

Differentielle Wirkungsquerschnitte in Antiprotonen- und Protonen-Helium-Stößen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaft

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von
Khaldoun Khayyat
aus Irbid/Jordanien

Frankfurt (M) 1998

vom Fachbereich Physik der

Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen

Dekan: Prof. Dr. Lüthi

1. Gutachter: Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking.

2. Gutachter: Prof. Dr. J. Ullrich

Datum der Disputation 23. Juli 1998

Zusammenfassung

In dieser Arbeit konnten erstmals differentielle Ionisationswirkungsquerschnitte für Antimaterie-Materie-Stöße gemessen werden. Mit Hilfe der **COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy** (COLTRIMS) wurden die Stoßsysteme $p^\pm + He \rightarrow p^\pm + He^{+I} + e^-$ bei einer Einschußenergie von etwa 1 MeV untersucht. Die experimentellen Ergebnisse für die Einfachionisation von Helium durch Antiprotonenstöße werden mit denen für Protonenstöße verglichen. Dies erlaubt den Stoßmechanismus in Abhängigkeit von der Richtung der störenden Kraft zu studieren. Als Ergebniss konnte die Post-Collision-Interaction (PCI) in der longitudinalen Richtung des Stoßes (Projektilrichtung) quantitativ bestimmt werden. Trotz der großen experimentellen Schwierigkeiten (hochenergetischer Antiprotonenstrahl, geringer Antiprotonenstrom, große Strahldivergenz und Strahlungsuntergrund durch Antiprotonenzerfall) konnten absolute die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom Longitudinalimpuls gemessen werden.

Innerhalb der experimentellen Fehler zeigen die Longitudinalimpulsverteilungen keine Abhängigkeit vom Projektilvorzeichen. Die folgende Tabelle faßt die mittleren Impulse des Elektrons und des Rückstoßions für Antiprotonen- und Protonenstöße zusammen

	Rückstoßion	Elektron
Antiproton	0.07 ± 0.045 a.u.	0.087 ± 0.039 a.u.
Proton	0.075 ± 0.025 a.u.	0.075 ± 0.007 a.u.

Die Tabelle zeigt, daß nach dem Stoß die Elektronen in beiden Stoßsystemen etwas nach vorne emittiert werden. Das steht im Widerspruch zu den theoretischen Vorhersagen, wonach erwartet wird, daß die Elektronen im Protonenstoß etwas nach „vorne“ und im Antiprotonenstoß etwas nach „hinten“ emittiert werden. Das Rückstoßion agiert in beiden Systemen als Beobachter. Dies widerspricht ebenfalls den Vorhersagen, wonach erwartet wird, daß das Rückstoßion im Protonenstoß etwas nach hinten und im Antiprotonenstoß etwas nach vorne emittiert wird. Die experimentellen Ergebnisse zeigen eine bessere Übereinstimmung mit den Continuum-Distorted-Wave (CDW) Rechnungen als mit den Classical- Trajectory-Monte-Carlo (CTMC) Rechnungen.

Im Vergleich zur Stößen mit schnellen hochgeladenen Ionen zeigen die Daten dieser Arbeit, daß die Elektronen die Impulsverluste des Projektils kompensieren, während in hochgeladenen Ion-Atom-Stöße die Rückstoßionen den Impuls der Elektronen kompensieren.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung	1
-------------------------	----------

Kapitel 2

Theorie des Stoßprozesses	5
2.1 Klassische Verfahren.....	5
2.1.1 Die n-CTMC-Methode	5
2.1.2 Die Anfangsverteilung des Targetatoms	6
2.1.3 Der Anfangszustand des Projektils	10
2.1.4 Bewegungsgleichungen des Zweielektronentargets.....	10
2.2 Quantenmechanische Verfahren	12
2.2.1 Allgemeine Erläuterung zur Bornsche Näherung	12
2.2.2 Die Continuum-Distorted-Wave-Näherung (CDW-Näherung)	14

Kapitel 3

Impulsbilanz des inelastischen Ion-Atom Stoßes	17
3.1 Elektroneneinfang	21
3.2 Targetionisation.....	21
3.3 Projektilionisation	22

Kapitel 4

Antiprotonenherstellung	23
4.1 Stochastische Kühlung	27
4.2 Elektronenkühlung	29

Kapitel 5

Das Experiment	31
5.1 Strahlvorbereitung	31
5.1.1 Antiprotonenstrahl.....	31
5.1.2 Protonenstrahl.....	32
5.2 Allgemeine Betrachtungen zur Targetvorbereitung	33
5.3 Gastargetvorbereitung	33
5.4 Das Rückstoßionenimpulsspektrometer	34

5.4.1 Orts- und Zeit-fokussierendes Spektrometer	35
5.5 Die ortsauflösenden Detektoren.....	38
5.6 Signalverarbeitung und Datenaufnahme.....	39
5.7 Impulseichung und –nullpunktbestimmung.....	40

Kapitel 6

Ergebnisse und Diskussion.....	55
6.1 Experimentelle Ergebnisse.....	62
6.1.1 Differentielle Wirkungsquerschnitte.....	62
6.2 Vergleich von Experiment und Theorie.....	64
6.2.1 CTMC-Rechnungen.....	64
6.2.2 CDW-Rechnungen.....	71
6.3 Projektilenergieabhängigkeit des longitudinalen Impulstransfers	74
6.4 Fehlerdiskussion	76
6.4.1 Fehler des Nullpunktes	77
6.4.2 Fehler der Spektrenform	81

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick.....	83
--	-----------

Kapitel 1

Einleitung

Das bessere Verstehen von dynamischen Mehrteilcheneffekten ist eines der zentralen Motive der gegenwärtigen Atomphysik. Der heutige Wissensstand auf diesem Gebiet steht in deutlichen Gegensatz zu dem, was die Beschreibung der stationären atomaren Struktur von Mehrelektronensystemen betrifft. Für die Energieeigenwerte, die zentrale Observable des stationären atomaren Systems, liegen extrem präzise experimentelle Werte vor, die zumeist in hervorragender Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen sind. Verglichen hierzu stecken experimentelle wie theoretische Untersuchungen der Dynamik von Mehrteilchen-Coulomb-Systemen noch in den „Kinderschuhen“. Insbesondere der Ionisationsprozeß eines Atoms unter dem Einfluß äußerer Störung, die durch Ionen, Elektronen oder Photonen verursacht wird, ermöglicht direkte Einblicke in die Dynamik der atomare Welt.

Für geladene Projektile werden die elektronischen Übergänge durch die Coulomb-Wechselwirkung mit dem Projektil induziert. Ein besonders genauer Test unserer theoretischen Vorstellungen der Dynamik solcher Ionisationsprozesse ist daher, alle Parameter der Reaktion (Target, Projektilgeschwindigkeit und Masse) unverändert zu lassen und nur die Ladung des Projektils, d.h. die Krafrichtung, zu invertieren. Dies ist möglich, indem man zum Beispiel Protonen und Antiprotonen als Projektile verwendet. Bisher konnten für die Einfachionisation von Helium durch einen Antiprotonenstoß nur totale Ionisationswirkungsquerschnitte gemessen werden [1,2]. Trotz der experimentellen Schwierigkeiten mit dem Antiprotonenstrahl (schlecht kollimierter Strahl, hochenergetische Antiprotonen, Strahlunguntergrund durch Antiprotonenzerfall...etc.) gelang es in dieser Arbeit zum ersten Mal, differentielle Wirkungsquerschnitte der Heliumeinfachionisation durch schnelle Antiprotonen experimentell zu bestimmen. Ziel dieser Untersuchung ist es, die Dynamik der Reaktionen $p^+(p^-) + He \longrightarrow p^+(p^-) + He^{+1} + e^-$ detailliert in der longitudinalen Richtung zu messen und zu vergleichen, wobei der für diese Reaktionen einzige relevante Unterschied in der inversen Ladung des Projektils liegt. Differentielle Wirkungsquerschnitte für beide Reaktionen bieten für die atomare Stoßphysik die bisher einmalige Möglichkeit, die Dynamik solcher Reaktionen durch „Umpolen der Ladung“ eines Teilchen, bei ansonsten identischen Experimentbedingungen zu untersuchen. Nur durch solche Vergleichsdaten lassen sich theoretische Vorhersagen in Bezug zur Symmetrie der Krafrichtung testen.

Für experimentell weniger problematische Projektile als Antiprotonen liegen bisher zumeist nur Messungen der Energieabhängigkeit totaler Wirkungsquerschnitte sowie einfach differentielle Streuquerschnitte zu Einelektronenprozessen vor. Bis heute gelang es nur vereinzelt, differentielle Daten für Mehrelektronenübergänge zu erhalten. Es existiert jedoch bis heute keine umfassende Theorie, die den Stoßprozeß beim Vielelektronenproblem vollständig beschreibt und die die experimentellen Ergebnisse befriedigend beschreiben kann. Erst vor kurzem gelang es, die totale Wirkungsquerschnitte in Mehrteilchensystemen, z.B. Einfach-

und Doppelionisation von Helium durch Proton- und Antiprotonenstoß, theoretisch vorauszusagen [1].

Die detailliertesten Experimente und eine weitgehend befriedigende theoretische Beschreibung zur Dynamik von Dreiteilchen-Coulombprozessen liegen zur Einfachionisation durch Elektronenstoß vor. In (e,2e)-Experimenten wird ein Elektron als Projektil verwendet. Das nach dem Stoß gestreute Projektil wird in Koinzidenz mit dem freien Elektron für einen Einfachionisationsprozeß gemessen. Diese Art von Experimenten liefert die vollständige Informationen über die Impulsbilanz für die Einfachionisation. Um die Wechselwirkungen zwischen den Elektronen im Atom zu untersuchen, eignen sich (e,3e)-Experimente, bei denen die Doppelionisation von Atomen durch Elektronenstoß untersucht wird. In (e,3e)-Experimenten wird die dynamische Elektron-Elektron-Korrelation im Atom untersucht. In solchen komplizierten Experimenten sind zwölf Impulskomponenten im Ausgangskanal des Stoßes zu bestimmen. Einen Überblick über die ersten solcher Experimente findet man in [3]. Wenn man die Masse des Projektils bei einer konstanten Geschwindigkeit erhöht, ändert sich die Impulstransfer während des Stoßes zwischen dem Projektil und dem Targetatom. Der Streuwinkel ist größer für den Fall eines leichten Projektils (wie das Elektron), was die Messung einfacher macht als für schwerere Projektils (wie das Proton oder das Antiproton). Solche Messungen sind mit Hilfe der traditionellen Elektronenspektroskopie extrem langwierig, da die Koinzidenzen zwischen den Elektronen nur mit sehr kleinen Detektorenraumwinkeln gemessen werden können.

Wenn die Masse des schnellen Projektils groß ist (1836 a.u. für Protonen), liegt der Impulsübertrag vom Projektil zum Targetkern typischerweise im Bereich von $\Delta P_{pro}/P_{pro} \leq 10^{-3}$ (P_{pro} ist der Projektilimpuls). Dieser Impulsverlust ist für die Targetionisation verantwortlich. Der Ionisationsprozeß ist ein kompliziertes Dreikörper-Coulombproblem. Deshalb muß man in diesem Fall alle Wechselwirkungen zwischen den drei Stoßpartnern (Projektil, Rückstoßion und Elektron) berücksichtigen. Aus dem Impulserhaltungssatz folgt, daß in longitudinaler Richtung die Impulse von Rückstoßion und ionisiertem Elektron nach dem Stoß durch den Impulsverlust vom Projektil kompensiert werden müßen. Da die Masse von Projektil und Heliumkern sehr groß ist im Vergleich zur Elektronenmasse, ergibt sich der Impulserhaltungssatz in der longitudinalen Richtung zu

$$P_{zr} = \frac{E_{ef} - E_{ei}}{v_p} - P_{ze}$$

wobei P_{zr} und P_{ze} die Impulskomponenten von Rückstoßionen und Elektronen in Projektilrichtung (im Experiment ist dies die Strahlrichtung), E_{ei} und E_{ef} die Elektronenenergien im Anfangs- und Endzustand und v_p die Projektilgeschwindigkeit sind (alle Werte in atomaren Einheiten). In der transversalen Richtung summieren sich alle Impulse zu Null: $\vec{P}_{\perp r} + \vec{P}_{\perp e} + \vec{P}_{\perp p} = 0$. Solche kinematischen Betrachtungen aufgrund von Impuls und Energieerhaltung zeigen jedoch nur die Verbindungen zwischen den einzelnen Meßgrößen auf. Wie die Impulsverteilungen im einzelnen aussehen, wird von der Dynamik der Reaktion bestimmt. Sowohl klassische Classical-Trajectory-Monte-Carlo (CTMC) als auch quantenmechanische Continuum-Distorted-Wave (CDW) Rechnungen zur Protonen- und Antiprotonen-

induzierten Ionisation sagen voraus, daß ein wesentlicher Beitrag zum longitudinalen Impulsaustausch von Ionen und Elektronen im Endzustand vom umgekehrten Vorzeichen der Projektilladung auf dem auslaufenden Teil der Trajektorie sich ereignet (Post Collision Interaction - PCI). Der PCI-Effekt beschreibt das dynamische Verhalten eines Vielteilchensystems nach dem Stoß. Studiert man den PCI-Effekt in Abhängigkeit des Teilchens (Geschwindigkeit, Ladung) kann man anhand der gemessenen Impulsendzustände den Einfluß des Projektils auf das Target abschätzen und mit theoretischen Vorhersagen vergleichen. Dadurch sind auch Rückschlüsse auf die Wellenfunktionen des ungestörten Targets möglich. Auf diese Weise können Theorien geprüft werden, die die Wellenfunktionen der atomaren Elektronenhülle klassisch oder quantenmechanisch beschreiben.

Da der PCI-Effekt von der Dauer des Einwirkens der Coulomb-Kraft abhängt, ist die Wirkung des PCI-Effektes eine Funktion der Zeitdauer, in der die Stoßpartner am Stoßort miteinander wechselwirken. Das hat zur Folge, daß der Betrag des PCI-Effektes von der Projektilenergie abhängt. Wenn das Projektil langsamer wird, prägt sich folglich der PCI-Effekt deutlicher aus. Von gleicher Bedeutung ist das Vorzeichen des Projektils. Man erwartet, daß der PCI-Effekt sich umkehrt, wenn man die Ladung des Projektils invertiert. Dies ermöglicht einen direkten Vergleich der Dynamik der Stoßpartner zwischen einem Materie-Materie- und einem Antimaterie-Materie-Stoß. Als Beispiele solcher Vergleiche sind die experimentellen Ergebnisse mit Positron-/ Elektron-Atom-Stoß und Antiproton-/ Proton-Atom-Stoß zu nennen. In der vorliegenden Arbeit wurde der zweite experimentelle Zugang untersucht. Theoretisch erwartet man, daß bei niedrigen Stoßenergien die Ladung des Projektils wesentlich mehr Einfluß auf die Impulsverteilungen der Stoßpartner hat. Die durch den Stoß erzeugten drei freien Teilchen (Projektil, Elektron und Rückstoßion) wirken aufeinander durch die Coulomb-Kraft. Da die Projektilladung im Antiprotonenstoß negativ ist, erwartet man bei niedrigen Energien, daß sich in der longitudinalen Richtung des Stoßes die Rückstoßionen, im Gegensatz zu den Elektronen, in die Richtung des auslaufenden Projektils bewegen. Das Umgekehrte passiert im Fall des Protonenstoßes, d.h. daß sich wegen der Ladungsabstoßung durch das Projektil die Rückstoßionen nach hinten bewegen, während die Elektronen sich nach vorne bewegen.

Das Experiment mit Antiprotonen wurde am Low-Energy-Antiproton-Ring (LEAR) am CERN, eine der weltweit wenigen Quellen für Antiprotonen, durchgeführt. Die Protonenmessungen wurden im Institut für Kernphysik mit einem Van-de-Graaf-Beschleuniger durchgeführt. Die Impulsverteilungen in Abhängigkeit vom Longitudinalimpuls wurden mittels der neuartigen COLTRIMS-Technik gemessen. COLTRIMS (**COLD Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy**) liefert Bilder der korrelierten Bewegung der Teilchen aus dem ionisierenden Stoß. Entscheidender Vorteil der COLTRIMS-Methode ist es, daß im Gegensatz zur traditionellen Elektronenspektroskopie mit COLTRIMS der vollständig differentielle Wirkungsquerschnitte mit einem Nachweisraumwinkel von 4π mit hinreichender Auflösung [4,5] zugänglich ist. Es ist aber an dieser Stelle anzumerken, daß obwohl der Elektronenakzeptanzwinkel von der Spannung und Geometrie des Spektrometers abhängt, es dennoch möglich ist, einen Rückstoßion-Elektronen-Koinzidenzraumwinkel zwischen 10% und 100% von 4π zu erhalten. Im Gegensatz dazu beträgt der Gesamtstromwinkel in einem Elektronenspektroskopie-Experiment typischerweise 10^{-3} - 10^{-4} von 4π [6]. Als weiterer Vorteil von

COLTRIMS ist die gleichzeitige Bestimmung des Ionisationsgrads zu nennen. Während in der Elektronenspektroskopie der Ladungszustand der Reaktion nur über die Energiebilanz kinematisch vollständig determiniert werden kann, ist der Ladungszustand des Rückstoßions mittels COLTRIMS durch die Messung der Flugzeit bekannt. Dies führt dazu, daß man alle Reaktionskanäle detailliert bestimmen kann. In unserem Zusammenhang ist ein besonders bedeutender Vorteil von COLTRIMS, daß die erreichte Auflösung weitgehend unabhängig von der Qualität des Strahles ist. Der verfügbare Antiprotonenstrahl ist so divergent, daß eine Streuwinkelmessung unmöglich wäre und so energieunscharf, daß auch der Energieverlust nicht messbar ist. Angesichts der Kombination aus hoher Divergenz und extrem geringem Strahlstrom ist COLTRIMS heute die einzige erfolgversprechende Technik, um differentielle Ionisationsquerschnitte für Antiprotonenstöße zu messen.

Im folgenden werden die theoretischen und experimentellen Ergebnisse bezüglich der Einfachionisation von Helium durch schnelle Antiprotonen und Protonen dargestellt. Kapitel 2 konzentriert sich auf zwei verschiedene theoretische Ansätze zur Beschreibung der Einfachionisation von Atomen. Insbesondere wird als klassisches Modell die CTMC dargestellt. Danach wird die quantenmechanische Streutheorie zusammengefaßt und als quantenmechanische Theorie die CDW betrachtet. Kapitel 3 diskutiert die inelastische Kinematik des Stoßprozesses. Es wird die Verknüpfung zwischen den Longitudinalimpulsen aller Stoßpartner sowie der Energie und Impulserhaltungssatz dargestellt. Kapitel 4 erläutert die experimentelle Herstellung der Antiprotonen. Außerdem wird die stochastische Kühlung und die Elektronenkühlung, die als Strahl kollimierende Methoden bei der Antiprotonenherstellung am LEAR verwendet wurden, dargestellt. Die detaillierte Beschreibung der in dieser Arbeit verwendeten experimentellen Methode findet in Kapitel 5 statt. Der Gasjet, das Spektrometer und die Detektoren werden im einzelnen genauer beschrieben.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Durchführung und Auswertung des Experimentes in Kapitel 6. Zuerst werden bisherige durchgeführte Arbeiten dargestellt. Danach werden die experimentell gewonnenen differentielle Querschnitte für die Elektronen und Rückstoßionen für die Stoßsysteme Antiproton- und Proton-Helium im Impulsraum dargelegt und verglichen. Außerdem werden die Übereinstimmung bzw. Diskrepanz zwischen den experimentellen Ergebnissen und den theoretischen Rechnungen für die CTMC- und CDW-Rechnungen ausführlich diskutiert. Schließlich folgen eine Zusammenfassung der gewonnenen Ergebnisse und ein Ausblick auf zukünftige experimentelle Möglichkeiten.

In dieser Arbeit werden durchgängig atomare Einheiten verwendet, d.h. es wird durch $e = m_e = \hbar = \alpha = 1$ definiert. In diesem Einheitssystem gelten folgende Umrechnungsfaktoren zum SI-System

Impulseinheit:	1 a.u. = 1.9929×10^{-24} kg m/s
Längereinheit:	1 a.u. = 5.2918×10^{-11} m
Masseinheit:	1 a.u. = 9.1095×10^{-31} kg
Ladungseinheit:	1 a.u. = 1.602×10^{-19} As

Kapitel 2

Theorie des Stoßprozesses

Die Stoßprozesse zwischen Ionen, Elektronen und deren Antiteilchen mit Materie bieten ein ideales Feld sowohl zur Untersuchung der atomaren Struktur, als auch des dynamischen Verhaltens der Elektronenhülle unter dem Einfluß äußerer Störungen. Ein möglichst vollständiges Bestimmen des Endzustandes einer solchen Reaktionen im Impulsraum, das heißt das Vermessen von Impulsvektoren möglichst aller Fragmente aus dem Stoß erlaubt einen sehr sensitiven Test der theoretischen Modelle. Schon die Einfachionisation von Helium ist ein komplizierter Dreikörper-Coulombprozeß. Man muß in diesem Fall alle Wechselwirkungen zwischen den drei Stoßpartnern (Projektile, Rückstoßion und Elektron) berücksichtigen.

Hier wird der Schwerpunkt der theoretischen Behandlung auf die Einfachionisation des Targets, sowohl klassisch (Kapitel 2.1) als auch quantenmechanisch (Kapitel 2.2), gelegt. Als eine vollständig klassische Näherung, die die Dreikörper-Dynamik direkt behandelt, wurde die n-body Classical-Trajectory-Monte-Carlo-Methode (n-CTMC) verwendet. Diese Theorie wurde bereits auf zahlreiche andere Reaktionen angewandt [7] und konnte viele der experimentellen Befunde gut reproduzieren. Mit Hilfe der n-CTMC wurden im Rahmen dieser Arbeit Rückstoßionen- und Elektronenimpulsverteilungen, in der longitudinalen Richtung, mit einem Programmcode von R.E. Olson berechnet. Die quantenmechanischen Rechnungen behandeln den Prozeß in Störungstheorie z.B. in der Continuum-Distorted-Wave (CDW) Näherung. Die vorhandenen CDW-Programmcodes wurden erweitert, um Rückstoßionenimpulse zu berechnen. In dieser Arbeit wurde ein Programmcode von S.F.C O'Rourke und V.D. Rodríguez verwendet, um die CDW-Rechnungen durchzuführen.

2.1 Klassische Verfahren

Es wurde zum ersten Mal im Jahr 1912 eine klassische Näherung der Ionisation eines Atoms berechnet. J.J. Thomson behandelte dazu die Elektronen eines Atoms beim Stoß mit energetischen Elektronen stationär [8]. Auch nach der Entdeckung der Quantenmechanik in den zwanziger und dreißiger Jahren dieses Jahrhunderts, wurden weiterhin mehrere klassische Nähungsverfahren entwickelt. In den letzten beiden Jahrzehnten, konnten schließlich mit der CTMC Einfach- und Vielfachionisationsquerschnitte, winkeldifferentielle Querschnitte, Elektroneneinfang sowie Elektronenenergie- und winkelabhängigkeiten erfolgreich berechnet werden.

2.1.1 Die n-CTMC-Methode

In den klassischen Verfahren werden die Teilchentrajektorien während des Stoßprozesses durch Lösen der Newtonschen Bewegungsgleichungen berechnet. Die CTMC simuliert viele zufällige Projektflugbahnen und ein klassisch konstruiertes Atom, in dem die sich gebundene Elektronen auf einer Kepler-Bahn um den gemeinsamen Schwerpunkt mit dem Kern sich bewegt. Mit einem zufällig ausgewählten Stoßparameter trifft das Projektil auf das Target mit zufällig ausgewählten Elektronenstartorten und Impulsen, um die quantenmechani-

schen Anfangsbedingungen des Stoßprozesses zu simulieren. Für jeden Stoß werden die Hamiltonschen Bewegungsgleichungen gelöst.

Es gibt viele Versionen von CTMC Rechnungen. In diesem Kapitel wird die CTMC-Methode von R.E. Olson und Mitarbeitern dargestellt. Die CTMC-Modelle berücksichtigen alle Wechselwirkungen zwischen allen Stoßpartnern, außer der Elektron-Elektron-Wechselwirkung. In der n-CTMC werden als Bindungsenergien der jeweiligen Elektronen die sequentiellen Ionisationenergien verwendet. Als Elektronendichteverteilung im Phasenraum wird eine mikrokanonische Verteilung für jede elektronische Bindungsenergie zu einer effektiven Kernladung verwendet. Das führt dazu, daß das modellierte Atom stabil bleibt, solange kein Stoß erfolgt. Im Gegensatz zur Quantenmechanik sind dabei die Elektronen unterscheidbar.

2.1.2 Die Anfangsverteilung des Targetatoms

Im 6-dimensionalen Phasenraum sind die Anfangsbedingungen der Elektronen klassisch durch einen Punkt (x,y,z,P_x,P_y,P_z) definiert. Zu einem Zeitpunkt t_0 läßt sich die Elektronendichteverteilung für jeden Ort im Phasenraum mit $\rho(t_0,x,y,z,P_x,P_y,P_z)$ beschreiben. Fünf dieser Sechs Koordinaten des Elektronensystem im Phasenraum sind frei wählbar, wenn man die Bindungsenergie festlegt. Die fünf Koordinaten werden statistisch gewählt unter der Zwangsbedingung $H(\mathbf{r},\rho) = E_0$ [9]. Da die Energie eine Konstante der Bewegung ist, ändert sich so die Phasenraumdichteverteilung zeitlich nicht. Man nennt eine solche Verteilung ein "mikrokanonisches Ensemble". Das mikrokanonische Ensemble besitzt eine diskrete Bindungsenergie. Zusätzlich ergibt es für Wasserstoff die exakte quantenmechanische Impulsverteilung.

Wie bereits erwähnt, verbleiben unter der Bedingung einer festen Energie 5 Phasenraumkoordinaten, die initialisiert werden müssen. Diese werden in den CTMC-Rechnungen durch 5 Zufallszahlen für jeden Stoß neu ausgewürfelt. Die klassischen Elektronenflugbahnen der CTMC werden durch Kepler-Ellipsen beschrieben. Man wählt diese Ellipsen in einer Ebene und dreht sie dann um drei statistisch ausgewählte Eulerwinkel: $-\pi \leq \varphi \leq \pi$, $-1 \leq \cos\theta \leq 1$, und $-\pi \leq \eta \leq \pi$. Für diese Ellipse werden schließlich die Exzentrizität $0 \leq \varepsilon^2 \leq 1$ und Startort auf der Ellipse durch den Exzentrizitätswinkel ζ (Abb.2.1) zufällig ausgewählt. Da sich die Geschwindigkeit der Elektronen auf einer Keplerschen Flugbahn ändert, würde eine anfänglich homogene Verteilung sich zeitlich im Ortsraum ändern und zu einer Zunahme der Dichte am Aphel führen, da die Elektronen hier langsamer sind. Um eine stationäre Verteilung zu erreichen, ist es notwendig, die Flugbahn nach der Zeit zu parametrisieren und in gleichen Zeitintervallen eine gleiche Zahl von Elektronen starten lassen. Die kartesischen Koordinaten \mathbf{Q} erhält man durch Transformation der elliptischen Parameter der Flugbahn ε , ζ , und a , wobei die Konstante a von den atomaren Eigenschaften des Targetatoms abhängt, $a = Z/2E_{\text{Bind}}$, wobei Z die Kernladung (bzw. die effektive Kernladung) und E_{Bind} die Bindungsenergie des Elektrons sind [10,11].

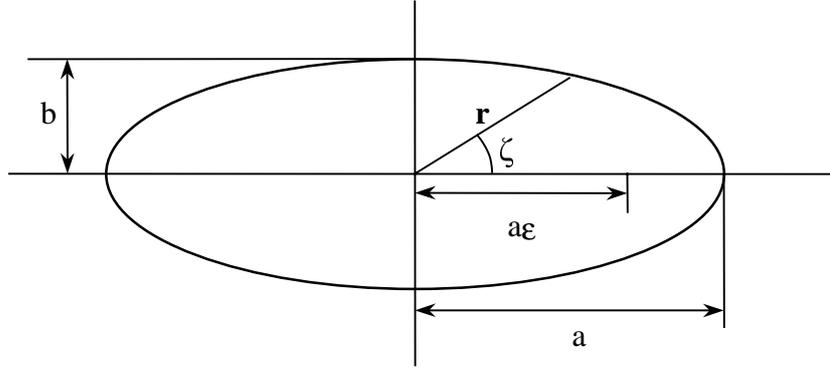


Abbildung 2.1: Keplersche Elektronenbahnen.

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} a(1-\varepsilon^2)^{1/2} \sin \zeta \\ a(\cos \zeta - \varepsilon) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Die Impulskoordinaten erhält man durch eine Ableitung der Ortskoordinaten nach der Zeit. Während ε keine zeitabhängige Meßgröße ist, ist ζ durch die Gleichung

$$t = (ma^3)^{1/2} (\zeta - \varepsilon \sin \zeta) \quad (2.2)$$

gegeben, und die Transformation zum Impulsraum ergibt

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} b(1-\varepsilon^2)^{1/2} \cos \zeta / (1-\varepsilon \cos \zeta) \\ -b \sin \zeta / (1-\varepsilon \cos \zeta) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

wobei $b = (2mE_{\text{Bind}})^{1/2}$ ist.

Schließlich werden die Keplerellipsen um die Eulerwinkel durch die Drehmatrix A gedreht

$$A = \begin{pmatrix} -\sin \varphi \sin \eta + \cos \varphi \cos \vartheta \cos \eta & -\sin \varphi \cos \eta - \cos \varphi \cos \vartheta \sin \eta & \cos \varphi \sin \vartheta \\ \cos \varphi \sin \eta + \sin \varphi \cos \vartheta \cos \eta & \cos \varphi \cos \eta - \sin \varphi \cos \vartheta \sin \eta & \sin \varphi \sin \vartheta \\ -\sin \vartheta \cos \eta & \sin \vartheta \sin \eta & \cos \vartheta \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Abb.2.2 zeigt die für Helium in der n-CTMC verwendete mikrokanonische im Vergleich mit der quantenmechanischen Verteilung im Orts- und Impulsraum. Man bemerkt einen starken Unterschied zwischen klassischer und quantenmechanischer Verteilung im Ortsraum, während im Impulsraum die beiden Verteilungen gut miteinander übereinstimmen. Die

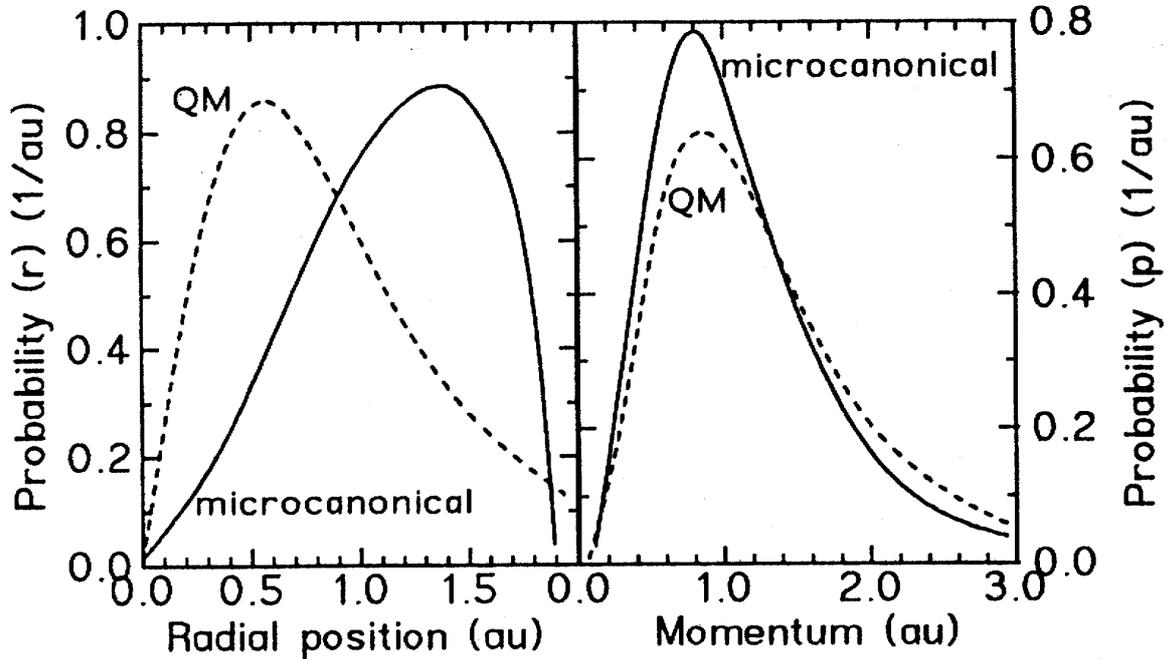


Abbildung 2.2: Dichteverteilung der Elektronen für ein Coulombpotential für Helium im Ortsraum (links) und Impulsraum (rechts). Die durchgezogene Linie zeigt die mikrokanonische und die gestrichelte die quantenmechanische Verteilung.

Abweichung der Ortsverteilung resultiert klassisch vom Umkehrpunkt für gebundene Keplerellipsen. Es wurde mit verschiedenen Ansätzen versucht dieses Problem zu beheben. Eichenauer [12] hat statt der mikrokanonischen Verteilung eine Wigner-Funktion gewählt. Das führt jedoch dazu, daß das Atom nicht mehr stationär ist. Eine andere Möglichkeit [13] ist, die mikrokanonischen Verteilungen zu verschiedenen Bindungsenergien zu überlagern, so daß die mittlere Bindungsenergie der Verteilung mit der quantenmechanischen übereinstimmt. Damit hat das Atom keine diskrete Bindungsenergie mehr.

Vor kurzem haben Olson und Mitarbeiter eine Dichteverteilung ähnlich der Wigner-Verteilung angenähert, in dem sie die quantenmechanischen Verteilungen durch Addition vom mikrokanonischen Verteilungen annähern [14]. Für die klassische Radialverteilung gilt die Gleichung

$$\rho_i(r) = k_i r^2 \sqrt{2(E_i - V(r))} \quad (2.5)$$

wobei E_i die Bindungsenergie des aktiven Elektrons und k_i eine Normierungsfaktor sind. Für die quantenmechanische Verteilung gilt die Gleichung

$$\rho_{qm}(r) = 4Z^3 e^{-2Zr} \quad (2.6)$$

wobei Z die effektive Ladung des Kerns ist. Hierbei kann man die quantenmechanische Verteilung durch eine lineare Kombination von ρ_i annähern. Die Bindungsenergie E_i kann

zwischen 0 und der totalen Grundzustandsenergie (die z.B. für Helium gleich -2.9 a.u.) variieren. Damit ergibt sich die neue Radialverteilung

$$\rho(r) = \sum_{i=1}^N k_i r^2 \omega_i \sqrt{2(E_i - V(r))}, \quad (2.7)$$

wobei ω_i ein Gewichtungsfaktor ist. Für Helium wurden in diesem Modell zehn Bindungsenergien zwischen -0.36 und -2.7 a.u., anstelle des quantenmechanischen korrekten Wertes $E_i = -0.903$ a.u. verwendet. Man erhält eine gute Übereinstimmung mit der quantenmechanischen Orts- und Impulsverteilung, Abbildung 2.3.

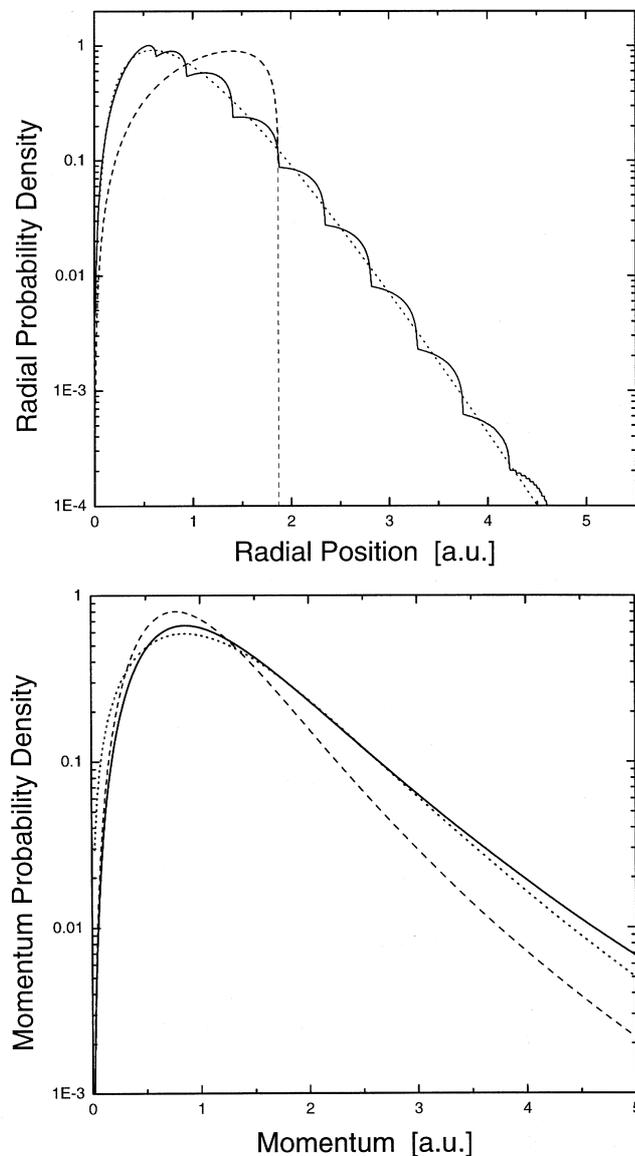


Abbildung 2.3: Dichteverteilung der Elektronen im Helium im Orts- (oben) und Impulsraum (unten). Die durchgezogene Linie zeigt die mikrokanonische Verteilung von [14], die gestrichelte die klassische Verteilung mit Ionisationsenergie von -0.903 a.u. und die punktierte die quantenmechanische Verteilung.

2.1.3 Der Anfangszustand des Projektils

In CTMC-Modellen wird das Projektil als Punktladung betrachtet, deshalb ist man nicht in der Lage, Elektronenverlustreaktionen des Projektils zu beschreiben. Als einzige Ausnahme haben Olson und Mitarbeitern kürzlich n^2 -CTMC Rechnungen durchgeführt, in denen ein aktives Projektilelektron implementiert werden konnte. Damit kann man nicht nur die Einfach- und Vielfachionisation des Targetatoms, sondern auch den Einfelektronenverlust des Projektils simultan beschreiben.

Für jeden Stoß wird im CTMC-Modell der Stoßparameter zwischen 0 und b_{max} statistisch verteilt. Das Projektil startet im Abstand r_{start} vor dem Stoß, der so ausgewählt wird, daß die Wechselwirkung zwischen Projektil und Target dort vernachlässigt werden kann [15]

$$\mathbf{Q}_{pro} = \begin{pmatrix} b \\ 0 \\ -(r_{start}^2 - b^2)^{1/2} \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

$$\mathbf{P}_{pro} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v_{pro} m_{pro} \end{pmatrix}, \quad (2.9)$$

wobei v_{pro} und m_{pro} die Geschwindigkeit und Masse des jeweiligen Projektils sind. b_{max} wird so gewählt, daß für $b > b_{max}$ kein signifikanter Betrag zum Ionisationsquerschnitt mehr resultiert. Um ein adäquates b_{max} zu ermitteln, simuliert man einige Testtrajektorien zu verschiedenen Stoßparametern. Hier wurde ein Stoßparameterbereich zwischen 0 und 2 a.u. gewählt.

2.1.4 Bewegungsgleichungen des Zweielektronentargets

Wenn sich das Projektil dem Targetatom nähert, wechselwirken alle beteiligten Teilchen, nämlich das Projektil, der Targetkern und die zwei Elektronen über ihr Coulombpotential miteinander. Die Dynamik des Stoßes beschreibt man durch die klassische Newtonsche-Mechanik. Für das Proton-Helium-Stoßsystem muß ein Satz von 24 gekoppelten Differentialgleichungen numerisch gelöst werden. Diese lauten

$$\frac{dQ_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial P_i} \quad (2.10)$$

und

$$\frac{dP_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial Q_i}, \quad (2.11)$$

dabei sind Q_i die kartesischen Koordinaten aller Teilchen, P_i ihre Impulse und H die Hamiltonfunktion für spinlose, nichtrelativistische Teilchen in atomaren Einheiten. Die Hamiltonfunktion des Systems ist gegeben durch

$$\begin{aligned}
H = & \overbrace{\frac{P_P^2}{2m_P} + \frac{P_T^2}{2m_T} + \frac{P_1^2}{2} + \frac{P_2^2}{2}}^{\text{kinetische Energie}} - \overbrace{\frac{Z_P}{|\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_1|} - \frac{Z_T}{|\mathbf{r}_T - \mathbf{r}_1|} - \frac{Z_P}{|\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_2|} - \frac{Z_T}{|\mathbf{r}_T - \mathbf{r}_2|}}^{e\text{-}K\text{-Wechselwirkung}} \\
& + \underbrace{\frac{Z_P Z_T}{|\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_T|}}_{K\text{-}K\text{-}Ww.} - \underbrace{\frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}}_{e\text{-}e\text{-}Ww.}, \tag{2.12}
\end{aligned}$$

dabei stehen die Indizes P für Projektil, T für Targetkern sowie 1 und 2 für die beiden Elektronen. P_i und r_i sind die kartesischen Impuls- und Ortskoordinaten. Z_i , m_i bezeichnen die Ladung bzw. die Masse von Projektil und Target. Zu den kinetischen Energien, der Wechselwirkung der Elektronen mit den jeweiligen Kernpotentialen und der Kern-Kern-Wechselwirkung (K-K-Ww. in (2.12)) tritt die Elektron-Elektron-Wechselwirkung (e-e-Ww. in (2.12)) hinzu. Aufgrund des relativ schwachen Zentralpotentials, spielt die Elektron-Elektron-Wechselwirkung bei Helium eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Wegen der Coulombabstoßung zwischen den beiden Elektronen würde das klassische Atom durch diesen Term autoionisieren. Es gibt verschiedene Ansätze, dieses Problem umzugehen. Man kann diese Versuche in zwei Hauptkategorien einteilen. Als erstes versucht man die e-e-Wechselwirkung durch ein abgeschirmtes Zentralpotential, in dem sich die Elektronen bewegen, anzunähern. In der zweiten Kategorie modifiziert man die Wechselwirkung zwischen den Elektronen, um das klassische Atom stabil zu halten. In der ersten Kategorie wird die Elektron-Elektron-Wechselwirkung durch die Verwendung von dynamisch veränderlichen abgeschirmten Potentialen zwischen den Elektronen und dem Targetkern [16,17] angenähert. Die so genannte "dynamical-screening-CTMC" Methode (dCTMC) verwendet die folgenden abgeschirmten Potentiale

$$V_{T1} = \frac{1 - (1 + \lambda_2 r_{T1}) e^{-2\lambda_2 r_{T1}}}{r_{T1}} \tag{2.13}$$

$$V_{T2} = \frac{1 - (1 + \lambda_1 r_{T2}) e^{-2\lambda_1 r_{T2}}}{r_{T2}} \tag{2.14}$$

wobei V_{T1} , V_{T2} die Wechselwirkungspotentiale zwischen dem Targetkern und Elektron 1 bzw. 2, mit den Abschirmungsparametern λ_1 und λ_2 sind. Dieser Ansatz beschreibt eine dynamische Radialkorrelation, bei der die Abschirmung des Targetkerns für Elektron 1 vom momentanen Abstand zwischen den Targetkern und Elektron 2 abhängt und umgekehrt. Für die zweite Kategorie haben Kirschbaum und Wilets [18] die Heisenbergsche Unschärferelation und das Pauliprinzip klassisch simuliert. Diesen Ansatz hat Zajfman [19] verwendet, um die Wirkungsquerschnitte der Doppelionisation von Helium zu berechnen. Die Ergebnisse zeigen eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten als das Modell unabhängiger Teilchen. Olson und Mitarbeiter [20] haben das Heliumatom so initialisiert, daß die beiden Elektronen mit entgegengesetzter Geschwindigkeit, aber auf der anderen Seite um das Targetkern herumfließt.

Der in dieser Arbeit verwendete n-CTMC-Programmcode benutzt das Runge-Kutta-Gill-Verfahren, um die Bewegungsgleichungen numerisch zu lösen [21]. Dabei wird die Schrittweite kontrolliert, und die Energieerhaltung bis auf 0.0001 meV überprüft. Man wählt r_{stop} , hinreichend groß, damit es in diesem Abstand keine wesentlichen Änderungen in der zu berechnenden Größen gibt. In dieser Arbeit wurde $r_{start} = -400$ a.u. und $r_{stop} = 9000$ a.u. gewählt. Mit diese Abständen sind "Post Collision Interactions" berücksichtigt. Als Resultat liefern die n-CTMC-Rechnungen die Orte und Impulse aller Teilchen nach dem Stoß. Aufgrund dieser Daten muß man entscheiden, welche Elektronen noch am Targetkern gebunden, ionisiert oder am Projektil eingefangen sind. Wenn die kinetische Energie eines Elektrons für den Abstand r_{stop} größer als das Targetkernpotential ist und kein Einfang ins Projektil stattgefunden hat, dann wird das Elektron als emittiert betrachtet. Wenn allerdings die kinetische Energie des Elektrons relativ zum Projektil kleiner als die potentielle Energie des Projektils und das Elektron genug kinetische Energie hat, um dem attraktiven Potential des Targetkerns zu entkommen, dann wird das Elektron vom Projektil als eingefangen betrachtet. Es bleibt die Möglichkeit, daß das Elektron weder emittiert noch eingefangen wird. In diesem Fall wurde kinetische Energie durch den Stoß auf das Elektron übertragen, d.h. es wurde angeregt. Solche angeregten Atome können in einem klassischen Modell nicht detailliert beschrieben werden.

2.2 Quantenmechanische Verfahren

Hier werden störungstheoretische Methoden verwendet, da in dieser Arbeit Einfachionisation von Helium durch schwere Projektile (Proton und Antiproton) bei hohen Geschwindigkeiten und kleinen Projektilladungszuständen behandelt werden. Hierbei wird sich auf die Continuum-Distorted-Wave-Näherung (CDW) beschränkt. Die CDW-Näherung behandelt den Stoß in erster Bornscher Näherung, verwendet aber verzerrte (distorted) Wellen für Anfangs- und Endzustand. Nach einer kurzen Einleitung in der Quantenmechanik werden die CDW und ihre Charakteristika beschrieben.

2.2.1 Allgemeine Erläuterung zur Bornschen Näherung

Die Bornsche Reihe stellt eine Entwicklung der Streuamplitude nach Potenzen des Wechselwirkungspotentials dar. Deshalb konvergiert die Bornsche Reihe schnell, wenn die Störung des Gesamtsystems klein ist. Schnelle Konvergenz erhält man bei hohen Projektilgeschwindigkeiten. Für die Beschreibung der Einfachionisation stellt der erste Term in dieser Reihe (die erste Bornsche Näherung) bereits eine akzeptable Näherung dar.

Der vollständige Hamiltonian des ungestörten Heliumatoms wird durch

$$H_0 = E_{kin} + V_{T1} + V_{T2} + V_{12} \quad (2.15)$$

beschrieben. E_{kin} repräsentiert die Summe der kinetischen Energien der beiden Elektronen, V_{T1} bzw. V_{T2} die Wechselwirkungspotentialen zwischen Elektron 1 bzw. Elektron 2 und Targetkern. V_{12} entspricht der Wechselwirkung zwischen den beiden Elektronen. Die ungestörte Wellenfunktion vor dem Stoß $\varphi_i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ wird durch die Schrödinger-Gleichung

$$\mathbf{H}_0 \varphi_i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \varepsilon_0 \varphi_i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \quad (2.16)$$

beschrieben, wobei \mathbf{r}_1 und \mathbf{r}_2 für die Ortsvektoren der beiden Elektronen relativ zum Heliumschwerpunkt und ε_0 für die Grundzustandsenergie stehen. Als ungestörte Gesamtwellenfunktion $\Phi_{i,f}$ des Systems (Projektile und Target) vor dem Stoß ($t \rightarrow -\infty$) und nach dem Stoß ($t \rightarrow +\infty$) ergibt sich als Produkt aus Projektil- und Elektronenwellenfunktion

$$\Phi_{i,f}(\mathbf{R}, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = e^{i\mathbf{K}_{i,f} \cdot \mathbf{R}} \varphi_{i,f}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \quad (2.17)$$

mit $\mathbf{K}_{i,f}$ den Impulsen des ein- und auslaufenden Projektils, \mathbf{R} dessen Ortsvektor. $\varphi_f(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ ist der Endzustand für Einfachionisation, welche die Schrödinger-Gleichung

$$(\mathbf{H}_0 - \frac{k^2}{2})\varphi_f(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \varepsilon_+ \varphi_f(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \quad (2.18)$$

erfüllt. Darin ist ε_+ die Energie des He^{+1} -Grundzustandes und $(k^2/2)$ die Energie des emittierten Elektrons in atomaren Einheiten. Formal ergibt sich die Streumatrix T_{fi} als

$$T_{fi} = \langle \Phi_f | \mathbf{V} | \chi_i^+ \rangle \quad (2.19)$$

mit

$$\begin{aligned} \chi_i^+ &= \Phi_i + (E - \mathbf{H} + i\eta)^{-1} \mathbf{V} \Phi_i \\ &= \Phi_i + G^+ \mathbf{V} \Phi_i \end{aligned} \quad (2.20)$$

wobei \mathbf{H} den Gesamthamiltonian (Summe des ungestörten Systems \mathbf{H}_0 plus Störoperators \mathbf{V}) bezeichnet [22]. E ist die Gesamtenergie des Systems. Gleichung (2.20) definiert die Greensfunktion G^+ . Aus (2.19) und (2.20) folgt

$$T_{fi} = \langle \Phi_f | \mathbf{V} | \Phi_i \rangle + \langle \Phi_f | \mathbf{V} G^+ \mathbf{V} | \Phi_i \rangle. \quad (2.21)$$

G^+ kann zu

$$G^+ = G_0^+ + G_0^+ \mathbf{V} G^+ \quad (2.22)$$

transformiert werden. Darin ist G_0^+ die freie Greensfunktion, die durch

$$G_0^+ = (\varepsilon_0 - \mathbf{H}_0 + i\eta)^{-1} \quad (2.23)$$

definiert ist. Diese Entwicklung nach Potenzen von \mathbf{V} stellt die Bornsche Reihe dar. Sie ist eine unendliche Reihe der Übergangsmatrix

$$T_{fi} = \langle \Phi_f | \mathbf{V} | \Phi_i \rangle + \langle \Phi_f | \mathbf{V} G_0^+ \mathbf{V} | \Phi_i \rangle + \langle \Phi_f | \mathbf{V} G_0^+ \mathbf{V} G_0^+ \mathbf{V} | \Phi_i \rangle + \dots \quad (2.24)$$

Bricht man die Bornsche Reihe nach dem ersten Summanden ab, erhält man die erste Bornsche Näherung, nach dem zweiten Summanden die zweite Bornsche Näherung und so fort.

2.2.2 Die Continuum-Distorted-Wave-Näherung (CDW-Näherung)

Wenn die Bornsche Reihe (2.24) schnell konvergiert, genügt es, den ersten Term der Reihe auszuwerten. In diesem Fall kann man den Störoperator V formal in zwei Summanden teilen, wenn ein Teil eine schwache Störung darstellt und die Wellengleichung für den anderen Teil lösbar ist

$$V = U + W . \quad (2.25)$$

In dieser Gleichung soll der Term W eine schwache Störung des Operators V sein. Damit kann man Gleichung (2.20) für eine durch das Potential U gestörte Wellenfunktion schreiben

$$\Psi_{i,f}^{\pm} = \Phi_{i,f} + [E - (\mathbf{H}_0 + U) \pm i\eta]^{-1} U \Phi_{i,f} . \quad (2.26)$$

Diese neuen Wellenfunktionen $\Psi_{i,f}^{\pm}$ weichen von den ungestörten $\Phi_{i,f}$ (den Eigenfunktionen von \mathbf{H}_0) ab. Sie sind eine Lösung für den Teil U des Störpotentials.

Im Rahmen dieser CDW-Rechnungen wird die Elektron-Target-Wechselwirkung durch ein effektives Coulomb-Potential approximiert. Das emittierte Elektron, das mit der von Roothan-Hartree-Fock gegeben Energie (ε_i) gebunden war, bewegt sich im verbleibenden Targetpotential. Es wurde das Modell unabhängiger Teilchen verwendet, in dem nur ein aktives Elektron behandelt wird. Das andere passive Targetelektron, das am Target gebunden bleibt, ist während des Stoßes eingefroren. Die Wechselwirkung zwischen diesem passiven Elektron und dem Projektil wird durch ein statisches Potential, das auf die Streuamplitude als exponentiell vom Stoßparameter abhängiger Phasenfaktor wirkt, ersetzt [23].

Die Verbindung zwischen effektiver Ladung von Targetatom und aktivem Elektron wird durch die folgende Gleichung beschrieben [24]

$$V_T(\mathbf{r}_T) = -\frac{\hat{Z}_T}{x} , \quad (2.27)$$

wobei x der Abstand zwischen dem aktiven Elektron und Targetkern und \hat{Z}_T die effektive Ladung des Targetkerns ist. \hat{Z}_T ist durch

$$\hat{Z}_T = \sqrt{-2\varepsilon_i} \quad (2.28)$$

definiert. Die effektive Ladung von Helium hat nach dieser Gleichung einen Wert von 1,34.

Im folgenden wird die CDW-Näherung in Anlehnung an D.S.F. Crothers [25] und S.F.C. O'Rourke [24] beschrieben, die die semiklassische Stoßparametermethode in einer

zeitabhängigen Form beschreibt. Bei dieser Behandlung wird im Ausgangskanal das emittierte Elektron als ein Teilchen betrachtet, das sich im Kontinuum zweier Potentiale (Targetkern und Projektil) bewegt. Im Eingangskanal wird die Coulomb-Wechselwirkung zwischen dem Projektil und dem aktiven Elektron durch eine verzerrte Wellenfunktion berücksichtigt, in dem der gebundene Eingangszustand mit einer sogenannten Eikonalphase versehen wird. Nach Crothers [25] ergeben sich bei hohen Stoßgeschwindigkeiten hierdurch keine Normierungsprobleme im Eingangskanal. Die Übergangsamplitude wird damit durch die Gleichung gegeben

$$a_{if}(b) = -i \int_{-\infty}^{+\infty} dt \left\langle \Psi_i^+ \left| \mathbf{H}_e - i \frac{\partial}{\partial t} \right| \Psi_f^- \right\rangle. \quad (2.29)$$

Darin ist \mathbf{H}_e der elektronische Hamiltonian

$$\mathbf{H}_e = -\frac{1}{2} \nabla_r^2 - \frac{Z_p}{s} - \frac{Z_T}{x} + \frac{Z_p Z_T}{R}, \quad (2.30)$$

wobei s für den Abstand zwischen dem aktiven Elektron und dem Projektil, x für den Abstand zwischen dem Targetkern und dem aktiven Elektron und R für den Abstand zwischen dem Projektil und dem Targetkern steht. R ist auch über den Stoßparameter b mit

$$\mathbf{R} = \mathbf{b} + \mathbf{v}_p t \quad (2.31)$$

definiert. Nach der CDW sind die Wellenfunktionen $\Psi_{i,f}^-$ eine Kombination der ersten Bornschen Wellenfunktion ${}^{B1}\Psi_{i,f}^-$ und der verzerrten Wellenfunktion $\chi_{i,f}$

$$\Psi_{i,f}^- = {}^{B1}\Psi_{i,f}^- \chi_{i,f} \quad (2.32)$$

wobei $\chi_{i,f}$ durch eine Reihe von Gamma- und hypergeometrischen Funktionen dargestellt wird [24]. Die hier verwendete CDW setzt drei weitere Bedingungen voraus, um das Eikonallimit zu erreichen:

1. die Masse des Projektils sollte sehr viel größer sein als die des Elektrons,
2. die Projektilgeschwindigkeit muß groß gegen die Geschwindigkeit der Elektronen im gebundenen Zustand sein und
3. der Projektilstreuwinkel muß sehr klein gegen eins sein.

Alle drei Bedingungen sind bei den hier betrachteten Stoßsystemen sehr gut erfüllt. Daher werden die Rechnungen im Eikonallimit durchgeführt.

Kapitel 3

Impulsbilanz des inelastischen Ion-Atom-Stoßes

Wenn ein Ion (Projektil) der Geschwindigkeit v_p mit einem Atom stößt, überträgt das Ion auf das Target einen bestimmten Impuls, der den Energie- und Impulserhaltungssatz erfüllen muß. Wenn man sich auf sehr kleine Impulsüberträge (wie in dieser Arbeit) beschränkt, entkoppeln die Impulsüberträge in longitudinaler und transversaler Richtung. In diesem Kapitel wird nur der Impulsübertrag in longitudinalen Richtung betrachtet.

Das Projektil und seine Elektronen (sofern es Elektronen besitzt) wechselwirken mit dem Targetatom und seinen Elektronen durch Coulomb-Wechselwirkung. Diese Wechselwirkung kann einen oder mehrere von fünf Prozessen induzieren:

1. n_T Targetelektronen können emittiert werden.
2. n_P Projektilelektronen können emittiert werden.
3. n_C Elektronen können vom Target ins Projektil transferiert werden.
4. n_T^* Targetelektronen können angeregt werden.
5. n_P^* Projektilelektronen können angeregt werden.

Aus 3 Freiheitsgraden für das Projektil und 3 für das Target im Anfangszustand, werden nach dem Stoß $6+3(n_T+n_P)$ Freiheitsgrade. Hierbei werden Spin-Freiheitsgrade vernachlässigt.

Für die folgende Betrachtung bewegt sich ein Ion der Geschwindigkeit v_p in z-Richtung und ein Targetatom der Geschwindigkeit v_{jet} in y-Richtung. Somit lassen sich die Anfangsbedingungen von Projektil und Target wie folgt definieren

$$\mathbf{P}_P^i = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ m_P v_P \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

und

$$\mathbf{P}_R^i = \begin{pmatrix} 0 \\ m_R v_{jet} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (3.2)$$

wobei die Hochstellung i für den Anfangszustand des Targets der Masse m_R und des Impulses P_R sowie des Projektils der Masse m_P und des Impulses P_P steht.

Im Allgemeinen lautet der Impuls- und Energieerhaltungssatz in solchen Prozessen

$$\mathbf{P}_R^i + \mathbf{P}_P^i = \mathbf{P}_R^f + \mathbf{P}_P^f + \sum_{j=1}^N \mathbf{P}_{ej}^f \quad (3.3)$$

$$\sum_{j=1}^N \varepsilon_j^i + E_R^i + E_P^i = E_R^f + E_P^f + \sum_{j=1}^N (E_{ej}^f + \varepsilon_j^f) , \quad (3.4)$$

wobei \mathbf{P}_P und \mathbf{P}_R die Impulsvektoren des Projektils bzw. des Rückstoßions sind. Letzteres besteht aus Targetkern und den noch am Targetkern gebundenen Elektronen. E_R und E_P sind die dazu gehörigen kinetischen Energien. \mathbf{P}_{ej} , E_{ej} sind die Impulsvektoren bzw. kinetische Energie des ionisierten j -ten Elektrons nach dem Stoß. ε_j stellt die Bindungsenergie des j -ten Elektrons dar. Die Hochstellungen i, f bezeichnen die Eingangs- bzw. Ausgangskanal des Stoßes. N ist die Gesamtzahl aller Target- und Projektilelektronen. Der Q-Wert des Stoßsystems ist als die Bindungsenergie-differenz der Elektronen zwischen Eingangs- und Ausgangskanal definiert

$$Q = \sum_{j=1}^N (\varepsilon_j^f - \varepsilon_j^i) . \quad (3.5)$$

Im Laborsystem kann man die kinetische Anfangsenergie E_R^i des Targetatoms gegen die große kinetische Energie des Projektils vernachlässigen, insbesondere bei Stößen mit schweren Ionen. Das heißt

$$E_R^i \approx 0 \quad \text{für} \quad \frac{m_R^i}{2} v_{jet}^2 \ll E_P^i . \quad (3.6)$$

Wegen der hohen Stoßenergie und dem kleinen Impulsübertrag kann man auch die Rückstoßionsenergie im Endzustand vernachlässigen

$$E_R^f \approx 0 . \quad (3.7)$$

Für das Projektil gilt die Energiegleichung

$$E_P^f = \frac{1}{2m_p^f} (P_{xP}^{f2} + P_{yP}^{f2} + P_{zP}^{f2}) . \quad (3.8)$$

Wenn man kleine Streuwinkel ($P_{xP}^f, P_{yP}^f \ll P_{zP}^f$) betrachtet, dann kann Gleichung (3.8) approximiert werden durch

$$E_P^f \approx \frac{P_{zP}^{f2}}{2m_p^f} . \quad (3.9)$$

Dann gilt für den Projektillongitudinalimpuls

$$P_{zP}^f = \sqrt{2m_p^f E_P^f} . \quad (3.10)$$

Mit den beiden Näherungen (3.6) und (3.7) ergibt sich der Energieerhaltungssatz (3.4) zu

$$E_p^i = E_p^f + \sum_{j=1}^{n_T+n_P} E_{ej}^f + \sum_{j=1}^N (\mathcal{E}_j^f - \mathcal{E}_j^i). \quad (3.11)$$

Damit ergibt sich aus (3.10)

$$P_{zP}^f = \sqrt{2m_p^f \left(E_p^f - Q - \sum_{j=1}^{n_T+n_P} E_{ej}^f \right)} \quad (3.12)$$

Da n_C Targetelektronen ins Projektil transferiert und n_P Projektilelektronen ins Kontinuum emittiert werden, ist die Endzustandsmasse des Projektils m_p^f

$$m_p^f = m_p^i + (n_C - n_P) m_e. \quad (3.13)$$

Damit ergibt sich aus (3.12)

$$P_{zP}^f = \sqrt{2m_p^i E_p^i \left(1 + \frac{(n_C - n_P) m_e}{m_p^i} \right) \left(1 - \frac{Q + \sum_{j=1}^{n_T+n_P} E_{ej}^f}{E_p^i} \right)}. \quad (3.14)$$

Nach Entwicklung der Wurzel nach $n_C - n_P / m_p^i$ ($m_e = 1$ a.u.) und $(Q + \sum_{j=1}^{n_T+n_P} E_{ej}^f) / E_p^i$ erhält man nach Vernachlässigung aller Terme ab quadratischer Ordnung

$$P_{zP}^f = P_{zP}^i \left[\frac{1}{2} \left(\frac{n_C - n_P}{m_p^i} - \frac{Q + \sum_{j=1}^{n_T+n_P} E_{ej}^f}{E_p^i} \right) + 1 \right] \text{ für } \frac{1}{m_p}, \frac{\Delta E_P}{E_p^i} \ll 1 \quad (3.15)$$

Unter Verwendung von $P_{zP}^i = v_P m_p^i$ ergibt sich die Änderung des longitudinalen Projektilimpulses $\Delta P_{zP} = P_{zP}^f - P_{zP}^i$ zu

$$\Delta P_{zP} = \frac{n_C - n_P}{2} v_P - \frac{1}{v_P} \left(Q + \sum_{j=1}^{n_T+n_P} E_{ej}^f \right) \quad (3.16)$$

Aus der Impulserhaltung ergibt sich der Longitudinalimpuls des Rückstoßions nach dem Stoß zu

$$P_{zR}^f = P_{zP}^i - P_{zP}^f - \sum_{j=1}^{n_T+n_P} P_{zej}^f. \quad (3.17)$$

Eine Kombination von (3.16) und (3.17) ergibt

$$P_{zR}^f = \frac{n_p - n_c}{2} v_p + \frac{Q}{v_p} + \sum_{j=1}^{n_r + n_p} \left(\frac{E_{ej}^f}{v_p} - P_{zej}^f \right). \quad (3.18)$$

Bis zu Gleichung 3.17 wurden alle Energien und Impulsvektoren im Laborsystem angegeben. Es bietet sich aber an, die emittierten Elektronen des Projektils n_p im Projektilsystem zu betrachten, da diese Elektronen ursprünglich zum Projektil gehörten. Durch die Transformation $P_{zej}^{f\Sigma lab} = v_p + P_{zej}^{f\Sigma P}$ kann man zwischen Labor- und Projektilsystem wechseln. Nach der Gleichung (3.18) läßt sich ein ξ_j mit

$$\begin{aligned} \xi_j &= \frac{E_{ej}^{f\Sigma lab}}{v_p} - P_{zej}^{f\Sigma lab} \\ &= \frac{P_{zej}^{f\Sigma lab}{}^2}{v_p} - P_{zej}^{f\Sigma lab} \end{aligned} \quad (3.19)$$

definieren. Wenn ξ_j ins Projektilsystem transformiert wird, erhält man

$$\begin{aligned} \xi_j &= \frac{(v_p + P_{zej}^{f\Sigma lab})}{2v_p} - v_p - P_{zej}^{f\Sigma P} \\ &= \frac{E_{ej}^{f\Sigma P}}{v_p} - \frac{v_p}{2}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Summiert man über alle n_p Projektilelektronen, erhält man den Betrag

$$\sum_{j=1}^{n_p} \xi_j = -n_p \frac{v_p}{2} + \sum_{j=1}^{n_p} \frac{E_{ej}^{f\Sigma P}}{v_p} \quad (3.21)$$

Ersetzt man Gleichung (3.21) in (3.18), dann erhält man die gesamte Änderung des Rückstoßionenimpulses in der longitudinalen Richtung

$$P_{zR}^f = -\frac{Q}{v_p} - n_c \frac{v_p}{2} + \sum_{j=1}^{n_r} \left(\frac{E_{ej}^f}{v_p} - P_{zej}^f \right)^{\Sigma lab} + \sum_{j=1}^{n_p} \left(\frac{E_{ej}^f}{v_p} \right)^{\Sigma P} \quad (3.22)$$

Diese allgemeine Gleichung enthält alle möglichen Ionisationsprozesse. Man erkennt, daß unter den vorausgesetzten Bedingungen bei einem elastischen Stoß kein Longitudinalimpuls auf das Rückstoßion übertragen wird ($P_{zR}^f = 0$). Die Impulskomponenten in transversaler und

longitudinaler Richtung sind entkoppelt. Auf die transversalen Impulse wird hier nicht eingegangen, da sie, wie in Kapitel 5 erläutert wird, nicht gemessen wurden.

Zur Erläuterung von Gleichung (3.22) werden im folgenden die Spezialfälle des Elektroneneinfangs, der Targetionisation und der Projektilionisation betrachtet.

3.1 Elektroneneinfang

In diesem Prozeß werden Elektronen vom Target ins Projektil transferiert. Bei reinem Elektroneneinfang kompensiert ausschließlich der Rückstoßionenlongitudinalimpuls die Änderung des Projektillongitudinalimpulses. Gleichung (3.22) vereinfacht sich zu

$$P_{zR}^f = -\frac{Q}{v_P} - n_C \frac{v_P}{2}. \quad (3.23)$$

P_{zR}^f hängt in diesem Fall von der Projektilgeschwindigkeit und der Zahl der eingefangenen Elektronen ab, d.h. P_{zR}^f wird diskret. Durch die Bestimmung von P_{zR}^f erhält man somit eine präzise Q-Wert-Messung [4,26]. Die Messung ist in erster Ordnung unabhängig von der Präparation und Energieschärfe des Strahles. Solche Einfangsreaktionen lassen sich dazu verwenden, um eine Eichung der Impulskoordinate in longitudinalen Richtung durchzuführen.

3.2 Targetionisation

Bei einer reinen Targetionisation reduziert sich Gleichung (3.22) zu

$$P_{zR}^f = -\frac{Q}{v_P} + \sum_{j=1}^{n_T} \left(\frac{E_{ej}^f}{v_P} - P_{zej}^f \right)^{\Sigma_{lab}}. \quad (3.24)$$

Aus (3.11) und (3.24) folgt

$$P_{zR}^f = -\frac{\Delta E_P}{v_P} - \sum_{j=1}^{n_T} P_{zej}^f{}^{\Sigma_{lab}}. \quad (3.25)$$

Bei hohen Projektilgeschwindigkeit wird $\Delta E_P/v_P$ klein gegen den zweiten Term. In diesem Fall kompensiert das Rückstoßion den Summenimpuls der ionisierten Targetelektronen [27,28].

3.3 Projektilionisation

Bei reiner Projektilionisation folgt aus (3.11)

$$P_{zR}^f = -\frac{Q}{v_P} + \sum_{j=1}^{n_p} \left(\frac{E_{ej}^f}{v_P} \right)^{\Sigma P} . \quad (3.26)$$

Man erhält damit aus dem Rückstoßionenlongitudinalimpuls die Summenenergie der ionisierten Projektilelektronen [29,30].

Die in diesem Kapitel dargestellten kinematischen Betrachtungen zeigen die Vielzahl der Information über den Stoßprozeß, die sich alleine aus dem Rückstoßionenlongitudinalimpuls gewinnen lassen. COLTRIMS bietet die Möglichkeit diese interessante Meßgröße nicht nur mit hoher Auflösung zu bestimmen, sondern erlaubt auch einen Nachweis mit einem Raumwinkel von nahezu 4π . In dem nächsten Kapitel wird die apparative Seite der COLTRIMS-Methode ausführlich erläutert.

Kapitel 4

Antiprotonenherstellung

Seit die Entdeckung der Antiprotonen im Jahr 1955 durch O. Chamberlain und Mitarbeiter [31] hat sich ein neues Feld in der Elementarteilchen- und Atomphysik eröffnet. Antiprotonen wurden zum ersten Mal experimentell als Teil der kosmischen Strahlung entdeckt. Um mit Antiprotonen jedoch Experimente durchführen zu können, mußten sie auf der Erde künstlich hergestellt werden. Im Jahr 1980 konnte das erste Antiproton im Antiproton Accumulator AA am Conseil Européen pour la Recherche Nucleaire (CERN), das im Jahr 1954 gegründet wurde, gespeichert werden. Der Low-Energy-Antiproton-Ring LEAR wurde im Jahr 1982 in Betrieb genommen [32].

Üblicherweise erzeugt man Antiprotonen durch hochenergetische Stöße zwischen Protonen und schweren Kernen z.B. Cu, Ni, Ir [33,34]. Diese Beam-Target-Methode wird am CERN, dem Fermilab, in Brookhaven und in Serpukhov verwendet [35]. Bei dieser Methode wird ein Teil der relativistischen Protonenenergie in Antiprotonen umgewandelt (siehe Abbildung 4.1 [36]). Idealerweise sollte die Targetgeometrie hierbei so gewählt werden, daß das Target dick genug ist, damit möglichst viele Protonen eine Reaktion durchführen, und andererseits dünn genug, um die Absorption von der erzeugten Antiprotonen durch das Target zu vermeiden. Hierfür werden verschiedene Targetgeometrien verwendet, wie z.B. ein Stab am CERN oder ein rotierender Zylinder mit verschiedenen Metallen am Fermilab [37].

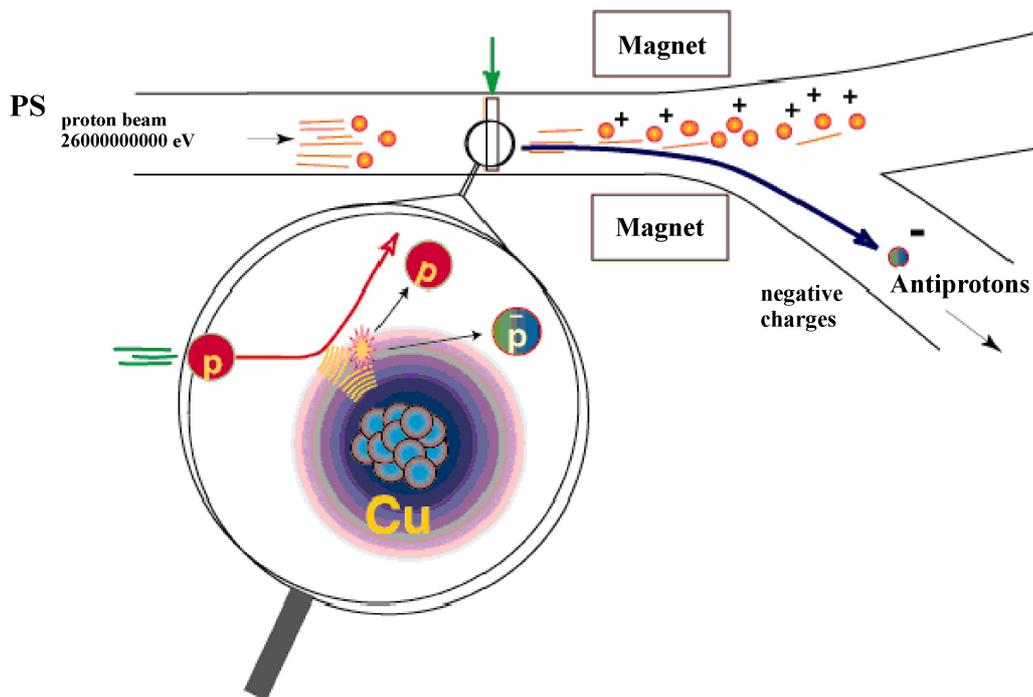


Abbildung 4.1: Prinzip der Antiprotonenherstellung. Hochenergetische Protonen stoßen auf den Targetkern, wandeln dabei einen Teil ihre Energie in Masse (Protonen und Antiprotonen) um [36].

Am CERN stoßen die im Proton Synchrotron (PS) auf 26 GeV/c beschleunigten Protonen auf ein zylindrisches Iridium-Target von 55 mm Länge und einem Durchmesser von 3 mm. Die Protonen treffen das Target mit einer Rate von 1.5×10^{13} p/bunch. Die Anzahl der erzeugten Antiprotonen ist proportional zur Anzahl der Protonen. Mit dem Protonenstrom steigt jedoch die Temperatur des Targets, was eine Begrenzung bei der Antiprotonenherstellung zur Folge hat. In der Praxis darf die Temperatur des wassergekühlten Targets 1500° nicht übersteigen. Abbildung 4.2 zeigt die Energieverteilung der Antiprotonen bei einem Protonenimpuls von 26 GeV/c.

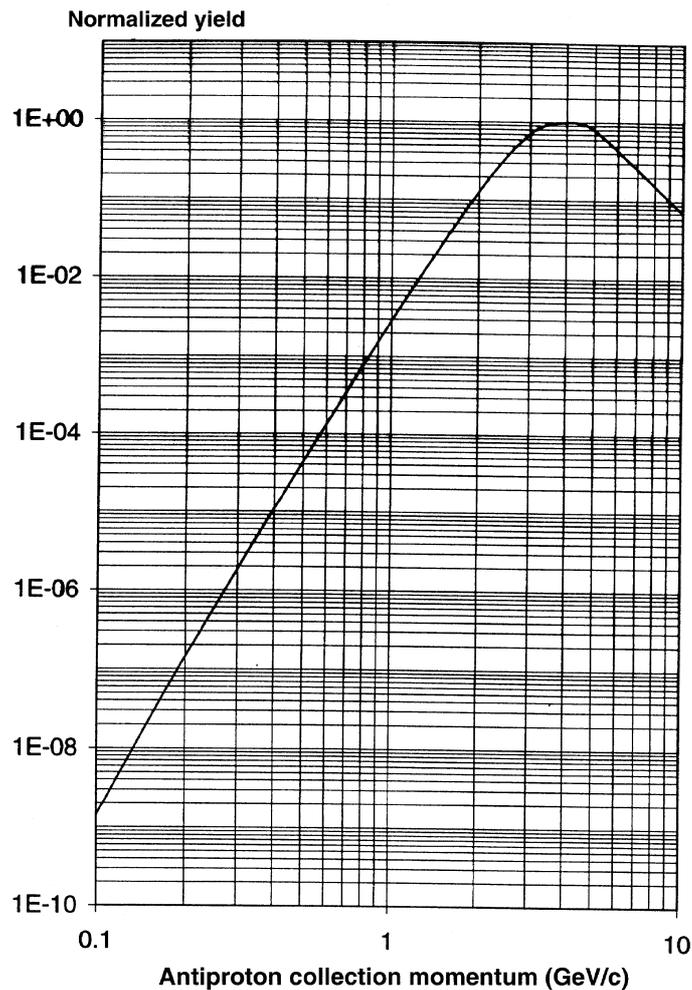


Abbildung 4.2: Impulsverteilung des Antiprotonenstrahles bei einem Protonenimpuls von 26 GeV/c. Die Verteilung ist auf 1 normiert, so daß das Maximum bei 4 GeV/c liegt.

Die Kurve ist bei 4 GeV/c auf 1 normiert. Hier beträgt das Verhältnis Antiprotonen zu Protonen etwa 3.5×10^{-6} p^-/p , was eine Antiprotonenrate von 5×10^7 p^-/bunch ergibt [35]. Man kann aber die Antiprotonenrate erhöhen, wenn man die Energie der Protonen erhöht. Abbildung 4.3 zeigt diese Abhängigkeit. Man könnte also Protonen aus dem Super Proton Synchrotron (SPS) verwenden. Mit der Einschußenergie steigt jedoch auch die mittlere Antiprotonenenergie (siehe Abbildung 4.4). Dies ist nicht erwünscht wegen der Schwierigkeiten, hochenergetische Antiprotonen im Antiproton Collector AC zu speichern. Zudem steigt dadurch die thermische Belastung des Targets.

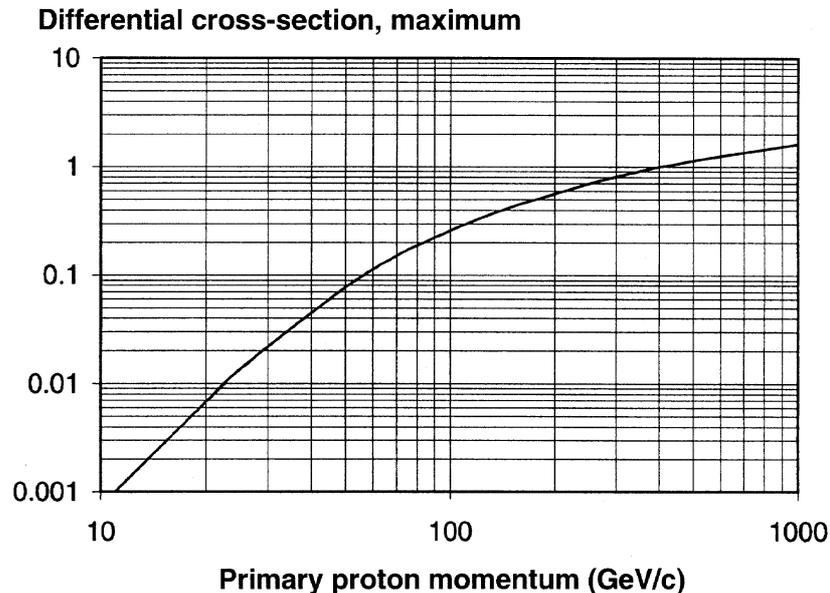


Abbildung 4.3: Der Verlauf des differentiellen maximalen Wirkungsquerschnitts für die Antiprotonenherstellung bei Variation des Protonenimpulses.

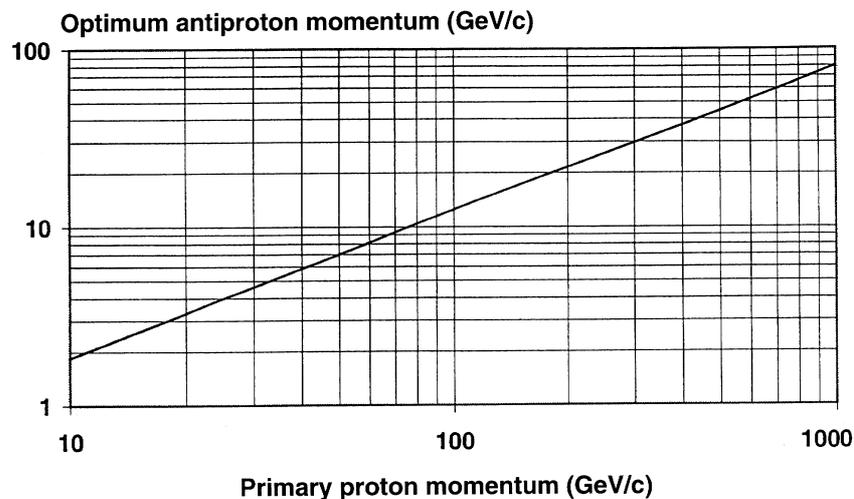


Abbildung 4.4: Der Antiprotonenimpuls in Abhängigkeit vom Protonenimpuls für den jeweiligen maximalen differentiellen Wirkungsquerschnitt aus Abbildung 4.3.

Nach der Erzeugung werden die Antiprotonen mit einem Hornmagnet in den AC bei einem Impuls von 3.57 GeV/c fokussiert und gesammelt [38] (siehe Abbildung 4.5). Abbildung 4.6 zeigt die Targetgeometrie und den Hornmagnet. Der Hornmagnet, der mittels eines gepulsten Stromes von 400 kA betrieben wird, erzeugt ein azimuthales magnetisches Feld zur Parallelisierung des Antiprotonenstrahles. Zusätzlich werden die "warmen" Antiprotonen stochastisch vorgekühlt (siehe Abschnitt 4.1), um danach bessere Bedingungen für den AA zu bieten.

Die vom AC gelieferten Antiprotonen werden im AA gesammelt und weiter stochastisch gekühlt (Abbildung 4.5). Die Antiprotonen müssen nun von 3.57 GeV/c (7080.5 MeV) abgebremst werden. Dazu wird etwa alle Stunde ein Bunch Antiprotonen ins PS geladen und dort

bis zu einem Impuls von 0.6 GeV/c abgebremst. Eine weitere Abbremsung bis zu 105 MeV/c (5.9 MeV) geschieht im Low-Energy-Antiproton-Ring (LEAR). Außerdem wird der Strahl im LEAR weiter stochastisch und elektronisch mittels der Elektronenkühlung-Methode (siehe Abschnitt 4.2) gekühlt.

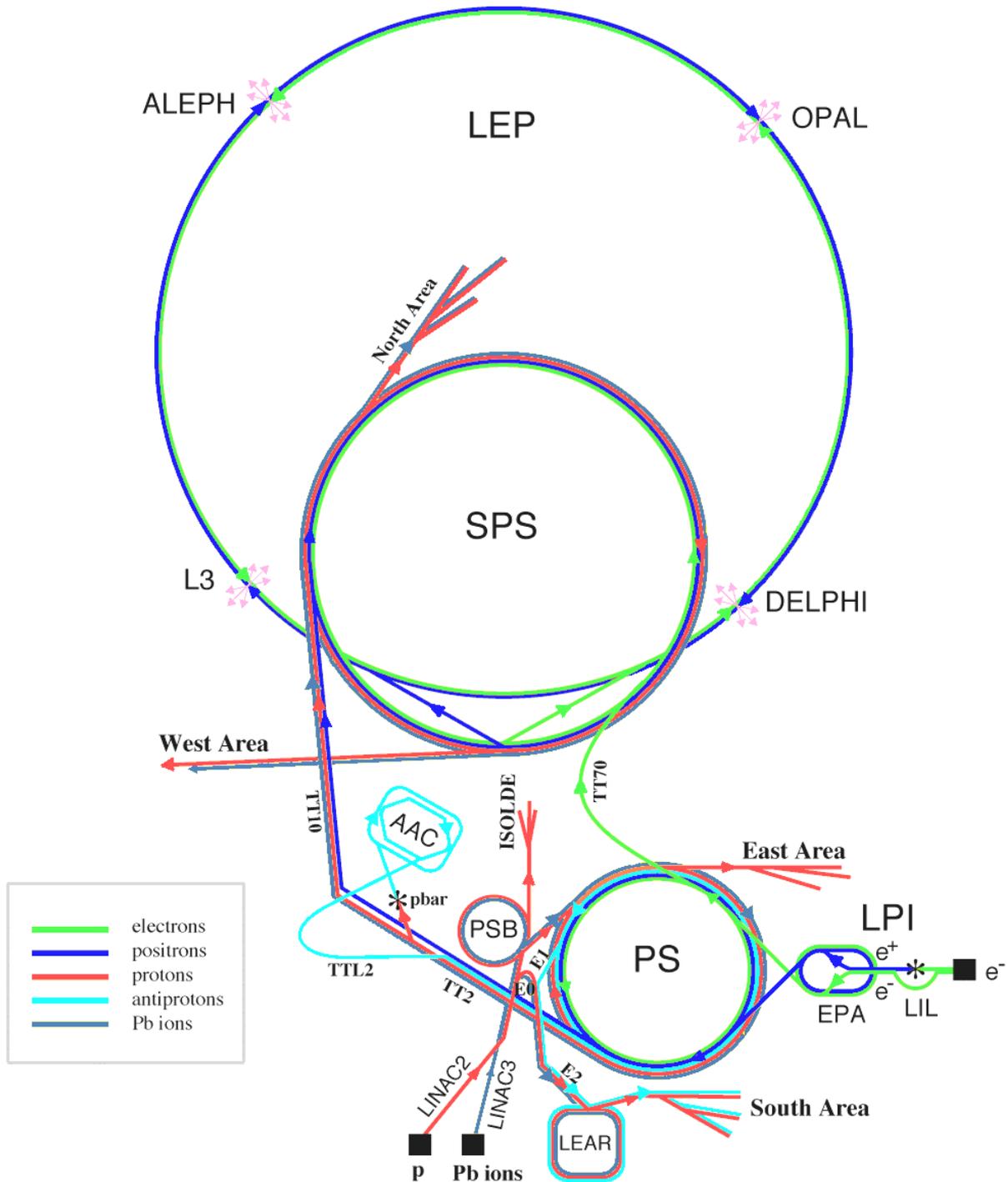


Abbildung 4.5: CERN-Beschleunigeranlage [38]. PS: Proton Synchrotron, AAC: Anti-proton Accumulator Complex, SPS: Super Proton Synchrotron, LEAR: Low Energy Antiproton Ring, LEP: Large Electron Positron collider.

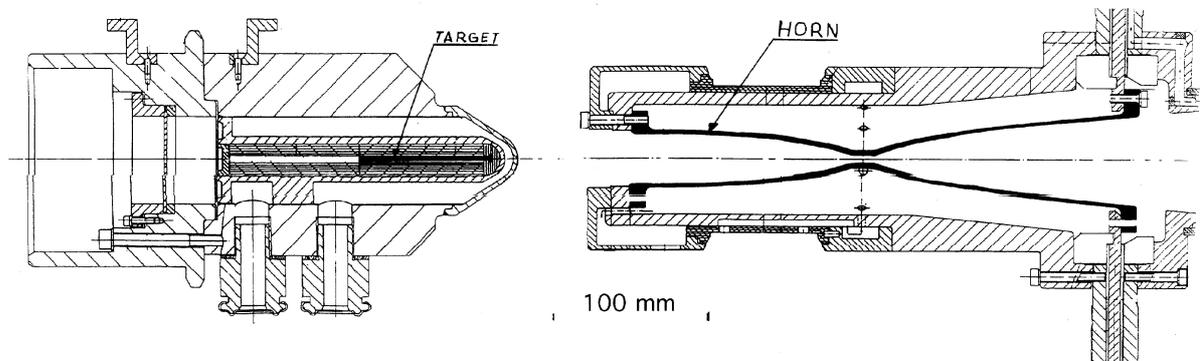


Abbildung 4.6: Darstellung des Hornmagnets und des Targets. Ein gepulster Strom von 400 kA erzeugt ein azimuthales magnetisches Feld, welches die Antiprotonen im Kollektor AC sammelt und gleichzeitig fokussiert.

Die erzeugten Antiprotonen haben eine große Impulsunschärfe in longitudinaler und transversaler Richtung. Die Strahlkühlung soll nun die Antiprotonen in ein kleineres Phasenraumvolumen verdichten. Am CERN werden zur Strahlkühlung zwei unterschiedliche Methoden verwendet, die stochastische Kühlung und die Elektronenkühlung. In den folgenden Abschnitten werden beide Methoden erläutert.

4.1 Stochastische Kühlung

Die stochastische Kühlung wurde von Simon van de Meer (Nobelpreis 1984) erfunden und erstmals am CERN angewandt. Der Begriff der Strahltemperatur und -kühlung wurde von der kinetischen Gastheorie entlehnt, da die Strahlteilchen in einem Speicherring um eine Sollbahn schwingen, wie Gasteilchen in einem Gefäß. Ziel ist es, die Strahlteilchen auf das Strahlzentrum (Sollbahn) zu zwingen.

In einem Speicherring laufen die Teilchen auf einer Sinus-Kurve (siehe Abbildung 4.7). Diese Bewegungen heißen Betatron-Oszillationen [39]. Das Kühlsystem ist gebaut, um diese Betatron-Oszillationen zu dämpfen. Ein Sensor, der Pick-up, der im wesentlichen aus zwei parallelen Platten besteht, ist empfindlich auf die beiden transversalen Ortskomponenten des Strahles. Der Pick-up ist um die Strahlachse zentriert. Wenn ein Strahlteilchen aus dem Zentrum läuft, wird an der Platte, die näher zum Teilchen ist, eine größerer Strom induziert. Kombiniert man die zwei Stromsignale der beiden Platten, erhält man Information über den relativen Ort des Strahles. Das kombinierte Signal wird verstärkt und zum Kicker geschickt. Der Kicker ist ebenfalls eine Kombination von zwei parallelen Platten. Durch ein transversales elektrisches Feld wird der Ort des Strahles korrigiert, d.h. zum Strahlzentrum gezwungen. Da der Pick-up den Ort detektiert und der Kicker die Winkel korrigiert, ist der Abstand zwischen dem Pick-up und dem Kicker ein ungerades Vielfaches eines Viertels der Betatron-Wellenlänge. Die Abbildungen 4.7 und 4.8 erläutern diese Methode. Da sich der Strahl annähernd mit Lichtgeschwindigkeit bewegt, ist der Signaltransport langsamer als die Antiprotonen im Ring. Um das Signal trotzdem rechtzeitig zum Kicker zu transportieren, muß die direkte Abkürzung querdurch den Ring verwendet werden. In der Realität handelt es sich um eine Ensemble von Teilchen und nicht um ein einzelnes. Daher besteht der Kühlungsprozeß

aus zwei Teilen: Einer Korrektur des Mittelwertes aller Teilchen durch den Kicker und zweitens eine Korrektur der internen Strahleigenschaften. Man kann auch die longitudinale Impulsabweichung des Strahles durch stochastische Kühlung korrigieren. In diesem Fall verwendet man das Pick-up-Signal, um ein longitudinales elektrisches Feld am Kicker auszuüben, damit die Teilchen beschleunigt oder abgebremst werden. Die stochastische Kühlung ist ausführlich in [39] beschrieben.

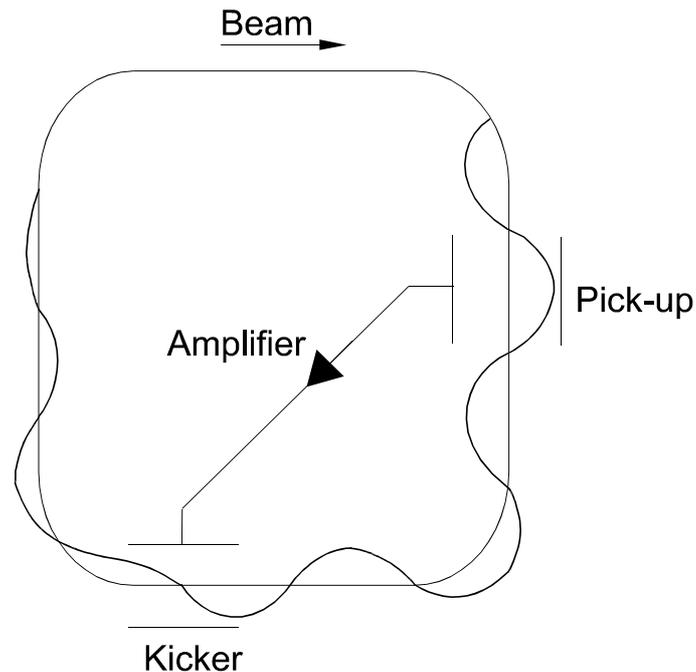


Abbildung 4.7: Einteilchen-Modell eines transversalen stochastischen Kühlungssystem. Die wellenförmige Linie stellt die Bahn des Teilchens im Strahlrohr dar.

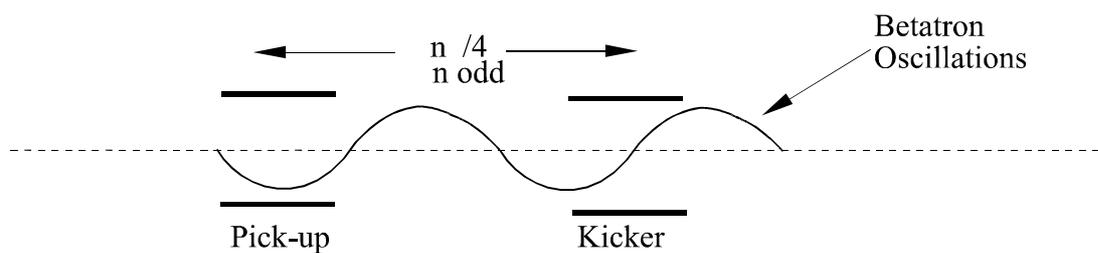


Abbildung 4.8: Die optimale Einstellung des Abstandes zwischen dem Pick-up und dem Kicker eines stochastischen Kühlungssystems. Der Abstand soll ein ungerades Vielfaches eines Viertels der Betatron-Wellenlänge betragen.

Die stochastische Kühlungskopplung am LEAR zeigt Abbildung 4.9 [40]. Die horizontalen Pick-up's sitzen am BHN40 Magnet, die zugehörigen Kicker an den Stellen KCM21 und KCH23. Die vertikalen Pick-up's befinden sich an der Stelle UCV31 und ihre Kicker an KCV32 (siehe Abb.4.9). Stochastische Kühlung verwendet man am LEAR bei injizierten Strahlimpulsen von 609 MeV/c, um die Strahlbreite vor den Abbremsen zu minimieren. Für Impulse ≤ 309 MeV/c wird die Elektronenkühlung verwendet.

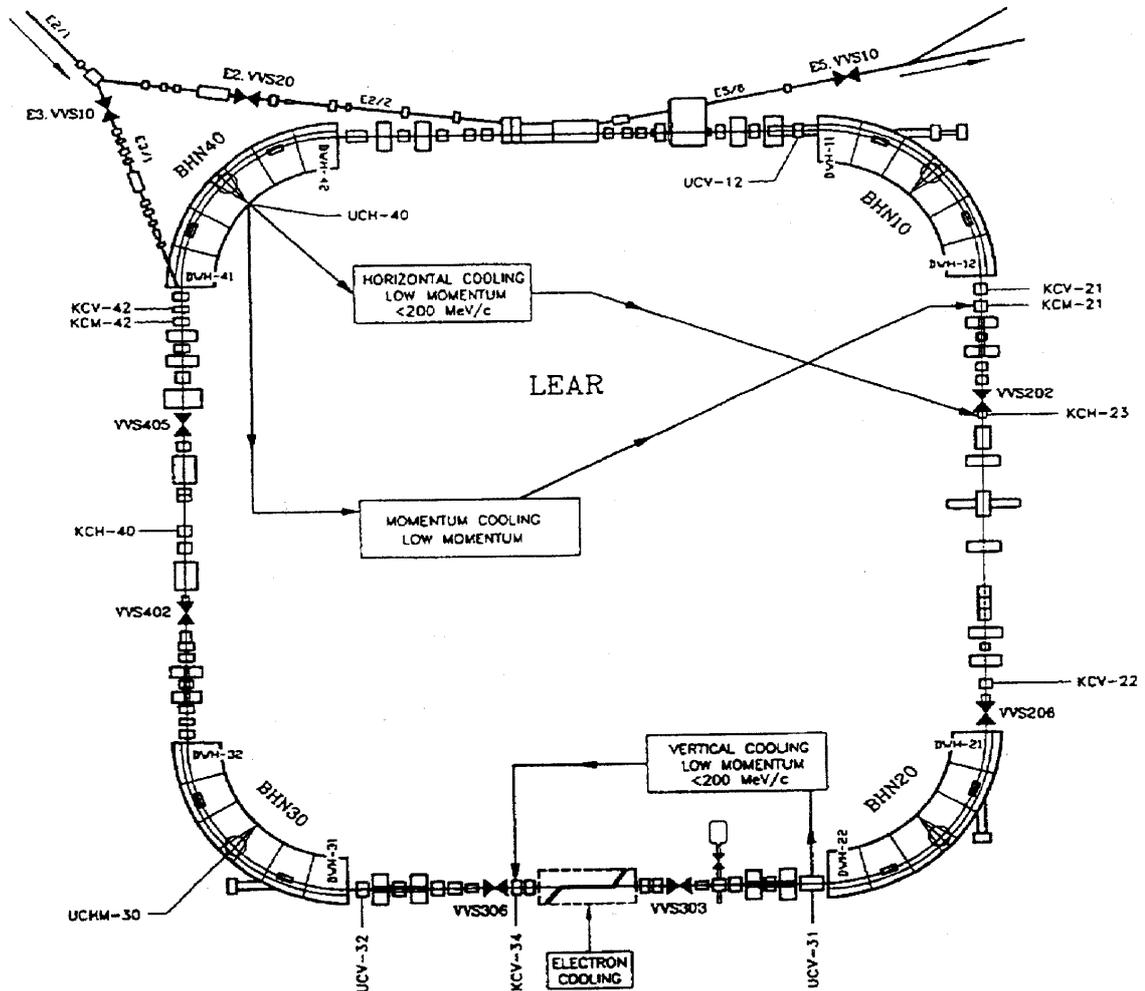


Abbildung 4.9: Darstellung des LEAR-Rings. Der Kicker, der sich am Platz KCM21 befindet, gehört zum Pick-up am Platz BHN40 für die horizontale stochastische Kühlung. Für die vertikale Kühlung steht der Pick-up am Platz UCV31 und der Kicker am Platz KCV32 zur Verfügung.

4.2 Elektronenkühlung

G. Budker schlug 1966 erstmals die Elektronenkühlung vor [41]. Experimentell wurde sie zuerst in Novosibirisk und dann später am CERN und Fermilab verwendet. Die Idee stammt aus der Plasmaphysik, wo Spitzer im Jahr 1956 zeigte, daß warme Ionen ins Gleichgewicht mit kalten Elektronen im Plasma kommen [42]. Budker wies darauf hin, daß ein Elektronenstrahl einfach ein bewegtes Elektronenplasma ist. Bei der Überlagerung eines Ionenstrahles und eines sich mit gleicher Geschwindigkeit bewegenden Elektronenstrahles transferieren die warmen Ionen Impuls auf die kalten Elektronen, d.h. die Ionen werden gekühlt und die Elektronen werden erwärmt. In der Praxis werden die Elektronen aus einer Elektronenkanone gewonnen. Das Prinzip der Elektronenkühlung ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Wie in der Abbildung zu ersehen ist, werden die Elektronen aus einer geheizten Kathode bis zu einer Geschwindigkeit v_0 beschleunigt. Sie werden parallel zu einem

longitudinalen magnetischen Feld in das Strahlrohr gebracht. Der Elektronenstrahl überlappt mit dem Ionenstrahl im Kühlungsbereich. Am Ende des Kühlungsbereiches werden die erwärmten Elektronen im Kollektor gesammelt. Der Raumladungseffekt der Elektronen führt zu einem radialen elektrischen Feld, das den Elektronenstrahl aufbläht. Das magnetische Feld wird verwendet, um diesem Raumladungseffekt entgegenzuwirken.

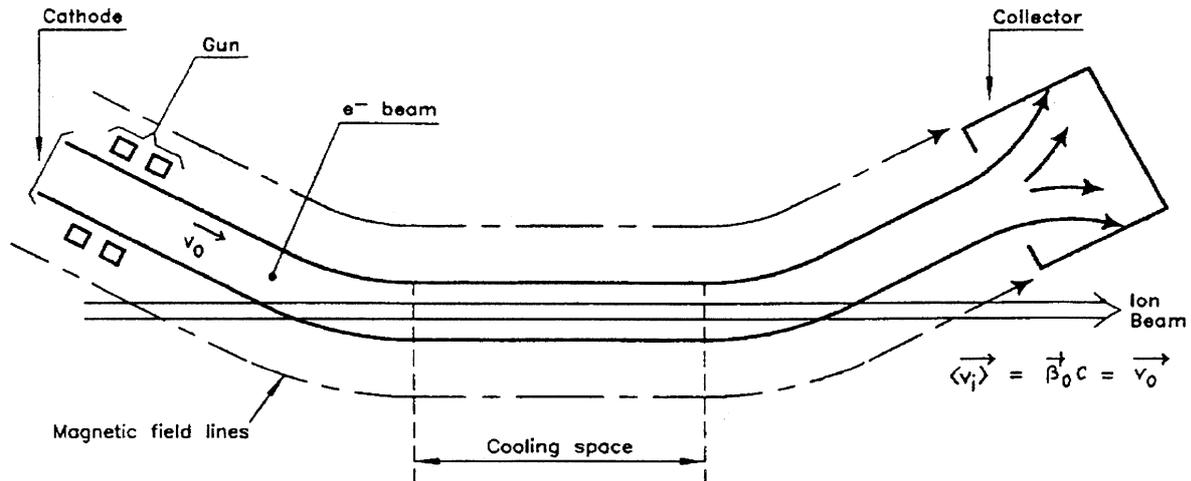


Abbildung 4.10: Prinzip der Elektronenkühlung. Mit Hilfe eines magnetischen Feldes überlappt der Elektronenstrahl mit dem Ionenstrahl. Im Kühlungsbereich läuft der Elektronenstrahl parallel zum Ionenstrahl. Die erwärmten Elektronen werden danach in den Kollektor geführt.

Am LEAR werden stochastische und Elektronenkühlung zusammen verwendet, siehe Abbildung 4.9. Die Elektronen werden eingesetzt, um die niederenergetischen Antiprotonen zu kühlen. Mit einem Kühlungsbereich von Länge 1.5 m dauert die Kühlung bei 5.9 MeV Antiprotonenenergie etwa 140 msec. Der Durchmesser des Elektronenstrahles beträgt 2.5 cm bei einer Strahlintensität von 2.3 A. Das longitudinale magnetische Feld beträgt 455 G. Eine ausführliche Erläuterung der LEAR-Parameter ist in [43] zu finden.

Bis Ende des Jahres 1996 wurden am CERN vier Teilbereiche verwendet, um niederenergetische Antiprotonen herzustellen. Diese vier Bereiche sind der PS, AA, AC und LEAR. LEAR war das letzte Glied in der Reihe, das die niederenergetischen Antiprotonen zur Verfügung stellte. Zur Zeit wird LEAR im Rahmen der Large-Hadron-Collider-Projekt LHC umgebaut [44]. Der AA und AC, die zusammen den Antiproton-Accumulator-Complex darstellen, werden zu einem Antiproton Decelerator (AD) umgebaut, der hochenergetische Antiprotonen bis zu einem Impuls von 100 MeV/c abbremsen kann.

Kapitel 5

Das Experiment

Alle hochauflösenden Rückstoßionenimpulsspektrometer und Reaktionsmikroskope basieren auf einem wohllokalisierten kalten atomaren Target, um einen gut definierten Anfangszustand zu gewährleisten. Da die in einem Stoßprozess übertragenen Impulse in Größenordnung oder sogar kleiner als die thermischen Impulse bei Raumtemperatur sind, ist ein gekühltes Target erforderlich, um eine hinreichende Rückstoßionenimpulsauflösung zu erreichen. In allen existierenden Versionen von Rückstoßionenimpulsspektrometern (IKF; Universität Frankfurt, GSI; Darmstadt, CIRIL; Caen/Frankreich, Kansas State University; USA, RIKEN; Japan, LBNL; Berkeley/USA, University of Missouri; USA, Argonne National Laboratory; USA) wird als Target ein Ultraschallstrahl eingesetzt, der mit dem Projektilstrahl gekreuzt wird. Mit einer Kombination von elektrischen und, in manchen Versionen, magnetischen Felder werden die Ionisationsfragmente, die durch den Stoßprozess erzeugt werden, auf ortsauflösende Detektoren abgebildet und so mit großem Raumwinkel detektiert. Aus den gemessenen Orten und Zeiten (Time-of-Flight TOF) werden die Trajektorien der beteiligten Teilchen (Ionen und Elektronen) rekonstruiert und die Impulsverteilungen berechnet. Die Meßtechnik der Rückstoßionenimpulsspektroskopie kombiniert so zwei Eigenschaften: großen Raumwinkel und hohe Auflösung.

5.1 Strahlvorbereitung

5.1.1 Antiprotonenstrahl

Das Experiment wurde mit Antiprotonen am LEAR durchgeführt, der weltweit einzigen Anlage für langsame Antiprotonen. Die Streukammer wurde am Messplatz M1/PS194 installiert, siehe Abbildung 5.1. Wegen Vakuumsicherheitsvorschriften wurde der Strahl durch ein $25\ \mu\text{m}$ Titanfenster, das auf einem Fensterflansch montiert ist, in die Experimentierkammer geleitet. Hinter dem Titanfenster konnte der Strahl mit einem Strahlprofildetektor vermessen werden. Mit den Strahlführungselementen des Strahlrohres ließ sich ein Strahlfleck von etwa 6 mm (siehe Abb. 5.2) bei einer Divergenz von ca 3.5° erreichen. Der Energieverlust von Antiprotonen im Titanfenster wurde mit dem Programm TRIM simuliert. Da TRIM nur positive Ionen simuliert, wurden die Rechnungen für Protonen anstelle von Antiprotonen durchgeführt. Das Titanfenster bremst den Strahl von 5.9 MeV auf etwa 5.38 MeV ab. Da das Ziel des Experiments Einfachionisation von Helium mit möglichst niederenergetischen Antiprotonen ist, muß die Antiprotonenenergie weiter reduziert werden. Dies geschieht in einem dünnen Szintillator und einem Mylareintrittsfenster in die Experimentierkammer. Die Antiprotonenenergieverteilung konnte über eine Flugzeitmessung experimentell kontrolliert werden. Hierzu wurde mit einem Photomultiplier das Licht der Szintillatorfolie detektiert und damit die Antiprotonenflugzeit bis zum hinter dem Target befindlichen Projektilchannelplate-detektor gemessen. Der Energieverlust in dem $200\ \mu\text{m}$ dicken Polyvinyltoluen-Szintillator wurde auch mittels TRIM simuliert. Dabei ergibt der Szintillator eine Energie von 3.55 MeV vor den Mylareintrittsfenster. Die eigentliche Abbremsung erfolgt mit dem Mylarfenster.

Das Abbremsen führt, neben dem Energieverlust der Teilchen, auch zu einer Winkelaufstreuung. Es mußte also ein Kompromiß zwischen möglichst kleiner Energie und möglichst guter Strahlqualität gefunden werden. Ein Abbremsen auf 200 keV führt zum Beispiel zu einer Strahlbreite von etwa 1.5 cm an der Stelle des Gasjets. Einen akzeptablen Kompromiß bietet eine Strahlbreite von 6 mm, siehe Abschnitt 5.4.1. Für diese Aufstreuung beträgt die Dicke des Mylarfensters 133 μm . Abbildung 5.3 zeigt die simulierte Energieverteilung nach der Kombination des Titanfensters, des Szintillators, des Mylarfenster und einem etwa 1 cm Luftbereich zwischen den beiden Fenstern. Der erhaltene Energiepeak liegt bei 945 keV. Die experimentelle Energieverteilung wurde mittels einer Koinzidenz zwischen dem Szintillator und dem Projektildetektor ermittelt. Ein Time-to-Amplitude-Converter (TAC) mißt die Zeitdifferenz zwischen den Zeitsignalen aus dem Szintillator und dem Projektildetektor. Abbildung 5.4 zeigt eine schematische Darstellung der Zeitkoinzidenz. Da der Abstand zwischen dem Szintillator und dem Projektildetektor bekannt ist, kann die Projektilenergieverteilung bestimmt werden. Abbildung 5.5 zeigt diese gemessene Energieverteilung. Es wurde eine Halbwertsbreite von 380 keV um das Maximum bei 945 keV gemessen. Um den Zeitnullpunkt im Flugzeitspektrum zu erhalten, wurden mehrere Messungen bei unterschiedlichen Szintillator-Projektildetektorabständen gemacht. Um dies zu ermöglichen, war der Projektildetektor auf einer Schiebedurchführung montiert. Die Messungen zu den verschiedenen Flugstrecken zeigt Abb. 5.6. Die erzielte Strahlbreite von 6 mm erbrachte eine schwierige experimentelle Situation. Durch Einsatz einer Linse im Rückstoßionenzweig des Spektrometers wird die Ionenimpulsmessung zwar in erster Ordnung unabhängig von der Ausdehnung des Targetvolumes. Für die Elektronen läßt sich jedoch keine Linse realisieren, so daß der Elektronenimpuls in Richtung des Gasjets nicht gemessen werden konnte. In longitudinaler Richtung wird die Ausdehnung des Reaktionsvolumes durch den Jet definiert, sodaß sie unabhängig von der Ionenstrahlqualität ist. Eine Lösung dieses Problems der Strahlausdehnung würde der ortsempfindliche Nachweis der Projektile bieten. Dies wurde mit einem Channelplate mit W&S-Anode versucht. Die bei der Vernichtung des im Detektor gestoppten Antiprotons ausgelöste Kaskade von sekundärer Strahlung führte jedoch im Channelplate zu einer nicht mehr auf den Auftreffort des Antiprotons beschränkten großen Zahl von Elektronenlawinen, was die Ortsbestimmung unmöglich macht.

5.1.2 Protonenstrahl

Für den Proton-Helium Stoß steht in IKF ein (2.5 MeV)-Van-de-Graaf-Beschleuniger zur Verfügung. Direkt hinter dem Umlenkmagnet des Beschleunigers befindet sich ein erster Kollimator, mit dem der Strahl auf etwa 1 mm^2 kollimiert wurde. Dahinter befinden sich zwei Ablenkplatten. An diese Ablenkplatten wurde eine gepulste Spannung angelegt, wodurch der Strahl über einen zweiten Kollimator, der sich 4 m strahlabwärts befindet, geweckelt. Der zweite Kollimator wurde auf eine Öffnung von 0.3 mm^2 eingestellt (Abbildung 5.7). Hinter dem zweiten Kollimator erhält man so einen mit einer 2 MHz Taktrate gepulsten Strahl. Mit diesem Aufbau wurde eine Pulslänge von $<1.5 \text{ nsec}$ erreicht. Eine experimentelle on-line-Kontrolle der Pulsbreite wurde durch eine Elektroneneinfangreaktion durchgeführt. Hierzu wurde eine Koinzidenz zwischen dem Pulser und den im Target umgeladenen H^0 -Projektile geschaltet. Abbildung 5.8 zeigt die Zeitmessung zwischen dem Pulser und dem Projektildetektor. Die zwei Maxima gehören zu auf- und absteigenden Flanken der Pulserspannung. Mit dem Pulser-Signal wurden zwei weitere Koinzidenzen mit den Rückstoßionen und den Elektronen geschaltet. Damit gelang es, alle notwendigen Zeiten und Impulskomponenten im

Experiment zu messen. In 30 cm Abstand unter dem zweiten Kollimator befindet sich ein dritter zur Unterdrückung der am zweiten Kollimator gestreuten Projektile. 20 cm vor dem Spektrometer konnte der Strahl nochmals horizontal mit zwei Ablenkplatten abgelenkt werden, um den Targetjet zu treffen. Eine Blende mit 10 mm Durchmesser trennt die Targetkammer vom Strahlrohr (Abb.5.7).

5.2 Allgemeine Betrachtungen zur Targetvorbereitung

Die Tatsache, daß das Projektil einen großen Eingangsimpuls P_p besitzt und daß die Elektronen des Targetatoms bei großen Stoßparametern angeregt werden, führt dazu, daß der Impulsübertrag auf den Targetkern sehr klein ist ($\Delta P_p/P_p \leq 10^{-3}$; ΔP_p ist die Änderung des Projektilsimpuls). Daher liegt die zu untersuchende Rückstoßionenenergie in Bereich von wenigen meV. Diese Energie ist mit der thermischen Energie des Atoms vergleichbar und in vielen Fällen sogar deutlich kleiner. Typischerweise liegt der Impulsübertrag beim Stoß auf das Targetatom bei etwa 1 a.u. [45,46]. Das entspricht einer Elektronenenergie von 13.6 eV und 2 meV für den Heliumkern. Die mittlere thermische Bewegungsenergie ist gegeben durch

$$E_T = \frac{3}{2} k_B T . \quad (5.1)$$

Bei Zimmertemperatur beträgt diese Energie für ein Heliumtarget etwa 38 meV, welches einem Impuls von 4.5 a.u. entspricht. Deshalb ist es notwendig, die Targettemperatur weit unter Zimmertemperatur abzukühlen, um bei der Rückstoßionenspektroskopie eine hinreichende Impulsauflösung zu erreichen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde als Target ein durch Überschallexpansion erzeugter Atomstrahl verwendet. Hierin beträgt die innere Targettemperatur etwa 10 mK. Das entspricht einer thermischen Bewegungsenergie von 1 μ eV oder einem Impuls von 0.03 a.u. Diese Lokalisation und Kühlung des Targets sind die beiden Grundvoraussetzungen für die Anwendung der COLTRIMS-Methode. In dieser Apparatur werden die im Stoß erzeugten Targetionen und -elektronen, sowie der Ladungszustand des Ions nachgewiesen. Mit Hilfe des Impuls- und Energieerhaltungssatzes können die dreidimensionalen Impulsverteilungen aller Teilchen im Endzustand des Stoßes bestimmt werden.

5.3 Gastargetvorbereitung

In einem Gasjet expandiert das Targetgas, dessen Anfangstemperatur T_0 ist, aus einem Gasreservoir mit Vordruck p_0 durch eine Düse in einem Bereich mit dem Hintergrunddruck p_b . Hinter der Düse entsteht die sogenannte "zone of silence", in der das Gas Überschallgeschwindigkeit v_∞ erreicht [47]. Dadurch wird die gesamte innere thermische Bewegungsenergie des Gases in die Bewegungsenergie in Expansionsrichtung transformiert. Im folgenden wird v_∞ als v_{jet} bezeichnet. v_{jet} ergibt sich zu

$$v_{jet} = \sqrt{\frac{5k_B T_0}{m}} , \quad (5.2)$$

wobei k_B Boltzmann-Konstante und m die Masse der Gasatome ist. Wegen der durch die Überschallexpansion erzeugten Abkühlung ist die Geschwindigkeitsverteilungsbreite in Expansionsrichtung extrem klein, siehe Abbildung 5.9. Die Abweichung der Geschwindigkeit der einzelnen Atome von der mittleren Endgeschwindigkeit v_{jet} gibt die interne Temperatur-

verteilung T der Targetatome wieder. Dieses Verhältnis wird durch das sogenannte "Speed Ratio" S beschrieben [48]

$$S = \sqrt{\frac{5T_0}{2T}} . \quad (5.3)$$

Nach der kinetischen Gastheorie [49,50] ist S bei fester Quelltemperatur T_0 eine Funktion des Produkts aus Vordruck p_0 und Düsendurchmesser d_d . Dabei ist vorausgesetzt, daß der Hintergrunddruck $p_b = 0$ in der Expansionskammer herrscht. Deshalb benötigt man für die Expansionskammer eine große Pumpleistung, um den Hintergrunddruck p_b möglichst klein zu halten. Der so erzeugte Gasjet hat eine Intensitätsverteilung proportional zur $\cos^4\alpha$, wobei α der Winkel relativ zur Expansionsachse ist. Mit einem Skimmer schält man einen kleinen Teil aus dieser winkelabhängigen Intensitätsverteilung heraus.

Abbildung 5.10 zeigt den schematischen Aufbau eines Ultraschall-Vakuumsystems. Es besteht aus zwei nur durch den Skimmer verbundenen Vakuumkammern, der Expansionskammer und der Experimentierkammer. Es wurde ein Vordruck von 30 bar unter Raumtemperatur bei einem Düsendurchmesser von 30 μm verwendet. Das sich daraus ergebende "Speed Ratio" S beträgt etwa 65 mit $v_{jet} = 1760$ m/s, bzw. einem Impuls von 5.9 a.u. Nach (5.3) beträgt die innere Jettemperatur T etwa 0.15 K. Die Expansionskammer wurde durch eine 6000 l/s Diffusionspumpe abgepumpt. Das ergibt einen Hintergrunddruck von 2×10^{-3} mbar in der Expansionskammer. Die Skimmeröffnung hat einen 0.3 mm Durchmesser und liegt ca. 20 mm über der Düse. Mit dieser Einstellung erreicht man eine Targetdichte von etwa 7×10^{12} Atome/cm² [51]. Bei dieser geometrischen Anordnung beträgt der Jetdurchmesser am Strahlort etwa 2 mm. Nach dem Durchqueren des Spektrometers tritt das Gasstrahl durch ein Loch von 2 cm Durchmesser in eine dritte Kammer ein, die mit einer 330 l/s Turbomolekularpumpe gepumpt wird. Die Rückstreuung des warmen Gas aus diesem "Jetdump" verursacht einen Druckanstieg in der Experimentierkammer auf etwa 7×10^{-7} mbar. Eine ausführliche Beschreibung der Aufbau des Jetsystems befindet sich in der Doktorarbeit von O. Jagutzki [51].

Aufgrund des extrem kleinen Strahlstromes der Antiprotonen (10^4 Teilchen/sec im verwendeten Teil des Strahles) wurde das oben beschriebene Jetsystem, das eine sehr hohe Targetdichte liefert, für das Experiment Antiproton-Helium verwendet, während ein ähnliches Jetsystem mit besserer Auflösung aber geringerer Targetdichte am IKF für das Proton-Helium Experiment verwendet wurde. Im zweiten System expandiert das Gas durch die Düse aus einem auf 14 K abgekühlten Gasreservoir. Die Jetkammer wird nur mit 700 l/s Pumpleistung gepumpt. Die Vorkühlung führt zu einer besseren Auflösung aber zu einer niedrigeren Targetdichte. Bei einem Jetdurchmesser von 1 mm beträgt die Targetflächendichte dieses Systems 1×10^{11} Atom/cm². Eine detaillierte Beschreibung dieser Apparatur findet sich in der Doktorarbeit von V. Mergel [52].

5.4 Das Rückstoßionenimpulsspektrometer

Der Gasstrahl (y -Richtung) wird mit dem Projektilstrahl (z -Richtung) gekreuzt. Das Reaktionsvolumen befindet sich in einem elektrischen Feld (x -Richtung). Dieses Feld projiziert die im Stoß erzeugten Rückstoßionen und Elektronen auf zwei gegenüberliegende

ortsauslösende Detektoren. Es wird die Flugzeit der Teilchen, sowie ihr Auftreffort auf dem Detektor gemessen. Daraus läßt sich eindeutig der Startimpuls der Teilchen berechnen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein dreidimensional fokussierendes Spektrometer verwendet.

5.4.1 Orts- und Zeit-fokussierendes Spektrometer

Die Reaktionszone im Spektrometer ist durch das Überlappvolumen aus Projektilstrahl und Atomstrahl definiert. Mit einem Jetdurchmesser von 2 mm und einem Antiprotonenstrahldurchmesser von mindestens 6 mm ist die Reaktionszone sehr groß. Bei Verwendung eines homogenen elektrischen Absaugfeldes ist die erreichbare Impulsauflösung in den beiden Richtungen senkrecht zum Feld durch die Targetausdehnung beschränkt. In Feld Richtung dagegen kann eine Feldgeometrie gewählt werden [53], die unterschiedliche Startorte im Feld zu gleichen Flugzeiten fokussiert. Bei homogenen Feldern ist hierzu ein Längenverhältnis von zwei zu eins zwischen Driftstrecke und Feldregion notwendig. Mit solch einem Spektrometer konnte in Zeitrichtung eine Auflösung von 0.1 a.u. erreicht werden [54]. Durch Einsatz einer elektrostatischen Linse im Extraktionsbereich kann eine ähnliche Fokussierung auch in den beiden Ortsrichtungen erreicht werden. Ein solches Spektrometer kann die Targetausdehnung in drei Richtungen fokussieren. Statt des homogenen elektrischen Feldes verwendet man eine elektrische Linse, die die Rückstoßionen mit gleichem Impuls aber verschiedenen Startorten in der Reaktionszone auf dem Detektor fokussiert.

Abbildung 5.11 zeigt eine schematische Darstellung des verwendeten Spektrometers. Das Spektrometer besteht aus zwei Teilen, der Beschleunigungsstrecke und der Driftstrecke. Nach dem Stoß werden die Rückstoßionen in die Richtung der Driftzone beschleunigt, während die Elektronen entgegengesetzt beschleunigt werden. Die Gesamtlänge der Beschleunigungsstrecke beträgt 7 cm. Das elektrische Feld wurde durch zwei Gitter begrenzt. Der Targetort ist 1 cm vom Gitter auf der Elektronenseite des Spektrometers entfernt. Das elektrische Feld wurde durch Anlegen einer Spannung an eine 7 μm dicke Kohlefaser erzeugt. Die Faser wurde spiralförmig um vier Keramikbolzen gewickelt, was einen Spektrometergesamt-widerstand von 4.4 M Ω ergibt. Zusätzlich wurde, um das elektrische Feld in der Beschleunigungsstrecke möglichst homogen zu halten, die gesamte Beschleunigungsstrecke und die innere Seite der Driftstrecke mit einer 200 nm Germaniumschicht bedampft. Das gewährleistet eine sehr feine hochohmige Fläche, die die elektrostatische Aufladung der Spektrometerkomponenten verhindert. Das Spektrometer ist auf eine geerdete Metallplatte montiert, die den Skimmer hält und die beiden Vakuumkammern der Apparatur trennt. Um den Felddurchgriff dieser geerdeten Montageplatte in die Beschleunigungsstrecke möglichst gering zu halten, muß der Abstand zwischen den Kohlefaserwindungen möglichst klein sein. In dem verwendeten Spektrometer betrug dieser Abstand 1 mm. Eine weitere Abschirmung von äußeren Feldern bietet eine mit Germanium beschichtete Glasscheibe, die unter den Beschleunigungsstrecke sitzt. Diese Germaniumschicht erstreckt sich über die gesamte Länge der Beschleunigungsstrecke und hat den selben Spannungsgradienten wie die Kohlefaser. Die Glasplatte besitzt ein 6 mm Loch für den Gasjet. 3 cm vom Targetort in Richtung des Rückstoßionendetektors befindet sich eine elektrostatische Linse. An dieser Stelle wurde die Kohlefaser getrennt, um einen Spannungssprung zu erzeugen. Dieser Spannungssprung wird durch einen von außen veränderlichen Widerstand erzeugt. Alle Äquipotentiallinien, Ionen- und Elektronentrajektorien wurden mit dem Programm "Simion" simuliert. Für das Experiment Proton-Helium wurde ein etwas anderes Spektrometer verwendet. In diesem

Spektrometer wurden anstelle der Kohlefaserwindungen mehrere unmagnetische, durch gleiche Widerstände getrennte Edelstahlringe verwendet, um das Feld zu definieren. Die Spannungsteilung über Widerstände anstelle der Kohlefaser erlaubt es, wesentlich höhere (>300 V) Spannungen an das Spektrometer anzulegen. Die Breite der Ringe ist groß genug, um die Beschleunigungsstrecke gegen äußere fremde Felder zu schützen, so daß auf die mit Germanium beschichtete Glasplatte verzichtet werden kann.

Zusammen mit der Driftzone kann die Linse in der Beschleunigungsstrecke die Rückstoßionen örtlich und zeitlich fokussieren. Das Spektrometer soll Ionen, die mit gleichen Impuls an verschiedenen Orten senkrecht zum Feld starten werden, auf eine Stelle auf dem Channel-Plate-Detektor fokussieren. Zudem erreichen Ionen gleichen Impulse, die aber an unterschiedlichen Orten entlang der Feldlinien starten, dennoch das Channel-Plate zur selben Zeit. Um diese "Zeitfokussierung" zu gewährleisten müssen Feldregion und Driftstrecke in ihrer Länge genau aufeinander abgestimmt sein. Diese Bedingungen kann man wie folgt abschätzen. Das Spektrometer kann man näherungsweise in drei getrennte Feldbereiche unterteilen. Der Abstand zwischen dem Targetort und Linse wird als s_1 bezeichnet. Der Abstand zwischen der Linse und dem Gitter, das die Beschleunigungs- von der Driftzone trennt, wird als s_2 bezeichnet. In diesen beiden Zonen ist das Feld fast homogen. Man definiert eine imaginäre dritte Zone s' ,

$$s' = \frac{U_L}{E} . \quad (5.4)$$

Dabei ist U_L die Linsenspannung und E die Feldstärke bei $U_L = 0$ V ist. Die Driftstreckenlänge wird als s_D bezeichnet. Die Flugzeit t_1 , die ein Rückstoßion mit Startimpuls Null braucht, um die Strecke s_1 durchzuqueren, ist mit der Beschleunigung a durch die Gleichung

$$t_1 = \sqrt{\frac{2s_1}{a}} \quad (5.5)$$

verbunden. Für die Strecke s_2 wird die Zeit t_2

$$t_2 = \sqrt{\frac{2(s_1 + s')}{a}} \left(\sqrt{1 + \frac{s_2}{s_1 + s'}} - 1 \right) \quad (5.6)$$

und für die Driftstrecke t_D

$$t_D = s_D \sqrt{\frac{1}{2a(s_1 + s_2 + s')}} \quad (5.7)$$

benötigt. Somit ist die Gesamtflugzeit des Rückstoßions bis zum Detektor die Summe von (5.5), (5.6) und (5.7)

$$t = \sqrt{\frac{2}{a}} \left(\sqrt{s_1} + \sqrt{s_1 + s_2 + s'} - \sqrt{s_1 + s'} + \frac{s_D}{2\sqrt{s_1 + s_2 + s'}} \right) \quad (5.8)$$

Um die für Zeitfokussierung nötige Länge der Driftstrecke zu berechnen, differenziert man (5.8) nach der Länge s_1 , da die Flugzeit der Ionen, die gleichen Startimpuls aber verschiedenen Startorte im Targetvolumen haben, unabhängig von Startort sein soll. Das heißt:

$$\frac{\partial t}{\partial s_1} = 0 \quad (5.9)$$

Das führt zu einer Driftstreckenlänge von:

$$s_D = 2(s_1 + s_2 + s') \left(1 + \sqrt{\frac{s_1 + s_2 + s'}{s_1}} - \sqrt{\frac{2s_1 + s'}{s_1 + s'}} \right). \quad (5.10)$$

(5.10) ergibt die Länge der Driftstrecke für die Fokussierungsbedingungen. Die Bedingungen für ein Spektrometer ohne Linse ergeben sich mit $U_L = 0$ V und $s' = 0$ cm. Das ergibt eine Driftstreckenlänge von $s_D = 2(s_1 + s_2)$. Über das gesamte Spektrometer wurde eine Spannung von 500 V beim Proton-Helium Stoß und 300 V beim Antiproton-Helium Stoß angelegt. In der Praxis legt man eine Spannung direkt an der Linse an oder verbindet sie durch einen äußeren Widerstand, den man von außerhalb der Experimentierkammer variieren kann. In dieser Arbeit wurde die zweite Methode verwendet. Bei einem Widerstand von 10 M Ω des Spektrometers plus 4.75 M Ω für die Linse errechnet sich ein $s' = 3.23$ cm und eine $s_D = 28.6$ cm. Diese Werte wurden beim Stoß Proton-Helium verwendet. Wegen der Beschränkungen durch einen kleineren Durchmesser der Kammer wurde am CERN eine 18 cm lang Driftstrecke verwendet. Mit der Spannung von 300 V über die 3.75 M Ω des Kohlefaserspektrometers wurde die Linse dann im Experiment optimiert, in dem man den Linsenwiderstand ändert, bis man die Ortsverteilung der Rückstoßionen auf dem zweidimensional ortsauflösenden Detektor am kleinsten fokussiert hat und die Position des Maximums sich nicht mehr ändert, wenn man den Strahl der Testelektronenkanone vertikal bewegt. Der Linsenwiderstand ergab sich so zu 2.25 M Ω . In Abbildung 5.12 a/b werden die Fokussierungseigenschaften des Proton-Helium-Spektrometers simuliert. Abbildung 5.12a zeigt Ionen, deren Impulse von 0 a.u. bis 12 a.u. in gleichen Schritten senkrecht zur Feldrichtung, und Elektronen, deren Impulse von 0 a.u. bis 1.2 a.u. ebenfalls senkrecht zur Feldrichtung variiert wurden. Die Abbildung zeigt, daß mit einem Flugzeitunterschied von einigen Nanosekunden zwischen den mittleren und den äußersten Ionenbahnen das Spektrometer mit hinreichender Linearität die Impulse trennen kann. Abbildung 5.12b zeigt Ionen mit Startimpuls null, die aus einem Target mit 6 mm² Reaktionsfläche (Überlapp zwischen dem 6 mm breiten Strahl und dem 1 mm breiten Targetjet) entstehen. Die zwei dargestellten Richtungen sind die x - (Zeit-) und die z -Richtung (longitudinale Richtung). Das 6 mm² große Target wird auf eine Fläche von 0.04 mm² (0.5×0.083 mm²) abgebildet. Der Zeitmarker zeigt einen Flugzeitunterschied zwischen der kürzesten und der längsten Flugbahn. Er beträgt 0.01 μ sec. Daher werden nur die longitudinalen Impulsverteilungen diskutiert, da die transversalen hauptsächlich die Auflösung des Spektrometers in Zeitrichtung reflektieren.

5.5 Die ortsauflösenden Detektoren

Zum ortsempfindlichen Nachweis der an dem Stoß beteiligten Teilchen wurden Multi-Channel-Plates zusammen mit Wedge and Strip Anoden (W&S-Anoden) verwendet. Auf dem Multi-Channel-Plate löst ein Teilchen (Elektron, Rückstoßion oder Projektil) eine Lawine aus, die innerhalb einiger nanosec auf eine Stärke von 10^6 - 10^7 sekundären Elektronen angewachsen ist. Für den Nachweis der Projektile wurden zwei Channel-Plates (Chevron-Anordnung) verwendet. Für Elektronen und Rückstoßionennachweis wurden drei Channel-Plates (Z-Stack-Anordnung) verwendet. Um den Ort des Teilchens auszulesen, wurden die Detektoren mit ortsauflösenden W&S-Anoden bestückt. Abbildung 5.13 zeigt einen solchen Detektor mit einer W&S-Anode. Die W&S-Anode bestimmt den Ort der vom Channel-Plate erzeugten sekundären Elektronenlawine nach dem Ladungsteilungsprinzip. Die W&S-Anode besteht aus drei getrennten Segmenten, die auf einem Keramikträger aufgebracht sind. Die relativen Koordinaten x , y des Lawinenzentrums erhält man aus den Ladungsmengen q_i , die auf den Segmenten Wedge, Strip und Mäander nachgewiesen werden, (5.11) und (5.12)

$$x = \frac{q_W}{q_W + q_S + q_M} \quad (5.11)$$

$$y = \frac{q_S}{q_W + q_S + q_M} . \quad (5.12)$$

q_W , q_S und q_M stehen für die Ladungsmengen auf Wedge, Strip und Mäander. Der Durchmesser der Elektronenlawine beträgt einige Kanaldurchmesser (Kanaldurchmesser = $25 \mu\text{m}$), was zur Diskretisierung der zweidimensionalen Bild des Detektors führen würde. Um diese Bilddiskretisierung zu vermeiden, wurde die Anodenstruktur auf einer Seite des Keramikträgers und einige 10 nm dicke Germaniumschicht auf der anderen Seite aufgedampft. Die Germaniumschicht zeigt in Richtung des Channel-Plates. Wenn die Elektronenlawine auf der Germaniumschicht trifft, fließt sie nur langsam ab. Auf der Anode wird eine entsprechende Bildladung erzeugt, die jedoch ausgedehnter ist [55]. Das gewährleistet, daß die Ladung eine größere Fläche von den Anodensegmenten deckt, was eine nicht diskretisierte Ortsauflösung ermöglicht. Vor jedem Detektor sind ein oder zwei Edelmetallgitter von $250 \mu\text{m}$ Maschenweite gespannt, um einen sauberen Potentialabschluß zu erzeugen. Abbildung 5.14 zeigt ein Pulshöhenspektrum des Rückstoßionendetektors. Ein Problem ist das Übersprechen zwischen den drei Anodensegmenten. Dieses Übersprechen verzerrt das Ortsbild. Mittels eines Pulsers kann man dieses Übersprechen messen. Man gibt einen bekannten Puls auf ein Segment und mißt die Pulshöhe auf den anderen zwei Segmenten. Abbildung 5.15 zeigt zwei unkorrigierte Bilder der Detektoren im Vergleich zu Bildern, bei denen dieses Übersprechen korrigiert wurde. Die Detektoren wurden mit folgenden Spannungen bei der Antiprotonenmessung

	Elektron	Rückstoßion	Projektil
Gitter 1	-100 V	-----	0 V
Gitter 2	-122 V	-400 V	-----
MCP-Vorderseite	-200 V	-2250 V	-1950 V
MCP-Rückseite	+2150 V	+350 V	0 V
Ge-Schicht	+2250 V	+520 V	+10 V
Anode	+2250 V	+520 V	+115 V

und folgenden Spannung bei der Protonenmessung

	Elektron	Rückstoßion	Projektil
Gitter 1	-100 V	-----	0 V
Gitter 2	-122 V	-400 V	-----
MCP-Vorderseite	-200 V	-2250 V	-1950 V
MCP-Rückseite	+2150 V	+350 V	0 V
Ge-Schicht	+2250 V	+520 V	+10 V
Anode	+2250 V	+520 V	+115 V

betrieben. Die Genauigkeit der Ortsbestimmung beträgt nach [56] etwa 0.1 mm. Weiteren Einzelheiten zur W&S-Anode befinden sich in [55,57,58].

5.6 Signalverarbeitung und Datenaufnahme

Folgende Betrachtungen beziehen sich auf die Signalverarbeitung bei der Antiprotonenmessung. Die Diskussion der elektronischen Signalverarbeitung soll für die Zeitsignale und die Ortssignale separat erfolgen.

Abbildung 5.16 zeigt die erste Signalkategorie, in der Standard-NIM-Signale benutzt werden. Mittels eines RC-Gliedes wurden die Zeitsignale von jedem Detektor entweder von der vorderen oder hinteren Seite des MCP abgenommen. Danach wurden die Signale mittels Timing-Filter-Verstärker verstärkt, dann über Constant-Fraction-Discriminatoren zu negativen NIM-Signalen umgewandelt. Nach den entsprechenden Verzögerungen wurden sie Time-to-Amplitude-Convertern (TAC) zugeführt. Ein TAC ist für die Elektron-Rückstoßion-Koinzidenz, ein zweiter für die Antiproton-Elektron-Koinzidenz, ein dritter für die Antiproton-Szintillator Koinzidenz. Ein vierter TAC ist für die Koinzidenz zwischen Antiproton und Rückstoßionen geschaltet. Als Ausgangssignale jedes TACs erhält man zwei Signale, eines entspricht der Flugzeit (Time-of-Flight, TOF) das andere ist ein Triggersignal. Als Trigger für die Datenaufnahme für das ganze Experiment wurde die Dreifach-Koinzidenzbedingung von Elektronen, Antiprotonen und Rückstoßionen gewählt.

Im zweiten Signalzweig (Ortssignale) wurden drei Signale (Wedge, Strip und Mäander) von jedem Detektor ausgekoppelt und mittels Charge-And-Time-Sensitive-Amplifier (CATSA) vorverstärkt. Die 9 Ortssignale wurden danach mit Hauptverstärkern mit einer Integrationszeit von 0.5 μ s weiter verstärkt. Die Ausgangssignale der Hauptverstärker wurden durch Linear-Gate-and-Stretcher-Module weiter verarbeitet und mit dem Triggersignal zeitlich zum

Überlapp gebracht. Danach wurden die Ortssignale zusammen mit den TAC-Signale mit Analog-to-Digital-Convertern (ADC) digitalisiert und mit einem Computer verarbeitet und gespeichert. Abbildung 5.17 zeigt den elektronischen Aufbau des Ortszweiges. Im Computer wurden alle Signale in List-Mode gespeichert [59], und später mit dem Datenanalyseprogramm PAW analysiert.

Für die Protonenmessung gilt derselbe elektronische Aufbau. Jedoch wurde anstelle des im Antiprotonenexperiment verwendeten Szintillatorszeitsignals das Zeitsignal des Pulsers verwendet. Die an den Ablenkplatten angelegte maximale Spannungsamplitude beträgt ± 150 V. Neben dieser Spannung erzeugt der Pulser zwei NIM-Signale. Jedes Signal ist zu einer Spannungsflanke korreliert (Abb.5.8). Um das "Timing" beide Flanken zu erfassen, braucht der elektronische Aufbau einen zusätzlichen TAC im Zeitweig. Fünf TACs wurden in diesem Fall benutzt. Ein TAC mißt die Zeitkorrelation zwischen Projektildetektor und Pulser signal, um Elektroneneinfangsprozesse zu detektieren. Ein zweiter TAC ist für die Elektron-Rückstoßionen-Koinzidenz. Ein dritter ist für die Elektron-Pulser-Koinzidenz, die die TOF der Elektronen mißt. Zwei TAC's sind für die Koinzidenz, die die TOF der Rückstoßionen mißt, jeweils für die auf- und absteigenden Flanken des Ablenkplattensignals.

5.7 Impulseichung und –nullpunktbestimmung

Wie oben erwähnt wurde, ist es das Prinzip der Rückstoßionenspektroskopie die Impulse aus einem Stoß durch Zeit- und Ortsmessung der beteiligten Teilchen zu bestimmen. Dazu müssen die gemessenen Orte und Zeiten geeicht werden, d.h. die Zuordnungsfunktion zwischen direkten Meßgrößen (Orte und Zeiten) und Impulsen muß bestimmt werden. Außerdem braucht man für jede Impulskomponente einen Referenzpunkt, der als Impulsnullpunkt dient. Die Eichfaktoren und Referenzpunkte für die Rückstoßionen und Elektronen müssen für jede Impulskomponente ermittelt werden.

Da sich in der Beschleunigungsstrecke eine elektrostatische Linse befindet, wurde der Eichfaktor in der Zeitrichtung (x -Richtung) mit Hilfe der Computersimulationen gewonnen. Da die Impulsverteilung des Stoßes in der Zeitrichtung symmetrisch sein muß, wurde die gemessene Zeitpeakposition der Elektron-Rückstoßion-Koinzidenz als Impulsnullpunkt der Reaktion in Zeitrichtung angenommen.

In der Longitudinalrichtung (z -Richtung) wurde die Kinematik des Elektroneneinfangs durch Protonenstoß benutzt, um sowohl den Impulsnullpunkt als auch den Eichfaktor zu bestimmen. Wegen der Impulserhaltung nimmt der Longitudinalimpuls bei solchen Reaktionen diskrete Werte an, je nach die Projektilgeschwindigkeit und Q -Wert der Reaktion. Gleichung (3.23) beschreibt diese Reaktion. Der Stoß in der longitudinalen Richtung ist nicht um den Impulsnullpunkt symmetrisch. Daher muß man den Impulsnullpunkt auch durch die Elektroneneinfangsreaktion bestimmen. Um die Eichung durchzuführen, wurde mit verschiedenen Protonen- und He^{+1} -energien (als Projektile) von 180 keV/u bis 1 MeV/u die Reaktionen $p + He \rightarrow H^0 + He^{+1}$ und $He^{+1} + He \rightarrow He^0 + He^{+1}$ für Einfang in Projektile Grundzustand gemessen. Ein Beispiel für die Detektorabbildung sieht man in Abbildung 5.18. Jede Einfangslinie (bzw. Longitudinalimpuls) gehört zu einem anderen Q -Wert. Der longitudinale Eichfaktor und der Impulsnullpunkt läßt sich so durch den Ort, Projektilenergie und Q -Wert ermitteln. Abbildung 5.19 zeigt den Ort der Einfangslinie gegen den nach

Gleichung 3.23 berechneten Impuls. Die Steigung der gefitteten Gerade ergibt den Eichfaktor in mm/a.u. Die Gerade wurde extrapoliert bis zum Impuls null, um den Referenzpunkt bestimmen zu können. Da der Stoß rotationssymmetrisch um die Strahlenachse ist, wurde als Nullpunktimpuls in y -Richtung die Mitte des Gasjetflecks verwendet und der gleiche Eichfaktor wie in z -Richtung genommen.

Da es beim Antiprotonenstoß keine Elektroneneinfangreaktionen gibt, mußte für dieses Experiment eine andere Eichmethode verwendet werden. Man benötigt eine bekannte Impulsverteilung auf dem Detektor, um den Referenzpunkt zu ermitteln. Da der Stoßprozeß rotationssymmetrisch um die Strahlrichtung ist, wurde der Eichfaktor in beiden Richtungen (z und y) gleich genommen. Weil der Offsetimpuls des Gasjets in y -Richtung bekannt ist (5.9 a.u.), wurde der Abstand zwischen Jetort (oder Jetfleck) und dem Zentrum der Restgasionen auf dem Detektor zur Eichung verwendet. Dies ergibt den Eichfaktor in Longitudinal- und y -Richtung. In der x -Richtung wurde, wieder wie beim Protonenexperiment, die Eichung der Simulation entnommen. Um den Impulsnullpunkt der longitudinalen Richtung zu bestimmen, wurde als Referenzmessung die Elektronenstoßionisation verwendet. Mittels einer Elektronenkanone wurden die Rückstoßionen aus der Reaktion $2\text{ keV } e^- + \text{He} \rightarrow \text{He}^{+I} + 2e^-$ untersucht. Für diese Reaktion hat Jagutzki [51] gezeigt, daß das Maximum der Ionenimpulsverteilung bei 0.0 a.u. liegt.

Für die Impulseichung des Elektronendetektors wurde der Detektor durch eine Lochmaske mittels einer α -Quelle bestrahlt. Abbildung 5.15 zeigt das Abbild der Maske. Darüber erhält man die Detektoreichung in y - als auch z -Richtung in Millimeter pro Kanal. Die Elektronen bewegen sich nur in einem homogenen Feld mit Äquipotentiallinien parallel zum Detektor. In den beiden Richtungen des Detektors erfahren sie also keine Beschleunigung, so daß sich der Impuls aus $\Delta_{z,y}/\Delta t$ ergibt. Der Referenzpunkt für den Impuls null des Elektronendetektors wurde wieder mittels einer Elektronenkanone ermittelt. Hierzu wurde die Spannung des Spektrometers und des Elektronendetektors umgepolt, um die Rückstoßionen auf dem Elektronendetektor nachzuweisen. Genau an der Stelle, wo die Rückstoßionen auf dem Elektronendetektor landen, liegt der Impulsnullpunkt, da die Rückstoßionen keinen Impuls in der longitudinalen Richtung besitzen.

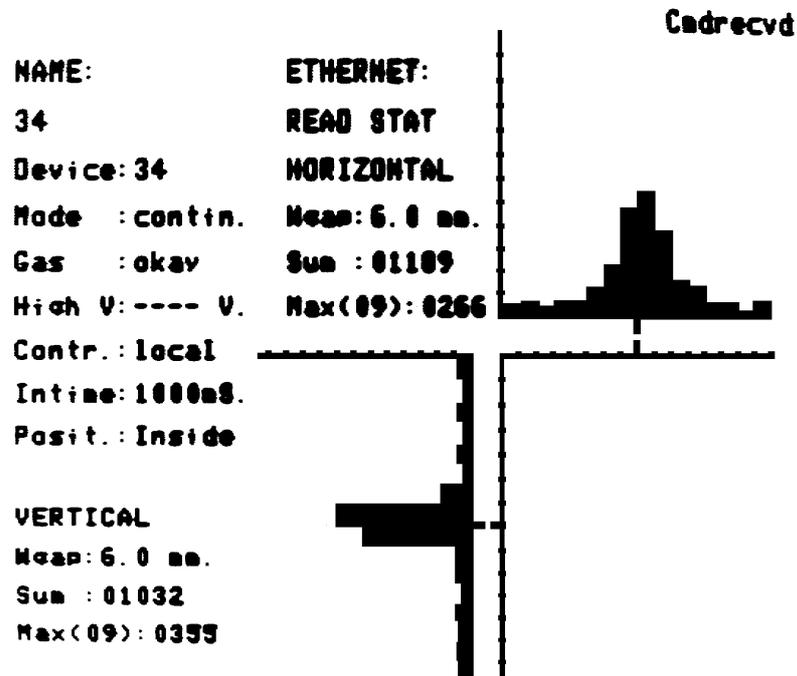


Abbildung 5.2: On-line Foto des Strahlprofils, das mit einer Multi-Wire-Proportional-Chamber gemessen wurde.

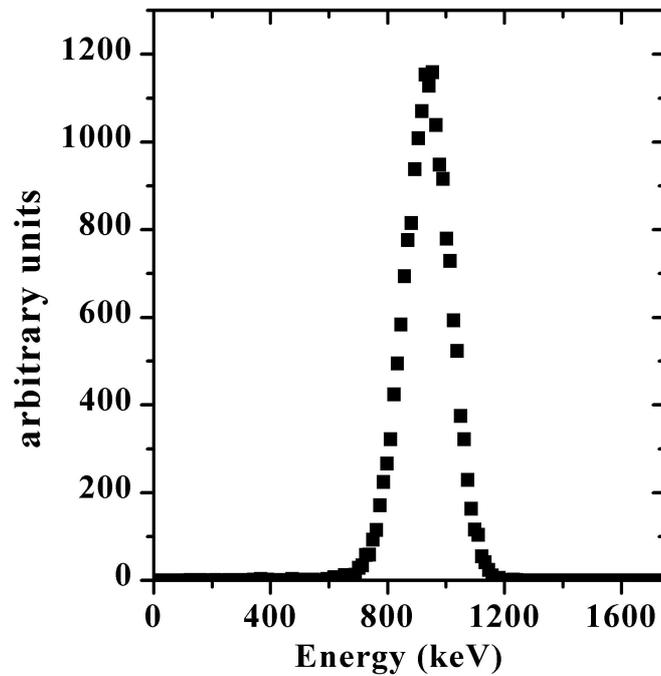


Abbildung 5.3: Simulierte Energieverteilung des Antiprotonstrahls nach der Abbremsung durch den Szintillator und die Mylarfolie.

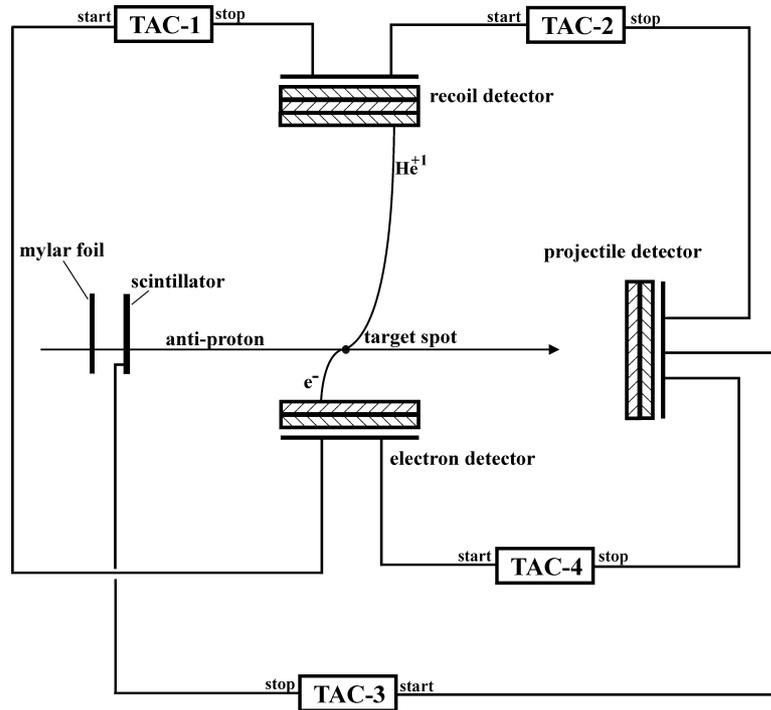


Abbildung 5.4: Darstellung der Zeitkoinzidenzen im Antiprotonenexperiment. TAC-1 mißt die Flugzeitdifferenz zwischen dem Rückstoßion und dem Elektron. TAC-2 mißt die Flugzeit des Rückstoßions. TAC-3 mißt die Energieverteilung des Projektils (Abb.5.5). TAC-4 mißt die Flugzeit des Elektrons.

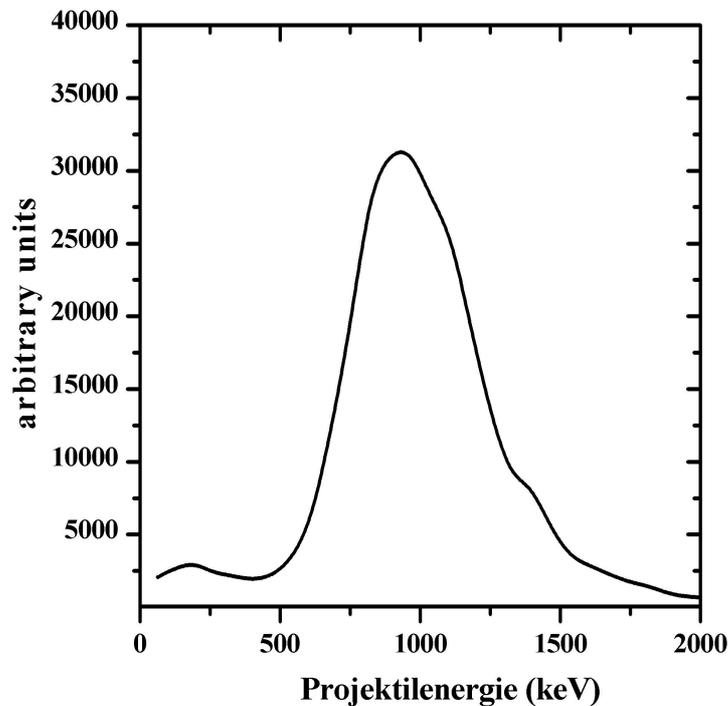


Abbildung 5.5: Gemessene Energieverteilung des Antiprotonenstrahls mittels einer Koinzidenz zwischen dem Szintillator und dem Projektildetektor (TAC-3 in Abb.5.4).

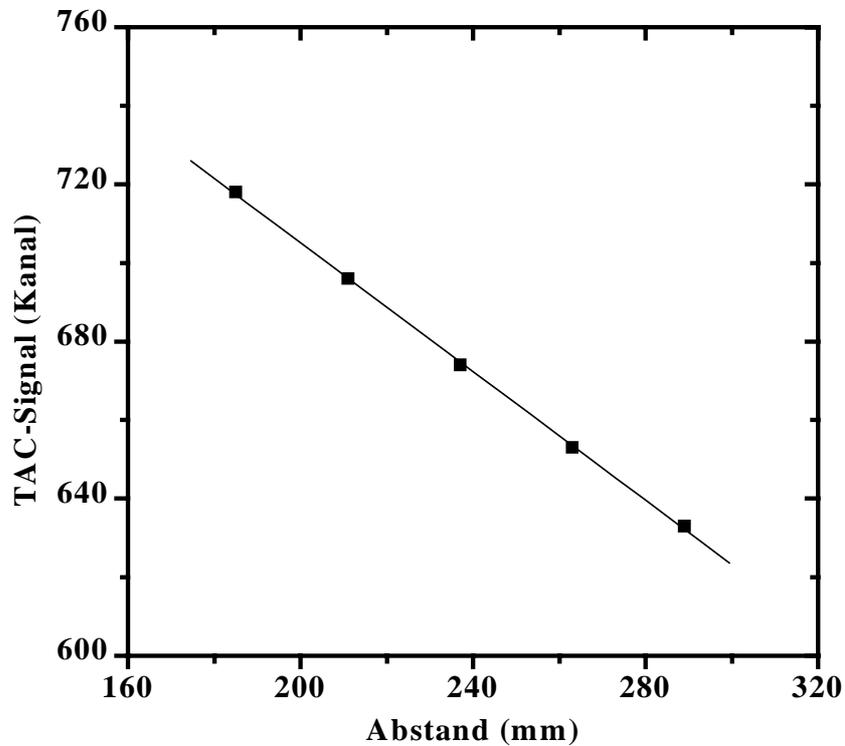


Abbildung 5.6: Das TAC-Projekttil-Szintillator-Signal aufgetragen gegen den Abstand zwischen dem Szintillator und dem Projektildetektor für die Zeitnullpunktbestimmung des TAC's.

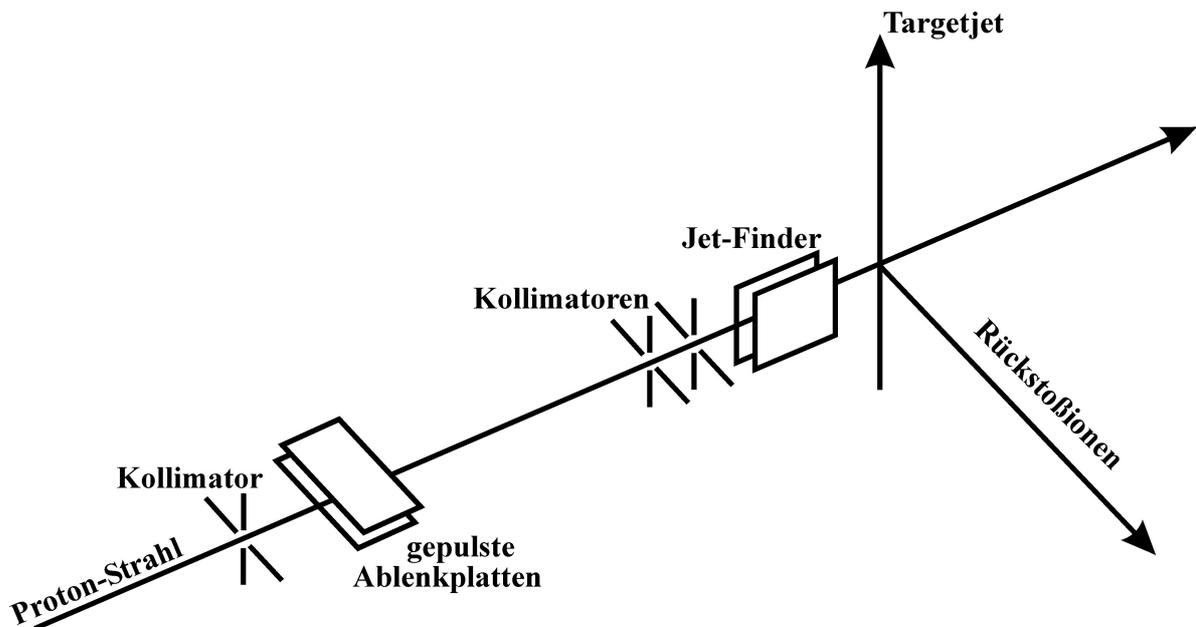


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung der Protonenbahn. Der kollimierte Protonenstrahl wurde durch die Rechteckspannung an den Ablenkplatten mit einer Frequenz von 2 MHz gepulst. Mit Hilfe des Jet-Finders kann man den Strahl horizontal steuern.

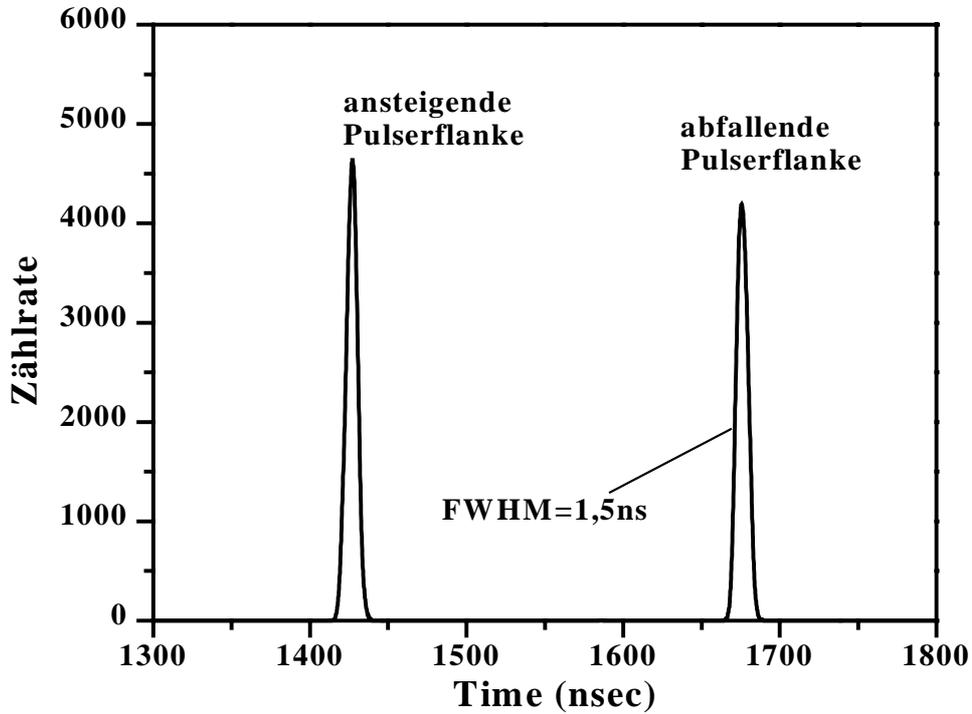


Abbildung 5.8: Darstellung der Koinzidenz zwischen dem Pulsersignal und dem Projektildetektor bei einer Elektroneneinfangreaktion. Die Pulslänge des Projektilstrahles konnte im Mittel unter 1.5 nsec gehalten werden.

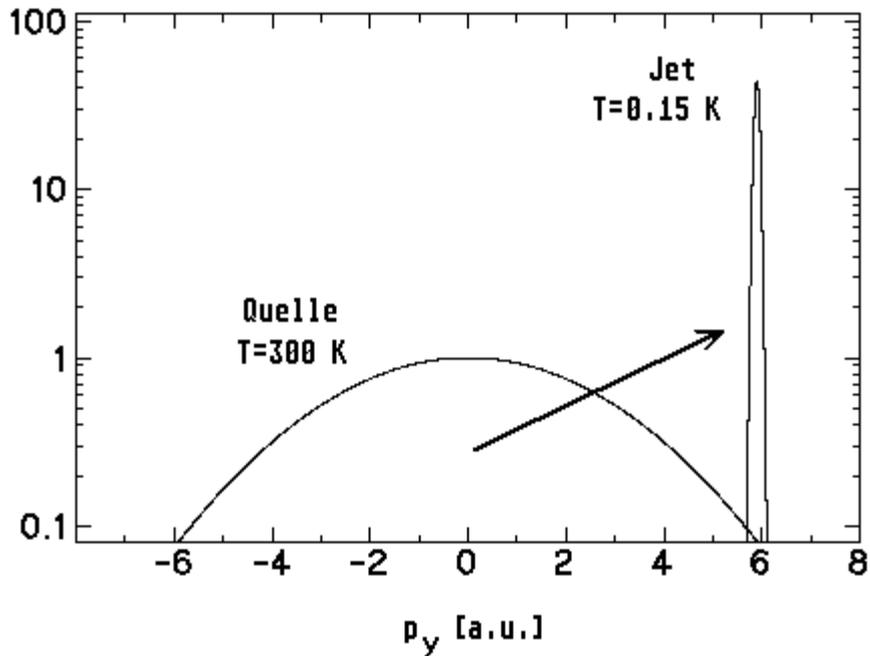


Abbildung 5.9: Geschwindigkeitsverteilung der Ultraschallexpansion in Expansionsrichtung, die Abweichung der Geschwindigkeit zeigt die Abkühlung, deren Verschiebung zeigt v_{jet} .

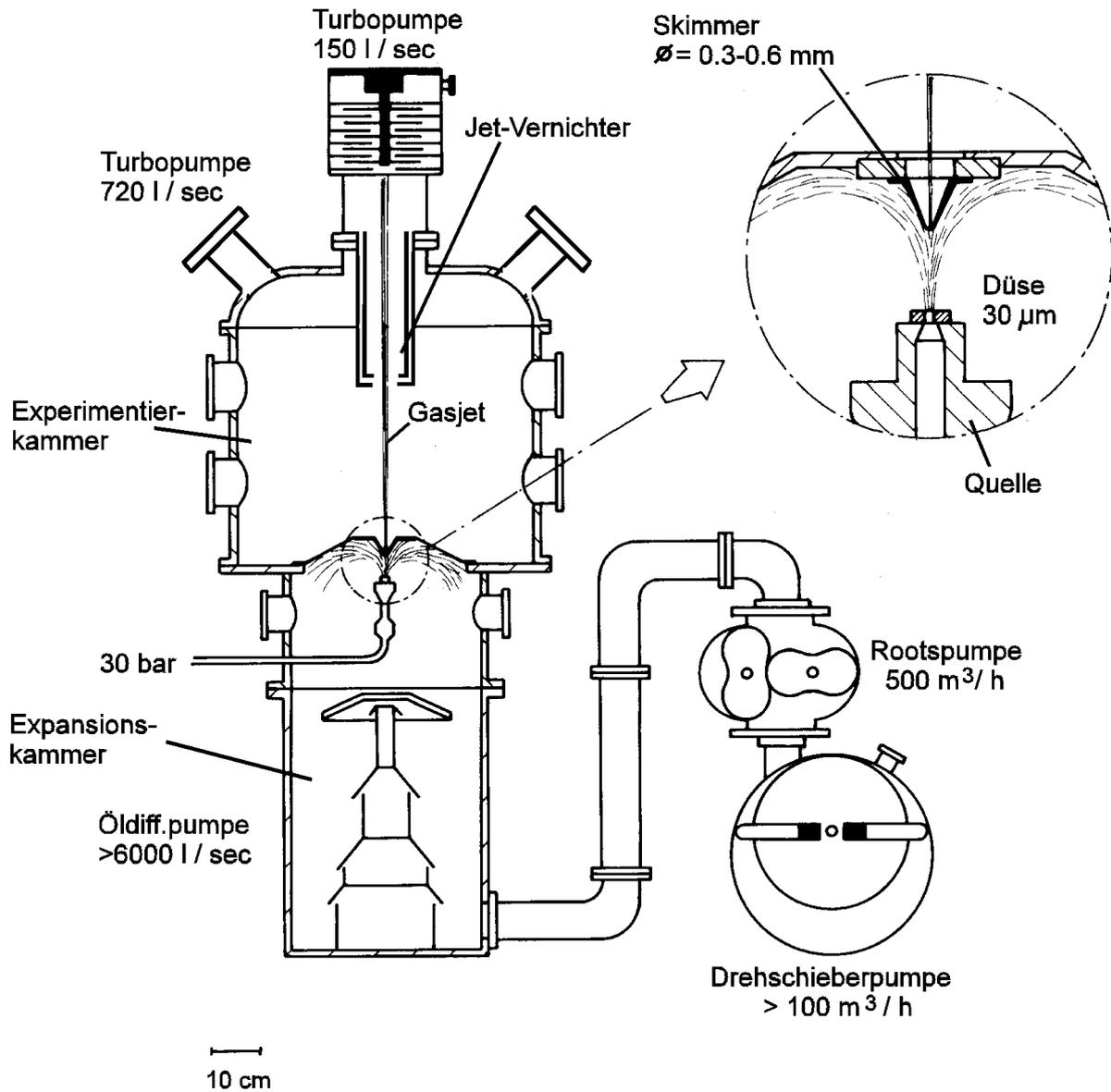


Abbildung 5.10: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus des verwendeten Gastargetjets. Der Gas expandiert durch eine Düse mit 30 μ m Durchmesser in die Expansionskammer, die mittels einer Diffusionspumpe mit einer Pumpleistung von mehr als 6000 l/sec gepumpt wurde. Der Gasstrahl passiert einen Skimmer mit 0.3 mm Durchmesser und gelangt in die Experimentierkammer. Nach dem Stoß wurde der Jet im Jetdump vernichtet.

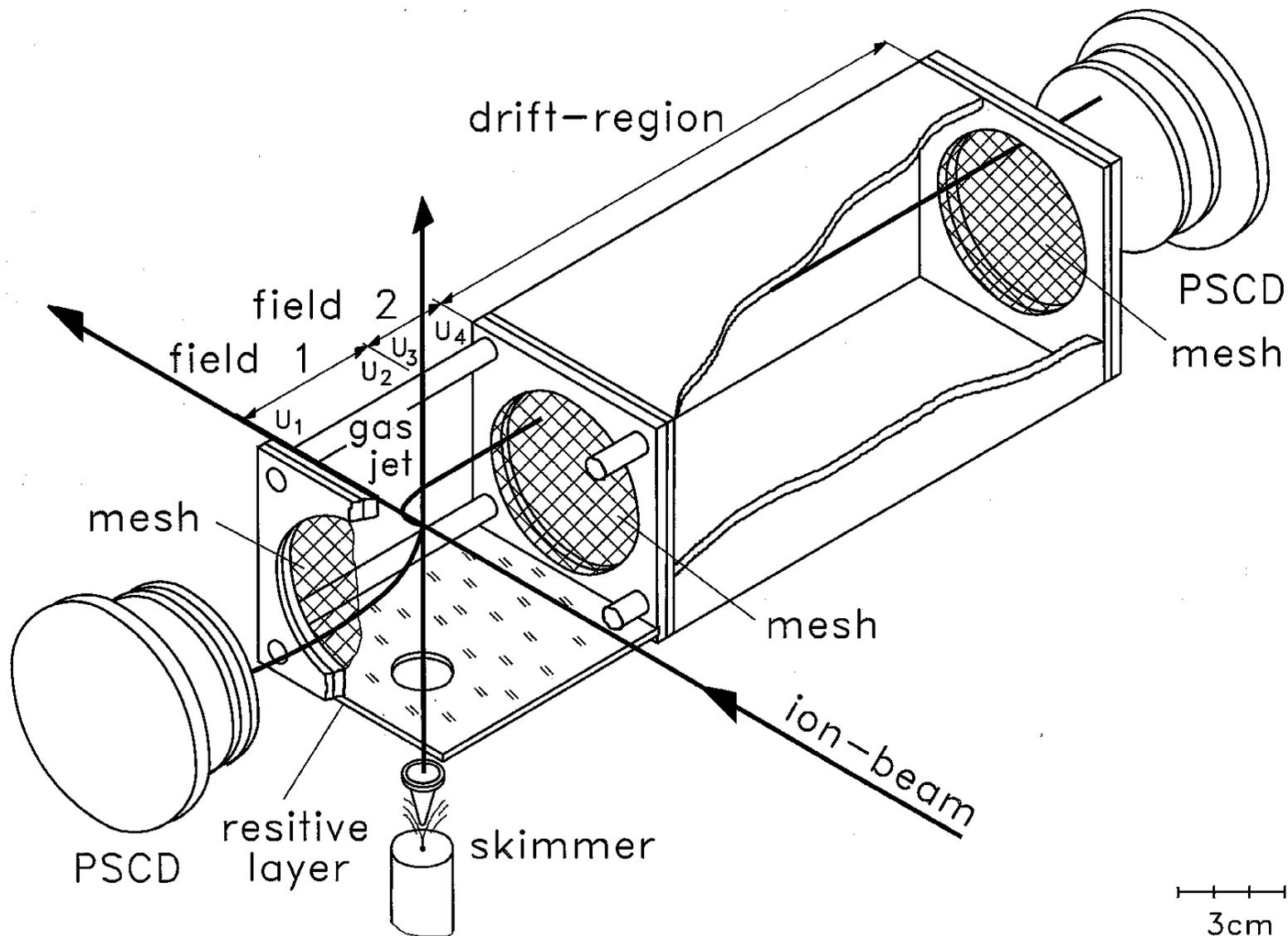


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung des Rückstoßionenspektrometers: Der Position-Sensitive-Channel-Plate Detector (PSCD) für Elektronen ist auf der linken Seite des Spektrometers und der der Rückstoßionen auf der rechten Seite dargestellt. Die Beschleunigungsstrecke liegt zwischen den Spannungen U_1 und U_4 . Die elektrostatische Linse wird durch den Potentialsprung $|U_2 - U_3|$ definiert.

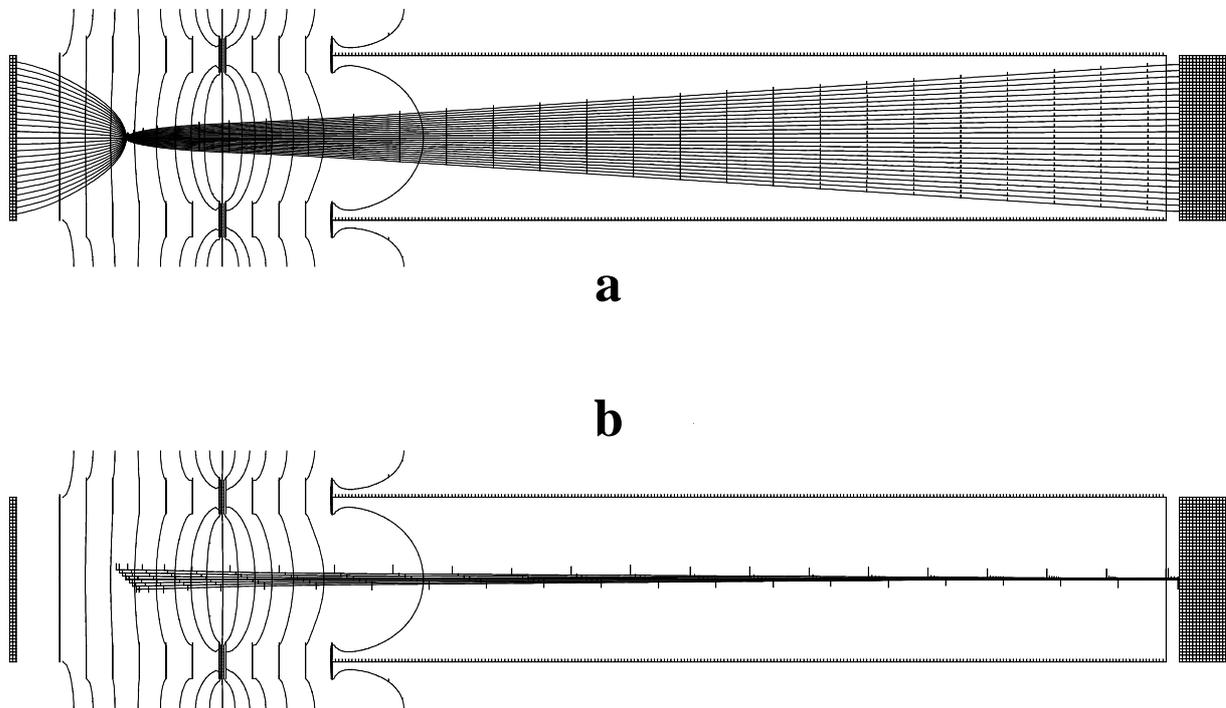


Abbildung 5.12: Simulierte Spektrometereigenschaften: die Abbildungen zeigen die Ionen- und Elektronenflugbahnen sowie die Äquipotentiallinien; a) zeigt die Linearität des Spektrometers für die am selben Startort erzeugten Rückstoßionen und Elektronen. Die erzeugten Rückstoßionen fliegen nach rechts und die Elektronen nach links, b) zeigt die Zeit- und Ortsfokussierung des Spektrometers für verschiedene Startorte und –impulse des Targetjets. Die kleinen senkrechten Linien entlang des Trajektorien kennzeichnen Zeitmarker, die einen Abstand von 100 nsec haben.

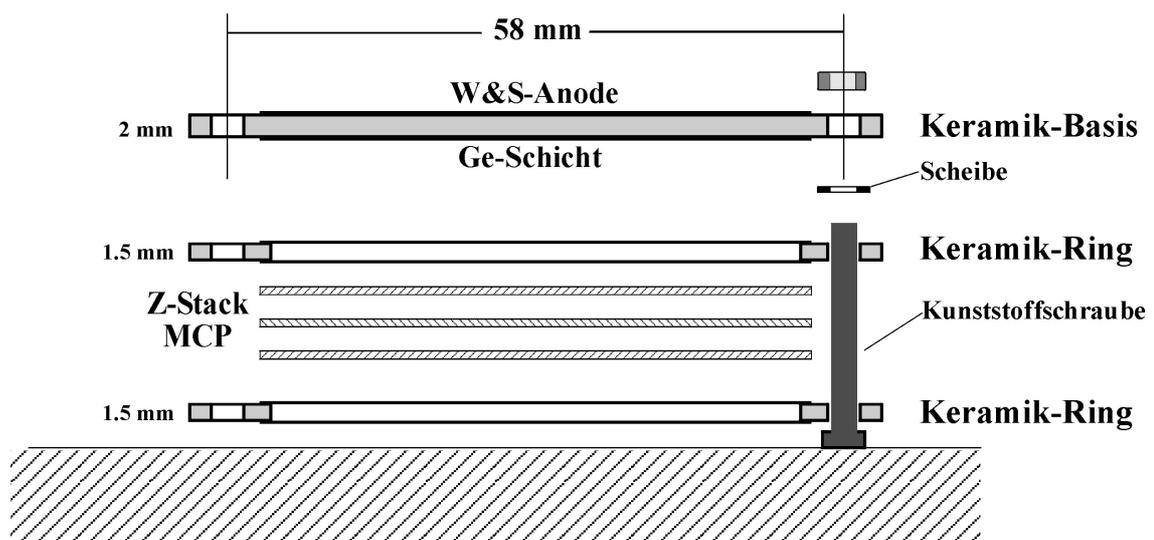


Abbildung 5.13a: Schnitt durch den zweidimensional ortsauflösenden Detektor mit drei Multi-Channel-Plates. Die Abbildung zeigt die Z-Stack Struktur der drei Multi Channel Plates zusammen mit der Wedge and Strip Anode.

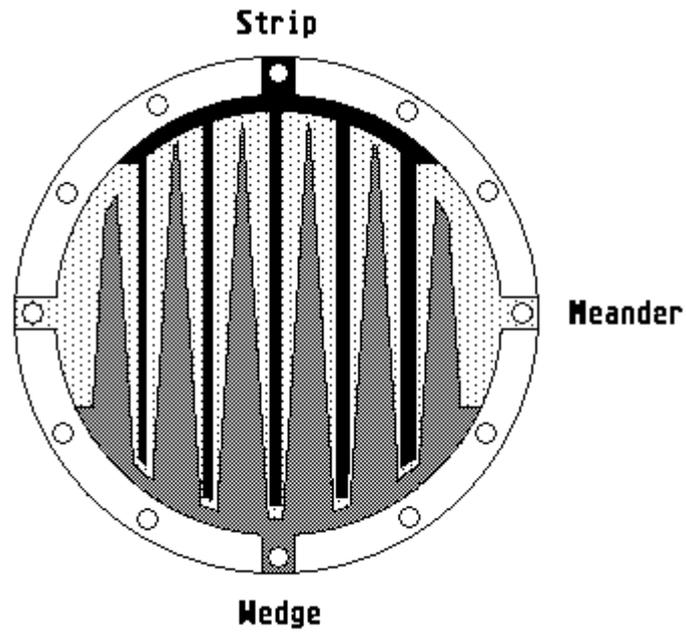


Abbildung 5.13b: Die drei Segmente Wedge, Strip und Mäander messen das Zentrum der Elektronenlawine, die aus den Channelplates auf die Anode trifft.

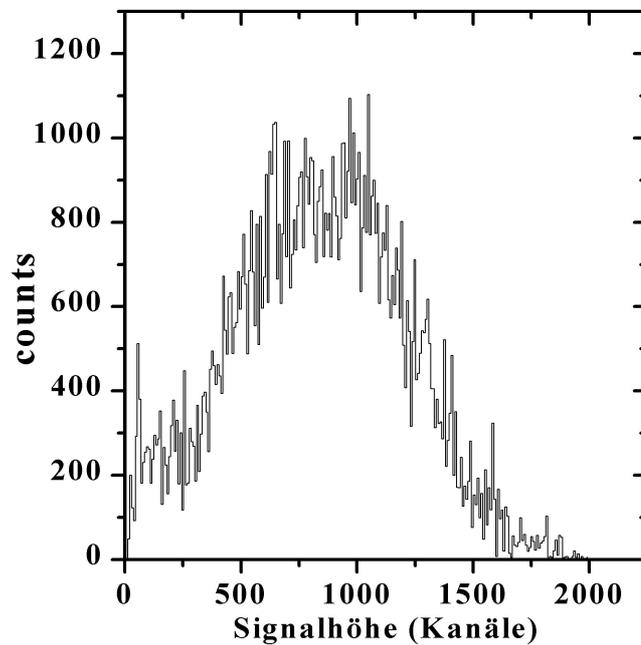


Abbildung 5.14: Pulshöhenverteilung der Summe von Wedge, Strip und Mäandersignal des Rückstoßionendetektors.

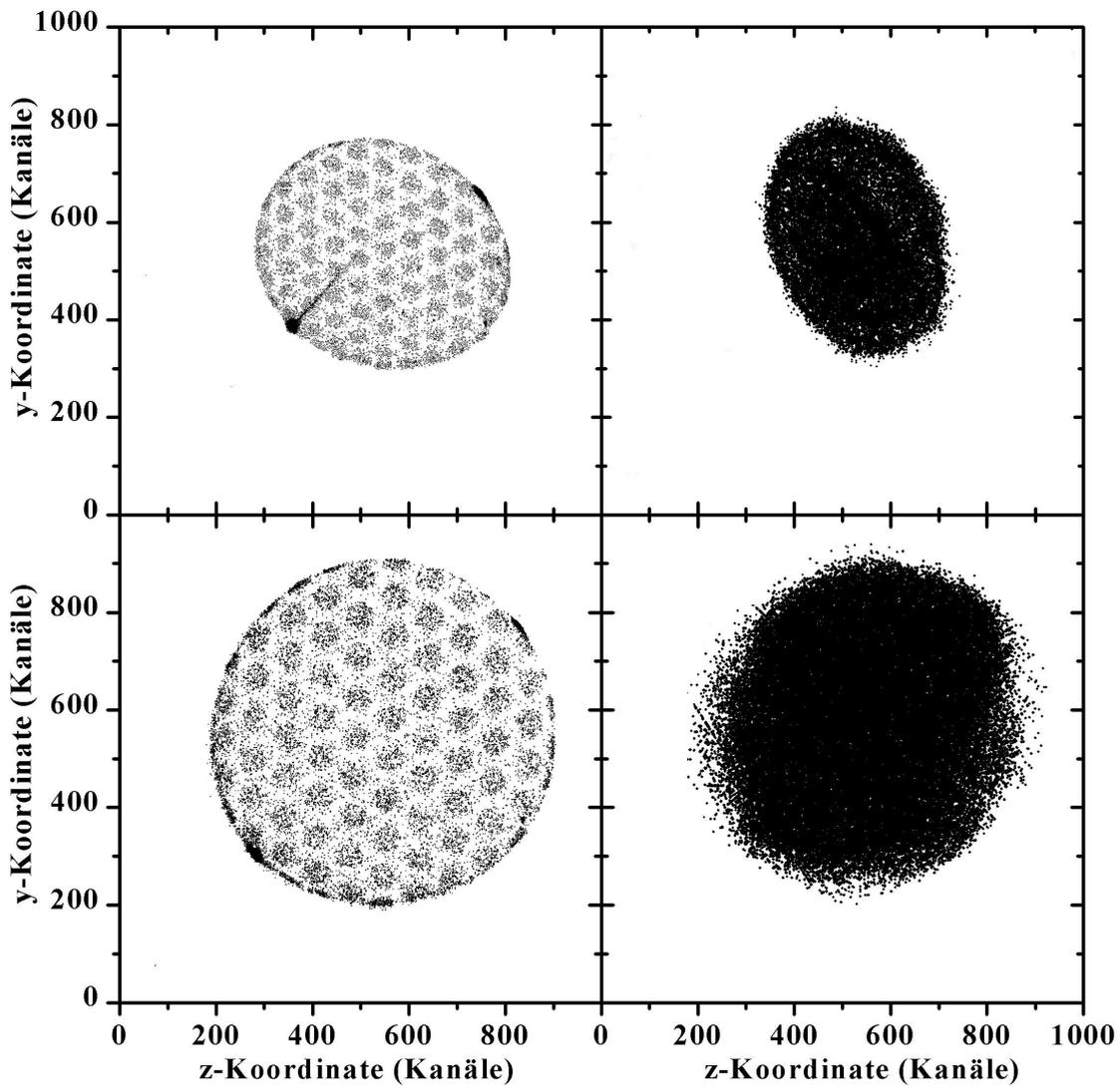


Abbildung 5.15: (Oben) Die unkorrigierten zweidimensionalen Detektorortsbilder; links: mit α -Teilchen durch ein Lochmaske bestrahlter Elektronendetektor; rechts: online Ortsbild des Elektronendetektors aus der Antiprotonenmessung. (Unten): die nach den gemessenen Übersprechungsfaktoren korrigierten Ortsbilder.

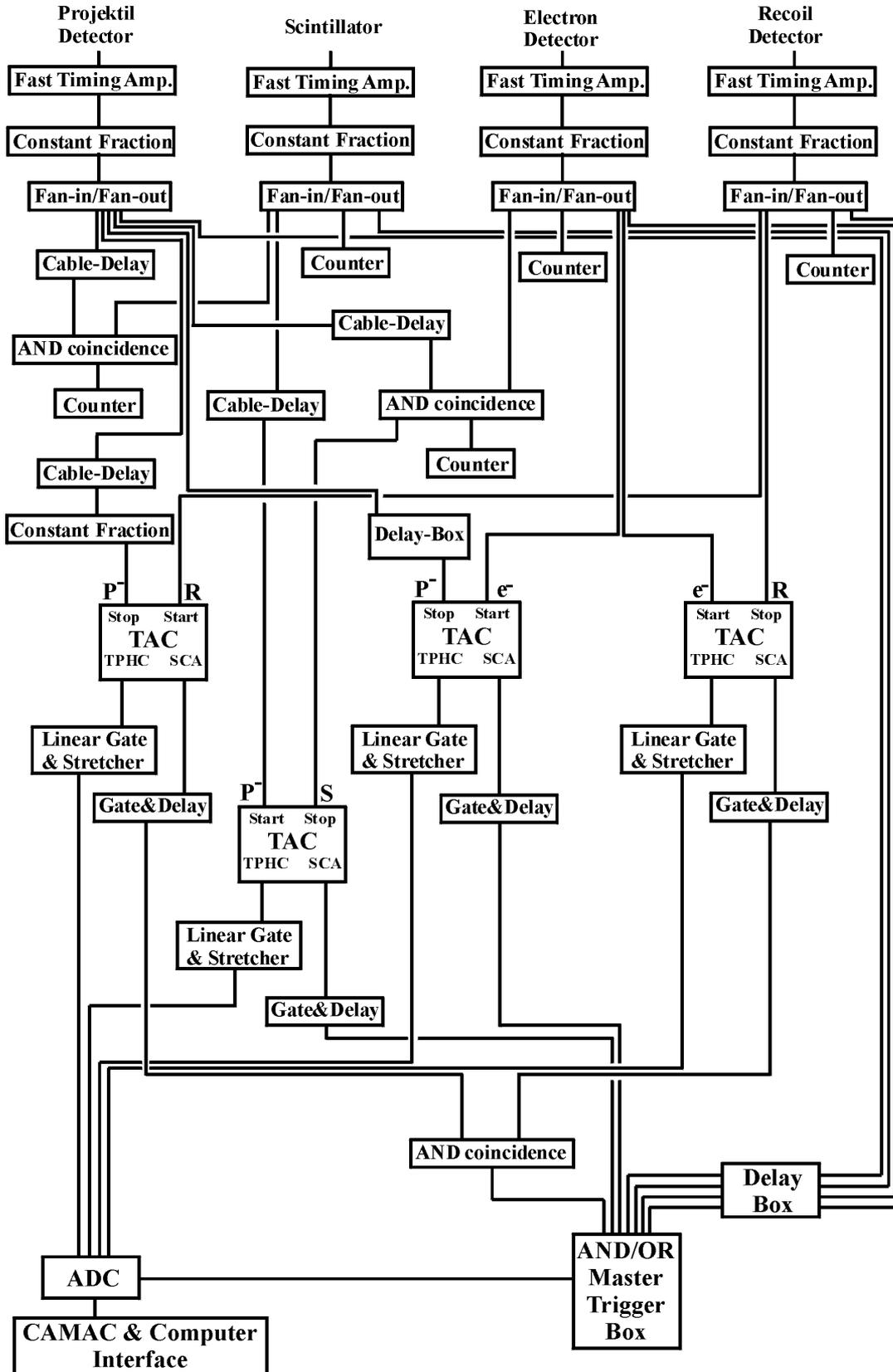


Abbildung 5.16: Elektronik des Zeitzweigs des Antiprotonenexperiments.

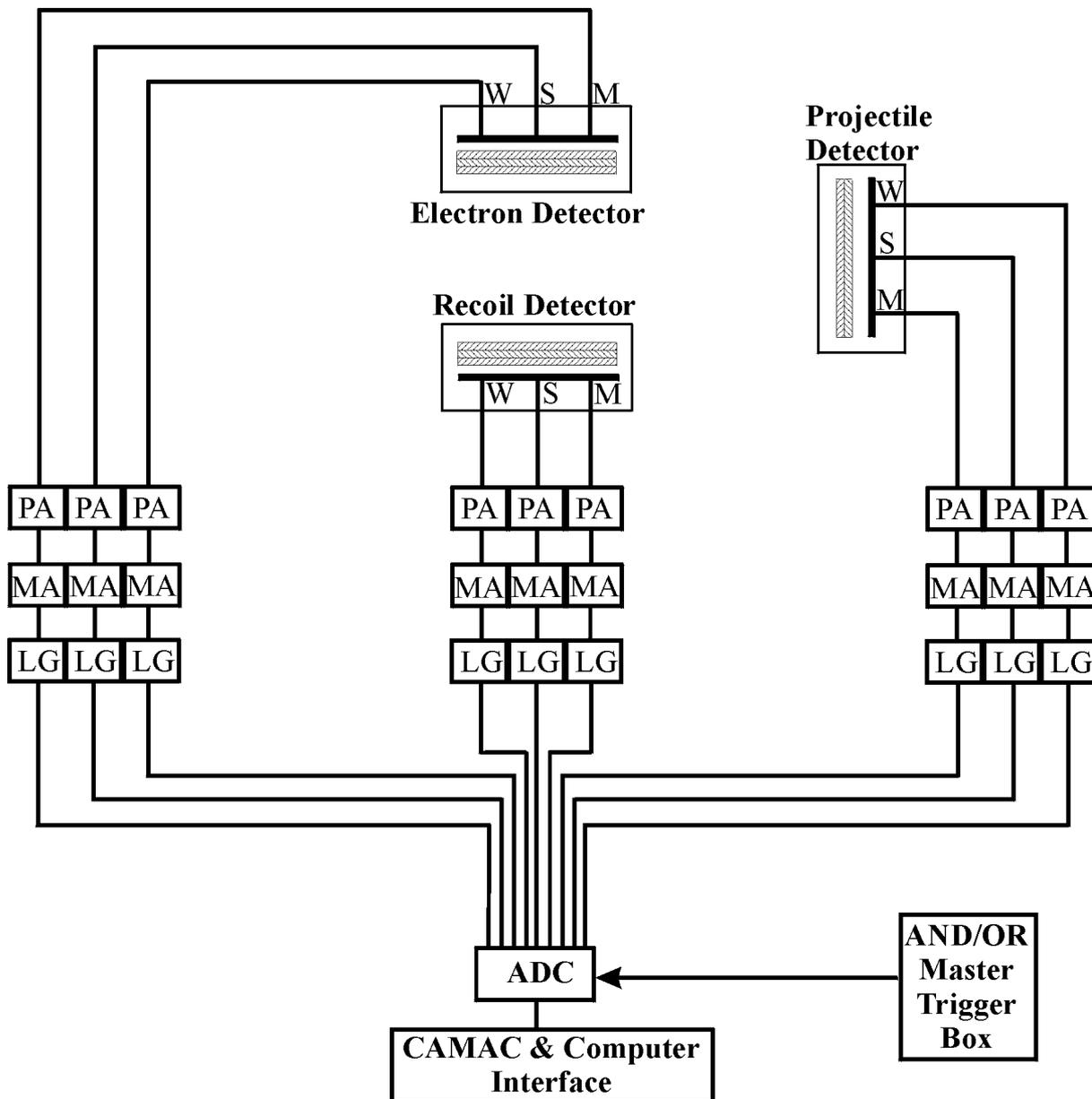


Abbildung 5.17: Elektronik des Ortszweigs. PA: ladungsempfindliche Vorverstärker. MA: Hauptverstärker. LG: Linear-Gate-and-Stretcher. ADC: Analog-to-Digital-Converter.

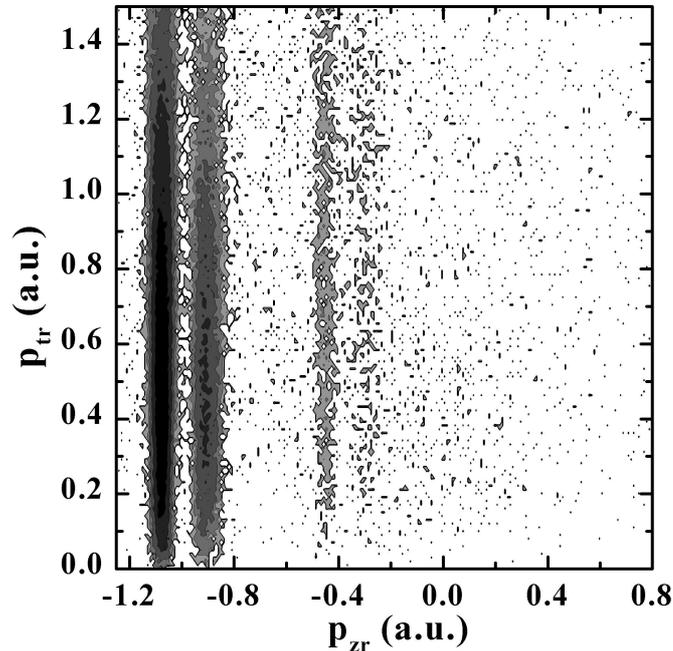


Abbildung 5.18: Rückstoßionenimpulsverteilung (Contour-Plot) in Abhängigkeit vom Transversal- und Longitudinalimpuls für die Elektroneneinfangsprozesse. Für eine Stoßenergie des Deuterons (Projektil) von 200 keV/u zeigt die Abbildung den Einfang in die (von links) K-Schale, L-Schale, K-Schale mit Targetanregung zu $n=2$ und L-Schale mit Targetanregung zu $n=2$.

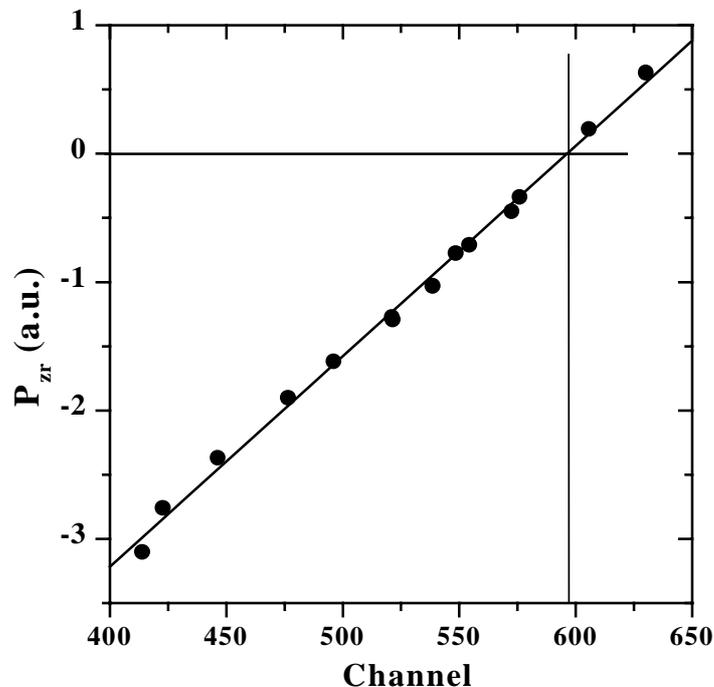


Abbildung 5.19: Longitudinalimpulseichung des Rückstoßionendetektors. Jedem Punkt entspricht eine Einfangreaktion. Die eingezeichnete lineare Regression ergibt den Eichfaktor und den Impulsnullpunkt.

Kapitel 6

Ergebnisse und Diskussion

Die in Kapitel 5 beschriebene Technik der Rückstoßionenimpulsspektroskopie erlaubt ein kinematisch vollständiges Experiment, mit dem die Dynamik eines Ionisationsprozesses im Detail untersucht werden kann. Die Meßmethode liefert alle Endimpulse sowohl transversal zum Eingangsimpuls des Projektils als auch longitudinal (in Strahlrichtung) für alle drei ins Kontinuum gestreute Teilchen. Somit sind experimentell insgesamt neun Impulskomponenten im Endzustand zugänglich. Aufgrund der Energie- und Impulserhaltung sind nur fünf Komponenten voneinander unabhängig. Mißt man jeweils nur eine Komponente dieser Endimpulse und integriert über alle übrigen Komponenten, so ergibt das einen einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt. Im folgenden wird der Schwerpunkt der Betrachtungen auf die Impulsbilanz in longitudinaler Richtung für die Proton- und Antiproton-Stoßreaktion gelegt. Nach einem kurzen Überblick über bisherige Arbeiten zu totalen Wirkungsquerschnitten und den theoretischen Vorhersagen für differentielle Querschnitte werden zunächst die Ergebnisse dieser Arbeit für Antiprotonen und Protonen verglichen und den Vorhersagen der CTMC- und CDW-Rechnungen gegenüber gestellt.

Bislang existierten experimentelle Ergebnisse für Stöße mit Antiprotonen nur als totale Wirkungsquerschnitte [1,2]. Vergleichbare Daten für den Stoß mit Protonen auf Helium liegen bereits seit 1985 von Shah und Gilbody [60]. Abbildung 6.1 zeigt die experimentellen und theoretischen Ergebnisse dieser Arbeiten. Die Daten für Protonen stellen nicht den Erzeugungsquerschnitt für He^{+1} -Ionen dar, sondern nur den Querschnitt für die reine Ionisation, die zu Elektronenemission führt. Bei niedrigen Energien dominiert für Protonen der bei p^- ausgeschlossene Einfang des Elektrons ins gebundene Projektilzustände. Bei hohen Projektilenergien stimmt der Querschnitt für p und p^- Stoß überein. Im Limes hoher Energien (kleiner Störung) kann man erwarten, daß die erste Bornsche Näherung der Störungsreihe den Prozeß gut beschreibt. In dieser Näherung hängt der totale Ionisationsquerschnitt nur von q^2 (q = Projektilladung) ab und ist damit unabhängig vom Vorzeichen der Ladung. Die Experimente zeigen, daß dies zumindest auf der Ebene totaler Querschnitte ab etwa 1 MeV gilt.

Im Bereich des Maximums des Ionisationsquerschnittes übersteigt der Querschnitt für Protonen den für Antiprotonen. Dies wurde als Indiz für eine Polarisierungseffekt der Hülle auf dem einlaufenden Teil der Trajektorie interpretiert. Protonen ziehen die Elektronen in Richtung des Projektils an und erhöhen somit die Möglichkeit des Impulsübertrages. Bei sehr kleinen Energien schließlich übersteigt der Querschnitt für Antiprotonen den für Protonen. Dies wurde auf die Lockerung der Bindung durch die Abschirmung der He-Kernladung durch die Antiprotonen zurückgeführt. Der umgekehrte Effekt der Reduktion der Ionisationswahrscheinlichkeit durch eine verstärkte Bindung durch Protonenstoß bei engen Stoßparametern wurde in Untersuchungen zur Innerschalenionisation auch bereits nachgewiesen [61]. Im Vergleich mit der Theorie zeigen die CDW-Rechnungen [1,62] bessere Übereinstimmung mit

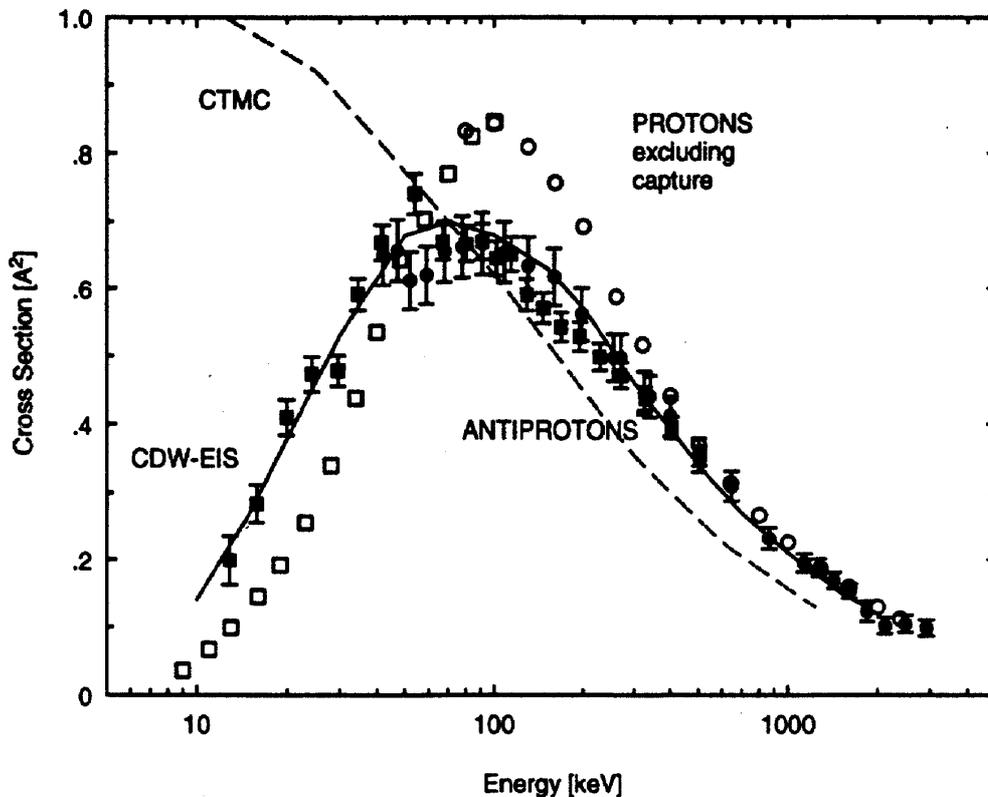


Abbildung 6.1: Totale Wirkungsquerschnitte für Einfachionisation von Helium als Funktion der Projektilenergie. ■ zeigen die Antiprotonenergebnisse von Hvelplund [1], und ● von Andersen [2], □ und ○ die Protonenergebnisse von Shah and Gilbody [60] für Einfachionisation ohne Einfang. Die durchgezogene Linie stellt die CDW-Rechnungen von Fainstein [62] und die gestrichelte Linie die CTMC-Rechnungen von Schultz [63] für Antiprotonen dar.

dem Experiment als die CTMC-Rechnung von Schultz [63]. Die gute Übereinstimmung zwischen der CDW-Rechnung und den Experimenten bei kleinen Geschwindigkeiten ist überraschend und mag zufällig sein, da CDW-EIS letztlich eine Störungstheorie ist.

Ein weiteres Beispiel für eine Abhängigkeit atomphysikalischer Prozesse vom Vorzeichen der Ladung ist durch Stopping-Power-Messungen bekannt. Über diesen sogenannten "Barkas-Effekt" haben verschiedene experimentelle Gruppen in den achtziger Jahre [64,65,66] berichtet. In den Experimenten wurde gezeigt, daß positive schnelle Projektile in einem Festkörper einen höheren Energieverlust erleiden als negative Ionen. Die einzigen differentiellen Daten zu einer Vorzeichenabhängigkeit der Ionisation liegen bisher für die Elektronen/Positronen-Stoßionisation vor. Rudd und DuBois [67] haben die Ionisationswirkungsquerschnitte als Funktion der Elektronenemissionswinkel für Elektronen und Positronen gemessen, Abbildung 6.2. Bei einer Positronen/Elektronen Stoßgeschwindigkeit von 2.83 a.u. (109 eV), die einer Protonen/Antiprotonen Stoßenergie von 200 keV entspricht, findet man für Elektronenstoß Elektronen, die in der Rückwärtsrichtung emittiert werden. Auf der anderen Seite werden die Elektronen beim Positronenstoß stärker unter Winkeln $< 90^\circ$

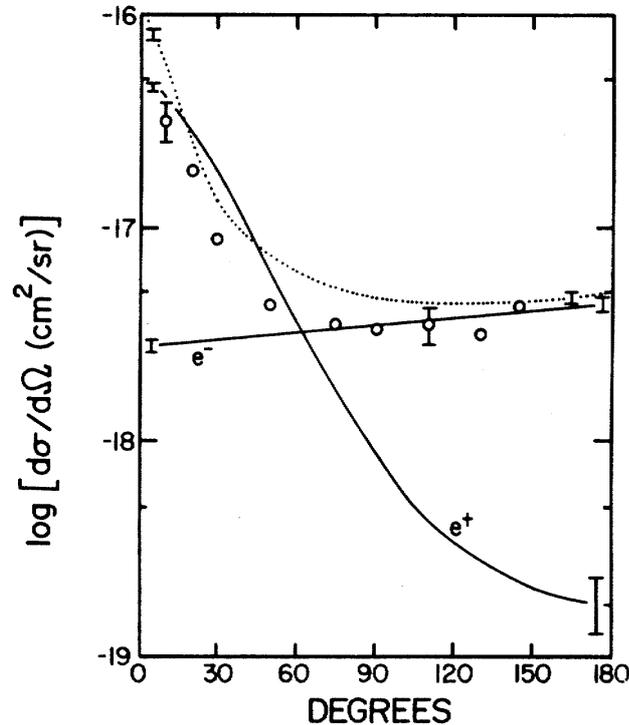


Abbildung 6.2: Wirkungsquerschnitte für Einfachionisation von Helium in Abhängigkeit des Elektronenemissionswinkels für Positronen- und Elektronenstoß. Die punktierte Linie stellt die Summe der CTMC-Rechnungen für die totalen Elektronenemissionsquerschnitt (Target- plus Projektilektron) des (e^-, He) -Stoßsystems dar [68]. Die durchgezogene Linien zeigen die CTMC-Rechnungen. Die Datenpunkte zeigen die Ergebnisse von Rudd und DuBois [67].

emittiert (d.h. mehr Elektronen bewegen sich nach vorne). Dieser Effekt zeigt die Post-Collision-Interaction (PCI) zwischen dem Projektil und den Targetelektronen.

Für den Vergleich differentieller Ionisationsquerschnitte durch p und p^- Stoß liegen bisher nur theoretische Vorhersagen vor. Die Wirkungsquerschnitte als Funktion der Emissionswinkel des Elektrons wurden sowohl klassisch [68] als auch quantenmechanisch [23] berechnet. Abbildung 6.3 zeigt beide Rechnungen. Für Vorwärtsrichtung (kleine Emissionswinkel) zeigen beide Rechnungen größere Wirkungsquerschnitte für den Protonenstoß, während die differentiellen Wirkungsquerschnitt in der Rückwärtsrichtung (große Emissionswinkel) bei beiden Theorien für Antiprotonen größer sind als für Protonen [69]. Die vorliegenden Daten für Protonen werden von der CDW-Rechnung besser beschrieben als von der klassischen CTMC-Rechnung.

Für lange Zeit war die differentielle Untersuchung eines Stoßprozesses auf die Messung nur eines Stoßpartners (des Elektrons, des Rückstoßions oder des Projektils) beschränkt. Die Kombination von Elektronen- und Rückstoßionenspektroskopie hat hier einen experimentellen Durchbruch im Bereich der Ion-Atom-Stöße gebracht. COLTRIMS erlaubt es, gleichzeitig die Ausgangsimpulse aller Teilchen der Stoßprodukte differentiell zu determinieren. Heute liegen erste Theorien vor, um auch den Rückstoßionenimpuls berechnen zu können. In einer experimentellen Arbeit konnte Moshhammer *et. al.* [27] zum ersten Mal eine kinematische

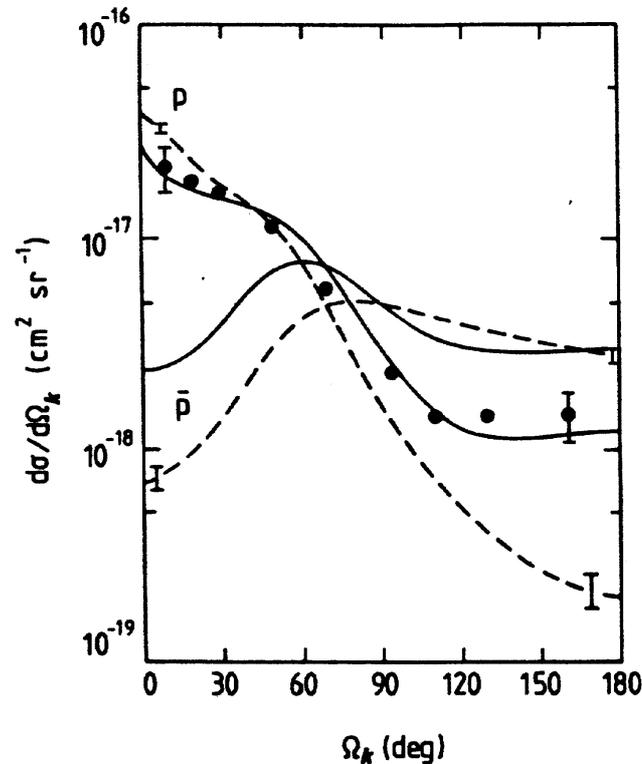


Abbildung 6.3: Wirkungsquerschnitte für Einfachionisation von Helium in Abhängigkeit des Elektronenemissionswinkels Ω_k bei einer Protonen- und Antiprotonenstoßenergie von 200 keV. Die durchgezogenen Linien stellen die CDW-EIS und die gestrichelten die CTMC-Rechnungen dar. Die Datenpunkte zeigen die experimentellen Daten von Rudd *et al.* für Protonen [70].

vollständige Messung der longitudinalen Impulsverteilungen der durch schnelle und schwere Ionen induzierten Heliumeinfachionisation durchführen. Das Stoßsystem $\text{Ni}^{+24} + \text{He} \rightarrow \text{Ni}^{+24} + \text{He}^{+1} + e^-$ wurde durch die Messung aller langsamen Elektronen bis zur Geschwindigkeit null bei gleichzeitiger Messung des Rückstoßions und des Projektilladungszustandes untersucht. Die longitudinale Elektronen- und Rückstoßionenimpulsverteilung sowie der Impulsverlust des Projektils wurden gemessen. Abbildung 6.4 zeigt die Ergebnisse dieser Arbeit mit der entsprechenden CTMC- und CDW-Rechnung. Die Abbildung zeigt, daß der longitudinale Elektronenimpuls durch den Rückstoßionenimpuls kompensiert wird. Nach dem Stoß bewegen sich 93% der langsamen Elektronen vorwärts und die meisten Rückstoßionen nach hinten. Qualitativ wird dies sowohl von der CDW- als auch von der CTMC-Rechnungen korrekt beschrieben. Führt man die theoretische Rechnungen mit Anti-Nickel ($\overline{\text{Ni}}^{-24}$) durch, dreht sich die Rolle von Elektron und Rückstoßion genau um, d.h. die meisten Elektronen werden nach hinten und die Rückstoßionen werden nach vorne emittiert. Die ursprünglich publizierten Daten die in Abb.6.4 dargestellt sind, zeigen sehr gute Übereinstimmung zur CTMC-Rechnungen. Eine sehr sorgfältige spätere Messung für ähnliche Systeme wies jedoch auf einen Fehler in der Eichung des Nullpunktes bei den ersten Messungen hin [71]. Die korrigierten Daten liegen sowohl für die Elektronen als auch für die Ionen näher bei null, so daß sich eine sehr gute Übereinstimmung mit der CDW-Rechnungen ergibt, während die CTMC den PCI-Effekt für hochgeladene Ionen deutlich überschätzt.

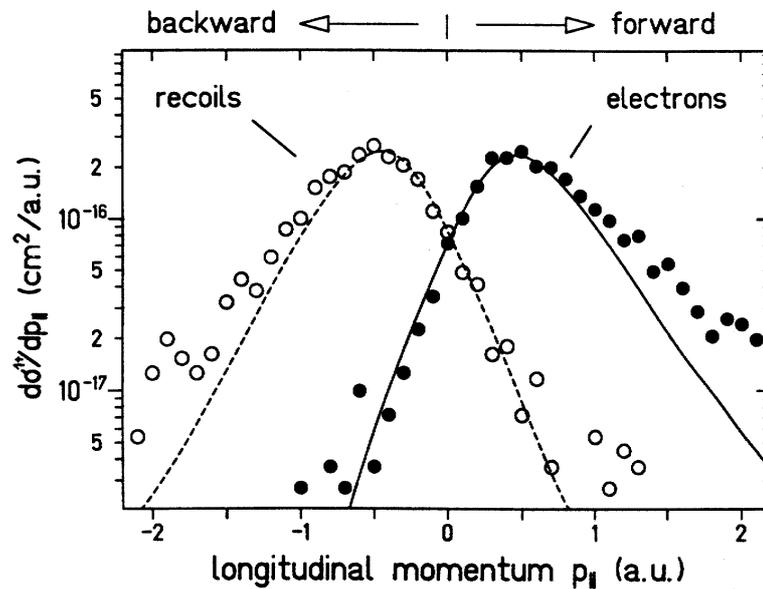


Abbildung 6.4: Wirkungsquerschnitte differenziell nach dem Longitudinalimpuls der Rückstoßionen und Elektronen beim Stoß von $3.6 \text{ MeV/u Ni}^{24+}$ für Heliumeinfachionisation. Die Linien stellen die CTMC-Rechnungen dar.

Die Situation bei niedrig- Z Projektilen unterscheidet sich durch die kurze Reichweite des schwachen Coulombfeldes des Projektils. Dörner *et al.* [46] haben für 0.5 und 1 MeV p-He gefunden, daß die Impulsverteilungen der Rückstoßionen in etwa das Compton-Profil reflektieren, das bedeutet, daß hier im Gegensatz zu schweren hoch geladenen Ionen, das Elektron den Impulsverlust des Projektils in der longitudinalen Richtung kompensiert. Die CDW-Rechnungen von Rodríguez *et al.* [72] stimmen sehr gut mit dem Experiment überein. Abbildung 6.5 zeigt diese Rechnungen sowie eine Rechnung in erste Bornsche Näherung [72] und die experimentellen Ergebnisse [46].

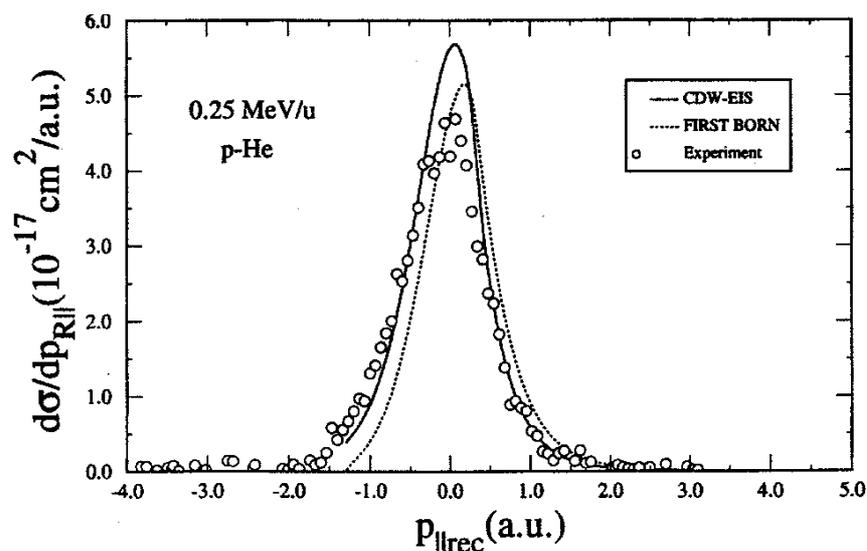


Abbildung 6.5: Experimentelle [46] und theoretische Ergebnisse [72] für den Longitudinalimpuls beim 250 keV p-He -Stoß.

Mehrere theoretische Arbeiten beschäftigen sich mit der Auswirkung des Vorzeichens der Projektilladung auf den Impulsaustausch im Stoß. CTMC- und CDW-Rechnungen haben die Stoßsysteme Antiproton- und Proton-Helium ausführlich untersucht. Wood und Olson [73] haben die differentiellen Wirkungsquerschnitte klassisch berechnet. Fainstein [74] hat CDW-Rechnungen ausgeführt. Die größten Unterschiede zwischen p und p^- findet man erwartungsgemäß bei kleinen Projektilenergien. Es liegen Rechnungen bei 100 keV Projektilenergie für die longitudinalen Impulse der Stoßpartnern vor. Abbildung 6.6 zeigt diese Ergebnisse.

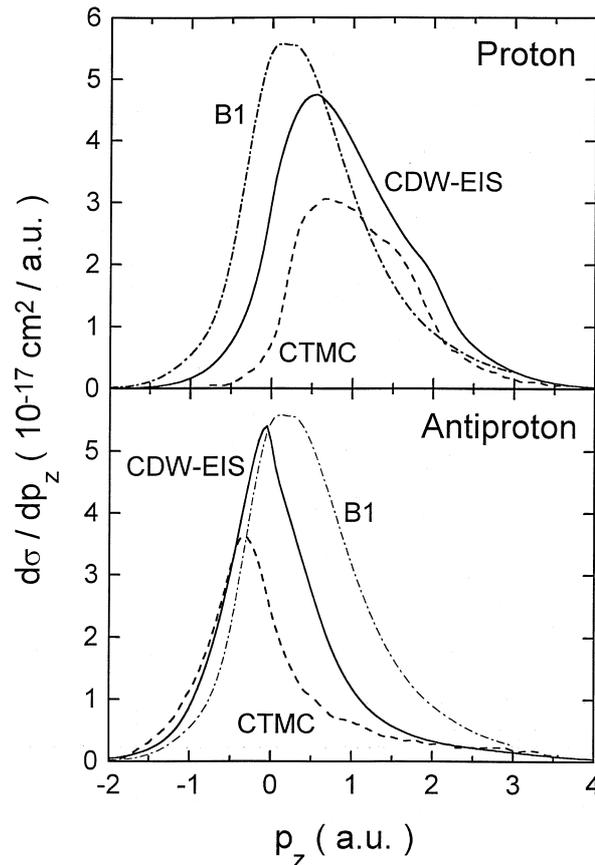


Abbildung 6.6: Theoretische Elektronenlongitudinalimpulsverteilungen im Antiproton- und Proton-Helium-Stoß bei einer Projektilenergie von 100 keV.

Obwohl die beiden Theorien in Detail nicht übereinstimmen, erwarten beide eine Rückwärtsemission der Elektronen in dem Fall von Antiprotonen und eine Vorwärtsemission bei Protonenstoß. In der ersten Bornschen Näherung ergibt sich kein Unterschied zwischen Antiprotonen und Protonen, da die Wirkungsquerschnitte der Reaktion mit q^2 des Projektils skaliert. Asymptotisch zu hohen Energie zeigt die CDW, daß die Peakposition der longitudinalen Elektronenimpulsverteilungen des Antiprotonenstoßes und die des Protonenstoßes identisch sind. Obwohl die Peakpositionen beider Verteilungen bei hohen Stoßenergien gegen Nullimpuls konvergieren, ($p_{ze} \rightarrow 0$), zeigt Abbildung 6.7, daß das Maximum der Longitudinalimpulsverteilung für Antiprotonen schneller als für Protonen gegen Null gehen. Olson *et al.* [75] haben die longitudinalen Impulsverteilungen bei 300 und 500 keV mittels einer CTMC-Rechnung für Elektron, Rückstoßion und Projektil berechnet. Ihre Ergebnisse zeigt Abbildung 6.8. Die Impulsverteilungen des Projektils zeigen ähnliche Verteilungen bei beiden Stoßenergien und beiden Projektilladungen aber einen höheren Wirkungsquerschnitt im Fall

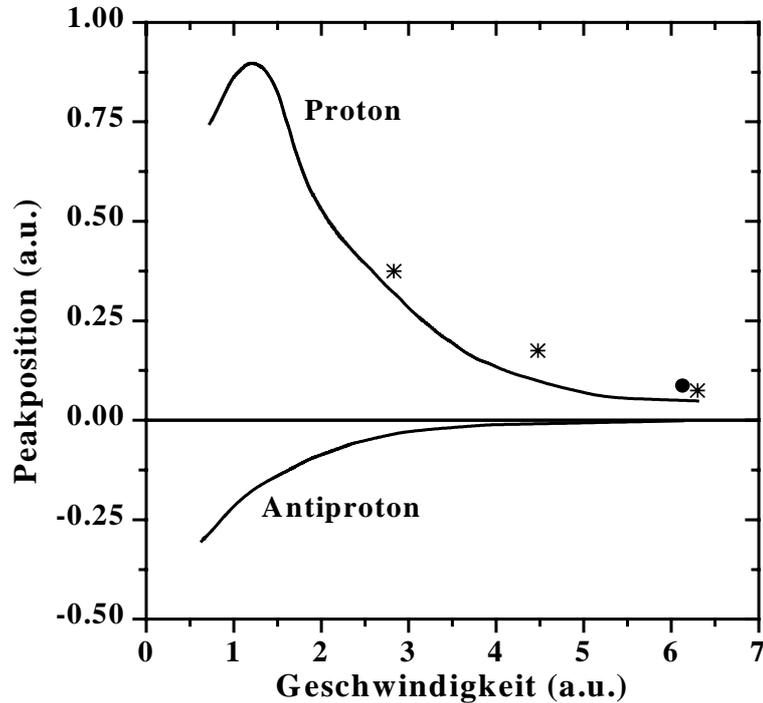


Abbildung 6.7: CDW-Rechnungen der Peakposition des Elektronenlongitudinalimpulses in Abhängigkeit von Projektilgeschwindigkeit für Heliumeinfachionisation beim Antiprotonen- und Protonenstoß [74]. Der volle Kreis stellt die Ergebnisse dieser Arbeit für Antiprotonen und die Sterne die Ergebnisse für Protonen dar.

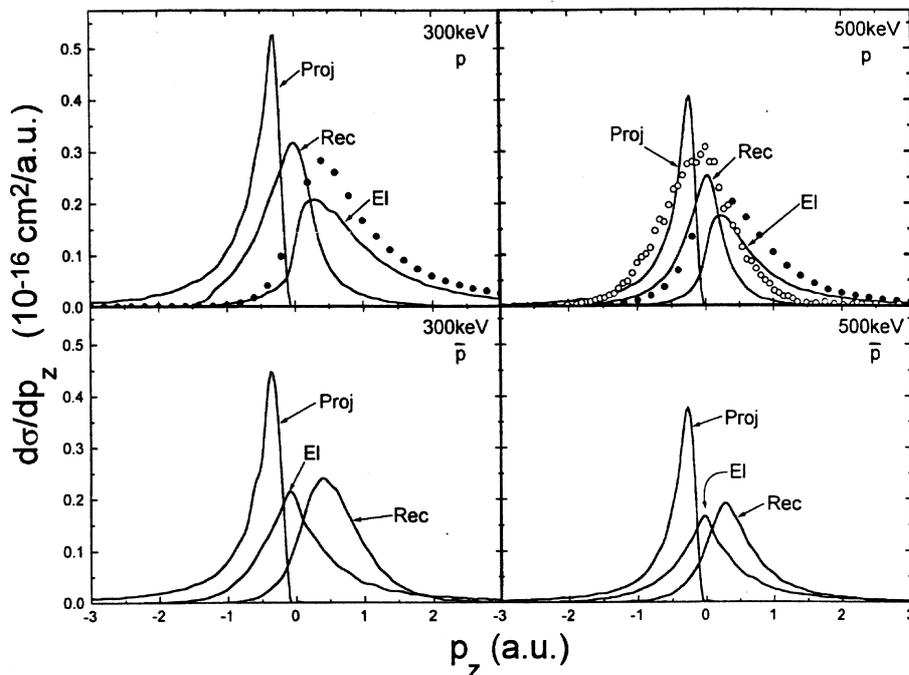


Abbildung 6.8: Longitudinalimpulsverteilungen der Rückstoßionen, der Elektronen und der Projektile beim 300 und 500 keV Antiprotonen- und Proton-Helium-Stoß. Datenpunkte sind aus [1,46] entnommen.

des Protonenstoßes. Auf der anderen Seite haben die Impulsverteilungen des Rückstoßions und des Elektrons gerade umgekehrte Peakpositionen und Breite. Bei 500 keV sagt die CTMC voraus, daß die Elektronen des Protonenstoßes sich nach dem Stoß vorwärts mit einer breiten Verteilung bewegen. Das Gegenteil gilt bei Antiprotonenstoß.

6.1 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die im Rahmen dieser Arbeit erstmals gemessenen Longitudinalimpulsverteilungen von Elektronen und Ionen für 1 MeV p^- und p Stoß vorgestellt.

6.1.1 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Die totalen Ionisationsquerschnitte für p und p^- sind schon ab etwa 0.8 MeV praktisch gleich. Die theoretischen CTMC-Rechnungen sagen jedoch voraus, daß für differentielle Querschnitte noch erhebliche Unterschiede auftreten können. Auf dem auslaufenden Teil der Trajektorie kann das langreichweitige Coulombpotential des Projektils auf das freigesetzte Elektron-Ionpaar Impuls übertragen.

Die Stärke dieses PCI-Effektes hängt vom Impulsübertrag und damit von der Zeit ab, in der die Stoßpartnern die Wechselwirkung spüren. Diese Zeit hängt von der Projektilenergie ab; bei hohen Energie sollten der PCI-Effekt folglich verschwinden. Ob es einen nachweisbaren PCI-Effekt bei 1 MeV Projektilen gibt, wird in dieser Arbeit anhand von differentiellen Wirkungsquerschnitten der Heliumeinfachionisation experimentell untersucht. Außerdem werden die theoretischen Ergebnisse für die CDW- und CTMC-Rechnung gezeigt. Die folgenden Abschnitte beschäftigen sich mit dem Vergleich zwischen Antiproton und Proton sowie dem Vergleich der Theorien.

6.1.1.1 Vergleich der Elektronenwirkungsquerschnitte

Abbildung 6.9 zeigt die differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom Elektronenlongitudinalimpuls für beide Stoßsysteme. Die durchgezogene Linie stellt die Daten vom Protonenstoß dar. Die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden auf den totalen Einfachionisationswirkungsquerschnitt von $2.2 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ von Andersen *et. al.* [2] normiert. Die Ergebnisse zeigen fast keinen Unterschied zwischen dem Verhalten der Elektronen für p und p^- . Die Peakpositionen liegen fast an der selben Stelle der Elektronenimpulsverteilungen. Das Maximum liegt bei +0.087 a.u. für Antiprotonen und +0.075 a.u. für Protonen. Die Wirkungsquerschnitte zeigen eine unsymmetrische Verteilung um dem Impuls null. Sowohl für p als auch für p^- bewegt sich die Mehrzahl der e^- nach dem Stoß mit positiven Impuls (d.h. nach vorne). Die Daten wurden mit leicht verschiedener Extraktionsspannung des Spektrometers gemessen. Dadurch ist der maximale Elektronenlongitudinalimpuls, den der Elektronendetektor nachweisen kann, im Bereich -1 a.u. und 1 a.u. für Antiprotonenstoß und -1.2 a.u. und 1.2 a.u. für Protonenstoß. Ein kleiner Unterschied zwischen p und p^- zeigt sich in Abb.6.9 lediglich auf der rechten Flanke der Verteilung. Hier zeigt sich, in Übereinstimmung mit der Erwartung aufgrund des PCI-Effekt, eine leichte Überhöhung für vorwärts emittierte Elektron im p -Stoß.

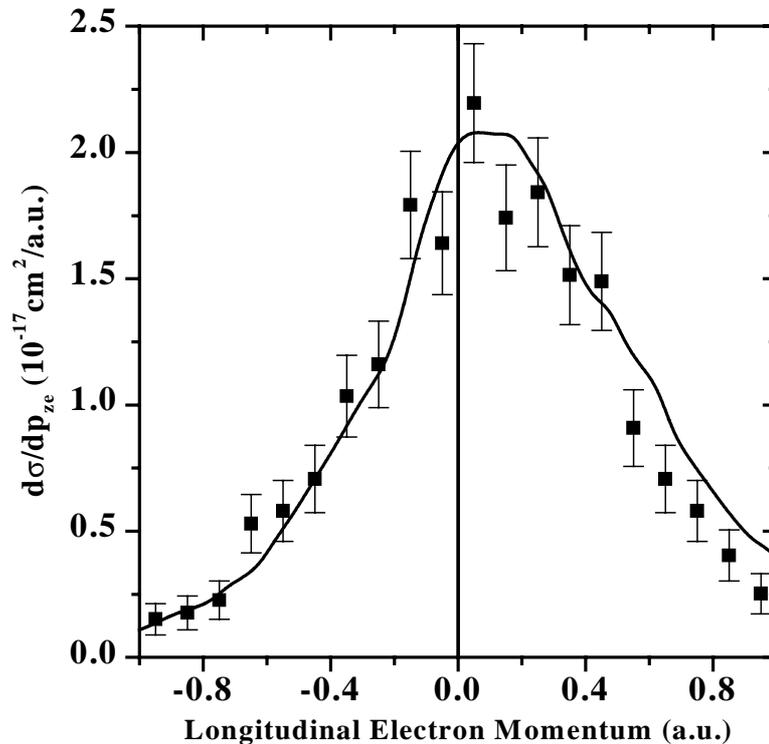


Abbildung 6.9: Experimentelle Ergebnisse der Elektronenlongitudinalimpulsverteilungen des Antiproton- (Datenpunkte) und Proton-Helium-Stoßes (durchgezogene Linie).

6.1.1.2 Vergleich der Rückstoßionenwirkungsquerschnitte

Die Wirkungsquerschnitte der Rückstoßionen in Antiprotonenstößen wurden mit einer hohen Spektrometerspannung von 300 V gemessen, was die Rückstoßionenimpulsauflösung des Experiments auf 0.3 a.u. (FWHM) beschränkt. Aber wegen der kurzen Strahlzeit am LEAR konnte leider nur diese Spannung verwendet werden. Im IKF, wo das Protonenexperiment durchgeführt wurde, konnte eine bessere Auflösung der Rückstoßionen erzielt werden. Mit einer Spektrometerspannung von 50 V erreicht man eine Impulsauflösung von 0.09 a.u. Abbildung 6.10 zeigt die gemessenen Wirkungsquerschnitte für die longitudinale Impulsverteilung der Rückstoßionen. Die Peakpositionen beider Verteilungen zeigen eine kleine Vorwärtsverschiebung (+0.075 a.u. für Protonen und +0.07 a.u. für Antiprotonen). Die Integrale der Verteilungen für Protonen und Antiprotonen links und rechts der null sind innerhalb der Fehlergrenze (siehe Abschnitt 6.4.1) nahezu gleich groß. Dies zeigt, daß die Rückstoßionen sich in beiden Fällen als Beobachter verhalten. Die Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit älteren Daten [46] (Abb.6.5) für das Stoßsystem 0.25 MeV für $p + \text{He}$. Die Impulsverteilung ist sehr ähnlich dem Comptonprofil der Elektronen im Heliumgrundzustand. Das heißt, es wird kaum Longitudinalimpuls vom Projektil auf das Rückstoßion transferiert.

Die diskutierten Daten legen folgendes Bild des Stoßes nahe: Sowohl beim Stoß mit Protonen als auch mit Antiprotonen dominiert der Impulsaustausch zwischen Projektil und Elektron. Das Elektron kompensiert den Impulsverlust des Projektils und wird leicht nach vorne emittiert. Das Rückstoßion verhält sich als Zuschauer, seine Impulsverteilung spiegelt die Anfangsimpulsverteilung im Atom wieder. Ein merklicher PCI-Effekt tritt aufgrund der

kurzen Wechselwirkungszeit nicht auf. Diese Situation ist sehr verschieden zum Stoß mit hoch geladenen Ionen, in dem die Projektile ein starkes langreichweitiges Coulombpotential haben. Das Experiment von Moshhammer [27] mit Ni^{+24} -Ionen zeigt einen starken PCI-Effekt noch bei einer Stoßenergie von 3.6 MeV/u. Beim Ni^{+24} -Stoß wird der Elektronenlongitudinalimpuls auch nicht wie in dieser Arbeit durch den Projektilimpulsverlust, sondern durch den Rückstoßionlongitudinalimpuls kompensiert (siehe Abb.6.4).

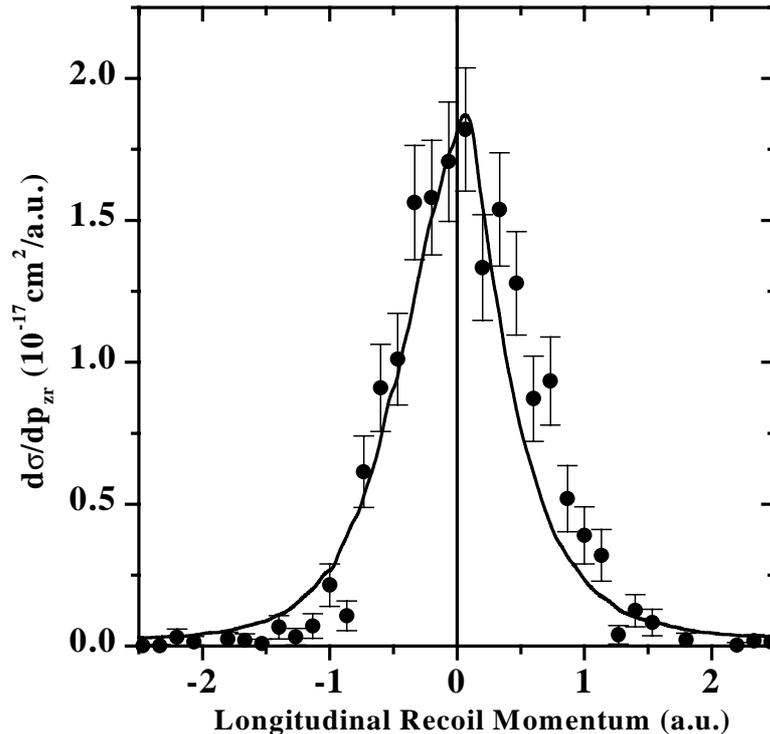


Abbildung 6.10: Experimentelle Ergebnisse der Rückstoßionenlongitudinalimpulsverteilungen für Antiprotonen- (Datenpunkte) und Proton-Helium-Stöße (durchgezogene Linie).

6.2 Vergleich von Experiment und Theorie

6.2.1 CTMC-Rechnungen

Die hier gezeigte CTMC-Rechnung wurden mit einem Code von R.E.Olson durchgeführt. Aufgrund des klassischen Charakters der Rechnungen lassen sich Impuls und Orte aller Teilchen zu jedem Zeitpunkt des Stoßes verfolgen. Dadurch erhält man Aufschluß über die zeitliche Entwicklung des Ionisationsprozesses und direkten Einblick in die Mechanismen, die zur Ionisation führen. Im folgenden werden p - und p^- -Stoß getrennt behandelt.

6.2.1.1 Antiproton-Helium-Stoß

Als Anfangsbedingung wurde die gleiche Bindungsenergie von -0.903 a.u. für beide Elektronen gewählt. Der Schwerpunkt des Targetatoms ist in Ruhe am Ursprung. Bei einer Stoßenergie von 945 keV wurde ein Stoßparameterbereich von 0 bis 2 a.u. simuliert. Die Trajektorien wurden für einen Projektil-Target-Abstand von -400 bis 9000 a.u. integriert. Abbildung 6.11 zeigt die zeitliche Entwicklung der Elektronenlongitudinalimpulsverteilung. Dargestellt sind Schnappschüsse der Projektiltrajektorie von -2 bis 20 a.u. Es sind nur Elektronen dargestellt, die ins Kontinuum emittiert werden. Erstaunlicherweise ist die Verteilung vor dem Stoß deutlich nach vorne geschoben. Dies läßt zwei Interpretationen zu: Entweder deutet es auf eine Polarisierung des Targetatoms durch das sich nähernde Projektil hin oder es werden aus der isotropen Anfangsverteilung bevorzugt die Elektronen mit Vorwärtsimpuls emittiert. Diese im Rahmen klassischer Mechanik mögliche Unterscheidung zwischen einem Auswahl- und einem Polarisierungseffekt ist quantenmechanisch jedoch sinnlos. Diese Vorwärtsverschiebung bleibt auch zum Zeitpunkt nächster Annäherung ($r_z = 0$ a.u.) erhalten. Erst bei $r_z = 12$ a.u. nach dem Stoß fangen die Elektronen wegen der negativen Ladung des Antiprotons an umzukehren. Bei $r_z = 20$ a.u. sieht man eine leicht negative Peakposition. Endgültig nach dem Stoß bei $r_z = 9000$ a.u. zeigt Abbildung 6.12 die Endverteilung. Die CTMC-Rechnungen stimmen nicht mit den experimentellen Daten überein. Die CTMC unterschätzt den Wirkungsquerschnitt. Außerdem liegt die Peakposition bei der CTMC bei negativen Impulsen, während das Experiment eine leichte Vorwärtsverschiebung der Elektronen zeigt. In der CTMC es ist möglich, den PCI-Effekt auszuschalten. Hierzu ändert man im Code kurz nach dem Punkt nächster Annäherung die Projektilladung zu $q = 0$. Das heißt, daß das Projektil keine Wechselwirkung auf das Elektron und das Ion nach dem Stoß ausübt. Die beiden Elektronen und der Targetkern bewegen sich jedoch nach wie vor in ihrem wechselseitigen Potential. Abbildung 6.13 zeigt die zeitliche Änderung der Elektronenimpulsverteilung für diesen Fall. Wie zu erwarten resultiert das Ausschalten des PCI-Effektes in einer signifikanten Vorwärtsverschiebung der Elektronenverteilung.

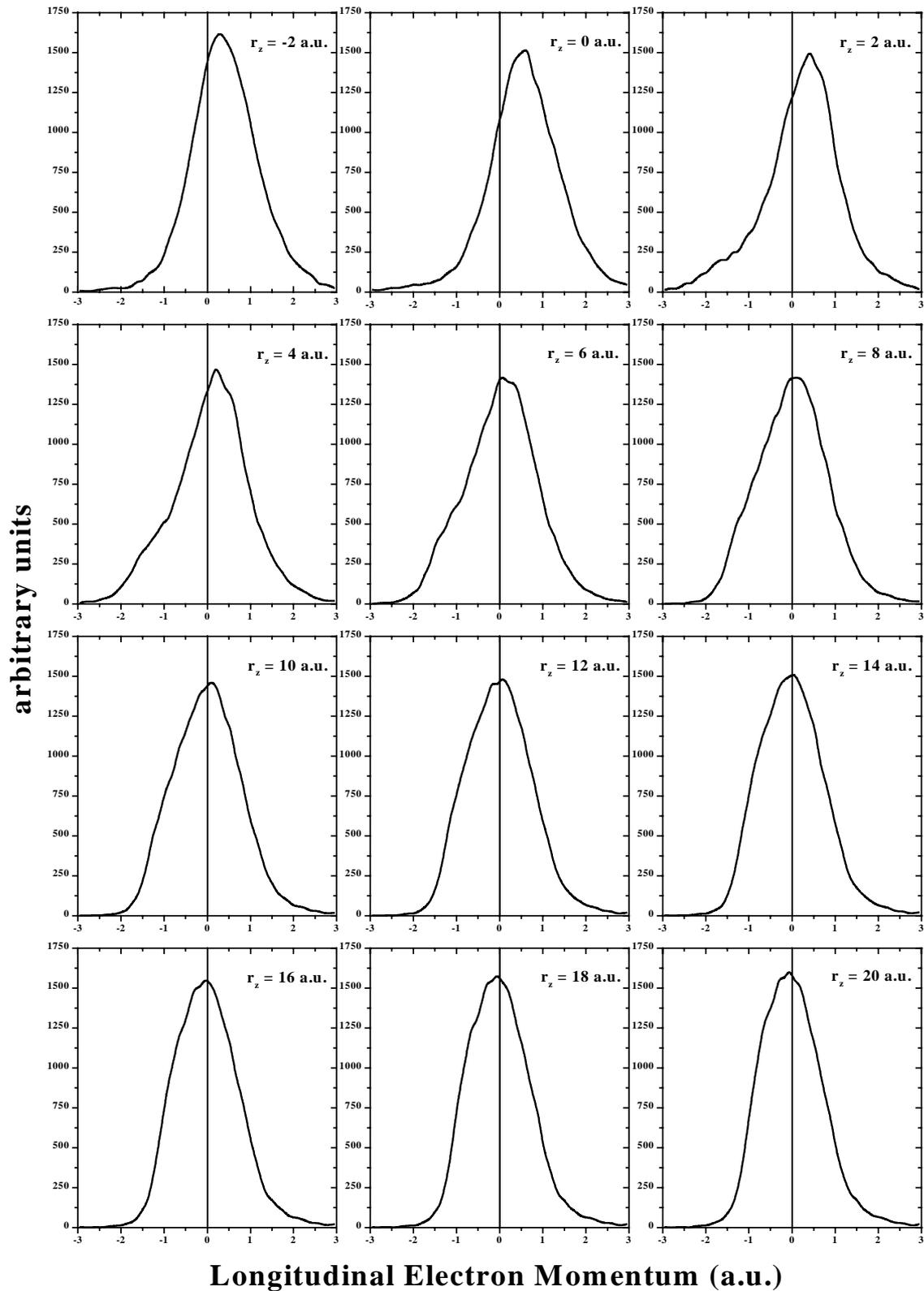


Abbildung 6.11: Zeitliche Entwicklung in der CTMC-Rechnung der Elektronenlongitudinalimpulsverteilung in Abhängigkeit vom Projektil-Targetkern-Abstand r_z beim Antiproton-Helium-Stoß.

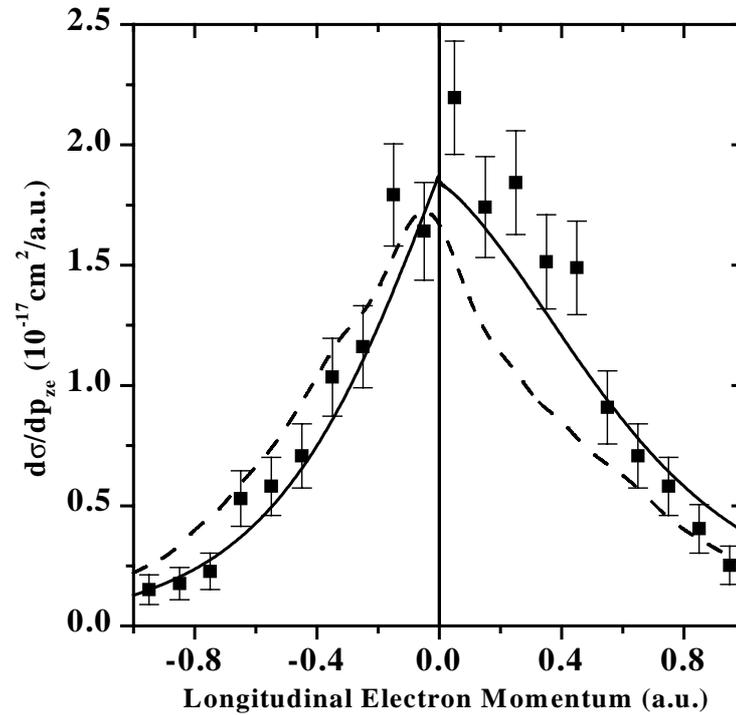


Abbildung 6.12: Elektronenlongitudinalimpulsverteilung des Antiproton-Helium-Stoßes. Die Datenpunkte sind die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit. Die durchgezogene Linie stellt die CDW-Rechnungen und die gestrichelte die CTMC-Rechnungen dar.

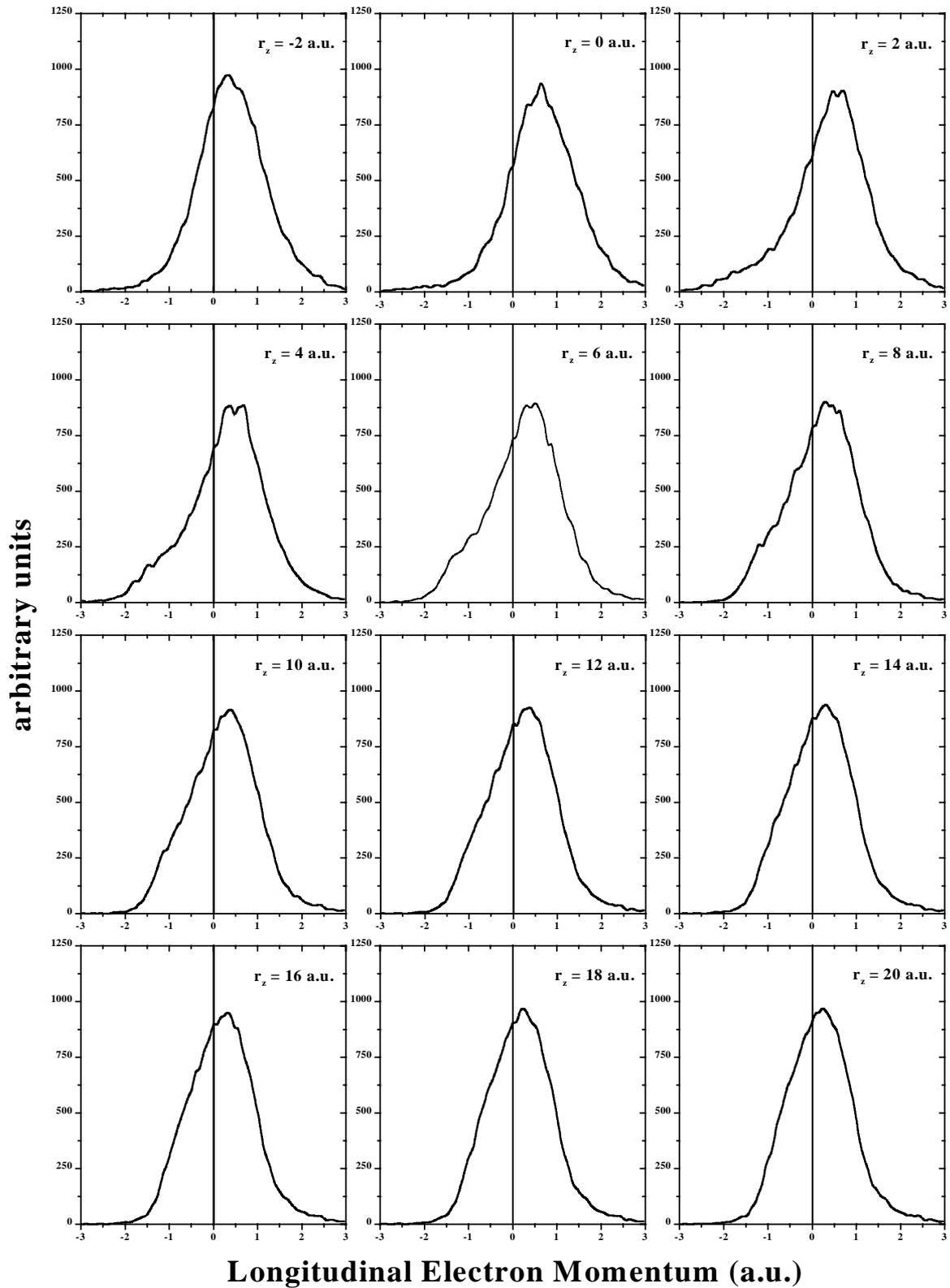


Abbildung 6.13: Zeitliche Entwicklung in der CTMC-Rechnung der Elektronenlongitudinalimpulsverteilung in Abhängigkeit vom Projektil-Targetkern-Abstand r_z mit nach dem Stoß ausgeschalteter Ladung beim Antiproton-Helium-Stoß.

Die CTMC-Rechnungen für die zeitliche Entwicklung des Impulses der Ionen zeigt Abbildung 6.14. Dargestellt ist die Summe des Impulses des Kernes und des Elektrons, das nach dem Stoß gebunden bleibt (d.h. He^{+1} -System). Bei $r_z = 20$ a.u. zeigt sich eine deutliche Vorwärtsverschiebung der Rückstoßionenimpulsverteilung. Das Peak liegt ungefähr bei $+0.4$ a.u. Die Ergebnisse der CTMC des Antiproton-Helium-Stoßes bei einer Entfernung des Projektils von 9000 a.u. vom Targetatom und den Vergleich mit dem Experiment zeigt Abbildung 6.15. Die CTMC beschreibt weder die Absoluthöhe noch die Peakposition korrekt. Während die Rückstoßionen nach der CTMC in der Richtung des Projektils fliegen, zeigt das Experiment eine Peakposition von $+0.07$ a.u. Die Abschaltung des PCI-Effektes, in dem das Projektil nach dem Stoß ungeladen ist, zeigt Abbildung 6.16. Obwohl die CTMC-Rechnungen die Details der Impulsverteilungen nicht korrekt beschreiben, bieten sie doch einige wertvolle Einblicke in die Reaktionsdynamik. Die Interpretation der Verschiebung der Impulsverteilung als ausschließliches Ergebnis der Wechselwirkung auf dem auslaufenden Teil der Trajektorie (PCI-Effekt) ist nicht haltbar. Zumindest für das hier diskutierte Stoßsystem ist die beobachtete Endzustandsimpulsverteilung das Ergebnis eines komplizierten Wechselspiels mehrerer Effekte: Polarisierung oder Selektion vor dem Stoß und PCI nach dem Stoß. Für den Fall des Antiprotonenstoßes wirken diese beiden Mechanismen in entgegengesetzten Richtungen. Der Teil des Anfangszustandes der Elektronenverteilung, der schließlich ionisiert wird, ist deutlich vorwärtsgerichtet (ca. 0.3 - 0.4 a.u.) und erst wenn das Projektil mehrere a.u. entfernt ist, dreht sein Potential diesen Trend um, so daß am Ende ein kleiner Rückwärtsimpuls für die Elektronen übrig bleibt. Der beobachtete Netto-Effekt ist so die Summe zweier gegenläufiger stärkerer Effekte. Es ist zu erwarten, daß der Selektionsmechanismus sehr empfindlich auf die Anfangswellenfunktion ist. Man kann daher spekulieren, daß hier ein Grund für die mangelnde Übereinstimmung zwischen CTMC-Vorhersage und den experimentellen Daten liegt. Die Auswirkungen des langreichweitigen Projektilpotentials im Ausgangskanal sollte dagegen klassisch gut beschrieben werden.

Eine sehr große Empfindlichkeit der Elektronenimpulse auf den verwendeten Anfangszustand in CTMC-Rechnungen wurde insbesondere für Ionisation in langsamen Stoßen beobachtet [76].

6.2.1.2 Proton-Helium-Stoß

Die Situation für Protonen unterscheidet sich nur durch die Ladung des Projektils. Die zeitliche Entwicklung der Elektronenverteilungen zeigt Abbildung 6.17. Vor dem Stoß ($r_z = -2$ a.u.) ist kaum ein Polarisations- oder Selektionseffekt zu sehen, die Verteilung ist symmetrisch um 0 a.u. Im Gegensatz zum Antiprotonenstoß beginnt jedoch der PCI-Effekt direkt nach dem Punkt nächster Annäherung ($r_z = 0$ a.u.). Das Elektron wird nach vorne gezogen. Die Peakposition bei $r_z = 20$ a.u. ist fast $+0.6$ a.u. Die endgültige Elektronenwirkungsquerschnitt zeigt Abbildung 6.18. Die CTMC unterschätzt die Elektronenwirkungsquerschnitte.

Die Rückstoßionenimpulsverteilung der CTMC (Abb. 6.19) zeigt eine sehr kleine Rückwärtsverschiebung bei $r_z = 9000$ a.u.

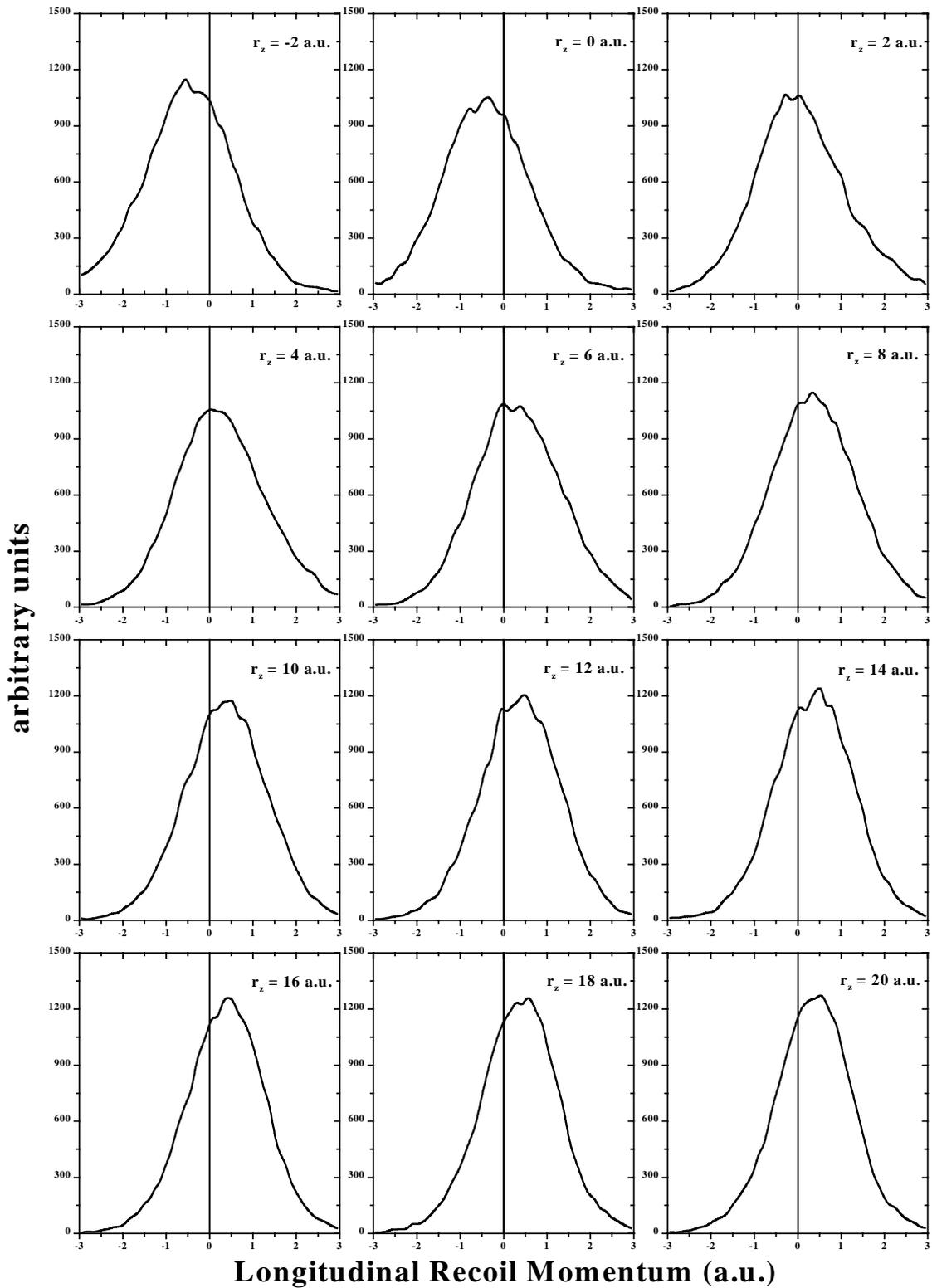


Abbildung 6.14: Zeitliche Entwicklung in der CTMC-Rechnung der Rückstoßionenlongitudinalimpulsverteilung in Abhängigkeit vom Projektil-Targetkern-Abstand r_z beim Antiproton-Helium-Stoß.

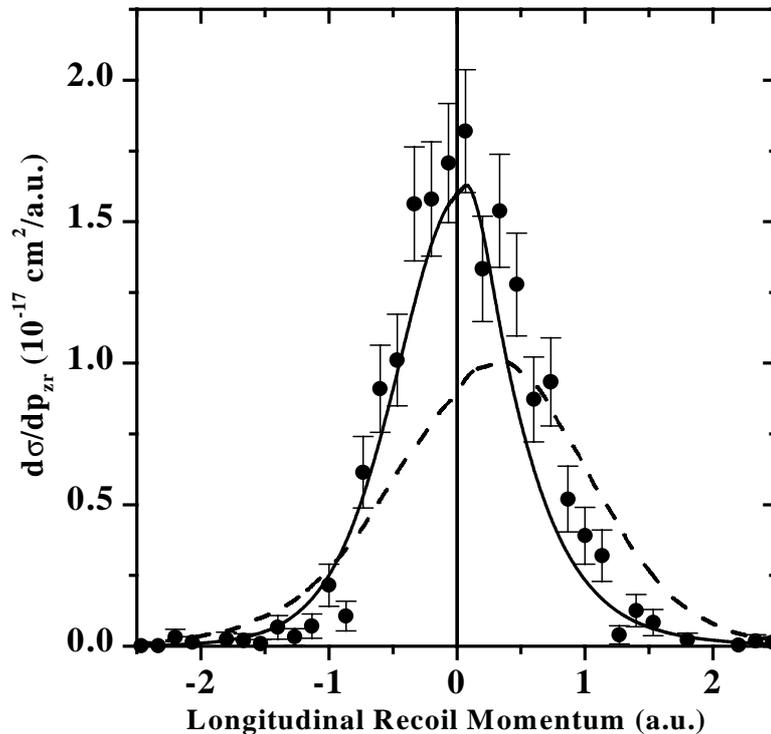


Abbildung 6.15: Rückstoßionenlongitudinalimpulsverteilung des Antiproton-Helium-Stoßes. Die Datenpunkte sind die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit. Die durchgezogene Linie stellt die CDW-Rechnungen und die gestrichelte Linie die CTMC-Rechnungen dar.

6.2.2 CDW-Rechnungen

Die quantenmechanische CDW-Theorie beschreibt das Stoßsystem in zeitabhängiger Störungsrechnung erster Ordnung, in der das Elektron sich in Kontinuum von zwei Potentialen bewegt. Die Methode wurde bereits in Abschnitt 2.2.2. beschrieben.

Abbildung 6.12 vergleicht die CDW-Rechnungen mit dem experimentellen Elektronenlongitudinalimpuls. Die CDW zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Ohne die Peakposition zu berücksichtigen, zeigt die Fläche unter der Kurve, daß sich mehr Elektronen in der Richtung des Antiprotons bewegen, was das Experiment auch bestätigt. Die CDW-Peakposition liegt fast bei Impuls null für die verwendete Stoßenergie. Der experimentelle Peak zeigt eine sehr geringe Vorwärtsverschiebung von +0.087 a.u. Im Gegensatz zur CTMC sagt die CDW nicht voraus, daß die Elektronen sich nach dem Stoß rückwärts bewegen. Auch für die Rückstoßionen zeigt die CDW eine gute Übereinstimmung mit den Daten (Abb. 6.15). Der totale Wirkungsquerschnitt der CDW ist höher als der der CTMC-Rechnungen. Die Fläche unter dem Peak ist fast symmetrisch um den Impuls null. Das stützt die Interpretation, daß die meisten Rückstoßionen sich während des Stoßes als Beobachter verhalten.

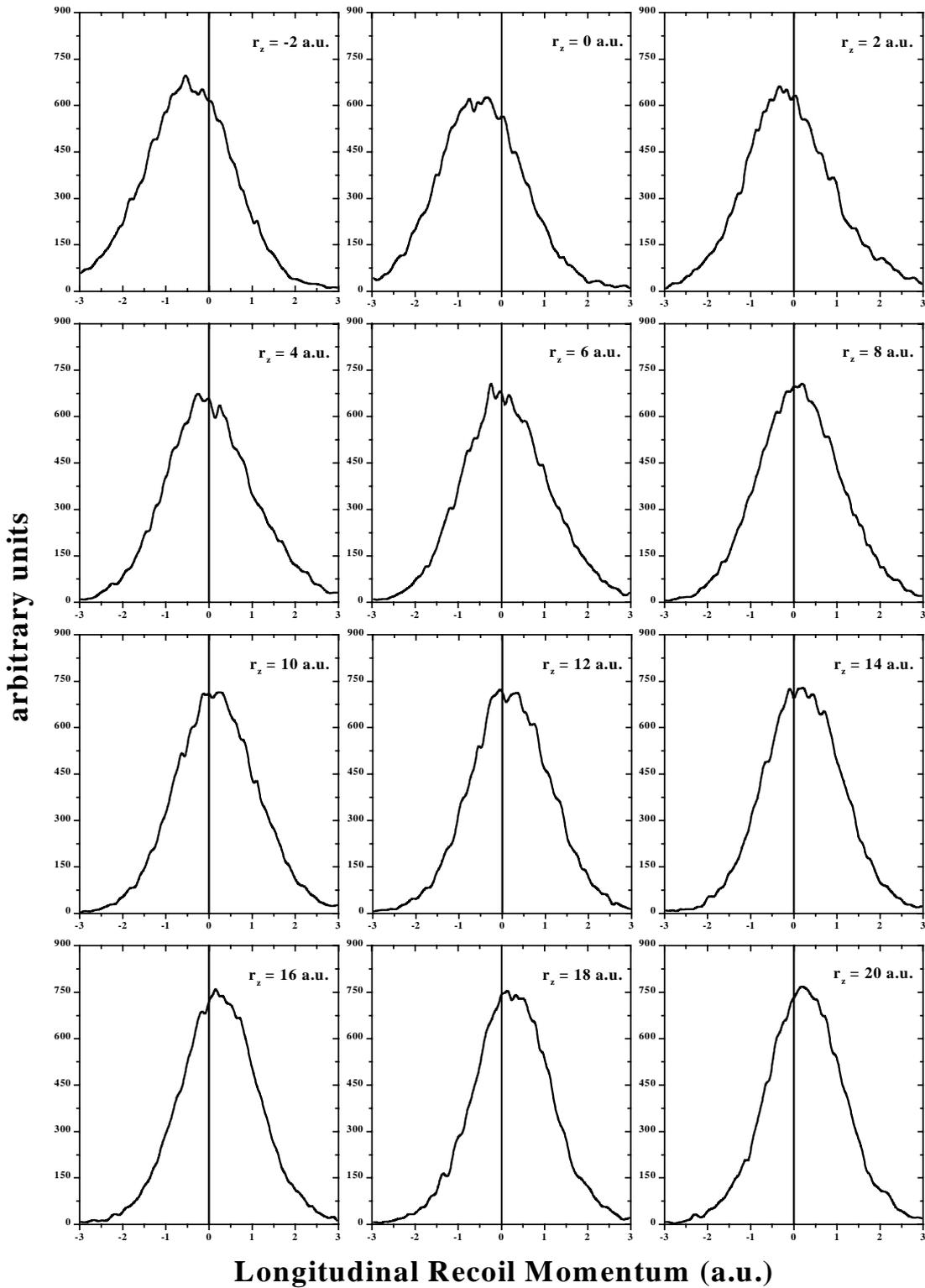


Abbildung 6.16: Zeitliche Entwicklung in der CTMC-Rechnung der Rückstoßionenlongitudinalimpulsverteilung in Abhängigkeit vom Projektil-Targetkern-Abstand r_z mit nach dem Stoß ausgeschalteter Ladung beim Antiproton-Helium-Stoß.

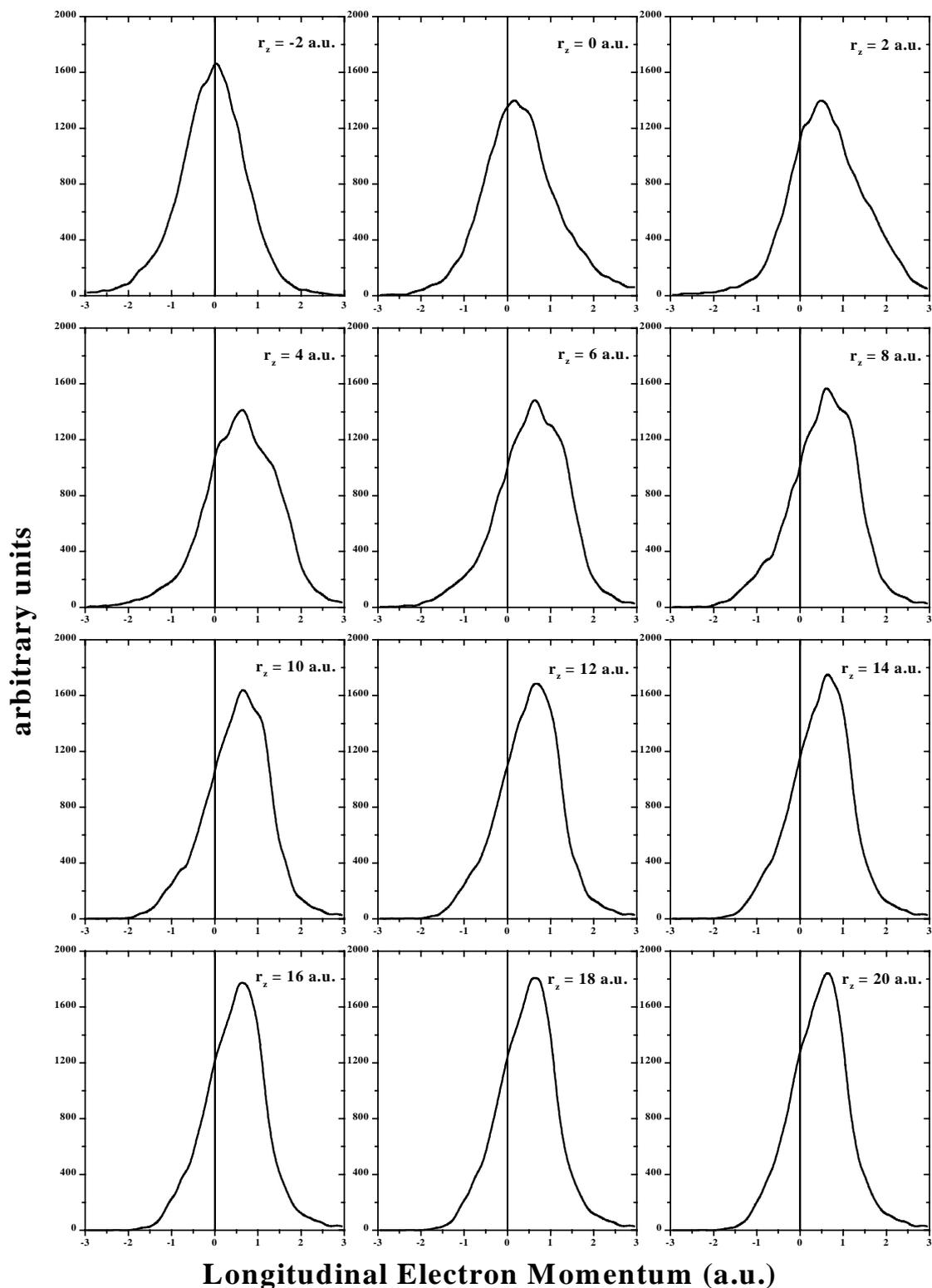


Abbildung 6.17: Zeitliche Entwicklung in der CTMC-Rechnung der Elektronenlongitudinalimpulsverteilung in Abhängigkeit vom Projektil-Targetkern-Abstand r_z beim Proton-Helium-Stoß.

Abbildung 6.18 zeigt die Ergebnisse der CDW-Rechnungen sowie die experimentellen Wirkungsquerschnitte als Funktion des Elektronenlongitudinalimpulses für Protonenstoß. Die CDW und CTMC beschreiben die Vorwärtsverschiebung der Elektronen qualitativ korrekt.

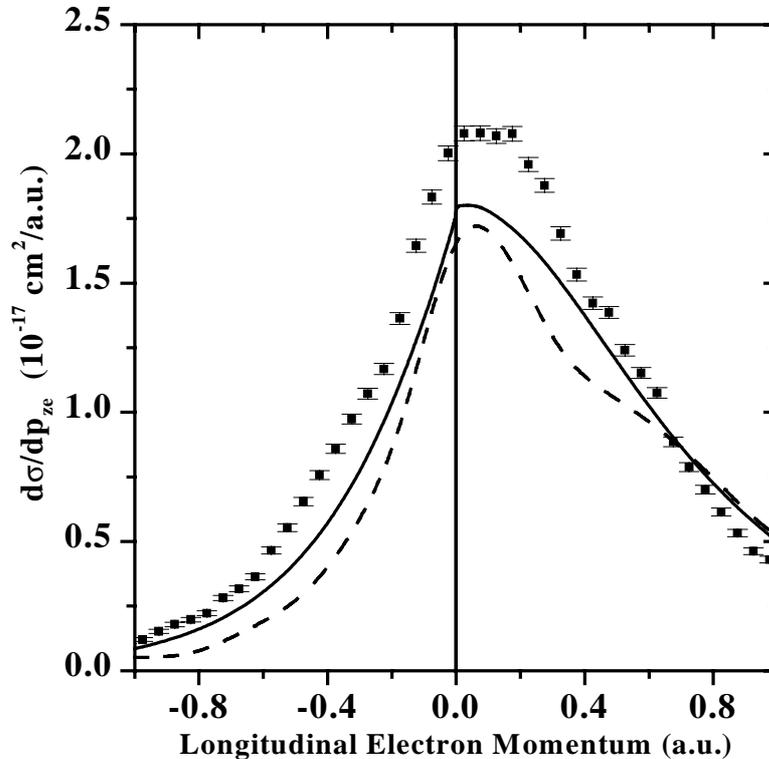


Abbildung 6.18: Elektronenlongitudinalimpulsverteilung des Proton-Helium-Stoßes. Die Datenpunkte sind die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit. Die durchgezogene Linie stellt die CDW-Rechnungen und die gestrichelte die CTMC-Rechnungen dar.

Die Impulsverteilung der Rückstoßionen wird dagegen von der CDW etwas schlechter beschrieben (Abb. 6.19) als die Elektronenverteilung. Die CDW erwartet, daß die Mehrheit der Rückstoßionen rückwärts emittiert wird. Die Peakposition der Verteilung und die Fläche unter der Kurve zeigen diesen Trend. Die experimentellen Daten dagegen sind fast symmetrisch um den Impuls null verteilt. Die Peakposition liegt in der CDW deutlich in Rückwärtsrichtung, während der experimentelle Wert bei 0.075 a.u. in Vorwärtsrichtung liegt.

6.3 Projektilenergieabhängigkeit des longitudinalen Impulstransfers

Eine aufschlußreiche Ergänzung der bisher dargestellten Abhängigkeit des Impulstransfers vom Vorzeichen der Projektilladung ist die Untersuchung der Geschwindigkeitsabhängigkeit. Insbesondere die langreichweitige Wechselwirkung mit dem Projektil im Endzustand sollte stark mit der Wechselwirkungszeit und damit der Projektilenergie gekoppelt sein. Um dies zu untersuchen, wurde die Einfachionisation durch Protonen bei 0.2, 0.5, 1 MeV untersucht. Abbildung 6.20 zeigt die gemessenen Elektronenlongitudinalimpulsverteilungen und die entsprechenden Rückstoßionenverteilungen. Qualitativ bestätigen sie das einfache Modell des PCI-Effektes. Man findet eine stärkere Vorwärtsverschiebung der Elektronen mit abnehmender Projektilgeschwindigkeit. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der CDW. In Abb. 6.7 ist die Entwicklung der Maxima als Funktion der Projektilgeschwindigkeit gezeigt.

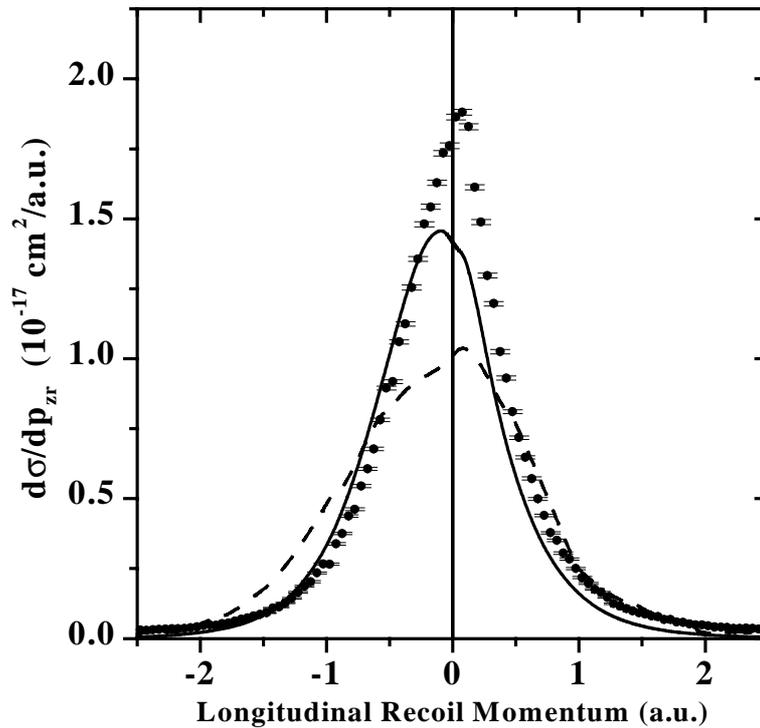


Abbildung 6.19: Rückstoßionenlongitudinalimpulsverteilung des Proton-Helium-Stoßes. Die Datenpunkte sind die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit. Die durchgezogene Linie stellt die CDW-Rechnungen und die gestrichelte die CTMC-Rechnungen dar.

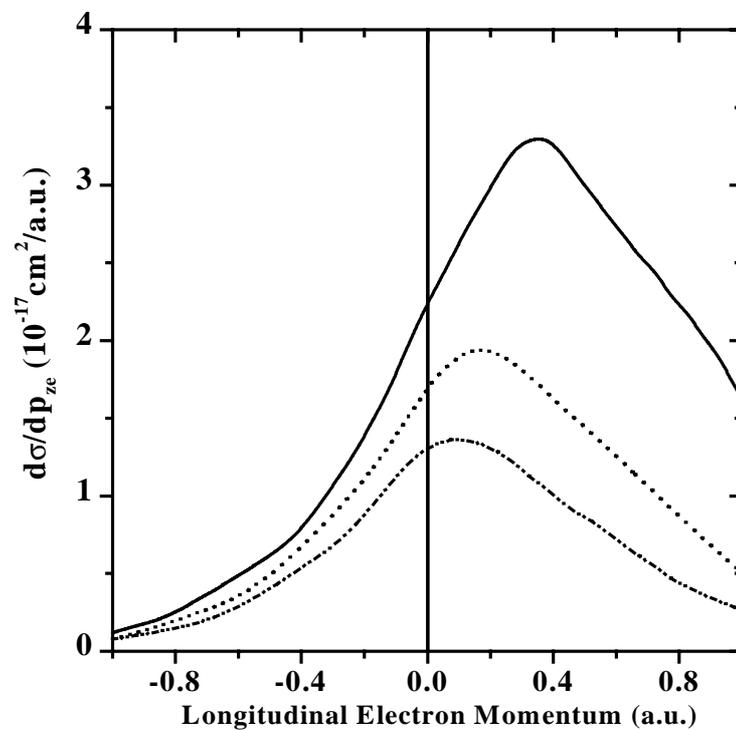


Abbildung 6.20a: Die Abhängigkeit des Elektronenlongitudinalimpulses von der Projektilenergie. Die durchgezogene Linie stellt die Verteilung bei 200 keV, die punktierte bei 500 keV und die strichpunktierte bei 1 MeV dar.

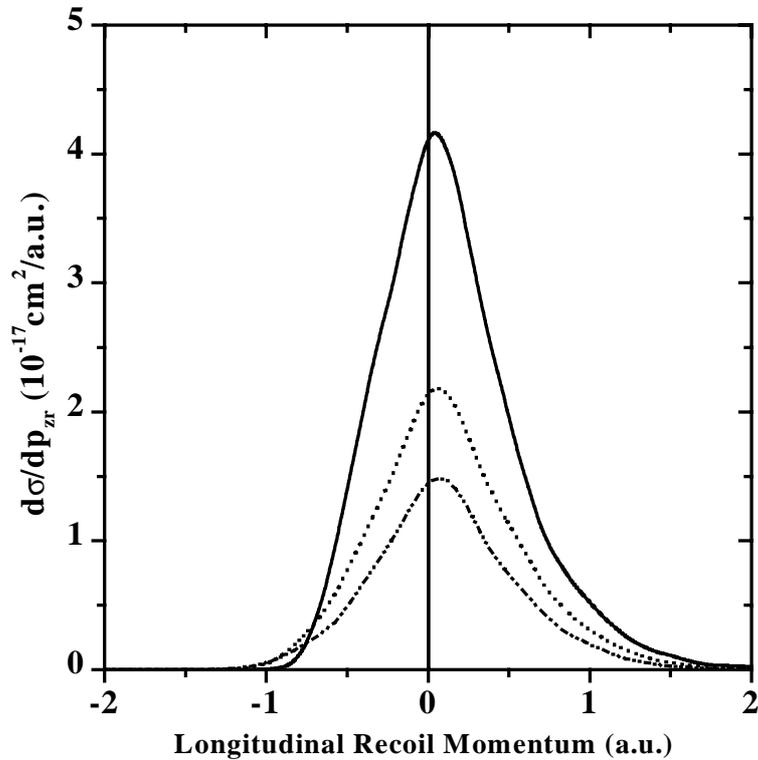


Abbildung 6.20b: Die Abhängigkeit des Rückstoßionenlongitudinalimpulses von der Projektilenergie. Die durchgezogene Linie stellt die Verteilung bei 200 keV, die gepunktete bei 500 keV und die strichpunktierte bei 1 MeV dar.

Für die Rückstoßionen könnte man zunächst aufgrund der umgekehrten Ladung genau den gegenläufigen Trend erwarten. Dem wirkt jedoch ein weiterer, bisher nicht berücksichtigter Effekt entgegen. Im Stoß stellt das Rückstoßion die Erhaltung des Gesamtimpuls sicher. Wie in Kapitel 3 diskutiert, resultiert daraus Gleichung 3.25

$$P_{zR}^f = -\frac{E_{Bin} + E_e}{v_p} - P_{ze}^f. \quad (3.25)$$

Während bei hohen Geschwindigkeiten der Term $(E_{Bin} + E_e)/v_p$ klein ist, fällt er bei kleineren Geschwindigkeiten mehr und mehr ins Gewicht. Dieser Effekt, daß das Rückstoßion zum Teil den Impulsverlust des Projektils kompensieren muß, wirkt bei kleinen Geschwindigkeiten einer Rückwärtsemission der Ionen entgegen. Der kleinste kinematisch erlaubte Rückstoßionenlongitudinalimpuls ist $-(E_{Bin} + v_p)/v_p$. Bei sehr kleinen Projektilgeschwindigkeiten führt dies sogar zu einer Vorwärtsemission der Ionen.

6.4 Fehlerdiskussion

Für die gemessenen Longitudinalimpulsverteilungen werden im folgenden die systematischen Fehler in der Bestimmung des Nullpunktes der Impulsverteilungen und Fehlerquellen diskutiert, die die Form der Spektren verfälschen können.

6.4.1 Fehler des Nullpunktes

In jedem Stoß muß Energie- und Impulserhaltung erfüllt sein. Da im hier vorgestellten Experiment die Impulse von Elektronen und Ionen in Koinzidenz vermessen werden, bietet die Überprüfung der Impulserhaltung im Experiment einen sehr empfindlichen Test der Daten. Damit lassen sich mit großer Genauigkeit systematische Fehler eliminieren. Hierzu bietet es sich an, den Zusammenhang zwischen den gemessenen Longitudinalimpulsen von Elektron und Ion zu betrachten. In der Näherung eines zu vernachlässigenden Energieverlustes des Projektils muß gelten:

$$P_{zr} = -\frac{E_{Bin}}{v_{pro}} - \frac{P_{xe}^2 + P_{ye}^2 + P_{ze}^2}{v_{pro}} - P_{ze} \quad (3.25)$$

Bei 1 MeV Stoßenergie ($v_{pro} = 6.3$ a.u.) ist $E_{Bin}/v_{pro} = 0.14$ a.u., und der zweite Term ist für niederenergetische Elektronen klein gegen den dritten Term. In dem man also für jeden Ionisationsprozeß den Zusammenhang von P_{zr} und P_{ze} betrachtet, lassen sich sowohl die Eichung als auch die Impulsnullpunkte für die Elektronen- und Rückstoßionenmessung auf ihre Konsistenz überprüfen. Abbildung 6.21 zeigt die Beziehung beider Impulskomponenten in der longitudinalen Richtung (z -Richtung) mit einer Bedingung auf den He^{+1} -Peak im Zeitkoinzidenzspektrum zwischen Rückstoßion und Elektron (Abb.6.22). Die Breite der Verteilung in Abb. 6.21 um die Winkelhalbierende spiegelt die kombinierte Impulsauflösung von Rückstoßionen- und Elektronendetektor wieder.

Die Hauptfehlerquelle liegt in der Nullimpulsbestimmung (des Referenzpunktes) auf der Detektorenoberfläche. Die untersuchten Effekte in diesem Experiment sind in der Größenordnung von 0.1 a.u. Den Longitudinalimpuls des Teilchens berechnet man aus dem gemessenen Ort auf dem Detektor, siehe Abschnitt 5.7. Der Impulsreferenzpunkt des Elektronendetektors wurde bestimmt, in dem die Spannung des Spektrometers umgepolt wurde, um die Rückstoßionen auf dem Elektronendetektor nachzuweisen. Ein eventueller Longitudinalimpuls sollte keinen meßbaren Einfluß haben, da der Abstand nur 1 cm beträgt. Das Abbild des Reaktionsvolumens ergibt den Nullpunkt für die Elektronenimpulsmessung. Der Nullimpuls für den Ionenimpulsmessung wurde für die Protonenmessung durch Elektroneneinfangsreaktionen bestimmt (siehe Abschnitt 5.7). Für die Antiprotonenmessung wurde eine Referenzmessung für Elektronenstoßionisation bei 2 keV Elektronenenergie durchgeführt. Um ein Maß für die Empfindlichkeit der Konsistenzprüfung des Referenzpunktes zu erhalten und damit den maximalen Fehler des Nullimpulses der beiden Longitudinalimpulse angeben zu können, wurde Gleichung (3.25) verwendet. Event für Event wurden alle gemessenen Impulse addiert und $P_{zr} + (E_{Bin} + P_{xe}^2 + P_{ye}^2 + P_{ze}^2)/v_p + P_{ze}$ berechnet. Der Mittelwert dieser Verteilung wurde ermittelt (er sollte null sein). Dann wurde der Referenznullpunkt für die P_{ze} -Verteilung verschoben und erneut der Summenimpuls berechnet. Jede solche Verschiebung verschiebt auch das gemessene Maximum der P_{ze} -Verteilung. Abbildung 6.23 zeigt den so ermittelten Summenimpuls gegen das sich für die jeweilige Verschiebung ergebende P_{ze} . Daraus läßt sich der maximale Fehler von P_{ze} als ± 0.039 a.u. ablesen. Genaugenommen läßt sich so nur die Konsistenz des Rückstoßionen- und Elektronenlongitudinalimpulses prüfen. Der (unwahrscheinliche) Fall, daß in beiden ein

Fehler vorliegt, der sich im Summenimpuls gerade aufhebt, lässt sich nicht ausschließen. Beide Nullpunkte wurden jedoch wie oben beschrieben unabhängig voneinander bestimmt. Daraus erhält man einen maximalen Fehler von P_{zr} als ± 0.045 a.u.

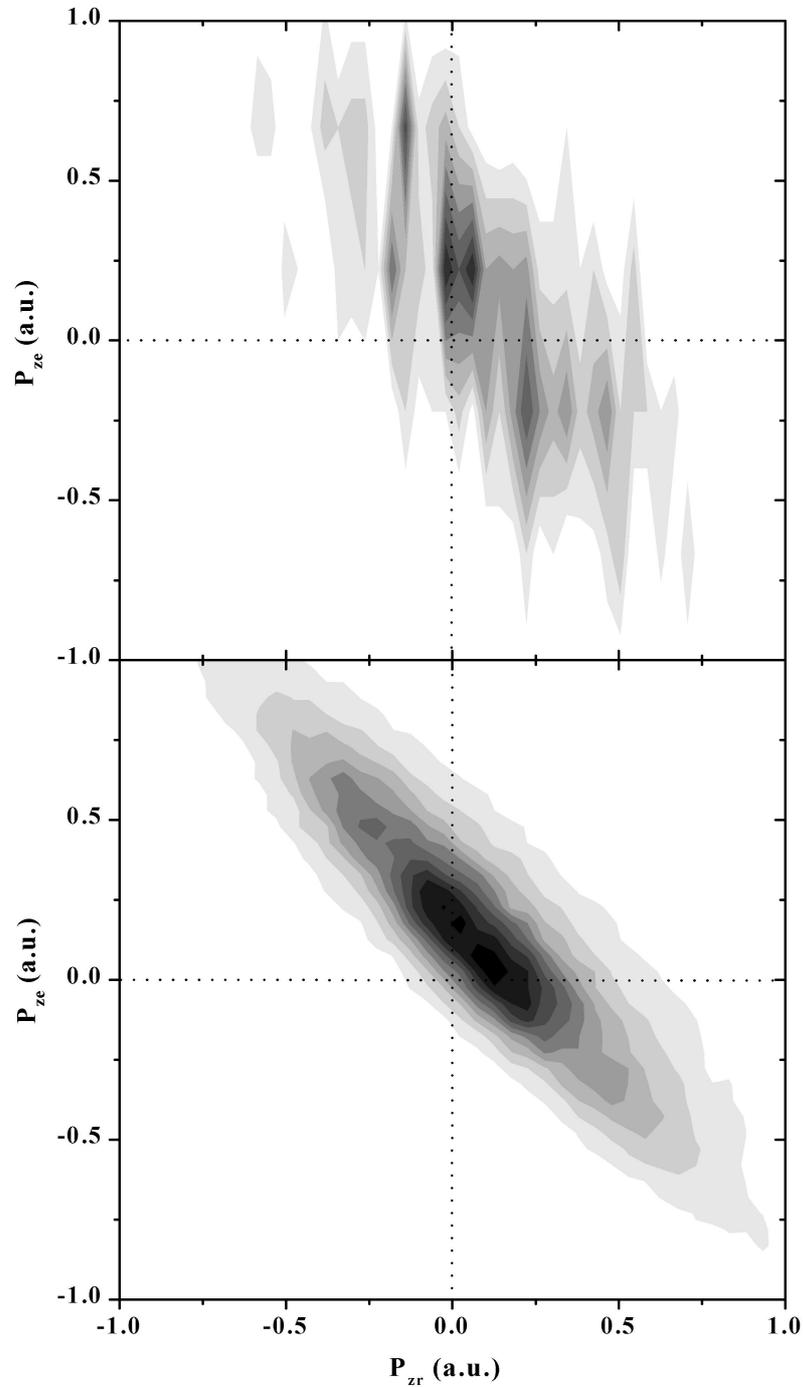


Abbildung 6.21: Elektronen- gegen Rückstoßionenlongitudinalimpuls des Antiprotonen- (oben) und Protonenexperiment (unten).

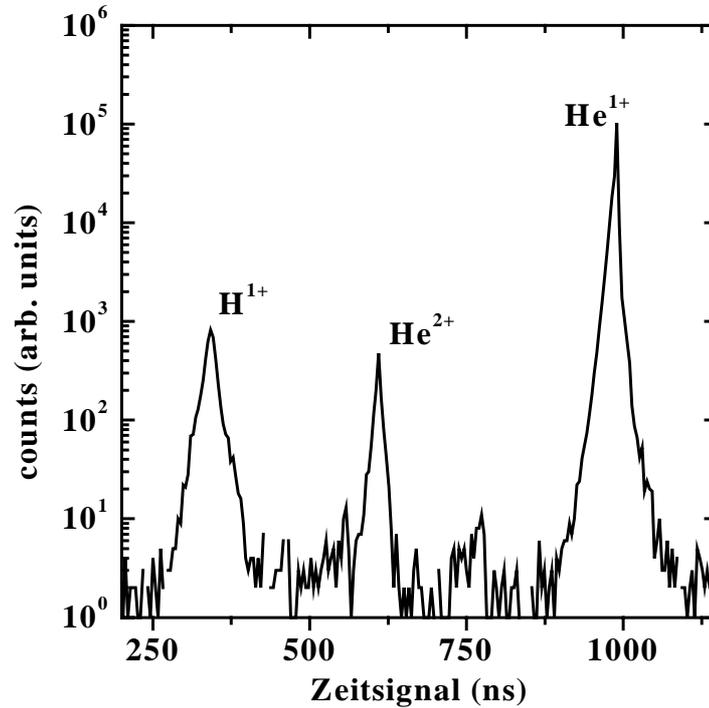


Abbildung 6.22: Zeitsignal der Koinzidenz zwischen Rückstoßionen und emittierten Elektron. Der Wasserstoffsignal stammt aus dem Restgas.

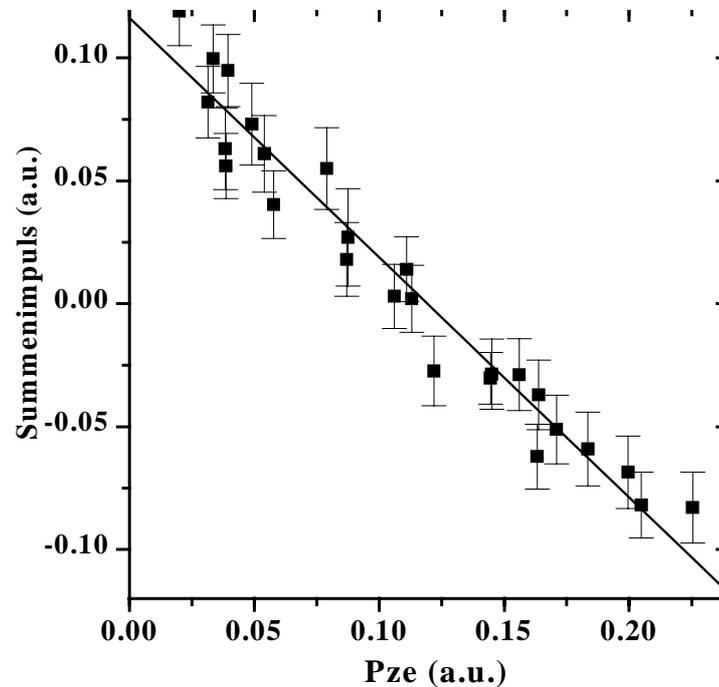


Abbildung 6.23: Summenimpuls $P_{zr} + (E_{Bin} + P_{xe}^2 + P_{ye}^2 + P_{ze}^2)/v_p + P_{ze}$ gegen P_{ze} für verschiedenen Werten von P_{ze} . Die durchgezogene Linie zeigt einen linearen Fit durch die Datenpunkte. Der Fehler des Impulsnullpunktes wurde durch den Fehlerbalken ermittelt, siehe Text.

Die oben beschriebene Methode wurde verwendet, um den Fehler des Elektronenreferenzpunktes in der Protonenmessung zu berechnen. Der dazu gehörenden Fehler beträgt ± 0.007 a.u. Der Fehler des Rückstoßionennullimpulses wurde aus der linearen Fitkurve des Elektroneneinfangs in Abb.5.18 genommen, was einen Fehler von ± 0.025 a.u. ergibt.

Zusammengefaßt sind die gemessenen Peakpositionen:

	Rückstoßion	Elektron
Antiproton	0.07 ± 0.045 a.u.	0.087 ± 0.039 a.u.
Proton	0.075 ± 0.025 a.u.	0.075 ± 0.007 a.u.

6.4.2 Fehler der Spektrenform

Die Form der gemessene Rückstoßionenverteilung wird durch zwei Effekte beeinflusst: Erstens durch die Auflösung und zweitens dadurch, daß für p^- nur die Ionen registriert werden konnten, zu denen noch ein Elektron nachgewiesen wurde. Im Experiment mit Protonen lassen sich aufgrund der guten Strahlqualität und der Kontrolle der Auflösung über den Einfangskanal beide Effekte untersuchen. Bei einer Messung mit 6.25 V/cm Absaugspannung (das entspricht 0.19 a.u./mm für die Eichung des MCP) ergab sich eine Auflösung von 0.09 a.u. Die durchgezogene Linie in Abbildung 6.24 zeigt die unter diesen Bedingungen gemessene Ionenverteilung. Diese Verteilung stellt alle Ionen dar, d.h. enthält keine Koinzidenz mit emittierten Elektronen. Erhöht man die Absaugspannung auf 62.5 V/cm ähnlich den Bedingungen in der p^- Messung, ergibt sich eine Auflösung von 0.35 a.u. und die gestrichelte Verteilung. Verlangt man nun zusätzlich eine Koinzidenz mit einem Elektron, d.h. man beschränkt sich auf die Ionen, die zu Elektronen innerhalb des Akzeptanzbereichs des Elektronendetektor koinzident detektiert werden, so findet man die punktierte Verteilung.

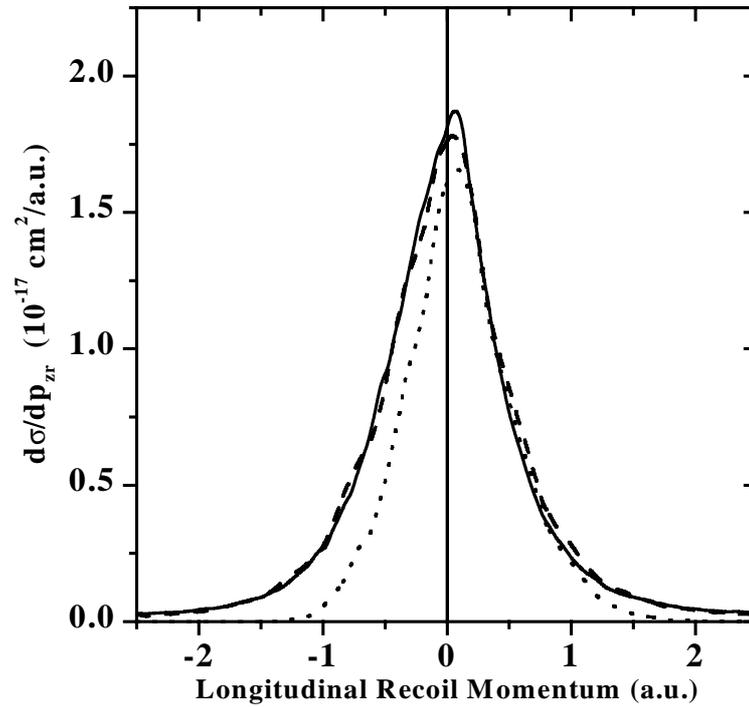


Abbildung 6.24: Änderung der Rückstoßionenlongitudinalimpulsverteilung in Abhängigkeit von Spektrometerspannung und Elektronendetektorakzeptanzwinkel. Die durchgezogene Linie zeigt Rückstoßionen bei 6.25 V/cm Spektrometerspannung und die gestrichelte zeigt die Verteilung bei 62.5 V/cm. Die punktierte Linie stellt He^{+1} -Rückstoßionen dar, die mit Elektronen in Koinzidenz nachgewiesen wurden.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden zum ersten Mal differentielle Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Helium mit schnellen Antiprotonen gemessen und mit denjenigen von Protonen verglichen. Die Ergebnisse beider Experimente wurden mit theoretischen Daten (CTMC und CDW) verglichen. Ein wesentliches Ergebnis dieser Arbeit ist, daß es den Vergleich zwischen Materie- und Antimaterie-Materie-Stößen ermöglicht. Bei einer Energie von etwa 1 MeV, bei der die totalen Querschnitte beider Stoßsysteme fast gleich sind, wurden die Wirkungsquerschnitte differentiell für den Impulsaustausch zwischen den im Stoß beteiligten Teilchen in der longitudinalen Richtung gemessen. Trotz der großen Divergenz des Antiprotonenstrahles, Antiprotonenzerfall in der Detektormaterie und der hohen kinetischen Energie des Strahls konnten die Elektronen und Rückstoßionen mittels der neuen Technik COLTRIMS mit ausreichender Auflösung nach dem Stoß nachgewiesen werden.

Das nach der Einfachionisation entstehende Dreikörperproblem wurde unter dem Aspekt der "Post-Collision-Interaction" PCI untersucht. Der PCI-Effekt ist im wesentlichen ein Ladungseffekt. Die Coulombkraft des Projektils auf dem auslaufenden Ast der Trajektorie beeinflusst die Impulse der Rückstoßionen und Elektronen im Endzustand. Bei niedrigen Stoßenergien, bei der die Stoßpartner mehr Zeit haben miteinander wechselzuwirken, erwartet man, daß sich die Elektronen nach dem Stoß gegen das negative Projektil (Antiproton) bewegen und die Rückstoßionen nach vorne emittiert werden. Für einen Protonenstoß erwartet man eine inverse Kinematik. Die Befunde dieser Arbeit zeigen, daß sich bei der verwendeten Einschußenergie der PCI-Effekt jedoch kaum bemerkbar macht. Die experimentellen Daten zeigen eine Übereinstimmung der longitudinalen Impulsverteilungen der Elektronen sowie der Rückstoßionen für Antiprotonen- und Protonenstöße. Desweiteren unterscheidet sich der Impulsaustausch zwischen den drei Teilchen bei schnellen p^- - und p -Stößen grundlegend von den für schnelle hochgeladene Projektile (Ni^{+24} , Se^{+28}) beobachteten Impulsverteilungen. Während für p^- - und p -Stößen der Impulsaustausch zwischen Projektil und Elektron dominiert, fanden Moshhammer *et. al.* für Ni^{+24} , daß der Impulsaustausch zwischen e^- und Ion dominiert. In Übereinstimmung mit experimentellen Daten für die Rückstoßionenverteilungen von Dörner *et. al.* [46] wurde herausgefunden, daß sich für die p^- - und p -Stöße die Rückstoßionen während des Stoßes als Beobachter verhalten. Die Elektronen bewegen sich in beiden Stoßprozessen (p^- und p) immer etwas nach vorne. Das heißt, daß der Impulsverlust des Projektils allein durch die Elektronen kompensiert wird, was im Gegensatz zum experimentellen Befund mit hochgeladenen Ionen steht, bei dem die Rückstoßionen und die Elektronen ihre Impulse gegenseitig ausgleichen. Im Vergleich mit der Theorie stimmen die experimentellen Daten der Elektronen mit der CDW-Rechnung im Antiprotonenexperiment gut überein. Jedoch konnte die CDW die Rückstoßionen nicht befriedigend für einen Protonenstoß beschreiben, bei dem die CDW-Rechnung erwartet, daß die Rückstoßionen im Mittel etwas nach hinten emittiert werden, was mit den experimentellen Daten nicht übereinstimmt. Die CTMC-Rechnungen konnten die experimentellen Daten weder quantitativ

noch qualitativ beschreiben. Sie überschätzen den Einfluß der Projektilladung auf die Impulsverteilungen bei weitem.

Ein Schwerpunkt zukünftiger Arbeiten wird sicherlich die Erforschung des Longitudinalimpulses mit niederenergetischen Antiprotonen sein. Dies ermöglicht es, sowohl die quantenmechanischen als auch die klassischen Theorien, die den PCI-Effekt bei niederenergetischen Antiprotonen berechnen, zu überprüfen. Obwohl die neue CERN-Antiprotonenanlage nur Antiprotonen bis 5.5 MeV liefert, ist es vorgesehen die Antiprotonen bis auf einige keV abzubremesen. Beispielsweise können die Antiprotonen in eine elektromagnetische Ionenfalle eingefangen werden und dann elektrostatisch bis auf die benötigte Energie beschleunigt werden [77,78]. Bei niedrigen Energien wird der vorhergesagte PCI-Effekt deutlicher, so daß der Unterschied zwischen den Antiproton- und Proton-Atom-Stößen deutlicher werden sollte. In diesem Fall kann man untersuchen, ob sich Antimaterie- und Materie-Materie-Stöße spiegelbildlich verhalten.

Da man mit COLTRIMS vollständige Messungen im Impulsraum durchführen kann, ist es von großem Interesse die transversalen Impulskomponenten zu studieren. Die Abhängigkeit des Longitudinalimpulses vom Stoßparameter, welcher den transversalen Impulsaustausch bestimmt, ermöglicht eine vollständige, detaillierte Untersuchung des Stoßmechanismus des Dreikörper-Coulombproblems. Solche Experimente liegen für langsame Stöße (10 keV p -He) [76], schnelle Protonenstöße [79] und Stöße mit schnellen hochgeladenen Ionen [27] vor. Es ist von großem Interesse solche detaillierten Einblicke in die Ionisationsmechanismen in Zukunft auch für Antiprotonen zu gewinnen.

Für Protonenstöße mit abnehmender Projektilgeschwindigkeit steigen die Wirkungsquerschnitte für den Einfang eines Targetelektrons in gebundene Projektilzustände. Ein Übergang zwischen Ionisation und Elektroneneinfang stellt der sogenannte "Capture to the Continuum" (CUSP-Elektron) dar, bei dem das Elektron in das Kontinuum des Projektils eingefangen wird. Dieser Prozeß wird sichtbar, wenn man die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte (DDCS) in Abhängigkeit von der Elektronenenergie bei verschiedenen Elektronenemissionswinkeln aufträgt, als ein scharfer Peak in der Verteilung bei einem Emissionswinkel von 0° . An dieser Stelle besitzen die Elektronen die gleiche longitudinale Geschwindigkeit wie das Projektil. Im Gegensatz dazu hat das Antiproton keinen Einfangskanal. Statt einem scharfen Peak in den DDCS wurde ein scharfes Minimum an der Stelle vorhergesagt [62], bei der das Elektron und das Antiproton die gleiche Geschwindigkeit haben. Dieser Effekt ist bereits im Fall der Positron/Elektronstöße beobachtet worden. Da keine differentiellen Daten für Antiprotonen bei niedriger Energie zur Verfügung stehen, fehlt dazu bisher der experimentelle Beweis. Mittels COLTRIMS ist es aber möglich diesen Effekt in der Rückstoßionimpulsverteilung zu sehen. In der Arbeit von Weber [79] wurde der Electron-Capture-to-the-Continuum (ECC)-Prozeß für 100 keV/u Protonenstöße als Kante in der Longitudinalimpulsverteilung des Rückstoßions beobachtet. Für Antiprotonen würde man, statt eine Kante einen weichen (exponentiellen) Einsatz der Impulsverteilung erwarten [62].

Da die Doppelionisation die Untersuchung der dynamischen Elektron-Elektron-Korrelationen ermöglicht, steht zudem die Helium-Doppelionisation im Blickpunkt. Seit der Arbeit von Andersen *et. al.* [64], Abbildung 7.1, versuchen die Theoretiker die Unterschiede im totalen Wirkungsquerschnitt für die Helium-Doppelionisation durch Antiprotonen- und

Protonenstöße zu erklären. Wie es Abb.7.1 zeigt, unterscheiden sich für eine Einschußenergie von 1 MeV die Verhältnisse von Doppel- zur Einfachionisation um den Faktor 2. Verschiedene theoretische Modelle versuchten diese Diskrepanzen aufzuklären. Vor kurzem haben Ford und Reading [80] eine neu entwickelte "Forced-Impuls-Method" (FIM) relativ erfolgreich verwenden können. Ihre Rechnungen konnten jedoch das Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation von Helium bei Antiprotonen- und Protonenstöße für den Energiebereich unterhalb von 300 keV nicht beschreiben. Meng *et. al.* [81] haben die dynamical CTMC (dCTMC) erfolglos verwendet. Nach J.H. McGuire [82] resultiert diese Z^3 -Abhängigkeit aus der dynamischen Elektronenkorrelation im Atom und aus der Zeitordnung. Er hat vorgeschlagen, daß es eine Kombination von zwei Ionisationsmechanismen gibt, die für das größere Verhältnis bei Antiprotonenstößen verantwortlich ist. Da bisher keine differentiellen Messungen für die Heliumdoppelionisation bei Antiprotonenstößen zur Verfügung stehen, bleibt die Frage von Elektron-Elektron-Korrelationen im Antiprotonenstoß ein aufzuklärendes Problem. Dieses Phänomen wurde auch im Fall von Elektron/Positron-Helium-Stößen beobachtet [83]. Die Unterschiede zwischen Antimaterie- und Materie-Materie-Stößen stellen sowohl für Einelektronprozesse aber insbesondere für Mehrelektronenübergänge weiterhin eine Herausforderung für Experimente und unser theoretisches Verständnis dar.

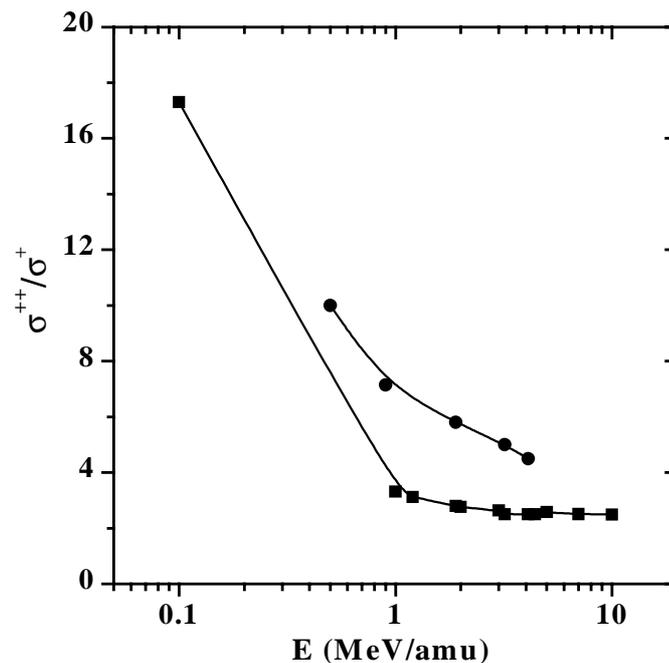


Abbildung 7.1: Doppel- zur Einfachionisations-Verhältnis für Heliumdoppelionisation durch Antiprotonen- (Kreis) und Protonenstöße (Quadrat) [64].

Literaturverzeichnis

- [1] P. Hvelplund, H. Knudsen, U. Mikkelsen, E. Morenzoni, S.P. Møller, E. Uggerhøj und T. Worms, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **27** (1994) 925.
- [2] L.H. Andersen, P.Hvelplund, H. Knudsen, S.P. Møller, J.O.P. Pedersen, S. Tang-Petersen und E. Uggerhøj, *Phys. Rev. A* **41** (1990) 6536.
- [3] A. Lahmam-Bennani, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **24** (1991) 2401.
- [4] V. Mergel, R. Dörner, J. Ullrich, O. Jagutzki, S. Lencinas, S. Nüttgens, L. Spielberger, M. Unverzagt, C.L. Cocke, R.E. Olson, M. Schulz, U. Buck, E. Zanger, W. Theisinger, M. Isser, S. Geis und H. Schmidt-Böcking, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2200.
- [5] V. Mergel, R. Dörner, J. Ullrich, O. Jagutzki, S. Lencinas, S. Nüttgens, L. Spielberger, M. Unverzagt, C.L. Cocke, R.E. Olson, M. Schulz, U. Buck und H. Schmidt-Böcking, *Nucl. Instr. Meth. B* **98** (1995) 593.
- [6] J.H. Moore, M.A. Coplan, T.L. Skillman, Jr. und E.D. Brooks, *Rev. Sci. Instr.* **84** (1978) 463.
- [7] C.L. Cocke und R.E. Olson, *Phys. Rep.* **205** (1991) 153.
- [8] J.J. Thomson, *Phil. Mag.* **23** (1912) 449.
- [9] Goldstein, *Klassische Mechanik*, Akademische Verlagsgesellschaft, Wiesbaden 1978.
- [10] R.E. Olson und A. Salop, *Phys. Rev. A* **16** (1977) 531.
- [11] J.S. Cohen, *Phys. Rev. A* **26** (1982) 3008.
- [12] D. Eichenauer, N. Grün und W. Schied, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **14** (1981) 3929.
- [13] D.J.W. Hardie und R.E. Olson, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **16** (1983) 1983.
- [14] C.J. Wood, C.R. Feeler und R.E. Olson, *Phys. Rev. A* **56** (1997) 3701.
- [15] G. Schiwietz und W. Fritsch, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **20** (1987) 5463.
- [16] V.J. Montemeyer und G. Schiwietz, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **22** (1989) 2555.
- [17] R.E. Olson, C.R. Feeler, C.J. Wood, C.L. Cocke, R. Dörner, V. Mergel, H. Schmidt-Böcking, R. Moshhammer und J. Ullrich, *Nucl. Instr. Meth. B* **124** (1997) 249.
- [18] C.L. Kirschbauman und L. Wilets, *Phys. Rev. A* **21** (1980) 834.
- [19] D. Zajfman und D. Maor, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 320.
- [20] R.E. Olson, J. Ullrich und H. Schmidt-Böcking, *Phys. Rev. A* **39** (1989) 5572.
- [21] M. Karplus, R.N. Porter und R.D. Sharma, *J. Chem. Phys.* **43** (1965) 3259.
- [22] M.R.C. McDowell und J.P. Coleman, *Introduction to the Theory of Ion-Atom Collisions*, North-Holland, Amsterdam 1970.
- [23] P. D. Fainstein, V.H. Ponce und R.D. Rivarola, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **22** (1989) L559.
- [24] S.F.C. O'Rourke und D.S.F. Crothers, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **30** (1997) 2443.
- [25] D.S.F. Crothers und J.F. McCann, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **16** (1983) 3229.
- [26] R. Ali, V. Frohne, C.L. Cocke, M. Stöckli und M.L.A. Raphaelien, *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 2491.
- [27] R. Moshhammer, J. Ullrich, M. Unverzagt, W. Schmidt, P. Jardin, R.E. Olson, R. Mann, R. Dörner, V. Mergel, U. Buck und H. Schmidt-Böcking, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 3371.
- [28] J. Ullrich, R. Moshhammer, M. Unverzagt, W. Schmitt, P. Jardin, R.E. Olson, R. Dörner, V. Mergel und H. Schmidt-Böcking, *Nucl. Instr. Meth. B* **98** (1995) 375.

- [29] R. Dörner, V. Mergel, R. Ali, U. Buck, C.L. Cocke, K. frschauer, O. Jagutzki, S. Lencinas, W.E. Meyerhof, S. Nüttgen, R.E. Olson, H. Schmidt-Böcking, L. Spielberger, K. Tökesi, J. Ullrich, M. Unverzagt und W. Wu, *Phys. Rev. Lett.* **69** (1994) 3166.
- [30] M. Unverzagt, R. Moshhammer, W. Schmitt, R.E. Olson, P. Jardin, V. Mergel, J. Ullrich und H. Schmidt-Böcking, *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 1043.
- [31] History of Antimatter, CERN-Internetseite:http://ikpe1101.ikp.kfa-juelich.de/ps210/AH_historyE.html
- [32] History of CERN, CERN-Internetseite: <http://wwwinfo.cern.ch/~scowcrof/history.html>
- [33] B. Chirikov, V. Tayurski, H. Möhring, J. Ranft, und V. Schirmeister, *Nucl. Instr. Meth. B* **144** (1977) 129.
- [34] C.Hojvat und A. Van Ginnken, *Nucl. Instr. Meth. B* **206** (1983) 67.
- [35] D. Möhl, CERN-Bericht PS96-34, 1996.
- [36] CERN-Internetseite http://www.cern.ch/Press/Releases97/Pr01.97/Antiproton_production.html
- [37] Fermilab-Internetseite http://adwww.fnal.gov/operations/rookie_books/pbar_book/mr_target.html
- [38] CERN-Internetseite <http://www.cern.ch/CERN/Divisions/PS/PSCComplex/CERNAcc.html>
- [39] Fermilab-Internetseite: http://adwww.fnal.gov/operations/rookie_books/pbar_book/stochastic.html
- [40] F. Caspers, M. Chanel und J.C. Perrier, *Workshop on Beamcooling and Related Topics, CERN 1994, Seite 207.*
- [41] G.I. Budker, *The Proc. Int. Symp. Electron and Positron Storage Rings, Saclay, Atomnaya Energiya* **22** (1966) 346.
- [42] L. Spitze, *Physics of Fully Ionised Gases*, New York, Interscience 1956.
- [43] H. Koziol und S. Maury, CERN-Bericht CERN95-15, 1995.
- [44] The LHC Study Group "The Large Hadron Collider: Conceptual Design", CERN-Bericht CERN95-05 (AC) 1995.
- [45] O. Jagutzki, L. Spielberger, R. Dörner, S. Nüttgens, V. Mergel, H. Schmidt-Böcking, J. Ullrich, R.E. Olson und U. Buck, *Zeitschrift für Physik D* **36** (1996) 5.
- [46] R. Dörner, V. Mergel, L. Zhaoyuan, J. Ullrich, L. Spielberger, R.E. Olson H. Schmidt-Böcking, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **28** (1995) 435.
- [47] D.R. Miller, In: *Atomic and Beam Methods*, Oxford University Press, New York 1988, Ed.: G. Scoles, D. Bassi, U. Buck und D. Lainé.
- [48] J.P. Toennies und K. Winkelmann, *J. Chem. Phys.* **66** (1977) 3965.
- [49] G. Brusdeylins, J.P. Toennies und R. Vollmer, In: *Symp. on Molecular Beams*, Perugia (1989), Seite 98.
- [50] M. Wutz, H. Adam und W. Walcher, *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*, Viewig, Braunschweig/Wiesbaden 1988, 4. Auflage.
- [51] O. Jagutzki, Doktorarbeit, Universität Frankfurt/M, 1994.
- [52] V. Mergel, Doktorarbeit, Universität Frankfurt/M, 1996.
- [53] V. Mergel, Diplomarbeit, Universität Frankfurt/M, 1994.
- [54] T. Vogt, Diplomarbeit, Universität Frankfurt/M, 1996.
- [55] M. Unverzagt, Diplomarbeit, Universität Frankfurt/M, 1992.
- [56] G.W. Faser, M.A. Barstow und J.f. Pearson, *Nucl. Instr. Meth. A* **273** (1988) 667.
- [57] L. Spielberger, Diplomarbeit, Universität Frankfurt/M, 1993.
- [58] U. Meyer, Diplomarbeit, Universität Frankfurt/M, 1995.
- [59] K. Ullman, Diplomarbeit, Universität Frankfurt/M, 1989.

- [60] M.B. Shah und H.B. Gilbody, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **18** (1985) 899.
- [61] H. Knudsen, U. Mikkelsen, K. Paludan, K. Kirsebom, S.P. Møller, E. Uggerhøj, J. Slevin, M. Charlton und E. Morenzoni, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 4627.
- [62] P. D. Fainstein, V.H. Ponce und R.D. Rivarola, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **24** (1991) 3091.
- [63] D.R. Schultz, *Phys. Rev. A* **40** (1989) 2330.
- [64] L.H. Andersen, P. Hvelplund, H. Knudsen, S.P. Møller, A.H. Sørensen, K. Elsener, K.-G. Rensfelt und E. Uggerhøj, *Phys. Rev. A* **36** (1987) 3612.
- [65] D. Fromme, G. Kruse, W. Raith und G. Sinapius, *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 3031.
- [66] L. M. Diana, P.G. Coleman, D.L. Brooks, P.K. Pendelton und D.M. Norman, *Phys. Rev. A* **34** (1986) 2731.
- [67] M.E. Rudd und R.D. DuBois, *Phys. Rev. A* **16** (1977) 26.
- [68] R.E. Olson und T.J. Gay, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 302.
- [69] J. Berakdar, J.S. Briggs und H. Klar, *Z. Phys. D: At. Mol. Clus.* **24** (1992) 35.
- [70] M.E. Rudd, L.H. Toburen und N. Stolterfoht, *At. Data Nucl. Data Tables* **18** (1976) 413.
- [71] W. Schmidt, Doktorarbeit, Universität Frankfurt/M, 1998.
- [72] V.D. Rodríguez, Y.D. Wang und C.D. Lin, *Phys. Rev. A* **52** (1995) R9.
- [73] C.J. Wood und R.E. Olson, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **29** (1996) L257.
- [74] P.D. Fainstein, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **29** (1996) L763.
- [75] R.E. Olson, C.R. Feeler, C.J. Wood, C.L. Cocke, R. Dörner, V. Mergel, H. Schmidt-Böcking, R. Moshhammer und J. Ullrich, *Nucl. Inst. Meth. B* **124** (1997) 249.
- [76] R. Dörner, H. Khemliche, M.H. Prior, C.L. Cocke, J.A. Gray, R.E. Olson, V. Mergel, J. Ullrich und H. Schmidt-Böcking, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 4520.
- [77] D. Graham, *Technology Review* **97**, Vol. 5 (1994) 14.
- [78] J. Warner, *New Scientist* **143**, Vol. 1943 (1994) 20.
- [79] T. Weber, Diplomarbeit, Universität Frankfurt/M, 1998.
- [80] A.L. Ford und J.F. Reading, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **27** (1994) 4215.
- [81] L. Meng, R.E. Olson, R. Dörner, J. Ullrich und H. Schmidt-Böcking, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **26** (1993) 3387.
- [82] J.H. McGuire, *Electron Correlation Dynamics in Atomic Collisions*, Cambridge University Press (1997).
- [83] M. Charlton und G. Laricchia, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **23** (1990) 1045.

Danksagung

Vor allem gilt mein Dank meinem Vater, der leider vor der Beendigung dieser Arbeit verstorben ist. Zusammen mit meiner Mutter haben seine Liebe und Gebete mir den Mut gegeben, diese Arbeit zu Ende zu bringen.

Den größten Teil meines Dankes schulde ich meiner Frau Lina, die immer für mich da war. Sie hat mich stetig in dem Bemühen unterstützt, diese Arbeit fertigzustellen. Ich hoffe, sie und mein Sohn Saeed verzeihen mir, daß ich nicht immer Zeit für sie hatte.

An dieser Stelle möchte ich auch herzlich meinen Geschwistern danken, die mich sehr vermißt haben.

Ich bedanke mich bei meinem Lehrer, Prof. H. Schmidt-Böcking. Seine motivierenden Fragen, Intuition und Diskussionsbereitschaft haben mir ständig den Impuls gegeben, alle physikalischen und unphysikalischen Probleme zu lösen. Die Hilfsbereitschaft und das Arbeitsklima in seiner Gruppe hat mir das Gefühl gegeben, daß ich noch zu Hause bin.

Danke Reinhard, Deine Freundlichkeit, Unterstützung, Zusammenarbeit und Diskussionsbereitschaft hat mir sehr geholfen. Das vergesse ich nie.

Mein spezieller Dank gilt Thorsten, der mein "Conjugate" in alle Phasen dieser Arbeit war.

Ich danke dem "MV-Team" Matthias und Volker für ihre Hilfsbereitschaft und Unterstützung. Herzlichen Dank Ottmar, Lutz, Klaus und Uli für die tolle Zusammenarbeit.

Danke Mohammed für Deine Hilfe mit dem Computer.

Den Theoretikern R.E. Olson und S.F.C. O'Rourke sei an dieser Stelle herzlich gedankt.

Danke J.H. McGuire für die fruchtbaren Diskussionen.

Ich bedanke mich bei dem GSI-Team, Joachim, Robert und Wolfgang für ihre Man-Power und Unterstützung.

Mein Dank gilt der Aarhus-Gruppe, H. Knudsen, U. Mikkelsen, S.P. Møller, P. Aggerholm und E. Uggerhøj für Betreuung während der Strahlzeit am CERN.

Die CERN-Ringmannschaft sei herzlich gedankt.

Unserer IKF-Beschleuniger-, -Schlosserei- und -Elektronikwerkstattmannschaft schulde ich eine herzlichen Dankeschön.

Herr Kazamias danke ich für seine Zusammenarbeit beim Transport der Apparatur nach Genf. Frau Freudenberger danke ich für ihre Hilfe.

Ich möchte dem DAAD, stellvertretend Frau Krüger-Rechmann, für die Förderung dieser Arbeit durch mein Stipendium herzlich danken.

Der Verwaltung des IKF, stellvertretend Herrn Latka, sei herzlich gedankt.

Mein Dank gilt den geschäftsführenden Direktoren Prof. Bethge und Prof. Stock für die Aufnahme ins IKF.

Schließlich danke ich allen, die an diese Arbeit teilgenommen haben.

Lebenslauf



Khaldoun Khayyat, aus Irbid/Jordanien, geboren am 20. Dez. 1966
Verheiratet, hat ein Kind

Abitur 1984, Al-Ameer Hassan Secondary School, Irbid

B.Sc. in Physik, 1988, Yarmouk University, Irbid

M.Sc. in Atomphysik, 1991, Titel der Dissertation "Parallel Plate Avalanche Detector (PPAD)
Construction and Testing", University of Jordan, Amman

Beschäftigungserfahrungen:

Praktikumsbetreuer, September 1988 – Januar 1991, University of Jordan, Amman

Grundschullehrer, September 1991 – August 1993, The Islamic Elem. School, Irbid

Praktikumsbetreuer, September 1991 – Januar 1992, Jordan University of Science and
Technology, Irbid

Promotionsarbeit seit Oktober 1994 am Institut für Kernphysik IKF, Universität Frankfurt

Forschung im Ausland:

Ion-Atom-Stöße:

CERN, Genf/Schweiz, 31. Juli – 14. August 1996, Antiproton-Helium-Stöße

GANIL, Caen/Frankreich, 29. Mai – 9. Juni 1997, Relativistische hochgeladene
Ionen-Helium-Stöße

Photoionisation:

ESRF, Grenoble/Frankreich, 6. – 17. Dezember 1995

KEK, Tsukuba/Japan, 1. – 11. Dezember 1996

LBNL, Berkeley/USA, 10. – 27. August 1998

Konferenzbesuch:

ICPEAC, 1997, Wien/Österreich

DFG Frühjahrstagung, 1997, Mainz/Deutschland

EAS, 1996, Riezlern/Österreich