

Untersuchung der Umladungsverluste und Strahllebensdauern gespeicherter U^{28+} Ionen

Die Arbeit wurde ausgeführt an der
Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt
unter der Betreuung von

PROF. DR. JÜRGEN KLUGE

Abstract:

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Strahllebensdauern von Uran U^{28+} im Experimentierspeicherring ESR und dem Schwerionensynchrotron SIS der GSI, Darmstadt bei Energien von 10 bis zu 50 bzw. 180 MeV/u untersucht. Außerdem wurden am internen Gastarget des ESR Ionisationsquerschnitte für Stöße mit den molekularen Target-Gasen Wasserstoff und Stickstoff bei Energien von 10 bis 50 MeV/u gemessen. Die Wirkungsquerschnitte für die Ionisation schneller, niedrig geladener Schwerionen in Stößen mit neutralen Atomen und Molekülen sind ein entscheidender Faktor für die erreichbaren Luminositäten in Synchrotrons und Speicherringen. In diesem Zusammenhang ist U^{28+} für das Zukunftsprojekt FAIR der GSI von besonderer Bedeutung. Die experimentellen Querschnitte wurden mit theoretischen Vorhersagen basierend auf dem von Olson et al. entwickelten n^2 -CTMC Verfahren bzw. der Bornschen Näherung von Shevelko et al. verglichen. Für das Wasserstoff-Target stimmen die Ergebnisse der beiden genannten Berechnungsmethoden mit den experimentellen Werten innerhalb eines Faktors 2 überein. Bei Stickstoff hingegen weichen die Werte von Olson et al. mit zunehmender Energie deutlich von den Messwerten ab, während sich die Vorhersagen von Shevelko et al. mit diesen in besserer Übereinstimmung befinden. Ausgehend von den theoretischen Querschnitten und einer angenommenen Restgaszusammensetzung wurden die in den Ringen jeweils zu erwartenden Strahllebensdauern berechnet. Die so gewonnenen Werte sind mit den gemessenen Lebensdauern im Restgas konsistent.

Lifetimes of uranium U^{28+} beams with energies from 10 to 50 and 10 to 180 MeV/u were measured in the ESR storage ring and the SIS synchrotron at GSI, respectively. In addition, ionization cross sections in collisions with molecular hydrogen and nitrogen were obtained at the internal gas-target of the ESR for energies between 10 and 50 MeV/u. Being a decisive factor for the achievable luminosities in storage rings and synchrotrons, the ionization cross sections of fast, low-charged, heavy ions are of great importance for projected facilities such as the future project FAIR at GSI, where uranium U^{28+} is designated for a major role. The data obtained in this work was compared to the predictions of the n^2 -CTMC method of Olson et al. and the Born approximation of Shevelko et al. For the hydrogen target both theoretical approaches yield cross sections that are in agreement with the experimental results within a factor of 2. In case of the nitrogen target the predictions of Olson et al. are showing a significant deviation from the experiment at higher energies, while the results of Shevelko et al. are in agreement. In addition, theoretical beam lifetimes were calculated by using the theoretical cross sections and assuming a certain residual gas composition in the rings. The results are in agreement with the lifetimes obtained in the experiment.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Beschreibung energetischer Ion-Atom-Stöße	9
2.1	Theoretische Grundlagen	9
2.1.1	Atomare Stöße	10
2.1.2	Klassische Beschreibung der Coulomb-Streuung	11
2.1.3	Wirkungsquerschnitte für Anregung und Ionisation	15
2.1.4	Skalierungsverhalten	18
2.2	Berechnungsmethoden	22
2.2.1	Bornsche Näherung (LOSS-Code)	23
2.2.2	Classical Trajectory Monte Carlo (CTMC) Methode	26
3	Beschleunigeranlagen an der GSI	33
3.1	Der Linearbeschleuniger UNILAC	34
3.2	Das Schwerionensynchrotron SIS	35
3.3	Der Experimentierspeicherring ESR	35
3.3.1	Strahl diagnose am ESR	37
3.3.2	Der Elektronenkühler	38
3.3.3	Das interne Gastarget	40
4	Experimentelle Ergebnisse	47
4.1	Bestimmung der Restgaseigenschaften	48
4.2	Lebensdauer messungen in SIS und ESR	51
4.3	Lebensdauer messungen am internen Gastarget des ESR	56
4.4	Vergleich theoretischer mit gemessenen Umladungsquerschnitten	61
4.5	Vergleich theoretischer mit gemessenen Lebensdauern	64
4.6	Schlussfolgerungen	68
5	Zusammenfassung und Ausblick	71

Kapitel 1

Einleitung

Das Verständnis der in energetischen atomaren Stößen auftretenden Umladungsprozesse ist für eine Vielzahl von physikalischen Fragestellungen von essentieller Bedeutung. Zu nennen sind hier unter anderem die mittels Ionenstrahlen induzierte Fusion [LCK⁺02], Stoßprozesse der kosmischen Partikelstrahlung in den oberen Schichten der Atmosphäre [USS94, UGK04], spektroskopische Untersuchungen an hochgeladenen Ionen [BKS97], die Abbremsung energetischer Ionen in Materie [VST⁺02] sowie die Auswirkungen von Umladungsprozessen auf die Lebensdauern von Ionenstrahlen in Beschleunigeranlagen und Speicherringen [SBJ⁺98, KBFM⁺02]. Während das theoretische Verständnis der Umladungsprozesse von Ionen vergleichsweise einfacher atomarer Struktur wie beispielsweise wasserstoff- bzw. heliumähnlicher Systeme weit vorangeschritten und durch eine Fülle experimenteller Daten gut abgesichert ist [RKMG85, RKMG92, Vor97, Stö98], lässt sich das dynamische Verhalten von Vielelektronensystemen in schnellen Stößen bisher nur mittels stark vereinfachender Annahmen beschreiben [KSD03]. Für verschiedene Anwendungen sind jedoch gerade solche Ionen von besonderer Wichtigkeit.

Um die experimentellen Möglichkeiten der Anlagen der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) zu erweitern, ist aufbauend auf den bestehenden Beschleunigeranlagen bis zum Jahr 2014 die Realisierung des FAIR-Projekts geplant [FAI01]. Die geplanten Neubauten sind zusammen mit den heutigen Anlagen der GSI in Abbildung 1.1 dargestellt. Ziel ist unter anderem eine deutliche Steigerung der erreichbaren Strahlenergien von ca. 1 GeV/u auf ca. 34 GeV/u sowie eine massive Erhöhung der Intensitäten um ein Faktor 10^2 im Fall von Primärstrahlen bzw. Faktor 10^4 für Sekundärstrahlen seltener Isotope. Das Herzstück dieser neuen Beschleunigeranlage wird der Doppelringbeschleuniger SIS100/300 mit einem Umfang von ca. 1100 m und einer maximalen magnetischen Steifigkeit des ersten Rings von 100 Tm bzw. des zweiten Ring von 300 Tm sein, an den sich ein komplexes System von weiteren Speicherringen und Experimentierplätzen anschließt. Dabei werden der Linearbeschleuniger UNILAC und das Schwerionensynchrotron SIS der heutigen Anlage als Vorbeschleuniger (Injektor) für die neuen SIS100/300-Ringe dienen. In der neuen Anlage werden von vielen Experimenten intensivste Ionenstrahlen benötigt, da durch die damit verbundenen hohen Luminositäten Messungen bei extrem niedrigen Reaktionsquerschnitten erst möglich werden. So können beispielsweise in nuklearen Kollisionsprozessen exotische Nuklide trotz niedriger Wirkungsquerschnitte noch in ausreichenden Mengen erzeugt werden.

Für Ionenstrahlen in Beschleunigern und Speicherringen stellt die Raumladungsdichte einen die Intensität limitierenden Faktor dar. Daher wird zum Erreichen möglichst

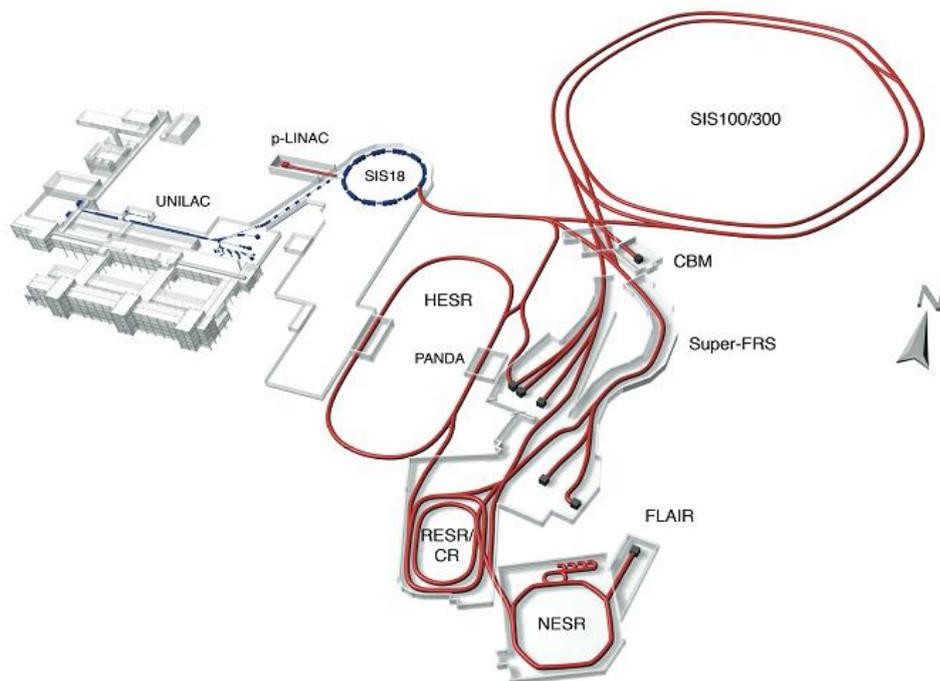


Abbildung 1.1: Übersicht über die bestehenden Einrichtungen der GSI sowie die geplanten Beschleunigeranlagen des Zukunftsprojekts FAIR. Die bestehende sowie die geplante Strahlführung sind blau bzw. rot eingezeichnet [FAI01].

hoher Intensitäten der Einsatz mittel bis niedrig geladener Ionen diskutiert. So wird beispielsweise im geplanten SIS100-Ring für U^{28+} mit 10^{12} umlaufenden Ionen eine rund 30 mal höhere Intensität als im Fall von U^{92+} erwartet [FAI01]. Andererseits sind in Speicherringen bei einer festen magnetischen Steifigkeit die erreichbaren maximalen Strahlenergien umso größer je höher die beschleunigten Ionen geladen sind. Zur Produktion höchster Ladungszustände sind allerdings mehrere der als *Stripping* bezeichneten Ionisations-Vorgänge nötig, welche signifikante Strahlverluste zur Folge haben. Im SIS100/300 wird jedoch auch die Beschleunigung von Ionen mittlerer Ladung auf hohe Energien von einigen GeV/u möglich sein, so dass zusätzliche Ionisationsstufen eingespart werden können. Die bisherigen Planungen sehen hier die Verwendung von U^{28+} vor, da für Uran sich dieser Ladungszustand im Intensitätsmaximum der vom UNILAC bereitgestellten Ladungszustandsverteilung befindet (vgl. Abbildung 1.2).

Vielelektronensysteme wie das U^{28+} weisen im hier relevanten Energiebereich von wenigen MeV/u bis einigen GeV/u jedoch signifikant höhere Umladungsquerschnitte auf als nahezu vollständig ionisierte Ionen, so dass die Strahlverluste durch Umladung in Stößen mit dem Restgas und damit verbundene Desorptionseffekte einen kritischen Punkt darstellen. Werden umgeladene Ionen aufgrund ihres geänderten Ladungszustandes aus der vorgesehenen Strahlbahn abgelenkt, treffen diese auf Wänden und Einbauten der Beschleuniger- und Speicheranlagen und können dort zahlreiche sekundäre Teilchen ausschlagen, was die Vakuumbedingungen signifikant verschlechtert. Bei hohen Umladungsraten kann dies im Extremfall in einem lawinenartigen Prozeß zu

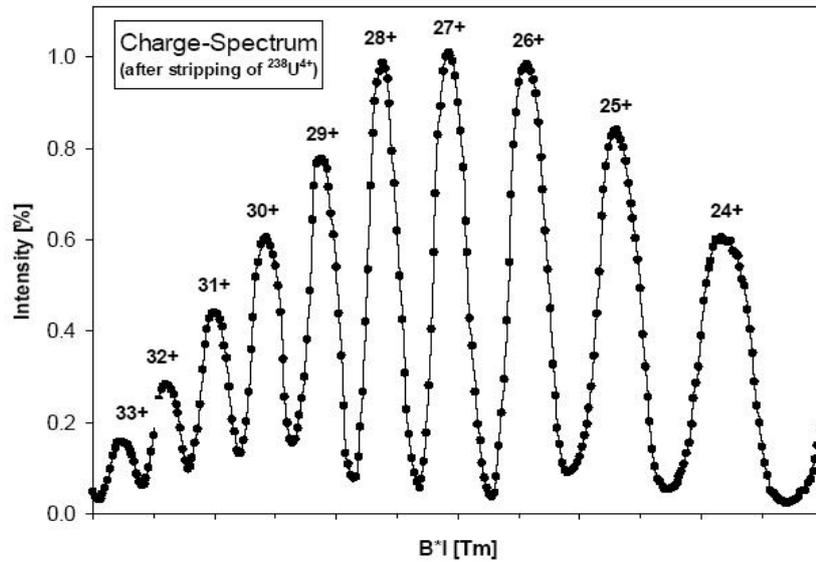


Abbildung 1.2: Spektrum der Ladungszustände eines Strahls ursprünglich vierfach positiv geladener Uranionen mit einer Energie von 1,4 MeV/u nach dem Durchgang durch den Gasstripper des UNILAC [BF00].

einem massiven Verlust an Strahlintensität führen [Ome05, Spi05]. Weitere problematische Folgen des Auftreffens energetischer Ionen auf die inneren Strukturen der Anlagen sind Beschädigungen von empfindlichen Einbauten sowie eine Aktivierung der betroffenen Bereiche. Die möglichst exakte Vorhersage der Verlustprozesse und ihrer Auswirkungen ist daher für die Konzeption zukünftiger Anlagen insbesondere im Hinblick auf deren Vakuumbedingungen von größter Wichtigkeit.

Eine weitere Anwendung beschleunigter Ionen in niedrigen und mittleren Ladungszuständen wird im Rahmen der Fusionsforschung diskutiert (siehe [GNA⁺02] und Referenzen darin). Für das Projekt eines durch gepulste Ionenstrahlen betriebenen Fusionsreaktors werden energetische, extrem intensive und auf Durchmesser von wenigen Millimetern fokussierte Strahlen benötigt. Diese sollen ein in einem sogenannten *Pellet* eingeschlossenes Deuterium-Tritium-Target ausreichend komprimieren, um eine Fusionsreaktion auszulösen. Dazu muss eine Energiemenge in der Größenordnung von einigen MJ innerhalb von ca. 10 ns im Targetbereich deponiert werden (vgl. Abbildung 1.3) [HIF06]. Zu diesem Zweck wurden unter anderem mittelschwere (z. B. Krypton, Xenon) bis schwere Ionen (z. B. Blei) vorgeschlagen [Ban99]. Aufgrund ihrer hohen Masse weisen diese eine geringe Eindringtiefe in Materie auf, so dass sie ihre kinetische Energie auch in dem relativ hohen Energiebereich zwischen 10 und 50 MeV/u noch innerhalb eines kleinen Volumens nahe der Targetoberfläche deponieren. Sollen leichtere Ionen im Target ebenso schnell gestoppt werden, müssen sie deutlich geringere Geschwindigkeiten aufweisen, was für die gleiche Menge an deponierter Strahlenergie wesentlich höhere Intensitäten erfordert. In Abbildung 1.4 ist dieser Zusammenhang veranschaulicht.

Analog zur Situation in Speicherringen und Synchrotrons wird auch bei dieser Anwendung sowohl die Intensität als auch die Fokussierung der Ionenstrahlen durch die Raum-

ladungsdichte abgeschwächt. Zur Minimierung dieser unerwünschten Effekte werden daher Ionen mit möglichst niedrigen Ladungszuständen angestrebt. Bisher stehen die entsprechenden Ionen mit den gewünschten Energien im niedrigst möglichen Ladungszustand 1+ jedoch nicht zur Verfügung, so dass für vorbereitende Experimente vorerst noch höhere Ladungszustände eingesetzt werden [MGK⁺01, WPH⁺03]. Umladungseffekte - insbesondere Einfach- oder Mehrfachionisation der Projektionen - führen zu einem Verlust an Strahlintensität und einer schlechteren Fokussierung bezüglich des Targets, da umgeladene Ionen aufgrund ihrer geänderten Ladung von den Führungs- und Fokussierfelder nicht mehr auf der vorgegebenen Sollbahn gehalten werden können [CL95].

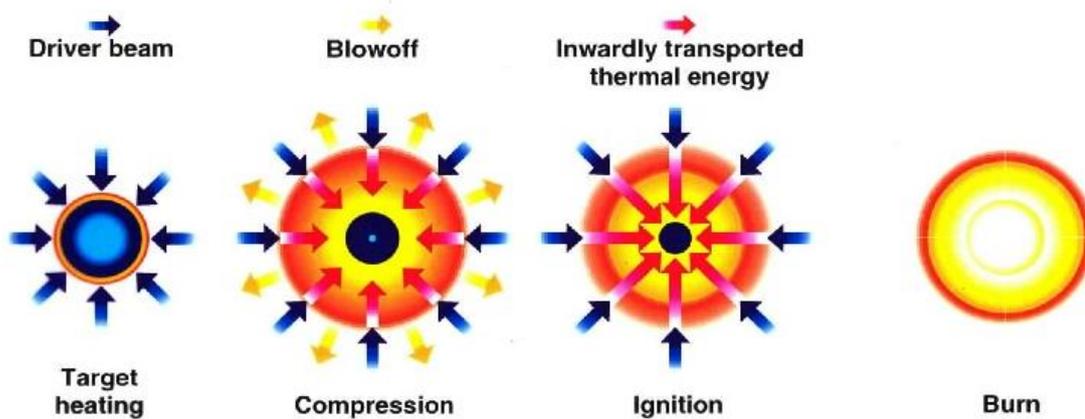


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der Trägheitsfusion, wie sie mit Ionenstrahlen (*Driver Beam*) vorgeschlagen wurde [HIF06].

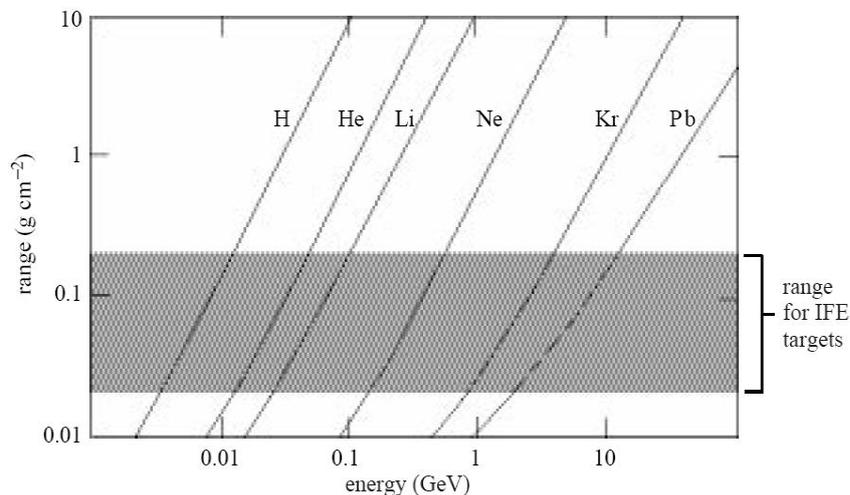


Abbildung 1.4: Eindringtiefe verschiedener Ionenarten aufgetragen gegen die kinetische Energie der Ionen: Da diese ihre Energie in einem kleinen Volumen der Targetoberfläche möglichst vollständig deponieren sollen, kommt für jedes Element nur ein bestimmtes Energiefenster (schraffierte Fläche) in Frage [Ban99].

In den letzten Jahren wurden verstärkt theoretische und experimentelle Anstrengun-

gen unternommen, um auch im Fall von niedrig geladenen Vielelektronensystemen die Umladungsquerschnitte in Stößen mit Atomen und komplexen Ionen zuverlässig vorhersagen zu können [STS01, Ols01, OWH⁺04, KSD⁺05]. Von besonderem Interesse ist dabei die als *Stripping* bzw. *Electron Loss* bezeichnete Einfach- oder Mehrfachionisation des Projektils, da dieser Umladungskanal ab einer Strahlenergie von 5 - 10 MeV/u gegenüber dem Einfang von Elektronen des Stoßpartners (*Electron Capture*) in der Regel dominiert. Dies ist zum einen auf das Skalierungsverhalten der Elektroneneinfangquerschnitte zurückzuführen, welche mit zunehmender Stoß- bzw. Strahlenergie stark abfallen. Desweiteren befindet sich ein großer Teil der Elektronen niedrig geladener Ionen in nur schwach gebundenen Zuständen, so dass diese selbst bei vergleichsweise niedrigen Strahlenergien hohe Ionisationsquerschnitte aufweisen.

Da eine exakte Behandlung des Stoßprozesses aufgrund der Komplexität quantenmechanischer Vielteilchensysteme gegenwärtig nicht möglich ist, greifen theoretische Beschreibungen in der Regel auf diverse Näherungen zurück. Zu nennen sind hier unter anderem die Bornsche Näherung, die Vernachlässigung der Elektron-Elektron-Wechselwirkung sowie eine klassische Behandlung der Kernbewegung bis hin zu klassischen Bewegungsgesetzen folgenden Monte-Carlo-Simulationen des Stoßvorgangs. Um die Gültigkeit der daraus abgeleiteten Umladungsquerschnitte sowie deren Skalierungsverhalten zu überprüfen, ist ein Abgleich der theoretischen Vorhersagen mit Messdaten in einem möglichst weiten Energiebereich und mit unterschiedlichen Projektil-Target-Kombinationen erforderlich.

Bei niedrigen Strahlenergien von einigen MeV/u wurden mittlerweile von einigen Gruppen wie beispielsweise von Mueller et al. [MGK⁺01], Watson et al. [WPH⁺03], Olson et al. [OWHZ02, OWH⁺04] sowie DuBois et al. [DSO⁺03, DSS⁺04] Umladungsmessungen an niedrig geladenen Vielelektronensystemen durchgeführt. Da diese Ionen jedoch nur schlecht zu beschleunigen und die erreichbaren Energien bei den meisten Beschleunigeranlagen daher stark limitiert sind, existieren bisher kaum Daten zur Umladung solcher Ionen im Energiebereich über 10 MeV/u. Neben den genannten Untersuchungen von Umladungsquerschnitten wurde aber bereits 2001 am SIS der GSI eine reine Lebensdauerermessung mit U²⁸⁺ Strahlen durchgeführt [KBFM⁺02], deren Ergebnisse in Abbildung 1.5 zusammen mit den damaligen theoretischen Vorhersagen von Olson et al. (n²-CTMC Verfahren, [Ols01]) und Shevelko et al. (LOSS Code, [SBJ⁺98]) unter Annahme eines totalen Restgasdrucks von $7,7 \cdot 10^{-11}$ mbar dargestellt sind [OWH⁺03]. An dieser Stelle schließt die vorliegende Arbeit an, indem im Experimentierspeicherring ESR sowohl die Strahllebensdauern als auch die Umladungsquerschnitte von U²⁸⁺ bei Strahlenergien zwischen 10 und 50 MeV/u untersucht und mit den aktuellen theoretischen Vorhersagen verglichen werden. Parallel zu den Experimenten im ESR wurden im SIS von der Beschleuniger-Gruppe Lebensdauerermessungen bei Energien zwischen 10 und 180 MeV/u durchgeführt, deren Resultate im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls ausgewertet werden.

Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut: In Kapitel 2 wird im ersten Teil 2.1 zunächst die theoretische Beschreibung energetischer atomarer Stöße skizziert. In den Abschnitten 2.1.1 bis 2.1.3 erfolgt zunächst eine Erläuterung der gebräuchlichsten Näherungen sowie deren Gültigkeitsbereiche. Dabei wird in Abschnitt 2.1.3 die Berechnung der für diese Arbeit besonders wichtigen Anregungs- bzw. Ionisationsquerschnitte mittels der Bornschen Näherung hergeleitet. Im Anschluß erfolgt in Abschnitt 2.1.4 eine kurze

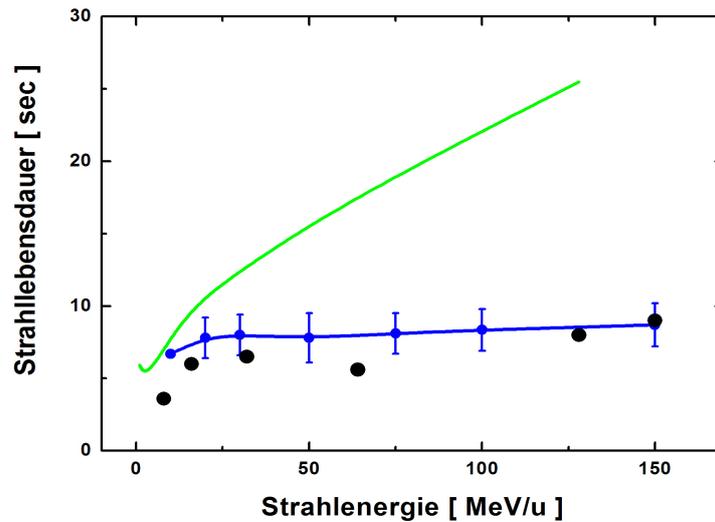


Abbildung 1.5: Vergleich der in 2001 gemessenen Strahllebensdauern von U^{28+} im SIS mit den damaligen Vorhersagen von Olson et al. (blaue Linie) und Shevelko et al. (grüne Linie) [OWH⁺03]. Es zeigte sich, dass letztere die Energieabhängigkeit der Lebensdauern nicht zutreffend wiedergaben.

Diskussion des Skalierungsverhaltens der wichtigsten Umladungsprozesse. Im zweiten Teil 2.2 des Kapitels werden mit dem von Shevelko et al. entwickelten LOSS Code und dem von Olson et al. entwickelten n^2 -CTMC-Verfahren zwei konkrete Methoden zur Berechnung von Umladungsquerschnitten sowie deren Vorhersagen für die vorliegenden Messungen vorgestellt. Während die quantenmechanische Behandlung von Shevelko in Abschnitt 2.2.1 sich eng an die im ersten Teil verwendete Beschreibung anlehnt, stellt das klassische Verfahren von Olson in Abschnitt 2.2.2 einen andersartigen Lösungsansatz dar.

In Kapitel 3 werden in den Abschnitten 3.1 bis 3.3 die Beschleunigeranlagen der GSI vorgestellt. Der Schwerpunkt liegt dabei auf dem Speicherring ESR, an dem ein Großteil der in der vorliegenden Arbeit diskutierten Messungen durchgeführt wurden. In den Abschnitten 3.3.1 bis 3.3.3 werden einige der Experimentiereinrichtungen des ESR dargestellt und insbesondere das experimentelle Umfeld am internen Gas-Target ausführlich erläutert.

In Kapitel 4 wird der experimentelle Teil der Arbeit behandelt. Zunächst erfolgt in Abschnitt 4.1 eine kurze Darstellung der zur Restgasmessung verwendeten Techniken sowie der so ermittelten Restgaseigenschaften für das SIS und den ESR. In Abschnitt 4.2 wird die Messung der Strahllebensdauern in SIS und ESR diskutiert, wobei in Abschnitt 4.3 gesondert auf den Einsatz des Gas-Targets eingegangen wird. Anschließend werden in den Abschnitten 4.4 und 4.5 die Ergebnisse der Messungen für die Umladungsquerschnitte und Lebensdauern mit den Vorhersagen der in Kapitel 2 vorgestellten Berechnungsverfahren verglichen. In Abschnitt 4.6 erfolgt eine Zusammenfassung der experimentellen Resultate sowie eine Diskussion der experimentellen Unsicherheiten und möglicher Fehlerquellen.

Abschließend werden in Kapitel 5 die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und ein kurzer Ausblick auf das zukünftige Studium niedrig geladener Ionen gegeben.

Kapitel 2

Theoretische Beschreibung energetischer Ion-Atom-Stöße

Im Gegensatz zu der sehr großen Genauigkeit, mit der gebundene Zustände in der den Atomkern umgebenden Elektronenkonfiguration mittlerweile berechnet werden können, ist eine ähnlich exakte Vorhersage der dynamischen Prozesse in atomaren Stößen bisher nicht möglich. Trotz genauer Kenntnis der dabei involvierten Wechselwirkungen ist eine Lösung dieses zeitabhängigen, quantenmechanischen Vielteilchenproblems nur mittels zahlreicher vereinfachender Annahmen zu erzielen. In diesem Kapitel sollen einige der zu diesem Zweck entwickelten Näherungen vorgestellt werden. In Abschnitt 2.1 erfolgt zunächst eine Diskussion der theoretischen Grundlagen energetischer atomarer Stöße sowie des Skalierungsverhaltens der wichtigsten Umladungsprozesse bezüglich der Stoßenergie und der Ladungen der beteiligten Teilchen. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Beschreibung des für den experimentellen Teil dieser Arbeit besonders relevanten Ionisationsprozeß. Davon ausgehend werden in Abschnitt 2.2 zwei Berechnungsmethoden für die in atomaren Stößen auftretenden Umladungsprozesse skizziert und deren Vorhersagen für Stöße von U^{28+} mit verschiedenen Target-Gasen vorgestellt. Die Bereitstellung experimenteller Vergleichswerte zur Überprüfung dieser unter anderem von Olson und Shevelko durchgeführten Berechnungen ist das Hauptziel der vorliegenden Arbeit. Für eine weitergehende Übersicht verschiedener Berechnungsmethoden und der dabei verwendeten Näherungen siehe [Sch88] und die Referenzen darin.

2.1 Theoretische Grundlagen

Im Folgenden sollen die theoretischen Grundlagen für die Beschreibung atomarer Stöße bei hohen Energien ($v \geq 0,1 c$) dargestellt werden. Dabei wird vorausgesetzt, dass der Abstand zwischen den beteiligten Teilchen während des gesamten Stoßprozesses groß genug ist, um die Beiträge der Kernkräfte gegenüber der Coulomb-Wechselwirkung vernachlässigen zu können. In einem ersten Schritt wird in Abschnitt 2.1.1 die Kinematik atomarer Stöße diskutiert. Als Resultat können in Abschnitt 2.1.2 die weiteren Betrachtungen auf die quantenmechanische Beschreibung der Dynamik der Elektronen reduziert werden, während die Atomkerne lediglich als klassischen Bewegungsgesetzen folgende Quellen elektrischer Felder fungieren. Im Fall von schnellen Stößen, in

welchen die Projektilgeschwindigkeit der Ionen die Bahngeschwindigkeit der gebundenen Elektronen deutlich übersteigt, sind letztere nicht mehr in der Lage, der durch das Projektil-Feld hervorgerufenen Störung adiabatisch zu folgen. Dies ermöglicht die Anwendung störungstheoretischer Methoden wie der Bornschen Näherung. Darauf aufbauend wird in Abschnitt 2.1.3 die theoretische Behandlung der Anregung von Elektronen in gebundene und ungebundene Zustände des Targets skizziert. Aufgrund der Symmetrie des Stoßprozesses lassen sich die Ergebnisse leicht auf die Ionisation des Projektils übertragen. Im Anschluß erfolgt in Abschnitt 2.1.4 eine kurze Darstellung des Skalierungsverhaltens der wichtigsten Umladungskanäle. Die Darstellung in den Abschnitten 2.1.1 bis 2.1.3 orientiert sich dabei eng an [EM95].

2.1.1 Atomare Stöße

Um die Komplexität der Berechnung des atomaren Stoßvorgangs zu reduzieren, wird zunächst von einem Drei-Körper-Problem ausgegangen, welches den Target- bzw. Projektilkern sowie nur ein "aktives" Elektron beinhaltet (*Independent Electron Approximation*, IEA). Im Ausgangszustand ist dieses Elektron an den Targetkern gebunden und wechselwirkt erst im Laufe des Stoßes mit der sich nähernden Projektilladung. An diesem einfachen Modell lassen sich bereits viele grundlegende Prozesse des atomaren Stoßvorgangs studieren. Eine gute Näherung stellt diese Vereinfachung für den Fall von stark gebundenen Elektronen in den inneren Schalen dar, wenn deren Elektron-Elektron-Wechselwirkung schwach ist verglichen mit der Bindungsenergie. Dabei können die übrigen Elektronen mittels einer entsprechenden Modifikation der Kernladung $Z \rightarrow Z_{eff}$ näherungsweise berücksichtigt werden. Für eine exakte Beschreibung dieses Drei-Körper-Systems müssten nun sowohl Kerne als auch das Elektron quantenmechanisch beschrieben werden. Aufgrund der gegenüber dem Elektron ungleich größeren Kernmasse kann dieser Ansatz mittels einer klassischen Beschreibung der Kernbewegung jedoch weiter vereinfacht werden. Dieses Vorgehen wird als semiklassische Näherung (*Semiclassical Approximation*, SCA) bezeichnet. Im Folgenden werden sowohl der rein quantenmechanische als auch der semiklassische Ansatz kurz vorgestellt:

Bei einer quantenmechanischen Beschreibung der Kernbewegung ist diese durch die Lösung der stationären Wellengleichung für eine festgelegte Energie gegeben. Dabei wird die Relativbewegung durch den asymptotischen Impuls der einlaufenden bzw. auslaufenden Teilchenwellen charakterisiert, wobei während des gesamten Stoßprozesses sowohl Energie als auch Impuls erhalten bleiben. Für den Fall der oben angesprochenen Ein-Elektron-Näherung wird beim Übergang zwischen Anfangs- und Endzustand ein Impulsbetrag Δp von der Kernbewegung auf das Elektron übertragen. Generell sinkt dabei mit steigendem Impulsübertrag die Übergangswahrscheinlichkeit. Da ein atomarer Übergang in der Regel auch mit einem Energieübertrag ΔE verbunden ist (auch als Q -Wert bezeichnet), ist für jeden Übergang ein minimaler Impulsübertrag Δp_{min} gemäß folgender Gleichung nötig [ML58]:

$$\Delta p_{min} = \frac{\Delta E}{v} \quad , \quad (2.1)$$

wobei v die Geschwindigkeit des Projektils im Targetsystem bezeichnet. Die Größe Δp_{min} spielt in allen atomaren Stoßprozessen eine bedeutende Rolle.

Um den quantenmechanischen Formalismus auf das Stoßproblem anzuwenden, ist eine Entwicklung der Wellenfunktion nach Partialwellen erforderlich, was sich oftmals als unverhältnismäßig aufwendig erweist. Ein rein quantenmechanischer Ansatz wird meist erst durch diverse Näherungen handhabbar und findet daher zur Beschreibung atomarer Stoßprozesse nur selten Verwendung.

In energetischen Ion-Atom-Stößen kommt daher häufig eine klassische Beschreibung der Kernbewegung zur Anwendung. Aufgrund ihrer ungleich größeren Masse haben die Atomkerne einen viel größeren Impuls als die Elektronen, so dass deren auf den Relativimpuls p bezogene DeBroglie-Wellenlänge $\lambda = \frac{\hbar}{p}$ und damit die Ausdehnung des Wellenpakets klein ist gegenüber dem Bohr-Radius der Elektron-Orbitale. Gegenüber den Elektronen können die Kerne daher als Punktteilchen angenommen werden. Wird außerdem nur ein zu vernachlässigender Teil ΔE der kinetischen Energie E der Relativbewegung zwischen Target- und Projektilkern ausgetauscht, so können deren Bahnen in guter Näherung als die der elastischen Rutherford-Streuung beschrieben werden. Im Fall von hohen Projektilgeschwindigkeiten und großen Stoßparametern wird der Ablenkwinkel sehr klein, so dass die Bahnen der gestreuten Teilchen durch gerade Trajektorien ersetzt werden können. Dies wird im folgenden Abschnitt ausführlich diskutiert. Im Rahmen dieser semiklassischen Näherungen sind Energie und Impuls jedoch nicht mehr vollständig erhalten. Die Bewegung des Elektrons in den Feldern von Target- sowie Projektilkern wird weiterhin quantenmechanisch beschrieben, wobei abhängig von der Bindung des betrachteten Elektrons entweder eine nicht-relativistische, semirelativistische oder vollrelativistische Beschreibung anzusetzen ist.

Vergleicht man den rein quantenmechanischen und dem semiklassischen Formalismus, so zeigt sich, dass diese in allgemeinen Fällen von Ion-Atom-Stößen in der Regel zu sehr ähnlichen Resultaten führen. In einer Näherung erster Ordnung lassen sich beide Beschreibungen ineinander überführen [Tau77]. Desweiteren tritt der in Gleichung (2.1) definierte Impulsübertrag Δp in der semiklassischen Beschreibung ebenfalls auf (vgl. Abschnitt 2.1.3). Da diese Beschreibung mathematisch leichter handhabbar und intuitiver ist, wird sie im Folgenden zur Anwendung kommen.

2.1.2 Klassische Beschreibung der Coulomb-Streuung

Für den klassischen Coulomb-Stoß eines Projektilteilchens mit einem ortsfesten Target ist es sinnvoll, eine Beschreibung mittels des Stoßparameters b und des Streuwinkels θ zu wählen. Während des Stoßes beschreibt das Projektil eine Bahnkurve $\mathbf{r}(t)$, die für die Grenzfälle $t = -\infty$ und $t = +\infty$ die Form einer Geraden annimmt. Während die einlaufende Gerade parallel zur Ausbreitungsrichtung des Projektilstrahls ist, wird der Winkel $\theta(b)$ zwischen der auslaufenden Geraden und der Strahlrichtung durch den Streuwinkel beschrieben (vgl. Abbildung 2.1).

Für eine gegebene Projektilenergie E und einen festen Stoßparameter b kann die Funktion $\theta(b)$ aus den klassischen Bewegungsgleichungen hergeleitet werden [New66]. Im Fall

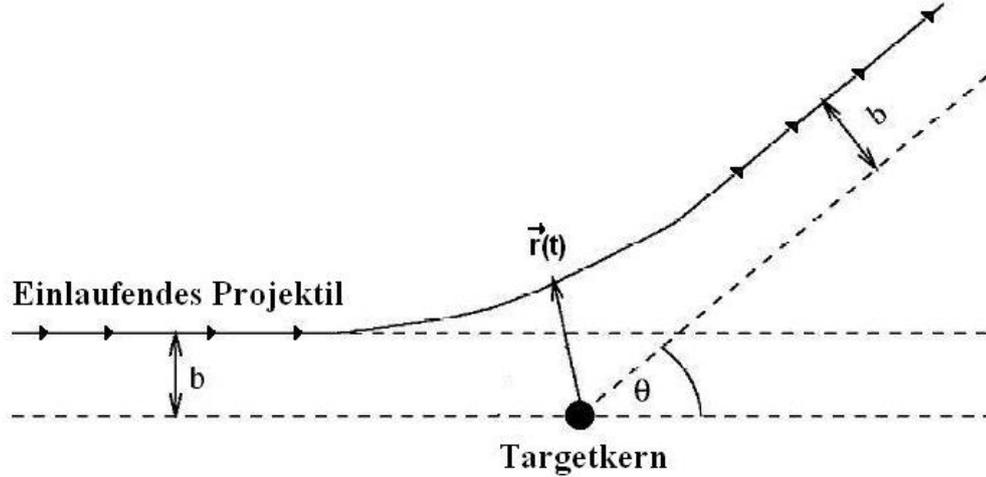


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Rutherford-Streuung mit Stoßparameter b und Streuwinkel θ .

eines über alle Stoßparameter und Azimutalwinkel gleich verteilten Projektilstrahls ergibt sich der differentielle Streuquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ dann zu:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{b}{\sin(\theta)|d\theta/db|} \quad (2.2)$$

Für die rein abstoßende Wechselwirkung zwischen zwei positiven Punktladungen besteht eine direkte Beziehung zwischen Stoßparameter und Streuwinkel, wobei kleine Stoßparameter zu großen Streuwinkeln führen und umgekehrt. Während große Streuwinkel nur bei Stoßparametern in der Größenordnung der Kernausdehnung von typischerweise 10^{-15} m zu erwarten sind, ist die Längenskala atomarer Prozesse näherungsweise durch den klassischen Radius des $1s$ -Orbitals gegeben, der sich mit dem Bohrschen Radius a_0 zu $a_K = Z^{-1}a_0 = Z^{-1} \cdot 0,53 \cdot 10^{-10}$ m berechnen lässt. Da der Beitrag eines Stoßparameters zwischen b und $b + db$ zum Streuquerschnitt mit $2\pi b db$ gewichtet wird, können Stöße mit großen Ablenkungswinkeln und daher kleinen Stoßparametern b vernachlässigt werden. Somit ist eine Beschreibung der am Stoßprozeß beteiligten Kerne als Punktladungen gerechtfertigt, da sich deren endliche Ausdehnung bei deutlich größere Stoßparameter nicht bemerkbar macht. Für den Großteil der für atomare Prozesse relevanten Stoßparameter bleibt der Targetkern im Laborsystem in Ruhe und tritt lediglich als Quelle eines stationären Coulomb-Potentials in Erscheinung. Ausgehend von Sommerfelds klassischer Beschreibung der relativistischen Kepler-Orbits [Som31] kann die Streuung eines Projektils mit der Masse M_P und der kinetischen Energie E_P an einem im Laborsystem festen Target (also ein Target mit "unendlicher" Masse) der Ladung Z_T als eine Funktion des Stoßparameters b berechnet werden [MSM87]. In der Beschreibung von relativistischen Stößen ist es dabei oftmals sinnvoll, den Lorenz-Faktor γ über die kinetische Energie des Projektils E_P auszudrücken:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = 1 + \frac{E_P}{931,494 \text{ MeV}/u} \quad (2.3)$$

wobei $\beta = \frac{v}{c}$ die Projektilgeschwindigkeit v in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit bezeichnet. Weiterhin wird Parameter x eingeführt:

$$x = \frac{Z_P Z_T e^2 / b}{M_P c^2} = \frac{e^2 \lambda_c}{\hbar c} Z_P Z_T \frac{1}{b} \quad (2.4)$$

wobei $\lambda_c = \hbar / M_P c$ die Compton-Wellenlänge ist und Z_T sowie Z_P die Ladung von Projektil- bzw. Targetkern bezeichnen. Mittels der Abkürzung

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{x^2}{\gamma^2 - 1}} \quad (2.5)$$

erhält man den Streuwinkel als Funktion $\theta(\gamma, x)$ der Parameter γ und x als

$$\theta = \pi - \frac{2}{\eta} \arctan\left(\frac{(\gamma^2 - 1)\eta}{\gamma x}\right) . \quad (2.6)$$

Für $x \ll 1$ und $\gamma \gg 1$ vereinfacht sich Gleichung (2.6) zu

$$\theta \approx 2 \frac{x}{\gamma} . \quad (2.7)$$

Gemäß Formel (2.6) ergibt sich bei einer Stoßenergie von 1 GeV/u selbst für sehr kleine Stoßparameter von $b = 15$ fm, bei denen sich die Kerne zu berühren beginnen, lediglich ein Streuwinkel von 9 mrad [EM95]. Es ist daher gerechtfertigt, unter relativistischen Bedingungen eine gerade, von dem Stoßprozeß näherungsweise unbeeinflusste Projektil-Trajektorie anzunehmen. Diese sogenannte *Straight-Line Semiclassical Approximation*, SLSCA wurde von Bang und Hansteen 1959 zur Berechnung der K-Schalen-Ionisation verwendet [BH59]. Im Rahmen dieser Beschreibung kann die bei niedrigen Projektilgeschwindigkeiten bzw. kleinen Stoßparametern zunehmend wichtigere Coulomb-Ablenkung näherungsweise berücksichtigt werden, indem modifizierte Geraden als Projektil-Trajektorien gewählt werden [AK75]. Für einen Vergleich der modifizierten SLSCA Beschreibung mit den klassisch korrekten Rutherford-Trajektorien siehe [VBGS85].

Die Voraussetzungen, unter denen eine der klassischen Beschreibung der Coulomb-Streuung auf quantenmechanische Objekte angewendet werden kann, wurden zuerst von Niels Bohr untersucht [Boh48] und in neuerer Zeit unter anderem von Hansteen diskutiert [Han90]. Einschränkungen der klassischen Beschreibung folgen unter anderem aus der Heisenbergschen Unschärferelation, welche die eindeutige Zuordnung von Stoßparameter und Streuwinkel begrenzt. Aus Formel (2.4) und (2.7) ergibt sich, dass Streuwinkel θ und Stoßparameter b über einen Ausdruck des Typs $\theta \propto b^{-1}$ und deren

relative Unschärfe daher über $|\frac{\Delta\theta}{\theta}| = |\frac{\Delta b}{b}|$ verknüpft sind. Schreibt man die Unschärfe des Streuwinkels $\Delta\theta$ in eine Unschärfe des transversalen Impulses Δp_{\perp} im Verhältnis zum longitudinalen Impuls $p_{\parallel} = p_z$ um, so führt die Unschärferelation $\Delta b \Delta p_{\perp} \geq \hbar$ auf

$$\Delta\theta = \frac{\Delta p_{\perp}}{p_z} \geq \frac{1}{p_z} \frac{\hbar}{\Delta b} = \frac{\hbar}{\gamma M_P c \Delta b} \quad (2.8)$$

und damit zu

$$\frac{\Delta b}{b} \geq \frac{1}{\Delta b} \frac{\hbar}{\gamma M_P c \theta} \quad (2.9)$$

Einsetzen des Streuwinkels θ aus Gleichung (2.7) führt mit Gleichung (2.4) auf

$$\left(\frac{\Delta b}{b}\right)^2 \geq \frac{\hbar c}{2Z_P Z_T e^2} \quad (2.10)$$

Um eine hinreichend genaue Kenntnis des Stoßparameters b zu erhalten, muss die rechte Seite von Gleichung (2.10) klein gegenüber 1 sein. Diese Bedingung lässt sich im relativistischen Fall mittels des unten angegebenen Sommerfeld-Parameters ν_c und der Ersetzung der Projektilgeschwindigkeit v durch die Lichtgeschwindigkeit c in der einfachen Form der ersten Ungleichung in (2.12) ausdrücken.

$$\nu_c = \frac{Z_P Z_T e^2}{\hbar c} = \alpha Z_P Z_T, \quad (2.11)$$

wobei $\alpha \approx \frac{1}{137}$ die Feinstrukturkonstante bezeichnet.

Desweiteren führt Gleichung (2.10) zu der Einschränkung, dass der Energieübertrag ΔE des Projektilatoms auf das Target vernachlässigbar sein muss. Zusammengefasst lassen sich die Bedingungen für die Zulässigkeit einer Beschreibung mittels klassischer Trajektorien wie folgt formulieren:

$$2\nu_c \gg 1$$

$$\frac{\Delta E}{E} \ll 1 \quad (2.12)$$

Sind die Bedingungen in (2.12) erfüllt, ist es möglich, einen Stoßparameter b einem gegebenen Streuwinkel θ näherungsweise zuzuordnen. Untersuchungen an nicht-relativistischen Stößen zeigen jedoch, dass die semiklassische Näherung selbst in Fällen mit

$\nu_c < \alpha Z_T Z_P$ oftmals noch eine adäquate Beschreibung liefert [EM95]. Eine weitere Einschränkung genereller Natur ergibt sich aus der Compton-Wellenlänge $\lambda_c = \hbar/M_p c$, die die größtmögliche Genauigkeit in der Ortsmessung eines Teilchens darstellt. Da diese jedoch für das Proton $\lambda_c = 2,1 \cdot 10^{-16}$ m beträgt und im Falle von schweren Kernen noch deutlich darunter liegt, stellt dies keine relevante Beschränkung für eine klassische Beschreibung der Kernbewegung in atomaren Stoßprozessen dar.

Somit ist es möglich, das Stoßproblem in eine klassische Behandlung der Kernbewegung und einer quantenmechanischen Beschreibung der Elektronen aufzuteilen. Dieser semiklassische Ansatz gleicht dem Konzept der Born-Oppenheimer-Näherung, welche die Bewegung von Elektronen und Atomkernen separiert. Rechtfertigen lässt sich dieses Vorgehen aufgrund der ungleich höheren Masse der Atomkerne gegenüber den Elektronen, die dazu führt, dass der aus der Coulomb-Wechselwirkung resultierende Energieübertrag auf die Kerne klein ist verglichen mit ihrer kinetischen Energie. So kann das Elektron als sich in einem zeitabhängigen Coulomb-Potential befindlich beschrieben werden, wobei die Zeitabhängigkeit aus der klassischen Bewegung der Atomkerne resultiert. Diese Beschreibung wird als *Impact Parameter Picture* bezeichnet, da hier der Stoßparameter b zur Festlegung der Teilchenbahn dient. Für die quantenmechanische Beschreibung des Streuprozesses des Elektrons an dem Coulomb-Potential ist die im klassischen Fall vorliegende direkte Abhängigkeit des Streuwinkels θ vom Stoßparameter b durch ein Integral über alle relevanten Übergänge des atomaren Systems zu ersetzen. So enthält die Streuamplitude $f_{fi}(\theta)$ für einen bestimmten Winkel θ Beiträge der Übergangsamplitude $A_{fi}(b)$ für alle auftretenden Stoßparameter b . Umgekehrt ließe sich bei Kenntnis der Streuamplitude $f_{fi}(\theta)$ für alle Winkel die Abhängigkeit der Übergangsamplitude $A_{fi}(b)$ vom Stoßparameter b rekonstruieren.

2.1.3 Wirkungsquerschnitte für Anregung und Ionisation

Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte in atomaren Stoßprozessen existieren diverse Näherungsmethoden, welche in der Regel nur in bestimmten Energie- bzw. Geschwindigkeitsbereichen zulässig sind. Im Falle nicht-relativistischer Stöße bietet sich dabei eine Unterscheidung nach dem Verhältnis von Projektilgeschwindigkeit zur mittleren Bahngeschwindigkeit des betrachteten "aktiven" Elektrons an. Letztere kann mittels der Bohr-Orbitale und der Feinstrukturkonstante α zu $v_n = \frac{\alpha Z}{n} c$ berechnet werden. Für das Wasserstoffatom liegt diese beispielsweise bei $v_1 = 2,2 \cdot 10^6$ m/s. Es ist hierbei also sowohl die Kernladungszahl Z als auch die Hauptquantenzahl n des betrachteten Elektrons zu beachten. Ist die Stoßgeschwindigkeit kleiner oder vergleichbar der Bahngeschwindigkeit, so kann das Elektron der durch das Projektil verursachten Coulomb-Störung adiabatisch folgen, wohingegen bei deutlich schnelleren Stößen von einer kleinen, "ruckartigen" Störung auszugehen ist. Ist letzteres der Fall, so kann ein störungstheoretischer Ansatz wie z. B. Bornsche Näherung gewählt werden. Langsame Stöße werden dagegen unter anderem mittels der Gekoppelte-Kanäle-Rechnung (*Coupled-Channel Approach*) behandelt. Unter relativistischen Bedingungen laufen die Geschwindigkeiten asymptotisch gegen c , so dass sie als Unterscheidungskriterium nicht mehr sinnvoll sind. Stattdessen wird eine Unterteilung nach dem Verhältnis von Stoß- zu Elektron-Bindungsenergie vorgenommen. So entspricht beispielsweise die Bindungsenergie des $1s_{1/2}$ -Zustands im Uranatom einer kinetischen Energie des Projektils von

ca. 240 MeV/u, so dass bei einer deutlich größeren Stoßenergie von beispielsweise 1 GeV/u wiederum ein störungstheoretischer Ansatz anwendbar sein sollte. Für die im Folgenden skizzierte Herleitung des Target-Anregungsquerschnitts wird die Gültigkeit einer störungstheoretischen Näherung vorausgesetzt.

Um die Messgröße Wirkungsquerschnitt σ_{fi} für den Übergang $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$ eines gebundenen Elektrons in einen angeregten oder freien Zustand zu berechnen, muss diese zunächst mittels der Übergangswahrscheinlichkeit $P_{fi}(b)$ bzw. der Übergangsamplitude $A_{fi}(b)$ ausgedrückt werden:

$$\sigma_{fi} = \int d^2b P_{fi}(b) \quad (2.13)$$

mit

$$P_{fi}(b) = |A_{fi}(b)|^2 \quad (2.14)$$

Die Übergangsamplituden können aus der S -Matrix des Streuoperators S gewonnen werden, da über diesen die asymptotischen Anfangs- bzw. Endzustände des betrachteten Systems verknüpft sind:

$$|f(t \rightarrow \infty)\rangle = S |i(t \rightarrow -\infty)\rangle \quad (2.15)$$

Mittels des Zeitordnungsoperators T lässt sich S im Wechselwirkungsbild als eine Reihenentwicklung schreiben (Dyson-Entwicklung des Streuoperators):

$$\begin{aligned} S &= T \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt H_{WW}(t)\right) \\ &= 1 - \frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 H_{WW}(t_1) + \left(-\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 H_{WW}(t_1) H_{WW}(t_2) + \dots \\ &= S^{(0)} + S^{(1)} + S^{(2)} + \dots \end{aligned} \quad (2.16)$$

mit

$$H_{WW} = j^\mu A_\mu / c = -e \int d^3x \bar{\psi} \hat{\gamma}^\mu \psi A_\mu \quad (2.17)$$

Der Hamilton-Operator der Wechselwirkung H_{WW} ist hier in kovarianter Form durch die Wechselwirkung des 4-Stroms j^μ der Elektronen mit dem Vektorpotential A^μ gegeben, wobei ψ die Dirac-Wellenfunktion des Elektrons und $\hat{\gamma}^\mu$ die Diracsche Gamma-Matrix bezeichnet. In erster Ordnung kann die Übergangsamplitude A_{fi} nun durch den zweiten Term der Dyson-Entwicklung für den Übergang $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$ ausgedrückt werden:

$$A_{fi} = \langle f | S^{(1)} | i \rangle = S_{fi}^{(1)} = -\frac{i}{\hbar} \langle f | -e \int d^4x \bar{\psi} \hat{\gamma}^\mu \psi A_\mu | i \rangle \quad (2.18)$$

Die Zustände $|i\rangle$ und $|f\rangle$ sind dabei in der Besetzungszahldarstellung gegeben. Betrachtet man ein Elektron $\psi(\mathbf{r}, t)$ in einem gebundenen Zustand des ruhenden Targetatoms, das sich nach der Wechselwirkung mit dem aus z -Richtung herannahenden Projektil weiterhin in einem gebundenen bzw. freien Zustand des Targets befindet (Anregung bzw. Ionisation), so ergibt sich obiger Ausdruck zu

$$A_{fi} = -i \frac{e^2}{\hbar} \int dt \int d^3r_T \psi_f(\mathbf{r}_T, t) \gamma(1 - \beta \hat{\alpha}_z) \left(-\frac{Z_P}{r'_P(t)}\right) \psi_i(\mathbf{r}_T, t) \quad (2.19)$$

Dabei bezeichnet Z_P die (effektive) Ladung des Projektils, r'_P den im bewegten Koordinatensystem des Projektils gemessenen Abstand zwischen Projektil und gebundenem Elektron und $\hat{\alpha}_z$ steht für das z -Element der Dirac-Matrix. Wie schon erwähnt, sind $\psi_i(\mathbf{r}_T, t)$ und $\psi_f(\mathbf{r}_T, t)$ jeweils Zustände im System des Targets. Um die komplette Zeitabhängigkeit in den Exponenten ziehen zu können, wechselt man mittels einer Fourier-Transformation in die Wellenzahldarstellung:

$$A_{fi}(b) = i \frac{e^2 Z_P \gamma}{\hbar} M_{fi}(b) \quad (2.20)$$

mit

$$M_{fi}(b) = \int dt \exp\left(\frac{i}{\hbar} \Delta E t\right) \langle f | (1 - \beta \hat{\alpha}_z) \frac{1}{r'_P} | i \rangle, \quad (2.21)$$

wobei $\Delta E = E_f - E_i$ die Energiedifferenz zwischen Ausgangs- und Endzustand ψ_i bzw. ψ_f des Elektrons bezeichnet. Unter Ausnutzung des relativistischen Bethe-Integrals $\int d^3 r'_P \exp(i \mathbf{q} \mathbf{r}_P) / r'_P = (4\pi) / (q^2 - \beta^2 q_z^2)$ [Moi85] und einer weiteren Fouriertransformation lässt sich das Matrixelement in obigem Ausdruck umschreiben zu

$$\langle f | (1 - \beta \hat{\alpha}_z) \frac{1}{r'_P} | i \rangle = \frac{1}{2\pi^2 \gamma} \int \frac{d^3 q}{q^2 - \beta^2 q_z^2} \exp(-i \mathbf{q} \mathbf{R}(t)) \langle f | (1 - \beta \hat{\alpha}_z) \exp(i \mathbf{q} \mathbf{r}_T) | i \rangle \quad (2.22)$$

Mit der Ersetzung $\mathbf{q} \mathbf{R}(t) = \mathbf{q}_b \mathbf{b} + q_z v t$ kann die Zeitabhängigkeit in den Gleichungen (2.21) und (2.22) zu $\exp(-it(q_z v - \frac{\Delta E}{\hbar}))$ zusammengezogen werden. Eine Integration über die Zeit führt so zu einer Deltafunktion $\delta(q_z - \frac{E_f - E_i}{\hbar v})$, die den longitudinalen Anteil q_z der Wellenzahl \mathbf{q} auf den Wert $q_0 = \frac{E_f - E_i}{\hbar v}$ festlegt:

$$A_{fi}(b) = \frac{i e^2 Z_P}{\pi \hbar v} \int \frac{d^2 q_b}{q_b^2 + (1 - \beta^2) q_0^2} \exp(-i \mathbf{q}_b \mathbf{b}) \langle f | (1 - \beta \hat{\alpha}_z) \exp(i \mathbf{q} \mathbf{r}_T) | i \rangle \quad (2.23)$$

Obige Darstellung der Übergangsamplitude vermeidet also die komplizierte Zeitabhängigkeit der Größe $r'_P(t)$, indem diese mittels einer Fourier-Transformation durch die leichter zu handhabende Abhängigkeit von der Wellenzahl \mathbf{q} ersetzt wird. Der totale Anregungsquerschnitt ist nun durch Einsetzen von $A_{fi}(b)$ in Gleichung (2.14) bzw. (2.13) gegeben. Dagegen berechnet sich der energiedifferentielle Wirkungsquerschnitt für die Ionisation des Targetelektrons in einen freien Zustand mit der Energie E_f zu

$$\frac{d\sigma_{fi}}{dE_f} = 2\pi \int db \ b |A_{fi}(b)|^2 \quad (2.24)$$

Einsetzen von A_{fi} führt nun auf

$$\frac{d\sigma_{fi}}{dE_f} = \frac{8\pi e^4 Z_P^2}{\hbar^2 v^2} \int_0^\infty dq_b \frac{q_b}{(q_b^2 + (1 - \beta^2) q_0^2)^2} \langle f | (1 - \beta \hat{\alpha}_z) \exp(i \mathbf{q} \mathbf{r}_T) | i \rangle \quad (2.25)$$

Um aus Gleichung (2.25) den totalen Wirkungsquerschnitt für die Ionisation zu erhalten, muss das darin enthaltene Matrixelement für alle zur Energie E_f passenden freien Zustände des Elektrons integriert werden. Diese sind charakterisiert durch den Impuls sowie die Spinprojektion des freien Elektrons. Als Projektil P wird in obigem Ausdruck jeweils die ionisierende Ladung bezeichnet, während sich das Elektron zunächst in einem gebundenen Zustand des Targets T befindet. Wird stattdessen die Ionisation des bewegten Projektils durch das ruhende Target betrachtet, lassen sich obige Überlegungen aufgrund der Symmetrie des Stoßsystems leicht in das Projektilsystem übertragen. Um die Vergleichbarkeit im Laborsystem durchgeführter Messungen der aus dem Projektilsystem emittierten Strahlung bzw. Teilchen mit Berechnungen innerhalb des Projektilsystems zu gewährleisten, ist jedoch die Transformation der Daten in ein einheitliches Bezugssystem nötig. Für den Fall eines nicht vollständig ionisierten Projektils ist zusätzlich noch die Abschirmung der Kernladung durch die Elektronen zu beachten (vgl. die Behandlung eines Vielelektronen-Projektils bzw. -Targets in Abschnitt 2.2.1). Desweiteren können die Wirkungsquerschnitte für Mehrfachionisation bzw. -anregung eines Vielelektronensystems im Rahmen der bereits in Abschnitt 2.1.1 erwähnten IEA-Methode bei Annahme einer statistischen Verteilung aus den Übergangswahrscheinlichkeiten $P(b)$ der jeweiligen Ein-Elektron-Prozesse berechnet werden.

Aus Gründen der Allgemeinheit wurde in obiger Herleitung eine relativistische Beschreibung benutzt. Die mathematische Behandlung des Problems wird dadurch jedoch erheblich kompliziert, da unter anderem die Kugelsymmetrie des klassischen Coulomb-Potentials bei einer Ersetzung durch die Lienard-Wiechert-Potentiale nicht mehr gegeben ist und eine relativistisch korrekte Beschreibung des betrachteten Elektrons nötig wird. Desweiteren sind im relativistischen Fall neben der elektrischen Wechselwirkung auch die Beiträge der sogenannten Breit-Wechselwirkung (z. B. magnetische Effekte) miteinzubeziehen. Die Auswertung des Matrixelements in Gleichung (2.25) wird dadurch derart erschwert, dass relativistische Rechnungen in der Vergangenheit nur selten durchgeführt wurden. Eine ausführliche Diskussion dieser Problematik findet sich beispielsweise in [IS03].

2.1.4 Skalierungsverhalten

Die Wirkungsquerschnitte für Prozesse wie Anregung, Ionisation oder Einfang von Elektronen in atomaren Stößen sind für den Fall von hohen Energien und Vielelektronensystemen in der Regel nicht exakt zu berechnen und häufig liegen nur wenige experimentelle Vergleichsdaten vor. Daher sind Näherungsformeln, die insbesondere die Abhängigkeit von der Stoßgeschwindigkeit und der Target- sowie Projektilladung vorhersagen und so unter anderem eine Abschätzung der Umladungsverluste in Beschleunigern und Speicherringen ermöglichen, von besonderer Wichtigkeit.

Im Fall der Anregung bzw. Ionisation eines Elektrons wird der Stoßvorgang nach dem Verhältnis von Projektilgeschwindigkeit v_P zur mittleren Bahngeschwindigkeit v_e des Elektrons in zwei unterschiedliche Stoßregime unterteilt. Wie schon im vorangegangenen Abschnitt erläutert, führt eine deutlich höhere Projektilgeschwindigkeit ($v_P \gg v_e$) zu einer abrupten Störung des gebundenen Elektrons, wobei mit wachsender Geschwin-

digkeit die Dauer der Wechselwirkung immer geringer wird. Im umgekehrten Fall einer deutlich größeren Bahngeschwindigkeit ($v_P \ll v_e$) mittelt sich der Einfluß des Projektils während der Umläufe des Elektrons um den Kern tendenziell aus. Das Maximum des Wirkungsquerschnitts ist daher typischerweise im Bereich gleicher Geschwindigkeiten $v_P \approx v_e$ zu erwarten. Da in Vielelektronensystemen wie dem U^{28+} die schwächer gebundenen (und damit "langsamen") Elektronen der äußeren Schalen die Prozesse dominieren, sind im Rahmen dieser Arbeit vor allem die Näherungen für höhere Projektilgeschwindigkeiten relevant.

Die erste Berechnung der Stoß-Ionisation eines Targetelektrons erfolgte unter Vernachlässigung der Elektron-Geschwindigkeitsverteilung in einer rein klassischen Näherung bereits 1912 durch Thomson [Tho12]. Das Projektil - bei Thomson ein energetisches Elektron - bewegt sich dabei auf einer geraden, ungestörten Bahn, so dass sich der zu seiner Bahn parallele Impulsübertrag auf das Elektron ausmittelt. Der transversale Impulsübertrag $\Delta p_{\perp}(b)$ eines Projektils der Ladung Z_P und der Geschwindigkeit v ist bei einem Stoßparameter b gegeben durch das Zeitintegral über die senkrecht zur Bewegungsrichtung wirkende Kraft $F_{\perp} = e^2 Z_P b / (b^2 + v^2 t^2)^{3/2}$, wobei $t = 0$ den Zeitpunkt der größten Annäherung bezeichnet:

$$\Delta p_{\perp}(b) = \Delta v(b) m_e = \frac{2e^2 Z_P}{vb} \quad (2.26)$$

Gleichsetzen der Ionisationsenergie I_T des Targetelektrons mit der durch das Projektil übertragenen Energie $\Delta E = p(b)^2 / 2m_e$ führt auf einen maximalen Stoßparameter b_{max} . Zur Ionisation tragen in dieser Beschreibung nur Stoßparameter $b < b_{max}$ bei. Mit der Näherung $I_T = Z_T^2 E_0$ für die Bindungsenergie des Elektrons ergibt sich der sogenannte Bohrsche Wirkungsquerschnitt der Ionisation durch ein geladenes Teilchen zu:

$$\sigma_{Ion}^{Bohr} = 2\pi Z_P^2 a_0^2 \frac{v_0 E_0}{v^2 I_T} \quad (2.27)$$

Dabei steht a_0 für den Bohr-Radius, v_0 bezeichnet die Bahngeschwindigkeit des Elektrons und E_0 ist die Bindungsenergie des Grundzustandes des Wasserstoffatoms. Im Falle hoher Stoßenergien, bei denen die Ionisation durch den Atomkern und die Elektronen des Projektils separat betrachtet werden kann, führt obige Formel für den Ionisationsquerschnitts zu folgender Näherung:

$$\sigma_{Ion} \sim Z^2 \sigma_P + Z \sigma_e \quad (2.28)$$

Diese beschreibt die Ionisation des Targets durch ein neutrales Projektil der Kernladungszahl Z im Kern mittels der Querschnitte für die Ionisation durch Protonen bzw. Elektronenbeschuß. Für hohe Stoßgeschwindigkeiten $v \ll (2I_T/m_e)^{1/2}$ können die beiden Querschnitte näherungsweise als gleich angenommen werden, so dass sich das folgende Skalierungsgesetz ergibt:

$$\sigma_{Ion} \propto Z^2 + Z \quad (2.29)$$

Für die Berechnung der Ionisationswahrscheinlichkeit hochgeladener Ionen wird häufig eine von Anhold vorgeschlagene nicht-relativistische quantenmechanische Beschreibung im Rahmen der SCA-Näherung verwendet [Anh79]. Diese führt für den Querschnitt der Ionisation eines Elektrons in der K-Schale des Targets auf ein Skalierungsverhalten gemäß

$$\sigma_{Ion}^L \propto \frac{Z_P^2}{Z_T^4} G\left(\frac{v_P}{v_e}\right) \quad (2.30)$$

Die Funktion $G(\frac{v_P}{v_e})$ ist in verschiedenen Veröffentlichungen tabelliert und erreicht für $v_P \approx v_e$ ihr Maximum [BBL78]. Der Effekt schwerer Targetatome, die eine relativistische Behandlung der Elektronwellenfunktion nötig machen, kann mittels eines Korrekturfaktors angenähert werden:

$$F = \left(1 + \left(\frac{\alpha Z_T}{2}\right)^2\right)^{-2} \quad (2.31)$$

Von Gleichung (2.30) wird lediglich der sogenannte longitudinalen Anteil des Ionisationsquerschnitts, der im nicht-relativistischen Fall dominant ist, beschrieben. Bei relativistischen Geschwindigkeiten tritt jedoch aufgrund der magnetischen Strom-Strom-Wechselwirkung ein transversaler Beitrag hinzu, der näherungsweise berücksichtigt werden kann: [AMG⁺85]

$$\sigma_{Ion}^P = \sigma_{Ion}^L \cdot \frac{\ln(\gamma^2) - \beta^2}{\ln(2\beta^2)/I_K}, \quad (2.32)$$

wobei I_K die Ionisationsenergie der K-Schale bezeichnet. Damit ergibt sich der vollständige Ionisationsquerschnitt zu:

$$\sigma_{Ion} = F \cdot (\sigma_{Ion}^L + \sigma_{Ion}^P) \quad (2.33)$$

In Abbildung 2.2 sind die mit Gleichung (2.33) berechneten Wirkungsquerschnitte im Vergleich zu experimentellen Daten dargestellt. In Abbildung 2.2 a) ist die Energieabhängigkeit der K-Schalen-Ionisation von Au^{78+} dargestellt. Die gepunktete Linie entspricht dabei dem nicht-relativistischen longitudinalen Anteil des Ionisationsquerschnitts nach Anhold. Es zeigt sich, dass dieser signifikant von den experimentellen Werten abweicht. Eine Hinzunahme des transversalen Anteils führt dagegen zu einer guten Übereinstimmung der theoretischen Vorhersage mit den Messwerten. In Abbildung 2.2 b) wird das Skalierungsverhalten im Bezug auf die Target- und Projektilladung untersucht. Auch hier zeigt sich eine Übereinstimmung von Theorie und Experiment.

Da in der Praxis meist die Ionisation des Projektils durch ein ruhendes Targetatom untersucht wird, müssen in obigen Formeln die Rollen der Projektil- bzw. Targetladungen vertauscht werden, also $Z_P \rightarrow Z_T$ bzw. $Z_T \rightarrow Z_P$. Aufgrund der Symmetrie des Stoßsystems ist diese Transformation ohne weiteres möglich. Wie in dem Vergleich von Theorie und Experiment deutlich wird, liefert obige Rechnung für die K-Schalen-Ionisation von Ein- bzw. Zwei-Elektronensystemen offenbar auch bei relativistischen Geschwindigkeiten noch zutreffende Vorhersagen. Im Fall von Vielelektronensystemen wie U^{28+} sind die dabei gemachten Annahmen jedoch nicht mehr gültig, da sich die

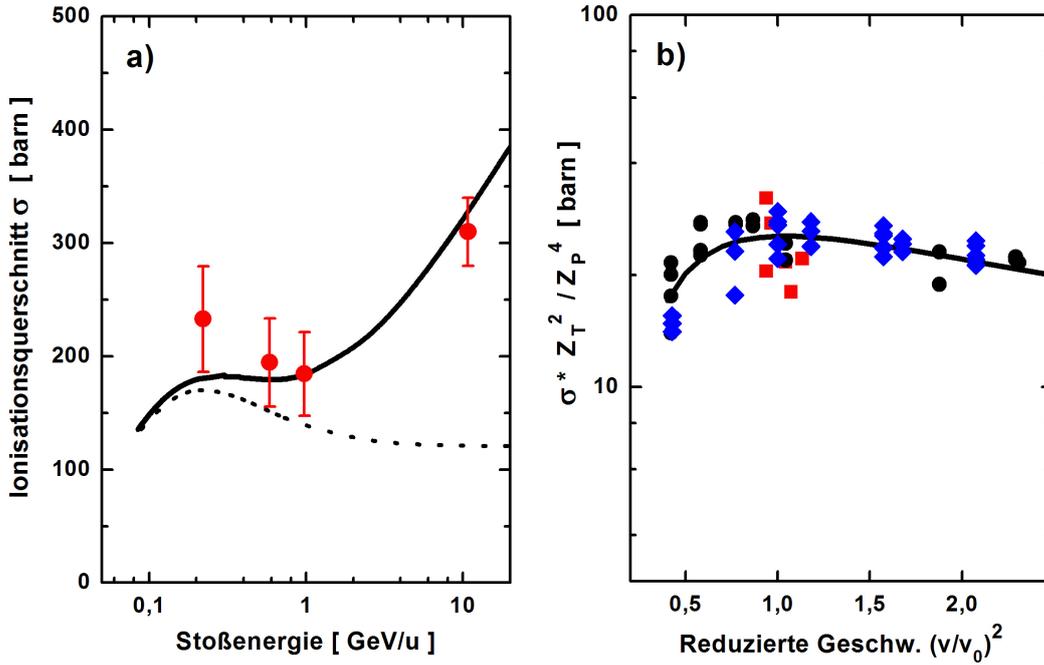


Abbildung 2.2: Vergleich experimenteller Ionisationsquerschnitte [CBD+97, SIR+97] mit der theoretischen Beschreibung von Anholt (schwarze Linie) bzw. deren Skalierungsverhalten [AB87]:

a) Ionisation wasserstoffähnlicher Au^{78+} -Ionen in Stößen mit Kohlenstoffatomen, die gepunktete Linie entspricht dem rein longitudinalen Anteil des Ionisationsquerschnitts [Stö06].

b) Ionisation wasserstoff- und heliumähnlicher Uranionen in Stößen mit Xenon (rote Quadrate: Messung im ESR, blaue Punkte: Messung am Fragmentseparator FRS der GSI, blaue Rauten: Messung am BEVALAC des Lawrence Berkeley Laboratory).

relevanten Elektronen nicht mehr in der K-Schale, sondern in äußeren Orbitalen befinden und das System aufgrund der Vielzahl an beitragenden Zuständen wesentlich komplexer ist als die Situation in Ein- oder Zwei-Elektronen-Ionen.

Für den Einfang eines Elektrons aus dem ruhenden Targetatom in das ionisierte Projektil ist bei mittleren Projektilgeschwindigkeiten von einigen MeV/u und schweren Targets der Nicht-Radiative Einfang (*Non-Radiative Capture*, NRC) der wichtigste Reaktionskanal. Dabei wird die Energie- bzw. Impulsdifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand des Elektrons zwischen Target- und Projektilkern aufgeteilt (im Fall des radiativen Einfangs erfolgt stattdessen die Emission eines oder mehrerer Photonen). Das Skalierungsverhalten dieses Prozesses, der maßgeblich durch die Impulsverteilung der Elektronen in Target und Projektil sowie des Stoßimpulses $m_e v$ bestimmt wird, kann mittels der nicht-relativistischen Oppenheimer-Brinkmann-Kramers-(OBK)-Näherung berechnet werden [DE94]:

$$\sigma_{NRC} \propto \frac{Z_T^5 Z_P^5}{E_P^6} \quad (2.34)$$

Der Wirkungsquerschnitt für den NRC-Prozeß weist also eine ausgeprägte Energieabhängigkeit auf. Dies führt dazu, dass die Projektillumladung im Fall von schweren Vielelektronensystemen bei Energien oberhalb von 5 – 10 MeV/u durch die Ionisation dominiert wird, wie Experimente und Modellrechnungen zeigen (vgl. Abbildung 2.3).

2.2 Berechnungsmethoden

Im Folgenden werden zwei unterschiedliche Methoden zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten in Ion-Atom-Stößen vorgestellt, deren Vorhersagen in dieser Arbeit mit experimentell bestimmten Werten für die Ionisation von U^{28+} verglichen werden. Dabei handelt es sich bei dem zuerst vorgestellten LOSS Code von Shevelko et al. (Abschnitt 2.2.1) um ein semiklassisches Verfahren, welches eine quantenmechanische Behandlung der Elektronen während des Stoßprozesses beinhaltet und sich damit an die Darstellung in den vorangegangenen Abschnitten 2.1.1 bis 2.1.3 anschließt. Im Gegensatz dazu stellt die in der Folge erläuterte n^2 -CTMC-Methode nach Olson et al. (Abschnitt 2.2.2) einen auf rein klassischen Bewegungsgesetzen aufbauenden Ansatz dar.

Zusammen bilden die Wirkungsquerschnitte für die Ionisation und den Elektroneneinfang den totalen Umladungsquerschnitt, der in Beschleuniger- und Speichieranlagen einen wichtigen Mechanismus für mögliche Strahlverluste darstellt. Für den experimentellen Teil dieser Arbeit sind vor allem die Ionisationsquerschnitte von besonderem Interesse, da diese im Falle eines niedrig geladenen, schweren Vielelektronensystems wie des U^{28+} gegenüber dem Elektroneneinfang deutlich dominieren (vergleiche die Skalierungsgesetze im vorangegangenen Abschnitt sowie Abbildung 2.3). Sowohl in den Rechnungen von Shevelko als auch denen von Olson wurden als Targets Wasserstoff, Stickstoff und Argon untersucht. Mit diesen Gasen lassen sich die Restgaszusammensetzungen von Speicherringen und Beschleunigern gut modellieren und so die Lebensdauern bzw. Verlustraten der gespeicherten Ionensstrahlen vorhersagen. Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen am Gas-Target erlauben eine direkte Überprüfung der Güte der beiden Berechnungsmethoden im Energiebereich von 10 bis zu 50 MeV/u. Mittels der Messung der Strahllebensdauern im Restgas erfolgt ein indirekter Test sogar bis zu einer Energie von 180 MeV/u.

Da es sich bei den betrachteten Stoßsystemen um Vielelektronensysteme handelt, ist eine exakte Beschreibung des Stoßvorgangs nicht möglich. Die aufgrund diverser Näherungen auftretenden Fehler können dabei zu Abweichungen von den tatsächlichen Werten um einen Faktor 2 oder mehr führen. Das Hauptinteresse liegt daher auf der Frage, ob die dargestellten theoretischen Ansätze zumindest grundsätzlich in der Lage sind, die Größe sowie insbesondere die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte in einem weiten Energiebereich von wenigen MeV/u bis zu einigen GeV/u vorherzusagen.

2.2.1 Bornsche Näherung (LOSS-Code)

Der von Shevelko et al. entwickelte LOSS Code für die Berechnung der Ionisation eines oder mehrerer Projektilionen geht von einem Ansatz ähnlich zu Formel (2.25) aus. Da hierbei die Bornsche Näherung verwendet wird, beschränkt sich die Gültigkeit auf Fälle, in denen die Energie der stoßenden Teilchen deutlich größer ist als das Streupotential. Davon kann ausgegangen werden, wenn die Projektilgeschwindigkeit v groß ist gegenüber der mittleren Bahngeschwindigkeit $v_n = \frac{\alpha Z}{n} c$ der betrachteten Elektronen. Der Wirkungsquerschnitt in atomaren Einheiten ($e = m_e = \hbar = 1$) ergibt sich dann im nicht-relativistischen Fall zu [STS01]:

$$\sigma_{Ion} = \frac{8\pi}{v^2} \sum_P \sum_\lambda \int_0^\infty d\epsilon \sum_{i(T)} \int_{q_{min}}^\infty \frac{dq}{q^3} |F_P(q, \epsilon, \lambda)|^2 |Z_T(q)|^2 \quad (2.35)$$

mit

$$|F_P(q, \epsilon, \lambda)|^2 = |\langle \epsilon | \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) | 0 \rangle_P|^2 \quad (2.36)$$

$$|Z_T(q)|^2 = |Z\delta_{i0} - \sum_{j=1}^N \langle i | \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) | 0 \rangle_j|^2 \quad (2.37)$$

$$q_{min} = (I_P + \epsilon + \Delta E_T)/v \quad (2.38)$$

Dabei bezeichnet q den Impulsübertrag und ϵ bzw. λ die Energie sowie den Drehimpuls des ionisierten Projektilelektrons. Der Index P läuft über alle Zustände des Projektil- bzw. Targetatoms. Die Funktion $F_P(q, \epsilon, \lambda)$ ist die Übergangsamplitude des Projektils für die Anregung in einen freien Zustand des Elektrons und $Z_T(q)$ beschreibt die vom Impulsübertrag abhängige effektive Ladung des Targets. Der Index $i(T)$ läuft dabei über alle relevanten Übergänge des Targets. Z und N geben die Kernladung und Elektronenzahl des Targetatoms an, also $Z = N$ für neutrale Targets. I_P ist die Ionisationsenergie eines Projektilelektrons, während ΔE für die Energiedifferenz eines Targetübergangs steht. Wenn alle relevanten Energieüberträge ΔE innerhalb des Targetatoms klein sind gegenüber der Ionisationsenergie des Projektils I_P , kann der Einfluß der Targetübergänge auf den Stoßprozeß vernachlässigt werden (*Closure Approximation*) [BG55], so dass die Summation über $i(T)$ entfällt. Die effektive Targetladung $Z_T(q)$ kann dann mittels einer Summation über die Diagonalelemente der Targetmatrix $F_{jj}(q) = \langle j | \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) | j \rangle$ ausgedrückt werden. Gleichung (2.35) vereinfacht sich dann zu:

$$\sigma_{Ion} = \frac{8\pi}{v^2} \sum_P \sum_\lambda \int_0^\infty d\epsilon \int_{q_{min}}^\infty \frac{dq}{q^3} |F_P(q, \epsilon, \lambda)|^2 |Z_T(q)|^2 \quad (2.39)$$

mit

$$|Z_T(q)|^2 = \left(Z - \sum_{j=1}^N F_{jj}(q)\right)^2 + \left(N - \sum_{j=1}^N |F_{jj}(q)|\right)^2 \quad (2.40)$$

$$q_{min} \approx (I_P + \epsilon)/v \quad (2.41)$$

Physikalisch kann der erste Term in Gleichung (2.40) als Abschirmeffekt der Elektronenhülle auf die Kernladung (*Screening*) interpretiert werden, während der zweite Term die Ionisation des Projektils durch die Targetelektronen (*Anti-Screening*) beschreibt. Wenn die effektive Targetladung nicht von q abhängig ist ($Z_T(q) \rightarrow Z_T$), entspricht Gleichung (2.39) gerade der Bornschen Näherung mit ebenen Wellen (*Plane Wave Born Approximation*, PWBA) für die Ionisation durch ein Punktteilchen der Ladung Z_T , aus der eine Skalierung des Ionisationsquerschnitts gemäß $\sigma_{Ion} \sim Z_T^2$ folgt. Die Berücksichtigung des Einflusses des Impulsübertrags q auf die effektive Targetladung $Z_T(q)$ ermöglicht jedoch eine differenziertere Betrachtung der durch das Target-Potential verursachten Störung und sollte daher zu realistischeren Wirkungsquerschnitten σ_{Ion} führen. Betrachtet man die Grenzfälle sehr kleiner bzw. sehr großer Impulsüberträge, so ergibt sich im Falle eines neutralen Targets eine Effektivladung von $Z_T = |Z - N|^2 = 0$ für $q \rightarrow 0$ bzw. $Z_T = Z^2 + N = Z^2 + Z$ für $q \rightarrow \infty$. Letzteres entspricht der in Abschnitt 2.1.4 vorgestellten Gleichung (2.29) für die Hochenergienäherung.

Die Summe $\sum_{j=1}^N F_{jj} = \sum_{j=1}^N \langle j | \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) | j \rangle$ repräsentiert den atomaren Formfaktor des Targets, der sich aus der Fouriertransformation der radialen Elektronendichte $\rho(r)$ ergibt:

$$\sum_j \langle j | \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) | j \rangle = \int_0^\infty dr \rho(r) \frac{\sin(qr)}{qr} \quad (2.42)$$

mit

$$\rho(r) = \sum_\gamma N_\gamma P_\gamma^2(r) \quad (2.43)$$

Der Index γ läuft dabei über alle Schalen des Atoms, die mit jeweils N_γ Elektronen besetzt sind, und die Funktion $P_\gamma(r)$ beschreibt jeweils den radialen Verlauf der Elektron-Wellenfunktion. Mittels Hartree-Fock-Wellenfunktionen wurden die Formfaktoren für neutrale Atome berechnet und sind in [HVB⁺75] veröffentlicht. Ausgehend von diesen Werten kann der *Screening*-Term in Gleichung (2.40) berechnet werden. Die im Falle des *Anti-Screening* auftretende Summe $\sum_j |\langle j | \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) | j \rangle|^2$ lässt sich jedoch nur mit großem Aufwand berechnen, so dass in der Regel auf folgende Näherung zurückgegriffen wird [Anh85]:

$$\sum_j |\langle j | \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) | j \rangle|^2 \approx \left| \sum_j \langle j | \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) | j \rangle \right|^2 / N \quad (2.44)$$

Für praktische Zwecke ist eine analytische Formel zur Berechnung der Formfaktoren sowohl neutraler als auch ionisierter Targetatome wünschenswert. Zu diesem Zweck können Slater-Orbitale für die radiale Elektron-Wellenfunktion in Gleichung (2.43) eingesetzt werden:

$$P_S(r, \gamma) = \left(\frac{(2\beta_\gamma)^{2\mu_\gamma+1}}{\Gamma(2\mu_\gamma+1)} \right)^{\frac{1}{2}} r^{\mu_\gamma} e^{-\beta_\gamma r} \quad (2.45)$$

Dabei dienen die Slater-Parameter β_γ und μ_γ dazu, den Verlauf der Funktion $P_S(r, \gamma)$ möglichst exakt der tatsächlichen radialen Elektron-Wellenfunktion des Orbitals γ anzupassen. Gleichung (2.42) ergibt sich damit zu:

$$\int_0^\infty dr \rho(r) \frac{\sin(qr)}{qr} = \sum_\gamma N_\gamma \frac{1}{2\mu_\gamma x_\gamma} (1+x_\gamma^2)^{-\mu_\gamma} \sin(2\mu_\gamma \arctan(x_\gamma)) \quad (2.46)$$

mit

$$x_\gamma = q/2\beta_\gamma \quad (2.47)$$

Die Slater-Funktionen sind für viele Anwendungen in der Atomphysik von großem Nutzen und geben die tatsächliche radiale Ortsverteilung der Elektronen gut wieder. Vergleicht man die aus Formel (2.45) resultierenden Formfaktoren für einige Vielelektronen-Atome (z. B. Beryllium, Kohlenstoff, Argon, Xenon) mit den in [HVB⁺75] angegebenen Werten, ergeben sich Abweichungen von unter 10% [STS01].

Die numerische Berechnung der Projektil-Ionisationsquerschnitte (*Electron Loss*) mittels der Gleichungen (2.39) - (2.41), (2.42), (2.44) und (2.46) wurde von Shevelko et al. in Form des in [TS00] detailliert beschriebenen LOSS Codes implementiert. Zur Berechnung des radialen Anteils der Projektilwellenfunktionen und der Übergangsamplitude $F_P(q, \epsilon, \lambda)$ wurde die Subroutine ATOM code benutzt (vgl. [SV93]). Aktuell wird der LOSS Code im Rahmen eines INTAS-Programms auf die Berechnung von Querschnitten bei relativistischen Stoßenergien sowie die Einbeziehung magnetischer Wechselwirkungen erweitert. Wie ein Vergleich mit der relativistische Formulierung in Abschnitt 2.1.3 zeigt, sind dabei unter anderem folgende Modifikationen vorzunehmen [She06]:

$$\begin{aligned} \langle f | \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) | i \rangle &\rightarrow \langle f | \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r})(1 - \beta\hat{\alpha}_z) | i \rangle \\ \frac{I_P + \epsilon}{v} &\rightarrow \frac{I_P + \epsilon}{\gamma v} \end{aligned}$$

In Abbildung 2.3 sind die von Shevelko et al. berechneten totalen atomaren Wirkungsquerschnitte für die Ionisation sowie den Einfang eines oder mehrerer Elektronen in Stößen von U^{28+} mit Wasserstoff, Stickstoff und Argon als Targets angegeben. Die Ionisation wurde dabei mit der aktuellen Version des LOSS Code berechnet, während für den Elektroneneinfang der sogenannte CAPTURE Code benutzt wurde [SRTT04].

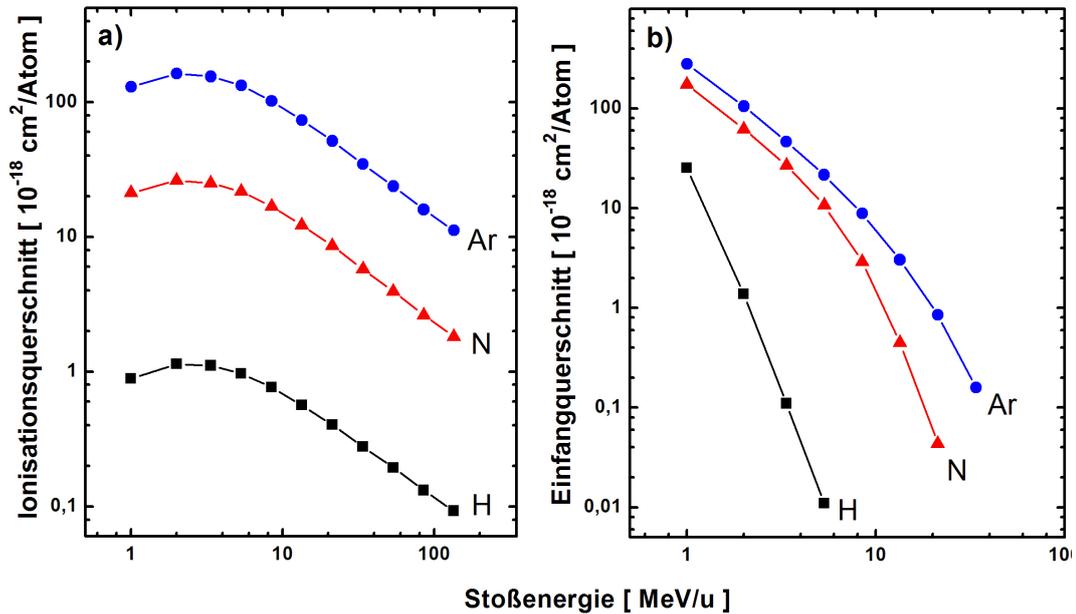


Abbildung 2.3: Von Shevelko et al. berechnete Umladungsquerschnitte von U^{28+} in Stößen mit Wasserstoff (schwarze Quadrate), Stickstoff (rote Dreiecke) und Argon (blaue Punkte) [She06]:

a) Mittels des relativistischen LOSS Code berechnete totale Projektil-Ionisationsquerschnitte.

b) Mit dem CAPTURE Code berechnete totale Einfangquerschnitte.

2.2.2 Classical Trajectory Monte Carlo (CTMC) Methode

Mit der Ionisation eines Atoms durch ein energetisches Elektron wurde ein atomarer Stoßprozess bereits 1912 in einer klassischen Näherung berechnet (vgl. Abschnitt 2.1.4). In der Folgezeit wurden klassische Verfahren für die Berechnung atomarer Zustände und Prozesse durch die Entwicklung der Quantenmechanik jedoch weitgehend verdrängt. Erst mit der erfolgreichen Berechnung dynamischer atomarer Prozesse wie den totalen bzw. differentiellen Einfach- und Vielfachionisationsquerschnitten, dem Elektroneneinfang sowie der winkel- bzw. energieabhängigen Elektronenemission erfuhren klassische Ansätze in den 50er und 60er Jahren eine Renaissance [Gry59, Bur63, Sta64]. Die Benutzung klassischer Modelle ist dabei neben dem enormen Leistungsanstieg moderner Rechneranlagen vor allem auf die großen Schwierigkeiten quantenmechanischer Theorien bei der Berechnung dynamischer atomarer Prozesse wie beispielsweise den Ionisations- und Ladungstransferquerschnitten im Falle großer Störungen sowie des Coulomb-Vielteilchenproblems zurückzuführen. Die erste komplett klassische Modellierung des Wasserstoffatoms in einem Stoßprozess gelang 1966, wobei mittels des sogenannten Classical-Trajectory-Monte-Carlo-(CTMC)-Verfahrens sowohl Wirkungsquerschnitte für die Ionisation und den Elektroneneinfang durch ein Proton als Projektil als auch die Energieverteilung der Elektronen berechnet werden konnte [AP66]. Die dabei

vorgenommene Einteilung des Stoßprozesses in drei aufeinander folgende, voneinander getrennte Schritte blieb auch in allen späteren Weiterentwicklungen des Verfahrens weitgehend erhalten. Im Folgenden werden atomare Einheiten ($e = m_e = \hbar = 1$) verwendet.

Zunächst wird der Anfangszustand des Targetatoms mittels "Modellelektronen", welche den Kern auf elliptischen Bahnen mit der korrekten, aus spektroskopischen Untersuchungen bzw. quantenmechanischen Rechnungen bekannten Bindungsenergie E_0 umkreisen, präpariert. Da reale Atome jedoch eine sphärische Symmetrie aufweisen, welche nicht von einem einzelnen klassischen Elektron-Zustand eingenommen werden kann, ist ein Ensemble solcher Zustände mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeitsverteilung nötig, um den quantenmechanischen Gesamtdrehimpuls des Atoms korrekt wiederzugeben. Die Verteilung der Zustände innerhalb des Ensembles ist dabei derart zu optimieren, dass die statistischen Mittelwerte der klassischen Elektronen im Impuls- und Ortsraum den quantenmechanischen Erwartungswerten des zu simulierenden Elektrons möglichst genau entsprechen. Desweiteren muss das so modellierte System zeitlich stabil sein, um seine ursprünglichen Eigenschaften zu bewahren, solange kein Stoß erfolgt ist. Durch die Wahl einer definierten Bindungsenergie E_0 verringert sich die Zahl der für die Elektronen frei wählbaren Phasenraumkoordinaten von 6 auf 5. Die Wahl der freien Koordinaten legt die Trajektorien der Elektronen fest, wobei dies aufgrund der Stabilitätsforderung derart erfolgen muss, dass der Mittelwert ihrer Verteilung einen konstanten Wert auf der durch E_0 im Phasenraum festgelegten Energiefläche annimmt. Eine solche stabile Verteilung wird in der statistischen Mechanik als ein mikrokanonisches Ensemble bezeichnet, in welchem die makroskopischen Mittelwerte trotz ständiger mikroskopischer Fluktuationen zeitlich konstant bleiben.

Für den Fall des Wasserstoffatoms weist die so konstruierte mikrokanonische Verteilung also per Definition die richtige Bindungsenergie auf, ist sphärisch symmetrisch sowie zeitlich stabil und ergibt nach einer Integration über den Ortsraum die exakte quantenmechanische Impulsverteilung [Ull93]. Es zeigt sich jedoch, dass die Dichteverteilung des Ensembles im Ortsraum deutlich von ihrem quantenmechanischen Gegenstück abweicht. Insbesondere ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons für alle $r = Z/E_0 > 2$ a. u. gleich null, da klassische Bahnen mit der Bindungsenergie $E_0 = 0,5$ a. u. des Wasserstoffatoms bei einer größeren Exzentrizität instabil sind. Um sowohl die Dichte- als auch die Impulsverteilung mit den quantenmechanischen Verteilungen in Übereinstimmung zu bringen, wurden unterschiedliche Ansätze vorgeschlagen. So können modifizierte Wignerfunktionen (*Cut-Off-Wigner-Verteilung*) eingesetzt werden, welche gerade so bestimmt werden, dass sie bei Integration über den Impuls- bzw. Ortsraum jeweils den quantenmechanischen Verteilungen ähnliche Orts- bzw. Impulsverteilungen liefern [EGS81]. Dies ist jedoch mit einer zeitlichen Instabilität sowie dem Übergang von einer festen Bahnenergie E_0 zu einer Energieverteilung $E_{min} < E < E_{max}$ verbunden, wobei E_{max} so zu wählen ist, dass der Mittelwert der Energie gerade E_0 entspricht. Eine andere Möglichkeit besteht darin, die Ortsverteilung mittels einer Linearkombination mehrerer mikrokanonischer Ensembles mit jeweils unterschiedlicher Bindungsenergie möglichst optimal anzunähern [HO83]. Neuere Modelle, mit denen auch Vielelektronenprozesse beschrieben werden können, bedienen sich in der Regel einer solchen Kombination mikrokanonischer Ensembles.

Im zweiten Schritt wird der eigentliche Stoßprozeß modelliert. Dabei sind die Stoßpara-

meter b der Projektilatome so gewählt, dass deren statistische Häufigkeit $N(b)$ proportional zur Fläche b^2 ist, so dass eine konstante räumliche Flussdichte der einlaufenden Projektile gewährleistet ist. Die Wechselwirkung der Teilchen miteinander erfolgt über deren jeweilige Coulomb-Potentiale. Die Dynamik wird mittels der klassischen Newtonschen Bewegungsgleichungen beschrieben, was im Falle des Proton-Wasserstoff-Stoßes in einem Satz von 12 gekoppelten Differentialgleichungen erster Ordnung resultiert [Ull93]:

$$\begin{aligned}\frac{dx_i}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial p_i} \\ \frac{dp_i}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial x_i}\end{aligned}\quad (2.48)$$

Dabei bezeichnet x und p die Koordinaten der Teilchen im Orts- bzw. Impulsraum und H steht für die Hamiltonfunktion spinloser, nicht-relativistischer Teilchen:

$$H = \frac{p_P^2}{2M_P} + \frac{p_T^2}{2M_T} + \frac{p_e^2}{2M_e} + \frac{Z_P Z_e}{|\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_e|} + \frac{Z_T Z_e}{|\mathbf{r}_T - \mathbf{r}_e|} + \frac{Z_P Z_T}{|\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_T|}\quad (2.49)$$

Dabei stehen p , M und Z jeweils für den Impuls, die Masse und die Ladung von Target- und Projektilkern sowie des Elektrons und werden jeweils durch die Indizes T , P und e gekennzeichnet. Zur besseren Übersichtlichkeit sind Ladungszahl und Masse des Elektrons in der Hamiltonfunktion trotz der Verwendung atomarer Einheiten explizit angegeben. Die ersten drei Terme obiger Gleichung beschreiben die kinetische Energie, während die restlichen drei Summanden die Coulomb-Wechselwirkungsenergie darstellen. Die numerische Lösung dieser Gleichungen erfolgt mittels Standardverfahren wie beispielsweise der Runge-Kutta-Gill-Methode. Eine ausführliche Beschreibung dieser sogenannten *Classical Trajectory*-Methode erfolgt in [KPS65].

Im dritten und letzten Schritt werden nach einer hinreichend langen Zeit, in der sich das Projektil und eventuelle weitere Reaktionsprodukte so weit vom Targetatom entfernt haben, dass sie sich gegenseitig nur noch minimal beeinflussen, die während des Stoßprozesses aufgetretenen Reaktionskanäle bestimmt. Befinden sich die Elektronen dabei in gebundenen Zuständen des Target- oder Projektilatoms, so wird je nach der ermittelten Bindungsenergie E in elastische Streuung ($E = E_0$) oder Anregung ($E > E_0$) unterschieden. Ein Ladungstransfer zwischen Projektil und Target ist ebenfalls möglich. Über die klassische Formel für die Bindungsenergie der Elektronenhülle $n_{shell} = Z_{T,P}/(2E)^{1/2}$ lässt sich den angeregten Elektronen eine gegebenenfalls neue Hauptquantenzahl zuordnen. Ist das Elektron weder am Target- noch Projektilatom gebunden, so ist von einer Stoßionisation auszugehen, für die aufgrund der vollständigen Orts- und Impulskenntnis sowohl winkel- als auch energiedifferentielle Wirkungsquerschnitte angegeben werden können. Die Anzahl der erforderlichen Monte-Carlo-Iterationen richtet sich dabei hauptsächlich nach der Intensität der untersuchten Reaktionskanäle und dem gewünschten Differenzierungsgrad der Rechnung.

Im Fall von Vielelektronensystemen stellt sich das Problem, die zahlreichen Elektron-Elektron-Wechselwirkungen zu modellieren sowie die Wirkungsquerschnitte für Mehrfachanregung, -ionisation und -einfang zu bestimmen. Einen ersten Ansatz stellt die Vereinfachung auf ein effektives Einteilchenproblem mittels der in Abschnitt 2.1.1 skizzierten IEA-Methode dar. Dabei wird ein einzelnes, "aktives" Elektron mit einem über

Hartree-Fock-Wellenfunktionen ermittelten mittleren Bahnradius in einem durch die übrigen Elektronen abgeschirmten Effektivpotential Z_{eff} betrachtet und die Wahrscheinlichkeiten für Mehrelektronenprozesse mittels Binominal- bzw. Multinomialstatistik aus den Querschnitten für dieses einzelne Elektron berechnet [Ols82]. Unter Verwendung einer mehr Rechenleistung erfordernden Verfahrens können die multiplen Elektron-Kern-Wechselwirkungen explizit berücksichtigt werden, wobei jedoch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung weiterhin vernachlässigt wird. In diesem von Olson et al. entwickelten n -body CTMC-Verfahren (n -CTMC) sind die Elektronen gemäß ihrer sequentiellen Ionisationspotentiale an den Targetkern gebunden und werden jeweils durch mikrokanonische Ensembles von klassischen Elektronen modelliert [OUSB87, OUSB89]. Somit ist die für die Erzeugung eines bestimmten Ladungszustandes nötige totale Ionisationsenergie in diesem Modell korrekt enthalten. Bei dieser Methode werden nun die Wechselwirkungen aller Elektronen mit dem Target- bzw. Projektilkern sowie der Kerne untereinander zeitgleich berechnet, was zur folgenden Hamiltonfunktion führt [Ull93]:

$$H = \frac{p_P^2}{2M_P} + \frac{p_T^2}{2M_T} + \sum_{i=1}^N \left(\frac{p_i^2}{2M_i} + \frac{Z_P Z_i}{|\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_i|} + \frac{Z_T Z_i}{|\mathbf{r}_T - \mathbf{r}_i|} \right) + \frac{Z_P Z_T}{|\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_T|} \quad (2.50)$$

Dabei bezeichnen M , p und Z die Massen, Impulse und Ladungen von Target- und Projektilkern sowie den N Elektronen, während \mathbf{r} die Teilchenkoordinaten im Ortsraum beschreibt (gekennzeichnet jeweils durch die Indizes T , P , und $i = 1..N$). Um die Abschirmung des Targetkerns durch die $N - 1$ übrigen Elektronen zu berücksichtigen, wird das Produkt aus Kern- und Elektronenladung gemäß $Z_T Z_i = n_i |2E_i|^{1/2}$ ersetzt, wobei E_i für die spektroskopisch ermittelte Bindungsenergie des i -ten Elektrons und n_i für dessen Hauptquantenzahl steht. Aus Gleichung (2.50) und (2.48) ergeben sich so $6(N + 2)$ gekoppelte Differentialgleichungen, deren Lösung analog zum Ein-Elektron-System erfolgt.

In einem weiteren Schritt ist es möglich, etwaige Elektronen in der Hülle des Projektilatoms ebenfalls innerhalb der n -CTMC-Rechnung zu berücksichtigen. Diese werden in gleicher Weise durch mikrokanonische Verteilungen modelliert, wie dies bei den Targetelektronen der Fall ist. Um die benötigte Rechenzeit zu reduzieren, werden dabei oftmals die sehr stark gebundenen Elektronen auf abgeschlossenen inneren Schalen außer Acht gelassen und nur die schwächer gebundenen Elektronen in den äußeren Schalen als sich in einem effektiven Projektil-Potential befindliche "aktive" Elektronen beschrieben. Dieses als n^2 -CTMC bezeichnete Verfahren, das also explizit Vielelektronenprozesse sowohl in der Schale des Projektils als auch des Targets beinhaltet, wurde von Olson zur Berechnung der totalen Projektil-Umladungsquerschnitte des in dieser Arbeit untersuchten U^{28+} Ions in Stößen mit Wasserstoff, Stickstoff und Argon im Energiebereich von 2 bis 150 MeV/u verwendet [OWH⁺04]. Ab einer Strahlenergie von ca. 5 – 10 MeV/u kann der Elektroneneinfang als Umladungskanal praktisch vernachlässigt werden, so dass die Ionisation des Projektils den dominanten Projektil-Umladungsprozeß darstellt. Die für diesen Kanal ermittelten atomaren Querschnitte sind in Abbildung 2.4 a) dargestellt. Zusätzlich ist in Abbildung 2.4 b) für die gleichen Targets die Zahl der in einem Ionisationsvorgang durchschnittlich verlorenen Projektilelektronen in Abhängigkeit von der Stoßenergie angegeben.

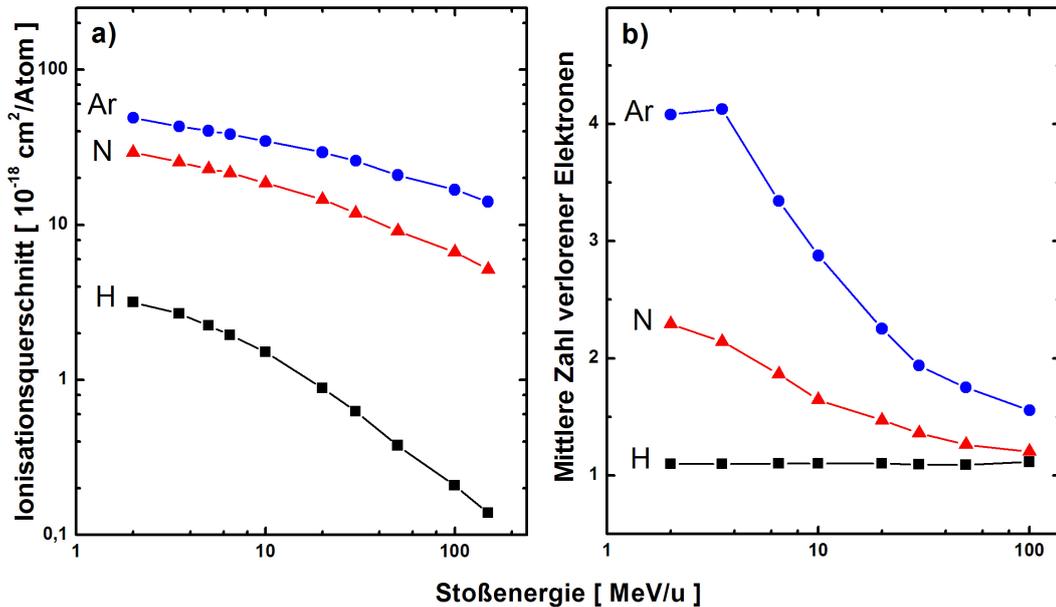


Abbildung 2.4: Mittels der n^2 -CTMC-Methode berechnete Ionisationsprozesse für U^{28+} in Stößen mit Wasserstoff (schwarze Quadrate), Stickstoff (rote Dreiecke) und Argon (blaue Kreise) [OWH⁺04]:

- Ionisationsquerschnitte in Abhängigkeit von der Projektilenergie.
- Anzahl der in einem Ionisationsvorgang durchschnittlich verlorenen Projektilelektronen.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die CTMC-Verfahren in der Lage sind, Anregungs-, Ionisations- und Einfangquerschnitte auch in Fällen zu berechnen, die mit quantenmechanischen Ansätzen nur schwer lösbar sind. Dies ist vor allem darauf zurückzuführen, dass es sich bei den klassischen Verfahren nicht um eine Näherung im Rahmen der Störungsrechnungstheorie handelt, deren Güte von der Größe des Störpotentials abhängig ist. Desweiteren ist die gegenseitige Beeinflussung von Reaktionsprodukten nach dem eigentlichen Stoß in der Berechnung ebenso enthalten wie dynamische Polarisierungseffekte in den Elektronenhüllen während des Stoßprozesses. Im Rahmen der n -CTMC-Methode bzw. n^2 -CTMC-Methode ist es außerdem möglich, auch Vielelektronenprozesse wie die Mehrfachionisation explizit zu berechnen, anstatt diese aus den Querschnitten für die Ein-Elektron-Prozesse mittels statistischer Methoden zu rekonstruieren. Effekte rein quantenmechanischer Natur werden dagegen ebenso vernachlässigt wie die Elektron-Elektron-Wechselwirkung, so dass z. B. damit verbundene Resonanzeffekte nicht berücksichtigt werden können. Einen kritischen Punkt stellt die Präparation der atomaren Ausgangszustände dar, die obwohl rein klassischen Bewegungsgesetzen folgend dennoch quantenmechanische Mittel- bzw. Erwartungswerte stabil reproduzieren sollen. In den CTMC-Rechnungen von Olson bisher nicht implementiert sind zudem relativistische Effekte, die jedoch gerade im Fall von hochenergetischen atomaren Stößen eine bedeutende Rolle spielen. Eine ausführliche Darstellung

klassischer Modelle sowie ihrer Gültigkeitsbereiche im Vergleich zu quantenmechanischen Rechnungen findet sich in [RF86].

Kapitel 3

Beschleunigeranlagen an der GSI

Für das Studium der Struktur und Stoßdynamik schwerer, hochgeladener Ionen bieten die Experimentiereinrichtungen der Gesellschaft für Schwerionenforschung sowohl was das Spektrum der zu beschleunigenden Elemente und Ladungszustände angeht als auch in Bezug auf die zugänglichen Energiebereiche einzigartige Möglichkeiten. Das Forschungsprogramm an der GSI reicht von Fragestellungen der Kern- und Atomphysik über die Plasmaphysik sowie der Materialforschung bis hin zur Tumorthherapie mittels Ionenstrahlen.

Im Folgenden werden die Beschleunigereinrichtungen der GSI, wie sie in Abbildung 3.1 dargestellt sind, der Reihe nach vorgestellt. Besonderes Augenmerk liegt dabei auf dem Speicherring ESR, an dem ein Großteil der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Lebensdauermessungen durchgeführt wurde.

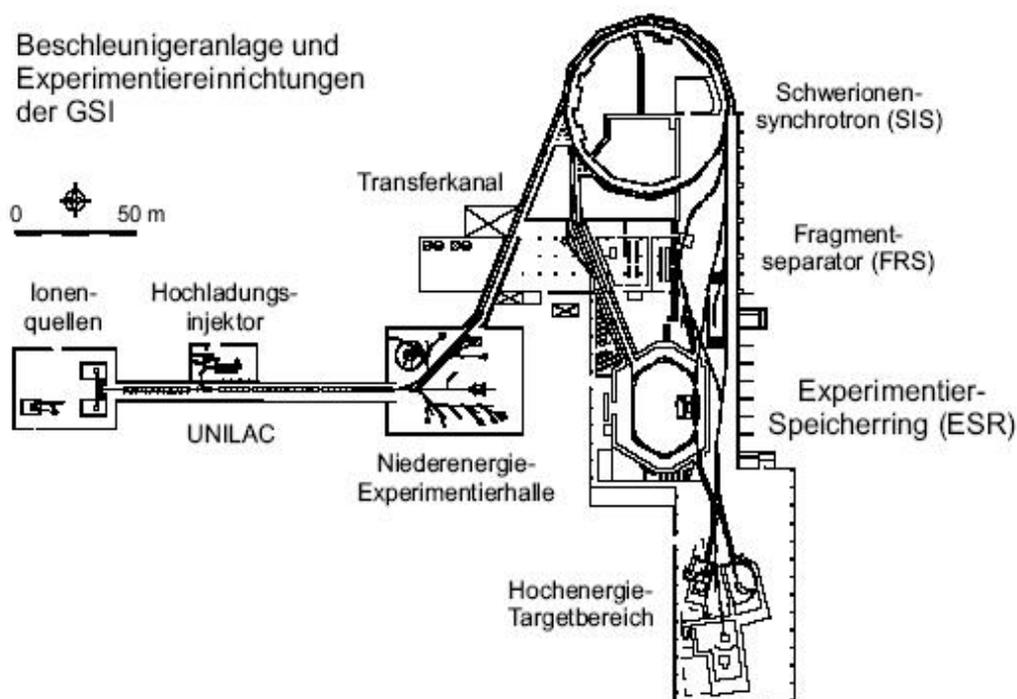


Abbildung 3.1: Übersicht über den Beschleunigerkomplex der GSI [Bra06].

3.1 Der Linearbeschleuniger UNILAC

Die Produktion von Ionen erfolgt generell durch das Herausschlagen eines oder mehrerer Elektronen aus der Elektronenhülle eines Atoms in Stoßprozessen mit anderen Atomen bzw. Elektronen. An der GSI werden hohe Ladungszustände mittels eines mehrstufigen Verfahrens erzeugt, indem zunächst schwach geladene Ionen in einer Ionenquelle bereitgestellt, dann auf höhere Energien beschleunigt und schließlich in erneuten Stoßprozessen mit sogenannten *Stripper*-Targets noch höher ionisiert werden. Hierbei muss mindestens die für den gewünschten Ladungszustand nötige Ionisationsenergie als Stoßenergie zur Verfügung gestellt werden. Für ein effektives *Stripping*, liegen die benötigten Energien jedoch deutlich über diesem Schwellenwert. Da beim Durchgang durch ein Target auch zahlreiche unerwünschte Ladungszustände entstehen und sich durch Streuprozesse außerdem die Strahlqualität verschlechtert, ist dieses Verfahren mit deutlichen Intensitätsverlusten verbunden.

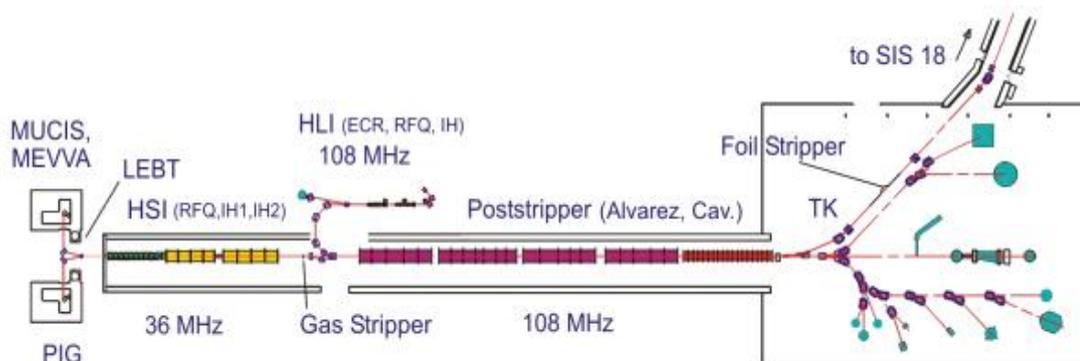


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Linearbeschleunigers UNILAC [UNI06].

In dem in Abbildung 3.2 dargestellten Universal Linear Accelerator (UNILAC) der GSI werden zunächst gering geladene Ionen, das Spektrum möglicher Elemente reicht dabei von Wasserstoff bis Uran, in einer Ionenquelle erzeugt und dem Beschleuniger zugeführt. Als Quellen stehen unter anderem Penning- und Metal Vapour Vacuum Arc (MEVVA) Quellen sowie eine Electron Cyclotron Resonance (ECR) Ionenquelle im Hochladungsinjektor (HLI) zur Verfügung. Im gepulsten Betrieb können diese nahezu zeitgleich unterschiedliche Experimente mit verschiedenen Ionenarten versorgen. Eine erste Beschleunigung auf bis zu 1,4 MeV/u findet dann in sogenannten Radio Frequency Quadrupole (RFQ) und Interdigital H-Mode (IH) Strukturen statt, an die sich zur weiteren Ionisierung ein Gasstripper anschließt. Uranionen erreichen nach dieser Sektion typischerweise den Ladungszustand 28+. Alternativ können für Blei und andere Elemente hohe Ladungszustände auch direkt von der ECR-Ionenquelle des HLI zur Verfügung gestellt werden. Es folgt der ALVAREZ-Abschnitt des Beschleunigers, an dessen Ende die Ionen typischerweise eine Energie von ca. 11,4 MeV/u besitzen. Die Ionen können dann mit individuell abgestimmten Energien zu den Experimentierplätzen der Experimentierhalle weitergeleitet oder stattdessen bei Bedarf durch ein weiteres Strippertarget höher ionisiert und in das Schwerionensynchrotron (SIS) eingeschossen werden. Für Uranionen erlaubt es die typische Einschußenergie in das SIS von 11,4 MeV/u hohe Intensitäten des Ladungszustand 73+ bereitzustellen [Bar00, YBD⁺04].

3.2 Das Schwerionensynchrotron SIS

Das SIS bietet mit einem Umfang von 216,72 m und einer maximalen magnetischen Steifigkeit von $B\rho = 18,7$ Tm die Möglichkeit, Ionen abhängig von deren Masse sowie Ladungszustand auf Energien von ca. 2 GeV/u für Ne^{10+} bzw. ca. 1 GeV/u für U^{92+} zu beschleunigen und an nachgelagerte Experimentiereinrichtungen weiterzuleiten [BBFP85]. Ab einer Energie von 250 – 300 MeV/u lässt sich nach der Extraktion aus dem SIS mittels einer weiteren Stripperfolie ein Strahl vollständig ionisierter Uranionen erzeugen. Um Umladungseffekte und damit ein Absinken der Strahlintensität zu minimieren, ist das Vakuum im SIS mit einem Restgasdruck von ca. $1 \cdot 10^{-10}$ mbar ca. drei Größenordnungen besser als im Bereich des UNILAC. Aus dem SIS extrahierte Ionen können entweder den Experimenten im Hochenergie-Targetbereich oder dem Fragmentseparator FRS zugeführt werden. Letzterer erlaubt es, durch Fragmentierung der Projektilionen reine Strahlen exotischer, radioaktiver Isotope zu produzieren [GABB92]. Desweiteren können sowohl Ionenstrahlen aus dem SIS als auch die im FRS erzeugten Isotope in den ESR eingeschossen und dort gespeichert werden. Auch eine Reinjektion von im ESR gespeicherten Strahlen in das SIS ist möglich.

3.3 Der Experimentierspeicherring ESR

Der ESR verfügt mit einer nominellen Bahnlänge von 108,36 m über den halben Umfang des SIS, so dass von den vier im SIS umlaufenden Ionenpaketen, jeweils zwei gleichzeitig in den ESR eingeschossen werden können. Danach erfolgt eine Verlagerung des Strahls von der Injektions- auf die spätere Speicherbahn, wodurch mittels erneuten Einschießens auf die freigewordene Injektionsbahn ein als *HF-Stacking* bezeichnetes sukzessives Ansammeln hoher Strahlintensitäten erreicht werden kann. Seit der Installation eines Elektronenkühlers im SIS, welcher den Strahl vor dem Beschleunigungsvorgang zunächst "kühlt" (vgl. Abschnitt 3.3.2) und dadurch bereits eine effektive Akkumulation im SIS ermöglicht, kann der ESR bereits mit einem einzigen Einschuss mit hohen Strahlintensitäten befüllt werden. Im Fall von Uran können bisher regelmäßig bis zu 10^8 Ionen für längere Zeiträume gespeichert werden, womit die durch das Raumladungspotential definierte Höchstgrenze noch nicht erreicht ist. Diese liegt beispielsweise für vollständig ionisiertes Uran mit einer Energie von 556 MeV/u bei $9,3 \cdot 10^9$ bzw. bei $4,4 \cdot 10^8$ für 50 MeV/u. Die maximale magnetische Steifigkeit von 10 Tm ermöglicht im ESR theoretisch die Speicherung von nacktem Uran mit Energien bis zu 560 MeV/u (für Neon bis 830 MeV/u) [Fra87]. Durch gezieltes Beschleunigen bzw. Abbremsen der Ionen mittels Hochfrequenzkavitäten ist es möglich, die für das jeweilige Experiment gewünschte Strahlenergie zu erreichen. Insbesondere lassen sich durch das Abbremsen der Ionen weit unter die zur Ionisation benötigte Schwellenenergie die bei spektroskopischen Messungen an schnell bewegten Systemen unumgänglichen Störeffekte (z. B. Dopplereffekt) minimieren. Im ESR stehen mit dem Überschall-Gasjet-Target und dem Elektronenkühler zwei Experimentierplätze zur Verfügung (vgl. Abbildung 3.3). Auf diese beiden wichtigen Einbauten wird in den nächsten Abschnitten näher eingegangen. Das Gastarget ermöglicht das Studium der vielfältigen Prozesse, die in Ion-Atom-Stößen zu beobachten sind. Als Targets stehen momentan H_2 , N_2 , CH_4 , Ar,

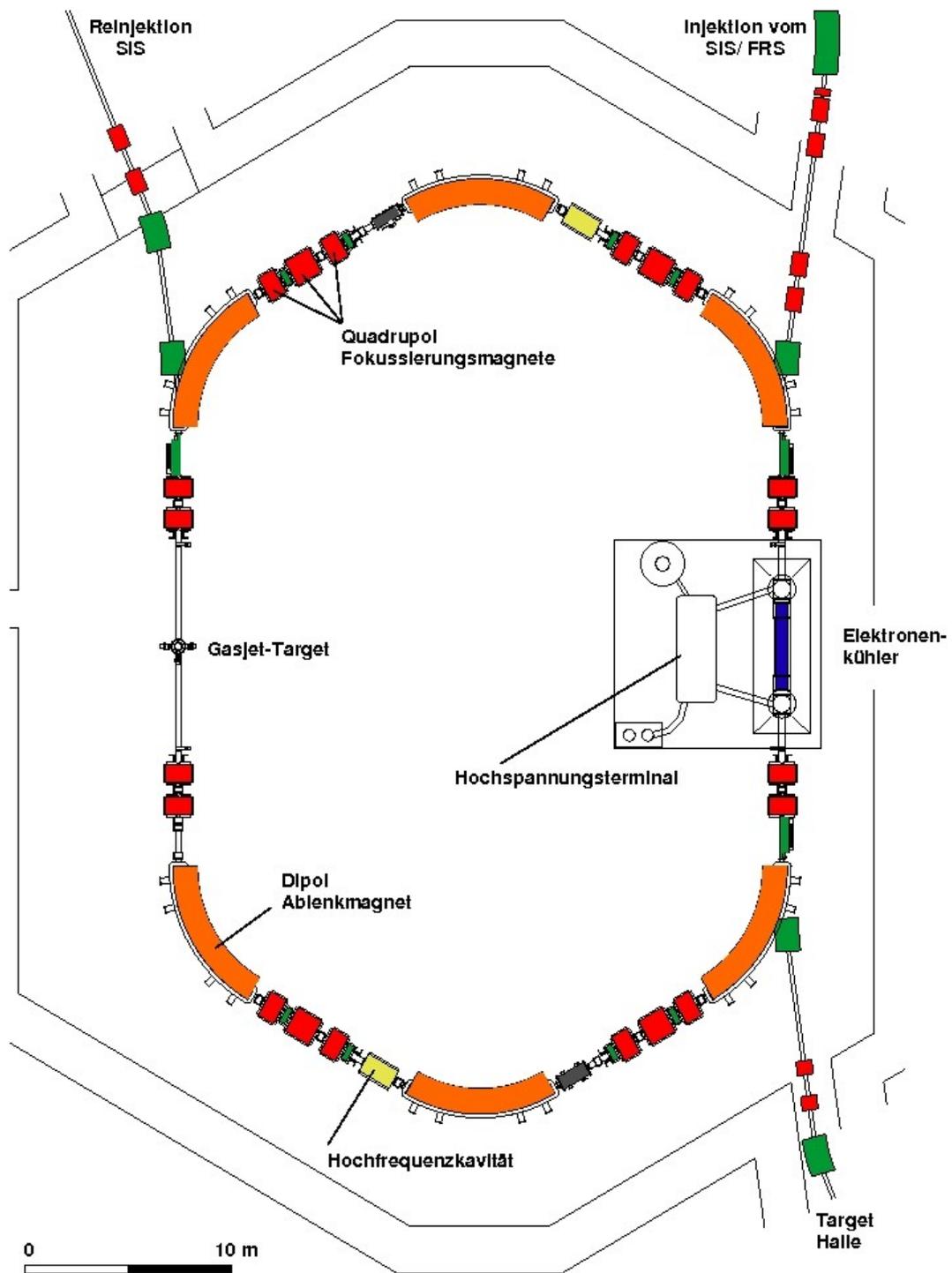


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des ESR und seiner wichtigsten Einbauten [Fra87]

Kr sowie Xe bei typischen Dichten von bis zu 10^{12-13} Teilchen/cm³ zur Verfügung [Krä00]. Um das vom Ionenstrahl eingenommene Phasenraumvolumen zu verringern und damit die Qualität des Strahls zu steigern, steht im ESR ein Elektronenkühler zur Verfügung, welcher bei Bedarf noch von einer stochastischen Vorkühlung unterstützt werden kann [NBB⁺97]. Daneben kann der Elektronenstrahl des Kühlers auch als Elektronentarget genutzt werden. Desweiteren können im ESR über die Schottky-Analyse Massenmessungen sowie Experimente mit Lasern durchgeführt werden.

Die Lebensdauer und Qualität eines gespeicherten Ionenstrahls wird bei abgeschaltetem Gastarget und Elektronenkühler vor allem durch Verluste in Stößen mit dem Restgas sowie durch Stöße der Ionen untereinander (*Intra Beam Scattering*, IBS) begrenzt. Bei letzterem kann es zu einer Umladung der beteiligten Ionen kommen, im Allgemeinen führt das IBS jedoch vor allem zu einem unerwünschten Aufheizen des Ionenstrahls. Um intensive Ionenstrahlen hoher Brillianz möglichst lange speichern zu können, sind die Vakuumbedingungen im ESR daher mit einigen 10^{-11} mbar noch einmal um einen Faktor 3 bis 5 besser als im SIS. Im Elektronenkühler weisen die Ionen eine hohe Rekombinationswahrscheinlichkeit mit den Elektronen auf, was letztlich die Lebensdauer des Strahls reduziert. In bisherigen Experimenten ergaben sich abhängig von Ladungszustand, Energie und Kühlmethode für schwere Ionen Strahllebensdauern von mehr als einer Stunde, während leichte Elemente wie Neon sogar für 10 Stunden und länger gespeichert werden können [GSI06].

3.3.1 Strahldiagnose am ESR

Aufgabe der Diagnoseeinrichtungen eines Speicherrings ist die möglichst zerstörungsfreie Ermittlung der Strahleigenschaften. Zu nennen sind hier vor allem die Intensität des Ionenstrahls, die Umlauffrequenz der Ionen sowie das Strahlprofil im Orts- und Impulsraum. Im Folgenden werden einige der für diese Zwecke eingesetzten Techniken kurz erläutert. Eine detaillierte Darstellung findet sich unter anderem in [Ste97] und [Bos93].

Zur Messung des im Ring umlaufenden Strahlstroms werden nach dem Prinzip der Induktion arbeitende Strahltransformatoren eingesetzt [Ree90]. Ein umlaufender Ionenstrahl erzeugt im weichmagnetischen Kern einer das Strahlrohr umgebenden Spule ein Magnetfeld. Dieses induziert in der Spule einen Strom. Da lediglich zeitlich veränderliche Felder eine Induktion bewirken, ist für die Messung eines Gleichstroms der Einsatz eines magnetischen Modulators notwendig. Am ESR steht sowohl ein Gleichstrom-(DC)-Ionenstrahltransformator als auch ein schneller Strahltransformator zur Verfügung.

Die räumliche Ausdehnung bzw. das Intensitätsprofil des Strahls lässt sich über die Analyse seiner Wechselwirkung mit dem im Ring befindlichen Restgas rekonstruieren. Dafür werden die in Ion-Atom-Stößen erzeugten ionisierten Restgasteilchen mittels eines schwachen elektrischen Feldes senkrecht zur Strahlrichtung "abgesaugt" und auf einen positionsempfindlichen Detektor gelenkt. Mit dieser Methode erreichen Restgas-Profilmonitore Ortsauflösungen bis zu 0,2 mm [HAG⁺94].

Für die Messung der Impulsverteilung der umlaufenden Ionen bietet sich die Analyse

des Schottky-Rauschens an [BCFS90]. Dieses entsteht dadurch, dass der Ionenstrahl keinen kontinuierlichen Strom darstellt, sondern aus diskreten Ladungsträgern besteht, deren Impuls statistischen Schwankungen um einen Mittelwert unterliegt. Durch die Bildladungen, welche die geladenen Teilchen auf kapazitive Strahlsonden - sogenannten *Pick-Ups* - induzieren, lässt sich das Schottky-Signal und daraus mittels einer Fouriertransformation ein Frequenzspektrum ermitteln. Die Frequenzverteilung ist dabei proportional zur Impulsverteilung der Ionen. Aus ihr kann man Rückschlüsse auf die Impulsschärfe des gespeicherten Ionenstrahls ziehen und hat somit ein Diagnoseinstrument für die Auswirkungen von Kühl- und Heizprozessen auf den Strahl [Sch91]. Darauf wird im folgenden Abschnitt näher eingegangen. Alternativ kann die Schottky-Analyse als "Detektorsystem" zur Bestimmung von Teilchenmassen z. B. exotischer Kerne verwendet werden. Dabei wird der Umstand ausgenutzt, dass das Verhältnis von Masse zu Ladung bei fester Geschwindigkeit der Ionen die Umlauffrequenz im Ring festlegt [SBB⁺97a].

3.3.2 Der Elektronenkühler

Ein in den ESR eingeschossener Ionenstrahl verfügt zunächst über eine große Impulsschärfe und ein breites Strahlprofil (große Emittanz), welches durch IBS und Stöße mit dem Restgas noch beständig aufgeweitet wird. Diese Charakteristika führen unter anderem zu einer reduzierten Lebensdauer und zu einem nur geringen Überlapp mit dem Jet des Gastargets. Desweiteren ist eine unscharfe Energieverteilung in Präzisionsmessungen unerwünscht. Um den Phasenraum dieses "heißen" Strahls zu verkleinern und ihm eine wohldefinierte Energie aufzuprägen, bedient man sich daher der Elektronenkühlung.

Das Prinzip der Elektronenkühlung wurde 1966 von Budker vorgeschlagen [Bud67] und konnte 1974 erstmals am NAP-M Ring erfolgreich realisiert werden [BDK⁺76]. Dabei wird dem im Ring umlaufenden Ionenstrahl während des Durchgangs durch den Bereich des Kühlers mittels Solenoid- bzw. Dipolfeldern ein nahezu monoenergetischer Elektronenstrahl überlagert (vgl. Abbildung 3.4). Die dreidimensionale Geschwindigkeitsverteilung dieser Elektronen kann im Schwerpunktsystem des Strahls mittels einer anisotropen Maxwell-Verteilung beschrieben werden:

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi}\right)^{3/2} \cdot \frac{1}{kT_{\perp}(kT_{\parallel})^{1/2}} \cdot \exp\left(-\frac{m_e v_{\perp}^2}{2kT_{\perp}} - \frac{m_e v_{\parallel}^2}{2kT_{\parallel}}\right)$$

Da sich der Elektronenstrahl des Kühlers mit einer sehr niedrigen Temperatur präparieren ($kT_{\parallel} \approx 0.1 \text{ meV}$, $kT_{\perp} \approx 0.1 \text{ eV}$) lässt, können die Elektronen in Stößen mit den gespeicherten Ionen letztere abkühlen. Die umlaufenden Ionen erfahren dabei eine "Kühlkraft", wodurch das von ihnen eingenommene Phasenraumvolumen reduziert wird. In einem konservativen System legt der Liouvillesche Satz das Phasenraumvolumen dagegen als Konstante fest. Im ESR kann die longitudinale Impulsbreite des Ionenstrahls von $\Delta p/p = 10^{-3}$ nach dem Einschub in Abhängigkeit von der Zahl der gespeicherten Ionen auf bis zu $\Delta p/p \approx 10^{-5}$ verringert werden. Im Extremfall von unter

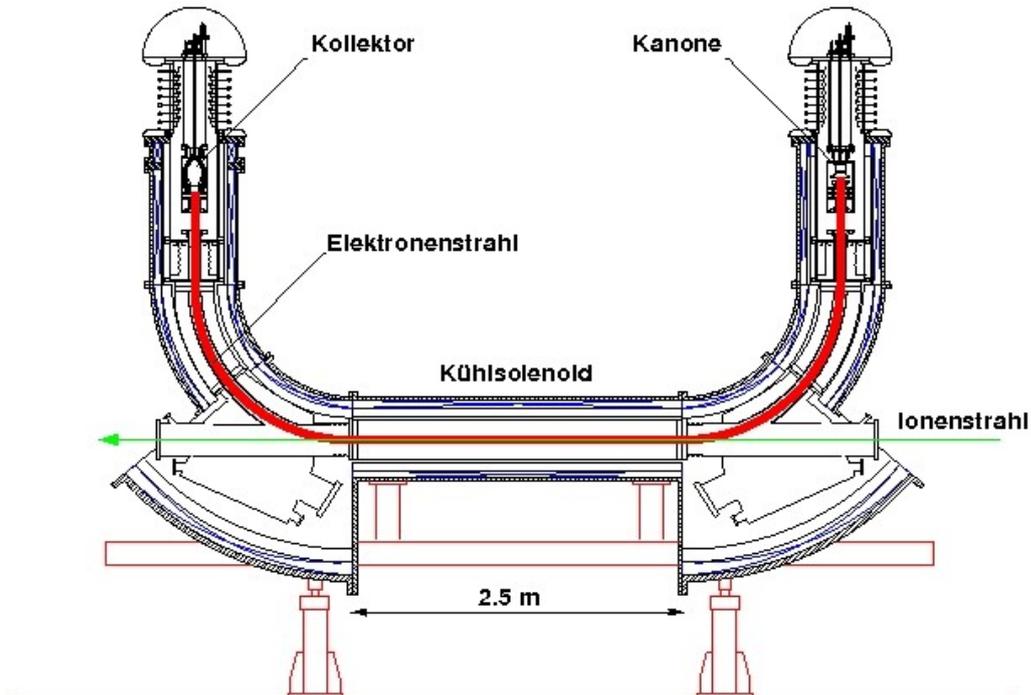


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Elektronenkühlers des ESR [SBB⁺97b].

1000 umlaufenden Ionen sind sogar Werte von $\Delta p/p \approx 10^{-6}$ erreichbar [SBE⁺96]. Desweiteren wird dem Ionenstrahl die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen aufgeprägt. So ist über die eingestellte Kühlerspannung eine Feinabstimmung der Ionenenergie bis zu einer relativen Genauigkeit von 10^{-6} möglich. Der Nachweis der Kühlung sowie der Änderung der Strahlenergie ist mittels der in Abschnitt 3.3.1 dargestellten Schottky-Analyse (vgl. Abbildung 3.5) sowie des Strahlprofilmonitors möglich. Aufgrund der Hochspannungsfestigkeit ist die maximal erreichbare Spannung des Kühlers derzeit auf ca. 230 kV beschränkt, was die im ESR unter Einsatz der Elektronenkühlung speicherbaren Strahlenergien auf typische Werte von maximal 450 MeV/u begrenzt.

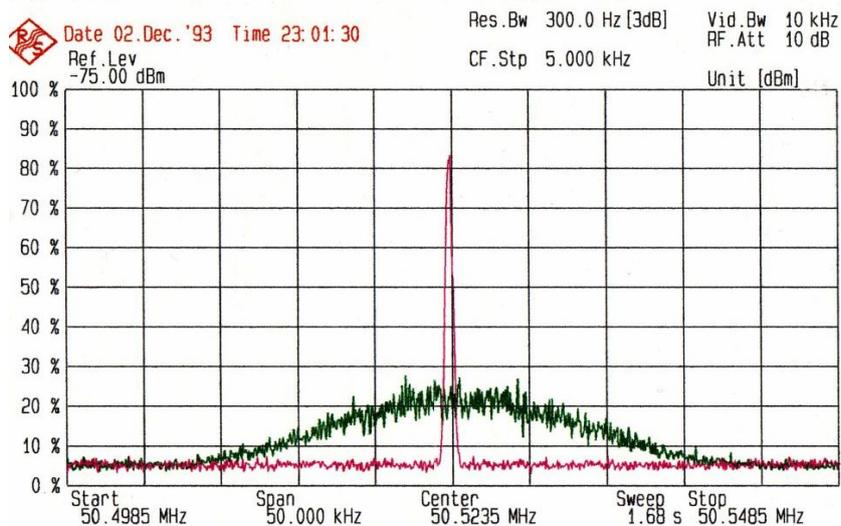
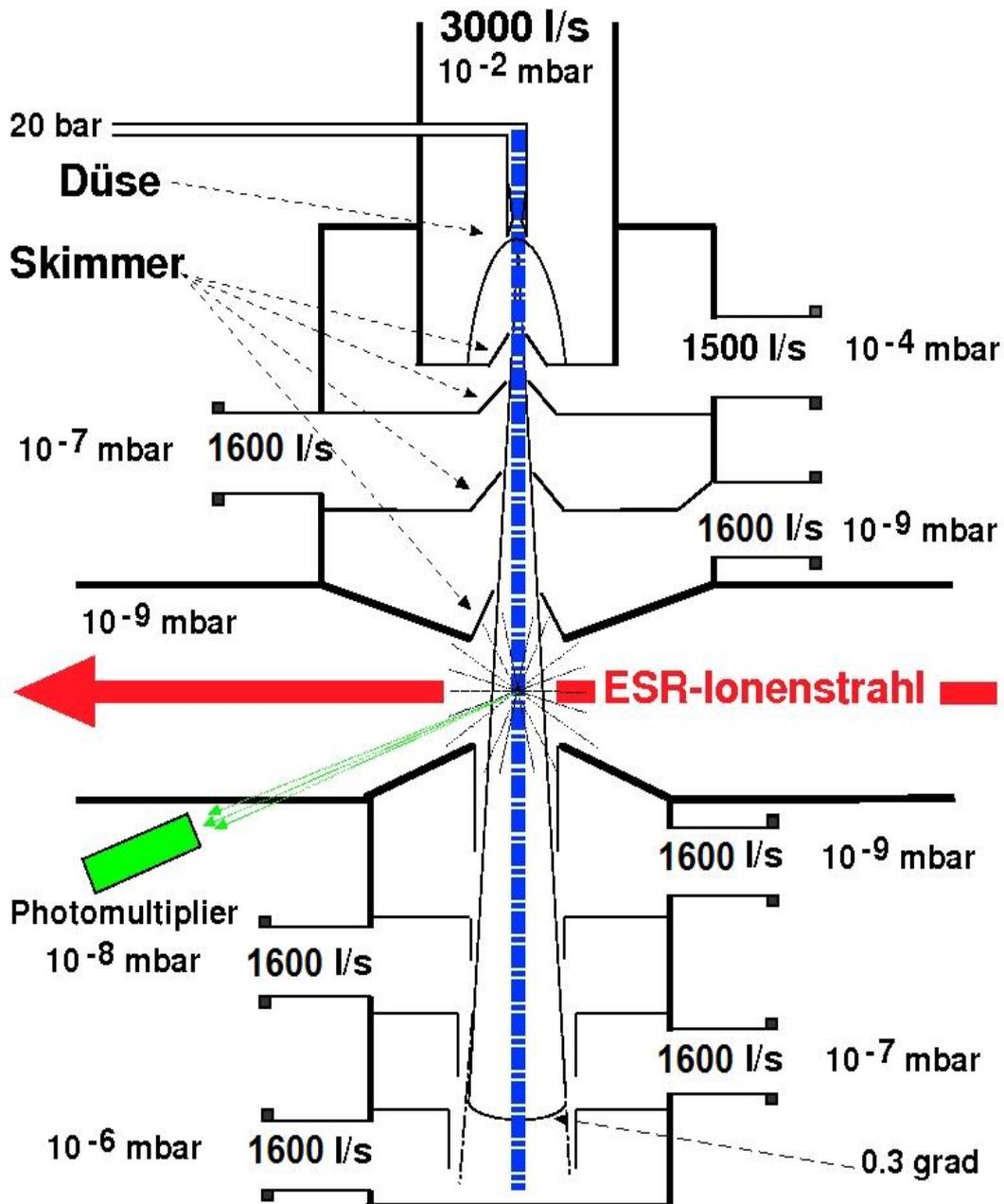


Abbildung 3.5: Schottky-Spektrum der longitudinalen Impulsverteilung eines Ionenstrahls vor (grün) bzw. nach (rot) Einsatz der Elektronenkühlung [Bra06]. Die Komprimierung des Strahls im Impulsraum ist deutlich zu erkennen.

3.3.3 Das interne Gastarget

Im ESR steht ein internes Gas-Target mit typischen Dichten von 10^{12-13} Teilchen/cm³ zur Verfügung. Ion-Atom-Stöße lassen sich damit unter Einzelstoßbedingungen bei minimalen Auswirkungen auf das Ultrahochvakuum und nur geringen Untergrundeffekten wie sekundärer Bremsstrahlung studieren.

In Abbildung 3.6 ist die von Gruber et al. [GBF⁺89] konstruierte Targetapparatur schematisch dargestellt [RBF⁺97]. Um die im Ring herrschenden Vakuumbedingungen möglichst wenig zu beeinflussen, sind sowohl der Einlaßbereich (E) als auch der Sumpfbereich (S) mit jeweils 4 differentiellen Pumpstufen ausgestattet. Im Einlaßbereich (E) der Apparatur wird das bei einem Druck von bis zu 20 bar verdichtete Target-Gas mittels einer Lavaldüse und mehrerer darauf folgender Skimmer zu einem Jet geformt. Nach dem letzten Skimmer durchquert der Gasjet die Wechselwirkungskammer senkrecht zum umlaufenden Ionenstrahl und wird danach in den Sumpfstufen S1 bis S4 sukzessive deponiert. Die dabei anfallende Gaslast wird durch eine Reihe von Turbomolekularpumpen abgepumpt. Teure Edelgase können zudem mittels eines Recyclingsystems aufgefangen, gereinigt und zur Lagerung wieder verdichtet werden. Im Falle des Wasserstoffs besteht desweiteren die Möglichkeit, die Düse mittels einer Stickstoffkühlung auf ca. 80 Kelvin herunterzukühlen und so die Bildung von Clustern im Gasjet auszulösen. Dadurch wird die Targetdichte um ca. drei Größenordnungen erhöht und Experimente mit diesem Gas erst möglich gemacht [Krä00].

Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des internen Gas-Targets des ESR [RBF⁺97].

Zur quantitativen Interpretation der experimentellen Daten ist unter Umständen eine genaue Kenntnis der Teilchendichte im Jet erforderlich. Diese Messung erfolgt indirekt über vier Ionisations-Vakuummeter, welche den in den Sumpfstufen S1 bis S4 jeweils anfallenden Gasdruck ermitteln. Aus dem addierten Gesamtdruck lässt sich über folgende Formel die Targetdichte näherungsweise ermitteln:

$$\rho_{Gas} = \frac{pS}{kT} \cdot \frac{1}{v_{Gas}\pi r^2}, \quad (3.1)$$

wobei p die Summe der im Sumpf abgelesenen Druckanstiege $\sum_1^4 p_{S_i}$, S das Saugvermögen der Turbopumpen (1300 l/s für H_2 bzw. 1600 l/s für N_2), k die Boltzmannkonstante, T die Temperatur, v_{Gas} die Maximalgeschwindigkeit des Gases nach der Expansion durch die Düse und r den Radius der Austrittsdüse (0.05 mm) bezeichnet. In Tabelle 3.1 sind die Zahlenwerte der einzelnen Faktoren für verschiedene Target-Gase in einer gaspezifischen Konstante X_{Gas} zusammengefasst. Die Multiplikation des Gesamtdruckanstiegs im Sumpf mit dieser Konstante ergibt so die Teilchendichte im Gasjet [Pop06]:

$$\rho_{Gas} = X_{Gas} \cdot p$$

X_{Gas}	80 K	300 K
H_2	$2,85 \cdot 10^{18}$	$1,5 \cdot 10^{18}$
He	$9,8 \cdot 10^{18}$	$5,15 \cdot 10^{18}$
N_2	-	$2,02 \cdot 10^{18}$
Ar	-	$2,29 \cdot 10^{18}$

Tabelle 3.1: Konstante X_{Gas} für verschiedene Target-Gase [Pop06].

Bei den so ermittelten Drücken handelt es sich jedoch um Mittelwerte, da der Gasjet selbst kein homogenes Dichteprofil aufweist, sondern die Dichte nach außen hin abfällt. Um den Überlapp zwischen dem ca. 5 mm breiten Gasjet und dem Ionenstrahl zu optimieren, kann die Wechselwirkungszone mit einem Photomultiplier und einem Silicon-Strip-Recoil-Detektor (für Stoßfragmente unter 90 Grad) beobachtet werden. Desweiteren kann die Umladung der Ionen in der Wechselwirkungszone mittels Teilchenzählern, die hinter dem nächsten Dipolmagneten an der Außen- bzw. Innenseite des Rings angebracht sind, mit einer Effizienz nahe 100% nachgewiesen werden. Ionen, die in den Ion-Atom-Stößen in der Wechselwirkungskammer umgeladenen wurden, weichen dort beim Durchqueren des Magnetfeldes von der Sollbahn ab und treffen je nach

Umladungskanal entweder an der Innen- oder Außenseite auf die Wand des ESR (vgl. Abbildung 3.7). Ein maximaler Überlapp ist dann bei einer maximalen Zählrate in den jeweiligen Detektoren erreicht.

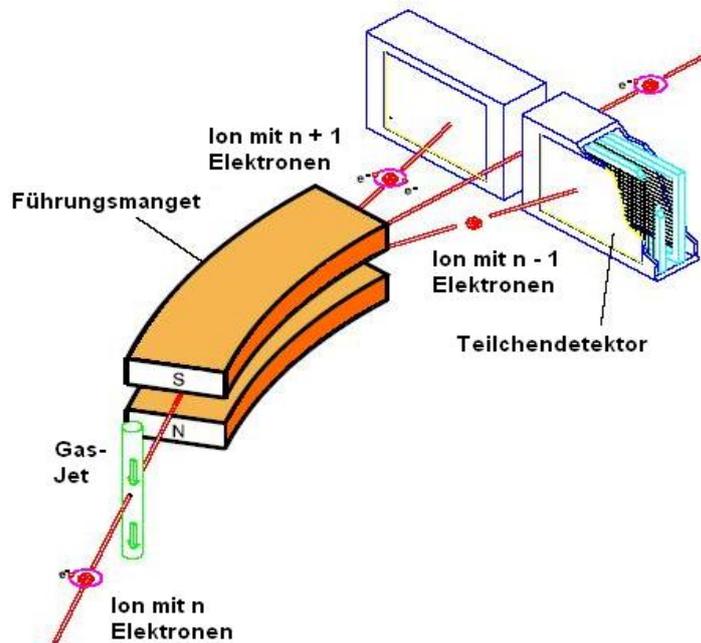


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung einer Umladungsmessung am Gas-Target [KBD⁺92, KK03].

In Abbildung 3.8 ist das Jet-Profil mittels verschiedener Messverfahren sichtbar gemacht. Dabei wurde die Bahn eines Strahls vollständig ionisierter Uranionen mittels magnetischer Korrektur Elemente (Deflektoren) beim Durchgang durch die Wechselwirkungskammer millimeterweise parallelverschoben und so der Überlapp zwischen Ionenstrahl und einem Wasserstoff-Gasjet variiert. Es zeigte sich, dass aufgrund einer deutlich höheren Zählrate die Resultate des Photomultipliers im Vergleich zu den anderen Detektoren wesentlich geringeren statistischen Schwankungen unterworfen sind und diese daher das Targetprofil genauer wiedergeben. Dass der an der inneren Ringseite angebrachte Partikeldetektor im Fall von "nackten" Ionen überhaupt auf den Überlapp zwischen Ionenstrahl und Target sensitiv ist, erscheint zunächst überraschend. Experimente und Trajektorienberechnungen zeigen jedoch, dass einige Ionen beim Durchgang durch das Gastarget in Streuprozessen weit genug aus ihrer Bahn abgelenkt werden, um nach dem nächsten Führungsmagneten auf der inneren Seite des Rings bzw. dem dort montierten Detektor aufzutreffen [Iea06].

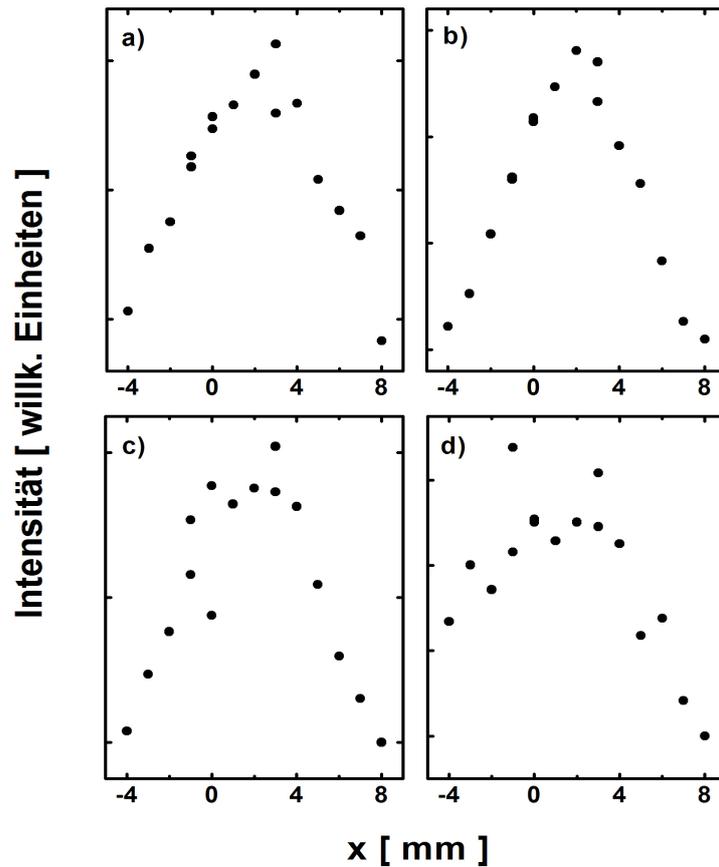


Abbildung 3.8: Profilmessung eines H_2 -Gasjets mittels eines in der Wechselwirkungskammer parallelverschobenen U^{92} Strahls bei 96.6 MeV/u [Stö06]:

- a) umgeladene Ionen am Partikeldetektor der äußeren Ringseite.
- b) Photomultiplier in der Wechselwirkungskammer.
- c) Recoil-Detektor in der WW-Kammer.
- d) gestreute Ionen am Partikeldetektor der inneren Ringseite.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde während eines kürzlich durchgeführten Experiments eine CCD-Kamera eingesetzt, um optische Photonen aus der Wechselwirkungskammer zu detektieren. Dazu wurde hinter einem Quarzfenster unter einem Winkel von 60° zum Ionenstrahl die Kamera sowie ein vorgeschalteter *Channel-Plate*-Verstärker montiert. Mit diesem Aufbau ist künftig eine optische Echtzeit-Überwachung der Wechselwirkungszone von Gasjet und Ionenstrahl möglich. In Abbildung 3.9 ist eine CCD-Aufnahme der Wechselwirkungszone kurz nach Einschalten des Targets dargestellt.

Neben den genannten Anwendungen lässt sich das in Abbildung 3.7 dargestellte Messprinzip auch dazu nutzen, die am Gasjet durchgeführten spektroskopischen Messungen entsprechenden Umladungsprozessen bzw. sonstigen Strahlungseffekten zuzuordnen. Dazu wird mittels der Koinzidenz-Technik ein Röntgen-Photon mit dem emittierenden umgeladenen Teilchen zeitlich korreliert. Das bei einem Rekombinations- oder Ionisationsprozess emittierte Photon startet einen Time-to-Digital Converter (TDC), der durch das Auftreffen des entsprechenden umgeladenen Ions auf den Einzelteilchendetektor gestoppt wird. Durch die feste Flugzeit von der Wechselwirkungszone bis zu

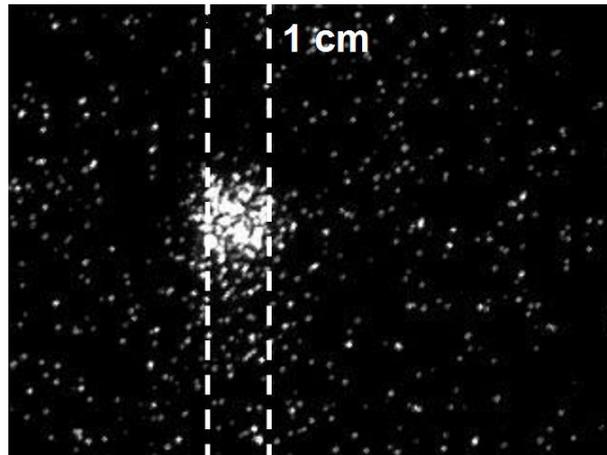


Abbildung 3.9: Mit einer CCD-Kamera unter 60° zum Ionenstrahl aufgenommenes Bild der Wechselwirkungszone von Gasjet und Ionenstrahl. Als Projektile wurden Zinnionen mit einer Energie von 210 MeV/u und als Target-Gas molekularer Stickstoff verwendet.

den Detektoren ergibt sich so ein Koinzidenzpeak im Zeitspektrum [RSB⁺06]. In Abbildung 3.10 ist dies beispielhaft für eine Röntgen-Messung an einem U^{92+} Strahl mit einer Energie von 96,6 MeV/u beim Durchgang durch ein Wasserstoff-Target dargestellt [WSB⁺06]. Abbildung 3.10 a) zeigt das unter einem Winkel von 150° im Laborsystem aufgenommene totale Photonenspektrum. Neben der Rekombinationsstrahlung (*Radiative Electron Capture*, REC), die beim Einfang eines Elektrons des Wasserstoffs in das Uranionen entsteht, und den charakteristischen Lyman-Übergängen innerhalb des Projektilions enthält dieses Spektrum auch Untergrundbeiträge wie z. B. die Bremsstrahlung von Elektronen im Coulomb-Feld des Projektils. Das Spektrum in Abbildung 3.10 b) zeigt lediglich die in Koinzidenz mit umgeladenen Ionen detektierten Photonen. Die anti-koinzidenten Ereignisse sind in Spektrum 3.10 c) dargestellt und zeigen unter anderem das Bremsstrahlungsspektrum der Elektronen des Wasserstoffs, die zwar vom Feld des Projektilkerns abgelenkt, aber nicht in einen gebundenen Zustand eingefangen werden. In diesem Experiment konnte zum ersten Mal die Langzeitstabilität des Targetbetriebs mit gekühltem Wasserstoff demonstriert werden. Die Linienbreite der Rekombinationsstrahlung wird durch die Breite der Geschwindigkeitsverteilung (Compton-Profil) des eingefangenen Targetelektrons bestimmt [MSK⁺91]. Aufgrund des vergleichsweise schmalen Compton-Profiles des Wasserstoffs, sind in Abbildung 3.10 b) die Rekombinationsübergänge bis hin zum Einfang in die N-Schale (N-REC) aufgelöst.

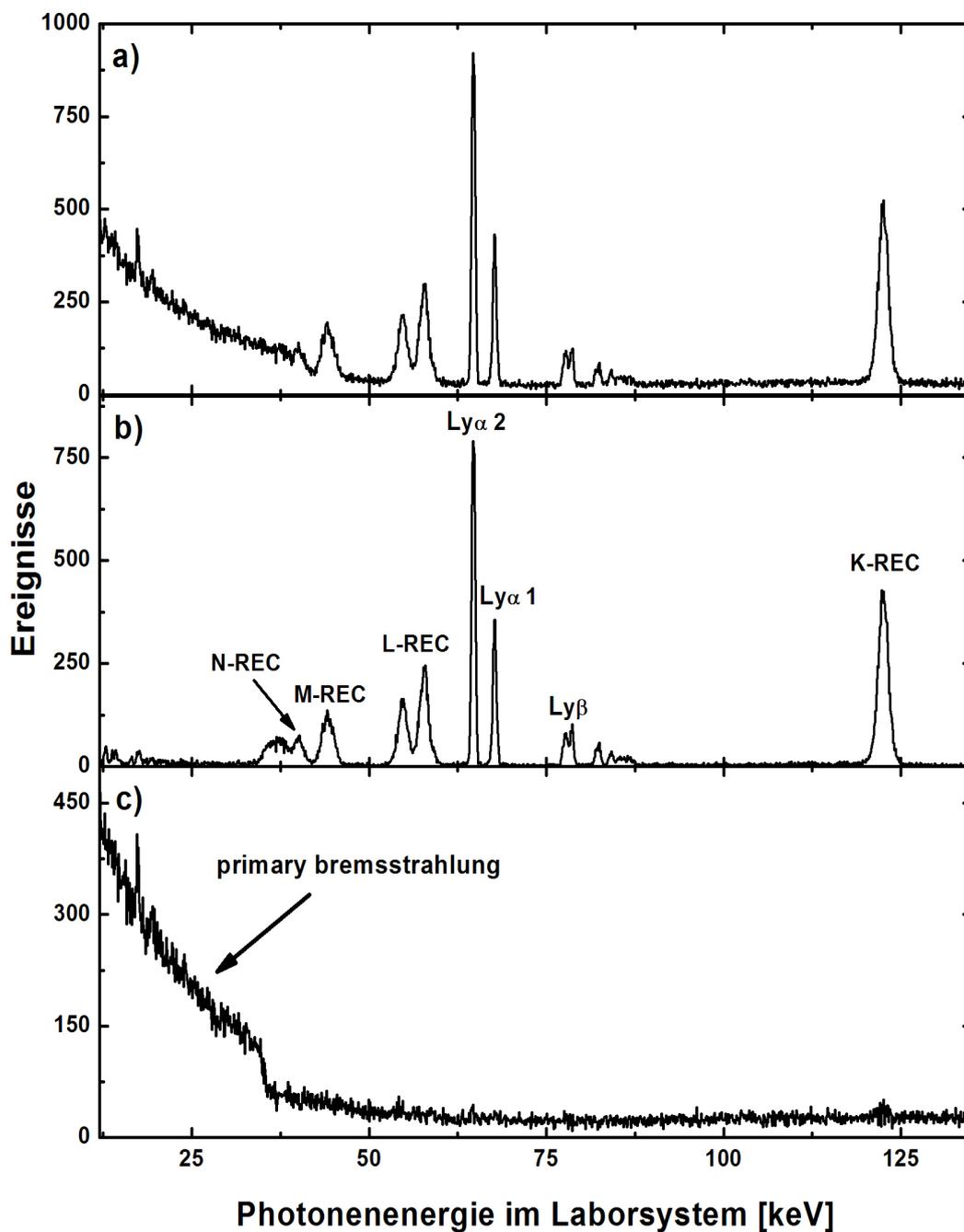


Abbildung 3.10: Unter 150° im Laborsystem aufgenommenes Röntgenspektrum von U^{92+} in Stößen mit H_2 [WSB⁺06]:

- a) Rohdaten mit kalibrierter Energieachse.
- b) Photonen in Koinzidenz mit Ereignissen im Umladungsdetektor.
- c) Spektrum der anti-koinzidenten Photonen.

Kapitel 4

Experimentelle Ergebnisse

Die im Folgenden diskutierten Daten sind im Jahr 2005 in Messungen gewonnen worden, die der Ermittlung der Lebensdauern von Ionenstrahlen in dem Speicherring ESR und Schwerionensynchrotron SIS der GSI dienen. Als Projektil wurde U^{28+} verwendet, welches im Rahmen des Zukunftsprojekts FAIR als bevorzugtes Ion für die Injektion in das SIS diskutiert wird. Aufgrund dessen geringerer Ladung erhofft man sich, gegenüber dem heute verwendeten U^{73+} deutlich höhere Strahlintensitäten akkumulieren zu können (vgl. Kapitel 1). Die Messungen im ESR wurden bei Strahlenergien von 10, 20, 40 und 50 MeV/u durchgeführt. Neben der Lebensdauer der Ionenstrahlen im Restgas des Rings konnten hierbei am internen Gastarget Umladungsquerschnitte für die molekularen Target-Gase Wasserstoff und Stickstoff unter wohldefinierten Stoßbedingungen ermittelt werden. Zusätzlich wurde der Einfluss der Elektronenkühlung auf die Strahllebensdauer bei Elektronenströmen von 0, 25, 50, 100 und 200 mA untersucht. Parallel dazu wurden von der Beschleuniger-Gruppe im SIS Lebensdauermessungen bei Energien von 10, 20, 40, 50, 80, 120 und 180 MeV/u durchgeführt [Ste06], deren Daten für diese Arbeit ebenfalls zur Verfügung standen. Die höheren Energien im SIS sind aufgrund dessen höherer magnetischer Steifigkeit erreichbar.

Die so gewonnenen experimentellen Daten ermöglichen eine Überprüfung theoretischer Arbeiten wie den in den Abschnitten 2.2.1 und 2.2.2 vorgestellten Vorhersagen des von Shevelko et al. entwickelten LOSS Codes bzw. des von Olson et al. entwickelten n^2 -CTMC Verfahrens. Außerdem ergänzen sie das Spektrum der bereits vorhandenen experimentellen Daten von niedrig geladenen Vielelektronensystemen. Umladungsmessungen an U^{28+} wurden bereits von Franzke et al. [Fra81] und Olson et al. [OWH⁺04] im Energiebereich von 1,4 bis 6,5 MeV/u durchgeführt. Ähnliche Messungen fanden auch an anderen niedrig geladenen Vielelektronensystemen statt [MGK⁺02, OWHZ02, WPH⁺03, DSO⁺03, DSS⁺04], konzentrierten sich aber mit Ausnahme der Messungen von Mueller et al. [MGK⁺02] ebenfalls auf Energien von unter 10 MeV/u. Desweiteren wurde von Krämer et al. [KBFM⁺02] mit U^{28+} eine reine Strahllebensdauermessung im SIS durchgeführt (vgl. Abbildung 1.5), deren Resultate mittels der im Rahmen dieser Arbeit in SIS und ESR gewonnenen Lebensdauerdaten überprüft werden können.

In Abschnitt 4.1 wird zunächst die für die Interpretation und Vorhersage von Strahllebensdauern und Verlustprozessen zentrale Messung der Restgaszusammensetzung und des totalen Drucks erläutert. Außerdem werden die von der UHV-Gruppe der GSI für das SIS sowie den ESR ermittelten Werte vorgestellt. Anschließend erfolgt die Analyse der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Lebensdauermessungen. Dabei werden in

Abschnitt 4.2 zunächst die gemessenen Lebensdauern in SIS und ESR ausgewertet sowie bei letzterem die Auswirkungen der Elektronenkühlung untersucht. Abschnitt 4.3 befasst sich mit den Lebensdauermessungen im ESR bei Einsatz des dort installierten Gastargets. In Abschnitt 4.4 werden die dabei gewonnenen Daten zur Bestimmung der gas- und energiespezifischen Ionisationsquerschnitte genutzt, um diese mit den theoretischen Vorhersagen von Olson et al. und Shevelko et al. zu vergleichen. Unter Annahme einer bestimmten Restgaszusammensetzung sowie eines totalen Drucks in den Ringen können die theoretischen Querschnitte auch zur Vorhersage der Strahllebensdauern genutzt werden. Ein Vergleich dieser Modellwerte mit den gemessenen Lebensdauern erfolgt in Abschnitt 4.5. Schließlich werden in Abschnitt 4.6 die Ergebnisse des experimentellen Teils dieser Arbeit zusammengefasst sowie deren Unsicherheiten und mögliche Fehlerquellen diskutiert.

4.1 Bestimmung der Restgaseigenschaften

Um die Verlustraten bzw. Lebensdauern von Ionenstrahlen in Beschleunigern und Speicherringen in Stößen mit dem Restgas vorherzusagen, ist bei bekannten Reaktionsquerschnitten eine hinreichend genaue Kenntnis sowohl des totalen Drucks des Restgases als auch der Restgaszusammensetzung nötig. Derartige Messungen werden meist durch die Ionisation des Restgases mittels Elektronenbeschuss bei Energien von ca. 100 eV und der anschließenden Beschleunigung in Richtung eines Detektors realisiert. Die Zählrate am Detektor entspricht dann einer bestimmten Teilchendichte im Restgas und somit dem korrespondierenden Restgasdruck. Die Kalibrierung solcher Messapparaturen erfolgt standardmäßig in einer Stickstoffatmosphäre. In der Realität liegen jedoch oftmals Gemische verschiedener Gase vor, deren Ionisationswahrscheinlichkeiten sich deutlich von dem Wert für Stickstoff unterscheiden können. So liegt beispielsweise die Ionisationswahrscheinlichkeit des H₂-Moleküls durch Elektronen mit einer Energie von 100 eV bei nur 44% des Wertes für N₂ (vgl. Abbildung 4.1) [Vac05]. In diesem Fall gibt eine Messung nach obigen Schema nicht den korrekten totalen Restgasdruck sondern lediglich sein "Stickstoff-Äquivalent" wieder. Zur Bestimmung des korrekten totalen Restgasdrucks ist daher die Kenntnis der Restgaszusammensetzung nötig, um die Messergebnisse gemäß der unterschiedlichen Ionisationswahrscheinlichkeiten der Restgaskomponenten zu korrigieren.

Unter Hochvakuumbedingungen erfolgen Messungen der Restgaskomponenten in der Regel mittels Quadrupol-Massenspektrometern. In diesen müssen die zuvor erzeugten Restgasionen zunächst eine Quadrupol-Anordnung aus 4 stabförmigen Elektroden durchlaufen, bevor sie in einem Detektor nachgewiesen werden können. Befinden sich die diagonal gegenüberliegenden Elektroden auf dem gleichen Potential und wird zwischen benachbarten Elektroden eine Spannung der Form $U(t) = U_0 + V \cos(\omega t)$ angelegt, so können lediglich Ionen mit einem passenden Verhältnis von Masse m zu Ladung q die Anordnung passieren. Alle übrigen Ionen werden in Kollisionen mit den Elektroden gestoppt. Mittels einer Variation des Wechselspannungsanteils V lassen sich so die Ionen gemäß ihrem Verhältnis q/m selektieren. In Abbildung 4.2 ist das Prinzip einer solchen Messung schematisch dargestellt. Im resultierenden Spektrum lässt sich dann für bestimmte Werte von q/m jeweils die gemessene Intensität einzelnen

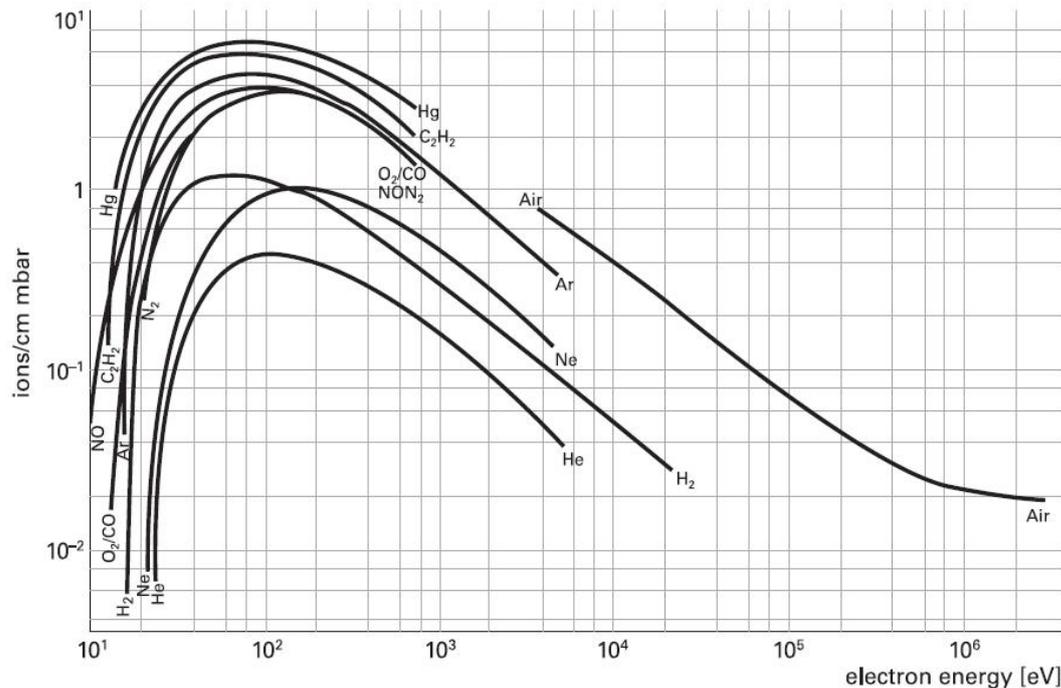


Abbildung 4.1: Ionisation durch Elektronenstoß in Abhängigkeit von der Stoßenergie [Vac05].

Restgasbestandteilen zuordnen. Korrigiert man diese um die jeweilige Ionisationswahrscheinlichkeit, kann der relative Anteil einer Restgaskomponente an der gesamten Gasmenge bestimmt werden. Mit diesen Informationen ist es möglich, die Messung des Gesamtdrucks ebenfalls um die Ionisationswahrscheinlichkeiten der einzelnen Restgaskomponenten zu korrigieren und so den korrekten Partialdruck für alle Bestandteile des Restgases anzugeben.

Aufgrund des Auseinanderbrechens von Restgasmolekülen, Mehrfachionisation und dem Auftreten unterschiedlicher Isotope wird die Eindeutigkeit der Massenspektren jedoch aufgehoben. Zudem können auch verschiedene Ionen nahezu identische Verhältnisse q/m aufweisen, so z. B. H_2^+ und He^{2+} . Tragen zum Restgas verschiedene Komponenten signifikant bei, addieren sich für einzelne q/m Werte die Beiträge mehrerer Restgasbestandteile auf. Dies kann die Auswertung des Massenspektrums erheblich erschweren, wie man beispielsweise Abbildung 4.3 entnehmen kann. Um die Beiträge der einzelnen Komponenten ermitteln zu können, sind also eine Reihe von Annahmen unter anderem über die relative Häufigkeit der jeweiligen Bruchstücke, die Ionisationswahrscheinlichkeit sowie die Nachweiseffizienz des Massenspektrometers nötig.

Die totalen Restgasdrücke in den Anlagen der GSI werden von der Ultrahochvakuum-(UHV)-Gruppe teilweise kontinuierlich ausgelesen, archiviert und online zur Verfügung gestellt. Während der Messung herrschte im ESR ein stickstoff-äquivalenter Restgasdruck von ca. $2 \cdot 10^{-11}$ mbar. Im SIS ist dieser Druck aufgrund eines Datenverlusts nicht mehr zu rekonstruieren, kann aber ausgehend von anderen Messungen mit ca. $1 \cdot 10^{-10}$ mbar angenommen werden. Eine Ermittlung der Restgaszusammensetzung ist dagegen nur mittels der oben beschriebenen Analyse der Massenspektren möglich. In Tabelle

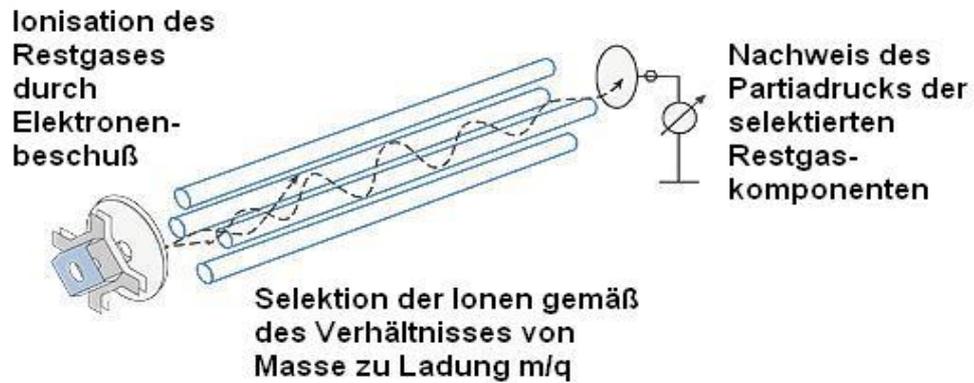


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung eines Quadrupol-Massenspektrometers [Vac05].

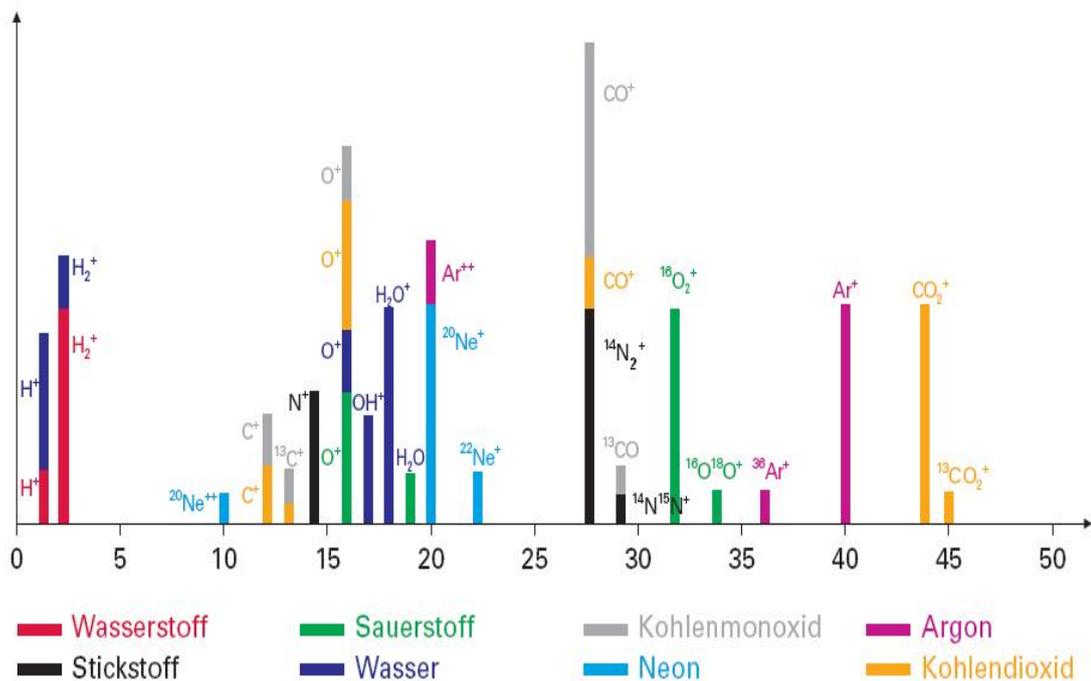


Abbildung 4.3: Beispielhafte Darstellung eines Spektrums mit den Beiträgen einiger typischer Restgaskomponenten [Vac05].

4.1 sind die von der UHV-Gruppe gemessenen Restgaszusammensetzungen in ESR und SIS zusammen mit dem Jahr der Messung aufgeführt. Da für das SIS keine verlässlichen Daten für den Zeitpunkt des Experiments vorliegen, sind Messungen aus den Jahren 2001, 2003 sowie 2006 angegeben, die zumindest eine grobe Abschätzung bezüglich des Beitrags der wichtigsten Restgaskomponenten ermöglichen. Der Totaldruck sowie die Restgaszusammensetzung ergeben sich dabei aus einer Mittelung verschiedener Messpunkte in den Ringen. Die lokalen Restgaszusammensetzungen bzw. -drücke an diesen Messpunkten unterliegen jedoch in Abhängigkeit von vorhandenen Einbauten und der Position der Pumpen deutlichen Schwankungen. Neben den oben genannten Fehlerquellen sind die so ermittelten Daten daher mit großen zusätzlichen Unsicherheiten behaftet, die zu einem Fehler von bis zu 50% führen [Krä06].

ESR (2005)		SIS (2001)		SIS (2003)		SIS (2006)	
H ₂	83%	H ₂	65%	H ₂	79,5%	H ₂	85%
H ₂ O	10%	H ₂ O	17%	CH ₄	13%	He	4%
CH ₄	5%	CO/N ₂	8%	Argon	4%	CH ₄	6,5%
CO ₂	1%	Cl	4%	CO	3%	Argon	3%
Argon	1%	Argon	4%	CO ₂	<1%	CO	1%
		CO ₂	1%			CO ₂	<1%

Tabelle 4.1: Von der UHV-Gruppe gemessene Restgaszusammensetzungen in ESR und SIS [KBFM⁺02, Krä06, Kur05].

4.2 Lebensdauermessungen in SIS und ESR

Die Intensität des im SIS umlaufenden Ionenstroms wurde bei Strahlenergien von 10 bis 180 MeV/u mittels eines Strahltransformators gemessen. In Abbildung 4.4 ist die zeitliche Entwicklung der Stromstärke dargestellt [Ste06]. Kurz nach dem Einschuss nimmt diese in der einfach-logarithmischen Darstellung die Form einer Geraden an, was einer exponentiellen Abnahme der Form $I(t) = I(0) \cdot \exp(-\lambda \cdot t) + C$ entspricht. Eine derartige Zeitabhängigkeit entspricht den Erwartungen, da für jedes im Ring umlaufende Ion eine zeitunabhängige Wahrscheinlichkeit besteht, durch Stoßprozesse mit den Atomen des Restgases umgeladen und in der Folge aus der Strahlbahn abgelenkt zu werden. Die Strahlintensität $I(t)$ verringert sich also pro Zeiteinheit um einen konstanten Faktor. Um nun die Zerfallskonstante λ und damit die mittlere Lebensdauer des Strahls zu ermitteln, wurde folgende Funktion mittels der χ^2 -Methode an die Daten angepaßt:

$$f(x) = A \cdot \exp(-\lambda \cdot x) + C \quad (4.1)$$

Die mittlere Lebensdauer τ folgt dabei aus dem Inversen der Zerfallskonstante λ , also $\tau = \lambda^{-1}$. In Tabelle 4.4 auf Seite 60 sind die so ermittelten Lebensdauern für alle Strahlenergien aufgeführt. Abbildung 4.5 zeigt dazu einen Vergleich mit der in Kapitel 1 erwähnten Lebensdauerermessung aus dem Jahr 2001 [KBFM⁺02], bei der ebenfalls U^{28+} als Projektil verwendet wurde. Die vergleichsweise großen Schwankungen in den Daten der älteren Messung sind vermutlich durch Desportionseffekte aufgrund der damaligen hohen Strahlintensitäten zu erklären [Stö06]. Es zeigt sich, dass die Strahllebensdauern und damit die Restgasparameter im SIS in den Jahren 2001 und 2005 offenbar sehr ähnlich waren. Dies steht im Widerspruch zu den in Tabelle 4.1 aufgeführten Restgaszusammensetzungen, die signifikante Unterschiede in den Lebensdauern erwarten lassen. Diese Inkonsistenz der Messdaten ist eventuell auf die im vorhergehenden Abschnitt erläuterten Unsicherheiten in der Bestimmung der Restgaseigenschaften zurückzuführen.

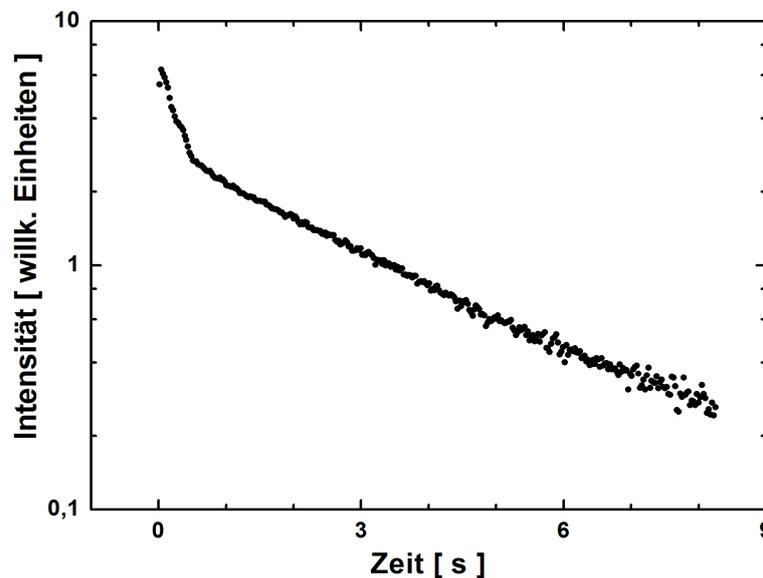


Abbildung 4.4: Zeitlicher Verlauf des logarithmisch aufgetragenen Ionenstroms eines U^{28+} -Strahls im SIS bei 10 MeV/u [Ste06]. Die Intensität des Stroms wurde parallel mit zwei Strahltransformatoren gemessen.

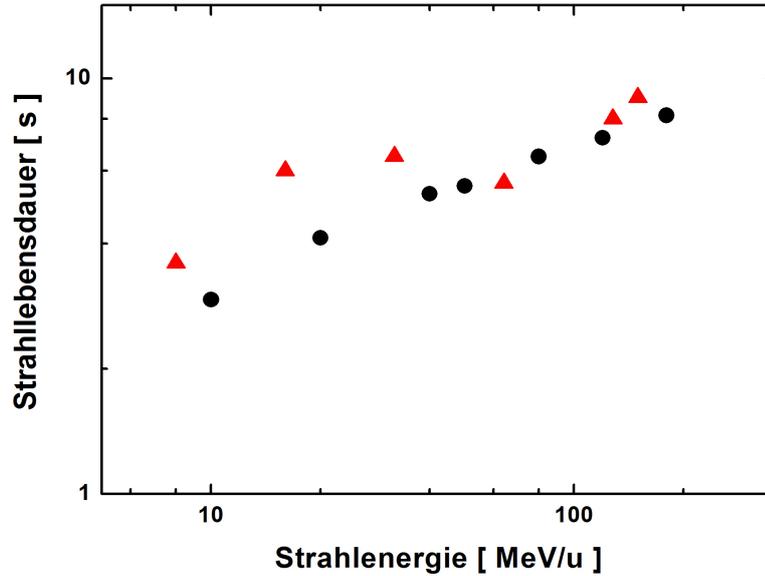


Abbildung 4.5: Vergleich der aktuellen Messung im SIS (schwarze Punkte) [Ste06] mit einem U^{28+} -Experiment aus 2001 (rote Dreiecke) [KBFM⁺02]. Die vergleichsweise große Streuung der Messwerte des früheren Experiments ist vermutlich auf Desorptionseffekte zurückzuführen. [Stö06].

Für die Lebensdauerermessung im ESR wurde der Strahl nach der Injektion zunächst durch Einsatz des Elektronenkühlers gekühlt und die Strahlparameter mittels der in Abschnitt 3.3.1 dargestellten Diagnoseinstrumente überwacht. Die Schottky-Diagnose ergab, dass zur Kühlung des Strahls Elektronenströme von 25 mA für 10 und 20 MeV/u bzw. 50 mA für 40 und 50 MeV/u Strahlenergie ausreichend waren. Desweiteren führte der Einsatz des Kühlers zu einer Reduzierung des Strahldurchmessers auf typische Werte von ca. 2 mm. Nach erfolgter Kühlung wurde für den Rest der Messung Elektronenströme von 0, 25, 50, 100 bzw. 200 mA eingestellt. Zur Bestimmung der Strahllebensdauern wurde analog zu dem Vorgehen beim SIS ein Strahltransformator eingesetzt und Formel (4.1) an die so gemessene Intensitätskurve angepasst. In Abbildung 4.6 ist die ermittelte Zerfallskonstante für einen Strahl mit einer Energie von 10 MeV/u in Abhängigkeit des eingestellten Kühlerstroms dargestellt.

Es besteht offenbar ein linearer Zusammenhang zwischen der Zerfallskonstante λ und der am Elektronenkühler eingestellten Stromstärke I_{el} . Verantwortlich dafür ist die schon in Abschnitt 3.3 erwähnte Rekombination in der Überlappzone zwischen dem Elektronenstrahl des Kühlers und dem umlaufenden Ionenstrahl. Die durch diesen Prozeß umgeladenen Ionen gehen für den Strahl verloren, so dass zu der zunächst maßgeblich durch das Restgas bestimmten Zerfallskonstante λ ein weiterer Term λ_{EC} addiert werden muss, also

$$\lambda_{gesamt} = \lambda_{Restgas} + \lambda_{EC} \quad (4.2)$$

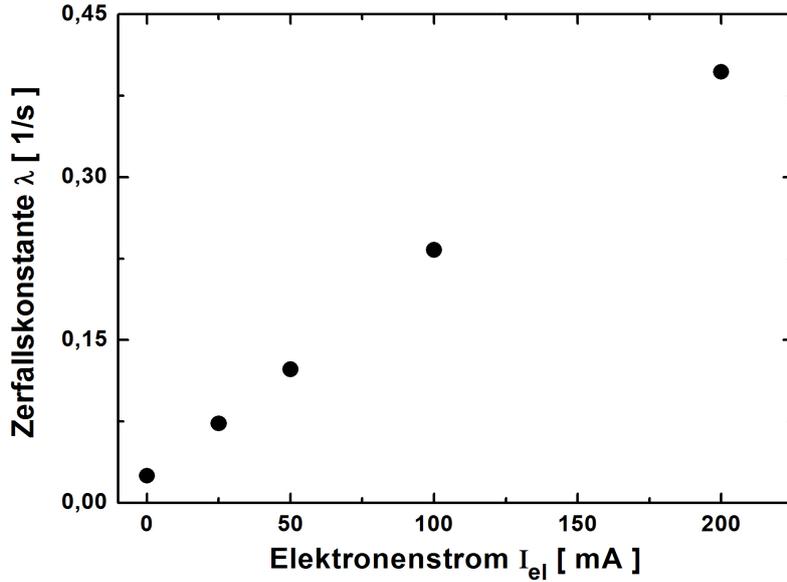


Abbildung 4.6: Zerfallskonstanten eines U^{28+} -Strahls im ESR bei 10 MeV/u aufgetragen als Funktion der Stromstärke des Elektronenkühlers.

Die Zerfallskonstante λ_{EC} für die Rekombinationsverluste im Kühler ist gegeben durch das Produkt aus dem Ratenkoeffizienten für die Rekombination α_{Rek} , der Elektronendichte ρ_e , dem Verhältnis von Kühlerlänge l_{cooler} (ca. 2,50 m) zum Ringumfang l_{ring} (ca. 108 m) sowie dem relativistischen Faktor γ^{-2} der Ionen:

$$\lambda_{EC} = \frac{1}{\gamma^2} \rho_e \alpha_{Rek} \frac{l_{cooler}}{l_{ring}} \quad (4.3)$$

Die Elektronendichte ρ_e ist vom Elektronenstrom des Kühlers I_{el} linear abhängig. Fasst man nun sämtliche nicht von I_{el} abhängige Faktoren in einer Konstanten C zusammen, so lässt sich die Gesamtzerfallskonstante mittels folgender Formel ausdrücken :

$$\lambda_{gesamt} = \lambda_{Restgas} + C \cdot I_{el} \quad (4.4)$$

Durch das Anpassen einer linearen Funktion des Typs $f(I_{el}) = A \cdot I_{el} + B$ lässt sich der durch das Restgas hervorgerufene und daher vom Kühlerstrom I unabhängige Teil der Zerfallskonstante mittels einer Extrapolation für verschwindende Elektronenströme $I_{el} \rightarrow 0$ ermitteln. Dieser stellt dann gerade die additive Konstante dieser Funktion $f(I_{el})$ dar, d. h. $\lambda_{Restgas} = B$. Alternativ kann man sich zur Ermittlung der auf das Restgas zurückzuführenden Zerfallskonstanten auch auf eine Betrachtung der Messungen bei ausgeschaltetem Kühler beschränken, wobei jedoch für jede Strahlenergie nur 2 bis 3 Messwerte vorliegen. Demgegenüber sollte die Interpolationsmethode aufgrund

der Berücksichtigung der Messwerte bei allen Kühlerströmen mit deutlich geringeren statistischen Fehlern behaftet sein. Es zeigt sich jedoch, dass die so ermittelten Zerfallskonstanten größeren Schwankungen unterliegen als die Messwerte bei ausgeschaltetem Kühler. Daher wurden letztere zur Bestimmung des Anteils des Restgases an den Strahlverlusten herangezogen. Der Messfehler wurde dabei aus der mittleren Abweichung der Messwerte bei den einzelnen Strahlenergien ermittelt. Da für 10 MeV/u nur ein Messwert vorliegt, wurde in diesem Fall ein vergleichsweise großer Fehler von 10% angenommen, der auch der Nichtlinearität des Strahltransformators bei geringen Ionenströmen Rechnung trägt.

Zieht man den Beitrag des Restgases von den gemessenen Zerfallskonstanten ab, so ergibt sich der Anteil der Rekombination im Elektronenkühler an den Strahlverlusten. In Tabelle 4.2 sind die für das Restgas und den Elektronenkühler ermittelten anteiligen Zerfallskonstanten angegeben. Deren Beiträge zur gemessenen Gesamtzerfallskonstante bzw. Gesamtlebensdauer der Ionenstrahlen müssen für die im folgenden Abschnitt behandelte Ermittlung der Umladungsquerschnitte von den Messdaten abgezogen werden. Die sich aus den ermittelten Zerfallskonstanten für Stöße mit dem Restgas ergebenden Strahllebensdauern sind in Tabelle 4.4 auf Seite 60 angegeben.

λ [$10^{-2}/s$]	10 MeV/u	20 MeV/u	40 MeV/u	50 MeV/u
Restgas	$2,4 \pm 0,25$	$2,15 \pm 0,1$	$1,85 \pm 0,05$	$1,75 \pm 0,05$
25 mA	4,9	4,2	1,7	0,16
50 mA	9,9	8,3	2,9	0,31
100 mA	21	17	6,6	0,83
200 mA	37	33	15	1,9

Tabelle 4.2: Beiträge von Restgas und Elektronenkühler zur Gesamtzerfallskonstante λ_{gesamt} für verschiedene Strahlenergien im ESR. Die Werte für Kühlerströme größer null ergeben sich aus der Subtraktion des Anteils der Restgases von der Gesamtzerfallskonstante.

Da in Gleichung (4.3) sowohl die Elektronendichte im Kühler als auch die beiden Längen bekannt sind, kann mittels einer Umformung der Ratenkoeffizient α_{Rek} bestimmt werden. Dieser resultiert aus der Faltung der relativen Geschwindigkeitsverteilung zwischen Elektronen zum Ionen mit dem geschwindigkeitsabhängigen Wirkungsquerschnitt des Rekombinationsprozesses, also $\alpha_{Rek} = \langle v \cdot \sigma_{Rek}(v) \rangle$. In Tabelle 4.3 sind die für jede Strahlenergie jeweils über alle Kühlerströme gemittelten Ratenkoeffizienten angegeben. Die Fehler wurden aus der mittleren Abweichung der Einzelmessungen für jede Strahlenergie bestimmt. Überraschenderweise zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit von der Strahlenergie, was darauf hindeutet, dass die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen relativ zum Ionenstrahl bei unterschiedlichen Strahlenergien signifikant variiert. Es ist bekannt, dass das Energiespektrum des Rekombinationquerschnitts zahlreiche

Resonanzen im Bereich niedriger Energien aufweist, so dass unter Umständen auch geringfügige Veränderungen in der Relativenergie der Elektronen zu starken Schwankungen des Ratenkoeffizienten führen können [UMS⁺95]. Ob dies eine zutreffende Erklärung für die ermittelte Energieabhängigkeit ist, kann ohne eine dezidierte Rekombinationsmessung am Elektronenkühler nicht abschließend beurteilt werden. Wie schon erwähnt, stellt der Einfluß des Elektronenkühlers auf die Strahllebensdauern im Rahmen dieser Arbeit jedoch nur einen sekundären Effekt dar, der von den Messdaten abgezogen wird. Daher ist dieses zum Teil noch unverstandene Phänomen kein Hindernis für die weitere Auswertung der Messungen.

Energie [MeV/u]	10	20	40	50
α_{Rek} [10^{-7} cm ³ /s]	$11,5 \pm 0,5$	$13,8 \pm 0,3$	$7,9 \pm 0,4$	$1,2 \pm 0,1$

Tabelle 4.3: Aus den Strahllebensdauern ermittelter Ratenkoeffizient α_{Rek} für die Rekombination im Kühler in Abhängigkeit von der Strahlenergie.

4.3 Lebensdauermessungen am internen Gastarget des ESR

Wie schon in Abschnitt 3.3.3 erläutert, steht am ESR eine Targetapparatur zur Verfügung, um in der Wechselwirkungskammer einen Gasjet senkrecht zu dem im Ring umlaufenden Ionenstrahl einzuschießen. In dem vorliegenden Experiment wurden Strahllebensdauern von U²⁸⁺ für die molekularen Target-Gase H₂ und N₂ gemessen. Nach der Injektion des Ionenstrahls wurde dieser zunächst gekühlt und der Elektronenstrom auf einen der oben genannten Werte eingestellt. Das Einschalten des Targets erfolgte dann nach wenigen Sekunden Wartezeit. Um einen optimalen Überlapp zwischen Jet und Ionenstrahl zu erreichen, wurde die Strahlbahn während einiger Testmessungen sukzessive parallelverschoben, bis eine maximale Reaktionsrate zwischen Ionenstrahl und Gasjet nachzuweisen war (vgl. Abbildung 3.8). Für diesen Nachweis stand sowohl der zeitliche Verlauf der Ionenstroms als auch ein Photomultiplier (PM) in der Wechselwirkungskammer zur Verfügung, dessen Zählrate proportional zur Reaktionsrate zwischen Ionen und Gasatomen in der Wechselwirkungszone ist. Mit den so ermittelten Einstellungen wurden dann die eigentlichen Messungen durchgeführt.

In Abbildung 4.7 sind der typische Verlauf des Ionenstroms und das PM-Signal gegen die Zeit aufgetragen. Der Anstieg des PM-Signals und das deutlich schnellere Absinken des Ionenstroms sind auf das Einschalten des Gastargets zurückzuführen. Offenbar dominiert die Umladung im Gasjet gegenüber den Verlustprozessen im Elektronenkühler und dem Restgas. Um später von der Lebensdauer bzw. der Zerfallskonstante des Ionenstrahls auf die Umladungsquerschnitte in Stößen zwischen Targetatomen und den

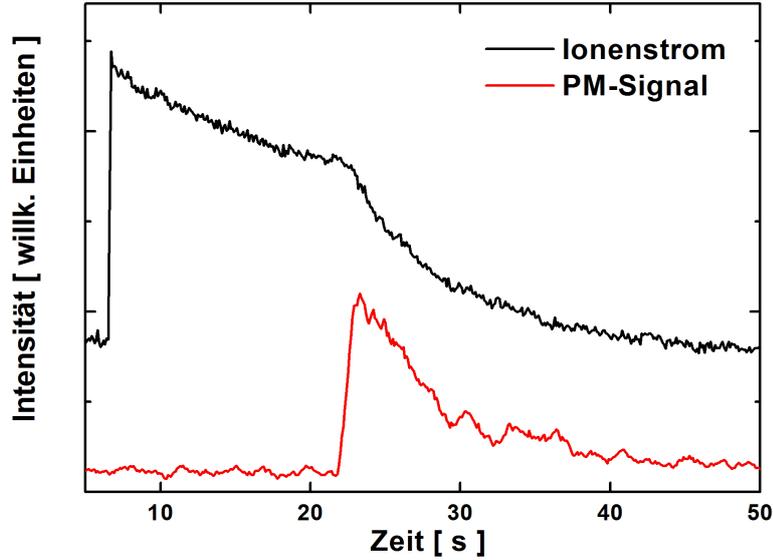


Abbildung 4.7: Ionenstrom und Signal des Photomultipliers im Fall eines U^{28+} -Strahls mit einer Energie von 40 MeV/u. Beim Einschalten des H_2 -Targets werden die Strahlverluste von Umladungsprozessen zwischen Ionenstrahl und Gasjet dominiert.

gespeicherten Ionen schließen zu können, ist eine möglichst genaue Kenntnis der Teilchendichte im Gasjet vonnöten. Eine solche Messung lässt sich mittels des in Abschnitt 3.3.3 dargestellten Verfahrens durchführen. Dies ist bereits gemäß Formel (3.1) an der Bedienkonsole im Hauptkontrollraum der GSI implementiert, so dass nur noch der korrekte Gastyp eingestellt werden muss. Die Targetdichte kann an einer Digitalanzeige abgelesen werden. Ein kontinuierliches Mitschreiben der Targetdrücke mittels der Datenaufnahme war zum Zeitpunkt des Experiments noch nicht möglich, so dass die im Experiment-Logbuch notierten abgelesenen Dichten für die Auswertung verwendet wurden. Für zukünftige Experimente ist ein Auslesen des Targetdrucks in die Datenaufnahme integriert.

Analog zur Umladung im Elektronenkühler tritt durch das Gastarget zur vorherigen Zerfallskonstante ein zusätzlicher - in diesem Fall dominanter - Summand hinzu.

$$\lambda_{gesamt} = \lambda_{Restgas} + \lambda_{EC} + \lambda_{Target} \quad (4.5)$$

Zur Ermittlung der Gesamtzerfallskonstante wurde erneut eine Funktion gemäß Formel (4.1) an die Daten angepasst. Da sowohl das Signal des Photomultipliers als auch die Ionenstromstärke linear von der Zahl der im Ring umlaufenden Ionen abhängen, kann deren zeitlicher Verlauf jeweils separat zur Bestimmung der Zerfallskonstanten herangezogen werden. Für jede Messung wurden die mittels des Ionenstroms bzw. das PM-Signals gewonnenen Werte gemittelt. Desweiteren ist die endliche Anstiegszeit des

Targetdrucks zu beachten. Diese kann zu einer Deformation des Beginns der Messung führen, da in diesem Zeitraum der Targetdruck und demzufolge auch die Zerfallskonstante noch nicht den endgültigen Wert erreicht hat. Dieser Bereich umfasst ca. 0,5 Sekunden und die anzupassende Funktion wurde - soweit möglich - erst danach angesetzt. Um allein die durch das Gastarget verursachte Strahllebensdauer zu bestimmen, müssen die oben für die verschiedenen Strahlenergien und Elektronenströme ermittelten Beiträge des Restgases und des Elektronenkühlers von der Gesamtzerfallskonstante abgezogen werden (vgl. Tabelle 4.2). In Abbildung 4.8 ist die so ermittelte Zerfallskonstante λ_{Target} für einen Strahl mit 10 MeV/u und einem H₂-Target im Vergleich zum unkorrigierten Wert λ_{gesamt} dargestellt.

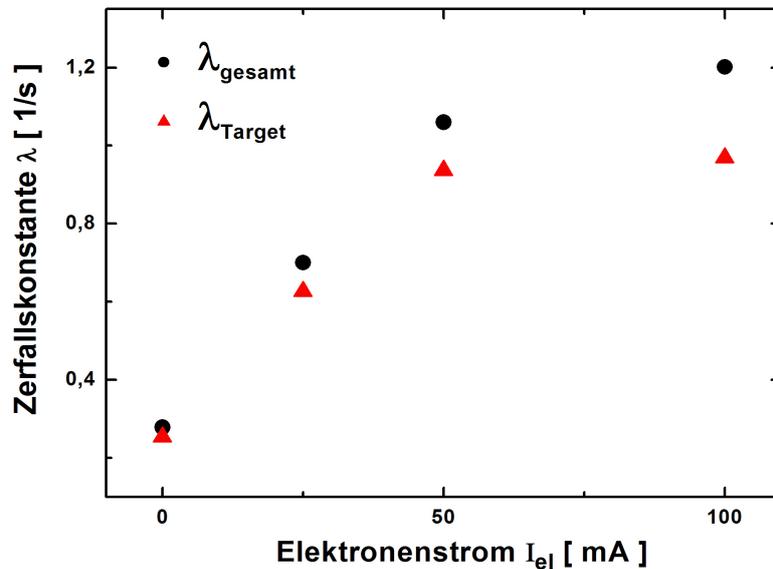


Abbildung 4.8: Zerfallskonstanten eines U²⁸⁺-Strahls mit einer Energie von 10 MeV/u und Einsatz des H₂-Targets: Die schwarzen Punkte bezeichnen die gemessene Gesamtzerfallskonstante λ_{gesamt} , die roten Dreiecke stehen für die targetabhängige Zerfallskonstante λ_{Target} nach Abzug der Einflüsse des Restgases und der Rekombination im Elektronenkühler.

Der deutliche Einfluß des Elektronenkühlers ist zunächst überraschend, da die auf die Rekombination im Kühler zurückzuführenden Zerfallskonstanten typischerweise mehr als eine Größenordnung unter den mit eingeschaltetem Target gemessenen Werten liegen. Der Anstieg der Zerfallskonstante mit steigendem Elektronenstrom ist daher auch nicht auf Rekombinationsprozesse zurückzuführen, sondern resultiert vermutlich aus dem in Abschnitt 3.3.2 angesprochenen Einfluß des Elektronenkühlers auf die Eigenschaften des Ionenstrahls. Trifft dieser auf den Gasjet, so treten neben der Umladung auch Streuprozesse auf, die den Strahldurchmesser aufweiten. Desweiteren verliert der Strahl stetig an Energie, was zu einer geringfügigen Verlagerung der Bahn führt. Beide Prozesse resultieren in einem schlechteren Überlapp von Ionenstrahl und Target, was eine geringere Zahl von Umladungsereignissen zur Folge hat und die Lebensdauer des Strahls daher ansteigen lässt. Die Elektronenkühlung wirkt dem entgegen, indem sie

den Strahl im Orts- und Impulsraum komprimiert und ihm eine bestimmte Energie aufprägt. Ist der Elektronenstrom stark genug, um die genannten Effekte vollständig zu kompensieren, bildet sich ein "Sättigungsbereich" heraus, in welchem die Zerfallskonstante - und damit die Strahllebensdauer - nahezu konstant ist. Zusätzlich führt eine Variation des Elektronstroms auch zu einer geringfügigen Frequenzänderung und damit zu einer leicht verschobenen Strahlbahn. Dies könnte ebenfalls den Überlapp zwischen Ionenstrahl und Gasjet beeinflussen.

Um die durch das Gastarget verursachte Zerfallskonstante bzw. Lebensdauer zu bestimmen, wurde daher eine Mittelung über die Werte in dem quasi-konstanten Bereich durchgeführt. Nur in diesem ist sichergestellt, dass auch alle im Ring umlaufenden Ionen den Gasjet durchqueren und so annähernd die gleiche Möglichkeit zur Wechselwirkung mit den Targetatomen haben. In Tabelle 4.4 sind die so ermittelten Lebensdauern von U^{28+} -Strahlen für Energien von 10, 20, 40 und 50 MeV/u für das Targetgas H_2 sowie für die Energien 20 und 50 MeV/u für N_2 angegeben. Hierbei ist zu beachten, dass diese Werte nicht auf eine bestimmte Targetdichte normiert sind und die Lebensdauern daher nicht die gleiche Energieabhängigkeit aufweisen wie die im folgenden Kapitel diskutierten Umladungsquerschnitte.

	Energie [MeV/u]	Lebensdauer [s]
$U^{28+} \longrightarrow \text{Restgas (SIS)}$	10	2,9
	20	4,1
	40	5,25
	50	5,5
	80	6,5
	120	7,2
	180	8,15
$U^{28+} \longrightarrow \text{Restgas (ESR)}$	10	$41,5 \pm 4$
	20	$46,5 \pm 2$
	40	$54 \pm 2,5$
	50	57 ± 2
$U^{28+} \longrightarrow H_2 \text{ (ESR)}$	10	1,05
	20	1,02
	40	2,38
	50	1,61
$U^{28+} \longrightarrow N_2 \text{ (ESR)}$	20	0,215
	50	0,21

Tabelle 4.4: Übersicht über die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Lebensdauern von U^{28+} -Strahlen in SIS und ESR. Da die Lebensdauern bei Einsatz des Gastargets sind nicht auf die Targetdichte normiert.

4.4 Vergleich theoretischer mit gemessenen Umladungsquerschnitten

Wie schon in Kapitel 2 dargestellt, wurden von Olson mittels des n^2 -CTMC-Verfahrens und von Shevelko mit dem LOSS Code Umladungsquerschnitte für U^{28+} -Ionen unter anderem in Stößen mit Wasserstoff und Stickstoff für den Energiebereich von 1 bis 150 MeV/u berechnet. Von Interesse sind hierbei vor allem die Querschnitte für Ionisationsereignisse, also die Anregung eines oder mehrerer Projektilelektronen in einen Kontinuumszustand. Dieser Prozeß sollte gemäß dem in Kapitel 2 dargestellten Skalierungsverhalten im Energiebereich ab 5 - 10 MeV/u gegenüber dem Einfang von Targetelektronen deutlich dominieren. Da mit dem vorliegenden Versuchsaufbau keine Unterscheidung der beiden Umladungsvorgänge möglich ist, sondern lediglich die totale Verlustrate des Ionenstrahls ermittelt werden kann, wird im Folgenden angenommen, dass die durch das Gastarget verursachten Verluste an Strahlintensität vollständig auf Ionisationsereignisse zurückzuführen sind.

Die Berechnung der Umladungsquerschnitte σ_{Target} aus den experimentell ermittelten Lebensdauern erfolgt mittels der Formel für die targetabhängige Lebensdauer τ_{target} :

$$\tau_{Target} = (\sigma_{Target} \rho_{Target} v_{Ion})^{-1} \frac{l_{ring}}{l_{target}}, \quad (4.6)$$

wobei ρ_{Target} die Dichte des Gastargets, v_{Ion} die Geschwindigkeit der im Ring umlaufenden Projektilionen, l_{ring} die Länge der Strahlbahn im ESR (ca. 108 m) und l_{target} den Targetdurchmesser (ca. 5 mm) beschreibt. Mit der Ersetzung der gemessenen Lebensdauer τ_{Target} durch die Zerfallskonstante λ_{Target} gemäß der Beziehung $\tau = \lambda^{-1}$ ergibt sich nach einer Umformung:

$$\sigma_{Target} = \frac{\lambda_{Target}}{2\rho_{Target} v_{Ion}} \cdot \frac{l_{ring}}{l_{target}} \quad (4.7)$$

Der hinzukommende Faktor 2 in der Gleichung erklärt sich dadurch, dass die Dichte des Gasjets auf Teilchen/cm³ bezogen ist und daher im Falle von molekularem Wasserstoff bzw. Stickstoff mit der Zahl der Atome pro Molekül multipliziert werden muss. Dabei wird vorausgesetzt, dass das Vorliegen einer molekularen Bindung die Umladungsquerschnitte der jeweiligen Atome nicht signifikant beeinflusst. Diese Annahme wurde von Watson et al. im Fall von Xe^{18+} -Ionen bei einer Strahlenergie von 6 MeV/u für eine Reihe von molekularen Targets bestätigt [WPH⁺03]. Im vorhergehenden Abschnitt wurde schon angesprochen, dass ein kontinuierliches Mitschreiben der Targetdrücke mit der verwendeten Datenaufnahme nicht möglich war. Daher wurde für jede Einzelmessung der jeweils im Logbuch für diese Messung notierte Wert für die Targetdichte verwendet. Dieser Wert ist jedoch zufälligen Schwankungen unterworfen, so dass er nicht ohne weiteres als für den gesamten Messzeitraum repräsentativ angenommen werden kann. Da also eine Mittelung der Targetdichten innerhalb einer Messung nicht möglich ist,

wurden dafür die Werte eines ganzen Messzyklus herangezogen. In einem Messzyklus sind dabei alle eine bestimmte Energie bzw. ein bestimmtes Target betreffenden aufeinanderfolgenden Einzelmessungen zusammengefasst, die zur Ermittlung des für diesen Gastyp und diese Energie charakteristischen Umladungsquerschnitts genutzt wurden. Damit wird vorausgesetzt, dass die Targetdichte während des gesamten, bis zu einer Stunde dauernden Messzyklus lediglich statistischen Schwankungen unterworfen ist. Es kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, dass auch zeitabhängige Veränderungen auftreten, so dass durch obige Annahme unter Umständen ein zusätzlicher systematischer Fehler in die Messergebnisse eingebracht wird. In Tabelle 4.5 sind die so ermittelten Targetdichten für die verschiedenen Messzyklen, also jeweils eine Strahlenergie und ein Target-Gas, angegeben.

ρ_{Target} [Molekül/cm ³]	10 MeV/u	20 MeV/u	40 MeV/u	50 MeV/u
H ₂ -Target	$2,68 \cdot 10^{12}$	$3,14 \cdot 10^{12}$	$1,90 \cdot 10^{12}$	$3,06 \cdot 10^{12}$
N ₂ -Target	-	$1,15 \cdot 10^{12}$	-	$1,65 \cdot 10^{12}$

Tabelle 4.5: Gemittelte Dichten der beiden Target-Gase bei Messungen mit Strahlenergien zwischen 10 und 50 MeV/u.

Die mittels Formel (4.7) bestimmten Umladungsquerschnitte sind in Abbildung 4.9 zusammen mit den von Olson et al. [OWH⁺04] und Shevelko et al. [She06] berechneten Ionisationsquerschnitten sowie den Ergebnissen früherer Messungen [OWH⁺04] dargestellt. Es ist davon auszugehen, dass die Unsicherheiten in der Bestimmung der Targetdichte die Messfehler dominieren. Diese wurden mit $\pm 20\%$ abgeschätzt. Für die Umladungsquerschnitte von U²⁸⁺ in Stößen mit dem Wasserstoff-Target wurde daher ein Messfehler von 20% angenommen. Für Stickstoff wurde aufgrund der sehr kurzen Strahllebensdauern möglicherweise eine zu hohe Targetdichte angenommen, so dass die Messfehler mit +50% abgeschätzt wurden.

Im Falle des Wasserstoffs zeigt sich, dass die in diesem Experiment gewonnenen Resultate innerhalb der Fehlergrenzen die früheren Messungen kontinuierlich zu höheren Energien fortsetzen. Da die älteren Daten bei dezidierten Ionisationsmessungen gewonnen wurden, legt dies den Schluß nahe, dass die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Umladungsquerschnitte tatsächlich auf Ionisationsereignisse zurückzuführen sind.

Verglichen mit den experimentellen Werten liegen die Vorhersagen von Olson et al. für die Ionisation von U²⁸⁺ in Stößen mit Wasserstoff über den gesamten ausgemessenen Energiebereich ca. einen Faktor 1,5 höher, während die Rechnungen von Shevelko et al. die experimentellen Werte mit Ausnahme der zwei niedrigsten Energien von 1,4 bzw. 3,5 MeV/u gut mit den Messdaten übereinstimmen. Durch das Anpassen einer Funktion der Form $f(E) = A \cdot E^X$ an die Daten, kann deren Energieabhängigkeit für ein Skalierungsgesetz der Form $\sigma \propto E^X$ ermittelt werden. In Tabelle 4.6 ist das Skalierungsverhalten sowohl der experimentellen Umladungsquerschnitte als auch der

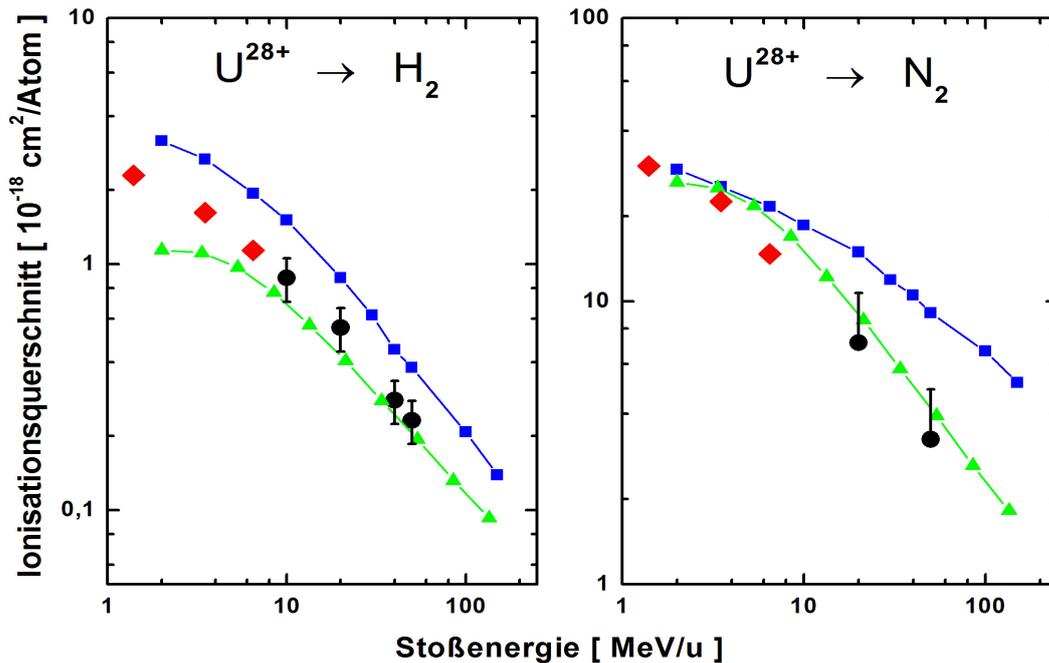


Abbildung 4.9: Vergleichsübersicht der Ionisationsquerschnitte: blaue Vierecke markieren die Berechnungen von Olson [OWH⁺04], grüne Dreiecke die Vorhersagen von Shevelko [She06], rote Rauten die Ergebnisse früherer Messungen [OWH⁺04], schwarze Punkte stehen für die experimentellen Resultate dieser Arbeit.

theoretischen Vorhersagen für beide Targets aufgeführt, wobei im Falle der von Shevelko et al. berechneten Querschnitte der Wert bei 2 MeV/u nicht berücksichtigt wurde, da sich das Skalierungsverhalten in diesem Energiebereich signifikant ändert. Es zeigt sich, dass beide Rechnungen im Falle des Wasserstoffs im Energiebereich zwischen 3,5 und 50 MeV/u ein zu den experimentellen Werten sehr ähnliches Skalierungsgesetz vorhersagen.

Für das Stickstoff-Target ist mit zunehmender Strahlenergie eine deutliche Abweichung zwischen den in dieser Arbeit bestimmten Querschnitten und den Vorhersagen von Olson et al. festzustellen. Die Ergebnisse von Shevelko et al. weichen dagegen nur wenig von den experimentellen Werten ab und weisen auch ein sehr ähnliches Skalierungsverhalten auf, wie Tabelle 4.6 zu entnehmen ist. Bei niedrigen Energien stimmen sowohl die Theoriedaten untereinander als auch die Theorie mit den experimentellen Werten gut überein. Die Abweichung der Vorhersagen von Olson et al. einerseits und der experimentellen Daten sowie der Berechnungen von Shevelko et al. andererseits ist erst bei Strahlenergien oberhalb der in früherer Experimenten gewonnenen Messwerte deutlich ausgeprägt. Daher stützt sich die beobachtete starke Abweichung lediglich auf die zwei in dieser Arbeit gewonnenen Messpunkte. Aufgrund der kurzen Strahllebensdauern bei Verwendung des Stickstofftargets mussten die Zerfallskonstanten jedoch in einem Zeitraum ermittelt werden, innerhalb dessen das Gastarget eventuell noch nicht seine endgültige Dichte erreicht hatte. Dies kann dazu führen, dass die daraus berechneten

$\sigma \propto E^X$	diese Arbeit	Olson et al.	Shevelko et al.
$U^{28+} \rightarrow H_2$	-0,66	-0,63	-0,67
$U^{28+} \rightarrow N_2$	-0,63	-0,36	-0,68

Tabelle 4.6: Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte bei einem angenommenen Skalierungsverhalten gemäß $\sigma \propto E^X$.

Umladungsquerschnitte gegenüber den tatsächlichen Werten unterzeichnet werden.

In Tabelle 4.7 ist zusätzlich für die verschiedenen Strahlenergien jeweils der Quotient der Ionisationsquerschnitte beider Target-Gase angegeben. Da dieser näherungsweise konstant ist, kann innerhalb des betrachteten Energiebereichs von einem energieunabhängigen Skalierungsgesetz der Form $\sigma \propto Z_T^X$ ausgegangen werden. Aus einer Mittelung der aufgeführten Werte ergibt sich ein Skalierungsverhalten gemäß $Z_T^{1,33}$, was sehr nahe an der von Shevelko et al. vorhergesagten Skalierung von $Z_T^{1,4}$ liegt [STS01]. Da die experimentellen Werte insgesamt gut von dessen Vorhersagen wiedergegeben werden, ist diese Übereinstimmung jedoch zwingend und stellt keinen komplementären Test der theoretischen Umladungsquerschnitte dar.

Energie [MeV/u]	1,4	3,5	6,5	20	50
σ_N/σ_H	13,0	13,9	12,9	12,9	14,0

Tabelle 4.7: Targetabhängigkeit der Ionisationsquerschnitte.

4.5 Vergleich theoretischer mit gemessenen Lebensdauern

Eine weitere Möglichkeit zur experimentellen Überprüfung der theoretischen Umladungsquerschnitte besteht darin, diese zusammen mit einer angenommenen Restgaszusammensetzung für die Modellierung der Umladungsverluste im Restgas zu nutzen. Die so berechneten Strahllebensdauern im SIS und ESR können dann mit den experimentellen Resultaten verglichen werden. Schließt man den unwahrscheinlichen Fall aus, dass sich potentielle Fehler in den Restgaseigenschaften sowie den Umladungsquerschnitten kompensieren, stellt dieses Vorgehen einen Konsistenztest für die jeweiligen

Daten dar. Die Berechnung der Strahllebensdauern im Restgas erfolgt mittels Formel (4.6), wobei über das für jede im angenommenen Restgas enthaltene Atomart jeweils zu bildende Produkt aus Dichte ρ und Umladungsquerschnitt σ summiert wird:

$$\tau_{Restgas} = \frac{1}{v_{Ion} \cdot \sum_{Restgas} (\rho \cdot \sigma)} \quad , \quad (4.8)$$

wobei der Faktor l_{ring}/l_{target} aus Formel (4.6) gleich 1 gesetzt wurde, da in diesem Fall das gesamte Restgas über die volle Bahnlänge des Speicherrings über als Target aufgefasst wird.

In Abbildung 4.10 sind die in dieser Arbeit ermittelten Messwerte für die Strahllebensdauern in ESR und SIS aus Tabelle 4.4 (schwarze Punkte) sowie die mittels Formel (4.8) aus den Umladungsquerschnitten von Olson et al. (blaue Linie) und Shevelko et al. (grüne Linie) berechneten Lebensdauern angegeben. Zusätzlich sind im Falle des SIS die Resultate der Messung von 2001 eingezeichnet (rote Dreiecke) [KBFM⁺02]. Da von Olson et al. nur Ionisations- und keine Einfangquerschnitte vorliegen, wurden letztere von Shevelko et al. übernommen. Oberhalb von 10 MeV/u sollte dieser Umladungskanal jedoch ohnehin nicht mehr signifikant zu den Lebensdauern beitragen. Als Restgaszusammensetzung wurde für den ESR die in Tabelle 4.1 angegebenen Werte bei einem stickstoff-äquivalenten Totaldruck von $2 \cdot 10^{-11}$ mbar eingesetzt. Da die Ergebnisse der damaligen Lebensdauermessung den in dieser Arbeit ermittelten Werten stark ähneln, wurde im Fall des SIS die Restgaszusammensetzung von 2001 sowie ein Totaldruck von $1 \cdot 10^{-10}$ mbar angenommen. Für die Berechnung der Lebensdauern wurden die Anteile von Kohlenstoff und Sauerstoff im Restgas wie Stickstoff behandelt. Desweiteren wurde der Anteil von Chlor im Restgas des SIS als Argon gewertet. Diese Vorgehensweise lässt sich dadurch rechtfertigen, dass sich die genannten Elemente nur um eins in der Ordnungszahl unterscheiden und daher ähnliche Umladungsquerschnitte aufweisen sollten. Somit ist es möglich, die in den Ringen herrschende Restgasatmosphäre mittels Wasserstoff, Stickstoff und Argon als drei typischen Repräsentanten leichter, mittelschwerer und schwerer Gase anzunähern.

Da die Absolutwerte sowohl der theoretischen Wirkungsquerschnitte als auch der Restgaseigenschaften mit bedeutenden Unsicherheiten behaftet sind, bietet sich eine Skalierung der aus den Querschnitten errechneten Lebensdauern auf den Wert der gemessenen Lebensdauern an (gepunktete Linien). So kann die von diesen Unsicherheiten weitgehend unabhängige Energieabhängigkeit der theoretischen Lebensdauern bzw. der dahinterstehenden Umladungsquerschnitte leichter mit denen der gemessenen Lebensdauern verglichen werden. Diese Skalierung entspricht einer Variation des totalen Restgasdrucks und die entsprechenden Faktoren sind in Tabelle 4.8 angegeben.

Dass die Skalierungsfaktoren nahe eins liegen und für beide Ringe jeweils nahezu gleich sind, deutet darauf hin, dass die angenommenen Restgaszusammensetzungen zutreffend sind und die von Olson et al. und Shevelko et al. berechneten Umladungsquerschnitte die Größe der Strahlverluste in SIS und ESR im Rahmen der erwarteten Fehler von bis zu 50% zutreffend wiedergeben. In der Energieabhängigkeit der berechneten Lebensdauern gibt es jedoch deutliche Unterschiede, da im Restgas beider Ringe sowohl

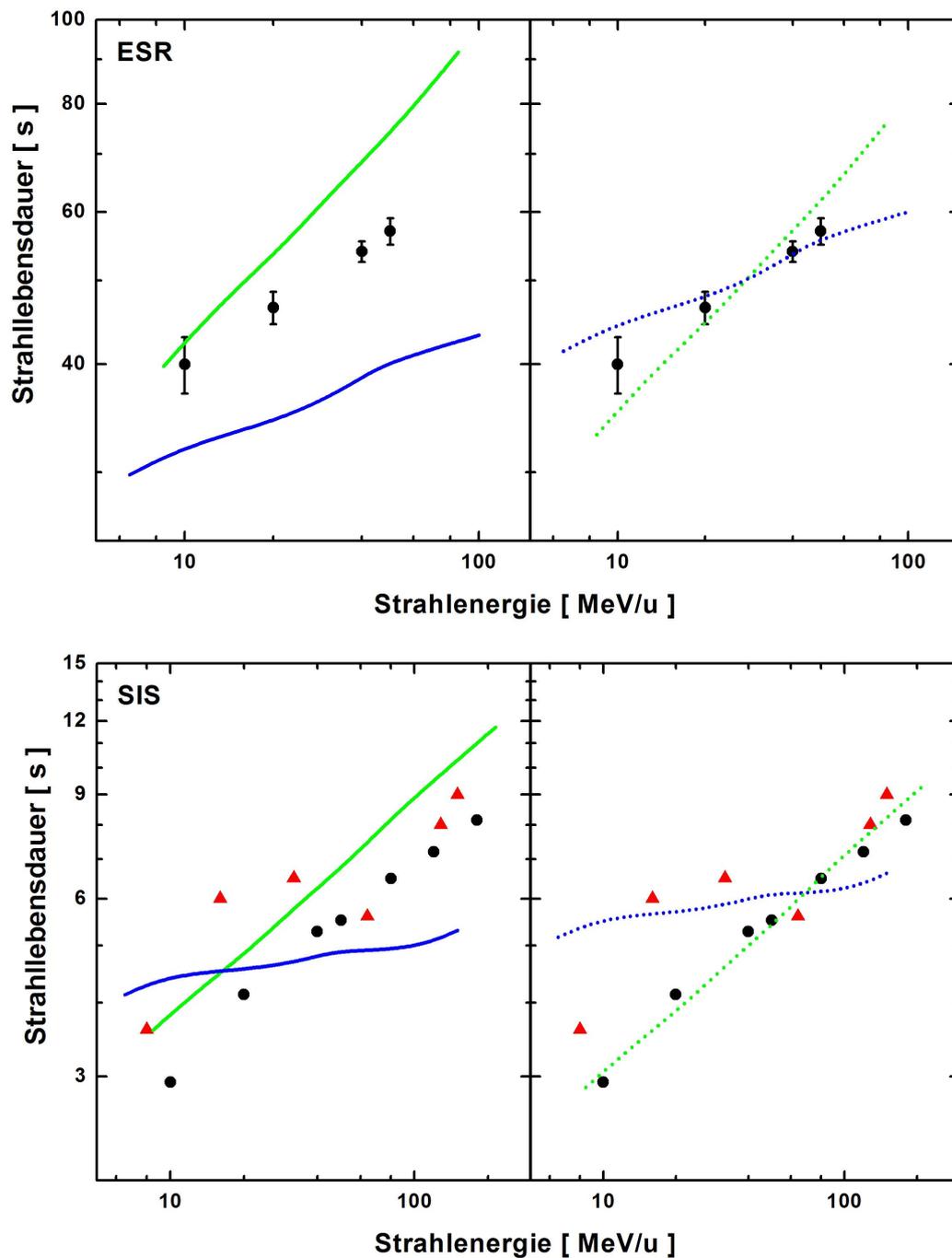


Abbildung 4.10: Gemessene Lebensdauern in ESR und SIS im Vergleich zu den mit den theoretischen Querschnitten von Olson et al. und Shevelko et al. modellierten Werten: Die schwarzen Punkte kennzeichnen die experimentellen Daten dieser Arbeit, rote Dreiecke markieren die Resultate der SIS-Messung aus 2001 [KBFM⁺02]. Auf der linken Seite steht die grüne Linie für die Lebensdauern nach Shevelko et al., die blaue für die nach Olson et al.. Rechts sind diese Modellkurven mittels den in Tabelle 4.8 angegebenen Faktoren skaliert.

	Shevelko	Olson
ESR	0,83	1,39
SIS	0,80	1,25

Tabelle 4.8: Skalierungsfaktoren zur Anpassung der theoretischen Lebensdauern an die Messwerte.

Stickstoff als auch Argon mit signifikanten Anteilen vertreten sind. Bei diesen beiden Gasen weichen die von Shevelko et al. und Olson et al. vorhergesagten Querschnitte mit steigender Energie deutlich voneinander ab, wobei die experimentell ermittelten Umladungsquerschnitte für das Stickstofftarget näher an den Werten von Shevelko et al. liegen. Daher ist zu erwarten, dass die gemessenen Lebensdauern ebenfalls eher durch die aus dessen Querschnitten errechnete Lebensdauern wiedergegeben werden. Während für den im ESR ausgemessenen Energiebereich noch beide Modellkurven mit den Messwerten vereinbar sind, weichen für die SIS-Daten die nach Olson et al. berechneten Lebensdauern deutlich von den aktuellen Messwerten ab. Die aus den Querschnitten von Shevelko et al. resultierenden Lebensdauern geben die experimentellen Lebensdauern unter Berücksichtigung der Skalierung gemäß Tabelle 4.8 dagegen gut wieder. Hierbei ist der im SIS deutlich größere Bereich an zugänglichen Strahlenergien von Vorteil, da so die unterschiedlichen Energieabhängigkeiten der theoretischen Lebensdauern klarer zutage treten. Aufgrund deren großer Streuung kann diese Beobachtung durch die Messwerte von 2001 allerdings nicht eindeutig bestätigt werden.

Ausgehend von Querschnitten in Abbildung 4.9 wäre zu erwarten, dass die experimentellen Lebensdauern noch schneller mit der Strahlenergie ansteigen als die Lebensdauern nach Shevelko. Die Messwerte im SIS weisen jedoch einen gegenteiligen Trend auf, da diese bei den hohen Strahlenergien weniger stark ansteigen als die Modellwerte. Dies könnte darauf hindeuten, dass die Vorhersagen von Shevelko bei höheren Energien die tatsächlichen Umladungsquerschnitte weniger gut wiedergeben als im Bereich bis 50 MeV/u. Möglich ist auch, dass die Messwerte für das Stickstoff-Target aufgrund der geringen Strahllebensdauern tatsächlich unterzeichnet sind. Im Rahmen dieser Arbeit können diese Fragen jedoch nicht abschließend geklärt werden.

Ein Vergleich der in dieser Arbeit berechneten Strahllebensdauern mit den in [OWH⁺03] angegebenen Lebensdauervorhersagen zeigt, dass sich die aus den Querschnitten von Olson et al. berechneten Lebensdauern ungefähr um einen Faktor 2 unterscheiden (vgl. Abbildung 1.5 und Abbildung 4.10). Dies ist möglicherweise darauf zurückzuführen, dass in [OWH⁺03] der stickstoff-äquivalente Totaldruck nicht um die unterschiedlichen Ionisationswahrscheinlichkeiten der einzelnen Restgaskomponenten korrigiert wurde. Für die in SIS und ESR angenommenen Restgaszusammensetzungen führt diese Korrektur ungefähr zu einer Verdopplung des totalen Restgasdrucks. Desweiteren ist festzustellen, dass die nach den Querschnitten von Shevelko et al. berechneten Strahle-

bensdauern in der genannten Veröffentlichung bei höheren Energien deutlich stärker ansteigen als die in dieser Arbeit berechneten Lebensdauern. Die in der Zwischenzeit vorgenommenen Modifikation des LOSS Code führen also zu einer signifikant unterschiedlichen Energieabhängigkeit der Ionisationsquerschnitte.

4.6 Schlussfolgerungen

Im Rahmen dieser Arbeit ist es gelungen, am internen Gastarget des ESR Umladungsquerschnitte von U^{28+} in Stößen mit Wasserstoff und Stickstoff unter Einzelstoßbedingungen zu messen. Zusätzlich wurde im ESR der Einfluss von Restgas und Elektronenkühler auf die Strahllebensdauern ermittelt. Desweiteren konnten die 2001 bei einer Lebensdauerermessung im SIS gewonnenen Messwerte bestätigt und präzisiert werden.

Die Messung der Umladungsquerschnitte ergab, dass im Fall des Wasserstoff-Targets beide Berechnungsmethoden mit den Messwerte im Rahmen eines Faktors 2 übereinstimmen. Für Stickstoff zeigte der Vergleich zwischen Experiment und Theorie eine deutlich bessere Übereinstimmung mit den Vorhersagen von Shevelko et al. als mit den Resultaten von Olson et. al.. Dieser Befund stützt sich jedoch lediglich auf die zwei in dieser Arbeit gewonnen Messpunkte, die aufgrund der kurzen Strahllebensdauer mit großen Fehlern behaftet sein können.

Die deutliche Abweichung der Vorhersagen von Olson et al. von den in dieser Arbeit ermittelten Ionisationsquerschnitten für Stickstoff ist überraschend. Da die auf dem CTMC-Verfahren basierenden Berechnungsmethoden Vielteilchenprozesse explizit beinhalten, sind sie für die Behandlung von Vielelektronensystemen meist besser geeignet als störungstheoretische Ein-Teilchen-Näherungsrechnungen wie der LOSS Code. Vor einer abschließenden Beurteilung ist daher die Absicherung die experimentellen Resultate mittels weiterer Messungen dringend erforderlich.

Die Ergebnisse der Umladungsmessungen werden durch deren indirekte Überprüfung mittels der Lebensdauern in Stößen mit dem Restgas bestätigt. Eine eindeutige Unterscheidung zwischen den Theorie-Werten nach Olson bzw. Shevelko ist jedoch nur im SIS aufgrund des dort größeren Energiebereichs möglich. Die vergleichsweise geringe Abweichung der berechneten von den gemessenen Strahllebensdauern deutet zudem darauf hin, dass die angenommenen Restgaskomponenten und Drücke in den beiden Ringen nicht sehr stark von den tatsächlichen Gegebenheiten abweichen. Eine Korrektur des stickstoff-äquivalenten Totaldrucks um die unterschiedlichen Ionisationswahrscheinlichkeiten der Restgaskomponenten ist jedoch unbedingt erforderlich. Für die in ESR und SIS angenommenen Zusammensetzungen ergibt sich so eine ungefähre Verdopplung des totalen Restgasdrucks. In der Literatur ist oftmals nicht eindeutig kenntlich gemacht, ob sich die Angaben auf stickstoff-äquivalente oder bereits korrigierte Werte beziehen.

Aufgrund der signifikant unterschiedlichen Energieabhängigkeit der von Olson et al. berechneten Ionisationsquerschnitte reagieren die daraus berechneten Lebensdauern sensitiv auf die Zusammensetzung des Restgases. Die Energieabhängigkeit der von Shevelko et al. berechneten Querschnitte ist dagegen fast unabhängig von den Targetgasen, so dass sich die Restgaskomponenten nur in Form eines Vorfaktors auf die

theoretischen Lebensdauern auswirkt. Die Energieabhängigkeit bleibt dagegen nahezu unbeeinflusst. In Abbildung 4.11 ist die Energieabhängigkeit der Lebensdauern nach Olson et al. für drei unterschiedliche Restgaszusammensetzungen im Vergleich zur Vorhersage nach Shevelko et al. dargestellt. Es zeigt sich, dass die aus den Querschnitten von Olson et al. berechneten Lebensdauern bei Annahme eines stark durch Wasserstoff geprägten Restgases mit den gemessenen Werten eher verträglich sind. Derart gravierende Abweichungen von den angenommenen Restgaszusammensetzungen erscheinen jedoch unwahrscheinlich.

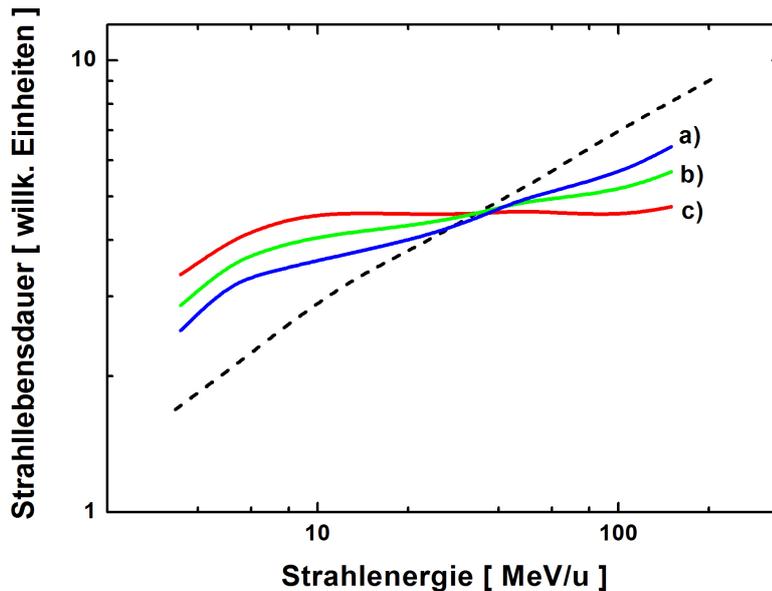


Abbildung 4.11: Modellierte Strahllebensdauern nach den Querschnitten von Olson et al. für unterschiedliche Restgaszusammensetzungen im Vergleich zu den Vorhersagen nach Shevelko et al. (gestrichelte Kurve):

- a) 95% Wasserstoff, 5% Stickstoff.
- b) 89% Wasserstoff, 10% Stickstoff, 1% Argon.
- c) 70% Wasserstoff, 20% Stickstoff, 10% Argon.

Desweiteren könnte ein auf Desorptionseffekte zurückzuführendes Ansteigen des Restgasdrucks während der Messung die experimentellen Lebensdauern verfälschen. Dabei treffen umgeladene oder aus der Strahlbahn abgelenkte Ionen auf die Innenwand des Rings und schlagen Material aus diesem heraus. Ebenso können Restgasatome in Stößen mit den gespeicherten Ionen ihrerseits ionisiert und im Falle hoher Strahlintensitäten durch das Raumladungspotential des Strahls in Richtung Innenwand beschleunigt werden. In Abbildung 4.12 sind einige der beteiligten Prozesse schematisch dargestellt. Wenn das installierte Pumpensystem nicht in der Lage ist, den so verursachten Eintrag an Teilchen in das Restgas zu kompensieren, verschlechtern sich die Vakuumbedingungen ("dynamisches Vakuum"), was zu einem Absinken der Strahllebensdauern führt. Bei hohen Intensitäten kann dieser Vorgang zu einem limitierenden Faktor für die Speicherung von Strahlen werden [ZR03]. Desorptionseffekte wurden an der GSI bereits im

SIS [KBFM⁺02, MBFH⁺03] sowie mittels spezieller Aufbauten [BKK03] näher untersucht. Sie sind jedoch stark von der Geometrie und den in den Speicherringen verwendeten Materialien abhängig, so dass für den ESR keine quantitativen Abschätzungen vorliegen. Da die in diesem Experiment in das SIS sowie den ESR eingeschossenen Strahlintensitäten gegenüber den maximal erreichbaren Werten gering waren, sollten Desorptionsprozesse jedoch zu vernachlässigen sein und die Strahllebensdauer nicht merklich beeinflussen [Ste06].

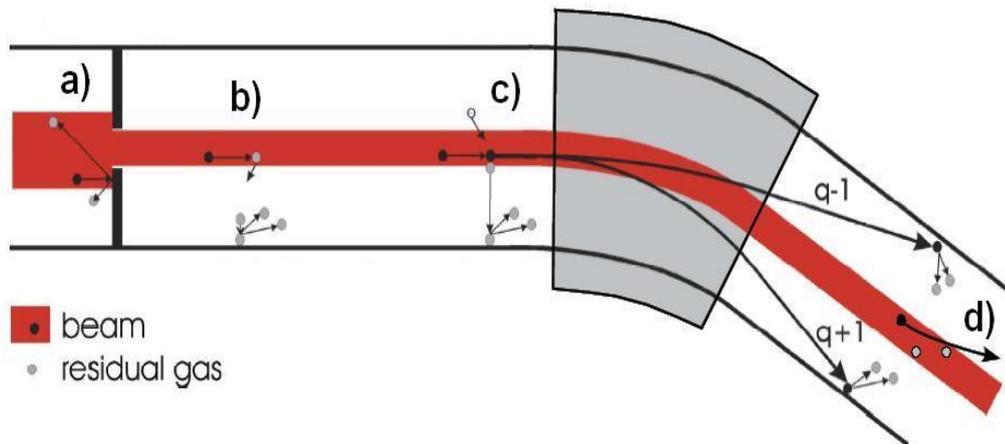


Abbildung 4.12: Überblick über Prozesse, die zu Desorption führen können [Kol05]:
 a) direkte Verluste des Ionenstrahls an Einbauten (z. B. Kollimator).
 b) Ionisation des Restgases und/oder dessen Beschleunigung Richtung Ringinnenwand.
 c) Umladung der Ionen in Stößen mit dem Restgas.
 d) Ablenkung der Ionen aus der Strahlbahn.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden am Speicherring ESR der GSI die Lebensdauern von U^{28+} Strahlen bei Strahlenergien von 10, 20, 40 und 50 MeV/u untersucht. Parallel fanden im Schwerionensynchrotron SIS Messungen bei 10, 20, 40, 50, 80, 120 und 180 MeV/u statt, deren Daten für die Auswertung ebenfalls zur Verfügung standen. Am internen Gastarget des ESR konnten beim Durchgang des Ionenstrahls durch einen Gasjet zusätzlich Umladungsquerschnitte unter Einzelstoßbedingungen gemessen werden. Als Targets wurden molekularer Wasserstoff und Stickstoff benutzt. Da der Einsatz des Elektronenkühlers für diese Messungen unerlässlich war, mussten die dadurch verursachten Untergrundprozesse ebenfalls berücksichtigt werden. Dazu wurde der Einfluss des Kühlers auf die Strahllebensdauer bei Elektronenströmen von 0, 25, 50, 100 und 200 mA ermittelt.

Motiviert wurden diese Untersuchungen durch die zentrale Bedeutung, die U^{28+} in den Planungen des zukünftigen FAIR-Projekts zukommt. Als niedrig geladenes, schweres Vielelektronensystem ist dieses Ion jedoch auch von grundsätzlichem Interesse. Zwar wurden in der Vergangenheit Umladungsprozesse meist an Systemen mit wenigen aktiven Elektronen studiert, welche aufgrund ihrer geringen Komplexität einer theoretischen Beschreibung leichter zugänglich sind, jedoch spielen in Anwendungen häufig Vielelektronensysteme eine bedeutsame Rolle. Zu nennen ist hier vor allem die Beschleunigung und Speicherung niedrig geladener Ionen bei Energien von wenigen MeV/u bis zu einigen GeV/u. Aus diesem Grund wurden in den letzten Jahren große theoretische Anstrengungen zur Beschreibung der Stoßprozesse von Vielelektronensystemen unternommen. Eine Überprüfung der Vorhersagen mittels experimenteller Vergleichsdaten steht im Energiebereich über 10 MeV/u jedoch noch weitgehend aus. Die vorliegende Arbeit leistet hierzu einen Beitrag, indem mit U^{28+} ein Vielelektronensystem bei vergleichsweise hohen Stoßenergien untersucht wurde.

Die in dieser Arbeit für Wasserstoff und Stickstoff ermittelten Umladungsquerschnitte setzen den energieabhängigen Verlauf der Ergebnisse früherer niederenergetischerer Messungen zu höheren Strahlenergien fort. Zusammen mit den älteren Resultaten erlauben die neu gewonnenen Messwerte einen aussagekräftigen Vergleich mit theoretischen Vorhersagen wie dem von Olson et al. entwickelten n^2 -CTMC Verfahren bzw. dem von Shevelko et al. entwickelten LOSS Code. Es zeigt sich, dass beide Berechnungsmethoden im Fall des Wasserstoff-Targets eine sehr ähnliche Energieabhängigkeit aufweisen wie die experimentell ermittelten Querschnitte. Die absoluten Größen der Messwerte werden innerhalb eines Faktors 2 von beiden Theorien zutreffend beschrieben. Für Stickstoff als Target weichen die Vorhersagen von Olson et al. mit zuneh-

mender Stoßenergie deutlich von den Messwerten ab, während die Werte von Shevelko et al. diese besser wiedergeben. Diese Beobachtung stützt sich jedoch auf lediglich zwei Messpunkte im Energiebereich zwischen 20 und 50 MeV/u, die aufgrund der sehr kurzen Strahllebensdauer mit großen Unsicherheiten behaftet sind.

Desweiteren konnten ausgehend von den bekannten Restgaszusammensetzungen in SIS und ESR mittels der von Olson et al. und Shevelko et al. vorhergesagten Umladungsquerschnitte die zu erwartenden Strahllebensdauern modelliert werden. Dabei wurden die realen Restgaszusammensetzungen durch die Gase Wasserstoff, Stickstoff und Argon angenähert. Der Vergleich dieser Werte mit den gemessenen Lebensdauern erlaubt einen Konsistenztest der Daten sowohl für die unterstellten Restgaszusammensetzungen als auch für die theoretischen Querschnitte. Es zeigte sich, dass die so berechneten Strahllebensdauern nach Shevelko et al. mit Skalierungsfaktoren kleiner 1,5 an die Messwerte angepasst werden konnten. Dies ist in Übereinstimmung mit den gemessenen Querschnitten für Wasserstoff und Stickstoff, die nahe an den Vorhersagen von Shevelko et al. liegen. Die auf den Ergebnissen von früheren Versionen des LOSS Codes beruhenden Lebensdauervorhersagen zeigen dagegen deutliche Abweichung von den gemessenen Werten [OWH⁺03]. Die aus den Querschnitten von Olson et al. berechneten Lebensdauern konnten im Fall des ESR unter Berücksichtigung einer Skalierung ebenfalls an die Messdaten angepasst werden. Bei den im SIS gemessenen Lebensdauern, die einen deutlich größeren Energiebereich abdecken, war dies aufgrund der von den Messwerten deutlich abweichenden Energieabhängigkeit jedoch nicht mehr möglich.

Sowohl die sehr kurzen Strahllebensdauern für schwere Target-Gase als auch die Ermittlung der Restgaszusammensetzung stellen Unsicherheitsfaktoren für die Auswertung des Experiments dar. Insbesondere im Fall des Stickstoff-Targets sind weitere Messungen wünschenswert, da hier nur zwei Messwerte oberhalb von 10 MeV/u vorliegen. Dies gilt umso mehr, da sich CTMC-Methoden in der Vergangenheit für die theoretische Beschreibung von Vielelektronen-Systemen als vergleichsweise zuverlässig erwiesen haben und die in dieser Arbeit aufgetretenen deutlichen Abweichungen daher überraschend sind. Für einen abschließenden Vergleich der Güte von theoretischer Verfahren wie dem LOSS-Code bzw. dem n²-CTMC Verfahren sind weitere experimentelle Anstrengungen zwingend erforderlich.

Aufgrund der im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erfahrungen sowie Verbesserungen am experimentellen Umfeld, wie beispielsweise der kontinuierlichen Aufnahme der Targetdrücke, sollten zukünftige Messungen mit höherer Qualität durchgeführt werden können. Neben den bisher verwendeten Gasen Wasserstoff und Stickstoff ist auch für Helium und Neon eine für Umladungsmessungen ausreichend lange Strahllebensdauer zu erwarten. So könnte das Spektrum der experimentellen Vergleichsdaten erweitert werden, um die Güte der theoretischen Vorhersagen zu testen. Da Helium in den Beschleunigeranlagen der GSI jedoch als Indikator für Lecks genutzt wird, ist eine Nutzung als Target nicht erwünscht. Umladungsmessungen unter Einzelstoßbedingungen an niedrig geladenen Ionen sind bei Strahlenergien deutlich oberhalb von 10 MeV/u gegenwärtig nur an der GSI möglich. Aufgrund der nach oben beschränkten magnetischen Steifigkeit des ESR sind für Umladungsmessungen an U²⁸⁺ allerdings keine Strahlenergien über 50 MeV/u erreichbar.

Im geplanten Schwerionensynchrotron SIS100/300 des FAIR-Projekts ist jedoch der

Einsatz von U^{28+} bei Energien von bis zu ca. 2,7 GeV/u vorgesehen [Spi05]. Die der Vorhersage der Strahlverluste durch Umladungsprozesse zugrundeliegenden theoretischen Modelle für Stöße von Vielelektronensystemen müssen daher in Energiebereichen angewendet werden, die der experimentellen Überprüfung auf absehbare Zeit nicht zugänglich sind. Von besonderer Bedeutung ist hierbei das Einbeziehen relativistischer Effekte. So wird beispielsweise die Kugelsymmetrie des Coulomb-Potentials bei der Ersetzung durch die Lienard-Wiechert-Potentiale aufgehoben. Desweiteren müssen die in der Breit-Wechselwirkung enthaltenden magnetischen Effekte sowie die Retardierung der Coulomb-Wechselwirkung berücksichtigt werden. Zumindest im Fall der K-Schalen-Ionisation von Wenig-Elektronensystemen haben relativistische Effekte schon bei Energien zwischen 0,1 und 1 GeV/u erwiesenermaßen deutlichen Einfluss auf die Querschnitte (vgl. Abbildung 2.2). Dies ist auch bei Vielelektronensystemen zu erwarten.

Im Rahmen eines von INTAS geförderten Projekts sollen in den kommenden zwei Jahren von einer internationalen Kollaboration mittels verschiedener Näherungsmethoden theoretische Beschreibungen von Stößen schwerer Ionen mit neutralen Targetatomen im Energiebereich von wenigen MeV/u bis zu einigen hundert GeV/u erarbeitet werden. Ziel ist unter anderem die Berechnung von Einfach- und Mehrfach-Ionisationsquerschnitten für U^{10+} und U^{28+} in Stößen mit molekularem Wasserstoff und Stickstoff sowie den Edelgasen Neon, Argon und Xenon. Dabei ist eine enge Zusammenarbeit von Theoretikern und Experimentatoren geplant, um eine Überprüfung der theoretischen Arbeiten zumindest im mittleren Energiebereich von einigen 10 MeV/u mit experimentellen Vergleichswerten zu ermöglichen.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Übersicht über die Beschleunigeranlagen der GSI und das geplante FAIR-Projekt	2
1.2	Spektrum der Ladungszustände eines Ionenstrahls nach Durchdringung des Gasstrippers des UNILAC	3
1.3	Schematische Darstellung der Trägheitsfusion mittels Ionenstrahlen . .	4
1.4	Eindringtiefe verschiedener Ionenarten aufgetragen gegen die Ionenenergie	4
1.5	Ergebnisse einer Lebensdauerermessung im SIS aus 2001 im Vergleich zu den damaligen theoretischen Vorhersagen	6
2.1	Schematische Darstellung der Rutherford-Streuung	12
2.2	Experimentelle Ionisationsquerschnitte für K-Schalen-Elektronen im Vergleich zu den Vorhersagen nach Anholt	21
2.3	Von Shevelko et al. berechnete Ionisations- und Einfangquerschnitte für U^{28+} in Stößen mit H, N und Ar	26
2.4	Von Olson et al. berechnete Ionisationsprozesse für U^{28+} in Stößen mit H, N und Ar	30
3.1	Übersicht über den Beschleunigerkomplex der GSI	33
3.2	Schematische Darstellung des Linearbeschleunigers UNILAC	34
3.3	Schematische Darstellung des ESR und seiner wichtigsten Einbauten . .	36
3.4	Schematische Darstellung des Elektronenkühlers des ESR	39
3.5	Schottky-Spektrum eines Ionenstrahls vor bzw. nach Einsatz des Elektronenkühlers	40
3.6	Schematische Darstellung des internen Gas-Targets des ESR	41
3.7	Schematische Darstellung einer Umladungsmessung am Gas-Target . .	43
3.8	Messung des Gasjet-Profiles mittels verschiedener Detektoren	44
3.9	Mit einer CCD-Kamera aufgenommenes Bild der Wechselwirkungszone von Gasjet und Ionenstrahl	45
3.10	Bereinigung eines Spektrums mittels der Koinzidenz-Methode	46
4.1	Ionisation durch Elektronenstoß in Abhängigkeit von der Stoßenergie .	49
4.2	Schematische Darstellung eines Quadrupol-Massenspektrometers	50
4.3	Beiträge einiger typischer Gase zum Massenspektrum	50
4.4	Zeitlicher Verlauf des Ionenstroms eines U^{28+} -Strahls im SIS	52
4.5	Vergleich der aktuellen Messung im SIS mit einem U^{28+} -Experiment aus 2001	53
4.6	Zerfallskonstanten eines U^{28+} -Strahls im ESR aufgetragen als Funktion der Stromstärke des Elektronenkühlers	54

4.7	Ionenstrom eines U^{28+} -Strahls und Signal des Photomultipliers beim Einschalten des H_2 -Targets	57
4.8	Zerfallskonstanten eines U^{28+} -Strahls mit und ohne Abzug des Einflusses von Restgas und Elektronenkühler	58
4.9	Vergleich der gemessenen Umladungsquerschnitte mit den Vorhersagen von Olson et al und Shevelko et al.	63
4.10	Gemessene Lebensdauern in ESR und SIS im Vergleich zu den aus den theoretischen Umladungsquerschnitten berechneten Modellwerten . . .	66
4.11	Modellierte Strahllebensdauern für unterschiedliche Restgaszusammensetzungen	69
4.12	Desorptionsprozesse im Überblick	70

Tabellenverzeichnis

3.1	Konstante X_{Gas} für verschiedene Target-Gase	42
4.1	Von der UHV-Gruppe gemessene Restgaszusammensetzungen in ESR und SIS	51
4.2	Beiträge von Restgas und Elektronenkühler zur Gesamtzerfallskonstante für verschiedene Strahlenergien	55
4.3	Aus den Strahllebensdauern ermittelte Ratenkoeffizienten für die Rekombination im Elektronenkühler in Abhängigkeit von der Strahlenergie	56
4.4	Übersicht über die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Lebensdauern von U^{28+} -Strahlen in SIS und ESR	60
4.5	Gemittelte Dichten der beiden Target-Gase bei Messungen mit Strahlenergien zwischen 10 und 50 MeV/u.	62
4.6	Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte bei einem angenommenen Skalierungsverhalten gemäß $\sigma \propto E^X$	64
4.7	Targetabhängigkeit der Ionisationsquerschnitte.	64
4.8	Skalierungsfaktoren zur Anpassung der theoretischen Lebensdauern an die Messwerte.	67

Literaturverzeichnis

- [AB87] R. Anholt and U. Becker. **Atomic collisions with relativistic heavy ions 9: Ultrarelativistic collisions.** *Phys. Rev. A*, 36(10):4628–4636, 1987.
- [AK75] P. A. Amundsen and L. Kocbach. **Electronic relativistic effects in the K-shell Coulomb ionization of heavy atoms by massive charged particles.** *J. Phys. B*, 8:L122–L126, 1975.
- [AMG⁺85] R. Anholt, W. E. Meyerhof, H. Gould, Ch. Munger, J. Alonso, P. Thieberger, and H. E. Wegner. **Atomic collisions with relativistic heavy ions 4: Projectile K-shell ionization.** *Phys. Rev. A*, 32(6):3302–3309, 1985.
- [Anh79] R. Anholt. **Calculation of K-vacancy production by relativistic projectiles.** *Phys. Rev. A*, 19(3):1004–1010, 1979.
- [Anh85] R. Anholt. **Atomic collisions with relativistic heavy ions 2: Light-ion charge states.** *Phys. Rev. A*, 31(6):3579–3592, 1985.
- [AP66] R. Abrines and I. C. Percival. **Classical theory of charge transfer and ionization of hydrogen atoms by protons.** *Proc. Phys. Soc.*, 88:861–872, 1966.
- [Ban99] R. O. Bangerter. **Ion beam fusion.** *Phil. Trans. of the Royal Society A*, 357(1752):575–593, 1999.
- [Bar00] W. Bart. **Commissioning of the 1.4 MeV/u High-Current Heavy-Ion Linac at GSI.** LINAC 2000, 2000.
- [BBFP85] K. Blasche, D. Böhne, B. Franzke, and H. Prange. **The SIS Heavy ion synchrotron project.** *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-32(5):2657–2661, 1985.
- [BBL78] G. Basbas, W. Brandt, and R. Laubert. **Universal cross sections for K-shell ionization by heavy charged particles 2: Intermediate particle velocities.** *Phys. Rev. A*, 17(5):1655–1674, 1978.
- [BCFS90] K. Beckert, S. Cocher, B. Franzke, and U. Schaaf. **The ESR Schottky-Diagnosis-System.** pages 777–779. EPAC 90, 1990.

- [BDK⁺76] G.I. Budker, N.S. Dikansky, V.I. Kudelainen, I.N. Meshkov, V.V. Par-chomchuk, D.V. Pestrikov, A.N. Skrinsky, and B.N. Sukhina. **Experimental Studies of Electron Cooling.** *Part. Accel.*, 7:197–211, 1976.
- [BF00] W. Barth and P. Forck. **The new Gas Stripper and Charge State Separator of the GSI High Current Injector.** LINAC 2000, 2000.
- [BG55] D. R. Bates and G. W. Griffing. **Contribution of Double Transitions to certain Cross Sections including that associated with the Ionization of Hydrogen Atoms in Fast Encounters with other Hydrogen Atoms.** *Proc. Phys. Soc. A*, 68:90–96, 1955.
- [BH59] N. Bang and J. M. Hansteen. **Coulomb deflection effects on ionization and pair-production phenomena.** *Kgl. Dan. Vid. Selsk. Matematisk-Fysiske Meddelelser*, 31(13), 1959.
- [BKK03] M. Bender, H. Kollmus, and A. Krämer. **First Measurements of Ion Beam Loss Induced Desorption Yields at GSI.** *GSI Scientific Report*, 2003.
- [BKS97] H. F. Beyer, H. J. Kluge, and V. P. Shevelko. **X-Ray Radiation of Highly Charged Ions.** Springer, 1997.
- [Boh48] N. Bohr. **The Penetration of Atomic Particles through Matter.** *Kgl. Dan. Vid. Selsk. Matematisk-Fysiske Meddelelser*, 18(8), 1948.
- [Bos93] F. Bosch. **First experiments at the Darmstadt storage-cooler ring ESR.** *NIM A*, 314(2):269–276, 1993.
- [Bra06] C. Brandau. *private Mitteilung*, 2006.
- [Bud67] G.I. Budker. **Effective Method of Oscillation Damping in Proton and Antiproton Accumulators.** *Atomic Energy (USSR)*, 22:346, 1967.
- [Bur63] A. Burgess. **The semi-classical treatment of the excitation and ionization of atoms and positive ions by electron impact.** In *3rd International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions*, page 237. North-Holland Publishing Company, 1963.
- [CBD⁺97] N. Claytor, A. Belkacem, T. Dinneen, B. Feinberg, and H. Gould. **Ionization of Au⁷⁸⁺ and electron capture by Au⁷⁹⁺ at 10.8 GeV/nucleon.** *Phys. Rev. A*, 55(2):R842–R845, 1997.
- [CL95] D. A. Callahan and A. B. Langdon. **Transport of a partially-neutralized ion beam in a heavy-ion fusion reactor chamber.** IEEE Conference 1995, 1995.
- [DE94] D. P. Dewangan and J. Eichler. **Charge exchange in energetic ion-atom collisions.** *Physics Reports*, 247(2-4):59–219, 1994.

- [DSO⁺03] R. D. DuBois, A. C. F. Santos, R. E. Olson, Th. Stöhlker, F. Bosch, A. Bräuning-Demian, A. Gumberidze, S. Hagmann, C. Kozhuharov, R. Mann, A. Orsic-Muthig, U. Spillmann, S. Tachenov, W. Barth, L. Dahl, B. Franzke, J. Glatz, L. Groning, S. Richter, D. Wilms, A. Krämer, K. Ullmann, and 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(4):042701, 2003.
- [DSS⁺04] R. D. DuBois, A. C. F. Santos, Th. Stöhlker, F. Bosch, A. Brauning-Demian, A. Gumberidze, S. Hagmann, C. Kozhuharov, R. Mann, A. Orsic Muthig, U. Spillmann, S. Tachenov, W. Bart, L. Dahl, B. Franzke, J. Glatz, L. Groning, S. Richter, D. Wilms, K. Ullmann, and O. Jagutzki. **Electron loss from 1.4 MeV/u $U^{4,6,10+}$ ions colliding with Ne, N_2 , and Ar targets.** *Phys. Rev. A*, 70(3):032712, 2004.
- [EGS81] D. Eichenauer, N Grün, and W. Scheid. **Classical trajectory calculations for H^+ -H collisions with the Wigner function as initial phase space distribution.** *J. Phys. B*, 14:3929–3941, 1981.
- [EM95] J. Eichler and W. E. Meyerhof. **Relativistic Atomic Collisions.** Academic Press, San Diego, 1995.
- [FAI01] **FAIR Conceptual Design Report.** Gesellschaft für Schwerionenforschung, 2001. Hans H. Gutbrod, Klaus-Dieter Groß, Walter F. Henning, Volker Metag (eds.).
- [Fra81] B. Franzke. **Vacuum requirements for heavy ion synchrotrons.** *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-28(3):2116–2118, 1981.
- [Fra87] B. Franzke. **The heavy ion storage and cooler ring project ESR at GSI.** *NIM B*, 24-25:18–25, 1987.
- [GABB92] H. Geissel, P. Armbruster, K.H. Behr, and A. Brünle. **The GSI projectile fragment separator (FRS) : a versatile magnetic system for relativistic heavy ions.** *NIM B*, 70(1-4):286–297, 1992.
- [GBF⁺89] A. Gruber, W. Bourgeois, B. Franzke, A. Kritzer, and C. Treffert. **Internal gas-jet target for the ESR at GSI.** *NIM A*, 282(1):87–93, 1989.
- [GNA⁺02] D. T. Goodin, A. Nobile, N. B. Alexander, L.C. Brown, J.L. Maxwell, J. Pulsifer, A. M. Schwendt, M. Tillack, and R.S. Willms. **A credible pathway for heavy ion driven target fabrication and injection.** *Laser and Particle Beams*, 20:515–520, 2002.
- [Gry59] M. Gryzinski. **Classical Theory of Electronic and Ionic Inelastic Collisions.** *Phys. Rev.*, 115(2):374–383, 1959.
- [GSI06] **Internetauftritt der GSI**
<http://www.gsi.de/portrait/Broschueren/Wunderland/10.html>. 2006.

- [HAG⁺94] B. Hochadel, F. Albrecht, M. Grieser, D. Habs, D. Schwalm, E. Szmola, and A. Wolf. **A residual-gas ionization beam profile monitor for the Heidelberg Test Storage Ring TSR.** *NIM A*, 343(2-3):401–414, 1994.
- [Han90] J. M. Hansteen. **The physics of asymmetric atomic collisions studied by the SCA model.** *Physica Scripta*, 42:299, 1990.
- [HIF06] **Internetauftritt des Virtual National Laboratory for Heavy Ion Fusion Science**
<http://hif.lbl.gov/tutorial/tutorial.html>, 2006.
- [HO83] D. J. W. Hardie and R. E. Olson. **Charge transfer and ionisation processes involving multiply charged ions in collision with atomic hydrogen.** *J. Phys. B*, 16:1983–1996, 1983.
- [HVB⁺75] J.H. Hubbell, W.J. Veigele, E.A. Briggs, R.T. Brown, D.T. Cromer, and R.J. Howerton. **Atomic form factors, incoherent scattering functions, and photon scattering cross sections.** *J. of Phys. and Chem. Ref. Data*, 4(3):471–538, 1975.
- [Iea06] S. Ilieva et al. **Feasibility studies of the EXL setup for FAIR using the GSI storage ring ESR.** 7th International Conference on Radioactive Nuclear Beams, 2006. wird veröffentlicht.
- [IS03] D. C. Ionescu and Th. Stöhlker. **Asymptotic energy dependence of projectile excitation in relativistic ion-atom collisions.** *Phys. Rev. A*, 67(2):022705, 2003.
- [KBD⁺92] O. Klepper, F. Bosch, H. W. Daues, H. Eickhoff, B. Franczak, B. Franzke, H. Geissel, O. Gustafsson, M. Jung, and W. Koenig. **First steps towards radioactive beams in the experimental storage ring at GSI.** *NIM B*, 70(1-4):427–433, 1992.
- [KBFM⁺02] A. Krämer, O. Boine-Frankenheim, E. Mustafin, H. Reich-Sprenger, and P. Spiller. **Measurement and Calculation of U28+ Beam Lifetime in SIS.** EPAC 2002, 2002.
- [KK03] O. Klepper and C. Kozhuharov. **Particle detectors for beam diagnosis and for experiments with stable and radioactive ions in the storage-cooler ring ESR.** *NIM B*, 204:553–556, 2003.
- [Kol05] H. Kollmus. *private Mitteilung*, 2005.
- [KPS65] M. Karplus, R. N. Porter, and R. D. Sharma. **Exchange Reactions with Activation Energy 1: Simple Barrier Potential for (H, H₂).** *J. Chem. Phys.*, 43(9):3259–3287, 1965.
- [Krä00] A. Krämer. **Untersuchung zur Stoßdynamik von schweren, hochgeladenen Ionen am Jettarget des ESR Speicherings.** Dissertation, Universität Frankfurt, 2000.

- [Krä06] A. Krämer. *private Mitteilung*, 2006.
- [KSD03] I. D. Kaganovich, E. A. Startsev, and R. C. Davidson. **Comparison of quantum-mechanical and classical trajectory calculations of cross sections for ion-atom impact ionization of negative and positive ions for heavy-ion fusion applications.** *Phys. Rev. A*, 68(2):022707, 2003.
- [KSD⁺05] I. D. Kaganovich, E. A. Startsev, R. C. Davidson, S. R. Kecskemeti, A. Bin-Nun, D. Mueller, L. Grisham, R. L. Watson, V. Horvat, K. E. Zaharakis, and Y. Peng. **Ionization cross-sections for ion-atom collisions in high-energy ion beams.** *NIM A*, 544(1-2):91–97, 2005.
- [Kur05] J. Kurdal. *private Mitteilung*, 2005.
- [LCK⁺02] B. G. Logan, C. M. Celata, J. W. Kwan, E. P. Lee, M. Leitner, P. A. Seidl, S. S. Yu, J. J. Barnard, A. Friedman, W. R. Meier, and R. C. Davidson. **Overview of virtual national laboratory objectives, plans, and projects.** *Laser and Particle Beams*, 20(3):369–375, 2002.
- [MBFH⁺03] E. Mustafin, O. Boine-Frankenheim, I. Hofmann, H. Reich-Sprenger, and P. Spiller. **A theory of the beam loss-induced vacuum instability applied to the heavy-ion synchrotron SIS18.** *NIM A*, 510(3):199–205, 2003.
- [MGK⁺01] D. Mueller, L. Grisham, I. Kaganovich, R. L. Watson, V. Horvat, K. E. Zaharakis, and M. S. Armel. **Multiple electron stripping of 3.4 MeV/amu Kr⁷⁺ and Xe¹¹⁺ in nitrogen.** *Physics of Plasmas*, 8(5):1753–1756, 2001.
- [MGK⁺02] D. Mueller, L. Grisham, I. Kaganovich, R. L. Watson, V. Horvat, K. E. Zaharakis, and Y. Peng. **Multiple electron stripping of heavy ion beams.** *Laser and Particle Beams*, 20(4):551–554, 2002.
- [ML58] E. Merzbacher and H. W. Lewis. **Handbuch der Physik Bd. 34**, page 166. Springer, Berlin, 1958.
- [Moi85] B. L. Moiseiwitsch. **Scattering of atomic particles at relativistic energies.** *Physics Reports*, 118(3):133–177, 1985.
- [MSK⁺91] P. H. Mokler, Th. Stöhlker, C. Kozhuharov, Z. Stachura, and A. Warczak. **Radiative electron capture: a tool for structure studies of heavy few-electron ions.** *Zeitschrift für Physik D*, V21(3):197–200, 1991.
- [MSM87] R. Matzdorf, G. Soff, and G. Mehler. **Elastic collisions of heavy ions at intermediate energies.** *Zeitschrift für Physik D*, 6:5–12, 1987.
- [NBB⁺97] F. Nolden, D. Böhne, W. Bourgeois, B. Franzke, M. Steck, and A. Schwinn. **ESR stochastic precooling.** *Nucl. Phys. A*, 626(1-2):491–494, 1997.

- [New66] R. G. Newton. **Scattering Theory of Waves and Particles**. McGraw Hill, New York, 1966.
- [Ols82] R. E. Olson. **Electron capture and ionisation in H^+ , He_2^+ + Li collisions**. *J. Phys. B*, 15:L163–L167, 1982.
- [Ols01] R. E. Olson. **Stripping cross-sections for fast, low charge state ions**. *NIM A*, 464(1-3):93–97, 2001.
- [Ome05] C. Omet. **Auslegung eines Kollimationssystems zur Lokalisierung von Umladungsverlusten und Beseitigung von Desorptionsgasen hochenergetischer, intensiver Schwerionenstrahlen in Ringbeschleunigeranlagen**. Diplomarbeit, Universität Darmstadt, 2005.
- [OUSB87] R. E. Olson, J. Ullrich, and H. Schmidt-Böcking. **Dynamics of multiply charged ion-atom collisions: $U^{32+} + Ne$** . *J. Phys. B*, 20:L809–L814, 1987.
- [OUSB89] R. E. Olson, J. Ullrich, and H. Schmidt-Böcking. **Multiple-ionization collision dynamics**. *Phys. Rev. A*, 39(11):5572–5583, 1989.
- [OWH⁺03] R. E. Olson, R. L. Watson, V. Horvat, K. E. Zaharakis, and T. Stohlker. **Projectile Ionization in Collisions of U^{28+} and Xe^{8+} with Gases**. volume 680 of *AIP: Conf. Proc.*, pages 184–186. CAARI 2003, 2003.
- [OWH⁺04] R. E. Olson, R. L. Watson, V. Horvat, A. N. Perumal, Y. Peng, and Th. Stöhlker. **Projectile electron loss and capture in MeV/u collisions of U^{28+} with H_2 , N_2 and Ar**. *J. Phys. B*, 37:4539–4550, 2004.
- [OWHZ02] R. E. Olson, R. L. Watson, V. Horvat, and K. E. Zaharakis. **Projectile and target ionization in MeV u^{-1} collisions of Xe ions with N_2** . *J. Phys. B*, 35:1893–1907, 2002.
- [Pop06] U. Popp. *persönliche Mitteilung*, 2006.
- [RBF⁺97] H. Reich, W. Bourgeois, B. Franzke, A. Kritzer, and V. Varentsov. **The ESR internal target**. *Nucl. Phys. A*, 626(1-2):417–425, 1997.
- [Ree90] H. Reeg. **Strahltransformatoren in TK, SIS und ESR**. Funktionsbeschreibung zum internen Gebrauch an der GSI. 1990.
- [RF86] C. O. Reinhold and C. A. Falcon. **Classical ionization and charge-transfer cross sections for $H^+ + He$ and $H^+ + Li^+$ collisions with consideration of model interactions**. *Phys. Rev. A*, 33(6):3859–3866, 1986.
- [RKMG85] M. E. Rudd, Y. K. Kim, D. H. Madison, and J. W. Gallagher. **Electron production in proton collisions: total cross sections**. *Rev. of Modern Physics*, 57(4):965–994, 1985.

- [RKMG92] M. E. Rudd, Y. K. Kim, D. H. Madison, and T. J. Gay. **Electron production in proton collisions with atoms and molecules: energy distributions.** *Rev. of Modern Physics*, 64(2):441–490, 1992.
- [RSB⁺06] J. Rządkiwicz, Th. Stöhlker, D. Banas, H. F. Beyer, F. Bosch, C. Brandau, C. Z. Dong, S. Fritzsche, A. Gojska, A. Gumberidze, S. Hagmann, D. C. Ionescu, C. Kozhuharov, T. Nandi, R. Reuschl, D. Sierpowski, U. Spillmann, A. Surzhykov, S. Tashenov, M. Trassinelli, and S. Trotsenko. **Selective population of the [1s2s]1S₀ and [1s2s]3S₁ states of He-like uranium.** *Phys. Rev. A*, 74(1):012511, 2006.
- [SBB⁺97a] B. Schlitt, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, Y. Fujita, H. Geissel, M. Hausmann, H. Irnich, and O. Klepper. **Schottky mass spectrometry at the ESR: a novel tool for precise direct mass measurements of exotic nuclei.** *Nucl. Phys. A*, 626(1-2):315–325, 1997.
- [SBB⁺97b] M. Steck, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, O. Klepper, F. Nolden, H. Reich, B. Schlitt, P. Spadtke, and T. Winkler. **Cooled heavy ion beams at the ESR.** *Nucl. Phys. A*, 626(1-2):495–498, 1997.
- [SBE⁺96] M. Steck, K. Beckert, H. Eickhoff, B. Franzke, F. Nolden, H. Reich, B. Schlitt, and T. Winkler. **Anomalous Temperature Reduction of Electron-Cooled Heavy Ion Beams in the Storage Ring ESR.** *Phys. Rev. Lett.*, 77(18):3803–3806, 1996.
- [SBJ⁺98] V. P. Shevelko, O. Brinzaescu, W. Jacoby, M. Rau, and Th. Stöhlker. **Beam lifetimes of low-charged ions in storage rings.** *Hyperfine Interactions*, 114(1):289–292, 1998.
- [Sch88] G. Schiwietz. **High ionization probabilities in 30-, 100-, and 300-keV proton-helium collisions.** *Phys. Rev. A*, 37(2):370–376, 1988.
- [Sch91] U. Schaaf. **Schottky-Diagnose und BTF-Messungen an gekühlten Strahlen im Schwerionenspeicherring ESR.** Dissertation, Universität Frankfurt, 1991.
- [She06] V. P. Shevelko. *private Mitteilung*, 2006.
- [SIR⁺97] Th. Stöhlker, D. C. Ionescu, P. Rymuza, T. Ludziejewski, P. H. Mokler, C. Scheidenberger, F. Bosch, B. Franzke, H. Geissel, and O. Klepper. **Projectile excitation and ionization in relativistic ion-atom collisions.** *NIM B*, 124(2-3):160–168, 1997.
- [Som31] A. Sommerfeld. **Atombau und Spektrallinien Bd. I.** Friedrich Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1931.
- [Spi05] P. Spiller. *private Mitteilung*, 2005.
- [SRTT04] V. P. Shevelko, O. Rosmej, H. Tawara, and I. Yu Tolstikhina. **The target-density effect in electron-capture processes.** *J. Phys. B*, 37(1):201–213, 2004. 0953-4075.

- [Sta64] R. C. Stabler. **Classical Impulse Approximation for Inelastic Electron-Atom Collisions.** *Phys. Rev.*, 133(5A):A1268–A1273, 1964.
- [Ste97] M. Steck. **Diagnostic methods to detect the properties of cooled heavy ion beams in storage rings.** *Nucl. Phys. A*, 626(1-2):473–483, 1997.
- [Ste06] M. Steck. *private Mitteilung*, 2006.
- [Stö98] Th. Stöhlker. **Atomphysik sehr starker Zentralfelder: Die Röntgenstrahlung der schwersten Ein- und Zwei-Elektronensysteme.** Habilitationsschrift, Universität Frankfurt, 1998.
- [Stö06] Th. Stöhlker. *private Mitteilung*, 2006.
- [STS01] V. P. Shevelko, I. Yu. Tolstikhina, and Th. Stöhlker. **Stripping of fast heavy low-charged ions in gaseous targets.** *NIM B*, 184(3):295–308, 2001.
- [SV93] V. P. Shevelko and L.A. Vainshtein. **Atomic Physics for Hot Plasmas.** Institute of Physics, Bristol, 1993.
- [Tau77] K. Taulbjerg. **A semiclassical approximation in inelastic ion-atom collisions.** *J. Phys. B*, 10(L341-L346), 1977.
- [Tho12] J. J. Thomson. **Ionization by moving electrified particles.** *Phil. Mag.*, 23:449, 1912.
- [TS00] I. Yu. Tolstikhina and V. P. Shevelko. **”LOSS” code for the calculation of the cross sections for ionization of fast-ions by atomic targets.** *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, (10), 2000.
- [UGK04] I. G. Usoskin, O. G. Gladysheva, and G. A. Kovaltsov. **Cosmic ray-induced ionization in the atmosphere: spatial and temporal changes.** *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 66(18):1791–1796, 2004.
- [Ull93] J. Ullrich. **Rückstossionen-Impulsspektroskopie: Ein neuer Weg zur Untersuchung der Dynamik atomarer Reaktionen.** Habilitationsschrift, Universität Frankfurt, 1993.
- [UMS⁺95] O. Uwira, A. Müller, W. Spies, A. Frank, J. Linkemann, L. Empacher, P.H. Mokler, R. Becker, M. Kleinod, and S. Ricz. **Recombination of U²⁸⁺ ions in a dense, cold electron target.** *NIM B*, 98:162–164, 1995.
- [UNI06] **Internetauftritt der UNILAC/Injection Gruppe der GSI**
<http://www-inj.gsi.de/>. 2006.
- [USS94] H. O. Upadhyay, R. P. Singh, and R. N. Singh. **Cosmic ray ionization of lower Venus atmosphere.** *Earth, Moon, and Planets*, V65(1):89–94, 1994.

-
- [Vac05] Pfeiffer Vacuum. **Massenspektrometer**
Grundlagen und Funktionsbeschreibung. 2005.
- [VBGS85] S. R. Valluri, U. Becker, N. Grun, and W. Scheid. **Comparison of ionisation probabilities in the semiclassical approximation calculated with Rutherford and modified straight-line trajectories.** *J. Phys. B*, 18:113–115, 1985.
- [Vor97] G. S. Voronov. **A practical fit formula for ionization rate coefficients of atoms and ions by electron impact: $Z= 1-28$.** *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 65(1):1–35, 1997.
- [VST⁺02] D. Varentsov, P. Spiller, N. A. Tahir, D. H. H. Hoffmann, C. Constantin, E. Dewald, J. Jacoby, I. V. Lomonosov, U. Neuner, A. Shutov, J. Wieser, S. Udrea, and R. Bock. **Energy loss dynamics of intense heavy ion beams interacting with solid targets.** *Laser and Particle Beams*, 20(3):485–491, 2002.
- [WPH⁺03] R. L. Watson, Yong Peng, V. Horvat, G. J. Kim, and R. E. Olson. **Target Z dependence and additivity of cross sections for electron loss by 6 MeV/amu Xe^{18+} projectiles.** *Phys. Rev. A*, 67(2):022706, 2003.
- [WSB⁺06] G. Weber, Th. Stöhlker, D. Banas, S. Fritzsche, A. Gumberidze, S. Haggmann, S. Hess, C. Kozhuharov, M. Nofal, U. Popp, R. Reuschl, U. Spillmann, A. Surzhykov, and S. Trotsenko. **Radiative processes studied for bare uranium ions in collisions with H_2 .** *J. Phys.: Conf. Ser.* HCI 2006, 2006. wird veröffentlicht.
- [YBD⁺04] S. Yaramishev, W. Barth, L. Dahl, L. Groening, and S. Richter. **Investigation of the beam matching to the GSI-ALVAREZ DTL under space charge conditions.** LINAC 2004, 2004.
- [ZR03] S.Y. Zhang and T. Roser. **Summary of the Pressure Rise Workshop.** ECLAUD 2004, 2003.

Danksagungen

An dieser Stelle danke ich allen, die durch ihre Unterstützung diese Arbeit erst möglich gemacht haben. Auch wenn im Folgenden einige Personen mit Namen genannt werden, erhebt diese Aufzählung doch keinerlei Anspruch auf Vollständigkeit.

An erster Stelle möchte mich bei Prof. Dr. Hans-Jürgen Kluge für die freundliche Aufnahme in der Atomphysik der GSI und die Betreuung während der Arbeit ganz herzlich bedanken.

Mein besonderer Dank richtet sich an Prof. Dr. Thomas Stöhlker, der mich zuerst als Werkstudent und dann auch als Diplomand in seine Arbeitsgruppe aufgenommen hat. Mit vielen Diskussionen, Anregungen und Hilfestellungen hat er sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Ein großer Dank gilt auch Prof. Bob DuBois, Dr. Markus Steck und Dr. Oscar de Lucio, die an den Messungen und deren Auswertung maßgeblich Anteil hatten. Ebenso danke ich Prof. Viatcheslav P. Shevelko für die Erläuterungen bezüglich seiner theoretischen Rechnungen.

Desweiteren möchte ich mich bei allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe bedanken. Zu nennen ist hier vor allem Dr. Carsten Brandau, dem ich für seine stete Hilfsbereitschaft ein großes Dankeschön aussprechen möchte. Vor allem gegen Ende der Arbeit nahm er sich mit engelsgleicher Geduld all meiner Fragen an. Ebenfalls danke ich Dr. Alexandre Gumbaridze, der mir im Laufe der Arbeit mehrmals programmiertechnisch ausgeholfen hat. Bei Dipl. Phys. Uwe Spillman, Dipl. Phys. Regina Reuschel, Dipl. Phys. Sebastian Hess, Dipl. Phys. Sergiy Trotsenko und Dr. Martino Trassinelli bedanke ich mich für die hervorragende Atmosphäre innerhalb der Arbeitsgruppe. Ohne ihre gute Laune wäre mir wohl so manches Mal "die Decke auf den Kopf gefallen".

Mein Dank gilt auch Dr. Andreas Krämer, Prof. Dr. Siegbert Hagmann, Dr. Christoph Kozhuharov und Prof. Dr. Fritz Bosch, die mir mit zahlreichen Erklärungen eine große Hilfe waren.

Ebenso möchte ich meinem Lehrer Dr. Fey danken, der mein Interesse an der Physik und Mathematik nach Kräften gefördert hat.

Schließlich richtet sich mein ganz besonderer Dank an meine Mutter und meine Großmutter, die mich durch das ganze Studium hindurch unterstützt haben.

Erklärung:

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

Heidelberg, den

.....

Unterschrift