

Kinematisch vollständige Untersuchung der
simultanen Ionisation von Projektil und Target in
Stößen von 3,6 MeV/u C²⁺ mit Helium

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik

der Johann Wolfgang Goethe-Universität

in Frankfurt am Main

von

Holger Kollmus

aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main im September 2001

Als Dissertation vom Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main angenommen.

Gutachter: Priv. Doz. Dr. Robert Moshhammer (MPI - Heidelberg)
 Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking (Universität Frankfurt)

Tag der Disputation: 19. Dezember 2001

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Motivation	9
3	Ionisation von Ionen und Atomen	13
3.1	Mechanismen der Projektilionisation im Stoß mit neutralen Targets .	13
3.2	Elektronenstoß-Induzierte Ionisation	24
3.2.1	Kinematik der Elektronenstoßionisation (Kinematik des inelastischen Stoßes)	25
3.2.2	Der Dreifach-Differenzielle Wirkungsquerschnitt	27
3.2.3	Der Dreifach-Differenzielle Wirkungsquerschnitt außerhalb der Streuebene	33
4	Theorien zur Projektilionisation	35
4.1	Bornsche Näherung mit ebenen Wellen	37
4.2	Geschlossene Methode der Bornschen Näherung (Closure Method) . .	40
4.3	Die Semiklassische Näherung (SCA)	44
4.3.1	„Screening“ und „Antiscreening“ in der SCA	45
4.4	Vollklassische Rechnungen: Die „Classical Trajectory Monte Carlo“ (CTMC) Methode	48
4.4.1	Die Anfangsverteilung	49
4.4.2	Die Berechnung der Trajektorien	52

4.4.3	Die nCTMC	53
5	Das Experiment	57
5.1	Das Reaktions-Mikroskop	59
5.1.1	Der Überschall-Gasjet	59
5.1.2	Das Extraktionsfeld	60
5.1.3	Die Detektoren	62
5.1.4	Die Detektion der Rückstößen	64
5.1.5	Die Detektion der Elektronen	67
5.1.6	Impulsauflösung	80
6	Ergebnisse	85
6.1	Energieverteilungen	87
6.2	Longitudinalimpulsverteilungen	91
6.3	Winkelverteilungen in der Azimutalebene	96
6.4	Verteilungen in der Streuebene	101
6.5	Vergleich zu (e,2e)	106
7	Zusammenfassung und Ausblick	113
	Abbildungsverzeichnis	117
	Danksagung	134
	Lebenslauf	136

Kapitel 1

Einleitung

Die Untersuchung von Ion-Atom Stößen stellt eine wichtige Methode zur Erforschung der atomaren Struktur und Dynamik dar. Das erste bekannte Ion-Atom Stoßexperiment wurde 1911-1913 von Rutherford durchgeführt: Er beobachtete die Streuung von Alpha-Teilchen aus einer radioaktiven Quelle nach dem Durchgang durch eine Aluminiumfolie mit Hilfe eines Fotofilms. Er stellte dabei fest, dass die weitaus meisten Teilchen offensichtlich ungehindert durch die Folie hindurchgehen, andere die Folie unter einem Streuwinkel verlassen und einige wenige nicht durch die Folie hindurchgelangen. Dies lässt den unmittelbaren Schluss zu, dass die für das menschliche Auge undurchsichtige Aluminiumfolie für Alpha-Teilchen zumindest teilweise „durchsichtig“ oder transparent ist.

Rutherford konnte mit seinem Experiment beweisen, dass Atome nicht etwa feste Kugeln sind, sondern, dass sie zum größten Teil aus „Nichts“ bestehen. Dieses (aus heutiger Sicht) einfache Ion-Atom Stoßexperiment ließ Aussagen über die innere Struktur der Aluminiumfolie zu, welche aufgelöst werden konnte, da die de-Broglie Wellenlänge der Alpha-Teilchen – im Gegensatz zu der des Lichts – kleiner ist als die aufzulösende Struktur.

Moderne atomphysikalische Experimente im Allgemeinen sowie Ion-Atom Stöße im Speziellen lassen sich grob in zwei Kategorien unterteilen:

- Untersuchungen zur statischen, zeitunabhängigen Struktur von Atomen bzw.

Ionen: Mit Hilfe der Auger-Elektronen- sowie insbesondere der modernen Laserspektroskopie können heute die Bindungsenergien der Elektronen im Atom mit hoher Präzision vermessen werden. Durch Fluoreszenz- oder auch direkte optische Spektroskopie der Übergangsenergie eines mittels Laser bzw. im Elektronenstoß angeregten Zustandes kann z.B. die Hyperfeinstruktur-Aufspaltung des $1s$ -Zustands in schweren Ein-Elektronensystemen [KLA94], oder mittels Röntgenspektroskopie nach Ionenstoßanregung die $1s$ -Lambverschiebung in wasserstoffähnlichem Uran [STÖ93, BEY95, STÖ97] mit hoher Genauigkeit vermessen werden. In jüngsten Experimenten zum $1s - 2s$ Übergang in atomarem Wasserstoff [NIE00] wird die bisher höchste Präzision von 10^{14} erreicht und man geht davon aus, in absehbarer Zeit eine Genauigkeit zu erreichen, welche es erlauben sollte, mögliche minimale zeitliche Veränderungen in der Feinstrukturkonstante nachweisen zu können [PB9/01]. Mit all diesen Methoden stehen der modernen experimentellen Atomphysik hocheffiziente Werkzeuge zur Verfügung, um die Quantenelektrodynamik (QED), die wohl exakteste Theorie in der Physik, auf hohem Niveau zu überprüfen.

- Untersuchungen zur zeitabhängigen Dynamik elektronischer Prozesse: Neben immensen Fortschritten in der zeitaufgelösten Laserspektroskopie hat hier die Etablierung der Rückstoßionen-Impulsspektroskopie (RIMS), welche später mit einer neuartigen Elektronen-Impulsspektroskopie zu sogenannten „Reaktions-Mikroskopen“ kombiniert wurde [ULL97], im Bereich der atomaren Stoßphysik und insbesondere für die Untersuchung von Ion-Atom Stößen viele neue Möglichkeiten eröffnet. Hiermit wurden erstmals kinematisch vollständige Experimente möglich, die heute detaillierte Einblicke in die Dynamik eines Stoßes ermöglichen: Wie verändert sich z.B. die elektronische Hülle eines Targets unter dem Einfluss eines vorbeifliegenden hochgeladenen Projektils? Welche Wechselwirkungen führen zur Einfach- oder Mehrfach-Ionisation eines atomaren Targets durch ein Ion? Welche Geschwindigkeitsabhängigkeit weisen die Mechanismen der Mehrfach-Ionisation auf (wann ist Mehrfach-Ionisation sequenziell, wann korreliert)? Welche Wechselwirkungen führen zur Ionisation

eines Ions durch ein neutrales Target? Während z.B. die Bindungsenergien der beiden Elektronen im Heliumatom äußerst genau bekannt sind und theoretisch mit großer Genauigkeit vorhergesagt werden können (strukturelle Information), ist das Verständnis ihrer korrelierten Dynamik im Stoß auf einer Zeitskala von wenigen Attosekunden (10^{-18} s) selbst im einfachsten Fall der Doppelionisation durch eine strukturlose Punktladung nahezu unerforscht. Kinematisch vollständige Messungen wurden erst vor wenigen Jahren mittels obiger Methode möglich.

Dass Dynamik und Struktur im Allgemeinen nicht voneinander entkoppelt sind, wird z.B. bei der Untersuchung langsamer Ion-Atom Stöße deutlich: Hier können Projektil und Target für einen kurzen Zeitraum im Stoß eine *quasi*-molekulare Einheit bilden. Bei diesem dynamischen Prozess ändern sich auch die Bindungsenergien aller beteiligter Elektronen [JÄG96] im *quasi*-Molekül, da sie während des Stoßes molekulare Schalen besetzen.

Im Ion-Atom Stoß sind verschiedenste Reaktionen möglich: Ein Projektil ohne Elektronen kann das Target ionisieren und dabei auch ein ionisiertes Elektron in einen eigenen gebundenen Zustand einfangen. Wenn die Projektilgeschwindigkeit in etwa so groß ist wie die Orbitalgeschwindigkeit des einzufangenen Elektrons, dann wird der Einfang im Allgemeinen nicht strahlend sondern kinematisch erfolgen. Bei sehr hohen Projektilgeschwindigkeiten hingegen geht der Einfang fast immer mit der gleichzeitigen Emission eines Photons einher. Man spricht dann vom radiativen (strahlenden) Elektroneneinfang (REC), der die Zeitumkehr der Photoionisation darstellt.

Wenn am Projektil noch ein oder mehrere Elektronen gebunden sind, erhöht sich die Anzahl der möglichen Reaktionskanäle: Neben den oben beschriebenen Elektroneneinfang-Reaktionen kann nun ein Elektron auch resonant eingefangen werden (RTE): Hier wird ein Elektron in einen angeregten Zustand des Projektils eingefangen, wobei ein bereits vorhandenes Projektilelektron strahlungsfrei angeregt wird. Der doppelt angeregte Zustand kann durch das Aussenden von Photonen und/oder Augerelektronen zerfallen. Der Auger-Zerfall spielt bei schweren Ionen eine untergeordnete Rolle.

Elektronentransfer-Reaktionen eignen sich gut zur Besetzung spezifischer Niveaus in schweren Projektilen mit wenigen Elektronen und bieten damit ideale Voraussetzungen für röntgenspektroskopische (Struktur-) Untersuchungen an solchen Systemen [KRÄ00].

Der dominante Prozess im Ion-Atom Stoß eines hochgeladenen Ions mit einem leichten Target bei vergleichsweise hohen Energien ($v_p > 1$ a.u. (atomare Einheiten)) ist jedoch die reine Targetionisation, bei der die elektronische Struktur des Projektils unverändert bleibt. Targetionisation findet, in Abhängigkeit der Projektilladung, bereits bei sehr großen Stoßparametern statt. In diesen Fällen kann das Projektil oft sehr gut durch eine Punktladung beschrieben werden. Die Berücksichtigung einer inneren Struktur ist in fast allen Fällen nicht nötig. Im Grenzfall relativistischer Geschwindigkeiten kann es in der theoretischen Beschreibung gar durch einen „Schwarm“ virtueller Photonen ersetzt werden [JAC, MOS97].

Sobald das Projektil jedoch mindestens ein gebundenes Elektron mit sich trägt, so kann dieses prinzipiell ebenfalls ionisiert werden und das Projektil muss zur Beschreibung dieser Reaktionen zwangsläufig als strukturiert behandelt werden. Bei Stößen von wasserstoffähnlichem Uran auf Wasserstoff im Bereich von einigen 100 MeV/u liegen jedoch ca. 5 Größenordnungen im Wirkungsquerschnitt zwischen Target- und Projektilionisation. Während das hochgeladene Uran als „Coulomb-Bombe“ mit vergleichsweise hohem Wirkungsquerschnitt Wasserstoff bereits bei sehr großen Stoßparametern ionisiert, kann das Projektil durch ein neutrales Wasserstoff nur bei sehr kleinen Stoßparametern, typischerweise im Bereich des K -Schalen Radius von Uran, ionisiert werden. Mit sehr großer Wahrscheinlichkeit werden dann beide, das Projektilion und das Targetatom, ionisiert.

Eine solche Reaktion, die in der hier vorliegenden Arbeit zum ersten Mal kinematisch vollständig vermessen wurde, ist in zweifacher Hinsicht äußerst interessant: Zum einen handelt es sich bezüglich der Mehrteilchendynamik um einen sehr grundlegenden Prozess, in dem neben zwei leichten Teilchen, nämlich den Elektronen (wie bei der Doppelionisation) auch zwei schwere Teilchen, nämlich die zugehörigen Kerne beteiligt sind. Dies stellt für die theoretische Beschreibung eine große

Herausforderung dar. Zum anderen ist ein besonderer, möglicherweise auftretender Reaktionskanal, nämlich die Ionisation des Projektils durch das Targetelektron mit einem weitestgehend unbeteiligten Targetkern als „Zuschauer“ von grundsätzlich wichtiger Bedeutung, da er die Ionisation eines Ions (Projektil) im Elektronenstoß darstellt. Dieser für die Beschreibung jeglicher Plasmen grundlegende Prozess kann bisher und wohl auch in absehbarer Zukunft aufgrund zu niedriger Luminosität im direkten Elektron-Ion Streuexperiment nicht differenziell und schon gar nicht kinematisch vollständig untersucht werden. An Elektronenkühlern von Speicherringen oder in sogenannten „crossed beams“ Experimenten sind lediglich totale Wirkungsquerschnitte zugänglich und wurden in den letzten Jahren systematisch vermessen [LIN95, STE99a, STE99b].

Ziel der hier vorliegenden Arbeit war es demnach zum einen, die Vielteilchendynamik der simultanen Projektil- und Targetionisation in einem kinematisch vollständigen Experiment zu untersuchen und mit theoretischen Modellrechnungen zu vergleichen. Zum anderen sollte gezielt erforscht werden, ob es prinzipiell möglich ist, obigen Reaktionskanal, bei dem lediglich das Targetelektron die Projektilionisation induziert, also ein effektiver Elektronenstoß vorliegt, kinematisch zu identifizieren und ereignisweise von anderen Reaktionen zu trennen, um somit die Möglichkeit zu eröffnen, Elektron-Ion Stöße differenziell zu messen. Dies hätte weitreichende Folgen für spätere Messungen an Speicherringen.

Das einfachste System zur Untersuchung von simultaner Projektil- und Targetionisation sind Wasserstoff-Wasserstoff (H-H) Stöße: Projektil und Target haben je nur ein Elektron, welche beide gleich stark gebunden sind. In diesem Fall sind Projektil- und Targetionisation gleich wahrscheinlich.

In dieser Arbeit wurde im Pilotexperiment aus später ersichtlichen Gründen die simultane Ionisation im Stoß zweifach geladener Kohlenstoffionen (C^{2+}) mit atomarem Helium (He) bei einer Projektilgeschwindigkeit von 3,6 MeV/u ($v_p = 12$ a.u.) untersucht. Für dieses leicht asymmetrische Stoßsystem lässt sich abschätzen, dass der totale Wirkungsquerschnitt der simultanen Projektil- und Targetionisation mindestens eine Größenordnung kleiner ist als derjenige für die reine Targetionisation.

Im Gegensatz zum H-H Stoß sind hier die Elektronen im Projektil mindestens doppelt so stark gebunden wie im Heliumtarget. Dieses (wie auch alle bisher untersuchten) Stoßsysteme liegt daher zwischen dem einfachsten Fall der H-H Kollisionen und dem asymmetrischsten Fall von U^{91+} auf H. Weiterhin sind sowohl im Projektil als auch im Target mehrere Elektronen gebunden. Auch dies hat weitreichende Folgen:

- Vom Kohlenstoffion C^{2+} kann ein K - oder ein L -Schalen Elektron ionisiert werden. Während die Bindungsenergie des äußersten Elektrons 50,4 eV beträgt, ist ein K -Schalen Elektron mit 475,6 eV gebunden [CAR70].
- Die Beschreibung des effektiven Potenzials des Heliumkerns gestaltet sich äußerst schwierig. Beim Wasserstoff ist folgende Näherung vorstellbar: Passiert das Projektil das Target mit einem Stoßparameter, der größer als der elektronische Radius ist, so erscheint das Target neutral, da die Kernladung durch das Elektron abgeschirmt wird. Das Projektil kann bei einem solchen Stoß nicht ionisiert werden. Passiert das Projektil das Target jedoch mit einem Stoßparameter, der wesentlich kleiner ist als der elektronische Radius, so erscheint das Target mit der Ladung $q=1$, da das Elektron in diesem Fall nicht (mehr) abschirmt. Das Projektil kann nun an dieser Ladung gestreut und gegebenenfalls auch ionisiert werden. Durch die Existenz eines zweiten Elektrons wird dieses Bild komplizierter und eine stark stoßparameterabhängige effektive Ladung des Targetkerns wird erwartet. Je mehr Elektronen an der Abschirmung beteiligt sind, umso schwieriger wird die theoretische Beschreibung der stoßparameterabhängigen Abschirmung bzw. der stoßparameterabhängigen effektiven Ladung des Targets.

Die Projektilionisation kann daher an einem neutralen Target folgendermaßen stattfinden: Bei hinreichend kleinen Stoßparametern schirmen die Elektronen (oder das eine Elektron im Fall von Wasserstoff) den Kern nicht mehr effizient ab, und es wird eine stoßparameterabhängige effektive Kernladung sichtbar, an der das Projektil ionisiert werden kann. Diese Reaktion wird als $(n-e)$ Wechselwirkung bezeichnet, weil der Targetkern (n) mit dem Projektilektron (e) reagiert. In der angelsächsischen

Literatur wird hierfür häufig der Begriff „Screening“¹ verwendet.

Es ist aber, wie oben beschrieben, durchaus auch möglich, dass das Projektilektron mit einem Targetelektron stößt und dabei ionisiert wird. Im Projektilsystem ist dies eine Elektronenstoß-induzierte Ionisation durch das gebundene Targetelektron. Man nennt diese Reaktion eine ($e-e$) Wechselwirkung, da das Projektilektron (e) mit dem Targetelektron (e) reagiert. In der Literatur wird diese Wechselwirkung häufig in (aus Sicht des Autors) verunglückter Analogie zum oben genannten „Screening“ dementsprechend „Antiscreening“ genannt.

Mittels eines kinematisch vollständigen Experimentes ist es, wie oben angedeutet, in dieser Arbeit tatsächlich erstmals gelungen, die beiden Reaktionskanäle ($n-e$) und ($e-e$) im Stoß von C^{2+} mit He *ereignisweise* zu trennen. Für jedes einzelne Projektilionisations-Ereignis kann aufgrund der beobachteten Kinematik im Stoß die Aussage getroffen werden, ob bei der Ionisation die Wechselwirkung des Projektils mit dem Targetkern oder mit dem Targetelektron die dominante Rolle spielte. Mit dem GSI² Reaktionsmikroskop [ULL97, KOL97] wurden die Impulsvektoren der beiden Elektronen aus Projektil und Target, sowie der des Targettrumpfes He^{1+} nach dem Stoß koinzident zum ionisierten Projektil C^{3+} vermessen.

Wie oben erwähnt, kann die ($e-e$) Wechselwirkung im Projektilsystem als Elektronenstoß-Ionisation interpretiert werden. Da in dieser Arbeit ereignisweise zwischen der Dominanz der ($e-e$) oder ($n-e$) Wechselwirkung unterschieden werden kann, können alle ($e-e$) Wechselwirkungs-Ereignisse isoliert und in das Projektilsystem transformiert betrachtet werden. Wie erhofft können somit zum ersten Mal ($e,2e$) Ergebnisse zur Ionisation von C^{2+} im Stoß mit (gebundenen) Elektronen bei einer äquivalenten Energie von 2 keV präsentiert werden.

Die prinzipielle Machbarkeit solcher Experimente motiviert zukünftige Messungen an Speicherringen. Am ESR³ der GSI z.B. hingegen können schwere Ionen bis hin zu wasserstoffähnlichem Uran mit hohen Intensitäten und ausreichenden Geschwin-

¹Englisch für Abschirmung

²Gesellschaft für Schwerionenforschung

³Experimentier-Speicherring

digkeiten zur Verfügung gestellt werden. Die hohen Projektilgeschwindigkeiten entsprechen äquivalenten Elektronenenergien von bis zu einigen hundert keV im Ruhesystem des Projektils.

Warum die kinematisch vollständige Vermessung der Projektilionisation und die daraus extrahierten differenziellen (e,2e) Daten für Elektronenstoß-Ionisation von Ionen von wissenschaftlichem Interesse sind, wird im folgenden Kapitel detailliert motiviert.

Gegenstand des Kapitels 3 sind Ion-Atom Stöße und die Mechanismen, die zur Projektilionisation führen können. Dabei wird auch auf andere Experimente Bezug genommen, um zu verdeutlichen, in welcher Tradition diese Arbeit steht. Neben der Untersuchung der Vielteilchendynamik werden die Ergebnisse dieser Arbeit gleichzeitig im Sinne einer (e,2e) Reaktion interpretiert und diskutiert. Kapitel 3.2 enthält daher eine kurze Übersicht, in der die Kinematik der Elektronenstoß-Ionisation sowie Ergebnisse anderer Arbeiten zur Elektronenstoß-Ionisation von Atomen vorgestellt werden.

Der derzeitigen Stand theoretischer Arbeiten wird in Kapitel 4 aufgezeigt. Eine Theorie, die sehr maßgeblich zum Verständnis der Ergebnisse beigetragen hat, ist die „Classical Trajectory Monte Carlo“ (CTMC) Rechnung von R.E. Olson et al. Die Stärken dieser Rechnung werden im Vergleich zum Experiment deutlich.

Kapitel 5 widmet sich dem Experiment. Dabei wird die Messapparatur beschrieben und detailliert auf die Rückrechnung von Impulsen aus Detektorsignalen eingegangen.

Die Ergebnisse dieser Arbeit werden in Kapitel 6 vorgestellt, mit der Theorie verglichen und interpretiert.

Anschließend folgt in Kapitel 7 ein Ausblick auf zukünftige Forschungsvorhaben.

Diese Arbeit steht am Anfang einer langen Reihe geplanter Experimente zum Studium der Ionisation von Ionen mit dem langfristigen Ziel, die Vielteilchenaspekte solcher Stöße besser zu verstehen sowie voll-differenzielle Daten zur Elektronenstoß-Ionisation von hoch- und höchstgeladenen Ionen mit hoher Präzision zu vermessen.

Kapitel 2

Motivation

Die Motivation dieser Arbeit lässt sich grob in zwei Teilbereiche untergliedern:

- In einer Vielzahl von Messungen konnte die Existenz der $(e-e)$ und $(n-e)$ Wechselwirkung bestätigt werden. Es stellt sich jedoch die Frage nach der vollständigen Kinematik aller Teilchen im Stoß, welche nach wie vor unbeantwortet ist. Die Beiträge der $(e-e)$ und $(n-e)$ Wechselwirkung entsprechen einfachen, zugänglichen Bildern. Theoretisch werden sie durch Beiträge verschiedener Matrixelemente beschrieben, die prinzipiell beide in jedem einzelnen Stoß kohärent berücksichtigt werden müssen. Wesentliche Motivation dieser Arbeit war es daher, die Vier-Teilchen Dynamik vollständig zu erfassen und zu untersuchen, ob die beiden Wechselwirkungen physikalisch und experimentell aufgrund ihrer zu erwartenden, unterschiedlichen Kinematik ereignisweise getrennt werden können.
- Sollte es der Fall sein, dass sich die beiden Wechselwirkungen ereignisweise trennen lassen, so galt es zu untersuchen, ob die $(e-e)$ Wechselwirkung im Ion-Atom Stoß einen Zugang zu differenziellen $(e,2e)$ Messungen an Ionen in inverser Kinematik darstellt.

Bereits totale Wirkungsquerschnitte (integral über $(e-e)$ und $(n-e)$ Wechselwirkung) für die Projektionisation sind von praktischem Interesse und werden z.B. benötigt,

da sie wichtige Parameter für den Betrieb von Beschleunigeranlagen darstellen. Um möglichst hohe Strahlströme zu erreichen, werden in der Regel vergleichsweise niedrig geladene Ionen beschleunigt und in Speicherringen gespeichert, da in diesem Fall die Raumladungsgrenze erst später erreicht wird. Bei niedrigen Ladungszuständen ist die Affinität der Ionen für den Elektroneneinfang aus dem Restgas vergleichsweise schwach. Strahlverlust resultiert daher maßgeblich aus der Projektilionisation in Stößen mit Restgas-Atomen oder -Ionen im Strahlrohr. Da die Restgaszusammensetzung massenspektroskopisch hinreichend genau bestimmt werden kann, könnten bei bekannten absoluten Wirkungsquerschnitten für Projektilionisation sehr genaue Abschätzungen für die Lebensdauer gespeicherter Ionen vorgenommen werden.

Nach dem geplanten Ausbau der Beschleunigeranlagen der GSI ist z.B. die Beschleunigung von U^{28+} zum Zwecke der Fragmentation und Produktion radioaktiver Ionenstrahlen vorgesehen. Zur Produktion seltener Nuklide in ausreichenden Mengen sind dabei extrem hohe Strahlströme erforderlich, wie sie mit hochgeladenem Uran aus Gründen der Raumladung nicht zur Verfügung gestellt werden können. Der atomare Ladungszustand hat dabei keinen Einfluss auf die nukleare Fragmentation.

Neben absoluten Wirkungsquerschnitten sind aber auch differenzielle Daten von hohem Interesse, denn die simultane Projektil- und Targetionisation ist im einfachsten Fall ein Vier-Teilchen Problem. Aus der vollständigen Vermessung solcher Reaktionen können detaillierte Informationen über die Vier-Teilchen Dynamik gewonnen werden: Welches Teilchen stößt mit wem? Können einzelne Stoßpartner als „Zuschauer“ der Reaktion genähert werden? Welche Geschwindigkeitsabhängigkeit weisen die einzelnen Wechselwirkungen auf? Welchen Einfluss hat das Vier-Teilchen Coulomb-Kontinuum auf die gemessenen Endimpulse? Kann ein kinematisch vollständiges Experiment ereignisweise die Stöße *kontrollieren* und die Reaktionen heraussortieren, bei denen das Projektilion durch ein Targetelektron ionisiert wurde?

Wenn dies möglich ist, so öffnet sich ein neuartiger Zugang zur Messung der Elektronenstoß-induzierten Ionisation von Ionen in inverser Kinematik. Absolute und (bisher nicht verfügbare) differenzielle Daten zur Elektronenstoßionisation von Ionen

sind u.a. für folgende wissenschaftliche Zwecke von grundlegendem Interesse:

- Absolute Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstoß-Ionisation von Ionen werden zum Verständnis jeglicher Arten von Plasmen, z.B. von astrophysikalischen Plasmen in der Korona der Sonne oder irdischen Plasmen in Fusionsreaktoren, benötigt. Sie können nur bedingt aus bereits bekannten Wirkungsquerschnitten für Elektronenstoß-Ionisation an neutralen Atomen skaliert werden.
- Strukturelle Untersuchungen an Ionen würden in differenziellen Messungen zugänglich: Comptonprofile isoelektronischer Reihen von Ionen könnten „abgetastet“ werden (Vergleich des Comptonprofils von H und U^{91+}). (e,2e) Messungen an Ionen würden es erlauben, die Ein-Elektronen Impulsdichte einzelner Valenzorbitale zu vermessen.
- Dynamische Untersuchungen würden zugänglich: Der Vergleich der Dreikörper Kontinua z.B. zwischen wasserstoffähnlichen und heliumähnlichen Ionen ist von hohem Interesse, um zu erforschen, inwieweit die Dynamik im Stoß durch die Struktur des Targets beeinflusst wird.

Kapitel 3

Ionisation von Ionen und Atomen

3.1 Mechanismen der Projektilionisation im Stoß mit neutralen Targets

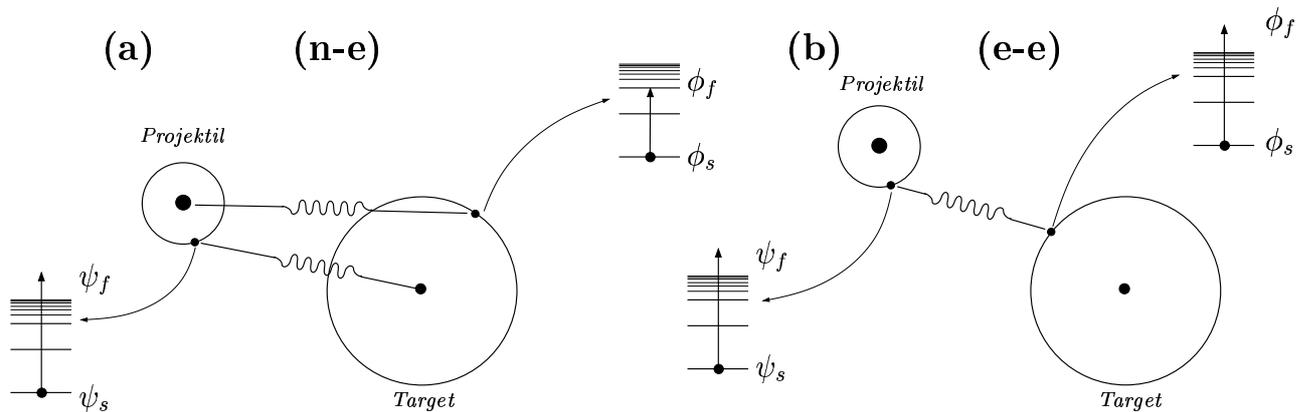


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der $(n-e)$ und $(e-e)$ Wechselwirkung

Die Projektilionisation durch ein neutrales Target ist bereits im einfachsten Fall letztendlich ein kompliziertes Vier-Teilchen Problem: Beim Stoß gehen beide Elektronen (von Projektil und Target) vom jeweiligen Grundzustand (ψ_s, ϕ_s) in den entsprechenden Endzustand (ψ_f, ϕ_f) über und sowohl der Target- als auch der Projektilkern werden gestreut. Im Endzustand wäre im Prinzip das korrelierte Drei-, für simultane Ionisation von Projektil und Target sogar das Vier-Teilchen Kontinuum

zu beschreiben, bei dem sich alle Teilchen wechselseitig beeinflussen.

Im Rahmen quantenmechanischer Rechnungen zur simultanen Ionisation von Projektil und Target wurde dieses Vier-Teilchen Problem (Projektilkern, Projektilelektron, Targetkern, Targetelektron) in der Literatur bisher immer auf zwei Drei-Teilchen Probleme reduziert. Behandelt man diese Drei-Teilchen Probleme weiterhin in erster Ordnung, so erhält man, wie bereits in der Einleitung angesprochen, bei der Projektionisation im Ion-Atom Stoß zwei beitragende Mechanismen: (a) Das Projektil, bestehend aus Projektilkern und Projektilelektron, stößt mit dem abgeschirmten Targetkern („Screening“ oder $(n-e)$ Wechselwirkung), oder: (b) das Projektil stößt mit dem Targetelektron („Anti-Screening oder $(e-e)$ Wechselwirkung).

Die Charakteristika beider Reaktionen sind in Abb. 3.1 dargestellt und sollen im Folgenden genauer beschrieben werden:

- (a) Das Projektilelektron wird durch das Kernpotenzial ionisiert. Bei einem neutralen Target ist diese Wechselwirkung nur bei sehr kleinen Stoßparametern möglich, da bei großen Abständen die Target-Kernladung durch die Elektronen vollständig abgeschirmt wird und das Targetatom neutral wirkt. Wenn nicht zusätzlich eine weitere Wechselwirkung, z.B. zwischen Projektilkern und Targetelektron, stattfindet, welche das Targetelektron anregt oder ebenfalls ionisiert, verbleibt dieses im Grundzustand $\phi_s = \phi_f$.
- (b) Das Projektilelektron wird durch eine Wechselwirkung mit dem Targetelektron ionisiert. Diese Reaktion kann bei bereits vergleichsweise großen Stoßparametern stattfinden, da nun lediglich die Elektronen-Wellenfunktionen von Projektil und Target überlappen müssen. In allen Fällen, in denen das Targetelektron die selbe oder eine kleinere Bindungsenergie wie das Projektilelektron aufweist, geht diese Reaktion meist, bei sehr asymmetrischen Stoßsystemen praktisch immer, mit der gleichzeitigen Ionisation des Targetelektrons einher. Im symmetrischen Fall von z.B. H-H Stößen sind Projektil und Target vertauschbar, d.h., wenn der Impulsübertrag durch das Targetelektron auf das Projektilelektron ausreicht, um dieses zu ionisieren, führt der (gleiche) Im-

pulsübertrag durch das Projektilektron auf das Targetelektron bei allen Prozessen erster Ordnung, falls also keine weitere Streuung an beteiligten Teilchen auftritt, ebenfalls zur Ionisation des Targets. Bei asymmetrischen Stoßsystemen, in denen das Projektilektron stärker gebunden ist als das Targetelektron, ist der für die Projektilionisation minimale Impulsübertrag größer als der nötige minimale Impulsübertrag, um gleichzeitig das Target zu ionisieren. Auch in diesem Fall geht der ($e-e$) Prozess mit gleichzeitiger Ionisation von Projektil und Target einher. Im Stoßsystem Wasserstoff (H) auf Helium (He) kann jedoch sehr wohl das H durch ein He-Elektron ionisiert werden, ohne dass der Impulsübertrag ausreicht, das He-Elektron ebenfalls zu ionisieren; es wird dann gegebenenfalls nur angeregt.

Der Impuls, den das Targetelektron auf das Projektilektron übertragen kann, ist abhängig von der kinetischen Energie des Targetelektrons im Projektilsystem. Während die Projektilionisation durch die ($n-e$) Wechselwirkung aufgrund der hohen Kernmasse praktisch bei allen Projektilgeschwindigkeiten möglich ist, kann die Projektilionisation durch die ($e-e$) Wechselwirkung nur bei einer ausreichend hohen Projektilgeschwindigkeiten v_p stattfinden. Die kinetische Energie des Targetelektrons im Ruhesystem des Projektils muss größer sein als die Bindungsenergie des Projektilelektrons (ϵ_B).

Es muss gelten:

$$\frac{1}{2}mv_p^2 \geq \epsilon_B \quad (3.1)$$

Hierbei ist m die Elektronenmasse und v_p die Projektilgeschwindigkeit. Aufgrund dieses Schwellenverhaltens führte Hülskötter et al. 1989 [HÜL89] einen evidenten Nachweis des ($e-e$) Beitrags zur Projektilionisation. Sie ermittelten den absoluten Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Projektilgeschwindigkeit für verschiedene Projektilen von Li^{2+} bis U^{90+} in Stößen mit H_2 und He bei Energien zwischen 1 und 400 MeV/u. Im Experiment wurden die ionisierten Projektilen nach dem Durchgang durch eine Gaszelle gezählt. Um den absoluten (totalen) Wirkungsquerschnitt

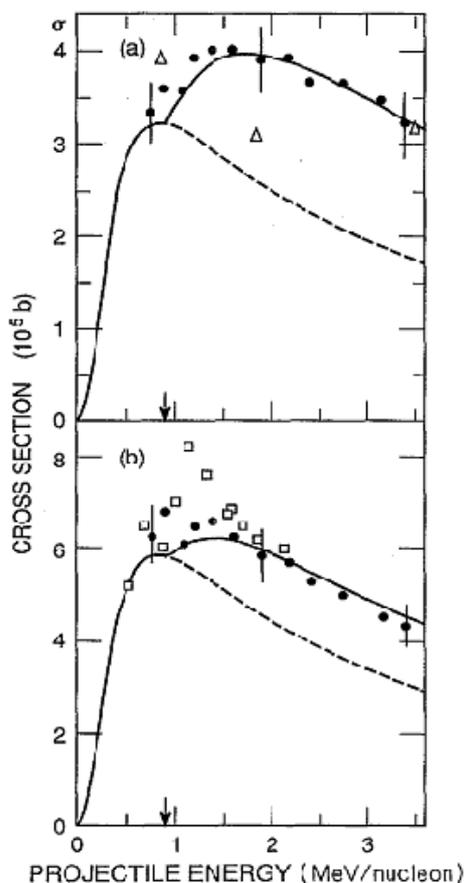


Abbildung 3.2: Einfach-differenzieller Wirkungsquerschnitt für die Projektilionisation in Abhängigkeit von der Einschussenergie in Stößen von C^{5+} auf H_2 (a) und He (b) bei Energien zwischen 0.75 - 3.5 MeV/u. Die ausgefüllten Kreise, die offenen Quadrate und Dreiecke repräsentieren Messpunkte. Die gestrichelte Linie zeigt eine PWBA Rechnung mit ausschließlich ($n-e$) Wechselwirkung. Die durchgezogene Linie zeigt eine PWBA Rechnung unter Berücksichtigung von ($n-e$) und ($e-e$) Wechselwirkung (aus [HÜL91]).

mit hinreichender Auflösung messen zu können, muss der Gasdruck in der Wechselwirkungskammer bekannt und während des Experimentes konstant sein. Damit dies gewährleistet war, wurde der Ein- und Austritt aus der Gaszelle jeweils nur für die kurze Zeit des Strahlpulses geöffnet. Für Details siehe [HÜL89, HÜL91]. Aus der Vielzahl der Messungen von Hülskötter et al. sollen hier exemplarisch Ergebnisse für C^{5+} -Stöße mit H_2 und He Targets vorgestellt werden.

In Abb. 3.2 wird der absolute Wirkungsquerschnitt bei Energien zwischen 0.75 - 3.5 MeV/u gezeigt. Die Schwelle für die ($e-e$) Wechselwirkung ist durch einen Pfeil auf der x-Achse gekennzeichnet und errechnet sich wie folgt: Die Bindungsenergie des letzten Kohlenstoffelektrons beträgt 475,6 eV [CLE74]. Da jedoch bei der ($e-e$) Wechselwirkung gleichzeitig auch das Target ionisiert wird, muss die Bindungsenergie des Targetelektrons bei der Berechnung der Schwelle (bzw. bei der Berechnung des minimal nötigen Impulsübertrages) ebenfalls berücksichtigt werden. Da die Bindungsenergie des (letzten) Kohlenstoffelektrons jedoch groß ist gegenüber den Bin-

dungsenergien im Wasserstoffmolekül und Heliumatom, ist die Energieschwelle in beiden Fällen nahezu gleich und beträgt für den Fall des H^2 $(475,6 \text{ eV} + 4,5 \text{ eV}) \times 1822,887 \approx 0,88 \text{ MeV/u}$ und für Helium als Target $(475,6 \text{ eV} + 25 \text{ eV}) \times 1822,887 \approx 0,91 \text{ MeV/u}$ ($\frac{1}{12}m_c = 1822,887 \cdot m_e$).

Hülskötter vergleicht die experimentellen Werte mit einer „plane-wave-Born-Approximation“ (PWBA-Rechnung, s.a. Kapitel 4). Die durchgezogene Linie berücksichtigt $(n-e)$ und $(e-e)$ Beiträge zur Projektilionisation, die gestrichelte Linie hingegen nur Übergänge durch $(n-e)$ Wechselwirkung.

Die Ergebnisse lassen erkennen, dass oberhalb der Schwelle für die $(e-e)$ Wechselwirkung der Wirkungsquerschnitt ansteigt. Dieser Anstieg ist ein Hinweis für das Einsetzen der $(e-e)$ Wechselwirkung und wird durch die PWBA Rechnung, welche beide Prozesse berücksichtigt, in guter Übereinstimmung wiedergegeben. Die Rechnung ohne Einbezug der $(e-e)$ Wechselwirkung hingegen unterschätzt den gemessenen Wirkungsquerschnitt deutlich.

Des weiteren ist zu erkennen, dass die Schwelle für die $(e-e)$ Wechselwirkung nicht scharf ist, wie man es etwa für den Fall der Ionisation durch ein freies Elektron erwarten würde, da im Ion-Atom Stoß das ionisierende Elektron im Targetatom gebunden und somit seine äquivalente Energie im Projektilsystem nicht für jeden Stoß konstant ist. Sie variiert aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung (Comptonprofil) im gebundenen Grundzustand.

Die Erhöhung des totalen Wirkungsquerschnittes ist ein evidenter Hinweis für die Existenz der $(e-e)$ Wechselwirkung. Die Ergebnisse erlauben jedoch darüber hinaus keine Aussagen bezüglich der Kinematik der beiden Projektilionisations-Beiträge. Aber gerade diese Kinematik der auslaufenden Fragmente sollte sich bei den beiden Wechselwirkungsbeiträgen grundlegend unterscheiden. Dies wird in Abb. 3.3 veranschaulicht.

Da das Projektil im Stoß mit einem neutralen Target ionisiert wird, kann der $(n-e)$ Prozess nur bei hinreichend kleinen Stoßparametern erfolgen, wenn nämlich der Targetkern nicht mehr (oder nicht mehr vollständig) von seinen Elektronen abgeschirmt wird. Das Projektilelektron muss die elektronische Hülle des Targets durchqueren.

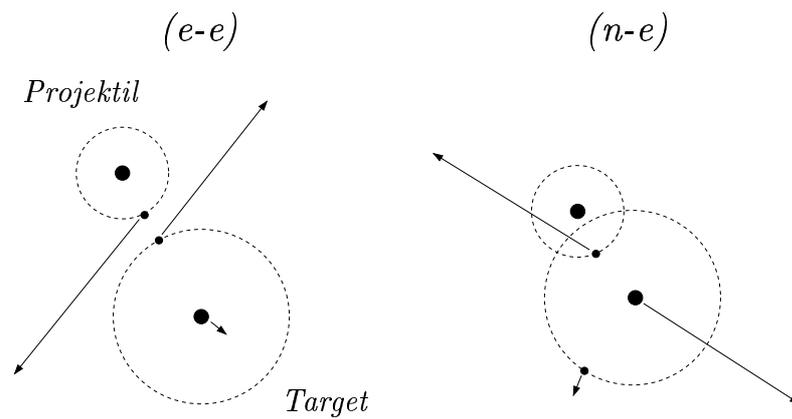


Abbildung 3.3: Kinematik und Stoßparameterabhängigkeit der $(e-e)$ und $(n-e)$ Prozesse.

Eine Reaktion zwischen dem Projektil- und dem Targetelektron kann hingegen auch bei größeren Stoßparametern stattfinden, da sich hier lediglich die elektronischen Wellenfunktionen überlagern müssen.

Ob nun das Projektil durch den Targetkern oder das Targetelektron ionisiert wurde, sollte sich nach dem Stoß an den Impulsen der auslaufenden Teilchen und an Winkelkorrelationen zwischen den Fragmenten (Projektilelektron, Targetelektron und Targetkern) ablesen lassen. Im Hinblick auf die später in dieser Arbeit durchgeführte kinematische Analyse soll die Kinematik beider Prozesse in vereinfachter Anschauung ohne Berücksichtigung möglicher Endzustandswechselwirkungen im Folgenden verdeutlicht werden.

Die schematische Darstellung (Abb. 3.3) zeigt einen Blick auf die Ebene senkrecht zur Flugrichtung des Projektils, d.h. auf die Azimutalebene. Findet die Wechselwirkung dominant zwischen Projektilelektron und Targetkern statt, so werden die beiden Stoßpartner bezüglich ihrer Transversalimpuls-Komponente bevorzugt unter einem Winkel von 180° , d.h. in entgegengesetzte Richtungen, emittiert. Zwischen dem Projektilelektron und dem vom Target emittierten Elektron ist hingegen keine Winkelkorrelation zu erwarten. Des Weiteren kann erwartet werden, dass das Rückstoßion (Targetkern) als aktives, ionisierendes Teilchen mit einem größeren Impuls ausläuft als das Targetelektron, welches in diesem Szenario nur durch eine zweite

Wechselwirkung (z.B. mit dem Projektilkern) ebenfalls ionisiert werden kann.

Bei der ($e-e$) Wechselwirkung wird das Projektil durch das Targetelektron ionisiert. Man erwartet bei diesem Prozess, dass das Target- und das Projektilelektron bevorzugt unter einem Winkel von 180° auseinanderlaufen, während das Rückstoßion unkorreliert emittiert wird. Im Gegensatz zur ($n-e$) Wechselwirkung ist hier das Targetelektron das aktive, ionisierende Teilchen, und es sollte daher bevorzugt mit einem größeren Endimpuls als das Rückstoßion aus der Reaktion auslaufen.

Diese aktive Rolle von Targetkern oder Targetelektron bei der ($n-e$) bzw. ($e-e$) Wechselwirkung lässt sich auch quantitativ beschreiben: Das ionisierende Teilchen muss den Impulsübertrag erbringen, der zur Ionisation des Projektilelektrons nötig ist. Der minimale Impulsübertrag q_{min} ist gegeben durch den Quotienten aus dem Q -Wert der Reaktion und der Projektilgeschwindigkeit. Der sogenannte Q -Wert ist diejenige aufgewendete (oder gewonnene) Energie, die nach dem Stoß nicht in Form von kinetischer Energie der emittierten Teilchen zur Verfügung steht und beschreibt somit die Inelastizität des Stoßes und ist im Falle der simultanen Ionisation von Projektil und Target durch die Summe der Bindungsenergien des Projektil- und Targetelektrons gegeben. Für den minimalen Impulsübertrag gilt demnach:

$$q_{min} = \frac{Q}{v_p} = \frac{E_{Bind_{tar}} + E_{Bind_{pro}}}{v_p} \quad (3.2)$$

Wenn das Projektil- und/oder das Targetelektron nach dem Stoß eine Kontinuumsenergie aufweisen, so gilt für den Impulsübertrag q :

$$q = \frac{E_{Bind_{tar}} + E_{Bind_{pro}} + \sum_1^2 E_{kont.}}{v_p} \quad (3.3)$$

Hierbei sind $E_{Bind_{tar}}$ und $E_{Bind_{pro}}$ die Bindungsenergien von Projektil- bzw. Targetelektron, $E_{kont.}$ eventuelle Kontinuumsenergien beider Elektronen und v_p ist die Projektilgeschwindigkeit (alle Größen werden in atomaren Einheiten [a.u.] angegeben). Im Projektilsystem wird der Impuls des ionisierenden Teilchens (Targetkern oder Targetelektron) mindestens um den Betrag q_{min} reduziert, da im Falle der Ionisation die entsprechenden Bindungsenergien aufgebracht werden müssen. Im Laborsystem wird das Teilchen daher mindestens um den Betrag q_{min} in Vorwärtsrichtung

gestreut. Die Kinematik des inelastischen Stoßes wird in Kapitel 3.2.1 ausführlich diskutiert eine detaillierte Herleitung findet sich des weiteren in [MER94].

Dörner et al. und Wu et al. wandten 1994 im Hinblick auf diese Fragestellung eine neue Messtechnik an [DÖR94, WU94, WU97]. Mittels der Rückstoßionenimpuls-Spektroskopie RIMS (engl.: **R**ecoil-**I**on-**M**omentum-**S**pectroscopy) wurde der Impulsvektor des ionisierten Targetkerns koinzident zum ionisierten Projektil vermessen. Details zu dieser Technik sind u.a. in [ULL97] nachzulesen.

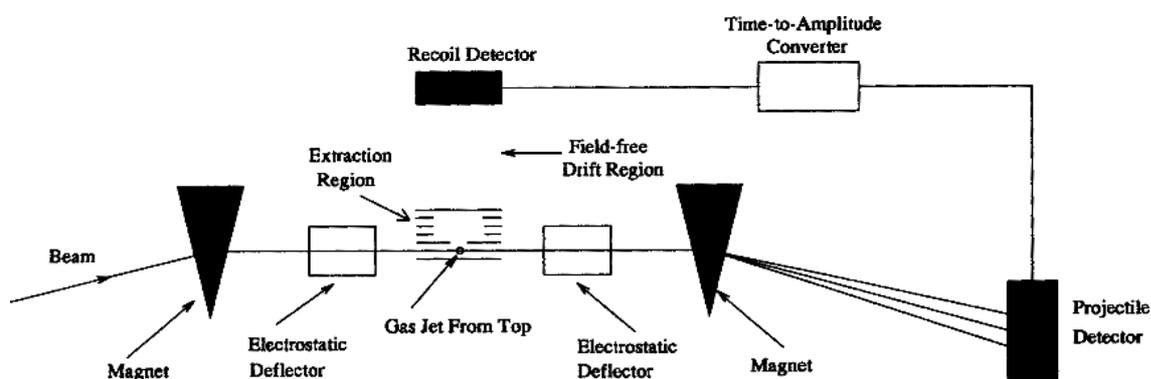


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des von Wu et al. und Dörner et al. verwendeten Spektrometers zur Messung des Rückstoßionenimpulses koinzident zum ionisierten Projektil (aus: [Wu94]).

Abb. 3.4 zeigt den von Wu et al. und Dörner et al. verwendeten Aufbau. Der Strahl tritt ladungsanalysiert von links in die Reaktionszone und wird dort mit einem kalten Gasjet-Target in Überlapp gebracht. Nach der Streuung wird der Strahl erneut bezüglich seiner Ladung analysiert und die einzelnen Ladungszustände werden auf einem Detektor zeit- und ortsauflösend nachgewiesen. Die bei der gleichzeitigen Ionisation von Projektil und Target entstehenden Rückstoßionen (Targettrumpf, He^{1+}) werden mit Hilfe eines elektrischen Feldes auf einen zweiten, zeit- und ortsauflösenden Detektor (senkrecht zur Projektilrichtung) projiziert. Aus der Flugzeitmessung der Rückstoßionen – koinzident zum ionisierten Projektil – kann ihr Transversalimpuls in Detektorrichtung und aus der Ortsmessung ihr Longitudinalimpuls sowie die Transversalimpuls-Komponente senkrecht zur Detektorrichtung rekonstruiert wer-

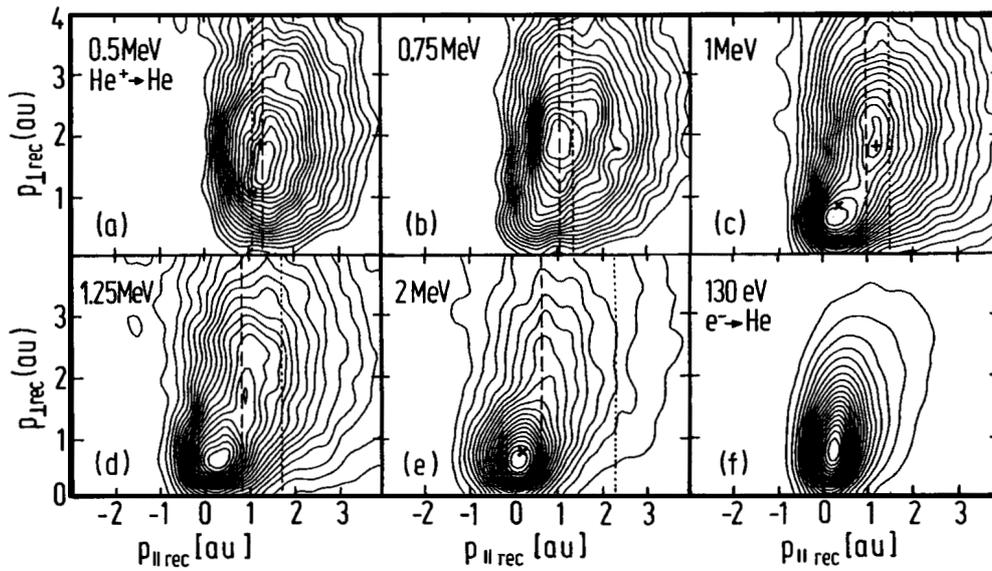
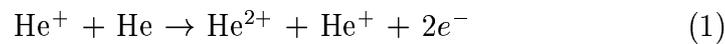


Abbildung 3.5: Zweifach-differenzieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dp_{\parallel rec} dp_{\perp rec}}$ für die Stoßsysteme (1) und (2) (siehe Text). Auf der y-Achse ist die Rückstoßionen-Impulsverteilung senkrecht zur Strahlrichtung, auf der x-Achse entlang der Strahlrichtung aufgetragen. Positive Werte bedeuten Vorwärtsemission. Die langgestrichelte Linie markiert den erwarteten Longitudinalimpuls $p_{\parallel rec}$ für die $(n-e)$ Reaktion. (a) - (e): Stoßsystem (1), (f): Stoßsystem (2) [aus: [DÖR94]].

den (s.a. Kapitel 5).

In Messungen von Dörner et al. wurden die Rückstoßionen-Impulsvektoren für die Stoßsysteme



bei unterschiedlichen Projektilgeschwindigkeiten unterhalb und oberhalb der Schwelle für die $(e-e)$ Wechselwirkung vermessen.

Um das mit 54 eV gebundene Projektilelektron in einem $(e-e)$ Stoß zu ionisieren, muss die Projektilenergie mindestens 0,4 MeV betragen. Da jedoch gleichzeitig auch das Target ionisiert wird, liegt der Schwellenwert für die $(e-e)$ Wechselwirkung in Stoßsystem (1) bei 0,6 MeV.

Abb. 3.5 zeigt die zweifach-differenzielle Rückstoßionen-Impulsverteilung $\frac{d^2\sigma}{dp_{\parallel rec} dp_{\perp rec}}$ für Stoßsystem (1) bei verschiedenen Einschussenergien (a) - (e) und für Stoßsystem (2) bei 130 eV Elektronen-Einschussenergie (f). In Bild (a) ist ein Maximum im Wirkungsquerschnitt bei $p_{\parallel} \approx 1,2$ a.u. und $p_{\perp} \approx 1,6$ a.u. zu erkennen. Die Einschussenergie ist hier unterhalb der Schwelle, ab der ($e-e$) Reaktionen stattfinden können. Diese Verteilung ist daher dem ($n-e$) Prozess zuzuordnen. Das Rückstoßion ionisiert das Projektilelektron und wird gestreut: Die Streuung in Vorwärtsrichtung entspricht dem minimalen Impulsübertrag q_{min} für diese Reaktion. Die hohen transversalen Impulse entsprechen kleinen Stoßparametern b , die bei der Ionisation durch den Targetkern erforderlich sind. Oberhalb der Schwelle (bei Projektilgeschwindigkeiten größer 0.6 MeV) entwickelt sich ein zweites Maximum bei deutlich kleineren Impulsen nahe $p_{\parallel} = p_{\perp} \approx 0$. Diese Verteilung ist dem ($e-e$) Prozess zuzuordnen: Der Impulsübertrag zur Ionisation des Projektils wird nun vom Targetelektron erbracht. Das Rückstoßion kann als „Zuschauer“ agieren. Im Bereich mittlerer Energien (1.0 - 1.25 a.u.) tragen beide Wechselwirkungen zur Ionisation bei und man erkennt, dass die Wirkungsquerschnitte beider Beiträge kinematisch getrennt sind (Abb. 3.5 (c)). Mit steigender Einschussenergie wächst der ($e-e$) Anteil. Bei 2 MeV (e) stellt er bereits den dominanten Beitrag dar. Diese Verteilung ist nahezu identisch mit 130eV Elektronenstoß $e^- \rightarrow He$ (f).

Die Ergebnisse bestätigen – mittels einer völlig anderen Messtechnik (vgl. Hülskötter et al.) – ebenfalls die Existenz der ($e-e$) Wechselwirkung. Gleichfalls konnten darüber hinaus beide Beiträge zur Projektilionisation durch die Messung des Rückstoßionen-Impulsvektors kinematisch getrennt werden, und es wurde gezeigt, dass mit ansteigender Projektilgeschwindigkeit die ($e-e$) Wechselwirkung dominant wird. Die Ursache hierfür liegt jedoch darin, dass durch die Detektion des Rückstoßions ($n-e$) Reaktionen ausgeschlossen werden, bei denen das Target nicht ionisiert wurde. Denn während bei der ($e-e$) Reaktion bereits eine Wechselwirkung (zwischen den beiden Elektronen) zur Ionisation von Projektil und Target führt, ist bei einer ($n-e$) Reaktion eine weitere Wechselwirkung nötig, um gleichzeitig das Target zu ionisieren. Man erwartet daher, dass dieser Prozess 2. Ordnung mit steigender Projektilgeschwindigkeit

keit, d.h. mit sinkender Störung, an Bedeutung verliert.

Diese Technik der Trennung ist in longitudinaler Richtung jedoch nur dann erfolgreich, wenn der minimale Impulsübertrag $q_{min} = (E_{Bind_{tar}} + E_{Bind_{pro}})/v_p$ größer ist als die experimentelle Auflösung des Rückstoßionendetektors¹. Des Weiteren kann bei dieser Messung auch nicht ereignisweise, d.h. für jeden individuellen Stoß, entschieden werden, welche Wechselwirkung zur Projektilionisation führte, da beide zweidimensionalen Verteilungen sich stark gegenseitig überlappen. D.h., wenn bei einem bestimmten Ereignis der Rückstoßionenimpuls z.B. exakt auf dem Maximum für $(n-e)$ Wechselwirkung liegt, so lässt sich dadurch nicht ausschließen, dass gerade dieses Ereignis durch einen $(e-e)$ Stoß bedingt ist, dessen Verteilung sich weit über das $(e-e)$ Maximum hinausstreckt. Lediglich im doppelt-differenziellen Wirkungsquerschnitt können zwei Maxima den Beiträgen $(n-e)$ und $(e-e)$ zugeordnet werden. Würde man aus den Messungen (a) und (e) bei unterschiedlichen Energien die entsprechenden Verteilungen als diejenigen des „reinen“ $(n-e)$ bzw. $(e-e)$ Prozesses annehmen, so gelänge es, durch entsprechenden Abzug, totale Wirkungsquerschnitte für beide Prozesse getrennt zu extrahieren.

In der hier vorliegenden Arbeit wird gezeigt, dass sich mittels der Messung des Rückstoßions koinzident zum ionisierten Projektil und zu beiden Elektronen (Target- und Projektilelektron) die Beiträge der $(n-e)$ und $(e-e)$ Wechselwirkung *ereignisweise* trennen lassen. Durch diese vollständige Messung konnte erstmals die Dynamik im Stoß und die Winkelkorrelation aller Fragmente nach dem Stoß bestimmt werden.

Da die $(e-e)$ Wechselwirkung im Projektilsystem einer Elektronenstoß-Ionisation (durch das gebundene Elektron) entspricht, wird die $(e,2e)$ Spektroskopie und insbesondere die Kinematik des inelastischen Stoßes im Folgenden kurz vorgestellt.

¹Bei gleichen Stoßpartnern nähert sich mit steigender Geschwindigkeit die Impulsverteilung der Rückstoßionen aus der $(n-e)$ Reaktion immer stärker der Impulsverteilung aus der $(e-e)$ Reaktion, da q_{min} kleiner wird.

3.2 Elektronenstoß-Induzierte Ionisation

Die kinematisch vollständige Untersuchung der Elektronenstoß-induzierten Einfachionisation von Atomen, Molekülen und Festkörpern, die sogenannte (e,2e) Spektroskopie, hat sich etwa 1970 als aussagefähigste Technik in unterschiedlichsten kinematischen Bereiche etabliert. Die Arbeiten lassen sich grob in zwei Kategorien unterteilen:

(a) Messungen im Bereich hoher Impulsüberträge ($q \geq 6$ a.u.): In diesen Fällen dominieren enge, binäre Stöße zwischen dem Projektil- und dem Targetelektron. Der dreifach-differenzielle Wirkungsquerschnitt $d^3\sigma/d\Omega_a d\Omega_b E_b$, differenziell nach dem Emissionswinkel beider Elektronen a und b sowie der Energie des ionisierten Elektrons E_b , liefert bei diesen Reaktionen strukturelle Informationen über das Target. Der Targetkern agiert als „Zuschauer“, während die Impulsverteilung des ionisierten Elektrons die Impulsdichte-Verteilung des vormals gebundenen Zustands widerspiegelt. Diese (e,2e) Experimente werden auch als Elektronen-Impuls Spektroskopie bezeichnet. Die meisten Arbeiten im Bereich hoher Impulsüberträge sind für symmetrische Kinematik ($\vartheta_a = \vartheta_b$ und $E_A = E_B$) bei hohen Projektilenergien durchgeführt worden [McC76, McC88]. Es wurden jedoch auch asymmetrische Stöße bei hohen Einschussenergien und hohen Impulsüberträgen untersucht (s.a. [DAO85, LAH86, AVA87]).

(b) Der zweite große Bereich umfasst die (e,2e) Studien bei kleinen Impulsüberträgen. Vergleichsweise kleine Impulsüberträge dominieren den Wirkungsquerschnitt der Elektronenstoß-Ionisation. In diesem Regime kann der Targetkern maßgeblich zur Impulsbilanz beitragen, die Kontinuumswechselwirkung zwischen den beiden Elektronen und dem Targetion kann nicht mehr vernachlässigt werden und beeinflusst die gemessenen Endimpulse. Messungen im Bereich kleiner Impulsüberträge eignen sich daher zur Untersuchung der Vielteilchendynamik im (e,2e) Stoß und sie unterziehen die gängigen Theorien einem kritischen Test.

Im Limit verschwindend kleiner Impulsüberträge ($q_{min} \rightarrow 0$) und bei hohen Einschussenergien ($v_p \rightarrow c$, v_p : Projektilgeschwindigkeit und c : Lichtgeschwindigkeit)

wird die Elektronenstoß-Ionisation der Photoionisation (durch ein „virtuelles Photon“ $h\nu = E_0 - E_A$) ähnlich. Einen Überblick hierfür bietet [MONT94].

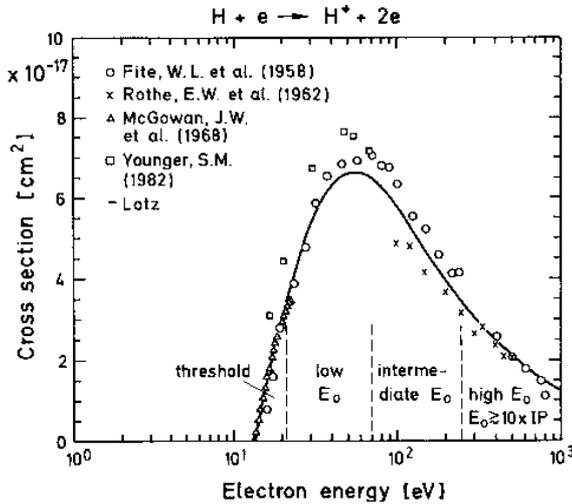


Abbildung 3.6: Wirkungsquerschnitt für die Elektronenstoß-Ionisation von Wasserstoff als Funktion der Projektilenergie und Klassifizierung der kinematischen Bereiche. Dargestellt sind verschiedene experimentelle Daten (siehe Bild). Die durchgezogene Linie wurde mit der „Lotz-Formel“ errechnet (aus: [ERH85a]).

Abb. 3.6 zeigt die Klassifizierung der $(e,2e)$ Stöße bezüglich der Projektilenergie E_0 : Als Schwellen-Ionisation („threshold“) bezeichnet man Stöße mit Projektilenergien nahe der Ionisationsschwelle. Der Bereich, in dem sich die Projektilenergie bis zum 5-fachen des Ionisationspotenzials beläuft, wird als niederenergetisches Regime bezeichnet („low E_0 “). Beträgt die Projektilenergie das 5 bis 10-fache des Ionisationspotenzials spricht man vom mittleren Energiebereich („intermediate E_0 “) und ab dem 10-fachen des Ionisationspotenzials vom Hochenergiebereich („high E_0 “). Es wird im Folgenden auf den Bereich kleiner bis mittlerer Impulsüberträge und asymmetrischer Kinematik $E_A \gg E_B$ bei mittleren Projektilenergien $E_0 \approx 5 - 10 \cdot \epsilon_B$ näher eingegangen.

3.2.1 Kinematik der Elektronenstoßionisation (Kinematik des inelastischen Stoßes)

Vor dem Stoß mit dem Projektilelektron, das mit dem Impuls p_0 einläuft, befindet sich das Targetatom mit einem Gesamtimpuls von $p_{Atom} = 0$ in Ruhe. Nach dem Stoß gilt wegen der Impulserhaltung:

$$\vec{p}_0 = \vec{p}_a + \vec{p}_b + \vec{p}_R, \quad (3.4)$$

und Energieerhaltung:

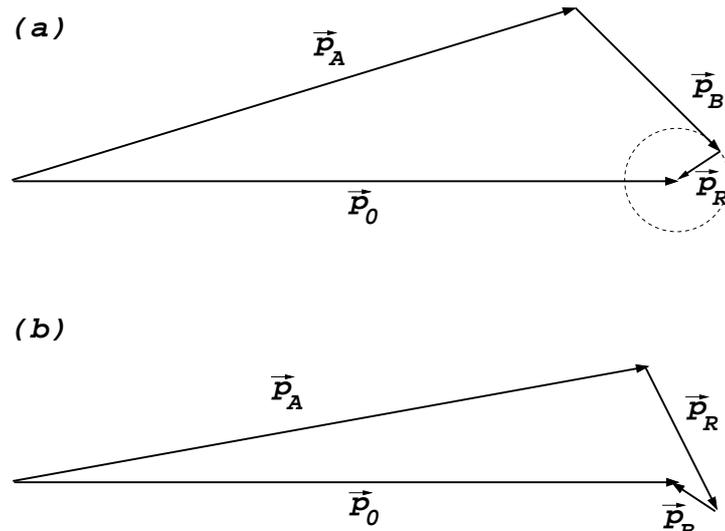
$$E_0 = E_a + E_b + \epsilon_B (+E_R), \quad (3.5)$$

wobei ϵ_B die Bindungsenergie des ionisierten Elektrons darstellt. Das schnellere Elektron wird stets mit dem Index a , das langsamere mit b und das Rückstoßion (Targetkern) mit R bezeichnet. Im Falle asymmetrischer Stöße (bei hohen E_0) ist das schnelle Elektron immer das gestreute Projektilektron. In der Energiebilanz darf die Energie des auslaufenden Targetkerns (Rückstoßions) E_R aufgrund der hohen Masse im Vergleich zu den Elektronen vernachlässigt werden. Eine fundamentale Größe ist der Impulstransfer \vec{q} . Er ist messbar als Differenz zwischen dem Impuls des einlaufenden \vec{p}_0 und des auslaufenden \vec{p}_a Projektilelektrons und wird auf das Atom (Targetelektron und/oder Targetkern) übertragen:

$$\vec{q} = \vec{p}_0 - \vec{p}_a = \vec{p}_b + \vec{p}_R \quad (3.6)$$

Abb. 3.7 (a) schematisiert die Kinematik für einen binären Stoß in einem Vektordiagramm: Der Impuls des Rückstoßions ist klein gegenüber dem Impuls des ionisierten Targetelektrons. Für alle Emissionswinkel des Rückstoßions z.B. innerhalb des eingezeichneten Kreises zeigt der Impulsvektor des Targetelektrons in Richtung des Impulsübertrages, d.h. das Targetelektron wird immer in die entgegengesetzte Richtung zum Projektilektron emittiert und läuft (in diesem Beispiel) immer in Vorwärtsrichtung aus. Man nennt einen solchen Stoß binär, weil er die Charakteristika eines Zweikörperstoßes aufweist, mit dem Unterschied, dass der Impulsübertragsvektor \vec{q} und der Targetelektronenvektor \vec{p}_b nicht exakt identisch sind. Die „Bethe-ridge“ Bedingung schließt alle Ereignisse ein, bei denen der Impulsübertrag und der Impuls des ionisierten Elektrons den gleichen (absoluten) Wert haben.

Abb. 3.7 (b) hingegen zeigt einen Stoß, bei dem der Impuls des Rückstoßions größer ist als der Impuls des auslaufenden Targetelektrons. In diesem Fall kann das Targetelektron in die selbe Halbsphäre wie das Projektilektron als auch in Rückwärtsrichtung emittiert werden.


Abbildung 3.7: Vektordiagramme für den (e,2e) Stoß

In beiden Fällen müssen (im Gegensatz zum reinen Zweikörperstoß) die beiden Elektronen nicht in einer Ebene, d.h. koplanar, auslaufen, denn die Abweichung von der Koplanarität der beiden Elektronen kann, da eigentlich ein Dreikörper-Stoß vorliegt, durch das Rückstoßion kompensiert werden.

Durch die Vektoren \vec{p}_0 und \vec{q} wird eine wohldefinierte Ebene, die Streuebene, aufgespannt. Messbare Größen nach der Reaktion sind die Energien (E_a und E_b) und die Winkel der beiden auslaufenden Elektronen, wobei jedem Elektron zwei Winkel zufallen: ϑ_a bzw. ϑ_b sind die Winkel der Elektronen in der Streuebene, Θ_a bzw. Θ_b sind die Winkel aus der Ebene heraus.

3.2.2 Der Dreifach-Differenzielle Wirkungsquerschnitt

In der sogenannten koplanaren Geometrie ($\Theta_{a,b} = 0^\circ$ und $\Theta_{a,b} = \pm 180^\circ$) wird die Elektronenstoßionisation durch den dreifach-differenziellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_a d\Omega_b dE_b} \quad (3.7)$$

vollständig beschrieben. Es wird nach dem Streuwinkel des Projektilelektrons ϑ_a , dem Emissionswinkel des ionisierten Targetelektrons ϑ_b und der Energie des ionisierten Targetelektrons E_b differenziert. Bei bekannter Einschussenergie und bekannter Bindungsenergie ϵ_B ist damit auch die Endenergie des Projektilelektrons E_a und der

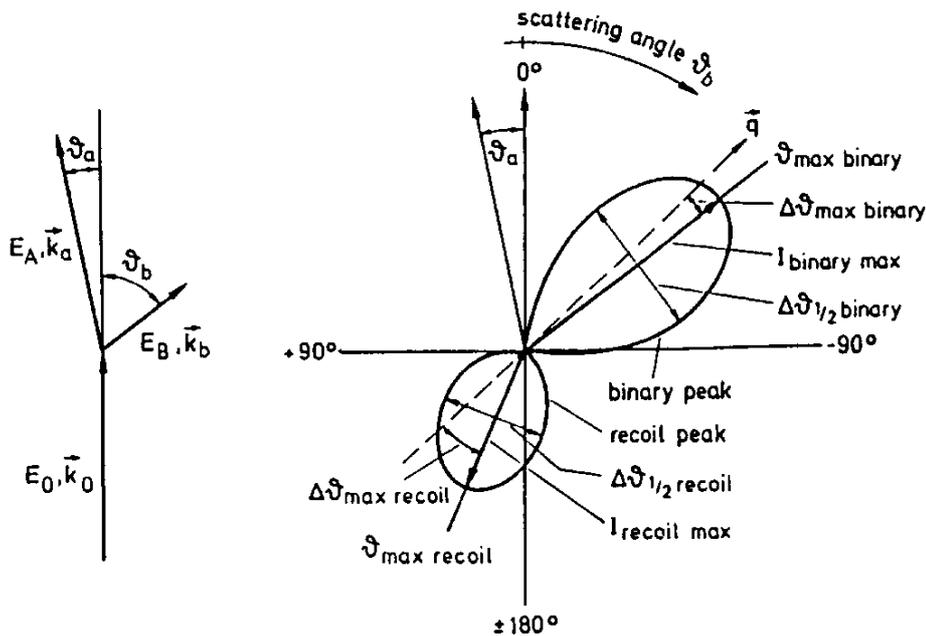


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung des dreifach-differenziellen Wirkungsquerschnittes in Polarkoordinaten für eine asymmetrische Energieaufteilung in koplanarer Geometrie (aus [ERH85a]).

Impulsübertrag \vec{q} festgelegt.

Im Folgenden sollen die wesentlichen Merkmale des dreifach-differenzielle Wirkungsquerschnittes qualitativ vorgestellt und diskutiert werden, da Ergebnisse dieser Arbeit später auch in dieser Form präsentiert werden.

Abb. 3.8 zeigt eine schematische Darstellung eines für mittlere Projektilenergien typischen dreifach-differenziellen Wirkungsquerschnittes. In dieser Polardarstellung trifft das Projektilelektron mit der Energie E_0 (es propagiert entlang der Vertikalen) am Schnittpunkt der Achsen auf das Targetatom und wird um ϑ_a nach links oben gestreut. Eingezeichnet ist weiterhin der Impulsübertrag \vec{q} sowie der Emissionwinkel ϑ_b des ionisierten Elektrons. Der Abstand vom Ursprung gibt die Größe des differenziellen Wirkungsquerschnittes für einen bestimmten Streuwinkel ϑ_b des ionisierten Elektrons an.

Es fällt auf, dass die Winkelverteilung des ionisierten Elektrons stark anisotrop ist. Zwei Maxima sind zu erkennen:

(a) Das Elektron wird bevorzugt in die Richtung des Impulsübertrages \vec{q} emittiert. Dieses Maximum in der Winkelverteilung in Richtung des Impulsübertrages wird als „Binary-Peak“ bezeichnet, da es sich hierbei um binäre Stöße zwischen dem Projektil- und dem Targetelektron handelt (äquivalent zu „Billiardstößen“). Beide Elektronen werden (in diesem Fall) in Vorwärtsrichtung emittiert. Die Breite des „Binary-Peak“ resultiert aus der Impulsverteilung (Comptonprofil) des zuvor gebundenen Elektrons. Der Targettrumpf verhält sich bei diesem Stoß passiv, seine Endimpulse spiegeln ebenfalls das Comptonprofil wider, da der Kern den Impuls des gebundenen Elektrons kompensiert. Auch bei binären Stößen muss das ionisierte Elektron jedoch nicht zwangsläufig in Vorwärtsrichtung emittiert werden. Im Bereich hoher Projektilenergien kann das gestreute Elektron nur wenig Energie im Vergleich zur Einschussenergie verlieren ($E_0 \approx E_A$). Der Impulsübertrag steht in diesem Fall dann nahezu senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Projektilelektrons ($\vartheta_b \approx -90^\circ$), und das ionisierte Elektron kann dann aufgrund des Comptonprofils, also aufgrund seiner Impulsverteilung im gebundenen Anfangszustand, in Rückwärtsrichtung, jedoch weiterhin in entgegengesetzte Richtung zum Projektilelektron emittiert werden.

(b) Ein zweites Maximum in der Winkelverteilung erscheint für die Emission etwa entgegen dem Impulsübertrag \vec{q} . Das Elektron läuft in Rückwärtsrichtung und in die gleiche Halbsphäre wie das gestreute Projektilelektron. Der Targettrumpf kann bei diesem Prozess nicht länger passiv bleiben. Er muss den Rückstoß (engl.: Recoil) der beiden Elektronen kompensieren. Dieses Maximum wird entsprechend „Recoil-Peak“ genannt. Der Recoil-Peak kann nur im Sinne eines Doppelstoßes interpretiert werden: In einer ersten Wechselwirkung wird das Targetelektron durch das Projektilelektron ionisiert und anschließend in einer zweiten Wechselwirkung am (eigenen) Targetkern gestreut.

In Experimenten nahe der Schwelle wurde gezeigt, dass die Schwerpunkte der Verteilungen von Recoil-Peak und Binary-Peak nicht zwangsläufig mit den Richtungen von \vec{q} bzw. $-\vec{q}$ übereinstimmen müssen, da die drei Teilchen sich auch nach dem Stoß im Kontinuum wechselseitig beeinflussen. Dieser „Post-Collision“² Effekt zwi-

²engl.: „Nach-Stoß“

schen Projektilelektron und Targetfragmenten ist um so stärker, je langsamer sich das Projektil von der Reaktionszone entfernt bzw. je größer die Störung $1/v_p$ [a.u.] durch das Projektilektron ist.

Die Abweichungen der Verteilungsschwerpunkte von \vec{q} bzw. $-\vec{q}$ werden durch $\Delta\vartheta_{maxbinary}$ und $\Delta\vartheta_{maxrecoil}$ quantifiziert. $\vartheta_{maxbinary}$ und $\vartheta_{maxrecoil}$ sind *strukturelle Parameter*. Beide Parameter variieren mit Änderungen der *kinematischen Parameter* \vec{p}_0 und \vec{p}_a , demnach auch mit Änderungen des absoluten Impulsübertrages q . Ein weiteres qualitatives Merkmal ist das Größenverhältnis zwischen Binary- und Recoil-Peak.

In Abb. 3.9 wird der dreifach-differenzielle Wirkungsquerschnitt schematisch als Funktion des Impulsübertrages q dargestellt. Zu erkennen sind die Veränderungen von $\vartheta_{maxbinary}$, $\vartheta_{maxrecoil}$ und dem Verhältnis zwischen Binary- und Recoil-Peak in Abhängigkeit des Impulsübertrages q .

Für sehr kleine q und sehr hohe E_0 zeigt die Elektronenstoßionisation Ähnlichkeit zur Photoionisation. Im Limes $v_p \rightarrow c$, wobei v_p die Projektilgeschwindigkeit und c die Lichtgeschwindigkeit sind, wird der Impulsübertrag durch das Elektron identisch zum Impulsübertrag bei der Photoionisation $q = E_\gamma/c$; man erreicht das sogenannte „optische Limit“, die Oszillatorstärke des Übergangs wird formal identisch zu derjenigen für die Photoionisation (oder auch Anregung). Die Impulsübertragsachse stimmt dann mit $\vartheta_{maxbinary}$ und $\vartheta_{maxrecoil}$ überein ($\Delta\vartheta_{maxbinary} = \Delta\vartheta_{maxrecoil} = 0$) und das Verhältnis zwischen Binary- und Recoil-Peak ist 1. Wie bei der Photoionisation handelt es sich hierbei um eine Dipolverteilung, d.h. die Impulsbilanz muss in jedem Stoß (dominant) zwischen dem ionisierten Elektron und dem Rückstoßion stattfinden, weil nur ein minimaler Impulstransfer (durch das virtuelle Photon $h\nu = E_0 - E_a$) erfolgte und das Projektilektron demnach nur minimal gestreut wurde.

Für sehr große Impulsüberträge nähert man sich dem „Binary Limit“. Der Recoil-Peak trägt nicht mehr zum Wirkungsquerschnitt bei. Die Impulsübertragsachse und der Schwerpunkt des Binary-Peak sind identisch $\Delta\vartheta_{maxbinary} = 0$.

Das optische und das binäre Limit kennzeichnen die Grenzbereiche, in denen sich

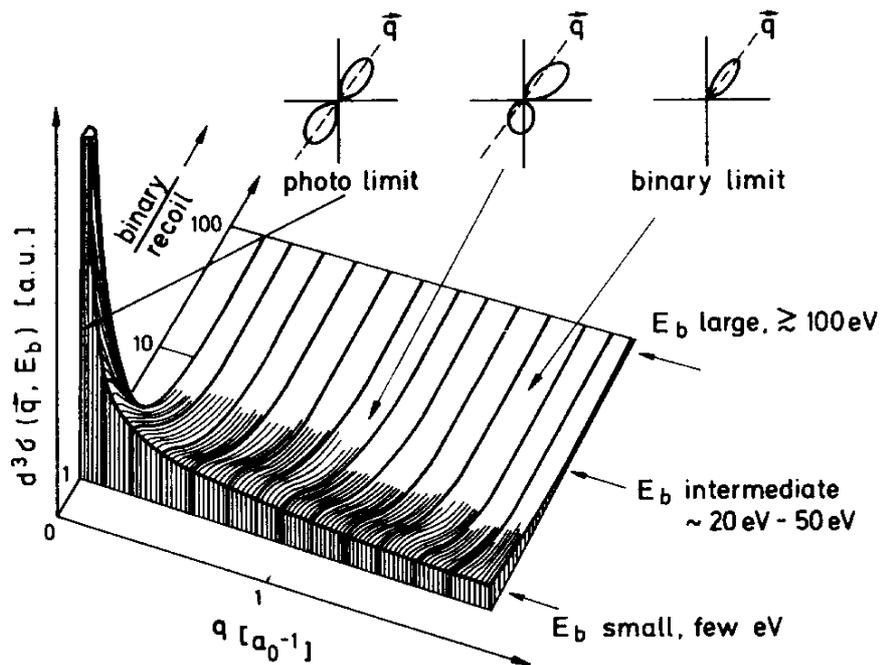


Abbildung 3.9: Der dreifach-differenzielle Wirkungsquerschnitt als Funktion des Impulstransfers q (aus: [ERH85]).

der Dreikörperstoß auf ein effektives Zweikörper-Problem reduziert und durch eine Störungstheorie in 1. Ordnung beschrieben werden kann: Im optischen Limit wird gerade genug Energie im Targetsystem deponiert, um dieses zu ionisieren. Aufgrund des minimalen Impulsübertrages, ist die Emissionscharakteristik durch das (targetinterne) Comptonprofil bestimmt. Im binären Limit hingegen ist der Impulsübertrag so groß, dass die Emissionscharakteristik des ionisierten Elektrons einem Zweikörperstoß gleicht, mit dem Unterschied, dass das ionisierte Elektron wegen des Comptonprofils eine Verteilung um die Impulsübertragsachse aufweist. Beide Reaktionen finden vorzugsweise bei hohen Einschussenergien statt.

Der aus physikalischer Perspektive interessanteste Bereich zur Untersuchung der Stoßdynamik befindet sich zwischen diesen beiden Grenzbereichen, dort, wo sich $\Delta\vartheta_{maxbinary} (\neq 0)$, $\Delta\vartheta_{maxrecoil} (\neq 0)$ und das Verhältnis zwischen Binary- und Recoil-Peak stetig ändern. Die Änderungen von $\Delta\vartheta_{maxbinary}$ mit q und E_0 haben sich im Vergleich zu den Änderungen von $\Delta\vartheta_{maxrecoil}$ als schwächer erwiesen. Diese Beobachtungen sind besonders wichtig, da sie von keinen Rechnungen in 1. Ordnung

Störungstheorie beschrieben werden können. Im Rahmen der 1. Bornschen Näherung lässt sich lediglich begründen, dass Maxima in Richtung des Impulsübertragsvektors \vec{q} und in Richtung von $-\vec{q}$ erwartet werden³ [BYR89].

Abb. 3.10 zeigt, wie effektiv Theorien anhand von dreifach-differenziellen Wirkungsquerschnitten getestet werden können. Dort ist der dreifach-differenzielle Wirkungsquerschnitt für die Ionisation von Wasserstoff (H) durch 150 eV Elektronen für verschiedene Streuwinkel ϑ_a des Projektilelektrons dargestellt. Ein größerer Streuwinkel ϑ_a korrespondiert zu einem größeren Impulsübertrag, also zu einem „binäreren“ Stoß. Gemäß Abb. 3.6 ist dieses Stoßsystem bereits im hochenergetischen Bereich anzusiedeln. Die 1. Bornsche Näherung beschreibt das Experiment qualitativ gut: Es werden zwei Maxima (Binary-Peak und Recoil-Peak) vorausgesagt, wobei für größere Impulsüberträge (größere Streuwinkel) der Recoil-Peak kleiner wird und der Binary-Peak zu größeren Winkeln wandert. Bei den experimentellen Daten sind die beiden Maxima jedoch nicht um \vec{q} und $-\vec{q}$ verteilt, wie es die 1. Bornsche Näherung voraussagt, sondern im Winkel verschoben. Die Lage der Maxima wird erst durch eine Rechnung, welche die korrekte asymptotische Form der Drei-Körper Kontinuumswechselwirkung beinhaltet, gut beschrieben.

Während in der 1. Bornschen Näherung das Vorzeichen der Projektilladung keinen Einfluss hat, prognostiziert die Rechnung mit korrekter asymptotische Form der Drei-Körper Kontinuumswechselwirkung außerdem einen Unterschied zwischen der Stoßionisation durch Elektronen und Positronen: Durch die entgegengesetzte Ladung des auslaufenden Projektils wird die Lage der Maxima in entgegengesetzte Richtungen verschoben.

Hieraus lässt sich die Schlussfolgerung ziehen, dass für die Lage der Maxima bzw. für die Abweichung von \vec{q} und $-\vec{q}$ die Kontinuumswechselwirkungen der auslaufenden

³1. Bornsche Näherung bedeutet in diesem Fall, dass eine Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetelektron stattfand. Das einlaufende Projektil wird durch ebene Wellen beschrieben, die auslaufenden Fragmente hingegen durch Coulombwellen. Mit diesem Ansatz wird auch die Emission des Targetelektrons in Richtung des negativen Impulsübertrages beschrieben (Recoil-Peak). Werden für die auslaufenden Fragmente ebenfalls ebene Wellen verwendet, wird durch die Rechnung nur der Binary-Peak und kein Recoil-Peak vorausgesagt.

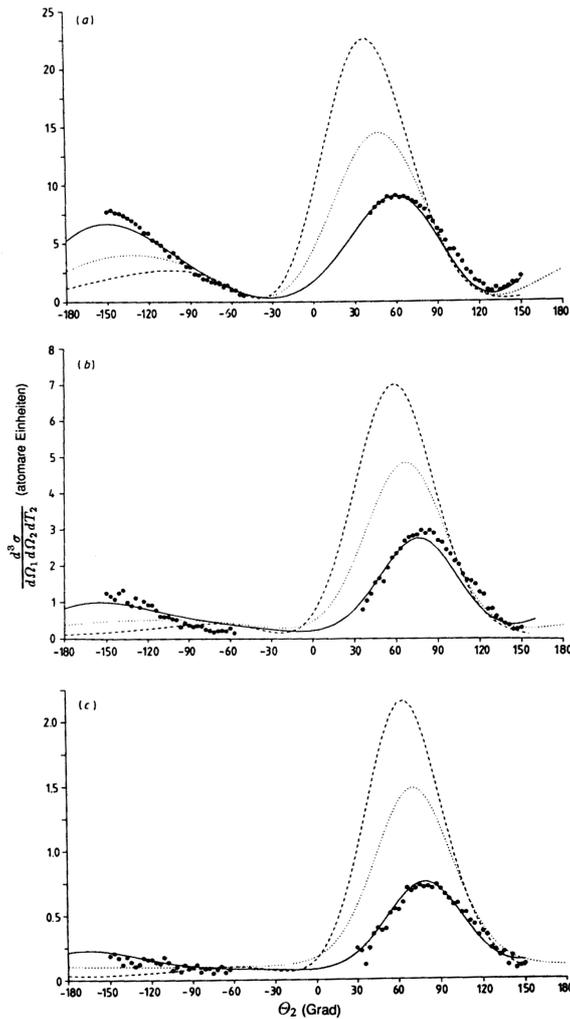


Abbildung 3.10: Der dreifach-differenzielle Wirkungsquerschnitt für das Stoßsystem 150 eV $e^- + H \rightarrow H^+ + e^- + e^-$ für eine feste Energie des ionisierten Elektrons von $E_b=3$ eV und für feste Streuwinkel des gestreuten Projektilelektrons von (a) $\vartheta_a = 4^\circ$, (b) $\vartheta_a = 10^\circ$ und (c) $\vartheta_a = 16^\circ$. Die Punkte sind experimentelle Ergebnisse von Ehrhardt et al. [ERH85b]; gepunktete Linie, Resultat einer 1. Bornschen Näherung; durchgezogene Linie, 1. Bornsche Näherung jedoch mit korrekter asymptotischer Form der Drei-Teilchen Coulombwelle; gestrichelte Linie wie durchgezogene Linie jedoch für Positronen als Projektil.

Teilchen verantwortlich sind, da diese auch stark von der Ladung des Projektils beeinflusst werden.

3.2.3 Der Dreifach-Differenzielle Wirkungsquerschnitt außerhalb der Streuebene

Die Abweichungen der Koplanarität werden durch die Winkel Θ_a und Θ_b erfasst. Wie bereits erwähnt, müssen das Projektilektron und das ionisierte Targetelektron nicht zwangsläufig koplanar auslaufen, da das Rückstoßion als dritter Stoßpartner eine Abweichung der Koplanarität kompensieren und damit die Impulserhaltung gewährleisten kann. D.h. nur in einigen ausgesuchten Fällen liegen beide Elektronen und damit auch das Rückstoßion in einer Ebene. Die nicht-koplanare Geometrie

wird wiederum durch den dreifach-differenziellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_a d\Omega_b E_b} \quad (3.8)$$

beschrieben, wobei Θ_a und Θ_b jetzt beliebige Werte (außer $\Theta_{a,b} = 0^0$ und $\Theta_{a,b} = \pm 180^0$) annehmen können.

Trotz mehr als 20-jähriger intensiver Forschung auf diesem Gebiet gibt es bislang nur relativ wenige experimentelle Untersuchungen für diese sogenannte „out-of-plane“ Geometrie. Nicht zuletzt jüngste Untersuchungen von Ionenstößen zeigen jedoch, dass gerade in dieser Geometrie Abweichungen von Theorien erster Ordnung besonders deutlich in Erscheinung treten [SCHU01].

Es wurde in diesem Kapitel gezeigt, dass solche kinematisch vollständigen Informationen detaillierte Untersuchungen sowohl von strukturellen (Vermessung von Comptonprofilen/Impulsdichteverteilungen) als auch von dynamischen Aspekten (Einfluss des Drei-Körper Kontinuums) erlauben und den präzisesten Vergleich zu theoretischen Ansätzen in einem weiten kinematischen Bereich von photoionisations-ähnlichen Reaktionen bis hin zu stark binären Stößen ermöglichen.

Bei allen hoch-differenziellen Messungen zur Elektronenstoß-Ionisation wurden jedoch bis heute ausschließlich Atome, Moleküle oder Festkörper als Targets verwendet, so dass bis heute keinerlei differenzielle Daten für die Elektronenstoß-Ionisation von ionischen Targets vorliegen. Die etablierten Messtechniken zur differenziellen Untersuchung von (e,2e) Reaktionen, drohen hier prinzipiell zu scheitern.

Kapitel 4

Theorien zur Projektilionisation

Im Kapitel 3.1 wurden die Wechselwirkungen, die zur Ionisation des Projektils im Ion-Atom Stoß führen können diskutiert. Es stellte sich dabei heraus, dass die Ionisation eines Ions durch ein neutrales Atom in der Beschreibung wesentlich komplexer ist, als die Ionisation eines neutralen Atoms durch ein geladenes Teilchen, welches in den meisten Fällen durch eine Punktladung beschrieben werden kann. Es wurde auch deutlich, dass die Projektilionisation bereits im einfachsten Fall ein Vier-Teilchen Problem darstellt, da sowohl das Projektil als auch das Target strukturiert beschrieben werden müssen. Im einfachsten Fall ist an Projektil und Target je ein (aktives) Elektron gebunden.

In erster Ordnung und durch die Trennung der beiden Beiträge, der $(n-e)$ und $(e-e)$ Wechselwirkung, lässt sich das Vier-Teilchen Problem durch zwei Drei-Teilchen Probleme annähern, indem ab der Schwelle für die $(e-e)$ Wechselwirkung ein Elektronenstoß-Ionisationsanteil im Wirkungsquerschnitt berücksichtigt wird. Eine Schwierigkeit in der theoretischen Beschreibung stellt die stoßparameterabhängige effektive Ladung des Targetkerns dar, daher beschränken sich viele Rechnungen besonders bei der Wahl des Targets auf Einelektronen-Systeme.

Im Folgenden werden die Plane Wave Born Approximation (PWBA), die Semi Classical Approximation (SCA) sowie die (vollklassische) Classical Trajectory Monte Carlo (CTMC) Methode vorgestellt. Besonders wird dabei auf die CTMC Rechnungen eingegangen, da mit dieser Methode hoch-differenzielle Wirkungsquerschnitte

berechnet werden können und die Ergebnisse dieser Arbeit mit CTMC Rechnungen verglichen werden.

Die Darstellung der quantenmechanischen und semiklassischen Theorien ist keineswegs vollständig. Es wurde Wert darauf gelegt, die „Idee“ eines Ansatzes zu verdeutlichen, darüber hinaus jedoch auf lange mathematische Herleitungen verzichtet. Alle im Folgenden vorgestellten Rechnungen beschränken sich auf Prozesse 1. Ordnung, die exakte Bornsche Näherung mit ebenen Wellen beschränkt sich des Weiteren auf Wasserstoff-Wasserstoff Stöße. Für die Berechnung von Mehrelektronen-Targets muss bereits die sogenannte „Closure Method“ herangezogen werden, da die Beschreibung der vielen möglichen Targetendzustände in der exakten Form nicht mehr beherrschbar ist. Da die Closure Näherung bei der Beschreibung von Mehrelektronen-Systemen unverzichtbar ist, der ursprüngliche (naive) Ansatz jedoch zu vergleichsweise unbefriedigenden Ergebnissen führt, findet man in der Literatur zahlreiche modifizierte Closure-Methoden. Diese werden im Folgenden nicht im Detail beschrieben, statt dessen wird auf die Referenzen verwiesen.

In jüngster Zeit erschienen viele Arbeiten von Voitkiv et al. Die Autoren berechneten Wirkungsquerschnitte für die Projektilionisation bei mittleren bis relativistischen Projektilgeschwindigkeiten in Stößen von vorzugsweise leichten Projektilen (He^+) mit schweren Targets (Ne, Xe, u.a.) unter Verwendung verschiedener Näherungen, wie die im Folgenden skizzierte PWBA [VOI00c, VOI99b], die „Glauber-Näherung“ [VOI00b], die „Sudden-Näherung“ [VOI99a] sowie mit Hilfe der semiklassischen Näherung [VOI00a].

Des Weiteren soll auf Rechnungen höherer Ordnungen verwiesen werden. Von Jakubaša [JAK92] wurden Rechnungen in 2. Bornscher Näherung durchgeführt und mit experimentellen Resultaten zur simultanen Ionisation von Projektil und Target [KUZ92] verglichen. Hier wurden die Projektilelektronen in Stößen von 0.5 MeV/u H und He mit Ar unter verschiedenen Winkeln koinzident zum ladungsanalytierten Projektil vermessen.

Gemessene absolute Wirkungsquerschnitte für die simultane Ionisation von Projektil und Target in Stößen von He^+ mit H_2 und He bei Geschwindigkeiten zwischen

1.5 - 4.0 MeV werden in [MON93] ebenfalls mit einer 2. Bornschen Rechnung verglichen. Diese z. T. hochkomplexen Rechnungen werden jedoch im Folgenden nicht beschrieben. Der interessierte Leser sei auf die angegebenen Referenzen verwiesen.

4.1 Bornsche Näherung mit ebenen Wellen

Bei der Bornschen Näherung mit ebenen Wellen handelt es sich um eine quantenmechanische Störungsrechnung 1. Ordnung, wobei alle ein- und auslaufenden Teilchen durch ebene Wellen beschrieben werden. In der angelsächsischen Literatur wird dieser Ansatz „Plain Wave Born Approximation“ (PWBA) genannt. In Abb. 4.1 wird das Koordinatensystem für die PWBA Rechnung dargestellt. Das Projektil trägt die Ladung Z_1 und hat die Geschwindigkeit v_p . Sein (aktives) Elektron hat die Koordinaten $\vec{\rho}$ bezüglich des Kerns. Das Target trägt die Ladung Z_2 und das j -te Targetelektron hat bezüglich des Targetkerns die Koordinaten $\vec{\xi}_j$. Der Abstandsvektor zwischen dem Projektilkern und dem Targetkern ist \vec{R} .

Die PWBA berücksichtigt nur Übergänge 1. Ordnung. Daraus folgt, dass bei der Projektilionisation durch eine (n - e) Wechselwirkung das Target im Grundzustand verweilt, da es bei diesem Prozess nur durch eine zweite Wechselwirkung ebenfalls ionisiert werden kann. Wird das Projektil jedoch durch eine (e - e) Wechselwirkung ionisiert, geht das Targetelektron aus dem Zustand Φ_0 in den Zustand Φ_n über. Wenn das Targetelektron stärker als das Projektilelektron gebunden ist, bedeutet dies eine Anregung des Targetelektrons. Bei gleicher Bindungsenergie von Projektil- und Targetelektron (symmetrisches Stoßsystem) und in allen Fällen, in denen das Projektilelektron stärker gebunden ist, wird das Target immer simultan auch ionisiert (s.a. Kapitel 3.1).

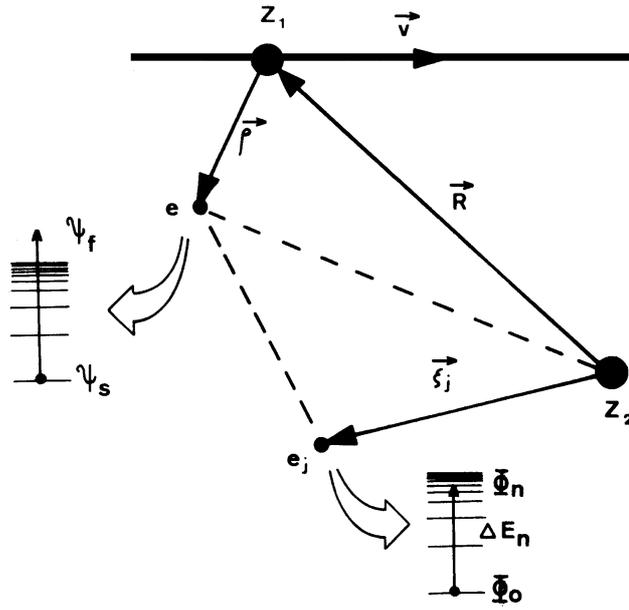


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Projektilionisation durch ein Target mit der Ladung Z_2 . Die Koordinaten von Projektil- und Targetelektron (in Bezug auf Projektil- und Targetkern) sind $\vec{\rho}$ und $\vec{\xi}$. Der Abstand beider Kerne ist R . Die $(n-e)$ bzw. $(e-e)$ Wechselwirkungen werden durch die beiden gestrichelten Linien angedeutet.

Der absolute Wirkungsquerschnitt ergibt sich in der PWBA zu:

$$\sigma_{sf,0n} = \frac{1}{2\pi\hbar v^2} \int_{q_{min}}^{q_{max}} dq q |t_{sf,0n}|^2 \quad (4.1)$$

$t_{sf,0n}$ wiederum ergibt sich aus den Übergangsmatrixelementen von den Anfangszuständen ψ_s und Φ_0 in die Endzustände ψ_f und Φ_n

$$t_{sf,0n} = \int d\vec{R} e^{i\vec{q}\cdot\vec{R}} \langle \psi_f \Phi_n | V_{WW} | \Phi_0 \psi_s \rangle . \quad (4.2)$$

V_{WW} ist das zeitabhängige Wechselwirkungspotenzial

$$V_{WW} = \frac{Z_1 Z_2}{\vec{R}} - \frac{Z_2}{|\vec{R} + \vec{\rho}|} + \sum_j \frac{1}{|\vec{R} + \vec{\rho} - \vec{\xi}_j|} . \quad (4.3)$$

In Gleichung (4.1) wird über alle Impulsüberträge von q_{min} bis q_{max} integriert. Während man q_{max} gegen unendlich laufen lassen kann, muss ein minimaler Impulsübertrag erbracht werden, um das Projektilektron bzw. im Fall der ($e-e$) Wechselwirkung auch das Targetelektron zu ionisieren. Dieser minimale Impulsübertrag q_{min} errechnet sich wie folgt:

$$q_{min} = p_0 + p_n \quad (4.4)$$

$$= \frac{E_f - E_s}{v_p} + \frac{E_n - E_0}{v_p} \quad (4.5)$$

$$= \frac{E_f - E_s}{v_p} + \frac{\Delta E_n}{v_p} \quad (4.6)$$

Ereignisse bei denen $E_f - E_s$ kleiner ist als die Bindungsenergie des Projektils, können außer Betracht gelassen werden, da in diesen Fällen keine Projektilionisation stattfindet.

Unter Verwendung des Bethe Integrals,

$$\int \frac{e^{i\vec{q}\cdot\vec{R}}}{|\vec{R} + \vec{\rho}|} d\vec{R} = \frac{4\pi}{q^2} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{\rho}} \quad (4.7)$$

erhält man den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{sf,0n} = \frac{8\pi}{v_p^2} \int_{q_{min}}^{\infty} dq \frac{|F_{sf}|^2}{q^3} \left| \langle \Phi_n | Z_2 - \sum_j e^{i\vec{q}\cdot\vec{\xi}_j} | \Phi_0 \rangle \right|^2 \quad (4.8)$$

mit:

$$F_{sf} = \langle \psi_f | e^{-i\vec{q}\cdot\vec{\rho}} | \psi_s \rangle \quad (4.9)$$

Zum Vergleich dieser Theorie mit Experimenten kann über alle Kontinuumsendzustände des Projektilelektrons und/oder über alle Targetendzustände integriert werden, wenn diese im Experiment nicht gemessen werden. Summiert über alle Targetendzustände ergibt sich der Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{sf,0n} = \frac{8\pi}{v_p^2} \sum_n \int_{q_{min}}^{\infty} dq \frac{|F_{sf}|^2}{q^3} \left| \langle \Phi_n | Z_2 - \sum_j e^{i\vec{q}\cdot\vec{\xi}_j} | \Phi_0 \rangle \right|^2, \quad (4.10)$$

welcher in zwei Teile, die den „Screening“ und den „Antiscreening“ Übergang repräsentieren, zerlegt werden kann, indem der $n=0$ Term separiert wird (Target nach dem Stoß im Grundzustand). Man erhält:

$$\sigma_{screen} = \frac{8\pi}{v_p^2} \int_{q_0}^{\infty} \frac{dq}{q^3} |F_{sf}|^2 \left| Z_2 - \langle \Phi_0 | \sum_j e^{i\vec{q}\cdot\vec{\xi}_j} | \Phi_0 \rangle \right|^2 \quad (4.11)$$

und

$$\sigma_{antis} = \frac{8\pi}{v_p^2} \sum_{n \neq 0} \int_{q_{min}}^{\infty} \frac{dq}{q^3} |F_{sf}|^2 \left| \langle \Phi_n | \sum_j e^{i\vec{q}\cdot\vec{\xi}_j} | \Phi_0 \rangle \right|^2. \quad (4.12)$$

Die Gleichung (4.11) stellt aus der Sicht des Targets eine elastische Streuung dar. Die Projektionisation findet aufgrund der Wechselwirkung mit dem Targetkern statt. Das Targetelektron reduziert hierbei lediglich die effektive Ladung des Kerns, ist aber darüber hinaus passiv und verbleibt im Grundzustand. Im Gegensatz dazu repräsentiert die Gleichung (4.12) den inelastischen Kanal (aus Sicht des Targets): Das Projektil verliert aufgrund der Wechselwirkung mit dem Targetelektron ein Elektron. Das Targetelektron wird in derselben Reaktion auch angeregt oder ionisiert (vgl. oben und Kapitel 3.1). Der Targetkern bleibt hierbei passiv.

4.2 Geschlossene Methode der Bornschen Näherung (Closure Method)

Bei der „geschlossenen“ Form der PWBA (Closure Method) wird angenommen, dass in allen Stößen immer eine mittlere Energie $\overline{\Delta E_n}$ übertragen wird oder äquivalent ein mittlerer minimaler Impulsübertrag q_{min} stattfindet. Im naivsten Fall ist diese

mittlere Energie $\overline{\Delta E_n}$ gleich dem Ionisationspotenzial des Projektilelektrons. Für alle Targetendzustände kann Gleichung (4.10) dann wie folgt geschrieben werden

$$\sigma_{sf,0n} = \frac{8\pi}{v_p^2} \int_{q_{min}}^{\infty} dq \frac{|F_{sf}|^2}{q^3} \sum_n \left| \langle \Phi_n | Z_2 - \sum_j e^{i\vec{q}\cdot\vec{\xi}_j} | \Phi_0 \rangle \right|^2, \quad (4.13)$$

da die Integrationsgrenzen nicht mehr vom Targetendzustand bzw. von n abhängen. Die Summe kann daher in einer „geschlossenen“ Form berechnet werden und man erhält für den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{sf,0n} = \frac{8\pi}{v_p^2} \int_{q_{min}}^{\infty} \frac{|F_{sf}|^2}{q^3} S(q), \quad (4.14)$$

hier ist

$$S(q) = S_{screen}(q) + S_{antis}(q) \quad (4.15)$$

mit

$$S_{screen}(q) = \left| Z_2 - \sum_{\lambda} \langle \phi_{\lambda} | e^{i\vec{q}\cdot\vec{\xi}} | \phi_{\lambda} \rangle \right|^2 \quad (4.16)$$

und

$$S_{antis}(q) = Z_2 - \sum_{\lambda} \left| \langle \phi_{\lambda} | e^{i\vec{q}\cdot\vec{\xi}} | \phi_{\lambda} \rangle \right|^2. \quad (4.17)$$

$S_{screen}(q)$ und $S_{antis}(q)$ sind die effektiven Ladungsquadrate für eine Screening- bzw. Antiscreening-Reaktion.

Die Closure Methode stellt eine starke Vereinfachung der Rechnung dar. Viel diskutiert wurde jedoch die Wahl des mittleren Energieübertrages, da dieser das Ergebnis maßgeblich beeinflusst. Gerechtfertigt erscheint diese Näherung deshalb, weil der

mittlere Energieverlust im Vergleich zur Anfangsenergie des Projektils immer klein ist. Das stimmt immer für den Projektilkern, jedoch gerade nicht für die Projektil-elektronen an der Schwelle zur $(e-e)$ Wechselwirkung. Die $(e-e)$ Wechselwirkung ist daher sensitiv auf unterschiedliche (mittlere) Energieüberträge $\overline{\Delta E_n}$. Daher wird im Bereich vergleichsweise kleiner Energien der Wirkungsquerschnitt durch die Closure Methode überschätzt. Im Bereich hoher Projektilenergien gehen die Closure Methode und die exakte PWBA jedoch ineinander über.

Da beim Übergang zu Mehrelektronen-Targets die Beschreibung der möglichen Targetendzustände unter Verwendung der exakten PWBA nicht mehr beherrschbar ist, muss hier die Closure Näherung angewandt werden. Zwecks Verbesserung der Closure Näherung wurden daher viele verschiedene Methoden entwickelt. Die wichtigsten sind die „Free-Collisions Method“, „Correction-Factor Method“ und die „Sum Rule Method“. Sie sollen an dieser Stelle nicht beschrieben werden. Das Bestreben aller Methoden ist die Wahl eines sinnvollen mittleren Energieübertrags, der im einfachsten Fall gleich dem Ionisationspotenzial des Projektilelektrons gesetzt wird $\overline{\Delta E_n} = \epsilon_{Bind}$. Details können in [MONT94] und den Referenzen darin nachgelesen werden.

In Abb. 4.2 sind errechnete totale Wirkungsquerschnitte für die K -Schalen Ionisation in Abhängigkeit von der Projektilenergie für H-H Stöße dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Wirkungsquerschnitt durch die Closure Methode (b) gegenüber der exakten PWBA (a) im Bereich kleiner Projektilenergien überschätzt wird und beide Rechnungen erst bei vergleichsweise großen Projektilenergien ineinander übergehen. Die Gründe hierfür wurden bereits genannt. Bei dieser Closure-Rechnung (b) wurde die oben erwähnte (grobe) Näherung vorgenommen, dass nämlich der mittlere Energieübertrag gleich dem Ionisationspotenzial des Wasserstoffelektrons $\overline{\Delta E_n} = \epsilon_{Bind_H}$ beträgt.

Weiterhin ist eine von Montenegro et al. modifizierte Closure Methode integral (f) bzw. separiert nach den $(n-e)$ (d) und $(e-e)$ (e) Anteilen dargestellt. Diese Rechnung zeigt deutlich, dass der Antiscreening-Beitrag dann einsetzt, wenn die äquivalente Elektronenenergie des Targetelektrons im Projektilsystem größer ist als die Bin-

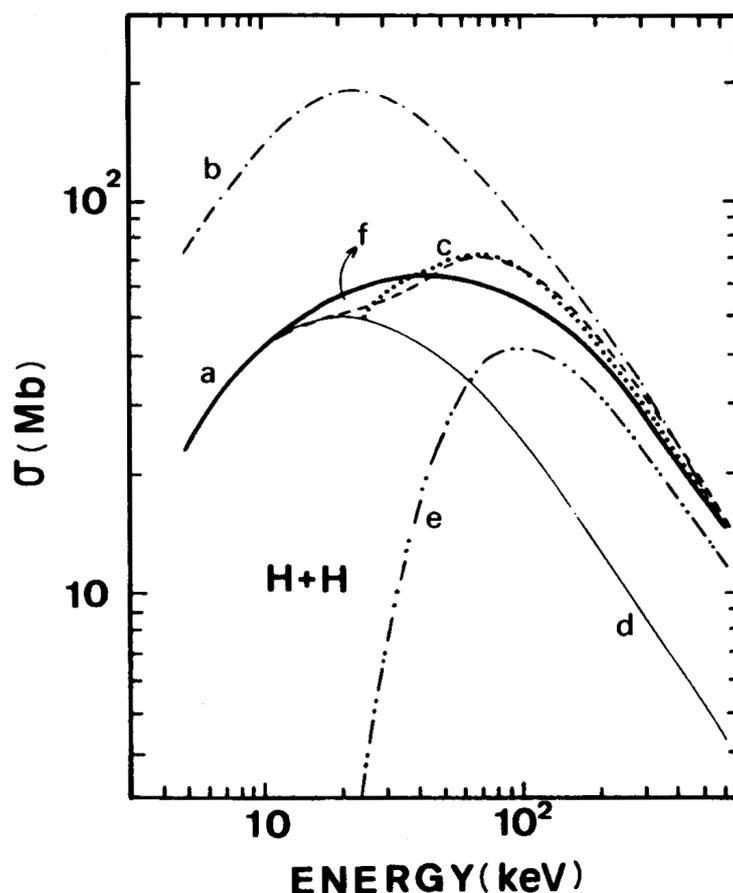


Abbildung 4.2: Absoluter Wirkungsquerschnitt für H-H Stöße als Funktion der Projektilenergie $\frac{d\sigma}{dE}$: (a), exakte PWBA; (b), PWBA unter Verwendung der Closure-Näherung; (c), modifizierte Closure-Näherung von Anhold et al. [ANH86]; (d), (e) und (f) modifizierte Closure-Näherung von Montenegro et al. [MONT91], separiert nach ($n-e$) („Screening“) (d) bzw. ($e-e$) („Antiscreening“) Beiträgen (e) und integral (f)=(d)+(e). Die Schwelle für ($e-e$) Wechselwirkung liegt bei ≈ 25 keV.

dungsenergie des Projektilelektrons. Außerdem werden die Ergebnisse einer Arbeit von Anhold et al. (c) – ebenfalls unter Verwendung einer modifizierten Closure Näherung – dargestellt.

Rechnungen dieser Art lassen sich auf das Stoßsystem $\text{He}^+ \rightarrow \text{H}$ übertragen (Boyd et al. (1957)) wurden aber auch für Stoßsysteme mit mehreren Elektronen im Projektil und/oder Target durchgeführt (Bell et al. (1969, 1970) und Bell und Kingston (1971,1974,1976)).

4.3 Die Semiklassische Näherung (SCA)

Bei der SCA handelt es sich um eine halb klassische, halb quantenmechanische Rechnung in 1. Ordnung Störungstheorie. Im Gegensatz zur PWBA bewegt sich das Projektil auf einer klassischen Trajektorie. Dies ist dann eine gute Näherung, wenn der Stoßparameter größer ist als die de-Broglie Wellenlänge

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m_p v_p} \quad (4.18)$$

des Projektils, wobei m_p die Masse und v_p die Geschwindigkeit des Projektils ist.

Als kleinstmöglicher Abstand d für einen zentralen Stoß zwischen Target- und Projektilkern folgt aus der Coulombabstoßung

$$\underbrace{\frac{m_p v_p^2}{2}}_{E_{kin}} = \underbrace{\frac{Z_p Z_t}{d}}_{E_{pot}} \quad (4.19)$$

$$d = \frac{2Z_p Z_t e^2}{m_p v_p^2}, \quad (4.20)$$

wobei E_{kin} die kinetische Energie des Projektils und E_{pot} die potenzielle Energie zwischen Projektil- und Targetkern darstellen. Das Verhältnis zwischen der Größe d und der de-Broglie Wellenlänge λ bezeichnet man als Bohrparameter κ . Er muss größer als 1 sein, wenn obige Näherung verwendet werden soll:

$$\kappa = \frac{2Z_p Z_t e^2}{h v_p} > 1 \quad (4.21)$$

Während der Projektilkern dann wie ein klassisches Teilchen behandelt wird, werden alle Elektronen durch am Projektil bzw. Target zentrierte Wellenfunktionen beschrieben. Das Target und der Ionisationsprozess selbst werden also quantenmechanisch behandelt.

4.3.1 „Screening“ und „Antiscreening“ in der SCA

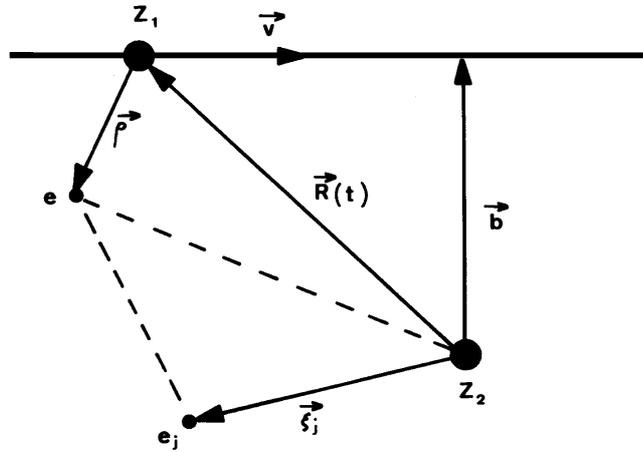


Abbildung 4.3: Definition der Koordinaten in der SCA. Gleiche Notation wie in 4.1. Zusätzlich ist der Stoßparameter \vec{b} der Reaktion eingezeichnet.

Abb. 4.3 zeigt die Koordinaten für die SCA Rechnung. Im folgenden wird angenommen, dass sich das Projektil auf einer geraden Trajektorie mit der Geschwindigkeit \vec{v}_p und dem Stoßparameter \vec{b} bewegt. Die semiklassische Übergangsamplitude ist in diesem Fall gegeben durch [MONT92]:

$$a_{sf,0n}(v_p, b) = \frac{ie^2}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{i\omega t} \langle \psi_f \Phi_n | \frac{Z_2}{|\vec{R} + \vec{\rho}|} - \sum_j \frac{1}{|\vec{R} + \vec{\rho} - \vec{\xi}_j|} | \Phi_0 \psi_s \rangle . \quad (4.22)$$

Hier ist $\vec{R}(t) = \vec{b} - \vec{v}_p t$, $\omega = \omega_0 + \omega_n$, $\omega_0 = v_p q_0$ und $\omega_n = v_p q_n$ (s.a. Gleichung 4.4 ff). Der erste Term korrespondiert zur Wechselwirkung zwischen dem Projektilelektron und dem Targetkern, also zur $(n-e)$ Wechselwirkung. Die nachfolgende Summe repräsentiert die Wechselwirkung zwischen Projektil- und Targetelektron(en), also die $(e-e)$ Wechselwirkung. Die Wahrscheinlichkeit für Projektilionisation, integriert über alle möglichen Targetendzustände, ist gegeben durch

$$P_{sf}(v_p, b) = \sum_n |a_{sf,0n}(v_p, b)|^2 . \quad (4.23)$$

Indem man über alle Stoßparameter b integriert, erhält man den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{sf} = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} db b P_{sf}(v_p, b) . \quad (4.24)$$

Die Gesamtwahrscheinlichkeit P für Projektilionisation kann wiederum in ($n-e$) und ($e-e$) Anteile getrennt werden

$$P_{sf}(v_p, b) = P_{screen}(v_p, b) + P_{antis}(v_p, b) . \quad (4.25)$$

Nach Separierung der $n=0$ Terme (Target bleibt im Grundzustand), erhält man die Übergangswahrscheinlichkeiten für die ($n-e$) („Screening“) und ($e-e$) („Antiscree-ning“) Wechselwirkung:

$$\begin{aligned} P_{screen}(v_p, b) = & \left| \langle \Phi_0 | \frac{ie^2}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{i\omega_0 t} \langle \psi_f | \frac{Z_2}{|\vec{R} + \vec{\rho}|} | \psi_s \rangle \right. \\ & \left. - \sum_j \frac{ie^2}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{i\omega_0 t} \langle \psi_f | \frac{1}{|\vec{R} + \vec{\rho} - \vec{\xi}_j|} | \psi_s \rangle | \Phi_0 \rangle \right|^2 \end{aligned} \quad (4.26)$$

und

$$P_{antis}(v_p, b) = \sum_{n \neq 0} \left| \langle \Phi_n | \frac{ie^2}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{i\omega_0 t} \langle \psi_f | \frac{1}{|\vec{R} + \vec{\rho} - \vec{\xi}_j|} | \psi_s \rangle | \Phi_0 \rangle \right|^2 . \quad (4.27)$$

Ohne Targetelektron würde sich das Problem auf

$$P_{SCA}(v_p, b) = |a_{SCA}(v_p, b)|^2 \quad (4.28)$$

mit

$$a_{SCA}(v_p, b) = \frac{ie^2}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{i\omega_0 t} \langle \psi_f | \frac{Z_2}{|\vec{R} + \vec{\rho}|} | \psi_s \rangle \quad (4.29)$$

reduzieren, was die Übergangswahrscheinlichkeit für die Ionisation durch ein geladenes Teilchen darstellt [BAN59].

In Abb. 4.4 ist die unterschiedliche Stoßparameterabhängigkeit der $(e-e)$ und $(n-e)$ Beiträge deutlich zu erkennen. Während $(n-e)$ Reaktionen bevorzugt bei kleinen Stoßparametern stattfindet – das Projektil muss das Target durchdringen, um eine effektive Ladung Z_{eff} zu spüren – findet die $(e-e)$ Wechselwirkung auch bei vergleichsweise großen Stoßparametern statt.

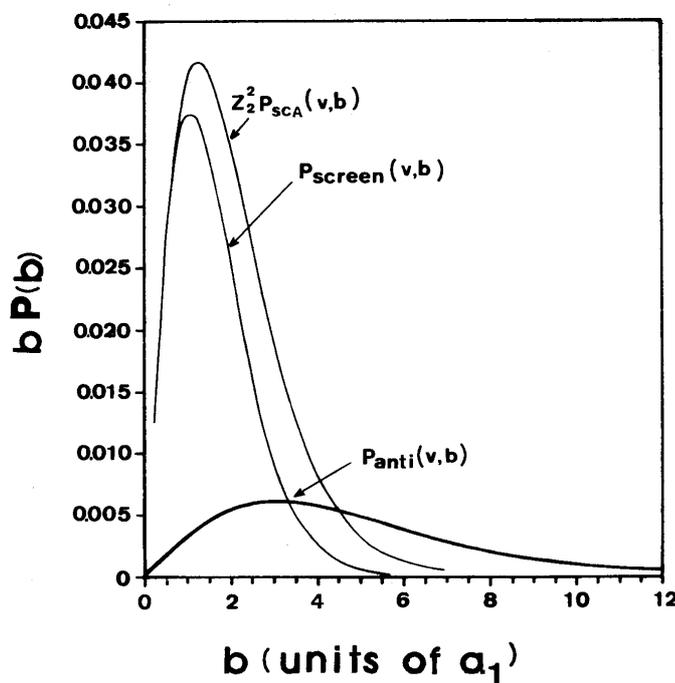


Abbildung 4.4: SCA Rechnungen für Projektilionisation von C^{5+} im Stoß mit He bei 2 MeV/u. Dargestellt ist die Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des Stoßparameters b für die beiden Beiträge $(n-e)$ und $(e-e)$ Wechselwirkung (aus [MONT92]).

Anhand der Ergebnisse in Abb. 4.4 wird eine besondere Stärke der SCA Rechnung deutlich. Da sich das Projektil auf einer klassischen Trajektorie bewegt, kann in der Rechnung der Stoßparameter \vec{b} der Reaktion kontrolliert werden. Dies erlaubt Aussagen über die Stoßparameterabhängigkeit der $(n-e)$ und $(e-e)$ Wechselwirkungen, wobei die Ergebnisse in Abb. 4.4 die intuitiven Überlegungen aus Kapitel 3.1 stützen, nämlich dass $(n-e)$ Prozesse im wesentlichen nur bei sehr kleinen Stoßparametern zur Projektilionisation beitragen können.

4.4 Vollklassische Rechnungen: Die „Classical Trajectory Monte Carlo“ (CTMC) Methode

Bei der CTMC Methode handelt es sich um eine vollklassische Rechnung. Klassische Rechnungen setzen die Näherung voraus, dass sich während des Stoßes die Dynamik aller Teilchen durch die Newtonschen Bewegungsgleichungen beschrieben wird. Dies bedeutet, dass sich die Elektronen auf Keplerbahnen um den Atomkern bewegen.

Im Folgenden wird der einfachste Fall des Proton-Wasserstoff Stoßes vorgestellt, im Anschluss daran wird gezeigt, wie sich die Methode auch für die Beschreibung strukturierter Projektile und komplexer Targets erweitern lässt.

Für den Fall eines Proton-Wasserstoff Stoßes wird die Dynamik (unter Berücksichtigung der Erhaltungsgrößen) durch die zwölf gekoppelten Differenzialgleichungen

$$\frac{dc_j}{dt} = \frac{\delta H}{\delta p_j} \quad (4.30)$$

$$\frac{dp_j}{dt} = -\frac{\delta H}{\delta c_j} \quad (4.31)$$

beschrieben, wobei c_j für die Ortskoordinaten und p_j für die Impulskoordinaten stehen. H ist der Hamiltonoperator für spinlose, nichtrelativistische Teilchen in atomaren Einheiten

$$H = \frac{p_P^2}{2m_P} + \frac{p_T^2}{2m_T} + \frac{p_e^2}{2} + \frac{Z_P Z_T}{|r_P - r_T|} - \frac{Z_P}{|r_P - r_e|} - \frac{Z_T}{|r_T - r_e|}, \quad (4.32)$$

wobei die Indizes P , T und e das Projektil, den Targetkern und das Elektron (in diesem einfachen Fall ein Targetelektron) repräsentieren. Das Modellatom muss folgende Anforderungen erfüllen:

- Es muss sphärisch symmetrisch sein, mit einem Gesamtdrehimpuls gleich Null.
- Das Modellatom muss ohne Störung stabil bleiben, d.h. es muss stationär in der Zeit sein.
- Die Bindungsenergie muss dem spektroskopisch ermittelten und berechneten Wert von z.B. $\epsilon_{Bind} = 0.5$ a.u. für Wasserstoff entsprechen.

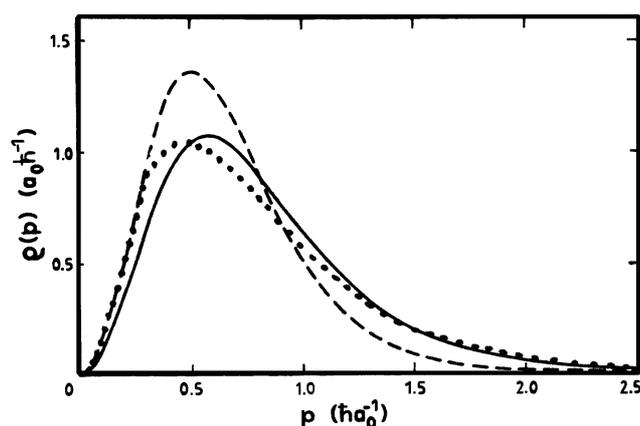


Abbildung 4.5: Impulsverteilung des $1s$ -Elektrons im Wasserstoffatom (aus [EIC81]). Durchgezogene Linie, quantenmechanisches Resultat; gestrichelte Linie, cut-off Wigner-Verteilung (siehe [EIC81]); punktierte Linie; Modellrechnung von Hardie und Olson (Linearkombination mikrokanonischer Verteilungen (s.a. Text und [HAR83])).

- Orts- und Impulsverteilung sollten möglichst der jeweiligen quantenmechanisch korrekten Verteilung entsprechen.

4.4.1 Die Anfangsverteilung

Da diese Anforderungen nicht durch eine (einzige) Keplerbahn gewährleistet werden können, muss man im Rahmen eines statistischen, klassischen Modells dazu übergehen, eine Vielzahl von Stößen zu betrachten. Dabei sollen für jeden Stoß die Anfangsbedingungen des Targetatoms statistisch so gewählt werden, dass das klassische Modellatom, über viele Stöße gemittelt, die genannten Anforderungen so gut wie möglich erfüllt. Da die Elektronen im CTMC-Modellatom die spektroskopisch ermittelte, korrekte Bindungsenergie besitzen sollen, sind nur noch 5 von 6 Koordinaten im Phasenraum frei wählbar. Diese 5 Koordinaten bestimmen die Trajektorie des Elektrons und sind so zu wählen, dass die Verteilung vieler Trajektorien im Impuls- und im Ortsraum möglichst der quantenmechanischen Dichteverteilungen (im Impuls- und Ortsraum) entsprechen.

Man bedient sich unter anderem der sogenannten *mikrokanonischen Verteilung* bzw.

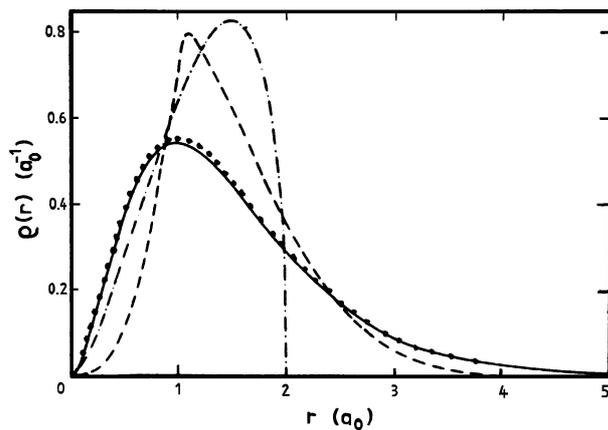


Abbildung 4.6: Radiale Dichteverteilung des 1s-Elektrons in Wasserstoffatom (aus [EIC81]). Bezeichnungen wie bei Abb. 4.5; zusätzlich strich-punktierte Linie, Resultat der mikrokanonischen Verteilung.

des *mikrokanonischen Ensembles* (siehe hierzu z.B. [GRE]). Diese Verteilung wird in der statistischen Mechanik zur Beschreibung von Gleichgewichtszuständen verwendet und erfüllt weitestgehend die oben gestellten Anforderungen: Eine mikrokanonische Verteilung für das Wasserstoffelektron ist stationär in der Zeit, sphärisch symmetrisch und konstant auf der Energiefläche, d.h. für das Elektron kann die richtige Bindungsenergie definiert werden.

Über viele Keplerbahnen unterschiedlicher Exzentrizität gemittelt, kann für das Elektron im CTMC-Atom eine Dichteverteilung im Orts- und im Impulsraum angegeben werden. Unter Verwendung des mikrokanonischen Ensembles ist die resultierende Dichteverteilung des Elektrons im Impulsraum der quantenmechanischen identisch und daher in Abb. 4.5 nicht zusätzlich eingezeichnet. Die dazugehörige radiale Dichteverteilung im Ortsraum weicht leider von der quantenmechanischen Verteilung stark ab. Insbesondere hat sie einen maximalen Radius von $r=2$ a.u. Jenseits davon existieren unter Verwendung der mikrokanonischen Verteilung zur festen Bindungsenergie von 0.5 a.u. keine stabilen Bahnen mehr (Abb. 4.6).

Eichenauer et al. [EIC81] schlug daher eine (modifizierte) Wignerfunktion [WIG32] zur Modellierung des Anfangszustandes vor. Die Wignerverteilung selbst führt zu instabilen Keplerbahnen und beinhaltet unphysikalische Phänomene wie negative Dichten und musste daher zur „cut-off“ Wigner-Verteilung modifiziert werden. Details können in [EIC81] und den Referenzen darin nachgelesen werden. Die Resultate der cut-off Wigner-Verteilung sind ebenfalls in Abb. 4.5 und Abb. 4.6 dargestellt.

Ein weiterer Versuch wurde von Hardie und Olson unternommen. Sie nähern die radiale Dichteverteilung im Ortsraum durch eine Linearkombination von mikrokanonischen Verteilungen mit unterschiedlichen Bindungsenergien optimal an die quantenmechanische radiale Dichteverteilung an. Dadurch wird (per Definition) die radiale Dichteverteilung gut beschrieben. Die Impulsverteilung wird jedoch schlechter wiedergegeben als durch die „einfache“ mikrokanonische Verteilung (siehe Abb. 4.5 und 4.6). Außerdem hat nun nicht mehr jedes *einzelne* Modellatom die richtige Bindungsenergie. Diese wird lediglich im statistischen Mittel an den physikalisch korrekten Wert angepasst.

Zur Berechnung der Targetionisation durch ein hochgeladenes strukturloses Projektilion reicht es, wie viele Vergleiche mit Experimenten zeigen, in der Regel aus, das Target wie beschrieben mittels einer mikrokanonischen Verteilung zur festen Bindungsenergie zu modellieren. Mit den heute verfügbaren schnellen Computern ist es aber auch möglich das Projektil strukturiert zu beschreiben. Dies erlaubt die Berechnung von komplizierten Mehrteilchen-Reaktionen, wie z.B. Transferreaktionen oder simultaner Projektil- und Targetionisation.

In der Vergangenheit hat sich gezeigt, dass solche Rechnungen, welche zwar auf der „klassischen Näherung“ beruhen, ansonsten jedoch die Wechselwirkungen zwischen allen beteiligten Stoßpartnern (klassisch) korrekt beinhalten, experimentelle Ergebnisse zur Ionisation oft erstaunlich gut beschreiben können [ULL97]. Insbesondere wird der Mehrteilchendynamik und der Wechselwirkung aller Stoßpartner im Kontinuum, ein quantenmechanisch (aufgrund der unendlichen Reichweite des Coulombpotenzials) äußerst schwer zu handhabendes Problem, klassisch korrekt Rechnung getragen.

Bei hinreichender Statistik, die mit heutigen Computern meist leicht zu erreichen ist, erhält man hoch-differenzielle Querschnitte, wie sie auch später, im Vergleich mit den experimentellen Daten dieser Arbeit diskutiert werden.

4.4.2 Die Berechnung der Trajektorien

Das Projektil startet mit festem Impuls und jeweils gegebenem Stoßparameter in einer Entfernung, bei der die Wechselwirkung mit dem Targetatom vernachlässigbar klein ist. Der Anfangszustand des Targetatoms (und des Projektils für simultane Ionisation von Projektil und Target) wird im Rahmen der benutzten Anfangsverteilung (siehe oben) statistisch gewählt. Nun werden für die gesamte Projektiltrajektorie die gekoppelten Differenzialgleichungen numerisch gelöst, bis sich das Projektil hinreichend weit von der Targetzone entfernt hat und die anderen Teilchen im Kontinuum nicht mehr merklich beeinflusst. Auf diese Weise berechnet das Verfahren die Trajektorien aller Teilchen. Für jeden einzelnen Stoß sind für ein „nacktes“ Projektil folgende Ergebnisse möglich:

- Das Targetelektron ist noch am Targetkern gebunden, d.h. es hat keine Reaktion stattgefunden.
- Das Targetelektron ist weder am Targetkern noch am Projektil gebunden, d.h. es hat eine Targetionisation ohne Ladungstransfer stattgefunden.
- Das Targetelektron ist am Projektil gebunden, d.h. es hat eine Targetionisation mit Ladungstransfer („Capture“ - Reaktion) stattgefunden.

Wenn das Projektil ebenfalls als strukturiertes Teilchen beschrieben wird (im einfachsten Fall Wasserstoff), erhöht sich die Anzahl der möglichen Endzustände:

- Das Projektil wird ionisiert und das Target bleibt unversehrt.
- Das Target wird ionisiert und das Projektil bleibt unversehrt.
- Ein Elektron aus dem Projektil und ein Elektron aus dem Target sind im Kontinuum, d.h. es hat eine simultane Ionisation von Projektil und Target stattgefunden.
- Es hat eine simultane Ionisation von Projektil und Target stattgefunden, wobei anschließend das Targetelektron in einen gebundenen Zustand des Projektils übergegangen ist.

Es sind noch weitere Prozesse möglich, die an dieser Stelle nicht aufgezählt werden sollen, aber explizit in der CTMC Rechnung enthalten sind. Im Gegensatz zu quantenmechanischen Rechnungen führt keine „Übergangsmatrix“ vom Anfangs- in den Endzustand, sondern es werden für sehr kleine Zeitschritte die Trajektorien aller Teilchen berechnet. Der Stoß kann daher (unphysikalisch) zu jeder Zeit beobachtet werden und es gibt neben der klassischen Näherung keine Einschränkung in der CTMC Rechnung bezüglich der Beschreibung der Vielteilchen-Dynamik.

Je nach Stoßsystem können in günstigen Fällen bereits nach 2000 - 3000 berechneten Stößen Aussagen bezüglich totaler Wirkungsquerschnitte getroffen werden. Zur Berechnung differenzieller Querschnitte wird jedoch eine wesentlich größere Anzahl benötigt.

4.4.3 Die nCTMC

Damit auch Mehrelektronen-Atome oder -Ionen beschrieben werden können, wurde von Olson et al. [OLS88] die nCTMC Methode entwickelt. Hier wird das Vielteilchen-Coulombproblem unter Vernachlässigung der atomaren Elektron-Elektron Wechselwirkung klassisch gelöst. Die nCTMC erlaubt es dabei, Schalen entsprechend der sequenziellen Bindungsenergie der Elektronen zu besetzen, indem jedes Elektron durch ein (eigenes) mikrokanonisches Ensemble mit korrekter Bindungsenergie beschrieben wird. Das einfachste Mehr-Elektronen Atom ist Helium. Z.B werden in der nCTMC für die Beschreibung des Stoßsystems



alle drei Elektronen berücksichtigt und die Bewegungsgleichungen zum nahezu vollständigen Hamiltonian

$$\begin{aligned}
 H = & \frac{p_a^2}{2m_a} + \frac{p_b^2}{2m_b} + \sum_{k=1}^3 \frac{p_k^2}{2m_e} \\
 & - \frac{2}{r_{ai}} - \sum_{j=1}^2 \frac{Z_j^{eff}}{r_{bj}} + \frac{4}{r_{ab}} - \frac{2}{r_{bi}} - \sum_{j=1}^2 \frac{2}{r_{aj}} + \sum_{j=1}^2 \frac{1}{r_{ij}}
 \end{aligned} \tag{4.33}$$

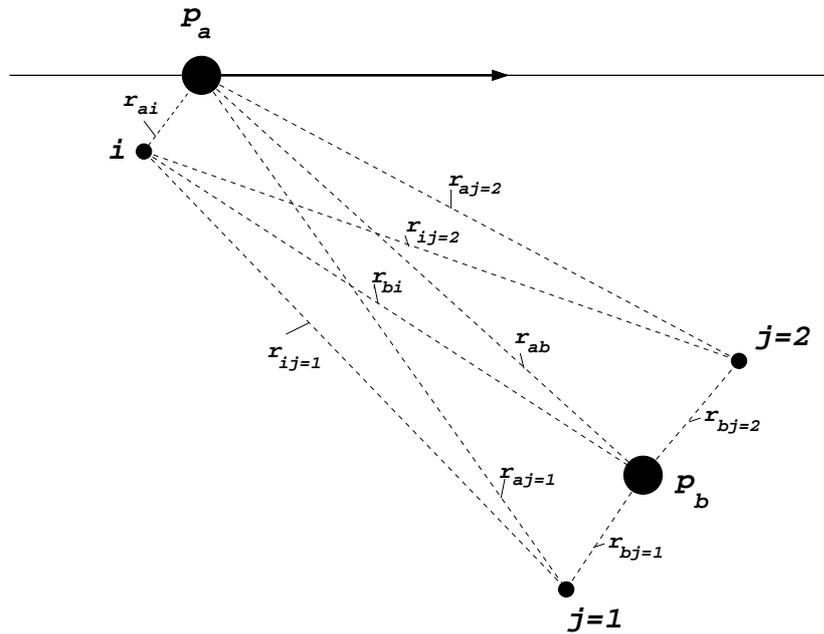


Abbildung 4.7: Schematische Darstellungen aller berücksichtigten Wechselwirkungen der nCTMC [OLS88] Rechnung für das Stoßsystem $He^+ + He \rightarrow He^{2+} + He^+ + 2e^-$

explizit gelöst. Die erste Zeile des Hamiltonian enthält die kinetischen Energien der beiden Kerne a und b , sowie die kinetischen Energien der drei Elektronen $k = 1 - 3$. Die zweite Zeile beschreibt fast alle möglichen Wechselwirkungen zwischen den fünf Teilchen untereinander. Im Anfangszustand ist i das Projektilektron, $j = 1$ und $j = 2$ sind die beiden Elektronen im Target (s.a. Abb. 4.7). Die inner-atomare Wechselwirkung der beiden Targetelektronen wird nur durch eine radiale Abschirmung berücksichtigt, d.h. das erste Elektron $j = 1$ spürt eine effektive Kernladung von $Z_{j=1}^{eff} \approx 1,35$, während das zweite Elektron den „nackten“ Kern mit $Z_{j=2}^{eff} = 2,0$ spürt. Durch die schrittweise numerische Lösung der Differenzialgleichungen können Targetdoppelionisation, Projektilionisation – inklusive $(e-e)$ und $(n-e)$ Wechselwirkung – aber auch Prozesse höherer Ordnung wie z.B. die Transferionisation $(n-e_{capt})$, die in vorangegangenen quantenmechanischen Rechnungen bisher keine Berücksichtigung fanden, beschrieben werden.

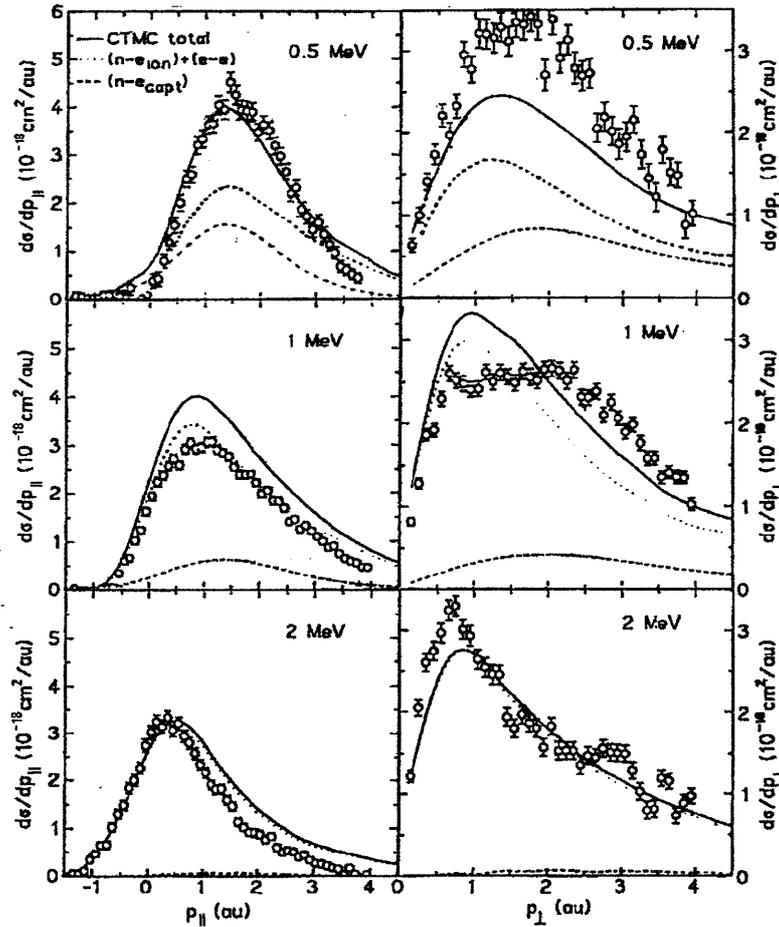


Abbildung 4.8: Einfach-differenzielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_{||}$ und $d\sigma/dp_{\perp}$ der Rückstoßionen für die Reaktion $He^+ + He \rightarrow He^{2+} + He^+ + 2e^-$ bei verschiedenen Einschussenergien: offene Kreise, Experiment; gestrichelte Linie, nCTMC Rechnung für den $(n-e_{capt})$ Prozess; gepunktete Linie, $(n-e)$ und $(e-e)$ Wechselwirkung; durchgezogene Linie, Summe alle drei Prozesse. Der absolute Wirkungsquerschnitt der experimentellen Daten ist an die nCTMC Rechnung angepasst (aus [DÖR94]).

In Abb. 4.8 sind Ergebnisse einer nCTMC Rechnung zu Projektilionisation im Vergleich zu Messungen von Dörner et al. [DÖR94] dargestellt. Zu sehen sind die einfach-differenziellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_{||rec}$ (links) und $d\sigma/dp_{\perp rec}$ (rechts) (differenziell im Rückstoßionen-Longitudinalimpuls $p_{||rec}$ und differenziell im Rückstoßionen-Transversalimpuls $p_{\perp rec}$) der Rückstoßionen für das oben genannte Stoßsystem bei verschiedenen Projektilenergien zwischen 0,5 und 2,0

MeV. Zum Endzustand $He^{2+} + He^+ + 2e^-$ tragen, wie die Rechnung erstmals zeigt, drei Reaktionen bei: Neben den bekannten Beiträgen der $(n-e)$ und $(e-e)$ Wechselwirkung ergab sich aus der Rechnung ein wichtiger Beitrag 3. Ordnung, bei dem das Projektilektron in das zuvor im gleichen Stoß doppelt ionisierte Target eingefangen wird ($(n-e_{capt})$).

Abb. 4.8 zeigt eine relativ gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Zwei herausragende Merkmale sind zu erkennen: (a) Der Anteil von $(n-e_{capt})$ fällt mit steigender Einschussenergie ab. Dies ist auch zu erwarten, da Targetdoppelionisation mit anschließendem Einfang eines Projektilektrons in das Target ein Prozess 3. Ordnung ist. (b) Nur die Summe aus den $(e-e)$, $(n-e)$ und $((n-e_{capt}))$ Beiträgen beschreibt die gemessenen Daten befriedigend.

Leider konnten jedoch in dieser Rechnung die Beiträge der $(n-e)$ und der $(e-e)$ Wechselwirkung nicht ereignisweise getrennt werden, so dass keine Aussagen bezüglich der jeweiligen Geschwindigkeitsabhängigkeiten dieser Mechanismen möglich waren.

In der hier vorliegenden Arbeit werden experimentelle Ergebnisse zur simultanen Ionisation von Projektil und Target im Stoß von 3,6 MeV/u C^{2+} mit Helium mit nCTMC Rechnungen von R.E. Olson et al. verglichen.

Wie im Experiment können auch bei der nCTMC nach der Reaktion die Endimpulse von Target und Projektil sowie die aller Elektronen im Kontinuum ausgelesen werden. Da die Trajektorien aller Teilchen berechnet werden, können bei der nCTMC die gleichen dynamischen Untersuchungen und Projektionen wie im Experiment vorgenommen werden. In dieser Arbeit gelingt daher – inspiriert durch die Auswertung der experimentellen Daten – auch in der nCTMC erstmals die ereignisweise Trennung der beiden Projektilionisations-Beiträge.

Die Ergebnisse werden in Kapitel 5 diskutiert.

Kapitel 5

Das Experiment

Bei der simultanen Projektil- und Targetionisation entstehen vier Reaktionsfragmente:

- Das umgeladene (ionisierte) Projektil: Bei schnellen Schwerionen von einigen MeV/u (Megaelektronenvolt pro Nukleon) sind die Streuwinkel typischerweise im Bereich von wenigen μrad ($1 \mu\text{rad}$: 1 mm Ablenkung auf 1 Km Flugstrecke). Die Energieänderungen von $\frac{\Delta E}{E_p} \approx 10^{-7}$ sind deutlich kleiner als die Energieunschärfe $\frac{\Delta E}{E_p} \approx 10^{-4}$ des Beschleunigers.
- Das Projektilelektron: Es ist für die weitaus meisten Ionisationsprozesse niederenergetisch im Ruhesystem des Projektils, d.h. als ein hochenergetisches Elektron im Laborsystem (sogenanntes Cusp-Elektron) zu beobachten. Es erscheint nahe der Projektilgeschwindigkeit und wird in einem kleinen Kegel um O° bezüglich der Projektilausbreitung emittiert.
- Das Targetelektron: Das emittierte Targetelektron ist ebenfalls typischerweise niederenergetisch, nun jedoch in seinem Ruhesystem, also im Laborsystem. Für mehr als 90 % des totalen Wirkungsquerschnittes liegen die Energien bei $E_{etar} < 100 \text{ eV}$.
- Das Rückstoßion He^{1+} mit typischen Energien von einigen μeV bis meV (dies

entspricht wegen der hohen Masse ähnlichen Impulsen wie denen des Targetelektrons).

Um die simultane Ionisation von Projektil und Target kinematisch vollständig zu vermessen, müssen mindestens drei der vier Reaktionsfragmente nachgewiesen werden. Die Vermessung der Projektilimpulsänderung ist aufgrund des kleinen Streuwinkels experimentell ausgeschlossen. Es besteht jedoch die Möglichkeit, das rückgestoßene Targetion koinzident zu beiden Elektronen zu vermessen.

Eine weitere experimentelle Komplikation besteht darin, dass die simultane Ionisation von Projektil und Target nicht die dominante Reaktion in asymmetrischen Ion-Atom Stößen ist, sondern die reine Targeteinfachionisation (ohne gleichzeitige Ionisation des Projektils). Der totale Wirkungsquerschnitt für die Targeteinfachionisation von He im Stoß mit 3,6 MeV/u C^{2+} wurde mit Hilfe eines CDW („Continuum Distorted Wave“) Programms von O'Rourke et al. [O'R97] zu $\sigma_{tot}^{He^{1+}} = 2,8 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ berechnet. Das Verhältnis von Targeteinfach- zu Targetdoppelionisation ergibt sich aus dem Skalierungsgesetz von Berg et al. [BEG93] zu $He^{2+}/He^{1+} \approx 0,3\%$. Daraus folgt ein totaler Wirkungsquerschnitt für Targetdoppelionisation von $\sigma_{tot}^{He^{2+}} = 8,4 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$. Für den Wirkungsquerschnitt der simultanen Ionisation von Projektil und Target im hier vorgestellten Stoßsystem wurden keine Literaturwerte gefunden. Bereits im letzten Kapitel wurden jedoch die beiden Wechselwirkungsmechanismen ($e-e$) und ($n-e$) vorgestellt. Der ($e-e$) Beitrag wurde mit der Lotzformel [AIC98] für Elektronenstoß-Ionisation abgeschätzt. Bei der Berechnung des ($n-e$) Beitrages wurde eine effektive Kernladung des Targets von $Z_{eff} = 1.6$ angenommen. Damit ergibt sich (grob) ein totaler Wirkungsquerschnitt für die Projektilionisation des C^{2+} von $\sigma_{tot}^{C^{3+}} \approx 5 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$. Da diese Abschätzung des ($n-e$) Beitrages die gleichzeitige Ionisation des Targets jedoch nicht explizit beinhaltet, wird der tatsächliche Wirkungsquerschnitt durch diese sehr grobe Näherung eher über- als unterschätzt. Die Targeteinfachionisation ist also *mindestens* eine Größenordnung wahrscheinlicher als die simultane Projektil- und Targetionisation, weswegen die meisten Rückstoßionen aus der Targeteinfachionisation stammen. Um diesen Reaktionskanal zu unterdrücken, wurden beide Elektronen und das Rückstoßion koinzident zum ionisierten

Projektile gemessen, wobei das ladungsanalytisierte Projektil mit einem Szintillator zeitaufgelöst detektiert wurde.

Dies wurde mit Hilfe der Rückstoßionen-Impulsspektroskopie COLTRIMS (Colt Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) in Verbindung mit einem Elektronen-Impulsspektrometer verwirklicht. Die Funktionsweise dieses sogenannten „GSI Reaktions-Mikroskops“ [RMO96, ULL97, SCH99, KOL97] soll im Folgenden skizziert werden.

5.1 Das Reaktions-Mikroskop

Die drei wichtigsten Bestandteile eines Rückstoßionen-Impulsspektrometers sind ein gut lokalisiertes kaltes Target, ein elektrisches Extraktionsfeld sowie ein orts- und zeitauflösender Detektor. Ein kaltes Target ist erforderlich, weil die zu messenden Impulse der Rückstoßionen in der Regel kleiner sind als deren Impulsverteilung bei Raumtemperatur. Realisiert werden kalte Targets z.B. durch Überschall-Expansion. Die im Überlapp dieses Targets mit dem Projektilstrahl (Ionen, Elektronen, Antiprotonen, Photonen, ...) erzeugten Rückstoßionen werden durch ein elektrisches Feld effektiv und mit einem Raumwinkel von $\Omega_R \approx 4\pi$ auf einen orts- und zeitauflösenden Detektor projiziert, wobei aus der Flugzeit und dem Auftreffort die Trajektorie des Rückstoßions rekonstruiert und der dreidimensionale Impulsvektor nach der Fragmentierung berechnet werden kann.

5.1.1 Der Überschall-Gasjet

Die mittlere thermische Energie von Gasatomen beträgt bei Raumtemperatur $3/2kT = 38 \text{ meV}$ (k : Boltzmannkonstante $8,617 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$). Im Falle von Helium entspricht dies einem mittleren Impuls von $\overline{p_R} \approx 4,5 \text{ a.u.}$. Da sich die aufzulösenden Rückstoßionen-Impulse meist im Bereich $p_R < 5 \text{ a.u.}$ bewegen, ist die Rückstoßionen-Impulsspektroskopie bei „warmen“ Targets nicht möglich. Das benötigte kalte Target wird in fast allen COLTRIMS Apparaturen durch eine Überschall-Expansion des Tar-

getgases erzeugt, wobei dieses unter hohem Druck (bis 20 bar) durch eine sehr kleine Düse in eine Kammer mit deutlich geringerem Druck ($\approx 10^{-3}$ mbar) expandiert. Bei dieser Expansion wird die freie Enthalpie $H = 5/2 kT_0$ (T_0 : Temperatur vor der Expansion) des Gases fast ausschließlich in gerichtete kinetische Energie umgewandelt. Bei einer vollständigen Konversion der Enthalpie in gerichtete Bewegung hätten die Gasatome mit der Masse m_R einen Impuls in Expansions-Richtung (Jet-Richtung) mit $E = p^2/2m_R$ von $p_{jet} = \sqrt{5kT_0m_R}$ und eine interne Temperatur von $T = 0$ K. Da dieser Idealfall praktisch nicht realisierbar ist, klassifiziert man Überschall-Gasjets nach ihrem sogenannten *Speedratio* $S = \sqrt{5T_0/2T}$ (T : tatsächliche Temperatur des Gasjets nach der Expansion im mitbewegten System).

Bei dem hier verwendeten Überschall-Gasjet expandierte Helium bei einem Druck von ca. 10 bar durch eine Blende von 30 μm . Dabei wird ein Speedratio von $S \approx 30$ erzielt, was einer Temperatur des Atomstrahls von $T \approx 814$ mK und einer Impulsunschärfe von $\Delta p \approx 0,20$ a.u. entspricht. Würde das Gas und die Düse mit flüssigem Stickstoff vorgekühlt, ließe sich die Impulsunschärfe noch um etwa eine Größenordnung verbessern.

Nach der Expansion wird der Atomstrahl beim Durchgang durch zwei separat gepumpte Vakuumstufen mittels zweier „Skimmer“ beschnitten. Die dabei anfallende Gaslast wird in den zwei Stufen abgepumpt, so dass der Atomstrahl die Reaktionskammer wohlkollimiert durchquert, ohne das Vakuum nachhaltig zu beeinflussen. Nach Austritt aus der Reaktionskammer wird der Atomstrahl in einem sogenannten Jetdump vernichtet. Der Durchmesser in der Reaktionszone (Überlapp Atomstrahl/Ionenstrahl) beträgt ca. 3 mm und wird durch die Skimmergeometrie bestimmt.

5.1.2 Das Extraktionsfeld

Der zweite Kernbestandteil des Rückstoßionen-Impulsspektrometers ist das Extraktionsfeld. Die zu untersuchenden Rückstoßionen haben typische Energien von wenigen μeV bis meV . Sie können daher sehr effizient durch ein schwaches elektrisches

Feld von einigen V/cm geleitet werden. Bei dem GSI Reaktions-Mikroskop wird dieses elektrische Feld durch zwei parallel montierte (s.a. Abb. 5.1) Widerstandsplatten (220x 200 mm²) generiert. Es handelt sich dabei um Keramikplatten mit einer eingebrannten Widerstandspaste. Sie haben an den Rändern eine 5 mm breite Beschichtung mit einem Gesamtwiderstand von Ecke zu Ecke von ca. 400 k Ω , während die übrige Beschichtung der Platte einen Widerstand im Bereich von einigen M Ω aufweist. Wird zwischen zwei Ecken der Platten eine Potenzialdifferenz (z.B. -40 V gegen 0 V) angelegt, so agiert die Randbeschichtung mit dem geringeren Widerstand als Spannungsteiler. Werden an den gegenüberliegenden Plattenecken die gleichen Spannungen angelegt, so bilden sich zwischen den beiden gegenüberliegenden Kanten Äquipotenziallinien. Benutzt man zwei Platten in einem bestimmten Abstand übereinander, so bilden sich auch zwischen beiden Platten Äquipotenziallinien und senkrecht zu ihnen ein elektrisches Feld (s.a. Abb. 5.1). Bei einer perfekten Beschichtung der Platten und bei symmetrisch angelegten Spannungen verläuft der elektrische Feldvektor im Reaktionsvolumen, wo Randfeldeffekte eine untergeordnete Rolle spielen, parallel zu den Plattenkanten. Durch Variieren der angelegten Spannungen kann die Richtung des Feldvektors beliebig eingestellt werden (s.a. [SCH94]). Ein Vorteil dieser Methode gegenüber anderen (für einen Überblick siehe [ULL97]) ist die sehr große offene Apertur und die gute Vakuumverträglichkeit. Die Widerstandsplatten eignen sich daher auch zum Einbau in Speicherringe, wo bei der Injektion ungekühlter Strahlen große Aperturen benötigt werden und Vakua in der Größenordnung von 10⁻¹¹ mbar Standard sind.

Nach dem Extraktionsfeld gelangen die Rückstoßionen in eine feldfreie Driftregion, die exakt doppelt so lang ist wie die Beschleunigungsstrecke der Extraktionsregion¹. Diese Geometrie ist aus der Massenspektroskopie bekannt und wird als „zeitfokussierende“ Geometrie bezeichnet. Hiermit kann die Unsicherheit bei der Bestimmung des Longitudinalimpulses aus der Flugzeit aufgrund der Targetausdehnung minimiert werden, da in dieser Anordnung die Ableitung der Flugzeit nach dem Ort,

¹Die Beschleunigungsstrecke entspricht der halben Kantenlänge der Platten, da das Target in der Mitte der Platten lokalisiert ist.

an dem die Ionen starten, für kleine Änderungen im Ort Null ist ($dt/dx = 0$). Anders ausgedrückt bedeutet dies, dass in zeitfokussierender Geometrie bei einem ausgedehnten Quellbereich die Flugzeit nicht mit dem Entstehungsort (innerhalb des Quellbereichs) variiert. Zwei Teilchen mit gleichem (ursprünglichem, im Stoß übertragenem) Longitudinalimpuls erreichen den Detektor gleichzeitig, auch wenn sie – im Rahmen der Jet-Ausdehnung – unterschiedlich lange Flugstrecken hatten: Teilchen mit der längeren Flugstrecke gewinnen im Beschleunigungsfeld eine höhere kinetische Energie als solche mit kürzeren Flugstrecken und holen somit diese exakt am Detektorort ein (s.a. [KOL97a]).

5.1.3 Die Detektoren

Drittes Herzstück eines Rückstoßionen-Impulsspektrometers ist der orts- und zeitauflösende Detektor. Üblicherweise werden „Microchannel-Plate“² Detektoren mit „Wedge & Strip“³ Auslese verwendet.

Vor der eigentlichen Ortsbestimmung durch die Wedge & Strip Anode muss eine Ladungsverstärkung stattfinden. Dazu wird ein Stapel aus zwei Microchannel-Plates in sogenannter „Chevron“ Anordnung benutzt. Die Rückstoßionen mit einer kinetischen Energie aus der Extraktionsstrecke von einigen eV (+ Startenergie) werden zwischen einem Gitter und den Microchannel-Plates auf einer Strecke von 2 mm auf ca. 2200 eV zur effektiven Detektion nachbeschleunigt. Bei dem Aufprall auf das Microchannel-Plate werden ein oder mehrere Elektron(en) aus der Oberfläche ausgelöst, welche wiederum innerhalb eines Microchannels auf das bis zu 10⁶-fache vervielfältigt werden. Diese Ladungswolke tritt auf der Rückseite der Microchannel-Plates aus und wird auf die Germaniumschicht einer Wedge & Strip Anode projiziert. Die andere Seite der Anode ist speziell segmentiert, und während die Ladungswolke auf der hochohmigen Germaniumschicht auseinanderläuft, wird eine Spiegelladung auf den gegenüberliegenden Segmenten influenziert. Aufgrund

²engl.: Vielkanal-Platten

³engl.: Keil & Streifen Anoden; der Name rührt von der keil- und streifenartigen Segmentierung der ortsauflösenden Anode her.

der relativen Anteile der Gesamtladung auf den einzelnen Segmenten kann der Auftreffort mit einer Genauigkeit deutlich unter $\Delta x \approx 0,1$ mm bestimmt werden (s.a. [PAR74, UNV92, LAP87, KOL97a]).

In jüngster Zeit setzt sich jedoch auch für die Detektion der Rückstoßionen die Verwendung von „Delay-Line“⁴ Anoden durch, wie sie in dieser Arbeit zur Detektion der Elektronen benutzt wurden. Die Ladungsverstärkung findet auch hier durch Microchannel-Plates statt. Die Ladungswolke wird jedoch auf zwei senkrecht zueinander stehenden Drahtebenen projiziert. Jede Drahtebene besteht aus zwei parallel gewickelten Drähten, dem Signaldraht und dem Referenzdraht; d.h. von jeder Ebene können vier Signale abgegriffen werden (für Signal- und Referenzdraht jeweils Anfang und Ende der Wicklung). Nach dem Verlassen des Microchannel-Plates wird die Ladungswolke über eine Flugstrecke von 1 cm aufgeweitet, so dass sie auf mehreren Drähten der jeweiligen Wicklungen beider Ebenen gleichzeitig auftrifft. Eine entsprechende Potenzialdifferenz zwischen Signal- und Referenzdraht sorgt dafür, dass die Ladung bevorzugt auf dem Signaldraht auftrifft. Sie fließt dort in beide Richtungen bis zum Ende der Wicklungen ab. An beiden Enden kann nun die Laufzeit des Signals durch eine Koinzidenz mit einem Startsignal von der Rückseite des Microchannel-Plates gemessen und daraus eine Ortskomponente bestimmt werden. Durch die Differenzbildung zwischen Signal- und Referenzdraht kann Untergrund eliminiert und ein sauberes Zeitsignal gewonnen werden. Dies wird analog auch bei der senkrechten Drahtebene durchgeführt, wodurch die zweite Ortskomponente ermittelt werden kann (s.a. [SCH99, NÜT94, SOB88]).

Die Delay-Line Anode ist im Gegensatz zur Wedge & Strip Anode besser geeignet mehrere kurz, hintereinander oder gar gleichzeitig auftretende Teilchen nachzuweisen. Dies liegt im Wesentlichen daran, dass zur Ortsbestimmung lediglich die Ankunftszeit des Signals bestimmt werden muss und daher mittels schneller Elektronik verarbeitet werden kann, während zur Ladungsintegration bei Wedge & Strip Anoden Zeiten von mindestens $1 \mu\text{s}$ notwendig sind. Des Weiteren kann selbst bei zwei gleichzeitig auftreffenden Teilchen in der Regel der Ort von beiden bestimmt werden.

⁴engl.: Verzögerungs-Draht Anoden

In diesem Fall erhält man pro Drahtebene auf beiden Seiten der Wicklungen je zwei Zeitsignale (von jedem Teilchen eines), deren gegenseitige Zugehörigkeit wegen der festen Gesamtlaufzeit über die volle Länge des Drahtes bestimmt werden kann. Die Genauigkeit in der Ortsauflösung ist bei Delay-Line Anoden im Wesentlichen durch die Ausleseelektronik bestimmt und beträgt bei dem hier vorgestellten Experiment 0,25 mm (Elektronendetektor).

Bei beiden Auslesemethoden wird ein schnelles Zeitsignal über eine Kapazität am Microchannel-Plate abgegriffen. Dies ist möglich, da bei der Ausbildung der Elektronenlawine innerhalb der Microchannel Plates für kurze Zeit zwischen der Vorder- und Rückseite des Microchannel-Plates ein Strom fließt und damit am Kondensator zu einem Spannungspuls führt.

5.1.4 Die Detektion der Rückstoßionen

In Abb. 5.1 ist der Aufbau des Rückstoßionen-Impulsspektrometers skizziert. In der Mitte der beiden in einem Abstand von 70 mm parallel zueinander verlaufenden Widerstandsplatten trifft der Projektilstrahl von links kommend auf den Überschall-Gasjet. Die dabei entstehenden Rückstoßionen werden durch das elektrische Feld entgegen der Strahlrichtung auf den orts- und zeitauflösenden Rückstoßionendetektor (mit Wedge & Strip Anode) projiziert. Die aktive Fläche des Rückstoßionendetektors beträgt ca. 50 mm in der Diagonalen. Mit Hilfe des Zeitsignals in Koinzidenz mit ebenfalls detektierten Projektilen oder einer eventuell vorhandenen Strahlpulsung des Beschleunigers kann die Rückstoßionen-Flugzeit gemessen werden. Bei der longitudinalen Extraktion wird aus der Rückstoßionen-Flugzeit die Longitudinalimpuls-Komponente $p_{R||} = p_{R_z}$ bestimmt, während die Transversalimpuls-Komponenten $p_{R\perp} = \sqrt{p_{R_x}^2 + p_{R_y}^2}$ aus der Orts- und Zeitinformation berechnet werden.

In Abb. 5.2 ist ein Flugzeitspektrum für die Rückstoßionen sowie ein typisches Ortsbild des Detektors dargestellt. Das Flugzeitspektrum wurde in diesem Fall in Koinzidenz zu den ebenfalls gemessenen Projektilen aufgenommen. Die mittlere Flug-

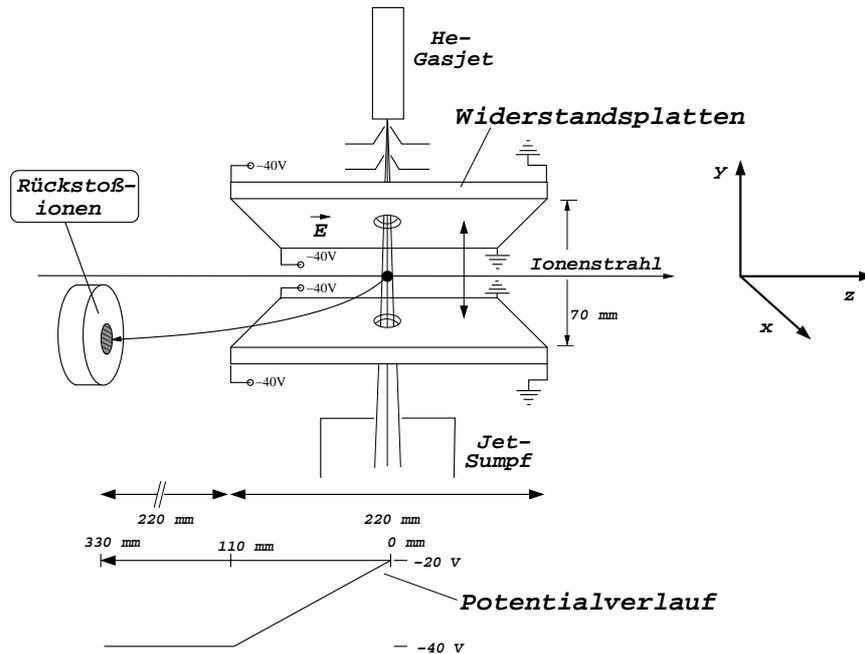


Abbildung 5.1: Die Detektion der Rückstoßionen. Durch das elektrische Feld – generiert zwischen den zwei schematisch angedeuteten, parallelen Widerstandsplatten – werden die Rückstoßionen, welche in der Überlappzone zwischen Projektilstrahl und Überschall-Gasjet produziert wurden, in zeitfokussierender Geometrie auf einen orts- und zeitauflösenden Detektor projiziert.

zeit sowie die unterschiedlichen Flugzeiten für die verschiedenen Ladungszustände, also die Maxima der jeweiligen Verteilungen, sind alleine durch die Stärke des elektrischen Feldes bestimmt. Die gewünschte Longitudinalimpuls-Information steckt einzig in der totalen (absoluten) Flugzeit: Wird ein Rückstoßion während der Reaktion in Strahlrichtung, d.h. entgegen dem Extraktionsfeld, emittiert, so hat es eine längere Flugzeit, als wenn es in Richtung des Extraktionsfeldes und damit auch in Richtung des Detektors emittiert wird. Nach einer Eichung des Spektrums kann der Rückstoßionen-Longitudinalimpuls für die verschiedenen Ladungszustände q gemäß:

$$p_{R_z} = p_{R_{||}} = \frac{\Delta t_R \cdot U \cdot q}{a} \quad (5.1)$$

berechnet werden, wobei U die Extraktionsspannung und a die Länge der Extrakti-

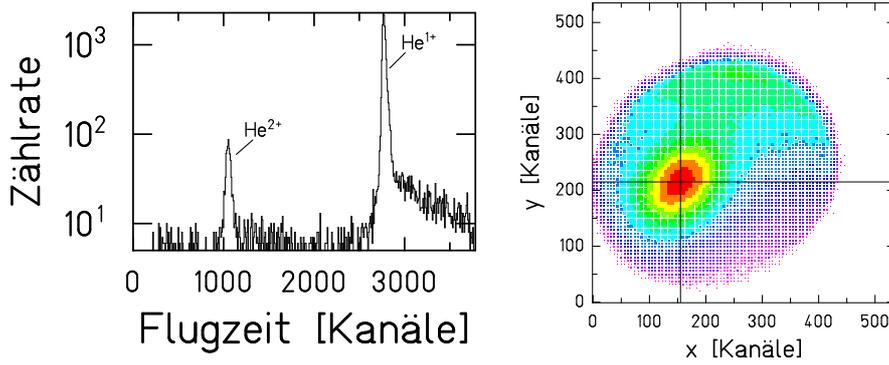


Abbildung 5.2: Flugzeiten und Auftrefforte der Rückstoßionen

onsstrecke (halbe Plattenlänge, 110 mm) ist. Δt_R ist die Differenzflugzeit zu $t_{p_{R\parallel}=0}$, d.h. zu derjenigen Flugzeit, die zu einem Rückstoßionen-Longitudinalimpuls $p_{R\parallel} = 0$ korrespondiert.

In Abb. 5.2 (rechts) ist ein typisches Bild für die Rückstoßionen dargestellt. Der Schwerpunkt der Verteilung (durch ein Fadenkreuz gekennzeichnet) repräsentiert Ereignisse, bei denen das Rückstoßion keinen transversalen Impulsübertrag erfahren hat ($p_{R\perp} = 0$). Aus den Differenzen Δx_R und Δy_R zu diesem Punkt errechnen sich die entsprechenden Rückstoßionen-Impulskomponenten transversal zum Ionenstrahl gemäß

$$p_{R_x} = \frac{m_R \Delta x_R}{t_R} \quad \text{bzw.} \quad p_{R_y} = \frac{m_R \Delta y_R}{t_R} \quad (5.2)$$

$$(5.3)$$

sowie der Transversalimpuls zu

$$p_{R\perp} = \sqrt{p_{R_x}^2 + p_{R_y}^2}, \quad (5.4)$$

wobei m_R für die Masse des Rückstoßions und t_R für seine absolute Flugzeit steht.

Mit einer ähnlichen Apparatur, wenn auch in transversaler Extraktion, wurden die in Kapitel 3.1 vorgestellten Ergebnisse von Dörner et al. gemessen. Im Folgenden wird gezeigt, wie in dieser Arbeit zusätzlich zum Rückstoßion noch die beiden Elektronen aus der simultanen Ionisation von Projektil und Target detektiert wurden, wodurch die Reaktion kinematisch vollständig vermessen werden konnte.

5.1.5 Die Detektion der Elektronen

Rückstoßionen-Impulsspektrometer der 3. Generation, sogenannte Reaktions-Mikroskope, wurden um hocheffiziente Elektronenspektrometer ergänzt (vgl. [ULL97]). Durch das oben beschriebene angelegte elektrische Feld werden nicht nur die Rückstoßionen auf ihren Detektor geleitet, es werden auch unterschiedliche Ladungen, d.h. Rückstoßionen und Elektronen, im elektrischen voneinander Feld getrennt und in entgegengesetzte Richtungen beschleunigt. Durch einen zusätzlichen orts- und zeitauflösenden Elektronendetektor auf der, dem Rückstoßionendetektor gegenüberliegenden Seite können daher auch Elektronen nachgewiesen werden. Da die Elektronen jedoch vergleichsweise hohe Energien haben, typischerweise von wenigen eV bis hin zu einigen 100 eV, werden sie durch das schwache elektrische Feld nicht effizient aufgesammelt und auf den Detektor geführt.

Z.B. würden bei einer Potenzialdifferenz von 40 V über die gesamten Platten lediglich Elektronen mit einer transversalen Energie $E_{\perp} \leq 0.2$ eV durch das schwache elektrische Feld auf den Detektor projiziert. Elektronen mit einer höheren transversalen Energie gingen verloren, da sie gegen die Spektrometerplatten fliegen würden. Einen Ausweg würden höhere elektrische Feldstärken bieten, wobei starke Einbußen bei der Rückstoßionen-Impulsauflösung in Kauf genommen werden müssten, da Orts- und Flugzeitverteilung stark schrumpfen würden. Daher hat sich bei Reaktions-Mikroskopen die Verwendung eines zusätzlichen, weitgehend parallel zum elektrischen Feld ausgerichteten magnetischen Feldes etabliert. In diesem Feld werden die Elektronen auf Zyklotronbahnen gezwungen und effektiv zum Elektronendetektor geführt, während die sehr viel schwereren Rückstoßionen von dem Magnetfeld nicht maßgeblich beeinflusst werden. Diese Methode soll im Folgenden auch anhand von Abb. 5.3 detailliert beschrieben werden. Dort ist das GSI Reaktions-Mikroskop schematisch dargestellt. Zusätzlich zu Abb. 5.1 ist ein Helmholtz-Spulenpaar, ein Elektronendetektor sowie ein Magnet zur Ladungsanalyse der Projektile zu erkennen. Bei dem Helmholtz-Spulenpaar handelt es sich um zwei Spulen von je 140 cm Durchmesser, welche entsprechend der Helmholtz-Geometrie mit einem Abstand von 70 cm symmetrisch um die Targetzone platziert sind. Damit wird im gesamten

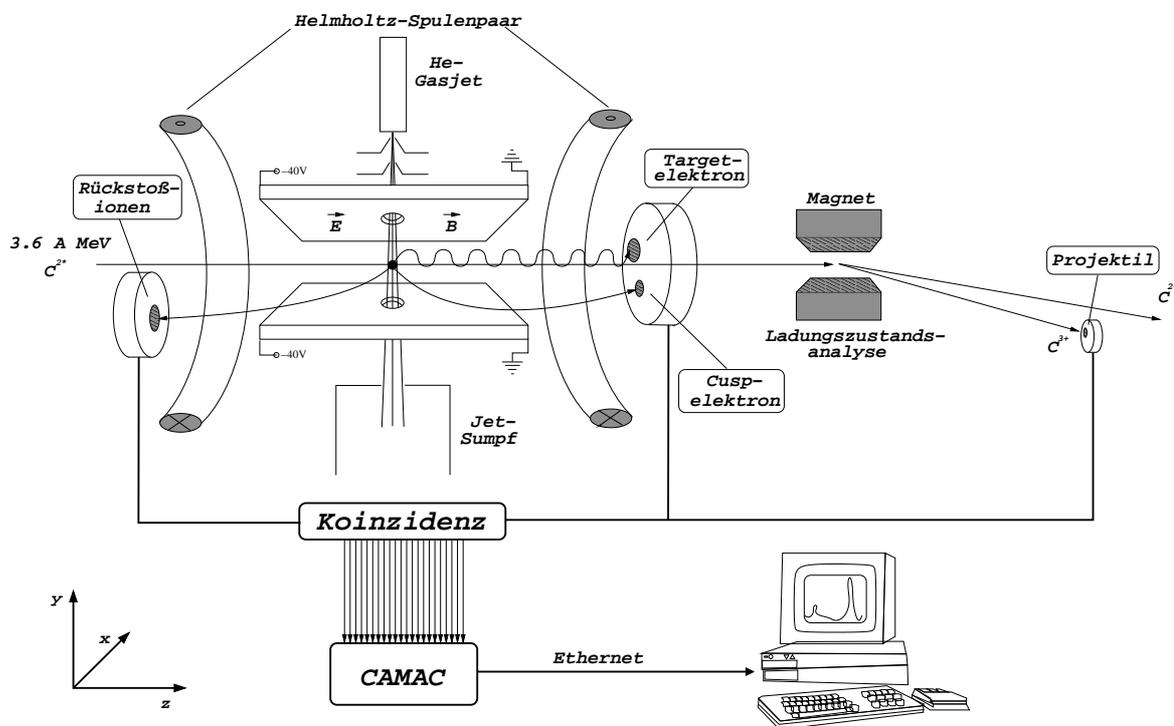


Abbildung 5.3: Das „Reaktionsmikroskop“ erlaubt den simultanen Nachweis von einem Projektilektron – welches im Labor als (hochenergetisches) Cusp-Elektron erscheint –, einem (niederenergetischen) Targetelektron und dem dazugehörigen Targetkern (He^{1+}) mit einem Raumwinkel von $\Omega \approx 2\pi - 4\pi$ in Koinzidenz zum ionisierten Projektil (s.a. Text).

Targetbereich bis hin zu den Detektoren ein hinreichend homogenes Magnetfeld erzeugt. Magnetfeldstärken von einigen wenigen Gauß bis ca. 100 Gauß sind möglich. In diesem Experiment wurde mit einer Magnetfeldstärke von 33 Gauß gemessen.

Bei dem Elektronendetektor handelt es sich um einen 80 mm „multi-hit“⁵ fähigen Microchannel-Plate Detektor mit Delay-Line Auslese. Er ist ebenfalls in zeitfokussierendem Abstand in Strahlrichtung seitlich versetzt montiert. Das Helmholtz-

⁵mehreignis-fähig

Spulenpaar ist daher gegenüber der Projektilstrahlachse leicht gedreht (ca. 10^0), so dass die gedachte Magnetfeldachse vom Targetpunkt auf den Elektronendetektor zeigt und diesen in der Mitte durchsticht.

Aufgrund der Lorentzkraft

$$F_L = q \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad (5.5)$$

werden Elektronen mit einer Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Magnetfeld \vec{B} auf sogenannte Zyklotronbahnen gezwungen. Für die Zyklotronfrequenz dieser Bahnen gilt

$$\omega_c = \frac{2\pi}{t_c} = \frac{e|\vec{B}|}{m_e}, \quad (5.6)$$

wobei t_c die Zyklotronperiode, e die Elementarladung, B die Magnetfeldstärke und m_e die Elektronenmasse ist. Während die Zyklotronfrequenz nur eine Funktion des Magnetfeldes und unabhängig vom Impuls der Elektronen ist, spiegeln die Radien der Bahnen die Transversalimpuls-Komponenten der Elektronen senkrecht zum Magnetfeld wider, wodurch die Transversalimpuls-Komponenten rekonstruiert werden können. Durch die Verwendung des Magnetfeldes kann nun auch für die Elektronen eine hohe Impulsakzeptanz und ein Raumwinkel von $\Omega_e = 2\pi - 4\pi$ erreicht werden. Im Vergleich zu den Rückstoßionen gestaltet sich hierbei die Rekonstruktion des anfänglichen Impulsvektors jedoch weitaus schwieriger, da der Auftreffort auf dem Detektor stark von der Flugzeit abhängt.

Wie bereits am Anfang dieses Kapitels erwähnt, entstehen bei der simultanen Ionisation von Projektil und Target zwei energetisch sehr unterschiedliche Elektronen, nämlich das Projektilelektron mit einer Energieverteilung um 2000 eV und das Targetelektron mit typischen Energien $E_{etar} \leq 100$ eV. Im Experiment wurde das Magnetfeld daher so gewählt, dass die hochenergetischen Projektilelektronen – in Abhängigkeit von ihrer Flugzeit – im Mittel etwa 1,3 Zyklotronperioden durchlaufen bevor sie den Detektor erreichen. Die mittlere Flugzeit der Projektilelektronen beträgt $\overline{t_{epro}} \approx 14$ ns. Die niederenergetischen Targetelektronen hingegen durchlaufen bis zu 20 Zyklotronperioden und ihre mittlere Flugzeit beträgt $\overline{t_{etar}} \approx 150$ ns. Die Zyklotronperiode ist mit $t_c = 12.5$ ns für alle Elektronen gleich.

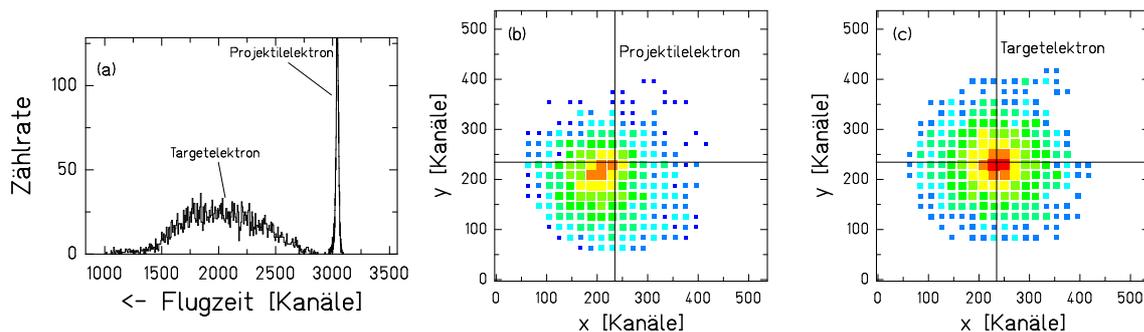


Abbildung 5.4: Flugzeiten und Auftrefforte der beiden Elektronen.

In Abb. 5.4 sind die Flugzeiten und die Auftrefforte der beiden Elektronen dargestellt. Die Flugzeit der Elektronen wird in einer Koinzidenz zum ionisierten Projektil gemessen, wobei die elektronische Uhr von den Elektronen gestartet und später durch die verzögerten Signale des Projektildetektors gestoppt wird. Die Flugzeit verläuft daher in Abb. 5.4 (links) von rechts nach links. In der Abbildung rechts ist ein Ortsbild der Targetelektronen dargestellt. Das Fadenkreuz markiert die gedachte Magnetfeldachse. Da die Targetelektronen bis zu 20 Zyklotronperioden durchlaufen ist ihre Verteilung symmetrisch um die Magnetfeldachse. Die Projektilelektronen hingegen (Abb. 5.4 (Mitte)) durchlaufen nur etwa $t_c \leq 1,3$ Zyklotronbahnen und erreichen daher den Detektor bevorzugt knapp neben der Magnetfeldachse.

Longitudinalimpuls der Elektronen

Nachdem die Elektronen im Extraktionsfeld der Länge $a=11$ cm beschleunigt wurden, driften sie in einer feldfreien Region der Länge $d = 2a$, bevor sie den Elektronendetektor erreichen. Die Flugzeit der Elektronen ist eine Funktion ihrer longitudinalen Anfangsenergie $E_{0\parallel}$ und setzt sich aus der beschleunigten Bewegung im Extraktionsfeld a und der gleichförmigen Bewegung in der Driftregion d zusammen:

$$t_e(E_{0\parallel}) = t_a(E_{0\parallel}) + t_d(E_{0\parallel}) \quad (5.7)$$

mit

$$t_a(E_{0\parallel}) = \frac{\sqrt{2m_e a}}{\sqrt{E_{0\parallel} + qU} \pm \sqrt{E_{0\parallel}}} \quad (5.8)$$

und

$$t_d(E_{0\parallel}) = \frac{\sqrt{2m_e a}}{\sqrt{E_{0\parallel} + qU}}. \quad (5.9)$$

Daraus ergibt sich

$$t_e(E_{0\parallel}) = \sqrt{2m_e a} \left(\frac{1}{\sqrt{E_{0\parallel} + qU} \pm \sqrt{E_{0\parallel}}} + \frac{1}{\sqrt{E_{0\parallel} + qU}} \right), \quad (5.10)$$

wobei m_e die Elektronenmasse, U die Extraktionsspannung und q die Ladung des Elektrons ist. Da die Elektronen in oder entgegen der Feldrichtung starten können, muss in Gleichung 5.8 (und folgenden) $\sqrt{E_{0\parallel}}$ subtrahiert oder addiert werden. Eine detaillierte Herleitung ist in [SCH99] zu finden.

Im Experiment wird die Flugzeit $t_e(E_{0\parallel})$ gemessen, woraus auf die Anfangsenergie $E_{0\parallel}$ geschlossen werden soll. Es wird daher die Umkehrfunktion $E_{0\parallel}(t_e)$ benötigt, deren Bildung zwar analytisch möglich, jedoch mit großem Aufwand verbunden ist und zu einem unhandlichen Ausdruck führt.

Die Gleichung 5.10 kann jedoch umgeformt werden. Mit

$$X = \sqrt{\frac{E_{0\parallel}}{qU}} \quad \text{und} \quad T = \frac{t_e \sqrt{qU}}{\sqrt{2m_e a}} \quad (5.11)$$

folgt

$$T = \frac{1}{X \pm \sqrt{1 + X^2}} + \frac{1}{\sqrt{1 + X^2}}. \quad (5.12)$$

Mit Hilfe des Programms „Mathematika“ [M] wurde die Gleichung 5.12 im relevanten Bereich von $E_{0\parallel}$ bei gegebenem q und U durch eine vierparametrische Funktion genähert mit der Lösung:

$$X = \alpha + \frac{\beta}{T} - \gamma T + \delta \sin(T) \quad (5.13)$$

$$\text{mit: } \alpha = -0.0430786 \quad \beta = 1.50802 \quad \gamma = 0.473918 \quad \delta = 0.255789$$

Mit Hilfe von Gleichung 5.13 kann mit

$$p_{e\parallel} = X \sqrt{2qU} \quad (5.14)$$

bei bekannter absoluter Elektronenflugzeit die Elektronen-Longitudinalimpuls-komponente berechnet werden. In Abb. 5.5 ist die Elektronenflugzeit t_e gegen

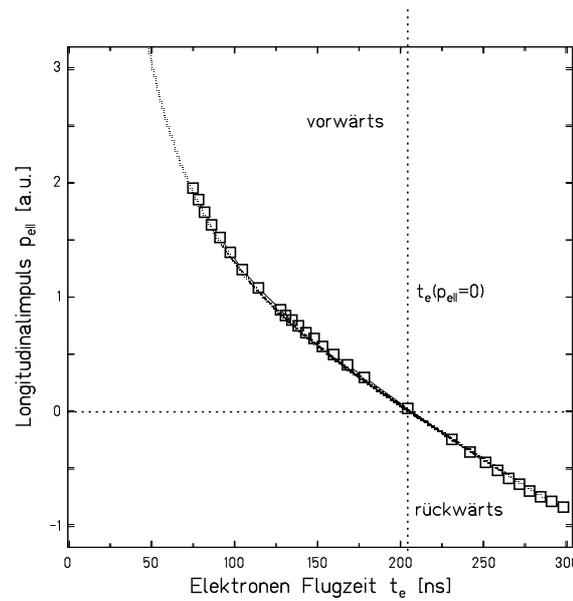


Abbildung 5.5: Umrechnung von Flugzeit in Longitudinalimpuls. Offene Quadrate, Ergebnisse einer Simulation mit SIMION; graue Linie, bei der Auswertung verwendete vierparametrische Funktion (aus: [SCH99]).

den Longitudinalimpuls $p_{e\parallel}$ aufgetragen. Die graue Linie ist Resultat der in der Auswertung verwendeten vierparametrischen Funktion. Zusätzlich sind Ergebnisse einer SIMION [SIM] Simulation eingezeichnet, welche hervorragend mit der Näherungs-Funktion übereinstimmen.

Transversalimpuls der Elektronen

Da die Elektronen auf Zyklotronbahnen laufen, wird zur Rückrechnung des Transversalimpulses der Abstand R ⁶ des Auftreffortes von der Magnetfeldachse sowie die zugehörige Flugzeit t_e des Elektrons benötigt. Wie oben bereits erwähnt durchlaufen die niederenergetischen Targetelektronen bis zu 20 Zyklotronperioden, wobei sie vor jeder neuen Periode einmal ihren ursprünglichen Startpunkt (projiziert in Ausbreitungsrichtung) erneut durchlaufen, d.h. für alle Flugzeiten die ein Vielfaches der Zyklotronperiode $t_e = n \cdot t_c$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) sind, erreichen die Elektronen ihren Detektor

⁶vgl. Abb. 5.4, R ist der Abstand eines beliebigen Detektorpunktes zum Schnittpunkt des Fadenkreuzes.

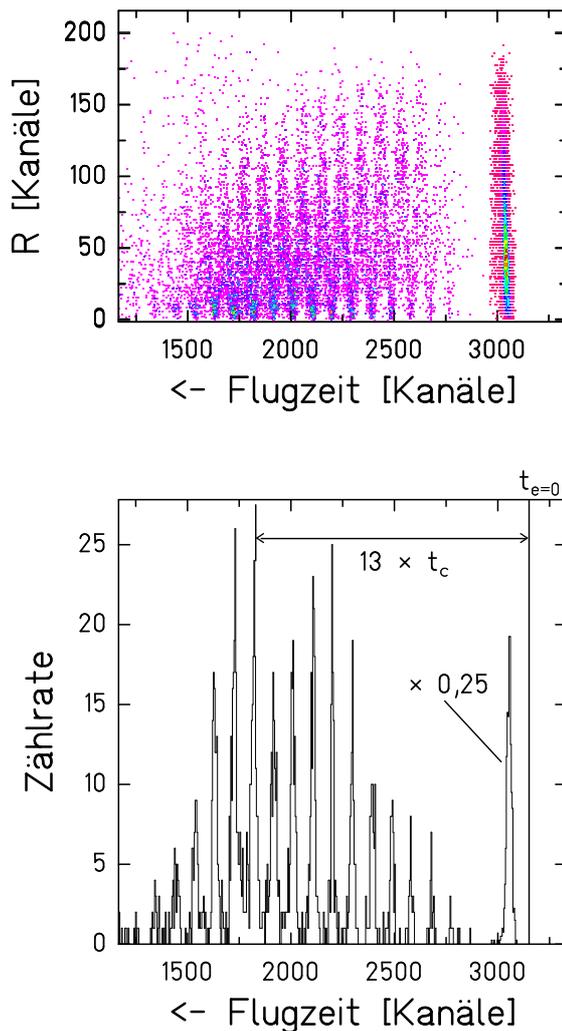


Abbildung 5.6: Flugzeit der Elektronen (von rechts nach links) gegen ihre radiale Auslenkung auf dem Detektor (links) und Elektronenflugzeit für kleine $R = 0 - 10$ Kanäle (unten links).

im Nullpunkt (Magnetfeldachse). In all diesen Fällen ist jegliche Transversalimpuls-Information verloren. Dies ist in Abb. 5.6 deutlich zu erkennen. Im oberen Bild ist die Elektronenflugzeit gegen die radiale Auslenkung R auf dem Detektor aufgetragen. Die Zeit läuft von rechts nach links. Man erkennt, dass alle Elektronen unabhängig von ihrem jeweiligen Transversalimpuls für Zeiten, die ganzzahligen Vielfachen ihrer Zyklotronperiode entsprechen, regelmäßig zu $R=0$ zurückkehren. Rechts im Spektrum (kurze Flugzeiten) ist die Verteilung der Projektilelektronen zu erkennen: Sie durchlaufen einen Knoten, entfernen sich vom Nullpunkt (Magnetfeldachse), nähern sich ihm jedoch nicht mehr, da sie wegen ihrer vergleichsweise kurzen Flugzeit (und schmalen Flugzeitverteilung) nie zwei (oder mehr) Zyklotronperioden durchlaufen.

Für die Targetelektronen hingegen sind bis zu 20 Perioden zu erkennen. In Abb. 5.6 ist auch das obere Bild für kleine $R = 0 - 10$ Kanäle auf die x -Achse projiziert dargestellt, und die „Knoten“ sind sehr deutlich als Spitzen (Peaks) ausgeprägt⁷.

Mit Hilfe der Zyklotronknoten kann der absolute Nullpunkt der Elektronenflugzeit bestimmt werden: Trägt man die Anzahl der Knoten gegen die Flugzeit auf, so erhält man eine Gerade, die die y -Achse beim der 0. Periode, d.h. bei der Flugzeit $t_e = 0$ schneidet.

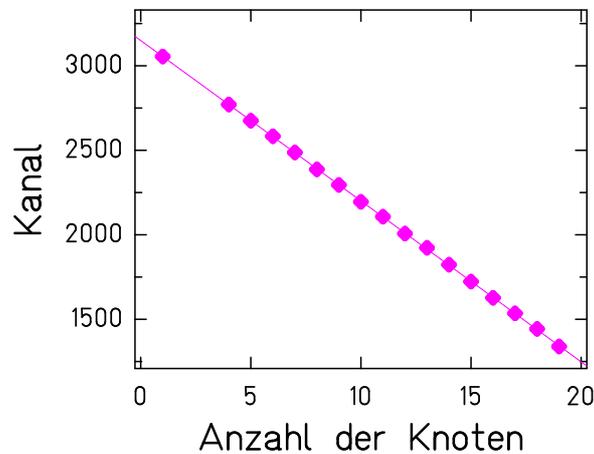


Abbildung 5.7: Bestimmung der Flugzeit $t_e = 0$ durch lineare Regression

Dies ist in Abb. 5.7 dargestellt. Durch eine lineare Regression kann der Flugzeit-Nullpunkt $t_e = 0$ mit Hilfe der Zyklotronknoten willkürfrei bestimmt werden. Bei bekanntem $t_e = 0$ wiederum kann die Elektronenflugzeit absolut geeicht werden.

Im Folgenden soll dargestellt werden, wie aus t_e , t_c und R der Transversalimpuls der Elektronen berechnet werden kann.

Für den Radius einer Zyklotronbahn im homogenen Magnetfeld gilt

$$r = \frac{m_e v_{\perp}^2}{q v B} = \frac{m_e v_{\perp}}{q B}, \quad (5.15)$$

⁷Mit „Knoten“ ist hier das erneute Durchlaufen des ursprünglichen Startpunktes der Elektronen in der Projektion der Zyklotron-Trajektorie senkrecht zu Ausbreitungsrichtung gemeint.

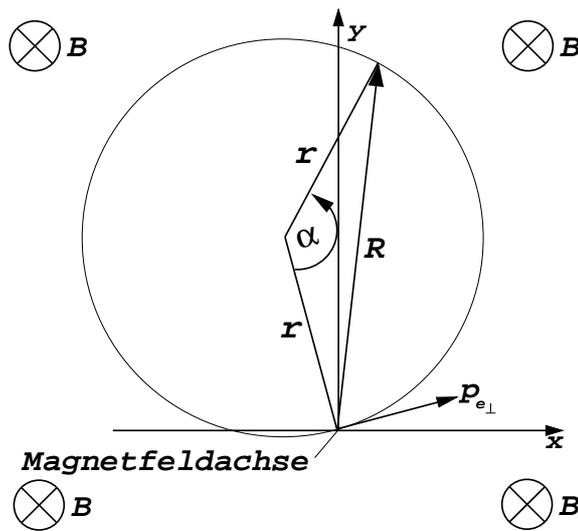


Abbildung 5.8: Zusammenhang des gemessenen Auftreffortes und dem Radius der Zyklotronbahn r

wobei diese Gleichung direkt aus der Gleichgewichtsbedingung zwischen Lorentz- (F_L) und Zentripetalkraft (F_Z) abzuleiten ist

$$F_L = F_Z \quad (5.16)$$

$$qv_{\perp}B = \frac{m_e v_{\perp}^2}{r}, \quad (5.17)$$

v_{\perp} ist hierbei die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Magnetfeld. Mit $p_{e\perp} = m_e v$ ergibt sich aus Gleichung 5.15 für den Elektronen-Transversalimpuls als Funktion des Radius r

$$p_{e\perp} = rqB. \quad (5.18)$$

Der Radius r der Zyklotronbahn ist nicht gleich dem Abstand des Auftreffortes R von der Magnetfeldachse.

Der Zusammenhang von $p_{e\perp}$ mit R , t_e und t_c ist in Abb. 5.8 exemplarisch veranschaulicht: Startet ein Elektron am Target $(0,0)$ mit der Transversalimpuls-Komponente $p_{e\perp}$ in positive x - und y -Richtung, so wird es im Magnetfeld durch die Lorentzkraft $\vec{F} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$ auf eine Kreisbahn gezwungen, wobei r gemäß Gleichung 5.18 von der Transversalimpuls-Komponente abhängt.

Es gilt:

$$\alpha = \omega_c t_e, \quad \alpha = \frac{t_e}{t_c} 2\pi; \quad (5.19)$$

weiterhin ist

$$\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) = \frac{R}{r} \quad (5.20)$$

α eingesetzt

$$\sin\left(\frac{t_e}{t_c}\pi\right) = \frac{R}{2r} \quad (5.21)$$

nach R aufgelöst ergibt sich

$$r = \frac{R}{2} \frac{1}{\left|\sin\left(\frac{t_e}{t_c}\pi\right)\right|}; \quad (5.22)$$

mit Gleichung 5.18 und dem Verhältnis

$$B = \frac{2\pi m_e}{qt_c} \quad (5.23)$$

erhält man für den Transversalimpuls der Elektronen

$$p_{e\perp} = Rm \frac{\pi}{t_c} \frac{1}{\left|\sin\left(\pi \frac{t_e}{t_c}\right)\right|}. \quad (5.24)$$

$p_{e\perp}$ ist die Länge des Elektronen-Transversalimpulsvektors, welcher sich aus einer x - und einer y -Komponente

$$p_{e\perp} = \sqrt{p_{e_x}^2 + p_{e_y}^2} \quad (5.25)$$

zusammensetzt.

Nachdem auf die Rekonstruktion des Longitudinal- und Transversal-Impulses eingegangen wurde, soll im Folgenden auf die Rückrechnung der azimutalen und polaren Winkelverteilung aus den Detektorsignalen Bezug genommen werden.

Azimutalwinkel

Bei dem hier verwendeten Koordinatensystem propagiert der Projektilstrahl entlang der z -Achse; senkrecht dazu verläuft die y -Achse parallel zur Gasjet-Richtung (vertikal) und die x -Achse in der Horizontalen. Die Ebene senkrecht zur Projektilrichtung ((x, y) -Ebene) bezeichnet man als Azimutalebene und Winkel in dieser Ebene als Azimutalwinkel.

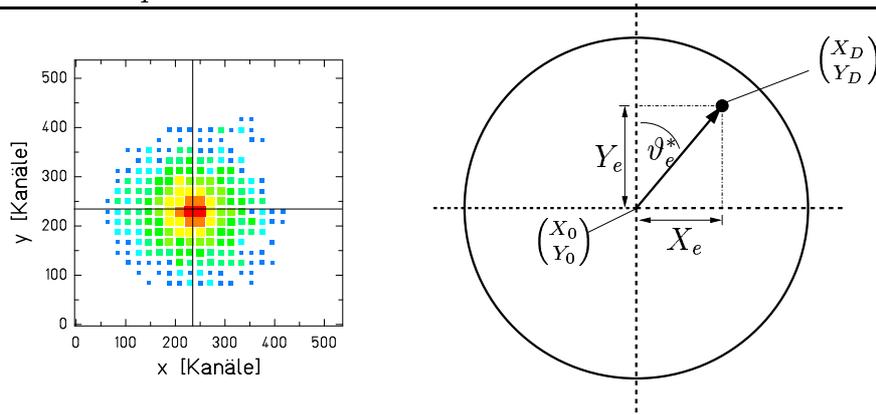


Abbildung 5.9: Berechnung der Azimutalwinkel ϑ_e : Links, Ortsbild des Elektronendetektors; rechts, schematische Darstellung der Berechnung des Azimutalwinkels ϑ_e exemplarisch für den Detektorpunkt (X_D, Y_D) .

Die Berechnung des Azimutalwinkels der Elektronen ist in Abb. 5.9 schematisch und exemplarisch für ein Elektron, welches den Detektor am Punkt (X_D, Y_D) erreichte, dargestellt. Die x - und y -Komponenten dieses Punktes bezüglich der Magnetfeldachse sind $X_e = X_D - X_0$ und $Y_e = Y_D - Y_0$.

Für den Winkel ϑ_e^* im ersten Quadranten des Koordinatensystems ($X_e > 0$ und $Y_e > 0$) gilt:

$$\tan \vartheta_e^* = \frac{X_e}{Y_e} \quad \text{bzw.} \quad \vartheta_e^* = \arctan \frac{X_e}{Y_e} \quad (5.26)$$

Für die übrigen Quadranten des Koordinatensystems gilt:

$$\begin{aligned} \vartheta_e^* &= \arctan \left| \frac{Y_e}{X_e} \right| + 90^\circ & \text{für} & \quad X_e > 0 \quad \text{und} \quad Y_e < 0 & \quad (5.27) \\ \vartheta_e^* &= \arctan \frac{X_e}{Y_e} + 180^\circ & \text{für} & \quad X_e < 0 \quad \text{und} \quad Y_e < 0 \\ \vartheta_e^* &= \arctan \left| \frac{Y_e}{X_e} \right| + 270^\circ & \text{für} & \quad X_e < 0 \quad \text{und} \quad Y_e > 0 \end{aligned}$$

Die Winkel sind bezüglich der positiven y -Achse und laufen im Uhrzeigersinn. Da die Elektronen auf Zyklotronbahnen laufen, ist dieser Winkel jedoch nicht gleich dem Emissionswinkel am Target (vgl. Abb. 5.8).

Dies wird anhand eines Beispiels deutlich: Ist der Quotient aus Elektronenflugzeit und Zyklotronperiode $\frac{t_e}{t_c} = 13.5$, dann erreichte das Elektron exakt bei einer halben Periode, d.h. bei der maximalen Auslenkung R (für einen bestimmten Impuls), den

Detektor. Der Winkel zwischen dem tatsächlichen Emissionswinkel ($p_{e\perp}$ in Abb. 5.8) und dem Auftreffpunkt ist dann $\gamma = 0,5 \times 180^\circ = 90^\circ$.

Und es gilt:

$$\vartheta_e = \vartheta_e^* \pm 90^\circ \quad (5.28)$$

Ob eine Addition oder Subtraktion erfolgen muss, hängt dabei von der Magnetfeldrichtung ab. Bedient man sich der Modulofunktion, so erhält man eine allgemeingültige Form. Die Funktion *modulo*(*dividend*,*divisor*) gibt den Rest der Ganzzahldivision *dividend* geteilt durch *divisor* zurück. Der Winkel γ lässt sich nun mit Hilfe der Modulofunktion in der Form $\gamma = \text{modulo}(t_e/t_c \cdot 180, 180)$ berechnen. Damit ϑ_e keine Werte größer 360° annimmt, muss erneut die Modulofunktion angewandt werden und führt zu der endgültige Form:

$$\vartheta_e = \text{modulo}\left(\vartheta_e^* + \text{modulo}\left(\frac{t_e}{t_c} \cdot 180, 180\right), 360\right) \quad (5.29)$$

Der Azimutalwinkel wird auf diese Weise ereignisweise für die beiden Elektronen (vom Projektil und Target) rekonstruiert.

Die Transformation vom Polarsystem ($p_{e\perp}, \vartheta_e$) in die kartesischen Koordinaten (p_{e_x}, p_{e_y}) erfolgt bei einem bekannten Azimutalwinkel ϑ_e gemäß:

$$p_x = p_{\perp} \cdot \sin(\vartheta_e) \quad \text{und} \quad (5.30)$$

$$p_y = p_{\perp} \cdot \cos(\vartheta_e) . \quad (5.31)$$

Polarwinkel (Streuebene)

Die Streuebene wird in dieser Arbeit durch das Projektilion, welches in positive z -Richtung propagiert, und den Impulsübertrag auf das Target $\vec{q} = \vec{p}_R + \vec{p}_{e_{tar}}$ (\vec{p}_R , Impulsvektor des Rückstoßions; $\vec{p}_{e_{tar}}$, Impulsvektor des Targetelektrons), welcher in positive y -Richtung zeigt, definiert. D.h., das Laborsystem wird Ereignis für Ereignis derart um die z -Achse gedreht, dass die y -Richtung nicht mehr durch die Ausbreitungsrichtung des Gasjets (vgl. Abb. 5.3), sondern durch den Impulsübertrag \vec{q} definiert wird.

Mit den Impulskomponenten

$$\begin{pmatrix} q_x \\ q_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_{xR} \\ p_{x_{etar}} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} p_{yR} \\ p_{y_{etar}} \end{pmatrix} \quad (5.32)$$

kann mit Hilfe der Gleichungen 5.27 der Azimutalwinkel ϑ_q des Impulsübertrages q berechnet werden. Azimutalwinkel werden (in dieser Arbeit) immer bezüglich der positiven y -Achse im Uhrzeigersinn angegeben. Die Definition der Streuebene bedeutet daher, dass der Azimutalwinkel des Impulsübertrages \vec{q} immer $\vartheta_q = 0$ sein muss.

Dies ist genau dann der Fall, wenn die x - und y -Komponenten p_x und p_y aller Fragmente (Rückstoßion, Targetelektron und Projektilektron) gemäß

$$\begin{pmatrix} p_x \\ p_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_x^* \cdot \cos(\vartheta_q) - p_y^* \cdot \sin(\vartheta_q) \\ p_x^* \cdot \sin(\vartheta_q) + p_y^* \cdot \cos(\vartheta_q) \end{pmatrix} \quad (5.33)$$

gedreht werden, wobei mit dem Index $*$ der alte Wert gekennzeichnet ist.

Es wurde im vorangegangenen beschrieben, wie der 3-dimensionale Impulsvektor aller drei Teilchen (Rückstoßion, Projektil- und Targetelektron) Ereignis für Ereignis rekonstruiert wird, was eine hoch-differenzielle Darstellung der Ergebnisse erlaubt. Weiterhin wurde dargestellt, wie nach dieser Rekonstruktion der Impulsvektoren die Definition einer Streuebene erfolgen kann, welche im Gegensatz zu vielen anderen Experimenten nicht bereits durch eine bestimmte Detektorgeometrie explizit vorgegeben ist.

Im folgenden Kapitel werden u.a. Differenzwinkel von Fragmenten in der Azimutalebene, sowie Projektionen der Impulsverteilungen aller Fragmente in die Streuebene präsentiert. Um zwischen $(e-e)$ und $(n-e)$ Wechselwirkungen zu unterscheiden, wird dabei ereignisweise der absolute Impuls des Rückstoßions

$$q_R = |\vec{p}_R| = \sqrt{p_{R_x}^2 + p_{R_y}^2 + p_{R_z}^2} \quad (5.34)$$

mit dem absoluten Impuls des Targetelektrons nach dem Stoß

$$q_{e_{target}} = |\vec{p}_{e_{target}}| = \sqrt{p_{e_{tarx}}^2 + p_{e_{tary}}^2 + p_{e_{tarx}}^2}. \quad (5.35)$$

verglichen.

5.1.6 Impulsauflösung

Rückstoßionen

Die Impulsauflösung der Rückstoßionen wird im Wesentlichen durch die Temperatur des Gasjets, die Größe der Reaktionszone und die Detektorauflösung bestimmt. Unsicherheiten in der Flugstrecke oder der Absaugspannung können vernachlässigt werden.

Der Gasjet wurde in diesem Experiment nicht gekühlt. Bei einem Speedratio von $S=30$ wurde eine Temperatur von $T \approx 830$ mK (Millikelvin) angenommen. Dies entspricht einer thermischen Impulsverteilung von:

$$\Delta p_{jet_{therm||}} = 0.2 \text{ a.u.} \quad (5.36)$$

in Ausbreitungsrichtung des Gasjets. Die transversale Impulsverbreiterung ist Funktion der Gasjet-Geometrie (Abstand und Durchmesser der Skimmer) und beträgt:

$$\Delta p_{jet_{therm\perp}} = 0.12 \text{ a.u.} \quad (5.37)$$

Der Ionenstrahl wurde auf einen Querschnitt von ca. 1x1 mm kollimiert; die Detektorauflösung beträgt hier 0,5 mm. Damit ergibt sich ein Gesamtfehler für die Ortsbestimmung von:

$$\Delta x = \sqrt{1\text{mm}^2 + 0.5\text{mm}^2} = 1.12 \text{ mm} \quad (5.38)$$

Die relative Transversalimpulsauflösung ist gegeben durch

$$\frac{\Delta p_{R\perp}}{p_{R\perp}} = \left| \frac{\Delta x}{x} \right|. \quad (5.39)$$

Als Beispiel soll die Transversalimpulsauflösung für $p_{R\perp}=0,4$ a.u. berechnet werden: Ein Rückstoßionen-Transversalimpuls von $p_{R\perp}=0,4$ a.u. korrespondiert zu einer Auslenkung von 20 Kanälen auf dem Rückstoßionendetektor. Ein Kanal entspricht 0,12 mm, 20 Kanäle entsprechen daher 2,4 mm. D.h. es wird – unter Berücksichtigung der Gasjet-Ausdehnung – eine Auflösung von

$$\frac{\Delta p_{R\perp}}{0.4} = \left| \frac{1,12}{2,4} \right| \quad (5.40)$$

$$\Delta p_{R\perp} \approx 0.19 \text{ a.u.} \quad (5.41)$$

erreicht. Es muss weiterhin der Fehler berücksichtigt werden, der sich aus der thermischen Bewegung im Gasstrahl ergibt. Dieser ist in Ausbreitungsrichtung größer als senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Damit ergibt sich die Gesamt-Transversalimpulsauflösung für die Rückstoßionen zu:

$$\Delta p_{R_x} = \sqrt{0.19^2 + 0.12^2} = 0.22 \text{ a.u.} \quad (5.42)$$

und

$$\Delta p_{R_y} = \sqrt{0.19^2 + 0.2^2} = 0.28 \text{ a.u.} \quad (5.43)$$

Die Longitudinalimpulsauflösung der Rückstoßionen ist:

$$\Delta p_{R\parallel} \approx 0.12 \text{ a.u.} \quad (5.44)$$

Sie ist durch die thermische Impulsverteilung im Gasjet-Target limitiert. Eine Verbesserung der Rückstoßionen-Impulsverteilung lässt sich nur durch eine Kühlung des Targets erreichen.

Targetelektronen

Targetausdehnung sowie Orts- und Zeitauflösung des Elektronendetektors tragen zur Impulsauflösung bei. Die Unsicherheit in der Ortsbestimmung setzt sich aus dem Strahldurchmesser (er definiert die Targetausdehnung) von 1 mm und der Detektorauflösung von etwa 0,5 mm zu $\Delta x = \sqrt{1\text{mm}^2 + 0,5\text{mm}^2} = 1.12$ mm zusammen. Für die Zeitauflösung wird (konservativ) $\Delta t = 0,5$ ns angenommen.

Die Transversalimpulsauflösung der Targetelektronen ist stark abhängig von deren Flugzeit. Der Radius der Zyklotronbahn eines Elektrons mit einem Transversalimpuls von $p_{e_{tar}\perp} = 2$ a.u. beträgt bei 33 Gauß ≈ 10 mm. Der Abstand R , mit dem das Elektron von der Magnetfeldachse entfernt auf dem Detektor aufkommt, variiert zwischen 0 mm, wenn die Flugzeit gerade ein Vielfaches der Zyklotronperiode ($t_c = n \cdot t_e$ $n = 1, 2, 3, \dots$), und 20 mm, wenn die Flugzeit ein halbes Vielfaches der Zyklotronperiode betrug ($t_c = 1/2 \cdot nt_e$). Bei der maximalen Auslenkung R ist die Transversalimpuls-Auflösung am besten, während bei $R = 0$ kein Transversalimpuls mehr aufgelöst werden kann. Für ein Elektron mit $p_{e_{tar}\perp} = 2$ a.u. wird in Abhängigkeit des Abstands R die folgende Transversalimpulsauflösung erreicht:

$$\Delta p_{e_{tar}\perp} \approx 0,22 \text{ a.u.} \quad \text{für} \quad R = 5 \text{ mm} \quad (5.45)$$

$$\Delta p_{e_{tar}\perp} \approx 0,11 \text{ a.u.} \quad \text{für} \quad R = 10 \text{ mm} \quad (5.46)$$

$$\Delta p_{e_{tar}\perp} \approx 0,05 \text{ a.u.} \quad \text{für} \quad R = 20 \text{ mm} \quad (5.47)$$

Die Longitudinalimpuls-Auflösung ist abhängig von der Flugzeit (vgl. Abb. 5.5). Je kürzer die Flugzeit des Elektrons ist, um so schlechter wird der Longitudinalimpuls aufgelöst. Die beste Longitudinalimpuls-Auflösung wird daher für kleine Longitudinalimpulse (und lange Flugzeiten) erreicht und beträgt:

$$\Delta p_{e_{tar}\parallel} \approx 0,02 \text{ a.u.} \quad \text{für} \quad p_{e_{tar}\parallel} < 0,5 \text{ a.u.} \quad (5.48)$$

Ein Elektron mit $p_{e_{tar}\parallel} \approx 3$ a.u. wird nur noch mit einer Auflösung von $\Delta p_{e_{tar}\parallel} \approx 0,07$ a.u. detektiert.

Projektilelektronen

Da die Projektilektronen eine vergleichsweise sehr schmale Flugzeitverteilung aufweisen und im Mittel nur ca. 1,3 Zyklotronperioden durchlaufen, variiert die Auflösung weniger stark, da der Schwerpunkt ihrer Ortsverteilung einen festen Abstand vom Nullpunkt (Magnetfeldachse) hat. Daraus resultiert eine mittlere Transversalimpulsauflösung von:

$$\Delta p_{e_{proj}\perp} = \pm 0,4 \text{ a.u.} \quad (5.49)$$

Für die Berechnung des Longitudinalimpulses wurde eine lineare Abhängigkeit zwischen Flugzeit und $p_{e_{proj}\parallel}$ angenommen. Aus der Zeitauflösung von $\Delta t = 0,5$ ns resultiert eine Longitudinalimpulsauflösung von

$$\Delta p_{e_{proj}\parallel} = \pm 0,5 \text{ a.u.} \quad (5.50)$$

Die vergleichbar schlechte longitudinale und transversale Impulsauflösung für das schnelle Projektilektron resultiert im Wesentlichen aus der kurzen (mittleren) Flugzeit. In Kapitel 5.2.2 wurde gezeigt, dass bei kurzen Flugzeiten kleine Flugzeitunterschiede Δt_e zu großen Longitudinalimpulsveränderungen $\Delta p_{e\parallel}$ führen (vgl. auch Abb. 5.5). Die vergleichsweise kleine (mittlere) Auslenkung R von Nullpunkt des Detektors führt des weiteren zu einem großen relativen Fehler bei der Ortsbestimmung, wodurch die Transversalimpulsauflösung zusätzlich beeinträchtigt wird. Jedoch wurden sowohl die Detektor-Ortsauflösung als auch die Zeitauflösung und die Strahlausdehnung großzügig abgeschätzt. Die angegebenen Werte stellen somit eine obere Fehlergrenze dar.

Diskussion der Impulsauflösung

Für das GSI Reaktions-Mikroskop wurden bereits bessere Impulsaufösungen für die Rückstoßionen und Targetelektronen berichtet [SCH99]. Bei diesen Messungen wurden kleinere Extraktionsspannungen und niedrigere Magnetfelder verwendet. Kleinere Extraktionsspannungen führen zu einer größeren transversalen Aufstreuung und längeren Flugzeiten, daher zu besseren Auflösungen. Bezüglich der Elektronen korrespondieren niedrigere Magnetfelder zu größeren Radien der Zyklotronbahnen und zu einer längeren Zyklotronfrequenz. All dies verbessert die Impulsauflösung für die Elektronen, vermindert jedoch die Impulsakzeptanz, so dass im hier vorliegenden Fall die gleichzeitige Detektion des Projektil- und Targetelektrons nicht möglich gewesen wäre.

Bei der hier vorliegenden Arbeit wurden zwei energetisch sehr unterschiedliche Elektronen mit nur einem Detektor vermessen. Daher konnte das Spektrometer nicht für eine bestimmte Elektronenenergie optimiert werden. Es musste statt dessen bei der

Wahl der angelegten elektrischen und magnetischen Felder ein Kompromiss gefunden werden, der es erlaubt, beide Elektronen mit befriedigender Auflösung und dem selben Detektor zu vermessen.

Da dies nicht für alle Stoßsysteme möglich ist (z.B. bei höheren Projektilgeschwindigkeiten würde die Projektilelektronen-Energie weiter steigen), wird im Ausblick eine neue Technik vorgestellt, bei der die beiden kinematisch stark unterschiedlichen Elektronen auf verschiedenen Detektoren in zwei unterschiedlichen Spektrometern detektiert werden, wodurch in naher Zukunft beide Elektronen mit besserer Auflösung detektiert werden können.

Kapitel 6

Ergebnisse

Mit der im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Messtechnik wurde das Stoßsystem $C^{2+} + He \rightarrow C^{3+} + He^{1+} + e_{tar} + e_{pro}$ am Linearbeschleuniger UNILAC der GSI kinematisch vollständig vermessen, indem für jedes Ereignis simultaner Projektil- und Targetionisation das Rückstoßion He^{1+} , das Targetelektron e_{tar} sowie das Projektilektron e_{pro} koinzident zum ionisierten Projektil C^{3+} gemessen wurden. Durch die Messung der Flugzeiten und Auftrefforte können für die Targetfragmente und das Projektilektron die Impulsvektoren (wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben) rekonstruiert werden. Diese vollständige Information erlaubt mehrfach-differenzielle Darstellungen im Orts- und Impulsraum.

Die Wahl des Stoßsystems begründet sich grob in vier Umständen:

- Da neben dem Studium der Vielteilchen-Dynamik die Elektronenstoßionisation an Ionen in inverser Kinematik untersucht werden sollte, war es Anspruch ein asymmetrisches Stoßsystem zu wählen, bei dem das Targetelektron möglichst leicht und das Projektilektron deutlich stärker gebunden ist.
- Da derzeit keine kalten Wasserstoff-Targets mit hinreichender Dichte zur Verfügung stehen¹ wurde das nächst schwerere Element Helium gewählt.

¹Wasserstoff liegt bei niedrigen Temperaturen nur molekular als H_2 oder gar in Clustern vor.

- Da zum Zeitpunkt des Experimentes an der GSI vorzugsweise Kohlenstoff beschleunigt wurde², lag es nahe ebenfalls Kohlenstoff zu verwenden.
- Damit das Experiment vergleichsweise einfach beherrschbar blieb, wurde der Ladungszustand 2+ gewählt. Bei höheren Projektilladungszuständen steigt der Wirkungsquerschnitt für reine Targetionisation und er sinkt gleichzeitig für Projektionisation. Aus dieser Diskrepanz entstehen experimentelle Schwierigkeiten.

Die Wahl des Stoßsystems stellt somit einen Kompromiss zwischen der gewünschten Asymmetrie der Stoßpartner, der experimentellen Beherrschbarkeit und der Verfügbarkeit von Ionenstrahlen bei der GSI zum Zeitpunkt des Experimentes dar. In Kapitel 3.1 wurde erläutert, welche Mechanismen zur simultanen Ionisation von Projektil und Target beitragen können. Dabei wurde deutlich, dass die absoluten Größen der Impulse der auslaufenden Targetfragmente und ihre Winkelkorrelation Indikatoren für ($n-e$) bzw. ($e-e$) Wechselwirkungen sein sollten (vgl. Abb. 3.3): Ionisiert der Targetkern das Projektil, so erwartet man, dass der Targetkern mit einem vergleichsweise größeren Impuls als das (bezüglich der Projektionisation passive) Targetelektron emittiert wird. Diese Kombination von Impulsen ist wiederum sehr unwahrscheinlich im Falle der ($e-e$) Wechselwirkung. Daher werden die Ergebnisse meist bezüglich der absoluten Impulse von Targetkern (p_R) und Targetelektron (p_{etar}) sortiert präsentiert, wobei die einfache Unterscheidung $p_R > p_{etar}$ oder $p_{etar} > p_R$ vorgenommen wird. Es wird bei jedem Ereignis unterschieden, ob der Impuls des auslaufenden Targetkerns größer oder kleiner ist als derjenige des ionisierten Targetelektrons. Der Impulsübertrag auf das *gesamte* Targetsystem ist $\vec{q} = \vec{p}_R + \vec{p}_{etar}$ (vgl. Abb. 6.12). Obige Unterscheidung besagt also im Wesentlichen, welches Targetfragment diesen Impulsübertrag q dominant aufgenommen hat, nämlich der Kern im Falle der ($n-e$) bzw. das Targetelektron im Falle der ($e-e$) Wechselwirkung.

²Damals fand die erste Feldforschungsphase zur Tumorbestrahlung an Patienten statt, welche an der GSI ausnahmslos mit Kohlenstoffionen durchgeführt wird. Auf die sonst übliche gleichzeitige Beschleunigung mehrerer Ionensorten wurde aus Sicherheitsgründen verzichtet.

Im Folgenden wird gezeigt, wie sich in Energie-, Impuls- und Winkelverteilungen die unterschiedliche Kinematik und Stoßdynamik der beiden Wechselwirkungsbeiträge widerspiegeln; es wird sich dabei herausstellen, dass es die kinematisch vollständige Information erlaubt, die $(n-e)$ und $(e-e)$ Prozesse erstmals ereignisweise zu trennen. Die Ergebnisse dieser Arbeit bieten daher einen detaillierten Einblick in die Viertelchen Dynamik der simultanen Ionisation von Projektil und Target und stützen das Bild der beiden beteiligten Wechselwirkungsprozesse.

Indem alle $(e-e)$ Wechselwirkungs-Ereignisse separiert in das Ruhesystem des Projektils transformiert werden, können mit den später im Detail diskutierten Einschränkungen erste mehrfach-differenzielle Ergebnisse zur Elektronenstoß-Ionisation von C^{2+} im Stoß mit 2 keV Elektronen präsentiert werden.

6.1 Energieverteilungen

In Abb. 6.1 ist der einfach-differenzielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dE}$ für das Projektil- und das Targetelektron im jeweiligen Ruhesystem dargestellt. Diese Daten sind integral über alle Ereignisse simultaner Ionisation von Projektil und Target. Im Vergleich dazu sind in Abb. 6.2 die Energieverteilungen beider Elektronen für Ereignisse dargestellt, bei denen das auslaufende Targetelektron einen größeren absoluten Impuls aufweist als das auslaufende Rückstoßion. Dort ist zu erkennen, dass der Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dE}$ für das Targetelektron ein Maximum bei ca. 12 eV aufweist und für kleinere Energien ($E_e \rightarrow 0$ eV) um mindestens einen Faktor drei abfällt, während sich das Projektilektron nahezu konstant einer Kontinuumsenergie von 0 eV nähert.

Diese Änderung in der Energieverteilung (vgl. Abb. 6.1 und Abb. 6.2) als eine Folge der Bedingung $p_{e_{tar}} > p_R$ ist ein Hinweis für die nun wahrscheinlich dominant beitragende $(e-e)$ Wechselwirkung. Es ist zu erwarten, dass $(n-e)$ Reaktionen durch die Sortierung des Datensatzes weitestgehend unterdrückt werden. Die nun dominant aktive Rolle des Targetelektrons bei der Projektilionisation wirkt sich dabei auf seine Energieverteilung nach dem Stoß aus: Da das Projektilektron mit ≈ 50 eV

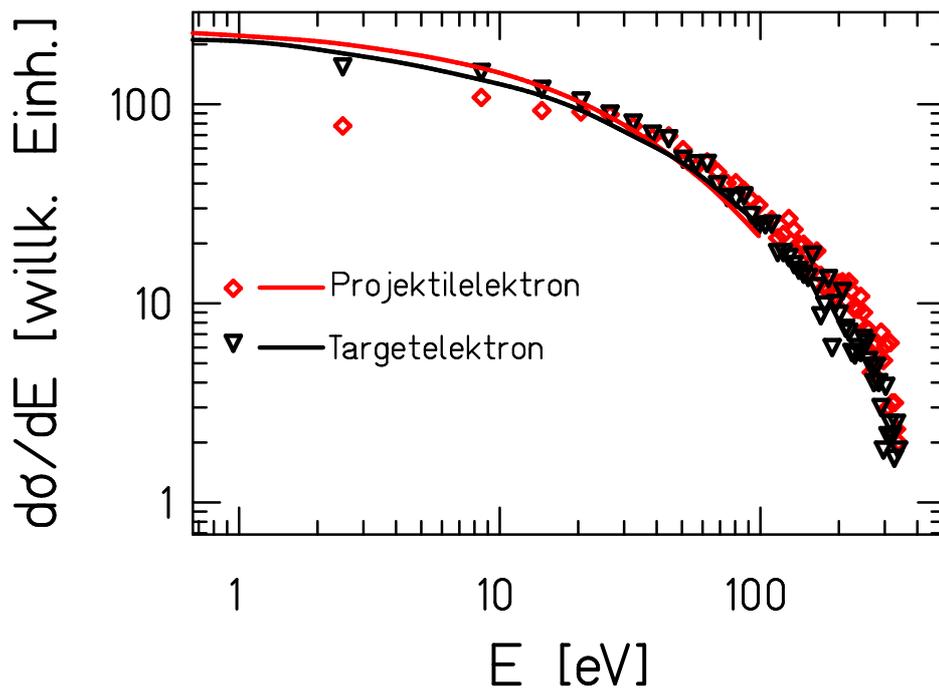


Abbildung 6.1: Gemessene Energieverteilungen $\frac{d\sigma}{dE}$ von Projektil- und Targetelektronen (im jeweiligen Ruhesystem) im Vergleich zu CTMC Rechnungen: offene Dreiecke, Targetelektronen; offene Rauten, Projektilelektronen; schwarze Linie, CTMC für Targetelektronen; rote Linie, CTMC für Projektilelektronen.

mindestens doppelt so stark gebunden ist wie das Targetelektron (≈ 25 eV), wird bei der simultanen Ionisation von Projektil und Target mittels ($e-e$) Wechselwirkung der Stoß mit einem minimalen Impulsübertrag zur Ionisation beider Elektronen (solche Stöße tragen maßgeblich zur Erzeugung niederenergetischer Elektronen bei) von dem leichter gebundenen Targetelektron ungleich „härter“ empfunden. Daher sind vergleichsweise niedrige Kontinuumsenergien für das Targetelektron eher unwahrscheinlich. Der Unterschied zwischen den Energieverteilungen von Projektil- und Targetelektron reflektiert somit die Asymmetrie der Stoßpartner, auf die die Energieverteilung $d\sigma/dE$ im Bereich kleiner Kontinuumsenergien sensibel reagiert. Im Bereich großer Energien hingegen laufen die Energieverteilungen ineinander über, da der anfängliche Unterschied der Bindungsenergien vernachlässigbar wird.

Das Bild ändert sich – wie in Abb. 6.3 dargestellt – deutlich, wenn ($n-e$) Ereignissen betrachtet werden, welche durch die Sortierung der Messdaten bezüglich $p_R > p_{etar}$

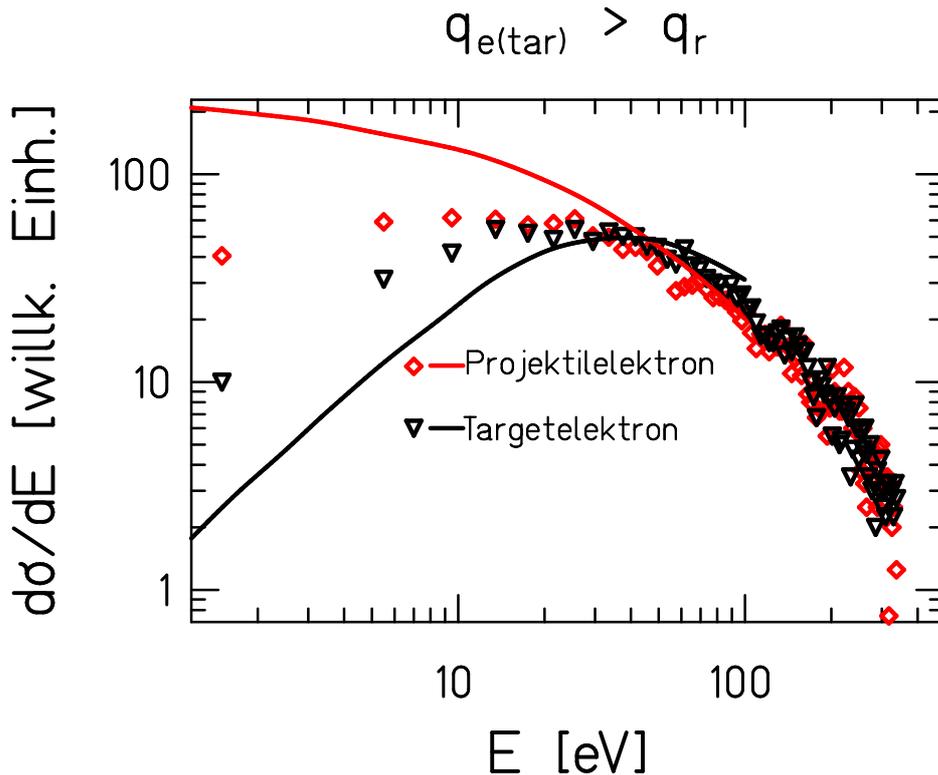


Abbildung 6.2: Energieverteilung $\frac{d\sigma}{dE}$ von Projektil- und Targetelektron im jeweiligen Ruhesystem für $p_{e_{\text{tar}}} > p_R$ Ereignisse. Notation wie in Abb. 6.1.

nun maßgeblich beitragen sollten. Kleine Energien sind hier für das Targetelektron sehr wahrscheinlich. Der Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dE}$ hat ein Maximum für $E \rightarrow 0$. Des weiteren ist auch bei höheren Energien keine Übereinstimmung mit dem Verlauf der Energieverteilung des Projektilelektrons zu erkennen. Dies lässt sich erklären, da das Targetelektron bei der $(n-e)$ Wechselwirkung bezüglich der Projektilionisation „passiv“ ist. Es schirmt lediglich das effektive Potential des Targetkerns ab und kann selbst nur über eine weitere Wechselwirkung ebenfalls ionisiert werden. Hier wäre die Ionisation des Targets durch den abgeschirmten Kohlenstoffkern, also eine zweite $(n-e)$ Wechselwirkung, aber auch die Ionisation durch einen Stoß mit einem der restlichen, stärker gebundenen Projektilelektronen denkbar, wobei im letzteren Fall die Kohlenstoffelektronen lediglich angeregt, jedoch nicht ins Kontinuum emittiert würden. In allen Fällen sollte aber das Targetelektron in seiner Emissionscharakteristik weitestgehend von der Ionisation des Projektils entkoppelt sein und (wie beobachtet) auch für vergleichsweise hohe Energien keine Übereinstimmung mit der

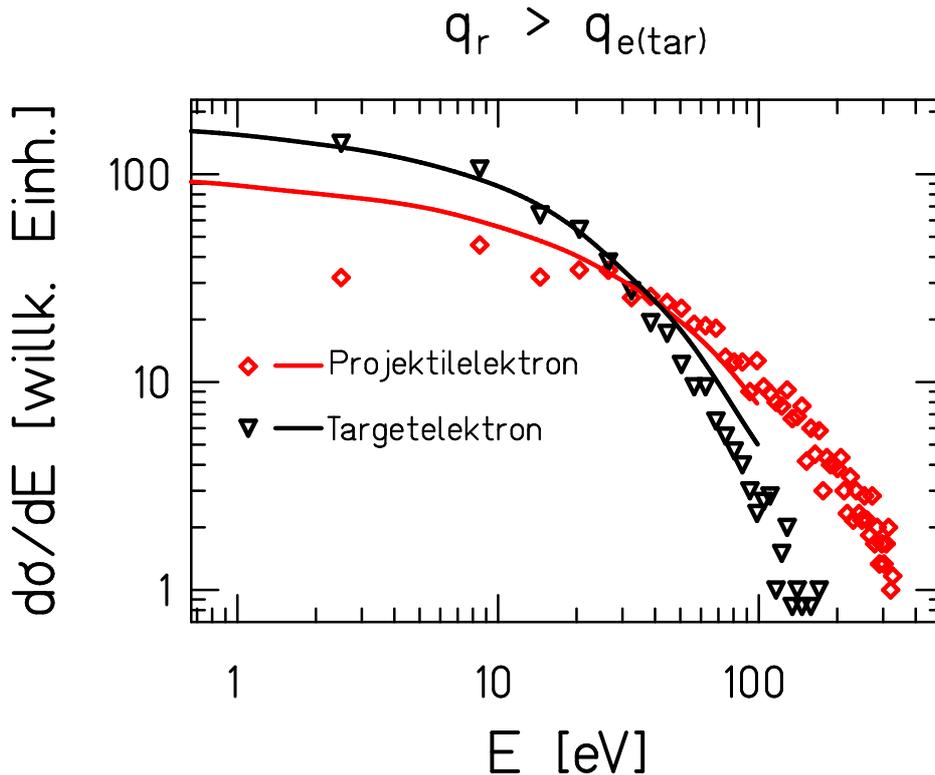


Abbildung 6.3: Energieverteilung $\frac{d\sigma}{dE}$ von Projektil- und Targetelektron im jeweiligen Ruhesystem für $p_R > p_{e_{tar}}$ Ereignisse. Notation wie in Abb. 6.1.

Energieverteilung der Projektilelektronen aufweisen.

Alle Energieverteilungen sind in qualitativ guter Übereinstimmung mit CTMC Rechnungen von Olson et al., welche in den Abb. 6.1, 6.2 und 6.3 zusätzlich dargestellt sind. Die Daten der CTMC Rechnungen wurden nach den selben Bedingungen sortiert. In ihrer absoluten Höhe sind die Rechnungen und die experimentellen Ergebnisse aneinander angepasst. Generell wird das Projektilektron für kleine Energien ($E_{e_{pro}} \leq 12$ eV) durch die CTMC vergleichsweise schlechter beschrieben; die Rechnung sagt einen größeren Wirkungsquerschnitt voraus. Diese Diskrepanz kann nicht durch experimentelle Effizienzprobleme begründet werden. Die Änderungen als Folge dominant beitragender ($e-e$) bzw. ($n-e$) Reaktionen werden von der CTMC gleichfalls vorausgesagt. Das Auseinanderklaffen der Wirkungsquerschnitte für kleine Kontinuumsenergien bei ($e-e$) Ereignissen wird in der CTMC ebenfalls beschrieben, gegenüber den experimentellen Daten jedoch überschätzt. Hier würde man jedoch auch für das Projektilektron einen, wenn auch deutlich kleineren Rückgang

im Wirkungsquerschnitt für kleine Kontinuumsenergien erwarten, da das Target durch das Projektilektron ionisiert wird, dieses also auch einen Impulsübertrag auf das Target erbringen muss. Dieser leichte Rückgang im Wirkungsquerschnitt lässt sich bei den experimentellen Daten vermuten, wird jedoch durch die CTMC Rechnung nicht bestätigt. Für $(n-e)$ Reaktionen hingegen werden die experimentellen Daten, besonders die Verteilung der Targetelektronen, durch die CTMC nahezu perfekt beschrieben.

Diese Spektren zeigen sehr deutlich, dass bereits in der Energieverteilung des Targetelektrons der jeweils „aktive“ bzw. „passive“ Charakter bei der $(e-e)$ bzw. $(n-e)$ Wechselwirkung sichtbar wird.

Im Folgenden sollen die Longitudinalimpulse beider Elektronen betrachtet werden, um zu prüfen, inwieweit die unterschiedlichen Reaktionen die Dynamik im Stoß beeinflussen.

6.2 Longitudinalimpulsverteilungen

Abb. 6.4 zeigt die Longitudinalimpulsverteilungen $\frac{d\sigma}{dp_{\parallel}}$ der Projektil- und Targetelektronen integral über alle Ereignisse der simultanen Ionisation von Projektil und Target. Die Longitudinalimpulskomponente ist in atomaren Einheiten [a.u.] angegeben. Positive Werte bedeuten eine Emission in Vorwärtsrichtung, d.h. in Richtung des auslaufenden Projektils, negative Werte eine Emission entgegen der Projektilausbreitung. Die Longitudinalimpulsverteilungen von Projektil- und Targetelektron sind leicht asymmetrisch um $p_{\parallel}=0$ verteilt. Während das Projektilektron bevorzugt in Rückwärtsrichtung ausläuft, wird das Targetelektron bevorzugt in Vorwärtsrichtung emittiert.

Wie bereits bei den Energiespektren geschehen, soll auch hier der Datensatz mit dem Ziel sortiert werden, $(e-e)$ und $(n-e)$ Beiträge voneinander zu trennen.

In Abb. 6.5 werden die Longitudinalimpulsverteilungen für – aufgrund der Sortierung des Datensatzes – maßgeblich $(e-e)$ Ereignisse dargestellt. Deutlich ist die stärkere Streuung des Targetelektrons in Vorwärtsrichtung zu erkennen. Dies ist

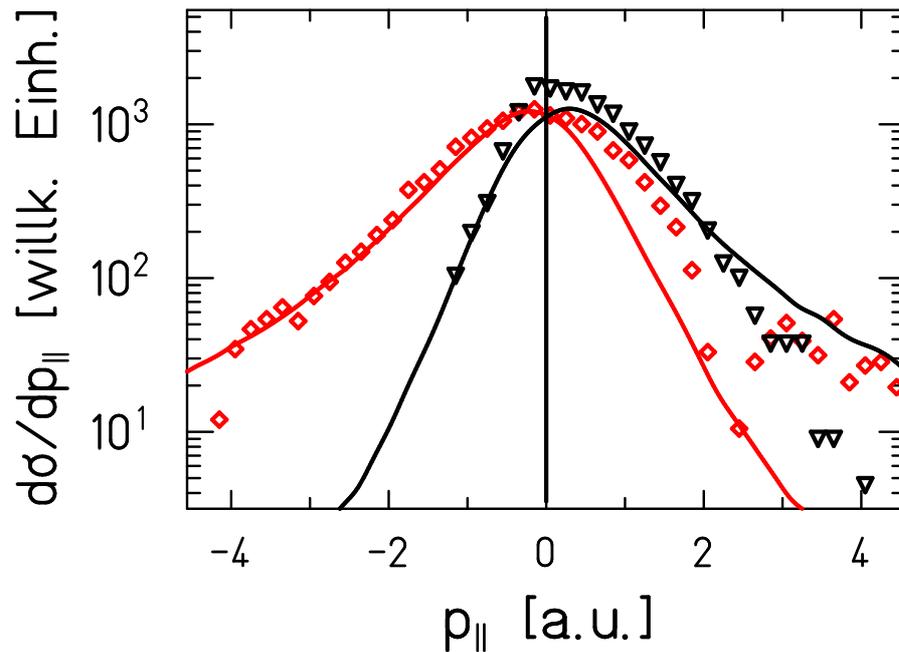


Abbildung 6.4: Longitudinalimpulsverteilung $\frac{d\sigma}{dp_{||}}$ von Projektil- und Targetelektron im jeweiligen Ruhesystem im Vergleich mit CTMC Rechnungen: offene Dreiecke, Targetelektronen; offene Rauten, Projektilelektronen; schwarze Linie, CTMC für Targetelektronen; rote Linie, CTMC für Projektilelektronen.

leicht einzusehen, da das Targetelektron im Falle der $(e-e)$ Wechselwirkung einen minimalen Impuls übertragen muss, um das Projektil zu ionisieren. Im Projektilsystem verliert es daher Impuls und wird im Laborsystem in Vorwärtsrichtung gestreut. Ein scharfes Schwellenverhalten ist wegen des Comptonprofils des Targetelektrons nicht zu erwarten.

Betrachtet man nun die $(n-e)$ Ereignisse, wie sie in Abb. 6.6 dargestellt sind, so wird deutlich, dass in diesen Fällen das Targetelektron nicht mehr in Vorwärtsrichtung gestreut wird, sondern symmetrisch um $p_{||} = 0$ verteilt ist, was analog zu den Energiespektren interpretiert wird: Bei einer $(n-e)$ Wechselwirkung wird das Projektilelektron durch den Targetkern ionisiert, welcher den nötigen Impulsübertrag erbringen muss. Das Targetelektron kann nur – wie bereits diskutiert wurde – über eine zweite Wechselwirkung mit dem Kohlenstoffkern oder mit den restlichen Projektilelektronen ebenfalls ionisiert werden. Aus einer Vielzahl von Messungen weiß man, dass für die hier auftretenden Störungsparameter $\frac{q}{v_p}$ von 0,08 (für Elektronenstoß-Ionisation)

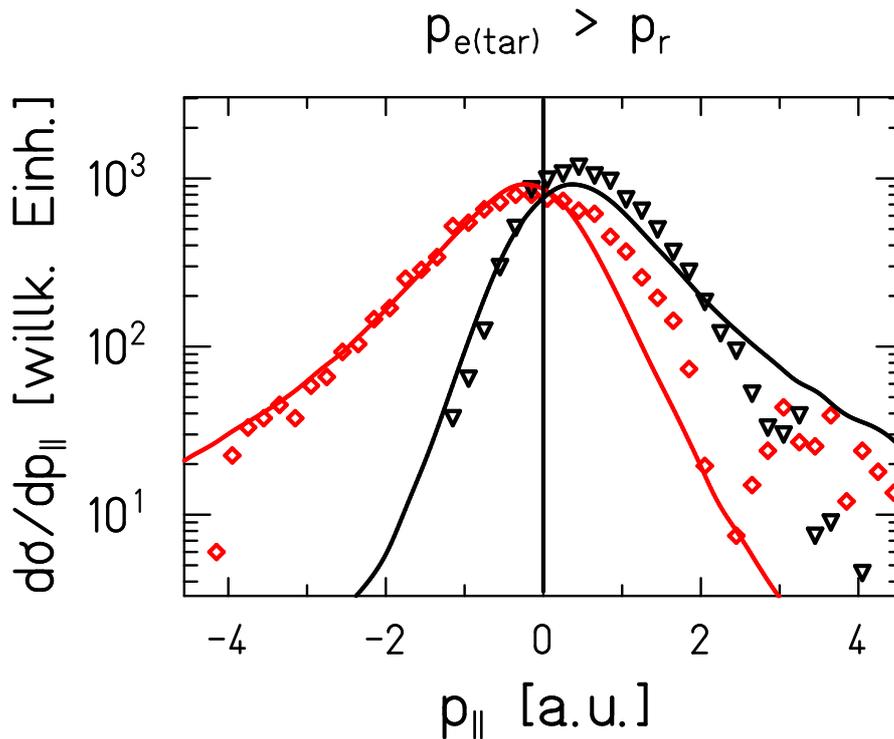


Abbildung 6.5: Longitudinalimpulsverteilung $\frac{d\sigma}{dp_{||}}$ von Projektil- und Targetelektronen im jeweiligen Ruhesystem für $p_{e_{tar}} > p_R$ Ereignisse. Notation wie in Abb. 6.4.

bis 0,25 (für den Kohlenstoffkern mit einer effektiven Ladung von $Z_{eff} = 3$) bei einer Projektilgeschwindigkeit von $v_p \approx 12$ a.u. keine signifikanten Vorwärts-Rückwärts Asymmetrien in der Elektronenemission zu erwarten sind.

Weiterhin ist zu erkennen, dass sich Lage und Form der Projektilelektronen-Longitudinalimpulsverteilung nicht ändern. Bei einer naiven Betrachtungsweise würde man erwarten, dass das Projektilektron bei $(n-e)$ Wechselwirkung ebenfalls um $p_{||} = 0$ verteilt ist, denn durch das gemessene Projektilektron muss kein Impulsübertrag aufgebracht werden, wenn das Target durch den Projektilkern oder eines der *restlichen* Projektilelektronen ionisiert wird.

Erneut werden die Messungen mit CTMC Rechnungen verglichen, welche ebenfalls in den Abb. 6.4, 6.5 und 6.6 eingezeichnet sind. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung: Auch bei der CTMC Rechnung hat die unterschiedliche Sortierung des Datensatzes – und somit auch der Mechanismus der Wechselwirkung – keinen Einfluss auf die longitudinale Impulsverteilung der Projektilelektronen, während die Target-

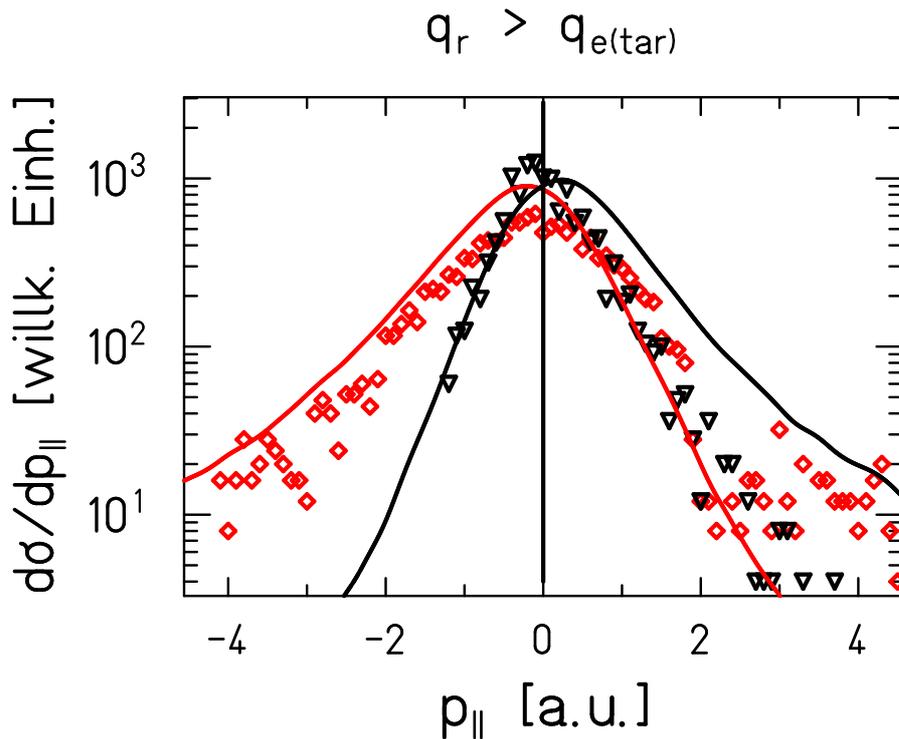


Abbildung 6.6: Longitudinalimpulsverteilung $\frac{d\sigma}{dp_{\parallel}}$ von Projektil- und Targetelektron im jeweiligen Ruhesystem für $p_R > p_{e_{\text{tar}}}$ Ereignisse. Notation wie in Abb. 6.4.

elektronen bei $(e-e)$ Prozessen stärker in Vorwärtsrichtung gestreut werden als bei $(n-e)$ Wechselwirkung. Dieser Effekt ist jedoch bei der Theorie weniger ausgeprägt als im Experiment. Die berechneten Longitudinalimpulsverteilungen für Projektil- und Targetelektronen sind zur detaillierten Ansicht in den Abb. 6.7 und 6.8 noch einmal (mit linearer y -Achse) dargestellt.

In dieser auf die Projektilionisation bezogenen Sichtweise, die sich darin manifestiert, dass die (ereignisweise) Aufteilung des Impulsübertrages auf das Targetelektron bzw. Rückstoßion das entscheidende Kriterium zur Trennung von $(n-e)$ und $(e-e)$ Beiträgen darstellt, wird das Projektilelektron immer als Folge eines Prozesses 1. Ordnung emittiert, was stets zu einer leicht bevorzugten Emission in Rückwärtsrichtung führt.

Es können bereits jetzt zwei Merkmale hervorgehoben werden: Sowohl die Energieverteilung $\frac{d\sigma}{dE}$ als auch die Longitudinalimpulsverteilung $\frac{d\sigma}{dp_{\parallel}}$ des Targetelektrons spiegeln sensitiv die unterschiedlichen Wechselwirkungsprozesse der Projektilionisa-

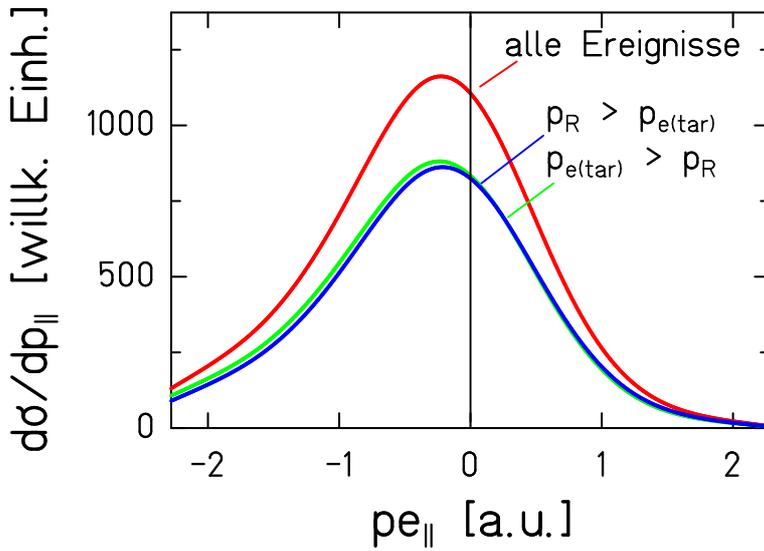


Abbildung 6.7: CTMC Rechnung: Longitudinalimpulsverteilung für das Projektilektron. Die Lage der Verteilung ist unabhängig von den gesetzten Bedingungen.

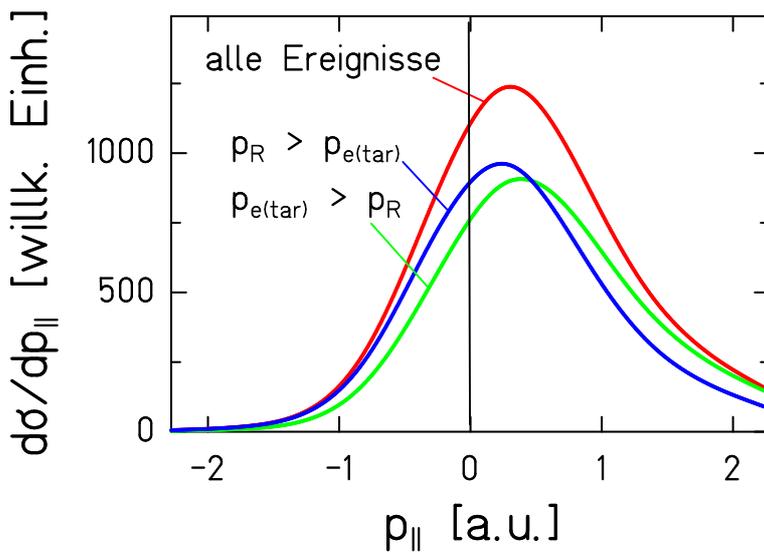


Abbildung 6.8: CTMC Rechnung: Longitudinalimpulsverteilung für das Targetelektron. Die Bedingung $p_R > p_{e_{tar}}$ bewirkt eine Verschiebung der Longitudinalimpulsverteilung des Targetelektrons zu kleineren Longitudinalimpulsen.

tion wider: Sie visualisieren die aktive und passive Rolle des Targetelektrons bei der ($e-e$) und der ($n-e$) Wechselwirkung. Dies ist Analog zu den zitierten Ergebnissen von Dörner et al. (vgl. Kapitel 3.1 und Abb. 3.5); dort wurde die aktive bzw. passive Rolle des Rückstoßions demonstriert. In unserem Fall sind die beiden Beiträge jedoch nicht bereits aus den einfach-, bzw. doppelt-differenziellen Daten ersichtlich; so können zum Beispiel in der Longitudinalimpulsverteilung des Targetelektrons keine zwei Maxima als Resultat der ($e-e$) und der ($n-e$) Wechselwirkung nachgewiesen

werden, da die Impulsverteilungen beider Beiträge wegen der vergleichsweise hohen Projektilgeschwindigkeit kinematisch nur sehr schwach (0,23 a.u.) getrennt sind. Erst wenn man die Endimpulse von Targetkern und Targetelektron vergleicht und die Daten gemäß $p_{e_{tar}} > p_R$ und $p_R > p_{e_{tar}}$ trennt, gelingt auch die Trennung beider Wechselwirkungs-Beiträge.

6.3 Winkelverteilungen in der Azimutalebene

Im Folgenden werden Winkelverteilungen in der Azimutalebene vorgestellt. Als Azimutalebene bezeichnet man – wie bereits beschrieben – die Ebene senkrecht zur Projektil-Flugrichtung (vgl. Kapitel 5.3).

In Kapitel 3.1 wurde die Kinematik der ($e-e$) und ($n-e$) Reaktionen ausführlich diskutiert und es wurde gezeigt, dass im Falle der ($e-e$) Wechselwirkung eine azimutale Winkelkorrelation zwischen Projektil- und Targetelektron und im Falle der ($n-e$) Wechselwirkung zwischen Projektilelektron und Targetkern erwarten wird. Zur Präsentation der Ergebnisse wurde daher eine 2-dimensionale Darstellung von Differenzwinkeln gewählt, die sich besonders gut zur Visualisierung der ($e-e$) und ($n-e$) Beiträge eignet, weil eine eventuelle Winkelkorrelation dort zu diskreten Strukturen führt. Abb. 6.9 soll in diese Darstellungsform einführen. Dort ist der Azimutwinkel zwischen dem Rückstoßion (He^{1+}) und dem Projektilelektron (e_{pro}) gegen den Azimutwinkel zwischen dem Rückstoßion und dem Targetelektron (e_{tar}) schematisch aufgetragen.

Der rote horizontale Balken in Abb. 6.9 (links) kennzeichnet Ereignisse, bei denen das Rückstoßion He^{1+} und das Projektilelektron im Azimut vorzugsweise unter einem Winkel von 180° auseinanderlaufen. Das Beispiel in Abb. 6.9 (Mitte) verdeutlicht, dass in den beiden grünen Diagonalen Ereignisse liegen, bei denen Projektil- und Targetelektron im Azimut vorzugsweise unter einem Winkel von 180° auseinanderlaufen.

Bei einer ($n-e$) Wechselwirkung wäre eine Häufung entlang des roten horizontalen Balkens zu erwarten, während die Ereignisse der ($e-e$) Wechselwirkung vermehrt in

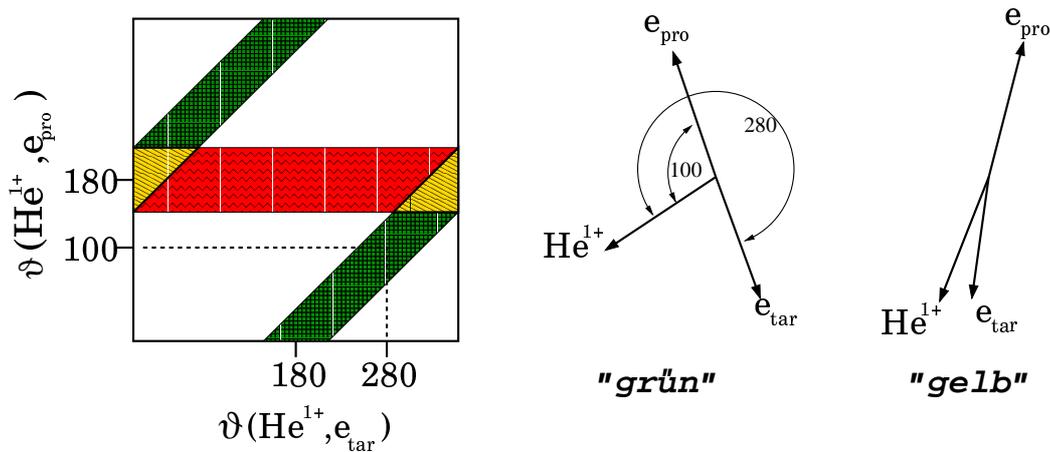


Abbildung 6.9: Schematische Darstellung der Auftragungsweise der Azimutwinkel (s.a. Text).

den grünen Diagonalen auftreten sollten (vgl. Kapitel 3.3, Abb. 3.3). Wie aus Abb. 6.10 ersichtlich ist, tritt sowohl im Experiment als auch in den CTMC Rechnungen eine deutliche Häufung der Ereignisse in diesen Bereichen auf. Die beobachtete Struktur bedeutet im Besonderen, dass – wie bereits erwartet – im Falle der jeweiligen Wechselwirkungsbeiträge die zwei Reaktionspartner stark winkelkorreliert emittiert werden, während das dritte Fragment als „Zuschauerteilchen“ keine oder nur eine vergleichsweise schwache Winkelkorrelation mit einem anderen Fragment aufweist. Das Herausragende an dieser Darstellungsform ist, dass die $(n-e)$ und $(e-e)$ Beiträge aufgrund ihrer unterschiedlichen Signatur identifiziert und teilweise sogar getrennt werden können. Des weiteren ist bereits hier zu erkennen, dass die beiden Diagonalen, welche Ereignisse aus $(e-e)$ Reaktionen repräsentieren, deutlich stärker ausgeprägt sind, also mit einem größeren Wirkungsquerschnitt auftreten.

In den beiden, in Abb. 6.9 gelben markierten Bereichen sind beide Prozesse nicht mittels ihrer Winkelkorrelation unterscheidbar. In diesen Fällen kann nicht zwischen $(n-e)$ und $(e-e)$ Reaktionen unterschieden werden, so lange nicht neben der Emissionsrichtung des Vektors auch seine Länge berücksichtigt wird. Wie sich erst in der Auswertung des Datensatzes zeigte, wird durch die Sortierung des Datensatzes bezüglich $p_{e_{tar}} > p_R$ bzw. $p_R > p_{e_{tar}}$ überraschenderweise, wie sich in Abb. 6.11 für

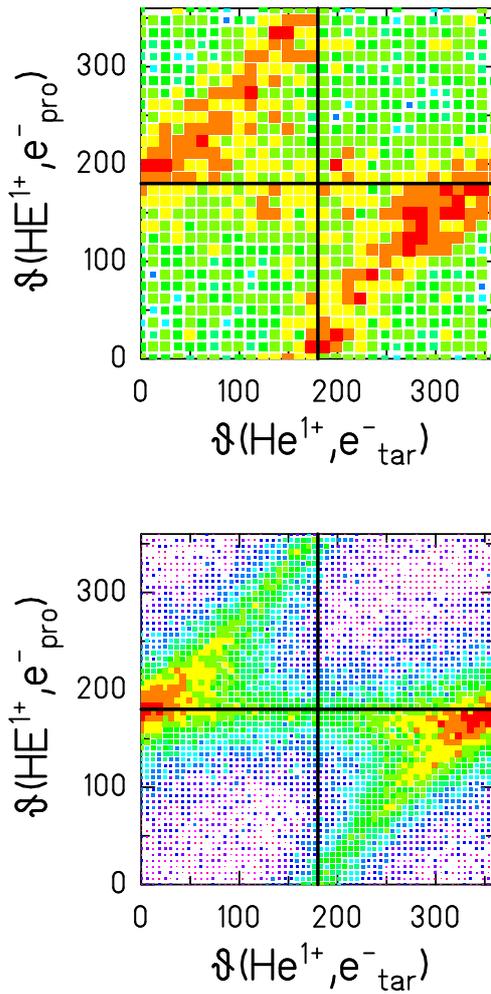


Abbildung 6.10: Azimutalwinkelverteilungen des Projektilelektrons e_{pro} , des Targetelektrons e_{tar} und des Rückstoßions He^{1+} für Stöße von $3.6 \text{ MeV/u } \text{C}^{2+}$ auf He (s.a. Text und Abb. 6.9). Das obere Bild zeigt die experimentellen Daten, das untere CTMC Rechnungen. Die z -Achse ist logarithmisch.

das Experiment und die Theorie darstellt, eine sehr selektive Trennung möglich.

Abb. 6.11 (linke Spalte) zeigt, dass mit der Bedingung $p_{etar} > p_R$ dominant ($e-e$) Wechselwirkung zum Wirkungsquerschnitt beiträgt: Die horizontale Verteilung ist stark unterdrückt, während die Diagonalen betont werden. Mit der Bedingung $p_R > p_{etar}$ (Abb. 6.11 (rechte Spalte)) hingegen werden ($e-e$) Beiträge aussortiert, so dass die ($n-e$) Ereignisse herausgehoben sind.

Der Vergleich zwischen Experiment und Theorie zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der Messdaten mit den Resultaten der CTMC Rechnung, wenn auch der ($n-e$) Beitrag in der CTMC Rechnung gegenüber dem Experiment überschätzt wird. Dies ist vermutlich u.a. eine Folge der inkorrekten radialen Dichteverteilung der Elektronen im CTMC-Modellatom (vgl. Kapitel 4.4.1), die unter Verwendung der mi-

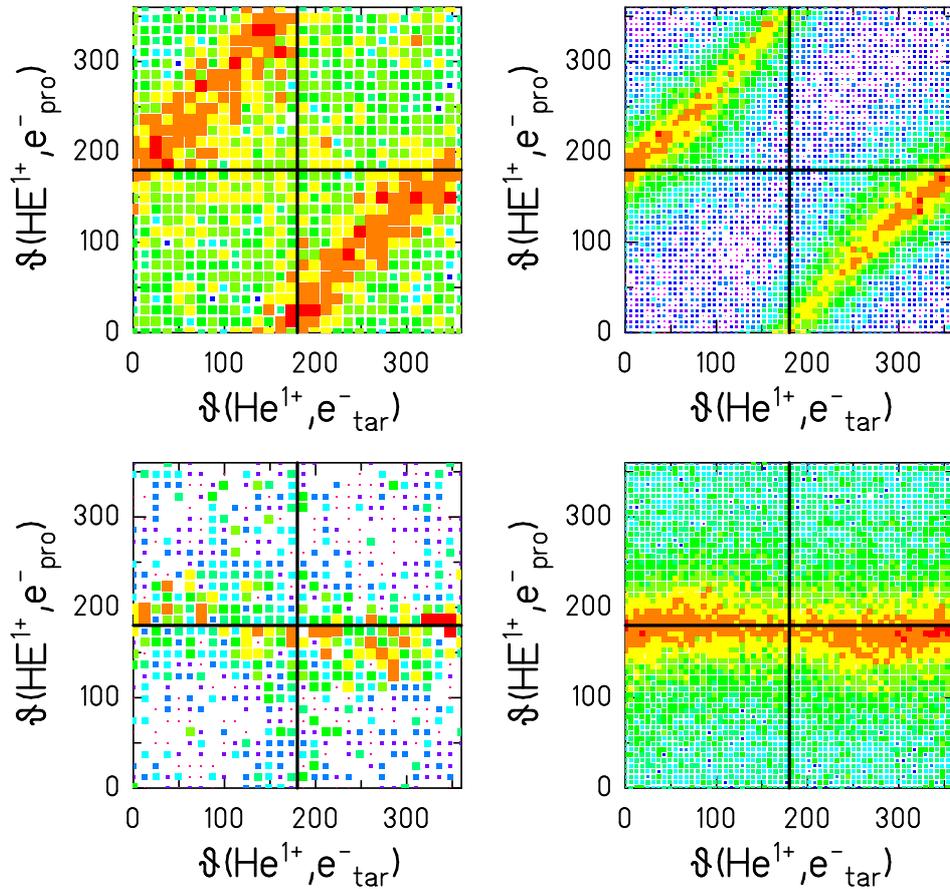


Abbildung 6.11: Azimutalwinkelverteilungen des Projektilelektrons e_{pro} , des Targetelektrons e_{tar} und des Rückstoßions He^{1+} für Stöße von 3.6 MeV/u C^{2+} auf He (s.a. Text und Abb. 6.9). Die obere Reihe zeigt die experimentellen Daten, die untere CTMC Rechnungen, wobei die Datensätze in der erste Spalte gemäß $p_{e_{tar}} > p_R$ und in der zweiten gemäß $p_R > p_{e_{tar}}$ sortiert wurden. Die z -Achse ist logarithmisch.

krokanonischen Verteilung bei einem Kernabstand von 2 a.u. abbricht. D.h. bei der CTMC-Rechnung sind bereits für $(e-e)$ Reaktionen vergleichsweise kleine Stoßparameter zwingend, wodurch $(n-e)$ Beiträge stärker gewichtet werden.

Neben diesen grundlegenden Signaturen sind jedoch noch sehr feine Details in den azimutalen Winkelverteilungen zu erkennen: Der größte Beitrag zum Gesamtwirkungsquerschnitt korrespondiert zu Ereignissen, wo sowohl Projektilektron und Rückstoßion, als auch Projektil- und Targetelektron in entgegengesetzte Richtungen

emittiert werden. Dies bedeutet jedoch weiterhin, dass auch das Projektilektron und der Kohlenstoffkern in die vorzugsweise gleiche Richtung emittiert werden. Diese Ereignisse erscheinen in den, in Abb. 6.9 gelb markierten Regionen. D.h., bei diesen Ereignissen kann praktisch kein Fragment als „Zuschauer“ erachtet werden: Projektil- und *Targetsystem* reagieren und die Fragmente des jeweiligen *Systems* werden vorzugsweise in die gleiche Richtung, nämlich entgegen dem jeweils anderen System, emittiert. Selbst nach der Sortierung des Datensatzes bleibt dies, wenn auch deutlich schwächer, weiterhin sichtbar. Dort ist auch erkennbar, dass die horizontale Verteilung der $(n-e)$ Wechselwirkung und die Diagonalen der $(e-e)$ Reaktionen keineswegs gerade sind sondern ein leichtes „Kurvenverhalten“ aufweisen³. Dies bedeutet, dass nach der Sortierung des Datensatzes in der Tat die beiden 2-Teilchen Wechselwirkungen $(e-e)$ und $(n-e)$ massiv betont werden, jedoch trotzdem noch Einflüsse von der Drei- bzw. Vier-Teilchen Reaktion zu erkennen sind, die die jeweilige 180° -Emission von Projektil- und Targetelektron bzw. Projektilektron und Rückstoßion im Detail beeinflussen bzw. variieren. Im Ausblick wird gezeigt werden, dass diese Viel-Teilchen Aspekte bei stärker asymmetrischen Stoßsystemen gänzlich vernachlässigbar werden.

Trotzdem zeigen diese Ergebnisse beeindruckend, dass sich durch die kinematisch vollständige Information in dieser Darstellung der azimutalen Winkelverteilung bereits bei der Auswertung aller Ereignisse die beiden Beiträge der $(n-e)$ und $(e-e)$ Wechselwirkung aufgrund ihrer Stoßkinematik unterscheiden lassen, weil sie gegenüber komplexeren Wechselwirkungsbeiträgen den Gesamtwirkungsquerschnitt dominieren. Sie korrespondieren zu unterschiedlichen Signaturen in der hier gewählten 2-dimensionalen Darstellungsweise. Es wurde weiterhin gezeigt, dass beide Wechselwirkungsbeiträge (mit den oben diskutierten Einschränkungen) ereignisweise getrennt und isoliert werden können, wenn neben dem azimutalen Differenzwinkel der Fragmente auch deren absolute Impulse berücksichtigt werden (vgl. einfach-differenzielle Wirkungsquerschnitte im vorangegangenen Unterkapitel).

³Dies ist besonders deutlich bei den CTMC Rechnungen zu erkennen, lässt sich jedoch auch bei den experimentellen Ergebnissen erahnen.

Die Azimutalwinkelverteilung zeigt darüber hinaus, dass ein gleicher oder ähnlicher (absoluter) Impuls für Targetelektron und Rückstoßion in diesem Reaktionskanal der simultanen Ionisation von Projektil und Target selten beobachtet wird: Der Fall, dass Projektil- und Targetelektron unter einem Differenzwinkel von $\approx 180^\circ$ emittiert werden, der Impuls des Rückstoßions jedoch größer ist als der des Targetelektrons, ist unwahrscheinlich (vgl. Kapitel 3.1 und Abb. 6.10). Daraus lässt sich folgern, dass die hier vorgenommene Trennung (Sortierung) der Daten zweifelsfrei gerechtfertigt ist: Es werden beide Mechanismen überraschend gut getrennt, ohne dass implizit Schnitte im Phasenraum vorgenommen werden, die wesentliche Anteile des differentiellen Querschnittes ausgrenzen.

6.4 Verteilungen in der Streuebene

Im Folgenden sollen Impulsverteilungen in der Streuebene dargestellt werden. Diese wird durch das einlaufende Projektil und den Impulstransfer $\vec{q} = \vec{p}_R + \vec{p}_{etar}$, welcher nach der ereignisweisen Drehung des Koordinatensystems (vgl. Kapitel 5.1) per Definition in positive y -Richtung zeigt, definiert.

Die azimutalen Winkelverteilungen haben gezeigt, dass die beiden Reaktionspartner – Projektil- und Targetelektron im Falle der ($e-e$) bzw. Projektilelektron und Targetkern im Falle der ($n-e$) Wechselwirkung – bevorzugt in einer Ebene (koplanar) emittiert werden. Da die Emission aller vier Reaktionsfragmente (Projektil- und Targetelektron, Projektil- und Targetkern) jedoch nicht koplanar sein muss, werden sie im Allgemeinen eine Komponente (hier x -Komponente) senkrecht zur Streuebene besitzen. Bei der reinen Projektion in die Streuebene wird über diese Komponente integriert.

Wie schon bei den vorangegangenen Abbildungen werden auch hier Rückstoßion und Targetelektron im Laborsystem (Σ_L), das Projektilelektron jedoch im Ruhesystem des einlaufenden Projektils (Σ_{p_0}) dargestellt. In diesem Koordinatensystem soll die Kinematik des Stoßes anhand von Abb. 6.12 (vgl. auch Kapitel 3.2.1) noch einmal veranschaulicht werden.

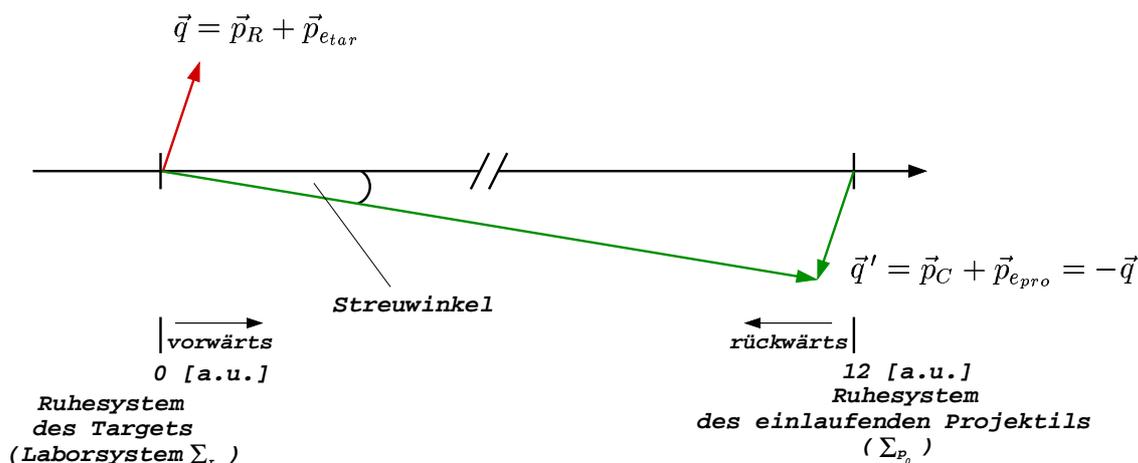


Abbildung 6.12: Schematische Darstellung der Kinematik im Stoß (siehe Text).

Um der Impulserhaltung zu genügen, gilt für die vier Reaktionsfragmente

$$\underbrace{\vec{p}_R + \vec{p}_{e_{tar}}}_{\Sigma_L} + \underbrace{\vec{p}_C + \vec{p}_{e_{pro}}}_{\Sigma_{p_0}} = 0, \quad (6.1)$$

wobei \vec{p}_C der Impulsvektor des ionisierten Kohlenstoff-Ions C^{3+} im Bezugssystem Σ_{p_0} ist.

Das Target wird aufgrund der Inelastizität des Stoßes immer in Vorwärtsrichtung gestreut (vgl. Kapitel 6.2). Da bei Anregungs- und Ionisationsprozessen – im Gegenteil zu gewissen Einfangreaktionen – immer Energie zur Überwindung des Ionisationspotenzials sowie für eine eventuelle Kontinuumsenergie der Elektronen benötigt wird, muss der Gesamtimpuls des Projektils im Endzustand immer kleiner als im Anfangszustand sein.

Der Impulsübertrag auf das Projektilsystem $\vec{q}' = \vec{p}_C + \vec{p}_{e_{pro}}$ zeigt somit immer in Rückwärtsrichtung, derjenige auf das Target entsprechend in Vorwärtsrichtung.

Abb. 6.13 zeigt die gemessenen Impulsverteilungen für das Projektilelektron (in Σ_{p_0}), das Targetelektron und das Rückstoßion projiziert in die Streuebene. Das einlaufende Projektil propagiert in positive Richtung entlang der $p_{||}$ -Achse mit $p_y = 0$. In der ersten Reihe sind alle gemessenen Ereignisse der simultanen Ionisation von Projektil und Target dargestellt, während sie in der zweiten Reihe bezüglich $p_{e_{tar}} > p_R$ und in der dritten Reihe bezüglich $p_R > p_{e_{tar}}$ sortiert dargestellt werden. Der Im-

pulsübertrags-Vektor $\vec{q} = \vec{p}_R + \vec{p}_{e_{tar}}$ zeigt per Definition immer in Vorwärtsrichtung⁴ (Kinematik) und immer in die positive p_y -Richtung.

Es ist zu erkennen, dass das Projektilektron in jedem Fall vorzugsweise in entgegengesetzte Richtung zum Impulsübertrag \vec{q} , also in Rückwärtsrichtung und insbesondere zu negativen p_y -Werten gestreut wird (linke Spalte). Dabei wird der Impulsübertrag q bei Dominanz der ($e-e$) Wechselwirkung im wesentlichen vom Targetelektron aufgebracht. Targetelektron und Projektilektron werden daher auch in der Streuebene (bei ($e-e$) Reaktionen) bevorzugt in entgegengesetzte Richtungen emittiert, während das Rückstoßion weitgehend mit einer um Null zentrierten Verteilung im Impulsraum verharrt (zweite Reihe). Die Verteilung des Rückstoßions spiegelt nur noch das Comptonprofil des ionisierten Targetelektrons wider, welches ereignisweise vom Targettrumpf (Rückstoßion) kompensiert wird. Bei der ($n-e$) Wechselwirkung hingegen wird der Impulsübertrag vom Rückstoßion aufgebracht, daher werden hier Projektilektron und Rückstoßion korreliert in entgegengesetzte Richtungen emittiert, während das Targetelektron passiv bei Null verharrt (dritte Reihe).

In Abb. 6.13 ist darüber hinaus eine Lücke in der Projektilektronen-Impulsverteilung für Longitudinalimpulse $p_{||} \approx 2, 2 \pm 0, 2$ a.u. zu erkennen. Bei diesen Longitudinalimpulsen ist die Flugzeit der Projektilektronen in etwa gleich einer Zyklotronperiode $t_e = t_c \approx 12,5$ ns, d.h. sie erreichen den Elektronendetektor am Nullpunkt⁵, weshalb kein Transversalimpuls aufgelöst werden kann. Des weiteren ist zu erkennen, dass die Impulsverteilung der Targetelektronen stets bei Longitudinalimpulsen jenseits $p_{||} < -1.5$ a.u. endet. Dies ist auf die begrenzte Effizienz des Spektrometers zurückzuführen. Elektronen mit größeren longitudinalen Impulskomponenten in Rückwärtsrichtung, d.h. entgegen dem Elektronendetektor können durch das angelegte elektrische Feld nicht mehr umgelenkt werden, so dass sie der Detektion verloren gehen. Der diagonal verlaufende Schnitt durch $p_{||} = p_y \approx 0$ in der Targetelektronen-Impulsverteilung bei $p_{e_{tar}} > p_R$, bzw. in der Rückstoßionen-

⁴Im Experiment kann der Impulsübertrags-Vektor aufgrund der Unsicherheit in der Impulsauflösung in seltenen Fällen in Rückwärtsrichtung zeigen; dies ist jedoch unphysikalisch.

⁵Dieser Nullpunkt entspricht dem Durchstich der gedachten Magnetfeldachse durch den Elektronendetektor, bzw. dem Abbild des Quellvolumens auf dem Detektor(vgl. Kapitel 5).

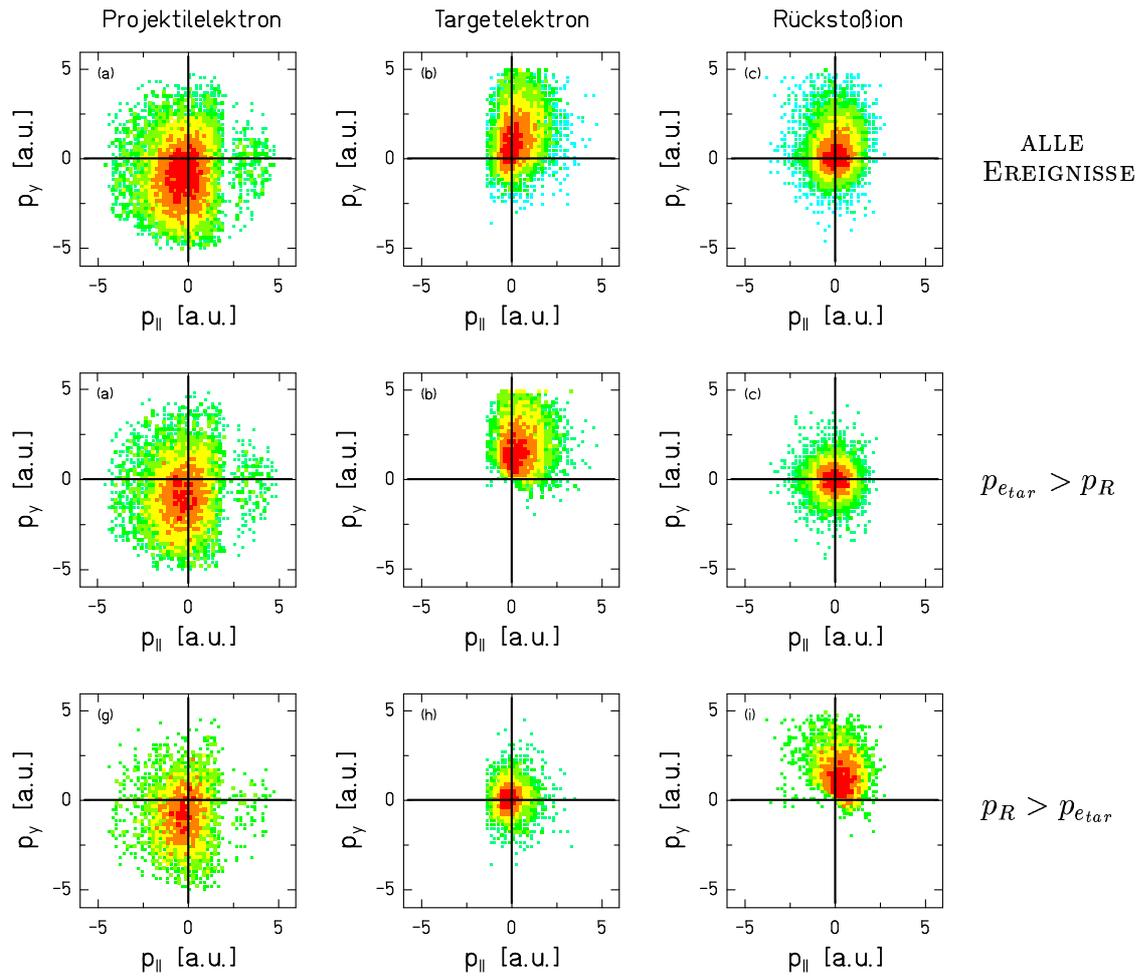


Abbildung 6.13: Impulsverteilungen für das Projektilektron (im Ruhesystem des einlaufenden Projektils (Σ_{p_0})), das Targetelektron und das Rückstoßion He^{1+} (beide im Laborsystem (Σ_L)) integriert über alle Ereignisse der simultanen Ionisation von Projektil und Target (erste Reihe) oder sortiert nach der Bedingung $p_{etar} > p_R$ (zweite Reihe) bzw. $p_R > p_{etar}$ (dritte Reihe) nach dem Stoß $3,6 \text{ MeV/u } C^{2+} + He \rightarrow C^{3+} + He^{1+} + e_{tar}^- + e_{pro}^-$.

Impulsverteilung bei $p_R > p_{etar}$ Sortierung, ist Folge der Bedingung und daher auch bei der Theorie zu erkennen (vgl. Abb. 6.14).

Diese Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit klassischen CTMC Rechnungen. Die Resultate werden in Abb. 6.14 dargestellt. Die Definition der Streuebene und die Sortierung der Daten wurde nach der selben Verfahrensweise wie bei den experimentellen Daten vorgenommen.

Diese Ergebnisse zeigen anschaulich, dass die Dynamik der Fragmente maßgeblich

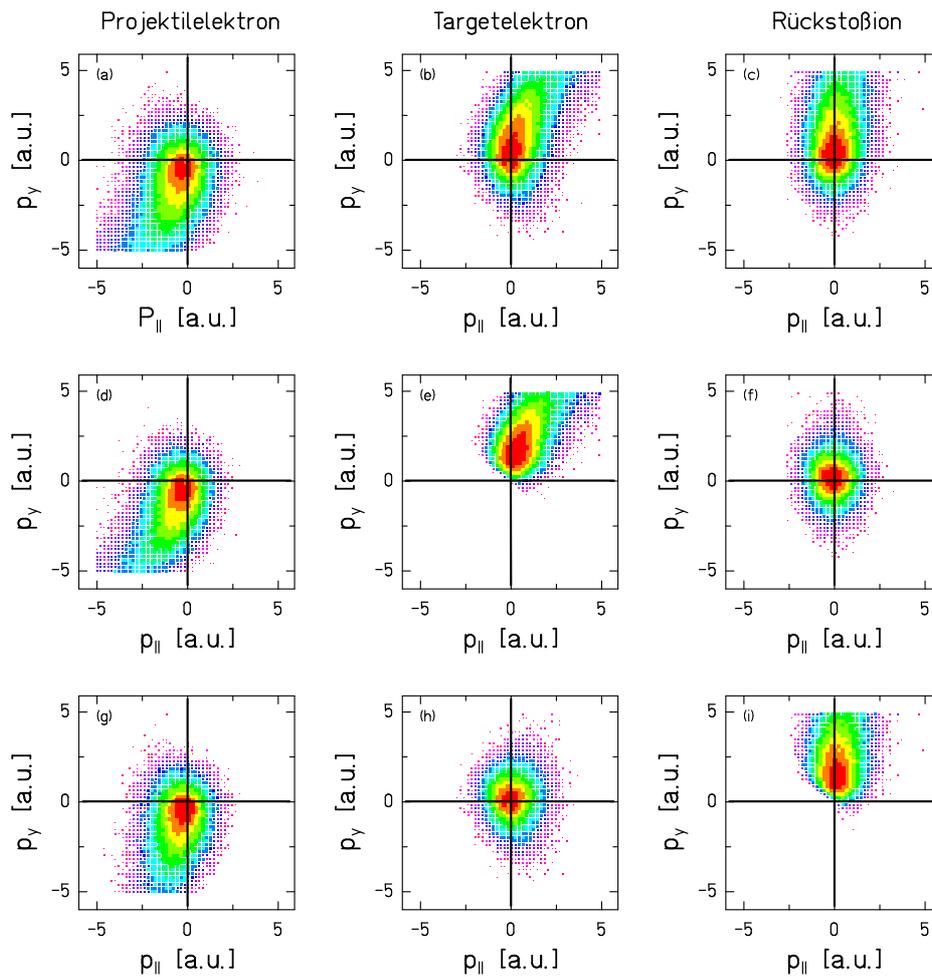


Abbildung 6.14: CTMC Rechnung von R.E. Olson; gleiche Darstellung wie Abb. 6.13

durch den Wechselwirkungsmechanismus bestimmt wird. Sowohl in den azimutalen Winkelverteilungen, als auch in den Impulsverteilungen (in der Streuebene) kann deutlich das aktive bzw. passive Verhalten des Targetelektrons bzw. Rückstoßions bei der ($n-e$) bzw. ($e-e$) Wechselwirkung abgelesen werden. Die Rückstoßionen-Impulsverteilung ist hierbei äquivalent zu der in dieser Arbeit zitierten Messung von Dörner et al. (vgl. Kapitel 3.1, Abb. 3.5). Doch während Dörner et al. bedingt durch eine niedrige, spezifische Projektilenergie bereits in den doppelt-differenziellen Rückstoßionen-Impulsverteilung zwei Maxima im Wirkungsquerschnitt ausmachen konnte, ist dies bei dem hier vorliegenden Stoßsystem nicht möglich, da beide Beiträge, wegen der hohen Projektilegeschwindigkeit bezüglich ihres Longitudinalimpulses nur um 0,23 a.u. kinematisch getrennt sind und sich auch in der transversalen

Impulsabhängigkeit nur wenig unterscheiden⁶.

Soll diese Technik also generell, für einen weiten Bereich von Projektilgeschwindigkeiten und Stoßsystemen zur Vermessung von (e,2e) Querschnitten in Elektron-Ion Stößen anwendbar sein, so ist es entscheidend wichtig, andere kinematisch zugängliche Größen zu finden, die Stoß für Stoß eine möglichst eindeutige Identifikation des (*e-e*) Prozesses ermöglichen. Dies ist in dieser Arbeit gelungen, so dass im folgenden Kapitel alle (*e-e*) Ereignisse qualitativ im Sinne einer Elektronenstoß-Ionisation interpretiert und diskutiert werden können.

6.5 Vergleich zu (e,2e)

Die vorgestellten Ergebnisse demonstrieren, dass in diesem Experiment aufgrund der vollständigen Information die (*n-e*) und (*e-e*) Beiträge zur Projektilionisation ereignisweise weitestgehend getrennt werden können. Es wurde ebenfalls diskutiert, dass der (*e-e*) Beitrag als Elektronenstoß-Ionisation des Kohlenstoffprojektils durch das (gebundene) Targetelektron interpretiert werden kann. Daher werden im Folgenden alle (*e-e*) Ereignisse in das Ruhesystem des Projektils (Σ_{p_0}) transformiert. Der Unterschied zu einem (e,2e) Stoß besteht dann „nur“ noch darin, dass das „Projektilelektron“ nicht frei, sondern im Targetatom gebunden ist. Durch diese Bindung hat das „Projektil“ eine Impulsverteilung, das sogenannte Comptonprofil, wodurch die Anfangsgeschwindigkeit im (e,2e) Stoß nicht scharf definiert ist. Die wichtige, den Stoß charakterisierende Größe ist jedoch nicht die Schärfe des Anfangsimpulses des Projektils (Targetelektron) sondern die möglichst präzise Bestimmung des beim Stoß auftretenden Impulsübertrages auf das C²⁺-„Target“ (in inverser Kinematik das Projektil). Da das gesamte He-Target vor dem Stoß in Ruhe war, ist \vec{q} einfach als Summe der Fragmentimpulse $\vec{q} = \vec{p}_R + \vec{p}_{etar}$ präzise zu ermitteln.

Dies erlaubt den qualitativen Vergleich mit (e,2e) Ergebnissen an Atomen. Die für den Vergleich erforderlichen Grundlagen zur Kinematik im inelastischen Stoß und

⁶Zum Vergleich erscheinen bei Dörner et al. beide Beiträge bei einer Projektilgeschwindigkeit von 1 MeV bezüglich ihrer Longitudinalimpuls-Komponente 0,9 a.u. getrennt

über Signaturen im dreifach-differenziellen Wirkungsquerschnitt bei $(e,2e)$ Reaktionen wurden in Kapitel 3.2 dargestellt.

Die Begriffe Projektil, Target und Impulstransfer werden im Folgenden nur noch aus der Sicht des Projektils verwendet: Das Kohlenstoffion C^{2+} ist in Zukunft Target, während das Heliumelektron (s.o.) Projektil ist und sich mit einer äquivalenten Einschussenergie von ≈ 2 keV bewegt.

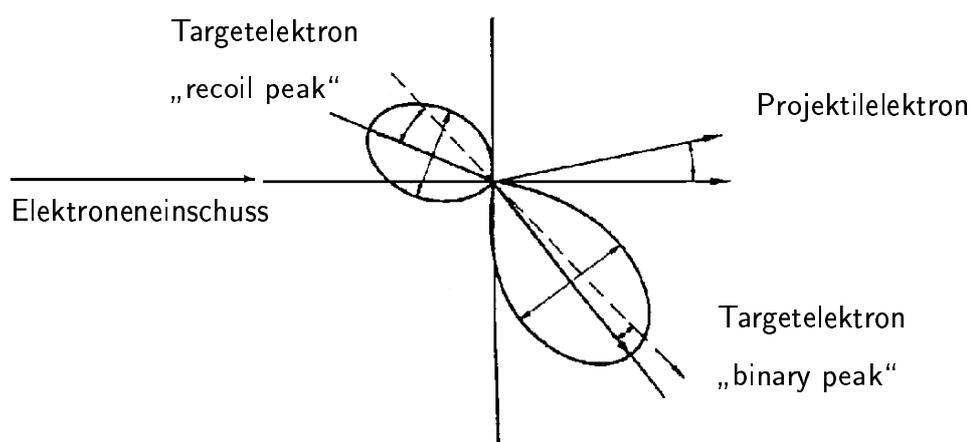


Abbildung 6.15: Schematische Darstellung des dreifach-differenziellen Wirkungsquerschnittes im $(e,2e)$ Stoß für asymmetrisch koplanare Geometrie (Ehrhardt-Geometrie) [ERH85a].

Zum Vergleich mit den experimentellen Daten ist in Abb. 6.15 noch einmal ein typischer dreifach-differenzieller Wirkungsquerschnitt in asymmetrischer, koplanarer Geometrie dargestellt.

Abb. 6.16 zeigt die gemessenen Impulsverteilungen von Projektil- und Targetelektron für alle $(e-e)$ Ereignisse. Die Streuebene wird nun durch das einlaufende Projektilelektron und den Impulsübertrag \vec{q} auf das Kohlenstofftarget C^{2+} definiert. Des weiteren wird gefordert, dass alle Fragmente mit einer azimuthalen Winkeltoleranz von $\pm 20^\circ$ in dieser Ebene auslaufen (koplanare Geometrie).

Das Projektilelektron propagiert mit ca. 2 keV Einschussenergie von links nach rechts, trifft bei $p_{\parallel} = p_y = 0$ das Kohlenstofftarget C^{2+} und ionisiert dieses. Das Projektilelektron wird dabei nach rechts oben gestreut, was einem Impulsübertrag \vec{q} auf das Kohlenstofftarget C^{2+} nach rechts unten (siehe Pfeile in Abb. 6.16) ent-

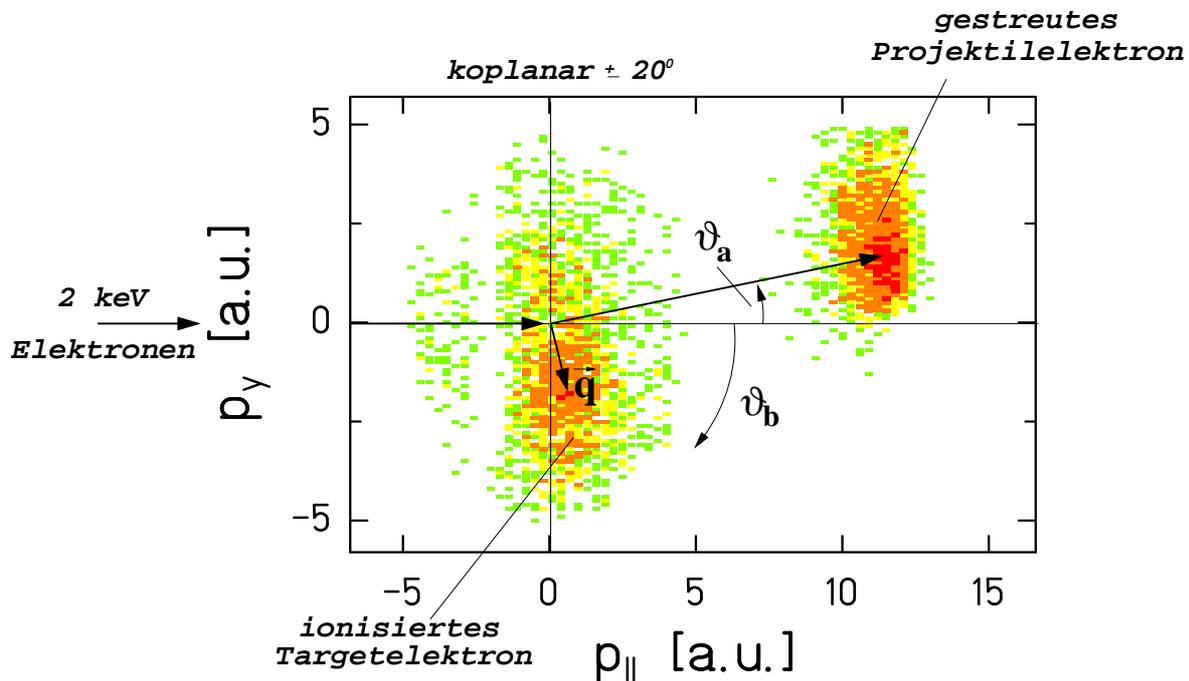


Abbildung 6.16: Impulsverteilungen $\frac{d^2\sigma}{dp_{||}dp_y}$ von Projektil- und Targetelektronen (beide im Projektilsystem Σ_{p_0}). Es werden nur Ereignisse dargestellt, bei denen eine ($e-e$) Wechselwirkung zur Ionisation des Kohlenstoffs führte. Weiterhin liegen alle Ereignisse in einem Fenster von $\pm 20^\circ$ in einer Ebene.

spricht. Wie man es für einen binären ($e,2e$) Stoß erwarten würde, sind die aus dem Kohlenstoff ionisierten Elektronen dominant um die Impulsübertragsachse verteilt. Gleichzeitig werden jedoch auch Ereignisse in die zum Impulsübertrag entgegengesetzte Richtung beobachtet, welche dem sogenannten „recoil-peak“ zugeordnet werden können.

Die Ergebnisse in Abb. 6.16 sind integral über alle Projektilstreuwinkel und über alle Emissionsenergien des Targetelektrons. Es sind Projektilstreuwinkel von $\vartheta_a = 0-20^\circ$ möglich, dies entspricht Impulsüberträgen von $q = 0-5$ a.u. Die Energie des ionisierten Elektrons aus dem C^{2+} variiert zwischen $E_b = 0-120$ eV. Dies bedeutet im Besonderen, dass die Impulsübertragsachse für jeden Stoß eine andere ist. Der

eingezeichnete Impulsübertrags-Vektor \vec{q} (in Abb. 6.16) gilt nur exemplarisch für einen bestimmten Projektilstreuwinkel und einen bestimmten Projektilenergieverlust $E_0 - E_a$ und damit gleichzeitig für eine feste Energie des ionisierten Elektrons. Der Impulsübertrag zeigt jedoch per Definition *immer* in die entgegengesetzte Richtung zur Projektilstreuung, d.h. immer nach unten und in Vorwärtsrichtung.

In Sinne der gängigen (e,2e) Terminologie (vgl. Kapitel 3.2) handelt es sich hierbei um einen asymmetrischen Elektronenstoß in koplanarer Geometrie. Die Einschussenergie ist mit 2000 eV vierzig Mal größer als die Bindungsenergie des Kohlenstoffelektrons von ca. 50 eV.

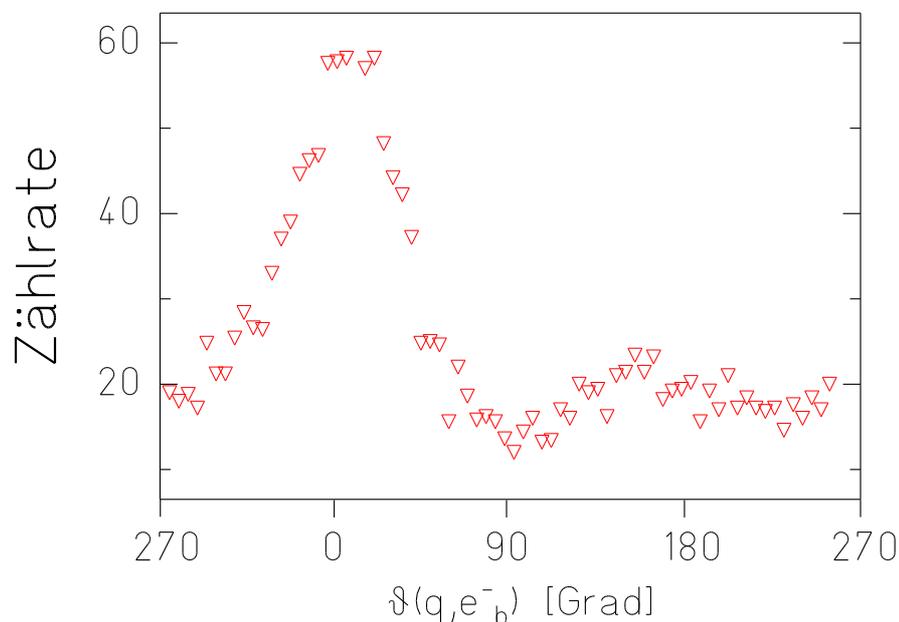


Abbildung 6.17: Winkelverteilung $\vartheta(q, e_b^-)$ zwischen Impulsübertrag und dem ionisierten Kohlenstoffelektron in der Streuebene.

Ein mittlerer Impulsübertrag liegt bei ca. 2 a.u. und ist im mittleren Bereich einzuordnen. Wegen des kleinen Energieverlustes $E_A \approx E_0$ bzw. der vergleichsweise kleinen Impulsänderung des Projektilelektrons ist der Winkel des Impulsübertrags-Vektors für die meisten Ereignisse vergleichsweise groß ($70^\circ - 90^\circ$ bezüglich der Projektilachse im Uhrzeigersinn, vgl. Pfeil \vec{q} in Abb. 6.16).

Abb. 6.17 zeigt die Winkelverteilung der ionisierten Kohlenstoffelektronen relativ zum Impulsübertrag \vec{q} : Neben dem Binary-Peak bei 0° ist eine weitere nur schwach

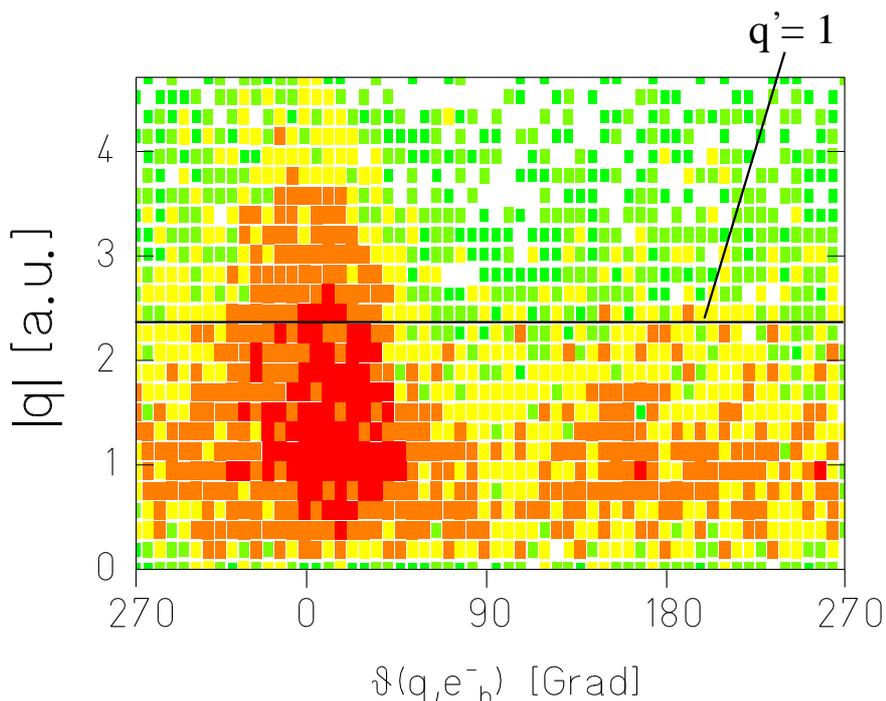


Abbildung 6.18: Winkelverteilung $\vartheta(q, e_b^-)$ zwischen Impulsübertrag und ionisiertem Kohlenstoffelektron als Funktion des absoluten Impulsübertrages q , $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_b dq}$.

ausgeprägte Häufung bei ca. 180° zu erkennen. Dieser sogenannte Recoil-Peak ist im Rahmen der hier erzielten Auflösung nur bedingt signifikant. Er korrespondiert jedoch – wie zu erwarten – zu vergleichsweise kleinen Impulsüberträgen, wie aus Abb. 6.18 ersichtlich wird: Dort ist der gleiche Emissionswinkel $\vartheta(\vec{q}, \vec{e}_b^-)$ des ionisierten Elektrons gegen den absoluten Impulsübertrag q aufgetragen, und es ist deutlich zu erkennen, dass nur bei kleinen Impulsüberträgen die ionisierten Kohlenstoffelektronen in die gleiche Halbsphäre wie das gestreute Projektilektron bzw. entgegen dem Impulsübertrag \vec{q} emittiert werden. Je größer jedoch der Impulsübertrag ist, umso „binärer“ wird der Stoß, und es ist deutlich zu erkennen, dass jenseits eines Impulsübertrages $q > 2$ a.u. lediglich der Binary-Peak zum Wirkungsquerschnitt beiträgt.

Diese Daten sind in guter qualitativer Übereinstimmung mit Ergebnissen zur Ionisation von Helium durch 3 keV Elektroneneinschuss von Dorn et al. [DOR99], welche in Abb. 6.19 dargestellt sind. Hier wurde – ebenfalls unter Benutzung des

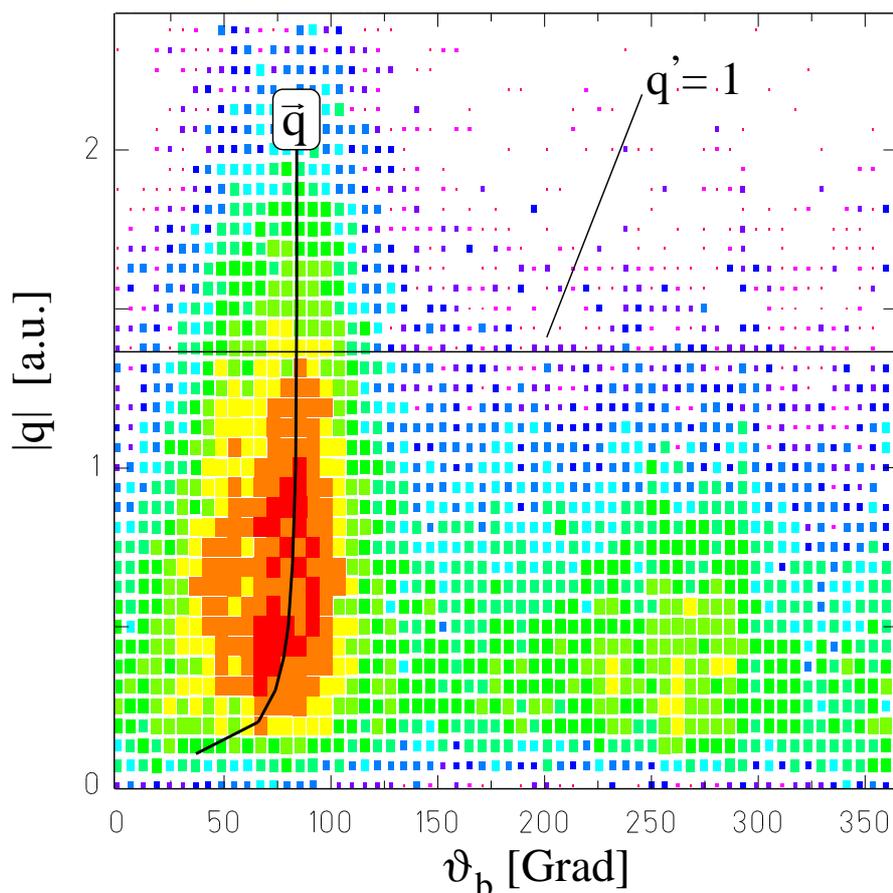


Abbildung 6.19: Winkelverteilung ϑ_b des ionisierten Elektrons im Stoß von 3 keV Elektronen auf Helium [DOR99] als Funktion des absoluten Impulsübertrags q .

Reaktions-Mikroskopes – mit einer konventionellen Elektronenkanone auf ein kaltes Gas-Jet Target geschossen und die Endimpulse des Rückstoßions sowie von bis zu zwei Targetelektronen ((e,3e) Stoß) koinzident zur Projektilstrahlpulsung vermessen. In Abb. 6.19 ist für einen (e,2e) Stoß die Winkelverteilung des ionisierten Targetelektrons als Funktion des absoluten Impulsübertrags dargestellt. Die Energie des ionisierten Targetelektrons ist hier, im Gegensatz zu den Daten in Abb. 6.18, festgehalten und beträgt $E_b = 7,5$ eV. Weiterhin ist im Gegensatz zu Abb. 6.18 der Winkel nicht relativ zu \vec{q} , sondern bezüglich der Projektilausbreitung angegeben. Daher ist der Impulsübertrag \vec{q} zusätzlich eingezeichnet und man erkennt, dass die Targetelektronen auch hier vorzugsweise um die Impulsübertragsachse, in Rich-

tung des binary-peaks emittiert werden, jedoch auch ein Beitrag in entgegengesetzte Richtung, in Richtung des so genannten recoil-peaks ausgemacht werden kann. Wie bei dieser Arbeit verschwindet jedoch dieser Beitrag für steigende Impulsüberträge. Um die Impulsüberträge trotz der unterschiedlichen Ionisationspotenziale von He und C^{2+} vergleichen zu können ist in beiden Abbildungen zusätzlich der mit der Bindungsenergie skalierte Impulsübertrag $q'=1$ a.u. eingezeichnet, wobei gilt (ϵ_B : Ionisationspotenzial) $q' = q(2 \cdot \epsilon_b)^{-1/2}$.

Leider können aus Gründen unzureichender Statistik die Ergebnisse dieser Arbeit nicht in kleineren Untermengen des Impulsübertrages dargestellt werden, so dass diesbezüglich keine quantitative Auswertung möglich ist.

Diese Spektren zeigen jedoch deutlich, dass die Untersuchung der ($e-e$) Wechselwirkung im Ion-Atom Stoß zweifelsfrei einen inversen Zugang zu (e,2e) Experimenten an Ionen eröffnet. Die in das Projektilsystem transformierten ($e-e$) Ereignisse zeigen die typischen Signaturen eines (e,2e) Stoßes. Aus Gründen mangelnder Statistik und unzureichender Impulsauflösung für das Kohlenstoffelektron können jedoch in dieser Arbeit keine quantitativen Vergleiche zu (e,2e) Messungen an Atomen vorgenommen werden, daher auch keine Unterschiede zwischen atomaren und ionischen Targets festgestellt werden.

Weiterführende Diskussion und ein Ausblick finden im nächsten Kapitel statt.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Nachdem 1953 von Bates und Griffing [BAT53] der Beitrag der Elektron-Elektron Wechselwirkung neben der Kern-Elektron Wechselwirkung bei der Projektionisation im Ion-Atom Stoß postuliert und im Rahmen einer 1. Bornschen Näherung beschrieben wurde, gelang in dieser Arbeit zum ersten Mal die ereignisweise Trennung beider Beiträge im Stoß von 3.6 MeV/u C^{2+} mit Helium durch ein kinematisch vollständiges Experiment, indem die Impulsvektoren des Projektilelektrons $\vec{p}_{e_{pro}}$, des Targetelektrons $\vec{p}_{e_{tar}}$ sowie des ionisierten Targets \vec{p}_R koinzident zum ionisierten Projektil vermessen wurden.

Wie sich überraschenderweise herausstellte kann einfach durch Vergleich der Absolutbeträge der Impulsvektoren des Targetelektrons und des Targetkerns für jeden *einzelnen* Stoß bestimmt werden, ob das Targetelektron „passiv“ war und nur das Potenzial des Targetkerns abschirmte ($(n-e)$ Wechselwirkung) oder ob das Targetelektron „aktiv“ war und das Projektilektron in einem Elektron-Elektron Stoß ionisierte ($(e-e)$ Wechselwirkung). Im zweiten Fall bleibt der Targetkern passiv, kompensiert aber ebenfalls ereignisweise das Comptonprofil des ionisierenden Targetelektrons. Der Summenvektor $\vec{q} = \vec{p}_R + \vec{p}_{e_{tar}}$ repräsentiert daher bei der $(e-e)$ Wechselwirkung den korrekten Impulsübertrag des *quasifreien* Elektron.

Die kinematisch vollständige Information über alle beteiligten Stoßteilchen erlaubt es, neben einem detaillierten Einblick in die korrelierte Vier-Teilchendynamik, den gesamten Datensatz nach $(n-e)$ bzw. $(e-e)$ Ereignissen zu sortieren. Die $(e-e)$ Ergeb-

nisse können des weiteren in das Projektilsystem transformiert und dort im Sinne einer Elektronenstoß-Ionisation durch das quasifreie Targetelektron, welches nun Projektil ist, interpretiert werden.

Wegen des großen Raumwinkels von $\Omega = 2\pi - 4\pi$ für alle Reaktionsfragmente wird im Gegensatz zu klassischen (e,2e) Experimenten weder der Impulsübertrag \vec{q} noch die Energie E_b des ionisierten Elektrons während der Messung festgehalten. D.h. die Ergebnisse sind im Rahmen der jeweiligen Akzeptanz über alle Impulsüberträge sowie über alle möglichen Energien und Emissionswinkel des ionisierten Elektrons integriert.

Prinzipiell können jedoch Impulsübertrag, sowie Elektronenenergie beliebig vorgewählt werden, indem bei der Analyse der Daten entsprechende Fenster gesetzt werden. Die im experimentellen Datensatz enthaltene, vollständige Information erlaubt die Projektion in jeden beliebigen Unterraum. Bei hinreichender Statistik könnten sowohl der dreifach-, als auch jegliche nieder-differentielle Wirkungsquerschnitte aus dem Datensatz extrahiert werden.

Aufgrund mangelnder Statistik in dieser ersten Messung stehen jedoch bei zu engen Projektionsfenstern zu wenige Ereignisse zur Verfügung, um signifikante Aussagen treffen zu können. Innerhalb von 12 Stunden effektiver Messzeit konnten 20.000 ($e-e$) Ereignisse detektiert werden. Realistische Prognosen unterstützen die Annahme, dass während einer weiteren Strahlzeit innerhalb einer Woche 250.000 Ereignisse gemessen werden könnten. Dadurch würde die Einteilung der Daten in kleine Untermengen des Impulsübertrages, vom optischen Limit bis hin zu extrem binären Stößen, bei Elektronenenergien des ionisierten Elektrons von einigen meV an der Kontinuumsschwelle bis hin zu 100 eV Kontinuumsenergie sowohl in koplanarer als auch nicht-koplanarer Geometrie ermöglicht.

Ein weitaus asymmetrischeres Stoßsystem ist jedoch für zukünftige Experimente wünschenswert und geplant. Dies bedeutet entweder ein leichteres Target, oder ein schwereres Projektil. Auch angeregte Targetatomen mit Elektronen in hohen (Rydberg-) Zuständen wären denkbar.

Die Näherung des Targetelektrons als quasi-freies Elektron wird besser, je kleiner sei-

ne Bindungsenergie gegenüber der Bindungsenergie des zu ionisierenden Elektrons ist: Zwar kann das Comptonprofil des quasifreien Elektrons ereignisweise korrigiert werden, es muss aber immer auch ein minimaler Impulsübertrag zur Ionisation des Targets aufgebracht werden. Dieser Unterschied zum $(e,2e)$ mit einem freien Elektron wird jedoch erst vernachlässigbar, wenn die Bindungsenergie des Targetelektrons sehr klein ist gegenüber der des Projektilelektrons, d.h., wenn der Anteil der Targetionisation am Impulsübertrag vernachlässigbar klein ist. (Im hier vorliegenden Fall war das Kohlenstoffelektron jedoch nur ca. doppelt so fest gebunden¹ wie das Heliumelektron.)

Weiterhin ist anzunehmen, dass mit kleinerem Z_{eff} des Targets und mit größerem mittleren Radius des Targetelektrons die $(n-e)$ Wechselwirkung an Bedeutung verliert, da die $(e-e)$ Wechselwirkung bei vergleichsweise größeren Stoßparametern stattfindet und der Wirkungsquerschnitt für $(n-e)$ Prozesse mit Z_{eff} skaliert.

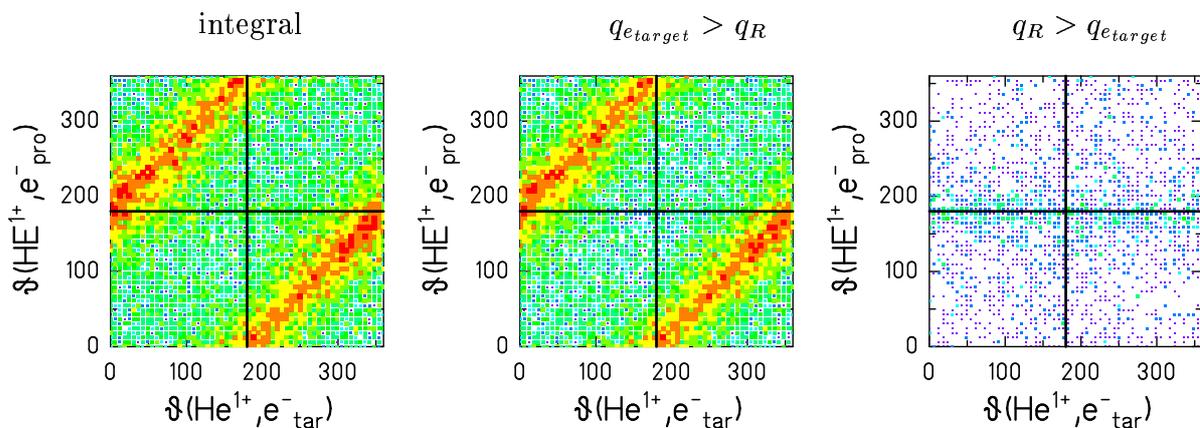


Abbildung 7.1: Azimutalwinkelverteilung zwischen dem Targetkern He^{1+} und den beiden Elektronen aus Projektil und Target (vgl. Kapitel 6.3)

Diese Überlegungen werden durch CTMC-Ergebnisse von Olson et al. unterstützt. In Abb. 7.1 werden daher Rechnungen für das Stoßsystem $3.6 \text{ MeV/u } \text{C}^{2+}$ auf angeregtes Wasserstoff mit einem Elektron in der $n=2$ Schale abgebildet. Der Anteil der $(n-e)$ Wechselwirkung ist so klein, dass eine Sortierung der Daten nicht mehr nötig ist: Die Projektilionisation wird nun von der $(e-e)$ Wechselwirkung beherrscht. Im Be-

¹ $\text{C}^{2+} \rightarrow \text{C}^{3+}$, $E_{\text{Bind}}=50,4 \text{ eV}$; $\text{He} \rightarrow \text{He}^{1+}$, $E_{\text{Bind}}=24,6 \text{ eV}$

sonderen sind die im vorangegangenen Kapitel diskutierten Einflüsse der Drei- bzw. Vier-Teilchendynamik offensichtlich bei diesem Stoßsystem gänzlich vernachlässigbar. Die Reduzierung des H-Kerns als „Zuschauer“ und somit auch die Reduzierung des Stoßes auf eine (in 1. Ordnung) 2-Teilchen Wechselwirkung zwischen Targetelektron und Projektil scheint nahezu uneingeschränkt gerechtfertigt.

In Zukunft werden am ESR der GSI (weitaus) asymmetrischere Stoßsysteme, wie wasserstoffähnliches Uran auf Helium, zugänglich. Im ESR können derzeit ca. $5 \cdot 10^8$ Projektile gespeichert, gleichmäßig im Ring verteilt (Gleichstrom-Modus) oder in 1 - 2 „Pakete“ von ca. 2 ns Zeitlänge gepackt werden. Die Umlauffrequenz für ein Ionen-Paket oder für ein einzelnes Ion beträgt ca. 2 MHz. Im Gegensatz zu einem Experiment am Strahlrohrende des UNILAC passiert ein Projektil, das nicht ionisiert wurde, nach 500ns erneut die Reaktionszone (das Target). Die dadurch erzielte Luminosität erlaubt die Messung von Reaktionen mit vergleichsweise kleinen Wirkungsquerschnitten, welche am Strahlrohrende nicht zugänglich sind. Durch eine elektrische Pulsung² des Rückstoßionendetektors in Koinzidenz zur Projektilumladung sowie zum Projektil- und Targetelektron wird man sich in Zukunft von unerwünschten Rückstoßionen aus der reinen Targetionisation befreien können, sodass auch Stoßsysteme, bei denen Targetionisation mehrere Größenordnung wahrscheinlicher ist als die simultane Ionisation von Projektil und Target, zugänglich werden.

Die Detektion des hochenergetischen Projektilelektrons wird am ESR jedoch nicht mehr – wie in dieser Arbeit beschrieben – auf dem gleichen Detektor wie das niederenergetische Targetelektron erfolgen können, da diese Geometrie nur eine Akzeptanz für das Projektilektron bis $v_p \approx 15$ a.u. hat und die Impulsauflösung prinzipiell (systematisch) beschränkt ist. In Abhängigkeit vom Stoßsystem kann das Projektilektron (mit Projektilgeschwindigkeit) am ESR Energien von einigen 100 keV haben. Daher wird in Zukunft die Detektion des Projektilelektrons durch ein

²Ein gepulstes Gitter positiver Spannung vor dem Rückstoßionendetektor ist in Planung. Die für die positiven Rückstoßionen abstoßende Spannung soll nur ausgeschaltet werden, wenn mittels der Koinzidenz zwischen Projektil- und Targetelektron sowie dem ionisierten Projektil bereits ein „echtes“ Projektilionisations-Ereignis identifiziert wurde.

0^0 -Magnetspektrometer in Strahlrichtung hinter dem Reaktions-Mikroskop erfolgen. Da die beiden getrennten Nachweissysteme (Reaktions-Mikroskop, 0^0 -Spektrometer) dann auf die zu detektierende Elektronenenergie optimiert werden können, wird die Impulsauflösung beider Elektronen erheblich verbessert werden.

Ein neues Reaktions-Mikroskop, welchen im Rahmen dieser Arbeit geplant und konstruiert wurde, sowie das 0^0 -Magnetspektrometer sind im Aufbau befindlich, und Teile sind bereits im ESR implementiert. Abb. 7.2 zeigt eine technische Zeichnung des Aufbaus. Zu erkennen ist das interne Gasjet-Target des ESR. Der Ionenstrahl durchkreuzt die Kammer von rechts nach links. Das benötigte homogene Magnetfeld zur Führung der Targetelektronen wird durch ein 2m Helmholtz-Spulenpaar realisiert. Die Projektilelektronen, welche in einem kleinen kinematischen Kegel um 0^0 mit Projektilgeschwindigkeit emittiert werden, werden nach dem Durchgang durch das Reaktions-Mikroskop im 0^0 -Spektrometer energie- und winkeldispersiv detektiert. Die Inbetriebnahme erfolgt voraussichtlich in 2002.

Bis dahin sind weitere Messungen am UNILAC der GSI für dasselbe Stoßsystem, aber auch mit anderen Projektilen (unterschiedlichen Störungen) geplant.

Auch Theoretiker wurden auf die Fragestellungen dieser Arbeit aufmerksam und es sind bereits verschiedene quantenmechanische Rechnungen in Vorbereitung, so dass hoffentlich in naher Zukunft mehrfach-differentielle Wirkungsquerschnitte zur Elektronenstoß-Ionisation von Ionen mit quantenmechanischen Rechnungen höherer Ordnungen quantitativ verglichen werden können.

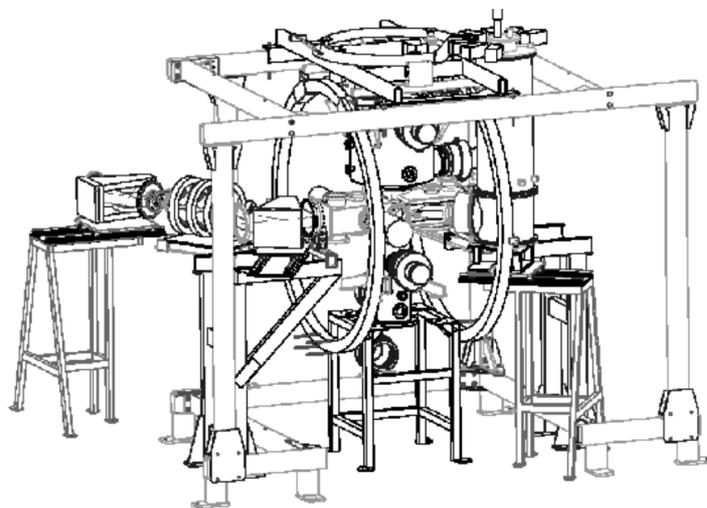


Abbildung 7.2: Technische Zeichnung des neuen Aufbaus am ESR der GSI. Zu sehen ist das neue Reaktionsmikroskop mit 2m Helmholtz-Spulen, der ESR Gasjet sowie das neu gebaute 0^0 -Magnetspektrometer zur Detektion der Projektilelektronen.

Abbildungsverzeichnis

3.1	Schematische Darstellung der ($n-e$) und ($e-e$) Wechselwirkung	13
3.2	Einfach-differenzieller Wirkungsquerschnitt für die Projektionisation in Abhängigkeit von der Einschussenergie in Stößen von C^{5+} auf H_2 (a) und He (b) bei Energien zwischen 0.75 - 3.5 MeV/u. Die ausgefüllten Kreise, die offenen Quadrate und Dreiecke repräsentieren Messpunkte. Die gestrichelte Linie zeigt eine PWBA Rechnung mit ausschließlich ($n-e$) Wechselwirkung. Die durchgezogene Linie zeigt eine PWBA Rechnung unter Berücksichtigung von ($n-e$) und ($e-e$) Wechselwirkung (aus [HÜL91]).	16
3.3	Kinematik und Stoßparameterabhängigkeit der ($e-e$) und ($n-e$) Prozesse.	18
3.4	Schematische Darstellung des von Wu et al. und Dörner et al. verwendeten Spektrometers zur Messung des Rückstoßionenimpulses koinzident zum ionisierten Projektil (aus: [Wu94]).	20
3.5	Zweifach-differenzieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dp_{ rec}dp_{\perp rec}}$ für die Stoßsysteme (1) und (2) (siehe Text). Auf der y-Achse ist die Rückstoßionenimpulsverteilung senkrecht zur Strahlrichtung, auf der x-Achse entlang der Strahlrichtung aufgetragen. Positive Werte bedeuten Vorwärtsemission. Die langgestrichelte Linie markiert den erwarteten Longitudinalimpuls $p_{ rec}$ für die ($n-e$) Reaktion. (a) - (e): Stoßsystem (1), (f): Stoßsystem(2) [aus: [DÖR94]].	21

- 3.6 Wirkungsquerschnitt für die Elektronenstoß-Ionisation von Wasserstoff als Funktion der Projektilenergie und Klassifizierung der kinematischen Bereiche. Dargestellt sind verschiedene experimentelle Daten (siehe Bild). Die durchgezogene Linie wurde mit der „Lotz-Formel“ errechnet (aus: [ERH85a]). 25
- 3.7 Vektordiagramme für den (e,2e) Stoß 27
- 3.8 Schematische Darstellung des dreifach-differenziellen Wirkungsquerschnittes in Polarkoordinaten für eine asymmetrische Energieaufteilung in koplanarer Geometrie (aus [ERH85a]). 28
- 3.9 Der dreifach-differenzielle Wirkungsquerschnitt als Funktion des Impulstransfers q (aus: [ERH85]). 31
- 3.10 Der dreifach-differenzielle Wirkungsquerschnitt für das Stoßsystem $150 \text{ eV } e^- + H \rightarrow H^+ + e^- + e^-$ für eine feste Energie des ionisierten Elektrons von $E_b=3 \text{ eV}$ und für feste Streuwinkel des gestreuten Projektilelektrons von (a) $\vartheta_a = 4^\circ$, (b) $\vartheta_a = 10^\circ$ und (c) $\vartheta_a = 16^\circ$. Die Punkte sind experimentelle Ergebnisse von Ehrhardt et al. [ERH85b]; gepunktete Linie, Resultat einer 1. Bornschen Näherung; durchgezogene Linie, 1. Bornsche Näherung jedoch mit korrekter asymptotischer Form der Drei-Teilchen Coulombwelle; gestrichelte Linie wie durchgezogene Linie jedoch für Positronen als Projektile. 33
- 4.1 Schematische Darstellung der Projektilionisation durch ein Target mit der Ladung Z_2 . Die Koordinaten von Projektil- und Targetelektron (in Bezug auf Projektil- und Targetkern) sind $\vec{\rho}$ und $\vec{\xi}$. Der Abstand beider Kerne ist R . Die (n - e) bzw. (e - e) Wechselwirkungen werden durch die beiden gestrichelten Linien angedeutet. 38

4.2 Absoluter Wirkungsquerschnitt für H-H Stöße als Funktion der Projektilenergie $\frac{d\sigma}{dE}$: (a), exakte PWBA; (b), PWBA unter Verwendung der Closure-Näherung; (c), modifizierte Closure-Näherung von Anhold et al. [ANH86]; (d), (e) und (f) modifizierte Closure-Näherung von Montenegro et al. [MONT91], separiert nach ($n-e$) („Screening“) (d) bzw. ($e-e$) („Antiscree-ning“) Beiträgen (e) und integral (f)=(d)+(e). Die Schwelle für ($e-e$) Wechselwirkung liegt bei ≈ 25 keV. 43

4.3 Definition der Koordinaten in der SCA. Gleiche Notation wie in 4.1. Zusätzlich ist der Stoßparameter \vec{b} der Reaktion eingezeichnet. 45

4.4 SCA Rechnungen für Projektilionisation von C^{5+} im Stoß mit He bei 2 MeV/u. Dargestellt ist die Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des Stoßparameters b für die beiden Beiträge ($n-e$) und ($e-e$) Wechselwirkung (aus [MONT92]). 47

4.5 Impulsverteilung des $1s$ -Elektrons im Wasserstoffatom (aus [EIC81]). Durchgezogene Linie, quantenmechanisches Resultat; gestrichelte Linie, cut-off Wigner-Verteilung (siehe [EIC81]); punktierte Linie; Modellrechnung von Hardie und Olson (Linearkombination mikrokanonischer Verteilungen (s.a. Text und [HAR83])). 49

4.6 Radiale Dichteverteilung des $1s$ -Elektrons in Wasserstoffatom (aus [EIC81]). Bezeichnungen wie bei Abb. 4.5; zusätzlich strich-punktierte Linie, Resultat der mikrokanonischen Verteilung. 50

4.7 Schematische Darstellungen aller berücksichtigten Wechselwirkungen der nCTMC [OLS88] Rechnung für das Stoßsystem $He^+ + He \rightarrow He^{2+} + He^+ + 2e^-$ 54

4.8	Einfach-differenzielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_{\parallel}$ und $d\sigma/dp_{\perp}$ der Rückstoßionen für die Reaktion $He^+ + He \rightarrow He^{2+} + He^+ + 2e^-$ bei verschiedenen Einschussenergien: offene Kreise, Experiment; gestrichelte Linie, nCTMC Rechnung für den ($n-e_{capt}$) Prozess; gepunktete Linie, ($n-e$) und ($e-e$) Wechselwirkung; durchgezogene Linie, Summe alle drei Prozesse. Der absolute Wirkungsquerschnitt der experimentellen Daten ist an die nCTMC Rechnung angepasst (aus [DÖR94]).	55
5.1	Die Detektion der Rückstoßionen. Durch das elektrische Feld – generiert zwischen den zwei schematisch angedeuteten, parallelen Widerstandsplatten – werden die Rückstoßionen, welche in der Überlappzone zwischen Projektilstrahl und Überschall-Gasjet produziert wurden, in zeitfokussierender Geometrie auf einen orts- und zeitauflösenden Detektor projiziert.	65
5.2	Flugzeiten und Auftrefforte der Rückstoßionen	66
5.3	Das „Reaktionsmikroskop“ erlaubt den simultanen Nachweis von einem Projektilelektron – welches im Labor als (hochenergetisches) Cusp-Elektron erscheint –, einem (niederenergetischen) Targetelektron und dem dazugehörigen Targetkern (He^{1+}) mit einem Raumwinkel von $\Omega \approx 2\pi - 4\pi$ in Koinzidenz zum ionisierten Projektil (s.a. Text).	68
5.4	Flugzeiten und Auftrefforte der beiden Elektronen.	70
5.5	Umrechnung von Flugzeit in Longitudinalimpuls. Offene Quadrate, Ergebnisse einer Simulation mit SIMION; graue Linie, bei der Auswertung verwendete vierparametrische Funktion (aus: [SCH99]).	72
5.6	Flugzeit der Elektronen (von rechts nach links) gegen ihre radiale Auslenkung auf dem Detektor (links) und Elektronenflugzeit für kleine $R = 0 - 10$ Kanäle (unten links).	73
5.7	Bestimmung der Flugzeit $t_e = 0$ durch lineare Regression	74
5.8	Zusammenhang des gemessenen Auftreffortes und dem Radius der Zyklotronbahn r	75

5.9 Berechnung der Azimutalwinkel ϑ_e : Links, Ortsbild des Elektronendetektors; rechts, schematische Darstellung der Berechnung des Azimutalwinkels ϑ_e exemplarisch für den Detektorpunkt $(\begin{smallmatrix} X_D \\ Y_D \end{smallmatrix})$ 77

6.1 Gemessene Energieverteilungen $\frac{d\sigma}{dE}$ von Projektil- und Targetelektronen (im jeweiligen Ruhesystem) im Vergleich zu CTMC Rechnungen: offene Dreiecke, Targetelektronen; offene Rauten, Projektilelektronen; schwarze Linie, CTMC für Targetelektronen; rote Linie, CTMC für Projektilelektronen. 88

6.2 Energieverteilung $\frac{d\sigma}{dE}$ von Projektil- und Targetelektron im jeweiligen Ruhesystem für $p_{etar} > p_R$ Ereignisse. Notation wie in Abb. 6.1. 89

6.3 Energieverteilung $\frac{d\sigma}{dE}$ von Projektil- und Targetelektron im jeweiligen Ruhesystem für $p_R > p_{etar}$ Ereignisse. Notation wie in Abb. 6.1. 90

6.4 Longitudinalimpulsverteilung $\frac{d\sigma}{dp_{\parallel}}$ von Projektil- und Targetelektron im jeweiligen Ruhesystem im Vergleich mit CTMC Rechnungen: offene Dreiecke, Targetelektronen; offene Rauten, Projektilelektronen; schwarze Linie, CTMC für Targetelektronen; rote Linie, CTMC für Projektilelektronen. . . 92

6.5 Longitudinalimpulsverteilung $\frac{d\sigma}{dp_{\parallel}}$ von Projektil- und Targetelektron im jeweiligen Ruhesystem für $p_{etar} > p_R$ Ereignisse. Notation wie in Abb. 6.4. 93

6.6 Longitudinalimpulsverteilung $\frac{d\sigma}{dp_{\parallel}}$ von Projektil- und Targetelektron im jeweiligen Ruhesystem für $p_R > p_{etar}$ Ereignisse. Notation wie in Abb. 6.4. 94

6.7 CTMC Rechnung: Longitudinalimpulsverteilung für das Projektilelektron. Die Lage der Verteilung ist unabhängig von den gesetzten Bedingungen. 95

6.8 CTMC Rechnung: Longitudinalimpulsverteilung für das Targetelektron. Die Bedingung $p_R > p_{etar}$ bewirkt eine Verschiebung der Longitudinalimpulsverteilung des Targetelektrons zu kleineren Longitudinalimpulsen. 95

- 6.9 Schematische Darstellung der Auftragungsweise der Azimutwinkel (s.a. Text). 97
- 6.10 Azimutalwinkelverteilungen des Projektilelektrons e_{pro} , des Targetelektrons e_{tar} und des Rückstoßions He^{1+} für Stöße von 3.6 MeV/u C^{2+} auf He (s.a. Text und Abb. 6.9). Das obere Bild zeigt die experimentellen Daten, das untere CTMC Rechnungen. Die z -Achse ist logarithmisch. 98
- 6.11 Azimutalwinkelverteilungen des Projektilelektrons e_{pro} , des Targetelektrons e_{tar} und des Rückstoßions He^{1+} für Stöße von 3.6 MeV/u C^{2+} auf He (s.a. Text und Abb. 6.9). Die obere Reihe zeigt die experimentellen Daten, die untere CTMC Rechnungen, wobei die Datensätze in der erste Spalte gemäß $p_{e_{tar}} > p_R$ und in der zweiten gemäß $p_R > p_{e_{tar}}$ sortiert wurden. Die z -Achse ist logarithmisch. 99
- 6.12 Schematische Darstellung der Kinematik im Stoß (siehe Text). 102
- 6.13 Impulsverteilungen für das Projektilektron (im Ruhesystem des einlaufenden Projektils (Σ_{p_0})), das Targetelektron und das Rückstoßion He^{1+} (beide im Laborsystem (Σ_L)) integriert über alle Ereignisse der simultanen Ionisation von Projektil und Target (erste Reihe) oder sortiert nach der Bedingung $p_{e_{tar}} > p_R$ (zweite Reihe) bzw. $p_R > p_{e_{tar}}$ (dritte Reihe) nach dem Stoß $3,6 \text{ MeV/u } C^{2+} + He \rightarrow C^{3+} + He^{1+} + e_{tar}^- + e_{pro}^-$ 104
- 6.14 CTMC Rechnung von R.E. Olson; gleiche Darstellung wie Abb. 6.13 105
- 6.15 Schematische Darstellung des dreifach-differenziellen Wirkungsquerschnittes im (e,2e) Stoß für asymmetrisch koplanare Geometrie (Ehrhardt-Geometrie) [ERH85a]. 107
- 6.16 Impulsverteilungen $\frac{d^2\sigma}{dp_{\parallel}dp_y}$ von Projektil- und Targetelektronen (beide im Projektilsystem Σ_{p_0}). Es werden nur Ereignisse dargestellt, bei denen eine ($e-e$) Wechselwirkung zur Ionisation des Kohlenstoffions führte. Weiterhin liegen alle Ereignisse in einem Fenster von $\pm 20^\circ$ in einer Ebene. 108
- 6.17 Winkelverteilung $\vartheta(q, e_b^-)$ zwischen Impulsübertrag und dem ionisierten Kohlenstoffelektron in der Streuebene. 109

6.18	Winkelverteilung $\vartheta(q, e_b^-)$ zwischen Impulsübertrag und ionisiertem Kohlenstoffelektron als Funktion des absoluten Impulsübertrages q , $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_b dq}$	110
6.19	Winkelverteilung ϑ_b des ionisierten Elektrons im Stoß von 3 keV Elektronen auf Helium [DOR99] als Funktion des absoluten Impulsübertrags q	111
7.1	Azimutalwinkelverteilung zwischen dem Targetkern He^{1+} und den beiden Elektronen aus Projektil und Target (vgl. Kapitel 6.3)	115
7.2	Technische Zeichnung des neuen Aufbaus am ESR der GSI. Zu sehen ist das neue Reaktionsmikroskop mit 2m Helmholtz-Spulen, der ESR Gasjet sowie das neu gebaute 0^0 -Magnetspektrometer zur Detektion der Projektilelektronen.	118

Literaturverzeichnis

- [AIC98] K. Aichele, U. Hartenfeller, D. Hathiramani, G. Hofmann, V. Schäfer, M. Steidl, M. Stenke, E. Salzborn, T. Pattard und J.M. Rost, *J. Phys. B: At Mol. Opt. Phys.* **31** (1998) 2369
- [ANH86] R. Anhold, *Phys. Rev. Lett.* **114A** (1986) 126
- [AVA87] L. Avaldi, R. Camilloni, E. Fainelli und G. Stefani, *J. Phys. B* **20** (1987) 4163
- [BAN59] J. Bang und J.M. Hansteen, *K. Danske Vidensk. Selsk. Mat. Phys. Meddr.* **31** No. 13, 1
- [BAT53] D.R. Bates und G. Griffing, *Phys. Soc. London A* **66**, 961 (1953); **67**, 663 (1954); **68**, 90 (1955)
- [BEG93] H.E. Berg, Dissertation, Johann W. Goethe - Universität Frankfurt (1993)
- [BEY95] H.F. Beyer, *IEEE Trans. Instr. Meas.* **44** (1995) 510
- [BYR89] F.W. Byron und C.J. Joachain, *Phys. Rep.* **179** (1989) 212
- [CAR70] Th.A. Carlson, C.W. Nestor, N. Wassermann und J.D. McDowell, *Atomic Data* **2** (1970) 63-99
- [CLE74] E. Clementi und C. Roetti, *At. Data Nucl. Data Tables* **14** (1974) 177
- [DAO85] A. Daoud, A. Lahmam-Bennani, A. Duguet, C. Dal Cappello und C. Tavarard, *J. Phys. B* **18** (1985) 141

- [DÖR94] R. Dörner, V. Mergel, R. Ali, U. Bruck, C.L. Cocke, K. Froschauer, O. Jagutzki, S. Lencinas, W.E. Meyerhof, S. Nüttgens, R.E. Olson, H. Schmidt-Böcking, L. Spielberger, K. Tökesi, J. Ullrich, M. Unverzagt und W. Wu, Phys. Rev. Lett. **72**, 3166 (1994)
- [DOR99] A. Dorn, R. Moshhammer, C.D. Schröter, T.J.M. Zouros, W. Schmitt, H. Kollmus, R. Mann und J. Ullrich, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 2496
- [EIC81] J. Eichler Phys. Rev. **23** 489 (1981)
- [EIC85] J. Eichler Phys. Rev. **32** 112 (1985)
- [EIC95] J. Eichler, A. Ischihara und T. Schirai, Phys. Rev. A **51**, 3027 (1995)
- [ERH85a] H. Erhardt, K. Jung, G. Knoth und P. Schlemmer, Z. Phys. D **1**, 3-32 (1986)
- [ERH85b] H. Erhardt, G. Knoth, P. Schlemmer an K. Jung, Phys. Lett. A **110** (1985) 92
- [FAL83] R.A. Falk et al., Phys. Rev. A **28**, 91 (1983)
- [GRE] W. Greiner, L. Neise, H. Stöcker. Thermodynamik und Statistische Mechanik, Verlag Harri Deutsch
- [HAR83] D.J.W. Hardie ane R.E. Olson, J. Phys. B **16**, 1983 (1983)
- [HIP87] R. Hippler et al., Phys. Rev. A **35**, 485 (1987)
- [HÜL89] H.-P. Hülskötter, W.E. Meyerhof, E. Dillard und N. Guardala, Phys. Rev. Lett. **63**, 1938 (1989)
- [HÜL91] H.-P. Hülskötter, B. Feinberg, W.E. Meyerhof, A. Belkacem, J.R. Alonso, L. Blumenfeld, E.A. Dillard, H. Gould, N. Guardala, G.F. Krebs, M.A. McMahan, M.E. Rhoades-Brown, B.S. Rude, J. Schweppe, D.W. Spooner, K. Street, P. Thieberger und H.E. Wegner, Phys. Rev. A **44**, 1712 (1991)
- [JAC] John David Jackson „Classical Electrodynamiks“, John Wiley & Sons, Inc.

- [JÄG96] M. Jäger Dissertation, Universität Frankfurt, 1996
- [JAK92] D.H. Jakubaša-Amundsen, Z. Phys. D - Atoms, Molecules and Clusters **22** (1992) 701
- [KUZ92] M. Kutz, O. Heil, R. Maier, M.W. Lucas, D.H. Jakubaša-Amundsen, B.W. Farmery und K.O. Groeneveld, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **25** (1992) 1839
- [KLA94] I. Kluft, S. Borneis, T. Engel, B. Fricke, R. Gieser, G. Huber, T. Kühl, D. Marx, R. Neumann, S. Schröder, P. Seelig und L. Völker, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 2425
- [KOL97] H. Kollmus, R. Moshhammer, W. Schmitt, M. Unverzagt und J. Ullrich Nucl. Instr. Meth. B **124**, 377 (1997)
- [KOL97a] H. Kollmus, Diplomarbeit, Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt (1997)
- [KOL99] H. Kollmus, W. Schmitt, R. Moshhammer, R. Mann, A. Cassimi und J. Ullrich, Physica Scripta T80, 354 (1999)
- [KRÄ00] Andreas Krämer, Dissertation, Johann W. Goethe - Universität Frankfurt (2000)
- [LAH86] A. Lahmam-Bennani, A. Duguet und C. Dal Cappello, J. Elec. Spectrosc. **40** (1986) 141
- [LAP87] J.S. Lapington, A.D. Smith, D.M. Walton und H.E. Schwarz, Transactions on Nuclear Science **NS-34** (1987) 431
- [LIN95] J. Linkemann, A. Müller, J. Kenntner, D. Habs, D. Schwalm, A. Wolf, N.R. Badnell, M.S. Pindzola, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 4173
- [M] Mathematika, <http://www.wolfram.com/products/mathematika>
- [McC76] I.E. McCarthy und E. Weigold, Phys. Rep. **27c** (1976) 275
- [McC88] I.E. McCarthy und E. Weigold, Rep. Prog. Phys. **51** (1988) 299

- [MEN93] L. Meng, R.E. Olson et al., J. Phys. (1993)
- [MER94] V. Mergel, Diplomarbeit, Johann W. Goethe - Universität Frankfurt (1994)
- [MON89] V.J. Montemayor et al., Phys. Rev. A (1989)
- [MONT91] E.C. Montenegro und W.E. Meyerhof, Phys. Rev. A **43** (1991) 2289
- [MONT92] E.C. Montenegro und W.E. Meyerhof, Phys. Rev. A **46** (1992) 5506
- [MON93] E.C. Montenegro, W.S. Melo, W.E. Meyerhof und A.G. de Pinho, Phys. Rev. A **48** (1993) 4259
- [MONT94] E.C. Montenegro, W.E. Meyerhof und J.H. McGuire, Advances in Atomic, Molecular und Optical Physics, Vol. 34 (1994)
- [MOS97] R. Moshhammer, W. Schmitt, J. Ullrich, H. Kollmus, A. Cassimi, R. Dörner, O. Jagutzki, R. Mann, R.E. Olson, H.T. Prinz, H. Schmidt-Böcking und L. Spielberger, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 3621
- [NIE00] M. Niering, R. Holzwarth, J. Reichert, P. Pokasov, Th. Udem, M. Weitz, T.W. Hänsch, P. Lemonde, G. Santarelli, M. Abgrall, P. Laurent, C. Salomon und A. Clairon, Phys. Rev. Lett. **84**, 5496 (2000)
- [NÜT94] S. Nütgens, Diplomarbeit, Johann W. Goethe - Universität Frankfurt (1994)
- [OLS79] R.E. Olson, J. Phys. B, At. Mol. Phys. 12, 1843 (1979)
- [OLS87a] R.E. Olson et al., J. Phys. B20 (1987)
- [OLS87b] R.E. Olson, Phys. Rev. A18, 2464 (1987)
- [OLS87c] R.E. Olson et al., Phys. Rev. Lett., 59, 36 (1987)
- [OLS88] R.E. Olson, Electronic und Atomic Collisions (Elevier Science Publisher, New York, 1988), p.271

- [OPP28] J.R. Oppenheimer, Nucl. Phys. **31**, 349 (1928)
- [O'R97] S.F.C. O'Rourke und D.S.F. Crothers, J. Phys. B **30** (1997) 2443
- [PAR74] W. Parkes, K.D. Evans und E. Mathieson, Nucl. Instr. Meth. **121** (1997) 151
- [PB9/01] Physikalische Blätter, 57. Jahrgang, Heft 9 (2001) 75
- [REI86] C.O. Reinhold und C.A. Falcon, phys. Rev. A **33** (1986) 3859
- [RMO96] R. Moshhammer et al., Nucl. Instr. Meth. B **108**, 425(1996)
- [SCH94] W. Schmitt Diplomarbeit, Universität Frankfurt, 1994
- [SCH99] W. Schmitt Dissertation, Universität Frankfurt, 1999
- [SCHU01] M. Schulz, R. Moshhammer, D.H. Madison, R.E. Olson, P. Marchalant, C.T. Whelan, H.R.J. Walters, S. Jones, M. Foster, H. Kollmus, A. Cassimi und J. Ullrich, J. Phys. B: Mol. Opt. Phys. **34** (2001) L305 - L311
- [SIM] Simion 3D - Programm zur Berechnung von Ionen- und Elektronenoptik, <http://www.simion.com/simion.html>
- [SOB88] S.E. Sobottka und M.B. Williams, Transactions on Nuclear Science **35** (1988) 348
- [STE99a] M. Stenke, K. Aichele, U. Hartenfeller, D. Hathiramani, M. Steidl and E. Salzborn, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **32** (1999) 3627
- [STE99b] M. Stenke, U. Hartenfeller, K. Aichele, D. Hathiramani, M. Steidl und E. Salzborn, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **32** (1999) 3641
- [STÖ93] Th. Stöhlker, P.H. Mokler, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, M. Jung, T. Kundler, O. Klepper, C. Kozhuharov, R. Moshhammer, F. Nolden, H. Reich, P. Rymuza, P. Spädtke und M. Steck, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 64

- [STÖ97] Th. Stöhlker, P.H. Mokler, C. Kozhuharov und A. Warczak, Comments At. Mol. Phys. **33**(5), 271 (1997)
- [ULL97] J. Ullrich, R. Moshhammer, R. Dörner, O. Jagutzki, V. Mergel, H. Schmidt-Böcking und L. Spielberger, J. Phys. B: Mol. Opt. Phys. **30**, 2917 (1997)
- [ULL98] Wie Atome in ultraschnellen Pulsen höchster Leistungsdichte zerbersten - Ein „Attosekunden Mikroskop“?, J. Ullrich, R. Moshhammer, R. Dörner, Physikalische Blätter 54 (1998) Nr. 2 pp. 140 (Wiley-VCH Verlag GmbH, D-69451 Weinheim)
- [ULL99] Atoms in Extreme Virtual Photon Fields of Fast, Highly Charged Ions, J. Ullrich, B. Bapat, A. Dorn, S. Keller, H. Kollmus, R. Mann, R. Moshhammer, R.E. Olson, W. Schmitt, M. Schulz, X-Ray und Inner Shell Processes: 18th Int'l Conference, edited by D.S. Gemmell, E.P. Kanter, L. Young (1999)
- [UNV92] M. Unverzagt, Diplomarbeit, Johann W. Goethe - Universität Frankfurt (1992)
- [VOI00a] A.B. Voitkiv, M. Gail und N. Grün, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **33** (2000) 1299
- [VOI00b] A.B. Voitkiv, N. Grün und W. Scheid, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **33** (2000) 3431
- [VOI00c] A.B. Voitkiv, N. Grün und W. Scheid, Phys. Rev. A **61** (2000) 052704
- [VOI99a] A.B. Voitkiv, G.M. Sigaud und E.C. Montenegro, Phys. Rev. A **59** (1999) 2794
- [VOI99b] A.B. Voitkiv, N. Grün and W. Scheid, Physics Letters A **260** (1999) 240
- [WIG32] E. Wigner, Phys. Rev. **40**, 749 (1932)
- [WU94] W. Wu, K.L. Wong, R. Ali, C.Y. Chen, C.L. Cocke, V. Frohne, J.P. Giese, M. Raphaelian, B. Walch, R. Dörner, V. Mergel, H. Schmidt-Böcking und W.E. Meyerhof, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 3170

- [Wu94] W. Wu, K.L. Wong, R. Ali, C.Y. Chen, C.L. Cocke, V. Frohne, J.P. Giese, M. Raphaelian, B. Walch, R. Dörner, V. Mergel, H. Schmidt-Böcking und W.E. Meyerhoff, Phys. Rev. Letter **72**, 3170 (1994)
- [WU97] W. Wu, K.L. Wong, E.C. Montenegro, R. Ali, C.Y. Chen, C.L. Cocke, R. Dörner, V. Frohne, J.P. Giese, V. Mergel, W.E. Meyerhof, M. Raphaelian, H. Schmidt-Böcking und B. Walch, Phys. Rev. A **55**, 2772 (1997)
- [ZOU89] T.M.J. Zouros, D.H. Lee, J.M. Sanders und P. Richard, Nucl. Instr. Meth. b **79**, 166 (1989)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle sei meinen Doktorvätern Prof. Dr. Joachim Ullrich und Priv. Doz. Dr. Robert Moshhammer in aller Herzlichkeit gedankt. Allein durch ihre unermüdliche Bereitschaft zur Diskussion und durch die Vermittlung ihres Wissens konnte diese Arbeit gelingen.

Herrn Prof. Dr. Joachim Ullrich danke ich darüber hinaus für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und für die Bereitstellung einer Doktorandenstelle, zunächst an der Universität Freiburg und später am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg.

Großer Dank gilt meinem Betreuer Priv. Doz. Dr. Robert Moshhammer. Von ihm habe ich im Wesentlichen mein experimentelles „Handwerk“ erlernt, ich bedanke mich aber auch für seine Hilfe bei der Auswertung des Datensatzes, die mit nahezu unendlicher Geduld erfolgte.

Für die Anregung zu diesem Experiment, sowie für wertvolle Diskussionen danke ich ganz besonders Herrn Prof. Dr. Siegbert Hagmann.

Großer Dank gilt allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking am IKF der Universität Frankfurt. Herrn Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking danke ich dabei im Besonderen, dass er mir die Möglichkeit eröffnete an der Universität Frankfurt, meiner Heimatuniversität, zu promovieren. Besonders bedanke ich mich des weiteren bei Priv. Doz. Dr. R. Dörner und Herrn Dipl. Phys. Th. Weber für ständige Bereitschaft zur Diskussion und Hilfe.

Weiterhin danke ich allen Mitarbeitern und Helfern in der GSI. Ich habe mich in dem familiären Kreis der Abt. Atomphysik stets wohlfühlt. Besonderer Dank gilt an dieser Stelle meinem Kollegen Dr. Andreas Krämer, der mich vom ersten Semester an durch das Physikstudium begleitet hat.

Besonderer Dank geht an meine Eltern und an meine Ehefrau Christine für alle denkbaren Arten der Unterstützung und des moralischen Aufbaus.

Widmen möchte ich diese Arbeit meiner Mutter, die während der Anfertigung dieser Arbeit viel zu früh einer kurzen schweren Krankheit erlag.

Lebenslauf

Holger Kollmus

Schweizer Straße 84
60594 Frankfurt am Main

- 14.12.1971 geboren in Frankfurt am Main
- 1978 bis 1982 Besuch der Grundschule in Frankfurt am Main
- 1982 bis 1991 Besuch des Schiller-Gymnasiums in Frankfurt am Main
- Juni 1991 Abitur
- Okt. 1991 Beginn des Physikstudiums an der
Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main
- Apr. 1994 Diplom-Vorprüfung in Physik an der
Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main
- Jan. 1996 bis
Jan. 1997 Anfertigung der Diplomarbeit mit dem Titel „Entwicklung eines
ortsauflösenden ‘multihit’ Detektrosystems zur Untersuchung der
Vielfachionisation im Schwerionenstoß“ unter Betreuung von
Priv. Doz. Dr. J. Ullrich an der Gesellschaft für Schwerionenforschung
m.b.H. (GSI) in Darmstadt
16. 4. 1997 Diplom-Hauptprüfung in Physik an der
Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main

1. 6. 1997 bis
31. 12. 1997 Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Universität Frankfurt
in der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking
mit Dienstort GSI Darmstadt
1. 1. 1998 bis
31. 12. 2001 Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Universität Freiburg
in der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Joachim Ullrich
mit Dienstort GSI Darmstadt
- seit 1. 1. 2001 Wissenschaftlicher Mitarbeiter Max Planck Institut für Kernphysik
(MPI) in Heidelberg in der Arbeitsgruppe von
Herrn Prof. Dr. Joachim Ullrich
mit Dienstort GSI Darmstadt
- 19.12.2001 Disputation an der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main