

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

vorgelegt von  
Natalya Winters (geb. Kholodnyak)  
geboren in Kharkov, Ukraine  
Tag der mündlichen Prüfung: 07. 02. 2013



**Der korrelierte Radiative  
Zwei-Elektroneneinfang  
untersucht in Ion-Atom-Stößen  
am ESR-Speicherring**

**Gutachter: Prof. Dr. Thomas Stöhlker  
Prof. Dr. Andreas Wolf**





## **Zusammenfassung:**

In den letzten Jahrzehnten wurden mehrere theoretische und experimentelle Studien an einem bisher noch nicht gut verstandenen Prozess - dem Radiativen Doppel-Elektroneneinfang (RDEC) - durchgeführt. Hierbei fängt ein vollständig ionisiertes Ion zwei Target-Elektronen ein, aber nur ein einzelnes Photon wird emittiert. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist den Erwartungen nach viel kleiner, als der des REC Prozesses, was bisher nur durch eine einzelne experimentelle Beobachtung unterstützt wird. Aus diesem Grund wurde am Gas-Jet Target des Experimentier-Speicherrings der GSI ein Experiment vorbereitet und durchgeführt das die gezielte Untersuchung dieses Prozesses zur Aufgabe hatte. Hierzu wurde vollständig ionisiertes Chrom bei einer Energie von 30 MeV/u in Stößen mit Helium und Stickstoff untersucht. Die im Stoß produzierte Röntgenstrahlung wurde mit Standard Halbleiterdetektoren aufgenommen, die umgeladenen Ionen mit einem Teilchenzähler. Die gemessenen Röntgenspektren konnten in zeitlicher Koinzidenz mit den umgeladenen Ionen analysiert werden. Trotz der sehr untergrundfreien Bedingungen konnten allerdings keine RDEC Photonen identifiziert werden. Jedoch war es möglich, die experimentelle Obergrenze für beide Stoßsysteme zu bestimmen. Aus der vorliegenden Arbeit kann geschlossen werden, dass die bislang vorliegenden theoretischen Beschreibungen den Prozess nur unzureichend beschreiben und detailliertere theoretische Behandlungen zwingend erforderlich sind.

## **Abstract:**

In the past decades, there have been multiple theoretical and experimental studies of Radiative Double Electron Capture (RDEC), a process which is not well understood, up to now. Here, a bare ion captures two target electrons simultaneously under the emission of only one photon. This process is expected to have a much smaller cross-section than a single radiative electron capture (REC) process, which is supported by the fact that up to now only a single experimental observation of RDEC has been reported. For this reason, a dedicated experiment has been prepared and conducted at the gasjet target of the experimental storage ring at GSI. Bare chromium ions were collided on two target gases (helium and nitrogen) at an energy of 30 MeV/u. The x-rays produced in these collisions were recorded with standard semiconductor detectors and the down-charged projectiles with a multi wire proportional counter (MWPC). The measured x-ray spectra could therefore be analysed in coincidence with time and charge-state of the ions. From the carefully analysed data, no identification of the RDEC lines could be made. However, experimental upper limits were derived for both collision systems. From this study, we conclude that a more detailed theoretical description of the RDEC process is still required.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Atomare Umladungsprozesse in Stößen zwischen hochgeladenen Ionen und Target-Atomen</b>	<b>5</b>
2.1	Einführung . . . . .	5
2.2	Strahlender Elektroneneinfang . . . . .	8
2.2.1	Photoionisation und Radiative Rekombination . . . . .	8
2.2.2	Nicht-relativistischer Stobbe Querschnitt . . . . .	10
2.2.3	Relativistischer REC-Querschnitt . . . . .	11
2.3	Vergleich zwischen Theorie und Experiment . . . . .	12
2.4	Doppel-Elektroneneinfang . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Radiativer Doppel-Elektroneneinfang (RDEC)</b>	<b>17</b>
3.1	RDEC Theorie . . . . .	17
3.2	Bisherige Studien des RDEC-Prozesses . . . . .	20
3.2.1	Erste RDEC Studien . . . . .	20
3.2.2	Aktuelle Studien . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Experimentelle Anlagen</b>	<b>29</b>
4.1	Unilac, SIS-18 . . . . .	29
4.2	Der Experimentier-Speicherring ESR . . . . .	31
4.3	Kühlung des Ionenstrahls . . . . .	33
4.4	Das interne Gas-Jet Target . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Experimenteller Aufbau und Durchführung des Experiments</b>	<b>37</b>
5.1	Experiment Planung . . . . .	37
5.2	Wechselwirkungskammer . . . . .	43
5.3	Röntgendetektoren . . . . .	45
5.4	Energiekalibrierung der Röntgendetektoren . . . . .	47
5.5	Teilchenzähler (MWPC) . . . . .	51
5.6	Das Datenaufnahmesystem . . . . .	52
5.7	Experimenteller Ablauf . . . . .	54

<b>6</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>59</b>
6.1	Koinzidenz Technik . . . . .	59
6.2	Helium Daten . . . . .	61
6.3	Stickstoff Daten . . . . .	64
<b>7</b>	<b>Bestimmung der oberen Grenze des K-RDEC Querschnitts</b>	<b>69</b>
7.1	Experimenteller K-RDEC Querschnitt . . . . .	69
7.2	Theoretischer K-RDEC Querschnitt . . . . .	74
7.3	Überblick: Experiment und Theorie . . . . .	76
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>79</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Eines der erstaunlichsten Beispiele der Wechselwirkung von Licht mit Materie ist der **Photoelektrische Effekt**, in dem auf Metall einfallendes Licht zur Emission von Elektronen führt. Dieser Effekt wurde um 1900 von mehreren Wissenschaftlern untersucht und sorgte damals für viel Verwirrung. Der Hauptgrund dafür war, dass die Geschwindigkeit der austretenden Elektronen nicht von der Lichtintensität, sondern von der Frequenz des Lichts abhängig war (Lenard, 1899). Albert Einstein fand die Antwort, indem er die Quantentheorie von Max Planck anwendete und folgende Gleichung für die Energie des einfallenden Photons aufstellte:  $E^{ph} = h\nu = E_{kin}^e + W$ . Hier ist  $\nu$  die Frequenz des einfallenden Lichts,  $W$  die sogenannte „Austrittsarbeit“ des Metalls und  $E_{kin}^e$  die maximale kinetische Energie der emittierten Elektronen. Die Erklärung des Photoelektrischen Effekts hat stark zur Etablierung der „Quantenphysik“ beigetragen, da dies zur Quantisierung der elektromagnetischen Strahlung führte. 1922 wurde Albert Einstein deshalb – neben seinen Verdiensten für die Theoretische Physik – insbesondere für *die Entdeckung des Gesetzes des Photoelektrischen Effekts* der Nobel-Preis für Physik verliehen.

Der Photoelektrische Effekt ist ein Quanteneffekt und manifestiert sich auch bei der Wechselwirkung zwischen einem Photon und einem Atom, Ion oder Molekül. Unter diesen Bedingungen ist der Effekt aber besser bekannt als **Photoionisation**. Bei der Photoionisation führt ein vom Atom absorbiertes Photon zur Emission eines Elektrons und damit zur Ionisation des Atoms. Die Austrittsarbeit ist in diesem Fall gleich der Bindungsenergie des Elektrons. Mittels Photoionisation ist es so möglich, die atomare Struktur (die Schalen) eines Atoms zu untersuchen. Bei leichten Atomen oder Ionen sind die Bindungsenergien noch relativ niedrig (eV-Bereich) und es reichen etablierte Lichtquellen, wie Laser und Lampen, für spektroskopische Untersuchungen aus. Die Elektronen der K- und L-Schale in schweren Atomen oder Ionen sind aber sehr stark gebunden (10 – 100 keV Bereich) und können daher nur teilweise durch Photoionisation untersucht werden.

Synchrotronstrahlungsquellen können Photonen bis zu mehreren 100 keV liefern, das Problem besteht jedoch darin, geeignete Ionenquellen an diesen Einrichtungen zu installieren. Mobile Ionenquellen, wie z.B. EBITs, kommen dazu in Frage, können heutzutage allerdings nur bis zu Kernladungszahlen von etwa  $Z = 26$  (Fe) auf eine ausreichend hohe Ausbeute an hochgeladenen (vorzugsweise vollständig ionisierten) Ionen produzieren. Dies stellt den limitierenden Faktor für Untersuchungen der PI dar.

In der Natur ist es oft (aber nicht immer!) möglich, die Zeit umzukehren, ohne dass sich physikalische Gesetzmäßigkeiten ändern. Wenn ein Prozess in normaler Zeitrichtung ( $t$ ) möglich ist, dann ist in umgekehrter Zeitrichtung ( $-t$ ) der umgekehrte Prozess möglich. Diese Symmetrie nennt man im Englischen *time-reversal symmetry* ( $t \rightarrow -t$ ) und drückt dies mathematisch durch die Gleichung des detaillierten Gleichgewichts aus.

Der zeitumgekehrte Prozess der Photoionisation ist die **Radiative Rekombination (RR)**. Hierbei handelt es sich um den Einfang eines freien Elektrons in einen gebundenen Zustand des Projektils unter Emission eines charakteristischen Photons. Wird anstelle eines freien Elektrons ein gebundenes Elektron eingefangen, so spricht man von **Radiativem Elektronen Einfang (REC)**. Betrachtet man das Elektron als quasi-frei, so kann man den REC mit dem RR näherungsweise gleichsetzen. Reicht die Energie eines Photons aus, um gleich zwei Elektronen aus dem Atom herauszulösen, so spricht man von **Doppel-Photoionisation (DPI)**. Der Verlauf dieses Prozesses (z.B. Winkel- und Energieverteilung) ist von großem Interesse, da er stark von der Elektron-Elektron-Korrelation abhängt.

Der DPI Prozess wurde in zahlreichen Experimenten und theoretischen Studien eingehend untersucht. In Analogie zu Radiativer Rekombination (und REC) und Photoionisation, lässt sich DPI durch den zeitumgekehrten Prozess - **Strahler der Doppel-Elektroneneinfang (RDEC: radiative double electron capture)** untersuchen. Beim Doppel-Elektroneneinfang (RDEC) werden zwei Elektronen korreliert eingefangen und nur ein Photon emittiert.

Während der letzten zwanzig Jahre wurde der RDEC-Prozess sowohl experimentell (z.B. [Warc 95, Bedn 03]) als auch theoretisch (z.B. [Yakh 96, Yakh 97, Mikh 04b, Nefi 05, Druk 07]) studiert. Jedoch schlugen alle experimentellen Anstrengungen, die berechneten RDEC Wirkungsquerschnitte und Energien für die betrachteten Systeme zu bestätigen, fehl. Typischerweise lieferten die Experimente viel kleinere Querschnitte, als die theoretisch vorhergesagten. Vor einigen Jahren sind neue theoretische Vorhersagen [Mikh 04b] erschienen in denen vorgeschlagen wurde, den RDEC Prozess am besten in niederenergetischen Stößen bei mittleren Kernladungszahlen  $Z \leq 35$  zu untersuchen, da hier der Querschnitt am größten sei. Dies führte zu dem ersten experimentellen Hinweis auf

---

den RDEC-Prozess, bei dem vollständig ionisierte Sauerstoffionen ( $O^{8+}$ ) mit einer kinetischen Energie von 38 MeV auf eine dünne Kohlenstoffolie geschossen wurden [Simo 10b]. Dieses Experiment wurde am Tandem Van de Graaff Beschleuniger der Western Michigan Universität in Kalamazoo, USA durchgeführt. Dabei war der experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitt sogar 25 mal größer als der theoretisch Vorhergesagte von Nefiodov [Nefi 05]. Dieses bemerkenswerte Resultat, welches abermals die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment unterstrich, führte dazu, dass weitere experimentelle Untersuchungen durchgeführt werden mussten. Für die nächste Generation der RDEC Experimente wurden dazu die Lehren aus den vorherigen Studien gezogen und zahlreiche Verbesserungen vorgenommen. So wurde bei den Experimenten in dieser Arbeit an Stelle eines Festkörper-Targets ein Gas-Jet Target verwendet. Die beiden verwendeten Gase (Helium und Stickstoff) besitzen einen hohen Reinheitsgehalt und durch die geringe Flächendichte können Einzelstoßbedingungen garantiert werden. Als Projektil wurde Chrom ( $Cr^{24+}$ ) verwendet, welches ein mittelschweres Element ist und bei welchem sich der Elektroneneinfang in die K- und L-Schale experimentell noch deutlich unterscheiden lässt. Mit Hilfe eines Teilchenzählers wurden (mit fast 100% Effizienz) die umgeladenen Ionen nachgewiesen. Um die Messdaten auszuwerten, wurden Bedingungen auf die Röntgenenergie, Zeit und Ladungszustand des umgeladenen Ions gesetzt. Die aus den analysierten Daten gewonnenen RDEC-Querschnitte (obere Grenze) wurden mit den theoretischen Vorhersagen verglichen.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert. Das folgende Kapitel stellt die Theorie der grundlegenden Umladungsprozesse dar, die bei Stößen zwischen hochgeladenen Ionen und neutralen Atome auftreten. Diese Prozesse sind für das Verständnis des RDEC Prozesses essenziell. Im dritten Kapitel wird ein Überblick der bereits durchgeführten RDEC Experimente und den dazugehörigen Theorien gegeben. Danach wird das experimentelle Umfeld beschrieben, welches für die Durchführung der Untersuchung notwendig war. Hierbei handelt es sich im wesentlichen um die GSI Beschleunigeranlage, den Experimentier Speicherring ESR, Kühlung von gespeicherten Ionenstrahlen und das interne Gas-Jet Target am ESR. Im darauf folgenden Kapitel wird die Experiment Planung, der experimenteller Aufbau und die Durchführung des Experimentes beschrieben. Im Kapitel Ergebnisse wird die Auswertung der Messdaten dargelegt und die dafür wichtige Koinzidenztechnik erklärt. Die Methode zur Bestimmung der RDEC-Querschnitte aus den Messdaten, die RDEC-Querschnitte für 30 MeV/u Stöße zwischen  $Cr^{24+}$  und Helium und Stickstoff, und der Vergleich mit den theoretischen Werten werden in Kapitel 7 präsentiert und diskutiert. Schließlich wird im letzten Kapitel eine Zusammenfassung und ein Ausblick gegeben.





# Kapitel 2

## Atomare Umladungsprozesse in Stößen zwischen hochgeladenen Ionen und Target-Atomen

Wenn ein hochgeladenes Ion (Projektile) durch einen Stoß in die direkte Nähe eines Atoms (Target) kommt, können mehrere „Umladungsprozesse“ auftreten. Diese Prozesse hängen alle stark von der Kernladung des Projektils, der Kernladung des Targets und der Stoßgeschwindigkeit (oder Energie) ab. Ein guter Überblick dieser Prozesse wird in Ref. [Eich 07] gegeben.

Ein Elektron kann z.B. vom Target auf das Projektil übergehen, oder anders gesagt, das Ion fängt ein Elektron ein. Hier wird unterschieden zwischen *strahlendem* und *nicht-strahlendem Elektroneneinfang*. Das Projektil kann in einem Stoß auch ein Elektron verlieren, was *Ionisation* heißt. Dieser Prozess ist auch sehr interessant und eigentlich gleich der *Anregung*, nur mit dem Unterschied, dass bei Ionisation das Elektron so weit angeregt wird, dass es das Projektil verlässt. Weil in dieser Arbeit nur mit nackten Projektilen gearbeitet wurde, wird aber nicht weiter auf die Ionisation eingegangen.

Im nachfolgenden werden die obengenannten Umladungsprozesse zwischen hochgeladenen Projektilen und Target-Atomen genauer beschrieben. Eine detaillierte Beschreibung des strahlenden Doppel-Elektroneneinfangsprozesses (RDEC) wird in Kapitel 3 gegeben, weil dieser Prozess das Hauptthema dieser Arbeit ist.

### 2.1 Einführung

#### Nicht-Strahlender Elektroneneinfang

Im nicht-strahlenden Elektroneneinfang (NRC = Non-Radiative electron Capture), oder Coulomb Elektroneneinfang, wird ein Target-Elektron in einen gebundenen Zustand des Projektils eingefangen, ohne dass dabei ein Photon emittiert

wird. Energie und Impuls sind dabei erhalten und werden zwischen Target und Projektil verteilt. Der Stoß-Impuls  $m_e v$  ist hierbei ebenfalls zu berücksichtigen ( $v = v_{ion}$ ). In Abbildung 2.1 (Mitte) ist der NRC-Prozess schematisch dargestellt.

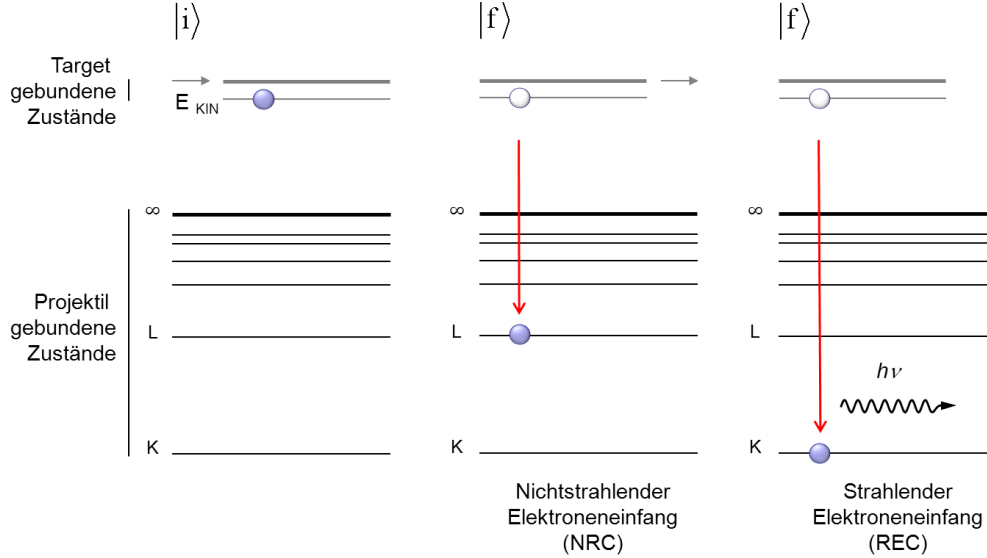


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der NRC und REC Umladungsprozesse. Für (schwere) hochgeladene Ionen sind REC Photon-Energien im Bereich der harten Röntgenstrahlung ( $> 10 \text{ keV}$ ).

Für den NRC-Querschnitt ( $\sigma_{NRC}$ ) wurde aus der nicht-relativistischen Oppenheimer-Born-Kramer-Näherung ( $v \gg v_e$ ) eine relativ einfache Abhängigkeit von der Kernladung des Projektils ( $Z_P$ ), der Kernladung des Target-Atoms ( $Z_T$ ) und der Geschwindigkeit des Projektils ( $v$ ) hergeleitet [Eich 95b, Eich 05]:

$$\sigma_{NRC} \propto \frac{Z_T^5 \times Z_P^5}{v^{12}}. \quad (2.1)$$

In erster Ordnung dieser Näherung skaliert der NRC-Querschnitt mit der Geschwindigkeit wie  $1/v^{12}$  (oder  $1/E^6$ ), in zweiter Ordnung wie  $1/v^{11}$ . Für extrem schnelle Stöße, d.h. im asymptotischen relativistischen Energiebereich, kann gezeigt werden, dass der REC-Querschnitt nur noch mit der Energie skaliert:  $1/E$  [Eich 07]. Dieser Energiebereich ist aber nicht Gegenstand dieser Arbeit.

Die starke Abhängigkeit von  $Z_P$  und  $Z_T$  in Gleichung 2.1 kommt von der Bedingung, dass es einen Überlapp im Impulsraum geben muss. Der Impuls des „aktiven“ Elektrons muss sowohl zum Targetorbital als auch zum Projektilorbital passen.

Aus Gleichung 2.1 ist zu schließen, dass der NRC-Querschnitt für langsame Stöße zwischen schweren (hochgeladenen) Ionen und schweren Target-Atomen am

größten ist. Um einen genauen Wert für den NRC-Querschnitt zu bekommen, reicht die einfache Skalierung allerdings nicht aus. Dafür sollte besser die Eikonol-Näherung [Eich 85] verwendet werden, die sich durch eine im Allgemeinen gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment bewährt hat (s. Absch. 2.3). Abbildung 2.2 zeigt den Erfolg dieser Näherung (Strichlinie) anhand von Stößen zwischen  $U^{92+}$  Ionen und verschiedene Targets und bei mehreren Energien.

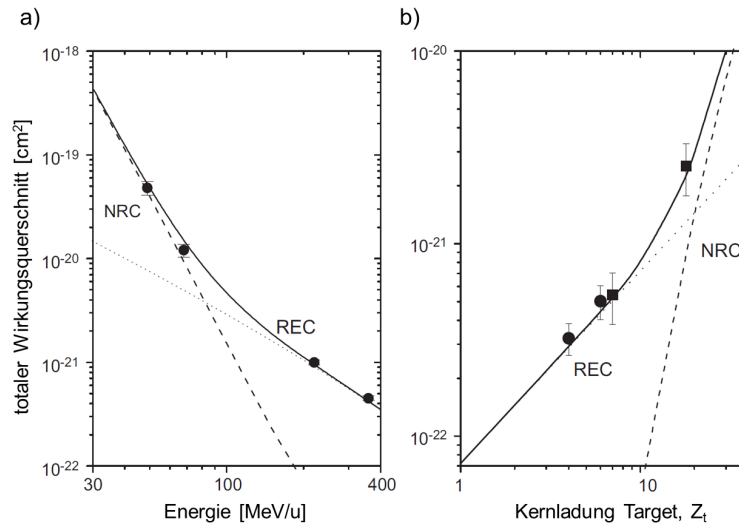


Abbildung 2.2: *Totale Elektroneneinfangquerschnitte a) für  $U^{92+}$  auf  $N_2$  bei mehreren Energien und b) für  $U^{92+}$  auf verschiedene Targets bei 295 MeV/u. Die Strichlinie entspricht der Eikonol-Näherung für NRC, die Punktlinie der Dipol-Näherung für REC und die durchgezogene Linie der Summe. Das Bild stammt aus [Stoh 98]*

### Strahlender Elektroneneinfang

Im strahlenden Elektroneneinfang (REC: Radiative Electron Capture) wird ein Target Elektron in einen gebundenen Zustand des Projektils eingefangen, wobei gleichzeitig ein Photon emittiert wird. Die erste Beobachtung des REC-Prozesses wurde an schnellen, schweren Ion - Atom Stößen 1972 am Van de Graff Beschleuniger des Brookhaven National Laboratory gemacht [Schn 72]. In Abbildung 2.1 (rechts) ist dieser Prozess zum Vergleich direkt neben dem NRC illustriert. Energie und Impuls sind beim REC-Prozess erhalten und werden auf Projektil und Photon verteilt. Das Photon bekommt aber fast die gesamte Energie und trägt auch den größten Teil des Impuls weg. Deswegen spielt hier, im Gegensatz zum NRC-Prozess, der Überlapp im Impulsraum keine Rolle.

In der nicht-relativistischen Beschreibung des REC-Prozesses (Dipol-Näherung, s. Abschnitt 2.2.1) werden die Target Elektronen als (quasi-)frei betrachtet. Dies ist eine gute Näherung für leicht-gebundene Target-Elektronen. Die Bindungsenergie des Target-Elektrons muss dabei mit der Bindungsenergie eines Projektil-

Elektrons und der kinetischen Energie des Projektils verglichen werden. Der Vorteil dieser Annahme ist, dass sie es ermöglicht, den REC-Prozess als „modifizierte“ zeitumgekehrte Photoionisation zu beschreiben (s. Abschnitt 2.2).

Mit Hilfe der nicht-relativistischen Dipol-Näherung kann gezeigt werden, dass der REC-Querschnitt sich wie folgt verhält [Eich 07]:

$$\sigma_{REC} \propto \frac{Z_T \times Z_P^5}{v^{5/2}} \quad (2.2)$$

Im Gegensatz zu der starken  $Z_T$ -Abhängigkeit des NRC-Querschnitts, skaliert der REC-Querschnitt nur linear mit  $Z_T$ , d.h. mit der Anzahl der Targetelektronen. Das ist in der Praxis sehr vorteilhaft, weil der Effekt für unterschiedliche Targets leicht vorherzusagen ist. Im niedrigen Energiebereich ist der REC-Querschnitt kleiner als der des NRC. Mit steigender kinetischer Energie fällt der REC-Querschnitt aber deutlich langsamer ab, als der des NRC, um im höheren Energiebereich sogar zu dominieren. In Abbildung 2.2 a) und b) sind die Energie- und bzw. Target-Abhängigkeiten des REC-Querschnitts dargestellt (Punktlinie). Aus Gleichung 2.2 ist zu schließen, dass der REC-Querschnitt, wie der NRC-Querschnitt, für langsame Stöße zwischen schweren (hochgeladenen) Ionen und schweren Target Atomen am größten ist.

## 2.2 Strahlender Elektroneneinfang

### 2.2.1 Photoionisation und Radiative Rekombination

Der REC-Prozess ist gewissermaßen ein Spezialfall eines anderen Prozesses, nämlich der, bei dem ein freies Elektron in einen gebundenen Zustand des Projektils eingefangen wird, unter Emission eines charakteristischen Photons: der Radiativen Rekombination (RR). Die Energie des RR-Photons ist dann gegeben durch:

$$E_{RR} = \hbar\omega = E_{kin} + E_f \quad (2.3)$$

wobei  $E_f$  die Bindungsenergie des Elektrons im Projektil ist und  $E_{kin}$  die kinetische Energie des freien Elektrons. Abbildung 2.3 (rechts) zeigt den RR-Prozess. Auf der linken Seite von Abbildung 2.3 ist die Photoionisation (PI) dargestellt: das Projektil absorbiert ein charakteristisches Photon, und ein Elektron mit einer gewissen Energie wird emittiert (ist frei). Es ist sofort erkennbar, dass der RR-Prozess als zeitumgekehrte PI [Oppe 28, Eich 95a] beschrieben werden kann. Die Zeitumkehrung ermöglicht eine direkte Beziehung zwischen den Wirkungsquerschnitten der beide Prozesse, beschrieben durch das *Prinzip des detaillierten Gleichgewichts* [Beye 03]:

$$g_i p_i^2 \sigma_{i \rightarrow f}(p_i) = g_f p_f^2 \sigma_{f \rightarrow i}(p_f) \quad (2.4)$$

Hierbei stehen  $i$  bzw.  $f$  für den Anfangs- und den Endzustand,  $p$  ist der Impuls der Relativbewegung des Elektrons und  $g$  ist die Multiplizität der Quantenzustände.

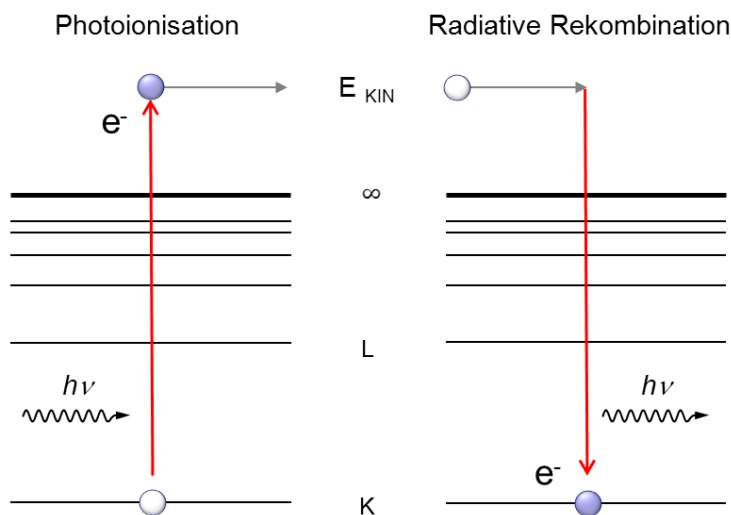


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der zeitumgekehrten Prozesse: Photoionisation (links) und Radiative Rekombination (rechts).

Photoionisation ist ein fundamentaler Prozess, der aber hauptsächlich an leichten Atomen untersucht wurde. Um aber die Theorie (z.B. QED in starken Feldern) wirklich herauszufordern, sollten am besten schwere hochgeladene Ionen untersucht werden, wo die Energien im Bereich der harten Röntgenstrahlung liegen (100 keV Bereich). Moderne Beschleunigeranlagen, wie z.B. die GSI, verfügen über eine geeignete Infrastruktur um effektiv und schnell viele hochgeladene Ionen zu erzeugen (s. Kapitel 4). Am ESR Speicherring wurden schon mehrere Experimente erfolgreich durchgeführt, um die RR-Strahlung präzise zu vermessen [Reus 08]. Hierbei wurde z.B. der Elektronenkühler des ESR als „Elektron Target“ benutzt.

Wie oben schon erwähnt, sind REC und RR verwandte Prozesse. Der Unterschied liegt darin, dass bei REC das Elektron nicht frei, sondern in einen Atom gebunden ist (s. Abb. 2.1). Handelt es sich um ein gebundenes Elektron, so muss zusätzlich die Bindungsenergie und die Impulsverteilung bei der Berechnung berücksichtigt werden. Unter Erhaltung von Energie und Impuls kann (nicht-relativistisch) hergeleitet werden, dass die Energie des REC-Photons gegeben wird durch:

$$E_{\text{REC}} = \hbar\omega = E_{\text{kin}} + E_f - |E_i| + m_e \vec{v} \cdot \vec{v}_i \quad (2.5)$$

Hier sind  $E_i$  und  $E_f$  die Bindungsenergien des aktiven Elektrons im Target

bzw. im Projektil. Der letzte Term in Gleichung 2.5 kommt von der „Impuls-Verteilung“ der Target-Elektronen. Dieser Term führt zu einer deutlichen Verbreiterung der REC-Linie, was *Compton-Profil* genannt wird [Stoh 98, Eich 07]. Wenn  $E_i$  deutlich kleiner ist als  $E_f$ , z.B. wenn  $Z_P \gg Z_T$ , und das Projektil schnell genug ist, lässt sich das Elektron als quasi-frei betrachten. Unter dieser Annahme kann REC in Anlehnung an den RR behandelt und somit als zeitumgekehrte PI beschrieben werden [Oppe 28, Eich 95a, Stoh 97].

## 2.2.2 Nicht-relativistischer Stobbe Querschnitt

Schon 1930 hat Stobbe [Stob 30] seine nicht-relativistische Theorie zur Photoionisation der K-Schale veröffentlicht. Diese wurde später von Bethe, Salpeter und Sommerfeld in ihrer bekannten Form (PI-Querschnitt pro K-Schale Elektron) geschrieben [Beth 57, Stob 30]. Diese Theorie kann, wie oben erläutert, auch für RR und REC angewendet werden. Es handelt sich hier um eine Dipol-Näherung, welche auf der Annahme gründet, dass die Energie des Photons kleiner ist ( $\hbar\omega \ll mc^2$ ) ebenso wie die Störung ( $\alpha Z_p \ll 1$ ). Die wichtigste Komponente hierbei ist der *Sommerfeld-Parameter*:  $\nu = \eta/p = Z_p \alpha c/v$ , welcher dem Geschwindigkeitsverhältnis zwischen Elektron (im Projektil) und Projektil entspricht.

Der „Stobbe“ Querschnitt (in  $\text{cm}^2$ ) eines K-REC Prozesses, für Stöße zwischen nackten Projektilen und einem Wasserstoff-Atom, ist dann gegeben durch [Beth 57]:

$$\sigma_{1s}^{\text{Stobbe}} = 9,165 \times \left( \frac{\nu^3}{1 + \nu^2} \right)^2 \frac{e^{-4\nu \arctan(1/\nu)}}{1 - e^{-2\pi\nu}} \times 10^{-21} \quad (2.6)$$

Um den K-REC-Querschnitt für andere Targets als Wasserstoff zu erhalten, muss einfach der Querschnitt  $\sigma_{1s}^{\text{Stobbe}}$  mit der Anzahl der Target Elektronen ( $Z_T$ ) multipliziert werden [Stoh 95]. Querschnitte für REC in höhere Schalen (L, M, usw.) können auf eine ähnliche Art bestimmt werden [Stoh 95, Beye 03].

In seiner Veröffentlichung hat Stobbe, neben dem totalen Querschnitt ( $\sigma$ ), auch den differentiellen Querschnitt ( $d\sigma/d\Omega$ ) hergeleitet. Dieser hat die für eine Dipol-Verteilung typische  $\sin^2 \theta$  Abhängigkeit und ist gegeben durch:

$$\frac{d\sigma_{1s}^{\text{Stobbe}}}{d\Omega} = \sigma_{1s}^{\text{Stobbe}} \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta. \quad (2.7)$$

Hierbei ist  $\theta$  der Winkel zwischen der Richtung des emittierten REC-Photons und der Bewegungsrichtung des Projektils.

Im Bereich relativ kleiner Photon-Energien und nicht zu hoher Projektil-Energien ( $v \ll c$ ), d.h. bis mehrere hundert MeV/u, produziert die Dipol-Näherung - im Vergleich mit den experimentellen Daten - gute absolute Querschnitte für PI und REC. Im differentiellen Querschnitt, welcher die Winkelverteilung beschreibt, zeigen sich in manchen Fälle aber Abweichungen von den Messun-

gen [Stoh 95, Eich 07]. Hier werden die Grenzen der nicht-relativistischen Dipol-Näherung erreicht.

### 2.2.3 Relativistischer REC-Querschnitt

Für eine relativistische Beschreibung des REC-Querschnitts wird wieder die oben diskutierte Prozedur angewendet: von der PI mit Hilfe des Prinzip des detaillierten Gleichgewichts zur RR und danach zum REC. Die Basis liegt also in einer relativistischen Beschreibung der PI, wo die exakten Wellenfunktionen für gebundene und Kontinuum Zustände - im Rahmen der Coulomb-Dirac Theorie - genommen werden. Eine detaillierte Beschreibung wird in Ref. [Eich 07] gegeben. Hier werden nur die wichtigsten Ergebnisse aus dieser Studie präsentiert.

Aus dem Prinzip des detaillierten Gleichgewichts folgt, dass die Doppel-differentiellen Querschnitte von RR und PI folgendermaßen zusammenhängen [Eich 07]:

$$\frac{d^2\sigma_{RR}(E', \theta')}{dE' d\Omega'_{ph}} = (2j_b + 1) \left(\frac{\hbar\omega'}{m_e c^2}\right)^2 \frac{1}{\beta^2 \gamma^2} \frac{d^2\sigma_{PI}(E', \theta')}{dE' d\Omega'_{el}}. \quad (2.8)$$

Hierbei ist  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$  der Lorentz-Faktor und  $(2j_b + 1)$  das statistische Gewicht des gebundenen Zustands mit Drehimpulsquantenzahl  $j_b$ . Die (') Bezeichnung deutet auf das Bezugssystem des Projektils hin.

Um von dem RR-Querschnitt zu dem REC-Querschnitt zu kommen, muss der RR-Querschnitt mit der Impulsverteilung der Target Elektronen  $\rho(q)$  gefaltet werden. Die Doppel-differentiellen Querschnitte von RR und REC sind dann wie folgt korreliert:

$$\frac{d^2\sigma_{REC}(\omega', \theta')}{d\omega' d\Omega'} = \int d^3q \frac{d\sigma_{RR}(q')}{d\Omega'} \rho(q) \delta(\hbar\omega' - \hbar\omega'_0). \quad (2.9)$$

Die Deltafunktion gewährleistet die Energieerhaltung. Die Energie des REC-Photons im Projektil System ( $\hbar\omega'_0$ ) ist dann gegeben durch:

$$\hbar\omega'_0 = E_{kin} + E'_f - \gamma|E_i| - \gamma v q_z. \quad (2.10)$$

Mit  $q_z$  ist die z-Komponente der Impulsverteilung gemeint und aus dem letzten Term ( $\gamma v q_z$ ) folgt die Energieverbreiterung (Compton-Profil) [Stoh 98].

Experimentelle Untersuchungen haben gezeigt, dass bei Stößen mit schweren hochgeladenen Ionen die Verteilung nicht mehr perfekt symmetrisch um  $90^\circ$  ist, wie es bei einer sauberen Dipol-Verteilung der Fall ist. Stattdessen ist die Wahrscheinlichkeit für Emission in Vorwärtsrichtung leicht gestiegen. Dieser Effekt kann nur durch magnetische Wechselwirkungen (Spin-Flips) zustande kommen, welche durch eine komplett relativistische Beschreibung des REC-Prozesses erklärt werden [Ichi 94, Stoh 95, Stoh 99].

## 2.3 Vergleich zwischen Theorie und Experiment

Um nicht-relativistische und relativistische Querschnitte für verschiedenen Stoßsysteme miteinander und mit den experimentellen Daten vergleichen zu können, wurde der Adiabasieparameter  $\eta$  eingeführt. Der Adiabasieparameter steht in direkter Verbindung mit dem Sommerfeld Parameter ( $\nu = Z_p \alpha c/v$ ) [Stoh 95]:

$$\eta = \frac{1}{\nu^2} \approx 40,31 \times \frac{E_{kin}(\text{MeV/u})}{Z_p^2} \quad (2.11)$$

Hier sind  $E_{kin}$  und  $Z_p$  die kinetische Energie bzw. die Kernladung des Projektils. Bei  $\eta > 1$  handelt es sich um schnelle Stöße und bei  $\eta < 1$  um langsame.

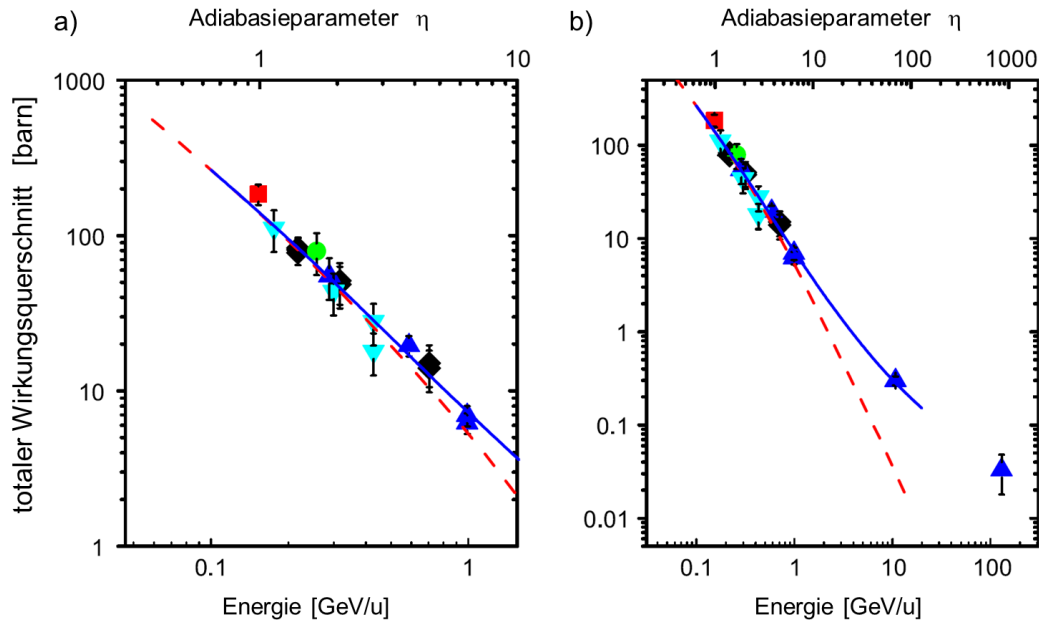


Abbildung 2.4: Kompilation von gemessenen totalen REC-Querschnitten als Funktion der Projektil-Energie oder des Adiabasieparameter  $\eta$ . Es betrifft hier Stöße zwischen verschiedenen schweren hochgeladenen Ionen ( $Z \geq 54$ ) auf unterschiedliche leichte Targets. Bild a) zeigt Daten für niedrige Energien und Bild b) Daten für hohe Energien. Die durchgezogene Linie entspricht einer exakten relativistischen Rechnung für  $Z = 80$  und die Strichlinie der nicht-relativistischen Dipol-Näherung. Das Bild stammt aus [Eich 07]

In Abbildung 2.4 sind experimentelle totale REC-Querschnitte (K, L und M) für schwere nackte Projektile als Funktion des  $\eta$ -Parameters dargestellt. Alle Daten wurden auf die Anzahl der Target-Elektronen normiert. Die Strichlinie entspricht der nicht-relativistischen Dipol-Näherung, die durchgezogene Linie der exakten relativistischen Rechnung. Im niedrigen  $\eta$ -Bereich ( $\eta < 3$ ), siehe Bild a), gibt es eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Hier funk-



tioniert die Dipol-Näherung auch sehr gut. Im höheren  $\eta$ -Bereich ( $\eta > 10$ ), siehe Bild b), stimmen die experimentellen Daten noch immer gut mit der relativistische Beschreibung überein. Hier aber trennen sich die relativistische und nicht-relativistische Beschreibung jedoch deutlich. Die Dipol-Näherung produziert also noch bis  $\eta = 10$  zuverlässige Querschnitte.

Wenn aber nur die K-REC Querschnitte betrachtet werden, dann ist festzustellen, dass die gemessenen Querschnitte immer 20-30% niedriger sind, als die Querschnitte nach der Dipol-Näherung (Stobbe). Diese systematische Diskrepanz ist sehr unerwartet und bisher noch nicht verstanden [Stoh 92, Eich 07]. Da die Dipol-Näherung aber sehr einfach anzuwenden ist, wird sie trotzdem oft benutzt um K-REC Querschnitte abzuschätzen.

Bisher wurde immer nur über den Einfang eines Elektrons und die Emission eines Photons diskutiert. Es ist aber auch möglich, dass ein Projektil zwei Elektronen (oder mehr) einfängt und/oder zwei (oder mehr) Photonen emittiert werden. Doch bevor diese Prozesse behandelt werden, wird zunächst eine kurze Zusammenfassung der bisherigen Diskussion gegeben.

## Zusammenfassung

1. Photoionisation (PI) und Radiative Rekombination (RR) sind zeitumgekehrte Prozesse.
2. Das Prinzip des detaillierten Gleichgewichts erstellt einen Zusammenhang zwischen den Querschnitten für PI und RR.
3. Der Querschnitt für PI lässt sich direkt ausrechnen und mit Hilfe von 2) kann so der RR-Querschnitt bestimmt werden.
4. Strahlender Elektroneneinfang (REC) unterscheidet sich von RR nur durch den Einfang eines gebundenen - statt einen freien - Target-Elektrons.
5. Für schnelle Stöße zwischen schweren hochgeladenen Ionen und leichten Targets können die Target-Elektronen als quasi-frei betrachtet werden.
6. Über 4) und 5) kann REC als modifizierte zeitumgekehrte PI beschrieben werden.
7. Es gibt nicht-relativistische und relativistische Berechnungen von REC-Querschnitten.
8. Zahlreiche experimentelle Ergebnisse haben gezeigt, dass die nicht-relativistische Dipol-Näherung gute totale Querschnitte für Stöße bis etwa 1 GeV/u

produziert. Für schnelle Stöße (oberhalb 1 GeV/U) liefern nur exakte relativistische Berechnungen zuverlässige Querschnitte.

## 2.4 Doppel-Elektroneneinfang

### Unkorrelierter Doppel-Elektroneneinfang

In einem Stoß zwischen einem hochgeladenen Ion und einem Atom können mehrere Elektronen in gebundene Zustände des Ions eingefangen werden. Solche Elektroneneinfang Prozesse können mit Hilfe des „unabhängigen-Teilchen Modells“ (Eng: IPM = Independent Particle Model) beschrieben werden [McGu 77, Hans 72, Olso 87, Gaye 94]. Aufgrund der Tatsache, dass die Wechselwirkung zwischen den Elektronen ( $e - e$ ) deutlich schwächer ist, als die zwischen einem Elektron und dem Kern ( $Z^*e - e$ ), wird die Elektron-Elektron-Wechselwirkung vernachlässigt. Jedes Elektron wird also „unabhängig“ von den anderen eingefangen, aber nicht (unbedingt) gleichzeitig mit den anderen. Nach jedem Einfang ändert sich das elektrische Potential des Kerns, d.h. jedes Elektron empfindet nur eine effektive Kernladung ( $Z^*e$ ).

Der einfachste Prozess dieser Art heißt „Doppelt-strahlender Elektroneneinfang“ (DREC). Hierbei werden zwei quasi-freie Target Elektronen in gebundene Projektil-Zustände eingefangen unter Emission von zwei Photonen. Wie die Elektronen, werden die Photonen auch als unkorreliert betrachtet. In Abbildung 2.5 ist dieser Prozess schematisch dargestellt.

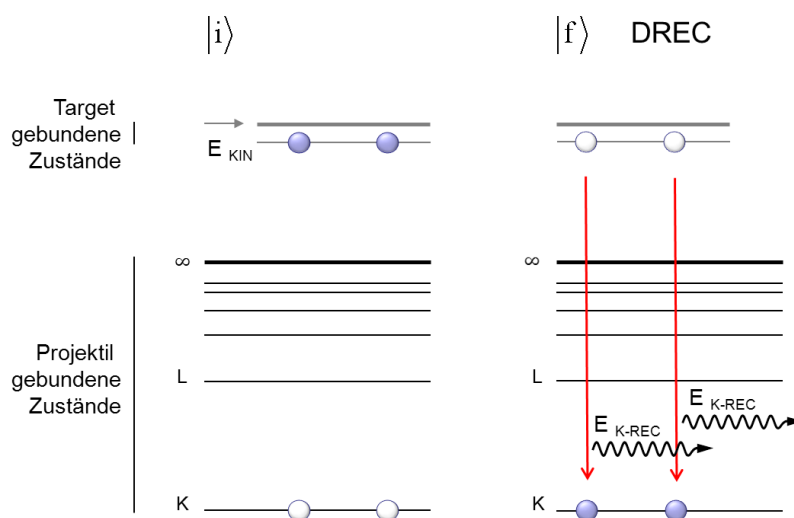


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung von Doppelt-strahlendem Elektroneneinfang (DREC).

In der Arbeit von Meyerhof [Meye 85] wird dieser Prozess genau beschrieben und der DREC-Querschnitt ausgerechnet. Die Wahrscheinlichkeit  $P_2(b)$  zwei unkorrelierte Elektronen einzufangen, ist das Produkt der einzel Wahrscheinlichkeiten  $P_0(b)$  und  $P_1(b)$ . Hier ist  $P_0(b)$  die Stoßparameter-abhängige Wahrscheinlichkeit für Elektroneneinfang in ein nacktes Ion und  $P_1(b)$  die für einen Elektroneneinfang in ein Wasserstoff-artiges Ion. Der Querschnitt  $\sigma$  wird generell bestimmt durch Integration der Wahrscheinlichkeit  $P(b)$  über alle Stoßparameter  $b$ :

$$\sigma = \int_0^{\infty} P(b)2\pi b db \quad (2.12)$$

Hier ist  $2\pi b db$  die Differentielle Fläche (Ring). Der totale DREC-Querschnitt lässt sich mit  $P_2(b) = P_0(b) \times P_1(b)$  und 2.12 bestimmen zu:

$$\sigma_{DREC} = \int_0^{\infty} P_0(b)P_1(b)2\pi b db \quad (2.13)$$

Mit Hilfe von numerischen Auswertungen kann gezeigt werden, dass der DREC-Querschnitt unter diese Annahme gegeben ist durch [Meye 85]:

$$\sigma_{DREC} = A\sigma_{REC}^2(Z_T)a_0^{-2} \quad (2.14)$$

wobei  $A \sim 0,13 \times Z_T^{1/2}$  ist. Die  $\sigma_{REC}^2$  Abhängigkeit ist logisch, weil es sich hier eigentlich um zwei REC-Prozesse handelt. In der Arbeit von Bednarz [Bedn 03] wurde die Gültigkeit von Gleichung 2.14 experimentell bestätigt.

## Korrelierter Doppel-Elektroneneinfang

Obwohl die Wechselwirkung zwischen den Elektronen schwächer ist, als die zwischen einem Elektron und dem Kern, darf sie natürlich nicht komplett vernachlässigt werden. In Helium z.B. ist die gesamte Bindungsenergie der beiden unkorrelierte Elektronen etwa -109 eV (zwei mal je -54,4 eV). Experimentell wurde die gesamte Bindungsenergie aber auf -79 eV bestimmt, was bedeutet, dass die  $e - e$  Wechselwirkung etwa +30 eV ist ( $\sim 1/4$  der Bindungsenergie). Wenn man die  $e - e$  Wechselwirkung in der Theorie berücksichtigt, erhält man ein ähnliches Resultat. Die vorher diskutierte „unabhängige“ Beschreibung der Elektronen kann deswegen nicht für alle Fälle richtig sein.

Im „strahlenden Doppel-Elektroneneinfang“ (RDEC) werden zwei quasi-freie Target-Elektronen in gebundene Projektil-Zustände eingefangen unter Emission von nur einem Photon. Es wird davon ausgegangen, dass beide Elektronen gleichzeitig - und in nur einem einzelnen Stoß zwischen Projektil und Target - eingefangen werden. Hier werden die Einfangsprozesse als stark korreliert betrachtet: die Energie beider Prozesse addiert sich ( $E_{RDEC} = 2 \times E_{REC}$ ) und beide Impulse werden

auf den Kern und ein einzelnes Photon übertragen. Studien der  $e - e$  Wechselwirkung mittels des RDEC-Prozesses sind deswegen von großem Interesse.

In den letzten 20 Jahren gab es mehrere theoretische und experimentelle Studien, die versuchten, die RDEC-Querschnitte zu beschreiben bzw. zu messen. Trotz all dieser Anstrengung gab es bisher leider noch keine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Aus diesem Grund ist der RDEC-Prozess noch immer von großem Interesse und deswegen Gegenstand dieser Doktorarbeit. Eine ausführliche Beschreibung des RDEC-Prozesses und entsprechende theoretische und experimentelle RDEC-Studien werden im kommenden Kapitel gegeben.

# Kapitel 3

## Radiativer Doppel-Elektroneneinfang (RDEC)

### 3.1 RDEC Theorie

Beim REC-Prozess wird in einem Stoß (zwischen einem hochgeladenen Projektil-Ion und einem Target-Atom) ein Target-Elektron in einen stark gebundenen Zustand des Projektils eingefangen und die dabei freiwerdende Energie führt zur Emission eines Photons. Beim RDEC-Prozess werden gleichzeitig zwei Target-Elektronen eingefangen, aber nur ein Photon (mit etwa doppelter Energie) wird emittiert: Radiative Double Electron Capture (RDEC). Abbildung 3.1 präsentiert eine schematische Darstellung des RDEC-Prozesses. Die Energie des emittierten Photons ist gegeben durch:

$$E_{RDEC} \approx \sum_{n=1}^2 (E_{REC})_n = \sum_{n=1}^2 (E_{kin} + E_f - E_i + m_e \vec{v} \cdot \vec{v}_i)_n \quad (3.1)$$

wobei die Summe über beide Target-Elektronen läuft.  $E_{kin}$  ist die kinetische Energie und  $E_i$  und  $E_f$  sind die Bindungsenergien des aktiven Elektrons im Target bzw. im Projektil.

Wie schon in Kapitel 2 erwähnt wurde, beschreibt der Term  $m_e \vec{v} \cdot \vec{v}_i$  die Impulsverteilung der Target-Elektronen - das *Compton-Profil*. Weil in einem RDEC-Prozess jedes Target-Elektron ein eigenes Compton-Profil hat, wird die Breite der RDEC-Linie gegeben durch die Faltung der beiden Compton-Profile. In grober Näherung kann ein Compton-Profil beschrieben werden durch eine Gauss-Verteilung mit der Halbwertsbreite (FWHM)  $\Delta$ . Die Faltung zweier Gauss-Verteilungen, eine mit einer FWHM  $\Delta_1$  und die andere mit  $\Delta_2$ , gibt wieder eine Gauss-Verteilung mit FWHM  $\Delta^2 = \Delta_1^2 + \Delta_2^2$ . Werden in einem RDEC-Prozess zwei Elektronen aus

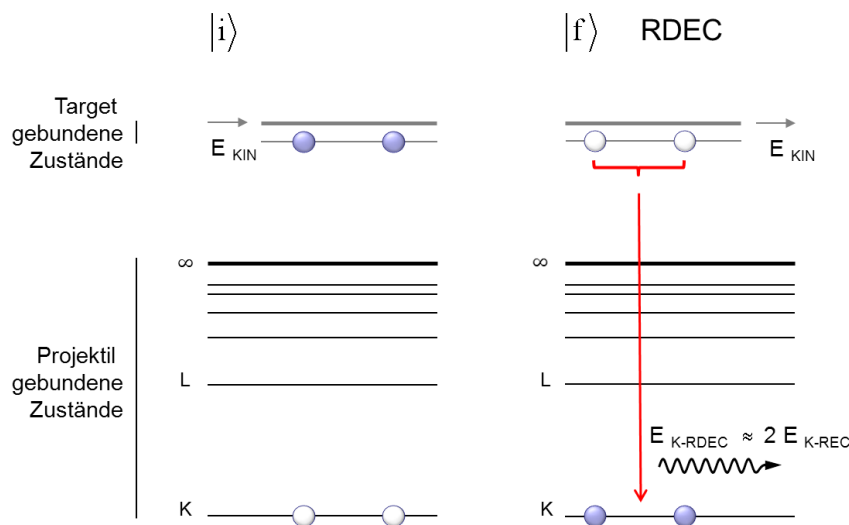


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des RDEC-Prozesses. Als Beispiel wird hier der Einfang in die K-Schale eines nackten Projektils betrachtet. Links das „Projektil-Target System“ vor dem Stoß und rechts nachher.

der gleichen Schale des Target-Atoms eingefangen, und wird angenommen, dass beide Elektronen die gleiche FWHM von  $\Delta E_{REC}$  haben, dann ist die Breite der RDEC-Linie gegeben durch:

$$\Delta E_{RDEC} = \sqrt{2} \Delta E_{REC}. \quad (3.2)$$

In Stößen zwischen relativistischen hochgeladenen Projektilen und leichten Target-Atomen ist REC der dominante Prozess (s. Kapitel 2). Um den REC-Prozess theoretisch zu beschreiben, wird zuerst angenommen, dass die Bindungsenergie der Target-Elektronen vernachlässigbar klein ist, im Vergleich zu den relativistischen Energien der Projektilen. Die Target-Elektronen werden deshalb als (quasi-)frei betrachtet. Unter dieser Annahme ist der REC-Prozess gleich der *zeitumgekehrten Photoionisation* und kann mit Hilfe des „Prinzips des detaillierten Gleichgewichts“ [Eich 07, Beye 03, Land 74] der REC-Querschnitt ausgerechnet werden. Diese Annahme wurde erfolgreich durch theoretische [Ichi 94, Ichi 96] und experimentelle Studien bestätigt [Stoh 99, Stoh 01].

So wie die PI die Zeitumkehrung des RR war, ist die Doppel-Photoionisation (DPI) die Zeitumkehrung des DREC-Prozesses. Bei Doppel-Photoionisation führt die Absorption eines Photons zu der Emission zweier gebundener Elektronen. Die Elektronen teilen Energie und Impuls untereinander auf und werden gleichzeitig emittiert. Dieser Prozess ist deshalb gut geeignet, um die Elektron-Elektron Korrelation zu studieren [vSmi 89]. Aus dem Prinzip des detaillierten Gleichgewichts folgt, dass die Querschnitte von REC und PI und RDEC und DPI folgendermaßen

zusammenhängen [Warc 95]:

$$\sigma_{REC}(\beta) = Z_T \left( \frac{\hbar\omega}{\gamma\beta mc^2} \right)^2 \sigma_{PI}(\hbar\omega), \quad (3.3)$$

$$\sigma_{RDEC}(\beta) = AZ_T(Z_T - 1) \left( \frac{\hbar\omega'}{\gamma\beta mc^2} \right)^2 \sigma_{DPI}(\hbar\omega'). \quad (3.4)$$

Hierbei ist  $E_{REC} = \hbar\omega$  und  $E_{RDEC} = \hbar\omega'$ .  $A$  ist ein Parameter, der dem Phasenraum Anteil des RDEC in DPI entspricht. Er hängt von Energie- und Impulsverteilung beider Photoelektronen ab.

Der RDEC-Prozess ist ein sehr spezieller Fall der Doppel-Photoionisation [McGu 95, Brig 00], denn im genauen zeitumgekehrten Fall müssen beide Elektronen die gleiche Energie haben und in die gleiche Richtung emittiert werden ( $A = 1$ ). Experimentelle und theoretische Studien an Doppel-Photoionisation zeigen aber, dass dieser Fall sehr unwahrscheinlich ist: die Elektronen verteilen die Energie eher stark asymmetrisch und werden vorzugsweise auch eher in entgegengesetzte Richtungen emittiert  $A < 1$ . Das weist auf einen sehr kleinen Querschnitt für den RDEC-Prozess hin.

Die Tatsache, dass der DPI-Prozess Informationen über die Elektron-Elektron Wechselwirkung enthält, hat zu vielen theoretischen und experimentellen Studien [Levi 96, Dorn 96, Ahop 79, Kant 99, Oura 02, Sout 03] geführt. In vielen theoretischen Arbeiten wurde das Verhältnis  $R$  zwischen Wechselwirkungsquerschnitt der DPI-Prozess ( $\sigma_{DPI}$ ) zum Wechselwirkungsquerschnitt der PI-Prozess ( $\sigma_{PI}$ ) analysiert. Da Helium das einfachste zwei-Elektronen System ist, wurden Rechnungen für den DPI-Prozess am häufigsten für Helium durchgeführt [Teng 94, Forr 95, Hart 98, Amus 99, Khei 00, Emma 03, Colg 03, Arms 12].

Die Tatsache, dass das Elektron an das Targetatom gebunden ist, lässt sich bei REC Rechnungen vernachlässigen, was bei einer korrekten Beschreibung des RDEC-Prozesses unbedingt berücksichtigt werden muss [McGu 97]. Dies ist aber sehr schwierig, da es sich hier um ein Viel-Teilchen-System handelt. Wie bekannt, gibt es sogar für das einfachste 3-Teilchen Problem - das Helium Atom - keine analytische Lösung mehr. In schweren Target-Atomen sind die Effekte der Elektron-Elektron Wechselwirkung (für äußere Schalen) zusätzlich noch sehr klein. Deswegen wurde in vielen theoretischen Rechnungen zuerst versucht, diese Effekte zu umgehen oder als eine kleine Korrektur (Störung) zu betrachten.

Wie oben gezeigt wurde, ist der RDEC-Prozess ein seltener Prozess mit noch kleineren Wahrscheinlichkeiten als der REC-Prozess. Allerdings eröffnet sich über die Untersuchung des RDEC-Prozess die einzigartige Möglichkeit, den DPI-Prozess und damit die Elektron-Elektron Wechselwirkung zu studieren und zwar in einem Energiebereich, für den es in absehbarer Zeit kaum Lichtquellen geben wird. Um dies zu realisieren sind relativistische Stöße zwischen einem schweren Projektil

und einem Target am besten geeignet.

## 3.2 Bisherige Studien des RDEC-Prozesses

In diesem Abschnitt wird ein chronologischer Überblick der wichtigsten bisherigen experimentellen und theoretischen Studien des RDEC-Prozesses gegeben. Die chronologische Darstellung soll dabei helfen, die Entwicklung der Studien besser zu verstehen und so die unterschiedlichen Herausforderungen/Probleme zu erkennen.

### 3.2.1 Erste RDEC Studien

Die ersten experimentellen Versuche den RDEC-Prozess zu beobachten, fanden schon 1994 bei der GSI am UNILAC Experimentierplatz statt. Dazu wurden Argon-Ionen im UNILAC bis auf 11,4 MeV/u beschleunigt und im Gas-Stripper vollständig ionisiert ( $\text{Ar}^{18+}$ ). Als Target wurde eine dünne Kohlenstoff-Folie benutzt. Eine ausführliche Beschreibung dieses Experiments ist in [Warc 95] zu finden. Abbildung 3.2 zeigt das aufgenommene Röntgenspektrum. Im vorhergesagten Energiebereich wurde kein Indiz für den RDEC-Prozess gefunden und es gab einen starken Untergrund, welcher selbst unter den Bedingungen der (Q-2)-Koinzidenz nicht vollständig entfernt werden konnte. Trotzdem war es erstmals möglich, eine experimentelle Obergrenze für den RDEC-Querschnitt zu ermitteln:  $\sigma_{RDEC} < 5,2 \text{ mb}$ . Zusätzlich wurde eine Obergrenze für das Querschnittsverhältnis  $R = \sigma_{RDEC}/\sigma_{REC} \leq 3,1 \times 10^{-6}$  bestimmt [Warc 95].

Diese ersten Messungen haben zu mehreren theoretischen Studien geführt, siehe [Yakh 96, Yakh 97] für eine detaillierte Beschreibung. Viele Studien behandeln den RDEC-Prozess als nicht-relativistische, zeitumgekehrte Doppel-Photoionisation und die Target-Elektronen als quasi-frei (detailliertes Gleichgewicht). Für das Stoßsystem  $\text{Ar}^{18+}$  auf C bei 11,4 MeV/u wurde so ein RDEC-Querschnitt von 1,85 mb und ein R-Wert von  $3,6 \times 10^{-6}$  bestimmt, was sehr nah an den experimentellen Werten liegt [Yakh 96]. In der Publikation [Yakh 97] wird aber auch eine relativistische Beschreibung gegeben, welche vorhersagt, dass der RDEC-Querschnitt größer wird für Stöße mit schweren hochgeladenen Ionen bei relativistischen Energien.

Zur Verifikation dieser Vorhersage wurde bei der GSI 2001 ein zweites Experiment durchgeführt, diesmal am Experimentier- Speicherring (ESR). Dabei wurden bei einer Energie von 297 MeV/u Stöße zwischen nackten Uran-Ionen ( $\text{U}^{92+}$ ) und Argon bzw. Stickstoff Targets [Bedn 01, Bedn 03] untersucht.

Abbildung 3.3 zeigt das Röntgenspektrum von Uran auf Argon. Auch hier wurde im relevanten RDEC-Bereich keine Linie gefunden und damit die theoretische



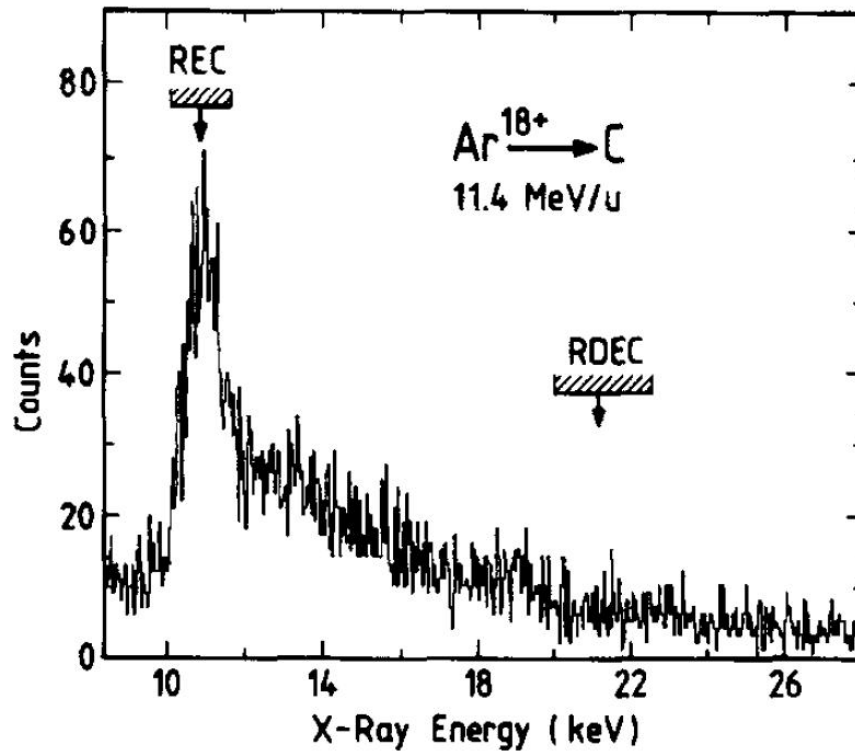


Abbildung 3.2: Röntgenspektrum von  $Ar^{18+}$  auf Kohlenstoff bei  $11,4$  MeV/u. Das Bild stammt aus [Warc 95].

Vorhersage aus [Yakh 97] nicht bestätigt. Für dieses Stoßsystem wurde dann aber eine Obergrenze für den RDEC-Querschnitt von  $10$  mb ermittelt, die mindestens drei Größenordnungen kleiner war als der theoretische Wert. Damit war klar, dass neue Rechnungen gebraucht wurden, um die große Diskrepanz zu verringern.

### 3.2.2 Aktuelle Studien

#### Nicht-relativistische Theorie

Die neuesten RDEC-Rechnungen von Mikhailov et al. [Mikh 04a, Mikh 04b] waren für das in dieser Arbeit vorgestellte Experiment ein wichtiger Teil der Motivation. Deshalb wird zuerst eine Zusammenfassung dieser Veröffentlichung [Mikh 04b] gegeben. Es handelt sich hier um den K-RDEC Prozess, d.h. um den Doppel-Elektroneneinfang in die K-Schale eines nackten Ions. Alle Berechnungen sind in „natürlichen Einheiten“ gemacht ( $\hbar = c = 1$ ) und die Elektronen werden als nicht-relativistisch betrachtet.

Die Energie ( $\omega$ ) des emittierten K-RDEC Photons liegt im Bereich  $I_{2K} \leq \omega \leq m_e$ . Hierbei ist  $I_{2K} = 2I = \eta^2/(2m_e)$  das Ionisationspotential der K-Schale,  $m_e$  die Masse des Elektrons,  $\eta = m_e \alpha Z_p$  der Impuls eines K-Schalen Elektrons im Projektil und  $\alpha \approx 1/137$  die Feinstrukturkonstante. Für leichte Ionen (niedriges  $Z$ )

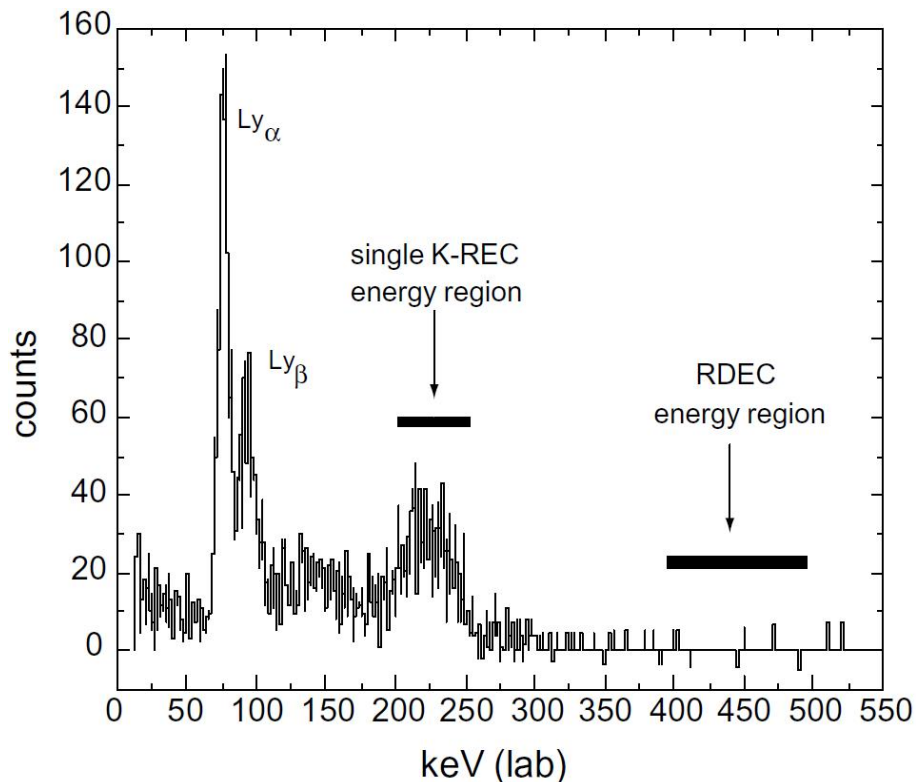


Abbildung 3.3: Röntgenspektrum von  $U^{92+}$  auf Argon bei 297 MeV/u. Das Bild stammt aus [Bedn 03].

ist der Störungsparameter ( $\alpha Z$ ) sehr klein und es ist erlaubt die *Störungstheorie* für die Elektron-Elektron Korrelation zu verwenden.

Der Querschnitt für Radiativen Doppel-Elektronen-Einfang in die K-Schale, d.h. in den  $(1s^2) {}^1S_0$  Zustand (oder kürzer  $1^1S$ ), ist dann [Mikh 04b]:

$$\sigma_{1^1S}^{RDEC} = \sigma_0 \frac{2^{19} Z_t^3}{3\nu Z_p^5} Q(\xi) \quad (3.5)$$

Dabei steht  $\xi = \eta/p$  für das „Geschwindigkeitsverhältnis“ zwischen einem Elektron gebunden im Projektil ( $\eta$ ) und einem, das sich mit der Projektil-Geschwindigkeit ( $p$ ) bewegt. Der Parameter  $a_0 = 1/(m_e \alpha)$  ist der Bohrsche Radius und  $\sigma_0 = \alpha^3 a_0^2$  der dazugehörige Querschnitt. Der Parameter  $\nu = V/V_0 = \pi$  ist das relative Normierungs-Volumen der zwei im Projektil eingefangenen Elektronen [Mikh 04b].

Innerhalb der Dipol-Näherung, gültig im Bereich  $\omega \ll \eta$ , ist  $Q(\xi)$  eine universelle Funktion der dimensionslosen Variablen  $\xi$ , welche durch numerische Integration auszurechnen ist. Abbildung 3.4 (links) zeigt  $Q(\xi)$  für  $0,1 < \xi < 10$ . Bei  $\xi \sim 1$  ist die Wahrscheinlichkeit für Doppel-Photoionisation der K-Schale maximal. Links davon ( $\xi \ll 1$ ) liegt der Bereich der „schnellen Stöße“ und rechts davon ( $\xi \gg 1$ ) der Bereich der „langsamen Stöße“. Dass die Stoß-Kinematik hier eine

extrem wichtige Rolle spielt, wird bereits aus dem Sachverhalt offensichtlich, dass sich  $Q(\xi)$  über den  $\xi$ -Bereich um fünfzehn Größenordnungen ändert. Der RDEC-Querschnitt selbst hängt zusätzlich noch stark von  $Z_p$  und  $Z_t$  ab.

In einer nachfolgenden Veröffentlichung haben dieselben Autoren auch den RDEC-Querschnitt für Einfang in den  $(1s2s) {}^1S_0$  Zustand (kurz  $2^1S$ ), also in die K- und L-Schale des Projektils, ausgerechnet [Nefi 05]:

$$\sigma_{2^1S}^{RDEC} = \sigma_0 \frac{2^{15} Z_t^3}{3\nu Z_p^5} F(\xi) \quad (3.6)$$

Hier ist  $F(\xi)$  wieder eine universelle Funktion der dimensionslosen Variablen  $\xi$ . In Abbildung 3.4 (rechts) wird  $F(\xi)$  als Funktion von  $\xi$  dargestellt. Auch hier ändert sich die Funktion  $F(\xi)$  sehr stark über den  $\xi$ -Bereich, obwohl hier die Änderung lediglich 12 statt 15 Größenordnungen beträgt.

Das Verhältnis zwischen beiden Querschnitten  $\sigma_{2^1S}^{RDEC} / \sigma_{1^1S}^{RDEC}$  ist dann gegeben durch [Nefi 05]:

$$\frac{\sigma_{2^1S}^{RDEC}}{\sigma_{1^1S}^{RDEC}} = \frac{1}{2^4} \frac{F(\xi)}{Q(\xi)} \quad (3.7)$$

Abbildung 3.5 zeigt dieses Verhältnis als Funktion von  $\xi$ . Es fällt sofort auf, dass die Wahrscheinlichkeit für den Einfang in den angeregten Zustand  $(1s2s)$  über den gesamten  $\xi$ -Bereich sicherlich vergleichbar ist mit der für den Einfang in den Grundzustand  $(1s^2)$  und für „langsame Stöße“ ( $\xi > 1$ ) sogar dominiert. Es sollte deshalb neben K-RDEC auch L-RDEC betrachtet werden, auch weil die beiden Zustände experimentell meist nicht aufgelöst werden können.

## Relativistische Theorie

Die neuesten K-RDEC Studien sind von Chernovskaya [Cher 11]. Diese Studie unterscheidet sich von den anderen, weil hier K-RDEC direkt ausgerechnet wird; ohne die Annahme, dass es sich um zeitumgekehrte Doppel-Photoionisation handelt. Diese Rechnungen gehen davon aus, dass beide Target-Elektronen sich entlang einer Linie bewegen und den gleichen Impuls haben, d.h. sie werden als Dirac Kontinuum-Elektronen betrachtet. Die Rechnungen haben gezeigt, dass der RDEC Prozess von dem Reaktionsvolumen abhängt. Da RDEC Experimente aber nicht mit freien Elektronen durchgeführt werden, sondern mit Elektronen, die sich in einem Atom befinden, muss eine Korrektur angewendet werden. Es wurden zwei Näherungen gemacht, welche zwei unterschiedliche Werte für den K-RDEC Querschnitt liefern:  $\sigma_{RDEC}^A$  und  $\sigma_{RDEC}^K$ . In  $\sigma_{RDEC}^A$  wird angenommen, dass die Elektronen im Atom homogen verteilt sind und deshalb der gesamte Atomradius für die Berechnung des Reaktionsvolumen betrachtet wird. In  $\sigma_{RDEC}^K$

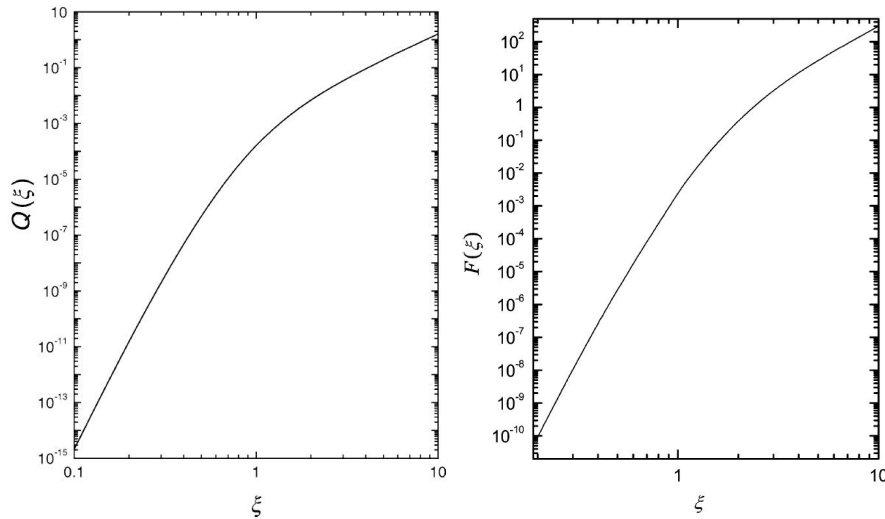


Abbildung 3.4: Die universellen Funktionen  $Q(\xi)$  (links), für Einfang in den  $(1s^2)$  Zustand, und  $F(\xi)$  (rechts), für Einfang in den  $(1s2s)$  Zustand, beide dargestellt als Funktion der dimensionslosen Variablen  $\xi$ . Das linke Bild stammt aus [Mikh 04b] und das rechte aus [Nefi 05].

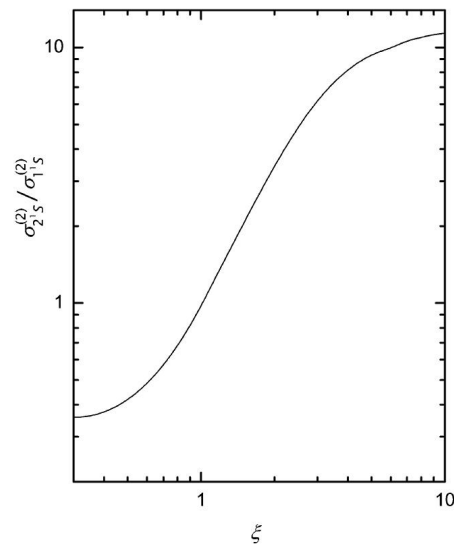


Abbildung 3.5: Das Verhältnis  $\sigma_{2^1S}^{RDEC} / \sigma_{1^1S}^{RDEC}$  als Funktion von  $\xi$ . Der Einfang in den angeregten Zustand  $(1s2s)$  ist sehr wahrscheinlich, gerade bei langsamen Stößen. Das Bild stammt aus [Nefi 05].

wird angenommen, dass nur die beiden K-Schalen Elektronen zum RDEC Prozess beitragen und deshalb wird auch nur der K-Schalen Radius betrachtet. Alle anderen Elektronen werden nicht berücksichtigt.

Mit Hilfe dieser Theorie wurden die Querschnitte für alle vorhandenen Experimenten ausgerechnet [Cher 11]. Wenn die Ergebnisse beider Annahmen mit einander verglichen werden, fällt sofort auf, dass  $\sigma_{RDEC}^A$  und  $\sigma_{RDEC}^K$  sehr un-

terschiedliche Werte haben:  $\sigma_{RDEC}^A \gg \sigma_{RDEC}^K$ . Die Werte von  $\sigma_{RDEC}^A$  sind auch viel höher, als die Werte der nicht-relativistischen Rechnungen von Mikhailov [Mikh 04a, Mikh 04b] und Nefiodov [Nefi 05]. Die Werte von  $\sigma_{RDEC}^K$  liegen unterhalb der Angaben der beiden anderen Rechnungen. Dies deutet darauf hin, dass der K-RDEC Querschnitt stark von der Definition des Reaktionsvolums abhängt.

### Experiment: $O^{8+}$ auf C bei 38 MeV

Um die neuen nicht-relativistischen theoretischen Studien nach Mikhailov und Nefiodov zu überprüfen, wurde 2009 am Van de Graaff Beschleuniger der Western Michigan University (Kalamazoo, USA), ein neues Experiment durchgeführt:  $O^{8+}$  auf C bei 38 MeV [Simo 10b, Simo 10a]. Der verwendete experimentelle Aufbau ist schematisch in Abbildung 3.6 dargestellt.

Ein kollimierter Sauerstoff-Strahl traf auf eine dünne Kohlenstoff Folie. Die emittierte Röntgenstrahlung wurde mit einem Si(Li)-Detektor gemessen und die umgeladenen Projektile wurden nach dem Analyse magnet mit *surface barrier detectors* nachgewiesen.

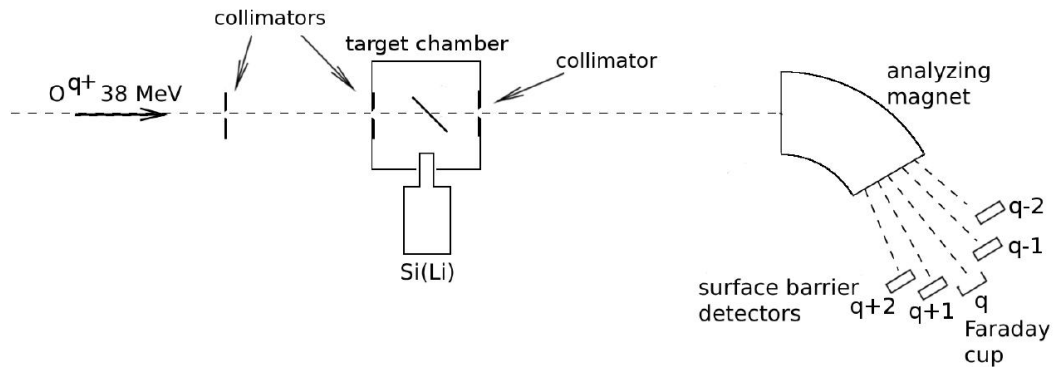


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau des  $O^{8+}$  auf C Experiments. Das Bild stammt aus [Simo 10b].

Abbildung 3.7 zeigt die (Q-1)- und (Q-2)-Koinzidenz Energiespektren von  $O^{8+}$  auf C. Zwischen 3 und 4 keV liegt das Gebiet, in dem RDEC-Ereignisse zu erwarten sind. Die beiden möglichen Endzustände ( $1s2s$  und  $1s^2$ ) sind ebenfalls angegeben. Im RDEC-Gebiet findet sich eine Häufung von Ereignissen.

Darauf basierend wurde „die erste experimentelle Beobachtung des RDEC-Prozesses“ veröffentlicht [Simo 10b]. Der RDEC-Querschnitt wurde über das Verhältnis zwischen den RDEC- und REC-Ereignissen und durch den REC-Querschnitt bestimmt. Der daraus ermittelte  $R_{Exp}$ -Wert ist 0,0074(37). Der Querschnitt für

RDEC in den Grundzustand ist  $\sigma_{1^1S}^{RDEC} = 3,2(1,9)$  b und der Querschnitt für RDEC in den angeregten Zustand ist  $\sigma_{2^1S}^{RDEC} = 2,3(1,3)$  b. Das Verhältnis zwischen beiden Querschnitten beträgt  $R = \sigma_{2^1S}^{RDEC} / \sigma_{1^1S}^{RDEC} = 0,72(59)$ .

Bemerkenswert ist, dass der experimentelle RDEC-Querschnitt jedoch 25 mal größer ist, als der theoretische RDEC-Querschnitt [Simo 10b] und auch der experimentelle  $R$ -Wert ist viel größer als der theoretische [Simo 10a]. Eine weitere theoretische Vorhersage, wonach der Einfang von Festkörper-Valenzelektronen den RDEC-Querschnitt erheblich vergrößert [Nefi 05], wurde ebenfalls nicht bestätigt. Somit konnte auch das einzige Argument, das für ein Festkörper-Target sprechen würde, nicht untermauert werden. Zudem wurde in dieser Arbeit von einer nicht-relativistischen Näherung für das Verhältnis  $R_{nrel} = \sigma_{RDEC} / \sigma_{REC}$  ausgegangen. Es ergab sich ein Wert von  $R_{nrel} = 2,3 \times 10^{-4}$ , der jedoch viel kleiner ist, als der experimentelle. Dabei wurde angenommen, dass der Phase-Raum Parameter  $A = 1$  (s. Kapitel 3.1) ist. Es wurde darauf verwiesen, dass der Anteil des RDEC 100% des zeitumgekehrten DPI ist, was sehr unwahrscheinlich erscheint.

Die fortbestehenden Diskrepanzen zwischen zahlreichen Theorien und Experimenten deuten darauf hin, dass der RDEC-Prozess noch immer nicht gut verstanden ist. Das impliziert, dass neben besseren und vollständigen Rechnungen auch zuverlässigere experimentelle Daten benötigt werden. Das in dieser Arbeit beschriebene Experiment kann wesentlich dazu beitragen.

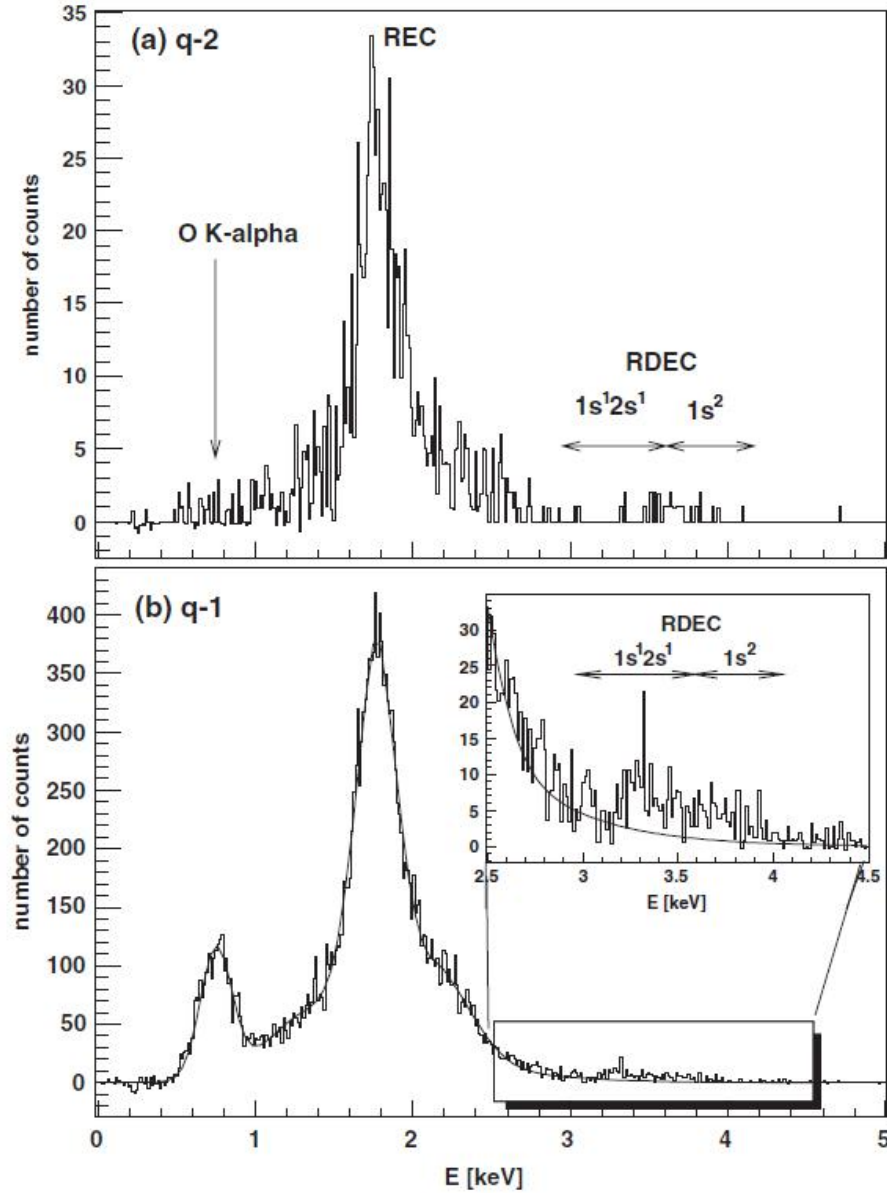


Abbildung 3.7: ( $Q-1$ )- und ( $Q-2$ )-Koinzidenz Energiespektren von  $O^{8+}$  auf  $C$  bei  $38\text{ MeV}$ . Die beide RDEC-Endzustände,  $(1s^2)^1S_0$  und  $(1s2s)^1S_0$ , sind angegeben. Das Bild stammt aus [Simo 10b].





# Kapitel 4

## Experimentelle Anlagen

Das GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH [GSI a] ist eine der bedeutendsten Forschungsanlagen weltweit. Seit mehreren Jahrzehnten kommen Wissenschaftler aus vielen Ländern zu der GSI um ihre Experimente durchzuführen. Die Anlage ermöglicht ein breites Spektrum an Experimenten, wovon viele einzigartig und nur bei GSI machbar sind, da sie exzellente Möglichkeiten bietet, um die Struktur der Materie und die Evolution des Universums zu erforschen. Die Entdeckung neuer Elemente<sup>1</sup> [Munz 89, Hofm 95a, Hofm 95b, Hofm 96, Hofm 00] und die Entwicklung der Schwerionen-Therapie [Amal 05, Amal 07, Kraf 00, GSI c] sind schon seit Jahren die Visitenkarte der GSI.

### 4.1 Unilac, SIS-18

Der erste Teil der Beschleunigeranlage ist der Universal Linearbeschleuniger UNILAC. Der UNILAC hat eine Länge von 120 m und kann im Prinzip jedes Element, von Wasserstoff ( $H^+$ ) bis zum Uran ( $U^{28+}$ ) auf  $11,6 \text{ MeV/u}^2$  beschleunigen, was etwa 20% der Lichtgeschwindigkeit entspricht. Eine schematische Darstellung der GSI Beschleunigeranlage ist in Abbildung 4.1 gegeben.

Die Ionen werden zuerst in einer Ionenquelle produziert, wovon es bei der GSI drei unterschiedliche Arten gibt: MEVVA (MEtal Vapor Vacuum Arc) [Brow 86], Penning [Penn 37] und ECR (Electron Cyclotron Resonance) [Aria 81]. Die Ionen werden dann im Hochstrom-Injektor von einigen keV/u auf etwa  $1,4 \text{ MeV/u}$  beschleunigt.

Der Hochstrom-Injektor besteht aus einer Radiofrequenz Quadrupol-(RFQ) und zwei 36 MHz IH-Strukturen. Zur weiteren und effizienteren Beschleunigung werden die Ionen mit Hilfe eines Gas Strippers in höhere Ladungszustände gebracht. Hinter dem Gas Stripper besteht noch die Möglichkeit, bereits hochgeladene Io-

---

<sup>1</sup>Stand: Mai 2012. Chemische Elemente mit den Ordnungszahlen 107 bis 112 [GSI b].

<sup>2</sup>Mit „MeV/u“ ist die kinetische Energie pro Nukleon gemeint.

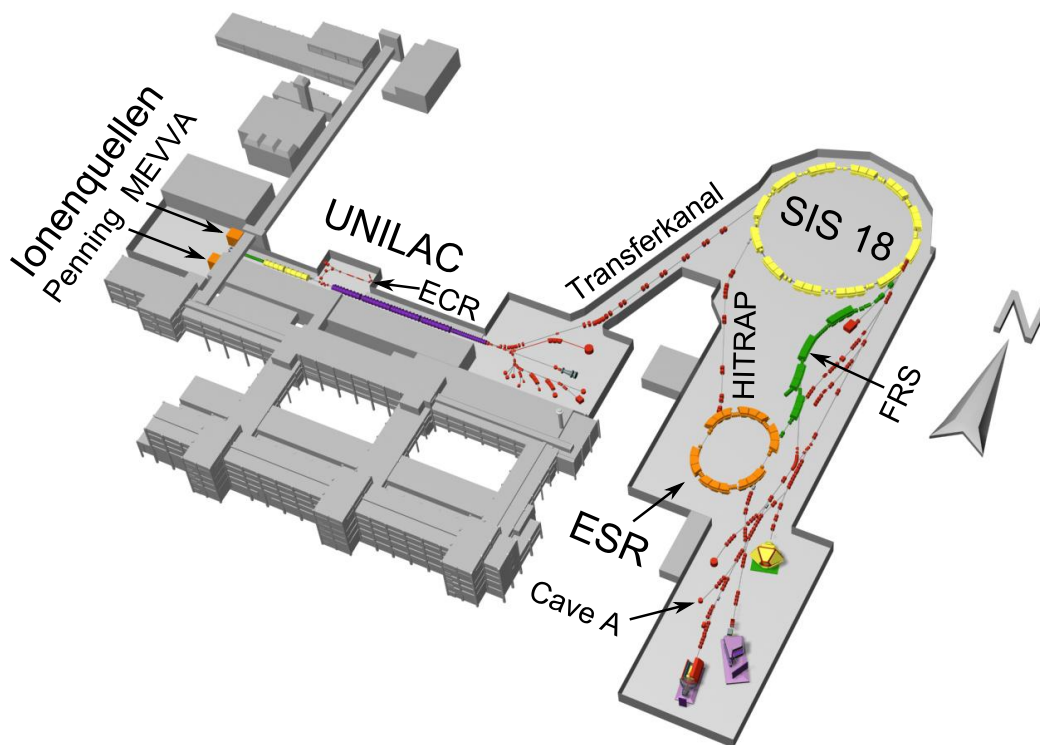


Abbildung 4.1: Die GSI Beschleunigeranlage. Der in den Ionenquellen produzierte Ionenstrahl wird im UNILAC auf bis zu 20% der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt, womit z.B. die schweren Elemente (SHIP Experiment) produziert werden können. Im SIS-18 kann der Strahl bis auf 90% weiter beschleunigt werden und z.B. für Experimente im FRS, ESR und Cave A zur Verfügung gestellt werden. Demnächst wird auch die neue HITRAP-Anlage für atomphysikalische Experimente fertiggestellt sein.

nen aus der ECR-Quelle durch den Hochladungsinjektor direkt in den UNILAC einzuschießen.

Der 1,4 MeV/u Strahl wird danach durch vier Alvarez Strukturen [Ange 91] (108 MHz) auf 11,4 MeV/u gebracht. Dieser Strahl wird dann entweder direkt für Experimente verwendet, wie z.B. bei der Synthese schwerer Elemente (SHIP), oder in den Transferkanal geleitet zur weiteren Beschleunigung im SIS-18. Im Transferkanal gibt es noch die Möglichkeit, die Ionen durch eine Stripper-Folie zu schicken, um einen noch höheren Ladungszustand zu erreichen (max.  $U^{73+}$ ) [Fran 93].

Das Schwerionensynchrotron SIS-18 ist ein Ringbeschleuniger mit einem Umfang von 216 m und einer maximalen magnetischen Steifigkeit von 18 Tm. Dort kann der Ionenstrahl, im Prinzip, bis zu etwa 90% der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden. Die maximal erreichbare Energie hängt vom Masse-zu-Ladungsverhältnis ( $A/Q$ ) der Ionen ab. Protonen können so auf maximal 4,5 GeV und Uran

Ionen ( $U^{73+}$ ) bis zu 1 GeV/u beschleunigt werden.

Die beschleunigten Ionen werden aus dem SIS-18 entweder direkt an die Experimentierplätze (HHT, FOPI, HADES) geschickt oder durch den FRS oder Transferkanal zum ESR geleitet. Wenn ein höherer Ladungszustand gewünscht ist, kann nach dem SIS-18 eine Stripper-Folie verwendet werden (max.  $U^{92+}$ ).

## 4.2 Der Experimentier-Speicherring ESR

Der Experimentier-Speicherring (ESR) ist durch seine Vielseitigkeit eine einzigartige Anlage, die perfekt für viele atom- und kernphysikalische Experimente geeignet ist. Im ESR können fast alle Ionen, von Wasserstoff bis zum nackten Uran, gespeichert, akkumuliert, gekühlt, abgebremst und nachgewiesen werden. Der zur Verfügung stehende Energiebereich ist abhängig vom Ion: für  $U^{92+}$  liegt der Bereich zwischen 3 und 560 MeV/u, für  $Ne^{10+}$  zwischen 3 und 830 MeV/u [Stec 04]. Elektronenkühlung ist von etwa 4 bis ca. 400 MeV/u möglich. Aber auch die Menge der stabil gespeicherten Ionen ( $N$ ) deckt einen sehr großen Bereich ab: von 1 bis etwa  $10^9$ . Diese Zahl wird (von Oben) nur begrenzt durch Raumladung und „intra-beam scattering“ [Fran 87, Fran 86].

Um hochgeladene Ionen für längere Zeit (d.h. mindestens mehrere Sekunden) zu speichern, muss der Restgasdruck im ESR extrem niedrig sein, weil fast alle Strahlverluste durch Umladungseffekte verursacht werden. Gerade bei niedrigen Energien von nur wenigen MeV/u sorgen Effekte wie NRC (s. Kapitel 2.1) für extrem kurze Lebensdauern. Deshalb wird mit allen möglichen Mitteln und Expertise dafür gesorgt, dass der Restgasdruck im niedrigen  $10^{-11}$  mbar Bereich liegt. Entlang des ganzen Rings sind deshalb kräftige Ionen-, Turbo-, Vor- und Sublimationspumpen montiert. Außerdem bestehen alle Ring-Komponente ausschließlich aus Edelstahl der höchsten Güte. Zudem müssen alle UHV-Teile  $\geq 200$  °C ausheizbar sein. Der ESR hat einen Umfang von etwa 108 m und ist damit halb so groß wie das SIS-18. Die Dipolmagnete haben eine maximale Magnetische Steifigkeit von 10 Tm. Eine sehr ausführliche ESR Beschreibung ist gegeben in [Fran 87]. Der ESR hat eine große transversale und longitudinale Impuls Akzeptanz, und bietet sowohl stochastische als auch Elektronenkühlung von gespeicherten Ionenstrahlen. Abbildung 4.2 zeigt eine detaillierte schematische Darstellung des ESR. Speziell für „in-ring“ Experimente wurden im ESR zwei ca. 10 m lange, dispersionsfreie gerade Strecken eingebaut, wovon eine den Elektronenkühler enthält und die andere das eingebaute Gas-Jet Target, eine Fluoreszenz-Nachweistrecke und die beiden Schottky Pick-Up Systeme. Mittels zweier gegenüberliegender Radiofrequenz Kavitäten ist es möglich, die Energie der gespeicherten Ionen über einen großen Bereich zu ändern.

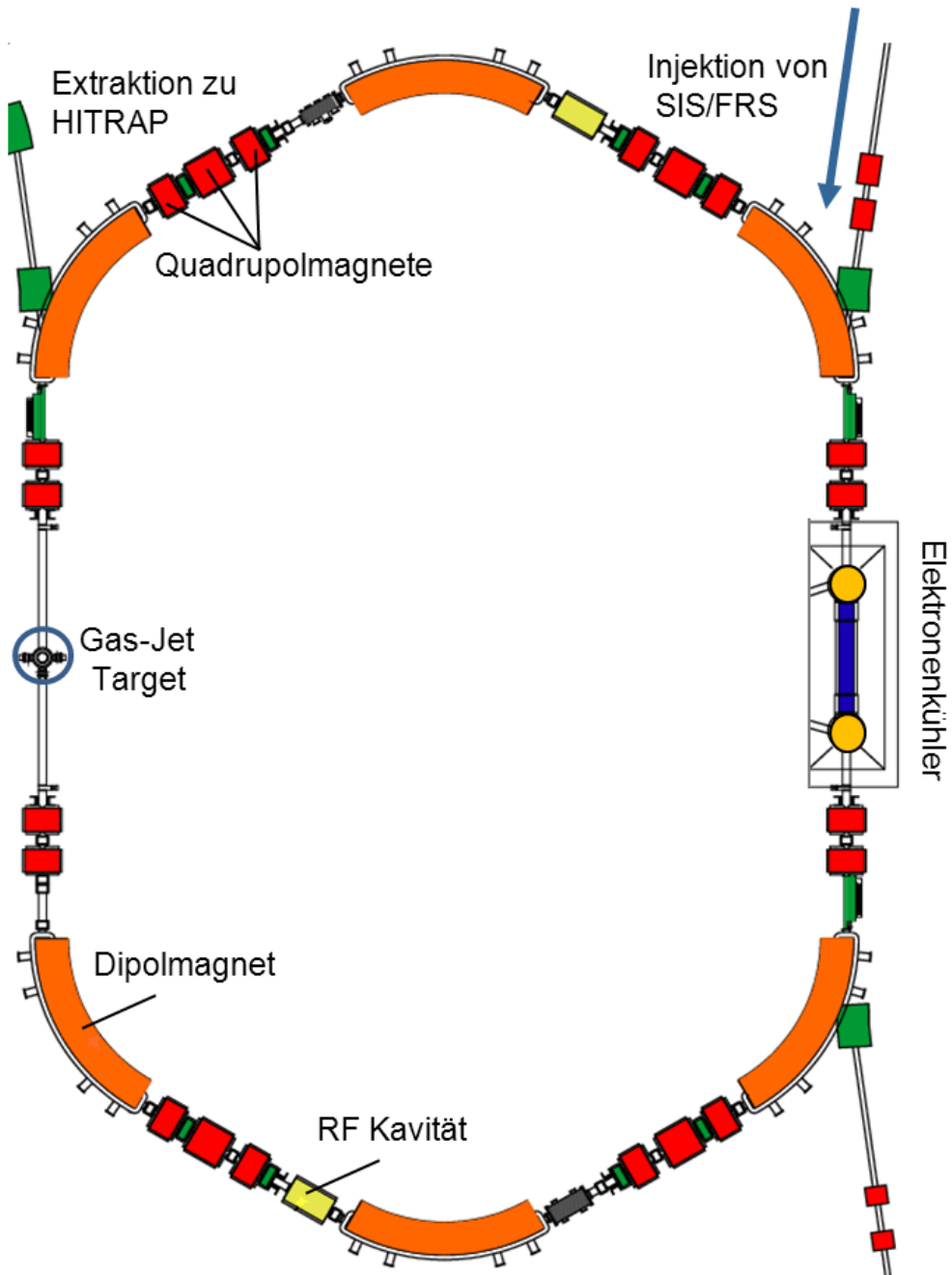


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Experimentier-Speicherrings ESR.

### 4.3 Kühlung des Ionenstrahls

Direkt nach der Injektion vom SIS in den ESR, hat der Ionenstrahl eine breite Maxwellsche Energieverteilung. Wird dieser Strahl nicht sofort gekühlt, würde er wegen der Dispersion der Magnete nach relativ kurzer Zeit verloren gehen. Um das zu verhindern und die Lebensdauer des Strahls deutlich zu vergrößern, sind stochastische und/oder Elektronenkühlung vorgesehen.

Bei stochastischer Kühlung (Simon Van der Meer, Nobelpreis 1984 [Meer 85]) werden Abweichungen des Ionenstrahls von der zentralen Bahn mittels eines Pick-Up Systems aufgenommen. Abhängig von der Größe der Abweichung, wird ein Signal produziert, welches an ein Bahnkorrektur-System weitergegeben wird. Dieses System generiert genau im richtigen Moment (auf der gegenüberliegenden Seite des ESR) einen entsprechenden Puls, wodurch der Ionenstrahl korrigiert wird. Nach vielen Umläufen und Korrekturpulsen wird so im Endeffekt der Strahl gekühlt. Stochastisches Kühlen ist am Effizientesten bei hohen Strahlenergien und niedrigen Strahlintensitäten [Nold 00, Nold 04].

Um den Ionenstrahl bei niedriger Strahlenergie doch effizient kühlen zu können, wurde Elektronenkühlung angewendet [Poth 90, Stec 04]. Abbildung 4.3 zeigt eine schematische Darstellung des Elektronenkühlers. Der Elektronenkühler besteht aus einer Elektronenkanone (max. 10 A), einer Hochspannungsanlage (max. 320 kV), einer 2,5 m langen, geraden Strecke (Kühlerstrecke) mit einem starken Magnetfeld (max. 0,25 T) und einem kräftigem Kollektor. Die Elektronenkanone generiert einen starken kontinuierlichen Elektronenstrahl, der über die Kühlerstrecke vom Magneten komprimiert (Durchmesser ca. 3 mm) und danach im Kollektor „entsorgt“ wird. Auf der Kühlstrecke wird der Elektronenstrahl mit dem Ionenstrahl überlagert. Die Geschwindigkeit der Elektronen muss der mittleren Geschwindigkeit der Ionen entsprechen, damit die Ionen (durch die Coulomb-Wechselwirkung) nach vielen Umläufen die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen übernehmen können. Dieser Prozess dauert typischerweise nur ein paar Sekunden, da die Umlauffrequenz etwa 1 MHz beträgt.

Im ESR kann die longitudinale Impulsbreite, oder  $\Delta p/p$ , des Ionenstrahls durch Messungen der Ionenfrequenz präzise bestimmt werden. Üblicherweise liegt  $\Delta p/p$  im Bereich von  $10^{-4} - 10^{-5}$ . Um die Ionenfrequenz zu messen wird der Effekt ausgenutzt, dass geladene Teilchen in *pick-up* Elektroden eine Bildladung induzieren. Der Umlauf eines gespeicherten Ionenstrahls induziert so ein Rauschen, *Schottky noise* [Stec 97] genannt, was mittels empfindlicher Elektronik ausgelesen werden kann. Abbildung 4.4 zeigt ein Beispiel Schottky Spektrum direkt nach der Injektion in den ESR (oben), und direkt nach dem Elektronenkühlen (unten) von mehreren Sekunden. Die horizontale Achse entspricht der Frequenz, die vertikale der Intensität des Strahls.

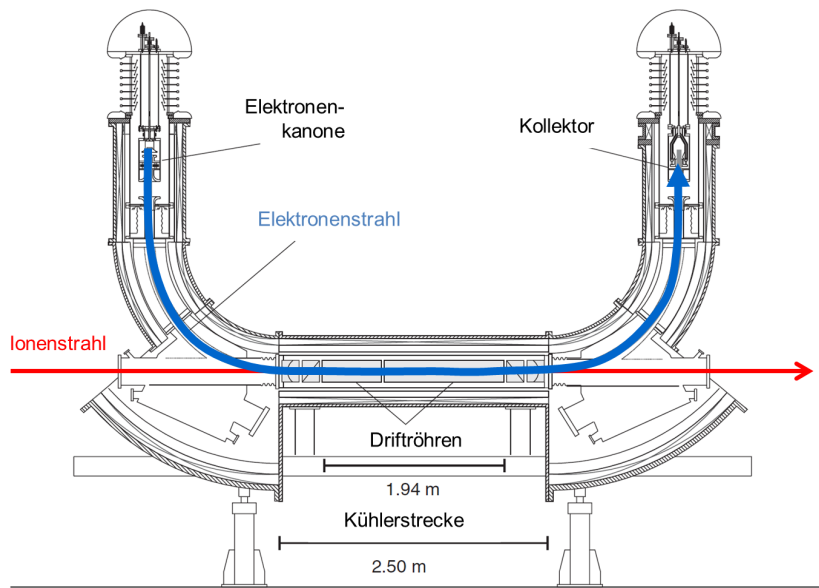


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des ESR Elektronenkühlers [Ange 88].

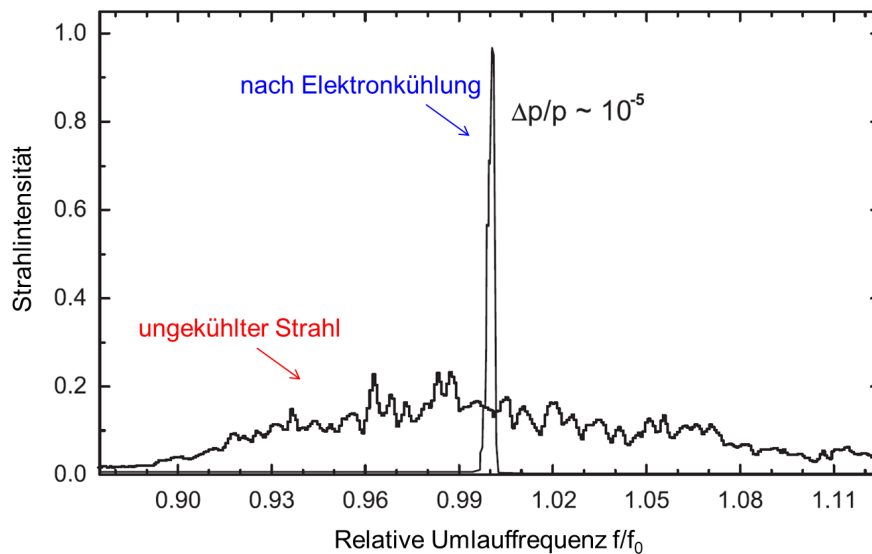


Abbildung 4.4: Schottky Spektrum von einem Ionenstrahl direkt nach der Injektion und nach Elektronenkühlung [Eich 07].

Auch am Elektronenkühler werden regelmäßig Experimente durchgeführt. Dort werden Dichten von ca.  $10^7$  Elektronen/cm<sup>3</sup> erreicht, weshalb er gut als Elektronentarget verwendet werden kann [Gumb 05, Reus 08, Bern 11]. Mit Hilfe der eingebaute Driftröhren (s. Abb. 4.3) kann der Elektronenstrahl leicht verstimmt werden, im Vergleich zur Ionengeschwindigkeit. Diese Bedingungen eignen sich hervorragend für Untersuchungen von Di-Elektronischer Rekombination (DR) in schweren hochgeladenen Ionen [Bran 03, Bran 12].

## 4.4 Das interne Gas-Jet Target

Am Gas-Jet Target wird die Wechselwirkung zwischen Ionen und Gas-Atomen (Gas-Molekülen) unterschiedlicher Art und Flächen-Dichten (Teilchen/cm<sup>2</sup>) untersucht. Eine schematische Darstellung des Gas-Jet Targets ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Es stehen Wasserstoff (H<sub>2</sub>), Helium, Stickstoff (N<sub>2</sub>), Neon, Argon, Krypton und Xenon zur Verfügung [Reic 97]. Die maximale Target-Dichte für leichte Gase liegt bei etwa 10<sup>14</sup> cm<sup>-2</sup>, und die für schwere Gase bei etwa 10<sup>12</sup> cm<sup>-2</sup>. Mittlere Werte sind also etwa 10<sup>13</sup> cm<sup>-2</sup> (für H<sub>2</sub> und N<sub>2</sub>), wobei der Ionenstrahl typischerweise eine Lebensdauer von einigen Minuten im ESR hat.

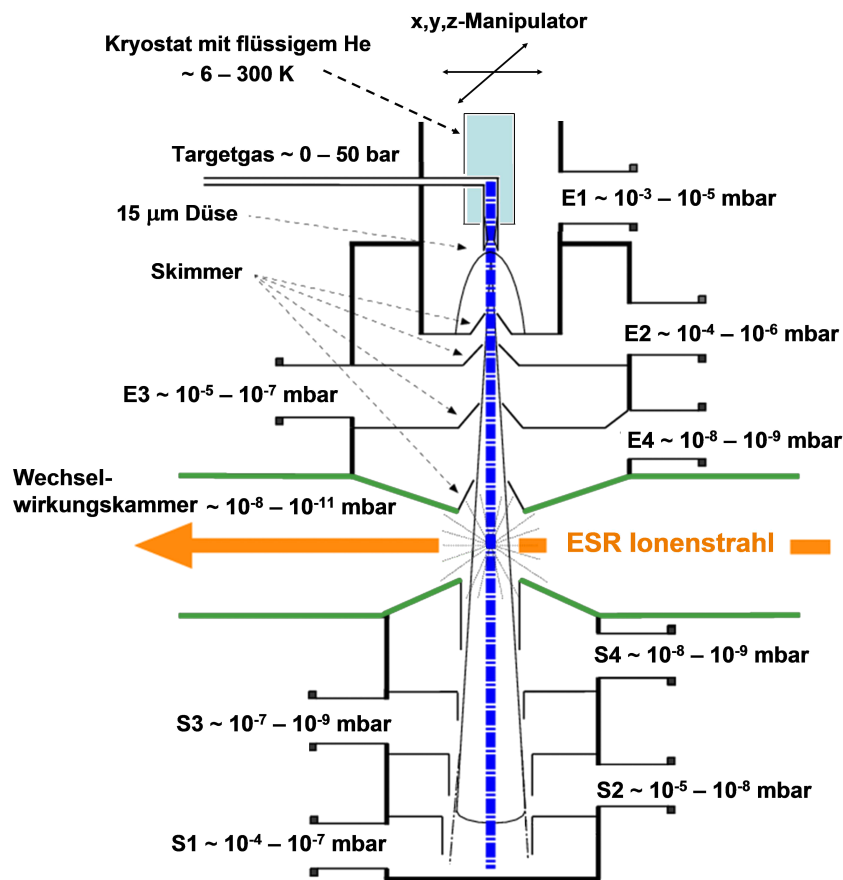


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung des internen Gas-Jet-Targets des ESR.

Wenn man bedenkt, dass der typische Gasdruck in Flaschen etwa 200 bar beträgt, und der Restgasdruck im ESR etwa 10<sup>-11</sup> mbar (UHV) ist, wird deutlich, dass ein Gas-Jet Target im ESR keine triviale Sache ist. Deshalb wird ein dediziertes mehrstufiges Pumpsystem angewendet und ein Überschall Gas-Jet erzeugt, wie in Abbildung 4.5 gezeigt. Oberhalb des ESR-Strahlrohrs befindet sich ein vierstufiger „Einlass“ (E1 ... E4) und unterhalb des Rohrs ein vierstufiger „Sumpf“ (S1 ... S4). Beide Sektionen (E und S) werden von je drei kräftigen Turbomolekularpumpen über ein Roots-Vorpumpensystem gepumpt. Auch wenn das

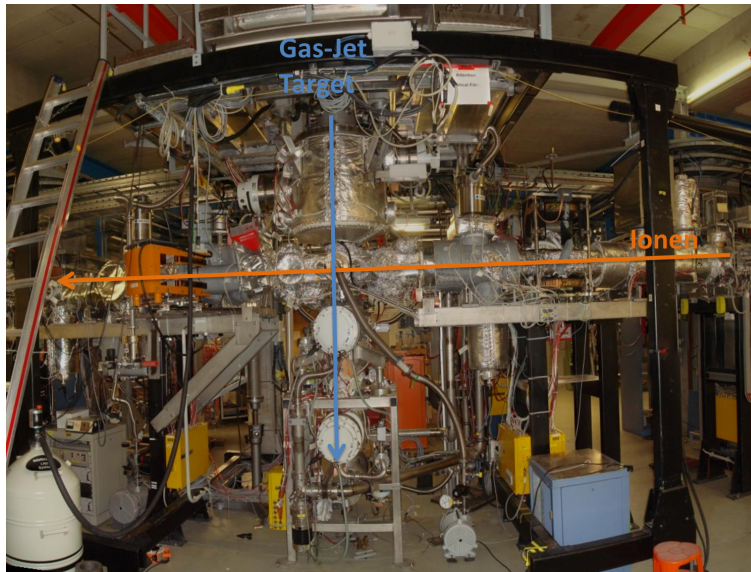


Abbildung 4.6: Foto vom Gas-Jet Target am ESR: Der Ionenstrahl kommt von rechts und der Gas-Jet von oben. Die Strahlen kreuzen einander in der Mitte der UHV-Wechselwirkungskammer, und dieser Punkt ist über mehrere Flansche mit unterschiedlichen Fenstern und Detektoren (nicht aufgebaut) erreichbar.

Target in Betrieb ist, bleibt der Restgasdruck im ESR-Target im  $10^{-10}$  mbar Bereich. Die Drücke aller Sektionen werden ständig überwacht und während eines Experiments auch kontinuierlich mitgeschrieben. Der Durchmesser des Gas-Jets wird durch die Größe der zwei, in der Einlass-Sektion eingebauten „Skimmer“, zusammen mit dem Abstand „Düse - Ionenstrahl“ bestimmt. Mithilfe einer CCD-Kamera, die auf das Target gerichtet war, wurde experimentell ein Durchmesser von 5 mm ermittelt, was mit entsprechenden geometrischen Rechnungen übereinstimmt. Der Ionenstrahldurchmesser beträgt etwa 3 mm.

In den letzten Jahren hat die Helmholtz-Hochschul-Nachwuchsgruppe von Robert Grisenti (GSI und Uni Frankfurt) [Gris] ein kryogenes Gas-Jet Target entwickelt, um mit mehreren Gasen stabile und hohe Dichten produzieren zu können. Hierzu wird ein spezieller Kryostat verwendet, welcher sich in der Einlass-Sektion des Gas-Jet Aufbaus befindet. Die Düse, die am Ende des Kryostats montiert ist, hat einen Durchmesser von etwa  $15 \mu\text{m}$ , wodurch das Gas ins Vakuum expandiert. Abhängig vom eingestellten Druck und Temperatur, kann sich so ein normaler Gas-Jet, ein Cluster-Jet oder ein Strahl aus kleinen flüssigen Tröpfchen bilden [Kueh 09]. Von 2008 bis 2012 wurde mit vielen Gasen und Dichten experimentiert. Dabei wurden mehr Experimente mit Wasserstoff und Stickstoff durchgeführt, als mit den Edelgasen He, Ne, Ar, Kr und Xe.



# Kapitel 5

## Experimenteller Aufbau und Durchführung des Experiments

### 5.1 Experiment Planung

Das Ziel der hier dargestellten Experimente ist die Beobachtung des Radiativen Doppel-Elektronen-Einfang-Prozesses (RDEC) in niederenergetischen Stößen (30 MeV/u) von  $\text{Cr}^{24+}$ -Ionen mit He und  $\text{N}_2$ . Wie schon in Kapitel 3 erläutert wurde, bieten die Untersuchungen des RDEC-Prozesses auch die Möglichkeit die Elektron-Elektron Korrelationseffekte zu untersuchen. Dieses Experiment ist nicht der erste Versuch den RDEC-Prozess zu beobachten und den Querschnitt<sup>1</sup> zu bestimmen. Die verschiedenen theoretischen Vorhersagen in diesem Gebiet liegen sehr weit auseinander (s. Kapitel 3), was die Experimentplanung nicht vereinfacht und es gibt kaum überzeugende experimentelle Ergebnisse.

Anders als in vorherigen „single-pass“ Experimenten [Warc 95, Simo 10b], bei denen die Projektil-Ionen auf eine Target-Folie geschossen wurden, handelt es sich in dieser Arbeit um ein Experiment mit gespeicherten Projektilen („multi-pass“), die mit einem Gas-Jet Target wechselwirken. Während in Target-Folien Flächen-Dichten im Bereich von 20 mg/cm<sup>2</sup> oder 10<sup>21</sup> Atome/cm<sup>2</sup> herrschen, erreichen Gase eher Flächen-Dichten im Bereich von 10<sup>12</sup> Atome/cm<sup>2</sup>.

Einige Vorteile dieses ESR Experiments gegenüber den bisherigen:

- Der Ionenstrahl ist sehr gut gekühlt und hat deshalb eine scharf-definierte Energie.
- Die Vakuumbedingungen im ESR sind exzellent (Restgasdruck 10<sup>-11</sup> mbar), wodurch relativ wenig Untergrundstrahlung entsteht.

---

<sup>1</sup>Verkürzte Schreibweise für Wechselwirkungsquerschnitt.

- Die Targetdichte kann prinzipiell über einen relativ großen Bereich stufenlos geändert werden.
- Sehr sauberes Gas-Jet-Target, keine Kontamination.
- Die viel geringeren Target-Dichten garantieren Einzelstoß-Bedingungen.
- Die Röntgenstrahlen können *in Koinzidenz* mit den umgeladenen Teilchen ausgewertet werden, was sehr „saubere“ Spektren produziert.

Die für dieses Experiment verwendeten Stoßsysteme ( $\text{Cr}^{24+}$  auf He und  $\text{N}_2$ ) wurden einerseits ausgewählt, weil die theoretischen Vorhersagen bei einer Energie von ungefähr 30 MeV/u einen großen RDEC-Querschnitt versprechen und andererseits, um mögliche Effekte des Targets (d.h. die Elektronen-Korrelation) zu untersuchen.

### Target

Für Helium ist das Verhältnis der Elektron-Elektron-Wechselwirkung im Vergleich zu der Kern-Elektron-Wechselwirkung am günstigsten. Hier herrschen somit ideale Bedingungen zur Untersuchung des RDEC. Braucht man aber höhere Ereignisraten, dann sollte besser ein Mehr-Elektronen-System wie, z.B. Stickstoff, gewählt werden. Um optimale Experiment-Bedingungen zu erreichen, wurden nur saubere Gase (UHP-Grade 5.0, 99.999% Reinheitsgehalt) verwendet.

Der RDEC-Prozess hat, im Vergleich zu den REC- und NRC-Prozessen, einen viel kleineren Querschnitt, weshalb die meisten bisherigen Experimente mit Festkörper-Targets durchgeführt wurden. Dadurch konnte kostbare „Strahlzeit“ eingespart werden. Beträchtliche Nachteile von Festkörper-Targets sind allerdings, dass durch die hohen Dichten keine Einzelstoß-Bedingungen gewährleistet sind und diese Targets durch ihre Produktion aus mehreren Elementen bestehen können. Die Target-Oberfläche (beide Seiten) ist z.B. auch immer leicht kontaminiert von der Präparation und vom Restgas. Dies alles führte u.a. dazu, dass die bisher gemessenen Spektren einen relativ starken Untergrund hatten, und deren Interpretation kompliziert und nicht eindeutig war [Warc 95, Simo 10b].

In Abbildung 5.1 sieht man die für dieses Experiment relevanten Dichten für  $\text{N}_2$ . Die maximal erreichte Flächen-Dichte  $n\Delta x$  für Stickstoff lag bei  $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , für Helium bei etwa  $6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .

### Projektil

Die neusten theoretischen Untersuchungen zeigen, dass Projektile mit  $15 < Z < 50$  die größten RDEC-Querschnitte haben (s. Kapitel 3). Die Bindungsenergien der

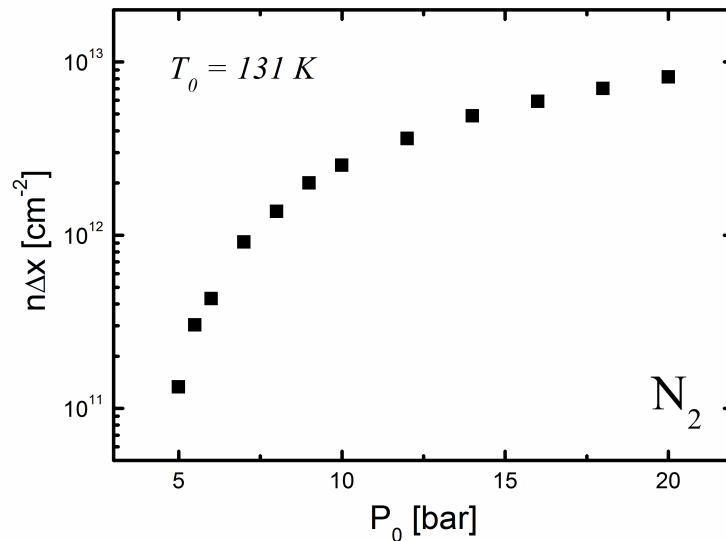


Abbildung 5.1: Erreichte Target Flächen-Dichte für Stickstoff als Funktion des Drucks. Die Dichte  $n\Delta x$  steigt von sehr niedrig ( $10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) über zwei Größenordnungen bis auf ( $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ) an, wo sie in Sättigung geht.

$K$ - und  $L$ -Schale dieser Elemente liegen im niedrigen Energiebereich (1-10 keV). Mit  $Z = 24$  liegt Chrom gerade im gewünschten mittleren  $Z$ -Bereich und die  $K$ -Schale, welche eine Bindungsenergie von 7,898 keV besitzt, ist gut von der  $L$ -Schale (Bindungsenergie von 1,963 keV) getrennt. Die für dieses Experiment am besten geeignete kinetische Energie des  ${}^{54}_{24}\text{Cr}^{24+}$ -Projektils beträgt 30 MeV/u, was etwa 25% der Lichtgeschwindigkeit entspricht.

Von bewegten Quellen emittierte Strahlung ist immer Doppler-verschoben, und bei diesen relativistischen Energien sind die Doppler-Verschiebungen beträchtlich. Diese Effekte sind aber sehr gut bekannt und können mit Hilfe von Einsteins spezieller Relativitätstheorie präzise berechnet werden:

$$E_{lab} = \frac{E_{proj}}{\gamma(1 - \beta \cos \theta_{lab})} \quad (5.1)$$

Hierbei sind  $E_{lab}$  und  $E_{proj}$  die Photonenenergien im Labor-bzw. im Emitter-System,  $\theta_{lab}$  ist der Nachweiswinkel im Laborsystem,  $\beta$  die relative Ionengeschwindigkeit ( $c$  ist die Lichtgeschwindigkeit), und  $\gamma$  der relativistische Lorentz-Faktor:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (5.2)$$

Aus Gleichung 5.1 folgt, dass die Photonenenergie im Laborsystem sehr stark von dem Nachweiswinkel abhängt. Tabelle 5.1 zeigt die für dieses Experiment relevante Kinematik. In Tabelle 5.2 und 5.3 sind die wichtigsten Energien von Projektilstrahlung für die (Labor) Nachweiswinkel  $35^\circ$  und  $90^\circ$  eingetragen.

Wie aus Tabelle 5.2 und 5.3 hervorgeht, sind die  $K$ -REC und  $L$ -REC Energien im Laborsystem gut voneinander getrennt und liegen, auf Grund der relativistischen Doppler-Verschiebung, zwischen 15 und 30 keV.

## Energie-Abhängigkeit der Umladungsprozesse

Die aktuellsten Rechnungen prognostizieren, dass der RDEC-Querschnitt ( $\sigma_{RDEC}$ ) für  $Z = 24$  bei niedriger Energie, d.h. unter 50 MeV/u, am größten ist. Da im Experiment der RDEC-Prozess weitgehend von den einfacheren Umladungsprozessen REC und NRC überdeckt wird, ist es wichtig, eine realistische Abschätzung dieser beiden dominierenden Prozesse zu bekommen. Diese Prozesse sind sehr gut verstanden und die Querschnitte können mit relativ großer Zuverlässigkeit berechnet werden (s. Kapitel 2). Nichtstrahlender Elektroneneinfang (NRC) wurde mit der Eikonal-Näherung und Strahlender Elektroneneinfang (REC) nach Stobbe berechnet.

$Z_{proj}$	24
$E_K$ (Bindungsenergie in keV)	7,898
$E_L$ (Bindungsenergie in keV)	1,963
$\theta$ ( $^\circ$ )	35 und 90
$E_{kin}^{proj}$ (MeV/u)	30
$v_{proj}$ (a.u.)	33,964
$\beta$	0,247
$\gamma$	1,032
Dopplerverschiebung ( $90^\circ$ )	0,968
Dopplerverschiebung ( $35^\circ$ )	1,215

Tabelle 5.1: *Kinematik des Projektil-Target Stoßsystems.*

Linie	Energie
$K\alpha$	7,214 keV
$K\beta$	8,541 keV
$L\alpha$	1,327 keV
$E_{K-REC}$	29,606 keV
$E_{L-REC}$	22,392 keV

Tabelle 5.2: *Energien von Projekttilstrahlung im Laborsystem unter einem Nachweiswinkel von  $35^\circ$ .*

Linie	Energie
$K\alpha$	5,749 keV
$K\beta$	6,807 keV
$L\alpha$	1,057 keV
$E_{K-REC}$	23,595 keV
$E_{L-REC}$	17,845 keV

Tabelle 5.3: *Energien von Projekttilstrahlung im Laborsystem unter einem Nachweiswinkel von  $90^\circ$ .*

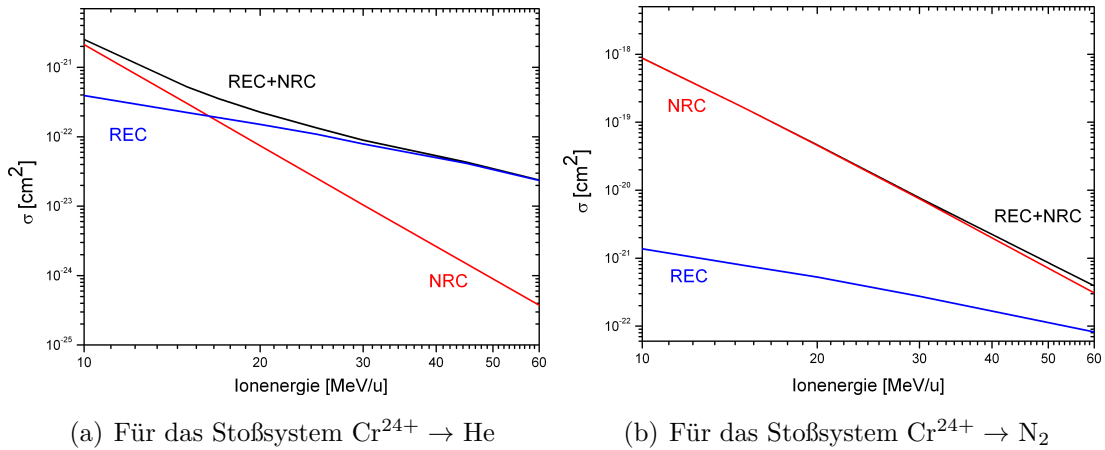
(a) Für das Stoßsystem  $\text{Cr}^{24+} \rightarrow \text{He}$ (b) Für das Stoßsystem  $\text{Cr}^{24+} \rightarrow \text{N}_2$ 

Abbildung 5.2: Ausgerechnete Wirkungsquerschnitte für Elektroneneinfang als Funktion der Projektilenergie. NRC wurde mit Eikonal-Näherung und REC nach Stobbe berechnet.

Abbildung 5.2(a) zeigt die berechneten REC- und NRC-Querschnitte für Elektroneneinfang als Funktion der Projektilenergie für das Stoßsystem  $\text{Cr}^{24+} \rightarrow \text{He}$ . Was sofort ins Auge springt, ist der starke Abfall des NRC-Querschnitts ( $\sigma_{NRC}$ ). Wenn sich die Energie nur um einen Faktor 6 ändert, fällt  $\sigma_{NRC}$  um etwa 4 Größenordnungen. Der REC-Querschnitt ( $\sigma_{REC}$ ) fällt über den gleichen Energiebereich nur um etwa eine Größenordnung ab und dominiert ab 20 MeV/u schon deutlich den totalen Querschnitt (REC+NRC). Dies ist wichtig, weil  $\sigma_{RDEC}$  direkt abhängig von  $\sigma_{REC}$  ist.

In Abbildung 5.2(b) werden die berechneten Querschnitte  $\sigma_{REC}$  und  $\sigma_{NRC}$  für das Stoßsystem  $\text{Cr}^{24+} \rightarrow \text{N}_2$  gezeigt. Auffällig ist, dass  $\sigma_{REC}$  am Anfang (bei 10 MeV/u) um drei Größenordnung kleiner ist als  $\sigma_{NRC}$ , während der Unterschied bei höheren Energien kaum noch eine Größenordnung beträgt. Es ist klar, dass bei diesem Stoßsystem und gerade bei einer Energie von 30 MeV/u,  $\sigma_{NRC}$  deutlich dominiert.

Ein großer Umladungsquerschnitt bedeutet eine kurze Lebensdauer für den im ESR gespeicherten Ionenstrahl. Beträgt die Lebensdauer bei den höchsten Energien (400 MeV/u) typischerweise 10-30 Minuten, liegt sie bei den niedrigsten Energien (4 MeV/u) nur noch im Bereich weniger Sekunden. Somit ist die effektive Messzeit sehr kurz, wodurch man sehr oft einen neuen Spill in den Speicherring einschießen muss. Um effizient messen zu können, muss also der beste Kompromiss zwischen einerseits der Lebensdauer des Ionenstrahls und andererseits der Wechselwirkungsrate gefunden werden.

Abbildung 5.3(a) zeigt die berechnete Lebensdauer des Ionenstrahls im ESR als Funktion der Helium-Targetdichte für drei Energien (10, 20 und 30 MeV/u). Diese Rechnungen wurden mit Hilfe des 'Ion Beam Lifetime Calculator' Programms

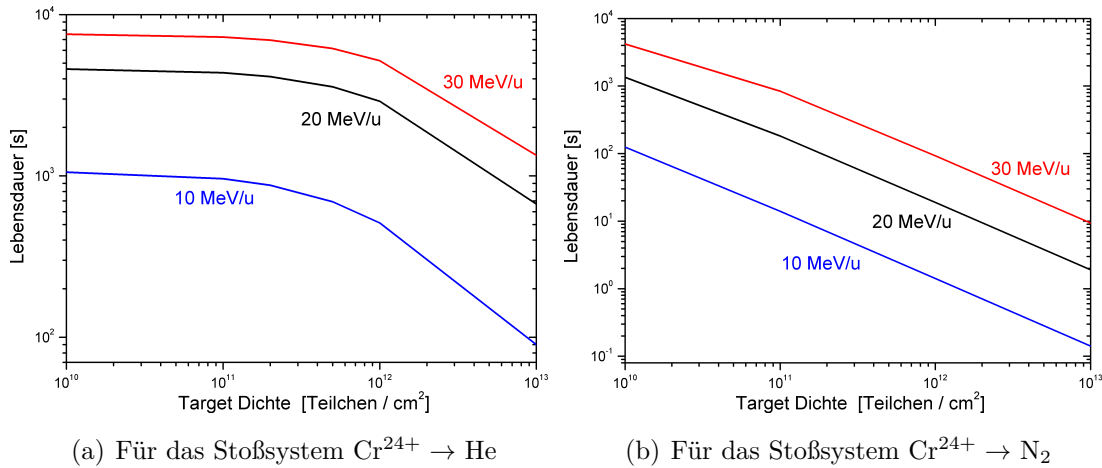


Abbildung 5.3: Ausgerechnete Lebensdauer Ionenstrahls in ESR als Funktion der Targetdichte.

[Thom] durchgeführt. Obwohl die Projektil-Energien schon recht niedrig sind, sind die Lebensdauern noch sehr lang. Bei Target-Dichten von  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  lebt der Strahl im Durchschnitt mehrere tausend Sekunden (fast Stunden). Bei höheren Dichten fällt die Lebensdauer um etwa eine Größenordnung ab. Bei 30 MeV/u ist die Lebensdauer über den gesamten Dichten-Bereich sehr lang (10 mal so lang wie bei 10 MeV/u).

Bei Stickstoff sieht die Lage komplett anders aus. Für jede Energie (10, 20 und 30 MeV/u) fällt die Lebensdauer über den Dichte-Bereich von  $10^{10}$  bis  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  um fast 3 Größenordnungen exponentiell ab. Selbst der Unterschied zwischen 10 und 30 MeV/u ist hier größer als bei Helium (etwa 100 mal). Aber bei 30 MeV/u lebt der Ionenstrahl bei „standard“  $\text{N}_2$ -Dichten ( $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) immer noch etwa 100 Sekunden.

## Raten-Abschätzungen

Sind die Querschnitte der relevanten (Projektil-Target) Umladungsprozesse gut genug bekannt und kennt man die Anzahl der Ionen und die Target-Dichte, dann können vor dem Experiment Raten-Abschätzungen gemacht werden. Ausgehend von diesen Raten lässt sich Hochrechnen, wie lange das Experiment durchgeführt werden muss (Strahlzeit), bis ein statistisch-relevantes Ergebnis gemessen ist.

Die Photonen-Rate (in Hz) kann mit Hilfe von Gleichung 5.3 abgeschätzt werden.

$$\frac{dN_i}{dt} = N \cdot f \cdot \sigma_i \cdot n_T \cdot \varepsilon \cdot d\Omega \quad (5.3)$$

Hierbei ist  $N$  die Anzahl der im ESR gespeicherten Ionen,  $\sigma_i$  der Querschnitt des relevanten Prozesses ( $i$ ) in  $\text{cm}^2$ ,  $n_T$  die Target-Flächendichte in  $\text{cm}^{-2}$ ,  $\varepsilon$  die Nachweiseffizienz und  $d\Omega$  der Raumwinkel des Detektors in  $sr$ . Die Umlauffre-

quenz des Ionenstrahls  $f$  (Hz) lässt sich leicht ausrechnen:  $f = v/L$ . Wobei  $v$  die Geschwindigkeit der Ionen ist und  $L$  der Umfang des ESR (ca. 108 m). Wenn mehrere Prozesse  $i$  die Photonen-Rate beeinflussen, müssen natürlich alle betreffenden Querschnitte  $\sigma_i$  in Betracht gezogen werden. Für dieses Experiment sind die relevanten Prozesse: REC, NRC, DREC und RDEC, wobei die Querschnitte der beiden letztgenannten Prozesse wesentlich kleiner sind, als die der ersten beiden Prozesse.

Für das Stoßsystem  $\text{Cr}^{24+} \rightarrow \text{He}$ , bei einer Energie von 30 MeV/u, sind die benötigten Experiment Parameter für eine Raten-Abschätzung in Tabelle 5.4 zu sehen.

$N$	$4 \cdot 10^7$ Ionen
$f$	685709 Hz
$\sigma_{K-REC(90^\circ)}$	$1,2 \cdot 10^{-22}$ cm <sup>2</sup>
$n_{He}$	$6 \cdot 10^{12}$ cm <sup>-2</sup>
$\varepsilon$	0,90
$d\Omega$	$3,7 \cdot 10^{-3}$ sr

Tabelle 5.4: *Realistische Experiment-Parameter die für eine Abschätzung der Photonen-Rate benötigt werden.*

Da die Nachweiseffizienz für den Teilchenzähler nahezu 100% beträgt, genügt es hier, die Nachweiseffizienz für den HPGe-Röntgendetektor zu betrachten. Der Raumwinkel  $d\Omega$  entspricht hier dem des 90° Detektors. Wenn die Zahlen aus Tabelle 5.4 in Gleichung 5.3 eingesetzt werden, ergibt sich eine K-REC Rate von 66 Hz.

Ziel dieser Messungen war es, innerhalb der Messzeit genügend Daten zu sammeln, um, basierend auf dem theoretischen Querschnitt  $\sigma_{RDEC}$ , die K-RDEC Linie beobachten zu können. Da die existierenden theoretischen Rechnungen sehr weit auseinander liegen, wurde der Querschnitt basierend auf Mikhailov Rechnungen  $\times 25$  genommen (siehe Kapitel 3). Wird Helium als Target verwendet, dann ist die K-RDEC Rate sehr niedrig: etwa 8 Ereignisse pro Tag (24 Stunden). Für Stickstoff ist die K-RDEC Rate deutlich höher: 370 Ereignisse pro Tag (24 Stunden).

## 5.2 Wechselwirkungskammer

Die Wechselwirkungskammer am ESR Gas-Jet Target ist der zentrale Experimentierplatz für verschiedene atomphysikalische Experimente. Die Kammer ist ausgestattet mit mehreren DN100CF-Flanschen, montiert unter verschiedenen

Beobachtungswinkeln ( $\theta$ ). Abbildung 5.4 zeigt eine schematische Darstellung der Wechselwirkungskammer. Unter den Beobachtungswinkeln  $35^\circ$ ,  $90^\circ$  (an Innen- und Außenseite des Rings) und  $150^\circ$  sind hutförmige Adapterflansche montiert. Die verwendeten HPGe-Detektoren wurden mit ihren „Nasen“ in diese Hüte geschoben, so dass der Abstand zum Wechselwirkungspunkt minimal und der Messwinkel gut definiert ist. Dies ist auch in Abbildung 5.5 grafisch erklärt. Unter  $145^\circ$  (außen) wurde ein Photomultiplier Tube (PMT) montiert, der auf das Target schauen soll. Der PMT ist im Bereich des sichtbaren Lichts empfindlich.

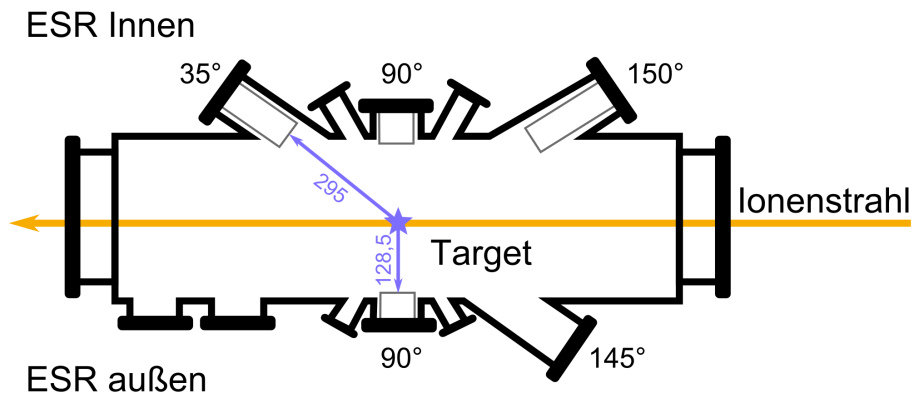


Abbildung 5.4: UHV-Wechselwirkungskammer am ESR Gas-Jet Target.

Hier ist es angebracht, nochmals kurz zu erwähnen, dass die UHV-Bedingungen im ESR sehr streng sind: alle Teile müssen  $\geq 200^\circ\text{C}$  ausheizbar sein, der Restgasdruck muss im niedrigen  $10^{-11}$  mbar Bereich liegen und das Restgasspektrum muss sauber sein. Für nieder Energetischen Photonen sind UHV-Fenster aus Beryllium<sup>2</sup> am besten geeignet. Obwohl die Transmission dieser Fenster für Röntgenphotonen oberhalb von 3 keV fast 100% ist, fällt sie unterhalb dieser Energie, abhängig von der Dicke des Fensters, deutlich ab. Deshalb werden sehr dünne (etwa  $100\ \mu\text{m}$  Dicke) DN40CF Be-Fenster in die Hüte montiert. Alle anderen an der Wechselwirkungskammer montierten Flansche haben entweder Edelstahl-Fenster, für energetische Röntgenstrahlung oder Fenster z.B. aus Quarz für Fluoreszenz Messungen vom Target.

Wegen der Geometrie der Kammer und der damit verbundenen Anordnung der Flansche, sind die Be-Fenster nicht alle gleich weit vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Das gleiche gilt damit auch für die montierten Detektoren. Die entsprechenden „Target  $\leftrightarrow$  Be-Fenster“ Abstände sind in Abbildung 5.4 angegeben. Der Grund für diese Kammer-Geometrie ist, dass innerhalb eines Abstands von 11 cm von der Mitte der Targetkammer, nichts im Wege sein darf, da der Ionenstrahl sonst darauf treffen könnte und die Akzeptanz des Speicherrings beeinträchtigt

<sup>2</sup>Be-Fenster bringen ein Sicherheitsrisiko mit sich: bei Schaden kann sich BeO formen, was giftig und schwierig zu entsorgen ist.



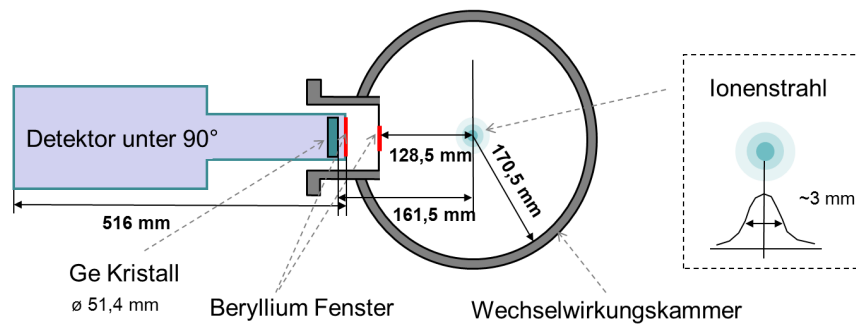


Abbildung 5.5: Schematischer Aufbau des 90° HPGe-Röntgendetektors an der Wechselwirkungskammer (gesehen in Strahlrichtung.)

würde<sup>3</sup>. Aus Abb. 5.4 ist leicht zu erkennen, dass der 90° Detektor den größten Raumwinkel abdeckt. Um die höchste Photonen-Rate zu bekommen, wurde der größte Detektor (Kristalldurchmesser 51,4 mm) unter 90° montiert, siehe auch Abb. 5.5. Für diesen Flansch ergibt sich der Raumwinkel zu: ( $d\Omega = 0,047/4\pi$  sr).

## 5.3 Röntgendetektoren

Die Detektoren zum Röntgennachweis sollten eine sehr gute Energieauflösung, eine hohe Quanteneffizienz und eine gute Zeitauflösung besitzen. Manchmal kommt noch eine gute Orts-Empfindlichkeit dazu, wie z.B. bei 2D-Detektoren für Röntgenpolarimetrie [Spil 08, Webe 10]. Leider existiert der perfekte Detektor (noch) nicht und es werden den Bedingungen entsprechend unterschiedliche Detektoren eingesetzt.

### Halbleiterdetektoren

Bei Halbleiterdetektoren handelt es sich normalerweise um Systeme basierend auf einem Germanium (Ge) oder Silizium (Si) Kristall, welcher als Absorber für Röntgenstrahlung dient. Trifft ein Röntgenphoton den Kristall, so werden Elektron-Loch-Paare erzeugt, nach dem Prinzip: je höher die Energie des Photons, desto mehr Elektron-Loch-Paare. Wird eine Hochspannung am Kristall angelegt, so werden Elektronen(-) und Löcher(+) zu den Elektroden gezogen und produzieren dort ihre Signale. Die Amplitude des Signals entspricht der Energie des einfallenden Photons. Die anfänglich sehr kleinen Signale ( $\sim 1$  mV) werden sofort

<sup>3</sup>z.B. direkt nach der Injektion im ESR liegt der Ionenstrahl noch nicht zentral - er kann mehrere cm abweichen - und ist ein paar cm breit.

durch einen Vorverstärker verstärkt ( $\sim 100$  mV), damit sie besser transportiert und verarbeitet werden können [Leo 94].

Um die maximal möglich Energieauflösung von Halbleiterdetektoren zu erzielen, muss das thermische Rauschen unterdrückt werden. Da dies aber- wie der Name schon sagt -„thermisch“ ist, kann es durch Kühlung unterdrückt werden, was häufig mit flüssigem Stickstoff ( $\text{LN}_2$ ) geschieht. Durch Kühlen mit  $\text{LN}_2$  wird im Endeffekt eine viel bessere Energieauflösung erreicht. Außerdem ist die Kühlung notwendig, um die thermische Anregung von Elektronen ins Leitungsband zu unterdrücken, die beim Anlegen einer Spannung von mehreren kV zu einem Leckstrom und somit zur Zerstörung des Detektors führt.

Der Kristall muss sich außerdem im Vakuum befinden, da er ansonsten kontaminiert werden könnte, weswegen die Detektor-Nase zugleich eine kleine Vakuumkammer ist. Der Vorverstärker des Detektors sitzt in der direkten Umgebung des Kristalls, in der Nase, und wird so auch gekühlt. Das Vakuum dient auch als Isolation und verhindert so, dass der Kristall sich über die Umgebung (z.B. durch das Gehäuse) aufwärmt. Steht der Detektor unter Hochspannung und verschlechtert sich das Vakuum, dann kann der Detektor ernsthafte Schäden erleiden.

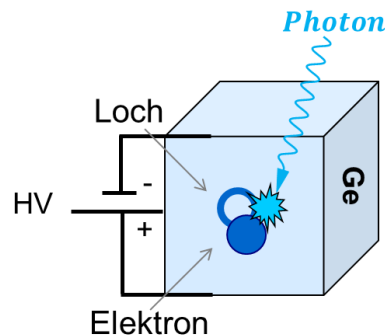
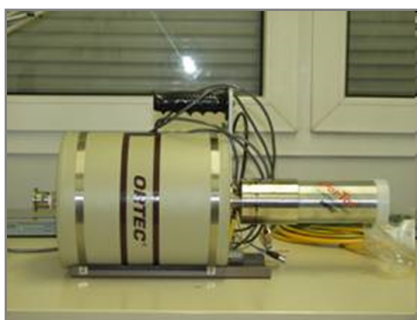


Abbildung 5.6: Foto (links) und schematisches Prinzip (rechts) des HP-Germanium Detektors.

Abbildung 5.6 zeigt (links) ein Foto von einem High-Purity Ge-Detektor (HPGe, ORTEC Lo-AX 51370/20-P), und (rechts) schematisch das Detektor-Prinzip. Auf dem Foto erkennt man den großen  $\text{LN}_2$ -Behälter und die lange, schmale Detektor-Nase. Dieser HPGe-Detektor ist übrigens auch mit einem dünnen Be-Fenster ausgestattet (s. Wechselwirkungskammer).

In Halbleiterdetektoren treten, abhängig von der Energie der eintreffenden Strahlung, drei unterschiedliche Absorptionsprozesse auf, welche in Abbildung 5.7 grafisch dargestellt sind. Bei niederenergetischer (unterhalb 1 MeV) Strahlung dominiert der Photoeffekt, Energien zwischen 0,1 und 10 MeV führen vermehrt

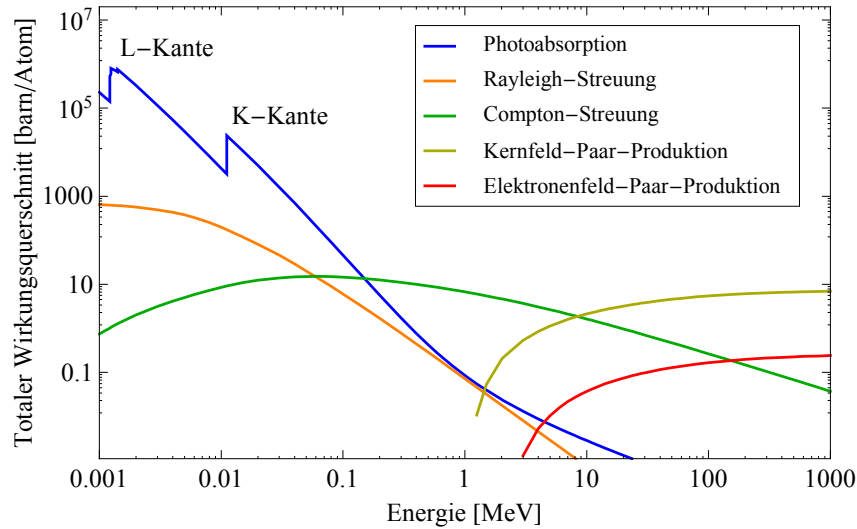


Abbildung 5.7: *Lineare Absorptionskoeffizienten in Ge- und Si-Detektoren als Funktion der Energie der eintreffende Strahlung. Bild stammt aus [Gass 12].*

zu Compton-Streuung [Comp 23] und Energien ab 1 MeV verursachen Paar-Erzeugung [Povh 06]. Beim Photoeffekt [Leo 94] wird die Energie eines Photons durch ein Atom vollkommen absorbiert und ein Elektron mit einer gewissen kinetischen Energie emittiert. Bei Compton-Streuung stößt das eintreffende Photon mit einem (meist gebundenen) Elektron und verliert dadurch einen Teil seiner Energie. Bei der Paar-Erzeugung überträgt ein Photon, in der Nähe eines Atomkerns, seine Energie und es wird ein Elektron-Positron-Paar kreiert, welches einen Teil der Energie wegträgt (der Kern nimmt auch einen Teil auf). Beide zuletzt genannten Effekte spielen bei den Energien in dieser Arbeit (15 bis 30 keV) keine Rolle und der Querschnitt für den Photoeffekt ist sehr groß. Leider produzieren „schwache“ Röntgenstrahlen nur kleine Signale in den HPGe-Detektoren, was es schwierig macht, diese Signale vom Untergrund zu unterscheiden und damit zu triggern.

## 5.4 Energiekalibrierung der Röntgendetektoren

Die Energie eines K-RDEC Photons sollte fast doppelt so groß sein, wie die eines einzelnen K-REC Photons (s. Kapitel 3). Aus Tabelle 5.2 und 5.3 kann entnommen werden, dass der Detektor unter  $90^\circ$  eine K-RDEC Energie von etwa 47,2 keV messen sollte und der unter  $35^\circ$  eine von etwa 59,2 keV. Die 59,34 keV Linie der 241-Americium ( $^{241}_{95}\text{Am}$ ) Quelle ist daher sehr gut zum Kalibrieren geeignet. Die für die Kalibrierung verwendete  $^{241}\text{Am}$ -Quelle [Nucl] hat eine Aktivität von etwa 400 kBq und wurde 2006 durch den Deutschen Kalibrierdienst (DKD)<sup>4</sup> geeicht.

<sup>4</sup>Akkreditiert durch die Physikalisch-Technischen-Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig.

$^{241}\text{Am}$  ist ein künstlich erzeugtes, radioaktives, silbrig-weißes Metall. Es wird aus abgebrannten Kernbrennstoffen von Kernreaktoren erzeugt und hat eine Halbwertszeit von ca. 432 Jahren. Es zerfällt durch  $\alpha$ -Strahlung zu  $^{237}\text{Neptunium}$  ( $^{237}_{93}\text{Np}$ ). Der so entstandene Neptunium-Kern ist aber meistens in einem angeregten Zustand, bei dessen Zerfall Gammastrahlung freigesetzt wird, z.B. die bekannten  $\gamma$ -Linien bei 26,24 und 59,34 keV. Letztere Linie hat die höchste Intensität und ist deutlich getrennt von allen anderen Linien im  $^{241}\text{Am}$  Spektrum. Aber auch die Röntgenlinien von Neptunium im niederenergetischen Bereich ( $<20$  keV) können gut zur Kalibration dienen.

Um ein Kalibrationsspektrum zu erhalten, werden die Detektor-Signale (aus dem Vorverstärker) zuerst mit einem Spektroskopie-Verstärker (siehe auch Abschnitt 5.6) vergrößert. Diese Signale werden dann von einem Multi-Channel-Analyzer (MCA) aufgenommen, welcher die Amplituden der Signale misst. Als „output“ wird ein Histogramm erzeugt: pro Kanal (was einer bestimmten Amplitude entspricht) wird angezeigt, wie oft es gezählt wurde. Es ist bekannt, welche Röntgenlinie der Kalibrationsquelle am Stärksten ist und welche Energie sie hat. Mit dieser Information können diese und auch andere relevante Linien im Kalibrationsspektrum identifiziert werden. Danach werden (durch fitten von Gaussprofilen) die Schwerpunkte dieser Linien (in Kanälen) bestimmt. Dadurch erhält man die Korrelation zwischen Kanälen und Energien. Letztendlich fittet man diese Daten meistens mit einer Gerade (wenn der relevante Energiebereich nicht zu groß ist) um die Kalibrationsparameter zu bekommen.

Abbildungen 5.8 und 5.10 zeigen die mit den HPGe-Detektoren aufgenommenen Kalibrationsspektren. Die Auflösung des  $35^\circ$  Detektors ist aufgrund des kleineren Kristalls ( $\phi=16,0$  mm) deutlich besser, als die des  $90^\circ$  Detektors ( $\phi=51,4$  mm). Letzterer akkumuliert in der gleichen Zeit aber deutlich mehr Photonen<sup>5</sup>. Die entsprechenden Kalibrationsgeraden werden in den Abbildungen 5.9 und 5.11 gezeigt. Die Detektorkalibration wurde zweimal durchgeführt, einmal direkt vor der Strahlzeit und einmal direkt danach. Die erzeugten Spektren waren identisch in Energie und in Rate, wodurch Effekte wie z.B. Drift oder verstärktes Rauschen auszuschließen sind.

---

<sup>5</sup>Bei den gezeigten Spektren sind die Aufnahmezeiten und die Abstände zur Quelle nicht identisch, wodurch die Raten nicht vergleichbar sind.

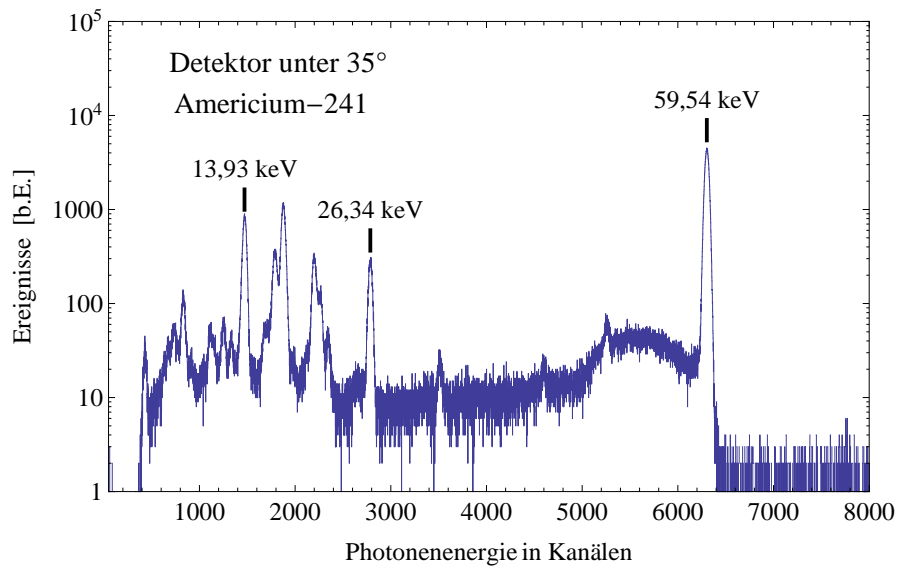


Abbildung 5.8: *Energiespektrum der <sup>241</sup>Am-Quelle, aufgenommen mit dem HPGe-Detektor unter 35° zur Kalibration. (Kristall Durchmesser 16,0 mm)*

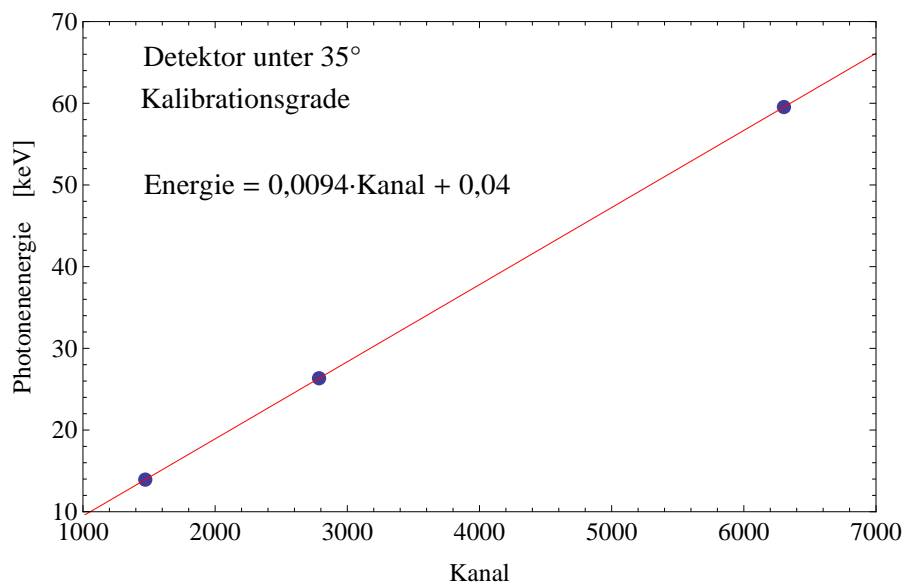


Abbildung 5.9: *Kalibrationsgerade des HPGe-Detektors unter 35°.*

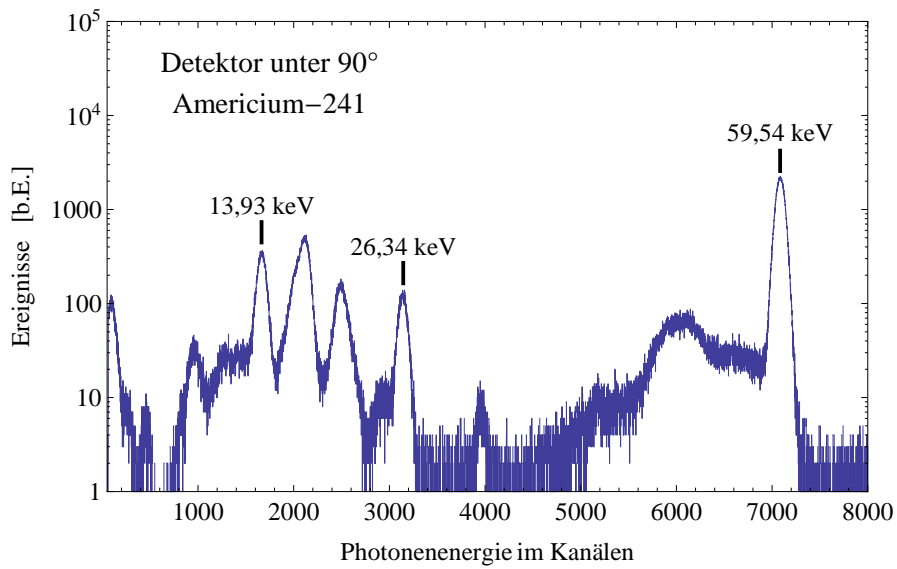


Abbildung 5.10: *Energiespektrum der  $^{241}\text{Am}$ -Quelle, aufgenommen mit dem HPGe-Detektor unter 90° zur Kalibration. (Kristall Durchmesser 51,4 mm)*

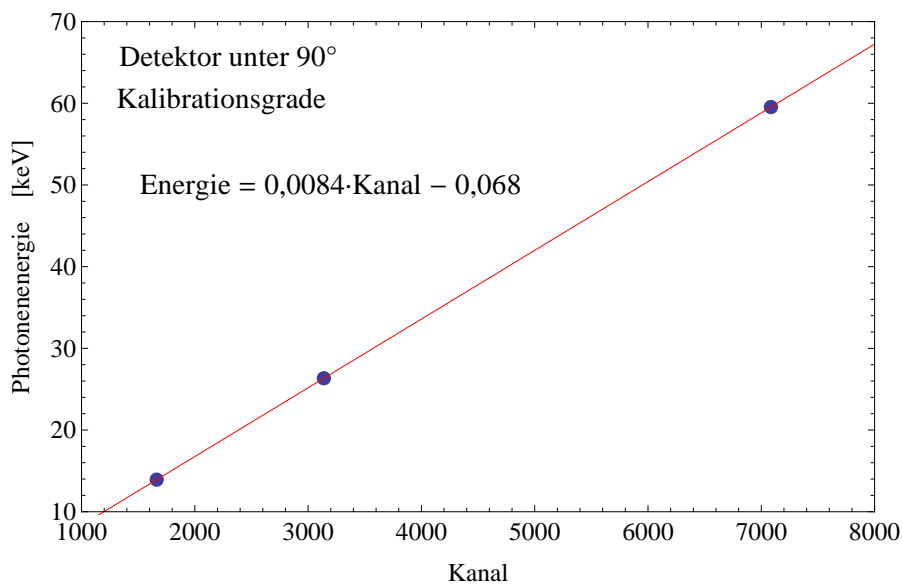


Abbildung 5.11: *Kalibrationsgerade des HPGe-Detektors unter 90°.*

## 5.5 Teilchenzähler (MWPC)

Durch die Umladungsprozesse, beschrieben in Kapitel 2, kann ein Projektil mit Ladungszustand  $Q$  während eines Stoßes mit einem Target-Atom/Molekül entweder hochgeladen  $Q \rightarrow (Q + 1)$  oder niedergeladen  $Q \rightarrow (Q - 1)$  werden. Natürlich ist es auch möglich, dass das Projektil mehrfach (zweimal, dreimal, usw.) umgeladen wird. Aufgrund des veränderten Masse-zu-Ladungsverhältnisses ( $A/Q$ ) des Projektils, wird es in einem Dipolmagneten eine andere Bahn verfolgen. So wird ein Projektil mit  $(Q + 1)$  im ESR-Dipol „nach innen“ abgelenkt und ein Projektil mit  $(Q - 1)$  „nach außen“. Wird ein geeigneter Teilchenzähler von außen nah an den Primär-Strahl (mit  $Q$ ) gefahren, so werden die niedergeladenen Projektile, z.B.  $(Q - 1)$  oder  $(Q - 2)$ , nachgewiesen. Wird der Teilchenzähler wiederum von innen rein gefahren, so werden die hochgeladenen Projektile, z.B.  $(Q + 1)$  oder  $(Q + 2)$ , nachgewiesen.

Die für den Einsatz im ESR wichtigen Eigenschaften eines Teilchenzählers sind, dass die Nachweiseffizienz fast 100% beträgt, dass mehrere Ladungszustände eindeutig nachgewiesen werden können, dass der Detektor nicht merkbar verbraucht wird und der Detektor schnell genug reagiert und nicht in Sättigung geht (lineare Respons). Daher wurden für den ESR ein Vieldraht-Proportional-Zähler gewählt (auf Englisch „Multi-Wire Proportional Chamber“ - MWPC) [Stel 91, Klep 03]. Abbildung 5.12 zeigt ein Foto von dem im ESR eingesetzten MWPC. Die Arbeitsfläche (BxH) des Teilchenzählers beträgt  $121 \times 42 \text{ mm}^2$ .

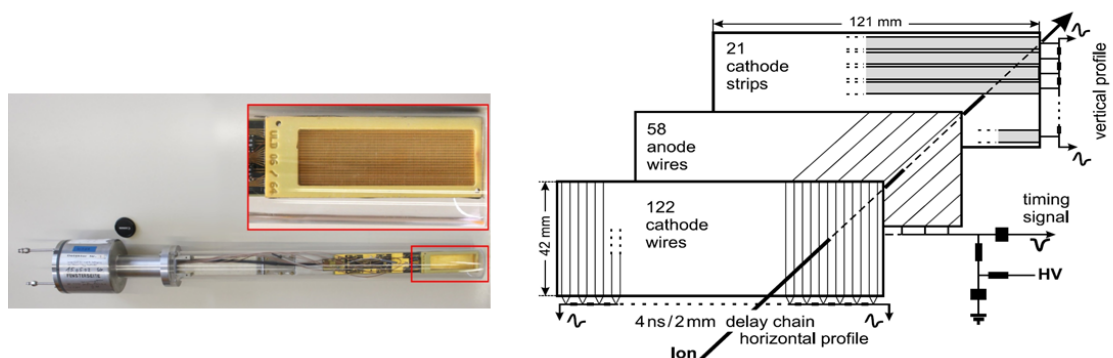


Abbildung 5.12: Foto (links) und schematisches Prinzip (rechts) des Teilchenzählers (MWPC). Bild stammt aus [Klep 03].

Bestandteile dieses Detektors sind (s. Abb. 5.12): eine Kathoden Draht-Fläche (Vertikal), eine Anoden Draht-Fläche (Diagonal), eine Kathoden Streifen-Fläche (Horizontal), Elektronik (Drahtauslese) und ein Detektor-Gas. Wird eine Hochspannung ( $\sim \text{kV}$ ) an die Anode angelegt, so entsteht zwischen Anoden- und Kathoden-Fläche ein Elektrisches Feld. Das Messprinzip läuft jetzt folgendermaßen ab:

das umgeladene Projektil fliegt durch das dünne Edelstahl-Fenster des Teilchenzähler-Gehäuses und trifft auf das Detektorgas. Dieses Gas ist so zusammengesetzt, dass es sehr effizient ionisiert wird, so dass beim Eintritt des Projektils lokal mehrere Ionen und Elektronen erzeugt werden. Die Elektronen werden im elektrischen Feld zur Anode geführt und die Ionen zur Kathode. Weil die Elektronen sehr viel leichter sind, als die Ionen, werden sie schnell die Anode erreichen und dort ein kurzes Signal erzeugen. Dieses Signal liefert das Timing für den Teilchenzähler. Die langsameren Ionen treffen auf die Kathoden-Flächen und produzieren dort ihre Signale. Die Kathoden-Flächen funktionieren nach dem „delay line“ Prinzip, d.h. die Laufzeit der Signale durch die Leitungen dient der Ortsbestimmung. Ein Beispiel: wird die Kathoden-Fläche (Draht oder Streifen) links von der Mitte getroffen, dann wird sich ein Teil des Signals nach links und ein Teil nach rechts bewegen. Der Ast nach links ist kürzer, weswegen dieses Signal die Auslese-Elektronik früher erreicht, als das aus dem Ast nach rechts. Aus der Zeit-Differenz kann der Ort bestimmt werden, wenn die Länge des Drahtes/Streifens bekannt ist. Die maximale zu verkraftende Zählrate des MPWCs beträgt einige hundert kHz bis zu maximal 1 MHz. Die Zeitauflösung liegt hier im Bereich von ca. 10 ns.

## 5.6 Das Datenaufnahmesystem

Eine schematische Darstellung des Datenaufnahmesystems (in leicht vereinfachter Form) für dieses Experiment ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Die vorverstärkten Detektor Signale werden verzweigt. Ein Zweig des Signals (Energieast) geht in einen Spektroskopieverstärker und wird dort in einen gaussförmigen Puls umgewandelt, dessen Maximalhöhe proportional zur Energie des Röntgenphotons ist. Danach wird dieses Signal in einem ADC (Analog-to-Digital-Converter) digitalisiert und an einen RIO (Remote-Input-Output) CAMAC-Rechner geleitet. Für die Datenaufnahme wird ein MBS (Multi Branch System) Software-Paket benutzt [MBS]. MBS wurde bei der GSI entwickelt und wird bei fast allen Atomphysik Experimenten verwendet. Die aufgenommenen Listmode Daten (lmd) wurden über einen MBS-Server auf die Festplatte eines Linux Servers (lxg0052) geschrieben.

Der Zeitast wird aufgebaut, um die Zeitinformation zu erhalten. Dies führt in erster Linie dazu, dass beim Wiedereinlesen und Analysieren der Daten, eine OFF-LINE-Software-Koinzidenz gewonnen wird. In diesem Ast wurden schnelle Zeitsignale durch schneller Linearverstärker (FLA) und Constant-Fraction-Diskriminatoren (CFD) erzeugt, nach erfolgreichem Triggern im TDC (Time-to-Digital-Convertor) digitalisiert und von der RIO ausgelesen. In der Trigger Box



wird geprüft, ob die RIO bereit ist Daten aufzunehmen. Dazu wird eine Rückkopplung (INHBIT) eingebaut. Die Triggerbox produziert zwei Signale: Master Gate (MG) und Master Gate Accepted (MGA). Das MG entspricht der Rate alle Trigger, während das MGA nur die tatsächlich verarbeitete Rate darstellt. Außerdem wurde ein externes Inhibit Signal vom Target in die Trigger-Box gegeben, um die Datenaufnahme zu blockieren, wenn das Target aus ist. Bei akzeptiertem Trigger wird ein Gate für den ADC geöffnet.

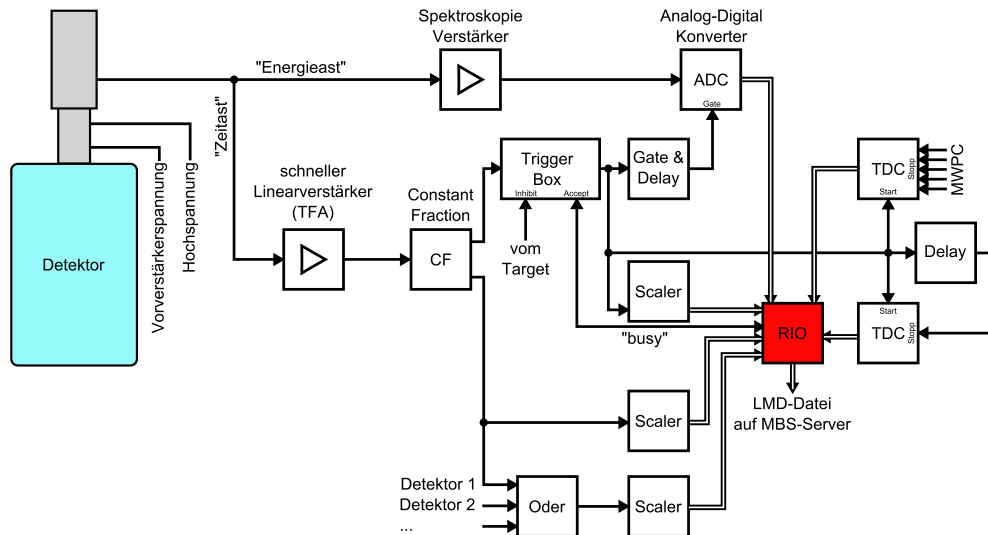


Abbildung 5.13: Schematische Darstellung des Datenaufnahmesystems.

Beide TDCs werden gleichzeitig gestartet, mit dem sogenannten COMMON-Start Signalen (ein OR-Gate aus allen Röntgendetektorsignalen). Der TDC für die Röntgensignale wird mit diesem Signal gestoppt, was dazu verzögert wird (Delay). Der TDC für den Teilchendetektor (MWPC) wird entsprechend mit dem Teilchensignal gestoppt. Damit beide Stopps innerhalb des TDC-Aufnahmefensters von  $1 \mu\text{s}$  kommen, wird der Röntgen-Stopp um  $877 \text{ ns}$  verzögert. Diese Verzögerung besteht aus der Flugzeit ( $177 \text{ ns}$ ) der Ionen die für die Strecke zwischen Target und Detektor von etwa  $13,2 \text{ m}$  bis zur MWPC und aus Kabellaufzeit des Detektorsignals ( $700 \text{ ns}$ ) zum Datenaufnahmesystem.

Zum Nachweis koinzidenter Röntgenereignisse wurden 5 Zeitsignale vom Teilchenzähler aufgenommen. Das sind horizontal  $x_1$  &  $x_2$ , vertikal  $y_1$  &  $y_2$ , und das Anoden-Signal. Die Zeitsignale  $x_1$  &  $x_2$  sind besonders wichtig für dieses Experiment, weil  $(x_1-x_2)$  in der Analyse für die Ortsbestimmung der Ionen benutzt wird.

Zuletzt werden oben erwähnte Signale in den beiden 12-Kanal Scalern akkumuliert und während des Experiments kontinuierlich beobachtet. Außer den schon erwähnten Signalen (Röntgendetektoren, Teilchenzähler, MG und MGA) werden der Ionenstrom, die Photomultiplier-Rate und die Target-Parameter mitgeschrie-

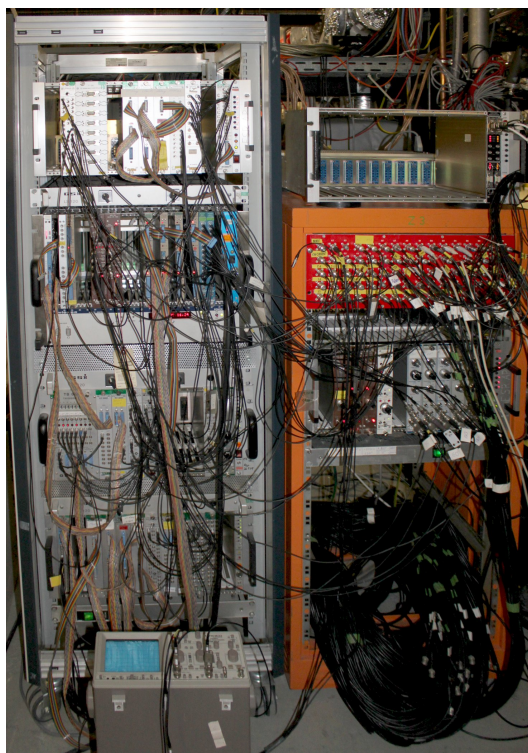


Abbildung 5.14: Foto des verwendeten elektronischen Aufbaus.

ben. Auf dem Bild 5.14 sind die elektronischen Module und deren Verkabelung für das verwendete Datenaufnahme-System zu sehen.

Das „offline“ Einlesen und Auswerten der lmd-Daten wurde mit Hilfe des SATAN Softwarepakets gemacht (System to Analyze Tremendous Amounts of Nuclear data) [SATA]. Der Vorteil dieses bewährten Programms ist, dass sich sehr einfach und zuverlässig Koinzidenz-Spektren (mit Energie- und mit Zeitbedingungen auf die Rohdaten) erzeugen lassen. Zur weiteren Analyse der mit SATAN erzeugten Spektren, wurde Mathematica (Wolfram) verwendet [Math].

## 5.7 Experimenteller Ablauf

Die für dieses Experiment benötigten nackten Chrom-Ionen ( $^{54}_{24}\text{Cr}^{24+}$ ) wurden wie folgt produziert: Zuerst wurden  $\text{Cr}^{8+}$  Ionen aus der EZR-Ionenquelle extrahiert und im UNILAC bis auf 11,4 MeV/u beschleunigt. Danach wurde der Strahl im Transferkanal durch eine dünne Kohlenstoff Stripperfolie mit einer Dichte von  $0,4 \text{ mg/cm}^2$  geschossen, um einen Ladungszustand von  $\text{Cr}^{23+}$  zu erreichen. Im nächsten Schritt wurde der Strahl ins SIS-18 injiziert und weiter auf 31,8 MeV/u beschleunigt. Zuletzt wurde der vom SIS-18 extrahierte Strahl durch eine  $11 \text{ mg/cm}^2$  dicke Kohlenstoff Stripperfolie in den endgültigen Ladungszustand  $\text{Cr}^{24+}$  gebracht.

Aufgrund des „Strippens“ verliert der Ionenstrahl aber ein wenig Energie und verlässt die Folie mit 30,1 MeV/u. Eine schematische Darstellung der GSI-Beschleunigeranlage, mit den für dieses Experiment relevanten Parameter, ist in Abbildung 5.15 zu sehen.

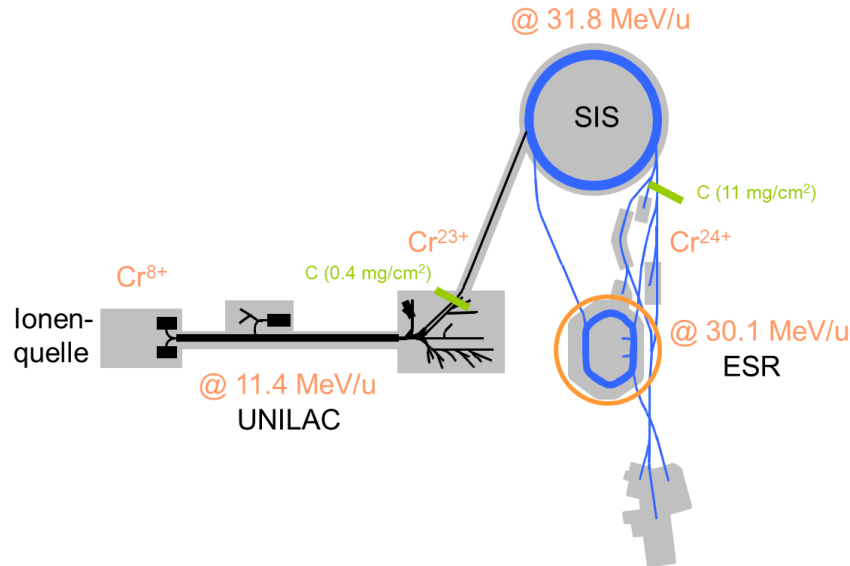


Abbildung 5.15: Schematische Darstellung der GSI Beschleunigeranlage. Es sind zusätzlich die für das Experiment relevanten Stripperfolien und Strahlenergien eingetragen.

Beim Einstellen des ESR für einen spezifischen Ionenstrahl (Energie, Masse und Ladung) wurde zuerst eine stabile Bahn zum effizienten Speichern gesucht. Danach wurde mit dem Elektronenkühler (Spannung 16,43 kV & Strom 200 mA) die Energie angepasst, der Ionenstrahl in nur wenigen Sekunden gekühlt ( $\Delta p/p \sim 10^{-4}$ ) und auf einen Durchmesser von ca. 3 mm komprimiert.

Das Einstellen der „Soll-Bahn“, d.h. die von den Ionen zu beschreibende Trajektorie, findet danach statt (Bahnverlagerung). Für Experimente am Gas-Jet Target wird die Soll-Bahn direkt auf die sogenannte „Null-Position“ gelegt, die durch die im ESR montierten horizontalen Scraper definiert ist.

Das Gas-Jet Target wurde bei der Konstruktion so konzipiert, dass dies mit der Mitte der Wechselwirkungskammer zusammenfällt. In der Praxis ist es aber meistens notwendig eine kleine Korrektur anzubringen, da der beste Überlapp von Ionenstrahl und Gas-Jet nicht immer automatisch gefunden wird. Mit Hilfe eines sogenannten „Target Bump“ kann der Ionenstrahl millimetergenau nach innen oder nach außen verlegt werden, um den Überlapp zu optimieren. Direkt nach dem Target wird diese Korrektur wieder aufgehoben, damit der Strahl auf einer stabilen Bahn bleibt.

Der experimentelle Aufbau am ESR Gas-Jet Target ist in Abbildung 5.16 schematisch dargestellt. Wie schon in Abbildung 5.4 gezeigt wurde, besitzt die Wechselwirkungskammer mehrere DN100CF-Flansche unter verschiedene Beobachtungswinkeln. Um den RDEC-Prozess zu beobachten, wurde ein HPGe-Röntgendetektor mit großem Kristall unter einem Beobachtungswinkel von  $90^\circ$  positioniert. Die in Vorwärtsrichtung ( $35^\circ$ ) emittierte Röntgenstrahlung wurde auch mit einem HPGe-Röntgendetektor nachgewiesen.

Um eine für das Experiment optimale Einstellung (Überlapp) zu erreichen, wird die *Wechselwirkungsrate* zwischen Ionenstrahl und Gas-Jet Target als Funktion der Target Bump Position gemessen. Als Indikator hierfür verwendet man entweder die Umladungsrate, die mit dem Teilchenzähler (MWPC) im Dipol gemessen wird, oder die Fluoreszenzrate, gemessen mit einem Photomultiplier Tube (PMT) der direkt auf das Target gerichtet ist.

Dabei ist wichtig, dass die Raten immer auf den Ionenstrom im ESR normiert werden. In Abbildung 5.17 ist die auf den Ionenstrom normierte Fluoreszenzrate als Funktion der Target Bump Position dargestellt. Die Form der Kurve ergibt sich aus der Faltung der Intensitätsverteilung des Ionenstrahls (Durchmesser ca. 3 mm), mit der des Targets (Durchmesser ca. 5 mm). Das Maximum liegt bei  $-5$  mm, die Halbwertsbreite (FWHM) ist etwa 4,4 mm.

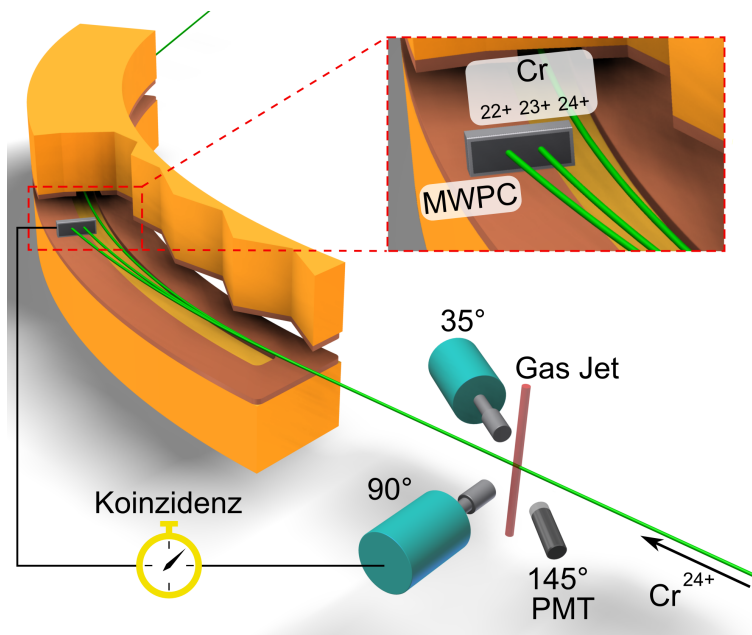


Abbildung 5.16: *Experimenteller Aufbau am ESR Gas-Jet Target.*

Wenn man alle aufgezeichneten Ereignisse eines Röntgendetektors in ein Spektrum einträgt, beinhaltet dieses stets die prompten Ereignisse, die allerdings von einem starken, zufälligen (random) Untergrund überlagert sind. Als prompte Ereignisse definiert man Projektil-Röntgenstrahlen, bei denen gleichzeitig das

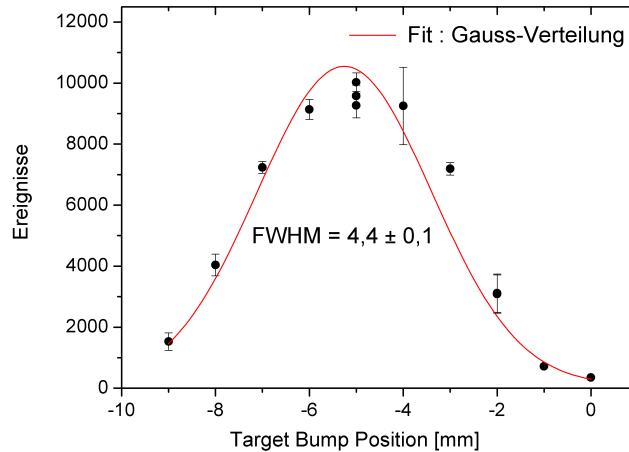


Abbildung 5.17: Bestimmung des optimalen Überlapps zwischen Ionenstrahl und Gas-Jet Strahl als Funktion der Target Bump Position.

entsprechende umgeladene Projektil-Ion detektiert wurde. Als random Ereignis bezeichnet man alle anderen zufälligen Prozesse. Um möglichst untergrundfreie Energiespektren zu erzeugen, wurden die Röntgenphotonen *in Koinzidenz* mit den umgeladenen Ionen gemessen.

Die Trennung zwischen zwei benachbarten Ladungszuständen (z.B.  $\text{Cr}^{24+}$  und  $\text{Cr}^{23+}$ , oder  $\text{Cr}^{23+}$  und  $\text{Cr}^{22+}$ ) bei einer Energie von 30 MeV/u beträgt etwa 4,5 mm an der Position des Teilchenzählers. Da der Durchmesser des ESR-Strahlrohrs etwa 250 mm ist und die Arbeitsfläche des Teilchenzählers etwa  $120 \times 20 \text{ mm}^2$  beträgt, war es notwendig, die Bahn des primären  $\text{Cr}^{24+}$  Strahls nach innen zu verlegen, um den gleichzeitigen Nachweis von einfach und zweifach umgeladenen Cr-Ionen zu ermöglichen. Um die Messzeit effektiv zu nutzen, wurde der ESR Messzyklus so optimiert, dass neu eingeschossen wurde, sobald die Strahlintensität auf ca.  $1/3$  abgesunken war. Zwischen den Messzyklen wurde der Gas-Jet mittels eines Ventils blockiert, um das ESR Vakuum nicht unnötig zu belasten.



# Kapitel 6

## Ergebnisse

### 6.1 Koinzidenz Technik

Mit Hilfe dieser Technik ist es möglich, untergrundfreie Röntgenspektren zu bekommen, was für die Analyse von Prozessen mit einem sehr kleinen Querschnitt ( z.B. RDEC) essenziell ist. Ausgenutzt wird die Tatsache, dass bei den untersuchten Umladungsprozessen, die vom Projektil emittierte Röntgenstrahlung „zeitgleich“ mit einer Ladungsänderung des Projektils stattfindet. In diesem Experiment wurden deswegen sowohl die Projektilstrahlung als auch umgeladene Teilchen detektiert. Dies geschieht nicht gleichzeitig oder am gleichen Ort, weshalb die Herausforderung darin lag, das Experiment so zu konzipieren, dass die unterschiedlichen Messzeiten und damit die Ereignisse, durch präzises Timing korrelierbar sind.

Wie in Kapitel 5 erläutert, wurde die Projektilstrahlung mit Röntgendetektoren (HPGe) und die Umladung mit einem Teilchenzähler (MWPC) nachgewiesen. Die HPGe's befanden sich direkt am Wechselwirkungspunkt zwischen Ionenstrahl und Gas-Jet, aber der MWPC war etwa  $l=13,2$  m davon entfernt montiert. Findet im Experiment beispielsweise ein REC-Prozess statt, so wird das Photon praktisch ohne Verzögerung detektiert. Das Photonsignal braucht auch nur eine kurze Strecke (etwa 5 m) zu überwinden, bis es in das Datenaufnahmesystem gelangt. Das umgeladene Projektil wird aber erst nach einer gewissen Flugzeit (Time-of-Flight), gegeben durch  $T = l/v$  ( $v$  ist die Ionengeschwindigkeit), detektiert. Danach läuft das Teilchensignal noch eine lange Strecke (etwa 200 m) bis zum Datenaufnahmesystem. Hinzu kommt, dass die Verarbeitungselektronik für beide Signale unterschiedlich schnell ist. Solche *delays* können aber sehr gut ausgerechnet und nachgemessen werden.

Die Experimentelektronik (s. Kapitel 5, Abschnitt 6) ist so aufgebaut, dass im Falle eines RDEC-Prozesses das Photon (z.B. im HPGe unter  $35^\circ$ ) die beide TDC's startet und das Teilchen (MWPC) die TDC's stoppt. Sollte kein Teilchen-

Stopp kommen, liefert ein verzögertes Photon-Start-Signal das Stopp Signal. Weil jeder TDC ein Zeitfenster von  $1 \mu\text{s}$  hat, müssen beide Stopps innerhalb dieses Fensters kommen. Dies wird mit Gate & Delay Einheiten eingestellt.

Im Datenaufnahmesystem werden immer zwei „Zeitspektren“ erzeugt: eines vom Photodetektor und eines vom Teilchenzähler. Das erste Spektrum enthält nur eine scharfe Linie, die dem Delay zwischen Photon-Start und Photon-Stopp entspricht. Das zweite Spektrum zeigt die Korrelation zwischen Photon-Start und Teilchen-Stopp. Aufgrund von geometrischen Effekten (z.B Ausdehnung des Targets) und einer limitierten Zeitauflösung der Detektoren, ist die Linie im Spektrum verbreitert. Sinnvoller als die beiden einzelnen Spektren, ist aber das Differenz-Spektrum „Photon - Teilchen“, welches beide Informationen enthält.

Die Zeitspektren werden „offline“ gebildet, nachdem ein lmd-file geschrieben wurde. Während der offline Analyse wird natürlich weiter gemessen und zusätzlich werden alle wichtige Raten ständig „online“ im Hauptkontrollraum (HKR) beobachtet. Vorteil der offline Analyse mit SATAN ist, dass die Daten schnell und gut bearbeitet werden können, um so die Qualität festzustellen.

In einem Zeitspektrum ist deutlich zu erkennen, dass alle wahren Koinzidenz-Ereignisse (prompt) sich in einem schmalen Zeitfenster um den Peak befinden. Zufällige Ereignisse (random) werden berücksichtigt, indem ein zusätzliches Zeitfenster, außerhalb des Peak-Bereichs gewählt wird. Weil sich auch im prompten Zeitfenster ein Anteil von random Ereignissen befindet, wird ein entsprechender Anteil von random Ereignissen von den prompten Ereignissen subtrahiert.

Wie in Kapitel 5 schon erwähnt wurde, hat der für diese Experimente im Dipol eingebaute MWPC sowohl Zeit- als auch Ortsauflösung. Die Dipolmagnete biegen den Ionenstrahl in vertikaler Richtung nicht ab, weswegen das vertikale Ortsbild immer das gleiche ist. Es wurde überprüft, aber für die weitere Analyse nicht verwendet. Das horizontale Ortsbild enthält also alle essentiellen Informationen über die Umladung. Die Dispersion im Dipol, an der Position des Teilchenzählers, ist etwa 4%. Für die Chrom-Projektile bedeutet das, dass zwei benachbarte Ladungszustände, z.B.  $\text{Cr}^{23+}$  und  $\text{Cr}^{22+}$ , auf der Detektorfläche etwa 4,5 cm auseinander liegen. Da die Arbeitsfläche des Teilchendetektors etwa 4 cm x 12 cm ist, können zwei (aber nicht drei) Umladungen gleichzeitig gemessen werden. Wird in der Analyse jetzt eine Bedingung auf das Ortsbild des Teilchenzählers gesetzt, so wird ein Röntgenspektrum erzeugt, das damit koinzident ist. Auf diese Weise wurden alle gezeigten (Q-1)- und (Q-2)-Koinzidenz Energiespektren produziert.

Fast alle nachfolgend gezeigten Ergebnisse wurden mit dem HPGe-Detektor unter  $90^\circ$  aufgenommen. Dafür gibt es zwei wichtige Gründe. Der **erste** Grund ist, dass für  $\text{Cr}^{24+}$  bei 30 MeV/u die Winkelverteilung des K-REC Prozesses ein Maximum bei einem Beobachtungswinkel von  $90^\circ$  hat. Aufgrund unzureichen-



der theoretischer Vorhersagen, nehmen wir daher auch für den K-RDEC eine ähnliche Winkelverteilung an. Der **zweite** Grund ist, dass der 90° Detektor den größten Kristall und damit Detektionsfläche hat und viel näher am Wechselwirkungspunkt steht. Die experimentellen Daten zeigen auch, dass die Raten des 90° Detektors viel höher sind, als die des 35° Detektors. Demzufolge haben alle unter 90° aufgenommenen Spektren die höchste statistische Relevanz und sind für die Bestimmung der RDEC-Querschnitte am besten geeignet.

## 6.2 Helium Daten

Am Anfang der Messung mit dem Helium Target war die erreichte Flächen-Dichte  $n\Delta x = 6 \cdot 10^{12}$  Teilchen/cm<sup>2</sup>. Leider stellte sich heraus, dass die Dichte mit der Zeit niedriger wurde, aufgrund eines Problems mit dem Kryostaten. Nach ein paar Tagen war die Dichte um mehr als eine Größenordnung gesunken. Bei dieser Dichte war es, basierend auf dem erwarteten RDEC-Querschnitt, nicht möglich, innerhalb der Messzeit eine statistisch relevante Aussage über den RDEC-Prozess zu erhalten. Deshalb wurde nach ein paar Tagen Messzeit mit Helium Gas umgeschaltet auf Stickstoff Gas. Für die Messung mit Helium wurde eine mittlere Flächen-Dichte von  $1,4 \cdot 10^{12}$  cm<sup>-2</sup> berechnet, die für die weitere Datenanalyse verwendet wurde.

Abbildung 6.1 zeigt die gemessenen Rohdaten für Cr<sup>24+</sup> auf Helium. Die K- und L-REC Linien sind deutlich zu erkennen und gut voneinander getrennt. Die K-REC Linie liegt bei 24 keV, die L-REC bei 18 keV (vgl. Tabelle 5.2 und 5.3). Die Linie links davon, bei etwa 14 keV, stammt höchstwahrscheinlich von HPGe *escape peak*. Im RDEC-Energiebereich, zwischen 45 und 50 keV, ist vor allem ein sehr starker Hintergrund zusehen. Von einer Spektrallinie in diesem Bereich ist in den Rohdaten zunächst nichts zu erkennen.

Der Untergrund kann aber mit obengenannter Koinzidenz-Methode fast vollständig unterdrückt werden. Das dazu benötigte Ortsspektrum ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Die beiden Umladungen sind sehr deutlich zu erkennen. Die rechte Linie bei Kanal 450 entspricht dem einfach umgeladenen Projektil Cr<sup>23+</sup>, die linke Linie bei Kanal -250 dem doppelt umgeladenen Cr<sup>22+</sup>. Zwischen beiden Linien-Intensitäten sind mehr als 2 Größenordnungen, was logischerweise bedeutet, dass Zweifachumladung sehr viel unwahrscheinlicher ist. Die „Schulter“ auf der rechten Seite der beiden Peaks kommt von Umladungen der Ionen mit Restgas im Dipolmagneten. Weil diese Teilchen später umgeladen werden, werden sie im Dipolmagneten weniger stark abgelenkt.

Abbildung 6.3 zeigt das (Q-1)-Koinzidenz Röntgenspektrum von Cr<sup>23+</sup> auf He. Wird dieses Spektrum verglichen mit dem von Abbildung 6.1, dann ist klar, dass

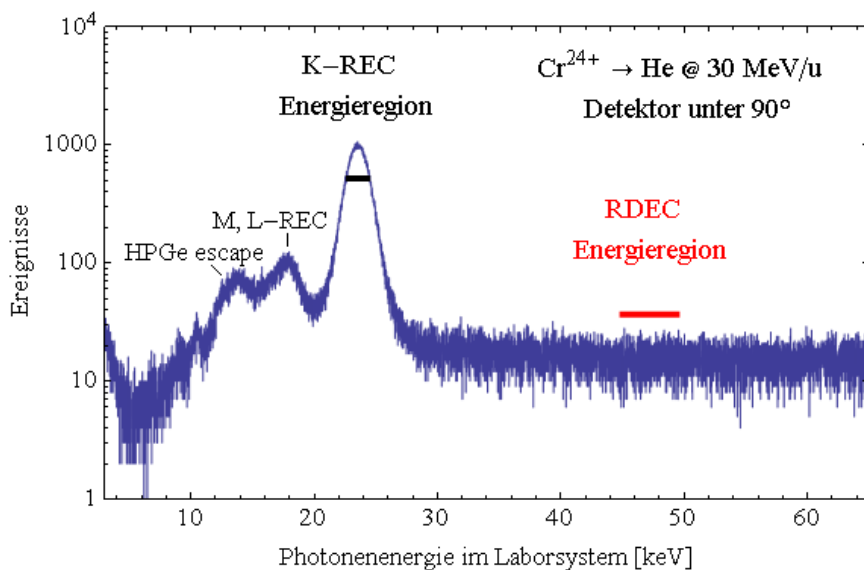


Abbildung 6.1: Röntgenspektrum von  $Cr^{24+}$  auf He ohne Bedingungen.

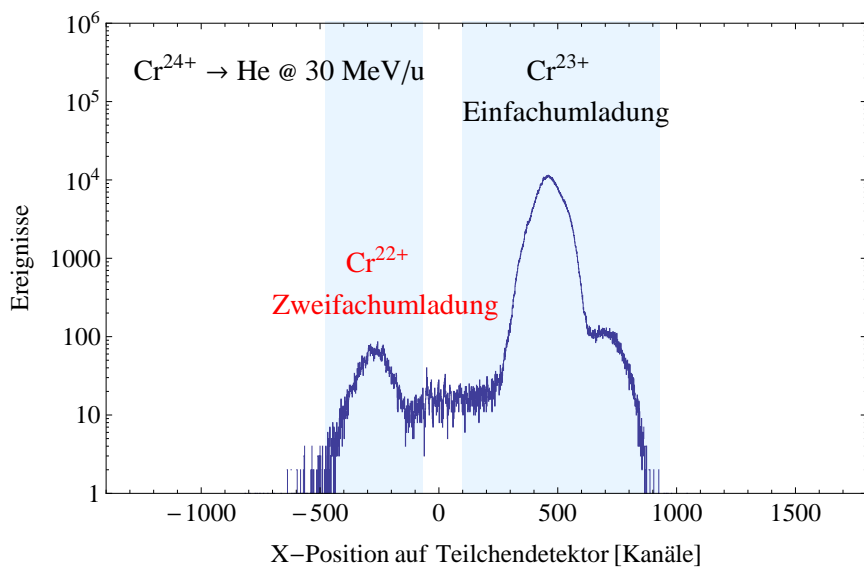


Abbildung 6.2: Zu den Abbildungen 6.3 und 6.4 gehöriges Teilchenspektrum.  $Cr^{23+}$  und  $Cr^{22+}$  entsprechen (Q-1) beziehungsweise (Q-2).

durch die Koinzidenz-Technik nur die drei Linien übrig geblieben sind und aller Hintergrund komplett verschwunden ist. Im RDEC-Bereich sind keine Ereignisse zu erkennen. Im (Q-2)-Koinzidenz-Röntgenspektrum von Abbildung 6.4 sind fast gar keine Ereignisse mehr zu sehen. Hieraus ist zu schließen, dass keine RDEC Photonen gefunden wurden und deswegen nur eine Obergrenze für den RDEC-Querschnitt bestimmt werden kann.

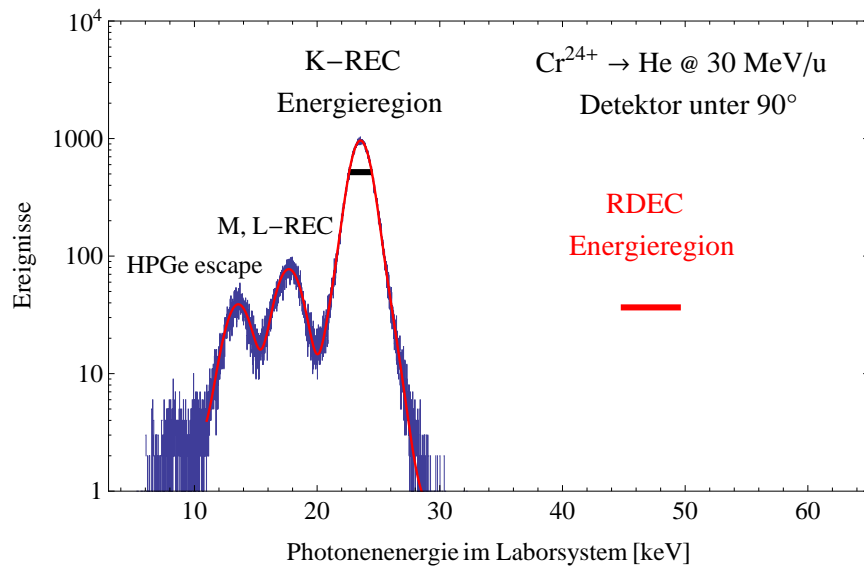


Abbildung 6.3:  $(Q-1)$ -Koinzidenz Energiespektrum ( $90^\circ$  Detektor) von  $\text{Cr}^{24+}$  auf  $\text{He}$  bei einer Energie von  $30 \text{ MeV/u}$ .

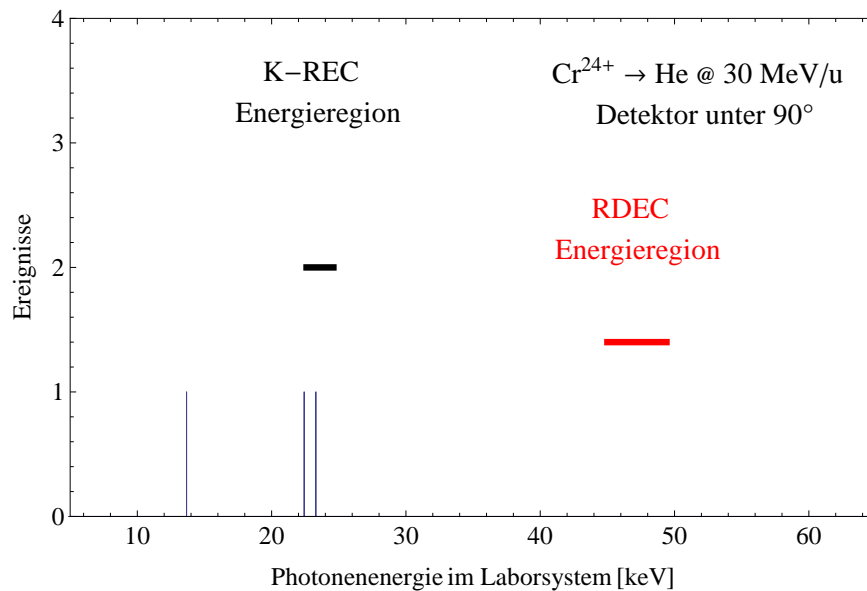


Abbildung 6.4:  $(Q-2)$ -Koinzidenz Energiespektrum ( $90^\circ$  Detektor) von  $\text{Cr}^{24+}$  auf  $\text{He}$  bei einer Energie von  $30 \text{ MeV/u}$ .

### 6.3 Stickstoff Daten

Wie oben schon erwähnt wurde, musste aufgrund der niedrigen Dichte des Helium-Targets auf Stickstoff umgeschaltet werden. Im ersten Experiment mit dem N<sub>2</sub>-Target wurde die höhere Flächen-Dichte genommen, nämlich  $n\Delta x = 6 \cdot 10^{12}$  Teilchen/cm<sup>2</sup>. Die Idee bestand darin eine hohe Röntgenrate zu bekommen, um effizient nach Doppelelektroneneinfang (RDEC) zu suchen. Aber beim N<sub>2</sub>-Target ist der NRC-Querschnitt noch um eine Größenordnung höher als der des REC. Das führt dazu, dass es insgesamt sehr viel Umladung gibt. Demzufolge betrug schon alleine der (Q-1)-Anteil der Umladungsrate etwa 1 MHz<sup>1</sup>. Deswegen wurde der Teilchenzähler weiter nach außen gefahren, so dass der (Q-1)-Anteil vorbei flog und nur die (Q-2) und (Q-3)-Anteile den Teilchenzähler treffen konnten. Daher ist eine Koinzidenz mit (Q-1) nicht mehr möglich.

In Abbildung 6.5 sind die Rohdaten des HPGe-Detektors unter 90° dargestellt und Abbildung 6.6 zeigt das (Q-2)-Koinzidenz-Röntgenspektrum. Wie beim He-Target wurden auch hier, im Bereich der RDEC-Linie, keine Ereignisse nachgewiesen. Das bedeutet, dass auch mit diesen Daten nur eine Obergrenze für den RDEC-Querschnitt bestimmt werden kann.

Wichtig für eine korrekte Bestimmung der Obergrenze des RDEC-Querschnitts ist aber die Intensität der K-REC Linie. Denn nur aufgrund der K-REC Intensität und dessen bekanntem Querschnitt kann der RDEC-Querschnitt ermittelt werden. In den bisher aufgenommenen Daten für Stickstoff, ist aber keine eindeutige Information über den K-REC enthalten. Der Grund dafür ist, dass der MWPC weiter nach außen gefahren werden musste, wegen einer zu hohen (Q-1) Rate und so keine Koinzidenzmessung mit REC-Prozessen möglich gewesen ist. Um dieses Problem zu beheben, wurde in einem zweiten Experiment die Stickstoff Flächen-Dichte um mehr als eine Größenordnung reduziert auf  $3 \cdot 10^{11}$  cm<sup>-2</sup>. Dadurch sank die Umladungsrate erheblich, konnte der MWPC wieder näher an den Primärstrahl gefahren werden und (Q-1) wurde wieder detektiert. Damit ist die Information über den K-REC wieder zugänglich.

In Abbildung 6.7 sind die Rohdaten des HPGe Detektors (für das Experiment mit niedrigerer N<sub>2</sub> Targetdichte) dargestellt. Wie bei den Helium Messdaten, sind auch hier die drei Linien zu sehen und ein deutlicher Hintergrund. Abbildung 6.9 zeigt das (Q-1)-Koinzidenz-Röntgenspektrum. Wird dieses Spektrum verglichen mit dem von Abbildung 6.5, dann ist klar, dass durch die Koinzidenz-Technik wieder nur die drei Linien übrig geblieben sind und aller Hintergrund komplett verschwunden ist. Im RDEC-Bereich sind auch hier keine Ereignisse zu erkennen. Im (Q-2)-Koinzidenz-Röntgenspektrum von Abbildung 6.10 sind kaum noch

---

<sup>1</sup>Dies verursacht „pile-up“: wenn zu viele Teilchen gleichzeitig den Zähler treffen, geht er in Sättigung und die Rate wird nicht mehr korrekt/zuverlässig wiedergeben.

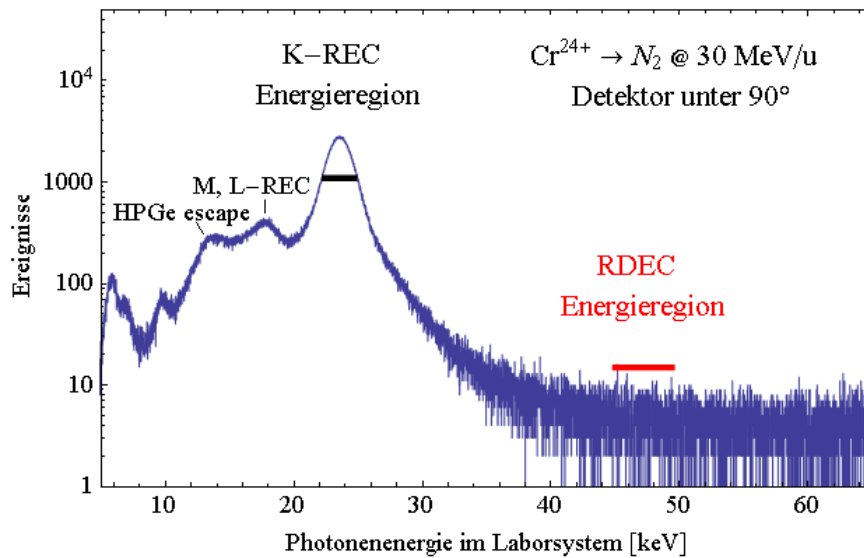


Abbildung 6.5: Röntgenspektrum von  $Cr^{24+}$  auf  $N_2$  bei einer Energie von 30 MeV/u, aufgenommen mit dem HPGe-Detektor unter  $90^\circ$ , ohne Bedingungen.

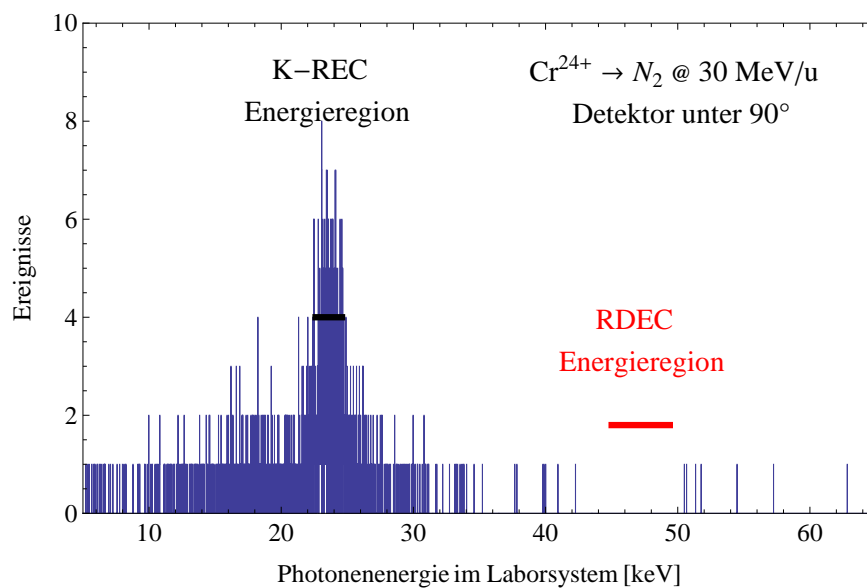


Abbildung 6.6: (Q-2)-Koinzidenz Energiespektrum ( $90^\circ$  Detektor) von  $Cr^{24+}$  auf  $N_2$  bei einer Energie von 30 MeV/u.

Ereignisse zu sehen. Verglichen mit dem Experiment mit einem He-Gasjet (siehe Abbildung 6.4) sind jedoch deutlich mehr K-REC Photonen vorhanden. Aber auch hier ist wieder zu schließen, dass keine RDEC Photonen gefunden wurden und deswegen nur eine Obergrenze für den RDEC-Querschnitt bestimmt werden kann. Eine detaillierte Beschreibung von der Methode zur Bestimmung einer RDEC-Obergrenze wird in Kapitel 7 präsentiert.

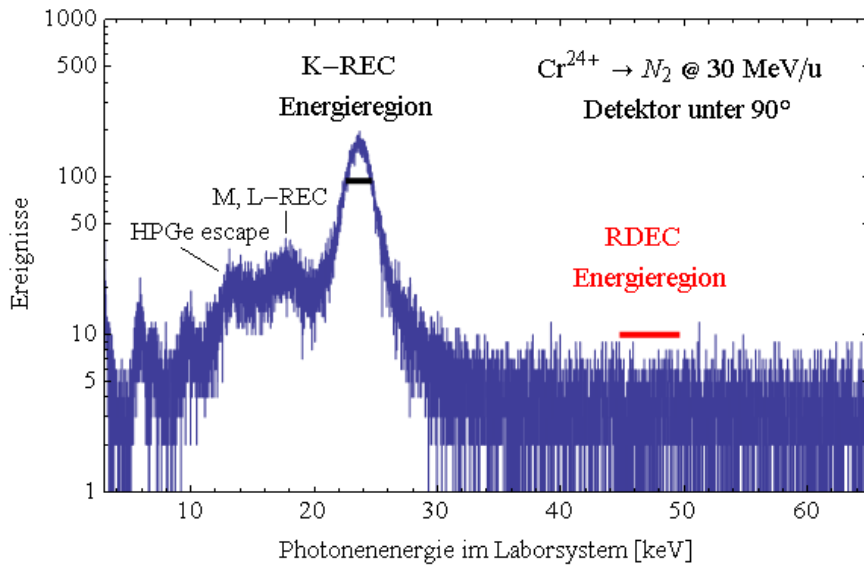


Abbildung 6.7: Röntgenspektrum von  $Cr^{24+}$  auf  $N_2$  bei einer Energie von 30 MeV/u, aufgenommen mit dem HPGe-Detektor unter  $90^\circ$  und ohne Bedingungen.

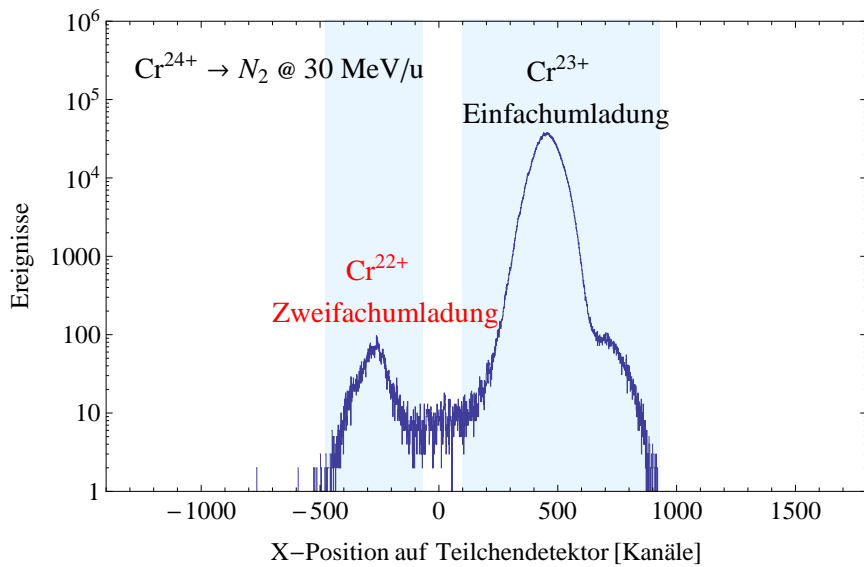


Abbildung 6.8: Zu den Abbildungen 6.9 und 6.10 gehöriges Teilchenspektrum.

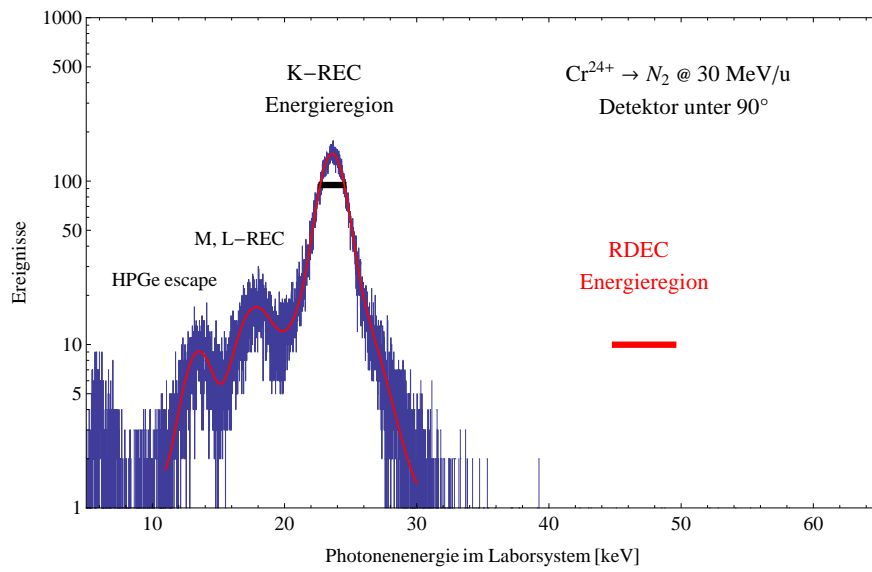


Abbildung 6.9:  $(Q-1)$ -Koinzidenz-Energiespektrum ( $90^\circ$  Detektor) von  $Cr^{24+}$  auf  $N_2$  bei einer Energie von  $30 \text{ MeV/u}$ .

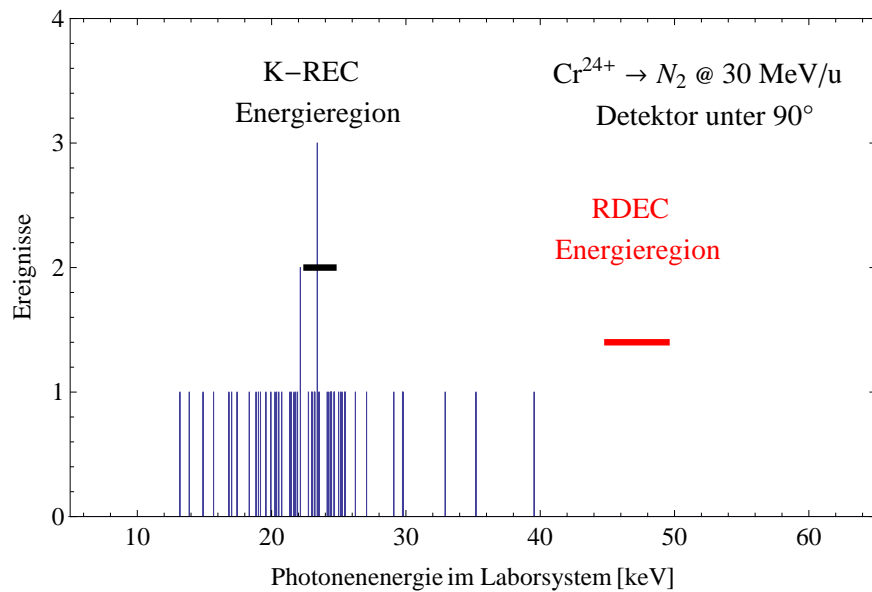


Abbildung 6.10:  $(Q-2)$ -Koinzidenz Energiespektrum ( $90^\circ$  Detektor) von  $Cr^{24+}$  auf  $N_2$  bei einer Energie von  $30 \text{ MeV/u}$ .





# Kapitel 7

## Bestimmung der oberen Grenze des K-RDEC Querschnitts

### 7.1 Experimenteller K-RDEC Querschnitt

Zur Bestimmung des Querschnitts des strahlenden Doppel-Elektronen Einfangs (RDEC) wurden in dieser Arbeit Stöße zwischen  $\text{Cr}^{24+}$ -Ionen und Helium bzw. Stickstoff Gastargets bei einer Energie von 30 MeV/u experimentell untersucht. Im vorherigen Kapitel wurden die experimentellen Daten dargestellt und diskutiert. Dort wurde auch argumentiert, dass die Daten des  $90^\circ$  Röntgendetektors am besten für die weitere Analyse geeignet sind und deshalb werden hier nur diese Daten verwendet. Da in den experimentellen Daten keine RDEC-Ereignisse gefunden wurden, ist es nicht möglich, Querschnitte für den RDEC-Prozessen zu bestimmen. Die in Frage kommenden Prozesse wären K-RDEC, L-RDEC und eine Mischung aus beiden (K-, L-RDEC). Da der K-RDEC Prozess aber weitaus dominant sein sollte, wird nur dieser Prozess betrachtet. Anstelle von genauen Querschnitten können aber Obergrenzen für die K-RDEC Querschnitte ermittelt werden. In diesem Kapitel wird zuerst die verwendete Methode besprochen, danach werden aus den Messdaten die experimentellen Obergrenzen der K-RDEC Querschnitte für  $\text{Cr}^{24+}$  auf Helium und Stickstoff bestimmt. Nach einem Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen wird letztendlich noch ein kurzer Überblick (Experiment und Theorie) gegeben.

## Die Methode

Der K-RDEC Querschnitt wird über den theoretischen K-REC Querschnitt und das gemessene Verhältnis zwischen den K-REC und K-RDEC Intensitäten<sup>1</sup> bestimmt. Eine wichtige Voraussetzung für die zuverlässige Anwendung der Methode ist deshalb, dass jedes gemessene Röntgenspektrum eine gut aufgelöste K-REC Linie von ausreichender Intensität enthält. Dass dies immer der Fall war, wurde bereits im vorhergehenden Kapitel gezeigt. Mit Hilfe der (Q-1)-Koinzidenzmethode entstehen dann sehr „saubere“ K-REC Linien. Die K-REC Linie wurde mit einem Gauß Profil gefittet. Durch einen guten Fit ist die genaue Breite der Verteilung bekannt und es kann die Menge der K-REC Photonen ( $N_{K-REC}^{q-1}$  = Intensität) ermittelt werden. Da der K-REC Prozess gut verstanden ist, können unter Verwendung eines theoretischen Modelles zuverlässige Querschnitte berechnet werden (s. Kapitel 2).

Für kinetische Energien bis zu einem Bereich von einigen hundert MeV/u darf die Stobbe-Gleichung angewendet werden [Stoh 95]:

$$\sigma_{K-REC}^{Stobbe} = 9164,7 \left( \frac{\nu^3}{1+\nu^2} \right)^2 \frac{e^{-4\nu \arctan(1/\nu)}}{1-e^{-2\pi\nu}} \cdot Z_t \quad (\text{in barn})$$

wobei  $\nu = \eta/p = \alpha Z_p/\beta$  der Sommerfeld-Parameter ist (s. Kapitel 2). Die Stobbe-Gleichung bestimmt den K-REC Querschnitt für den Einfang eines einzelnen Target-Elektrons in eine K-Schalen-Vakanz des Projektils. Hat aber das Projektil (wie nacktes  $\text{Cr}^{24+}$ ) eine leere K-Schale, so muss dieser Querschnitt (aufgrund zweier Löcher) mit zwei multipliziert werden. Für die Stoßsysteme  $\text{Cr}^{24+}$  auf Helium und Stickstoff bei 30 MeV/u ergeben sich somit folgende K-REC Querschnitte:

$$\begin{aligned} \sigma_{K-REC}^{Stobbe} (\text{He}) &= 138 \text{ barn} \\ \sigma_{K-REC}^{Stobbe} (\text{N}) &= 483 \text{ barn} \end{aligned}$$

Wie im theoretischen Teil (siehe Kapitel 2) bereits beschrieben, gibt es neben der nicht-relativistischen Stobbe-Formulierung für die K-REC-Querschnitte auch exakte relativistische Rechnungen. Diese Formulierungen beruhen auf komplexeren theoretischen Betrachtungen, liefern aber genauere Ergebnisse (Kapitel 2.3). Der maximale Fehler dieser Rechnungen beträgt vorsichtig geschätzt 5%. Die Hauptfehlerbeiträge stammen von der Unsicherheit, dass die Elektronen als frei angenommen werden, von der endlichen Kernaussdehnung und QED-Effekten [Surz]. Für den einfachen Fall des Stoßsystems Chrom auf Wasserstoff ergibt sich ein Wert [Surz] von 63,18 barn für den K-REC Querschnitt. Zur Berücksichtigung des Targetgases, muss dieser Querschnitt mit der Zahl der Target-Elektronen multipliziert werden. So ergeben sich folgende Querschnitte:

---

<sup>1</sup>Die Intensität ist die Fläche unter der Linie.

$$\begin{aligned}\sigma_{K-RDEC}^{rel}(\text{He}) &= 126,36 \text{ barn} \\ \sigma_{K-RDEC}^{rel}(\text{N}) &= 442,26 \text{ barn}\end{aligned}$$

Analog der Prozedur für K-REC, ermöglicht es die (Q-2)-Koinzidenzmethode untergrundfreie K-RDEC Ereignisse aus den Rohdaten zu bekommen, wodurch die Intensität der K-RDEC Linie ermittelt werden kann. Bedauerlicherweise wurden innerhalb der Messzeit, sowohl für das Helium als auch für das Stickstoff Gas-Jet Target, keine K-RDEC Ereignisse nachgewiesen. Dadurch ist eine direkte Bestimmung der K-RDEC Querschnitte nicht möglich. In diesem Fall kann stattdessen *die Menge der Untergrund-Ereignisse im erwarteten Energiebereich* genommen werden, um so eine Obergrenze für die K-RDEC Querschnitte zu bestimmen.

Der erwartete Energiebereich für K-RDEC Photonen wird durch den Energiebereich der K-REC Photonen bestimmt. Die K-RDEC Energie sollte die doppelte K-REC Energie sein:  $E_{K-RDEC} = 2 \times E_{K-REC}$ . Aus Tabelle 5.3 (für den  $90^\circ$  Detektor) folgt dann für die Energie:  $E_{K-RDEC} = 23,595 \text{ keV}$ . Im K-RDEC Prozess werden zwei Elektronen gleichzeitig eingefangen. Um das jeweilige Compton-Profil zu berücksichtigen, wird die Halbwertsbreite des K-RDEC als  $\Delta E_{K-RDEC} = \sqrt{2} \times \Delta E_{K-REC}$  angenommen (s. Kapitel 3). Da das Compton-Profil Target-abhängig ist, ergeben sich für He und  $\text{N}_2$  Target unterschiedliche K-RDEC Halbwertsbreiten.

Die Obergrenze für den differentiellen K-RDEC Querschnitt wurde folgendermaßen ausgerechnet:

$$\frac{\frac{d\sigma_{K-RDEC}}{d\Omega}}{\frac{d\sigma_{K-REC}^{Theorie}}{d\Omega}} = \frac{N_{K-RDEC}^{q-2}}{N_{K-REC}^{q-1}}$$

Neben der K-RDEC Energie und der K-RDEC Halbwertsbreite, darf in erster Näherung auch angenommen werden, dass die K-RDEC Winkelverteilung der Winkelverteilung des K-REC Prozesses ähnelt ( $\sin^2 \theta$  [Anho 84, Stoh 95]). Unter dieser Annahme lässt sich der differentielle K-RDEC Querschnitt mit dem totalen K-RDEC Querschnitt verbinden:

$$\frac{d\sigma_{K-RDEC}}{d\Omega} = \sigma_{K-RDEC} \cdot \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta$$

Aus den beiden letzten Gleichungen folgt dann für den K-RDEC Querschnitt unter  $\theta = 90^\circ$ :

$$\sigma_{K-RDEC} = \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{d\sigma_{K-REC}}{d\Omega} \cdot \frac{N_{K-RDEC}^{q-2}}{N_{K-REC}^{q-1}}$$

## Helium Target

Alle Meßdaten mit dem He-Target wurden aufaddiert und in Koinzidenz mit einfach (Q-1) und zweifach (Q-2) umgeladenen Projektilen analysiert. Für die K-REC Linie wurde eine Intensität von  $N_{K-REC}^{q-1} = 250252(500)$  Photonen ermittelt (s. Abb. 6.3). Weil im erwarteten K-RDEC Energiebereich keine Ereignisse gefunden worden sind, wurde hier die Menge der Untergrund-Ereignisse genommen:  $N_{K-RDEC}^{q-2} = 1$ . Hiermit wurde - wie vorher beschrieben - die Obergrenze für den K-RDEC Querschnitt bestimmt. Siehe Tabelle 7.1 für eine Übersicht.

	Wert	Fehler	Einheit
$N_{K-REC}$	257390	507	cts
$N_{K-REC}^{q-1}$	250252	500	cts
$N_{K-RDEC}^{q-2}$	< 1	–	cts
$\frac{d\sigma_{K-REC}^{rel}}{d\Omega}$	15,1	0,08	b/sr
$\frac{d\sigma_{K-RDEC}}{d\Omega}$	0,060	0,003	mb/sr
$\sigma_{K-RDEC}$	0,50	0,03	mb

Tabelle 7.1: *Gesamtdaten zur Bestimmung des K-RDEC-Querschnitts für das Stoßsystem  $Cr^{24+}$  auf He bei 30 MeV/u. (He Flächen-Dichte =  $1,5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ )*

## Stickstoff Target

Während der gesamten Strahlzeit gab es zwei Messungen mit dem  $N_2$ -Target, eine Messung bei einer hohen Flächen-Dichte und eine bei einer niedrigen. Die (Q-2)-Koinzidenzspektren der beide Messungen enthalten aber keine K-RDEC Ereignisse (s. Abb. 6.6 und 6.10). Die Messung bei den niedrigen  $N_2$  Flächen-Dichten wurde genauso durchgeführt wie die bei He. Alle Meßdaten wurden aufaddiert und in Koinzidenz mit (Q-1) und (Q-2) analysiert. Für die REC-Linie wurde eine Intensität von  $N_{K-REC}^{q-1} = 48864(221)$  Photonen ermittelt (s. Abb. 6.9). Auch hier wurde die Menge der Untergrund-Ereignisse als Wert genommen:  $N_{K-RDEC}^{q-2} = 1$ . Hiermit wurde wieder die Obergrenze für den K-RDEC Querschnitt bestimmt. Tabelle 7.2 zeigt eine Übersicht.

Das zweite  $N_2$  Experiment wurde bei einer viel höheren Flächen-Dichte durchgeführt. Der Grund dafür war das Bedürfnis nach deutlich mehr K-REC Ereignissen. In Abbildung 6.5 ist deshalb eine starke K-REC Linie zu sehen. Leider konnte bei dieser Messung keine Koinzidenz mit einfach umgeladenen Teilchen gemacht werden (s. Kapitel 6.3), was eine direkte Bestimmung des K-REC Querschnitts schwieriger macht. Deshalb wurden aus den vorherigen Messdaten (niedrige Flächen-Dichte) zwei Verhältnisse - oder auch Skalierungsfaktoren - ( $A$  und

	Wert	Fehler	Einheit
$N^{q-1}$	$1,1616 \times 10^9$	34082	cts
$N^{q-2}$	$1,88218 \times 10^6$	1371	cts
$N_{K-REC}$	52661	230	cts
$N_{K-REC}^{q-1}$	48864	221	cts
$N_{K-RDEC}^{q-2}$	< 1	–	cts
$\frac{d\sigma_{K-REC}^{rel}}{d\Omega}$	53	3	b/sr
$\frac{d\sigma_{K-RDEC}}{d\Omega}$	1,08	0,05	mb/sr
$\sigma_{K-RDEC}$	9,1	0,5	mb

Tabelle 7.2: Gesamtdaten zur Bestimmung des K-RDEC Querschnitts für das Stoßsystem  $Cr^{24+}$  auf  $N_2$  bei 30 MeV/u. ( $N_2$  Flächen-Dichte =  $2,5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ )

B) ermittelt, womit die Datensätze bei hohen und niedrigen Flächen-Dichten zusammenhängen. Die Verhältnisse sind wie folgt definiert:

- Das erste Verhältnis (A) kommt vom Teilchenspektrum (s. Abb. 6.8). Da der Teilchenzähler (MWPC) beide Umladungen registriert, kann aus den Meßdaten das Intensitätsverhältnis zwischen einfach und zweifach umgeladenen Ionen ( $A = N^{q-1}/N^{q-2}$ ) ermittelt werden. Dieses Verhältnis sollte Unabhängig von der Target-Dichte sein. Die Menge der einfach umgeladenen Ionen bei hoher Flächen-Dichte ( $N^{q-1}|_H$ )<sup>2</sup> lässt sich dann durch eine Skalierung von der Menge der zweifach umgeladenen Ionen ( $N^{q-2}|_H$ ) bestimmen:

$$N^{q-1}|_H = A \cdot N^{q-2}|_H$$

- Das zweite Verhältnis (B) kommt vom (Q-1)-Koinzidenzspektrum (s. Abb. 6.9) und vom Teilchenspektrum (s. Abb. 6.8). Aus den Messungen bei niedriger Flächen-Dichte kann das Verhältnis zwischen  $N^{q-1}$  und der Menge der K-REC Ereignisse  $N_{K-REC}^{q-1}$  ermittelt werden. Dieses Verhältnis ( $B = N_{K-REC}^{q-1}/N^{q-1}$ ) sollte unabhängig von der Target-Dichte sein. So lässt sich die Menge der K-REC Ereignisse bei hoher Flächen-Dichte ( $N_{K-REC}^{q-1}|_H$ ) durch die Menge der einfach umgeladenen Ionen ( $N^{q-1}|_H$ ) bestimmen:

$$N_{K-REC}^{q-1}|_H = B \cdot N^{q-1}|_H$$

In Tabelle 7.2 sind die Werte für  $N^{q-1}|_N$ ,  $N^{q-2}|_N$ , und  $N_{K-REC}^{q-1}|_N$ <sup>3</sup> aufgeführt. Hiermit werden die Verhältnisse A und B bestimmt, welche in Tabelle 7.3 eingetragen sind. Über diese Verhältnisse wird dann die Menge der K-REC Photonen

<sup>2</sup>|<sub>H</sub> für Hohe Dichte

<sup>3</sup>|<sub>N</sub> für niedrige Dichte

bei hoher Flächen-Dichte rekonstruiert:  $N_{K-RDEC}^{q-1}|_H = 941791(175793)$  cts. Die Obergrenze für den K-RDEC Querschnitt lässt sich damit wieder schnell bestimmen. Eine Übersicht ist in Tabelle 7.3 zu finden.

	Wert	Fehler	Einheit
$A$	617	–	–
$B$	$4,2 \times 10^{-5}$	–	–
$N^{q-1}$	$2,23825 \times 10^{10}$	149608	cts
$N^{q-2}$	$3,62764 \times 10^7$	6023	cts
$N_{K-RDEC}^{q-1}$	941791	175793	cts
$N_{K-RDEC}^{q-2}$	< 1	–	cts
$\frac{d\sigma_{K-RDEC}^{rel}}{d\Omega}$	53	1	b/sr
$\frac{d\sigma_{K-RDEC}}{d\Omega}$	0,056	0,01	mb/sr
$\sigma_{K-RDEC}$	0,47	0,09	mb

Tabelle 7.3: Gesamtdaten zur Bestimmung des K-RDEC Querschnitts für das Stoßsystem  $Cr^{24+}$  auf  $N_2$  bei 30 MeV/u. ( $N_2$  Flächen-Dichte =  $5,5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ )  
Anmerkung:  $N^{q-1}$  und  $N_{K-RDEC}^{q-1}$  wurden über  $A$  und  $B$  bestimmt.

## 7.2 Theoretischer K-RDEC Querschnitt

Um den K-RDEC Querschnitt auszurechnen, wird die Theorie von [Mikh 04b] verwendet. Wie in Kapitel 3 beschrieben, muss zuerst der (dimensionslose) Sommerfeld Parameter  $\xi = \eta/p = \alpha Z/\beta$  bestimmt werden. Zur Erinnerung: langsame Stöße haben  $\xi \gg 1$  und schnelle Stöße haben  $\xi \ll 1$ . Für  $Cr^{24+}$  bei 30 MeV/u gilt  $\xi \approx 0,707$ . Aus Abbildung 3.4 (links) ist der dazugehörige (dimensionslose) Parameter  $Q(\xi)$  abzulesen:  $Q(0,707) \approx 1,15$ . Für das Helium Target ist der K-RDEC Querschnitt:  $\sigma_{K-RDEC}^{He} = 7,02 \times 10^{-30} \text{ cm}^2$ . Für das Stickstoff Target ist er:  $\sigma_{K-RDEC}^N = 3,01 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$ . Bemerkung: Diese Rechnungen berücksichtigen nur Elektroneneinfang in die K-Schale, d.h. in den Zustand  $(1s^2) \ ^1S_0$ .

Nefiodov *et al.* [Nefi 05] berücksichtigt zusätzlich noch den Elektroneneinfang in die L-Schale. Hier wird also ein Elektron in die K-Schale eingefangen und das andere in die L-Schale: d.h. in den  $(1s2s) \ ^1S_0$  Zustand. Aus Abbildung 3.4 (rechts) ist der dazugehörige (dimensionslose) Parameter  $F(\xi)$  abzulesen:  $F(0,707) \approx 8,8 \times 10^{-5}$ . Für das Helium Target ist der K-RDEC Querschnitt:  $\sigma_{K-RDEC}^{He} = 3,36 \times 10^{-30} \text{ cm}^2$ . Für das Stickstoff Target ist er:  $\sigma_{K-RDEC}^N = 1,44 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$ . Das ist etwa zweimal so klein wie der Wert von Mikhailov [Mikh 04b].

In einer Veröffentlichung von Simon *et al.* [Simo 10b, Simo 10a] wird argumentiert, dass für das Stoßsystem  $O^{8+}$  auf C der gemessene K-RDEC Querschnitt

um einen Faktor 25 größer ist als der theoretische Wert [Mikh 04b]. Um diesen Skalierungsfaktor für die Stoßsysteme  $\text{Cr}^{24+}$  auf He und  $\text{N}_2$  zu prüfen, sind in Abbildung 7.1 die theoretischen Querschnitte ( $\sigma_{theo}$ ) mit den beiden experimentell bestimmten Obergrenzen ( $\sigma_{exp}$ ) aus dieser Arbeit verglichen. Es gibt zwei rote Kurven: die untere Kurve entspricht  $\sigma_{theo}$  von Mikhailov *et al.* [Mikh 04b], die obere (gestrichelte) Kurve entspricht  $25 \times \sigma_{theo}$ . Für Helium ( $Z_t = 2$ ) liegt  $\sigma_{exp}$  oberhalb beider theoretischen Werte. Für Stickstoff ( $Z_t = 7$ ) liegt  $\sigma_{exp}$  über  $\sigma_{theo}$ , aber unter  $25 \times \sigma_{theo}$ . Damit ist festzustellen, dass  $\sigma_{theo}$  generell kleiner ist als  $\sigma_{exp}$ . Bei Stickstoff ist der Wert  $\sigma_{exp}$  aber etwa eine Größenordnung kleiner als  $25 \times \sigma_{theo}$ . Innerhalb der Messzeit wurden die beiden  $\sigma_{theo}$  Werte [Mikh 04b] nicht erreicht, was bedeutet, dass sie durch diese Messungen nicht überprüft werden konnten.

Der skalierte theoretische Querschnitt ( $25 \times \sigma_{theo}$ ) ist von der Messung bei Stickstoff aber widerlegt worden.

Um die Größe der K-RDEC Querschnitte zu demonstrieren, sind in Abbildung 7.1 noch der theoretische NRC-Querschnitt (schwarz) und der theoretische K-REC Querschnitt (schwarz gestrichelt) dargestellt. Im Mittel, über diesen  $Z_t$ -Bereich, ist der K-RDEC-Querschnitt also etwa eine Million Mal kleiner.

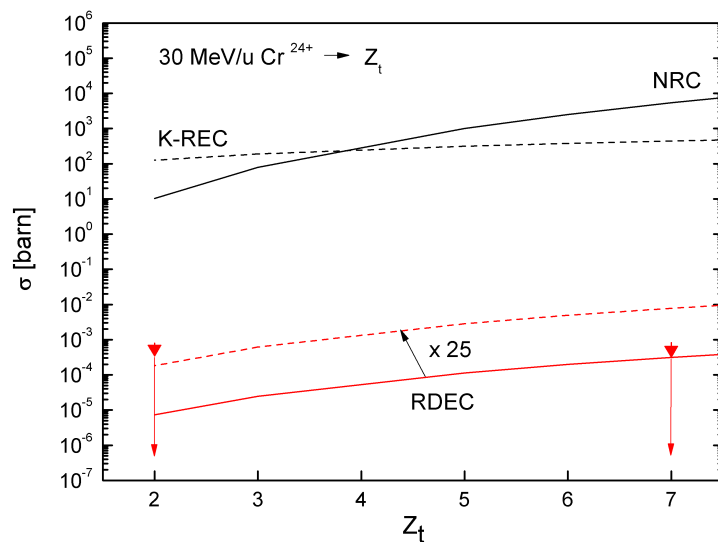


Abbildung 7.1: Theoretische und experimentelle Querschnitte für 30 MeV/u Stöße zwischen  $\text{Cr}^{24+}$  und Targets mit  $2 \leq Z_t \leq 7$ .

Die letzten und neuesten relativistischen K-RDEC Rechnungen sind von Chernovskaya [Cher 11] gemacht worden und sind in Kapitel 3 zu finden. Die nach dieser Theorie ausgerechneten Querschnitte ergeben folgende Werte [Cher]:

1) Für das Helium Target sind die K-RDEC Querschnitte:  $\sigma_{K-RDEC}^A(\text{He}) = 59 \times$

$10^{-27} \text{ cm}^2$  und  $\sigma_{K-RDEC}^A(He) = \sigma_{K-RDEC}^K(He)$ , weil in Helium nur die K-Schale besetzt ist (s.Kapitel 3).

2) Für das Stickstoff Target sind die K-RDEC Querschnitte:  $\sigma_{K-RDEC}^A(N) = 18,2 \times 10^{-27} \text{ cm}^2$  und  $\sigma_{K-RDEC}^K(N) = 0,403 \times 10^{-27} \text{ cm}^2$ .

### 7.3 Überblick: Experiment und Theorie

In Tabelle 7.4 ist ein Überblick über die diversen theoretischen Querschnitte und die dazugehörigen experimentellen K-RDEC Querschnitten gegeben. Was auffällt ist, dass im Laufe der Zeit mehrere Kombinationen von Projektil, Target und Energie untersucht wurden, wodurch ein relativ breites Spektrum abgedeckt wird. Das „leichteste“ System ist  $O^{8+}$  auf C bei 2,375 MeV, das „schwerste“ ist  $U^{92+}$  auf Ar bei 297 MeV/u.

Wenn die theoretischen Querschnitte der verschiedenen Modelle miteinander verglichen werden, wird klar, dass sie sich deutlich voneinander unterscheiden. Die Unterschiede variieren dabei zwischen weniger als einem Faktor 2 und mehr als ein Faktor 500. Die theoretischen Werte nach Mikhailov und Nefiodov liegen aber fast alle unter den experimentellen Werten (Obergrenzen). Daraus wird geschlossen, dass die Querschnitte tatsächlich sehr klein sind und deshalb nicht leicht experimentell bestimmt werden können. Mit diesem Experiment (30 MeV/u Stöße zwischen  $Cr^{24+}$  und  $N_2$  Gas-Jet) wurde eindeutig und konsistent gezeigt, dass der Überhöhungsfaktor 25 des [Mikh 04b] Querschnitts, der in [Simo 10b] veröffentlicht wurde, nicht bestätigt werden konnte. Um die theoretischen Werte nach [Mikh 04b] im Experiment zu erreichen, müsste signifikant länger gemessen werden.



$Z_p$	$E_{kin}$ [MeV/u]	$Z_t$	$\xi$	$Q(\xi)$ $\times 10^{-5}$	$F(\xi)$ $\times 10^{-5}$	$\sigma_{K-RDEC}$ [mb]		
						[Mikh 04b]	[Nef 05]	[Cher 11] $A/K$
18	11,4	6	0,840	4,59	46,0	3,2	1,99	120 / 4,3
92	297	18	0,841	4,6	46,5	0,025	0,016	1,73 / 0,003
8	2,375	6	0,820	3,84	36,9	150	92	550 / 19
24	30	2	0,707	1,15	8,83	0,007	0,0034	$6,38^1 / 6,38^1$
24	30	7	0,707	1,15	8,83	0,3	0,144	$18,2^1 / 0,403^1$

Tabelle 7.4: Überblick über alle experimentellen Studien, deren *K-RDEC* Querschnitte und die dazugehörigen neuesten theoretischen Querschnitte. Der Sommerfeld-Parameter  $\xi$  wird aus  $Z_p$  und  $E_{kin}$  bestimmt und führt zu den  $Q(\xi)$  und  $F(\xi)$  Werten. <sup>1</sup> [Cher]. Die Obergrenze mit dem Zusatz *SStobbe*“, wurde auf die nichtrelativistische *Stobbe-Rechnung* normiert; die mit dem Zusatz *rel*“relauf den voll-relativistischen *K-REC* Querschnitt.



# Kapitel 8

## Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde der Prozess des Radiativen Doppel-Elektronen-Einfangs (RDEC) in Stößen zwischen  $\text{Cr}^{24+}$ -Ionen und einem Helium beziehungsweise Stickstoff-Gastarget untersucht. Die Messung wurde am internen Gastarget des Experimentier-Speicherring (ESR) des GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt durchgeführt. Dazu wurden im Targetbereich zwei Standard Halbleiterdetektoren (HPGe(i)) aufgebaut. Die Detektoren können in einer speziell gestalteten Targetkammer unter verschiedenen Beobachtungswinkeln aufgestellt werden. Jeder Beobachtungswinkel wird durch einen hutförmigen Adapterflansch definiert, an dessen Ende sich entweder ein Beryllium- oder ein Fe-Fenster befindet, wodurch das Ultrahochvakuum des Rings ( $10^{-11} \text{ mbar}$ ) vom Atmosphärendruck getrennt wird. In diese Hüte können die Detektoren eingeführt werden. Für das in dieser Arbeit durchgeführte Experiment wurden die Beobachtungswinkel von  $90^\circ$  und  $35^\circ$  in Bezug auf die Ionenstrahl-Flugrichtung verwendet. Zusätzlich wurde ein Photomultiplier unter  $145^\circ$  montiert, um den optimalen Überlapp zwischen Ionenstrahl und Gastarget bestimmen und überprüfen zu können. Als Target wurde ein Gasjet aus hochreinem Helium- bzw. Stickstoffgas verwendet. Die hierbei erreichten Target Flächen-Dichten betragen im Mittel  $1,5 \times 10^{12}$  Teilchen pro  $\text{cm}^2$  für Helium, für Stickstoff wurden Dichten von a)  $2,5 \times 10^{11}$  und b)  $5,5 \times 10^{12}$  verwendet. Auch während des Betriebs des Targets blieb der Restgasdruck im ESR im Bereich von  $10^{-11} \text{ mbar}$ . Durchschnittlich konnten  $5 \times 10^7$   $\text{Cr}^{24+}$ - Ionen mit einer Energie von 30 MeV/u im Ring gespeichert werden. Um die am Target gemessenen Photonen mit umgeladenen Ionen in Verbindung bringen zu können, wurde im ersten Dipol hinter der Wechselwirkungskammer (Entfernung etwa 13,2 m) ein gasgefüllter Vieldrahtzähler eingebaut, mit dem die umgeladenen Ionen und ihre Position gemessen werden konnten. Die Ortsauflösung war für dieses Experiment von entscheidender Bedeutung, um gleichzeitig zwei verschiedene Ladungszustände messen und unterscheiden zu können. Auf der Detektionsfläche wiesen die benachbarten La-

dungszustände eine örtliche Trennung von circa 4,5 cm auf. Die Nachweiseffizienz dieses Teilchendetektors lag bei nahezu 100%.

Da es während des RDEC-Prozesses zum simultanen Einfang zweier Elektronen kommt, wurden die Röntgenspektren mit einer Koinzidenzbedingung auf die zweifach umgeladenen Ionen betrachtet. In den Röntgenspektren wiederum war der Energiebereich in der Nähe von 47 keV (Laborsystem  $90^\circ$ ) von besonderem Interesse. Hierbei handelt es sich um die doppelte K-REC-Energie. Die Untersuchung des RDEC-Prozesses beschränkte sich in diesem Experiment in erster Linie auf den K-RDEC Prozess, da dieser Einfangquerschnitt analog zum K-REC Wirkungsquerschnitt den höchsten Wert versprach. Aus diesem Grund wurde auch der Beobachtungswinkel von  $90^\circ$  gewählt; da der K-REC Wirkungsquerschnitt näherungsweise einer  $\sin^2$ -Winkelverteilung folgt, die bei  $90^\circ$  ihr Maximum besitzt.

Innerhalb der zur Verfügung stehenden Messzeit von 3 Tagen, wovon effektiv 32 Stunden mit dem Helium-Target und 16 Stunden mit dem Stickstoff-Target gemessen wurden, konnte der RDEC Prozess nicht beobachtet werden. Das Experiment mit dem Helium-Target musste vorzeitig beendet werden, da die anvisierten Target Flächen-Dichte von  $6 \times 10^{12}$  Teilchen pro  $\text{cm}^2$  aufgrund eines Problems mit dem Kryostaten nicht erreicht werden konnten. Nichtsdestotrotz ließen sich aus diesen Daten Obergrenzen für den Wirkungsquerschnitt des K-RDEC-Prozesses gewinnen.

Dazu wurden zunächst die Zahl der nachgewiesenen K-REC Photonen und die theoretischen K-REC Querschnitte bestimmt. Zur Bestimmung der theoretischen K-REC Querschnitte wurde einmal die nicht-relativistische Stobbe-Formel verwendet, um die Ergebnisse mit den Ergebnissen der Kalamazoo-Messung vergleichen zu können; ein anderer Wert wurde mittels einer exakten relativistischen Näherung berechnet [Surz], da diese Näherung exakte Werte für den K-REC Querschnitt liefert. Um daraus auf die experimentellen oberen Grenzen der RDEC-Querschnitte schließen zu können, wurde ein einzelnes RDEC-Photon angenommen (s. Kapitel 7). Hieraus ergeben sich folgende Werte:

$\sigma_{K-RDEC}^{Stobbe}(He) < 0,552$	$\sigma_{K-RDEC}^{rel}(He) < 0,505$
$\sigma_{K-RDEC}^{Stobbe}(N) < 0,513$	$\sigma_{K-RDEC}^{rel}(N) < 0,470$

Tabelle 8.1: Obere Grenzen der experimentellen RDEC-Querschnitte, mbarn.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass die theoretischen Vorhersagen von Mikhailov und Nefiodov aufgrund der unzureichenden Messzeit und der damit verbundenen geringen Statistik nicht überprüft werden konnten. Legt man die von A. Simon publizierten RDEC-Werte für das Stoßsystem  $O^{8+} \rightarrow C$  bei 38 MeV

---

zugrunde, müsste Mikhailovs Theorie jedoch um einen Faktor 25 erhöht werden. Zur Überprüfung dieses Faktors 25 war unsere Statistik im Stoßsystem  $\text{Cr}^{24+} \rightarrow \text{N}$  ausreichend. Allerdings konnte dieser Überhöhungsfaktor von uns nicht bestätigt werden. Somit kann das Ergebnis der Kalamazoo-Messung in Frage gestellt werden. Begründete Kritikpunkte sind:

- keine statistisch aussagekräftige Linienstruktur
- Verwendung von Festkörpertargets (intrinsische Verunreinigung, starke Untergrundprozesse, z.B. Bremsstrahlung, keine garantierten Einzel-Stoßbedingungen)
- Messung von Pile-up.

Als abschließende Betrachtung sind in Tabelle 7.4 alle bisher ermittelten theoretischen und experimentellen Werte zusammengefasst und in Abbildung 8.1 dargestellt. Die diversen Theorien streuen sehr stark. Während Mikhailov und Nefiodov den RDEC-Querschnitt nicht-relativistisch mit freien Elektronen über das Prinzip des detaillierten Gleichgewichts aus den Doppel-Photonionizationsquerschnitten ableiten, rechnet Chernovskaya beispielsweise relativistisch mit anfangs zwei freien Elektronen und baut schrittweise Korrekturen ein, die die Bindung der Elektronen im Target berücksichtigen. Dabei ist der Wert des resultierenden Wirkungsquerschnittes stark abhängig von den Modellannahmen. Daher wäre es wünschenswert, wenn in zukünftigen Rechnungen, zunächst von im Target gebundenen Elektronen ausgegangen würde und zusätzlich die Elektron-Elektron-Wechselwirkung Berücksichtigung fände.

Eine Hauptschwierigkeit dieser Messung des RDEC-Querschnittes liegt in den geringen Wirkungsquerschnitten dieses Prozesses. Da es äußerst schwierig ist, eine ausreichend lange Strahlzeit am ESR zu erhalten, um effektiv nach diesem Prozess zu suchen (notwendig wäre ein vierwöchiger Block), ist es notwendig, die RDEC-Rate über andere Parameter zu erhöhen.

Zur Verbesserung unseres experimentellen Wertes kann das gleiche Experiment an der zukünftigen Beschleunigeranlage FAIR durchgeführt werden. Hierbei ist insbesondere der Speicherring CRYRING zu erwähnen, in dem es möglich sein wird, Ionen bei deutlich niedrigeren Energien effizient zu speichern. Schon für Energien von 1 MeV/u, die für CRYRING problemlos realisierbar sind, ergeben sich RDEC Querschnitte für  $\text{Cr}^{24+}$ , die mehr als vier Größenordnungen größer sind, als bei den in diesem Experiment eingestellten Strahlparametern. Weiterhin wird am CRYRING@FAIR ein internes Gas-Jet Target verfügbar sein, das mit Helium betrieben werden kann. An diesem neuen Gas-Jet Target wird der Abstand Ionenstahl – Detektor deutlich geringer sein, wodurch sich der effektive Raumwinkel deutlich erhöhen wird. Die Zukunftsaussichten, die sich daraus ergeben, sollten es erlauben, die aktuellen Theorien in einem Zeitraum von 1-2 Wochen zu testen und quantitative Wirkungsquerschnitte zu erzielen.

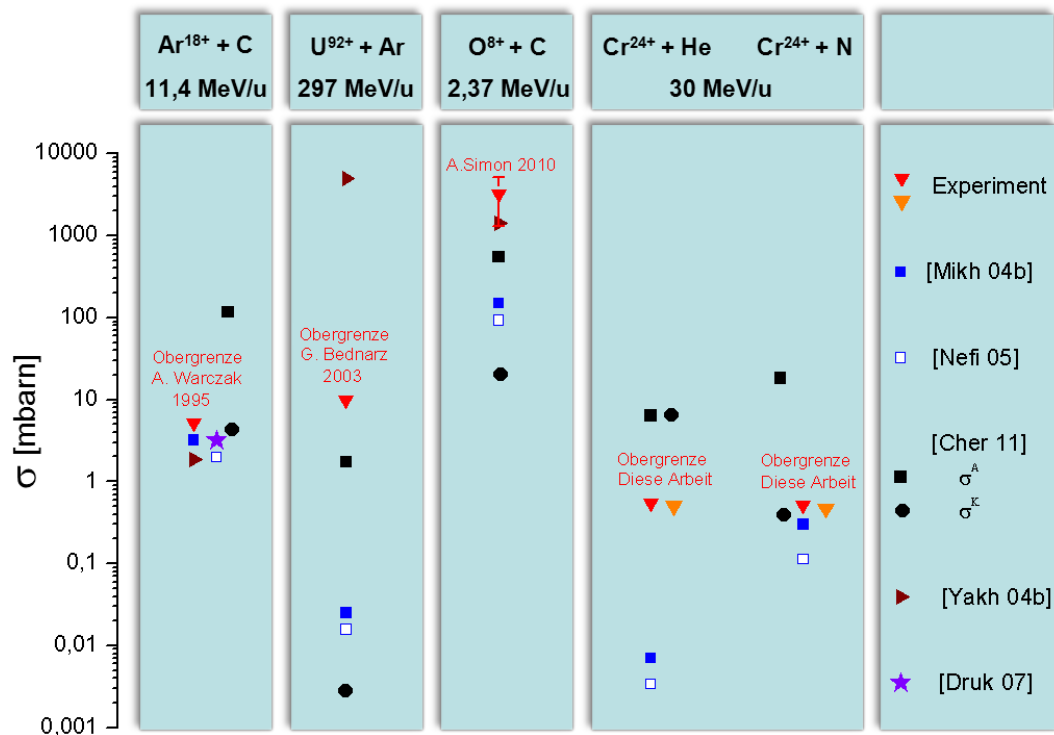


Abbildung 8.1: Überblick der experimentellen und theoretischen Studien. Die experimentellen Werte stammen aus: [Warc 95, Bedn 03, Simo 10b]. Für die hier beschriebenen Experimente mit He und N wurden zwei leicht unterschiedliche experimentelle Obergrenzen ermittelt (vgl. Tabelle 8.1). Die Obergrenze, die durch die rote Markierung dargestellt ist, wurde auf die nichtrelativistische Stobbe-Rechnung normiert, die orangene Markierung auf die voll-relativistische.

# Literaturverzeichnis

- [Ahop 79] J. Ahopelto, E. Rantavuori, and O. Keski-Rahkonen. “ $Ka^h$  Hypersatellite Spectra in Photon Excitation and K Shell Double Photoionization Cross Section for Transition Metals Ti, Cr, Fe, and Ni”. *Physica Scripta*, Vol. 20, No. 1, p. 71, 1979.
- [Amal 05] U. Amaldi and G. Kraft. “Radiotherapy with beams of carbon ions”. *Reports on Progress in Physics*, Vol. 68, No. 8, p. 1861, 2005.
- [Amal 07] U. Amaldi and G. Kraft. “European Developments in Radiotherapy with Beams of Large Radiobiological Effectiveness”. *Journal of Radiation Research*, Vol. 48, No. Suppl.A, pp. A27–A41, 2007.
- [Amus 99] M. Y. Amusia, A. I. Mikhailov, and I. A. Mikhailov. “High-energy double photoeffect and photoionization with excitation from  $2^1S$  and  $2^3S$  states of helium-like ions”. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, Vol. 32, No. 20, p. 4885, 1999.
- [Ange 88] N. Angert, W. Bourgeois, H. Emig, B. Franzke, B. Langenbeck, K. D. Leible, H. Schulte, P. Spädtke, and B. H. Wolf. “Electron Cooling on the ESR at GSI”. *EPAC 1988, Proc. of 1st European Particle Accelerator Conference*, p. 1436, 1988.
- [Ange 91] N. Angert, L. Dahl, J. Glatz, J. Klabunde, U. Ratzinger, H. Schulte, B. Wolf, H. Deitinghoff, J. Friedrich, H. Klein, and A. Schempp. “Commissioning of the new heavy ion injector at GSI”. Vol. , No. , pp. 2981–2983 vol.5, may 1991.
- [Anho 84] R. Anholt, S. A. Andriamonje, E. Morenzoni, C. Stoller, J. D. Molitoris, W. E. Meyerhof, H. Bowman, J. S. Xu, Z. Z. Xu, J. O. Rasmussen, and D. H. H. Hoffmann. “Observation of Radiative Capture in Relativistic Heavy-Ion—Atom Collisions”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 53, pp. 234–237, Jul 1984.
- [Aria 81] J. Arianer and R. Geller. “The advanced positive neavy-ion sources”. *Anual review of nuclear and particle science*, Vol. 31, pp. 19–51, 1981.
- [Arms 12] G. S. J. Armstrong and J. Colgan. “Angular distributions for two-photon double ionization of lithium”. *Phys. Rev. A*, Vol. 86, p. 023407, Aug 2012.
- [Bedn 01] G. Bednarz, A. Warczak, P. Swiat, T. Stöhlker, H. Beyer, F. Bosch, R. W. Dunford, S. Hagmann, E. P. Kanter, C. Kozhuharov, A. Krämer, D. Liesen, T. Ludziejewski, X. Ma, P. H. Mokler, and Z. Stachura. “Double Electron Capture in Relativistic  $U^{92+}$  Collisions Observed at the ESR Gas-Jet Target”. *Physica Scripta*, Vol. 2001, No. T92, p. 429, 2001.

- [Bedn 03] G. Bednarz, D. Sierpowski, T. Stöhlker, A. Warczak, H. Beyer, F. Bosch, A. Bräuning-Demian, H. Bräuning, X. Cai, A. Gumberidze, S. Hagmann, C. Kozhuharov, D. Liesen, X. Ma, P. Mokler, A. Muthig, Z. Stachura, and S. Toleikis. “Double-electron capture in relativistic  $U^{92+}$  collisions at the ESR gas-jet target”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Vol. 205, pp. 573 – 576, 2003.
- [Bern 11] D. Bernhardt, C. Brandau, Z. Harman, C. Kozhuharov, A. Müller, W. Scheid, S. Schippers, E. W. Schmidt, D. Yu, A. N. Artemyev, I. I. Tupitsyn, S. Böhm, F. Bosch, F. J. Currell, B. Franzke, A. Gumberidze, J. Jacobi, P. H. Mokler, F. Nolden, U. Spillman, Z. Stachura, M. Steck, and T. Stöhlker. “Breit interaction in dielectronic recombination of hydrogenlike uranium”. *Phys. Rev. A*, Vol. 83, p. 020701, Feb 2011.
- [Beth 57] H. Bethe and E. Salpeter. *Quantum mechanics of One- and Two-Elektron Atoms*. Springer-Verlag, Berlin, 1957.
- [Beye 03] H. Beyer and V. Shevelko. *Introduction to the Physics of Highly Charged Ions*. Institute of Physics Publishing, Boston, Philadelphia, 2003.
- [Bran 03] C. Brandau, C. Kozhuharov, A. Müller, W. Shi, S. Schippers, T. Bartsch, S. Böhm, C. Böhme, A. Hoffknecht, H. Knopp, N. Grün, W. Scheid, T. Steih, F. Bosch, B. Franzke, P. H. Mokler, F. Nolden, M. Steck, T. Stöhlker, and Z. Stachura. “Precise Determination of the  $2s_{1/2}$ - $2p_{1/2}$  Splitting in Very Heavy Lithiumlike Ions Utilizing Dielectronic Recombination”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 91, p. 073202, Aug 2003.
- [Bran 12] C. Brandau and C. Kozhuharov. “Storage-Ring Studies of Dielectronic Recombination as a Tool for Precision Spectroscopy”. In: V. Shevelko and H. Tawara, Eds., *Atomic Processes in Basic and Applied Physics*, pp. 283–306, Springer Berlin Heidelberg, 2012.
- [Brig 00] J. S. Briggs and V. Schmidt. “Differential cross sections for photo-double-ionization of the helium atom”. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, Vol. 33, No. 1, p. R1, 2000.
- [Brow 86] I. G. Brown, J. E. Galvin, B. F. Gavin, and R. A. MacGill. “Metal vapor vacuum arc ion source”. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 57, No. 6, pp. 1069–1084, 1986.
- [Cher] E. Chernovskaya. Private Mitteilung.
- [Cher 11] E. A. Chernovskaya, O. Y. Andreev, and L. N. Labzowsky. “Radiative double-electron capture by bare nucleus with emission of one photon”. *Phys. Rev. A*, Vol. 84, p. 062515, Dec 2011.
- [Colg 03] J. Colgan and M. S. Pindzola. “Total and differential cross-section calculations for the double photoionization of the helium  $1s2s^{1,3}S$  states”. *Phys. Rev. A*, Vol. 67, p. 012711, Jan 2003.
- [Comp 23] A. H. Compton. “A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements”. *Phys. Rev.*, Vol. 21, pp. 483–502, May 1923.



- [Dorn 96] R. Dörner, T. Vogt, V. Mergel, H. Khemliche, S. Kravis, C. L. Cocke, J. Ullrich, M. Unverzagt, L. Spielberger, M. Damrau, O. Jagutzki, I. Ali, B. Weaver, K. Ullmann, C. C. Hsu, M. Jung, E. P. Kanter, B. Sonntag, M. H. Prior, E. Rotenberg, J. Denlinger, T. Warwick, S. T. Manson, and H. Schmidt-Böcking. “Ratio of Cross Sections for Double to Single Ionization of He by 85–400 eV Photons”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 76, pp. 2654–2657, Apr 1996.
- [Druk 07] E. G. Drukarev, A. I. Mikhailov, I. A. Mikhailov, and W. Scheid. “High-energy two-electron capture with emission of a single photon”. *Phys. Rev. A*, Vol. 76, p. 062701, Dec 2007.
- [Eich 05] J. Eichler. *Lectures on ion-atom collisions: From nonrelativistic to relativistic velocities*. Elsevier, 2005.
- [Eich 07] J. Eichler and T. Stöhlker. “Radiative electron capture in relativistic ion-atom collisions and the photoelectric effect in hydrogen-like high-Z systems”. *Physics Reports*, Vol. 439, No. 1-2, pp. 1 – 99, 2007.
- [Eich 85] J. Eichler. “Relativistic eikonal theory of electron capture”. *Phys. Rev. A*, Vol. 32, pp. 112–121, Jul 1985.
- [Eich 95a] J. Eichler, A. Ichihara, and T. Shirai. “Photon angular distributions from radiative electron capture in relativistic atomic collisions”. *Phys. Rev. A*, Vol. 51, pp. 3027–3035, Apr 1995.
- [Eich 95b] J. Eichler and W. Meyerhof. *Relativistic Atomic Collisions*. Academic Press, 1995.
- [Emma 03] A. Emmanouilidou, T. Schneider, and J.-M. Rost. “Quasiclassical double photoionization from the  $2^{1,3}S$  excited states of helium including shake-off”. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, Vol. 36, No. 13, p. 2717, 2003.
- [Forr 95] R. C. Forrey, H. R. Sadeghpour, J. D. Baker, J. D. Morgan, and A. Dalgarno. “Double photoionization of excited  $1S$  and  $3S$  states of the helium isoelectronic sequence”. *Phys. Rev. A*, Vol. 51, pp. 2112–2116, Mar 1995.
- [Fran 86] B. Franzke. “Information about ESR parameters”. *GSI Internal Report*, 1986.
- [Fran 87] B. Franzke. “The heavy ion storage and cooler ring project ESR at GSI”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Vol. 24-25, Part 1, No. 0, pp. 18 – 25, 1987.
- [Fran 93] B. Franzke, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franczak, A. Gruber, O. Klepper, F. Nolden, P. Raabe, H. Reich, P. Spadtke, M. Steck, and J. Struckmeier. “Heavy ion beam accumulation, cooling, and experiments at the ESR”. Vol. , No. , pp. 1645 –1649 vol.3, may 1993.
- [Gass 12] T. Gassner. *Messung der Lebensdauer des  $2^3P_0$  Zustandes in heliumähnlichem Uran*. Master’s thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2012.

- [Gaye 94] R. Gayet, J. Hanssen, A. Martinez, and R. Rivarola. “Double electron capture in ion-atom collisions at high impact velocities”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Vol. 86, pp. 158 – 160, 1994.
- [Gris] Grisenti research Group:. <http://www.atom.uni-frankfurt.de/hhng-grisenti/index.html>.
- [GSI a] GSI Webseite:. <http://www.gsi.de>.
- [GSI b] GSI Webseite:. [http://www.gsi.de/start/forschung/forschung\\_bei\\_gsi\\_ein\\_ueberblick/erzeugung\\_neuer\\_elemente.htm](http://www.gsi.de/start/forschung/forschung_bei_gsi_ein_ueberblick/erzeugung_neuer_elemente.htm).
- [GSI c] GSI Webseite:. [http://www.gsi.de/start/forschung/forschung\\_bei\\_gsi\\_ein\\_ueberblick/ionenstrahlen\\_im\\_kampf\\_gegen\\_krebs.htm](http://www.gsi.de/start/forschung/forschung_bei_gsi_ein_ueberblick/ionenstrahlen_im_kampf_gegen_krebs.htm).
- [Gumb 05] A. Gumberidze, T. Stöhlker, D. Banaś, K. Beckert, P. Beller, H. F. Beyer, F. Bosch, S. Hagmann, C. Kozhuharov, D. Liesen, F. Nolden, X. Ma, P. H. Mokler, M. Steck, D. Sierpowski, and S. Tashenov. “Quantum Electrodynamics in Strong Electric Fields: The Ground-State Lamb Shift in Hydrogenlike Uranium”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 94, p. 223001, Jun 2005.
- [Hans 72] J. M. Hansteen and O. P. Mosebekk. “Simultaneous Coulomb Ejection of *K*- and *L*-Shell Electrons by Heavy, Charged Projectiles”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 29, pp. 1361–1362, Nov 1972.
- [Hart 98] H. W. van der Hart, K. W. Meyer, and C. H. Greene. “Double photoionization and ionization excitation of the metastable helium *S* states”. *Phys. Rev. A*, Vol. 57, pp. 3641–3645, May 1998.
- [Hofm 00] S. Hofmann and G. Münzenberg. “The discovery of the heaviest elements”. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 72, pp. 733–767, Jul 2000.
- [Hofm 95a] S. Hofmann, V. Ninov, F. Heßberger, P. Armbruster, H. Folger, G. Münzenberg, H. Schött, A. Popeko, A. Yeremin, A. Andreyev, S. Saro, R. Janik, and M. Leino. “The new element 111”. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, Vol. 350, pp. 281–282, 1995.
- [Hofm 95b] S. Hofmann, V. Ninov, F. Heßberger, P. Armbruster, H. Folger, G. Münzenberg, H. Schött, A. Popeko, A. Yeremin, A. Andreyev, S. Saro, R. Janik, and M. Leino. “Production and decay of  $^{269}110$ ”. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, Vol. 350, pp. 277–280, 1995.
- [Hofm 96] S. Hofmann, V. Ninov, F. Heßberger, P. Armbruster, H. Folger, G. Münzenberg, H. Schött, A. Popeko, A. Yeremin, S. Saro, R. Janik, and M. Leino. “The new element 112”. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, Vol. 354, pp. 229–230, 1996.
- [Ichi 94] A. Ichihara, T. Shirai, and J. Eichler. “Radiative electron capture in relativistic atomic collisions”. *Phys. Rev. A*, Vol. 49, pp. 1875–1884, Mar 1994.
- [Ichi 96] A. Ichihara, T. Shirai, and J. Eichler. “Radiative electron capture and the photoelectric effect at high energies”. *Phys. Rev. A*, Vol. 54, pp. 4954–4959, Dec 1996.

- [Kant 99] E. P. Kanter, R. W. Dunford, B. Krässig, and S. H. Southworth. “Double  $K$ -Vacancy Production in Molybdenum by X-Ray Photoionization”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 83, pp. 508–511, Jul 1999.
- [Khei 00] A. S. Kheifets, A. Ipatov, M. Arifin, and I. Bray. “Double-photoionization calculations of the helium metastable  $2^{1,3}S$  states”. *Phys. Rev. A*, Vol. 62, p. 052724, Oct 2000.
- [Klep 03] O. Klepper and C. Kozhuharov. “Particle detectors for beam diagnosis and for experiments with stable and radioactive ions in the storage-cooler ring ESR”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Vol. 204, pp. 553 – 556, 2003. 14th International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications.
- [Kraf 00] G. Kraft. “Tumor therapy with heavy charged particles”. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Vol. 45, Supplement 2, pp. S473 – S544, 2000.
- [Kueh 09] M. Kuehnel, N. Petridis, D. Winters, U. Popp, R. Dörner, T. Stöhlker, and R. Grisenti. “Low- internal target from a cryogenically cooled liquid microjet source”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 602, No. 2, pp. 311 – 314, 2009.
- [Land 74] L. Landau and E. Lifshitz. *Nonrelativistic Quantum Theory, Course of Theoretical physics Vol.3*. Pergamon, Oxford, 1974.
- [Leo 94] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear und Particle Physics Experiments*. Springer, Berlin, 1994.
- [Levi 96] J. C. Levin, G. B. Armen, and I. A. Sellin. “Photoionization and Compton Double Ionization of Helium from Threshold to 20 keV”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 76, pp. 1220–1223, Feb 1996.
- [Math] Mathematica Webseite.: <http://www.wolfram.com/>.
- [MBS ] MBS Webseite.: <http://www-win.gsi.de/daq/>.
- [McGu 77] J. H. McGuire and L. Weaver. “Independent electron approximation for atomic scattering by heavy particles”. *Phys. Rev. A*, Vol. 16, pp. 41–47, Jul 1977.
- [McGu 95] J. H. McGuire, N. Berrah, R. J. Bartlett, J. A. R. Samson, J. A. Tanis, C. L. Cocke, and A. S. Schlachter. “The ratio of cross sections for double to single ionization of helium by high energy photons and charged particles”. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, Vol. 28, No. 6, p. 913, 1995.
- [McGu 97] J. McGuire. *Elektron Correlation Dynamics in Atomic Collisions*. Cambridge University Press, 1997.
- [Meer 85] S. van der Meer. “Stochastic cooling and the accumulation of antiprotons”. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 57, pp. 689–697, Jul 1985.

- [Meye 85] W. E. Meyerhof, R. Anholt, J. Eichler, H. Gould, C. Munger, J. Alonso, P. Thieberger, and H. E. Wegner. “Atomic collisions with relativistic heavy ions. III. Electron capture”. *Phys. Rev. A*, Vol. 32, pp. 3291–3301, Dec 1985.
- [Mikh 04a] A. I. Mikhailov, I. A. Mikhailov, A. N. Moskalev, A. V. Nefiodov, G. Plunien, and G. Soff. “Nonrelativistic double photoeffect on  $K$ -shell electrons”. *Phys. Rev. A*, Vol. 69, p. 032703, Mar 2004.
- [Mikh 04b] A. Mikhailov, I. Mikhailov, A. Nefiodov, G. Plunien, and G. Soff. “Correlated double-electron capture with emission of a single photon”. *Physics Letters A*, Vol. 328, No. 4-5, pp. 350 – 356, 2004.
- [Munz 89] G. Münzenberg, P. Armbruster, S. Hofmann, F. Heßberger, H. Folger, J. Keller, V. Ninov, K. Poppensieker, A. Quint, W. Reisdorf, K.-H. Schmidt, J. Schneider, H.-J. Schött, K. Sümmerer, I. Zychor, M. Leino, D. Ackermann, U. Gollerthan, E. Hanelt, W. Morawek, D. Vermeulen, Y. Fujita, and T. Schwab. “Element 107”. *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei*, Vol. 333, pp. 163–175, 1989.
- [Nefi 05] A. Nefiodov, A. Mikhailov, and G. Plunien. “Correlated radiative capture of two electrons with formation of heliumlike ion in the  $1s2s\ ^1S$  state”. *Physics Letters A*, Vol. 346, No. 1-3, pp. 158 – 162, 2005.
- [Nold 00] F. Nolden, K. Beckert, F. Caspers, B. Franczak, B. Franzke, R. Menges, A. Schwinn, and M. Steck. “Stochastic cooling at the ESR”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 441, No. 1-2, pp. 219 – 222, 2000.
- [Nold 04] F. Nolden, K. Beckert, P. Beller, B. Franzke, C. Peschke, and M. Steck. “Experience and prospects of stochastic cooling of radioactive beams at GSI”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 532, No. 1-2, pp. 329 – 334, 2004. International Workshop on Beam Cooling and Related Topics.
- [Nucl] Nuclear Energy Agency Webseite.: <http://www.oecd-nea.org/janis/>.
- [Olso 87] R. Olson, M. McKenzie, A. Wetmore, J. Tanis, M. Clark, and R. Price. “Multiple ionization and capture in energetic ion-atom collisions: He atom targets”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Vol. 27, No. 4, pp. 590 – 593, 1987.
- [Oppe 28] J. R. Oppenheimer. “On the Quantum Theory of the Capture of Electrons”. *Phys. Rev.*, Vol. 31, pp. 349–356, Mar 1928.
- [Oura 02] M. Oura, H. Yamaoka, K. Kawatsura, K. Takahiro, N. Takeshima, Y. Zou, R. Hutton, S. Ito, Y. Awaya, M. Terasawa, T. Sekioka, and T. Mukoyama. “Correlative multielectron processes in  $K$ -shell photoionization of Ca, Ti and V in the energy range of 8-35 keV”. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, Vol. 35, No. 18, p. 3847, 2002.
- [Penn 37] F. M. Penning. “Ein neues Manometer für niedrige Gasdrucke, insbesondere zwischen  $10^{-3}$  und  $10^{-5}$ ”. *Physica IV*, No. 2, 1937.

- [Poth 90] H. Poth. “Electron cooling: Theory, experiment, application”. *Physics Reports*, Vol. 196, No. 3-4, pp. 135 – 297, 1990.
- [Povh 06] B. Povh. *Teilchen und Kerne*. Springer, 2006.
- [Reic 97] H. Reich, W. Bourgeois, B. Franzke, A. Kritzer, and V. Varentsov. “The ESR internal target”. *Nuclear Physics A*, Vol. 626, No. 1-2, pp. 417 – 425, 1997. Proceedings of the Third International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings.
- [Reus 08] R. Reuschl, A. Gumberidze, C. Kozhuharov, U. Spillmann, S. Tashenov, T. Stöhlker, and J. Eichler. “State-selective x-ray studies of radiative recombination into bare and H-like uranium at threshold energies”. *Phys. Rev. A*, Vol. 77, p. 032701, Mar 2008.
- [SATA] SATAN: <http://www-wnt.gsi.de/charms/SATAN/graf.htm>.
- [Schn 72] H. W. Schnopper, H. D. Betz, J. P. Delvaille, K. Kalata, A. R. Sohval, K. W. Jones, and H. E. Wegner. “Evidence for Radiative Electron Capture by Fast, Highly Stripped Heavy Ions”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 29, pp. 898–901, Oct 1972.
- [Simo 10a] A. Simon. *Correlated radiative electron capture in ion-atom collisions*. PhD thesis, Jagiellonian University, 2010.
- [Simo 10b] A. Simon, A. Warczak, T. Elkafrawy, and J. A. Tanis. “Radiative Double Electron Capture in Collisions of  $O^{8+}$  Ions with Carbon”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 104, p. 123001, Mar 2010.
- [Sout 03] S. H. Southworth, E. P. Kanter, B. Krässig, L. Young, G. B. Armen, J. C. Levin, D. L. Ederer, and M. H. Chen. “Double  $K$ -shell photoionization of neon”. *Phys. Rev. A*, Vol. 67, p. 062712, Jun 2003.
- [Spil 08] U. Spillmann, H. Brauning, S. Hess, H. Beyer, T. Stöhlker, J.-C. Dousse, D. Protic, and T. Krings. “Performance of a Ge-microstrip imaging detector and polarimeter”. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 79, No. 8, p. 083101, 2008.
- [Stec 04] M. Steck, P. Beller, K. Beckert, B. Franzke, and F. Nolden. “Electron cooling experiments at the ESR”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 532, No. 1-2, pp. 357 – 365, 2004. International Workshop on Beam Cooling and Related Topics.
- [Stec 97] M. Steck. “Diagnostic methods to detect the properties of cooled heavy ion beams in storage rings”. *Nuclear Physics A*, Vol. 626, No. 1-2, pp. 473 – 483, 1997. Proceedings of the Third International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings.
- [Stel 91] H. Stelzer. “Multiwire chambers with a two-stage gas amplification”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 310, No. 1-2, pp. 103 – 106, 1991.
- [Stob 30] M. Stobbe. “Zur Quantenmechanik photoelektrischer Prozesse”. *Annalen der Physik*, Vol. 399, No. 6, pp. 661–715, 1930.

- [Stoh 01] T. Stöhlker, X. Ma, T. Ludziejewski, H. F. Beyer, F. Bosch, O. Brinzaescu, R. W. Dunford, J. Eichler, S. Hagmann, A. Ichihara, C. Kozhuharov, A. Krämer, D. Liesen, P. H. Mokler, Z. Stachura, P. Swiat, and A. Warczak. “Near-Threshold Photoionization of Hydrogenlike Uranium Studied in Ion-Atom Collisions via the Time-Reversed Process”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 86, pp. 983–986, Feb 2001.
- [Stoh 92] T. Stöhlker, C. Kozhuharov, A. Livingston, P. Mokler, Z. Stachura, and A. Warczak. “Radiative Electron Capture into the K-, L-, and M-Shell of Decelerated, Hydrogenic Ge Projectiles”. *Z. Phys. D*, Vol. 23, p. 121, 1992.
- [Stoh 95] T. Stöhlker, C. Kozhuharov, P. H. Mokler, A. Warczak, F. Bosch, H. Geissel, R. Moshhammer, C. Scheidenberger, J. Eichler, A. Ichihara, T. Shirai, Z. Stachura, and P. Rymuza. “Radiative electron capture studied in relativistic heavy-ion-atom collisions”. *Phys. Rev. A*, Vol. 51, pp. 2098–2111, Mar 1995.
- [Stoh 97] T. Stöhlker, P. H. Mokler, C. Kozhuharov, and A. Warczak. *Comm. At. Mol. Phys.*, Vol. 33, p. 271, 1997.
- [Stoh 98] T. Stöhlker, T. Ludziejewski, H. Reich, F. Bosch, R. W. Dunford, J. Eichler, B. Franzke, C. Kozhuharov, G. Menzel, P. H. Mokler, F. Nolden, P. Rymuza, Z. Stachura, M. Steck, P. Swiat, A. Warczak, and T. Winkler. “Charge-exchange cross sections and beam lifetimes for stored and decelerated bare uranium ions”. *Phys. Rev. A*, Vol. 58, pp. 2043–2050, Sep 1998.
- [Stoh 99] T. Stöhlker, T. Ludziejewski, F. Bosch, R. W. Dunford, C. Kozhuharov, P. H. Mokler, H. F. Beyer, O. Brinzaescu, B. Franzke, J. Eichler, A. Griegal, S. Hagmann, A. Ichihara, A. Krämer, J. Lekki, D. Liesen, F. Nolden, H. Reich, P. Rymuza, Z. Stachura, M. Steck, P. Swiat, and A. Warczak. “Angular Distribution Studies for the Time-Reversed Photoionization Process in Hydrogenlike Uranium: The Identification of Spin-Flip Transitions”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 82, pp. 3232–3235, Apr 1999.
- [Surz] A. Surzhykov. Private Mitteilung.
- [Teng 94] Z.-j. Teng and R. Shakeshaft. “Double ionization of  $\text{He}(1s^2)$  and  $\text{He}(1s\ 2s\ ^3S)$  by a single high-energy photon”. *Phys. Rev. A*, Vol. 49, pp. 3597–3609, May 1994.
- [Thom] Thomas Stöhlker Webseite: [http://web-docs.gsi.de/~stoe\\_exp/laboratory/links/lab\\_links.php](http://web-docs.gsi.de/~stoe_exp/laboratory/links/lab_links.php).
- [vSmi 89] Z. Šmit, M. Kregar, and D. Glavič-Cindro. “Double photoionization of K- and L-shell electron pairs”. *Phys. Rev. A*, Vol. 40, pp. 6303–6307, Dec 1989.
- [Warc 95] A. Warczak, M. Kucharski, Z. Stachura, H. Geissel, H. Irnich, T. Kandler, C. Kozhuharov, P. Mokler, G. Münzenberg, F. Nickel, C. Scheidenberger, T. Stöhlker, T. Suzuki, and P. Rymuza. “Radiative double electron capture in heavy-ion atom collisions”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Vol. 98, No. 1, pp. 303 – 306, 1995.

- [Webe 10] G. Weber, H. Bräuning, A. Surzhykov, C. Brandau, S. Fritzsche, S. Geyer, S. Hagmann, S. Hess, C. Kozhuharov, R. Märtin, N. Petridis, R. Reuschl, U. Spillmann, S. Trotsenko, D. F. A. Winters, and T. Stöhlker. “Direct Determination of the Magnetic Quadrupole Contribution to the Lyman- $\alpha_1$  Transition in a Hydrogenlike Ion”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 105, p. 243002, Dec 2010.
- [Yakh 96] V. Yakhontov and M. Amusia. “Radiative double electron capture in fast heavy ion-atom collisions”. *Physics Letters A*, Vol. 221, No. 5, pp. 328 – 334, 1996.
- [Yakh 97] V. L. Yakhontov and M. Y. Amusia. “Radiative double-electron capture in collisions of fast heavy ions with solid carbon targets”. *Phys. Rev. A*, Vol. 55, pp. 1952–1961, Mar 1997.





# Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Menschen bedanken, die mich während meiner Doktorarbeit begleitet, geholfen und unterstützt haben.

Als erstes möchte ich mich ganz herzlich bei meinem Betreuer Prof. Thomas Stöhlker bedanken, dass er mir die Möglichkeit gab meine Doktorarbeit in seiner Arbeitsgruppe bei der GSI in Darmstadt durchzuführen. Durch die vielfältigen Möglichkeiten, die mir in dieser Gruppe geboten wurden, war ich in der Lage unzählige und wertvolle Erfahrungen zu sammeln. Dank seiner langjährigen und reichhaltigen Erfahrung konnte er mir immer hilfreiche Tipps und Anregungen geben.

Bei Prof. Andreas Wolf bedanke ich mich dafür, dass er sich bereit erklärt hat, sowohl mein Zweitbetreuer als auch mein Zweitgutachter zu sein.

Ein großer Dank geht an Prof. Andrzej Warczak wegen seiner Unterstützung während des Experiments und die interessanten und konstruktiven Gespräche danach.

PD Dr. Andrey Surzhykov bin ich sehr dankbar für die guten Berechnungen der REC Querschnitte, da diese sehr wichtig für die endgültigen Ergebnisse waren.

Bei Dr. Regina Heß (geb. Reuschl) will ich mich ganz besonders Bedanken. Sie hat mir mit ihrer Professionalität, ihrem gutem Verständnis von der Physik und ihrer Hilfsbereitschaft immer exzellente Betreuung und Unterstützung geboten. Dass wir sehr gute Freundinnen geworden sind, macht deutlich, dass die Zusammenarbeit auch immer sehr angenehm war.

Tobias Gaßner möchte ich ganz herzlich dafür danken, dass er mich mit seiner Begeisterung für "Mathematica" angesteckt hat. Es hat die Datenanalyse sehr übersichtlich, praktisch und angenehm gemacht. Und dass er so eine nette und freundliche Persönlichkeit besitzt.

Bei PD Dr. Olga Rosmej will ich mich bedanken, weil sie mir am Anfang meiner Doktorarbeit die Möglichkeit geboten hat, an ihren interessanten Plasmaphysik Experimenten teilzunehmen. So habe ich auch in diesem Gebiet einige wertvolle Erfahrungen sammeln können.

Vielen Dank auch an Dr. Alexandre Gumberidze für seine zahlreichen Tipps und hilfreiche Diskussionen beim Anfertigen meiner Arbeit.

Bei meinen langjährigen Kollegen - Prof. Siegbert Hagmann, Dr. Heinrich Beyer, Dr. Christophor Kozhuharov, Dr. Uwe Spillmann, Dr. Sergiy Trotsenko, Dr. Robert Gri-

senti und Nikos Petridis - will ich mich herzlich bedanken für die stete Hilfsbereitschaft und die zahlreichen Diskussionen die mir weitergeholfen haben.

Für das angenehme Arbeitsumfeld, die Unterstützung bei den Strahlzeiten und die erfolgreiche Zusammenarbeit möchte ich mich bei allen Atomphysik-Mitgliedern und Gästen bedanken. Insbesondere bei Davide, Wolfgang, Axel, Max, Zhong, Günter, Pierre-Michel, Dominik, John, Bob, Renate, Yuri, Weidong, Mayk, Michael, Karl-Heinz und Sebastian.

Radoslaw Strzalka hat auch ein spezielles Dankeschön verdient, da er während des Experiment-Aufbaus meinen Detektor vom Herunterfallen und damit die gesamte Strahlzeit gerettet hat.

Stefanie Lüttges und Tatiana Litvinova danke ich für die Hilfe bei administrativen und organisatorischen Angelegenheiten. Tanja hat sich auch immer darum gekümmert, dass mein Stipendium rechtzeitig verlängert wurde.

Der "Heidelberg Graduate School for Fundamental Physics"(HGSFP) bin ich sehr dankbar für das abwechslungsreiche Angebot an interessanten Lecture Weeks, aber auch wegen der finanziellen Unterstützung für die benötigte Kinderbetreuung.

Bei der "Helmholtz Graduate School for Hadron and Ion Research"(HGS-HIRe) bedanke ich mich für die Möglichkeit an sehr interessanten Lecture Weeks und Soft-Skill Kursen teilzunehmen und dadurch u.a. auch viele interessante Menschen kennengelernt zu haben.

An meinen Mann, Dr. Danyal Winters, richte ich natürlich auch ganz großen Dank. Einerseits für die vielen interessanten physikalischen Diskussionen und die vielen Hin- und Rückfahrten zur GSI. Andererseits für seine Unterstützung Zuhause mit den Kindern. Ohne diese Hilfe wäre es unmöglich gewesen an Konferenzen teilzunehmen, Lecture Weeks zu besuchen oder während Strahlzeiten bei der GSI zu sein.

Meinen Söhnen Roman und Ralf danke ich für ihre liebevolle Unterstützung und ihr Verständnis für alle Momente in den ich nicht Zuhause sein konnte.

Wenn ich jetzt doch (natürlich vollkommen unabsichtlich) jemanden vergessen habe, entschuldige ich mich schon im Voraus dafür und biete an, es persönlich mit einer Tasse Kaffee und einem Stück Kuchen wieder gut zu machen.