

BACHELOR ARBEIT im Fachgebiet Physik

Ionisationsquerschnitte von Uranionen in Speicherringen

am Helmholtz-Institut Jena

Marc Oliver Herdrich

Matrikel-Nr.: 120210

Erfurter Straße 81

07743 Jena

Betreut durch: Dr. Günter Weber

Abgabe: September 2013

*»Das Schönste, was wir erleben können,
ist das Geheimnisvolle.
Es ist das Grundgefühl,
das an der Wiege von
wahrer Kunst und Wissenschaft steht.«*

Albert Einstein

Erstgutachter: Prof. Dr. Thomas Stöhlker

Zweitgutachter: Dr. Günter Weber

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen, als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Alle Ausführungen, die fremden Quellen wörtlich oder sinngemäß entnommen wurden, sind kenntlich gemacht. Die Arbeit war in gleicher oder ähnlicher Form noch nicht Bestandteil einer Studien- oder Prüfungsleistung.

Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände, die vorliegende Bachelorarbeit für die öffentliche Benutzung im Universitätsarchiv zur Verfügung zu stellen.

Ort, Datum

Marc Oliver Herdrich

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei allen bedanken, die mir bei der Anfertigung meiner Bachelorarbeit geholfen und mich unterstützt haben. Mein Dank gilt insbesondere...

- Prof. Thomas Stöhlker, der mir die Möglichkeit gegeben hat in seiner Arbeitsgruppe am Helmholtz-Institut Jena meine Bachelorarbeit zu schreiben und mich im Verlauf der Arbeit immer wieder durch Hinweise und Ratschläge unterstützt hat.
- Dr. Günter Weber für die Vergabe des Themas dieser Bachelorarbeit sowie die durchgehende Betreuung und die tatkräftige Unterstützung während der Ausführung der Arbeit.
- Nikos Petridis für die geduldige Hilfe bei der Auswertung der Gas-Target-Daten, sowie die Hinweise bezüglich der Korrektur-Formel für die kalten Gas-Targets.
- Christopher Hubbard for helping me with the translation of my abstract into the English language.
- Meinen Eltern, die mir das Physikstudium ermöglichen, diese Arbeit für mich Korrektur gelesen haben und mich die gesamte Zeit über unterstützen.

Zusammenfassung

Für viele Experimente an Beschleunigeranlagen sind hohe Luminositäten nötig, die nur durch höchste Strahlintensitäten erreichbar sind. So werden beispielsweise für einige der im Rahmen des FAIR-Projekts geplanten Experimente Intensitäten von einigen 10^{11} Schwerionen und mehr vorausgesetzt, um Effekte mit extrem niedrigen Reaktionsquerschnitten nachweisen zu können. Auch Anwendungen wie die ionenstrahlgetriebene Fusion benötigen hochintensive Ionenstrahlen mit insgesamt bis zu 200 A Strahlstrom. Da Raumladungseffekte die maximale Intensität und Phasenraumdicke von Ionenstrahlen begrenzen, wird die Nutzung niedrig geladener Ionen angestrebt. Diese sind jedoch bei typischen Energien $> 1 \text{ MeV}/u$ weit entfernt von ihrer Gleichgewichtsladung und es kommt im Restgas der Beschleuniger-Röhren verstärkt zur Umladung der Projektile. Dies führt zum Verlust der Teilchen in Ringbeschleunigern, was im Fall großer Intensitäten und hoher Wiederholraten dramatisch verschlechterte Vakuumbedingungen und dadurch auch weitere Strahlverluste zur Folge haben kann. Um derartige Prozesse vorhersagen und vermeiden zu können, müssen die zugrundeliegenden Umladungsprozesse verstanden und charakterisiert werden. Da eine theoretische Beschreibung dynamischer Prozesse in Viel-Elektronen-Systemen sehr schwierig ist und nur näherungsweise durchgeführt werden kann, ist eine experimentelle Überprüfung der theoretischen Vorhersagen in einem weiten Parameterbereich notwendig. Zu diesem Zweck wurden in der vorliegenden Arbeit für zwei typische Projektil-Ionen (U^{28+} und U^{73+}) im ESR Speicherring der GSI Helmholtz-Zentrum für Schwerionenforschung bei drei Strahlenergien (30, 50 und 150 MeV/u) Ionisationsquerschnitte beim Durchgang durch verschiedenen Gastargets ermittelt.

Abstract

For many experiments at accelerator facilities high luminosities are necessary, which are only achievable with highest ion beam intensities. Some of the experiments planned for the FAIR project need beam intensities up to a few 10^{11} heavy ions in order to observe effects having extremely low reaction cross-sections. Furthermore, applications like the ion-driven fusion require high-intensity beams with beam currents up to 200 A in total. Low charged particles have to be used, because space charge effects limit the maximum expected intensity and phase space volume of the ion beams. However, in typical beam energy regimes above 1 MeV/u, these particles are far from their equilibrium state, resulting in charge changing events during interactions with the residual gas of the accelerator tubes occurring more frequently. In ring accelerators these effects lead to the loss of ions, which for high intensities and high repetition-rates can result in dynamic processes leading to a sudden loss of the whole beam. To minimize the impact of such charge changing effects, a good understanding and characterization of the underlying processes is crucial. The theoretical description of dynamical processes in many electron systems is challenging and can only be done in an approximate way. Therefore an experimental validation of the theoretical predications within a broad parameter range is needed. For this purpose, beam lifetime experiments with two typical uranium charge states, namely U^{28+} and U^{73+} , at three beam energies (30, 50 and 150 MeV/u) have been carried out at the ESR storage-ring of the GSI Helmholtz Center for Heavy Ion Research, to determine their ionization cross-section in interactions with several different target gases.

Inhaltsverzeichnis

Eidesstattliche Erklärung	II
Danksagung	III
Zusammenfassung.....	IV
Abstract	V
1. Einleitung.....	1
2. Physikalischer Hintergrund	6
2.1. Strahlverlust und Wechselwirkungsquerschnitt	6
2.2. Näherungsmethoden.....	7
2.2.1. Klassischer Monte-Carlo-Ansatz.....	7
2.2.2. Halbklassische Näherung	8
3. Experimentelle Durchführung.....	9
3.1. ESR	9
3.2. Gastarget	10
3.3. Strahltransformator.....	11
3.4. Elektronenspektrometer	12
3.5. Schottky-Pickups.....	12
4. Messdaten und Auswertung	13
4.1. Grundlagen der Auswertung	13
4.1.1. Wechselwirkungsquerschnitt.....	13
4.1.2. Target-Dichte.....	14
4.2. Datensätze	15
4.3. Auswertung U^{28+}	15
4.3.1. Einschuss-Suche im Strahlstromverlauf	15
4.3.2. Target-Suche	16
4.3.3. Lebensdauer-Auswertung	17
4.3.4. Schottky-Dateien	18
4.3.5. Elektronenspektrometer-Daten	19
4.3.6. Ionisationsquerschnitte.....	19
4.3.7. Target-Breite	20

4.4. Auswertung U^{73+}	20
4.4.1. Einschuss-Suche im Strahlstromverlauf	20
4.4.2. Target-Suche	20
4.4.3. Lebensdauer-Analyse	21
5. Ergebnisse und Diskussion	22
5.1. Ergebnisse.....	22
5.1.1. Ionisationsquerschnitte von U^{28+}	22
5.1.2. Ionisationsquerschnitte von U^{73+}	23
5.1.3. Target-Dichteverteilung	23
5.2. Vergleich und Einordnung	24
5.2.1. Energieskalierung	24
5.2.2. Target-Skalierung	25
5.3. Fehlerdiskussion	27
5.4. Fazit und Ausblick	28
6. Appendix	29
6.1. Tabellen	29
6.1.1. Ionisationsquerschnitte.....	29
7. Quellen	30
7.1. Abbildungsverzeichnis	30
7.2. Tabellenverzeichnis	30
7.3. Literaturverzeichnis	30

1. Einleitung

Viele Experimente an Beschleunigeranlagen und Speicherringen benötigen neben hohen Energien auch immer höhere Strahlintensitäten. An der GSI Helmholtz-Zentrum für Schwerionenforschung entsteht ein neuer Beschleunigerkomplex mit internationaler Beteiligung unter dem Namen FAIR („Facility for Antiproton and Ion Research“, s. Abbildung 1). Geplante Experimente an dieser Anlage sollen tiefgreifende Fragen bezüglich der Struktur von Kernen, dichter Materie, QCD-Phasenübergänge und vielem Weiteren klären [1]. Einige dieser Experimente zeichnen sich durch einen sehr geringen Wechselwirkungs-Querschnitt der zu beobachtenden Effekte aus. Um dennoch ausreichende Mengen an Daten zu sammeln, um signifikante Aussagen über die erwarteten Phänomene treffen zu können, werden entsprechend hohe Intensitäten der verwendeten Ionenstrahlen benötigt, welche die geringe Wechselwirkungs-Wahrscheinlichkeit ausgleichen sollen.

Wir wollen dabei Strahlintensität als Maß der Stromdichte der Projektil-Ionen durch den Beschleuniger verstehen:

$$I \propto \left\langle \frac{d}{dt} \left(\frac{d}{dA} N \right) \right\rangle_t \rightarrow \text{mittlere} \frac{\text{Teilchenzahl}}{\text{Fläche} \cdot \text{Zeit}}$$

Um die Intensität zu erhöhen, muss also die Teilchendichte im Beschleuniger erhöht werden. Hierbei tritt jedoch ein Problem auf: Teilchenbeschleuniger benötigen geladene Projektile, welche mittels elektromagnetischer Felder beschleunigt, fokussiert und abgelenkt werden. Die geladenen Teilchen wechselwirken innerhalb des Beschleunigers jedoch auch gegenseitig und stoßen sich durch die auftretenden Coulombkräfte voneinander ab. Bis zu einer gewissen Dichte lassen sich diese Raumladungseffekte zum Beispiel mit Hilfe von fokussierenden Quadrupol- und Sextupol-Magneten kompensieren. Bei höheren Ladungsdichten werden die auftretenden Kräfte zu stark, der Strahl divergiert, die effektive Strahlintensität nimmt ab und der Fokus des Strahls wird größer. Will man dennoch hohe Intensitäten bei geringen Phasenraumdichten erreichen, so muss man die Ladung der zu beschleunigenden Teilchen reduzieren, um so die Raumladungseffekte zu verringern.

Bei der Erzeugung der Ionen in den Beschleunigeranlagen, etwa durch sog. Stripper oder Gastargets, treten hohe Strahlverluste auf, da eine breite Ladungszustandsverteilung der Ionen erzeugt wird, aus der der gewünschte Zustand zuerst herausselektiert werden muss. Einige Ladungszustände, wie zum Beispiel U^{28+} und U^{73+} für Uran-Ionen bei Strahlenergien von $1,4 \text{ MeV/u}$ bzw. $11,4 \text{ MeV/u}$, entstehen dabei bevorzugt. Sie werden verwendet um die auftretenden Verluste gering zu halten. Solche niedrig ionisierten Viel-Elektronen-Systeme sind nach der Beschleunigung in den betrachteten Energiebereich $> 1 \text{ MeV/u}$ in der Regel jedoch weit entfernt von ihrer Gleichgewichtsladung [2]. Wir können mit Hilfe des relativistischen Faktors $\beta = v/c$ und der Ordnungszahl Z der Ionen, sowie der Feinstruktur-Konstante α diese Gleichgewichtsladung abschätzen mit [3, p. 26]:

$$\bar{q} \approx Z \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{\beta}{\alpha \cdot Z^{0,67}}\right) \right]$$

Alternative Formeln beachten zudem das die Projektile umgebende Target-Medium (siehe z.B. [4]). Bei Wechselwirkung mit Gasteilchen aus dem Restgas in der Beschleunigerröhre kann es zur weiteren Ionisation, hin zum Gleichgewichtszustand des Systems, kommen. Die Umladungswahrscheinlichkeit für



Abbildung 1: Übersicht der geplanten FAIR-Anlage an der GSI, sowie die bereits bestehende Beschleunigeranlage. (Quelle [5])

niedrig ionisierte Teilchen ist dabei auf Grund des hohen Ladungsunterschieds von der Gleichgewichtsladung deutlich größer, als die, nahezu vollständig ionisierter Projektile. Die Projektionierung, sowie der bei hoch geladenen Ionen dominierende Elektroneneinfang im Restgas, führt bei Ringbeschleunigern wie den Schwerionen-Synchrotron-Anlagen SIS18, SIS100 oder Speicherringen wie dem ESR zu Strahlverlusten: Ringbeschleuniger zwingen die beschleunigten Projektil-Teilchen durch starke Magnetfelder, unter Ausnutzung der Lorentzkraft auf eine Kreisbahn entlang der Strahlführung. Diese ist neben der Projektil-Geschwindigkeit v und dem Feld der eingesetzten Ablenkmagnete B abhängig vom Ladungszustand q des Systems:

$$\vec{F}_L = qe \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$$

Mit verändertem Ionisationszustand erfahren die Teilchen eine andere Kraft im Magnetfeld und folgen einer Kreisbahn mit verändertem Radius. Sie bewegen sich damit nicht mehr auf der durch die Beschleuniger-Geometrie vorgegebenen Trajektorie und schlagen nach kurzer Zeit in die Beschleunigerwand. Dort lösen sie auf Grund ihrer hohen Energie eine große Menge an Teilchen ab (Desorptionseffekte von bis zu 10^5 freigesetzten Teilchen pro Ioneneinschlag [6]), die lokal das Vakuum stark verschlechtern (dynamisches Vakuum). Insbesondere bei hohen Strahlintensitäten und hohen Wiederholraten werden diese dynamischen Effekte wichtig, da die Wahrscheinlichkeit, dass nachfolgende Teilchen im desorbierten Gas ionisiert werden, auf Grund der höheren Restgasdichte ansteigt und der Effekt sich lawinenartig verstärken kann. Wenn dies geschieht, besteht die Gefahr, dass binnen kurzer Zeit der gesamte Strahl verloren geht und möglicherweise bei Interaktion mit der Beschleunigerwand eine Aktivierung oder sogar Schäden verursacht.

Um den Problemen mit Umladungsverlusten der Ionenstrahlen entgegen zu wirken, werden seit einigen Jahren bei der GSI am Schwerionen-Synchrotron SIS18 Maßnahmen zur Verbesserung des statischen und dynamischen Vakuums unternommen [7]. Zur Minimierung des statischen Vakuums wurden die meisten Dipol- und Quadrupol-Elemente des SIS-18 mit einer NEG-Beschichtung ausgestattet. Die sog. „Non-Evaporable Getter“-Beschichtung ist bisher auf 65% der Innenseite des Beschleunigers mit Hilfe zweier verschiedener Verfahren aufgetragen worden. Zum einen wurde ein am CERN entwickeltes Verfahren des Magnetron-Sputterings getestet [8], zum anderen wurde ein an der GSI entwickeltes Verfahren eingesetzt, bei dem ein verdrehter Draht mit den elementaren Materialien mittels eines Plasmas unter Krypton-Atmosphäre auf die Oberflächen aufgesputtert wird (Vakuum Arc NEG Deposition). Es wird eine Mischung aus Titan, Vanadium und Zirkonium verwendet, die, ähnlich wie eine Titan-Getterpumpe, Restgasatome durch Chemiesorption auf der Oberfläche bindet und dann durch Diffusion im Material hält [3]. Die Beschichtung muss zur Aktivierung der Pumpeigenschaften ausgebacken werden und hat dann eine sehr geringe Ausgasungsrate und eine hohe Affinität selbst Gasatome mit hoher Ordnungszahl zu binden. Weiterhin wurden einige kleinere Leckagen der Anlage repariert [6].

Um das dynamische Vakuum zu stabilisieren, wurden hinter die Dipol-Ablenk-Einheiten des SIS18 Kollimatorsysteme installiert. In einer Doppelkammer mit NEG-Beschichtung befinden sich Goldbeschichtete Kupferblöcke, die die umgeladenen Ionen abstoppen. Das Material hat einen niedrigen Desorptionskoeffizienten und durch die Doppelkammerstruktur wird verhindert, dass desorbiertes Gas aus dem Ionenbeschuss vor seiner Absorption durch die NEG-Beschichtung zurück in den Primärstrahlverlauf gelangt. Eine Nickelschicht verhindert das Durchmischen der Gold- und Kupfer-Schichten, um die physikalischen Eigenschaften des Scraper-Elements zu erhalten [3]. Zur Diagnose der Umladungseffekte sind die Scraper-Einheiten mit mehreren Messelementen wie einem Strommesser zur Analyse des umgeladenen Ionenstroms ausgestattet. Insgesamt konnte eine Gesamtverbesserung des Vakuums auf einen Untergrunddruck von 10^{-11} bis 10^{-12} mbar erzielt werden [8]. Diese Verbesserungen ermöglichten kürzlich für U^{27+} Ionen einen neuen Extraktionsrekord aus dem SIS18 von 2×10^{10} Teilchen bei einer Einschussintensität von lediglich 3×10^{10} Ionen [9].

Für die FAIR-Anlage ist noch ein kryogenes Pumpsystem geplant, welches das Beschleuniger-System auf extrem kalte Temperaturen bringen soll, damit Restgasatome an den Beschleunigerwänden auskondensieren und nicht mehr mit dem Primärstrahl interagieren können. Insgesamt möchte man mit der letzten Ausbaustufe des FAIR-Projekts Strahlintensitäten bei Extraktion von bis zu 2×10^{11} Teilchen U^{28+} erreichen [10]. Dafür ist es wichtig die Umladungsquerschnitte der Ionen im Restgas der Anlage genau zu charakterisieren, um die Strahlverlust-Mechanismen weiter zu minimieren und detaillierte Rechnungen zu den Strahllebenszeiten aufstellen zu können.

Eine weitere wichtige Anwendung, die hohe Strahlintensitäten benötigt, ist die Fusions-Forschung. Neben den Bemühungen der National Ignition Facility (NIF), eine Fusion durch Einwirkung von Laserstrahlung zu zünden, gibt es Pläne, dies durch Ionenstrahlen zu erreichen. Unter Fusion verstehen wir das Verschmelzen zweier Atomkerne zu einem neuen, schwereren Kern. Damit dies geschieht, müssen die Kerne mit einer ausreichenden Geschwindigkeit in einander fliegen, so dass die Coulomb-Abstoßung der positiv geladenen Kerne mit signifikanter Wahrscheinlichkeit durchtunnelt werden kann. Für leichte Elemente unter Eisen ist der Fusions-Prozess, unter Abgabe des Massendefekts aus der Bindungsenergie des neuen Nukleus, exotherm und kann daher prinzipiell zur Energiegewinnung genutzt werden.

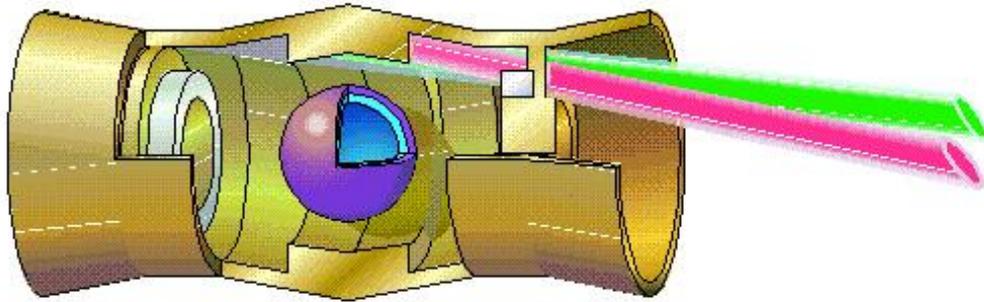


Abbildung 2: Schematische Darstellung eines Hohlraum-Fusionstargets (Aufriss). Die Ionenstrahlen (grün, magenta) kommen von rechts und erzeugen im Hohlraum Röntgenstrahlung, die auf das Pellet mit Brennstoff (violett) in der Mitte trifft und dieses aufheizt. (Quelle [11])

Um die Fusion zu zünden, ist geplant, zahlreiche, hochintensive Schwerionenstrahlen zu erzeugen und auf ein Target zu bündeln. Die Strahlen werden entweder direkt auf das Target oder auf ein indirektes Target um den Brennstoff gerichtet. Beim indirekten Fusions-Schema entsteht ein Röntgenstrahlungsfeld mit hoher Dichte im Hohlraum, das den Brennstoff erhitzt. Dieser besteht aus einer Mischung aus Tritium und Deuterium in einer Kapsel mit den Ausmaßen einer Erbse (s. Abbildung 2). Im Strahlungsfeld verdampft die Kapsel schlagartig und drückt bei der Expansion den Brennstoff im Inneren zusammen bis auf das 500-fache der Festkörper-Dichte. Dies führt zur Zündung und dem Abbrennen des Brennstoffs in einer selbsterhaltenden Fusionsreaktion [11]:



Um die Reaktion zu starten, muss eine Energie von 7 MJ über einen Zeitraum von 10 ns im Brennstoff deponiert werden [11]. Durch seine eigene Massenträgheit hält das Target dabei lange genug zusammen, um die benötigte Dichte zu erreichen, bevor es expandiert (Trägheits-Fusion). Um die freiwerdenden Neutronen abzuschirmen, wird eine Wand aus geschmolzenem Li_2BeF_4 (FLIBE) vorgeschlagen, da dieses wenig mit dem Ionenstrahl wechselwirkt und eine hohe Neutronenabsorption besitzt [12].

Damit die Erzeugung niedrig geladener Ionen, sowie ihre Beschleunigung und ihr Transport trotz Intensitätsverlust auf Grund von Umladungsprozessen wirtschaftlich bleibt und sich die Fusion rentiert, müssen die Wechselwirkungsprozesse der Ionen mit den Strippertargets und dem Restgas genau charakterisiert werden [13].

Frühere Experimente zur Bestimmung der Ionisationsquerschnitte, niedrig geladener Schwerionen sind auf einen Energiebereich unter 10 MeV/u beschränkt gewesen [13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20], obwohl für die Ionengetriebene-Fusion Szenarien für Strahlenenergien von 15 MeV/u bis 500 MeV/u vorgesehen sind [21] und im Falle des FAIR-Projekts der interessante Energiebereich sich bis zu einigen GeV/u erstreckt [22]. Erst 2009 konnten für U^{28+} in einer Messung am internen Gastarget des ESR Ionisationsquerschnitte im Energiebereich zwischen 10 und 50 MeV/u ermittelt werden [2]. Dieses Experiment war jedoch mit großen Unsicherheiten behaftet und verwendete mit H_2 und N_2 lediglich

zwei Targetgase. In der vorliegenden Arbeit stehen nun dank eines Nachfolgeexperiments für U^{28+} Messdaten erstmals für eine große Zahl an Targets zur Verfügung. Darüber hinaus wurden für U^{73+} ebenfalls Ionisationsquerschnitte bei einer deutlich höheren Strahlenergie von $150 \text{ MeV}/u$ ermittelt.

Da die Beschreibung von Umladungsprozessen in Vielteilchensystemen theoretisch sehr schwierig und analytisch nicht lösbar ist, sind nur wenige theoretische Ansätze für Umladungsquerschnittsberechnungen entwickelt worden. Zudem gibt es eine Vielzahl an möglichen Reaktionskanälen, die teilweise kaskadenartig ablaufen können. Die existierenden Lösungsansätze sind Simulationen und Näherungsverfahren für einzelne Reaktionskanäle und haben nur in eingeschränkten Energiebereichen Gültigkeit. Dazu gehören unter anderem die Ansätze von Shevelko [23] und Olson [19] auf die in dieser Arbeit später kurz eingegangen wird, sowie ältere Arbeiten zum Beispiel von Gryzinski [24] und einigen Weiteren.

2. Physikalischer Hintergrund

Um die Dynamik des Ionenstroms im Beschleuniger oder Speicherring zu charakterisieren, wird in Abschnitt 2.1. näherungsweise der zeitliche Verlauf der Strahlintensität in einem Gas-Medium betrachtet. Dies führt auf den für diese Arbeit zentralen Wechselwirkungsquerschnitt der Umladungsprozesse. In Abschnitt 2.2. sollen zwei wichtige Näherungsmethoden zur theoretischen Bestimmung des Querschnitts für Projektil-Ionisation, sowie dessen Skalierungseigenschaften vorgestellt werden.

2.1. Strahlverlust und Wechselwirkungsquerschnitt

Betrachtet man den Strahlstrom I als eine der Teilchenzahl im Beschleuniger proportionale Größe, so findet man unter der Voraussetzung, dass kein dynamisches Vakuum auftritt, für den Intensitätsabfall des Ionenstrahls im Gas-Medium einen Zeitverlauf nach:

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

Hier sei I_0 die Anfangsintensität und λ der Zerfallskoeffizient [25, p. 51]. Dieser setzt sich additiv aus den Koeffizienten der möglichen Umladungseffekte wie Ionisation (EL), Elektronen-Einfang (EC), Nicht-Radiativer-Einfang (NRC), Effekten zweiter Ordnung (z.B. Auger-Prozess), ... zusammen. Zwischen dem Zerfallskoeffizient und der Lebensdauer τ , beziehungsweise der anschaulicheren Halbwertszeit $t_{1/2}$, besteht dabei folgender Zusammenhang:

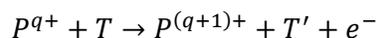
$$\tau = \lambda^{-1}, \quad t_{1/2} = \ln(2) \cdot \tau$$

Wenn in der Beschleuniger-Röhre ein Projektil-Ion mit der Energie E nahe an einem Gas-Teilchen des Targets, bzw. Restgases vorbei fliegt, so wechselwirken die Elektronen und Kerne der beiden Systeme unter Einfluss der Coulombkräfte zwischen den Ladungen mit einander. Es kommt klassisch betrachtet zu einem inelastischen Stoß zwischen den Teilchen, bei dem Energie ausgetauscht wird und infolge dessen – je nach Projektil-Energie – Elektronen herausgeschlagen und/oder übertragen werden können. Quantenmechanisch lässt sich die Übergangswahrscheinlichkeit der Umladungsprozesse aus dem Matrixübergangselement berechnen. Daraus folgt der Wechselwirkungsquerschnitt σ_i des betrachteten Übergangs. Der gesamte Umladungsquerschnitt σ setzt sich dann als Summe aus den Querschnitten aller möglichen Umladungsprozesse zusammen. Die Zerfallskonstante des Strahlstroms lässt sich nun berechnen mit Hilfe des einfachen Zusammenhangs:

$$\lambda = \sigma \cdot \rho \cdot v_{ion} \cdot f$$

Hierbei ist ρ die Volumendichte des Gas-Mediums, v_{ion} die Geschwindigkeit der Projektil-Ionen und f ein Skalierungsfaktor, der berücksichtigt, dass das Target möglicherweise eine endliche Ausdehnung hat, also im Gegensatz zum Restgas nicht den ganzen Ringumfang ausfüllt.

Im Rahmen dieser Arbeit wollen wir uns größtenteils auf Ein-Elektronen-Verlust-Effekte beschränken:



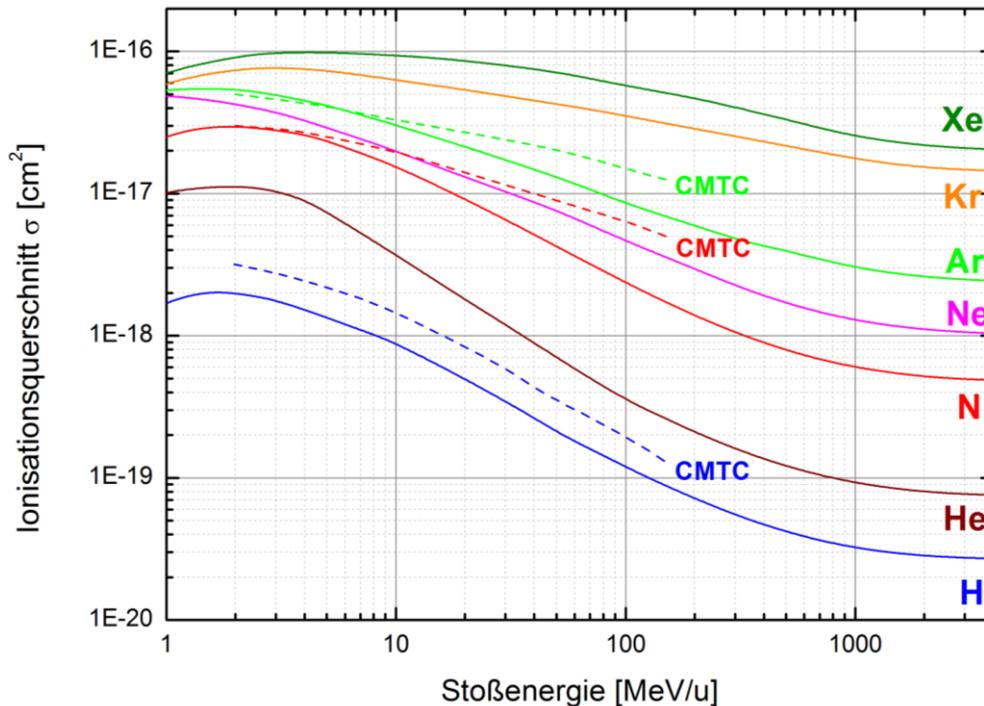


Abbildung 3: Abhängigkeit des Ionisationsquerschnitts von der eingesetzten Projektil-Energie. Gerechnet für U^{28+} mit Hilfe der n-CMTC Methode nach Olson auf H_2 und N_2 , sowie Ar Gastargets (gestrichelte Linien, [19]), sowie mit Hilfe der Überlagerung aus DEPOSIT- und RI-Code nach Shevelko für einige Gastargets (durchgezogene Linien, [26]). Beachte die deutlich unterschiedliche Energieabhängigkeit der Berechnungen für schwerere Gase.

2.2. Näherungsmethoden

2.2.1. Klassischer Monte-Carlo-Ansatz

Eine vollständig klassische Beschreibung des Problems wird von Olson in der sogenannten CMTC-Methode umgesetzt. Sie wird vor allem für die Wechselwirkung von Viel-Elektronen-Systemen in nicht-relativistischen Energiebereichen erfolgreich eingesetzt, in denen noch keine molekularen Effekte eine Rolle spielen [27, p. 216].

Das Verfahren setzt sich aus drei Schritten zusammen: Die Wechselwirkungssysteme werden klassisch mit Modelektronen besetzt und in einem mikrokanonischen Ensemble mit festgehaltener Durchschnittsenergie so präpariert, dass das Ensemble vergleichbare Eigenschaften mit den quantenmechanischen Erwartungswerten des Systems hat. Anschließend wird der Stoß der Systeme gemäß klassischer Trajektorien durchgeführt. Die Wechselwirkung erfolgt dabei über Newtonsche Gesetze sowie die Coulombkraft. Die resultierenden Differentialgleichungen werden mit Hilfe des Runge-Kutta-Gills-Verfahrens numerisch gelöst. Anschließend wird über die Energien der Wechselwirkungsprodukte ermittelt, über welche Reaktionskanäle der Prozess stattgefunden hat [2].

Für Mehrteilchensysteme wird der sogenannte n-CMTC-Code verwendet, der das Viel-Elektronen-System durch Einführung eines effektiven Potentials aus Schirmungseffekten nähert und somit wieder auf ein Ein-Teilchen-System zurückführt. Das Ergebnis einiger Beispielrechnungen zu U^{28+} -Stößen mit verschiedenen Gasen ist in Abbildung 3 dargestellt [19].

Der von Olson implementierte CMTC-Code liefert Ergebnisse für komplizierte Systeme, beachtet eine Vielzahl möglicher Interaktionen und berücksichtigt im Gegensatz zu den meisten anderen Ansätzen die Vielteilchennatur des Stoßprozesses von Anfang an. Quantenmechanische Effekte jedoch werden völlig außer Acht gelassen, genauso wie relativistische Effekte bei stark gebunden Elektronen, sowie höheren Stoßenergien.

2.2.2. Halbklassische Näherung

Eine von Shevelko et al. entwickelte Approximation des Ionisationsquerschnitts geht von der Born-Oppenheimer-Näherung des Systems aus. Auf Grund der hohen Masse des Kerns gegenüber den Elektronen werden quantenmechanische Effekte zur Beschreibung der Kern-Bewegung vernachlässigt und nur die Elektronenwechselwirkung unter Berücksichtigung der Quantenmechanik ausgerechnet. Dies ist nur dann gültig, wenn die Projektil-Energie wesentlich größer als die Bindungsenergie der an der Wechselwirkung beteiligten Target-Elektronen ist, da nur in diesem Fall die Wechselwirkungsdauer kurz ist und entsprechend eine kleine Störung des Systems angenommen werden kann [2]. Falls die Bedingung erfüllt ist, kann von Ein-Elektronen-Verlust-Effekten ausgegangen werden [23, p. 65]. Im Bereich kleiner bis mittlerer Projektil-Energien wird die Wechselwirkungszeit der Systeme höher und es muss von Mehr-Elektronen-Verlust-Effekten ausgegangen werden. In diesem Fall kann auch keine Born-Näherung mehr durchgeführt werden und andere Verfahren, wie etwa der DEPOSIT-Code, werden eingesetzt [28, p. 1460].

Für die Berechnung der Querschnitte erfolgt eine Näherung in erster Ordnung zeitabhängiger Störungsrechnung zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Projektil und Target [27, p. 219]. Die Berechnung selbst umfasst die Integration der Matrix-Übergangselemente für alle möglichen Ausgangs- und Endparameter der Interaktion der beiden Systeme. Dabei werden die Wellenfunktionen der beteiligten Elektronen aus numerischen Lösungen der Schrödinger-Gleichung in nicht relativistischer Näherung verwendet und ein Ansatz zur Berechnung mit ebenen Wellen gemacht. Weiterhin werden Screening-Effekte sowie Anti-Screening-Effekte berücksichtigt, welche die für die Berechnung wichtige effektive Gesamtladung des Targets, sowie dessen Zahl an der Wechselwirkung beteiligter Elektronen berücksichtigt. Die Ausführung der Integrationen und die dafür benötigten Näherungen sind im LOSS-Code implementiert [29]. Im relativistischen Fall werden die Übergangselemente um relativistische Korrekturterme erweitert. Der resultierende Code heißt LOSS-R-Code. Eine Erweiterung des LOSS-R-Codes berücksichtigt auch die magnetische Interaktion der Systeme, die bei hohen Energien signifikant zunimmt. Diese Weiterentwicklung wird „Relativistic Ionisation Code“ (RICODE) genannt [28, p. 1457].

Um einen breiten Energie-Bereich möglichst gut abzudecken, wird von Shevelko vorgeschlagen eine Überlagerung des DEPOSIT-Codes und RICODEs zu verwenden [27, p. 227]:

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\sigma_{DEPOSIT}} + \frac{1}{\sigma_{RICODE}}$$

Die Ergebnisse der Berechnungen nach (5) für einige für diese Arbeit relevanten Target-Gase ist ebenfalls zum Vergleich in Abbildung 3 dargestellt.

Eine äquivalente Rechnung existiert auch für Elektronen-Einfang-Prozesse (EC) und heißt CAPTURE-Code [30, p. 3401].

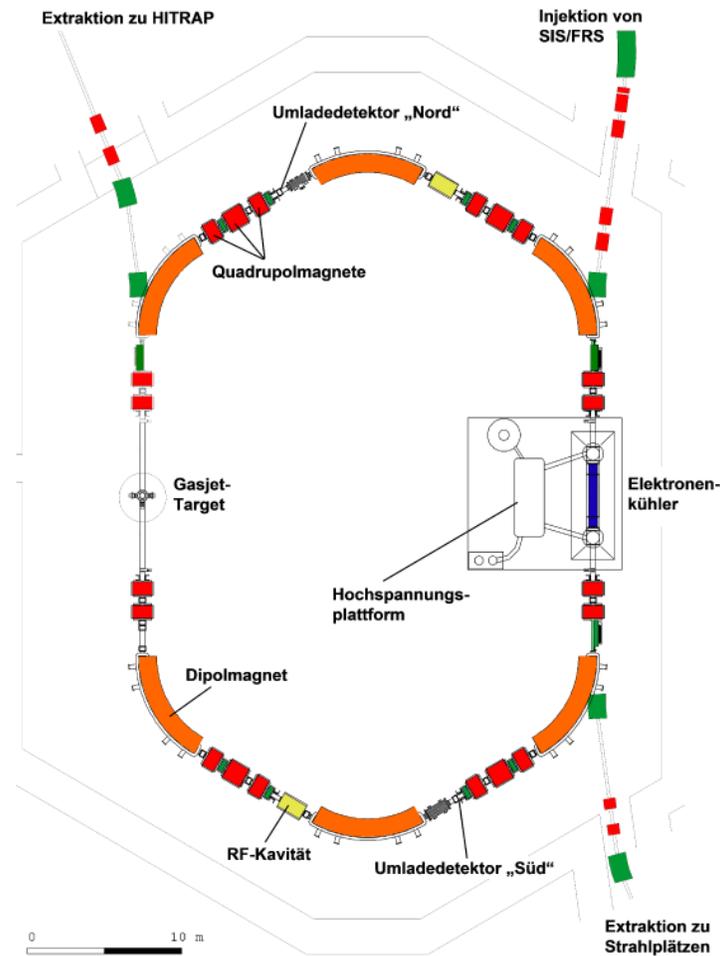


Abbildung 4: Schematische Darstellung des Experimentier-Speicherrings (ESR) der GSI mit Beschriftungen der wichtigsten Komponenten.

3. Experimentelle Durchführung

In diesem Kapitel werden die Experimentieranlagen beschrieben, die die benötigten Daten für die Lebensdauermessung geliefert haben. Zuerst erfolgt eine kurze Einführung über die Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI und den Experimentier-Speicher-Ring ESR in Kapitel 3.1. Nachfolgend werden die einzelnen für das Lebensdauerexperiment relevanten Bauelemente in Aufbau und Funktionsweise erläutert.

3.1. ESR

Eine wichtige Anlage der GSI ist der Experimentierspeicherring (ESR) zur Speicherung von Ionenstrahlen über einen längeren Zeitraum. Er ist etwa $108,36\text{ m}$ lang und hat eine Akzeptanz für Teilchen von Protonen bis hin zu vollständig ionisiertem Uran bei Energien bis zu $370\text{ MeV}/u$ [31, p. 41].

Über den Linearbeschleuniger UNILAC werden Ionen von den Ionenquellen zuerst in einem Stripper hoch geladen und zur Injektion in den Synchrotron-Beschleuniger SIS18 vorbeschleunigt. Dieser bringt die

Ionen auf ihre hohe Energie und injiziert das Ionenpaket in den ESR, wo der Strahl dann weiter manipuliert werden kann und für eine typische Speicherzeit zwischen einigen Sekunden und mehreren Stunden für Experimente zur Verfügung steht. Nach jedem Einschuss wird der Ionenstrahl auf seine Umlauftrajektorie im ESR gebracht und es kann ein weiteres Ionenpaket eingeschossen werden. So können zum Beispiel für Uran bis 10^8 Ionen über einen längeren Zeitraum gespeichert werden [25].

Über Quadrupol- und Sextupol-Magnete wird der Strahl fokussiert, um Raumladungsdivergenzen auszugleichen und mit Hilfe des integrierten Elektronenkühlers ist es möglich, den Strahl zu kühlen, der insbesondere nach dem Einschuss ein sehr großes Phasenraumvolumen einnimmt. Außerdem werden Aufheizungs-Effekte des Strahls während der Speicherung unterdrückt, um eine höhere Lebenszeit des Strahls zu erreichen [31]. Eine Übersicht der Anlage findet sich in Abbildung 4.

Zur zerstörungsfreien Strahldiagnose sind entlang des Strahlverlaufs mehrere Diagnoseelemente angebracht, die den Strahl während der Experimente überwachen: Ein Strahltransformator zur Analyse hoher Strahlströme, ein Shottky-Pick für die Analyse der Impulsverteilung des Strahls, Teilchenzähler, um die Umladungseffekte zu charakterisieren, ein Restgasmonitor, aus dessen Signal das Strahlprofil rekonstruiert werden kann und einige weitere. Weiterhin ist ein Gastarget im Strahlverlauf angebracht, an dem die Lebensdauerexperimente für diese Arbeit durchgeführt wurden.

3.2. Gastarget

Am internen Gastarget des ESR können Wechselwirkungsexperimente des Ionenstrahls mit Gasen durchgeführt werden. Die Apparatur besteht aus einem Einschuss-Bereich, der in vier Segmente E1-E4 unterteilt ist, dem sogenannten Sumpfbereich, der ebenfalls in vier Segmente aufgeteilt ist und der Wechselwirkungs-Kammer im Strahlstromverlauf.

In E1 befindet sich eine kryogene Quelle für verschiedene Gase. Sie besteht aus einer Lavaldüse mit Temperaturfühler und Gaseinlass, eingebettet in einen Helium-gekühlten Kupferblock. Die Kühlung sorgt dafür, dass durch Clustering auch leichte Gase (wie Wasserstoff oder Helium) als Targets mit hohen Dichten verwendet werden können. Aktuell stehen folgende Gase für das Target zur Verfügung: H_2 , He , N_2 , Ne , CH_4 , Ar , Kr , Xe . Die Kammern E1-E4 sind durch Skimmer getrennt, wobei nur der zweite Skimmer einen Durchmesser kleiner als der ursprüngliche Gasstrahldurchmesser hat. An ihm wird der Strahl geformt, damit er eine definierte Geometrie hat. Die anderen Skimmer, die auch die Sumpfstufen mit einander verbinden dienen dem differentiellen Pumpen der Anlage. Über einen Bereich von etwa einem Meter werden so bis zu acht Größenordnungen an Druckdifferenz gegenüber dem Ringvakuum aufrechterhalten.

Die Haupt-Gaslast fällt in E1 an, weshalb dieser direkt mit der Wälzkolben-Vorpumpe verbunden ist. Der Rest der Anlage verfügt über jeweils eine Turbomolekularpumpe (TMP) und eine Hochvakuummesszelle. Der Ultraschall-Gasjet durchquert die Wechselwirkungskammer orthogonal zum Ionenstrahl und trifft in der letzten Sumpfstufe S1 auf die untere Kammerwand. Dort expandiert das Gas und flutet die Kammer, sobald die angeschlossene TMP den Gasballast nicht mehr vollständig absaugen kann. Das überschüssige Gas strömt in die zweite Sumpfstufe S2, bis diese geflutet ist. Der Vorgang wiederholt sich bis in S4 eine so geringe Menge an Gas ankommt, dass die angeschlossene TMP das Hochvakuum des Rings gegen den Zustrom aus S3 aufrechterhalten kann [31]. Siehe dazu auch die Aufbauskinizze in Abbildung 5.

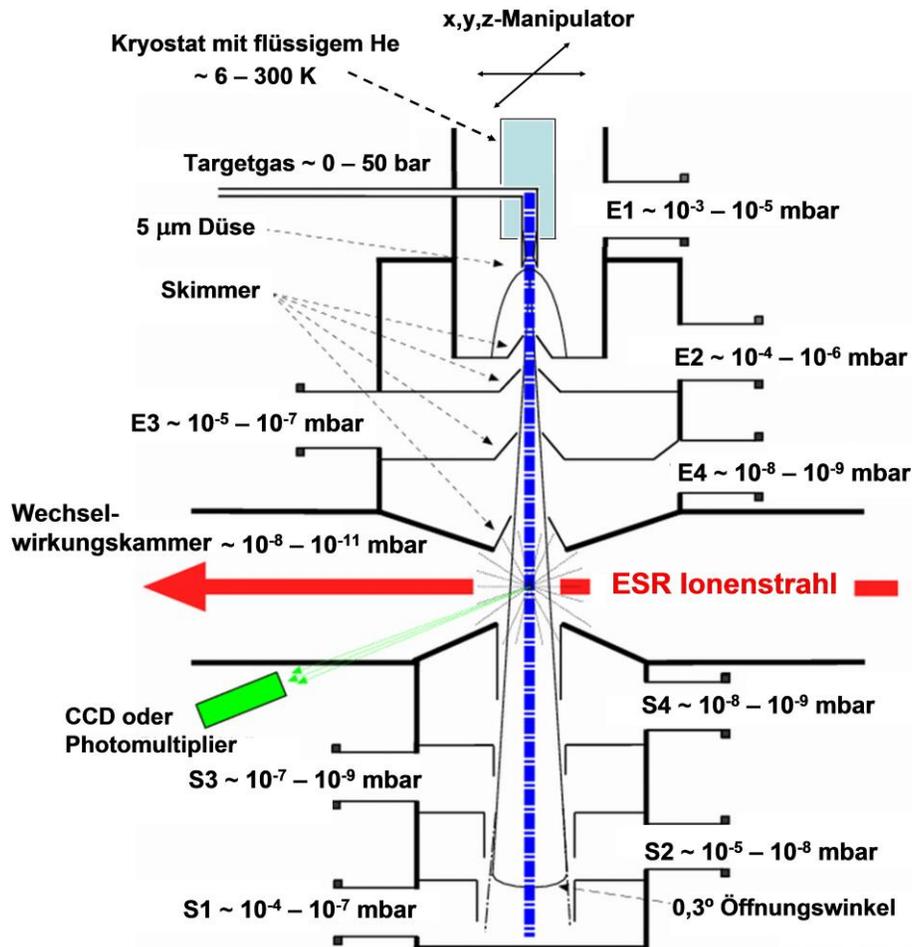


Abbildung 5: Schematische Darstellung des Gastargets im ESR als Querschnitt. Eingetragen sind typische Betriebsdrücke, die bei eingeschaltetem Target in den verschiedenen Stufen abfallen.

3.3. Strahltransformator

Bei dem am ESR verwendeten Strahltransformator handelt es sich um einen „Direct-Current-Current-Transformator“ (DCCT). Er ist ähnlich zu dem Transformator, der auch im SIS18 zur Strahldiagnose eingesetzt wird. An der Stelle des Transformators ist die Strahlführung durch ein PVC-Rohr ersetzt. Von außen sind Weichmetall-Elemente an der Strahlführung befestigt und der Aufbau ist umwickelt mit zwei entgegengesetzt laufenden Kupferspulen. Der Strahlstrom im Inneren der Strahlführung induziert in den Weichmetall-Elementen ein konstantes Magnetfeld. Durch Überlagerung dieses Konstantmagnetfelds mit einem definierten, oszillierendem Magnetfeld kann aus der induzierten Spannung in den Spulen direkt auf den Strahlstrom zurück geschlossen werden. Durch Vergleich der Signale aus den beiden entgegengesetzten Spulen können Artefakte unterdrückt werden. Der Detektor ist mit einer Schicht aus Kupferfolie und μ -Metall-Folie überzogen, um störende elektrische und magnetische Felder abzuschirmen [32].

Das Transformatorsignal wird (wie die Spannungssignale der anderen Detektoren auch) mit Hilfe eines Spannungs-Frequenz-Konverters für die Daten-Akquisition in eine Frequenz übersetzt.

3.4. Elektronenspektrometer

Das Elektronenspektrometer ist an das Gastarget angeschlossen. Es besteht aus einer Strahloptik und dem Elektronendetektor selbst. Eingesetzt wird es, um das Impulsspektrum der bei der Wechselwirkung des Ionenstrahls mit dem Gastarget freiwerdenden Elektronen aufzuzeichnen. Abhängig vom Elektronenimpuls der Wechselwirkungselektronen, haben diese unterschiedliche Einflugwinkel in den Detektor. Aus der Position der Elektronen auf dem Detektor lässt sich ihr Impuls rekonstruieren.

Die Strahloptik ist aus Dipol- und Quadrupol-Magneten aufgebaut und wirkt vergleichbar zu einem Teleskop. Die Elektronen werden dabei so auf den Detektor gebündelt, dass der Wechselwirkungspunkt des Targets fokussiert auf den Detektor abgebildet wird.

Der Detektor besteht aus zwei übereinander geschichteten Multi-Channel-Plates (MCP), die die eintretenden Elektronen detektieren. Da es sich bei den MCPs im Wesentlichen um Sekundärelektronen-Vervielfacher handelt, entsteht hinter dem Aufbau eine große Elektronenwolke. Diese erzeugt in der angeschlossenen Delayline-Anode einen Spannungsimpuls. Die Anode besteht aus zwei übereinander gewickelten Drähten auf einem Torus um den Aufbau. Abhängig von der Position der Elektronenwolke, wird der Impuls an einer bestimmten Stelle im Draht erzeugt und breitet sich gleichförmig zu beiden Seiten aus. Aus dem Laufzeitunterschied des Impulses an den Drahtenden der beiden Delaylines lässt sich die Position der Wolke ermitteln. Vor den MCPs sind zwei Metall-Gitter angebracht, die aus den MCPs zurück geworfene Elektronen wieder in den Aufbau zurück reflektieren, um den Nachweisquerschnitt des Detektors zu erhöhen [33].

3.5. Schottky-Pickups

Die Schottky-Pickups sind aufgebaut wie ein paralleler Plattenkondensator. Zwei horizontal gestellte Platten und zwei vertikal gestellte Platten um den Strahlverlauf bilden dabei jeweils einen Kondensator. Beim Durchflug eines schnellen, geladenen Teilchens durch die Kondensatoren induziert dieses eine Ladung auf den Platten, die proportional zum Abstand des Teilchens zur jeweiligen Platte ist. Jedes Teilchen des Strahlstroms passiert den Pickup mit einer Umlauffrequenz abhängig von seiner Geschwindigkeit. Bei 30% Lichtgeschwindigkeit entspricht dies etwa 1 MHz Umlauffrequenz. Die Schottky-Signale der Teilchen überlagern sich und es entsteht ein Signalverlauf für den gesamten Strahl. Durch eine Fouriertransformation dieses Signals erhält man das Frequenzspektrum des Ionenstrahls und damit ein Maß für die Impulsverteilung der Ionen im Speicherring, da jede Frequenz einer Geschwindigkeit zugeordnet werden kann [34].

Die Impulsverteilung wiederum gibt Auskunft über die Strahltemperatur. Optimaler Weise sollten alle Teilchen die gleiche Geschwindigkeit haben. Allerdings gibt es immer eine gewisse Unschärfe des Impulses für die einzelnen Teilchen des Ionenstrahls. Je wärmer der Strahl, desto größer ist die Impulsunsicherheit der Teilchen. Wird der Strahl zu heiß, ist er nicht mehr für die Experimente nutzbar. Deshalb setzt man Elektronenkühler und stochastische Kühler ein, um die Impulsverteilung des Ionenstroms möglichst scharf zu machen. Mit Hilfe der Schottky-Pickups lassen sich die Strahltemperatur und dessen Profil charakterisieren.

4. Messdaten und Auswertung

Die aufgezeichneten Messdaten der Experimente am ESR werden im nachfolgenden Kapitel ausgewertet. Dazu wird in Abschnitt 4.1. die Grundidee der Auswertung umrissen, sowie einige wichtige Formeln abgeleitet, die später verwendet werden. In Abschnitt 4.2. werden die vorliegenden Datensätze beschrieben und ihre Struktur erläutert. In den nachfolgenden Abschnitten erfolgt eine detaillierte Beschreibung der Auswertungs-Methodik für die einzelnen Datensätze, sowie beispielhaft ausgeführte Auswertungen.

4.1. Grundlagen der Auswertung

4.1.1. Wechselwirkungsquerschnitt

Unter Beachtung der entsprechenden Einschränkungen können wir mit Hilfe der Formeln (1) und (3) aus den durchgeführten Lebensdauer-Messungen am ESR die Ionisationsquerschnitte der Uranionen berechnen. Dabei soll zuerst davon ausgegangen werden, dass wir den Gesamtzerfallskoeffizient λ aufteilen können in einen Anteil des Restgases (λ_{rest}), des Elektroneneinfangs (EC) im Elektronenkühler (λ_{EC}), sowie der Umladung im Gastarget (λ_{target}):

$$\lambda = \lambda_{rest} + \lambda_{EC} + \lambda_{target} = \lambda_0 + \lambda_{target}$$

Wir wollen weiterhin die Restgas- und Elektronenkühler-Effekte zusammenfassen zu einer Grund-Zerfallskonstante: λ_0 , da dies die Effekte sind, die den Strahl auch bei ausgeschaltetem Gastarget in seiner Lebensdauer beeinflussen. Es gilt für die Geschwindigkeit der Ionen mit Energie $E = E_{kin}$ in relativistischer Betrachtung:

$$v_{ion} = c\beta = \frac{c \sqrt{E_{kin}^2 + 2 \cdot Au \cdot E_{kin}}}{E_{kin} + Au}$$

Au ist dabei das Energie-Masse-Äquivalent einer atomaren Masseneinheit (931,5 MeV). Die Volumendichte des Targets erhalten wir unter der Annahme eines hinreichend homogenen Targets aus der Flächendichte ρ_A und der Target-Länge l_{target} :

$$\rho = \frac{\rho_A}{l_{target}}$$

Außerdem finden wir den Korrekturfaktor f mit Hilfe der Länge des Beschleuniger-Rings l_{ring} :

$$f = \frac{l_{target}}{l_{ring}}$$

Setzen wir (6) bis (9) in (1) ein, so finden wir für den Strahlzerfall im Gastarget einen allgemeinen Zusammenhang:

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-\left(\lambda_0 + \frac{\sigma \cdot \rho_A \cdot c \beta_{ion}}{l_{ring}}\right) \cdot t}$$

Wir sehen an Gleichung (10), dass der Umladungsquerschnitt der Uran-Ionen aus den Lebensdauer-messungen des Strahlstroms in Restgas und Target berechnet werden kann:

$$\sigma = (\lambda - \lambda_0) \cdot \frac{l_{ring}}{\rho_A \cdot c \beta_{ion}}$$

Die Zerfallskoeffizienten werden dabei mittels Regressions-Methoden direkt aus dem Strahlstrom-Verlauf ermittelt. Ring-Umfang und Ionen-Energien werden als Konstanten des jeweiligen Experiments betrachtet. Die Target-Dichte wird dynamisch aus den Messdaten der Sumpf-Stufen S1-S4 ermittelt, die zusammen mit den Strahlstrom-Daten aufgezeichnet wurden.

4.1.2. Target-Dichte

Unter Kenntnis der verwendeten Gasart und der Target-Temperatur wird der in den Sumpfstufen abfallende Gesamtdruck in eine Target-Dichte umgerechnet [31, p. 44]:

$$\rho_A = a \cdot \frac{(-p_0 + \sum p_i)}{v_{gas}}$$

Dabei sind $p_i, i = 1,2,3,4$ die Partialdrücke der Sumpfstufen und p_0 der Untergrund-Druck. v_{gas} ist die Geschwindigkeit der Gasteilchen beim Austritt aus der Düse. Sie ergibt sich zusammen mit der Target-Temperatur T nach:

$$v_{gas} = \sqrt{\frac{2\xi}{\xi - 1} \cdot \frac{kT}{m_{gas}}}$$

Hierbei ist k die Boltzman-Konstante, m_{gas} das spezifische Atom- bzw. Molekülgewicht und ξ der Isentropen-Koeffizient des Gases bei Raumtemperatur. Der Faktor a berücksichtigt das für die verschiedenen Gase unterschiedliche Saugvermögen S der Turbo-Molekular-Pumpen der Sumpfstufen, sowie die unterschiedlichen Gasempfindlichkeiten g der Ionisations-Vakuummeter. Er errechnet sich nach:

$$a = \frac{4S}{\pi k T_0} \cdot \frac{1}{\Delta x} \cdot g$$

Erneut ist Δx der Durchmesser des Gasstroms auf Höhe des Ionenstrahls und $T_0 = 300 K$ für die Rechnung mit idealen Gasen. Es folgt die Flächendichte des Gastargets also mit einer gasabhängigen Konstante c_{gas} nach:

$$\rho_A = c_{gas} \cdot \sqrt{T} \cdot \left(-p_0 + \sum_{i=1}^4 p_i\right), \quad c_{gas} = \frac{4S}{\pi T_0} \cdot \frac{1}{\Delta x} \cdot g \cdot \sqrt{\frac{2\xi}{\xi - 1} \cdot \frac{1}{k \cdot m_{gas}}}$$

Diese Formel gilt näherungsweise nur für ideale Gase. Bei sehr niedrigen Temperaturen kommt es jedoch zur Ausbildung von Clustern, mit Teilen des Targets in der Gas- und Teilen in der Flüssigphase. In diesen Fällen wird eine Korrektur der Targetdichte durchgeführt, indem von der Erhaltung der inneren Energie der Gase bei der Expansion aus der Düse ausgegangen wird. Gemäß [35, p. 11191] kann die korrigierte Gasgeschwindigkeit ermittelt werden nach:

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{2(H_0 - H_1)}{N_A m}}$$

H_0 und H_1 sind dabei die Enthalpien des Gases vor und nach der Expansion. Diese werden der NIST-Datenbank [36] entnommen. N_A ist die Avogadro-Konstante und m die Masse der Gasteilchen. Mit der neuen Gasgeschwindigkeit wird ein Korrekturfaktor gegenüber der ursprünglichen Gasgeschwindigkeit aus der Rechnung für ideale Gase ermittelt, mit dem dann die Targetdichte angepasst werden kann.

4.2. Datensätze

Die aufgezeichneten Daten enthalten Datensätzen zu U^{28+} -Ionen bei Strahl-Energien von $30 \text{ MeV}/u$ und $50 \text{ MeV}/u$, gemessen mit verschiedenen Target-Gasen. Diese beinhalten den zeitlichen Verlauf der Druckwerte der Sumpfstufen S1-S4, eine logische Variable bezüglich des Betriebszustandes des Gastargets, sowie den Ionenstrom und die Rate des Elektronenspektrometers. Da die Datenaufnahme des ESR für diskrete Ereignisse ausgelegt ist, wurden die kontinuierlichen Größen zuerst in eine Frequenz umgerechnet. Es wurden jeweils die Ticks der Messgeräte für jeweils 100 Ticks einer 100 kHz -Referenz-Clock abgespeichert. Im Zuge der Auswertung müssen die Tickraten wieder in physikalische Größen umgerechnet werden. Zu diesen Daten wurden parallel, pro Einschuss, über die Zeit das Schottky-Signal in eine separate Datei geschrieben. Weiterhin existiert ein Datensatz zu U^{73+} -Ionen bei $150 \text{ MeV}/u$ für mehrere Targets. Es wurde der Zeitverlauf des Strahlstromwerts, eines Elektronenspektrometers und der Drücke in den Sumpfstufen aufgezeichnet. In diesem Fall lagen die Daten bereits in physikalische Größen umgerechnet vor.

4.3. Auswertung U^{28+}

4.3.1. Einschuss-Suche im Strahlstromverlauf

Die Daten werden zuerst über einige Datenpunkte zusammengefasst und dann auf Ticks pro Sekunde mittels des 100 kHz -Signals der Datei normiert. Die Datenreihe des Strahlstromverlaufs wird numerisch abgeleitet und es werden der Mittelwert sowie die Standardabweichung der Ableitung berechnet. Da der Strahlstromverlauf nur zum Zeitpunkt des Einschusses eine große Veränderung aufweist, kann angenommen werden, dass sich mit Hilfe des Mittelwerts und der Standardabweichung der Untergrund der Strahlstromänderung abschätzen lässt. Als Peaks werden nun alle Punkte der Datenreihe markiert, die signifikant über den Untergrund herausragen. Datenpunkte, die direkt nach dem ersten Auftreten eines möglichen Peaks ebenfalls größer als der Untergrund sind, werden ignoriert, da sie zum gleichen Einschuss gehören. Anschließend wird im Strahlstromverlauf um die markierten

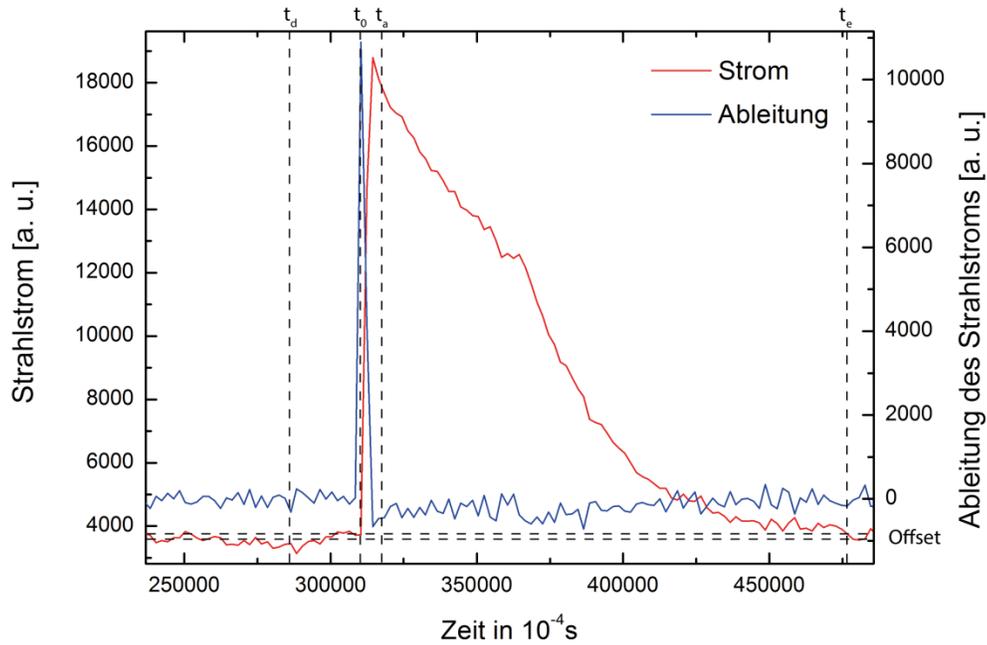


Abbildung 6: Strahlstromverlauf (rot) und dessen Ableitung (blau) abgetragen über der Zeit für einen Einschuss U^{28+} -Ionen auf Argon bei 50 MeV/u Stoßenergie. Die Werte sind über 200 Einträge gemittelt und in willkürlichen Einheiten angegeben.

Punkte herum das lokale Maximum bestimmt (siehe hierzu exemplarisch Abbildung 6.). Zusammen mit einer vorher abzuschätzenden Anstiegszeit t_a des Einschusses ergibt sich daraus die Anfangsposition der Peaks. Um das Ende des Lebenszyklus eines Einschusses zu bestimmen, wird der Punkt t_e gesucht, an dem der Strahlstrom wieder unter die Rauschschwelle abgesunken ist. Dazu muss das Rauschniveau vor dem Einschuss ermittelt werden. Direkt vor dem Einschuss weist der Strahlstromverlauf einen teilweise signifikanten Abfall auf, der möglicherweise aus Instabilitäten der Elektronik herrührt. Da dieser Abfall jedoch größtenteils eine einheitliche Breite hat, kann das Rauschniveau mit einem vorher abzuschätzenden zeitlichen Versatz vor dem Einschuss t_d ermittelt werden. Wenn Anfangs- und Endpunkt der Einschüsse bekannt sind, kann der Offset der Datenreihe an den Stellen bestimmt werden, an denen kein Strahl vorhanden ist. Nach Abziehen des Offsets werden die Strahlstromdaten in physikalische Werte umgerechnet.

4.3.2. Target-Suche

Die vier Datensätze der Sumpfstufen S1-S4 werden in einen physikalischen Druck umgerechnet und zu einem Gesamtdruck addiert. Unter Zuhilfenahme des Datensatzes bezüglich des Einschaltzustands des Gastargets kann der Offset des Drucks p_0 bestimmt werden, indem über alle Punkte gemittelt wird, an denen das Target ausgeschaltet war. Ausgehend von den Einschuss-Positionen wird im Datensatz des Gastarget-Zustands nach dem Einschaltzeitpunkt t_t des Gastargets gesucht. Durch Bildung des gleitenden Durchschnitts des Gesamtdruckverlaufs nach dem Einschalten wird der Punkt t_f bestimmt, an dem der Druck in den Sumpfstufen als stabil angenommen werden kann (Gleichgewichtsdruck zwischen Gaslast und Saugleistung der Pumpen in den Sumpfstufen). Anschließend wird in ähnlicher Weise das Abschalten des Targets ermittelt und der Überlapp des Ionenstrahl-Lebenszyklus mit dem Gastarget gebildet.

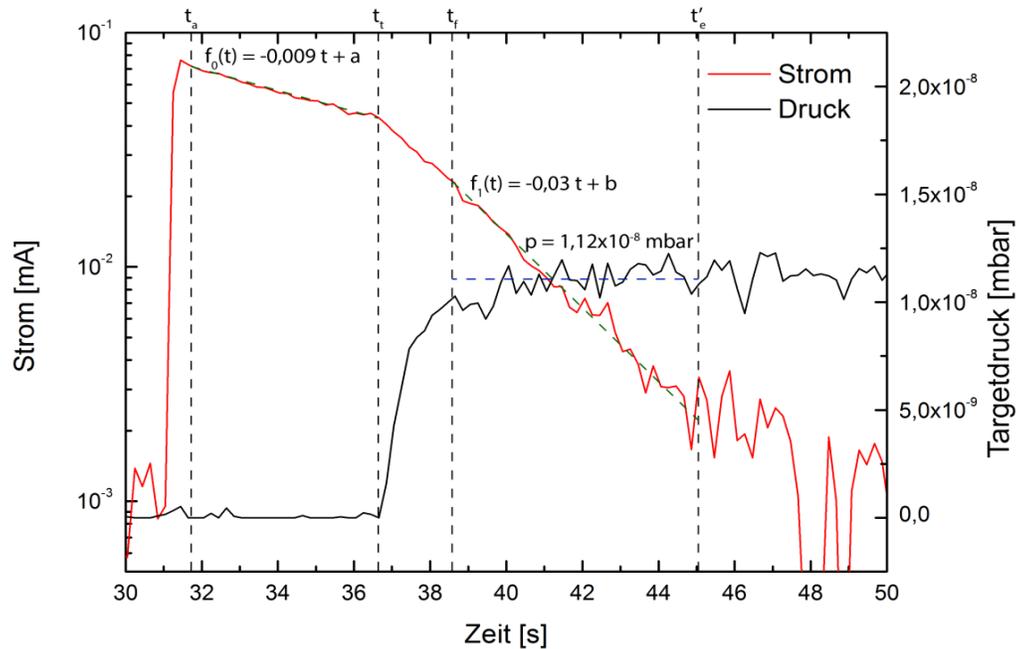


Abbildung 7: Strahlstrom- und Druckverlauf abgetragen über der Zeit für einen Einschuss U^{28+} -Ionen auf Argon bei 50 MeV/u Stoßenergie. Es sind die linearen Regressionen (grün) und der mittlere Target-Druck (blau) eingezeichnet.

Innerhalb des so bestimmten Zeitfensters wird der Gesamtdruck gemittelt und in die entsprechende Target-Dichte umgerechnet. Einschüsse bei denen kein Target gefunden werden konnte oder bei denen die Standardabweichung der Dichte zur mittleren Target-Dichte zu groß ist, werden in der nachfolgenden Auswertung ignoriert.

4.3.3. Lebensdauer-Auswertung

Der Strahlstromverlauf wird logarithmiert und für jeden Einschuss zuerst die Zerfallskonstante des Strahlverlusts im Restgas und Elektronenkühler mittels linearer Regression an die Messdaten angepasst. Dazu werden die Datenpunkte vom Einschusspunkt bis zum Einschalten des Gastargets verwendet. Es ergibt sich der Restgaszerfallskoeffizient λ_0 , der über alle Einschüsse einer Datei gemittelt wird. Er sollte unabhängig von den Parametern des Gastargets sein und daher über eine Messreihe hinweg ähnliche Werte liefern. Daher ist es gerechtfertigt, von einem mittleren Restgaszerfallskoeffizienten auszugehen. Anschließend wird mit Hilfe der gleitenden Varianz über n Datenpunkte des Strahlstromverlaufs der Zeitpunkt des Zerfalls bestimmt, bei dem die Schwankung der Werte deutlich größer ist, als die Anfangsstreuung. Ab diesem Punkt wird eine Auswertung sinnlos, da durch die Logarithmierung kleine Änderungen des Strahlstroms nahe der Rauschschwelle zu übermäßig großen Schwankungen der zu ermittelnden Zerfallskonstante führen. Ausgehend von dem Punkt, der bei der Suche nach einem stabilen Target gefunden wurde, bis zu dieser Schwelle, kann nun der Zerfallskoeffizient λ_{target} im Gastarget mittels linearer Regression des Strahlstromverlaufs gefunden werden (siehe hierzu exemplarisch Abbildung 7).

Die ermittelten Werte können genutzt werden um mit den Gleichungen aus Abschnitt 4.1. den Umladungsquerschnitt $\sigma_{t,1}$ für das jeweilige Target auszurechnen.

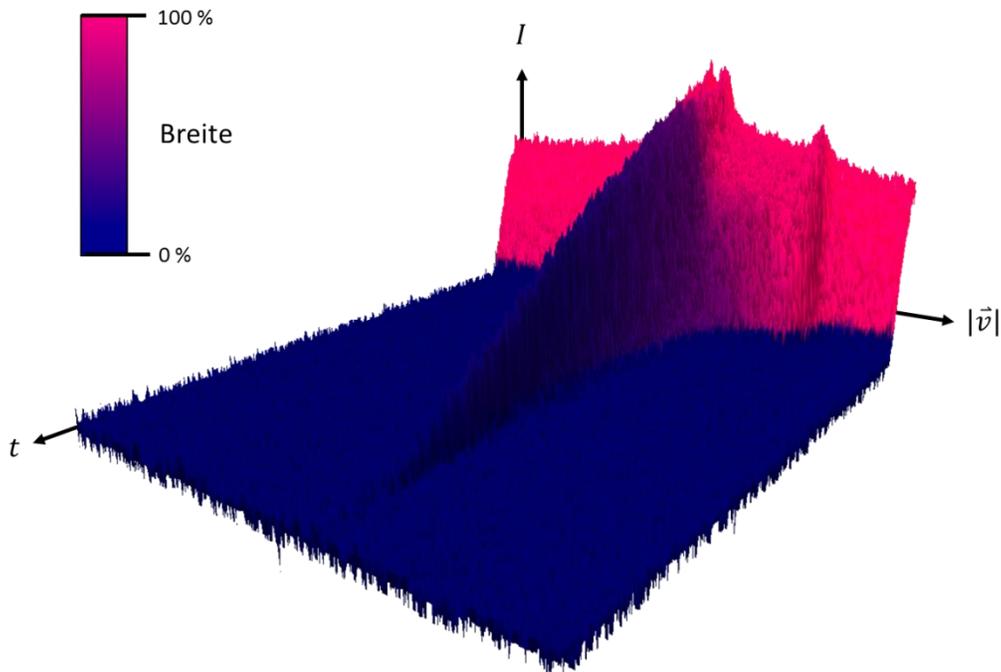


Abbildung 8: Impulsspektrum der Strahlintensität abgetragen über der Zeit für einen Einschuss U^{28+} auf ein H_2 -Target bei einer Stoßenergie von 50 MeV/u . Die Farbskala spiegelt die Schwerpunkts-Abweichung der spektralen Verteilung wider. Zu erkennen ist die Kühlung des Strahls im Elektronenkühler des ESR sowie das Abklingen der Strahlintensität.

4.3.4. Schottky-Dateien

Zu jedem Einschuss existiert eine Datei mit den Daten des Schottky-Pickups. Da der Datensatz das gesamte Impulsspektrum zu jedem Zeitpunkt enthält, wird zuerst über die Impulsachse integriert. Es existieren einzelne Dateien, die neben dem Strahlzerfall im Gastarget auch den Restgaszerfall enthalten. Dies wird durch einen Vergleich des Anfangsabfalls mit dem Endabfall überprüft. Stimmen diese nicht innerhalb der Toleranzgrenzen überein, enthält die Datei beide Zerfälle. Es wird für die Lebensdauerbewertung nur der Zerfall bei eingeschaltetem Gastarget verwendet, da die Schottky-Werte für hohe Strahlströme direkt nach dem Einschuss ein nichtlineares Verhalten aufweisen. Eine Auswertung macht in diesem Bereich keinen Sinn. Daher wird auch neben der Suche nach dem Target-Einschaltzeitpunkt auch ein Schwellwertvergleich mit $0,1 \text{ mA}$ im Strahlstromverlauf durchgeführt, oberhalb dessen die Nichtlinearität der Schottky-Werte einsetzt. Der Datensatz kann anschließend ab dem gefundenen Anfangszeitpunkt bis zur Rauschschwelle durch lineare Regression angepasst werden, um die Zerfallskonstante zu bestimmen.

Weiterhin kann aus der Breite $b(t)$ des Schottky-Spektrums ein Maß für die Strahltemperatur abgeleitet werden. Die Strahltemperatur kann als zusätzliche Größe verwendet werden, um abzuschätzen, ab welchem Zeitpunkt der Strahl einen Zustand nach dem Einschuss erreicht, ab dem eine Auswertung sinnvoll ist. Als Breite wird die Schwerpunkts-Abweichung der Impulsverteilung verwendet:

$$b(t) = \langle I^2(p, t) \rangle_p - \langle I(p, t) \rangle_p^2$$

In Abbildung 8 ist beispielhaft ein typisches Schottky-Spektrum mit farblich hervorgehobener spektraler Breite dargestellt. Man erkennt gut, wie der Elektronenkühler den Strahl nach dem Einschuss schnell abkühlt, also die Breite der Impulsverteilung verringert.

Für die Ermittlung des Umladungsquerschnitts $\sigma_{t,2}$ wird die mittlere Target-Dichte über das deutlich längere Zeitfenster des auswertbaren Schottky Signals erneut ausgerechnet. Als Restgaszerfalls-Konstante wird die mittlere Zerfallskonstante aus den Strahlstromdaten verwendet.

4.3.5. Elektronenspektrometer-Daten

Der letzte Datensatz zu U^{28+} stammt vom Elektronenspektrometer. Er wird ähnlich ausgewertet wie der des Strahlstromverlaufs: Zuerst wird vom Einschaltzeitpunkt des Gastargets aus der Abfall verfolgt, bis die Streuung der Daten nahe der Rauschschwelle deutlich größer ist als die Anfangsstreuung. Anschließend wird innerhalb des so bestimmten Zeitfensters der Zerfallskoeffizient via linearer Regression ermittelt. Mit Hilfe des Restgaszerfalls-Koeffizienten und der Target-Dichte folgt der Ionisationsquerschnitt $\sigma_{t,3}$.

Weiterhin sucht der Algorithmus den Maximalwert des Elektronenspektrometer-Verlaufs für jeden Einschuss.

4.3.6. Ionisationsquerschnitte

Alle Dateien zu einer Gasart werden unter Berücksichtigung der Experimentierparameter ausgewertet und die Ionisationsquerschnitte aller Einschüsse für die drei Datensätze (Strahlstrom, Schottky-Pickup und Elektronenspektrometer) jeweils für sich gemittelt ($\bar{\sigma}_{t,i}$). Offensichtliche Ausreißer, bei denen die Heuristik versagt hat (z.B. negative Ionisationsquerschnitte), werden vorher manuell entfernt. Anschließend folgt das Endergebnis als mit der Standardabweichung $\tilde{\sigma}_{t,i}$ gewichteter Mittelwert, der so errechneten mittleren Querschnitte $\bar{\sigma}_{t,i}$:

$$\sigma = \frac{\sum_{i=1}^3 w_i \bar{\sigma}_{t,i}}{\sum_{i=1}^3 w_i} \rightarrow \Delta\sigma = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^3 w_i}}, \quad w_i = \frac{1}{\tilde{\sigma}_{t,i}^2}$$

Der geschätzte, statistische Gesamtfehler $\Delta\sigma$ der Auswertung ergibt sich entsprechend aus der gewichteten Standardabweichung. Zu beachten ist, dass dieser Fehler teilweise jeweils deutlich kleiner ist, als die Größtfehler-Abschätzung aus der linearen Fehlerfortpflanzung der einzelnen Messfehler, sowie möglicherweise auftretende systematische Fehler noch nicht berücksichtigt.

Bei der Berechnung der Korrekturfaktoren für die Tieftemperaturtargets treten zwischen Flüssig- und Gasphase der Expansion starke Geschwindigkeitsunterschiede auf, die eine Ungenauigkeit von bis zu 500 m/s zur Folge haben. Es wurde deshalb das Verhältnis der Phasen gewählt, das die experimentellen Befunde nach [37, p. 6263] am besten wiedergeben.

Es wird davon ausgegangen, dass im Falle von H_2 und N_2 der mögliche Einfluss der Molekülbindung während der Ionisation vernachlässigbar ist und der molekulare Ionisationsquerschnitt aus der Summe der einzelnen Target-Atome resultiert. Dies wurde zuvor für Xe^{18+} bei einer Stoßenergie von 6 MeV/u gezeigt [17] und daher auch für diese Auswertung angenommen.

4.3.7. Target-Breite

Um den Überlapp des Ionenstrahls mit dem Gastarget zu überprüfen, wurden Lebenszeitmessungen mit unterschiedlichem x-Achsenversatz relativ zum Gastarget durchgeführt. Wenn bei der Auswertung der Ionisationsquerschnitte aus diesen Datensätzen von einem konstanten Target ausgegangen wird, dann spiegeln die so ermittelten Ergebnisse die effektive Target-Dichte am Messpunkt wider. Trägt man alle Querschnitte normiert über der Strahl-Versatzposition ab, so findet man annähernd die Dichteverteilung $\rho(x)$ des Gastargets. Diese ist noch gefaltet mit der Verteilungsdichte des Ionenstroms $I(x)$ und muss mit dieser entfaltet werden:

$$\rho'(x) = \rho(x) * I(x) \rightsquigarrow \rho(x) = \mathcal{F}^{-1} \left[\frac{\mathcal{F}[\rho'](\omega)}{\mathcal{F}[I](\omega)} \right] (x)$$

Dazu wird ein gaußförmiges Strahlprofil mit $\xi \approx 2 \text{ mm}$ FWHM angenommen [31, p. 53]:

$$I(x) \propto \exp \left(-2,77 \cdot \left(\frac{x}{\xi} \right)^2 \right)$$

Bildet man den Quotienten der Maximalwerte des Elektronenspektrometers pro Einschuss mit den jeweiligen Strahlstrom-Werten, so erhält man eine Größe, die ebenfalls proportional zur effektiven Target-Dichte sein sollte. Es entsteht so ebenfalls eine Target-Dichteverteilung, die qualitativ mit den aus dem Strahlstrom gewonnenen Werten verglichen werden kann.

4.4. Auswertung U^{73+}

4.4.1. Einschuss-Suche im Strahlstromverlauf

Die Suche nach den Einschüssen im U^{73+} -Datensatz zum Strahlstromverlauf erfolgt ähnlich wie in Kapitel 4.3.1. beschrieben. Die Datenreihen sind bereits auf eine Sekunde zusammengefasst und können direkt verarbeitet werden. Es wird die numerische Ableitung des Verlaufs gebildet, nach der Rauschschwelle gesucht und die Punkte bestimmt, an denen der Strahlstromverlauf über die Rauschschwelle steigt, bzw. darunter abfällt. An den Stellen ohne Ionenstrom wird der Offset als Mittelwert der verbleibenden Datenpunkte bestimmt und vom Strahlstromverlauf abgezogen. Eine Umrechnung in physikalische Größen ist nicht erforderlich, da der Datensatz bereits in mA umgerechnet vorliegt.

4.4.2. Target-Suche

Für die Suche nach den Target-Einschaltpunkten werden die bereits in $mbar$ umgerechnete Druckverläufe der Sumpfstufen S1-S4 addiert und der Untergrunddruck abgezogen. Da die Einschüsse im Gegensatz zu den Experimenten zu U^{28+} wesentlich schneller aufeinanderfolgend durchgeführt wurden, ist die Grenze zwischen dem Abschalten des Targets und dem Wiedereinschalten teilweise nicht eindeutig. Aus diesem Grund wird der Offset manuell bestimmt.

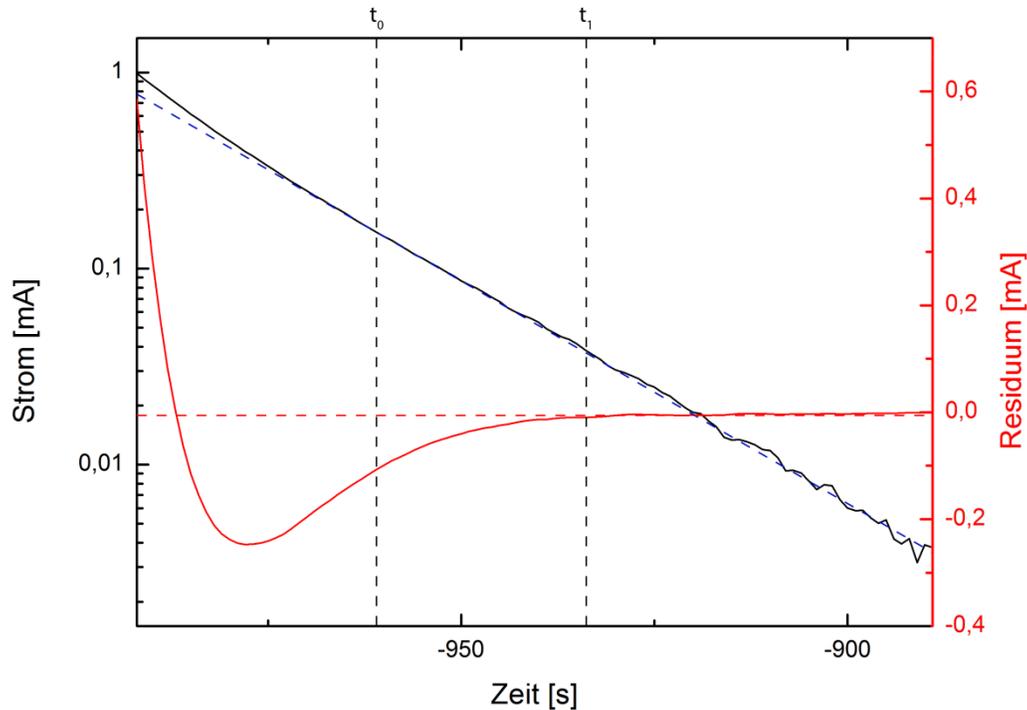


Abbildung 9: Strahlstromverlauf (schwarz) für einen Einschuss U^{73+} -Ionen auf Kr bei 150 MeV/u Stoßenergie, sowie Lineare Regression in erster Näherung (blau) und Residuum (rot).

Anders als bei den U^{28+} -Datensätzen existiert im U^{73+} -Fall keine Information bezüglich des Einschaltzustands des Gastargets. Die Target-Suche erfolgt daher äquivalent zur Strahlstromanalyse. Der gesamte Druckverlauf wird in einen Verlauf der Target-Dichte umgerechnet und dann innerhalb des Strahl-Lebenszyklus-Zeitfensters gemittelt.

4.4.3. Lebensdauer-Analyse

Der Restgaszerfalls-Koeffizient kann analog zum U^{28+} -Datensatz mittels linearer Regression von Einschuss bis Target-Einschaltzeitpunkt bestimmt und über alle Einschüsse gemittelt werden. Wiederum wird mit Hilfe der gleitenden Standardabweichung der Punkt gesucht, an dem die Streuung der Daten verglichen zur Anfangsstreuung zu groß wird.

Der Strahlzerfall im Gastarget folgt am Anfang einer stark nichtlinearen Funktion und geht erst nach einer gewissen Zeit in einen exponentiellen Zerfall erster Ordnung über. Der Grund für dieses unerwartete Verhalten des Strahlstroms konnte nicht ermittelt werden. Um dennoch eine Aussage über den Zerfallskoeffizienten treffen zu können, wird zuerst in erster Näherung von etwa einem Drittel des Zerfalls t_0 beginnend bis zur Streugrenze linear gefittet. Anschließend wird das Residuum der Anpassung zum tatsächlichen Verlauf gebildet und von der hinteren Grenze aus beginnend aufaddiert. Beim Übergang des linearen zum nichtlinearen Zerfall steigt das Residuum plötzlich stark an und der Übergangspunkt ist somit leicht bestimmbar. Eine zweite Regression von diesem Punkt t_1 aus bis zur Rauschschwelle wird durchgeführt, um den linearen Zerfallskoeffizienten im Gastarget zu bestimmen. Siehe dazu Abbildung 9.

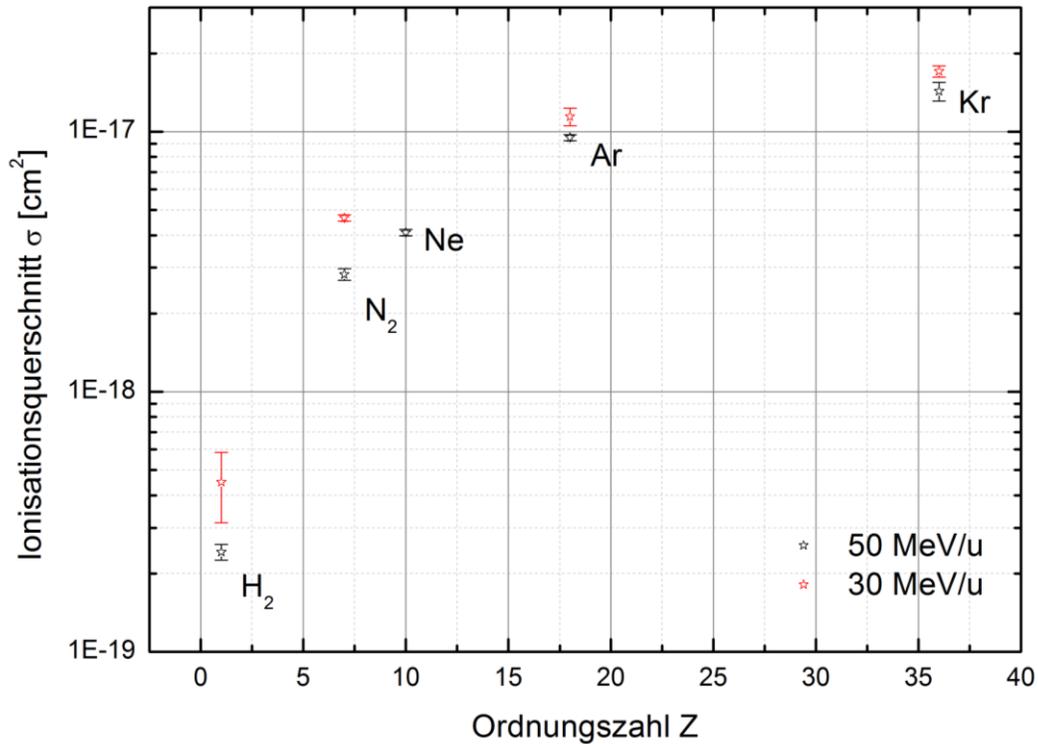


Abbildung 10: Ergebnis der Auswertung der Datensätze zu U^{28+} -Lebensdauer-Experimenten. Ionisationsquerschnitte zu Stoßenergien von 30 MeV/u (rot) und 50 MeV/u (schwarz) abgetragen über der Ordnungszahl des verwendeten Gastargets.

5. Ergebnisse und Diskussion

Zunächst werden in diesem Kapitel die Ergebnisse aus der Datenauswertung in Kapitel 5.1. dargestellt und in Kapitel 5.2. mit einigen Modell-Rechnungen verglichen. Es folgt in Kapitel 5.3. eine Diskussion der Ergebnisse, in der mögliche Fehlerquellen, die Signifikanz der Daten und mögliche Probleme aufgezeigt werden. Ein kurzes Fazit mit Ausblick auf weitere Schritte und Möglichkeiten in Kapitel 5.4. schließt die Arbeit ab.

5.1. Ergebnisse

5.1.1. Ionisationsquerschnitte von U^{28+}

Nach Durchführung der in Kapitel 4.3 beschriebenen Auswertung finden wir für den U^{28+} -Datensatz die in Tabelle 1 aufgeführten Ionisationsquerschnitte für die eingesetzten Stoßenergien von 30 MeV/u und 50 MeV/u. Abbildung 10 zeigt den Verlauf der Werte abgetragen über der Ordnungszahl des verwendeten Targets. Zu beachten ist, dass eine Auswertung des Datensatzes zu He nicht erfolgreich durchgeführt werden konnte, da hier elementare Grundannahmen nicht mehr zutreffend sind. Der Wert wird daher nicht in der Ergebnisdarstellung berücksichtigt. Ein Datensatz zu Ne liegt für 30 MeV Stoßenergie nicht vor.

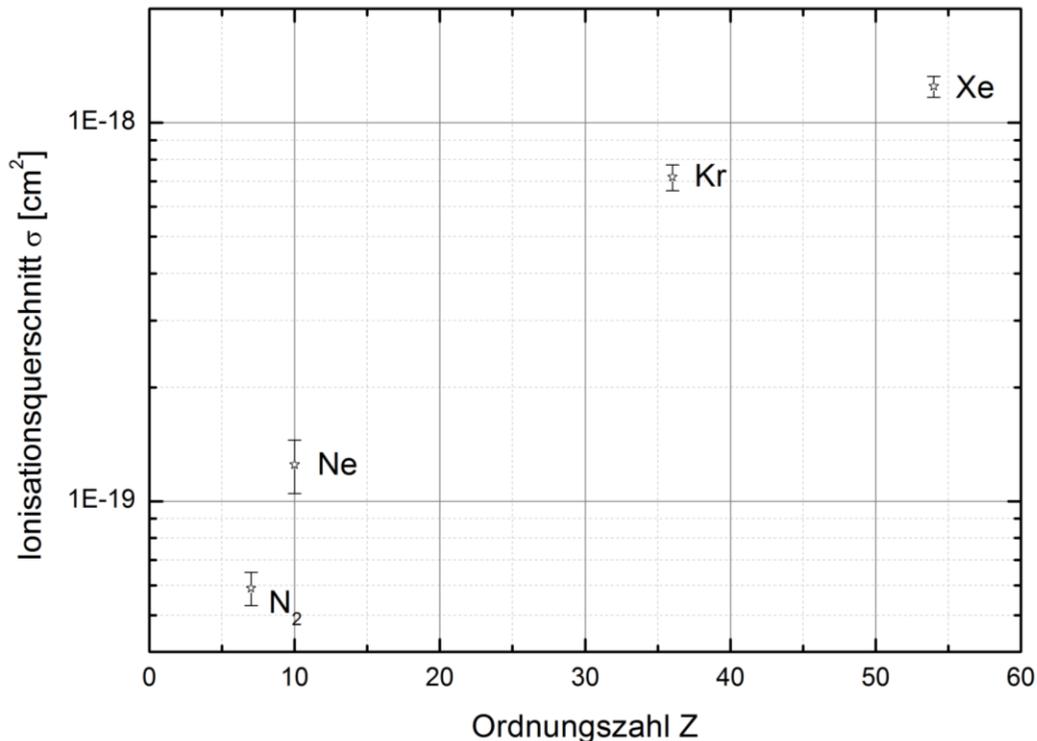


Abbildung 11: Ergebnis der Auswertung der Datensätze zu U^{73+} -Lebensdauer-Experimenten. Ionisationsquerschnitte zur Stoßenergie von 150 MeV/u abgetragen über der Ordnungszahl des verwendeten Gastargets.

5.1.2. Ionisationsquerschnitte von U^{73+}

Die Ergebnisse der Auswertung der U^{73+} -Datensätze sind Tabelle 2 zu entnehmen. Die Target-Skalierung der Querschnitte ist in Abbildung 11 dargestellt. Bei fast allen Datensätzen musste auf die Auswertung der Elektronenspektrometer-Daten verzichtet werden, da starke Diskrepanzen zwischen den Querschnitten aus Schottky-Daten und Trafo-Daten mit den Spektrometer-Daten auftraten.

5.1.3. Target-Dichteverteilung

Eine Auswertung der Target-Scan-Daten zu U^{28+} ergibt, dass das Target erstens nicht über alle Experimente als konstant angenommen werden kann und zweitens unter Umständen nicht den angenommenen Anforderungen bezüglich der Invarianz der Werte über den Wechselwirkungsbereich genügt. Es zeigt sich zudem bei allen Messungen eine leichte Asymmetrie des Targets, die sich in einer Rechtsschiefe der Dichteverteilungen ausdrückt. Es sind beispielhaft in Abbildung 12 zwei charakteristische Dichteverteilungen sowie die durchschnittliche Verteilung über alle vorliegenden Messungen abgetragen. Der Verlauf aus Datei 443 zeigt ein über fast 5 mm konstantes Plateau und stellt den gewünschten Optimalfall dar. Dahingegen ist der Verlauf aus Datei 517 annähernd gaußverteilt und entsprechend nicht im Strahlwechselwirkungsbereich konstant. Im Durchschnitt zeigen die meisten Target-Scans eine gaußverteilte Dichteverteilung des Targets mit einer $FWHM$ von etwa 3 mm .

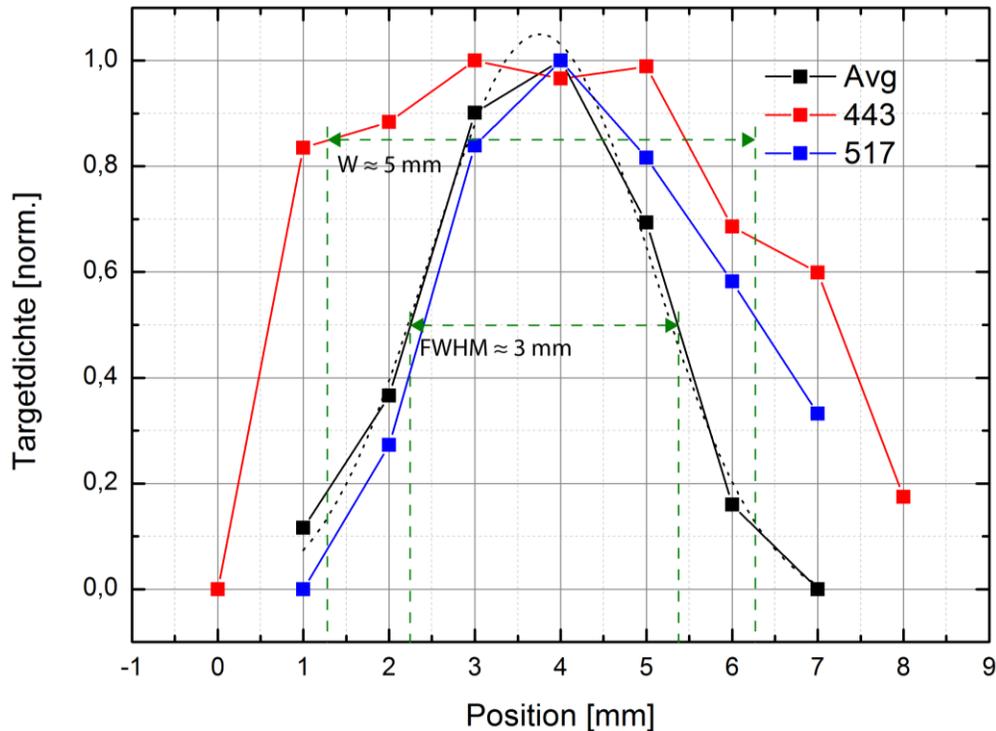


Abbildung 12: Target-Dichte-Verteilungen für ein konstantes Target (rot) sowie ein verzerrtes Target (blau) und der Durchschnitt aller Dichteverteilungen (schwarz). Fit des Durchschnitts mit einer Gaußverteilung (schwarz-gestrichelt) und Breiten sind eingezeichnet.

5.2. Vergleich und Einordnung

5.2.1. Energieskalierung

Ein Vergleich der Ionisationsquerschnitte der U^{28+} -Messung aus dieser Arbeit mit den Werten, der Theorie, sowie älteren Experimenten zu niedrigeren Energien ist in Abbildung 13 dargestellt. Für die verwendeten Gastargets wurde mittels DEPOSIT- und RI-CODE-Überlagerung (Shevelko) der Verlauf der Querschnitte in Abhängigkeit der Energie berechnet. Die Ergebnisse der CMTC-Rechnung (Olson) stehen nur für drei Gastargets zur Verfügung.

Die gemessenen Werte liegen in der erwarteten Größenordnung und widersprechen den Ergebnissen der älteren Messungen nicht in signifikantem Maße. Es ist trotz Diskrepanz zwischen Messung und Theorie klar zu erkennen, dass die Messwerte dem Energieverlauf des DEPOSIT-/RI-Codes folgen und zumindest in erster Näherung parallel zu diesem verschoben scheinen. Während die Ionisationsquerschnitte bei niedrigen Energien um etwa $2 \text{ MeV}/u$ ihr Maximum haben, wenn die Projektil-Geschwindigkeit in etwa der klassischen Umlaufgeschwindigkeit der Valenzelektronen des Targets entspricht, fallen sie mit zunehmender Stoßenergie wieder ab. Dieser Abwärtstrend mit zunehmender Energie kann durch die Messergebnisse bestätigt werden. Die Ergebnisse der H_2 -Target-Auswertung, an denen die Target-Skalierung meistens normiert wird, liegen innerhalb ihrer Fehlerintervalle auf der von Shevelko vorhergesagten Kurve. CTMC weist für schwerere Targets einen deutlich langsameren Abfall der Querschnitte als Funktion der Energie auf. Deren Vorhersagen führen in der Folge auf deutlich größere Ionisationsquerschnitte, die in dieser Arbeit nicht bestätigt werden.

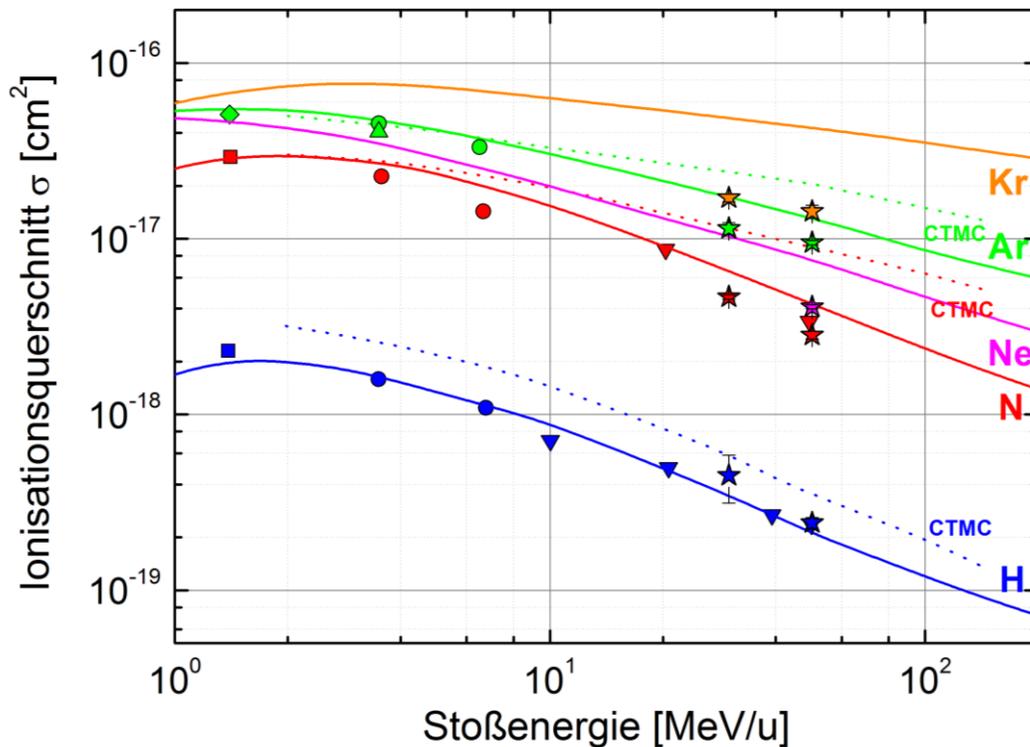


Abbildung 13: Vergleich der Ergebnisse der U^{28+} -Messung dieser Arbeit (Sterne) mit den DEPOSIT-/RI-Code von Shevelko (durchgezogene Linien) und CTMC Rechnungen von Olson (gestrichelte Linien). Die Daten früherer Messungen zu H , N und Ar sind [2] entnommen.

Im Bereich zwischen 10 bis 50 MeV/u skalieren die Daten für H_2 und N_2 etwa mit einer Energie-Abhängigkeit von $E^{-4/4}$ bis $E^{-5/4}$, während für die schweren Gase Ar und Kr ein Skalierungsverhalten von ungefähr $E^{-1/3}$ beobachtet wird. Letzteres ist aber nur mittels jeweils zweier Datenpunkte bestimmt und daher wenig verlässlich. Nichtsdestotrotz ist für schwerere Targets bei Betrachtung des totalen Ionisationsquerschnitts mit einem langsameren Abfall als Funktion der Energie zu rechnen als bei leichten Targets. Zumindest qualitativ entspricht die beobachtete Energieskalierung also den Erwartungen.

5.2.2. Target-Skalierung

In Bezug auf die Target-Skalierung weichen die Messwerte stark von der Theorie ab. Mit steigender Ordnungszahl wird die absolute Abweichung der Messwerte von den DEPOSIT-/RI-Code-Werten immer größer. Abbildung 14 zeigt einen Vergleich der Ordnungszahl-Abhängigkeit der Messdaten mit einigen theoretischen Verläufen. Die vereinfachende Annahme aus der semi-klassischen Born-Näherung des Systems, dass der Ionisationsquerschnitt mit der Ordnungszahl des Targets Z_T gemäß $Z_T^2 + Z_T$ skaliert [2, p. 19], überschätzt den Verlauf deutlich. Die daraus von Shevelko abgeleitete DEPOSIT-/RI-Code Methode, zeigt ein ähnliches Verhalten, was sich auch in der $(Z_T + 1)^2$ Skalierung der semiempirischen Approximation der RICOD-Code-Daten bemerkbar macht [28, p. 1459].

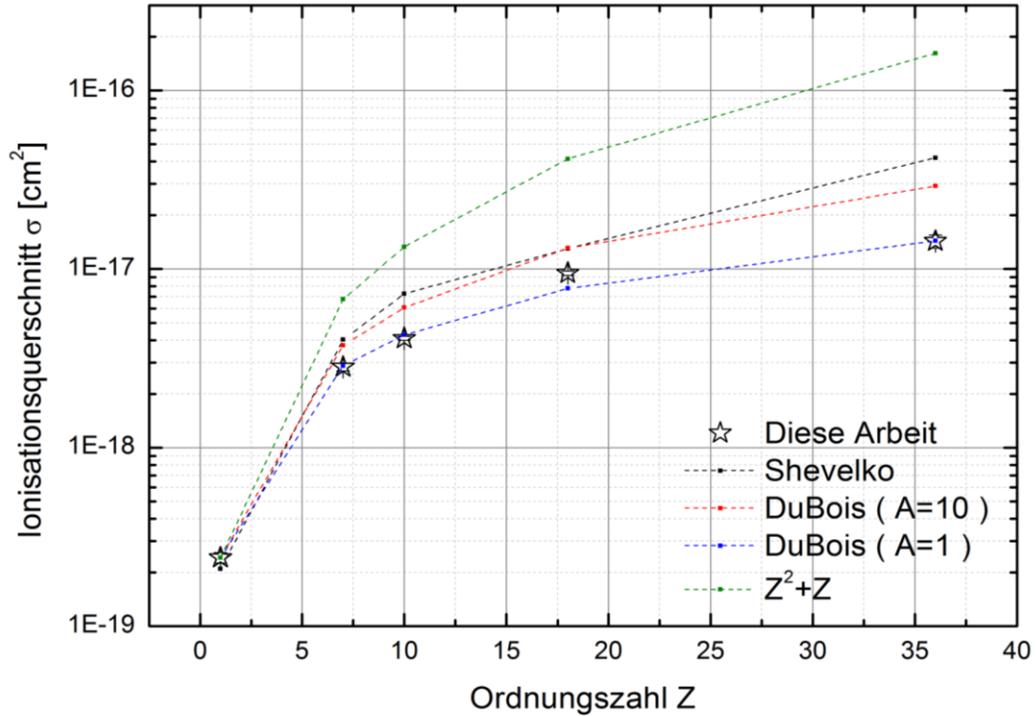


Abbildung 14: Vergleich der Ergebnisse der U^{28+} -Messung dieser Arbeit zur Stoßenergie von 50 MeV/u (Sterne) mit verschiedenen Target-Skalierungen und den simulierten Daten des DEPOSIT-/RI-Codes.

DuBois et al. stellt eine Methode zur Target-Skalierung auf Basis der Born-Näherung vor, in der die aus Schirmungs- und Verzerrungseffekte resultierende effektive Ordnungszahl Z_{Teff} , sowie die Zahl, der an der Wechselwirkung durchschnittlich beteiligten Elektronen N_{Teff} berücksichtigt werden [38, p. 6]:

$$N_{Teff} = \langle n_0 \rangle + A \cdot (Z_T - \langle n_0 \rangle) \cdot \left(-1 + \sqrt{\frac{1}{1 - (v/c)^2}} \right)$$

$$Z_{Teff} = Z_T \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \frac{N_{Teff}}{Z_T}} \right)$$

Dabei ist $\langle n_0 \rangle$ die Zahl der „aktiven Elektronen“, die an der Wechselwirkung durchschnittlich beteiligt sind und wird empirisch ermittelt:

$$\log_{10} \langle n_0 \rangle = -0,16 + 1,08 \cdot \log_{10} Z_T - 0,177 \cdot \log_{10}^2 Z_T$$

Für den Vergleich mit den Messdaten wurde die Skalierung ausgehend von σ_H berechnet. Der experimentelle Parameter A wird einmal, wie in der Arbeit von DuBois vorgeschlagen, mit $A = 10$ und einmal mit $A = 1$ angenommen. Letzteres scheint die Messwerte am besten anzunähern. Wir finden mit der Projektil-Geschwindigkeit v also ein Skalierungsverhalten mit:

$$\sigma(Z_T) \propto N_{Teff} + \left(Z_{Teff} \cdot \exp\left(-\frac{Z_{Teff}}{v}\right) \right)^2$$

5.3. Fehlerdiskussion

Bei der Auswertung der Datensätze sind folgende Probleme aufgetreten: Teilweise wurden im Experiment sehr geringe Target-Dichten verwendet. Daraus resultierend sind die Zerfallskoeffizienten bei eingeschaltetem Target nicht signifikant unterschiedlich zum Restgaszerfall. Insbesondere, wenn über die Restgaszerfallskoeffizienten gemittelt wird, kann es daher vorkommen, dass in der Auswertung negative Lebensdauern im Gastarget errechnet werden. Im Falle geringer Target-Dichten sind die Elektronenspektrometer-Daten nicht zu verwenden, da die gemessenen Werte ein Signal-Rauschverhältnis nahe eins aufweisen.

Besonders bei den Target-Scans zur Bestimmung der Target-Dichterverteilung und den U^{73+} -Datensätzen erfolgten die Einschüsse sehr schnell hinter einander. An einigen Stellen sind die Übergänge zwischen den verschiedenen Zuständen des Experiments daher uneindeutig und eine Auswertung mittels der beschriebenen Heuristik schwierig. Hier werden Zeitpunkte nicht richtig erkannt und teilweise ganze Peaks ausgelassen. Auch wurde teilweise das Target zwischen den Einschüssen nicht abgeschaltet, was die Reihenfolge der Heuristik durcheinander bringt. Eine manuelle Korrektur oder das Weglassen der Werte, bei denen offensichtlich ein Problem aufgetreten ist, wurden angewendet, um eine Verfälschung des Ergebnisses zu vermeiden. Aus diesem Grund liegen teilweise nur sehr wenige Datenpunkte für die Auswertung vor und es ist fraglich, welche Signifikanz die durchgeführte statistische Auswertung für diese Elemente hat. Dies wird zum Beispiel bei U^{28+} auf H_2 bei 30 MeV/u deutlich und erklärt den, in diesem Fall auftretenden, außergewöhnlich großen statistischen Fehler.

Die bei der Auswertung verwendeten numerischen Parameter wurden jeweils so gewählt, dass möglichst stabile Werte ermittelt werden. Die durch die Änderung der Parameter erzeugte Schwankung des Ergebnisses ist insignifikant gegenüber den auftretenden Schwankungen durch die Messunsicherheit und wird daher nicht weiter berücksichtigt.

Mögliche systematische Fehlerquellen auf Seiten des Experiments werden durch die Unsicherheiten des Gastargets dominiert. Dabei treten zwei Hauptfehlerquellen auf:

Zum einen ist das Target besonders bei leichten Gasen sehr instabil und starken Schwankungen unterworfen. Auf großen Zeitskalen sind Trends im Target-Verlauf zu erkennen, die beispielsweise durch langfristige Temperaturänderungen des Düsenkopfes zu erklären sind. Diese Änderungen werden teilweise nur unzureichend durch die Annahme eines zeitlich konstanten Targets in der Auswertung berücksichtigt. Eine direkte Korrelation der momentanen Lebenszeit des Ionenstrahls mit dem Verlauf der Target-Dichte konnte allerdings nicht festgestellt werden. Es ist daher davon auszugehen, dass der gemessene Druck in den Sumpfstufen zeitlich nicht exakt den Dichtezustand des Gastargets am Wechselwirkungspunkt wiedergibt und die beobachteten Schwankungen daher nicht zu einer entsprechenden Korrektur des Intensitätsverlaufes des Ionenstrahls verwendet werden können.

Zum anderen treten systematische Überschätzungen der Target-Dichte auf, wenn das Target nicht über die gesamte Wechselwirkungstrecke mit dem Ionenstrahl konstant ist. Wie durch die Target-Scans gezeigt, ist das Target nur in manchen Fällen plateauartig geformt und kann über den gesamten Wechselwirkungsbereich mit dem Ionenstrahl als konstant angenommen werden. Häufig scheinen jedoch auch Dichteverteilungen des Targets vorzuliegen, die ein eher gaußförmiges Profil haben. Die erwartete, homogene Targetdichte, die in Gleichung (11) vorausgesetzt wurde, konnte daher nicht experimentell abgesichert werden. Die durchschnittliche Halbwertsbreite dieser Targets liegt dabei nur

unbedeutend über der angenommenen räumlichen Ausdehnung des gekühlten Ionenstrahls. Ein perfekter Überlapp mit dem Target ist daher fraglich und in ungünstigen Fällen ist der Ionenstrahl dann sogar breiter als das Target. Unterschiedliche Teile des Strahls divergieren in diesem Fall hinsichtlich ihrer Lebenszeiten. Dieses Problem könnte den nichtlinearen Strahlstrom-Verlauf der U^{73+} -Datensätze als Überlagerung mehrerer, unterschiedlich schneller Zerfälle in den Randbereichen des Targets erklären. Die auftretenden Messfehler liegen dabei teilweise bei bis zu 25% und sind damit deutlich größer als die durch die statische Streuung aller Messpunkte errechnete statistische Schwankung.

Weiterhin sind möglicherweise - insbesondere bei der Umrechnung der Targetdrücke in Dichten - große systematische Fehler aufgetreten. Diese beinhalten die Unsicherheit der Ionisations-Vakuummeter-Korrekturen für die verschiedenen Gastypen, sowie die ebenfalls gasabhängige Saugleistung der Turbomolekularpumpen. In beiden Fällen handelt es sich um Richtwerte, die von den Herstellern angegeben werden, wobei allerdings Effekte wie Alterung oder unterschiedliche Einbausituationen nicht berücksichtigt sind. Eine konservative Abschätzung dieser Unsicherheiten beläuft sich auf etwa 20 %.

5.4. Fazit und Ausblick

In dieser Arbeit konnten die Umladungsquerschnitte von Uranionen in einer Vielzahl von Gastargets bei drei verschiedenen Energien und zwei wichtigen Ladungszuständen ermittelt werden. Die Ergebnisse für U^{28+} bestätigen die Werte aus älteren Messungen. Es liegen nun deutliche Hinweise vor, dass die CTMC-Methode im Energiebereich jenseits von $10 \text{ MeV}/u$ deutlich überhöhte Ionisationsquerschnitte vorhersagt, während die Kombination aus DEPOSIT- und RICODE eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten aufweist. Für schwere Targets überschätzt allerdings auch die zweitgenannte Methode die Querschnitte etwas. Da für U^{28+} nun erstmals Messungen für einen breiten Z-Bereich der Targets vorliegen, können die resultierenden Ergebnisse jetzt verwendet werden, um - insbesondere in Bezug auf die Target-Skalierung - die bestehenden Näherungsverfahren zu testen und gegebenenfalls zu verbessern. Zusätzlich wurden zum ersten Mal für U^{73+} , bei einer vergleichsweise hohen Energie von $150 \text{ MeV}/u$, Umladungsquerschnitte für eine Reihe von Targets ermittelt.

Ein langfristiges Ziel ist es, ein Programm oder eine Datenbank zu erstellen, mittels derer Experimentatoren für zukünftige Versuche Wechselwirkungsquerschnitte für beliebige Projektil-Ionen über große Energiebereiche und für eine große Zahl von Targets finden können, um Experimente besser simulieren und planen zu können. Ein solches Programm verspricht insbesondere für die neue FAIR-Beschleunigeranlage, wo verschiedenste Ionensorten mit Geschwindigkeit nahe dem Ruhezustand bis zum relativistischen Bereich von einigen GeV/u experimentell untersucht werden sollen, einen großen Nutzen bei der Planung zukünftiger Experimente.

6. Appendix

6.1. Tabellen

6.1.1. Ionisationsquerschnitte

Tabelle 1 Ionisationsquerschnitte von U^{28+} für Stoßenergien von **30 MeV/u** und **50 MeV/u**. Die angegebenen Unsicherheiten resultieren aus der statistischen Schwankung der Auswertung über alle zur Verfügung stehenden Datenpunkte. Zusätzliche systematische Messunsicherheiten werden mit etwa **20 %** abgeschätzt.

Z	30 MeV/u		50 MeV/u	
	$\sigma [10^{-19} \text{ cm}^2]$	$\Delta\sigma/\sigma [\%]$	$\sigma [10^{-19} \text{ cm}^2]$	$\Delta\sigma/\sigma [\%]$
1	4,50	30,2	2,42	6,88
7	46,65	2,80	28,30	5,10
10	--	--	40,96	2,67
18	114,23	7,79	94,84	2,75
36	170,74	5,04	143,03	8,39

Tabelle 2 Ionisationsquerschnitte von U^{73+} für eine Stoßenergie **150 MeV/u**. Für N_2 ist eine statistische Fehleranalyse nicht möglich. Daher wird aus den Messunsicherheiten der übrigen Targets eine typische Unsicherheit von etwa **10 %** abgeschätzt. Für die anderen Werte wird der Fehler der statistischen Rechnung angegeben.

Z	$\sigma [10^{-19} \text{ cm}^2]$	$\Delta\sigma/\sigma [\%]$
7	0,59	10,00
10	1,25	16,07
36	7,18	7,87
54	12,48	6,35

7. Quellen

7.1. Abbildungsverzeichnis

ABBILDUNG 1:	ÜBERSICHT DER GEPLANTEN FAIR-ANLAGE AN DER GSI	2
ABBILDUNG 2:	SCHEMATISCHE DARSTELLUNG EINES HOHLRAUM-FUSIONSTARGETS (AUFRISS)	4
ABBILDUNG 3:	ABHÄNGIGKEIT DES IONISATIONSQUERSCHNITTS VON DER EINGESETZTEN PROJEKTIENERGIE. GERECHNET FÜR U^{28+} MIT HILFE DER N-CMTC METHODE NACH OLSON, SOWIE MIT HILFE DES DEPOSIT-/RI-CODES NACH SHEVELKO	7
ABBILDUNG 4:	SCHEMATISCHE DARSTELLUNG DES EXPERIMENTIER-SPEICHERRINGS (ESR) DER GSI	9
ABBILDUNG 5:	SCHEMATISCHE DARSTELLUNG DES GASTARGETS IM ESR (QUERSCHNITT)	11
ABBILDUNG 6:	STRAHLSTROMVERLAUF UND DESSEN ABLEITUNG ABGETRAGEN ÜBER DER ZEIT FÜR EINEN EINSCHUSS U^{28+} -IONEN AUF ARGON BEI 50 MeV/u STOßENERGIE	16
ABBILDUNG 7:	STRAHLSTROM- UND DRUCKVERLAUF ABGETRAGEN ÜBER DER ZEIT FÜR EINEN EINSCHUSS U^{28+} -IONEN AUF ARGON BEI 50 MeV/u STOßENERGIE	17
ABBILDUNG 8:	IMPULSSPEKTRUM DER STRAHLINTENSITÄT ABGETRAGEN ÜBER DER ZEIT FÜR EINEN EINSCHUSS U^{28+} AUF EIN H_2 -TARGET BEI EINER STOßENERGIE VON 50 MeV/u	18
ABBILDUNG 9:	STRAHLSTROMVERLAUF FÜR EINEN EINSCHUSS U^{73+} -IONEN AUF Kr BEI 150 MeV/u STOßENERGIE, SOWIE LINEARE REGRESSION IN ERSTER NÄHERUNG UND RESIDUUM	21
ABBILDUNG 10:	ERGEBNIS DER AUSWERTUNG DER DATENSÄTZE ZU U^{28+} -LEBENSDAUER-EXPERIMENTEN. IONISATIONS-QUERSCHNITTE ZU STOßENERGIEN VON 30 MeV/u UND 50 MeV/u ABGETRAGEN ÜBER DER ORDNUNGSZAHL DES VERWENDETEN GASTARGETS.	22
ABBILDUNG 11:	ERGEBNIS DER AUSWERTUNG DER DATENSÄTZE ZU U^{73+} -LEBENSDAUER-EXPERIMENTEN. IONISATIONS-QUERSCHNITTE ZUR STOßENERGIE VON 150 MeV/u ABGETRAGEN ÜBER DER ORDNUNGSZAHL DES VERWENDETEN GASTARGETS.	23
ABBILDUNG 12:	TARGET-DICHTE-VERTEILUNGEN FÜR EIN KONSTANTES TARGET SOWIE EIN VERZERRTES TARGET UND DER DURCHSCHNITT ALLER DICHTEVERTEILUNGEN	24
ABBILDUNG 13:	VERGLEICH DER ERGEBNISSE DER U^{28+} -MESSUNG DIESER ARBEIT MIT DEN DEPOSIT-/RI-CODE UND CMTC RECHNUNGEN, SOWIE ÄLTEREN ERGEBNISSEN ZU H UND N UND Ar	25
ABBILDUNG 14:	VERGLEICH DER ERGEBNISSE DER U^{28+} -MESSUNG DIESER ARBEIT MIT VERSCHIEDENEN TARGETSKALIERUNGEN UND DEN SIMULIERTEN DATEN DES DEPOSIT-/RI-CODES.	26

7.2. Tabellenverzeichnis

TABELLE 1	IONISATIONSQUERSCHNITTE VON U^{28+} FÜR STOßENERGIEN VON 30 MeV/u UND 50 MeV/u.	29
TABELLE 2	IONISATIONSQUERSCHNITTE VON U^{73+} FÜR EINE STOßENERGIE 150 MeV/u.	29

7.3. Literaturverzeichnis

- [1] The CBM Collaboration, "Nuclear matter physics at SIS-100, CBM Report 2012-01," Darmstadt, 2012.
- [2] G. Weber, C. Omet, R. DuBois, O. d. Lucio, T. Stöhlker, C. Brandau, A. Gumberidze, S. Hagmann, S. Hess, C. Kozhuharov, R. Reuschl, P. Spiller, U. Spillmann, M. Steck, M. Thomason und S. Trotsenko, „Beam lifetimes and ionization cross sections of U^{28+} ,“ *Physical Reviews Special Topics - Accelerators and Beams* 12, p. 84201, 2009.

-
- [3] C. Omet, „Kollimatorsystem zur Stabilisierung des dynamischen Restgasdruckes im Schwerionensynchrotron SIS18,“ Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2008.
- [4] G. Schiwietz und P. L. Grande, „Improved charge-state formulas,“ *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 175-177, p. 125, 2001.
- [5] A. Herlert, „New LEB building and conflict with future FLAIR/SPARC building,“ Vortrag, 2013.
- [6] H. Reich-Sprenger, „Production and operation experiences with NEG coated UHV chambers,“ Vortrag, GSI, Darmstadt, 2008.
- [7] M. Bellachioma, M. Bender, J. Cavaco, H. Kollmus, A. Kraemer, J. Kurdal und H. Reich-Sprenger, „Status of the SIS 18 vacuum upgrade,“ GSI Jahresbericht 2009, p. 154, Darmstadt, 2010.
- [8] M. Bellachioma, H. Kollmus, A. Kraemer, J. Kurda, H. R.-S. L. Urban und M. Wengenroth, „Study of the pressure profile inside the NEG coated chambers of the SIS18,“ *Proceedings of IPAC2012*, p. 2519, 2012.
- [9] L. Dahl, W. Barth, M. C. Bellachioma, L. Groening, O. Kester, M. Kirk, D. Ondreka, N. Pyka, P. Spiller, J. Stadlmann, H. Vormann, S. Yaramishev, L. Bozyk, Y. El-Hajek und C. Xiao, „Development of the intensity and quality of the heavy ion beams at GSI,“ *Proceedings of HIAT*, p. 211, 2012.
- [10] P. Spiller, „Approaches to high intensities for FAIR,“ Vortrag, Proceedings of EPAC, Darmstadt, 2006.
- [11] C. Celata, „Accelerators to make electricity—An overview of heavy-ion-driven fusion,“ Vortrag, Lawrence Berkeley National Lab.
- [12] W. M. Sharp, A. Friedman, D. P. Grote, J. J. Barnard, R. H. Cohen, M. A. Dorf, S. M. Lund, L. J. Perkins, M. R. Terry, B. G. Logan, F. M. Bieniosek, A. Faltens, E. Henestroza, J.-Y. Jung, J. W. Kwan, E. P. Lee, S. M. Lidia, P. A. Ni, L. L. Reginato, P. K. Roy, P. A. Seidl, J. H. Takakuwa, T.-L. Vay und W. L. Waldron, „Inertial fusion driven by intense heavy-ion beams,“ Vortrag, US Department of Energy, 2011.
- [13] D. Mueller, L. Grisham, I. Kaganovich, R. L. Watson, V. Horvat, K. E. Zaharakis und M. S. Armel, „Multiple electron stripping of 3.4 MeV/amu Kr⁷⁺ and Xe¹¹⁺ in nitrogen,“ *Physics Of Plasmas* 8, 5, p. 1753, 2001.
- [14] B. Franzke, „Vacuum requirements for heavy ion synchrotrons,“ *IEEE Transactions on Nuclear Science Volume NS-28*, 3, p. 2116, 1981.
- [15] R. E. Olson, R. L. Watson, V. Horvat und K. E. Zaharakis, „Projectile and target ionization in MeV/u-1 collisions of Xe ions with N₂,“ *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 35, p. 1893, 2002.
- [16] R. D. DuBois, A. C. F. Santos, R. E. Olson, T. Stöhlker, F. Bosch, A. Bräuning-Demian, A. Gumberidze, S. Hagmann, C. Kozhuharov, R. Mann, A. O. Muthig, U. Spillmann, S. Tachenov, W. Barth, L. Dahl, B.

- Franzke, J. Glatz, L. Gröning, S. Richter, D. Wilms, A. Krämer, K. Ullmann und O. Jagutzki, „Electron loss from 0.74- and 1.4-MeV/u low-charge-state argon and xenon ions colliding with neon, nitrogen, and argon,“ *Phys. Rev. A* 68, p. 42701, 2003.
- [17] R. L. Watson, Y. Peng, V. Horvat, G. J. Kim und R. E. Olson, „Target Z dependence and additivity of cross sections for electron loss by 6 MeV/amu Xe18+ projectiles,“ *Phys. Rev. A* 67, p. 22706, 2003.
- [18] R. D. DuBois, A. C. F. Santos, T. Stöhlker, F. Bosch, A. Bräuning-Demian, A. Gumberidze, S. Hagmann, C. Kozhuharov, R. Mann, A. O. Muthig, U. Spillmann, S. Tachenov, W. Bart, L. Dahl, B. Franzke, J. Glatz, L. Gröning, S. Richter, D. Wilms, K. Ullmann und O. Jagutzki, „Electron loss from 1.4-MeV/u U4,6,10+ ions colliding with Ne, N2, and Ar targets,“ *Phys. Rev. A* 70, p. 32712, 2004.
- [19] R. Olson, R. Watson, V. Horvat, A. N. Perumal, Y. Peng und T. Stöhlker, „Projectile electron loss and capture in MeV/u collisions of U28+ with H2, N2 and Ar,“ *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 37, p. 4539, 2004.
- [20] A. Perumal, V. Horvat, R. Watson, Y. Peng und K. Fruchey, „Cross sections for charge change in argon and equilibrium charge states of 3.5 MeV/amu uranium ions passing through argon and carbon targets,“ *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 227, p. 251, 2005.
- [21] P. A. Seidl, J. J. Barnard, A. Faltens und A. Friedman, „Research and development toward heavy ion driven inertial fusion energy,“ *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 16, p. 24701, 2013.
- [22] M. Hinkelmann, „FAIR Baseline Technical Report,“ Broschüre, GSI, 2006.
- [23] V. Shevelko, M.-Y. Song, I. Tolstikhina, H. Tawara und J.-S. Yoon, „Cross sections for charge-changing collisions of many-electron uranium ions Cross sections for charge-changing collisions of many-electron uranium ions,“ *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 278, p. 64, 2012.
- [24] M. Gryzinski, „Two-Particle collisions. II. Coulomb collisions in the laboratory system of coordinates,“ *Phys. Rev. A* 138, p. 322, 1965.
- [25] G. Weber, „Untersuchung der Umladungsverluste und Strahllebensdauern gespeicherter U28+ Ionen,“ Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2006.
- [26] V. P. Shevelko, *Persönliche Mitteilung*.
- [27] I. Tolstikhina und V. Shevelko, „Collision processes involving heavy many-electron ions interacting with neutral atoms,“ *Physics - Uspekhi* 56, p. 213, 2013.
- [28] V. Shevelko, I. Beigman, M. Litsarev, H. Tawara, I. Tolstikhina und G. Weber, „Charge-changing processes in collisions of heavy many-electron ions with neutral atoms,“ *Nuclear Instruments and*

Methods in Physics Research B 269, p. 1455, 2011.

- [29] V. Shevelko, I. Tolstikhina und T. Stöhlker, „Stripping of fast heavy low-charged ions in gaseous targets,“ *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B 148*, p. 295, 2001.
- [30] V. Shevelko, D. Kato, M.-Y. Song, H. Tawara, I. Tolstikhina und J.-S. Yoon, „One-electron capture and target-ionization in He⁺-neutral-atom collisions,“ *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 267*, p. 3395, 2009.
- [31] M. Kühnel, „Entwicklung einer kryogenen Cluster- und Tröpfchenquelle als internes Target am Experimentierspeicherring ESR,“ Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2009.
- [32] A. Hug, „Nichtinvasive Diagnostik intensiver stark fokussierter Schwerionenstrahlen,“ Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, 2011.
- [33] P.-M. Hillenbrand, „Elektronenspektroskopie im Fundamentalprozess der Elektron-Kern-Bremsstrahlung,“ Dissertation, Justus-Liebig-Universität Giessen, 2013.
- [34] M. S. Sanjari, „Resonant pickups for non-destructive single-particle detection in heavy-ion storage rings and first experimental results,“ Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2013.
- [35] W. Christen, K. Rademann und U. Even, „Supersonic beams at high particle densities: Model description beyond the ideal gas approximation,“ *J. Phys. Chem. A 114*, p. 11189, 2010.
- [36] U.S. Secretary of Commerce on behalf of the United States of America, „Thermophysical Properties of Fluid Systems,“ 15.07.2013. [Online]. Available: <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/>. [Zugriff am 29.08.2013].
- [37] E. L. Knuth, F. Schünemann und J. P. Toennies, „Supercooling of H₂ clusters produced in freejet expansions from supercritical states,“ *J. Chem. Phys. 102*, p. 6258, 1995.
- [38] R. DuBois, A. C. F. Santos, G. M. Sigaud und E. C. Montenegro, „Electron loss from fast heavy ions: Target-scaling dependence,“ *Phys. Rev. A 84*, p. 22702, 2011.