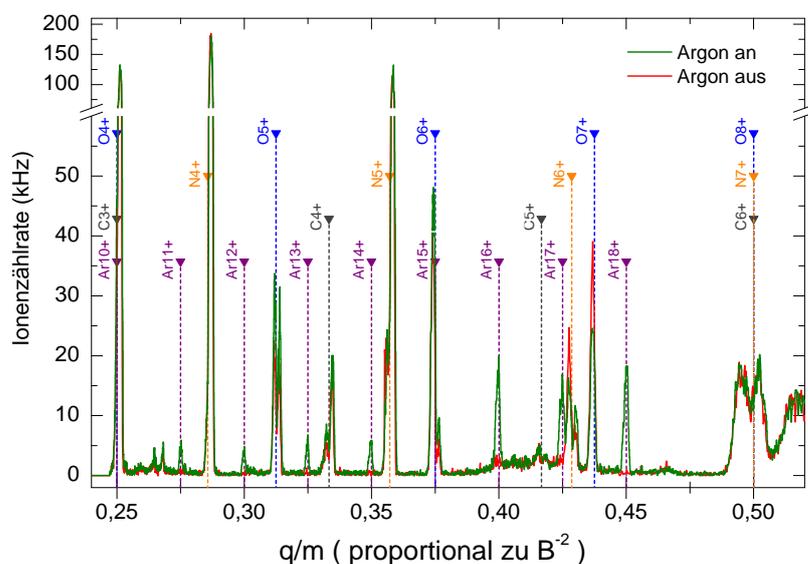


Abbildung 3.8: Spektrum des Masse-zu-Ladungs-Verhältnisses ( $q/m$ ).

Nach der erfolgreichen Identifikation der detektierten Ionensorten, kann der für die Messung ausgewählte Ladungszustand durch Einstellen des entsprechenden Magnetfeldes mittig auf dem PSD positioniert werden. Bei Bedarf können andere Ionensorten mit ähnlichem  $q/m$  durch die Verwendung einer direkt vor dem Detektor montierten Schlitzblende (S2) blockiert und so ein sortenreiner Ionenstrahl erzeugt werden. Bei den Messungen mit Ar<sup>17+</sup> wurde von dieser Möglichkeit Gebrauch gemacht, um nahe gelegene N<sup>6+</sup>-Ionen zu unterdrücken.

Hat der Ionenstrahl nach der Optimierung der EBIT-Parameter (Injektionsdruck, Fallenkonfiguration etc.) und der Ionenoptik die gewünschte Qualität und Intensität erreicht, kann der PSD, der auf einem Vakuum-Linear-Manipulator montiert ist, aus dem Strahlengang entfernt werden. Daraufhin wird der Ionenstrahl durch ein Quadrupol-Triplett (QT) geführt. Dieses Quadrupol-Triplett wird zur erneuten Fokussierung des Strahl benutzt und

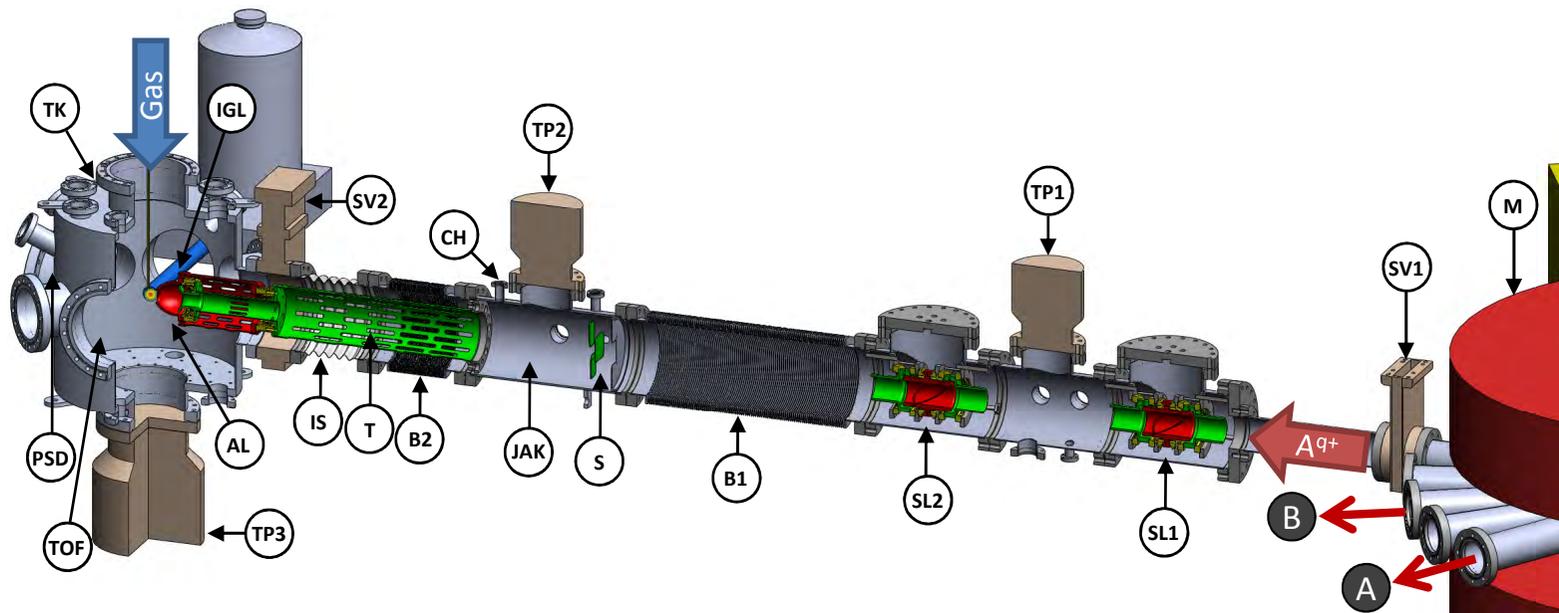
kann auch zur Astigmatismus-Korrektur herangezogen werden [SEPTIER, 1967]. Anschließend kann der Ionenstrahl durch einen weiteren Magnet, der als Schaltmagnet (M2) bezeichnet wird, in eines der drei (erweiterbar auf fünf) Strahlrohre abgelenkt und zu dem jeweils daran angeschlossenen Experiment geführt werden. Dabei handelt es sich um je eine Experimentierstation für Oberflächen- und Stoßexperimente mit ungebremsten Ionen sowie die im Zuge dieser Arbeit aufgebaute Experimentierstation für die Untersuchung langsamer Ionen.

### 3.3 Experimentierstation für langsame hochgeladene Ionen

Wie in der Einleitung dieser Arbeit ausführlich dargelegt wird, sind die Anwendungsgebiete langsamer hochgeladener Ionen äußerst vielfältig. Die Zielsetzung für die im Zuge dieser Arbeit aufgebauten Apparatur war die Durchführung von Messungen an Oberflächen sowie die Untersuchung atomarer Stoßprozesse an einer multifunktionalen Experimentierstation für Strahlen hochgeladener Ionen mit kinetischen Energien unter  $100 \text{ eV}/q$ . Hierzu musste eine Vorrichtung konstruiert werden, die es ermöglicht, die aus der EBIT extrahierten Ionen von etwa  $10 \text{ keV}/q$  auf Energien im gewünschten Bereich abzubremesen. In diesem Abschnitt werden die grundlegenden Bestandteile dieser Apparatur vorgestellt (siehe dazu auch [GINZEL et al., 2010]). Die Beschreibung der in Abbildung 3.9 dargestellten Elemente folgt der ange deuteten Richtung des Ionenstrahls. In den darauf folgenden Unterabschnitten wird detailliert auf das zur Abbremsung der Ionen konstruierte System, die auf einer Hochspannungsplattform angebrachte Targetkammer und die darin befindlichen Messsysteme eingegangen.

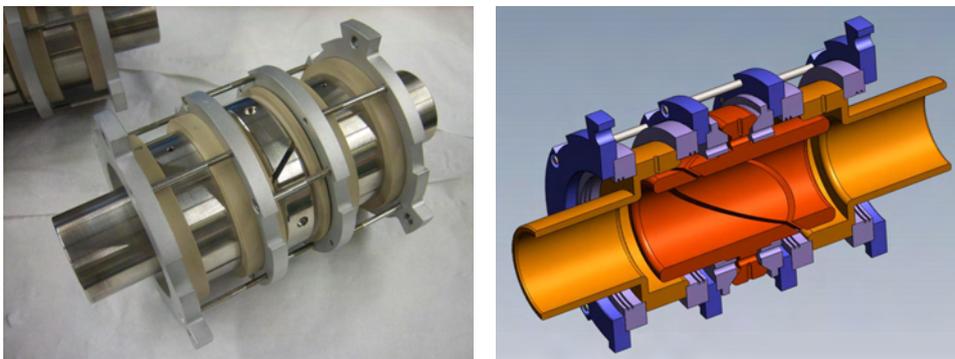
Nachdem der Ionenstrahl den im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Schaltmagneten (M) verlassen hat, kann seine Form und Lage im Strahlrohr durch zwei aufeinander folgende Sikler-Linsen (SL1/SL2) verändert werden. Die Verwendung zweier hintereinander angebrachter Ablenkeinrichtungen bietet den Vorteil, dass hierdurch nicht nur der Winkel des Strahls, sondern auch die Lage relativ zur Achse des Strahlrohrs verändert werden kann. Somit ist es möglich, sowohl einen Winkelversatz, als auch einen Parallelversatz zwischen Strahlrohr- und Strahlachse zu korrigieren.

<b>M:</b>	Schaltmagnet	<b>S:</b>	4fach-Schlitzblende	<b>TK:</b>	multifunktionale Targetkammer
<b>SV1/SV2:</b>	UHV-Schieberventil	<b>JAK:</b>	Justage- und Analysekammer	<b>IGL:</b>	<i>IGLET-X</i> Röntgendetektor
<b>A<sup>q+</sup>:</b>	Ionenstrahl	<b>CH:</b>	Channeltron*	<b>PSD:</b>	positionsempf. Projektil-Ionen-Detektor*
<b>SL1/SL2:</b>	Siklerlinsen	<b>T:</b>	Transportelektrode	<b>TOF:</b>	Rückstoßionen-Flugzeitspektrometer*
<b>TP1-TP3:</b>	Turbomolekularpumpen	<b>IS:</b>	Isolator	<b>A:</b>	Strahlrohr für Oberflächenexperimente
<b>B1/B2:</b>	Membranbälge	<b>AL:</b>	Abbremsline	<b>B:</b>	Strahlrohr für Stoßexperimente



**Abbildung 3.9:** CAD-Modell der Experimentierstation für langsame hochgeladene Ionenstrahlen. Mit (\*) markierte Bauteile sind nicht dargestellt, es wird nur deren Position angedeutet. Die hier verwendeten Abkürzungen werden auch im Text verwendet.

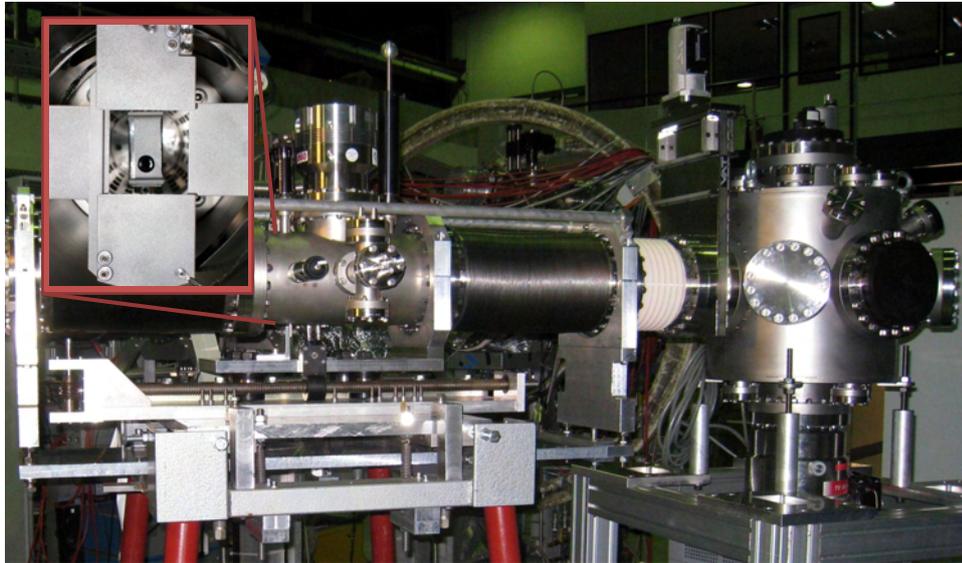
Da bei der Abbremsung des Ionenstrahls dessen zentrische Lage bezüglich des verzögernden Potentials von entscheidender Bedeutung ist, wurde bei der Konstruktion der Abbremsvorrichtung besonderes Augenmerk auf flexible ionenoptische Elemente zur Strahlmanipulation gelegt. Ein weiterer Vorteil zweier aufeinander folgender Linsen besteht auch in der Möglichkeit, durch die Schaffung eines gemeinsamen Zwischenfokus, in der Art eines Kepler-Fernrohrs, eine Vergrößerung oder Verkleinerung des Strahldurchmessers zu erreichen. Ein derartiges teleskopisches System besitzt zudem besonders günstige optische Eigenschaften, da sich unter bestimmten Bedingungen die Abberationen der einzelnen Komponenten gegenseitig kompensieren [HINTERBERGER, 1997]. Abbildung 3.10 zeigt ein Foto der beiden baugleichen Sikler-Linsen sowie das zu deren Konstruktion erstellte CAD-Modell. Gegenüber der im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten, nach dem Kollektor angebrachten Sikler-Linse wurden hier einige konstruktive Verbesserungen durchgeführt, die eine noch präzisere Ausrichtung und einen stabilen Betrieb bei Fokusspannungen von bis zu 20 kV erlauben.



**Abbildung 3.10:** Foto (links) und CAD-Modell (rechts) der Sikler-Linse zur Strahljustage vor der Abbremsung.

Die im Rahmen dieser Arbeit betreute Diplomarbeit von *Stuart Higgins* befasste sich unter anderem mit der Optimierung der Betriebsparameter der beiden Linsen durch deren ionenoptische Simulation. Dazu wurde eine computergestützte systematische Variation der beiden Fokusspannungen durchgeführt und die daraus resultierende Fokusgröße in der Ebene des Targets simuliert [HIGGINS, 2009]. Das Ziel der Optimierung war – neben der Erzeugung eines besonders scharfen Fokuspunkts hinter der Abbremsung – vor allem die Identifikation besonders stabiler Operationspunkte. Die Ergebnisse dieser Simulationen wurden bei der Durchführung der Experimente als

Ausgangspunkt für die empirische Optimierung der Einstellungen verwendet und sind in der angesprochenen Arbeit im Detail nachzulesen.



**Abbildung 3.11:** Foto der Justage- und Analysekammer auf dem dazugehörigen Justagetisch und der rechts daran angeschlossenen Targetkammer. In dem links oben dargestellten Bildausschnitt sieht man die in der Targetkammer montierten Schlitzblenden und das Channeltron.

Nach dem Verlassen der zweiten Sikler-Linse kann der Strahl in einer Justage- und Analysekammer (JAK) durch die Verwendung einer 4fach-Schlitzblende von allen Seiten beschnitten werden. Hinter dieser Blende befindet sich ein Channeltron (CH), das zur Beurteilung und Optimierung der Intensität des Ionenstrahls vor der Abbremsung dient. Die JAK dient außerdem zur Aufhängung der eigentlichen Abbremslinse (AL) und ist, um eine präzise Ausrichtung der fast 700 mm langen Ionenoptik zu ermöglichen, auf einem dreidimensional verstellbaren Justagetisch montiert. Die vier Ecken der Tischplatte lassen sich dazu durch Stellschrauben nahezu unabhängig voneinander in alle Richtungen um bis zu 20 mm aus ihrer Mittelstellung bewegen. Dadurch lassen sich sowohl Lage als auch Winkel der Abbremslinse genau einstellen. Der Justagetisch mit der darauf montierten Justagekammer und der darin angebrachten Abbremslinse ist auf einem Schlitten montiert, der es mit Hilfe einer Spindel ermöglicht, die gesamte Konstruktion um insgesamt 420 mm entlang der Strahlachse vor und zurück zu bewegen. Die JAK ist zu diesem Zweck durch zwei Membranbälge mit dem Strahlrohr bzw. der Targetkammer (TK) verbunden.

Durch diese Konstruktion kann die Abbremslinse einerseits beliebig nahe an den Targetbereich herangeführt und andererseits soweit zurückgezogen werden, dass ein vor der Targetkammer angebrachtes UHV-Schieberventil geschlossen werden kann. Die Vorteile der Abbremsung des Ionenstrahls unmittelbar vor dem Target und der Einstellbarkeit des Abstands zwischen dem Ort der Abbremsung und dem Target wird im folgenden Unterabschnitt detailliert erläutert. Die Möglichkeit, die Vakuumbereiche des Strahlrohrs und der Targetkammer durch einen UHV-Schieberventil voneinander zu trennen, ist vor allem von praktischem Nutzen. Aufgrund der in der Zielsetzung vorgegebenen Flexibilität der Targetkammer müssen regelmäßig Umbaumaßnahmen, wie z. B. der Austausch von Detektionssystemen oder der Wechsel von Proben bei der Bestrahlung von Oberflächen durchgeführt werden. Die dabei notwendige Belüftung der Vakuumkammer kann durch die Trennbarkeit der Vakuumbereiche auf die Targetkammer beschränkt bleiben. Dieses im Vergleich zum gesamten Strahlrohr verhältnismäßig kompakte Vakuumgefäß kann nach abgeschlossenen Umbauarbeiten innerhalb weniger Stunden wieder auf einen Druck von etwa  $10^{-9}$  mbar gepumpt werden. Die Standzeiten der Anlage können durch deutlich kürzere Pumpphasen erheblich gesenkt werden.

Die Targetkammer (TK) ist durch einen 160 mm langen hohlen Isolator mit dem Strahlrohr verbunden. Dieser Isolator ist zwischen zwei sogenannten *ConFlat*- (CF-) Flanschen mit einem Innendurchmesser von 160 mm eingelassen und ist in der Lage, Potentialdifferenzen von bis zu 30 kV zwischen diesen Flanschen zu überbrücken. Außerdem ist die gesamte Vakuumkammer mit all ihren Ein- und Anbauten wie Detektoren, Vakuumpumpen, der Elektronik und dem Datenverarbeitungssystem auf einer Hochspannungsplattform montiert, die auf Spannungen von bis zu 25 kV (höchster getesteter Wert) gelegt werden kann. Die eingebauten elektrischen Geräte werden mittels zweier Trenntransformatoren mit einer maximalen Gesamtleistung von 4 kW versorgt. Als Berührungsschutz ist diese Hochspannungsplattform von einem Hochspannungskäfig mit einer Grundfläche von 1,5 m × 2,5 m und einer Höhe von 3,0 m umgeben (siehe Abbildung 3.12).

Durch die Verwendung eines Justagefernrohrs, das üblicherweise bei der Montage von großen Beschleunigeranlagen eingesetzt wird, gelang es, die gesamte fast 3 m lange Anlage inklusive der vor und zurück fahrbaren Abbremslinse mit einer Präzision von unter 100 µm auszurichten. Wie im folgen-

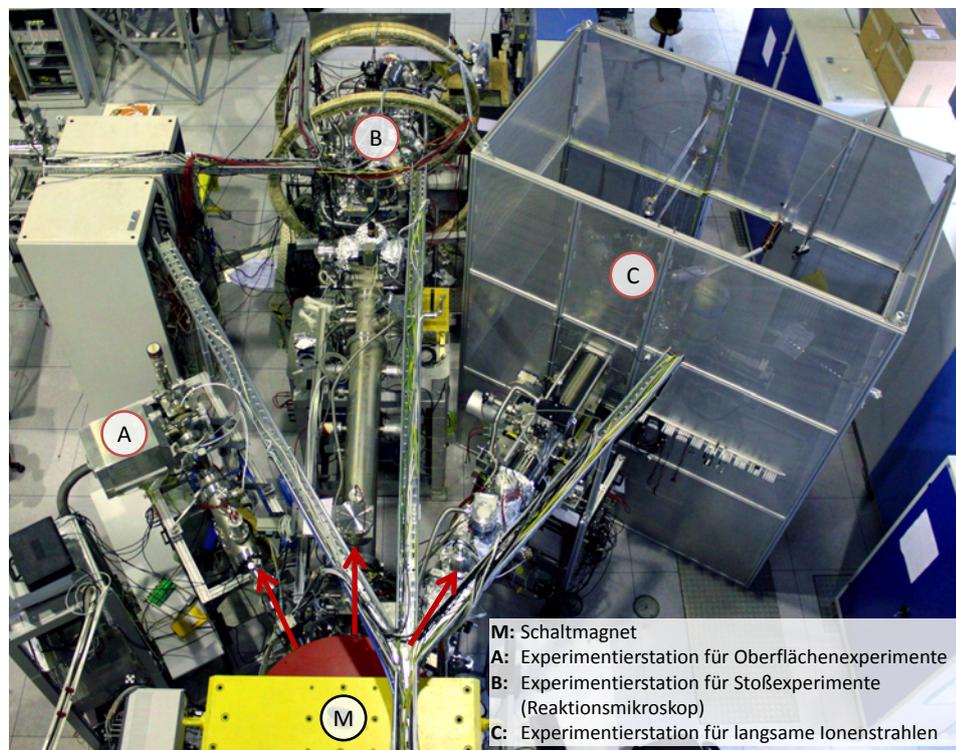


Abbildung 3.12: Übersicht der an die Heidelberg-EBIT angeschlossenen Experimentierstationen.

den Abschnitt gezeigt wird, ist eine derart genaue Ausrichtung notwendig, um die Qualität des Ionenstrahls nach dessen Verzögerung zu gewährleisten. Zur Veranschaulichung der Abmessungen der Anlage zeigt Abbildung 3.12 ein Foto der an die Heidelberg-EBIT angeschlossenen externen Experimentierstationen.

### 3.3.1 Abbremsystem

Ein grundlegendes Theorem der Teilchenoptik wird durch den *Satz von Liouville* formuliert. Er lässt sich direkt aus der *Liouville-Gleichung* ableiten und besagt, dass das Phasenraumvolumen eines Teilchenstrahl in konservativen Kraftfeldern erhalten bleibt [HINTERBERGER, 1997]. Anders ausgedrückt, bleibt die normierte Emittanz

$$\epsilon_{norm} \propto \Delta r \cdot \Delta \theta \cdot \sqrt{E} = \text{konst.} \quad (3.8)$$

eines durch elektrostatische Felder abgebremsten Ionenstrahls konstant. Hier ist  $\Delta r$  die Breite der Ortsverteilung,  $\Delta\theta$  die Breite der Winkelverteilung und  $E$  die Energie des Ionenstrahls. Das bedeutet in der Praxis, dass ein durch elektrostatische Felder gebremster Ionenstrahl entweder größer im Durchmesser wird oder sich seine Divergenz erhöht.

Neben den daraus definierten natürlichen Grenzen der Strahlqualität des gebremsten Ionenstrahls wirken sich vor allem Imperfektionen der ionenoptischen Elemente, Linsenfehler und Abweichungen bei der Ausrichtung des ankommenden Strahls bezüglich des verzögernden Feldes negativ auf den verlangsamten Ionenstrahl aus. Die Minimierung dieser Einflussfaktoren war das erklärte Ziel der hier durchgeführten konstruktiven Überlegungen. Die Möglichkeiten zur Justage des einlaufenden Strahls durch die Doppelanordnung zweier Sikler-Linsen wurde schon im vorangegangenen Abschnitt beleuchtet. Unvermeidbare Linsenfehler wurden durch die (unter praktischen Gesichtspunkten) größtmögliche Wahl der Durchmesser der ionenoptischen Elemente und die dadurch erfolgte Optimierung hinsichtlich der paraxialen Näherung weitgehend minimiert. Zur Reduzierung von Ausrichtungsfehlern wurde die Anzahl der auszurichtenden Elemente auf ein Minimum (also auf zwei) verringert und auf die Verwendung eines mehrstufigen Abbremssystems verzichtet. Viele konventionelle Abbremsrichtungen benutzen ein in Stufen steigendes Verzögerungspotential und reduzieren dadurch die kinetische Energie der Ionen Schritt für Schritt. Man verspricht sich von der „sanften“ Abbremsung eine geringere Störung und eine bessere Kontrolle über den Ionenstrahl. In der Praxis addieren sich die Ausrichtungsfehler und Imperfektionen vieler hintereinander angeordneter Elektroden jedoch unweigerlich und führen in Summe unter Umständen zu schlechteren Ergebnissen als einfache Anordnungen mit nur wenigen Elementen. Der unter dem pointierten Titel *Understanding ion deceleration lenses: what are the simplicity/performance trade-offs?* veröffentlichte Artikel [O'CONNOR et al., 1991] diskutiert diese kontroversen Ansätze ausführlich.

Zum eingangs angesprochenen Spagat zwischen dem erreichbaren Strahldurchmesser und der tolerierbaren Divergenz des Ionenstrahls ist zu sagen, dass es sowohl bei den geplanten Ladungsaustauschexperimenten als auch bei der Bestrahlung von Oberflächen vorteilhaft ist, die Ionendichte in einem eng um das Zentrum des Reaktionsgebiets begrenzten Volumen zu maximieren. Bei Oberflächenexperimenten ist die Flächendichte der Ionen, genauer

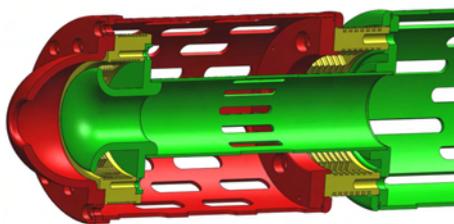
gesagt die Zahl der erzeugten Defekte pro  $\mu\text{m}^2$  entscheidend. Das ist in etwa die Fläche, die ein Atomkraftmikroskop bei einem Scanvorgang in der entsprechenden Auflösung abdecken kann. Allerdings sollte der bestrahlte Bereich nicht viel kleiner als  $1\text{ mm}^2$  sein, da er sonst auf der makroskopischen Probe sehr schwer zu finden ist. Für die röntgenspektroskopische Untersuchung von Ladungsaustauschprozessen ist das ausschlaggebende Fokussvolumen entweder durch die Verteilung des Targetgases oder die Größe des vom Röntgendetektor erfassten Bereichs begrenzt. Bei den hier durchgeführten Experimenten wurde, wie im nächsten Abschnitt genauer beschrieben wird, eine effusive Gasquelle verwendet. Im Vergleich zu einem Überschall-Atomstrahl wie er in Reaktionsmikroskopen moderner Bauart [ULLRICH et al., 2003] eingesetzt wird, ist die Verteilung des Targetgases bei dieser Art von Quelle sehr viel breiter und diffuser. Es ist daher problemlos möglich für die ausreichende Überlappung von Ionenstrahl und Gastarget zu sorgen. Die Begrenzung des Reaktionsvolumens ist daher hauptsächlich durch das vom Röntgendetektor einsehbare Raumgebiet festgelegt. Der Durchmesser des Röntgendetektors von 11 mm steckt somit auch die maximal erwünschten Abmessungen des Ionenstrahls ab. Im Falle der Aufrüstung der Experimentierstation mit einem Überschall-Atomstrahl würde sich diese Grenzen jedoch in den Bereich von 1-3 mm verschieben.

Die Divergenz des Strahls ist für die beiden hier skizzierten Anwendungen von zweitrangiger Bedeutung. Sein Öffnungswinkel  $\theta$  wirkt zwar verbreiternd auf die Verteilung der Geschwindigkeit parallel zur Strahlachse mit dem Faktor  $(1 - \cos(\theta/2))$ , jedoch fällt dieser Beitrag bei Öffnungswinkeln von unter  $20^\circ$  mit unter 2 % verhältnismäßig klein aus.

Als dritter wichtiger Parameter eines Ionenstrahls ist neben dessen Durchmesser und Divergenz seine Energieverteilung im Besonderen bei Experimenten mit besonders langsamen Ionen von Bedeutung. Die Breite der Energieverteilung der aus der EBIT extrahierten Ionen ist, wie in Abschnitt 3.2 diskutiert, vor allem von der Art der Extraktion abhängig. Wie schon ausführlich besprochen, kommt bei den hier durchgeführten Messungen ausschließlich der in dieser Hinsicht vorteilhafte kontinuierliche Extraktionsmodus zum Einsatz. Die dabei zu erwartende Breite der Energieverteilung von bis zu  $20\text{ eV}/q$  sollte, um Endenergien von unter  $100\text{ eV}/q$  zu erreichen, durch das Abbremsystem nicht wesentlich vergrößert werden. Die Ansprüche an den abgebremsten Ionenstrahl am Ort des Targets sind zusammengefasst:

- Strahldurchmesser:  $d \leq 3 \text{ mm}$
- Öffnungswinkel:  $\theta \leq 20^\circ$
- Kinetische Energie:  $E_{kin} \leq 100 \text{ eV}/q$
- Breite der Energieverteilung:  $\Delta E \leq 20 \text{ eV}/q$

Nachdem hier die Anforderungen an den abgebremsten Ionenstrahl und grundsätzliche Überlegungen zur Konstruktion der Abbremsanlage dargestellt wurden, folgt nun eine Beschreibung der gebauten Abbremslinse (siehe Abbildung 3.13). Wie schon im vorangegangenen Abschnitt erläutert, ist die gesamte Abbremslinse in einer beweglichen und justierbaren Vakuumkammer montiert. Um den durch die Länge des Isolatorrohres, des Balges und des Schiebervetils gegebenen Abstand zwischen dieser Kammer und der Targetkammer zu überbrücken, ist die eigentliche Abbremsvorrichtung an einem 400 mm langen Edelstahlrohr mit einem Durchmesser von 100 mm angebracht. Zur Verbesserung der Saugleistung des Vakuumsystems ist dieses geschlitzt ausgeführt. Die an dieses Rohr anschließende Konstruktion ist zweischalig ausgeführt. Die innere Schale, in Abbildung 3.13 grün dargestellt, besteht aus einem weiteren dünneren Rohr sowie einer sich trompetenähnlich öffnenden Elektrode an dessen Ende. Diese beiden Elemente sind mit dem Erdpotential des Strahlrohrs verbunden, daher behält der Ionenstrahl bei der Durchquerung dieser Driftstrecke seine ursprüngliche Energie.



(a) CAD-Modell



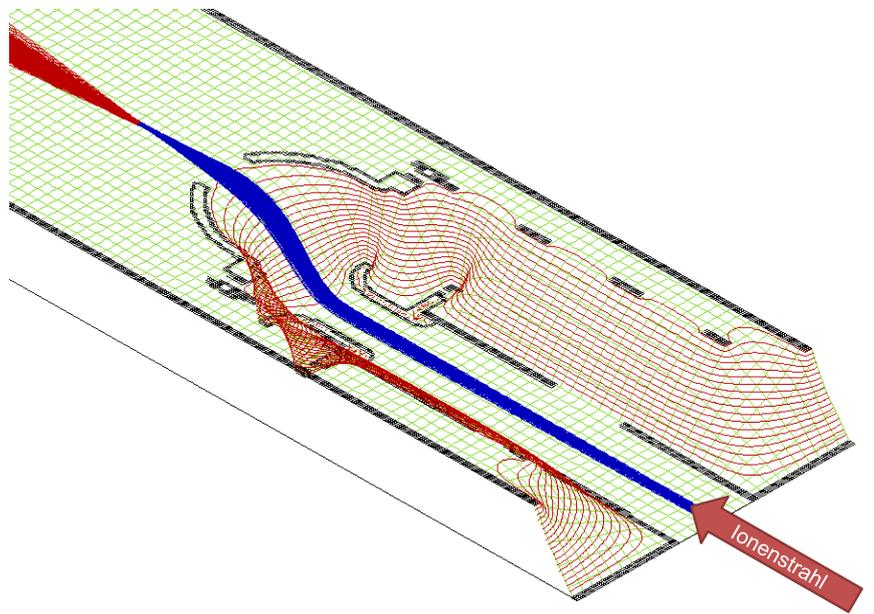
(b) Foto der Abbremslinse

**Abbildung 3.13:** CAD-Modell und Foto der Abbremslinse. In der Zeichnung sind spannungsführende Elektroden rot, Isolatoren gelb und geerdete Elektroden grün dargestellt. Im Foto ist auch die durch ein Keramikröhrchen umhüllte Spannungsversorgung der vordersten Elektrode zu sehen.

Die äußere Schale (rot) ist durch einen aus *PEEK*<sup>3</sup> hergestellten Isolator-

<sup>3</sup>Abkürzung für Polyetheretherketon: Ein Hochleistungspolymer das in Vakuumapparaturen als gut bearbeitbares Isolatormaterial eingesetzt wird.

ring, der für die Überbrückung von Spannungen von bis zu 30 kV ausgelegt ist, mit der inneren Schale verbunden. Sie besteht aus einem 150 mm langem Rohr, das wiederum geschlitzt ist, und einer daran befestigten kappenförmige Elektrode. Diese beiden Elemente werden über einen Stahldraht, der in einem Keramikröhrchen geführt ist, durch eine Vakuumdurchführung in der Montagekammer mit der Abbremsspannung  $U_{Decel}$  versorgt. Sie ist luftseitig elektrisch mit der Hochspannungsplattform verbunden oder kann auch von dort aus mit Spannungen relativ zur Targetkammer versorgt werden. Bei den hier durchgeführten Experimenten wurden Targetkammer und Abbremslinse immer gemeinsam auf das Abbremspotential  $U_{Decel}$  gelegt.



**Abbildung 3.14:** Simulation des elektrostatischen Potentials der Abbremslinse und dessen fokussierende Wirkung auf den Ionenstrahl. Der Ort des Fokuspunkts ist durch den Wechsel der Farbe des Ionenstrahls von blau auf rot verdeutlicht. Elektrodenteile sind schwarz, Äquipotentiallinien rot dargestellt.

Das spannungsführende äußere Rohr (rot) dient lediglich der Abschirmung der auf Erdpotential befindlichen Teile in dessen Innerem gegenüber der Targetkammer. Die ionenoptisch entscheidenden Teile sind die trompetenförmige Erdelektrode und die kappenförmige Abbremslektrode, deren Öffnung einen Durchmesser von 22,7 mm aufweist. Die beiden Elektroden sind durch einen zweiten PEEK-Isolator passgenau miteinander verbunden. Diese drei Elemente wurden als Drehteile ausgeführt, deren Passungen mit einer Tole-

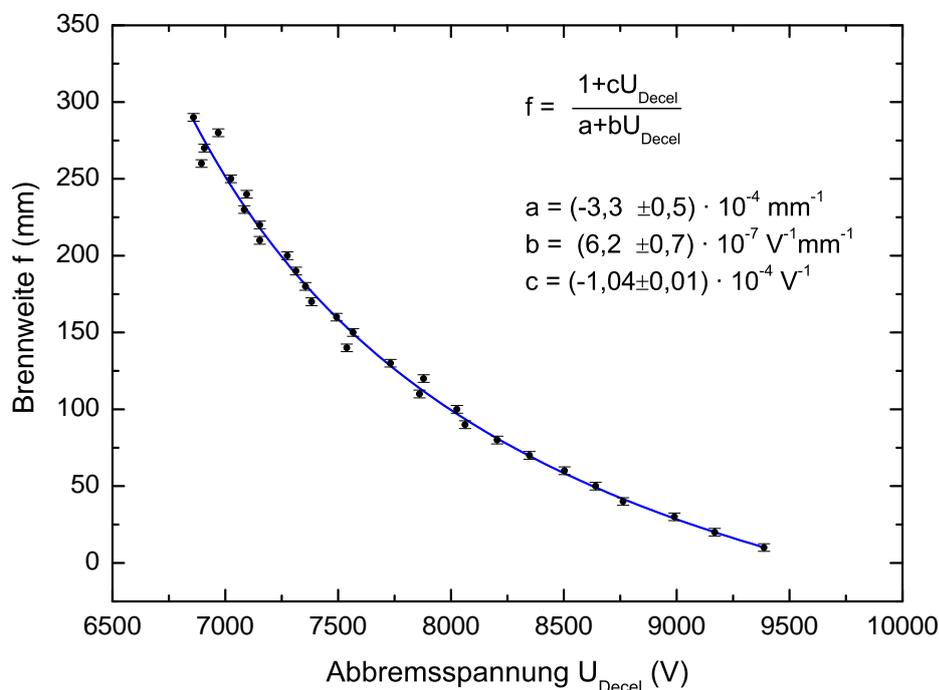
ranz von maximal 5/100 mm angefertigt wurden. Durch die kraftschlüssige Verbindung dieser Teile wurden Ausrichtungsfehler weitgehend vermieden. Der anwachsende Durchmesser der Erdelektrode vergrößert an der Stelle der stärksten Feldgradienten das Verhältnis zwischen Linsen- und Strahldurchmesser und führt dadurch zur Verringerung von Aberrationen. Auch die Abbremslektrode hat an dieser Stelle ihren größten Durchmesser und wird dann zur Verringerung des Felddurchgriffs der Erdelektrode in die Targetkammer in parabolischer Form enger. Außerdem lässt sich der Röntgendetektor durch den an der Spitze verkleinerten Durchmesser deutlich näher an den Ausgang der Abbremsrichtung bringen. Durch die Abbremsung des Ionenstrahls erst unmittelbar bevor er die Ionenoptik verlässt, kann der Strahl direkt nach der Abbremslektrode stark fokussiert werden. Zusammen mit der Möglichkeit die Abbremsvorrichtung beliebig nahe an Targets (Gas oder Oberflächen) heranzubringen, können durch diese Anordnung sehr hohe Strahldichten erreicht werden. Abbildung 3.14 zeigt eine Simulation des elektrostatischen Potentials und dessen Wirkung auf den Ionenstrahl. Man erkennt den homogenen Übergang zwischen den Potentialen an den regelmäßigen Abständen der Äquipotentiallinien.

Die Entfernung des Fokuspunkts von der Spitze der Abbremslinse nimmt mit steigender Abbremsspannung ab. Die Verschiebung des Fokus in Richtung Abbremsrichtung kann durch die Verringerung des Abstands zwischen Ionenoptik und Target ausgeglichen werden, sodass dieser immer mit dem Ort des Targets zusammen fällt. Der funktionale Zusammenhang zwischen Brennweite<sup>4</sup> und Abbremsspannung wurden anhand einer ionenoptischen Simulation untersucht. Abbildung 3.15 zeigt die Ergebnisse dieser numerischen Berechnungen, welche durch eine rationale Funktion ersten Grades gefittet werden können:

$$f = \frac{1 + cU_{Decel}}{a + bU_{Decel}}. \quad (3.9)$$

---

<sup>4</sup>Hier ist die Brennweite zur Vereinfachung der praktischen Anwendbarkeit als Abstand zwischen Spitze der Abbremslinse und dem Fokuspunkt definiert.



**Abbildung 3.15:** Simulierte Abhängigkeit der Brennweite der Abbremslinse von der angelegten Abbremsspannung.

Die Fitparameter ergeben sich dabei zu

$$\begin{aligned}
 a &= (-3,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-4} \text{ mm}^{-1}, \\
 b &= (6,2 \pm 0,7) \cdot 10^{-7} \text{ V}^{-1} \text{ mm}^{-1}, \\
 c &= (-1,04 \pm 0,01) \cdot 10^{-4} \text{ V}^{-1}.
 \end{aligned}$$

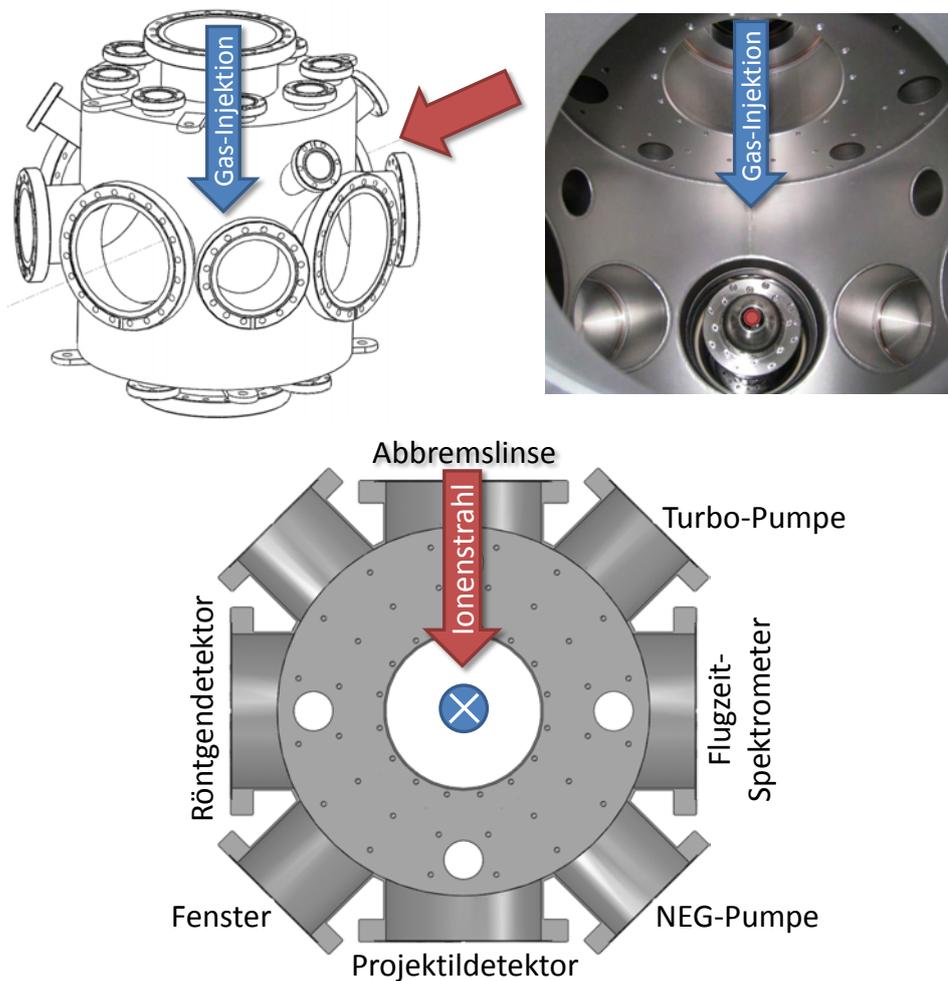
Diese Funktion kann bei der Durchführung von Experimenten als Anhaltspunkt bei der Optimierung der Lage des Fokuspunkts dienen. Die experimentell ermittelten Kenngrößen des Abbremsystems, wie erreichte Strahldurchmesser, Strahldivergenz sowie das Fokussierverhalten werden im Abschnitt *3.4 Charakterisierung des experimentellen Aufbaus* dargestellt.

### 3.3.2 Multifunktionale Targetkammer

Nachdem der Strahl durch das Abbremsystem erfolgreich abgebremst und fokussiert wurde, trifft er in der Targetkammer je nach Anwendung entweder auf ein gasförmiges Target oder auf die Oberfläche eines Festkörpers.

### 3.3 Experimentierstation für langsame hochgeladene Ionen

Aus diesem Grund ist die Targetkammer mit einem Targethalter ausgestattet, der für beide Zwecke einsetzbar ist. Zum einen bietet er die Möglichkeit zur Montage von Festkörperproben, zum anderen ist daran eine Kapillare mit einem Innendurchmesser von 0,1 mm befestigt, mit deren Hilfe beliebige Gase in das Reaktionsvolumen eingebracht werden können. Der Gasdurchfluss lässt sich dabei durch ein elektrisch angesteuertes Dosierventil sehr fein regeln.



**Abbildung 3.16:** Multifunktionale Targetkammer. links: Dredimensionales CAD-Modell. rechts: Foto aus der Sicht des Projektildetektors. unten: Belegung der Zugänge. Die Richtung des Ionenstrahls ist durch rote, die Gas-Injektion durch blaue Pfeile markiert.

Der Targethalter ist außerdem mit mehreren verschiedenen großen Lochblenden versehen, die zur Ermittlung des Strahldurchmesser und der Form des

Strahls in der Targetebene eingesetzt werden können. Im Anhang B findet sich eine technische Zeichnung, die Form und Abmessungen des Targethalters zeigt. Zur Ausrichtung der Targets und des Gasinjektionssystems ist er der Halter an einem dreidimensional justierbaren Vakuum-Manipulator montiert. Dieser ermöglicht die horizontale Bewegung des Halters um jeweils  $\pm 25$  mm in Strahlrichtung sowie quer dazu und erlaubt seine vertikale Position um  $\pm 50$  mm gegenüber der Mittelstellung zu verändern. Die Targetposition kann mit Hilfe von Isolatorstangen zur Bedienung der Manipulatoren auch dann verändert werden, wenn an der Hochspannungsplattform Spannung anliegt.



**Abbildung 3.17:** Fotos der Reaktionszone. Man sieht den mit mehreren Lochblenden versehenen Targethalter mit der daran befestigten Gaskapillaren von oben kommen. Der Ionenstrahl tritt durch die Öffnung der Abbremslinse. Die emittierte Röntgenstrahlung wird durch den Röntgendetektor nachgewiesen. links: Sicht aus Richtung des PSDs. rechts: Sicht aus Richtung des Flugzeitspektrometers.

Das Reaktionsvolumen ist von der zylinderförmigen Targetkammer umschlossen, die einen Durchmesser von 360 mm und eine Höhe von 370 mm besitzt (siehe Abbildung 3.16). Sie ist aus Edelstahl gefertigt und besitzt in Summe 26 Zugänge verschiedener Größe. Die Zugänge auf den drei Hauptachsen weisen einen Innendurchmesser von 160 mm auf und sind durch die Abbremslinse, den Targetmanipulator, eine Turbomolekularpumpe und drei Detektionssysteme für den Nachweis von Ionen und Photonen belegt. Der Röntgendetektor zum Nachweis emittierter Photonen, der Projektildetektor und das Flugzeit-Spektrometer zur Bestimmung des Ladungszustands des Rückstoßions werden in den folgenden Abschnitten ausführlich behandelt.

Abbildung 3.17 zeigt ein Foto der Reaktionszone, auf dem der Röntgendetektor, die Abbremslinse und die auf dem Targethalter montierte Gaskapillare zu sehen sind.

Neben der schon erwähnten Turbomolekularpumpe, die gegenüber des Gasinjektionssystems angebracht ist, wird die anfallende Gaslast durch eine zweite Turbomolekularpumpe und eine sogenannte NEG-Pumpe (engl.: *Non-Evaporative-Getter*) abtransportiert. Zusammen weisen diese drei Pumpen eine nominelle Pumpleistung für Stickstoff von beinahe 2000 l/s auf und sorgen so selbst bei großer Gaslast für ausreichendes Vakuum. Boden und Decke der Targetkammer sind mit je drei in konzentrischen Kreisen angeordneten Gewindelöchern (siehe Abbildung 3.16 unten) versehen, die zur Montage von Einbauten wie z. B. ionenoptischen Elementen, zusätzlichen Detektoren, Probenaufnahmen zum schnellen Wechsel von Festkörpertargets verwendet werden können. Zusammen mit der großen Anzahl von Zugängen ist es dadurch möglich die Targetkammer relativ einfach an die Anforderungen verschiedensten Experimente flexibel anzupassen.

#### 3.3.3 Photonendetektion

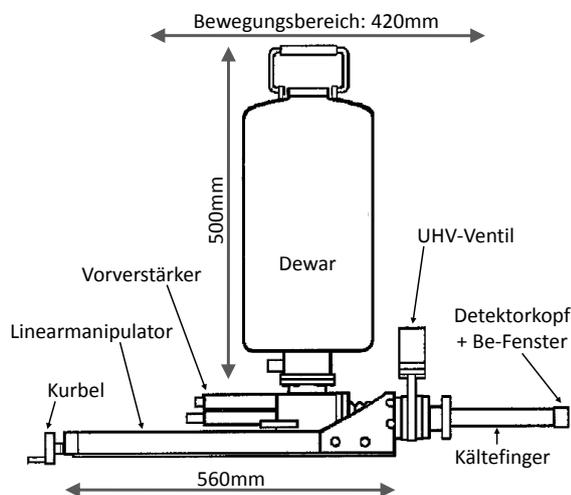
Zur Detektion der bei der Wechselwirkung von hochgeladenen Ionen mit Oberflächen oder Gas-Targets emittierten Röntgenstrahlung wurde ein Germanium-Halbleiter-Detektor vom Typ *IGLET-X* der Firma *ORTEC* eingesetzt. Der als Detektormedium benutzte hochreine Germaniumkristall mit einer aktiven Fläche von 100 mm<sup>2</sup> (11 mm Durchmesser) ist an einem mit flüssigem Stickstoff gekühlten Kältefinger montiert. Der gesamte Detektoraufbau (siehe Abbildung 3.18) inklusive des Stickstoff-Dewars mit der Bezeichnung *CFG-JIMG* lässt sich entlang der Achse des Kältefingers mit einem Linearmanipulator um 420 mm verschieben. Dadurch kann der Detektorkopf bis auf einige mm an die Strahlungsquelle, in diesem Fall das Reaktionsvolumen, herangeführt werden. Diese Möglichkeit ist vor allem für Experimente mit niedrigen Zählraten, wie sie in dieser Arbeit durchgeführt wurden, zur Maximierung des Raumwinkels der Photonendetektion von erheblichem Nutzen.

Der Abstand des Detektorkopfes vom Reaktionsvolumen war im Laufe der in Abschnitt 4.1 dargestellten Ladungsaustauschexperimente mit langsamen Ionen vor allem durch die Qualität des Projektilstrahls begrenzt. Bei ver-

hältnismäßig hohen Stoßenergien ( $\approx 400$  eV/u) konnte die Divergenz des Ionenstrahls in Grenzen gehalten werden und der Detektor bis auf etwa 15 mm an das Zentrum des Reaktionsvolumens herangefahren werden. Jedoch muss bei der Abschätzung des Raumwinkels noch beachtet werden, dass der Detektorkristall nicht unmittelbar am Kopf des Detektors sondern um 7 mm zurückversetzt montiert ist. Für den resultierenden Abstand von 22 mm ergibt sich der durch die Näherung

$$\Omega = 4\pi \frac{A}{r^2} \quad (3.10)$$

abgeschätzte Raumwinkel zu 0,2 sr (1,6 % von  $4\pi$ ). Dabei ist  $A$  die Detektorfläche und  $r$  deren Abstand von der Quelle. Bei den niedrigsten erreichten Energien ( $\approx 100$  eV/u) war es notwendig, den Detektorkopf bis zu 40 mm entfernt vom Zentrum des Quellvolumens zu positionieren, um dessen direkten Beschuss durch einzelne Ionen aus dem diffusen Randbereich des Ionenstrahls zu verhindern. Der Raumwinkel fällt für diesen Abstand mit 0,04 sr (0,3 % von  $4\pi$ ) deutlich kleiner aus.



**Abbildung 3.18:** Konstruktionsskizze des Röntgendetektors inkl. Dewar und Linearmanipulator (adaptiert von [ORTEC, 2010]).

### Kompensation der Energieabhängigkeit der Transmissivität

Der Detektor-Kristall liegt hinter einem  $25 \mu\text{m}$  dicken Beryllium-Fenster, das das Vakuum des Detektors vor Lufttritt schützt. Die optischen Ei-

genschaften dieses Fensters verändern durch Absorption und Reflektion von Strahlung die Detektionseffizienz in Abhängigkeit der Photonenenergie. Diese muss zur korrekten Interpretation der Röntgenspektren kompensiert werden.

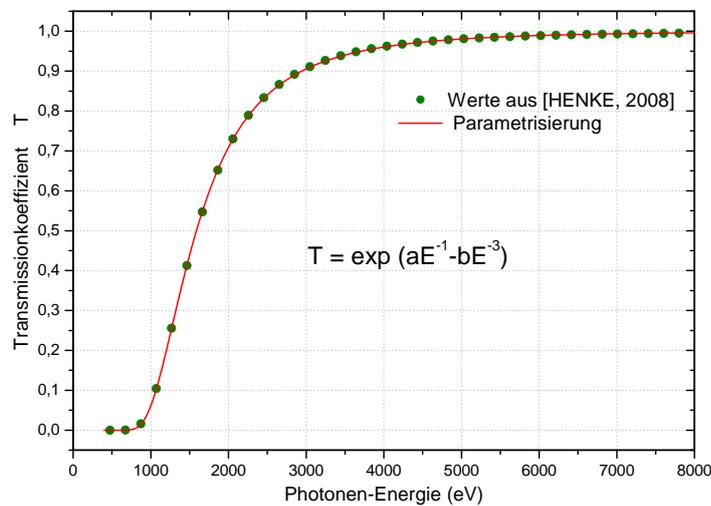
Der Verlauf des Transmissionskoeffizienten für eine Scheibe aus Beryllium aus [HENKE et al., 2010] (basierend auf [HENKE, 1993]) kann durch folgende empirische Gleichung parametrisiert werden:

$$T = \exp\left(\frac{a}{E_\gamma} - \frac{b}{E_\gamma^3}\right). \quad (3.11)$$

Dabei sind  $E_\gamma$  die Photonenenergie sowie  $a$  und  $b$  die Fitparameter, die für eine Fensterdicke von  $25\ \mu\text{m}$  folgende Werte annehmen:

$$a = 13,5\ \text{eV} \quad \text{und} \quad b = 2,805 \cdot 10^9\ \text{eV}^3. \quad (3.12)$$

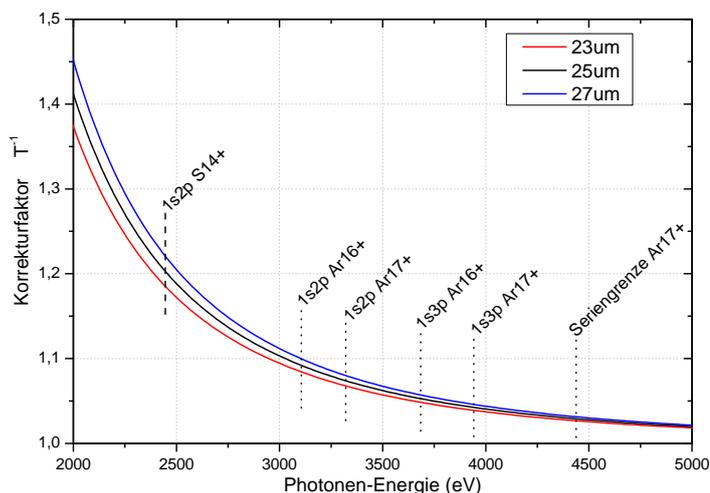
Abbildung 3.19 zeigt die parametrisierte Funktion und vergleicht diese mit den Werten aus [HENKE et al., 2010].



**Abbildung 3.19:** Photonentransmission durch ein  $25\ \mu\text{m}$  dickes Beryllium-Fenster. Parametrisierung nach Gleichung (3.11) und Vergleich mit Werten aus [HENKE et al., 2010].

Zur Kompensation der Energieabhängigkeit der Transmissivität wurden die gemessenen Photonspektren mit dem Faktor  $T^{-1}$  und dem aus der Variation der Fensterdicke um  $\pm 2\ \mu\text{m}$  abgeschätzten Vertrauensbereich korrigiert.

Abbildung 3.20 zeigt den Verlauf des Korrekturfaktors im für die durchgeführten Messungen relevanten Bereich. Die Energien einiger wichtiger Übergänge sind zur Orientierung markiert.



**Abbildung 3.20:** Korrekturfaktor zur Kompensation der Transmissivität des Beryllium-Fensters inkl. Vertrauensbereich.

### Energiekalibration der Röntgenspektren

Die Kalibration des Röntgendetektors wird mit Hilfe einer radioaktiven Quelle durchgeführt. Dazu wird der Detektor unter Vakuum zurückgezogen und die Quelle, die zu diesem Zweck an einem Linearmanipulator am Verbindungsflansch zwischen Detektor und Targetkammer befestigt ist, vor ihm positioniert. Das verwendete Kobalt-Isotop  $^{57}\text{Co}$  zerfällt durch Elektroneneinfang zu  $^{57}\text{Fe}$ . Der Tochterkern emittiert beim Übergang in den Grundzustand Gammastrahlung mit einer Energie von 14 413,0 eV ([BHAT, 1998]). Durch das Auffüllen des durch den Elektroneneinfang entstandenen  $s$ -Schalen-Lochs entsteht Sekundärstrahlung in Form der  $\text{Fe-K-}\alpha$  und  $\text{Fe-K-}\beta$ -Linien.

Bei etwa 4500 eV zeigt das Kalibrationsspektrum eine weitere Linie, den sogenannten *Germanium-Escape-Peak*. Kommt es nahe der Oberfläche des Germanium-Kristalls durch ein 14 413,0 eV Photon zur  $K$ -Schalen-Ionisation eines Germanium-Atoms, kann das daraufhin emittierte  $\text{Ge-K}\alpha_1$ - oder  $\text{K}\alpha_2$ -Photon (9886,42 eV bzw. 9855,32 eV) mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit aus dem Detektormedium entkommen (daher der Name). Die Energie

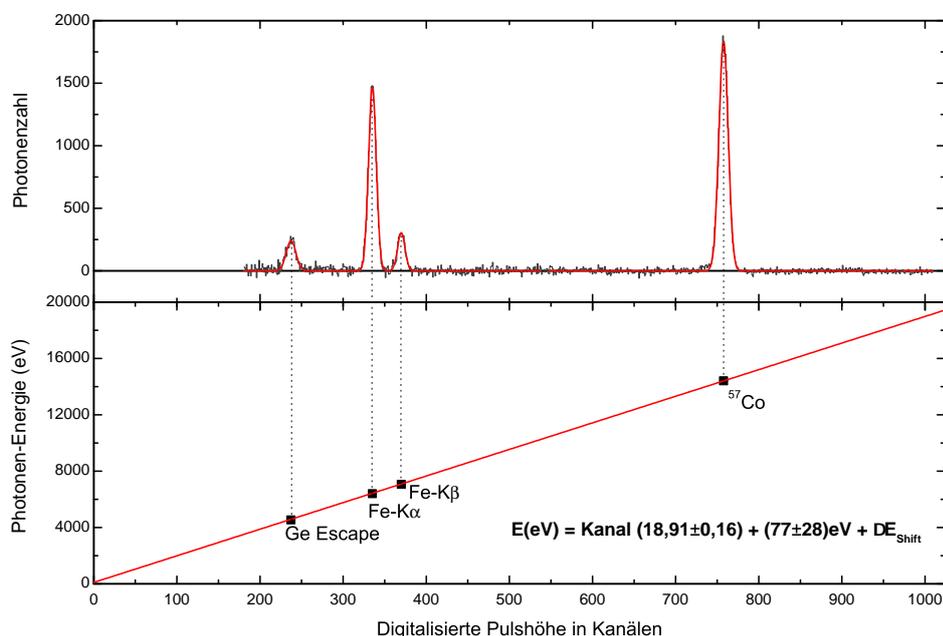
**Tabelle 3.2:** Zur Kalibration der Röntgenenergie verwendete Linien der  $^{57}\text{Co}$ -Quelle. Die relativen Intensitäten beziehen sich auf die jeweilige  $K\alpha_1$ -Linie. Quellen: [BHAT, 1998, THOMPSON et al., 2001]

Linie	Energie (eV)	relative Intensität (%)
$^{57}\text{Co } \gamma$	14413,0	
Fe- $K\beta_{1,3}$	7058,0	17
Fe- $K\alpha_1$	6403,8	100
Fe- $K\alpha_2$	6390,8	50
Ge-Escape- $K\alpha_2$	4557,7	50
Ge-Escape- $K\alpha_1$	4526,6	100

des entkommenen Photons wird nicht im Festkörper deponiert und somit nicht zur Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren aufgewandt. Daher wird ein Teil der Gammastrahlung bei der Differenzenergie der ursprünglich auf den Detektor auftreffenden und der wieder austretenden Photonen detektiert. Tabelle 3.2 listet die zur Kalibration verwendeten Röntgenlinien auf und gibt deren relative Intensität bezogen auf die jeweilige  $K\alpha_1$ -Linie an.

Abbildung 3.21 zeigt die Kalibration des Röntgendetektors anhand eines etwa 293 Stunden lang aufgenommenen Spektrums. Man sieht, dass weder die Fe- $K\alpha$ -Linien noch die aus den Ge- $K\alpha_1$ - und Ge  $K\alpha_2$ -Linien resultierenden Germanium-Escape-Peaks einzeln aufgelöst werden können. Die beiden nahe beieinander liegenden Linien wurden daher jeweils mit einem einzigen verbreiterten Peak gefittet, dessen Schwerpunktslage entsprechend der in Tabelle 3.2 angegebenen Intensitätsverteilung berechnet wurde. Die Detektorauflösung wurde anhand der Fe- $K\beta$ -Linie zu 190 eV (Halbwertsbreite) bestimmt. Da hier keine Linienverbreiterung durch benachbarte Übergänge zu erwarten ist, stellt dieser Wert die instrumentell bedingte Auflösung des Detektors dar.

Die wünschenswerte regelmäßige Durchführung von Kalibrationsmessungen im Laufe der Messkampagnen war aufgrund des großen Zeitaufwands nicht möglich. Die Aktivität der verwendeten Kalibrationsprobe hat sich als schon so schwach herausgestellt, dass Messzeiten von mehreren Tagen notwendig waren, um befriedigende Messstatistik zu erreichen. Daher wurde die Langzeitstabilität der Detektorkalibration anhand einer 15 Tage dauernden Kalibrationsmessung untersucht. Diese Messung wurde in vier gleich lange Zeitabschnitte unterteilt. Für die einzelnen Bereiche wurde jeweils eine lineare



**Abbildung 3.21:** Kalibration des Röntgendetektors mit  $^{57}\text{Co}$ ; Die verwendeten Kalibrationslinien sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Die Linien  $\text{Fe-K}\alpha_1$  und  $\text{Fe-K}\alpha_2$  sind im Kalibrationsspektrum nicht aufgelöst. Sie wurden mit einem einzigen Peak gefittet, dessen Schwerpunktslage entsprechend der in der Tabelle angegebenen Intensitätsverteilung berechnet wurde. Für die beiden Germanium-Escape-Peaks wurde genauso vorgegangen. Die Aufnahmedauer betrug 293 h.

Kalibrationsfunktion bestimmt und der zeitliche Verlauf der resultierenden Ordinatenabschnitte und Steigungen untersucht. Die Langzeitstabilität der Kalibration wurde anhand dieser Daten nach zwei Gesichtspunkten untersucht. Einerseits konnte gezeigt werden, dass die zeitliche Schwankung der Steigung der Kalibrationsgeraden relativ gering ausfällt. Für den zur Interpretation der hier durchgeführten Messungen relevanten Bereich zwischen 2900 eV und 4100 eV wurde daraus der relative Fehler bestimmt:

$$\frac{\Delta E}{E} = 8,7 \text{ meV/eV}. \quad (3.13)$$

Andererseits musste festgestellt werden, dass der Ordinatenabschnitt der Kalibrationsgeraden verhältnismäßig großen Schwankungen ausgesetzt war. Die Analyse des zeitlichen Verlaufs hat eine Streuung von 56 eV ergeben. Dieser Fehler wirkt sich direkt auf die Genauigkeit der absolut anzugeben-

### 3.3 Experimentierstation für langsame hochgeladene Ionen

---

den Energie aus. Aus diesem Grund wurde die Kalibration für jedes Spektrum durch Anpassung des Ordinatenabschnitts so verschoben, dass eine gut aufgelöste bekannte Linie auf dem dafür aus der Literatur bekannten Energiewert zu liegen kommt. Dabei handelte es sich je nach Ladungszustand entweder um die Energie des Übergangs  ${}^3S_1 - {}^1S_0$  in He-artigen Argon (3104,1 eV) bzw. Schwefel (2430,3 eV) oder um die gemittelte Energie der Übergänge  $n = 2 \rightarrow n = 1$  in H-artigen Argon (3320,6 eV). Die allgemeine Form der Kalibrationsfunktion für die auf 1024 Kanäle abgebildete Energiemessung sieht wie folgt aus:

$$E(\text{eV}) = \text{Kanal} \cdot (18,91 \pm 0,16) + (77 \pm 28) \text{ eV} + \Delta E_{\text{shift}}. \quad (3.14)$$

Dabei ist  $(77 \pm 28) \text{ eV}$  der aus der Kalibrationsmessung bestimmte Ordinatenabschnitt und sein aus der Langzeitstabilität ermittelte Fehler. Die jeweilige Verschiebung der Kalibration um  $\Delta E_{\text{shift}}$  wird für jedes Spektrum einzelnen angegeben.

Zusammenfassend ist zu sagen, dass es durch den hier verwendeten Röntgendetektor möglich ist, relative Energieunterschiede mit hoher Genauigkeit anzugeben, die Möglichkeit zur Bestimmung von Absolutenergien jedoch beschränkt ist. Tabelle 3.3 fasst die Spezifikationen und einige Eckdaten des IGLET-X zusammen.

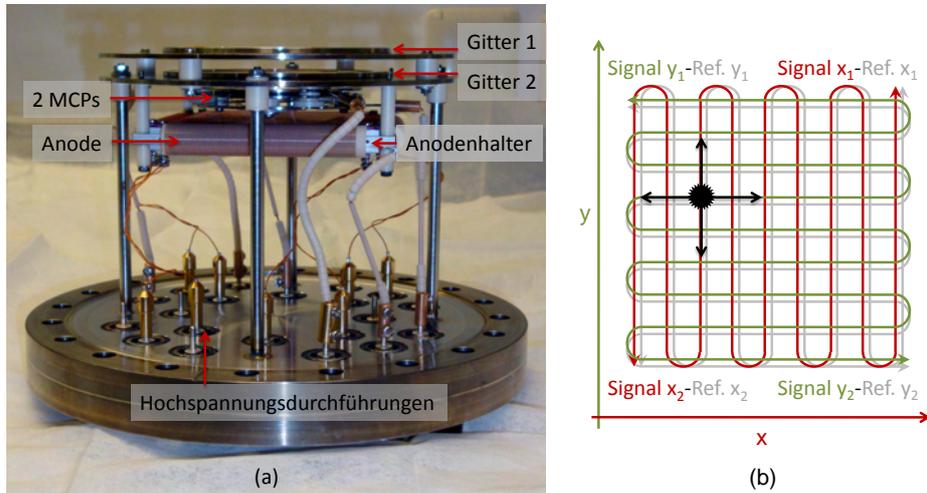
**Tabelle 3.3:** Spezifikationen und Eckdaten des verwendeten Röntgendetektors. Die Werte im untersten Abschnitt der Tabelle beziehen sich auf die im Ergebnisteil behandelten Ladungsaustauschmessungen.

Modellbezeichnung	IGLET-X-11145
Dewar-Konfiguration	CFG-JIMG
Vorverstärker	117POF
Detektorspannung (V)	-1000
aktiver Kristalldurchm. (mm)	11
aktive Kristalldicke (mm)	10
Berylliumfenster ( $\mu\text{m}$ )	25,4
spezifizierte Auflösung	155 eV bei 5,9 keV
erreichte Auflösung	190 eV bei 7,1 keV
Abstand Quelle-Kristall (mm)	22–47
Raumwinkel (sr)	0,04–0,2
relativer Raumwinkel (%)	0,3–1,6

### 3.3.4 Detektion von Projektil-Ionen

Zur Detektion des Ionenstrahls ist in der Targetkammer ein positionsempfindlicher Ionendetektor (engl.: *Position Sensitive Detector, PSD*) installiert. Abbildung 3.22(a) zeigt ein Foto des verwendeten Detektors inkl. dessen Halterung und den zur Montage verwendeten Vakuum-Flansch. Die wesentlichen Bestandteile des Detektors sind zwei Mikrokanalplatten (engl.: *Micro-Channel Plates, MCPs*) und eine sogenannte *Delay-Line-Anode*. Ein MCP besteht aus einer wenige mm dicken Glasscheibe, die mit regelmäßig angeordneten Mikrokanälen ( $d = 5\text{-}30\ \mu\text{m}$ ) versehen ist. Meist sind diese Kanäle gegenüber der Oberfläche des MCPs geneigt. Zwischen Vorder- und Rückseite, die mit einer leitfähigen Schicht überzogen sind, wird eine Spannung von etwa 1000 V angelegt. Trifft ein Teilchen ausreichender Energie (in diesem Fall ein Ion) auf die Innenseite eines Mikrokanals, löst es dort einige Sekundärelektronen aus. Diese Elektronen werden durch das angelegte elektrische Feld in Richtung der Rückseite des MCPs beschleunigt und lösen beim erneuten Auftreffen auf die Wand des Mikrokanals zusätzliche Elektronen aus, welche wiederum beschleunigt werden und ihrerseits Sekundärelektronen erzeugen. Durch diesen Vervielfachungsprozess entsteht aus *einem* geladenen Teilchen eine Ladungswolke von durchschnittlich  $10^4$  Elektronen, welche sich relativ leicht detektieren lässt. Bei dem für die Messung eingesetzten Detektor werden zwei aufeinander angepasste MCPs in *Chevron*-Konfiguration verwendet, d. h. die Mikrokanäle der beiden MCPs sind bezüglich deren Oberfläche in entgegengesetzte Richtung geneigt. Bei dieser Anordnung sind im Vergleich zu einem einzelnen MCP deutlich höhere Verstärkungsfaktoren von bis zu  $10^6$  möglich.

Der so verstärkte Elektronenschauer verlässt das MCP auf dessen Rückseite direkt gegenüber vom Auftreffort des detektierten Ions und wird von den kreuzweise angeordneten Anodendrähten aufgesammelt. Dies erzeugt einen Spannungspuls, welcher sich mit endlicher Geschwindigkeit zu den beiden Drahtenden hin fortpflanzt. Für beide Dimensionen sind jeweils ein Signaldraht und ein Referenzdraht vorhanden. Der Signaldraht liegt bezüglich dem Referenzdraht auf einer positiven Spannung, weshalb die Elektronen bevorzugt auf diesem auftreffen. Störsignale werden in den beiden parallel geführten Drähten jedoch gleichermaßen eingekoppelt. Zur Elimination dieser Störungen wird das Differenzsignal zwischen Signal- und Referenz-



**Abbildung 3.22:** Positionsempfindlicher Detektor zur Detektion der Projektil-Ionen. (a) Fotos des Detektors inkl. Halter und Vakuum-Flansch zur Montage an der Targetkammer. (b) Prinzip der Positionsbestimmung durch eine *Delay-Line-Anode*.

draht zur eigentlichen Detektion herangezogen. Diese Differenzbildung und die Gleichspannungsentkopplung erfolgt durch eine luftseitig angebrachte passive Schaltung aus Induktivitäten und Kapazitäten.

Die Bestimmung des Auftreffortes mittels des Laufzeitunterschieds des Elektronenpulses zu den beiden Enden des Anodendrahtes. Dabei gibt der in  $x$ -Richtung gewickelte Draht Aufschluss über den Detektionsort in  $y$ -Richtung und umgekehrt (siehe Abbildung 3.22(b)). Der Laufzeitunterschied kann direkt durch Bestimmung der Zeitdifferenz der beiden Pulse mit Hilfe eines sogenannten *Time-to-Digital Converter (TDC)* ermittelt werden. Dabei dient ein Drahtende als Startsignal, das andere als Stoppsignal. Um sicherzustellen, dass immer das gleiche Drahtende das Stoppsignal liefert, d. h. später vom Signal erreicht wird, wird das entsprechende Signal mit Hilfe eines sogenannten *Delays* um einige 10 ns verzögert.

Der verwendete Detektor ist zusätzlich mit zwei vor den MCPs angebrachten Gittern ausgestattet (siehe Abbildung 3.22(a)), die auf beliebige Spannungen von bis zu 2 kV gelegt werden können. Von dieser Möglichkeit wurde, wie in Abschnitt 3.4 beschrieben wird, zur Messung der kinetischen Energie der abgebremsten Ionen Gebrauch gemacht. Ein gewisser Nachteil stellt die durch die Gittertransmissivität von etwa 85 % pro Gitter reduzierte Nachweiseffizienz dar. Tabelle 3.4 fasst die Spezifikationen und technischen Da-

ten des PSDs noch einmal zusammen. Darüber hinaus werden die bei der Detektion von Ionen typischerweise verwendeten Spannungen der einzelnen Detektorteile angegeben.

**Tabelle 3.4:** Technische Daten des positionsempfindlichen Detektors. Im untersten Teil der Tabelle sind typische Spannungen wie sie für die Detektion von Ionen verwendet werden angegeben.

Anzahl der MCPs	2 (Chevron)
aktive Fläche	$d = 80 \text{ mm}^2$
Verstärkungsfaktor	$10^6$
Gittertransmission	$(85 \%)^2 = 72 \%$
MCP-Effizienz	$\approx 60 \%$
Gesamteffizienz	$\approx 43 \%$
Typ der Anode	<i>RoentDek DL-80</i>
Ortsauflösung	100 $\mu\text{m}$
MCP-Vorderseite	neg. 2400 V
MCP-Rückseite	neg. 400 V
Signaldraht	neg. 200 V
Referenzdraht	neg. 250 V
Anodenhalter	neg. 250 V

### 3.3.5 Koinzidente Flugzeit-Röntgenspektroskopie

Bei der Untersuchung von Stoßprozessen steigt der Erkenntnisgewinn durch die gleichzeitig Detektion mehrerer Stoßprodukte im Allgemeinen erheblich an. Erst durch die Verknüpfung der auf mehrere Stoßpartner verteilten Informationen werden verschiedene Reaktionskanäle unterscheidbar und die sich sonst gegenseitig überlagernden physikalischen Prozesse können im Einzelnen verstanden werden. Um die Signale der verschiedenen Stoßprodukte einem einzelnen Stoßereignis zuordnen zu können, kann die feste zeitliche Korrelation zwischen gleichartigen Ereignissen ausgenutzt werden. Man spricht dabei von einer Koinzidenzmessung<sup>5</sup>. Ein großer Vorteil dieser Messmethode ist, dass man durch das Setzen von festen Zeitbeziehungen zwischen verschiedenen Signalen für die Unterdrückung von zeitlich zufällig auftretende Störsignalen sorgen kann. Schon Walther Bothe und Hans Geiger setzten die Koinzidenzmethode in der Atomphysik erfolgreich ein um bei der Un-

---

<sup>5</sup>Koinzidenz: aus dem lat. für *zusammen fallen*

tersuchung des Compton-Effekts das gleichzeitige Auftreten eines Rückstoßelektrons und eines gestreuten Photons nachzuweisen [BOTHE und GEIGER, 1925].

Die meisten veröffentlichten Koinzidenzmessungen von Ladungsaustauschprozessen bei mittleren bis niedrigen Stoßenergien benutzten die Koinzidenz von Projektil und Rückstoßion [ABDALLAH et al., 1998, SHEVELKO und TAWARA, 1999, FISCHER et al., 2002, KNOOP et al., 2008]. Dazu werden sogenannte Reaktionsmikroskope [ULLRICH et al., 2003] eingesetzt, die es erlauben neben dem Ladungszustand des umgeladenen Projektil-Ions auch den auf das Rückstoßion übertragenen Impuls sehr genau zu bestimmen. Aus dieser Information lässt sich das Verhältnis von Einfach- und Mehrfachelektroneneinfang bestimmen und für den ersten Fall berechnen, in welche Hauptquantenzahl  $n$  das Elektron eingefangen wurde. In einigen wenigen Experimenten mit relativ niedrig geladenen Projektil-Ionen wie  $\text{Ne}^{7+}$  ist es gelungen auch die Drehimpulsquanten einiger Zustände aufzulösen [FISCHER et al., 2002]. An hochgeladenen Ionen, wie sie in dieser Arbeit verwendet wurden (z. B.  $\text{Ar}^{18+}$ ), konnte aufgrund der hohen Impulsüberträge ein derart gute Impulsauflösung nicht erreicht werden [KNOOP et al., 2008].

Die Detektion der emittierten Photonen ist, wie schon in Abschnitt 2.2 ausführlich erläutert, die einzige Möglichkeit, Vergleichsdaten für die Modellierung astrophysikalischer Umgebungen zu schaffen. Dennoch wurden Koinzidenzmessungen von Ladungsaustauschprozessen mit Photonendetektion bisher in vergleichsweise geringer Zahl durchgeführt [BEIJERS et al., 1994, ALI et al., 2005].

Abbildung 3.23 zeigt das Grundprinzip der im Zuge dieser Arbeit verwendeten Koinzidenzmessung. Die abgebremsten Projektil-Ionen durchqueren das Gas-Target. Kommt es dabei zum Ladungsaustausch, wird die Energie des emittierten Photons durch den Röntgendetektor bestimmt und gleichzeitig wird eine Uhr zur Bestimmung der Flugzeit des Projektils gestartet. Das Ion fliegt mit durch den Ladungsaustausch praktisch unveränderter Geschwindigkeit weiter, wird auf dem positionsempfindlichen Detektor nachgewiesen, woraufhin die Flugzeitmessung gestoppt wird. Die gemessene Photonenenergie kann mit dieser Flugzeit zu einem zweidimensionalen Datensatz verknüpft werden. Dadurch ist die nahezu untergrundfreie Spektroskopie von Ladungsaustausch-induzierter Röntgenemission möglich. Eine

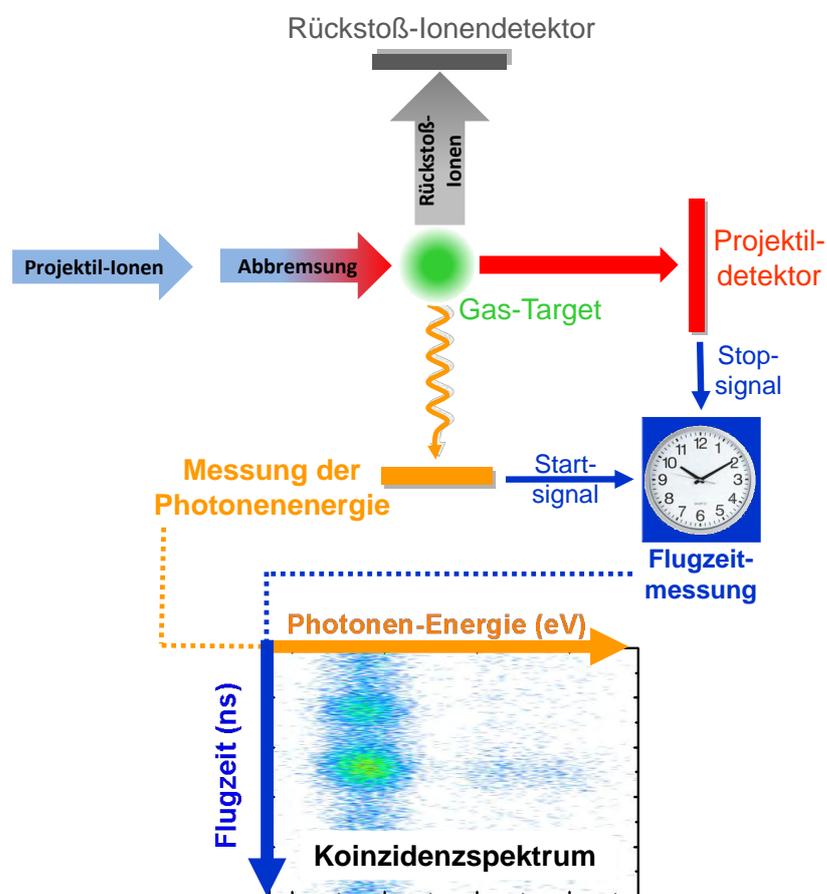


Abbildung 3.23: Prinzip der Koinzidenzmessung

detaillierte Beschreibung der dazu notwendigen Vorgehensweise wird in den beiden folgenden Abschnitten geliefert.

Der in Abbildung 3.23 grau dargestellte Detektor für Rückstoß-Ionen ermöglicht die Durchführung von Messungen mit einer dreifachen Koinzidenz. Durch die Messung der Flugzeit des Rückstoß-Ions kann dessen Ladungszustand und bei ausreichender Zeitauflösung auch der auf ihn übertragene Impuls bestimmt werden. Das Ziel der im Laufe dieser Arbeit betreuten Diplomarbeit von *Patrick Mrowczynski* war die Konstruktion und der Aufbau eines Flugzeitspektrometers. Die Früchte dieser Arbeit können aufgrund ihrer verzögerten Fertigstellung, trotz erster vielversprechender Testmessungen, hier leider nicht dargestellt werden.

### 3.3.6 Datenerfassung

Zur Datenerfassung wurde ein System der Firma *FAST ComTec GmbH* mit der Bezeichnung *MPA-3* (engl.: *Multi Parameter Analyser*) eingesetzt. Dabei handelt es sich um ein Multiparameter-Datenerfassungssystem, welches in der Lage ist bis zu 16 Datenkanäle in Koinzidenz aufzunehmen. Zur Speisung der Zentraleinheit werden Module des Typs *7072T Dual Timing* mit jeweils zwei Kanälen benutzt, die in drei verschiedenen Betriebsmodi benutzt werden können. Dadurch ist die Verarbeitung von verschiedenartigen Signalen mit einem einzigen System möglich. Diese Betriebsmodi sind im Einzelnen:

- *PHA* (engl.: *Pulse Height Analysis*): Die Amplitude eines Spannungspulses im Bereich von 0,025-10 V wird mit einer Auflösung von bis zu 13 bit digitalisiert. Die entsprechende Konversion in 8192 digitale Kanäle gilt für alle Betriebsmodi. Dabei wird ein Analog-Digital-Wandler (engl.: *Analog-to-Digital-Converter, ADC*) vom Typ *Wilkinson* eingesetzt.
- *SVA* (engl.: *Sampling Voltage Analyzer*): Ein Spannungssignal im Bereich von 0-10 V wird innerhalb eines zu setzenden Zeitfensters gemittelt und digitalisiert.
- *TDC* (engl.: *Time-to-Digital-Converter*): Im TDC-Modus wird die Zeitspanne zwischen einem Start- und einem Stop-Signal mit einer maximalen Auflösung von 25 ps ermittelt und digitalisiert. Das erfassbare Zeitfenster  $\Delta t_{max}$  kann zwischen 50 ns und 20  $\mu$ s gewählt werden. Dieser Bereich wird wiederum auf maximal 8192 digitale Kanäle abgebildet. Die Zeitauflösung ergibt sich daher zu  $\Delta t_{max}/8192$ . Das System kann zu jedem Startsignal nur *ein* Stoppsignal verarbeiten. Erfolgt innerhalb von  $\Delta t_{max}$  kein Stop, wird das Ereignis in den letzten verfügbaren Kanal geschrieben.

Abbildung 3.24 stellt die zur Messung von Ladungsaustauschprozessen verwendete Datenaufnahme schematisch dar. Es werden insgesamt fünf Signale vom Projektil-Detektor verarbeitet. Die vier zur Bestimmung des Auftreffortes verwendeten Signale der Delay-Line-Anode werden, wie in Abschnitt 3.3.4 beschrieben, verarbeitet und belegen zwei MPA-Module im

TDC-Modus. Die Positionen in x- und y-Richtung werden in Koinzidenz aufgenommen und durch die Software in einem zweidimensionalen Graphen dargestellt.

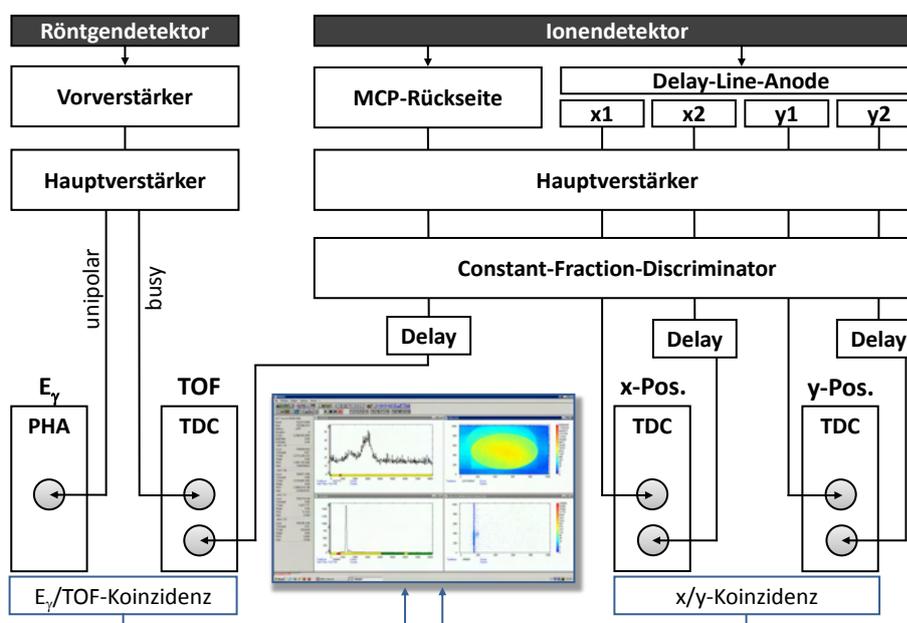


Abbildung 3.24: Schematische Darstellung der Datenaufnahme.

Das Signal des Röntgendetektors wird zuerst durch einen Vorverstärker (*ORTEC 117-POF*) und dann durch einen *ORTEC Spectroscopy Amplifier* verstärkt. Dieser Spektroskopie-Verstärker wird mit einer *Shaping Time* von  $10\ \mu\text{s}$  und einem Verstärkungsfaktor von 200 betrieben. Das unipolare Ausgangssignal wird durch ein MPA-Modul im PHA-Modus digitalisiert. Das schnelle *Busy-Signal* des Verstärkers wird verwendet um die Flugzeitmessung des Projektil-Ions zu starten. Der Verstärker gibt dabei ein logisches Signal mit einer Amplitude von 5 V aus, sobald das Eingangssignal eine gewisse Schwelle überschreitet. Es ist notwendig diesen schnellen Ausgang für die Messung der Flugzeit zu verwenden, da das verstärkte unipolare Signal bei dieser *Shaping Time* mit einer Verzögerung von über  $30\ \mu\text{s}$  ausgegeben wird. Die daraus entstehende Problematik der Energieabhängigkeit des Startzeitpunkts der Flugzeitmessung wird im nächsten Abschnitt ausführlich beleuchtet.

Das Signal der MCP-Rückseite des positionsempfindlichen Detektors durchläuft vorerst einen schnellen Verstärker (*ORTEC Fast Amplifier FTA 820*).

Das verstärkte Signal wird mit Hilfe eines sogenannten *Constant-Fraction-Disriminators* (*ORTEC Quad CFD 935*) in einen NIM-Puls umgewandelt und anschließend mit einem sogenannten *Delay* (*ORTEC Gate&Delay Generator 416A*) verzögert. Letztendlich stoppt der verzögerte Puls die Flugzeitmessung des Projektil-Ions und ein MPA-Modul im TDC-Modus bestimmt die Flugzeit. Das dabei verwendete Zeitfenster und damit die erreichbare Zeitauflösung ist von der maximal zu erwartenden Flugzeit und der Länge der eingestellten Verzögerung abhängig. Eine detaillierte Betrachtung der notwendigen Verzögerung folgt im nächsten Abschnitt.

#### 3.3.7 Datenauswertung

In diesem Abschnitt wird einerseits dargelegt, welche physikalischen Größen, aus der Messung der Flugzeit gewonnen werden können und andererseits beschrieben welche Maßnahmen ergriffen wurden, um bekannte systematische Fehler bestmöglich zu korrigieren bzw. zu kompensieren.

Die Flugzeitmessung wird durch die Detektion des Photons gestartet und durch die Detektion des Ions gestoppt. Dabei werden Start und Stopp von sogenannten Triggern, die durch das Datenaufnahmesystem erzeugt werden, ausgelöst. Das gemessene und durch den TDC digitalisierte Zeitintervall ergibt sich daher aus der Zeitdifferenz zwischen Start- und Stopp-Trigger:

$$\Delta t_{mess} = t_{ion}^{trig} - t_{photon}^{trig}. \quad (3.15)$$

Als Start der Flugzeitmessung wird der Zeitpunkt der Photonenemission  $t_{photon}^*$  definiert. Der Zeitpunkt des Ionen-Triggers  $t_{ion}^{trig}$  kann nun als Summe aus der Startzeit  $t_{photon}^*$ , der Flugzeit zwischen Entstehung und Erreichen des Detektors  $TOF_{ion}$  und der zur eigentlich Detektion und Datenverarbeitung benötigten Zeitspanne  $\Delta t_{ion}^{DAQ}$  geschrieben werden:

$$t_{ion}^{trig} = t_{photon}^* + TOF_{ion} + \Delta t_{ion}^{DAQ}. \quad (3.16)$$

Gleiches gilt entsprechend für den Zeitpunkt des Photonen-Triggers:

$$t_{photon}^{trig} = t_{photon}^* + TOF_{photon} + \Delta t_{photon}^{DAQ}. \quad (3.17)$$

Da die Flugzeit der Photonen ( $\approx 0,1$  ns) sehr viel kleiner als die Flugzeit der Ionen (300-1000 ns) und außerdem für alle Ereignisse konstant ist, kann sie hier vernachlässigt werden. Daher ergibt sich die Dauer des gemessenen Zeitintervalls zu:

$$\Delta t_{mess} = TOF_{ion} + (\Delta t_{ion}^{DAQ} - \Delta t_{photon}^{DAQ}). \quad (3.18)$$

Der TDC kann nur positive Zeitintervalle zwischen Start und Stopp-Impuls messen. Deshalb muss sichergestellt werden, dass der Start-Trigger immer vor dem Stopp-Trigger ankommt. Dazu wird die Datenverarbeitungszeit des Ions durch die Verwendung eines sogenannten *Delay-Generators* um eine Zeitspanne  $\Delta t_{ion}^{delay}$ , dem sogenannten *Delay*, soweit verlängert, dass idealerweise folgendes gilt:

$$\Delta t_{DAQ} = (\Delta t_{ion}^{DAQ} + \Delta t_{ion}^{delay} - \Delta t_{photon}^{DAQ}) \geq 0. \quad (3.19)$$

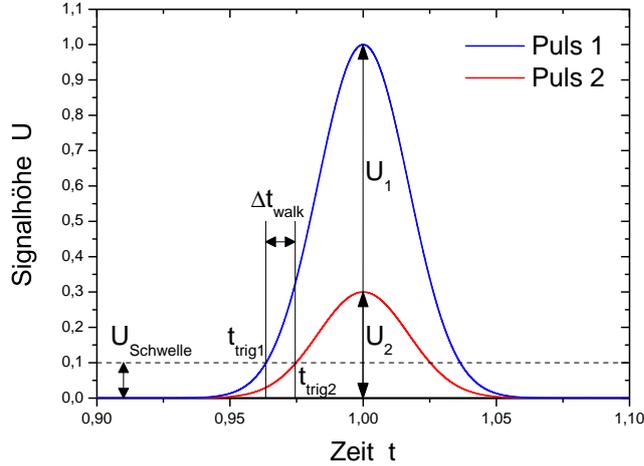
Da beide Datenverarbeitungszeiten unbekannt waren und deren direkte Messung nur mit sehr großem Aufwand möglich gewesen wäre, wurde  $\Delta t_{DAQ}$  so gewählt, dass die Flugzeiten aller bei der Messung auftretenden Ionensorten größer als  $\Delta t_{DAQ}$  waren. In der Praxis wurde dazu eine Testmessung mit sehr großem Delay (2  $\mu$ s), mit dadurch bedingtem großen Zeitfenster (5  $\mu$ s) und daher relativ geringer Zeitaufösung durchgeführt. Aus der Kenntnis des Abstands zwischen Reaktionsvolumen und Detektor ( $s \approx 138$  mm) und der zuvor gemessenen kinetischen Energie der Ionen (siehe dazu Abschnitt 3.4), ließ sich deren Flugzeit einfach berechnen. Dieses Ergebnis konnte dann mit dem gemessene Zeitintervall verglichen werden. Würde man die Differenz der beiden Werte durch Variation des Delays auf Null einstellen, hätte man den Idealfall der absoluten Messung der Flugzeit verwirklicht. Im Zuge der Datenauswertung zeigte sich jedoch, dass der Vergleich der absoluten Zeiten verschiedener Messungen nicht ohne Weiteres möglich war. Bei unveränderter Einstellung des Delays konnten Vorhersagen und Messwerte der Flugzeiten verschiedener Messungen nicht immer in Einklang gebracht werden. Die chronologische Betrachtung dieser Abweichung zeigt eine Veränderung des Delays von einer Gruppe von Messungen zur anderen in der Größenordnung von 30 ns. Die relativen Zeitabstände verschiedener Ionensorten innerhalb einer Messung zeigten hingegen über alle Messungen hinweg eine maximale

Abweichung von  $\pm 5$  ns von den berechneten Werten.

Der gemessene Zeitdifferenz  $\Delta t_{AB}$  zweier Ereignisse  $A$  und  $B$  ist nach den Gleichungen (3.18) und (3.19) durch

$$\Delta t^{AB} = TOF_{ion}^B - TOF_{ion}^A + \Delta t_{DAQ}^B - \Delta t_{DAQ}^A \quad (3.20)$$

gegeben. Geht man davon aus, dass die Datenverarbeitungszeit unabhängig von der Art des Ereignisses konstant ist, heben sich  $\Delta t_{DAQ}^A$  und  $\Delta t_{DAQ}^B$  zu Null auf und der Messwert  $\Delta t^{AB}$  entspricht der nur durch die Geschwindigkeiten der Ionen  $A$  und  $B$  bestimmte Flugzeitdifferenz  $\Delta TOF^{AB}$ .



**Abbildung 3.25:** Abhängigkeit des Triggerzeitpunkts von der Signalthöhe.

Bei genauer Analyse des Datenerfassungssystems ist zu bemerken, dass der aus dem zur Verstärkung des Photonen-Signals verwendete Spektroskopie-Verstärker ausgekoppelte Trigger für die Photondetektionszeit  $t_{photon}^{trig}$  genau dann ausgelöst wird, wenn der Messpuls einen bestimmten Schwellwert erreicht. Der Zeitpunkt, bei dem die ansteigende Pulsflanke den Schwellwert  $U_{Schwelle}$  erreicht, ist bei gleicher Schwerpunktslage des Pulses von dessen Höhe  $U_S$  abhängig. Abbildung 3.25 veranschaulicht diesen Zusammenhang anhand zweier unterschiedlich hoher Pulse der Höhe  $U_1$  und  $U_2$ . Bei dem hier verwendeten Messaufbau ist daher die Ankunftszeit der Photonen mit einer von der Photonenenergie abhängigen Verschiebung, dem sogenannten *Walk*

$\Delta t_{walk}$  behaftet. Für niedrigere Photonenenergien ergibt sich eine längere Photonen-Datenverarbeitungszeit und nach Gleichung (3.18) ein kleinerer Messwert  $\Delta t_{mess}$ . Bei gleicher physikalischer Flugzeit erscheinen Ionen, die mit Photonen niedrigerer Energie verknüpft sind, daher zu kleineren Zeiten  $\Delta t_{mess}$  verschoben. Dieser funktionale Zusammenhang kann durch

$$\Delta t_{mess} = f_{walk} E_{\gamma} \quad (3.21)$$

linear angenähert werden.

Der *Walk* für die im Ergebnisteil behandelten Ladungsaustauschmessungen wurde anhand der Lage von Ereignissen mit unterschiedlicher Photonenenergie bei dazugehörigen Ionen gleicher Flugzeit bestimmt. Der daraus ermittelte Wert

$$f_{walk} = (27 \pm 4) \text{ ns/eV} \quad (3.22)$$

wurde zur Korrektur der zweidimensionalen Flugzeit-Energie-Spektren herangezogen. Diese Operation wurde als Scherung der zweidimensionalen Datenmatrix entsprechend der linearen Abbildung:

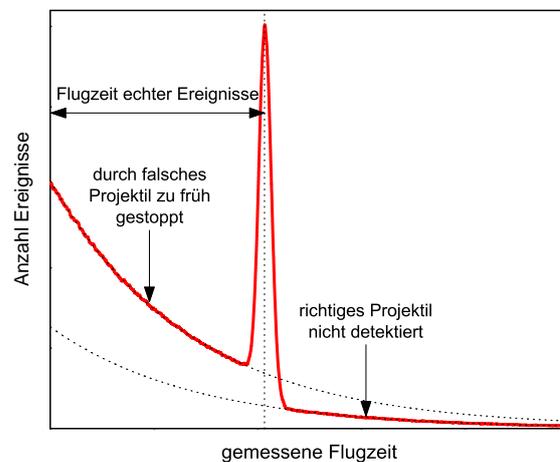
$$\begin{pmatrix} E_{\gamma} \\ \Delta t_{mess} \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} E_{\gamma} \\ \Delta t_{mess} + f_{walk} E_{\gamma} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ f_{walk} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{\gamma} \\ \Delta t_{mess} \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

durchgeführt.

Für die Ionendetektion ist der *Walk* aufgrund der Verwendung eines sogenannten *Constant Fraction Discriminators* (CFD) weitgehend vernachlässigbar. Die Spezifikationen dieses Gerätes garantieren einen maximalen *Walk* von  $\pm 50$  ps bei Pulshöhen zwischen 0,05 V und 5 V [ORTEC, 2008].

Ein weiteres Phänomen, dessen Auswirkungen im Zuge der Datenauswertung korrigiert wurde, ist das Auftreten eines durch zufällige Koinzidenzen verursachten Untergrunds, dessen Form sich wie folgt erklären lässt. Trifft zufällig ein Ion auf den Projektildetektor nachdem eine Flugzeitmessung durch ein Photon gestartet wurde, aber bevor das zu diesem Photon gehörige Ion den Detektor erreicht, dann wird die Flugzeitmessung gestoppt und ein Ereignis mit falscher Flugzeit registriert. Da solche falschen Ereignisse vollständig unkorreliert und mit konstanter Rate erfolgen, erzeugen sie

bei Zeiten die kürzer sind als die tatsächliche Flugzeit im Flugzeitspektrum einen exponentiell abfallenden Untergrund. Wird ein Photon, aber nicht das zugehörige Projektil-Ion detektiert, dann wird die Flugzeitmessung wiederum durch ein zufällig auftreffendes Ion gestoppt. Solche Ereignisse äußern sich im Spektrum ebenfalls durch einen exponentiellen Verlauf, der sich in diesem Fall auch zu Flugzeiten hin fortsetzt, die größer sind als die tatsächliche. Das Spektrum setzt sich demzufolge aus einem exponentiellen Abfall, einem Peak bei Flugzeiten echter Koinzidenzen und einem angeschlossenen weiteren exponentiellen Abfall zusammen.



**Abbildung 3.26:** Auswirkung von zufälligen Koinzidenzen bei der Messung der Flugzeit.

Abbildung 3.26 illustriert den prinzipiellen Verlauf an einem Beispiel. Die Proportionen hängen stark von den Raten und Detektionseffizienzen im Experiment ab. Zum Beispiel ist die Stufe nach dem Peak in diesem Bild sehr viel ausgeprägter als in den im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Spektren, weshalb der Untergrund nur durch einen einzelnen exponentiellen Abfall modelliert werden konnte. Zu dessen Korrektur wurde die zugehörige Zeitkonstante aus dem über alle Röntgenenergien aufsummierten Flugzeitspektrum bestimmt und anschließend von der zweidimensionalen Datenmatrix abgezogen.

Zusammenfassend wurden im Zuge der Datenauswertung folgende Maßnahmen zur Verbesserung der Datenqualität und zur Reduktion der systematischen Fehler durchgeführt:

- *Walk-Korrektur*

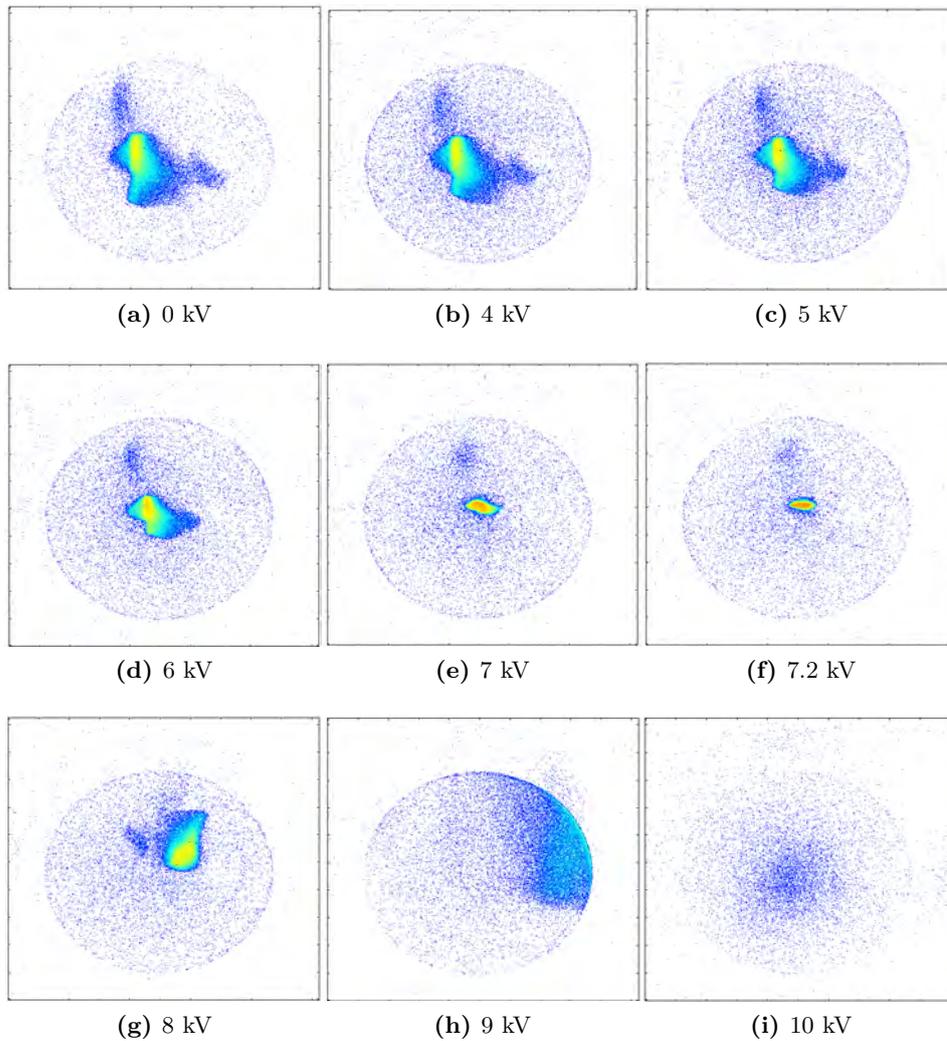
- Abzug des Untergrunds durch zufällige Koinzidenzen
- Kompensation der Energieabhängigkeit der Transmissivität
- Verschiebung der Röntgenkalibration auf bekannte Linien

### 3.4 Charakterisierung des experimentellen Aufbaus

In diesem Abschnitt wird die Leistungsfähigkeit der aufgebauten Apparatur in Bezug auf erreichbare kinetische Energien, Fokusgrößen, Divergenz und Ladungszustände gezeigt. Außerdem sollen die Eigenschaften und Funktionsweise der ionenoptischen Elemente dargestellt werden.

Der erste grundlegende Test, dem die Ionenoptik unterzogen wurde, war die Untersuchung der fokussierenden Wirkung der Abbremslinse. Hierzu wurde ein Strahl aus  $\text{Ar}^{17+}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von etwa  $9850 \text{ eV}/q$  durch die beiden Siskler-Linsen vorfokussiert und anschließend das elektrische Potential der Abbremslinse zusammen mit dem der Targetkammer schrittweise bis auf  $10 \text{ kV}$  erhöht. Die Spitze der Abbremslinse wurde dabei in der Mitte der Targetkammer positioniert und der etwa  $135 \text{ mm}$  entfernte positionsempfindliche Detektor zur Beurteilung der Auswirkungen auf den Ionenstrahl herangezogen. Abbildung 3.27 zeigt wie sich der durch den PSD aufgenommene Strahlquerschnitt in Abhängigkeit der angelegten Spannung verändert. Bis auf die Abbremsspannung wurden während der Aufnahme dieser Bildserie keine weiteren Einstellungen der Ionenoptik verändert.

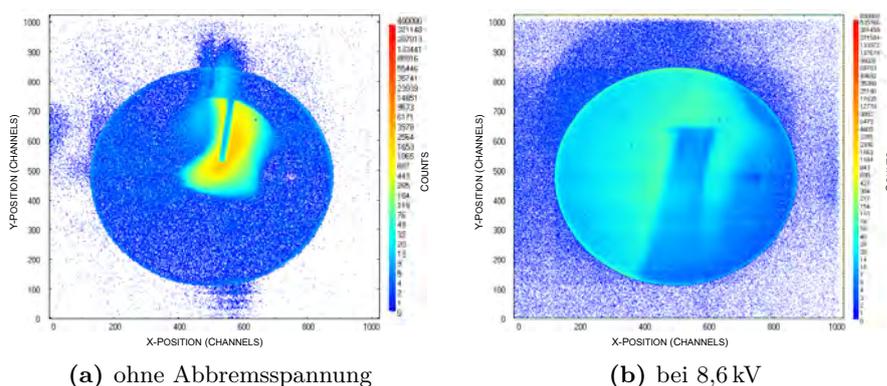
Man sieht, dass sich die räumliche Ausdehnung des Strahls ab einer Spannung von  $4 \text{ kV}$  langsam verringert und bei  $7,2 \text{ kV}$  ihr Minimum erreicht. Durch den Vergleich der vom Ionenstrahl getroffenen Fläche mit der durch die Dunkelzählrate sichtbaren Umrandung des Detektors, dessen Durchmesser  $80 \text{ mm}$  beträgt, lassen sich die Abmessungen des Strahlquerschnitts ermitteln. In Abbildung 3.27(f) hat der Querschnitt die Form einer Ellipse, deren Achsen horizontal und vertikal liegen und eine Länge von  $6,5 \text{ mm}$  bzw.  $2,5 \text{ mm}$  aufweisen. Die ausgeprägte astigmatische Form lässt sich durch das Auftreffen einer zweiten Ionensorte mit ähnlichem  $q/m$ -Verhältnis erklären. In den Abbildungen 3.27(a-c) sind diese Ionen abgegrenzt rechts neben dem „Hauptstrahl“ zu erkennen. Bei steigender Spannung verschmelzen die beiden Teilchenstrahlen zunehmend und es bildet sich schließlich



**Abbildung 3.27:** Veranschaulichung des Fokussierungseffekts der Abbremslinse. Bei 7,2 kV erreicht der Strahldurchmesser in der Ebene des Detektors seinen Minimalwert von etwa 2,5 mm. Bei 9 kV wird der Strahl an den Rand des Detektors gedrückt und bei 10 kV ist er nicht mehr auf diesem zu sehen. Die Aufnahmezeit betrug jeweils 90 s.

ein gemeinsamer elliptischer Umriss aus. Bei den später durchgeführten Ladungsaustauschexperimenten konnten störende Beimischungen von anderen Ionensorten durch die Verwendung der Schlitzblenden unmittelbar nach dem ersten Ablenkmagnet weitgehend unterdrückt werden.

Durch weitere Erhöhung der Abbremsspannung verschiebt sich der Fokus in Übereinstimmung mit den in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen ionenoptischen Simulationen von der Detektorebene zurück in Richtung Abbremslinse. Wie in Abbildung 3.27(g) zu sehen, wird der Strahlquerschnitt wieder größer. Die Imperfektion in der Ausrichtung des Strahls bezüglich des bremsenden elektrostatischen Feldes führt im darauf folgenden Bild zu dessen Ablenkung, sodass bereits ein Teil des Strahls nicht mehr auf dem PSD detektiert werden kann. Diese Ablenkung wurde in den später durchgeführten Messungen effektiv durch den Einsatz der Sikler-Linsen verhindert. Die in dieser Weise empirisch durchgeführte Ausrichtung des Ionenstrahls wurde in dieser Bildserie zur Veranschaulichung des Verhaltens des Strahls bei der Abbremsung unterlassen. Wie zu erwarten treffen bei einer Abbremsspannung von 10 kV (die Ionen wurden von einem Potential von etwa 9,85 kV extrahiert) keine Ionen mehr auf dem Detektor auf. Die wenigen in 3.27(i) zu sehenden Detektorereignisse sind vermutlich auf vor der Abbremsung entstandene Elektronen zurückzuführen, die durch das positive Potential der Targetkammer effektiv beschleunigt werden und daher die auf  $-2400$  V liegende Vorderseite des MCPs erreichen können.



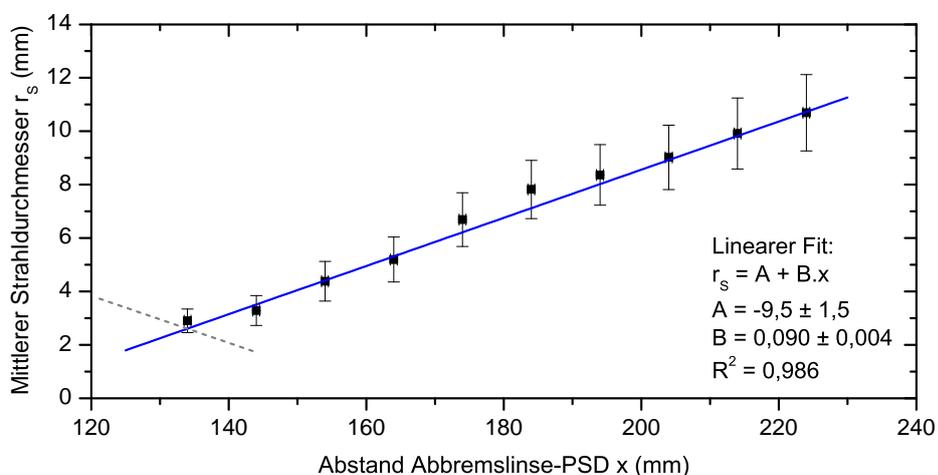
**Abbildung 3.28:** Schatten der von oben vor den PSD positionierten Gaskapillare (a) ohne Abbremsspannung (unfokussierter Strahl) und (b) 8,6 kV Abbremsspannung. Die Abbildung wird durch die Verschiebung des Fokuspunkts invertiert und vergrößert.

Die fokussierende Wirkung der Abbremslinse ist in den beiden Aufnahmen in Abbildung 3.28 nochmals veranschaulicht. Die Gaskapillare wurde unmittelbar vor der Öffnung der Abbremslinse positioniert und der Ionenstrahl für die erste Aufnahme unfokussiert auf diese gerichtet. In Abbildung 3.28 (a) ist der Schlagschatten der von oben ins Bild kommenden Kapillare zu sehen. Man erkennt auch die leichte Verdrehung der Achsen des PSDs gegenüber der vertikal montierten Kapillare um  $9^\circ$  ( $1/2$  Lochabstand des Montageflansches). Das bei einer Abbremsspannung von  $8,6\text{ kV}$  aufgenommene Bild des Ionenstrahls ist in Abbildung 3.28 (b) dargestellt. Der Fokuspunkt kommt bei dieser Spannung zwischen dem PSD und der Kapillare zu liegen. Dadurch wird der Schatten der Kapillare invertiert und vergrößert abgebildet.

Zur Untersuchung der Divergenz des Strahls wurde eine Versuchsreihe durchgeführt, bei der die Abbremsspannung konstant auf  $7,2\text{ kV}$  gehalten und der Abstand zwischen der Spitze der Abbremslinse und dem PSD systematisch variiert wurde. Wie schon weiter oben beschrieben, liegt der Fokus bei dieser Spannung etwa dann in der Ebene des Detektors, wenn der genannte Abstand  $135\text{ mm}$  beträgt, d. h. die Spitze der Abbremslinse im Zentrum der Targetkammer positioniert wird. Diese Position stellt zugleich die konstruktiv bedingte Grenze des Fahrbereichs der Abbremslinse dar. Vergrößert man den Abstand der Linse zum Detektor von diesem Punkt ausgehend, nimmt der Strahlquerschnitt auf dem Detektor, wie in Abbildung 3.29 zu sehen ist, zu. Geht man von einem parallel einfallenden Strahl aus, lässt sich seine Divergenz nach der Fokussierung direkt aus der Steigung der an den Verlauf gefitteten linearen Funktion ermitteln. Der Zusammenhang zwischen dem vollen Öffnungswinkel  $\theta$  des Strahls und der Steigung der Geraden  $B$  ist durch folgende Gleichung gegeben:

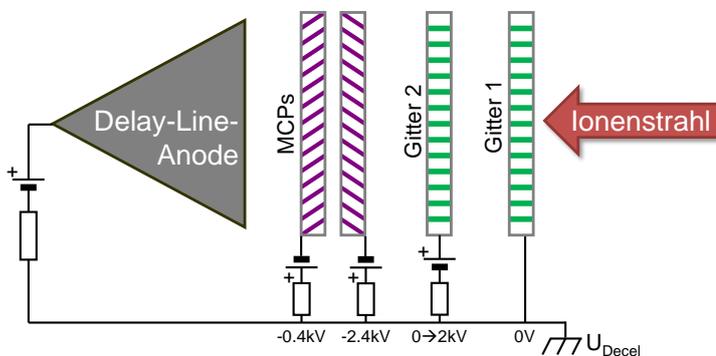
$$\theta = 2 \arctan(B) = 10,3 \pm 0,5^\circ. \quad (3.24)$$

Der absolute Abstand zwischen Abbremslinse und Detektor ist aufgrund der unbekanntenen Abbildungseigenschaften im Bereich unmittelbar vor dem Detektor (Nachbeschleunigung durch Detektorspannung, Einfluss von Mikrolinsen-Effekten durch die davor montierten Gitter, etc.) mit einer relativ großen Unsicherheit behaftet. Zur Bestimmung der Divergenz sind jedoch nur die Relativabstände der einzelnen Punkte von Bedeutung und diese können mit ausreichender Genauigkeit ( $\pm 0,5\text{ mm}$ ) bestimmt werden.



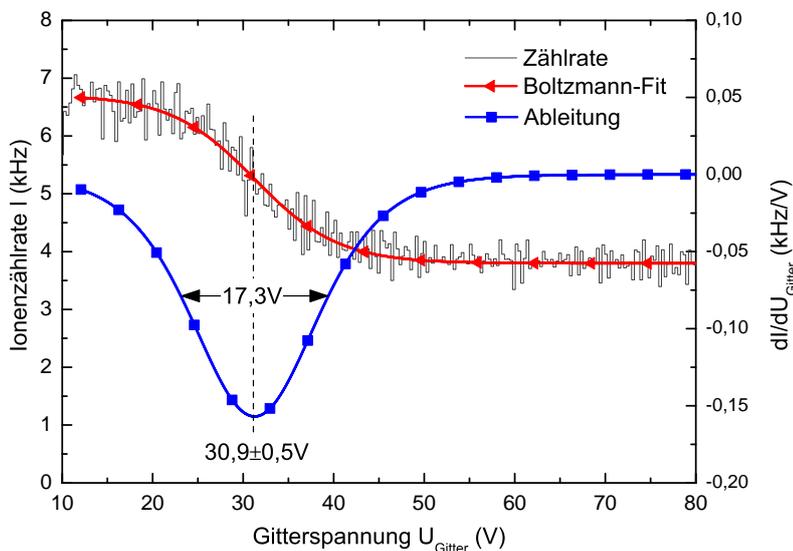
**Abbildung 3.29:** Mittlere Ausdehnung des Strahlquerschnitts als Funktion des Abstands zwischen der Spitze der Abbremslinse und dem positionsempfindlichen Detektor. Der Verlauf wurde bei einer Abbremsspannung von 7,2 kV aufgenommen. Der Fokusabstand bei dieser Spannung ist etwa 135 mm. Der zu kleineren Abständen wieder zunehmende Strahldurchmesser ist durch die gestrichelte Linie angedeutet. Die Divergenz des Strahls kann aus der Steigung der Geraden bestimmt werden.

Nachdem die geometrischen Eigenschaften des Strahls durch eine Reihe von Testmessungen festgestellt wurden, ist die Bestimmung der kinetischen Energie der abgebremsten Ionen Gegenstand des folgenden Abschnitts. Wie in Abschnitt 3.3.4 beschrieben, ist der positionsempfindliche Detektor mit zwei davor angebrachten Gittern ausgestattet, die getrennt voneinander auf beliebige Potentiale von bis zu 2 kV gelegt werden können. Abbildung 3.30 zeigt den für die Messungen verwendeten Aufbau schematisch.



**Abbildung 3.30:** Retarding-Grid-Methode zur Bestimmung der kinetischen Energie des Ionenstrahls.

Belässt man das aus Sicht des Ionenstrahls erste Gitter auf dem Potential der Targetkammer und legt an das zweite Gitter relativ dazu eine positive Spannung an, können langsame Ionen durch ausreichend hohe Spannungen am Erreichen des Detektors gehindert werden. Variiert man die Spannung des zweiten Gitters von Null bis zu jenem Wert, der notwendig ist um den Ionenstrahl vollständig zu blockieren, und misst in Abhängigkeit davon die Rate mit der Ionen den Detektor erreichen, ergibt sich daraus eine mit der Energieverteilung gefaltete Stufenfunktion wie sie in Abbildung 3.31 dargestellt ist. Diese Funktion lässt sich durch eine Boltzmann-Funktion fiten. Aus der Ableitung des Verlaufs erhält man direkt die Energieverteilung der Ionen im Strahl. Diese Methode zur Bestimmung der kinetischen Energie wird auch *Retarding-Grid-Methode* (RGM) genannt [VANCURA et al., 1993]. Abbildung 3.31 zeigt das Ergebnis einer derartigen Messung, wobei  $\text{Ar}^{17+}$  von ihrer ursprünglichen kinetischen Energie von etwa  $10 \text{ keV/q}$  durch das Abbremsystem auf  $(30,9 \pm 0,5) \text{ eV/q}$  abgebremst werden konnte. Dabei betrug die Halbwertsbreite der Energieverteilung  $17,3 \text{ eV/q}$ .



**Abbildung 3.31:** Messung der kinetischen Energie unter Einsatz der sogenannten *Retarding-Grid-Methode*. Diese Messung zeigt  $\text{Ar}^{17+}$ -Ionen, die von  $10 \text{ keV/q}$  auf  $(30,9 \pm 0,5) \text{ eV/q}$  abgebremst wurden. Die Halbwertsbreite der Energieverteilung betrug  $17,3 \text{ eV/q}$ .

Durch die mit steigenden Abbremspannungen zunehmende Verschiebung des Fokuspunkts in Richtung Abbremslinse wird der Strahlquerschnitt am Ort des Detektors immer größer und übersteigt ab Spannungen von etwa

9 kV dessen Durchmesser. Dadurch treffen bei höheren Abbremsspannungen anteilig immer weniger Ionen auf den Detektor. Die RGM ist daher rein geometrisch bedingt bei kleiner werdenden Ionenenergien nur mehr bedingt anwendbar. Die in Abbildung 3.31 dargestellte Messung zeigt den unter diesem Gesichtspunkt erreichten Grenzwert dieser Messung, das heißt jedoch nicht, dass niedrigere Ionenenergien nicht prinzipiell erreichbar sind. Die bewegliche Montage des PSDs mit der Möglichkeit der Positionierung in der Fokusebene wäre unter anderem aus diesem Grund eine wünschenswerte Verbesserung des Aufbaus. Auch könnten sowohl das Strahlprofil am Ort des Targets, als auch die Divergenz des Strahls deutlich einfacher und zudem genauer untersucht werden. Unter den gegebenen Umständen mussten daher die einzelnen Strahleigenschaften wie beschrieben bei verschiedenen Abbremsspannungen vermessen werden und konnten nicht gleichzeitig bestimmt werden. Daraus ergaben sich folgende Strahlparameter:

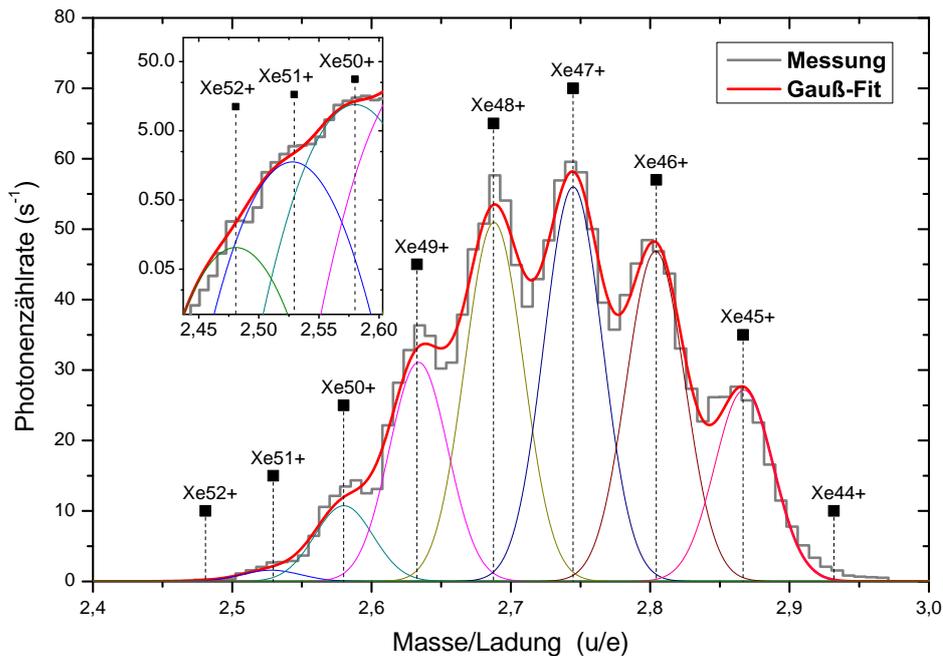
- Strahldurchmesser:  $d = 2,5 \text{ mm}$
- Öffnungswinkel:  $\theta = 10,3^\circ$
- Kinetische Energie:  $E_{kin} = 30,9 \text{ eV/q}$
- Breite der Energieverteilung:  $\Delta E = 17,3 \text{ eV/q}$

Abschließend soll hier gezeigt werden, wie die Möglichkeit der Photonen-detektion zur untergrundfreien Identifikation der extrahierten Ionensorten genutzt werden kann. Zu diesem Zweck wurde der Targethalter in einem Abstand von etwa 20 mm von der Öffnung der Abbremslinse positioniert und soweit nach unten bewegt, bis er den Strahl vollständig blockiert. Der Röntgendetektor wird so nah wie möglich an den Targethalter heran gebracht. Anschließend werden die Magnetfelder der beiden Ablenkmagnete derart synchron verfahren, dass jeweils Ionen eines bestimmten  $q/m$ -Verhältnisses in beiden Fällen genau die richtige Ablenkung erfahren um in gewünschter Weise am Experiment anzukommen. Beim sogenannten *Doppelmagnetscan* muss das Verhältnis der benötigten Magnetfelder und die mögliche Scangeschwindigkeit empirisch ermittelt werden.

Ähnlich wie bei dem in Abschnitt 3.2 erläuterten  $q/m$ -Scan erreichen Ionen entsprechend ihrem Masse-zu-Langsverhältnis nacheinander die Targetkammer und prallen dort auf die Stahl-Oberfläche des Targethalters. Die bei der

### 3.4 Charakterisierung des experimentellen Aufbaus

dabei stattfindenden Neutralisation der Ionen emittierte Photonen können, wenn ihre Energie ausreichend ist, durch den Röntgendetektor nachgewiesen werden. Dabei kann der Energiebereich der Photonendetektion den zu identifizierenden Ionensorten angepasst werden und so zwischen Ionen mit gleichem oder ähnlichem  $q/m$  aber deutlich abweichender Ladung und somit verschiedener Photonenenergie unterschieden werden. Diese Messmethode ist besonders zur Identifikation von hohen Ladungszuständen schwerer Ionen nützlich, da diese bei einem „gewöhnlichen“  $q/m$ -Scan oft von leichten Ionen (vor allem C, N, O) überlagert sind. Abbildung 3.32 zeigt das Ergebnis einer solchen Messung bei dem Xenon-Ionen in Ladungszuständen von bis zu  $q = 52+$  auf  $870 \text{ eV}/q$  abgebremst wurden und durch die Detektion der Übergänge von  $n = 3$  auf  $n = 2$  praktisch untergrundfrei identifiziert werden konnten.



**Abbildung 3.32:** Intensität der Übergänge von  $n = 3$  auf  $n = 2$  von Xenon-Ionen in verschiedenen Ladungszuständen beim Auftreffen auf eine Stahlplatte als Funktion des Masse-zu-Ladung-Verhältnisses.



# Kapitel 4

## Ergebnisse

Die in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse behandeln zwei verschiedene Aspekte der Wechselwirkung hochgeladener Ionen mit neutraler Materie. Im ersten Teil dieses Kapitels wird eine systematische Reihe röntgenspektroskopischer Untersuchungen von Stößen zwischen Ionen und Gasatomen gezeigt, deren Ergebnisse erstmals den massiven Einfluss von metastabilen Zuständen auf die Ergebnisse von Ladungsaustauschmessungen unter Laborbedingungen aufzeigen konnten. Darauf folgt die Darstellung einer Messung zum Ladungsaustausch von Ionen in sehr hohen Ladungszuständen. Im zweiten Abschnitt dieses Kapitels folgt in Anknüpfung an diese Messungen die Untersuchung der Wechselwirkung des gleichen Ions mit der Oberfläche eines Festkörpers. Im Speziellen wird gezeigt wie sich die Röntgenemission, die bei der Neutralisation dieses Ions an einer Oberfläche entsteht, von jener beim Ladungsaustausch unterscheidet. Am Ende dieses Kapitels folgt die Beschreibung einer, mit Hilfe eines Atomkraftmikroskops durchgeführten Untersuchung an Oberflächenstrukturen, die zuvor durch den Beschuss einer Isolatoroberfläche mit der selben Ionensorte erzeugt wurden.

### 4.1 Ladungsaustauschmessungen

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der systematischen Untersuchung von Ladungsaustausch einer Reihe von Ionen mit neutralem Argon bei Stoßenergien zwischen  $100 \text{ eV/u}$  und  $400 \text{ eV/u}$  vorgestellt. Dabei wird besonderes Augenmerk auf die Energieabhängigkeit der daraus resultierenden Photo-

nenemission innerhalb dieses für die Untersuchung des Sonnenwinds relevanten Energiebereichs gelegt. Im Speziellen wurden mit Hilfe von Koinzidenzmessungen die Photonenspektren der Ionensorten  $\text{Ar}^{17+}$ ,  $\text{Ar}^{18+}$  und  $\text{S}^{15+}$  bei jeweils drei bzw. vier verschiedenen Stoßenergien vermessen. Aus diesen Spektren wird das jeweilige *Hardness-Ratio* unter Berücksichtigung des Einflusses metastabiler Zustände im Ionenstrahl bestimmt. Im Anschluss wird dieser Einfluss durch die Modellierung der Populationsdynamik der beteiligten Zustände analysiert und Rückschlüsse auf Diskrepanzen zwischen existierenden Messungen gezogen. Am Ende dieses Abschnitts werden Messergebnisse präsentiert, die den Ladungsaustausch von Ionen in sehr hohen Ladungszuständen betreffen. Dazu wurde das Stoßsystems  $\text{Xe}^{48+} + \text{Ar}$  bei einer Energie von 260 eV/u untersucht.

#### 4.1.1 Ladungsaustausch von $\text{Ar}^{17+}$

Argon ist das elfthäufigste Element im Universum [ANDERS, 1989]. Spuren davon sind als Ionen in mittleren Ladungszuständen ( $q \leq 16$ ) im Sonnenwind zu finden [SCHWADRON und CRAVENS, 2000, BOCHSLER, 2007]. Es ist jedoch anzunehmen, dass Sternwinde von heißeren Sternen oder Supernova-Überreste Signaturen von Übergängen in H- und He-artigem Argon zeigen. Die praktischen Vorteile bei der Verwendung von Argon sind vielfältig, es soll aber nicht verschwiegen werden, dass es sich aus Sicht der Anwendbarkeit auf astrophysikalische Objekte um einen Kompromiss handelt. Im Gegensatz dazu ist Argon für den Bereich der Fusionsforschung, sei es bei der Neutralstrahlinjektion zur Plasmaheizung oder als Marker bei der Plasmediagnostik, von großer Bedeutung. Als Edelgas ist es im Laborbetrieb besonders einfach zu handhaben, zudem beträgt die Ionisationsenergie der *K*-Schale nur etwa 4,1 keV und liegt damit für die Ionenproduktion in einem günstigen Energiebereich um hohe Zählraten zu erreichen. Des Weiteren kann die beim Ladungsaustausch emittierte *K* $\alpha$ -Strahlung mit einer Energie von 3,1 keV durch den verwendeten Röntgendetektor mit einer Detektionseffizienz von über 90 % nachgewiesen werden.

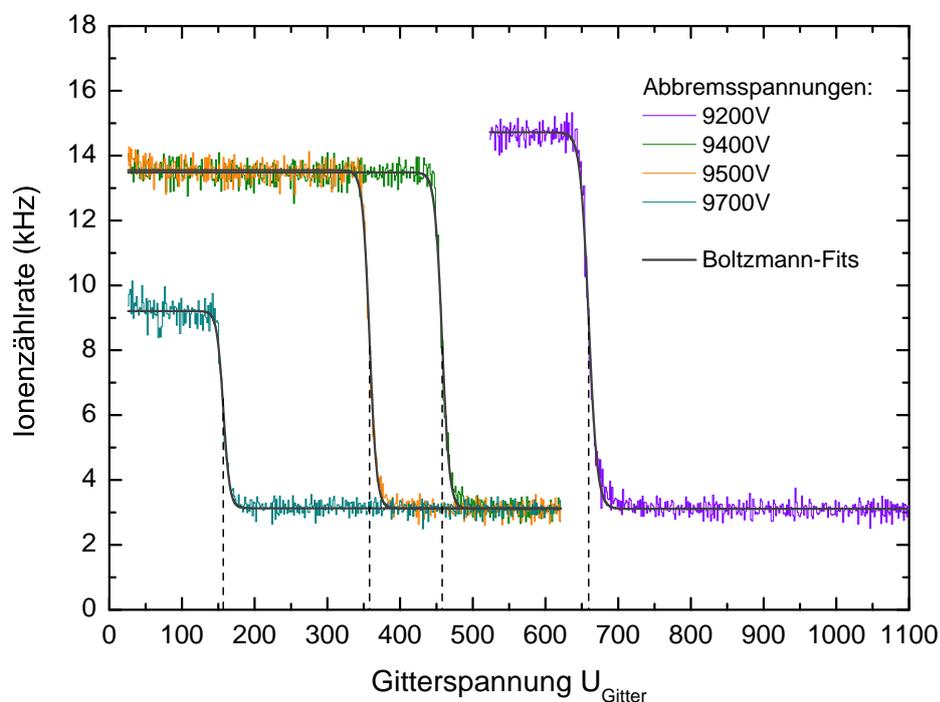
Der Hauptgrund für die Wahl von Argon für die ersten systematischen Untersuchungen mit der aufgebauten Anlage liegt in der Vergleichbarkeit mit existierenden Daten und den schon mehrmals angesprochenen Diskrepanzen der Ergebnisse, die mit verschiedenen Messmethoden gewonnen wurden.

Argon ist das einzige Element, für das Vergleichswerte in dem für den Sonnenwind relevanten Energiebereich vorhanden sind. Als Erstes sollen hier die Ergebnisse der mit H-artigem Argon durchgeführten Messungen beschrieben werden, da hier der in dieser Arbeit gefundene Einfluss von metastabilen Zuständen bei der Ermittlung des Hardness-Ratios besonders deutlich zu sehen ist.

Die Ergebnisse einer im Mai 2009 durchgeführten ersten Testmessung an  $\text{Ar}^{17+}$  wurden bereits in der im Rahmen der vorliegenden Arbeit betreuten Diplomarbeit von *Stuart Higgins* [HIGGINS, 2009] ausführlich beschrieben und werden aus diesem Grund hier nicht im Detail behandelt. Dabei wurden  $\text{Ar}^{17+}$ -Ionen auf 404 eV/u abgebremst und der Ladungsaustausch mit neutralen Argonatomen beobachtet. Zur systematischen Untersuchung der dort gefundenen Hinweise auf den Einfluss von metastabilen Zuständen wurde im Juni und Juli des gleichen Jahres der selbe Prozess bei vier weiteren Stoßenergien zwischen 109 eV/u und 280 eV/u vermessen. Die Ergebnisse dieser Kampagne werden im Folgenden detailliert dargestellt. Dabei wird besonders auf die Rolle von metastabilen Zuständen eingegangen und letztendlich unter Berücksichtigung dieses Gesichtspunkts der Verlauf des Hardness-Ratios im untersuchten Stoßenergiebereich mit Werten aus der Literatur verglichen.

Zuerst wurde der Ionenstrahl, wie in Kapitel 3 ausführlich besprochen,  $q/m$ -selektiert, durch die Beschneidung des Strahls größtenteils von Verunreinigungen befreit, mit Hilfe der beiden Sikler-Linsen entsprechend ausgerichtet und schließlich auf die gewünschte kinetische Energie abgebremst. Dazu wurden vier verschiedene Abbremsspannungen  $U_{Decel}$  zwischen 9200 V und 9600 V verwendet. Vor der eigentlichen Messung wurde jeweils die kinetische Energie des Primärstrahls, wie in Abschnitt 3.4 beschrieben, durch die Retarding-Grid-Methode bestimmt. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung 4.1 dargestellt, die dazugehörigen Fitergebnisse zur Bestimmung der mittleren kinetischen Energie  $E_{kin}$  und der Halbwertsbreite der Energieverteilung  $dE_{kin}$  sowie die Zählraten vor und nach der Stufe wurden durch die Anpassung einer Boltzmann-Funktion ermittelt und sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Die kinetische Energie der Ionen  $E_{kin}$  lässt sich direkt aus der angegebenen Spannung  $U_{RGM}$  berechnen:



**Abbildung 4.1:** Bestimmung der kinetischen Energie von  $\text{Ar}^{17+}$  bei verschiedenen Abbremsspannungen mit Hilfe der *Retarding-Grid-Methode*.

$$E_{kin} = q U_{RGM}. \quad (4.1)$$

Die Halbwertsbreite der Energieverteilung  $dE_{kin}$  ergibt sich in gleicher Weise aus  $dU_{RGM}$ .

Auffällig an den gezeigten Verläufen ist, dass die Ionenzählrate nach dem Erreichen der Ionenenergie immer auf die selbe Höhe abfällt, das Ausgangsniveau der Zählrate jedoch mit steigender Abbremsspannung abnimmt. Der konstante Untergrund rührt vermutlich von vor der Abbremsung entstandenen Elektronen her, die durch das positive Potential der Targetkammer effektiv beschleunigt werden und daher die auf  $-2400$  V liegende Vorderseite des MCPs erreichen können. Eine andere mögliche Erklärung für die Entstehung des Untergrunds stellt die Detektion von Photonen dar, die bei der Neutralisation der vom Gitter reflektierten Ionen an der Targetkammerwand erzeugt werden. Dabei ließe sich jedoch eine Abhängigkeit von der Abbremsspannung, und somit von der Zahl der Ionen, die den Detektor

**Tabelle 4.1:** Fitergebnisse zur Bestimmung der kinetischen Energie für  $\text{Ar}^{17+}$  mit Hilfe der *Retarding-Grid-Methode* (RGM).  $E_{kin} = qU_{RGM}$ .  
<sup>(1)</sup>Die kinetische Energie bei der zur späteren Messung verwendeten Abbremsspannung von 9600 V wurde aus den bei 9500 V und 9700 V bestimmten Werten interpoliert.

$U_{Decel}$ (V)	$U_{RGM}$ (V)	$dU_{RGM}$ (V)	$A_1$ (kHz)	$A_2$ (kHz)
9200	$659,3 \pm 0,2$	$22,2 \pm 0,4$	$14,72 \pm 0,05$	$3,11 \pm 0,01$
9400	$457,7 \pm 0,2$	$18,8 \pm 0,4$	$13,49 \pm 0,02$	$3,11 \pm 0,02$
9500	$358,0 \pm 0,2$	$18,1 \pm 0,4$	$13,55 \pm 0,03$	$3,12 \pm 0,01$
9600 <sup>(1)</sup>	$257,4 \pm 0,3$	$17,2 \pm 0,5$		
9700	$156,8 \pm 0,2$	$16,3 \pm 0,6$	$9,21 \pm 0,04$	$3,13 \pm 0,01$

erreichen, erwarten. Wie man in Abbildung 4.1 sieht, nimmt nämlich die Zählrate am PSD mit steigender Abbremspannung deutlich ab. Dieser Effekt ergibt sich, wie schon in Abschnitt 3.4 erläutert, durch die zu höheren Spannungen hin kürzer werdende Brennweite der Abbremslinse und den dadurch zunehmenden Strahldurchmesser am Ort des Detektors. Des Weiteren fällt bei der Betrachtung der Fitergebnisse auf, dass die Breite der Energieverteilung mit steigender Abbremspannung abnimmt. Dies lässt sich damit erklären, dass bei höheren Abbremspannungen zunehmend nur noch die Ionen nahe dem Zentrum des Strahls detektiert werden und deren kinetische Energie schärfer definiert ist.

Nach der Bestimmung der kinetischen Energie wurde das Dosierventil zur Injektion von neutralem Argon geöffnet und dessen Regelung so eingestellt, dass sich im Strahlrohr ein konstanter Druck von  $1,2 \cdot 10^{-7}$  mbar ergab. Im Anschluss wurden bei den vier verschiedenen Abbremspannung die Energie der emittierten Photonen, wie in Abschnitt 3.3.5 beschrieben, in Koinzidenz mit der Flugzeit der Ionen gemessen. Tabelle 4.2 fasst die Eckdaten dieser Messungen zusammen. Die kinetische Energie von Stoßprozessen wird in der Literatur oft in eV/u angegeben<sup>1</sup>. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Werte aus Tabelle 4.1 hier entsprechend umgerechnet. Die folgenden Spektren werden jeweils durch diese Größe gekennzeichnet. Außerdem enthält diese Tabelle die Aufnahmezeit der einzelnen Messungen sowie die hier dargestellte Zeitauflösung, die nachträglich entsprechend der Zählstatistik der einzelnen Spektren angepasst wurde. Zusätzlich ist noch die Verschiebung

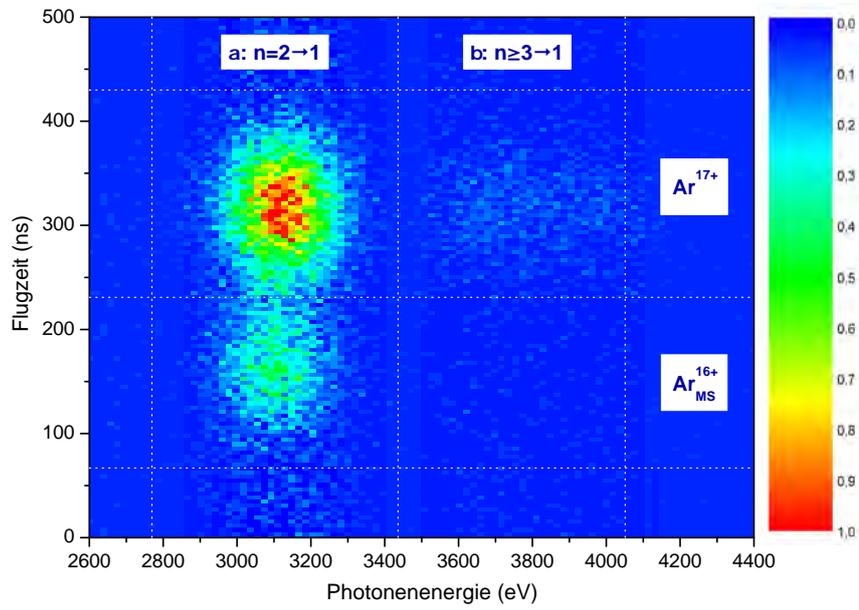
<sup>1</sup>Hierbei handelt es sich den Einheiten nach nicht um eine Energie, sondern um eine quadratische Geschwindigkeit.

der Photonenenergiekalibration um den Wert  $\Delta E_{shift}$ , die wie in Abschnitt 3.3.3 erläutert durchgeführt wurde, angegeben.

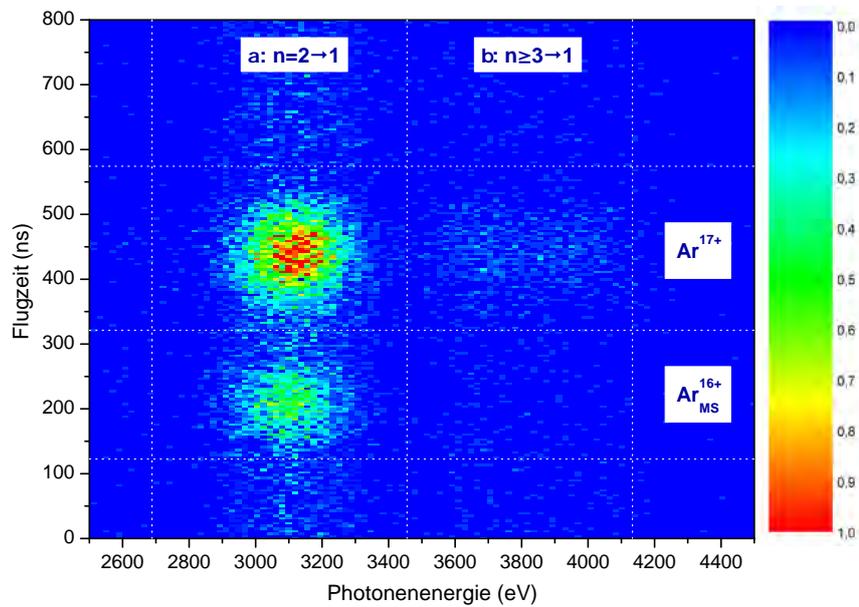
**Tabelle 4.2:** Übersicht der Messreihe mit  $\text{Ar}^{17+}$ .

$U_{Decel}$ (V)	$E_{kin}$ (eV/u)	Aufnahmezeit (h)	Zeitauflösung (ns/Kanal)	$\Delta E_{shift}$ (eV)
9200	280	42,3	3,9	8,4
9400	195	15,3	3,9	-2,0
9500	152	10,3	7,8	12,0
9600	109	21,1	7,8	11,9

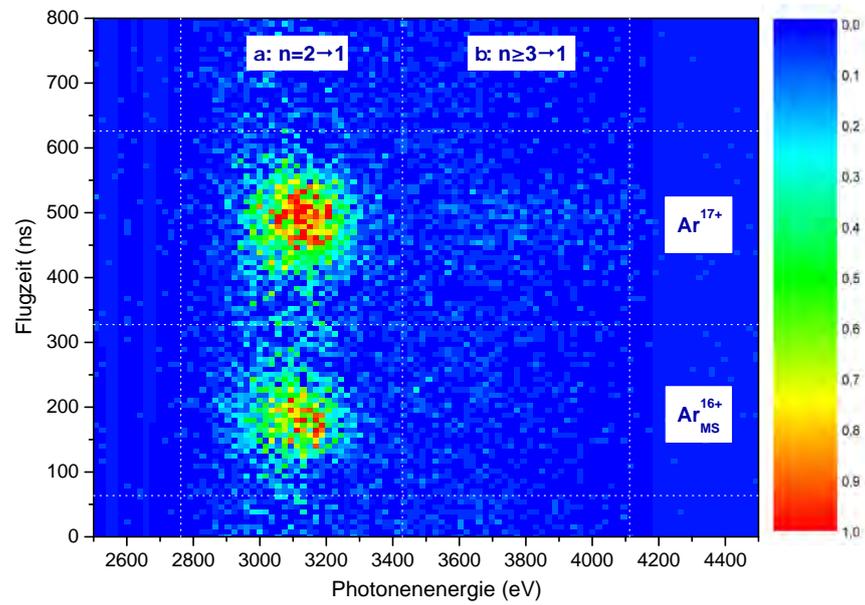
Die Ergebnisse der Koinzidenzmessung werden hier zuerst in ihrer zweidimensionalen Form dargestellt (Abbildungen 4.2 bis 4.5). Bei der Betrachtung dieser Diagramme sieht man, dass sich die detektierten Ereignisse sowohl in der Flugzeit als auch in der Photonenenergie in zwei voneinander getrennten Bereichen häufen. Qualitativ fällt die Verteilung der Ereignisse entlang der Photonenenergie wie erwartet aus. Wie in Abschnitt 2.1 ausführlich beschrieben, verbleibt He-artiges Argon, das durch Elektroneneinfang aus  $\text{Ar}^{17+}$  entstanden ist, nach dem Ladungsaustausch in einem hoch angeregten Zustand. Nach der Kaskade des Elektrons in tiefere Zustände, können diese entweder durch Emission von Photonen mit Energien von etwa 3120 eV (Übergang  $n = 2 \rightarrow 1$ ) oder durch höherer Übergänge ( $n \geq 3 \rightarrow 1$ ) unter Aussendung von Photonen im Bereich von 3500-4100 eV zerfallen. Diese beiden Energiebereiche werden in den genannten Abbildungen mit  $\alpha$  und  $\beta$  bezeichnet.



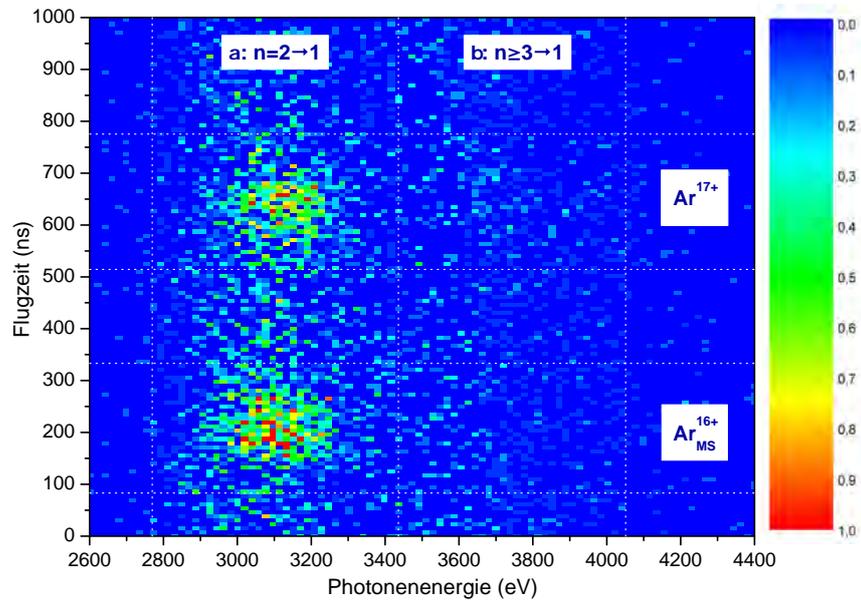
**Abbildung 4.2:** Koinzidenzspektrum von  $\text{Ar}^{17+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 280 eV/u.



**Abbildung 4.3:** Koinzidenzspektrum von  $\text{Ar}^{17+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 195 eV/u.



**Abbildung 4.4:** Koinzidenzspektrum von  $\text{Ar}^{17+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 152 eV/u.



**Abbildung 4.5:** Koinzidenzspektrum von  $\text{Ar}^{17+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 109 eV/u.

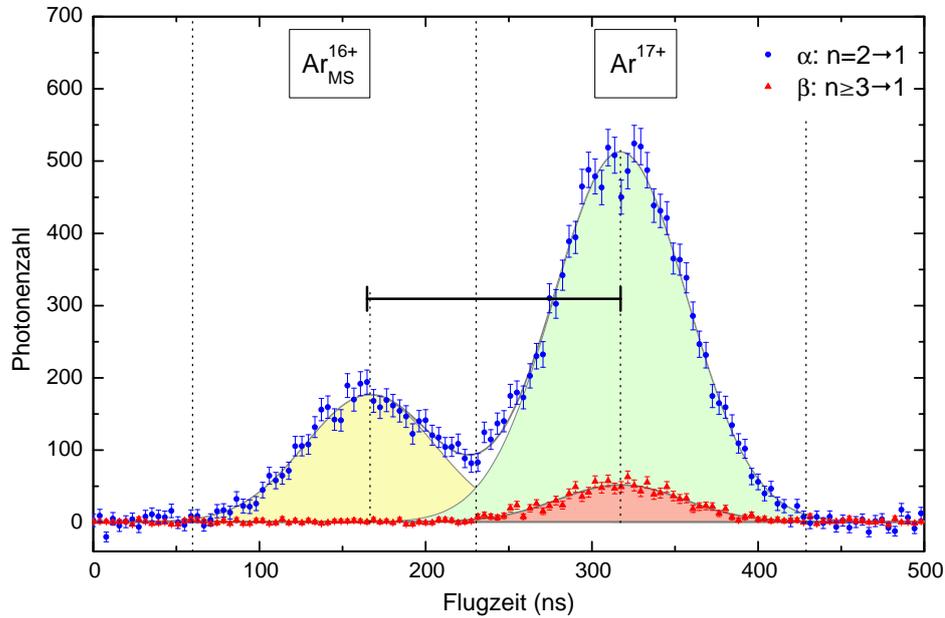
Die Einteilung der Flugzeiten in zwei Gruppen scheint hingegen bei erster Betrachtung überraschend und bedarf einer detaillierten Erklärung. Der folgenden eingehenden Analyse sei hier vorweggenommen, dass der Peak bei längeren Flugzeiten durch „normale“ Ladungsaustauschereignisse, also durch den Einfang eines Elektrons in  $\text{Ar}^{17+}$  und den Zerfall des daraus entstandenen angeregten  $\text{Ar}^{16+}$ , zustande kommt. Jener bei kürzeren Flugzeiten entsteht hingegen durch  $\text{Ar}^{17+}$ -Ionen, die schon auf dem Weg zur Reaktionszone jeweils ein Elektron eingefangen haben, welches einen metastabilen Zustand im He-artigen Argon besetzt, der schließlich durch Photonenemission bei 3014 eV zerfällt. Die beiden Bereiche des Flugzeitspektrums werden entsprechend der einlaufenden Ionensorten mit  $\text{Ar}^{17+}$  und  $\text{Ar}_{MS}^{16+}$  bezeichnet.

Zur genaueren Analyse werden die vier in den zweidimensionalen Darstellungen markierten Bereiche auf die jeweils zugehörige Achse projiziert, wodurch reine Flugzeit- bzw. Röntgenspektren entstehen. Im Folgenden werden zunächst die Flugzeitspektren analysiert und miteinander verglichen. Die Flugzeitspektren der einzelnen Messungen sind, für die Röntgenenergiebereiche  $\alpha$  und  $\beta$  jeweils getrennt, in den Abbildungen 4.6 bis 4.9 dargestellt.

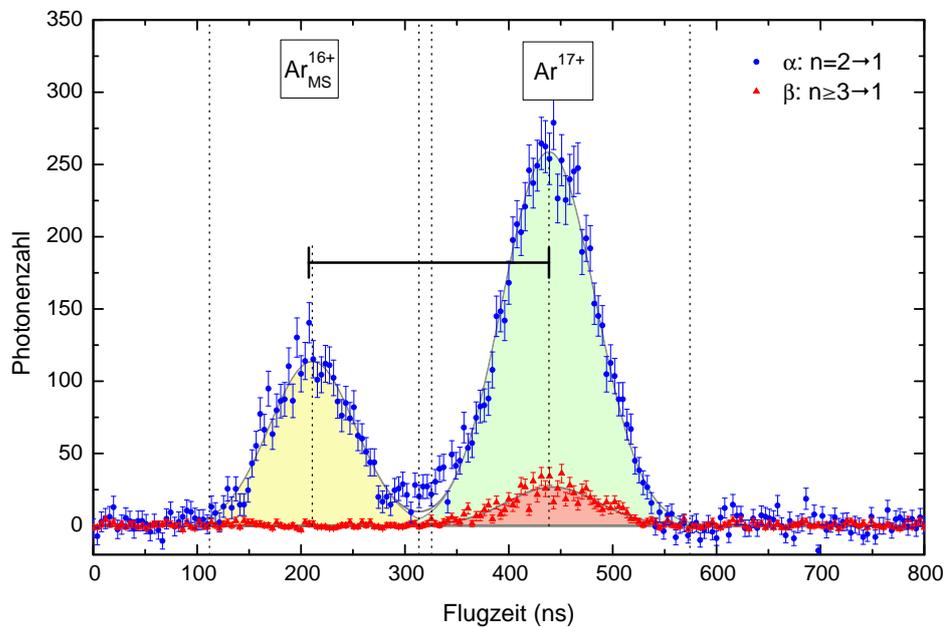
Zunächst wird gezeigt, wie die angesprochene Trennung zwischen  $\text{Ar}^{17+}$  und metastabilem  $\text{Ar}^{16+}$  zustande kommt und verifiziert, dass die beobachtete Flugzeitdifferenz in Abhängigkeit der Abbremsspannung mit der zu erwartenden übereinstimmt. Die Entstehung zweier Gruppen von Ionen unterschiedlicher Flugzeit ist offensichtlich durch eine Geschwindigkeitsdifferenz auf der Strecke zwischen dem Reaktionsvolumen und der Ionendetektion (Flugstrecke) zurückzuführen. Die betrachtete Flugstrecke ist praktisch feldfrei, daher muss angenommen werden, dass die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den beiden Gruppen schon vor dem Erreichen des Reaktionsvolumens gegeben ist. Da die Strahlablenkung durch den Schaltmagnet, der den Ionenstrahl in das zur Targetkammer führende Strahlrohr leitet, neben der  $q/m$ -Selektivität auch auf den Impuls der abgelenkten Teilchen sensitiv ist, ist der Grund für den Geschwindigkeitsunterschied auf der Strecke zwischen diesem Magneten und der Reaktionszone zu suchen. Der Druck auf dieser Strecke steigt, wie eingangs erwähnt, während der Messung durch das aus der Targetkammer strömende Neutralgas auf  $1,2 \cdot 10^{-7}$  mbar an. Daher können Ionen bereits beim Durchfliegen des Strahlrohrs mit einer nicht zu vernachlässigenden Wahrscheinlichkeit Ladungsaustausch mit diesem Gas vollziehen. Eine detaillierte Betrachtung der durch Ladungsaustausch ange-

triebene Populationsdynamik entlang des Wegs des Ionenstrahls folgt in der abschließenden Diskussion dieses Abschnitts.

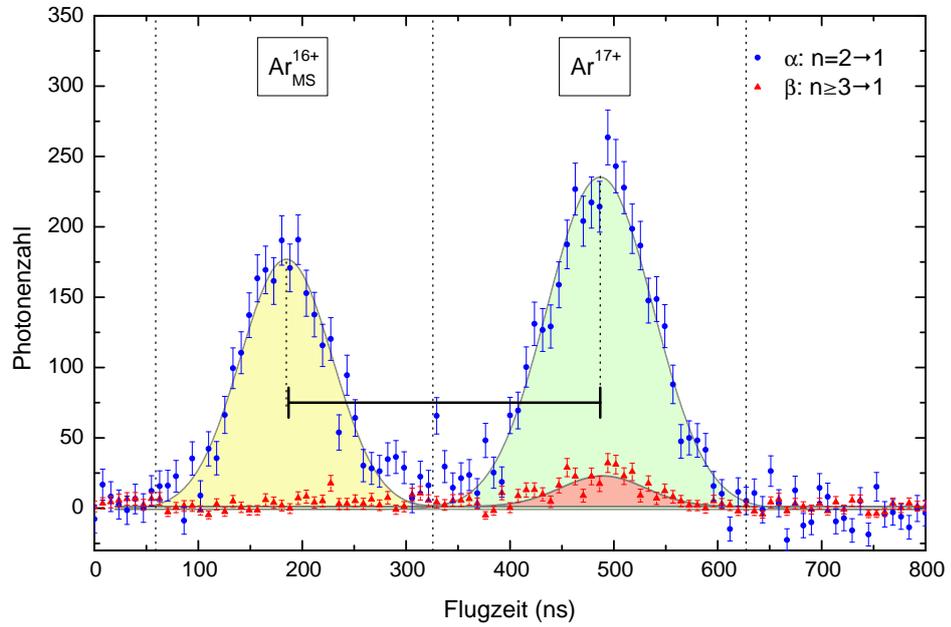
Durch den Einfang von  $i$  Elektronen verringert sich die ursprüngliche Ladung  $q$  dieser Ionen entsprechend und die angelegte Abbremsspannung  $U_{Decel}$  kann sie nicht im gleichen Ausmaß verzögern wie jene Ionen, deren Ladung unverändert blieb. Aus diesem Grund zeichnen sich in den Flugzeitspektren zwei Peaks ab. Wie später ausführlich erläutert wird, kann es sich bei den im Röntgenspektrum sichtbaren, umgeladenen schnelleren Ionen nur um  $\text{Ar}^{16+}$  in einem metastabilen Zustand handeln.



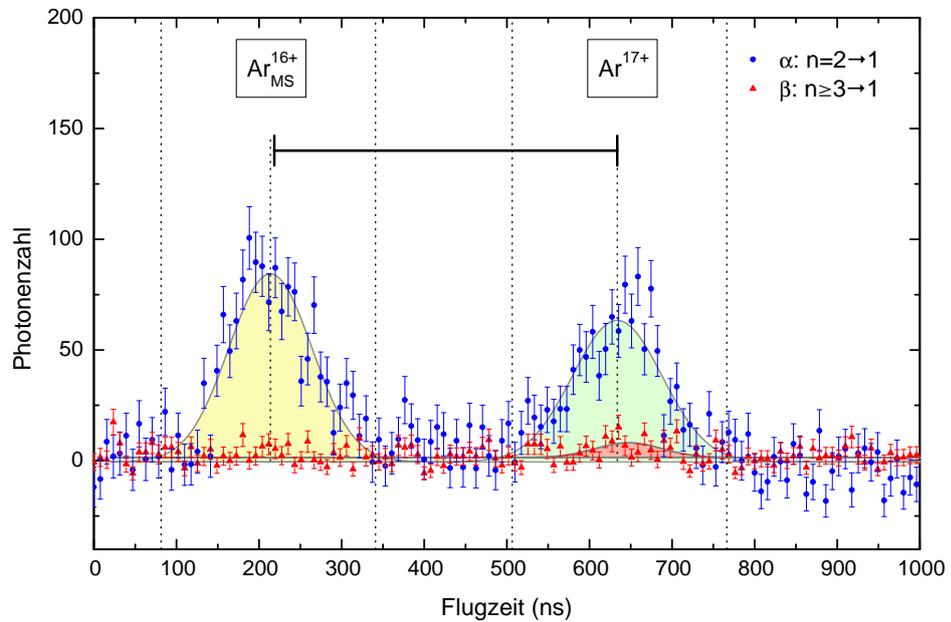
**Abbildung 4.6:** Flugzeitspektrum von  $\text{Ar}^{17+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 280 eV/u.



**Abbildung 4.7:** Flugzeitspektrum von  $\text{Ar}^{17+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 195 eV/u.



**Abbildung 4.8:** Flugzeitspektrum von  $\text{Ar}^{17+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von  $152 \text{ eV/u}$ .



**Abbildung 4.9:** Flugzeitspektrum von  $\text{Ar}^{17+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von  $109 \text{ eV/u}$ .

Die Peaks in den Flugzeitspektren wurden durch Gaußverteilungen gefittet. Die Ergebnisse dieser Fits sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst, wobei die ermittelten Flugzeiten entsprechend der Bezeichnung des Energie- und Flugzeitbereichs ( $t_{\alpha 17+}$ ,  $t_{\alpha 16+}$ ,  $t_{\beta 17+}$ ) benannt wurden. Wie in Abschnitt 3.3.7 diskutiert, sind die absoluten Flugzeiten von den Einstellungen des Datenverarbeitungssystem abhängig und es lassen sich nur relative Zeitabstände aus den Spektren gewinnen. Daher ist in der Tabelle auch die bei den verschiedenen Stoßenergien gemessene Flugzeitdifferenz  $\Delta t = t_{\alpha 16+} - t_{\alpha 17+}$  angegeben.

**Tabelle 4.3:** Fitergebnisse der Flugzeitspektren von  $\text{Ar}^{17+}$ . Die Flugzeitdifferenz  $\Delta t$  ergibt sich aus dem Abstand der Peaks für  $\text{Ar}^{17+}$  und  $\text{Ar}_{MS}^{16+}$  der  $n = 2 \rightarrow 1$  Übergänge. Alle Werte sind in ns angegeben.

$E_{kin}$ (eV/u)	$t_{\alpha 17+}$	$t_{\alpha 16+}$	$\Delta t$
280	$166,5 \pm 1,1$	$317,2 \pm 0,5$	$150,7 \pm 1,2$
195	$210,9 \pm 1,4$	$438,7 \pm 0,8$	$227,8 \pm 1,6$
152	$184,7 \pm 1,8$	$486,8 \pm 1,6$	$302,1 \pm 2,4$
109	$213,7 \pm 3,1$	$633,7 \pm 3,9$	$420,0 \pm 5,0$

Im Folgenden soll zum Vergleich die aus der Kenntnis der kinetischen Energie der Ionen zu erwartende Flugzeitdifferenz abgeleitet werden. Die kinetische Energie eines vom Potential  $U_{extr}$  extrahierten und anschließend durch die Abbremsspannung  $U_{Decel}$  verzögerten Ions der Ladung  $q$  ist durch folgende einfache Gleichung gegeben:

$$E_{kin}^q = e q \underbrace{(U_{extr} - U_{Decel})}_{U_{RGM}}. \quad (4.2)$$

Die beiden einzelnen Potentiale müssen dabei nicht absolut bestimmt werden, da das Differenzpotential in der RGM-Messung direkt bestimmt wurde.

Ein Ion der Ladung  $q$ , das vor der Abbremsung  $i$  Elektronen einfängt besitzt anfänglich die gleiche kinetische Energie, wird jedoch durch die Abbremsspannung um den Faktor  $(q - i)/q$  weniger stark verzögert:

$$E_{kin}^{q-i} = e q U_{extr} - [e (q - i) U_{Decel}] = \quad (4.3)$$

$$= e q U_{RGM} + e i U_{Decel}. \quad (4.4)$$

Daraus ergibt sich die Flugzeitdifferenz  $\Delta t = t_{kin}^q - t_{kin}^{q-i}$  zu:

$$\Delta t = d \sqrt{\frac{mu}{2e}} \left\{ (qU_{RGM})^{-1/2} - (qU_{RGM} + iU_{Decel})^{-1/2} \right\}. \quad (4.5)$$

Dabei ist  $d$  die Länge der Strecke, die die Ionen zwischen dem Aussenden des Photons und der Detektion durch den PSD zurück legen. Unter der Verwendung der Substitution

$$U_{Decel} = U_{extr} - U_{RGM} \quad (4.6)$$

kann diese Gleichung auch wie folgt geschrieben werden

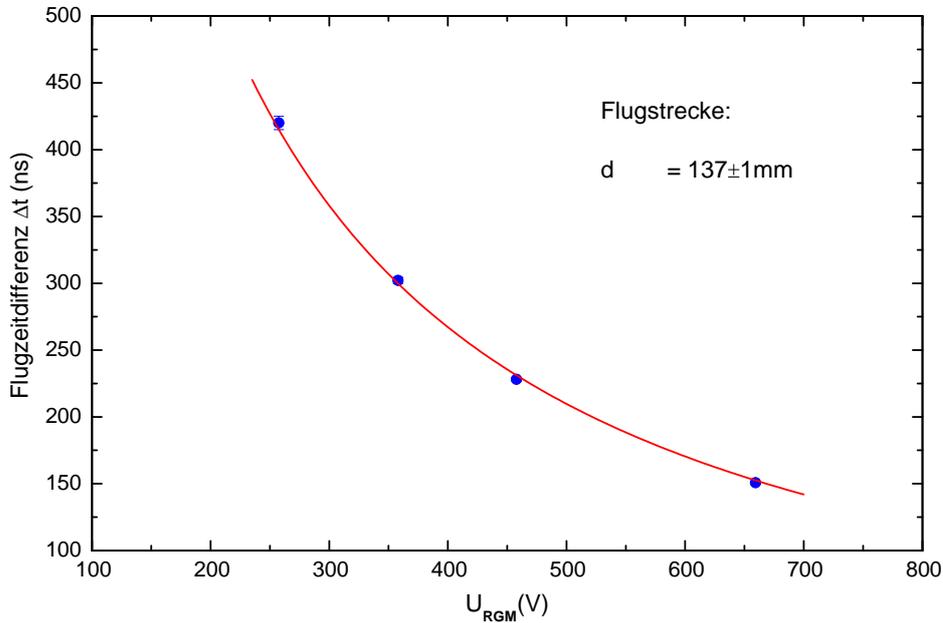
$$\Delta t = d \sqrt{\frac{mu}{2e}} \left\{ (qU_{RGM})^{-1/2} - ((q-i)U_{RGM} + iU_{extr})^{-1/2} \right\}. \quad (4.7)$$

Da in Gleichung 4.6 sowohl  $U_{Decel}$  als auch  $U_{RGM}$  direkt gemessen wurden, kann das Extraktionspotential daraus für jede Messung bestimmt werden. Während der hier analysierten Messreihe wurde dieses Potential nicht verändert. Der aus den einzelnen Messungen berechnete Mittelwert beträgt

$$U_{extr} = 9854,4 \text{ V} \pm 0,8 \text{ V}. \quad (4.8)$$

Nimmt man an, dass ein Teil der  $\text{Ar}^{17+}$ -Ionen jeweils ein Elektron eingefangen hat, sind alle Unbekannten in Gleichung 4.7 bestimmt. Abbildung 4.10 zeigt die gemessenen Flugzeitdifferenzen in Abhängigkeit der zuvor bestimmten kinetischen Energie der Ionen (ausgedrückt als  $U_{RGM}$ ). Zur Überprüfung der hier aufgestellten These wurde in der in Gleichung 4.7 angegebenen Funktion die Flugstrecke  $d$  als freier Parameter angesetzt und damit an die Messwerte gefittet. Die Länge der Flugstrecke ergibt sich aus diesem Fit zu  $137 \text{ mm} \pm 1 \text{ mm}$ . Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit dem geometrisch abgeschätzten Wert von  $135 \text{ mm} \pm 5 \text{ mm}$ . Die unter Verwendung dieses Werts berechneten Flugzeitdifferenzen sind in den Fluzeitspektren durch schwarze Balken angedeutet, die jeweils am Maximum des  $\text{Ar}^{17+}$ -Peaks ansetzen. Die tatsächliche Lage des  $\text{Ar}_{MS}^{16+}$ -Peaks bezüglich des linken Endes dieses Balkens deutet die äußerst geringe Abweichung von dessen vorhergesagter Lage an.

Nachdem gezeigt wurde, dass es sich bei den beiden im Flugzeitspektrum



**Abbildung 4.10:** Differenz der Flugzeiten von  $\text{Ar}^{17+}$  und metastabilem  $\text{Ar}^{16+}$

zu sehenden Ionensorten um  $\text{Ar}^{17+}$  und  $\text{Ar}^{16+}$  handelt, soll im Folgenden erläutert werden, warum die Beobachtungen nur durch einen metastabilen Zustand von  $\text{Ar}^{16+}$  erklärt werden können. Bei den detektierten Ereignissen muss es sich um  $\text{Ar}^{16+}$  in einem angeregten Zustand handeln, da im Grundzustand die  $K$ -Schale besetzt ist und somit kein Übergang im Detektionsbereich des Röntgendetektors ( $>1$  keV) möglich ist. Die Flugzeit von einem Punkt unmittelbar vor der Abbremsung bis zum Sichtbereich des Detektors (50 mm) ergibt sich bei einer Ionengeschwindigkeit von maximal 0,31 mm/ns zu etwa 160 ns. Im He-artigen Argon besitzt lediglich der  $^3S_1$ -Zustand eine mit dieser Zeitspanne vergleichbare Lebensdauer von 209 ns. Daher können nur Ionen in diesem Zustand die Strecke zwischen der Abbremsung und der Detektionszone überwinden, ohne vorher in den Grundzustand zu zerfallen.

Die in den Abbildungen 4.11 bis 4.14 dargestellten Röntgenspektren geben einen weiteren Hinweis auf den Zerfall des  $^3S_1$ -Zustands. Man sieht deutlich, dass die Energie der dabei emittierten Photonen (rote Datenpunkte) kleiner ist als die beim eigentlichen Ladungsaustausch (blau) gemessene Photonenenergie. Dies ist insoweit verständlich, dass jene Photonen, die vom Ladungsaustausch im Sichtbereich des Röntgendetektors stammen, vorran-

gig von den erlaubten Übergängen von den Niveaus  ${}^3P_{1,2}$  und  ${}^1P_1$  stammen. Diese Energien liegen mit 3123 eV bzw. 3140 eV messbar höher als die Energie des Übergangs  ${}^3P_{1,2}$  in den Grundzustand, welche 3104 eV beträgt.

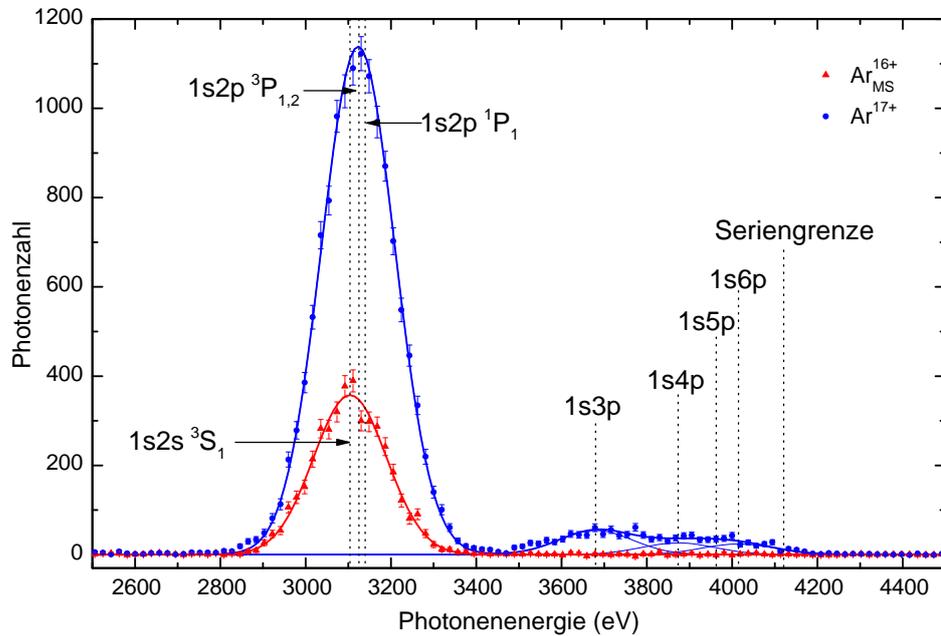


Abbildung 4.11: Röntgenspektrum von  $\text{Ar}^{17+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 280 eV/u.

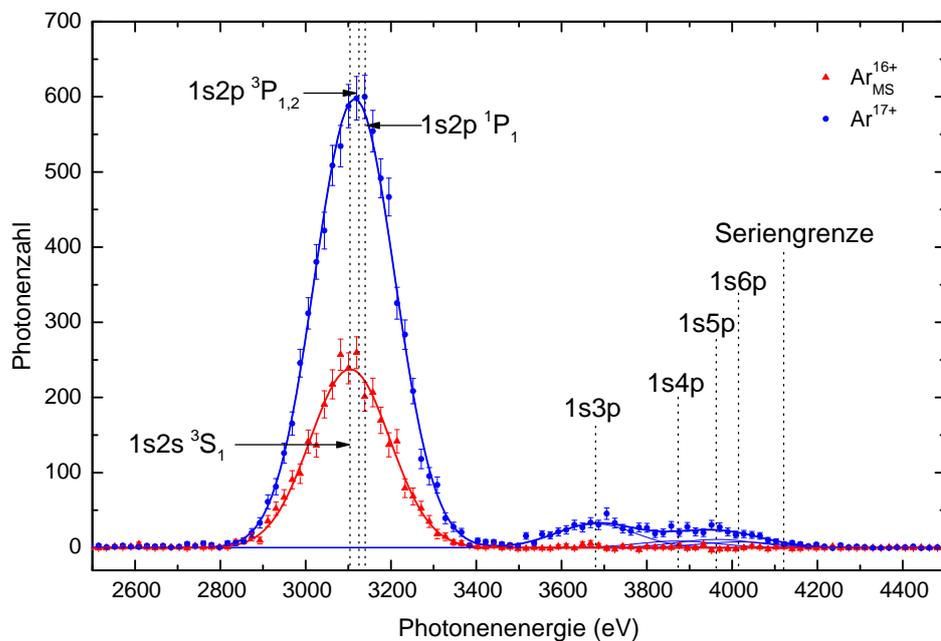
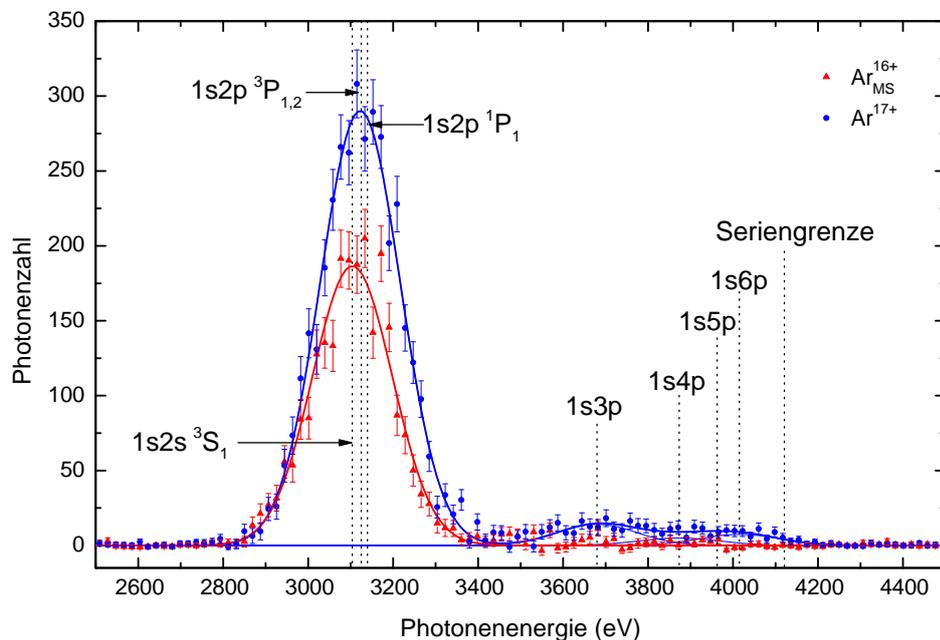
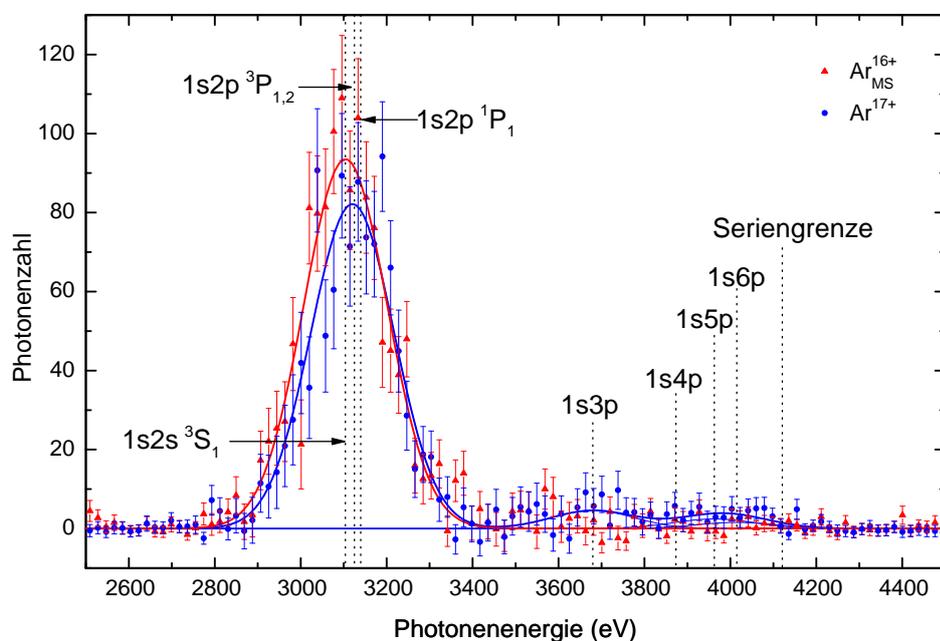


Abbildung 4.12: Röntgenspektrum von  $\text{Ar}^{17+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 195 eV/u.



**Abbildung 4.13:** Röntgenspektrum von  $Ar^{17+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 152 eV/u.



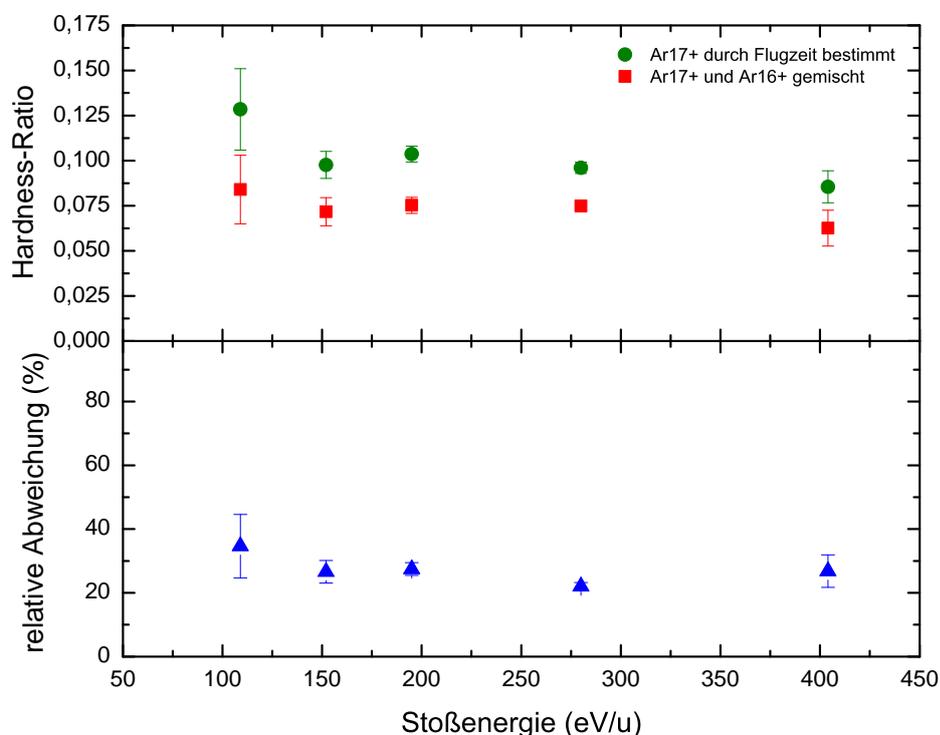
**Abbildung 4.14:** Röntgenspektrum von  $Ar^{17+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 109 eV/u.

Wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben, wurde die Kalibration der gezeigten Röntgenspektren so verschoben, dass der Zerfall des metastabilen Zustands exakt bei dieser Energie liegt. Die Schwerpunktslage der anderen Übergänge kann relativ dazu auf wenige eV genau angegeben werden.

Das offensichtlichste Unterscheidungsmerkmal der beiden Röntgenspektren ist das völlige Fehlen von höheren Übergängen ( $n \geq 3 \rightarrow 1$ ) im Spektrum der  $\text{Ar}_{MS}^{16+}$ -Ionen. Diese Tatsache zeigt, dass das emittierte Photon nicht etwa durch den Einfang eines weiteren Elektrons, das an dem im metastabilen Zustand sitzenden Elektron vorbei kaskadiert, entsteht, sondern nur vom Zerfall dieses Zustands selbst stammen kann. Im Laufe der Analyse der vorliegenden Daten wurde die in Abschnitt 2.2.2 beschriebene Möglichkeit des beschleunigten Zerfalls durch das sogenannte *Quenching* des metastabilen Zustands eingehend untersucht. Eine weiterführende Diskussion dieses Themas ist in Abschnitt 4.1.4 *Modellierung der Populationsdynamik* zu finden.

Im Folgenden soll der Einfluss des Zerfalls des metastabilen Zustands auf die Bestimmung des Hardness-Ratios besprochen werden. Vorerst wird dazu in Anlehnung an andere Experimente, bei denen lediglich die Energie der emittierten Photonen gemessen wurde, das Hardness-Ratio unter Vernachlässigung der durch die Flugzeitmessung gewonnenen Information durch Summation der Spektren von  $\text{Ar}^{17+}$  und  $\text{Ar}_{MS}^{16+}$  bestimmt. Dieser Wert wird mit dem Hardness-Ratio verglichen, das aus dem reinen  $\text{Ar}^{17+}$ -Spektrum ermittelt wurde. Abbildung 4.15 zeigt diesen Vergleich in Abhängigkeit der Stoßenergie und stellt die relative Abweichung des ohne die Flugzeitinformation bestimmten Hardness-Ratios dar. Man sieht, dass dessen Wert um bis zu 35 % tiefer liegt als der aus den Ereignissen mit der passenden Flugzeit bestimmte.

Außerdem ist zu erkennen, dass dieser Effekt zu niedrigeren Energien hin tendenziell zunimmt. Dieses Verhalten wird beim Vergleich der Flugzeitspektren besonders deutlich, welcher mit fallender Stoßenergie die zunehmende Dominanz der Ereignisse aus dem Zerfall des metastabilen Zustands gegenüber der durch Ladungsaustausch verursachten Photonenemission zeigt. Diese Beobachtung entspringt zweierlei Ursachen. Ein Grund ist in der Konzeption des experimentellen Aufbaus zu suchen. Wie schon mehrfach ausgeführt, verkürzt sich die Brennweite der Abbremslinse bei steigender Abbremsspannung und der vom Ionendetektor erfasste Anteil des Strahls sinkt.



**Abbildung 4.15:** Vergleich des Hardness-Ratios von  $\text{Ar}^{17+}$  mit und ohne der Bestimmung der Flugzeit. Der unkorrigierte Wert liegt um bis zu 35 % niedriger.

Dies wirkt sich weniger stark auf die schnelleren  $\text{Ar}_{MS}^{16+}$  aus, sodass diese mit größerer Effizienz detektiert werden. Andererseits benötigen auch diese Ionen durch die zunehmende Verzögerung mehr Zeit um den Sichtbereich des Röntgendetektors zu durchqueren. Daher ist für sie die Wahrscheinlichkeit auf diesem Weg zu verfallen erhöht. Hingegen bleibt die Wahrscheinlichkeit für Ladungsaustausch innerhalb dieses Energiebereichs unverändert.

Der Einfang eines Elektrons und die Besetzung eines metastabilen Zustands kann nicht nur vor der Abbremsung, sondern auch auf dem kurzen Wegstück zwischen Abbremsung und Detektionszone (50 mm) sowie beim Durchqueren des 20 mm langen Sichtbereich des Röntgendetektors stattfinden. Die dadurch bedingte Veränderung des Hardness-Ratios ist stark von der Gasdichte in diesem Gebiet abhängig. Da der genannten Bereich wie bereits erwähnt quasi feldfrei ist, schlägt sich dieser Prozess nicht in der Veränderung der Flugzeit nieder und kann daher im Rahmen dieses Experiments nicht direkt angegeben werden. In Abschnitt 4.1.4 wird versucht, diesen Einfluss

durch die Modellierung der Dynamik der zugrunde liegenden Populationsmechanismen in Abhängigkeit des Verlaufs der Gasdichte abzuschätzen. Dabei fließen neben den bereits dargestellten Ergebnissen auch die im Folgenden präsentierten Datensätze für  $S^{15+}$  und  $Ar^{18+}$  ein.

### 4.1.2 Ladungsaustausch von $S^{15+}$

Im Anschluss an die Ergebnisse der mit H-artigem Argon durchgeführten Messungen folgt hier zum direkten Vergleich die Darstellung der bei der Untersuchung von H-artigem Schwefel gewonnenen Daten. Schwefel ist mit einer Ordnungszahl von 16 der übernächste Nachbar von Argon. Da sich die Elektronenkonfigurationen der beiden Projektile gleichen und ihre Ladungszustände ähnlich sind, ist der aus den theoretischen Betrachtungen von Ladungsaustauschprozessen zu erwartende Unterschied in den Messergebnissen gering. Dabei ist jedoch zu beachten, dass die Übergangsrate des M1-Übergangs vom  $1s2s\ ^3S_1$ -Zustand in den Grundzustand etwa mit  $Z^{10}$  skaliert. Daher fällt die Lebensdauer des metastabilen Zustands mit  $(703 \pm 4)$  ns [CRESPO LÓPEZ-URRUTIA et al., 2006] bei Schwefel entsprechend größer aus als bei Argon mit  $(203 \pm 12)$  ns [HUBRICHT und TRÄBERT, 1987]. Die zu erwartende Besetzung dieses Zustands ist auf Grund dieser langen Lebensdauer im Vergleich zu Argon deutlich erhöht. Die Verwendung von  $S^{15+}$  als Projektil bietet somit die Möglichkeit den gefundenen Einfluss des metastabilen Zustands auf die Bestimmung des Hardness-Ratios unter extremeren Bedingungen zu untersuchen.

Die Bestimmung der kinetischen Energie der Ionen wurde analog zu der Messung an  $Ar^{17+}$  durchgeführt. Daraufhin wurden der Ladungsaustausch von  $S^{15+}$  mit neutralem Argon bei Stoßenergien von 330 eV/u, 190 eV/u und 96 eV/u untersucht. Die Eckdaten dieser Messreihe sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst. Die Abbildungen 4.16 bis 4.18 zeigen die dazugehörigen Datensätze als zweidimensionale Koinzidenzspektren.

**Tabelle 4.4:** Übersicht der Messreihe mit  $S^{15+}$ .

$U_{Decel}$ (V)	$E_{kin}$ (eV/u)	Aufnahmezeit (h)	Zeitauflösung (ns/Kanal)	$\Delta E_{shift}$ (eV)
9200	330	46,6	7,8	39,5
9500	190	46,6	7,8	56,6
9700	96	46,8	7,8	59,3

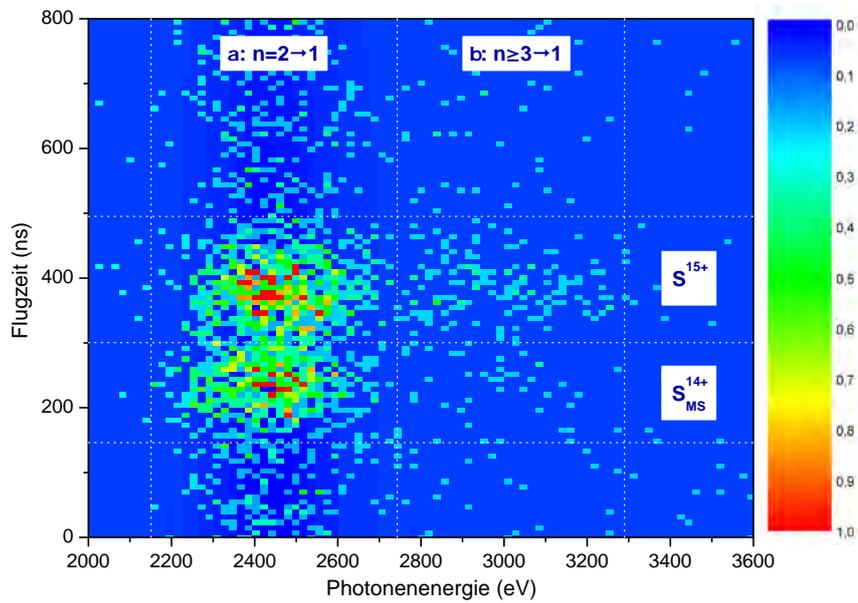


Abbildung 4.16: Koinzidenzspektrum von  $S^{15+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 330 eV/u.

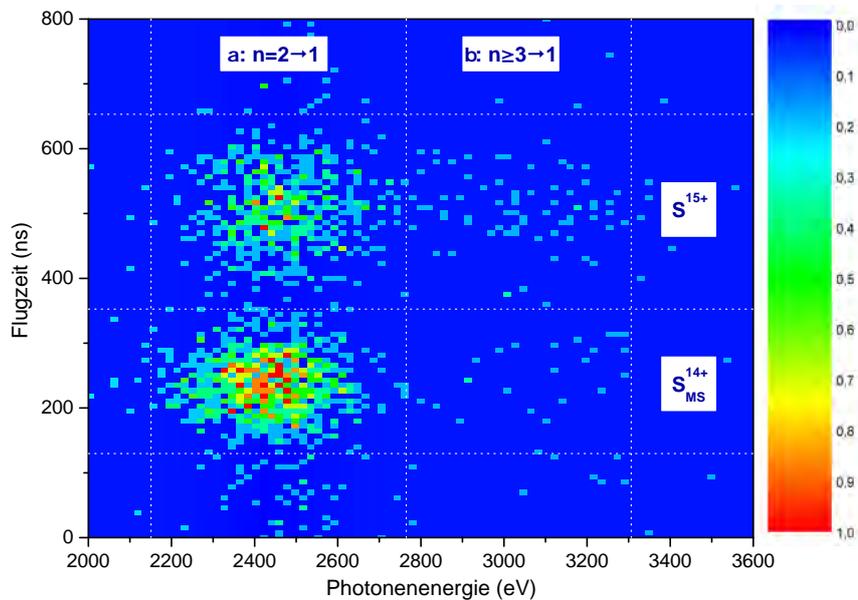
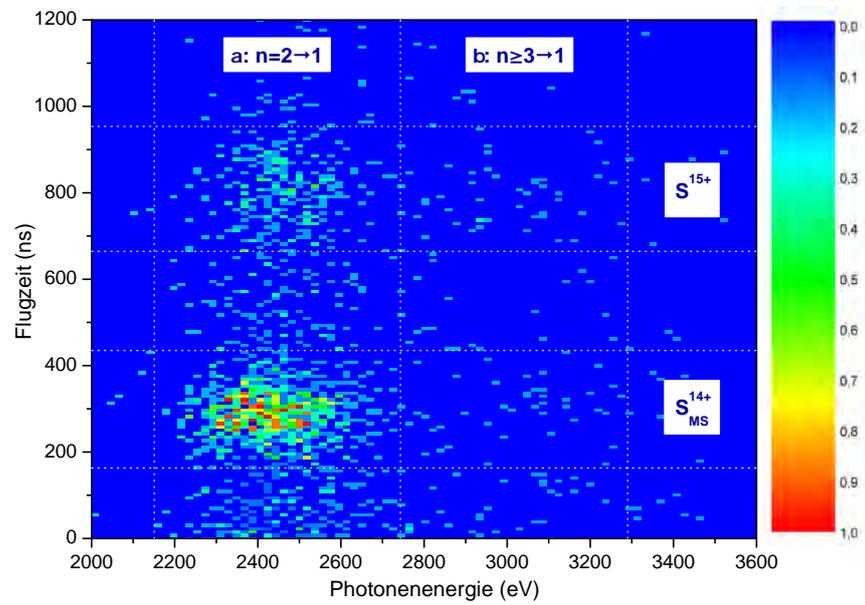
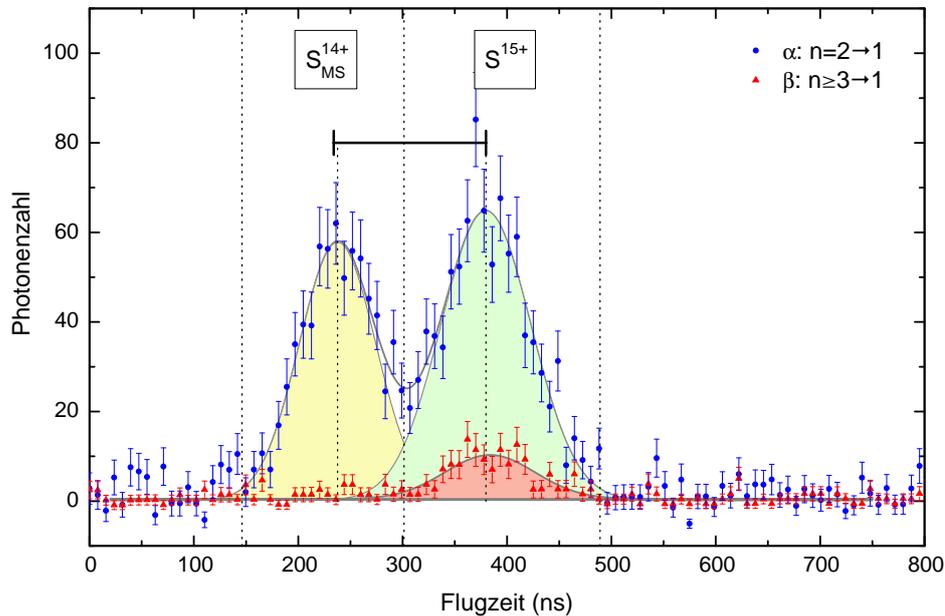


Abbildung 4.17: Koinzidenzspektrum von  $S^{15+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 190 eV/u.

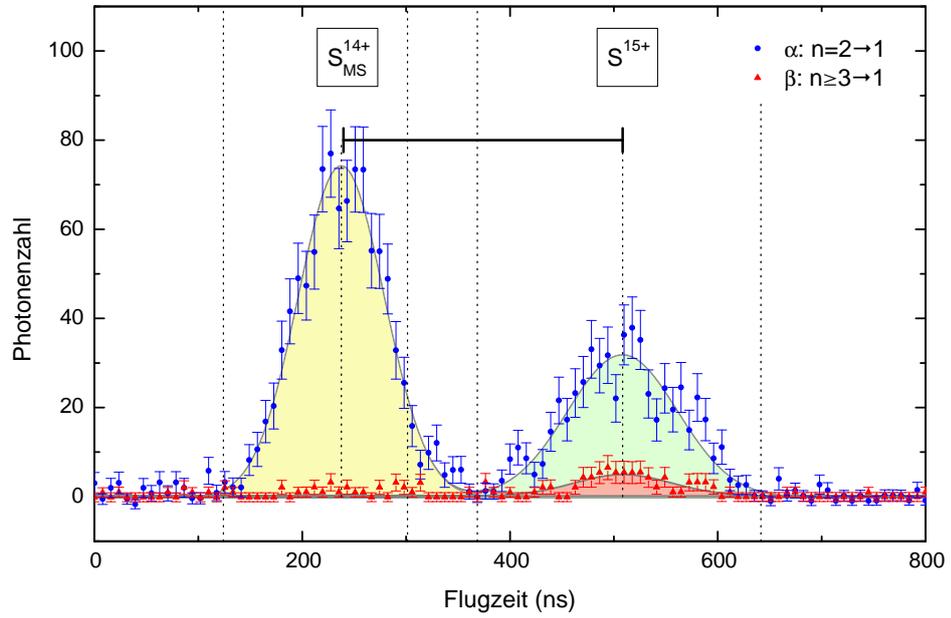


**Abbildung 4.18:** Koinzidenzspektrum von  $S^{15+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 96 eV/u.

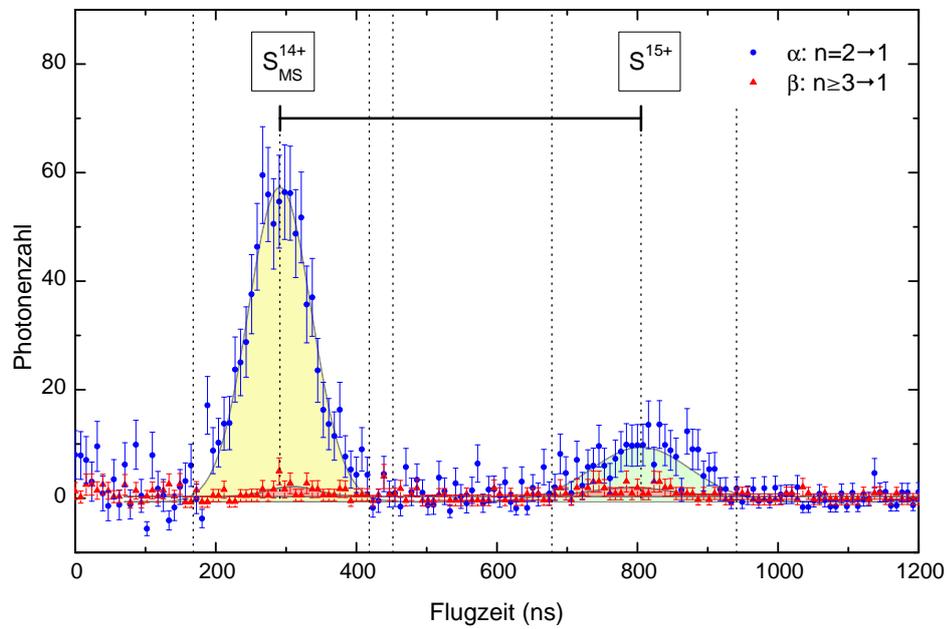
Die relative Lage der Peaks in den Flugzeitspektren (Abbildungen 4.16 bis 4.18) wird, wie bei der für  $\text{Ar}^{17+}$  durchgeführten Analyse, mit den aus den zuvor gemessenen kinetischen Energien berechneten Flugzeitdifferenzen zwischen  $\text{S}^{15+}$  und metastabilen  $\text{S}^{14+}$ -Ionen verglichen. Die so bestimmten Zeitdifferenzen sind in diesen Spektren wieder durch schwarze Balken angedeutet. Im Vergleich zu den an  $\text{Ar}^{17+}$  gemessenen Flugzeiten, fällt hier besonders der deutlich höhere Anteil an metastabilen Ionen auf. Beim langsamsten der untersuchten Stöße mit einer Stoßenergie von  $96 \text{ eV/u}$  übertrifft die Zahl der detektierten Zerfälle von  $\text{S}_{MS}^{14+}$ -Ionen die Zahl der beim Ladungsaustausch nachgewiesenen Ionen sogar um das 3,7-fache. Der Grund für den Anstieg des Beitrags an metastabilen Zuständen ist im Vergleich zu den Messungen von  $\text{Ar}^{17+}$  vor allem auf die 3,5-fache Lebensdauer bei Schwefel zurückzuführen. Der Einfluss der längeren Lebensdauer und das Verhalten bei unterschiedlich starker Abbremsung der Ionen wurde eingehend durch die Modellierung der Dynamik der beteiligten Zustände analysiert. Die Ergebnisse dieser Untersuchung folgen in Abschnitt 4.1.4.



**Abbildung 4.19:** Flugzeitspektrum von  $\text{S}^{15+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von  $330 \text{ eV/u}$ .



**Abbildung 4.20:** Flugzeitspektrum von  $S^{15+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 190 eV/u.



**Abbildung 4.21:** Flugzeitspektrum von  $S^{15+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 96 eV/u.

Die Abbildungen 4.22 bis 4.24 zeigen die bei den drei verschiedenen Stoßenergien aufgenommenen Röntgenspektren. Dabei wurden die durch die Flugzeiten separierten Zerfälle von  $S_{MS}^{14+}$  (rote Kurve) getrennt von den Ladungsaustausch-Ereignissen von  $S^{15+}$  (blaue Kurve) dargestellt. Auch diese Spektren wurden analog zu den bereits vorgestellten Ladungsaustauschmessungen analysiert. Die Energiekalibration wurde derart verschoben, dass der Zerfall des metastabilen  $1s2s\ ^3S_1$ -Zustand in den Grundzustand bei der aus der Literatur bekannten Energie von 2430 eV liegt. Auch in dem betrachteten Fall sind im Röntgenspektrum der metastabilen Ionen kaum von höheren Energieniveaus ausgehenden Übergänge beobachtbar. Einzig bei der genauen Betrachtung des bei einer Stoßenergie von 96 eV/u aufgenommenen Flugzeitspektrums ist an der Position von  $S_{MS}^{14+}$  eine schwache Signatur für Übergänge von  $n \geq 3$  auf  $n = 1$  zu erkennen. Diese Photonen könnten vom bei der Bildung des metastabilen Zustands stattfindenden Elektroneneinfang gefolgt von der Abregung des eingefangenen Elektrons vorbei an dem im metastabilen Zustand befindlichen Elektron stammen. Dieser Prozess ist aber anscheinend deutlich unwahrscheinlicher als der Zerfall des metastabilen Zustands. Ob dieser Zerfall rein statistisch entsprechend der Lebensdauer des metastabilen Zustands stattfindet, oder ob dessen Zerfallswahrscheinlichkeit möglicherweise durch Stöße mit dem Targetgas erhöht ist, wird in der abschließenden Diskussion der Ladungsaustauschmessungen ausführlich erörtert.

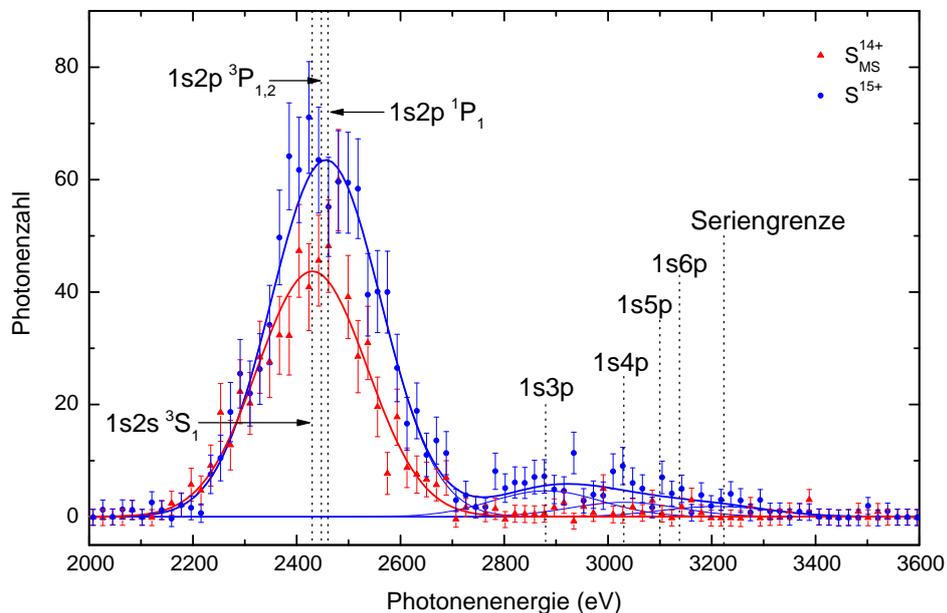


Abbildung 4.22: Röntgenspektrum von  $S^{15+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 330 eV/u.

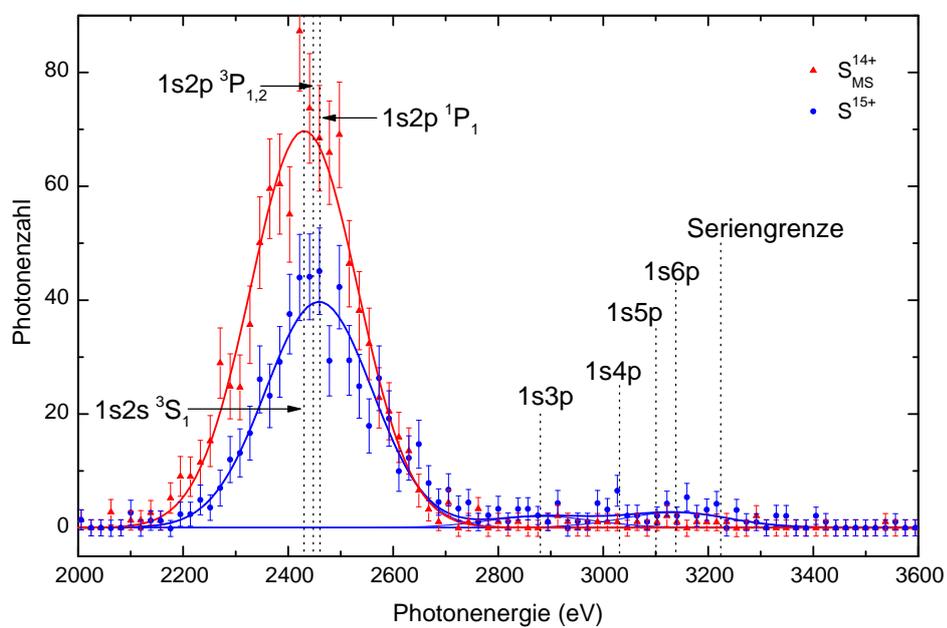
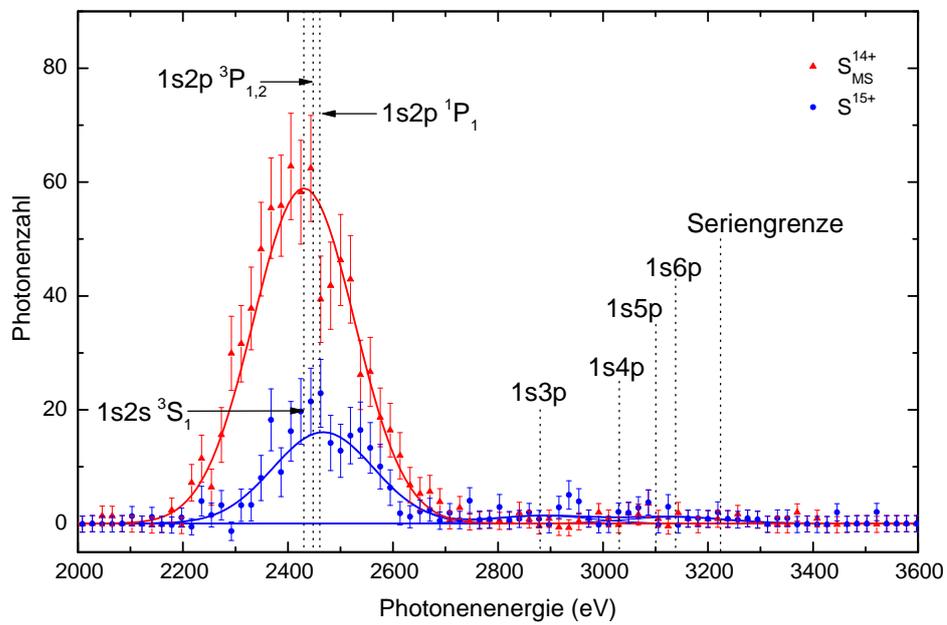
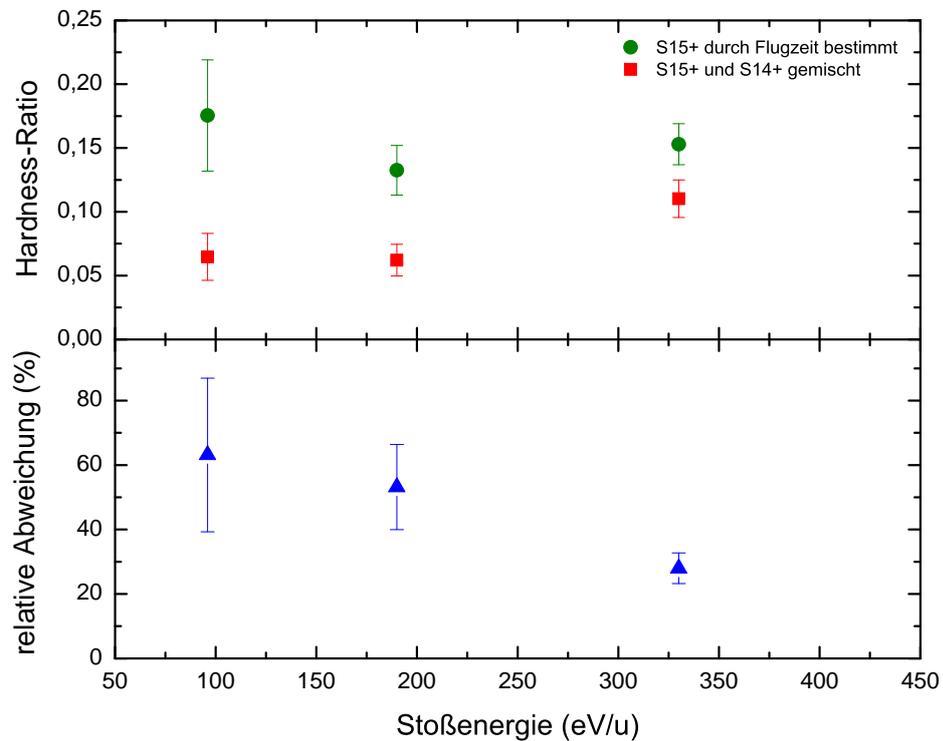


Abbildung 4.23: Röntgenspektrum von  $S^{15+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 190 eV/u.



**Abbildung 4.24:** Röntgenspektrum von S<sup>15+</sup> in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 96 eV/u.

Der Einfluss der metastabilen Zustände auf das Hardness-Ratio wird wiederum untersucht, indem dieses auf zwei Arten bestimmt wird. Das Hardness-Ratio wird einerseits unter Vernachlässigung der Flugzeiten, d. h. für die Röntgenspektren von  $S^{15+}$  und  $S_{MS}^{14+}$  gemeinsam, und andererseits unter Beachtung der Flugzeit ausschließlich für  $S^{15+}$  berechnet. Abbildung 4.25 zeigt wie auch in diesem Fall das aus den gemischten Ereignissen berechnete Hardness-Ratio um bis zu 60 % kleiner ausfällt als der korrigierte Wert.



**Abbildung 4.25:** Vergleich des Hardness-Ratios von  $S^{15+}$  mit und ohne der Bestimmung der Flugzeit. Der unkorrigierte Wert liegt um bis zu 60 % niedriger.

### 4.1.3 Ladungsaustausch von Ar<sup>18+</sup>

Zum Vergleich mit den bisher präsentierten Messungen zum Ladungsaustausch von H-artigen Ionen am Beispiel von Ar<sup>17+</sup> und S<sup>15+</sup>, folgt in diesem Abschnitt die Darstellung der an Ar<sup>18+</sup> durchgeführten Untersuchungen. Der Hauptunterschied des „nackten“ Ar<sup>18+</sup>-Kerns im Vergleich zu den H-artigen Projektilen liegt im Hinblick auf die röntgenspektroskopische Untersuchung von Ladungsaustauschprozessen in den zwei Vakanzten in der *K*-Schale des Ions. Dadurch ist es im Unterschied zu H-artigen Projektilen möglich nach dem Einfang zweier Elektronen, gleich zwei  $n \geq 2 \rightarrow 1$  Übergänge im Röntgenbereich zu beobachten. Dieser zweifache Einfang kann entweder simultan stattfinden (Doppeleinfang) oder sequenziell ablaufen. Im ersten Fall ist ein möglicher Zerfall des doppeltangeregten Zustands durch Autoionisation zu berücksichtigen, dessen Wahrscheinlichkeit von den Zuständen, in die beide Elektronen jeweils eingefangen wurden, abhängt. Intuitiv ist verständlich, dass bei asymmetrischem Einfang, bei dem sich die Hauptquantenzahlen der Einfangzustände deutlich unterscheiden, die Wahrscheinlichkeit für Autoionisation geringer ausfällt, als bei benachbarten Zuständen. Bei der radiativen Abregung des doppeltangeregten Zustands kann es auch zur Besetzung von metastabilen Zuständen im He-artigen Ion kommen. Dabei kann zum Beispiel nachdem eines der eingefangenen Elektronen in den Grundzustand kaskadiert ist, das andere den  $1s2s\ ^3S_1$ -Zustand besetzen. Es ist aber auch die Existenz langlebiger Zustände möglich, bei denen beide Elektronen aufgrund niedriger Auger- und radiativer Zerfallsraten hoch angeregt bleiben. Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Zahl der durch Röntgenspektroskopie beobachtbaren Prozesse und somit der zu erwartende Grad an Komplexität der Ergebnisse bei 18-fach geladenem Argon höher ausfällt als bei den beschriebenen Messungen an H-artigen Ionen.

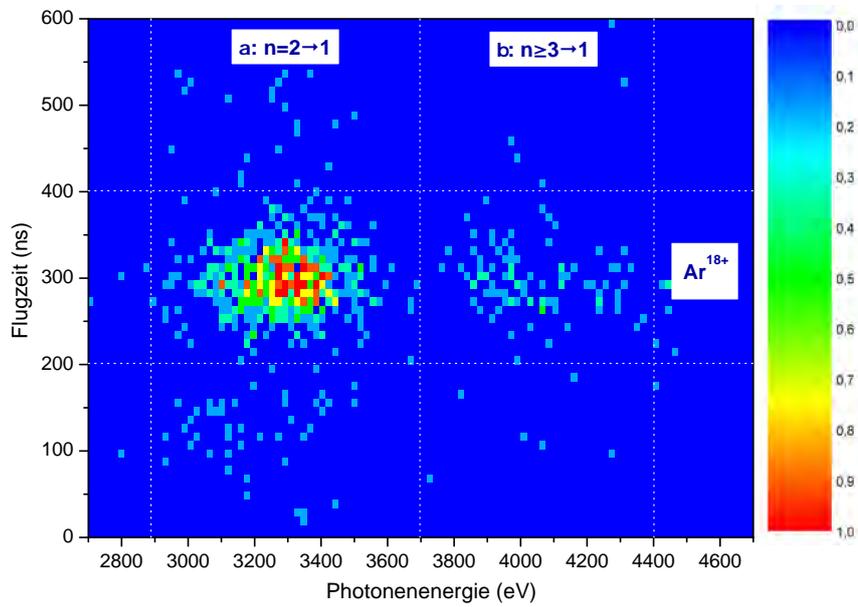
Die Ladungsaustauschmessungen an Ar<sup>18+</sup> wurden nicht wie die Untersuchungen an Ar<sup>17+</sup> und S<sup>15+</sup> in Form einer geschlossenen Messreihe durchgeführt, sondern wurden auf drei Messkampagnen von April bis August 2009 verteilt vorgenommen. Tabelle 4.5 listet die Eckdaten dieser Messungen in der Reihenfolge in der sie durchgeführt wurden auf. Bei den in Zeile zwei und drei aufgeführten Untersuchungen wurde versucht die Produktionsrate von Ar<sup>18+</sup> durch die Veränderung der Potentiale der EBIT-Driftröhren zu erhöhen. Um die Länge des Fallenbereichs zu vergrößern wurde die positive

Spannung der ausgangseitigen Driftröhre angehoben. Dadurch lag bei diesen beiden Messungen das Extraktionspotential  $U_{extr}$  um 170 V höher als bei den anderen beiden Messungen. Somit fällt bei gleicher Abbremsspannung auch die endgültige kinetische Energie der abgebremsten Ionen entsprechend höher aus. Da für die Ergebnisse der Messungen jedoch nur diese Energie ausschlaggebend ist und im Folgenden die Datensätze durch diesen Parameter gekennzeichnet sind, ist dieser Unterschied rein technischer Natur.

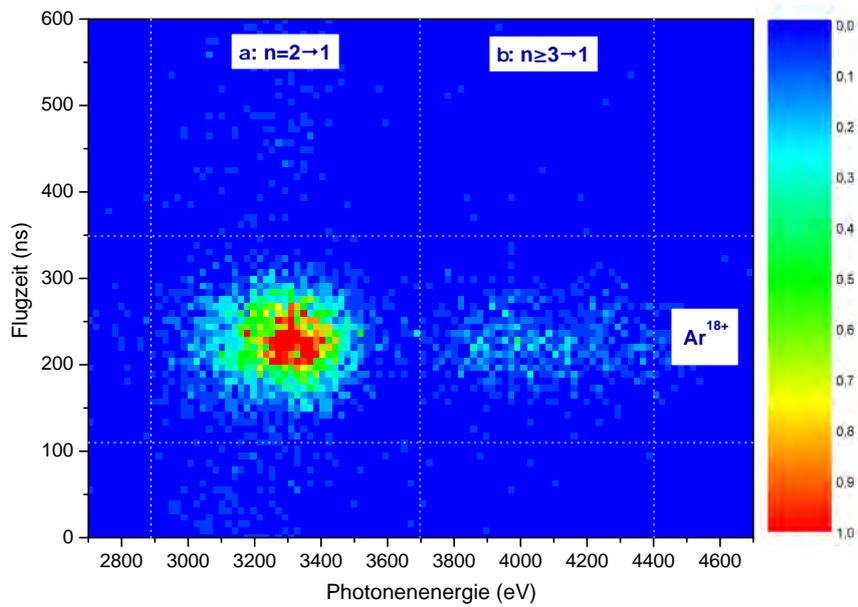
**Tabelle 4.5:** Übersicht der Messreihe mit  $\text{Ar}^{18+}$ . <sup>(1)</sup>Bei diesen beiden Messungen wurde die EBIT bei anderen Driftröhrenspannungen betrieben als bei den anderen Aufnahmen. Das Extraktionspotential lag in diesem Fall um 170 V höher. <sup>(2)</sup>Vor dieser Messung wurde das Vakuumsystem umgebaut (Details siehe Text).

$U_{Decel}$	$E_{kin}$	Aufnahmezeit	Zeitauflösung	$\Delta E_{shift}$
(V)	(eV/u)	(h)	(ns/Kanal)	(eV)
8990	392	20,1	9,8	38,4
9200 <sup>(1)</sup>	377	57,7	7,8	38,0
9600 <sup>(1)</sup>	196	31,2	7,8	34,3
9600 <sup>(2)</sup>	120	46,9	7,8	59,8

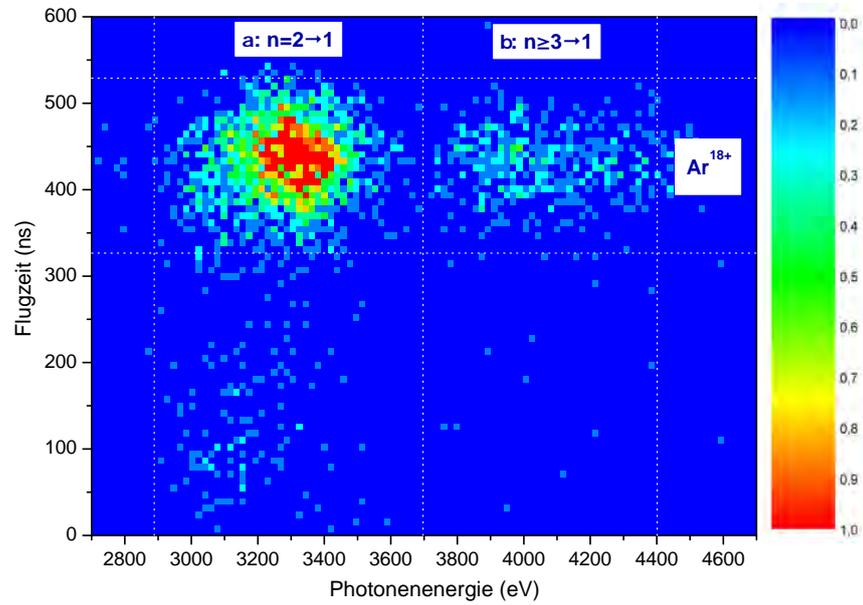
Anders verhält es sich bei der zweiten Änderung am Messaufbau, einem Umbau am Vakuumsystem, welche vor der letzten Messung vorgenommen wurde. Dabei wurde unter dem Reaktionsvolumen ein nach oben hin konisch zulaufendes, trichterförmiges Bauteil aus dünnem Edelstahlblech angebracht. Dieser Trichter sollte durch seine nahe am Gasaustrittsort sitzende Öffnung den Gastransport zur darunter liegenden Turbomolekularpumpe verbessern indem er die Expansion der Gaswolke in die Targetkammer verringert. Wie die Darstellung der genannten Messung zeigen wird, konnte die angestrebte Erhöhung des Verhältnisses zwischen den Targetdichten im Reaktionsvolumen und im Gebiet vor der Abbremsung durch diese Maßnahme nicht erreicht werden. Der stark erhöhte Anteil an Ionen in metastabilen Zuständen lässt darauf schließen, dass dadurch eher der gegenteilige Effekt herbeigeführt wurde. Durch die Gegenüberstellung der bei verschiedenen Druckverhältnissen durchgeführten Messungen können allerdings weitere wichtige Erkenntnisse über die Entstehung und den Zerfall dieser Zustände sowie deren Einfluss auf die Bestimmung des Hardness-Ratios gewonnen werden.



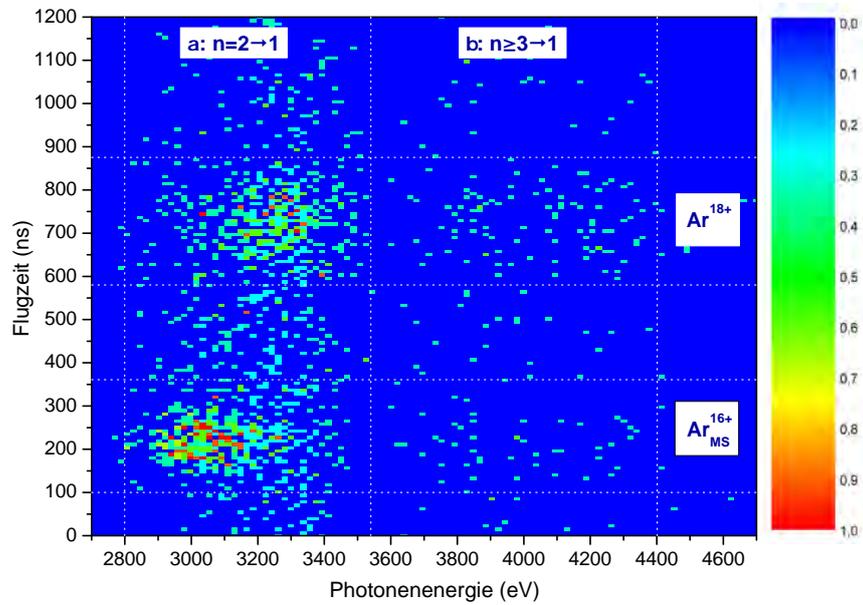
**Abbildung 4.26:** Koinzidenzspektrum von  $\text{Ar}^{18+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 392 eV/u.



**Abbildung 4.27:** Koinzidenzspektrum von  $\text{Ar}^{18+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 377 eV/u.



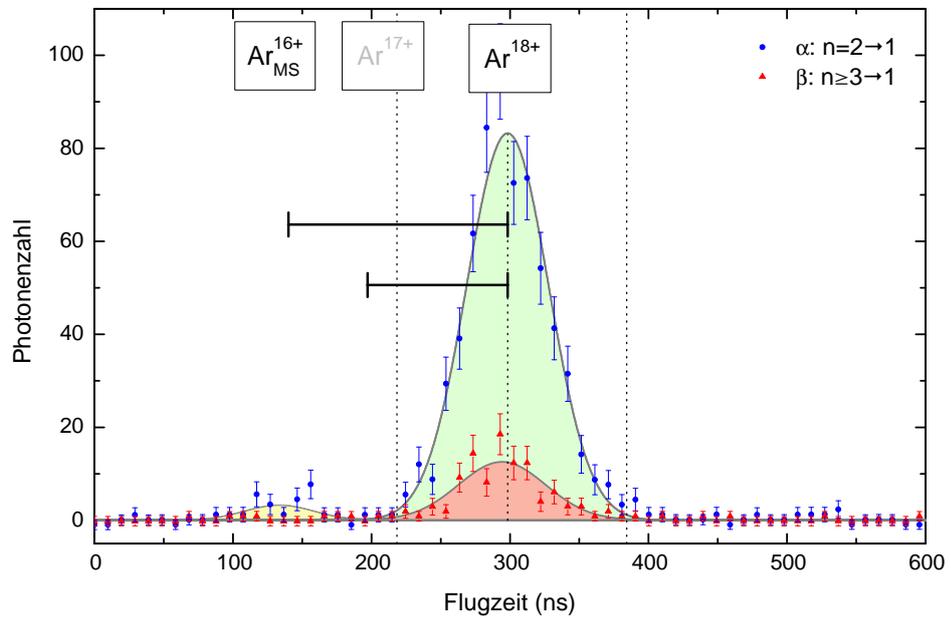
**Abbildung 4.28:** Koinzidenzspektrum von  $\text{Ar}^{18+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 196 eV/u.



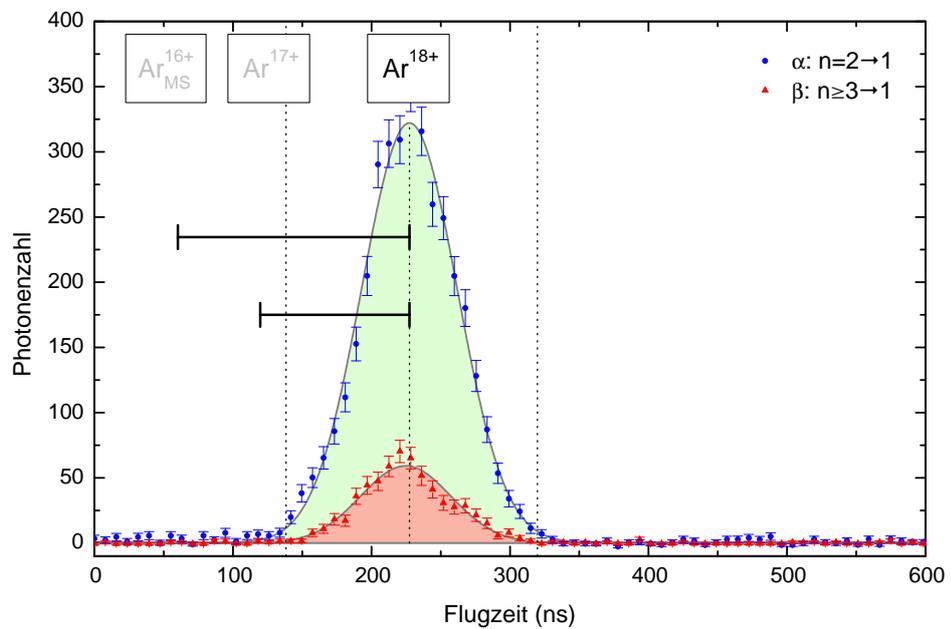
**Abbildung 4.29:** Koinzidenzspektrum von  $\text{Ar}^{18+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 120 eV/u.

Die Abbildungen 4.26 bis 4.29 stellen die Koinzidenzspektren der genannten Messungen an  $\text{Ar}^{18+}$  dar. Die ersten drei Spektren zeigen im Unterschied zu den für  $\text{Ar}^{17+}$  und  $\text{S}^{15+}$  gezeigten Untersuchungen, die deutliche Dominanz der aus dem Ladungsaustausch des Projektils resultierenden Röntgenemission. Dabei sind nur schwache Beimischungen von Ereignissen bei kleineren Flugzeiten zu erkennen. Ganz im Gegensatz dazu sieht man in Abbildung 4.29 bei einer Flugzeit von etwa 200 ns eine im Vergleich zu den Ladungsaustauschereignissen stark ausgeprägte Anhäufung von Ereignissen, die anscheinend von schnelleren Ionen stammen. Bei der Analyse der dazugehörigen Flugzeitspektren (Abbildungen 4.30 bis 4.33) und dem Vergleich mit dem aus der Messung der kinetischen Energie vorhersagbaren Flugzeitabständen, sieht man aber, dass die Flugzeitdifferenz zu den Ladungsaustauschereignissen nicht durch einfache, sondern durch doppelte Elektroneneinfänge vor der Abbremsung erklärt werden muss.

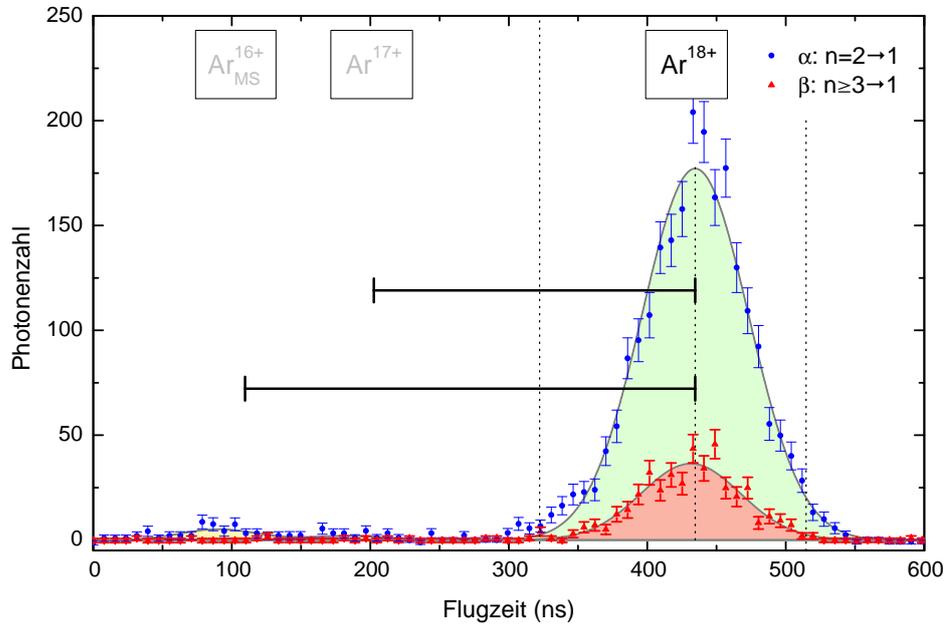
Das Verhältnis von Einfach- zu Doppelelektroneneinfang wurde von Ali *et al.* an  $\text{Ar}^{17+}$  zu  $2,7 \pm 0,3$  bestimmt [ALI *et al.*, 1994]. Andere in der Literatur zu findende Ergebnisse weichen erheblich von diesem Wert ab. So erhält man aus der Interpolation zwischen den in [SAKAUE *et al.*, 2004] veröffentlichten Messungen an  $\text{I}^{15+}$  und  $\text{I}^{20+}$  einen Wert von 8,3. Erste Testmessungen mit dem im experimentellen Teil dieser Arbeit erwähnten Flugzeitspektrometer für Rückstoßionen (Abschnitt 3.3.5) haben diese Größe für  $\text{Ar}^{17+}$  zu  $1,5 \pm 0,2$  bestimmt. Theoretische Berechnungen ergeben unter der Benutzung des Classical-Over-Barrier-Modells sowohl für  $\text{Ar}^{17+}$  als auch für  $\text{Ar}^{18+}$  einen deutlich kleineren Wert von 1,4 [XUE, 2009]. In jedem Fall kann angenommen werden, dass auf dem Weg zum Reaktionsvolumen mehr einfach als zweifach umgeladene Ionen gebildet werden. Die deutlich höhere Zahl der in Koinzidenz gemessenen Ereignisse für den Fall des Doppeleinfangs muss daher durch einen anderen Prozess als Ladungsaustausch in der Targetregion zustande kommen. Die eingangs angesprochene Besetzung und der anschließende Zerfall von metastabilen  $\text{Ar}^{16+}$ -Ionen stellt dabei anscheinend den dominanten Emissionsprozess dar.



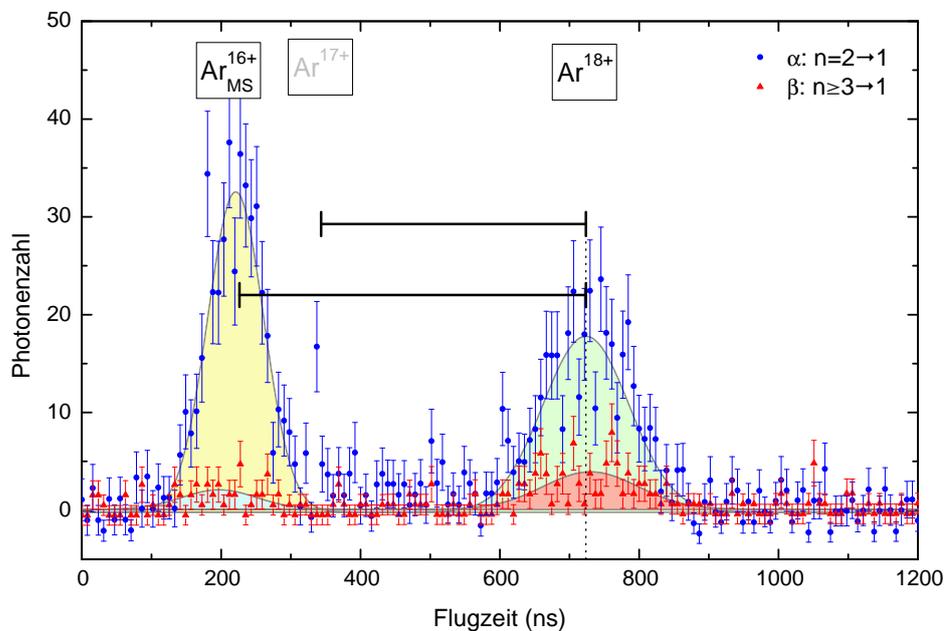
**Abbildung 4.30:** Flugzeitspektrum von  $\text{Ar}^{18+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 392 eV/u.



**Abbildung 4.31:** Flugzeitspektrum von  $\text{Ar}^{18+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 377 eV/u.



**Abbildung 4.32:** Flugzeitspektrum von  $\text{Ar}^{18+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von  $196 \text{ eV/u}$ .



**Abbildung 4.33:** Flugzeitspektrum von  $\text{Ar}^{18+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von  $120 \text{ eV/u}$ .

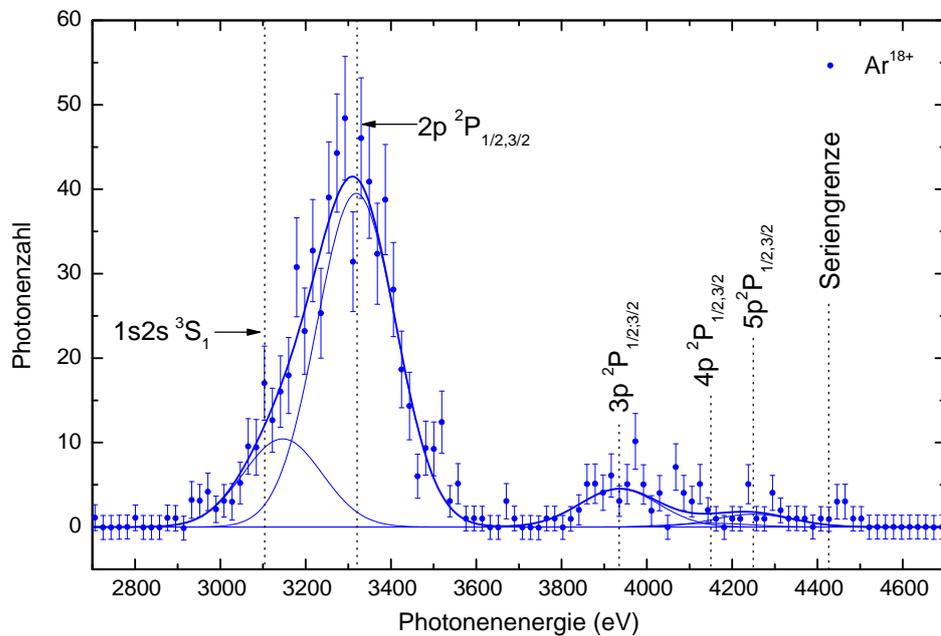
Die ersten drei Röntgenspektren (Abbildungen 4.34 bis 4.36) sind jeweils auf den in den Koinzidenzspektren angedeuteten Flugzeitbereich eingeschränkt und zeigen auf den ersten Blick den beim Ladungsaustausch von  $\text{Ar}^{18+}$  zu erwartenden Verlauf. Die Mehrzahl der Photonen liegt bei der Energie der Übergänge von  $2p\ ^2P_{\frac{1}{2},\frac{3}{2}}$  in den Grundzustand. Eine zu niedrigeren Stoßenergien hin steigende Anzahl von Photonen stammt von Übergängen  $n \geq 3 \rightarrow 1$ . Bei genauer Betrachtung der Spektren erkennt man an der linken Flanke des  $n = 2 \rightarrow 1$  Übergangs eine asymmetrische Verbreiterung, welche sich auf einen Übergang im He-artigen Argon zurückführen lässt. Diese bei einer Energie von etwa 3100 eV emittierten Photonen stammen entweder von metastabilen Zuständen, die auf dem kurzen Abschnitt nach der Abbremsung entstanden und darauf in der Detektionszone zerfallen sind, oder von Doppelelektroneneinfang und anschließendem radiativen Zerfall innerhalb des Reaktionsvolumens. Es ist davon auszugehen, dass beide Prozesse zur detektierten Intensität beitragen.

Das bei einer Stoßenergie von 120 eV/u aufgenommene Röntgenspektrum (Abbildung 4.37) wurde für die Flugzeitbereiche von  $\text{Ar}^{18+}$  und  $\text{Ar}_{MS}^{16+}$  entsprechend den in Abbildung 4.29 gezeigten Grenzen getrennt von einander analysiert. Das Spektrum für  $\text{Ar}^{18+}$  (blau) zeigt den aus den drei zuvor beschriebenen Spektren bekannten Verlauf.

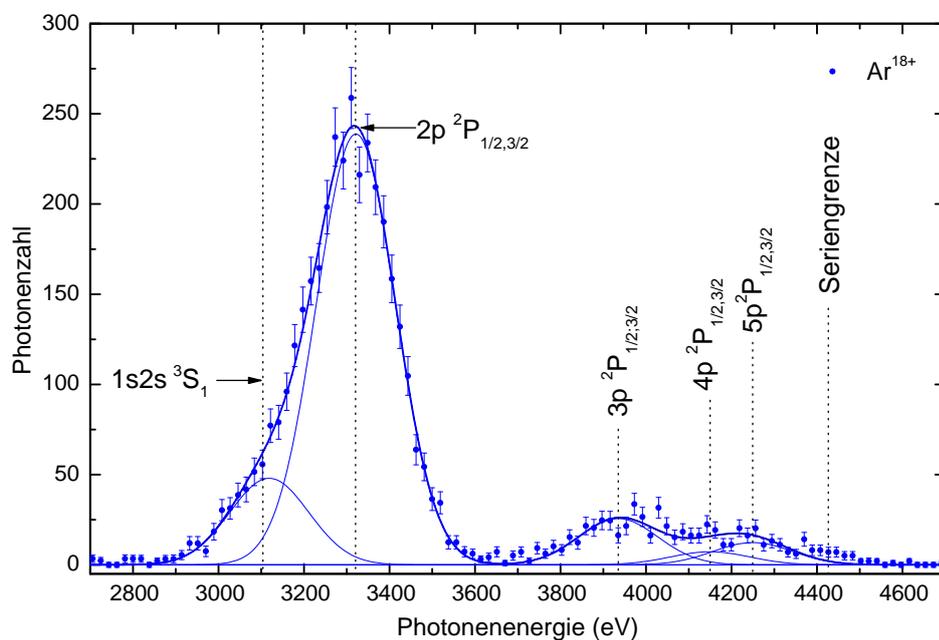
Das in rot dargestellte Spektrum für  $\text{Ar}_{MS}^{16+}$  ähnelt jenem, das beim Zerfall von metastabilen  $\text{Ar}^{16+}$ -Ionen bei den Ladungsaustauschmessung an  $\text{Ar}^{17+}$  aufgenommen wurden. Auch hier liegt der Großteil der detektierten Photonen beim Übergang des  $1s2s\ ^3S_1$ -Zustands in den Grundzustand des He-artigen Systems, allerdings zeichnet sich bei der Energie von etwa 3320 eV ein deutlich sichtbare Schulter ab. Diese Photonen müssen aufgrund der Flugzeit von Ionen stammen, die zum Zeitpunkt der Abbremsung He-artig waren. Für die anschließende Emission von Photonen bei der genannten Energie kommen zwei Prozesse infrage. Einerseits kann eines der hoch angeregten Elektronen nach der erfolgten Abbremsung autoionisiert werden und das andere danach durch einen Übergang vom  $n = 2$  auf  $n = 1$  im daraus resultierenden H-artigen Argon zerfallen. Die andere mögliche Erklärung sind sogenannte Hyper-Satelliten im He-artigen System. Während eines der beiden Elektronen in einem hochangeregten Zustand verbleibt, kaskadiert das andere Elektron nach  $n = 2$ . Zuletzt findet von dort der Übergang in den Grundzustand statt. Die Energie des dabei emittierten Photons liegt dabei

in Abhängigkeit des Zustands des „Zuschauer-Elektrons“ nur wenig unter der Energie dieses Übergangs im H-artigen System.

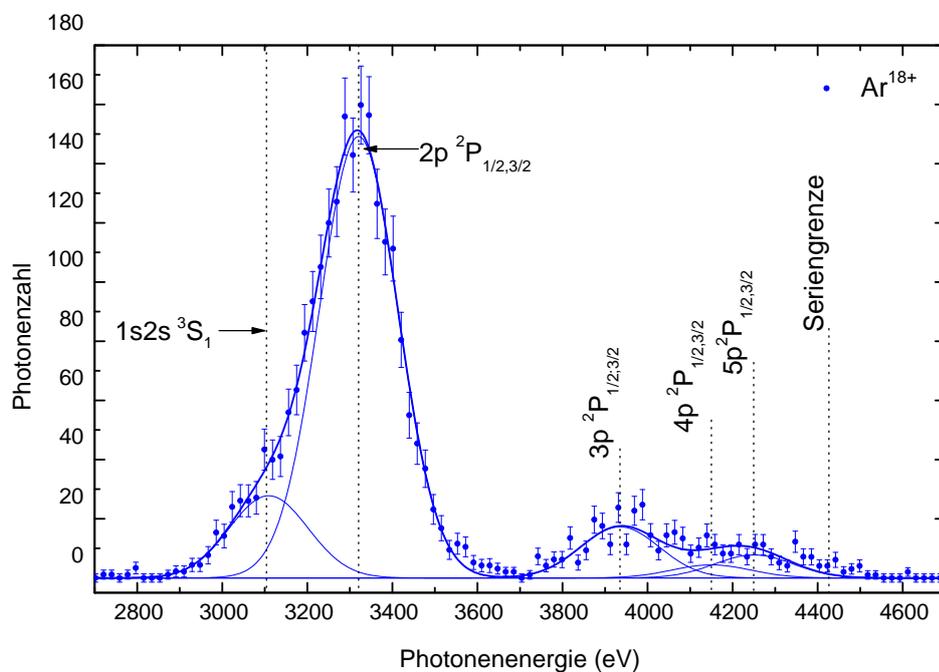
Gerade eine solche durch langlebige hochangeregte Zustände erzeugte, verzögerte Photonenemission könnte die bereits mehrfach angesprochene Abweichung zwischen Ergebnissen von Hardness-Ratio-Messungen erklären, die in einigen Fällen mit gefangenen Ionen und in anderen Experimenten mit Ionenstrahlen durchgeführt wurden. Diese mögliche Erklärung wird in der abschließenden *Diskussion der Hardness-Ratio-Messungen* (Abschnitt 4.1.5) detailliert eingegangen.



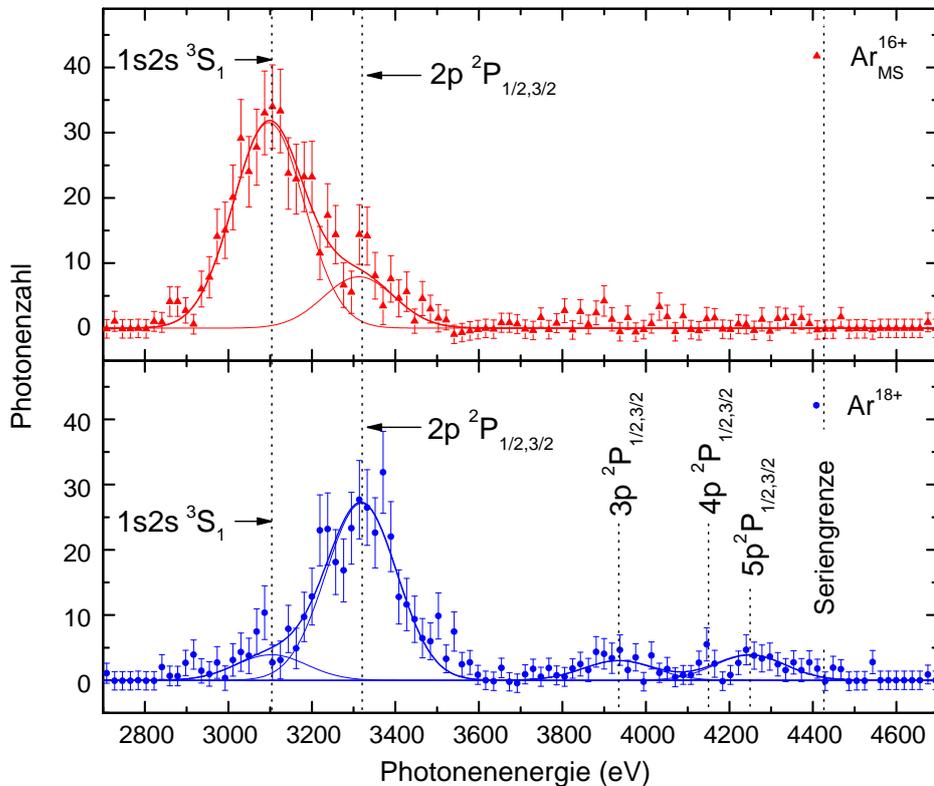
**Abbildung 4.34:** Röntgenspektrum von  $\text{Ar}^{18+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 392 eV/u.



**Abbildung 4.35:** Röntgenspektrum von  $\text{Ar}^{18+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 377 eV/u.

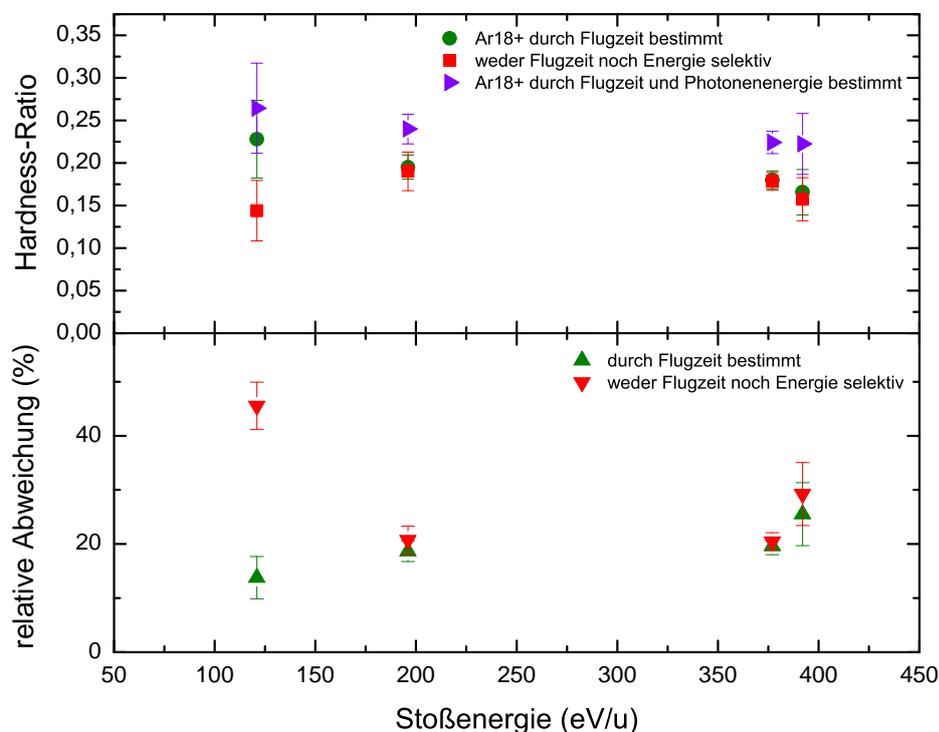


**Abbildung 4.36:** Röntgenspektrum von  $\text{Ar}^{18+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von 196 eV/u.



**Abbildung 4.37:** Röntgenspektrum von  $\text{Ar}^{18+}$  in Stößen mit Argon bei einer kinetischen Energie von  $120 \text{ eV/u}$ . Die Ladungszustände der emittierenden Ionen ( $\text{Ar}_{MS}^{16+}$  bzw.  $\text{Ar}^{18+}$ ) wurden anhand der Flugzeit bestimmt. Das in rot dargestellte Spektrum der aus Umladung vor der Abbremsung entstandenen metastabilen  $\text{Ar}^{16+}$ -Ionen zeigt deutlich den Zerfall langlebigen Zustands durch Emission bei einer Energie von  $3320 \text{ eV} \pm 50 \text{ eV}$  (Hyper-Satellit).

Wie in der Analyse der Flugzeit- und Röntgenspektren gezeigt wurde, lassen sich Photonen von Ladungsaustauschereignissen und von Zerfällen metastabiler Zustände bei den an  $\text{Ar}^{18+}$  durchgeführten Messungen gleich in zweifacher Weise voneinander trennen. Einerseits lassen sich jene  $\text{Ar}_{MS}^{16+}$ -Ionen, die schon vor der Abbremsung entstanden sind, wie bei  $\text{Ar}^{17+}$  und  $\text{S}^{15+}$  durch eine Bedingung in der Flugzeit diskriminieren. Andererseits ergibt sich hier zusätzlich die Möglichkeit diese beiden Emissionsprozesse durch deren Photonenergie zu unterscheiden. Daher wird das Hardness-Ratio in diesem Fall für drei verschiedene Fälle bestimmt. Abbildung 4.38 vergleicht die Hardness-Ratios, die ohne Bedingungen (rot), mit eingeschränkter Flugzeit (grün) sowie mit Flugzeit- und Energiebedingung (lila) bestimmt wurden.



**Abbildung 4.38:** Vergleich des Hardness-Ratios von  $\text{Ar}^{18+}$  mit Korrekturen durch die Bestimmung der Flugzeit und der Photonenergie. Der untere Graph in dieser Abbildung gibt die relative Abweichungen der unkorrigierten (rot) bzw. der nur durch die Flugzeit korrigierten Werte (grün) bezogen auf die unter Anwendung beider Korrekturen errechneten Ergebnisse (lila) an.

Jener Datenpunkt, der bei der niedrigsten Stoßenergie ermittelt wurde, wird durch die Flugzeitbedingung am deutlichsten nach oben verschoben. Hingegen fällt diese Verschiebung bei den anderen drei Messungen sehr gering aus. Die eingangs beschriebene Veränderung der Druckverhältnisse in und vor der Targetregion scheinen hauptverantwortlich für diesen Unterschied zu sein. Der Einfluss der nach der Abbremsung gebildeten und innerhalb des Reaktionsvolumens zerfallenden metastabilen Zustände bleibt über den betrachteten Energiebereich weitgehend konstant.

Abschließend kann gesagt werden, dass sich unter Anwendung von Bedingungen für die Flugzeit und die Photonenergie ein deutlich veränderter Verlauf des Hardness-Ratios ergibt. Die experimentelle Differenzierung verschiedener Erzeugungs- und Zerfallsprozesse scheint daher für eine sinnvolle Bestimmung dieses Parameters unerlässlich.

#### 4.1.4 Modellierung der Populationsdynamik

Zur Erklärung der unerwartet hohen Photonenemission aus Zerfällen metastabiler Zustände, wurde die Populationsdynamik der beim Ladungsaustausch H-artiger Projektile beteiligten Zustände in einem einfachen, eindimensionalen Modell untersucht, in dem die Bewegung der Ionen mit einer Geschwindigkeit  $v$  entlang der Flugrichtung stattfindet. An jedem Ort  $x$  entlang der Flugstrecke kann sich ein Ion in einem von drei möglichen Zuständen befinden und die Änderung der Besetzung dieser Zustände lässt sich beschreiben durch ein System gekoppelter linearer Differentialgleichungen.

$$\frac{\partial}{\partial x} n_i(x) = -\sigma G(x) n_i(x) \quad (4.9a)$$

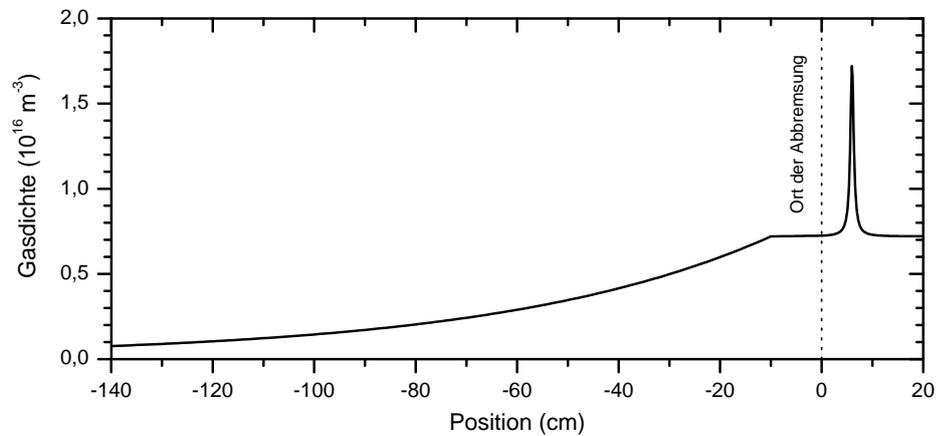
$$\frac{\partial}{\partial x} n_{ms}(x) = f \sigma G(x) n_i(x) - \frac{n_{ms}(x)}{v(x) \tau} \quad (4.9b)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} n_{gs}(x) = (1 - f) \sigma G(x) n_i(x) + \frac{n_{ms}(x)}{v(x) \tau} \quad (4.9c)$$

Hierbei sind  $n_i$  die Anzahl Ionen im Ausgangszustand sowie  $n_{ms}$  und  $n_{gs}$  jeweils die Zahl der Ionen, die sich nach einem Ladungsaustausch in einem metastabilen Zustand beziehungsweise im Grundzustand befinden. Die Ladungsaustauschrate ist bestimmt durch den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und die Targetgastteilchendichte  $G$ .

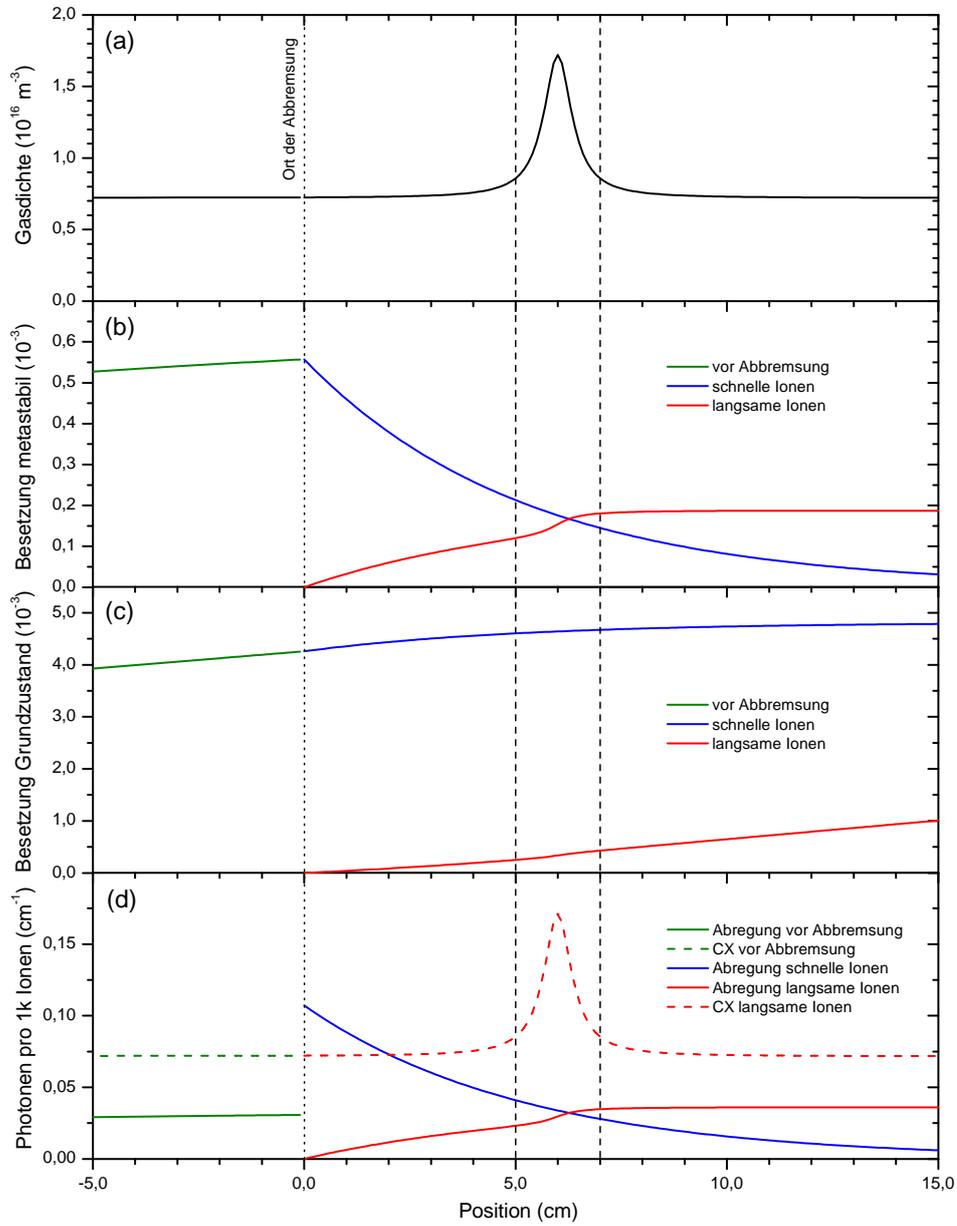
Der angenommene Verlauf von  $G$  ist in Abbildung 4.39 gezeigt. Er basiert auf gemessenen Drücken und zusätzlichen plausiblen Annahmen, wobei darauf geachtet wurde, daß die ermittelten Gesamtphotonenzählraten mit den experimentellen Werten verträglich blieben. Der Faktor  $f$  bezeichnet den Anteil der Ladungsaustauschprozesse die zu einem metastabilen Zustand führen und wurde als 0,5 angenommen. Durch eine durch die Lebensdauer  $\tau$  charakterisierte Abregung gelangen Ionen vom metastabilen Zustand in den Grundzustand.

Am Beginn der Flugstrecke befinden sich alle Ionen im Ausgangszustand und bewegen sich mit gleicher Geschwindigkeit. Auch durch einen Ladungsaustausch ändert sich diese Geschwindigkeit nicht. Findet nun aber eine elektrostatische Abbremsung statt, so werden Ionen, die durch einen bereits erfolgten Ladungsaustausch eine geringere Ladung aufweisen, weniger stark abgebremst und bewegen sich demzufolge nach der Abbremsung schneller als diejenigen, die sich noch im höher geladenen Ausgangszustand befinden.

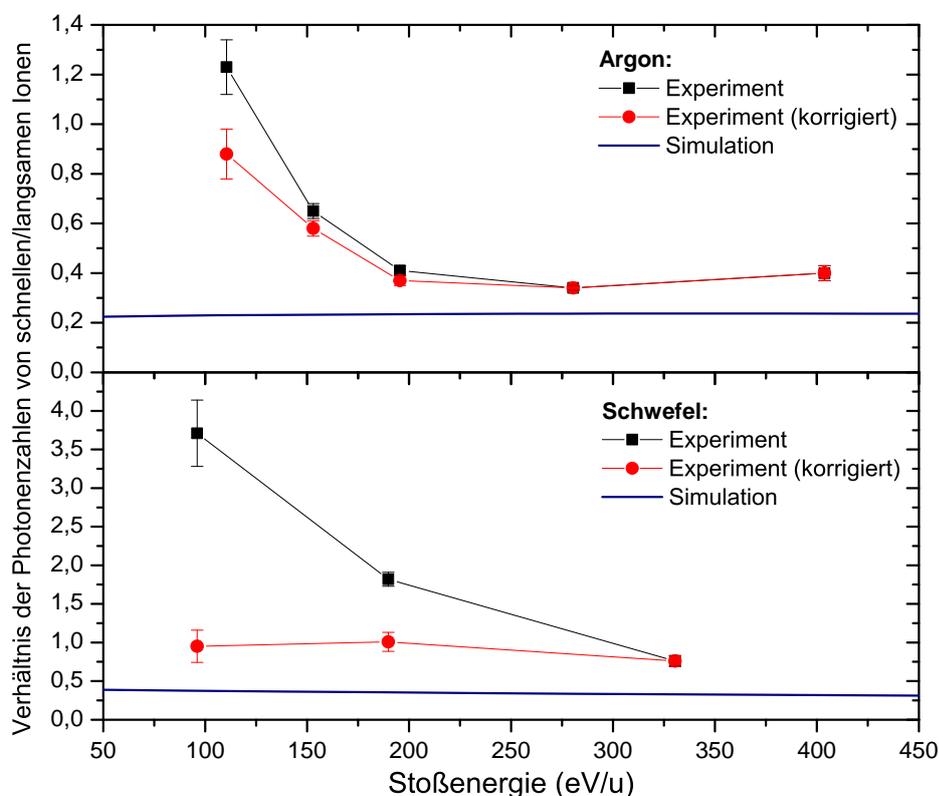


**Abbildung 4.39:** Für die Simulation angenommener Verlauf der Targetgasdichte entlang der Flugstrecke der Ionen.

Durch die Abbremsung teilt sich die Ionenpopulation also in zwei Geschwindigkeitsgruppen. Um dies zu berücksichtigen wurde in der Simulation so verfahren, daß die Gleichungen (4.9a) bis (4.9c) numerisch vom Beginn der Flugstrecke bis zur Abbremszone aufintegriert wurden. An diesem Punkt wurde die Population unterteilt in schnelle und langsame Ionen, für die die Integration dann mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten  $v$  fortgesetzt wurde. In Abbildung 4.40 sind die Ergebnisse einer solchen Simulation für  $\text{Ar}^{17+}$  als Ausgangsion, das von  $10 \text{ keV}/q$  auf  $250 \text{ eV}/q$  abgebremst wird, zu sehen. Der Ort der Abbremsung, der als singularär betrachtet wurde, ist als gepunktete Linie eingezeichnet.



**Abbildung 4.40:** Simulation der Populationsdynamik für von  $10 \text{ keV}/q$  auf  $250 \text{ eV}/q$  abgebremste  $\text{Ar}^{17+}$ -Projektile als Funktion der Position entlang der Flugrichtung. (a) Gasdichte; (b) Besetzungsanteil der metastabilen Ionen vor und nach der Abbremsung; (c) Besetzungsanteil des Grundzustands; (d) Verzögerte Photonenemission durch Abregung metastabiler Zustände und prompte Emission nach Ladungsaustausch.



**Abbildung 4.41:** Vergleich der für  $\text{Ar}^{17+}$  (oben) und  $\text{S}^{15+}$  (unten) aus dem Experiment gewonnenen Verhältnisse von Photonenzählraten, die auf schnelle (wenig abgebremste) beziehungsweise langsame (stärker abgebremste) Ionen zurückzuführen sind, mit dem aus den durchgeführten Simulationen erwarteten Verlauf. Die experimentellen Verhältnisse sind sowohl ohne als auch mit Korrektur gegen die energieabhängige Nachweisefizienz dargestellt.

Zum Vergleich mit den Experimenten wurden die zu den möglichen Übergängen gehörigen Ortsableitungen der Zustandsbesetzungen über den zwei Zentimeter breiten, vom Röntgendetektor erfassten, Bereich aufintegriert. Dieser Bereich ist in Abbildung 4.40 durch zwei senkrechte gestrichelte Linien markiert. Es ergaben sich für alle Prozesse und Geschwindigkeitsgruppen getrennt die zu erwartenden Photonenzählraten. Das Verhältnis der Zählraten die von langsamen beziehungsweise schnellen Ionen herrühren kann direkt mit den experimentellen Befunden verglichen werden. Die experimentellen Zählratenverhältnisse für  $\text{Ar}^{17+}$  und  $\text{S}^{15+}$  sind zusammen mit den Ergebnissen der durchgeführten Simulationen in Abbildung 4.41 dargestellt. Die experimentellen Werte wurden gegen die Energieabhängigkeit

der Nachweiseffizienz für langsame Ionen korrigiert.

Der genannte Vergleich lässt deutliche Abweichungen zwischen den aus der Simulation gewonnen Vorhersagen und den experimentellen Beobachtungen erkennen. Die experimentell bestimmten Verhältnisse fallen generell größer aus als die Ergebnisse der Simulation, d. h. es werden deutlich mehr Photonen von metastabilen Zuständen in der Gruppe der weniger stark abgebremsten Ionen detektiert, als erwartet. Die absoluten aus den Simulationen gewonnenen Werte zeigten jedoch eine starke Abhängigkeit vom angenommenen Druckverlauf. Die Verwendung einer deutlich flacheren Druckverteilung in der Targetkammer bewirkt eine Anhebung der durch die Simulation vorhergesagten Verhältnisse und damit eine Annäherung an die experimentellen Resultate. Allerdings scheint eine solche Verteilung nicht mit der Verwendung einer Kapillare als effusive Gasquelle vereinbar. Überdies ließ sich selbst für den Extremfall eines gänzlich flachen Druckverlaufs in der Targetkammer keine Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden herstellen.

Eine mögliche Erklärung der unerwartet hohen Photonenemission von metastabilen Zuständen wäre durch das Auftreten von *Quenching* dieser Zustände gegeben. Durch diesen, in Abschnitt 2.2.2 erläuterten, Prozess kann der vorzeitigen Zerfall dieser Zustände durch verschieden geartete Wechselwirkung mit den Targetatomen induziert werden. Zum Beispiel könnte es durch den kurzzeitigen Einfang eines Targetelektrons, zur Bildung eines Li-artigen Ions und schließlich zum prompten Zerfall durch einen erlaubten Übergang vom  $1s\ 2s\ nl$ - in den Grundzustand kommen. Auch die Wirkung äußerer Felder, z. B. das durch das Ion induzierte Dipolfeld eines Targetatoms, kann durch *Stark Mixing* zum beschleunigten Zerfall metastabiler Zustände führen.

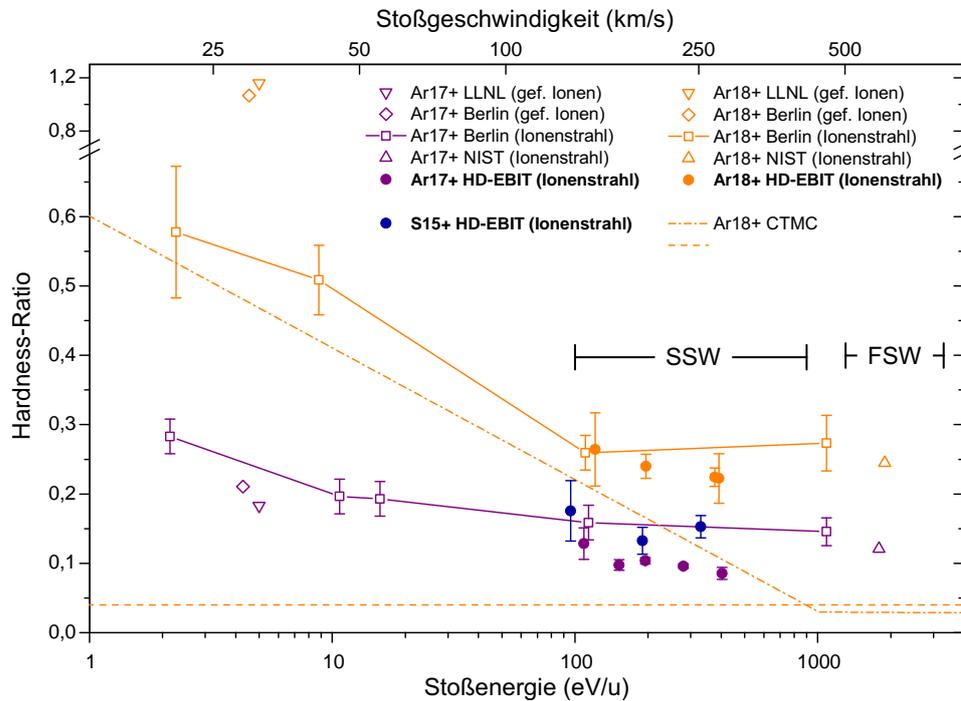
Eine solche Interpretation dieser Resultate ist angesichts der momentanen Datenlage nicht zwingend und nur weitere Messungen können eine Klärung der beschriebenen Diskrepanz herbeiführen. Eine für diesen Zweck taugliche Erweiterung des experimentellen Aufbaus zur von der Targetgasdichte unabhängigen Erzeugung metastabiler Zustände ist bereits in Planung und wird im Kapitel *Zusammenfassung und Ausblick* näher beschrieben.

#### 4.1.5 Diskussion der Hardness-Ratio-Messungen

Zum Abschluss der Darstellung, der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen des Hardness-Ratios von Ladungsaustauschprozessen, soll die Gesamtheit der gewonnenen Ergebnisse im Folgenden mit den Resultaten ähnlicher Untersuchungen verglichen werden. Diese lassen sich in zwei Gruppen mit jeweils grundsätzlich verschiedenen Messanordnungen unterteilen.

Einerseits existieren Messungen, die wie die hier durchgeführten mittels eines Ionenstrahls und eines gekreuzten Gasstrahl realisiert wurden. Für  $\text{Ar}^{17+}$  sowie  $\text{Ar}^{18+}$  sind dies einerseits die am *National Institute of Standards and Technology* (NIST) bei einer Stoßenergie von etwa 1800 eV/u aufgenommenen Daten [TAWARA et al., 2001, TAWARA et al., 2006] und andererseits existiert für diese Ionensorten eine an der Berlin-EBIT durchgeführte Messreihe, die einen Energiebereich von 2-1000 eV/u abdeckt [ALLEN et al., 2008]. Die zweite Gruppen von Messergebnissen stammen aus Messungen an in einer EBIT gefangenen Ionen. Bei diesen Messungen an der LLNL-EBIT und der Berlin-EBIT befinden sich die Ionen nahezu in Ruhe. Ihre Energie ist hauptsächlich durch Stöße mit dem Elektronenstrahl bestimmt und wird in den entsprechenden Publikationen mit etwa 5 eV/u angegeben [BEIERSDORFER et al., 2000, ALLEN et al., 2008]. Abbildung 4.42 stellt die Resultate dieser Messungen zusammen mit den in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnissen dar.

Die Werte für  $\text{Ar}^{17+}$  sowie  $\text{S}^{15+}$  wurden in den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen, wie in den entsprechenden Abschnitten dieses Kapitels gezeigt, unter Verwendung einer Flugzeitbedingung zur Diskriminierung von Photonen aus dem Zerfall metastabiler Zustände, die vor der Abbremsung besetzt wurden, bestimmt. Diese Möglichkeit bestand in den erwähnten Experimenten anderer Arbeitsgruppen nicht. Im Fall von  $\text{Ar}^{18+}$  wurde das Hardness-Ratio zusätzlich zu dieser Bedingung gegen den Einfluss metastabiler Zustände korrigiert, die nach der Abbremsung entstanden sind. Der direkte Vergleich zwischen diesen Ergebnissen und jenen aus Berlin zeigt sowohl für  $\text{Ar}^{17+}$  als auch für  $\text{Ar}^{18+}$  ein ähnliches Bild. Bei etwa 100 eV/u stimmen die beiden Resultate innerhalb der Fehlerbalken überein. Der hier gemessene Verlauf weicht jedoch zunehmend mit größeren Stoßenergien von der direkten Verbindung zwischen den aus Berlin stammenden Datenpunkten bei 100 eV/u und 1000 eV/u ab. Die im vorangegangenen Abschnitt dar-



**Abbildung 4.42:** Vergleich des Hardness-Ratios aus verschiedenen Messungen im für den schnellen (FSW) und langsamen (SSW) Sonnenwind relevanten Energiebereich.

gestellte Modellierung der Populationsdynamik der beim Ladungsaustausch beteiligten Zustände hat ergeben, dass die Form eines Röntgenspektrums, das durch eine Momentaufnahme eines kurzen Abschnitts entlang der Flugbahn eines Ionenstrahl aufgenommen wurde, stark von dieser Dynamik und damit vom Verlauf der Targetgasdichte, der Entfernung zwischen Abbremsung und Photonendetektion und der Ionengeschwindigkeit abhängt. Stark vereinfacht stellt sich dieser Sachverhalt wie folgt dar. Der Zerfall metastabiler Zustände, die vor der Detektionszone besetzt wurden und verzögert erst vor dem Röntgendetektor zerfallen verkleinern das beobachtete Hardness-Ratio. Hingegen führen diese Zustände, wenn sie innerhalb des Reaktionsvolumen gebildet werden und erst nach dem Verlassen des Detektor-sichtbereichs zerfallen, zur Erhöhung des gemessenen Werts. Welcher dieser beiden Effekte überwiegt hängt neben den oben aufgeführten Größen wie Druckverteilung und Ionengeschwindigkeit zusätzlich von der Lebensdauer der beteiligten Zustände ab. Eine detaillierte Untersuchung und Modellierung der Besetzung beteiligter Zustände, wie sie in dieser Arbeit gezeigt

wurde, scheint in jedem Fall unerlässlich, um die Ergebnisse aus Stoßexperimenten dieser Art richtig deuten zu können.

Im Verlauf dieser Arbeit wurde bereits mehrfach auf die Diskrepanz zwischen Ergebnissen von Hardness-Ratio-Messungen, die einerseits mit gefangenen Ionen und andererseits mit Ionenstrahlen durchgeführt wurden, hingewiesen. Bei einer Stoßenergie von etwa  $5 \text{ eV/u}$  liegen die aus dem Stoßexperiment in Berlin gewonnenen Ergebnisse für  $\text{Ar}^{18+}$  um einen Faktor 2 niedriger als die innerhalb der beiden EBITs gemessenen Werte. Neben einer Reihe weiterer Erklärungsversuche (z. B. hohes Magnetfeld in der EBIT und dadurch veränderte Besetzung) ist in einem Übersichtsartikel von Wargelin *et al.* von dem möglichen Einfluss eines hochangeregten metastabilen Zustands im  $\text{Ar}^{18+}$  auf das im Ionenstrahlexperiment gemessene Hardness-Ratio die Rede. Es wurden Atomstrukturberechnungen verwendet um mögliche Kandidaten für diese Zustände zu finden. In dieser Suche konnten jedoch nur einfach angeregte Zustände berücksichtigt werden. Zum Abschluss wird explizit die Frage gestellt ob metastabile Zustände existieren, die in einer verzögerten Röntgenemission von Niveaus  $n \geq 3$  resultieren.

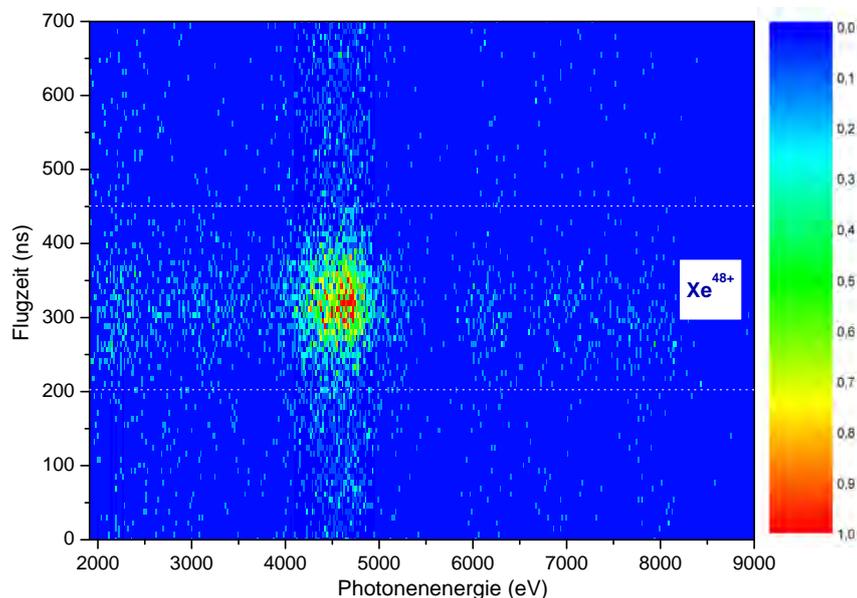
Im hier durchgeführte Experiment konnte das Koinzidenzmessverfahren aufgrund der abnehmenden Projektilnachweiseffizienz nicht bis in die hier zur Diskussion stehenden Energiebereiche angewandt werden. Nichts desto trotz wurde in einer Messung an  $\text{Ar}^{18+}$  bei einer Stoßenergie von  $120 \text{ eV/u}$  zweifelsfrei gezeigt, dass nach einem Doppelelektroneneinfang eine derart verzögerte Photonenemission stattfindet. Der Entstehungsort der doppeltangeregten Ionen konnte anhand deren Flugzeit eindeutig vor der Abbremsung und somit mindestens  $150 \text{ ns}$  vor der Emission des detektierten Photons ausgemacht werden. Dabei wurde auch ein beträchtlicher Anteil an Übergängen höherer Energie registriert. Diese verzögerten Photonen werden in einem Stoßexperiment nur teilweise detektiert. Die Frage ob der hier beobachtete Effekt das Ausmaß der Abweichung erklären kann hängt von der Lebensdauer und dem Hardness-Ratio dieser Ionen ab und kann im Rahmen der hier gemachten Beobachtung nicht beantwortet werden.

Abschließend kann gesagt werden, dass bei der Bestimmung des Hardness-Ratios aus einem Stoßexperiment die zeitliche und räumliche Trennung von Entstehung und Zerfall hochangeregter Ionen zu starken Verzerrungen der detektierten Intensitätsverhältnisse kommen kann. Die experimentelle Diffe-

renzierung aller Erzeugungs- und Zerfallskanäle scheint daher für eine sinnvolle Bestimmung dieses Parameters unerlässlich. Die zusätzliche Detektion des beim Ladungsaustausch erzeugten Rückstoßions und damit verbunden die Unterscheidung zwischen Einfach- und Mehrfachelektroneneinfängen scheint nach den durch die Photon-Projektil-Koinzidenz-Messungen in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnissen der nächste logische Schritt zu einem umfassenden Verständnis aller beteiligten Prozesse. Auf die geplanten Messungen mit einem Fluzeitspektrometer für diesen Zweck wird im Kapitel *Zusammenfassung und Ausblick* näher eingegangen.

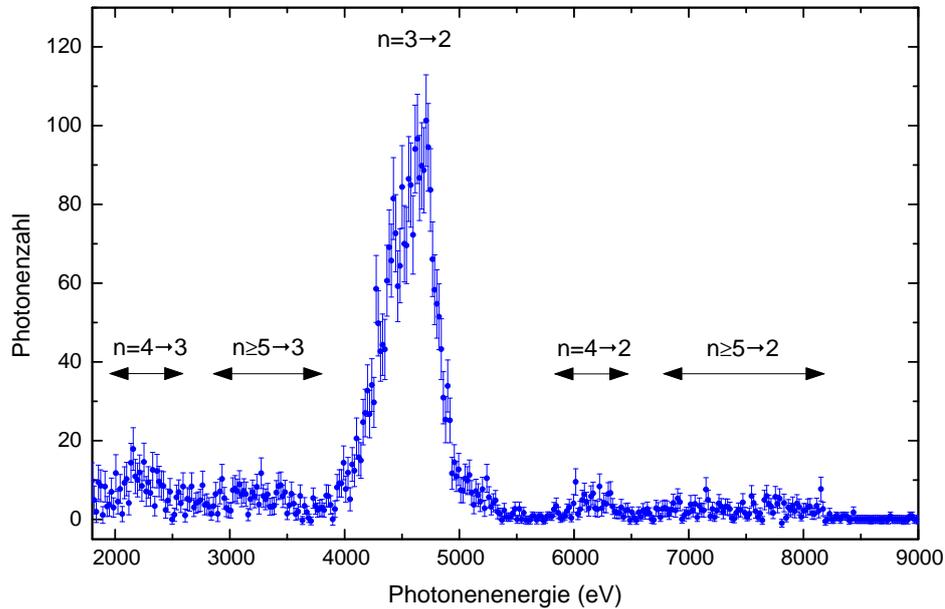
#### 4.1.6 Ladungsaustausch von $\text{Xe}^{48+}$

Neben den hier gezeigten Ergebnissen zum Ladungsaustausch von nackten und H-artigen Ionen mittelschwerer Elemente wurden im Zuge dieser Arbeit auch Stöße sehr hochgeladener schwerer Ionen mit Argon untersucht. Zu diesem Zweck wurde die EBIT mit isotonenangereichertem  $^{129}\text{Xe}$  betrieben und es wurden, wie in Abschnitt 3.4 gezeigt, bis zu 52-fach geladene Ionen dieses Elements extrahiert. Die Fallenkonfiguration und die Gaszufuhr zur EBIT wurden mit dem Ziel der Produktion möglichst hochgeladener Ladungszustände eingestellt. Dabei wurde der in der höchsten Intensität produzierte Ladungszustand  $\text{Xe}^{48+}$  mit einer Zählrate von etwa 2 kHz auf dem PSD detektiert. Der  $q/m$ -selektierte Strahl aus 48-fach geladenem Xenon wurde mit Hilfe des Abbremsystems auf 259 eV/u verzögert und durch das Argon-Gastarget geleitet. Die innerhalb einer Messdauer von etwa 23 Stunden aufgenommenen Koinzidenz-, Flugzeit- und Röntgenspektren sind in den Abbildungen 4.43 bis 4.44 dargestellt.



**Abbildung 4.43:** Koinzidenzspektrum von  $\text{Xe}^{48+}$  bei einer kinetischen Energie von 259 eV/u.

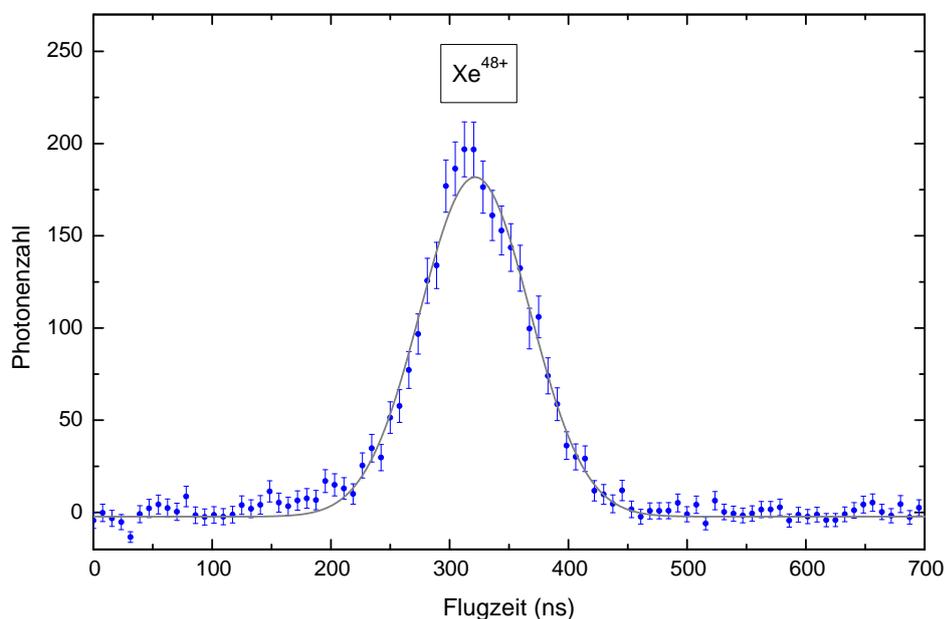
Das aufgenommene Röntgenspektrum ist im Vergleich mit den Messungen an Argon und Schwefel struktureicher. Da  $\text{Xe}^{48+}$  vier  $L$ -Schalen-Löcher be-



**Abbildung 4.44:** Koinzidenzspektrum von  $\text{Xe}^{48+}$  bei einer kinetischen Energie von  $259 \text{ eV/u}$ .

sitzt, findet der letzte im Röntgenbereich beobachtbare Übergang eines nach dem Einfang kaskadierenden Elektrons vom Zustand  $n = 3$  auf  $n = 2$  statt. Dieser liegt bei etwa  $4,8 \text{ keV}$  und weist, wie deutlich zu sehen, mit Abstand die höchste Intensität auf. Er ist umgeben von schwächeren Übergängen zwischen den Niveaus  $n = 4$  und  $n = 3$  bei etwa  $2,2 \text{ keV}$  sowie zwischen  $n = 4$  und  $n = 2$  bei ca.  $6,2 \text{ keV}$ . Außerdem sieht man zwei Gruppen von Ereignissen, die von höheren Übergängen zwischen den Zuständen  $n \geq 5$  und  $n = 2$  sowie zwischen  $n \geq 5$  und  $n = 3$  stammen. Deren einzelnen Komponenten können jedoch mit der beschränkten Auflösung des Röntgendetektors nicht mehr getrennt werden.

Das Flugzeitspektrum weist nur einen klar aufzulösenden Peak auf. An dessen Flanke lässt sich jedoch eine gewisse asymmetrische Verbreiterung erkennen. Das Auftreten von Elektroneneinfang auf dem Weg des Ions zur Targetkammer ist auch in diesem Fall möglich und durch die im Vergleich zu den Messungen mit Argon oder Schwefel deutlich erhöhte Ladung des Projektils auch wahrscheinlicher. Es wäre sogar denkbar, dass der Großteil der  $\text{Xe}^{48+}$ -Ionen auf dieser Strecke zumindest ein einzelnes Elektron einfängt und die Intensität des ursprünglichen Ladungszustands deutlich kleiner ausfällt, als die des umgeladenen Strahls. Da auch die Übergänge in den aus der Umla-



**Abbildung 4.45:** Koinzidenzspektrum von  $\text{Xe}^{48+}$  bei einer kinetischen Energie von 259 eV/u.

dung resultierenden Ladungszuständen direkt nachgewiesen werden können, ist die Beteiligung eines metastabilen Zustands für die Beobachtbarkeit der emittierten Strahlung nicht notwendig.

Sollten die aufgenommenen Spektren auch Ereignisse beinhalten, die von der beschriebenen Umladung stammen, müssten die detektierten Photonen also von einem zweiten Ladungsaustausch in der Targetregion stammen. Die dabei zu erwartende Flugzeitdifferenz fällt für den einfachen Elektroneneinfang mit 65 ns jedoch geringer aus als das Zeitaufklärungsvermögen des Messaufbaus. Da die Breite der Flugzeitpeaks durch die Zeitspanne gegeben ist, innerhalb der sich die Ionen im Sichtbereich des Röntgendetektors aufhalten, müsste zum eindeutigen Nachweis dieser Separation die einsehbare Strecke durch die Verwendung einer Blende verkleinert werden. In Anbetracht der ohnehin niedrigen Ereignisraten wurde dieser Ansatz jedoch nicht weiter verfolgt. Des Weiteren kann davon ausgegangen werden, dass die Wahrscheinlichkeit des sequentiellen zweifachen Ladungsaustauschs bei derart niedrigen Targetdichten klein ausfällt.

Als abschließendes Ergebnis dieser Messung wird zur Beschreibung des Photonenspektrums in Anlehnung an das Hardness-Ratio von H- und He-artiger

Ionen auch hier das Verhältnis der Intensitäten verschiedener Übergänge angegeben. Aus dem aufgenommenen Spektrum wurde einerseits das Intensitätsverhältnis der Übergänge zwischen den Niveaus  $n = 4$  und  $n = 2$  sowie zwischen  $n = 3$  und  $n = 2$  ermittelt:

$$\mathcal{H}_{4/3} = \frac{I_{4 \rightarrow 2}}{I_{3 \rightarrow 2}} = 0,036 \pm 0,005. \quad (4.10)$$

Außerdem kann die summierte Intensität höherer Übergänge ( $n \geq 5$  auf  $n = 2$ ) bezogen auf die Zahl der Photonen, die vom Übergang  $n = 3$  auf  $n = 2$  stammen, angegeben werden:

$$\mathcal{H}_{5/3} = \frac{\sum_{n=5}^{n_s} I_{n \rightarrow 1}}{I_{3 \rightarrow 2}} = 0,065 \pm 0,006. \quad (4.11)$$



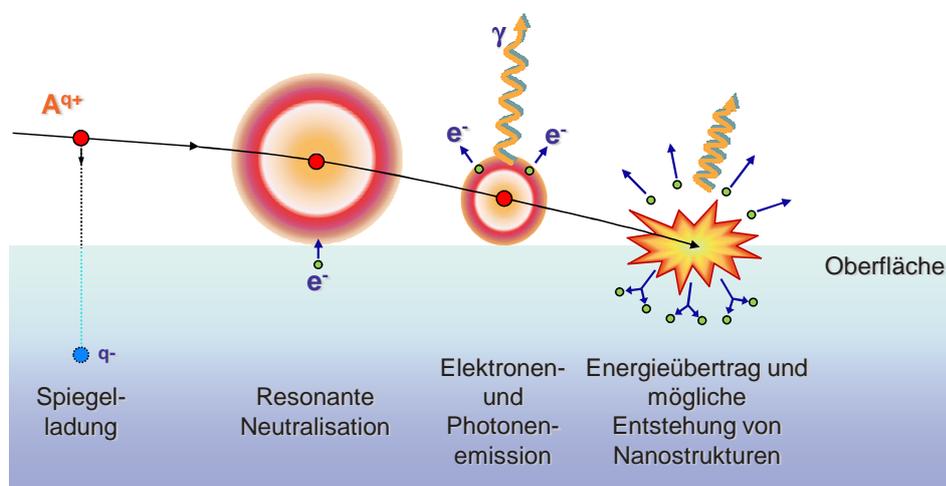
## 4.2 Wechselwirkung von hochgeladenen Ionen mit Oberflächen

Die Beschreibung der Wechselwirkung von hochgeladenen Ionen mit Oberflächen von Festkörpern kann in ihrer einfachsten Form als Verallgemeinerung des Ladungsaustauschs zwischen Ionen und einzelnen Atomen gesehen werden. Die Oberfläche stellt für herannahende Ionen dabei eine praktisch unerschöpfliche Elektronenquelle sehr hoher Dichte dar. Die Neutralisation von Ionen durch Elektroneneinfang in hochangeregte Rydbergzustände beginnt bereits in einigem Abstand vor der Oberfläche. Dabei entstehen exotische Zustände, die sich dadurch auszeichnen, dass weit außen liegende Bindungszustände stark besetzt sind, wohingegen tiefere Zustände völlig unbesetzt bleiben. Diese sogenannten hohlen Atome (engl.: *Hollow Atom*, *HA*) zerfallen bereits unmittelbar nach ihrer Entstehung durch Elektronen- und Photonenemission. Erreichen hochgeladene Ionen die Oberfläche und dringen schließlich in das Innere des Festkörpers ein, wird ihre potentielle Energie von oft mehr als 100 keV, die bei ihrer Erzeugung durch sequentielle Ionisation in Summe aufgebracht wurde, in einem sehr begrenzten Volumen freigesetzt. Diese wird auf nur wenige 100 Atome verteilt, wodurch es lokal zu einer Art Schmelzen des Festkörpers kommen kann [MEISSEL et al., 2008]. Dadurch kann es auf Oberflächen von Isolatoren zur Entstehung von Nanostrukturen kommen, deren Form und Größe sich je nach Art des Festkörpers sowie der kinetischen und der potentiellen Energie der Ionen unterscheidet.

In den folgenden Abschnitten werden Messungen zu zwei verschiedenen Aspekten in der eben beschriebenen Ereigniskette präsentiert. Zuerst wird in Anknüpfung an die Ladungsaustauschmessungen des vorangegangenen Abschnitts gezeigt, wie sich die Röntgenemission beim Stoß 48-fach geladener Xenon-Ionen mit einzelnen Atomen von jenem Photonenspektrum unterscheidet, das bei der Neutralisation des gleichen Ions an Oberflächen zu beobachten ist. Zum Abschluss dieses Kapitels folgt die Darstellung einer mit Hilfe eines Atomkraftmikroskops durchgeführten Untersuchung von Oberflächenstrukturen, die durch den Beschuss einer Isolatoroberfläche mit der selben Ionensorte erzeugt wurden.

### 4.2.1 Röntgenemission bei der Neutralisation von hochgeladenen Xe-Ionen an Oberflächen

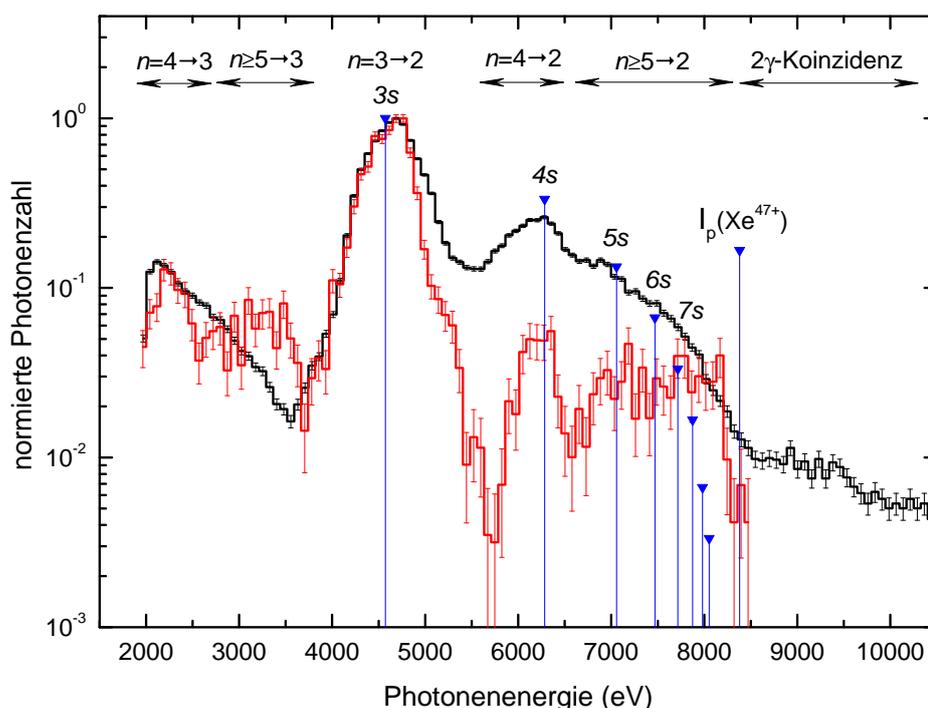
Die Neutralisation von hochgeladenen Ionen an Oberflächen und damit einhergehend die Entstehung und der Zerfall von sogenannten hohlen Atomen wurde erstmals von Briand *et al.* an  $\text{Ar}^{17+}$ -Ionen beobachtet [BRIAND *et al.*, 1990]. In der Zwischenzeit wurde in einer großen Anzahl von Veröffentlichungen sowohl von theoretischer als auch experimenteller Seite versucht, Einblick in die komplexe Dynamik dieses Prozesses zu gewinnen; z. B. [BURGDÖRFER *et al.*, 1991, PAGE *et al.*, 1995, STOLTERFOHT *et al.*, 1995, WINTER und AUMAYR, 1999]. Abbildung 4.46 illustriert stark vereinfacht die dabei ablaufende Kette von Ereignissen an dem Beispiel eines auf die Oberfläche auftreffenden Ions. Hier ist die zeitliche Abfolge der auftretenden Prozesse von links nach rechts dargestellt. Bei der Annäherung des Ions an die Oberfläche ist das untere Limit der Geschwindigkeitskomponente normal zur Oberfläche durch die beschleunigende Wirkung dessen Bildung gegeben.



**Abbildung 4.46:** Entstehung und Zerfall eines hohlen Atoms. In modifizierter Form aus [AUMAYR und WINTER, 2007].

Die bereits weit vor der Oberfläche beginnende resonante Neutralisation des Ions durch den Einfang von Elektronen aus dem Festkörper in Rydbergzustände des Ions und die anschließende Abregung der so entstandenen hohlen Atome stehen dabei in direkter Konkurrenz zu den violenten Prozessen, die beim Eindringen des Ions in den Festkörper stattfinden. Hier werden vie-

le der zuvor in höhere Schalen eingefangenen Elektronen wieder abgestreift und die Neutralisation beginnt von Neuem. Aufgrund des geringen Abstands zwischen den Ionen und den Gitteratomen werden dabei bevorzugt Elektronen aus dem Valenzband des Festkörpers in Bindungszustände der Ionen transferiert, die viel tiefer gebunden sind als es bei der erstmaligen Neutralisation der Fall war [FOLKERTS und MORGENSTERN, 1990]. Dadurch bedingt unterscheiden sich die bei der Abregung entstehende Photonenemission vor und in der Oberfläche deutlich voneinander [BRIAND et al., 1996]. Es ist dabei davon auszugehen, dass die spektrale Verteilung der vor der Oberfläche emittierten Photonen jenem Spektrum, das beim Ladungsaustausch an Gasatomen zu beobachten ist, deutlich mehr ähnelt als der aus dem Inneren des Festkörpers kommenden Photonenemission.



**Abbildung 4.47:** Vergleich des Photonenspektrums bei der Wechselwirkung von  $\text{Xe}^{48+}$  mit einer Stahloberfläche (schwarze Kurve) und mit Argon-Gas (rote Kurve). Die Positionen der  $ns \rightarrow 2p$  Übergänge und die Ionisationskante von  $\text{Xe}^{47+}$  sind in blau dargestellt.

In diesem Abschnitt soll nun das bereits gezeigte, bei der Wechselwirkung zwischen  $\text{Xe}^{48+}$  mit Argon aufgenommene Röntgenspektrum mit einem Spektrum verglichen werden, das beim Beschuss einer Edelstahloberfläche mit

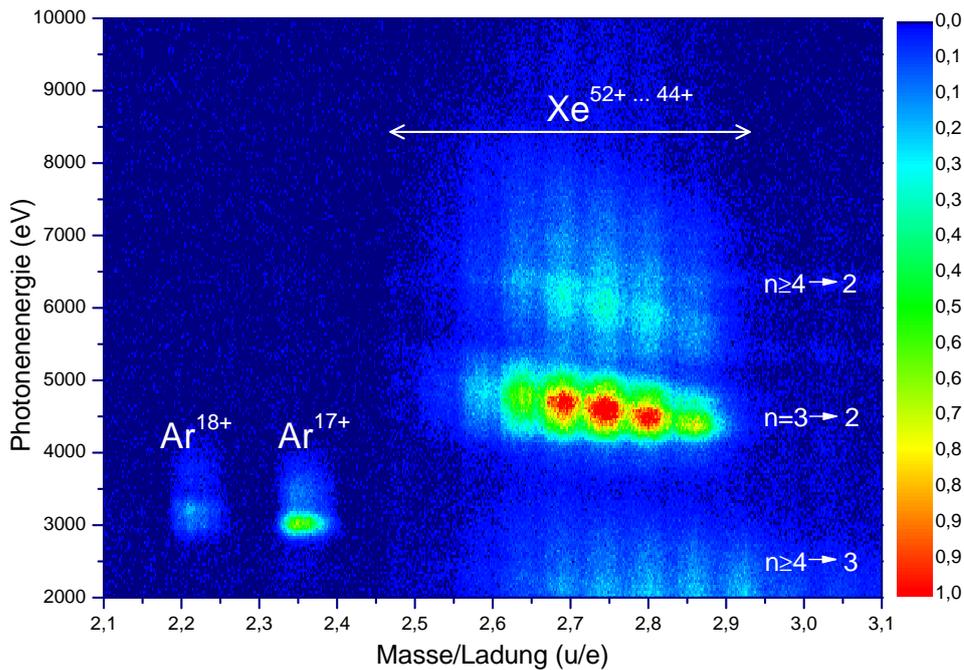
dem gleichen Ion beobachtet wurde. Abbildung 4.47 stellt diese beiden Röntgenspektren gegenüber, deren Intensität auf die Amplitude des Übergangs  $n = 2$  auf  $n = 3$  normiert wurde. Die deutlich geringere Zählstatistik des Gas-Experiments ist auf dessen weit geringere Targetdichte zurückzuführen. Der augenscheinlichste Unterschied der beiden Spektren liegt in der beim Beschuss der Oberfläche deutlich höheren Fluoreszenz der Übergänge  $n \geq 4$  auf  $n = 2$ . Dabei dominiert vor allem der von  $n = 4$  ausgehende Übergang. Diese Beobachtung kann mit der erhöhten Besetzungswahrscheinlichkeit dieses Zustands durch den zuvor beschriebenen Prozess innerhalb des Festkörpers erklärt werden. Durch den geringen Abstand zwischen Projektil- und Targetkern ist der zu erwartende Drehimpuls des eingefangenen Elektrons verhältnismäßig niedrig und die angeregten Zustände können mit einer erhöhten Wahrscheinlichkeit direkt in den  $n = 2$  Zustand zerfallen.

Die Ausdehnung des an der Oberfläche detektierten Spektrums zu Energien, die über der Ionisationskante von  $\text{Xe}^{47+}$  bei 8382 eV liegen (dies ist die maximal zu erwartende Photonenenergie), ist auf die gleichzeitige Detektion zweier bei der Neutralisation eines einzelnen Ions emittierten Photonen zurückzuführen. Die gemessene Energie entspricht dabei der Summe der einzelnen Photonenenergien. Die meisten Ereignisse dieser Art werden in diesem Fall bei der doppelten Energie des  $n = 3 \rightarrow 2$  Übergangs detektiert. Die Verbreiterung des Übergangs von  $n = 3$  auf  $n = 2$  im Vergleich zum bei Einzelstoßbedingungen gemessenen Spektrum kann auch durch die koinzidente Detektion zweier Photonen erklärt werden. Allerdings wird in diesem Fall ein Photon niedrigerer Energie zusammen mit einem von  $n = 3 \rightarrow 2$  stammenden Photon registriert.

Zur näheren Betrachtung der Dynamik des hier untersuchten Prozesses wird in der folgenden Abschätzung die Lebensdauer der vor der Oberfläche gebildeten hohlen Atome, die im Bereich von 10 fs [SUN et al., 2008] liegt mit jener Zeit verglichen, die zwischen ihrer Entstehung und dem Auftreffen auf der Oberfläche verbleibt. Der Einfang von Elektronen aus dem Leitungsband von Stahl (Austrittsarbeit  $W_\phi = 5,5$  eV) findet bei  $\text{Xe}^{48+}$  nach dem auf die Wechselwirkung mit Oberflächen angepassten Classical-Over-Barrier-Modell [BURGDÖRFER et al., 1991] in sehr schwach gebundene Zustände mit  $n \approx 40$  statt. Dies geschieht bei einem Oberflächenabstand von

$$d \approx \frac{\sqrt{2q}}{W_\phi} = 49 \text{ a.u.} = 2,6 \text{ nm.} \quad (4.12)$$

Bei der verwendeten kinetischen Energie von 330 eV/u beträgt die Geschwindigkeit der Ionen etwa 0,26 nm/fs. Die Flugzeit des hohlen Atoms von dessen Entstehung bis zum Auftreffen auf der Oberfläche beträgt demnach etwa 10 fs und liegt somit im selben Bereich wie dessen durch strahlende Übergänge und Auger-Prozesse bedingte Zerfallszeit. Durch Änderung der Ionengeschwindigkeit könnte das Verhältnis dieser beiden Zeiten und somit der Anteil der vor und in der Oberfläche emittierten Photonen systematisch variiert werden. Solche Untersuchungen könnten zusätzliche Einblicke in die Dynamik der beteiligten Prozesse geben, wurden jedoch aufgrund des beschränkten Zeitrahmens dieser Arbeit auf zukünftige Messkampagnen verschoben.



**Abbildung 4.48:** Photonenergie beim Neutralisieren auf einer Stahloberfläche als Funktion von  $m/q$ .

Als Ergänzung dieses Vergleichs zwischen der durch die Wechselwirkung von  $\text{Xe}^{48+}$  mit gasförmigen und festen Targets verursachten Röntgenemission wird im Folgenden gezeigt, wie sich diese Emission durch die Variation des Ladungszustands verändert. Dazu wurde eine Edelmetalloberfläche mit hoch-

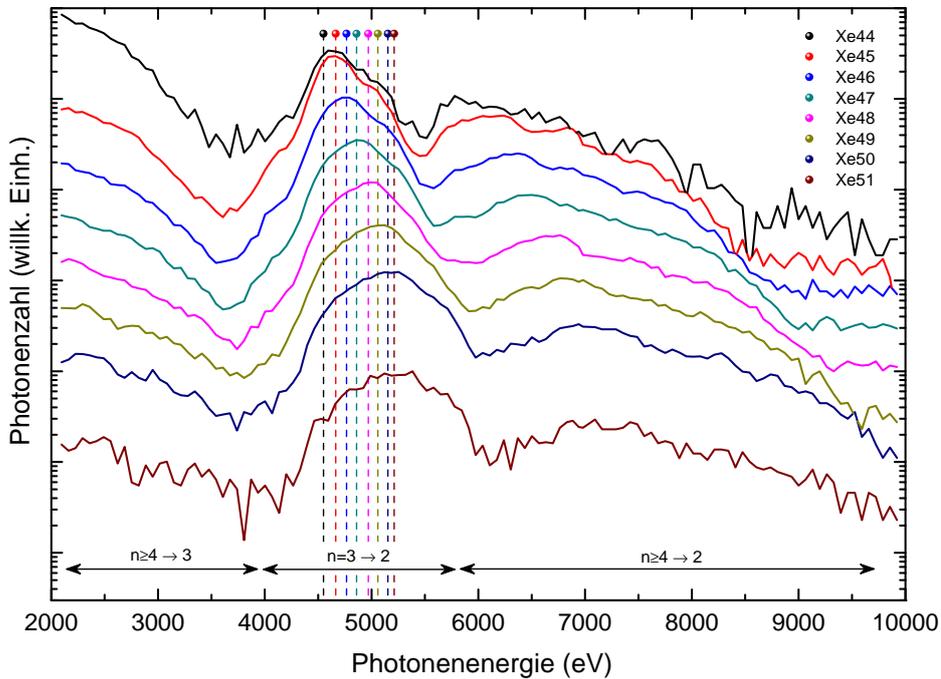
geladenen Xenon-Ionen in Ladungszuständen von  $q = 44$  bis  $q = 52$  beschossen und die dabei emittierte Röntgenstrahlung detektiert. Die Magnetfelder der beiden Ablenkmagnete wurde dazu wie in Abschnitt 3.4 beschrieben synchron verfahren, sodass ein Ladungszustand nach dem anderen auf die Oberfläche traf. Das aufgenommene Röntgenspektrum wurde mit Hilfe des MPA-Systems (siehe Abschnitt 3.3.6) mit dem anliegenden Magnetfeld verknüpft und, wie in Abbildung 4.48 zu sehen, in Abhängigkeit von diesem zweidimensional dargestellt.

Dieser Messaufbau kann ähnlich wie eine am *MPI-K* entwickelten Methode [MEISSL et al., 2006], bei der statt der Röntgenemission die Zahl der emittierten Elektronen in Abhängigkeit des Magnetfelds detektiert wird, zur untergrundfreien Identifikation der das Target erreichenden Ionensorten verwendet werden. Auf diese Möglichkeit wurde bereits in Abschnitt 3.4 näher eingegangen. Diese Messung ist aber nicht nur durch ihre praktische Anwendbarkeit bei der Analyse der Zusammensetzung des Ionenstrahls interessant. Durch den Vergleich der detektierten Röntgenstrahlung jedes einzelnen Ladungszustands für sich können auch Rückschlüsse auf die elektronische Struktur der Ionen dieser isonuklearen Sequenz gezogen werden.

Abbildung 4.49 zeigt die aus der zweidimensionalen Darstellung projizierten Röntgenspektren für die Ladungszustände  $\text{Xe}^{44+}$  bis  $\text{Xe}^{51+}$ . Deren Intensität wurde jeweils auf die Gesamtzahl der von einer Ionensorte emittierten Photonen normiert. Der Ladungszustand  $\text{Xe}^{52+}$  wurde nicht in diese Zusammenstellung aufgenommen, da die erreichte Zählstatistik zu gering war.

Die Identifikation der beobachteten Übergänge entspricht im Wesentlichen der am Spektrum von  $\text{Xe}^{48+}$  gezeigten Zuordnung. Die Energie des jeweils stärksten  $n = 3 \rightarrow 2$  Übergangs wurde theoretischen Rechnungen (Cowan-Code) [COWAN, 1981] entnommen und für jeden Ladungszustand durch eine vertikale gestrichelte Linie markiert. Das Experiment zeigt, dass sich die mittlere Energie dieser Übergänge in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen mit steigendem Ladungszustand zu höheren Werten verschiebt. Des Weiteren ist zu bemerken, dass die Breite dieser beiden Peaks deutlich mit der Zahl der Vakanzen in der *L*-Schale zunimmt.

Die Existenz von  $n = 3$  auf  $n = 2$  im Ne-artigen Xenon ( $\text{Xe}^{44+}$ ) überrascht vorerst, da hier eigentlich kein Loch in der *L*-Schale zu erwarten wäre. Dieser Effekt kann durch eine bei der Neutralisation des



**Abbildung 4.49:** Röntgenspektrum von  $\text{Xe}^{q+}$  ( $q = 44 \dots 51$ ) beim Auftreffen auf Stahl. Die Spektren der einzelnen Ladungszustände sind auf einer logarithmischen Skala vertikal gegeneinander verschoben.

Ions auftretende Anregung in die  $M$ -Schale und dem anschließenden Zerfall des angeregten Zustands erklärt werden. Die Anregung eines Elektrons aus der gefüllten  $M$ -Schale in die  $N$ -Schale eines Ions ist in der Literatur bekannt und wird als *Internal-Dielectronic-Excitation* (IDE) bezeichnet [SCHUCH et al., 1993]. Dieser Prozess wurde jedoch in ähnlichen mit Ne-artigen Xenon- und Bismut-Ionen mit einer gefüllten  $L$ -Schale durchgeführten Experimenten nicht beobachtet [MACHICOANE et al., 2002, WATANABE et al., 2007]. Auch die Existenz von langlebigen metastabilen Zuständen dieser Ionen wurde in diesen Publikationen ausgeschlossen.

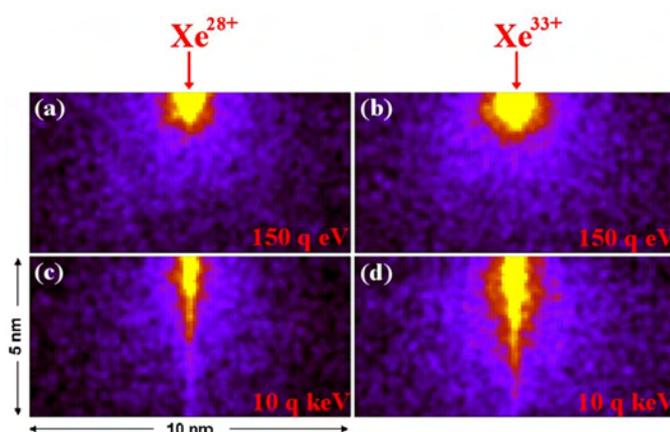
In Anbetracht der verhältnismäßig niedrigen Zählrate dieser Ereignisse sowie der großen Breite des Festkörpertargets (35 mm) und des damit verbundenen relativ geringen  $q/m$ -Auflösungsvermögens, könnte auch eine geringfügige Beimischung von  $\text{Xe}^{45+}$  die Beobachtungen erklären. Durch eine Wiederholung dieses Experiments unter Verwendung eines schmalen Targets (z. B. der Gaskapillare) könnte man diese Möglichkeit abklären. Entsprechende Messungen sind im Zuge zukünftiger Kampagnen geplant.

### 4.2.2 Nanostrukturen auf Isolatoroberflächen

Beim bereits beschriebenen Prozess der Neutralisation von hochgeladenen Ionen vor und in Oberflächen wird nur etwa ein Viertel der potentielle Energie dieser Ionen durch Photonen- und Elektronenemission freigesetzt und der Großteils dieser Energie vom Festkörper aufgenommen [KOST et al., 2007]. Neben der radiativen Relaxation der hohlen Atome wird vor allem durch deren Abregung in Form von energiereichen Auger-Elektronen Energie in das Festkörpergitter transferiert. Dabei kommt es durch diese Elektronen, wie in Abbildung 4.46 angedeutet, zur Sekundärionisation des Valenzbands wodurch in Folge der Elektron-Phonon-Kopplung der Festkörper lokal aufgeheizt wird. Ist die lokale Energiedichte entlang der Ionenpfade dabei hoch genug, kann es in diesen Gebieten zum Schmelzen des Festkörpers und in Folge dessen zur Bildung von Oberflächenstrukturen im Größenbereich von einigen nm kommen. Die zur Verfügung stehende Gesamtenergie ist dabei proportional zur potentiellen Energie. Die Eindringtiefe und somit das Volumen, auf das diese Energie verteilt wird, hängt jedoch direkt von der kinetischen Energie ab.

Kürzlich hat eine Studie an Kalziumfluorid, die teilweise ebenfalls am *MPI-K* durchgeführt wurde, gezeigt, dass ein und derselbe Ladungszustand eines Ions ( $\text{Xe}^{28+}$ ) bei einer kinetischen Energie von 33 eV/u in der Lage ist topologische Veränderungen der Oberfläche (in diesem Fall die Entstehung von Hügeln) zu verursachen, während bei einer Energie von 2170 eV/u keine Oberflächenmodifikation zu beobachten war [EL-SAID et al., 2008]. Abbildung 4.50 zeigt eine im Rahmen dieser Veröffentlichung präsentierte Simulation der Energiedichteverteilung an dem eben genannten Beispiel. Die heiße Kernzone, in der die kritische Energiedichte, die zur lokalen Schmelze des Festkörpers notwendig ist, erreicht wird (etwa 0,55 eV pro Atom), ist in dieser Abbildung gelb dargestellt. Außerdem hat die genannte Untersuchung ergeben, dass das Volumen der erzeugten Nanostrukturen direkt proportional zur potentiellen Energie der eingesetzten Projektile ist und deren Entstehung dabei erst nach Überschreitung eines Schwellwerts von etwa 12 keV möglich ist.

Zur Untersuchung des Zusammenhangs zwischen der kinetischen Energie der hochgeladenen Ionen und der Bildung von Oberflächendefekten wurden im Rahmen dieser Arbeit Proben aus Polymethylmethacrylat (PMMA)



**Abbildung 4.50:** Simulierte Verteilung des Energieeintrags in einen Kalziumfluorid-Kristall durch schnelle und langsame Ionen am Beispiel von  $\text{Xe}^{28+}$  und  $\text{Xe}^{33+}$  bei Energien von jeweils  $150 \text{ q eV}$  und  $10 \text{ q keV}$ . Die heiße Kernzone, in der die kritische Energiedichte von etwa  $0,55 \text{ eV}$  pro Atom erreicht wird, ist gelb dargestellt. Entnommen aus [EL-SAID et al., 2008].

mit  $\text{Xe}^{48+}$ -Ionen bei drei verschiedenen kinetischen Energien beschossen und anschließend mit Hilfe eines Atomkraftmikroskops (engl.: *Atomic Force Microscope*, AFM) auf Oberflächenveränderungen untersucht.

PMMA wird unter anderem in der Halbleitertechnik als Photoresist bei der Herstellung integrierter Schaltkreise verwendet, ist jedoch im Alltagsgebrauch besser als *Acryl*- oder *Plexiglas* bekannt. Ende der 1990er gelang Gillaspay *et al.* die Erzeugung von Nanostrukturen durch den Beschuss von PMMA mit langsamen hochgeladenen Ionen [GILLASPY et al., 1998]. Dabei wurden auf den mit  $\text{Xe}^{44+}$  bestrahlten Proben erst nach deren Behandlung mit einer Entwicklerflüssigkeit etwa  $24 \text{ nm}$  breite Krater gefunden. Da seit dieser erstmaligen Entdeckung bis heute keine weiteren Studien zur Entstehung von Nanostrukturen an diesem Material durchgeführt wurden, sind die diesem Phänomen zugrunde liegenden Mechanismen derzeit noch ungeklärt. Systematische Untersuchungen in Abhängigkeit der kinetischen und potentiellen Energie sind für ein tieferes Verständnis dieser Prozesse jedoch unerlässlich.

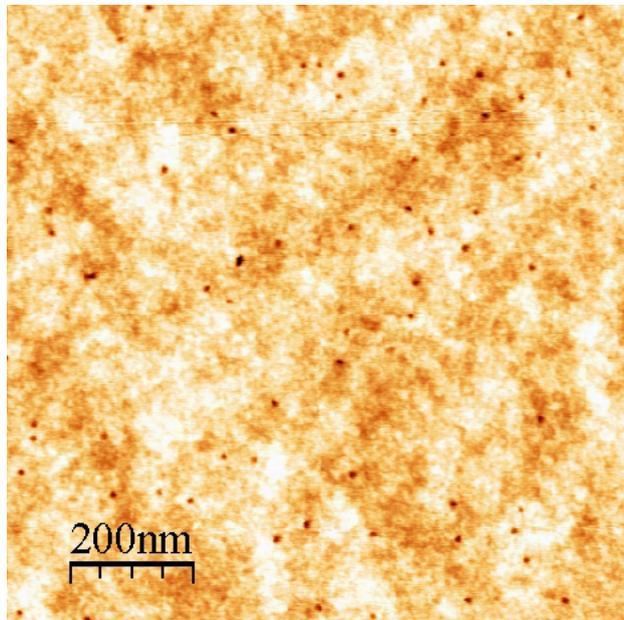
Die hier vorgestellten Messungen wurden im Rahmen des europäischen Netzwerks *ITS-LEIF*<sup>2</sup> in enger Zusammenarbeit mit der Atom- und Plasmaphy-

<sup>2</sup>Europäisches Projekt ITS-LEIF (Ion Technology and Spectroscopy at Low Energy Ion Beam Facilities), offizielle Bezeichnung: RII3 - 026015.

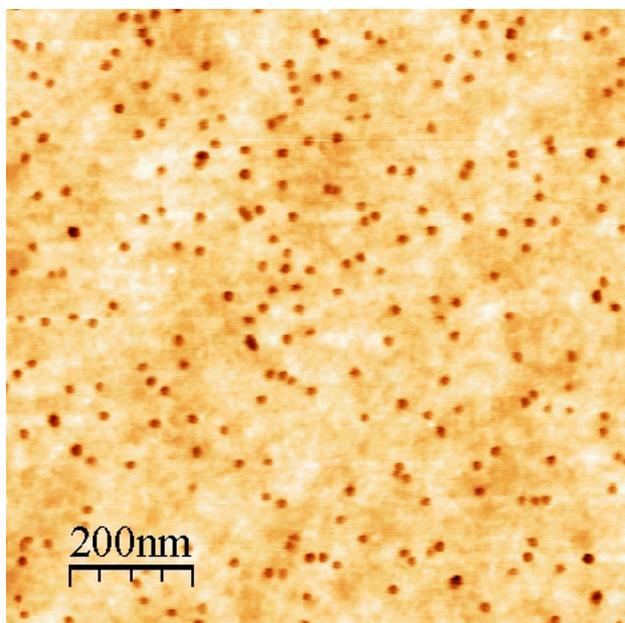
sik-Gruppe der Technischen Universität Wien (TUW) unter der Leitung von Friedrich Aumayr durchgeführt. Die verwendeten Proben wurden von der Firma IMS Nanofabrication AG [IMS NANOFABRICATION, 2010] bereitgestellt. Bei deren Herstellung wurde ein Silizium-Wafer mit einer 60 nm dicken Lage PMMA unter Einsatz des sogenannten Rotationsbeschichtungsverfahrens überzogen. Die Proben wurden vor Beginn der Messkampagne an der TU Wien mit Hilfe eines AFMs auf ihre Oberflächenbeschaffenheit untersucht.

Die Bestrahlung der Proben am MPI-K erfolgte mit  $\text{Xe}^{48+}$ -Ionen bei kinetischen Energien von 3720 eV/u, 900 eV/u und 330 eV/u. Bei der ersten genannten Energie wurden die von einem Potential von 10 kV aus der EBIT extrahierten Ionen nicht abgebremst. Bei den beiden anderen Messungen wurden Abbremsspannungen von 7,6 kV bzw. 9,0 kV verwendet. Die Proben wurden jeweils ca. 10 Stunden bestrahlt, die abgeschätzten Fluenzen lagen dabei im Bereich von  $2 \cdot 10^9$ – $3 \cdot 10^9$  Ionen pro  $\text{cm}^2$ .

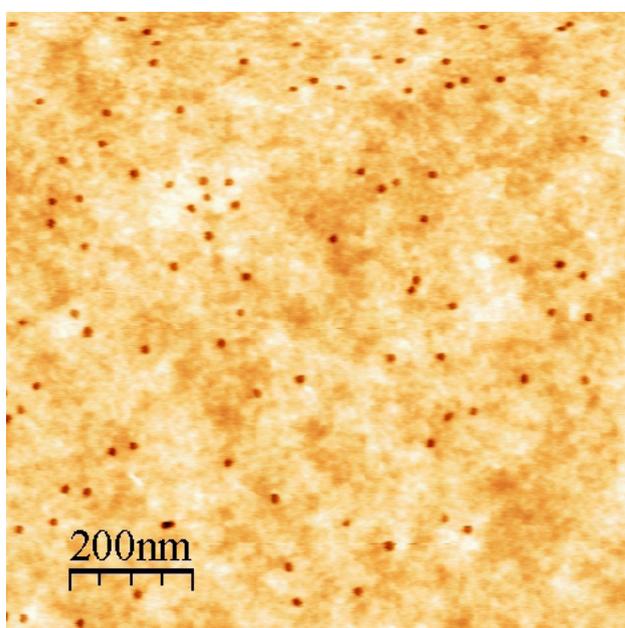
Nach dem Abschluss der Bestrahlungen wurden die Proben an der TU Wien unter dem AFM auf Oberflächenveränderungen untersucht. Die Abbildungen 4.51 bis 4.53 zeigen die dabei gefundenen Defekte in farbkodierten Höhendarstellungen.



**Abbildung 4.51:** AFM-Bild einer PMMA-Probe nach dem Beschuss mit  $\text{Xe}^{48+}$  mit einer kinetischen Energie von 3700 eV/u (10,0 keV/q).

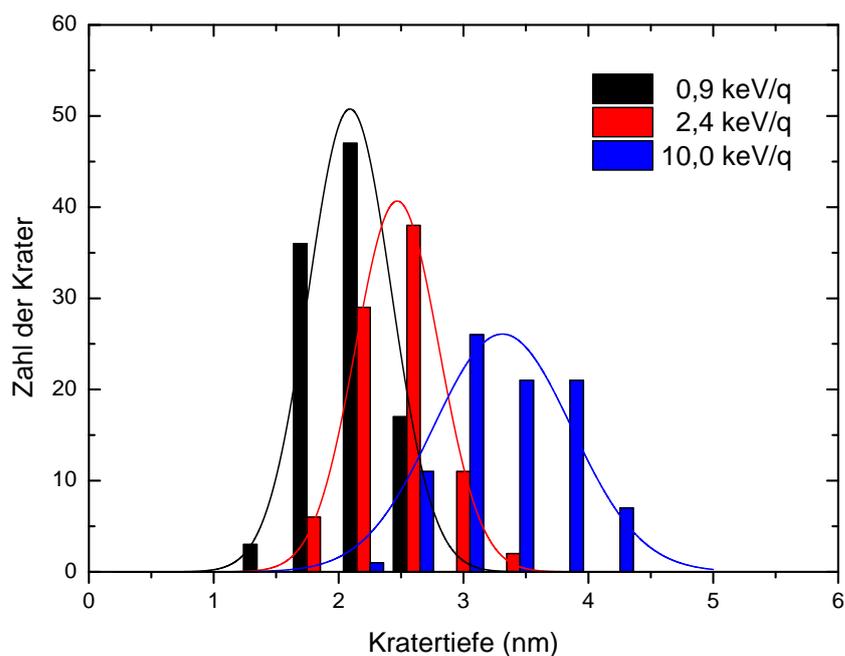


**Abbildung 4.52:** AFM-Bild einer PMMA-Probe nach dem Beschuss mit Xe<sup>48+</sup> mit einer kinetischen Energie von 900 eV/u (2,4 keV/q).



**Abbildung 4.53:** AFM-Bild einer PMMA-Probe nach dem Beschuss mit Xe<sup>48+</sup> mit einer kinetischen Energie von 330 eV/u (0,9 keV/q).

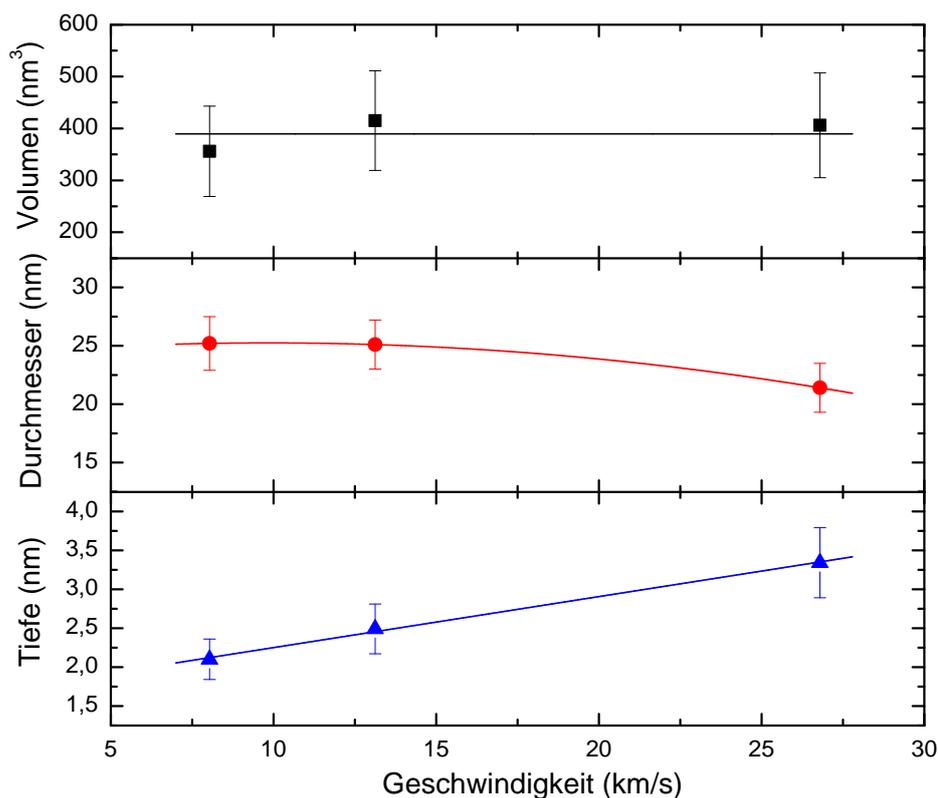
Die gezeigten Bilder wurden mit Hilfe eines AFMs des Typs *Asylum Research MFP3d* unter Verwendung eines *Olympus AC240TS Cantilever* im sogenannten *Tapping-Mode* aufgenommen. Die Abmessungen der dargestellten Bereiche betragen jeweils  $1\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m}$ . Die Oberflächen weisen Krater mit typischen Abmessungen von einigen Nanometern auf, deren Zahl pro Flächeneinheit in etwa der abgeschätzten Flächendichte der Targetbestrahlung entspricht. Man kann also davon ausgehen, dass jedes Ion für die Entstehung eines einzelnen Kraters verantwortlich ist. Die gefundenen Krater wurden mit Hilfe des AFMs in Durchmesser und Tiefe vermessen. Abbildung 4.54 zeigt ein Histogramm der Kratertiefen auf den mit Ionen verschiedener Geschwindigkeiten beschossenen Oberflächen. Man sieht deutlich, dass die Tiefe der Krater mit steigender kinetischen Energie zunimmt.



**Abbildung 4.54:** Tiefenverteilung der Krater auf PMMA durch den Beschuss mit  $\text{Xe}^{48+}$  mit kinetischen Energien von 0,9 keV/q, 2,4 keV/q und 10,0 keV/q.

Zur Untersuchung des Einflusses der Geschwindigkeit der Ionen auf die Größe der erzeugten Defekte stellt Abbildung 4.55 das Volumen, den Durchmesser und die Tiefe der untersuchten Krater in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit dar. Das aus dem Durchmesser und der Tiefe berechnete Kra-

tervolumen<sup>3</sup> scheint innerhalb des Fehlers über den betrachteten Geschwindigkeitsbereich konstant zu sein. Der quadratisch abfallende Durchmesser scheint dabei in etwa durch die linear ansteigende Kratertiefe ausgeglichen zu werden.



**Abbildung 4.55:** Kratervolumen, -durchmesser und -tiefe als Funktion der Projektilgeschwindigkeit.

Durch den gezeigten Verlauf kann die eingangs beschriebene Annahme gestützt werden, dass das Volumen der erzeugten Nanostrukturen unabhängig von der kinetischen Energie ist, deren Form jedoch sehr wohl durch diesen Parameter variiert werden kann. Die enorme potentielle Energie, die in hochgeladenen Ionen gespeichert ist (bei  $\text{Xe}^{48+}$  sind dies etwa 83 keV), kann durch die Veränderung der kinetischen Energie der Ionen unterschiedlich weit in das Innere des Festkörpers getragen werden. Das Volumen der erzeugten Nanostrukturen ist anscheinend vorrangig durch die zur Verfügung stehende potentielle Energie gegeben, hingegen bestimmt die Geschwindig-

<sup>3</sup>Dabei wurde von einer Kegelform ausgegangen.

keit der Ionen die Tiefenverteilung dieser Energie. Schnellere Ionen dringen anscheinend tiefer in den Festkörper ein, ihre potentielle Energie wird auf einer größeren Strecke an den Festkörper abgegeben und es entstehen relativ schmale, tiefe Krater. Bei besonders langsamen Ionen verteilt sich diese Energie, wie auch in Abbildung 4.50 zu sehen, nahe der Oberfläche eher in Kugelform, dabei werden etwas größere dafür aber flachere Krater gebildet.

An der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten experimentellen Anlage konnte die kinetische Energie des Ionenstrahls ein in praktischen Anwendungen verhältnismäßig einfach zu variierender Parameter zur gezielten Beeinflussung der Form von oberflächennahen Nanostrukturen identifiziert werden. Das Verständnis dieser Beeinflussbarkeit stellt eine wichtige Voraussetzung für die technische Einsetzbarkeit hochgeladener Ionen zur Modifikation von Oberflächen im Nanometerbereich dar.

## Kapitel 5

# Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, die Wechselwirkung niederenergetischer hochgeladener Ionen mit neutraler Materie zu untersuchen. Diese Untersuchungen sollten Messungen an Stößen langsamer Ionen mit Atomen in der Gasphase aber auch an Oberflächen einschließen. Der dabei angestrebte Geschwindigkeitsbereich war jener, der auch für den Ladungsaustausch der im langsamen Sonnenwind enthaltenen HCIs mit astrophysikalischen Gasen relevant ist. Für Experimente mit Festkörpern ist dieser Bereich wiederum interessant, weil die Eindringtiefe bei derart niedrigen kinetischen Energien nur wenige Nanometer beträgt und die dadurch entstehenden Nanostrukturen somit sehr oberflächennah gebildet werden.

Zu diesem Zweck wurde eine experimentelle Anlage aufgebaut, die es erlaubt, den aus der Heidelberg-EBIT extrahierten Ionenstrahl von etwa 4500 eV/u auf bis zu 30 eV/u abzubremesen und dabei auf ein festes oder gasförmiges Target zu fokussieren. Das eigens für diese Arbeit entwickelte ionenoptische System zur Abbremsung des Ionenstrahls und eine auf einer Hochspannungsplattform angebrachte multifunktionale Targetkammer, die mit einer Reihe von Detektionssystemen ausgestattet wurde, stellen die wesentlichen Elemente dieses Aufbaus dar. Durch den Einsatz einer Koinzidenzmethode zur gleichzeitigen Detektion der beim Ladungsaustausch emittierten Photonen und den dazugehörigen Projektil-Ionen konnten erstmals Reaktionskanäle getrennt werden, die in anderen bisher durchgeführten Experimenten mut-

maßlich zu großen Unsicherheiten und systematischen Fehlern geführt haben.

In Ladungsaustauschmessungen an  $\text{Ar}^{18+}$  wurde zum ersten Mal zweifelsfrei der Zerfall langlebiger durch zweifachen Elektroneneinfang gebildeter doppeltangeregter Zustände nachgewiesen. Dabei konnten die Vorteile einer Koinzidenzmessung voll ausgenutzt werden. Der Zeitpunkt der Entstehung dieses Zustands wurde durch die Bestimmung der Flugzeit des Ions mindestens 150 ns vor der Emission des detektierten Photons ausgemacht. Durch die gleichzeitig gemessene Photonenenergie konnte dieser Übergang als Hyper-Satelliten-Linie im He-artigen System identifiziert werden. Bei Stoßexperimenten zur Untersuchung von Ladungsaustausch decken die dabei verwendeten Röntgendetektoren nicht die gesamte Flugstrecke der Ionen ab. Durch eine verzögerte Photonenemission kommt es daher unter Umständen gegenüber an astrophysikalischen Objekten aufgenommenen Röntgenspektren zu einer erheblichen Verfälschung der beobachteten Intensitätsverteilung. Es wurde bereits versucht Abweichungen innerhalb existierender Labormessungen durch einen derartigen bis jetzt unbeobachteten Prozess zu erklären. Die Existenz der vorhergesagten Zustände konnten durch die hier gewonnenen Ergebnisse erstmals experimentell nachgewiesen werden.

Die an H-artigen Argon- und Schwefelionen ( $\text{Ar}^{17+}$  und  $\text{S}^{15+}$ ) durchgeführten Messungen haben einen überraschend hohen Beitrag des metastabilen  $1s2s\ ^3S_1$ -Zustands im Spektrum Ladungsaustausch-induzierter Röntgenemission gezeigt. Dieser Einfluss konnte durch die zusätzliche Bestimmung der Flugzeit erheblich reduziert werden. Die experimentell festgestellte Intensität der Zerfälle dieser langlebigen Zustände wurde mit den Ergebnissen einer Modellierung der Populationsdynamik der beteiligten Zustände verglichen. Dabei wurden deutliche Abweichungen zwischen den aus der Simulation gewonnen Vorhersagen und den experimentellen Beobachtungen gefunden. Die unerwartet hohe Photonenemission aus metastabilen Zuständen wäre durch das Auftreten von *Quenching* (durch die Wechselwirkung mit dem Gastarget induzierter Zerfall) dieser Zustände erklärbar. Allerdings ist eine dahingehende Interpretation dieser Beobachtungen angesichts der momentanen Datenlage nicht zwingend.

Sowohl die Eigenschaften der oben beschriebenen langlebigen doppeltangeregten Zustände als auch der unerklärlich starke Zerfall des  $1s2s\ ^3S_1$ -

---

Zustands könnten durch Experimente näher untersucht werden, die eine von der Targetgasdichte unabhängige Erzeugung metastabiler Zustände ermöglichen. Hierfür scheint der Einbau einer Gaszelle in ausreichendem Abstand zur Targetkammer sinnvoll, die dazu benutzt wird eine gezielte Umladung des Ionenstrahls und damit die massive Besetzung metastabiler Zustände herbeizuführen. Durch die zusätzliche Verwendung eines Überschall-Atomstrahls in der Targetkammer ließe sich die Kreuzkorrelation zwischen der Gasdichte im Reaktionsvolumen und der Druckverteilung auf dem Weg der Ionen zum Target deutlich verringern. Durch die Entkopplung der Produktion der untersuchten Zustände von der Dichte des Gastargets, welches mutmaßlich zu deren Zerfall führt, könnte die Existenz eines induzierten Zerfalls eindeutig verifiziert werden.

Eine Dreifach-Koinzidenz-Messung mit gleichzeitiger Detektion von Photonen, Projektil- und Rückstoßionen scheint der nächste logische Schritt auf dem Weg zu einem vollständig bestimmten Stoßprozess. Durch die zusätzliche Detektion des beim Ladungsaustausch erzeugten Rückstoßions wäre erstmals die Unterscheidung von Photonenemission aus Einfach- und Mehrfachelektroneneinfängen möglich. Angesichts der Fertigstellung eines Flugzeitspektrometers zum Nachweis von Rückstoßionen kurz vor der Vollendung der vorliegenden Arbeit (siehe Anhang B) steht die Implementierung eines solchen Experiments unmittelbar bevor.

Der zweite Themenkomplex, mit dem sich diese Arbeit beschäftigt, die Wechselwirkung von hochgeladenen Ionen mit Oberflächen, birgt eine Reihe von potentiellen Anwendungsmöglichkeiten, unter anderem in der Modifikation von Isolatoroberflächen auf der Nanometerskala. Die im Zuge dieser Arbeit geschaffene, weltweit einzigartige Kombination aus Ionen in besonders hohen Ladungszuständen ( $q > 44$ ) mit dadurch bedingt großer potentiellen Energien ( $> 60$  keV), und sehr niedrigen kinetischen Energien ( $< 500$  eV/u), eröffnet für die Erzeugung von oberflächennahen Nanostrukturen völlig neue Möglichkeiten.

An der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten experimentellen Anlage konnte die kinetische Energie des Ionenstrahls als ein in praktischen Anwendungen verhältnismäßig einfach zu variierender Parameter zur gezielten Beeinflussung der Form von oberflächennahen Nanostrukturen identifiziert werden. Das Verständnis dieser Beeinflussbarkeit stellt eine wichtige Vorausset-

zung für die technische Einsetzbarkeit hochgeladener Ionen zur Modifikation von Oberflächen im Nanometerbereich dar. Weitere Untersuchungen sowohl systematischer als auch explorativer Art sind bereits für die nahe Zukunft geplant. Dabei sollen erstmals sogenannten Nanodiamanten und Graphenschichten<sup>1</sup> mit mehr als 70-fach geladenen Bismut-Ionen bestrahlt werden. Die Ergebnisse der Untersuchung der dabei entstehenden Oberflächenstrukturen dürfen mit Spannung erwartet werden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass durch die im Zuge dieser Arbeit aufgebaute experimentelle Anlage Untersuchungen der Wechselwirkung hochgeladener Ionen mit neutraler Materie auf einen Energiebereich erweitert wurde, der bisher wenig erforscht ist.

---

<sup>1</sup>Zweidimensionale hexagonale Kohlenstoffkristalle, die analog zu einzelnen Graphitschichten ( $sp^2$ -Hybridisierung) aufgebaut sind.

# Anhang A

## Atomare Einheiten und Energieniveaus

### A.1 Atomare Einheiten

In der Atomphysik kommen meist *atomare Einheiten* zur Anwendung. Die Basiseinheiten dieses Einheitensystems leiten sich aus dem Bohrschen Atommodell ab und beziehen sich auf die Eigenschaften eines Elektrons im Grundzustand des Wasserstoffs. In Tabelle A.1 sind die entsprechenden Grundgrößen definiert.

**Tabelle A.1:** Definition der atomaren Einheiten. Es sind jeweils die Entsprechungen für 1 a.u. angegeben.

Physikal. Größe		Definitionsgröße	in SI-Einheiten
Länge	$r_e$	Radius der K-Schale im Bohrschen Atommodell	$5,2918 \cdot 10^{-11} \text{ m}$
Geschwindigkeit	$v_e$	Geschwindigkeit auf der Bohrschen Bahn	$2,1877 \cdot 10^6 \text{ m/s}$
Masse	$m_e$	Ruhemasse des $e^-$	$9,1095 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Ladung	$q_e$	Elementarladung	$1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ A s}$
Drehimpuls	$\hbar = m_e v_e r_e$	Drehimpulsquantum	$1,0546 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$

Weitere wichtige Umrechnungen in andere Einheitensysteme sind:

$$\text{Energie: } 1 \text{ a.u.} \hat{=} 27,2 \text{ eV}, \quad (\text{A.1})$$

$$\text{Impuls: } 1 \text{ a.u.} \hat{=} 1,995 \cdot 10^{-24} \text{ kg m/s}, \quad (\text{A.2})$$

$$\text{Geschwindigkeit: } 1 \text{ a.u.} \hat{=} 2,1877 \cdot 10^6 \text{ m/s} \hat{\approx} 24,8 \text{ keV/u}. \quad (\text{A.3})$$

## A.2 Atomare Energieniveaus

**Tabelle A.2:** Atomare Energieniveaus von  $\text{S}^{14+}$  [VERNER et al., 1996].

Konfiguration	Term	J	Energie (eV)
1s2s	3S	1	2430,348
1s2p	3P0	0	2446,743
		1	2447,141
		2	2448,759
1s2s	1S	0	2448,127
1s2p	1P0	1	2460,626
1s3s	3S	1	2875,586
1s3p	3P0	0	2880,1
		1	2880,221
		2	2880,702
1s3s	1S	0	2880,288
1s3d	1D	2	2883,525
1s3p	1P0	1	2883,924
1s4s	3S	1	3029,07
1s4p	3P0	0	3030,938
		1	3030,988
		2	3031,19
1s4s	1S	0	3030,972
1s4p	1P0	1	3032,51
1s5s	3S	1	3099,601
1s5p	3P0	0	3100,546
		1	3100,572
		2	3100,675
1s5s	1S	0	3100,548
1s5p	1P0	1	3101,341
Serienlimit			3223,777

**Tabelle A.3:** Atomare Energieniveaus von  $\text{Ar}^{16+}$  [VERNER et al., 1996].

Konfiguration	Term	J	Energie (eV)
1s2s	3S	1	3104,141
1s2p	3P0	0	3122,887
		1	3123,521
		2	3126,283
1s2s	1S	0	3124,52
1s2p	1P0	1	3139,552
1s3s	3S	1	3674,064
1s3p	3P0	0	3679,23
		1	3679,424
		2	3680,243
1s3s	1S	0	3679,456
1s3p	1P0	1	3683,84
1s4s	3S	1	3870,77
1s4p	3P0	0	3872,935
		1	3873,02
		2	3873,364
1s4s	1S	0	3873,03
1s4p	1P0	1	3874,89
1s5s	3S	1	3961,25
1s5p	3P0	0	3962,356
		1	3962,4
		2	3962,575
1s5s	1S	0	3962,41
1s5p	1P0	1	3963,35
Serienlimit			4120,658

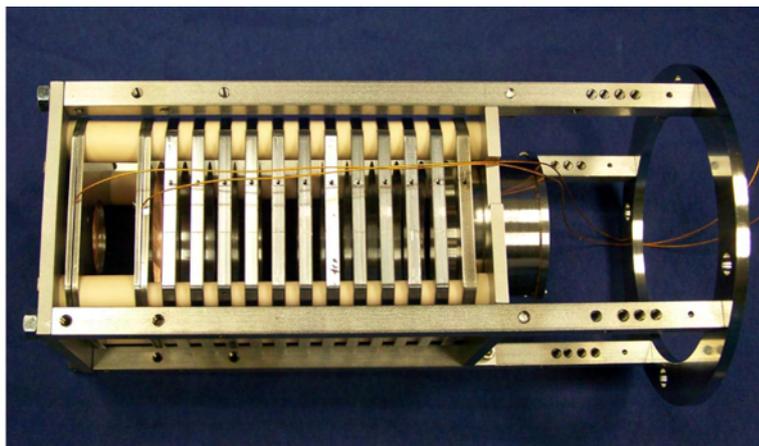
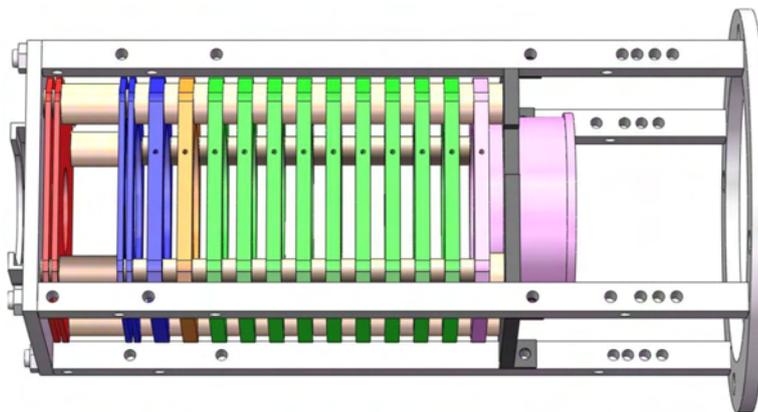
**Tabelle A.4:** Atomare Energieniveaus von  $\text{Ar}^{17+}$  [VERNER et al., 1996].

Konfiguration	Term	J	Energie (eV)
2p	2P0	1/2	3318,176
		3/2	3322,992
2s	2S	1/2	3318,337
3p	2P0	1/2	3934,293
		3/2	3935,72
4p	2P0	1/2	4149,738
		3/2	4150,34
5p	2P0	1/2	4249,374
		3/2	4249,682
Serienlimit			4426,223



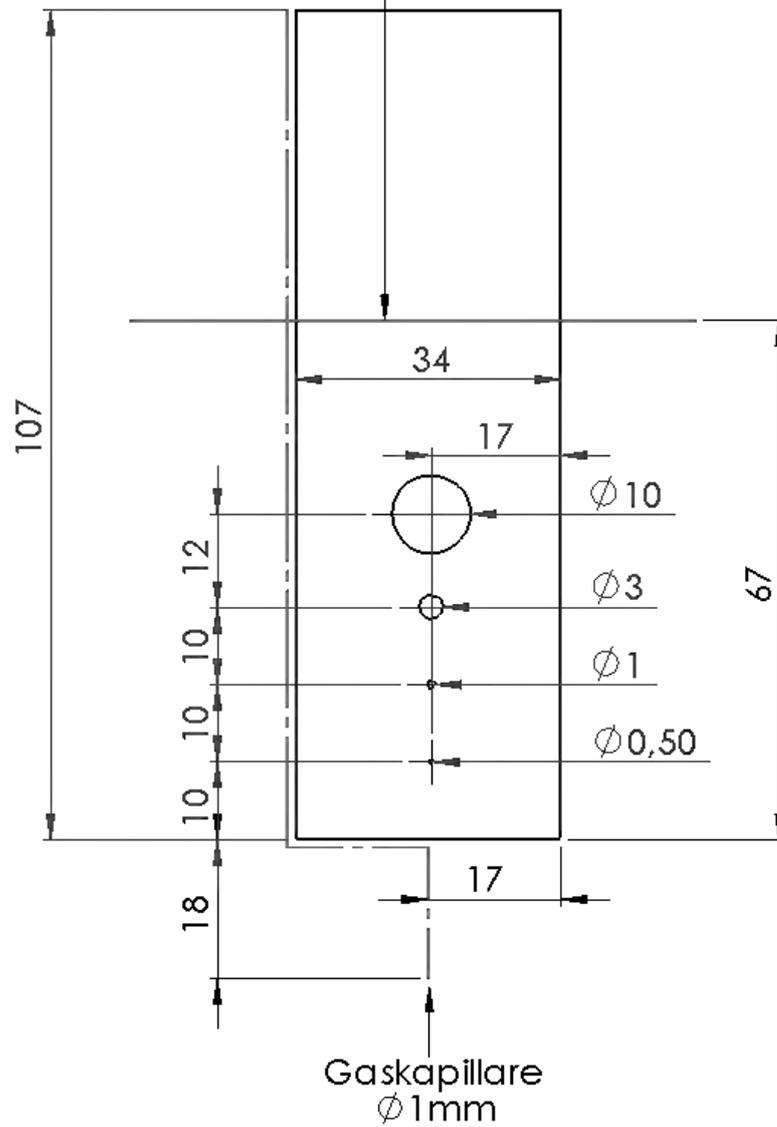
## Anhang B

# Technische Zeichnungen



**Abbildung B.1:** Kurz vor der Vollendung der vorliegenden Arbeit fertiggestelltes Flugzeitspektrometer zur Detektion von Rückstoßionen. Dadurch werden zukünftige Untersuchungen von Ladungsaustauschprozessen in einer Dreifach-Koinzidenz-Messung (Photon-Projektile-Rückstoßion) möglich.

Strahlposition bei voll eingefahrenem Manipulator



**Abbildung B.2:** Technische Zeichnung des Targethalters. Die daran befestigte Gaskapillare weist einen Innendurchmesser von 0,1mm auf und ist durch die strichpunktierte Linie angedeutet.

## Danksagung

Auch wenn es scheint, als kämen Danksagungen am Ende von Doktorarbeiten aus der Mode, möchte ich allen jenen gegenüber, die mich in den letzten drei Jahren unterstützt haben, hiermit meine Dankbarkeit ausdrücken. Zunächst möchte ich Prof. Ullrich dafür danken, dass ich diese Arbeit in seiner Gruppe durchführen konnte und dass er sich trotz seines dichten Terminkalenders immer Zeit nahm, wenn der Schuh mal drückte.

José danke ich für seine Unterstützung. Insbesondere sein Mut und seine Entschlossenheit bei der Beseitigung von Hindernissen haben mich immer wieder angespornt.

Besonders möchte ich mich bei Stuart und Sven bedanken, die stets ein besonderes Maß an Einsatzbereitschaft gezeigt und damit auch zum erfolgreichen Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ich danke allen derzeitigen und ehemaligen Mitgliedern der EBIT-Gruppe für ihre Kollegialität, Maria für die seelische Unterstützung, Thomas für seine Geduld als Schreibtisch-Nachbar und Diskussionspartner, Martin für all den Strudel, den er gebacken und für alles was er sonst noch freundschaftlich mit mir geteilt hat, Benjamin für seine eloquenten englischen Formulierungen, Jasmin für die grafische und inhaltliche Aufbereitung unzähliger Grafiken, Paul Mokler für zahlreiche Diskussionen und die Beratung in Patentangelegenheiten, Hjalmar für die Soft- und Hardwareunterstützung und allen zusammen für die schöne Zeit, die wir hatten. Special thanks to Hiro Tawara for his support during his stay at the MPI and even later on.

Vielen Dank an Daniel und Moritz für ihre Korrektur- und Diskussionsbeiträge in experimenteller Hinsicht, sowie an Zoltán und Adriana für den intensiven Gedankenaustausch zur Findung eines theoretischen Modells, das zu unseren Messungen passt.

Außerdem gilt mein Dank allen Mitarbeitern der Beschleuniger-Werkstatt unter der Leitung von Herrn Hahn. Karl Bechberger gebührt mein besonderer Dank für seinen Einsatz und seine Kreativität bei der Anfertigung des Großteils der experimentellen Anlage. Auch Herrn Mallinger und seinen Mitarbeitern in der Hauptwerkstatt möchte ich auf diesem Wege für ihre Unterstützung beim Aufbau danken.

Herzlichen Dank an Fritz Aumayr und seine Mitarbeiter an der TU-Wien

für eine tolle wissenschaftliche Kooperation, durch die ich diese Arbeit um Ergebnisse aus der angewandten Oberflächenphysik bereichern konnte. Vielen Dank auch an Bernd Huber, der durch das von ihm geleitete europäische Netzwerk ITS LEIF diese Zusammenarbeit erst ermöglichte.

Meiner Familie und meinen Freunden möchte ich danken, dass sie trotz der großen Entfernungen zwischen uns immer für mich da waren und mir gerade in schwierigen Phasen Kraft gaben.

Zu guter Letzt möchte ich mich ganz besonders bei Sandra bedanken. Sie hat mich in guten wie in schlechten Zeiten während meiner Doktorarbeit begleitet und unterstützt, gab mir Zuversicht und schenkte mir viele glückliche Momente, die mir auch in Zukunft immer in Erinnerung bleiben werden.

# Literaturverzeichnis

- [ABDALLAH et al., 1998] ABDALLAH, M. A., W. WOLFF, H. E. WOLF, E. Y. KAMBER, M. STÖCKLI und C. L. COCKE (1998). *Single and double electron capture from He by  $A^{16+}$  studied using cold-target recoil-ion momentum spectroscopy*. Physical Review A, 58(4):2911–2919.
- [ABRINES und PERCIVAL, 1966] ABRINES, R. und I. C. PERCIVAL (1966). *Classical theory of charge transfer and ionization of hydrogen atoms by protons*. Proceedings of the Physical Society, 88(4):861–872.
- [ALI et al., 1994] ALI, R., C. L. COCKE, M. L. A. RAPHAELIAN und M. STOCKLI (1994). *Multielectron processes in 10 keV/u  $Ar^{q+}$  ( $q = 5 \dots 17$ ) on Ar collisions*. Physical Review A, 49(5):3586–3596.
- [ALI et al., 2005] ALI, R., P. A. NEILL, P. BEIERSDORFER, C. L. HARRIS, M. J. RAKOVIC, J. G. WANG, D. R. SCHULTZ und P. C. STANCIL (2005). *On the Significance of the Contribution of Multiple-Electron Capture Processes to Cometary X-Ray Emission*. The Astrophysical Journal Letters, 629(2):L125–L128.
- [ALLEN et al., 2007] ALLEN, F. I., C. BIEDERMANN, R. RADTKE und G. FUSSMANN (2007). *Charge exchange of highly charged argon ions as a function of projectile energy*. Journal of Physics: Conference Series, 58(1):188–191.
- [ALLEN et al., 2008] ALLEN, F. I., C. BIEDERMANN, R. RADTKE, G. FUSSMANN und S. FRITZSCHE (2008). *Energy dependence of angular momentum capture states in charge exchange collisions between slow highly charged argon ions and argon neutrals*. Physical Review A, 78(3):032705.

- [ANDERS, 1989] ANDERS, E. (1989). *Abundances of the elements: Meteoritic and solar*. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 53(1):197–214.
- [AUMAYR und WINTER, 2007] AUMAYR, FRIEDRICH und H. WINTER (2007). *Potential Electron Emission from Metal and Insulator Surfaces*. In: *Slow Heavy-Particle Induced Electron Emission from Solid Surfaces*, S. 79–112.
- [BAEDE, 1975] BAEDE, A. P. M. (1975). *Charge Transfer between Neutrals at Hyperthermal Energies*. *Advances in Chemical Physics*, 30:463–535.
- [BAKISH, 1962] BAKISH, R, Hrsg. (1962). *Introduction To Electron Beam Technology*. John Wiley & Sons.
- [BARAT und RONCIN, 1992] BARAT, M. und P. RONCIN (1992). *Multiple electron capture by highly charged ions at keV energies*. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 25(10):2205–2243.
- [BECKER und MACKELLAR, 1984] BECKER, R. L. und A. D. MACKELLAR (1984). *Theoretical initial  $l$  dependence of ion-Rydberg-atom collision cross sections*. *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 17(19):3923–3942.
- [BEIERSDORFER et al., 2003] BEIERSDORFER, P., K. R. BOYCE, G. V. BROWN, H. CHEN, S. M. KAHN, R. L. KELLEY, M. MAY, R. E. OLSON, F. S. PORTER, C. K. STAHLER und W. A. TILLOTSON (2003). *Laboratory Simulation of Charge Exchange-Produced X-ray Emission from Comets*. *Science*, 300(5625):1558–1559.
- [BEIERSDORFER et al., 2001] BEIERSDORFER, P., C. M. LISSE, R. E. OLSON, G. V. BROWN und H. CHEN (2001). *X-Ray Velocimetry of Solar Wind Ion Impact on Comets*. *The Astrophysical Journal Letters*, 549(1):L147–L150.
- [BEIERSDORFER et al., 2000] BEIERSDORFER, P., R. E. OLSON, G. V. BROWN, H. CHEN, C. L. HARRIS, P. A. NEILL, L. SCHWEIKHARD, S. B. UTTER und K. WIDMANN (2000). *X-Ray Emission Following Low-Energy Charge Exchange Collisions of Highly Charged Ions*. *Physical Review Letters*, 85(24):5090–5093.

- [BEIERSDORFER et al., 1996] BEIERSDORFER, P., L. SCHWEIKHARD, J. R. CRESPO LÓPEZ-URRUTIA und K. WIDMANN (1996). *The magnetic trapping mode of an electron beam ion trap: New opportunities for highly charged ion research*. Review of Scientific Instruments, 67(11):3818–3826.
- [BEIERSDORFER et al., 2008] BEIERSDORFER, P., L. SCHWEIKHARD, P. LIEBISCH und G. V. BROWN (2008). *X-Ray Signature of Charge Exchange in the Spectra of L-Shell Iron Ions*. The Astrophysical Journal, 672(1):726–732.
- [BEIJERS et al., 1994] BEIJERS, J. P. M., R. HOEKSTRA und R. MORGENSTERN (1994). *State-selective charge transfer between He-like ions and He*. Physical Review A, 49(1):363–373.
- [BEILMANN et al., 2009] BEILMANN, C., O. POSTAVARU, L. H. ARNTZEN, R. GINZEL, C. H. KEITEL, V. MÄCKEL, P. H. MOKLER, M. C. SIMON, H. TAWARA, I. I. TUPITSYN, J. ULLRICH, J. R. CRESPO LÓPEZ-URRUTIA und Z. HARMAN (2009). *Intershell trielectronic recombination with K-shell excitation in  $Kr^{30+}$* . Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), 80(5):050702.
- [BELKIC, 1979] BELKIC, D. (1979). *Electron capture in high-energy ion-atom collisions*. Physics Reports, 56(6):279–369.
- [BERNITT, 2009] BERNITT, S. (2009). *Optimierung der Ladungszustandsverteilung in einer EBIT durch resonante Photorekombination*. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg.
- [BEYER et al., 1997] BEYER, H. F., H. J. KLUGE und V. P. SHEVELKO (1997). *X-Ray Radiation of Highly Charged Ions (Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics)*. Springer, 1. Aufl.
- [BHARDWAJ und GLADSTONE, 2000] BHARDWAJ, A. und G. R. GLADSTONE (2000). *Auroral Emissions of the Giant Planets*. Reviews of Geophysics, 38(3):295–353.
- [BHAT, 1998] BHAT, M. (1998). *Nuclear Data Sheets for  $A = 57$* . Nuclear Data Sheets, 85(3):415–536.

- [BINGHAM et al., 1997] BINGHAM, R., J. M. DAWSON, V. D. SHAPIRO, D. A. MENDIS und B. J. KELLETT (1997). *Generation of X-rays from Comet C/Hyakutake 1996 B2*. *Science*, 275(5296):49–51.
- [BOCHSLER, 2007] BOCHSLER, P. (2007). *Minor ions in the solar wind*. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 14(1):1–40.
- [BOHR und LINDHARD, 1954] BOHR, N und J. LINDHARD (1954). *Electron capture and loss by heavy ions penetrating through matter*. *Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, Matematisk-Fysiske Meddelelser*, 28(7):29–34.
- [BOTHE und GEIGER, 1925] BOTHE, W. und H. GEIGER (1925). *Über das Wesen des Comptoneffekts; ein experimenteller Beitrag zur Theorie der Strahlung*. *Zeitschrift für Physik*, 32(1):639–663.
- [BRANDT und CHAPMAN, 1981] BRANDT, JOHN C. und R. D. CHAPMAN (1981). *Introduction to Comets*. Cambridge University Press.
- [BRANSDEN und MCDOWELL, 1992] BRANSDEN, B. H. und M. R. C. MCDOWELL (1992). *Charge Exchange and the Theory of Ion-Atom Collisions (International Series of Monographs on Physics)*. Oxford University Press, USA.
- [BRENNER et al., 2009] BRENNER, G., J. R. CRESPO LÓPEZ-URRUTIA, S. BERNITT, D. FISCHER, R. GINZEL, K. KUBICEK, V. MÄCKEL, P. H. MOKLER, M. C. SIMON und J. ULLRICH (2009). *On the transition rate of the Fe X red coronal line*. *The Astrophysical Journal*, 703(1):68–73.
- [BRIAND et al., 1990] BRIAND, J. P., L. DE BILLY, P. CHARLES, S. ESSABAA, P. BRIAND, R. GELLER, J. P. DESCLAUX, S. BLIMAN und C. RISTORI (1990). *Production of hollow atoms by the excitation of highly charged ions in interaction with a metallic surface*. *Physical Review Letters*, 65(2):159–162.
- [BRIAND et al., 1996] BRIAND, J. P., G. GIARDINO, G. BORSONI, M. FROMENT, M. EDDRIEF, C. SÉBENNE, S. BARDIN, D. SCHNEIDER, J. JIN, H. KHEMLICHE, Z. XIE und M. PRIOR (1996). *Decay of hollow atoms above and below a surface*. *Physical Review A*, 54(5):4136–4139.

- [BRIGGS, 1985] BRIGGS, J. S. (1985). *The Theory of Electron Capture*. In: BANG, J und J. DE BOER, Hrsg.: *Semiclassical Description of Atomic and Nuclear Collisions (Proceedings of the Niels Bohr Centennial Conference Copenhagen)*. Elsevier Science Publishers B.V.
- [BRINKMAN und KRAMERS, 1930] BRINKMAN, H. C. und H. A. KRAMERS (1930). *Proc. Acad. Sci. Amsterdam*, 33:973.
- [BRUHNS et al., 2007] BRUHNS, H., J. BRAUN, K. KUBIČEK, J. R. CRESPO LÓPEZ-URRUTIA und J. ULLRICH (2007). *Testing QED Screening and Two-Loop Contributions with He-Like Ions*. *Physical Review Letters*, 99(11):113001+.
- [BURGDÖRFER et al., 1991] BURGDÖRFER, J., P. LERNER und F. W. MEYER (1991). *Above-surface neutralization of highly charged ions: The classical over-the-barrier model*. *Physical Review A*, 44(9):5674–5685.
- [BURGDÖRFER et al., 1986] BURGDÖRFER, J., R. MORGENSTERN und A. NIEHAUS (1986). *Angular momentum distribution in the classical over-barrier model for electron capture into highly charged slow projectiles*. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 19(14):L507–L513.
- [CEREZO und MILLER, 1991] CEREZO, A. und M. MILLER (1991). *Einzel Lenses in Atom Probe Designs*. *Surface Science*, 246(1-3):450 – 456.
- [CHASHEI et al., 2005] CHASHEI, I., A. EFIMOV, L. SAMOZNAEV, D. PLETTEMEIER und M. BIRD (2005). *Two-velocity structure observed in the inner solar wind*. *Advances in Space Research*, 35(12):2195–2198.
- [COWAN, 1981] COWAN, ROBERT D. (1981). *The Theory of Atomic Structure and Spectra (Los Alamos Series in Basic and Applied Sciences, 3)*. University of California Press.
- [CRAVENS, 2002] CRAVENS, T. E. (2002). *X-ray Emission from Comets*. *Science*, 296(5570):1042–1045.
- [CRAVENS, 2000] CRAVENS, THOMAS E. (2000). *Heliospheric X-ray Emission Associated with Charge Transfer of the Solar Wind with Interstellar Neutrals*. *The Astrophysical Journal Letters*, 532(2):L153–L156.

- [CRESPO LÓPEZ-URRUTIA et al., 1999] CRESPO LÓPEZ-URRUTIA, J. R., A. DORN, R. MOSHAMMER und J. ULLRICH (1999). *The Freiburg Electron Beam Ion Trap/Source Project FreEBIT*. Physica Scripta, T80B:502–503.
- [CRESPO LÓPEZ-URRUTIA et al., 2006] CRESPO LÓPEZ-URRUTIA, J. R., P. BEIERSDORFER und K. WIDMANN (2006). *Lifetime of the  $1s2s\ ^3S_1$  metastable level in He-like  $S^{14+}$  measured with an electron beam ion trap*. Physical Review A, 74(1):012507+.
- [CURRELL, 2003] CURRELL, F. J. (2003). *The Physics of Multiply and Highly Charged Ions: Volume 1: Sources, Applications and Fundamental Processes*. Kluwer Academic Publishers, 1. Aufl.
- [DEBUS et al., 2000] DEBUS, J., T. HABERER, D. SCHULZ-ERTNER, O. JÄKEL, F. WENZ, W. ENGHARDT, W. SCHLEGEL, G. KRAFT und M. WANNENMACHER (2000). *Bestrahlung von Schädelbasistumoren mit Kohlenstoffionen bei der GSI*. Strahlentherapie und Onkologie, 176(5):211–216.
- [DENNERL, 2002] DENNERL, K. (2002). *Discovery of X-rays from Mars with Chandra*. Astronomy and Astrophysics, 394(3):1119–1128.
- [DENNERL, 2008] DENNERL, K. (2008). *X-rays from Venus observed with Chandra*. Planetary and Space Science, 56(10):1414–1423.
- [DENNERL et al., 2002] DENNERL, K., V. BURWITZ, J. ENGLHAUSER, C. LISSE und S. WOLK (2002). *Discovery of X-rays from Venus with Chandra*. Astronomy and Astrophysics, 386(1):319–330.
- [DEREVIANKO und JOHNSON, 1997] DEREVIANKO, A. und W. R. JOHNSON (1997). *Two-photon decay of  $^1S_0$  and  $^3S_1$  states of heliumlike ions*. Physical Review A, 56(2):1288–1294.
- [DEWANGAN und EICHLER, 1994] DEWANGAN, D. und J. EICHLER (1994). *Charge exchange in energetic ion-atom collisions*. Physics Reports, 247(2-4):59–219.
- [DIJKKAMP et al., 1985] DIJKKAMP, D., D. CIRIC, E. VILEG, A. D. BOER und F. J. D. HEER (1985). *Subshell-selective electron capture in collisions of  $C^{4+}$ ,  $N^{5+}$ ,  $O^{6+}$  with  $H$ ,  $H_2$  and  $He$* . Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics, 18(24):4763–4793.

- [DONATI, 1864] DONATI, G. B. (1864). *Schreiben des Herrn Prof. Donati an den Herausgeber*. *Astronomische Nachrichten*, 62:377.
- [DONETS, 1997] DONETS, E. D. (1997). *25 years with EBIS*. *Physica Scripta*, T71:5–8.
- [DONETS et al., 1969] DONETS, E. D., V. I. ILUSHENKO und A. V. A (1969). *Ultrahigh vacuum electron beam ion source of highly stripped ions*. Proceedings of the Premiere Conference sur les Sources d'Ions, S. 625.
- [DRAKE, 1971] DRAKE, G. W. F. (1971). *Theory of Relativistic Magnetic Dipole Transitions: Lifetime of the Metastable  $^3S_1$  State of the Heliumlike Ions*. *Physical Review A*, 3(3):908–915.
- [DRAKE et al., 1969] DRAKE, G. W. F., G. A. VICTOR und A. DALGARNO (1969). *Two-Photon Decay of the Singlet and Triplet Metastable States of Helium-like Ions*. *Physical Review Online Archive (Prola)*, 180(1):25–32.
- [EL-KAREH und EL-KAREH, 1970a] EL-KAREH, A. B. und J. C. J. EL-KAREH (1970a). *Electron Beams, Lenses and Optics*, Bd. 1. Academic Press Inc.
- [EL-KAREH und EL-KAREH, 1970b] EL-KAREH, A. B. und J. C. J. EL-KAREH (1970b). *Electron Beams, Lenses and Optics*, Bd. 2. Academic Press Inc.
- [EL-SAID et al., 2008] EL-SAID, A. S., R. HELLER, W. MEISSL, R. RITTER, S. FACSKO, C. LEMELL, B. SOLLEDER, I. C. GEBESHUBER, G. BETZ, M. TOULEMONDE, W. MÖLLER, J. BURGDÖRFER und F. AUMAYR (2008). *Creation of Nanohillocks on  $CaF_2$  Surfaces by Single Slow Highly Charged Ions*. *Physical Review Letters*, 100(23):237601+.
- [ELSNER et al., 2002] ELSNER, RONALD F., G. R. GLADSTONE, J. H. WAITE, F. J. CRARY, R. R. HOWELL, R. E. JOHNSON, P. G. FORD, A. E. METZGER, K. C. HURLEY, E. D. FEIGELSON, G. P. GARMIRE, A. BHARDWAJ, D. C. GRODENT, T. MAJEED, A. F. TENNANT und M. C. WEISSKOPF (2002). *Discovery of Soft X-Ray Emission from Io, Europa, and the Io Plasma Torus*. *The Astrophysical Journal*, 572(2):1077–1082.

- [EPP et al., 2007] EPP, S. W., J. R. CRESPO LÓPEZ-URRUTIA, G. BRENNER, V. MÄCKEL, P. H. MOKLER, R. TREUSCH, M. KUHLMANN, M. V. YURKOV, J. FELDHAUS, J. R. SCHNEIDER, M. WELHÖFER, M. MARTINS, W. WURTH und J. ULLRICH (2007). *Soft X-Ray Laser Spectroscopy on Trapped Highly Charged Ions at FLASH*. Physical Review Letters, 98(18):183001+.
- [FELDMAN et al., 1981] FELDMAN, W. C., J. R. ASBRIDGE, S. J. BAME, E. E. FENIMORE und J. T. GOSLING (1981). *The Solar Origins of Solar Wind Interstream Flows: Near-Equatorial Coronal Streamers*. Journal of Geophysical Research, 86(A7).
- [FISCHER et al., 2002] FISCHER, D., B. FEUERSTEIN, R. D. DUBOIS, R. MOSHAMMER, J. R. CRESPO LÓPEZ-URRUTIA, I. DRAGANIC, H. LORCH, A. N. PERUMAL und J. ULLRICH (2002). *State-resolved measurements of single-electron capture in slow Ne<sup>7+</sup>- and Ne<sup>8+</sup>-helium collisions*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 35(5):1369–1377.
- [FOLKERTS und MORGENSTERN, 1990] FOLKERTS, L. und R. MORGENSTERN (1990). *Auger Electrons Resulting from Slow H-Like Ions Neutralized near a Tungsten Surface*. EPL (Europhysics Letters), 13(4):377.
- [FONCK et al., 1983] FONCK, R. J., R. J. GOLDSTON, R. KAITA und D. E. POST (1983). *Plasma ion temperature measurements via charge exchange recombination radiation*. Applied Physics Letters, 42(3):239–241.
- [FRANKEL et al., 2009] FRANKEL, M., P. BEIERSDORFER, G. V. BROWN, M. F. GU, R. L. KELLEY, C. A. KILBOURNE und F. S. PORTER (2009). *X-ray signature of charge exchange in L-shell sulfur ions*. The Astrophysical Journal, 702(1):171–177.
- [FRITSCH, 1984] FRITSCH, W. (1984). *Determination of high- $n$  partial transfer cross sections in bare-nucleus – hydrogen-atom collisions*. Physical Review A, 30(6):3324–3327.
- [FRITSCH, 1991] FRITSCH, W. (1991). *The semiclassical close-coupling description of atomic collisions: Recent developments and results*. Physics Reports, 202(1-2):1–97.

- [FRITSCH und LIN, 1984] FRITSCH, W. und C. D. LIN (1984). *Atomic-orbital-expansion studies of electron transfer in bare-nucleus  $Z(Z=2,4-8)$  – hydrogen-atom collisions*. Physical Review A, 29(6):3039–3051.
- [FRITSCH und LIN, 1986] FRITSCH, W. und C. D. LIN (1986). *Atomic-orbital expansion study for the (quasi-)two-electron collision system  $O^{6+} + He$  and  $C^{6+} + He$* . Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics, 19(17):2683–2694.
- [FROESE, 2006] FROESE, M. W. (2006). *The TITAN Electron Beam Ion Trap: Assembly, Characterization and First Tests*. Diplomarbeit, Department of Physics and Astronomy, University of Manitoba, Winnipeg, Manitoba, Canada.
- [GEISS et al., 2004] GEISS, J., F. BÜHLER, H. CERUTTI, P. EBERHARDT, C. FILLEUX, J. MEISTER und P. SIGNER (2004). *The Apollo SWC Experiment: Results, Conclusions, Consequences*. Space Science Reviews, 110(3):307–335.
- [GEISS et al., 1995] GEISS, J., G. GLOECKLER und R. STEIGER (1995). *Origin of the solar wind from composition data*. Space Science Reviews, 72(1):49–60.
- [GILLASPY, 2001a] GILLASPY, J., Hrsg. (2001a). *Trapping Highly Charged Ions: Fundamentals and Applications*. Nova Science Publishers.
- [GILLASPY, 2001b] GILLASPY, J. D. (2001b). *Highly charged ions*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 34(19):R93–R130.
- [GILLASPY et al., 1998] GILLASPY, J. D., D. C. PARKS und L. P. RATLIFF (1998). *Masked ion beam lithography with highly charged ions*. Bd. 16, S. 3294–3297. AVS.
- [GILLASPY et al., 2007] GILLASPY, J. D., J. M. POMEROY, A. C. PERRELLA und H. GRUBE (2007). *The potential of highly charged ions: possible future applications*. Journal of Physics: Conference Series, 58(1):451–456.
- [GINZEL et al., 2010] GINZEL, R., S. G. HIGGINS, P. MROWCYNKI, P. NORTHWAY, M. C. SIMON, H. TAWARA, J. R. CRESPO LÓPEZ-URRUTIA, J. ULLRICH, G. KOWARIK, R. RITTER, W. MEISSL, C. VASKO, C. GÖSSELSBERGER, A. S. EL-SAID und F. AUMAYR (2010). A

*Deceleration System at the Heidelberg EBIT Providing Very Slow Highly Charged Ions for Surface Nanostructuring.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, S. submitted.

- [GONZÁLEZ MARTÍNEZ, 2005] GONZÁLEZ MARTÍNEZ, A J (2005). *Quantum interference in the dielectronic recombination of heavy highly charged ions.* Doktorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg.
- [GREEN et al., 1982] GREEN, T. A., E. J. SHIPSEY und J. C. BROWNE (1982). *Modified method of perturbed stationary states. IV. Electron-capture cross sections for the reaction  $C^{6+} + H(1s) \rightarrow C^{5+}(n,l) + H^+$ .* Physical Review A, 25(3):1364–1373.
- [GROEBNER et al., 1983] GROEBNER, R. J., N. H. BROOKS, K. H. BURRELL und L. ROTTLER (1983). *Measurements of plasma ion temperature and rotation velocity using the He II 4686-[A-ring] line produced by charge transfer.* Applied Physics Letters, 43(10):920–922.
- [HÄBERLI et al., 1997] HÄBERLI, R. M., T. I. GOMBOSI, D. L. DE ZEEUW, M. R. COMBI und K. G. POWELL (1997). *Modeling of Cometary X-rays Caused by Solar Wind Minor Ions.* Science, 276(5314):939–942.
- [HALLEY, 1705] HALLEY, E (1705). *Astronomiae cometicae synopsis.*
- [HENKE, 1993] HENKE, B. (1993). *X-Ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at  $E = 50\text{--}30,000$  eV,  $Z = 1\text{--}92$ .* Atomic Data and Nuclear Data Tables, 54(2):181–342.
- [HENKE et al., 2010] HENKE, B L, E. M. GULLIKSON und J. C. DAVIS (2010). *X-Ray Interactions With Matter.* <http://henke.lbl.gov>.
- [HERRMANN, 1958] HERRMANN, GABRIEL (1958). *Optical Theory of Thermal Velocity Effects in Cylindrical Electron Beams.* Journal of Applied Physics, 29(2):127–136.
- [HIGGINS, 2009] HIGGINS, STUART (2009). *Implementation of a Deceleration Beamline for the Investigation of Charge Exchange Processes using Highly Charged Ions.* Diplomarbeit, Blackett Laboratory, Imperial College London, United Kingdom.

- [HINTERBERGER, 1997] HINTERBERGER, F. (1997). *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer, 1. Aufl.
- [HIRSCHFELDER et al., 1936] HIRSCHFELDER, J., H. EYRING und B. TOLPEY (1936). *Reactions Involving Hydrogen Molecules and Atoms*. The Journal of Chemical Physics, 4(3):170–177.
- [HIRSCHLER, 2009] HIRSCHLER, JOHANNES (2009). [http://www.planet-wissen.de/natur\\_technik/weltall/kometen/kometen\\_in\\_der\\_geschichte.jsp](http://www.planet-wissen.de/natur_technik/weltall/kometen/kometen_in_der_geschichte.jsp).
- [HUBRICHT und TRÄBERT, 1987] HUBRICHT, G. und E. TRÄBERT (1987). *The Ar<sup>16+</sup> 2<sup>3</sup>S<sub>1</sub> lifetime from a measurement on recoil ions*. Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters, 7(3):243–250.
- [HUEBNER, 1990] HUEBNER, W. F., Hrsg. (1990). *Physics and Chemistry of Comets (Astronomy and Astrophysics Library)*. Springer.
- [HVELPLUND et al., 1983] HVELPLUND, P., E. SAMSOE, L. H. ANDERSEN, H. K. HAUGEN und H. KNUDSEN (1983). *Population of n, l States in Electron-Capture Collisions Between Highly Charged, Medium-Velocity Ions and H<sub>2</sub>*. Physica Scripta, T3:176–181.
- [IMS NANOFABRICATION, 2010] IMS NANOFABRICATION (2010). *Internetseite der Firma IMS Nanofabrication AG*. [www.ims.co.at](http://www.ims.co.at).
- [ISLER, 1977] ISLER, R. (1977). *Observation of the Reaction H + O<sup>8+</sup> → H<sup>+</sup> + O<sup>7+</sup> during Neutral-Beam Injection into ORMAK*. Physical Review Letters, 38(23):1359–1362.
- [ISLER, 1994] ISLER, R. C. (1994). *An overview of charge-exchange spectroscopy as a plasma diagnostic*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 36(2):171–208.
- [ISLER und MURRAY, 1983] ISLER, R. C. und L. E. MURRAY (1983). *Plasma rotation measurements using spectral lines from charge-transfer reactions*. Applied Physics Letters, 42(4):355–357.
- [JANEV et al., 1983] JANEV, R. K., D. S. BELIĆ und B. H. BRANDEN (1983). *Total and partial cross sections for electron capture in collisions of hydrogen atoms with fully stripped ions*. Physical Review A, 28(3):1293–1302.

- [JANEV und PRESNYAKOV, 1981] JANEV, R. K. und L. P. PRESNYAKOV (1981). *Collision processes of multiply charged ions with atoms*. Physics Reports, 70(1):1–107.
- [JANEV et al., 1985] JANEV, R. K., L. P. PRESNYAKOV und V. P. SHEVELKO (1985). *Physics of highly charged ions (Springer series in electrophysics)*. Springer.
- [JANEV und WINTER, 1985] JANEV, R. K. und H. P. WINTER (1985). *State-selective electron capture in atom-highly charged ion collisions*. Physics Reports, 117(5-6):265–387.
- [JOHNSON et al., 1995] JOHNSON, W. R., D. R. PLANTE und S. J. (1995). *Relativistic Calculations of Transition Amplitudes in the Helium Isoelectronic Sequence*. Adv. At., Mol., Opt. Phys., 35:255.
- [KIMURA und LIN, 1985] KIMURA, M. und C. D. LIN (1985). *Unified treatment of slow atom-atom and ion-atom collisions*. Physical Review A, 31(2):590–592.
- [KLEFFNER et al., 2009] KLEFFNER, C., D. ONDREKA und W. G. D. GERMAN (2009). *The Heidelberg Ion Therapy (HIT) Accelerator Coming into Operation*. AIP Conference Proceedings, 1099(1):426–428.
- [KNAPP et al., 1993] KNAPP, D., R. MARRS, S. ELLIOTT, E. MAGEE und R. ZASADZINSKI (1993). *A high-energy electron beam ion trap for production of high-charge high-Z ions*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 334(2-3):305–312.
- [KNOOP et al., 2008] KNOOP, S., D. FISCHER, Y. XUE, M. ZAPUKHLYAK, C. J. OSBORNE, T. ERGLER, T. FERGER, J. BRAUN, G. BRENNER, H. BRUHNS, C. DIMOPOULOU, S. W. EPP, A. J. G. MARTINEZ, G. SIKLER, R. S. ORTS, H. TAWARA, T. KIRCHNER, J. R. CRESPO LÓPEZ-URRUTIA, R. MOSHAMMER, J. ULLRICH und R. HOEKSTRA (2008). *Single-electron capture in keV  $Ar^{15+}$  ...  $Ar^{18+}$  + He collisions*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 41(19):195203+.
- [KNUDSEN et al., 1981] KNUDSEN, H., H. K. HAUGEN und P. HVELPLUND (1981). *Single-electron-capture cross section for medium- and high-*

- velocity, highly charged ions colliding with atoms.* Physical Review A, 23(2):597–610.
- [KNUDSEN et al., 1983] KNUDSEN, H., P. HVELPLUND, L. H. ANDERSEN, S. BJORNELUND, M. FROST, H. K. HAUGEN und E. SAMSO (1983). *Experimental Investigation of Electron Capture by Highly Charged Ions of Medium Velocities.* Physica Scripta, T3:101–109.
- [KOCH, 2004] KOCH, R (2004). *Plasma Heating by Neutral Beam Injection.* Fusion Science and Technology, 45:183–192.
- [KOST et al., 2007] KOST, D., S. FACSCKO, W. MÖLLER, R. HELLHAMMER und N. STOLTERFOHT (2007). *Channels of Potential Energy Dissipation during Multiply Charged Argon-Ion Bombardment of Copper.* Physical Review Letters, 98(22):225503+.
- [KRASNOPOLSKY, 1996] KRASNOPOLSKY, V. A. (1996). *On the Nature of Soft X-Ray Radiation in Comet Hyakutake 1996 B2.* Bulletin of the American Astronomical Society, 28:1095.
- [KRISHNAMURTHI, 1993] KRISHNAMURTHI, V. (1993). *On the application of the Landau-Zener curve crossing model to double charge transfer reactions.* International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes, 125(2-3):155–163.
- [KÜHRT und KELLER, 1995] KÜHRT, E. K. und H. U. KELLER (1995). *On the importance of dust in cometary nuclei.* Earth, Moon, and Planets, 71(3):79–89.
- [KUPPERS et al., 2005] KUPPERS, MICHAEL, I. BERTINI, S. FORNASIER, P. J. GUTIERREZ, S. F. HVIID, L. JORDA, H. U. KELLER, J. KNOLLENBERG, D. KOSCHNY, R. KRAMM, L.-M. LARA, H. SIERKS, N. THOMAS, C. BARBIERI, P. LAMY, H. RICKMAN, R. RODRIGO und T. O. TEAM (2005). *A large dust/ice ratio in the nucleus of comet 9P/Tempel 1.* Nature, 437(7061):987–990.
- [LANDAU, 1932] LANDAU, L D (1932). *Zur Theorie der Energieübertragung bei Stößen.* Phys. Z. Sowjetunion, 2:46–51.
- [LANDAU und LIFSHITZ, 1960] LANDAU, L. D. und E. M. LIFSHITZ (1960). *Course of Theoretical Physics.* Pergamon Press (Oxford).

- [LEVINE et al., 1989] LEVINE, M., R. MARRS, J. BARDSLEY, P. BEIERSDORFER, C. BENNETT, M. CHEN, T. COWAN, D. DIETRICH, J. HENDERSON und D. KNAPP (1989). *The use of an electron beam ion trap in the study of highly charged ions*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 43(3):431–440.
- [LEVINE et al., 1988] LEVINE, MORTON A, R. E. MARRS, J. R. HENDERSON, D. A. KNAPP und M. B. SCHNEIDER (1988). *The Electron Beam Ion Trap: A New Instrument for Atomic Physics Measurements*. Physica Scripta, T22:157–163.
- [LINDROTH und SALOMONSON, 1990] LINDROTH, EVA und S. SALOMONSON (1990). *Relativistic calculation of the  $2\ ^3S_1 - 1\ ^1S_0$  magnetic dipole transition rate and transition energy for heliumlike argon*. Physical Review A, 41(9):4659–4669.
- [LISSE et al., 2001] LISSE, C. M., D. J. CHRISTIAN, K. DENNERL, K. J. MEECH, R. PETRE, H. A. WEAVER und S. J. WOLK (2001). *Charge Exchange-Induced X-Ray Emission from Comet C/1999 S<sub>4</sub> (LINEAR)*. Science, 292(5520):1343–1348.
- [LISSE et al., 1996a] LISSE, C. M., K. DENNERL, J. ENGLHAUSER, M. HARDEN, F. E. MARSHALL, M. J. MUMMA, R. PETRE, J. P. PYE, M. J. RICKETTS, J. SCHMITT, J. TRUMPER und R. G. WEST (1996a). *Discovery of X-ray and Extreme Ultraviolet Emission from Comet C/Hyakutake 1996 B<sub>2</sub>*. Science, 274(5285):205–209.
- [LISSE et al., 1996b] LISSE, C. M., K. DENNERL, J. ENGLHAUSER, M. J. MUMMA und SCHMITT (1996b). [http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/hyakutake\\_caption.html](http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/hyakutake_caption.html).
- [MACHICOANE et al., 2002] MACHICOANE, G. A., T. SCHENKEL, T. R. NIEDERMAYR, M. W. NEWMANN, A. V. HAMZA, A. V. BARNES, J. W. McDONALD, J. A. TANIS und D. H. SCHNEIDER (2002). *Internal dielectronic excitation in highly charged ions colliding with surfaces*. Physical Review A, 65(4):042903+.
- [MARRS et al., 1994] MARRS, R. E., S. R. ELLIOTT und D. A. KNAPP (1994). *Production and Trapping of Hydrogenlike and Bare Uranium Ions*

- in an Electron Beam Ion Trap*. Physical Review Letters, 72(26):4082–4085.
- [MEISSL et al., 2006] MEISSL, W., M. C. SIMON, J. R. CRESPO LÓPEZ-URRUTIA, H. TAWARA, J. ULLRICH, HP und F. AUMAYR (2006). *Novel method for unambiguous ion identification in mixed ion beams extracted from an electron beam ion trap*. Review of Scientific Instruments, 77(9):093303+.
- [MEISSL et al., 2008] MEISSL, W., D. WINKLEHNER, F. AUMAYR, M. C. SIMON, R. GINZEL, J. R. CRESPO LÓPEZ-URRUTIA, J. ULLRICH, B. SOLLEDER, C. LEMELL und J. BURGDÖRFER (2008). *Electron Emission from Insulators Irradiated by Slow Highly Charged Ions*. e-Journal of Surface Science and Nanotechnology, 6:54–59.
- [MOKLER und DUNFORD, 2004] MOKLER, P. H. und R. W. DUNFORD (2004). *Two-Photon Decay in Heavy Atoms and Ions*. Physica Scripta, 69(1):C1–C9.
- [MOTT und MASSEY, 1987] MOTT, N. F. und H. S. W. MASSEY (1987). *The Theory of Atomic Collisions: Volume I (International Series of Monographs on Physics)*. Clarendon Press, 3. Aufl.
- [NEWTON, 1687] NEWTON, I. (1687). *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*.
- [NIEHAUS, 1986] NIEHAUS, A. (1986). *A classical model for multiple-electron capture in slow collisions of highly charged ions with atoms*. Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics, 19(18):2925–2937.
- [NORTHROP, 1997] NORTHROP, T. (1997). *A Possible Source of the X-Rays from Comet Hyakutake*. Icarus, 127(1):246–250.
- [O’CONNOR et al., 1991] O’CONNOR, PAUL J., G. E. LEROI und J. ALLISON (1991). *Understanding ion deceleration lenses: what are the simplicity/performance trade-offs*. Journal of the American Society for Mass Spectrometry, 2(4):322–335.
- [OLSON, 1981] OLSON, R. E. (1981).  *$n, l$  distributions in  $A^{q+} + H$  electron-capture collisions*. Physical Review A, 24(4):1726–1733.

- [OLSON und SALOP, 1976] OLSON, R. E. und A. SALOP (1976). *Electron transfer between multicharged ions and neutral species*. Physical Review A, 14(2):579–585.
- [OLSON und SALOP, 1977] OLSON, R. E. und A. SALOP (1977). *Charge-transfer and impact-ionization cross sections for fully and partially stripped positive ions colliding with atomic hydrogen*. Physical Review A, 16(2):531–541.
- [OLSON, 2006] OLSON, RONALD (2006). *Classical Trajectory and Monte Carlo Techniques*. In: DRAKE, GORDON, Hrsg.: *Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics*, Kap. 58, S. 869–874. Springer New York, New York, NY.
- [OPPENHEIMER, 1928] OPPENHEIMER, J. R. (1928). *On the Quantum Theory of the Capture of Electrons*. Physical Review Online Archive (Pro-la), 31(3):349–356.
- [ORLOFF, 1997] ORLOFF, J., Hrsg. (1997). *Handbook of Charged Particle Optics*. CRC-Press, 1. Aufl.
- [ORTEC, 2008] ORTEC (2008). *ORTEC 935, Quad 200-MHz Constant-Fraction Discriminator*. AMETEK Advanced Measurement Technology, Inc., 801 South Illinois Ave., Oak Ridge, TN 37831-0895 U.S.A.
- [ORTEC, 2010] ORTEC (2010). *IGLET and IGLET-X, HPGc Detectors for Low and Very-Low Energy X Rays, Product Configuration Guide*. AMETEK Advanced Measurement Technology, Inc., 801 South Illinois Ave., Oak Ridge, TN 37831-0895 U.S.A.
- [ORTS et al., 2006] ORTS, R. SORIA, Z. HARMAN, J. R. CRESPO LÓPEZ-URRUTIA, A. N. ARTEMYEV, H. BRUHNS, A. J. G. MARTÍNEZ, U. D. JENTSCHURA, C. H. KEITEL, A. LAPIERRE, V. MIRONOV, V. M. SHABAEV, H. TAWARA, I. I. TUPITSYN, J. ULLRICH und A. V. VOLOTKA (2006). *Exploring Relativistic Many-Body Recoil Effects in Highly Charged Ions*. Physical Review Letters, 97(10):103002+.
- [OTRANTO und OLSON, 2008] OTRANTO, S. und R. E. OLSON (2008). *Charge exchange and x-ray emission cross sections for multiply charged ions colliding with H<sub>2</sub>O*. Physical Review A, 77(2):022709.

- [OTRANTO et al., 2006] OTRANTO, S., R. E. OLSON und P. BEIERSDORFER (2006). *X-ray emission cross sections following charge exchange by multiply charged ions of astrophysical interest*. *Physical Review A*, 73(2):022723.
- [OTRANTO et al., 2008] OTRANTO, S., R. E. OLSON und P. BEIERSDORFER (2008). *Cometary X-ray emission: theoretical cross sections following charge exchange by multiply charged ions of astrophysical interest*. *Canadian Journal of Physics*, 86(1):171–174.
- [PAGE et al., 1995] PAGE, R., A. SAAL, J. THOMASCHEWSKI, L. ABERLE, J. B. NEUHAUS, R. KÖHRBRÜCK, M. GREThER und N. STOLTERFOHT (1995). *Multistep cascade model for the deexcitation of highly charged ions impinging on a solid surface*. *Physical Review A*, 52(2):1344–1353.
- [PENETRANTE et al., 1991] PENETRANTE, B. M., J. N. BARDSLEY, M. A. LEVINE, D. A. KNAPP und R. E. MARRS (1991). *Evaporative cooling of highly charged dysprosium ions in an enhanced electron-beam ion trap*. *Physical Review A*, 43(9):4873–4882.
- [PENNER, 1961] PENNER, S. (1961). *Calculations of Properties of Magnetic Deflection Systems*. *Review of Scientific Instruments*, 32(2):150–160.
- [PEPINO et al., 2004] PEPINO, R., V. KHARCHENKO, A. DALGARNO und R. LALLEMENT (2004). *Spectra of the X-Ray Emission Induced in the Interaction between the Solar Wind and the Heliospheric Gas*. *The Astrophysical Journal*, 617(2):1347–1352.
- [PIERCE, 1954] PIERCE, J. R. (1954). *Theory & Design of Electron Beams 2nd Edition*. Van Nostrand Reinhold.
- [PORQUET und DUBAU, 2000] PORQUET, D. und J. DUBAU (2000). *X-ray photoionized plasma diagnostics with helium-like ions. Application to warm absorber-emitter in active galactic nuclei*. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 143(3):495–514.
- [PORQUET et al., 2001] PORQUET, D., R. MEWE, J. DUBAU, A. J. J. RAASSEN und J. S. KAASTRA (2001). *Line ratios for helium-like ions: Applications to collision-dominated plasmas*. *Astronomy and Astrophysics*, 376(03):1113–1122.

- [RASMUSSEN et al., 2001] RASMUSSEN, A. P., E. BEHAR, S. M. KAHN, J. W. DEN HERDER und K. VAN DER HEYDEN (2001). *The X-ray spectrum of the supernova remnant 1E 0102.2-7219*. *Astronomy and Astrophysics*, 365(1):L231–L236.
- [RYUFUKU, 1982] RYUFUKU, H. (1982). *Ionization, excitation, and charge transfer for impacts of  $H^+$ ,  $Li^{3+}$ ,  $B^{5+}$ ,  $C^{6+}$ , and  $Si^{14+}$  ions on atomic hydrogen*. *Physical Review A*, 25(2):720–736.
- [RYUFUKU et al., 1980] RYUFUKU, H., K. SASAKI und T. WATANABE (1980). *Oscillatory behavior of charge transfer cross sections as a function of the charge of projectiles in low-energy collisions*. *Physical Review A*, 21(3):745–750.
- [RYUFUKU und WATANABE, 1979] RYUFUKU, H. und T. WATANABE (1979). *Charge transfer cross sections for collisions of  $Li^{3+}$ ,  $Be^{4+}$ ,  $B^{5+}$ , and  $C^{6+}$  ions with atomic hydrogen*. *Physical Review A*, 19(4):1538–1549.
- [RYUFUKU und WATANABE, 1979] RYUFUKU, H. und T. WATANABE (1979). *Total and partial cross sections for charge transfer in collisions of multicharged ions with atomic hydrogen*. *Physical Review A*, 20(5):1828–1837.
- [SAKAUE et al., 2004] SAKAUE, HIROYUKI A., A. DANJO, K. HOSAKA, D. KATO, M. KIMURA, A. MATSUMOTO, N. NAKAMURA, S. OHTANI, M. SAKURAI, H. TAWARA, I. YAMADA und M. YOSHINO (2004). *Electron transfer and decay processes of highly charged iodine ions*. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 37(2):403+.
- [SAKURAI, 1967] SAKURAI, J. J. (1967). *Advanced Quantum Mechanics*. Addison Wesley.
- [SALOP und OLSON, 1976] SALOP, A. und R. E. OLSON (1976). *Charge exchange between  $H(1s)$  and fully stripped heavy ions at low-keV impact energies*. *Physical Review A*, 13(4):1312–1320.
- [SCHIPPERS et al., 1995] SCHIPPERS, S., P. BODUCH, J. V. BUCHEM, F. W. BLIEK, R. HOEKSTRA, R. MORGENSTERN und R. E. OLSON (1995). *Polarized light emission in keV  $He^{2+} + Na(3s)$  collisions*. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 28(15):3271–3282.

- [SCHUCH et al., 1993] SCHUCH, R., D. SCHNEIDER, D. A. KNAPP, D. DEWITT, J. McDONALD, M. H. CHEN, M. W. CLARK und R. E. MARRS (1993). *Evidence for internal dielectronic excitation of slow highly charged uranium ions*. Physical Review Letters, 70(8):1073–1076.
- [SCHWADRON und CRAVENS, 2000] SCHWADRON, N. A. und T. E. CRAVENS (2000). *Implications of Solar Wind Composition for Cometary X-Rays*. The Astrophysical Journal, 544(1):558–566.
- [SCHWADRON et al., 2005] SCHWADRON, NA, D. MCCOMAS, H. ELLIOTT, G. GLOECKLER, J. GEISS und R. VON STEIGER (2005). *Solar wind from the coronal hole boundaries*. J. Geophys. Res, 110.
- [SEPTIER, 1967] SEPTIER, A. (1967). *Focusing of Charged Particles*. Academic Press Inc.
- [SHEVELKO und TAWARA, 1999] SHEVELKO, V. P. und H. TAWARA (1999). *Atomic Multielectron Processes (Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics)*. Springer, 1. Aufl.
- [SHIPSEY et al., 1983] SHIPSEY, E. J., T. A. GREEN und J. C. BROWNE (1983). *Modified method of perturbed stationary states. V. Electron-capture cross sections for the reaction  $O^{8+} + H(1s) \rightarrow O^{7+}(n,l) + H^+$* . Physical Review A, 27(2):821–832.
- [SIKLER et al., 2009] SIKLER, G., R. GINZEL, M. C. SIMON und J. R. CRESPO LÓPEZ-URRUTIA (2009). *Erfindungsmeldung: Compact Combined Electrostatic 2D Steerer-Lens and Beam Profile Monitor for Charged Particles*. Technischer Bericht, Max-Planck-Institut für Kernphysik.
- [SIMON, 2010] SIMON, M. C. (2010). *Photoionisation hochgeladener Ionen durch weiche Röntgenstrahlung in einer Elektronenstrahl-Ionenfalle*. Doktorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg.
- [SIMON et al., 2009] SIMON, M. C., M. SCHWARZ, B. L. SCHMITT, C. BEILMANN, S. W. EPP, T. M. BAUMANN, K. KUBICEK, R. GINZEL, S. G. HIGGINS, R. KLAWITTER, V. MÄCKEL, S. BERNITT, P. H. MOKLER, J. ULLRICH und J. R. CRESPO LÓPEZ-URRUTIA (2009). *Photoionization of ions in arbitrary charge states by synchrotron radiation in an electron beam ion trap*. Journal of Physics: Conference Series, 194(1):012009.

- [STOLTERFOHT et al., 1995] STOLTERFOHT, N., A. ARNAU, M. GREETHER, R. KÖHRBRÜCK, A. SPIELER, R. PAGE, A. SAAL, J. THOMASCHESKI und J. B. NEUHAUS (1995). *Multiple-cascade model for the filling of hollow Ne atoms moving below an Al surface*. *Physical Review A*, 52(1):445–456.
- [SUN et al., 2008] SUN, JIAN, H. WATANABE, M. TONA, T. WATANABE, N. NAKAMURA, C. YAMADA und S. OHTANI (2008). *K and L x-ray emission from hollow atoms produced in the interaction of slow H-like ( $F^{52+}$ ) and bare ( $F^{53+}$ ) ions with different target materials*. *Physical Review A*, 77(3):032901+.
- [TAWARA et al., 2001] TAWARA, H., P. RICHARD, U. I. SAFRONOVA und P. C. STANCIL (2001). *K x-ray production in H-like  $Si^{13+}$ ,  $S^{15+}$  and  $Ar^{17+}$  ions colliding with various atom and molecule gas targets at low collision energies*. *Physical Review A*, 64(4):042712.
- [TAWARA et al., 2006] TAWARA, HIRO, E. TAKÁCS, T. SUTA, K. MAKÓNYI, L. P. RATLIFF und J. D. GILLASPY (2006). *K x rays produced in collisions of bare ions with atoms: Contribution of multiple-electron transfer in  $Kr^{36+}$ ,  $Ar^{18+}$ , and  $Ne^{10+} + Ar$  collisions*. *Physical Review A*, 73(1):012704.
- [THOMPSON et al., 2001] THOMPSON, A., I. LINDAU, D. ATTWOOD, P. PIANETTA, E. GULLIKSON, A. ROBINSON, M. HOWELLS, J. SCOFIELD, K. KIM, J. UNDERWOOD et al. (2001). *X-ray data booklet. Lawrence Berkeley National Laboratory*. University of California, Berkeley, CA, 94720.
- [THOMSON, 1912] THOMSON, J J (1912). *Phil. Mag.*, 23:449.
- [ULLRICH et al., 2003] ULLRICH, J., R. MOSHAMMER, A. DORN, R. DÖRNER, SCHMIDT und H. SCHMIDT-BÖCKING (2003). *Recoil-ion and electron momentum spectroscopy: reaction-microscopes*. *Reports on Progress in Physics*, 66(9):1463–1545.
- [VANCURA et al., 1993] VANCURA, J., V. J. MARCHETTI, J. J. PEROTTI und V. O. KOSTROUN (1993). *Absolute total and one- and two-electron transfer cross sections for  $Ar^{q+}$  ( $q = 8...16$ ) on He and  $H_2$  at 2.3q keV*. *Physical Review A*, 47(5):3758–3768.

- [VELCHEV et al., 1999] VELCHEV, I., W. HOGERVORST und W. UBACHS (1999). *Precision VUV spectroscopy of Ar I at 105 nm*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 32(17):L511–L516.
- [VERNER et al., 1996] VERNER, D. A., E. M. VERNER und G. J. FERLAND (1996). *Atomic Data for Permitted Resonance Lines of Atoms and Ions from H to Si, and S, Ar, Ca, and Fe*. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 64(1):1–180.
- [VINOGRADOV et al., 1975] VINOGRADOV, A. V., I. Y. SKOBELEV und E. A. YUKOV (1975). *Determination of plasma density from spectra of heliumlike ions*. Soviet Journal of Quantum Electronics, 5(6):630–633.
- [WARGELIN et al., 2008] WARGELIN, B. J., P. BEIERSDORFER und G. V. BROWN (2008). *EBIT charge-exchange measurements and astrophysical applications*. Canadian Journal of Physics, 86(1):151–169.
- [WARGELIN et al., 2005] WARGELIN, B. J., P. BEIERSDORFER, P. A. NEILL, R. E. OLSON und J. H. SCOFIELD (2005). *Charge-Exchange Spectra of Hydrogenic and He-like Iron*. The Astrophysical Journal, 634(1):687–697.
- [WATANABE et al., 2007] WATANABE, H., J. SUN, M. TONA, N. NAKAMURA, M. SAKURAI, C. YAMADA, N. YOSHIYASU und S. OHTANI (2007). *X-ray emission in collisions of highly charged I, Pr, Ho, and Bi ions with a W surface*. Physical Review A, 75(6):062901+.
- [WHIPPLE, 1950] WHIPPLE, F. L. (1950). *A comet model. I. The acceleration of Comet Encke*. Astrophys. J., 111:375–394.
- [WHIPPLE, 1951] WHIPPLE, F. L. (1951). *A Comet Model. II. Physical Relations for Comets and Meteors..* Astrophys. J., 113.
- [WHYTE et al., 1998] WHYTE, D. G., R. C. ISLER, M. R. WADE, D. R. SCHULTZ, P. S. KRSTIC, C. C. HUNG und W. P. WEST (1998). *Argon density measurements from charge-exchange spectroscopy*. Physics of Plasmas, 5(10):3694–3699.
- [WILKENING, 1982] WILKENING, L. L., Hrsg. (1982). *Comets (Space Science)*. University of Arizona Press.

- [WINTER und AUMAYR, 1999] WINTER, H. P. und F. AUMAYR (1999). *Hollow atoms*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 32(7):R39–R65.
- [WINTER und LANE, 1985] WINTER, T. G. und N. F. LANE (1985). *R-matrix approach to electron transfer in  $\alpha$ -H collisions*. Physical Review A, 31(4):2698–2701.
- [WISE und SARAZIN, 1989] WISE, M. W. und C. L. SARAZIN (1989). *Charge transfer and X-ray emission from supernova remnants*. Astrophys. J., 345:384–392.
- [WOLF, 1995] WOLF, B., Hrsg. (1995). *Handbook of Ion Sources*. CRC-Press, 1. Aufl.
- [WOLLNIK, 1987] WOLLNIK, H. (1987). *Optics of Charged Particles*. Academic Press.
- [XUE, 2009] XUE, YINGLI (2009). *Persönliche Mitteilung*.
- [ZENER, 1932] ZENER, CLARENCE (1932). *Non-Adiabatic Crossing of Energy Levels*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 137(833):696–702.

## **Erklärung**

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

Heidelberg, den 29. März 2010

Rainer Ginzel