## Mehrelektronenprozesse in starken Laserfeldern

Ein kinematisch vollständiges Experiment

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften

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

> von Matthias Weckenbrock aus Wiesbaden

Institut für Kernphysik Frankfurt Frankfurt am Main, 2004 (DF1)

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

Dekan: Prof. Dr. W. Assmus

- 1. Gutachter: Prof. Dr. R. Dörner
- 2. Gutachter: Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking

Datum der Disputation: voraussichtlich im September 2004

Für meine Familie und Antje $\heartsuit$ 



"To smash the little atom All mankind was interest: Now every day The atom may Return the compliment.

Zu sprengen den Atomkern Die Menschheit war erpischt. Nun jeden Tag Erwidern mag Den Scherz der kleine Wicht."

Max Born, Wandtafel im Deutschen Museum

## Inhaltsverzeichnis

1	Ein	eitung	1		
<b>2</b>	Hintergrund				
	2.1	Atome in starken Laserfeldern	9		
	2.2	Multiphoton-Ionisation (MPI)	10		
		2.2.1 Above-Threshold Ionization (ATI)	$\lfloor 1$		
	2.3	Tunnelionisation	13		
		2.3.1 Keldysh Theorie	13		
		2.3.2 ADK-Theorie	15		
		2.3.3 Over the Barrier Ionization (OTBI)	16		
	2.4	Mehrfachionisation	17		
		2.4.1 Shake-Off-Prozess	18		
		2.4.2 Recollision-Rescattering	18		
		2.4.3 High Harmonic Generation (HHG)	20		
	2.5	Phasenabhängigkeiten	20		
	2.6	Klassisch erlaubte Bereiche	22		
		2.6.1 Relativistische Effekte	27		
	2.7	Das Feynman-Diagramm zum Rescattering Prozess	27		
3	Stand der experimentellen Forschung				
	3.1	Rückstossionenimpulse: Nichtsequentieller Ionisationsprozess	33		
	3.2	Korrelierte Bewegung der Elektronen bei nichtsequentieller Doppelioni-			
		sation	39		
		3.2.1 Korrelationen entlang der longitudinalen Richtung	39		
		3.2.2 Nichtsequentielle Doppelionisation von Helium	11		
		3.2.3 Einschränkung der Transversalimpulse	12		
		3.2.4 Korrelationen entlang der transversalen Richtung	14		
<b>4</b>	Exp	eriment 4	<b>5</b>		
	4.1	COLTRIMS	15		
	4.2	Targetkammer	17		
	4.3	Überschall-Gasjet	51		
		4.3.1 Überschall-Expansion des Atomstrahls	52		
	4.4	Koordinatensystem	56		
	4.5	Flugzeitfokussierendes Impulsspektrometer	57		

#### INHALTSVERZEICHNIS

		4.5.1 Rückstossionenzweig des Spektrometers	59
		4.5.2 Elektronenzweig des Spektrometers	61
		4.5.3 Technische Realisierung des Impulsspektrometers	64
		4.5.4 Simulationen	65
	4.6	Multi-Channel-Plate Detektoren	68
		4.6.1 Multi-Channel-Plates (MCP)	68
		4.6.2 Delavline Anode	70
	4.7	Elektronischer Aufbau	76
	4.8	Eichung und Nullpunktbestimmung	79
	4.9	Lasersystem	80
		4.9.1 Fokussierung eines Laserstrahls	80
		4.9.2 Erzeugung von Laserpulsen	82
		4.9.3 Kavität eines Lasersystems	82
		4.9.4 Regenerativer Verstärker	84
		4.9.5 Spezifikationen des NRC-Lasersystems	85
<b>5</b>	Dat	tenanalyse und Messmethoden	87
	5.1	Eichung der Laserintensität	87
	5.2	Flugzeitverteilungen	93
	5.3	Ortsverteilungen	94
		5.3.1 Rückstossionenimpulse parallel zur Detektoroberfläche	94
		5.3.2 Elektronenimpulse parallel zur Detektoroberfläche	95
	5.4	Kalibration des Magnetfeldes	96
	5.5	Impulsberechnung	98
	5.6	Energieberechnung	100
6	Erg	gebnisse und Diskussion	103
	6.1	Impulsverteilung	103
		6.1.1 Impulsverteilung bei Einfachionisation	104
		6.1.2 Impulsverteilung bei Doppelionisation	108
	6.2	Dalitz-Plots	108
	6.3	Interne Koordinaten	110
		6.3.1 Vergleich zur Einphoton-Doppelionisation von Helium	115
	6.4	Betrachtung der Doppelionisation in Polarkoordinaten	117
	6.5	Betrachtung der Doppelionisation in karthesischen Koordinaten	133
		6.5.1 Korrelationen entlang der parallelen Richtung zu $\epsilon$	133
		6.5.2 Korrelationen entlang der transversalen Richtung zu $\epsilon$	140
		6.5.3 Korrelationen in beiden Richtungen zu $\vec{\epsilon}$	143
		6.5.4 Doppelionisation von Helium	148
7	Zus	ammenfassung	157
$\mathbf{A}$	Anł	hang	161
	A.1	Die Atomaren Einheiten (atomic units a.u.)	161
	A.2	Wichtige Naturkonstanten	163
	A.3	Berechnung des Ponderomotiven Potentials $U_p$	164
		- 4	

#### INHALTSVERZEICHNIS

A.4	Berechnung der kritischen Intensität $I_{OTBI}$	165			
A.5	Berechnung der internen Koordinaten	166			
A.6	Polarisation von Licht	167			
A.7	Rechnungen zur ADK-Theorie	168			
A.8	Zeitungsartikel	170			
A.9	Glossar	174			
Besonderer Dank gilt					
Über den Autor					

# Kapitel 1 Einleitung

"Wissenschaft ist eine Möglichkeit, sich nicht selbst zu betrügen." Richard Feynman

Im Laufe der Jahre wurden die meisten Eigenschaften der ungestörten Atome und Moleküle aufgrund zahlreicher Experimente und theoretischer Arbeiten weitgehend erklärt. Ganz anders verhält es sich hingegen mit Effekten in der Dynamik von Vielteilchenproblemen. Besonders interessant sind dabei Erkenntnisse über das Verhalten von bewegten Elektronen im Atom- und Molekülverband. Insbesondere stellt sich die Frage, wie ihre Impulse in Ein-, Zwei- oder Mehrteilchencoulombsystemen koppeln. Interessant ist weiterhin, was unter Veränderung des Grundzustandes durch Störungen mit den Atom- oder Molekülfragmenten geschieht. Diese Störungen werden vielfach durch Stösse auf das Atom oder Molekül mit Elektronen oder Ionen erzeugt.

Was aber, wenn diese Störungen durch Licht, also Photonen erzeugt werden? Sie besitzen im Gegensatz zu allen anderen Elementarteilchen keine Ruhemasse. In vielen Experimenten werden hochenergetische Photonen auf das Target geschossen, wie z.B. an der "Advanced Light Source" (ALS) in Berkeley/Kalifornien. Diese Photonen können so hochenergetisch sein, dass nur ein einziges die Ionisation auslöst. Ein anderes Gebiet ist die Multiphotonenionisation, also die Ionisation durch viele niederenergetische Photonen. Um diese Art der Forschung betreiben zu können, werden hochleistungsfähige Lasersysteme benötigt, die die entsprechenden Photonenfelder zur Verfügung stellen. Deshalb wird die Physik auf diesem Gebiet erst seit einigen Jahren betrieben. Aber was ist eigentlich *Licht*? Die Ursprünge der Erforschung des Lichts in all seinen Erscheinungen liegen im 5. und 4. Jahrhundert vor Christus [LIC96]. Schon Griechische Philosophen beschäftigten sich damit. Zu entscheidenden Fortschritten kam es jedoch erst in der Neuzeit. Ende des 19. Jahrhunderts, hat der Astronom Ole Romer als erster die Lichtgeschwindigkeit gemessen, ohne jedoch die Beschaffenheit des Lichtes zu kennen. Zur gleichen Zeit zerlegte Isaac Newton Licht durch ein Glasprisma und postulierte, dass es aus Korpuskeln bestehe.

Dagegen hat der Physiker James Clerk Maxwell 1873 das Licht als elektromagnetische Welle beschrieben. Man dachte damals endgültig das Phänomen Licht verstanden zu haben. Im Jahr 1887 änderte das Michelson-Morley-Experiment alles: Es widerlegte die Existenz des Äthers, also des Mediums, das man als Träger der elektromagnetischen Wellen für unentbehrlich hielt. Dieser Beweis, dass es keinen Äther als Träger gibt, trug entscheidend zur Entstehung der Lichttheorie des 20. Jahrhunderts bei. Die Entwicklung der Quantenmechanik war ein ebenso wichtiger Aspekt. Sie besagt, dass Energie in seperaten Paketen (gequantelt) und nicht in einem kontinuierlichen Fluss vorkommt. Das war ein entscheidender Schritt, denn von nun an war es möglich Licht sowohl als Welle als auch als Teilchen aufzufassen und der Dualismus des Lichts war geboren. Diese Teilchen werden als Photonen bezeichnet. Ein entscheidender Mitbegründer dieser Theorie war Albert Einstein, dem Anfang des 20. Jahrhunderts weitere Wissenschaftler wie Niels Bohr und Werner Heisenberg folgten. Zeitgenössische Physiker, wie etwa Richard Feynman, entwickelten diese Erkenntnisse weiter bis in die Zeit der modernen Physik. "Richard Feynman hat bekannt, dass sich der Dualismus, der dieser Ungewissheit zugrunde liegt, auf keinen Fall in klassischer Weise erklären lässt ... [sie] befindet sich im Kern der Quantenmechanik ... sie birgt das einzige Geheimnis."

Es besteht also eine enge Verbindung zwischen Einsteins spezieller Relativitätstheorie (1905) und den modernen Experimenten, in denen man sich bemüht, die Doppelnatur des Lichts zu klären.

Einstein erhielt 1921 für die "Entdeckung des photoelektrischen Gesetzes" den Nobelpreis. Die Effekte durch den Photoeffekt hängen nicht von der Intensität, sondern von der Energie der Photonen ab, postulierte er.

Maria Göppert-Mayer sagte 1931 voraus, dass Einsteins photoelektrischer Effekt auch dann möglich sein sollte, wenn die Energie eines einzelnen Photons zu gering ist, um die Bindungsenergie des Elektrons zu überwinden [GOE31]. Es ist möglich, dass ein Elektron mehrere Photonen absorbieren kann und aus dem Atom emittiert wird. Um diese Vorhersagen experimentell bestätigen zu können, war die Erfindung und Entwicklung des Lasers notwendig, der geeignete Photonenfelder zur Verfügung stellen kann.

Durch Anwendung der Prinzipien der Quantenphysik entstand die Lasertechnik (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, also Lichtverstärkung durch induzierte Strahlenemission). 1958 schlugen Townes und Schawlow erstmals die Verwendung induzierter Emission für die Lichterzeugung vor, zwei Jahre später wurde der erste Laser von Theodore Maman von der Hughes Aircraft Company gebaut.

Die heutigen Laser erzeugen kohärentes Licht mit sehr hoher Energie und extrem kurzen Lichtblitzen, weil Quantensprünge zur Erzeugung des Laserlichts so gut wie keine Zeit in Anspruch nehmen. Sie sind notwendig, um Femtosekunden-Physik erfolgreich zu betreiben.

Durch die Lasertechnik werden hinreichend intensive Photonenfelder zu Verfügung gestellt, um den Prozess der Multiphotonenionisation an einzelnen Atomen experimentell beobachten zu können. Seit Beginn dieser Experimente ergeben sich viele Fragen: Kann ein Photonenfeld an mehrere korrelierte Elektronen koppeln? Wenn ja, über welchen Mechanismus? Entnehmen die Elektronen die Energie vorzugsweise unabhängig voneinander aus dem Laserfeld? Nimmt ein Elektron die Energie auf und teilt sie anschliessend mit einem zweiten? Welchen Einfluss hat dabei die Polarisationsrichtung des Laserfeldes? Gibt es verschiedene Ionisationsmechanismen?

Die Emission von zwei Elektronen aus einem Atom durch Absorption von einem oder mehreren Photonen ist der Schlüssel zum Verständnis von Vielkörper-Dynamik. Im ein Photonen-Fall erzielen Experimente vollständige differentielle Wirkungsquerschnitte für den Bereich von 100meV [HUE00] bis zu 450eV [KNA02] über der Ionisationsschwelle. Die Theorie ist ebenfalls hochentwickelt und reproduziert die Daten sehr gut [BRI00].

Die Multiphotonen-Absorption in ultrakurzen Ti:Sa Laserpulsen im Bereich von einigen Femtosekunden und im Intensitätsbereich von  $10^{14}W/cm^2$  ist dagegen weniger ausgiebig erforscht. Experimente haben die totalen Doppelionisationsraten [WAL94], den Ionenimpuls [WEB00c, WEB00b, MOS00], die Ein-Elektron Energien [LAF01, PET01, MOS03] und -Winkelverteilungen [MOS03] genauso bestimmt, wie die Korrelation zwischen den Impulskomponenten entweder parallel [WEB00a, FEU01] oder senkrecht [WEC03] zum Laserfeld. Einige bedeutende Beobachtungen werden durch quantenmechanische oder klassische Rechnungen reproduziert [DOE02].

Experimente konnten aber bisher noch keine vollständigen differentiellen Wirkungsquerschnitte bestimmen und die Theorie hat es schwer, zuverlässige Vorhersagen von differentiellen Wirkungsquerschnitten zu machen. Eine vollständige Charakterisierung der atomaren Doppelionisation bedingt die Messung der drei Impulskomponenten beider Elektronen oder derer eines der Elektronen und des Ions. Alle bisher veröffentlichten Experimente haben mindestens eine Impulskomponente unbeobachtet gelassen.

In dieser Arbeit werden Daten präsentiert, bei denen alle kinematischen Observablen aller an der Ionisations beteiligten Teilchen bestimmt wurden. Dies erlaubt es, die zur Laserpolarisationsrichtung parallele und senkrechte Impulskorrelation in Beziehung zu bringen und vollständige differentielle Winkelverteilungen zu erzielen.

Der physikalische Mechanismus, der für diese primären Merkmale verantwortlich ist, ist die Doppelionisation durch "Rescattering" [KUC87, COR93]: Im ersten Schritt wird ein Elektron nahe der maximalen oszillierenden Amplitude des Laserfeldes herausgetrieben. Dieses Elektron überquert entweder die effektive Potentialbarriere, die durch das Coulomb-Potential des Ionenkerns und das elektrische Feld des Lasers bestimmt wird, oder tunnelt durch sie hindurch.

Im zweiten Schritt wird das freie Elektron solange weg vom Ion beschleunigt, bis das Feld das Vorzeichen im nächsten halben optischen Zyklus wechselt und das Elektron, wenn es nicht zu schnell ist, zurück zum Ursprungskern getrieben wird. Dort kann es, wenn es genügend Energie besitzt, ein noch gebundenes Elektron durch Elektron-Elektron-Stossionisation oder durch das Erschaffen von kurzzeitlichen Anregungszuständen, welche später feldionisiert werden, vom Atom lösen. Eine Elektron-Elektron-Korrelation ist somit gegeben.

Für den Fall der Recollision-Elektronen mit einer Energie nahe der Ionisationsschwelle besitzen die Elektronen einen sehr kleinen Impulsbetrag senkrecht zum Laserfeld. Dieser ist etwa so gross wie bei der Einfachionisation im gleichen Laserfeld. Weiterhin wurde entdeckt, dass die beiden Elektronen meist einen ähnlichen Impuls in Richtung parallel zum Laserfeld haben. Da dieser Impuls grösstenteils aus dem Laserfeld erhalten wird, folgert man, dass beide Elektronen etwa 30° vor oder nach dem Maximum des Laserfeldes re-emittiert worden sind. Elektronen, die gleiche longitudinale Geschwindigkeit haben, stossen sich gegenseitig in lateraler (seitlicher) Richtung

5

ab. Das bestätigt, dass sie beide das Atom etwa zur selben Zeit verlassen. Diese Beobachtungen sind in Übereinstimmung mit den durch Recollision-Elektronen gestalteten doppelt angeregten Zuständen. Diese Zustände leben einen Bruchteil eines Laserzyklusses und ionisieren dann, wenn das Feld sich seinem Maximum nähert.

Das technische Verfahren, um an solche Erkenntnisse zu gelangen, ist nebem dem Lasersystem die *Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy* (COLTRIMS). Diese bildgebende Technik für Fragmente von Atomen und Molekülen wurde in den letzten 15 Jahren entwickelt. Dabei handelt es sich um ein "Mikroskop", mit dem dynamische atomphysikalische Prozesse verdeutlicht werden können. Bei dem hier vorgestellten Experiment werden Photonen mit 1,55eV Energie zur Ionisation von Neon-Atomen verwendet. Die Atome werden in einer Überschallexpansion gekühlt. Ti:Sapphire Laserpulse (40fs, 800nm, 3,9mJ, 30kHz Wiederholrate) fokussiert man zu einer Intensität von  $(1, 90, 3)x10^{14}W/cm^2$  in diesen Überschall-Gasjet. Ionen und Elektronen, die im Fokus entstanden sind, werden mit einem 3,9 V/cm elektrischen und einem 10,8 Gauss magnetischen Feld auf zwei gegenüberliegende grossflächige Channel-Plate-Detektoren mit Delayline Ortsbestimmung geleitet. Die Wahl des elektrischen und magnetischen Feldes führt zu einem  $4\pi$  Raumwinkel für Elektronen bis 35eV. Der Impuls des ungemessenen Elektrons wird aus der Differenz des Impulses des gemessenen Elektrons und der Impulsverteilung des Ions errechnet.

Für jedes Teilchen wird die Flugzeit und der Auftreffort registriert. Aus diesen Werten bestimmt man die jeweiligen Impulsvektoren.

Diese Arbeit gibt einen kurzen Einblick in die Theorie, die den experimentellen Ergebnissen zugrunde liegt. Desweiteren wird das umfangreiche COLTRIMS-Experiment beleuchtet. Dies beinhaltet das Vakuumsystem, die Spektroskopie- und Detektortechnik. Auch werden einige Worte über Lasersysteme im allgemeinen verloren, sowie speziell über das am "National Research Council" (NRC) in Ottawa/Kanada, wo die dieser Arbeit zugrundeliegenden Datensätze entstanden sind. Die Datenanalyse und Eichung wird vorgestellt, bevor schliesslich die Ergebnisse präsentiert werden. Im Anhang befinden sich einige nützliche Rechnungen und Konstanten.

"Der Gedanke, dass ein in einem Strahl ausgesetztes Elektron aus freiem Entschluss den Augenblick und die Richtung wählt, in der es fortspringen will, ist mir unerträglich. Wenn schon, dann möchte ich lieber Schuster oder gar Angestellter in einer Spielbank sein als Physiker." Albert Einstein

# Kapitel 2 Hintergrund

"In der Quantenwelt ist es möglich, sich durch eine energetisch verbotene Zone schnell hindurchzumogeln." Richard Feynman aus Feynman Lectures in Physics 3, Kap. 8, S. 12

#### Ein kleiner Überblick...

Der Einblick in immer kleinere mikroskopische Einheiten der Materie sowie in immer kürzere Abläufe chemischer, physikalischer oder atomarer Prozesse bringt wichtige Aufschlüsse für die Grundlagenforschung. Es ist jedoch so, dass mit zunehmender Teilchenzahl die Dynamik in solchen Prozessen immer komplizierter wird. Deshalb versucht man zunächst einmal einfache Systeme zu verstehen. Diese "Einfachen Prozesse" sind beispielsweise Einfach- oder Doppelionisationen von Helium-, Neon-, Argon- oder auch Xenon-Atomen, um nur einige zu nennen. Bei einer Doppelionisation entstehen zwei Elektronen und ein doppelt geladenes Atom. Nun gibt es schon bei nur drei Teilchen kontroverse Meinungen zum Ablauf einer Ionisation und es tauchen Schwierigkeiten auf, experimentelle Ergebnisse zu interpretieren, da es zum Teil noch gar keine theoretischen Rechnungen dazu gibt.

Zum Verständis komplexer Strukturen, wie sie tatsächlich in der Natur vorkommen, ist es noch ein langer Weg, der aber aufgrund von neuen Erkenntnissen, die sich beispielsweise auch aus dieser Arbeit ergeben, Stück für Stück beschritten werden kann.

Die theoretische Behandlung von Multi-Elektron Atomen in starken Laserfeldern konnte zunächst durch die Single-Active-Electron (SAE)-Näherung beschrieben werden [KRA92a, KRA92b, XU95, SAN95]. Die Korrelation der Elektronen wird bei dieser Näherung ausschliesslich durch die feldfreie Anfangs-Wellenfunktion beachtet. Es wird angenommen, dass bis auf ein Elektron alle anderen Orbitale unbeeinflusst bleiben. Der Einfluss des Laserfeldes wirkt sich somit nur auf dieses äussere Elektron aus. Dessen Dynamik kann mit dem effektiven Potential der feststehenden Elektronen (Hartree-Fock-Potential) und des Kerns unter Einfluss des zeitabhängigen Laserfeldes berechnet werden. Die SAE-Näherung setzt voraus, dass der Mehrfach-Ionisationsprozess sequentiell abläuft und es keine nichtsequentiellen Prozesse gibt. Viele frühere Experimente bestätigen die SAE-Näherung (z.B. [PRE96]).

Die Elektron-Elektron-Korrelation dagegen stellt eines der ältesten und hartnäckigsten Probleme der Quantenmechanik dar. Um solche Korrelationen zwischen mehreren Teilchen zu beschreiben, werden sehr umfangreiche und mit zunehmender Teilchenanzahl immer komplizierter werdende Berechnungen benötigt. Sie beschreiben die durch starke Laserfelder erzeugte Ionisation als Funktion der maximalen Intensität. Die SAE-Näherung kann diese ausgeprägten nichtsequentiellen Prozesse nicht erklären. Es ist heute experimentell möglich, einen Mehrteilchenprozess, bestehend aus zwei Elektronen und dem Ion, mit genügend hoher Auflösung zu erforschen. Man kann zwischen verschiedenen Ionisationsmechanismen unterscheiden und bekommt dadurch einen sehr detaillierten Einblick in die Dynamik von Mehrteilchensystemen.

Gleichzeitig verdeutlichen diese beiden Prozesse die Kontroverse zwischen Quantenmechanik einerseits und klassischer Physik andererseits: Der sequentielle Prozess wird durch das Tunneln des Elektrons durch die Potentialbarriere beschrieben und ist klassisch nicht zu erklären. Beim nichtsequentiellen (Rescattering-) Prozess beschreibt man die Effekte durch klassische Stossprozesse, sozusagen im Bild von *Stössen mit Billardkugeln*. Das zuerst durch Tunneln ionisierte Elektron kehrt durch den Wechsel der Phase des elektrischen Feldes zum Kern zurück und stösst das zweite Elektron aus dem Atomverband raus. Wie weit ein solches vereinfachtes klassisches Bild trägt, werden wir im Laufe dieser Arbeit sehen.

Kurz nach den ersten Messungen der Ionenimpulsverteilungen präsentierten Becker und Faisal die ersten entsprechenden theoretischen Vorhersagen. Sie kalkulierten die Doppelionisation von Helium mit der S-Matrix Theorie durch Auswertung eines Feynman-Diagramms (mehr dazu wird in Kapitel 2.7 beschrieben). Diese Theorie erzielt gute Übereinstimmungen mit den beobachteten Ionenraten (siehe [BEC96, BEC99a] für Rechnungen zu Helium und anderen Edelgasen [BEC99b]).Später wurden verschiedene Näherungen des Feynman-Diagramms vorgenommen. Kopold und andere [KOP00] ersetzten die Elektron-Elektron Wechselwirkung durch ein Kontaktpotential. Sie benutzten zusätzlich noch ein Potential, das keine Reichweite hat, als Grundzustand. Das vereinfachte die Abschätzungen deutlich, und sie erzielten die beobachtete Doppelpeakstruktur nicht nur für Helium, sondern auch für Neon und andere Edelgase. Weiterhin beobachteten sie, dass das Einbeziehen des zwischenzeitlichen Anregungszustandes des einfach geladenen Ions zu einem Auffüllen des Minimums bei Impuls Null führt.

Ein anderer Vorschlag von Goreslavskii und anderen ([GOR01a, GOR01b]) war, als Zwischenzustand die "Sattelpunkt Näherung" zu nehmen. Diese zusätzliche Näherung änderte die Ionenimpulsverteilung nicht, vereinfachte aber die Berechnungen, was eine weitere Erforschung der korrelierten Elektron-Emission erlaubte. Detaillierteres dazu findet man in [DOE02].

## 2.1 Atome in starken Laserfeldern

Durch die rasche Entwicklung von leistungsstarken Lasersystemen, die Spitzenintensitäten von mehr als  $10^{20}W/cm^2$  liefern, ist es möglich geworden, Licht-Materie Wechselwirkungen auch bei extremen Bedingungen zu untersuchen. Im Laufe der Jahre sind Eigenschaften der ungestörten Atome und Moleküle aufgrund zahlreicher Experimente und theoretischer Arbeiten weitestgehend verstanden. Ganz anders verhält es sich dabei mit Effekten in der Dynamik von Vielteilchenproblemen.

In vielen Experimenten werden hochenergetische Photonen auf das Target geschossen (z.B. an der ALS (Advanced Light Source) in Berkeley/Kalifornien). Diese Photonen können so hochenergetisch sein, dass nur ein einziges die Ionisation auslöst. Ganz anders ist das bei der Multiphotonenionisation. Hier werden viele niederenergetische Photonen (etwa 1,5eV) benötigt, um das Ionisationspotential des Targets zu überschreiten.

Interessante Phänomene werden entdeckt, wenn sich ein Atom in einem starken Laserfeld befindet. Es treten Effekte wie beispielsweise *Above Threshold Ionization* (ATI), Erzeugung höher Harmonischer (HHG) oder Multiphotonenionisation auf. Bei der Emission von mehrern Elektronen stellt sich die Frage, wie die Energie der Photonen zwischen den korrelierten Elektronen aufgeteilt wird. Der Rüchstreuprozess (Rescattering) wird untersucht. Eine weitere wichtige Frage ist, welchen Einfluss das Laserfeld auf die Ionisationsmechanismen hat. Dazu werden Impulsverteilungen parallel zur Laserpolarisation mit denen senkrecht dazu verglichen, auf die das Feld keinen Einfluss hat. Theoretische Modelle für diese Doppelionisations-Mechanismen basieren auf der sogenannten KFR-Theorie. Diese Modelle können anhand von Feynman-Diagrammen dargestellt werden. Die Forschungen decken dabei einen grossen Bereich an Laserintensitäten ab. Bei niedrigen Intensitäten verursacht die quantenmechanische Natur des Laserfeldes eine ausgeprägte Struktur im Photoelektronenspektrum aufgrund der Vielzahl an Prozessen, die auftreten können, wie beispielsweise die ATI und andere. Bei hohen Intensitäten hingegen, bei denen der sogenannte Keldysh-Parameter (Erklärung unter 2.3.1)  $\gamma < 1$  ist, lässt sich das Photonenfeld klassisch beschreiben. Es gibt nur recht wenige experimentelle Daten für Elektronen niedriger Energie. Die erzielten Spektren sind zunehmend verschmiert und ohne Struktur ([COR89, MOH93, MEV93, WAL94, WAL96, SHE98]). Das konnte schon früh durch das Modell des "quasistatischen Tunnelns" erklärt werden ([KEL64, COR89, FAI73, DEL98]) oder durch quantenmechanische Behandlung der ATI (das Keldysh-Faisal-Reiss KFR-Modell [KEL64, FAI73, DEL98, REI80, REI87]).

In jüngster Zeit haben jedoch hochauflösende Impulsmessungen überraschenderweise neue Einblicke in die Einfachionisation im Tunnelbereich bei kleinen Elektronenenergien ergeben [MOS03a]. Dabei glaubte man übereinstimmend, den Prozess sehr genau verstanden zu haben.

## 2.2 Multiphoton-Ionisation (MPI)

Multiphoton-Ionisation bezeichnet den Übergang vom gebundenen Zustand ins Kontinuum durch Absorbtion vieler niederenergetische Photonen, deren Gesamtenergie das Ionisationspotential des entsprechenden Atoms oder Moleküls übersteigt [PRO97]. Die Störungstheorie niedrigster Ordnungen (lowest-order perturbation theory (LOPT), [FAB82, PET84]) kann die MPI detailliert beschreiben. Die n-Photon Ionisationsrate  $\Gamma_n$  ist:

$$\Gamma_n = \sigma_n I^n \tag{2.1}$$

Dabei bedeutet n die minimale Anzahl zur Ionisation benötigter Photonen,  $\sigma_n$  der generalisierte Wirkungsquerschnitt und I die Intensität des Lasers. Diese nichtlineare Beziehung ist experimentell [LOM77] bis zu n=22 durch ein Nd:YAG Lasersystem für Helium verifiziert worden. Ab einer maximalen Intensität  $I_s$  verliert die Beziehung aus Gleichung 2.1 ihre Richtigkeit. Das ist die Sättigungsintensität, bei der die Ionisationswahrscheinlichkeit im Laserpuls 100% erreicht.  $\sigma_n$  lässt sich sehr schwer berechnen, wenn Prozesse höherer Ordnung berücksichtigt werden müssen, um eine genaue störungstheoretische Beschreibung zu sichern. Weitere Schwierigkeiten zur Berechnung der störungstheoretischen Näherung treten bei Steigerung der Intensität des einfallenden Lichts auf. Die atomaren Zustände können nicht länger als ungestört genähert werden, da sie sich gekoppelt an gepulsten, sehr starken Laserfeldern verschieben. Das wird "AC-Stark Shift" genannt. Diese Energieveränderungen sind nicht störungstheoretisch zu erklären und passen nicht in die Theorie der niedrigsten Ordnungen (LOPT). Der AC-Stark Effekt erklärt viele beobachtete Effekte in Multiphoton-Ionisationen [FRE87, AGO89a, AGO89b].

#### 2.2.1 Above-Threshold Ionization (ATI)

"Above-Threshold Ionization" (ATI) bezeichnet die Tatsache, dass mehr Photonen am Atom absorbiert werden, als zur Ionisation mindestens notwendig sind [AGO79, KRU83a]. Der Grund für die Absorption der überschüssigen Photonen am Photoelektron liegt darin, dass das Elektron, selbst wenn es energetisch schon im Kontinuum ist, noch unter dem Einfluss des Kernpotentials steht und der Kern den Elektronenimpuls kompensieren kann. Gleichung 2.1 wird verallgemeinert mit s als Anzahl der über der Ionisierungsenergie absorbierten Photonen:

$$\Gamma_{n+s} \propto I^{n+s} \tag{2.2}$$

Auch diese Beziehung konnte durch experimentelle Befunde bestätigt werden [FAB82]. Gleichung 2.3 beschreibt die kinetische Energie der Photoelektronen und ist eine Erweiterung der von Einstein aufgestellten Beziehung  $E = \hbar f$ .

$$E_f = (n+s)\hbar\omega - W_f \tag{2.3}$$

 $W_f$  ist die Ionisierungsenergie.

Im Jahr 1993 gelang es, durch hochauflösende Elektronen-Flugzeit Spektrometer diese ATI-Spektren bei hohen Laserintensitäten zu beobachten [KRU83b]. Diese präzisen Messungen verdeutlichten aber auch Unterschiede zu früheren Messungen: Der erste Peak des ATI-Spektrums geht verloren und die anderen Peaks folgen nicht der Beziehung aus Gleichung 2.3. Die ATI-Peaks höherer Ordnungen werden überproportional grösser. Mit diesen Beobachtungen ergeben sich Widersprüche zur störungstheoretischen Näherung. Die Erklärung für diese Diskrepanz liegt im AC-Stark Effekt.

Ein freies Elektron im Laserfeld besitzt zusätzlich zu seiner kinetischen Energie eine durch das oszillierende Feld hervorgerufene Schwingungsenergie. Diese Schwingungsenergie wird "ponderomotive" Energie  $U_p$  genannt und folgendermassen berechnet,

#### Hintergrund



Abb. 2.1. Schematische Darstellung der Abhängigkeit der Schwingungsenergie ("quiver motion", bzw. Ponderomotives Potential  $U_p = \frac{e^2 E^2}{4m\omega^2}$ ) vom oszillierenden Laserfeld.

siehe dazu auch Abbildungen 2.1, bzw. 2.2, bei der die simulierte Lösung der Schrödingergleichung für das Wasserstoffatom in Abhängigkeit des oszillierenden Laserfeldes dargestellt ist:

$$U_p = \frac{e^2 E^2}{4m\omega^2} = \frac{F^2}{4m\omega^2}$$
(2.4)

e ist die Ladung des Elektrons, E die lokale Feldstärke, m die Masse des Elektrons und  $\omega$  die Frequenz des Laserfeldes. Bei Laserfeldern mit sehr hohen Intensitäten hat der Einfluss des Laserfeldes auch Einfluss auf die gebundenen Elektronen. Die Verschiebung der Rydbergzustände (hochangeregt) ist in der Grössenordnung der ponderomotiven Energie, wobei Zustände nahe des Kerns eine geringere Verschiebung erfahren. Das bedeutet, dass das effektive Ionisationspotential um etwa  $U_p$  anwächst. Wenn allerdings der Anstieg gross genug ist, findet eine Ionisation nur noch mit einer höheren Anzahl Photonen statt.

Diese Verschiebung der ATI-Peaks führt zu Energien der Elektronen, die berechnet werden können mit:

$$E_f = (n+s)\hbar\omega - (W_f + U_p) \tag{2.5}$$

Stellt man nun die beiden Gleichungen 2.5 und 2.3 gegenüber, fällt die Diskrepanz der Energien der Elektronen auf. Der Grund dafür ist, dass die Elektronen beim Verlassen des Laserfokuses eine Kraft aufgrund der Inhomogenität des Laserfeldes erfahren. Diese ist gegeben als  $-\nabla U_p$  und wird in Energie umgewandelt [BUC87]. Diese Energie, die das Elektron dazugewinnt, ist genau die ponderomotive Energie  $U_p$ . Sie wird kompensiert durch die Energie, die das Elektron durch das Anwachsen der Potentialbarriere abnimmt. Das wiederum führt dazu, dass das Photoelektron an der gleichen Stelle im ATI-Spektrum peakt, wie in Gleichung 2.3, unabhängig der Laserintensität im Fokuspunkt.



Abb. 2.2. Simulierte Lösung der Schrödingergleichung für das Wasserstoff-Atom in Abhängigkeit des oszillierenden Laserfeldes. Die Schwingungsenergie ("quiver motion") eines Elektrons ist auch hier gut zu erkennen [MOS03p].

Die Zeit, die ein ionisiertes Elektron zum Verlassen des Fokuses benötigt, liegt etwa bei 10 ps [FRE91]. Das heisst, bei Laserpulsen im Bereich von 30fs, wie sie in dieser Arbeit verwendet wurden, befindet sich das Elektron während der gesamten Pulsdauer im Fokus. Dies ist von entscheidender Bedeutung dafür, dass der Ionenimpuls entgegengesetzt gleich dem Elektronenimpuls ist und somit Impulserhaltung gilt. Bei sehr langen Laserpulsen könnte das Elektron aus dem Feld Impuls aufnehmen, indem es aus dem Fokus herausbeschleunigt würde.

## 2.3 Tunnelionisation

#### 2.3.1 Keldysh Theorie

Keldysh stellte 1965 [KEL65] ein Modell auf, welches sowohl die oben erwähnte MPI, als auch die Tunnelionisation beschreiben konnte.

Er untersuchte dabei die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen der Stark-verschobenen Grundzustandswellenfunktion des Wasserstoffelektrons und der Wellenfunktion des freien Elektron in einer ebene elektromagnetischen Welle ausserhalb der Reichweite des Coulombpotentials des Ions. Für das freie Elektron in einer ebenen elektromagnetischen Welle ist die Schrödingergleichung exakt lösbar. Die resultierende Wellenfunktion wird als Volkov-Zustand bezeichnet [STADP].

Keldyshs Modell besagt, dass bei kleinen Intensitäten weiterhin MPI gilt, also Ionisation in mehreren Schritten. Steigt jedoch die Laserintensität (oder fällt dagegen die Frequenz) weit genug, kann das Laserfeld quasistationär behandelt werden. Es verformt dann das Coulombpotential des Kerns so, dass die Potentialbarriere herabgesenkt wird und das Elektron durch sie durchtunneln kann. Abbildung 2.3 zeigt das schematisch. Das bedeutet, dass die Barriere schmaler und niedriger wird, bis Elek-



Abb. 2.3. Überlagerung eines Coulombpotentials mit dem elektrischen Potential des Laserfeldes. Die Potentialbarriere wird herabgesetzt und ein Tunneln des Elektrons ist möglich.

tronen im Grundzustand nicht mehr gebunden sind. Bei Wasserstoff beispielsweise ist diese Intensität etwa  $1, 4 \times 10^{14} W/cm^2$ . Man spricht dann von "over-the-barrier ionization" (OTBI), die in Kapitel 2.3.3 erläutert wird.

Ist das Elektron frei und damit ausserhalb der Reichweite des Kernpotentials, wird es wie eine klassische Punktladung in einem klassischen Wechselfeld behandelt, d.h. es besitzt eine Startgeschwindigkeit und eine Richtung, die von der zum Zeitpunkt der Ionisation vorherrschenden Phase bestimmt wird.

Die Ionisation findet in einem sehr kleinen Zeitintervall des optischen Zyklusses nahe der maximalen Feldamplitude statt. Tunnelionisation ist von verschiedenen Experimentalphysikern beobachtet und bestätigt worden [AUG89, MEV93].

Ein Kriterium, ob Tunnelionisation oder MPI die angemessene Beschreibung der Ionisation bei gegebenen Laserparamtern liefert, bietet der Keldysh Paramter. Er ist definiert als:

$$\gamma^2 = 2\omega^2 W_f / I \tag{2.6}$$

Hierbei ist  $W_f$  das Ionisationspotential und I die Intensität des einfallenden Laserlichts. Keldysh argumentierte, dass das Elektron eine gewisse Zeit benötigt, um durch die herabgesetzte Potentialbarriere zu tunneln. Wenn das elektrische Feld langsam oszilliert, dadurch die Periode des Feldes gross ist gegenüber der Tunnelzeit, dominiert die Tunnelionisation den Ionisationsvorgang, MPI ist in diesem Fall unwarscheinlich. Für den Keldysh Parameter bedeutet das: Wenn  $\gamma < 1$  gilt, ist vorherrschend Tunnelionisation gegeben, hingegen gilt bei  $\gamma > 1$ , dass vor allem Multiphoton-Ionisation vorliegt. Dieser Wechsel der Ionisationsprozesse ist in den ATI-Spektren zu sehen: Wenn  $\gamma = 1$  ist, verschmiert die ATI- Struktur oder geht ganz verloren [MEV93, BUR93]. Frühere Messungen konzentrierten sich überwiegend auf Multiphoton-Ionisation (also  $\gamma > 1$ ), wohingegen nahe zurückliegende Messungen verstärkt den Prozess der Tunnelionisation verdeutlichen.

Später wurden Elektronenenergien erforscht, die höher sind als  $2U_p$ , bei denen deutliche Abweichungen sowohl vom Modell des einfachen Tunnelns, als auch von KFR-Modellen auftraten. Diese können anhand des "Rescattering"-Modells (darauf wird später näher eingegangen) erklärt werden, bei dem das oszillierende Elektron an seinem Ursprungskern zurückgestreut wird ([WAL96, SHE98, DEL98]), was Beschleunigung bis zu einer maximalen Energie von  $10U_p$  begründet.

#### 2.3.2 ADK-Theorie

Die ADK-Theorie, entwickelt von Ammosov, Delone und Krainov [AMM86], berücksichtigt den Einfluss des Coulombpotentials auf das ionisierte Elektron noch bevor das Laserfeld Einfluss auf das Elektron hat. Das führt dazu, dass die berechnete Ionisationsrate genau mit der gemessenen übereinstimmt. Die Bedingung dafür ist allerdings, dass  $\gamma < 1$  ist und die *Over The Barrier Ionization* (OTBI) noch nicht einsetzt, also  $E < E_{OTBI}$ , wobei  $E_{OTBI}$  die Feldstärke ist, die zur vollständigen Unterdrückung des Bindungspotentials führt, siehe dazu auch Kapitel 2.3.3. Für Feldstärken, bei denen das Elektron das Atom ungestört durch das Laserfeld verlassen kann, verliert die ADK-Theorie ihre Vorhersagekraft und überschätzt die Ionisationsrate.

Wie in Abbildung 2.4 zu sehen ist, werden theoretische Daten (gepunktet ADK, durchgezogen SAE) mit Helium-Ionisationsraten für einfach und doppelt geladene Ionen verglichen. Beide theoretischen Modelle stimmen bei hohen Laserintensitäten mit den Messungen überein. Die ADK-Kurve fällt bei kleinen Intensitäten allerdings unter die gemessene Rate.

#### 2.3.3 Over the Barrier Ionization (OTBI)

Das Laserfeld senkt, wie oben erwähnt, die Potentialbarriere auf einer Seite des Kerns herab. Wird das Coulombpotential durch das elektrische Feld des Lasers jedoch soweit abgesenkt, dass es unter dem Energieniveau des Grundzustandes liegt, kann das Elektron das Atom ohne zu tunneln verlassen.

Die kritische Intensität, ab der die OTBI einsetzt, kann in Abhängigkeit der Energie im elektrischen Feld nach dem "OTBI-Verfahren" berechnet werden [PRO97]. Dazu muss das Potentialmaximum, das sich aus der Superposition von Laserfeldpotential und Bindungspotential ergibt, mit der Ionisationsenergie gleichgesetzt werden (siehe auch A.4). Schliesslich erhält man für die gegebenen Laserparameter:

$$I_{OTBI}\left[\frac{W}{cm^2}\right] = \frac{\pi^2 c \epsilon^3 I_p^4}{2Z^2 e^6} = 4 \cdot 10^9 (I_p[eV])^4 Z^2$$
(2.7)

Hierbei sind Z der Ladungszustand des Atoms,  $\epsilon = 8,85 \cdot 10^{-12} As/Vm$  die elektrische Feldkonstante und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit.  $I_p$  ist die Energie, zu der die Intensität des Feldes bestimmt werden soll.



Abb. 2.4. Gemessene [WAL94] Helium-Ionisationsraten für  $He^+$  und  $He^{++}$  im Fokuspunkt eines Lasers. Theoretische Kalkulationen sind gepunktet (ADK) und als durchgezogene Linie (SAE) dargestellt. Die durchgezogene Linie auf der rechten Seite ist für sequentielle Ionisation des Heliums gerechnet.

#### 2.4 Mehrfachionisation

Heute kann der Vorgang der Einfachionisation des Atoms theoretisch mit guter Genauigkeit beschrieben werden. Eine Elektron-Elektron-Korrelation ist weitgehend zu vernachlässigen. Ist jedoch mehr als ein Elektron aus dem Atom ionisiert, verlieren Modelle, bei denen eine Elektron-Elektron-Korrelation ausser acht gelassen wird, bis zu einer bestimmten Intenstität  $I_{max}$  ihre Richtigkeit. Die Ionisationsrate steigt um viele Grössenordnungen gegenüber der Vorhersage eines unabhängigen Teilchenmodells und ist abhängig vom Laserfeld (siehe Abbildung 2.5). Diese Effekte können nur mit einem Modell, das die Wechselwirkung der Elektronen miteinander berücksichtigt, erklärkt werden. Das verdeutlichten Fittinghoff u.a.[FIT92], Walker u.a.[WAL94] und Larochelle u.a. [LAR98] in ihren Experimenten.



Abb. 2.5. Doppelionisation von Neon durch 800nm, 25fs Laserpulse. Linke Seite: Ionisationsrate von Einfach- und Doppelionisation als Funktion der Laserpower (aus [LAR98]). Die durchgezogene Linie zeigt die gerechnete Rate eines Modells, das die Ereignisse unabhängig voneinander betrachtet. Rechte Seite: Recoil Ionenimpulsverteilung bei den Intensitäten, die im linken Teilbild markiert sind. Horizontale Achse: Impulskomponente parallel zum elektrischen Feld. Vertikale Achse: Eine Impulskomponente senkrecht zum Feld (Daten aus [MOS01]).

Anstatt Neon, wie in der hier vorgestellten Arbeit, benutzte Walker Helium und erzeugte die  $He^+$ - und  $He^{++}$ -Ionen im Fokuspunkt eines Lasers mit 160fs Pulslänge und 780nm Wellenlänge. Das ist in Abbildung 2.4 zu sehen. Die Empfindlichkeit der Messung gegenüber früheren wurde um den Faktor 10<sup>6</sup> gesteigert. Zum ersten Mal konnte die Ionenrate über 12 Grössenordnungen in Abhängigkeit zur Laserintensität vermessen werden.

Larochelle [LAR98] hingegen benutzte Neon als Target. Seine Ergebnisse korrespondieren zu denen von Walker mit der Ausnahme, dass die durch die ADK-Theorie vorhergesagte Rate (siehe Abbildung 2.5 Kurve 1) in der Nähe der Sättigung leicht über den für das einfach geladene Neon experimentell beobachteten Ereignissen liegt. Die Kurve für  $Ne^{2+}$  wird erzielt durch Superposition der durch die ADK-Theorie vorhergesagten Rate für die zweite Ionisation (Kurve 3) mit der, die proportional zur vorhergesagten Rate der ersten Ionisation (Kurve 2) ist. Die Rate des oberen Teils der durch die ADK-Theorie der zweiten Ionisation erzeugten Kurve resultiert aus einem sequentiellen Ionisationsprozess, wohingegen der untere Teil von einem nichtsequentiellen (NS) Prozess herrührt, was in Abbildung 2.5 deutlich zu erkennen ist.

Eine sequentielle Ionisation, also die weitere Ionisation eines einfach ionisierten Atoms, kann die beschriebenen Effekte nicht erklären, da sie keine Elektron-Elektron-Korrelation berücksichtigt. Zur Erklärung dieser Phänomene wurden der "Shake-Off"-Prozess und das Rescattering-Modell (beides sind nichtsequentielle Ionisationsprozesse) herangezogen.

#### 2.4.1 Shake-Off-Prozess

Der Shake-Off-Prozess [DEL98] beschreibt das "Herausschütteln" des zweiten Elektrons aus dem Atomverband. Das kann dann geschehen, wenn das erste Elektron sehr schnell den Bereich des Kernpotentials verlässt. Die durch das Wegfallen der Abschirmung bedingte Neuordnung der verbleibenden Elektronen ermöglicht dieses Phänomen. Die Dauer des Prozesses beträgt höchstens 1/4 des Laserpulses. Nur für sehr hohe Photonenenergien (im keV Bereich) ist Shake-Off der wahrscheinlichste Doppelionisationsprozess [DOE02] im nichtsequentiellen Bereich.

#### 2.4.2 Recollision-Rescattering

Das zweite Modell zur Erklärung der oben angesprochenen viel höheren Ionisationsraten (siehe Abbildung 2.4) ist das Rescattering- oder Recollision-Modell. Es wurde von Corkum u.a. entwickelt [COR93]. Dabei wird ein durch Tunnelionisation erzeugtes Elektron zunächst aufgrund des oszillierenden elektrischen Laserfeldes vom Ursprungsion wegbeschleunigt. Zu einem späteren Zeitpunkt wird das Elektron in 50% aller Fälle durch das Laserfeld zurück zum Ursprungsion getrieben. Dort kann es entweder elastisch streuen, Strahlung höherer Ordnung emittieren oder in einem (e,2e)-Stoss mit dem zweiten Elektron ionisieren. Schematisch zeigt das Abbildung 2.6: Oben aufgetragen ist das sinusförmige Laserfeld in Abhängigkeit der Zeit. Im unteren Teilbild sind die Ionisationsschritte gezeigt.

Corkum berechnete, dass die maximale kinetische Energie des zurückkehrenden Elek-



Abb. 2.6. Gezeigt ist die Abhängigkeit des Rückstreuprozesses vom elektromagentischen Laserfeld (siehe Text) [MOS03p].

trons  $3,17U_p$  betragen kann. Um das zweite Elektron aus dem Atomverband zu befreien, muss diese Energie des ersten Elektrons zum Zeitpunkt des Wiedereintreffens am Kern grösser sein als die Bindungsenergie des einfach geladenen Ions.

Zwischen dem Emittieren der beiden Elektronen existiert eine zeitliche Verzögerung von 0,5 bis 1 optischen Zyklen.

Der Hauptunterschied dieser beiden Modelle ist, dass beim Shake-Off beide Elektronen ungebunden und beinahe gleichzeitig das Atom verlassen. Beim Rescattering dagegen gibt es eine gewisse zeitliche Verzögerung zwischem dem Entkommen beider Elektronen (mindestens ein halber optischer Zyklus).

#### 2.4.3 High Harmonic Generation (HHG)

Neben den oben erwähnten Ionisationsprozessen wird bei der Wechselwirkung von Atomen mit intensiven Laserfeldern auch die Erzeugung sogenannter hoher Harmonischer (High Harmonic Generation, HHG) beobachtet. Zuvor durch Multiphotonübergänge angeregte Atome können Strahlung mit Photonenenergien emittieren, die einem Vielfachen der Energie der eingestrahlten Photonen entsprechen. Die Elektronen absorbieren eine diskrete Anzahl an Photonen. Deshalb ist die Wellenlänge der reemittierten Photonen eine ganzzahlige höhere Harmonische der Laserwellenlänge.

Bei einem weiteren Prozess überlagert die Lasergrundfrequenz mit den Frequenzen der Harmonischen niedriger Ordnung. Dadurch wird eine hochenergetische Strahlung erzeugt [LI89]. Desweiteren können beim Übergang von hochangeregten Kontinuumszuständen zu gebundenen Zuständen ebenfalls höhere Harmonische erzeugt werden [SHO87].

HHG erlaubt es, vergleichsweise effizient kohärente kurzwellige Strahlung zu erzeugen.

### 2.5 Phasenabhängigkeiten

Die Abhängigkeiten der Returnenergie, der Startphase und des elektrischen Feldes von der Returnphase, sowie die erlaubten Bereiche sowohl der Anregung als auch des (e,2e)-Stosses erhält man aus der Lösung der Newtonschen Gleichungen [PRO97, DEL98]:

Die eindimensionale Newtonsche Gleichung für die Bewegung eines freien Elektrons entlang der Polarisationsachse nach Verlassen der effektiven Potentialbarriere ist :<sup>1</sup>

$$a(t) = -E \cdot \sin(\omega t + \phi). \tag{2.8}$$

Dabei ist a(t) die Beschleunigung des Elektrons,  $\phi$  die Startphase des elektromagnetischen Feldes, E die Amplitude der Feldstärke und  $\omega$  die Feldfrequenz. Um die Geschwindigkeit des Elektrons in Abhängigkeit von der Flugzeit zu erhalten, wird Gleichung 2.8 integriert:

$$v(t) = v(0) + \frac{E}{\omega} [\cos(\omega t + \phi) - \cos\phi].$$
(2.9)

v(0) ist die Geschwindigkeit des Elektrons zum Zeitpunkt t=0. Das ist der Zeitpunkt, in dem es die effektive Potentialbarriere durchtunnelt. Für weitere Rechnungen kann

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>zu beachten ist, dass alle Gleichungen in atomaren Einheiten gerechnet sind  $(q_e = m_e = 1)$ , siehe Anhang

v(0)=0 gesetzt werden, da es sich um einen quasistatischen Tunnelprozess handelt und die Anfangsgeschwindigkeit deshalb vernachlässigt werden kann.

Erneutes Integrieren der Gleichung 2.9 ergibt den Ort des Elektrons in Abhängigkeit der Zeit:

$$x(t) = x(0) + \frac{E}{\omega^2} [sin(\omega t + \phi) - sin\phi] - \frac{E \cdot t}{\omega} cos\phi.$$
(2.10)

Hierbei ist  $\mathbf{x}(0)$  die Startkoordinate des Elektrons. Im Bereich des Tunnelns ist die oszillierende Amplitude des Elektrons  $\frac{E}{\omega^2}$  sehr gross gegenüber der Koordinate  $\frac{E_i}{E}$  des klassischen Umkehrpunktes und deshalb kann näherungsweise  $\mathbf{x}(0)=0$  gesetzt werden. Zu manchen Zeiten  $\tau > 0$  kehrt das Elektron zum Kern zurück. Dann ist die Ortskoordinate erneut  $x(\tau) = 0$ . Somit ergibt sich also für diesen Fall:

$$x(\tau) = 0 = \frac{E}{\omega^2} [\sin(\omega\tau + \phi) - \sin\phi] - \frac{E \cdot \tau}{\omega} \cos\phi$$
(2.11)

$$\Rightarrow \sin\omega\tau + \phi - \sin\phi = \omega\tau\cos\phi. \tag{2.12}$$

Ziel ist die Geschwindigkeit des Elektrons in Abhängigkeit der Phase zu bestimmen. Dazu ist Gleichung 2.12 zu lösen.



Abb. 2.7. Aufgetragen ist die Energie des Elektrons beim Auftreffen auf das Ion in Abhängigkeit von der Phase des Feldes zum Zeitpunkt der Rückkehr. Der Maximalwert der Energie  $(3, 17U_p)$  bei einer Phase von 17 Grad ist eingezeichnet, siehe dazu auch [COR93].

Die Energie des Elektrons zum Zeitpunkt des Wiedereintreffens am Kern ist  $E_{kin} = v^2/2$  (in atomaren Einheiten, siehe Anhang), also:

$$E_{kin} = \frac{\left[\frac{E}{\omega} \cdot (\cos\omega t + \phi) - \cos(\phi)\right]^2}{2}.$$
(2.13)

Die maximale kinetische Energie ergibt sich aus der maximalen Geschwindigkeit des Elektrons und beträgt etwa, siehe dazu auch Abbildung 2.7:  $E_{max} = \frac{1}{2}v_{max}^2(t) \approx$  $3,173 \cdot U_p$  bei einer Phase von  $\omega t = 17^{\circ}$  Die maximale Ponderomotive Energie  $U_p$ eines Elektrons im linear polarisiertem Feld ist für das hier vorgestellte Experiment:

$$U_p = \frac{E^2}{4\omega^2} = 0,418a.u..$$
 (2.14)

E und  $\omega$  bestimmen sich aus den Laserparametern: Der Laserstrahl hat eine Wellenlänge von 800 nm ( $\Rightarrow f = 3,75 \cdot 10^{14}$  Hz) und eine Intensität im Fokuspunkt von  $1,9 \cdot 10^{14} W/cm^2$ , daraus ergeben sich:

$$\omega = 0,05699 \frac{1}{a.u.}.\tag{2.15}$$

und

$$E[a.u.] = \sqrt{\frac{I[W/cm^2]}{3, 5 \cdot 10^{16}W/cm^2}} = 0,0737a.u.$$
(2.16)

### 2.6 Klassisch erlaubte Bereiche

Der Endzustandsimpuls  $\vec{p}_{final}$  eines aus einem Atom in einem hohen, linear polarisierten Laserpuls emittierten Elektrons ist die Summe aus Driftimpuls  $\vec{p}_{drift}$ , der aufgrund der Beschleunigung im Feld entsteht, und Startimpuls  $\vec{p}_{initial}(t_1)$  eines Elektrons, das zur Zeit  $t_1$  gestartet ist. Der Driftimpuls hängt von der Phase ab, bei der das Elektron im oszillierenden, elektrischen Feld entstanden ist.

Nach einem (e,2e) Prozess (während der Rückstreuung) erhalten beide Elektronen den gleichen Driftimpuls. Die Startimpulse  $\bar{p}_{initial}^{(1)}$  und  $\bar{p}_{initial}^{(2)}$  der beiden Elektronen hängen von den dynamischen Parametern, wie der Austrittsenergie des zurückgestreuten Elektrons, dem Energiesharing und den Emissionswinkeln des (e,2e) Prozesses selbst ab.

Der (e,2e) Zweiteilchen-Endzustandimpuls direkt nach dem Rückstoss ist also einfach durch den Impuls  $\vec{p}_{drift}$  für jedes der Elektronen verschoben, woraus letztlich die beobachteten korrelierten Zwei-Elektronen Impulsmuster entstehen.

Da ausschliesslich die Impulskomponenten  $p_1^{\parallel}$  und  $p_2^{\parallel}$  parallel zur Polarisationsachse von der Beschleunigung im Laserfeld betroffen sind, bleiben die senkrechten Impulskomponenten  $p_1^{\perp}$  und  $p_2^{\perp}$  vom Feld unbeeinflusst und beinhalten nur die (e,2e)-Dynamik. Das trifft auch für die Impulsdifferenz  $\vec{p}_{-} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$  zu, wenn sich die identischen Driftimpulse gegenseitig kompensieren [WEB00a]. Für die parallele Impulskomponente gilt, dass sich wegen der Impulserhaltung bei einer gegebenen Phase  $\omega t_1$  kinematisch erlaubte Bereiche in Form von zwei auf der Diagonalen zentrierten Kreisen mit einem Radius von  $\sqrt{2E_{exc}}$  ergeben. Beide haben den gleichen Driftimpuls  $\vec{p}_{drift}(t_1)$ , dargestellt in Abbildung 2.9.  $E_{exc}$  ist die Überschussenergie des (e,2e) Prozesses.



Abb. 2.8. Gezeigt sind die klassisch erlaubten Bereiche für verschiedene Returnenergien des ersten Elektrons am Beispiel von Argon [WEC01a].

Die Superposition (siehe Abbildung 2.8) der Kreise für alle Phasen, bei denen die Energie des rückgestossenen Elektrons das Ionisationspotential des einfach geladenen Ions überschreitet, führt zu den kinematischen Einschränkungen für die (e,2e) Reaktion. Zum Zeitpunkt des Rescatterns würden diese erlaubten Kreise allerdings zentriert um den Nullpunkt liegen. Aufgrund der Nachbeschleunigung  $p_{nach} = \frac{E}{\omega} cos \omega t$  durch das Laserfeld erfahren die Elektronen einen zusätzlichen Impuls. Die Kreise werden auf der Diagonalen entsprechend verschoben. Es entsteht eine Anzahl von Kreisen, deren Einhüllende den klassisch erlaubten Bereich des (e,2e)- Stosses zeigt (durchgezogenen Linie in Abbildung 2.10 [FEU01]).

Dieser klassische Bereich wurde auch in den quasiklassischen Rechnungen von Goreslavsii und Popruzhenko [GOR01a] bestimmt.

In Abbildung 2.10 wird das parallele Impulskorrelationsspektrum für Elektronenpaare, die aus einem Argonatom durch einen  $2, 5 \cdot 10^{14} W/cm^2$  Laserpuls emittiert wurden, gezeigt. Die grosse Menge der Ereignisse ausserhalb des erlaubten Bereichs

Hintergrund



**Abb. 2.9.** Kinematisch erlaubter Bereich der korrelierten Elektron Impulskomponenten  $p_1^{\parallel}$ ,  $p_2^{\parallel}$  parallel zur Polarisationsachse des Lasers. Linkes Teilbild zeigt den Elektron-Elektron Stossprozess (e,2e), rechtes Teilbild die Anregung durch Rückstoss mit anschliessendem Tunneln (RESI)[FEU01].

der Elektron-Elektron Ionisation (e,2e), nämlich der verschobenen Kreise, führt uns nun zum "Anregungs-Tunnel-Modell":

Die beobachteten Elektronimpulse bestehen aus dem Drift- und dem Startimpuls. Jetzt starten die Elektronen allerdings zu verschiedenen Zeiten  $t_1$  (Recollision) und  $t_2$  (Tunneling) und erhalten deshalb unterschiedliche Driftimpulse.

Das rückstossende Elektron regt sein Ursprungsion an und erhält einen Startimpuls von  $|\vec{p}_1(t_1)| = \sqrt{2E_{exc}}$ . Das zweite angeregte Elektron tunnelt anschliessend zur Zeit  $t_2$ und bezieht im wesentlichen nur einen Driftimpuls, da der Startimpuls beim Tunneln vernachlässigt werden kann (nach der ADK-Theorie mit Nullimpuls).

Auf diesem Anregungs-Tunnel-Modell basierend können wir jetzt die kinematischen Einschränkungen für die korrelierten parallelen Elektronimpulse herleiten.

Bei einer gegebenen Phase  $\omega t_1$  ist der Endzustandsimpuls des rückstossenden Elektrons beschränkt auf

$$p_{drift}(\omega t_1) - \sqrt{2E_{exc}}(t_1) \le p_{final}^{\parallel}(t_1) \le p_{drift}(\omega t_1) + \sqrt{2E_{exc}(t_1)},$$
 (2.17)

wohingegen der Impuls des zweiten, tunnelnden Elektrons limitiert ist auf

$$p_{final}^{\parallel}(t_1) \le p_{drift}^{max} = 2\sqrt{U_p} \tag{2.18}$$

mit einem erwarteten Maximum bei  $p_{final}^{\parallel} = 0.$ 

Der kinematisch erlaubte Bereich (dargestellt in Abbildung 2.9 b) hat nun eine rechteckige Gestalt und erscheint vierfach aufgrund der Ununterscheidbarkeit der beiden Elektronen und wegen der zwei halben Zyklen des Laserfeldes, die die entgegengesetzten Driftimpulse ergeben [FEU01].



Abb. 2.10. Korreliertes Elektron-Impulsspektrum der parallelen Impulskomponenten  $p_1^{\parallel}, p_2^{\parallel}$  von zwei Elektronen, die durch die Doppelionisation von Argon bei einer Intensität von  $0, 25PW/cm^2$  entstanden sind. Der kinematisch erlaubte Bereich ist sowohl für den Recollision- (e,2e)-Prozess (durchgezogene Linie), als auch für die Anregung durch Rückstoss und anschliessenden Tunneln (gepunktete Linie) gezeigt [FEU01].

Die Superposition dieser Bereiche für alle Phasen, bei denen die Recollisionenergie die zur Anregung nötige Energie überschreitet, ergibt den gesamten kinematisch erlaubten Bereich für den Anregungs-Tunnel Mechanismus. Abbildung 2.10 zeigt, dass diese kinematischen Zwänge (gepunktete Linie) tatsächlich eine äussere Grenze für die beobachteten Impulse bilden.



Abb. 2.11. Klassisch erlaubter Bereich des Rescattering-Modells für Elektronen aus der Doppelionisation von Argon in starken elektrischen Feldern. Dargestellt ist der Bereich des (e,2e)-Stosses (roter, bzw. dunkelgrauer Bereich) und der erlaubte Bereich der Anregung (gelbe, bzw. weisse Kurve) mit maximaler Wahrscheinlichkeit in den grünen (grauen) Bereichen [WEC01a]. Weiteres siehe Text.

Ein anderer Gedankengang [WEC01a] wird in Abbildung 2.11 verdeutlicht: Tunnelt ein Elektron bei einer bestimmten Startphase aus dem Atom, so kann die Returnenergie grösser sein als die Anregungsenergie und kleiner als die Ionisationsenergie des einfach geladenen Ions. In dem Fall kann das Ion angeregt werden und das erste Elektron verliert den entsprechenden Impulsbetrag. Wenn das Feld zum Zeitpunkt der Rückkehr des ersten Elektrons, oder sehr kurz danach, so gross ist, dass die meisten angeregten Zustände bereits über der Barriere sind, wird das zunächst noch angeregte Elektron sofort aus dem Ion-Elektron-Verbund befreit.

Ab diesem Zeitpunkt ("Rescatteringtime") werden beide Elektronen im Laserfeld weiter beschleunigt. Das zuletzt herausgelöste Elektron startet mit Impuls Null, das andere mit dem aus der Anregung überschüssigen Impuls. Es gibt somit einen festen Zusammenhang zwischen dem Impuls des ersten und zweiten Elektrons für jeden angeregten Zustand.

Diesen Zusammenhang verdeutlicht Abbildung 2.11. Die verschiedenen Helligkeiten stellen unterschiedliche Wahrscheinlichkeiten dar. Die Wahrscheinlichkeiten hängen von der Tunnelwahrscheinlichkeit des ersten Elektrons bei der entsprechenden Startphase und dem Wirkungsquerschnitt der Anregung ab. Das Maximum, also die maximale Wahrscheinlichkeit, ist an den Enden der Kurven in den dunklen Bereichen zu finden. Die rote Fläche zeigt noch einmal den zuvor besprochenen klassisch erlaubten Bereich der (e,2e)-Stossionisation.

#### 2.6.1 Relativistische Effekte

An dieser Stelle soll kurz auf relativistische Effekte eingegangen werden. Diese werden bisher in den wenigsten Modellen berücksichtigt. Sie treten dann auf, wenn die ponderomotive Energie des freien Elektrons in die Grössenordnung seiner Ruheenergie  $mc^2$  gelangt. Für die Laserintensität bedeutet das dann [STADP]:

$$I_{rel} = 2\epsilon_0 \frac{m_e^2 c^3 \omega^2}{e^2}$$
$$I_{rel}[W/cm^2] = 5, 4 \cdot 10^{24} \cdot \lambda [nm]^{-2}$$
(2.19)

Eine Wellenlänge des Laser von 800nm entspricht demnach einer Intensität von 8 ·  $10^{18}W/cm^2$ . Ab dieser Intensität können relativistische Effekte nicht mehr vernachlässigt werden.

## 2.7 Das Feynman-Diagramm zum Rescattering Prozess

Eine Vielzahl von Wechselwirkungsprozessen (wie beispielsweise elektromagnetische Streuprozesse, der Beta-Minus-Zerfall oder der Zusammenhalt der Quarks aufgrund der starken Wechselwirkung) lassen sich sehr anschaulich darstellen. Als Beispiel sei die Blasenkammer genannt, bei der es möglich ist, die einzelnen Bahnen einfach zu skizzieren und zu beschriften. Das ist allerdings eine aufwendige und nicht eindeutige Methode. Eine allgemeingültige Darstellung komplexer Wechselwirkungsprozesse ist das "Feynman-Diagramm". Es ist ebenso Grundlage für Rechenvorschriften ("Feynman-Kalkül"), mit denen sich Wirkungsquerschnitte von Wechselwirkungsprozessen berechnen lassen. Ein Feynman-Diagramm stellt eine Art Zeit-Ort-Diagramm dar, wobei die Zeitachse von unten nach oben und die Ortsachse von links nach rechts läuft. An einem Wechselwirkungspunkt, dem Vertex, muss Energie- und Impulserhaltung gelten. Das Feynman-Diagramm zum Rescattering-Prozess resultiert aus einer S-Matrix-Analyse. Diese zu Beginn des Kapitels angesprochene S-Matrix Theorie basiert auf der zeitunabhängigen Schrödingergleichung. Einer der Vorteile dieser Näherung ist, dass ein präziser Mechanismus der Ionisation definiert werden kann [MCG97]. Jedes einzelne Diagramm repräsentiert einen Mechanismus. Der Nachteil ist, dass Informationen

über Zeitauflösung des Systems verloren gehen. Das Diagramm enthält zwar die zeitliche Reihenfolge der Wechselwirkungen, aber nicht die reale Zeit zwischen ihnen. Die zeitabhängige Schrödingergleichung dagegen enthält die vollständigen Informationen der Zeitauflösung der Vielkörper-Wellenfunktion im Impuls- oder Ortsraum. Das Lösen dieser zeitabhängigen Schrödingergleichung für drei Teilchen und in allen drei Ortsrichtungen ist eine extrem schwierige Herausfoderung. Trotzdem werden auf dem Gebiet Fortschritte gemacht (siehe dazu auch [TAY99, PAR01, PAR00, PAR96]), aber es gibt bisher keine Vorhersagen des Ionenimpulses oder andere differentielle Informationen für den sehr hohen Wellenlängenbereich, den aktuelle Lasersysteme zur Zeit liefern. Weitere Hintergründe dazu findet man in [DOE02].

Das Diagramm in Abbildung 2.12 ist eine Version des Feynman-Diagramms einer Starkfeld-Vielkörper S-Matrix Analyse des Doppelionisationsprozesses ([BEC96, BEC99a, BEC00, BEC01, BEC02]). Es ist eines der drei "Erste-Ordnung-Diagramme", die den Prozess beschreiben. Die beiden anderen (Shake-Off und Groundstate- Korrelation) tragen im hier betrachteten Intensitäts- und Wellenlängenbereich nicht signifikant zur Ionisationsrate bei.

Die Zeit schreitet wie erwähnt in diesem Diagramm von unten nach oben fort. Zuerst sind die Elektronen (1 und 2) im Grundzustand des Argonatoms und völlig ungestört vom Laserfeld. Am ersten Vertex koppelt das Elektron an das Feld. Dieses emitierte Elektron wird durch das Feld voranbewegt, während sich das am Ursprungsion geblie-



Abb. 2.12. Diagramm zur nichtsequentiellen Doppelionisation von Argon. Die Elektron-Elektron- Wechselwirkung ist im Endzustand enthalten. Das ist durch die gepunktete Linie dargestellt [BEC96, BEC99a, BEC00, BEC02]. Weiteres siehe Text.
bene Elektron (2) in einen Ionisationszustand des  $Ar^{1+}$ -Ions begibt.

Der Zwischenzustand ist eine Kombination (Produkt aus "Green-Funktionen") des Volkovzustandes {k} und des feldfreien Ionisationszustandes {j}. Die beiden Elektronen wechselwirken dann aufgrund der Elektronkorrelationswechselwirkung am zweiten Vertex (durchgezogene Linie). In diesem Schritt ist der Elektron-Elektron Stoss in Anwesenheit des Laserfeldes geschehen und Impuls und Energie kann somit zwischen den beiden Elektronen ausgetauscht werden. Zusätzlich kann noch Energie aus dem Feld an das Elektronenpaar koppeln. Zuletzt pflanzen sich die beiden Elektronen wie ein Paar von Coulombwechselwirkungsteilchen in Anwesenheit eines externen Feldes fort. Die entsprechende Endzustand-Wellenfunktion ist ein Produkt aus Volkov-Zuständen und einer Coulomb-Korrelationsfunktion [FAI94, BEC94], was durch die obere punktierte Linie angedeutet ist.

Das Diagramm kann auf dem gleichen Weg wie bei früheren Rechnungen [BEC96, BEC99a, BEC00, BEC02] analysiert werden. Ein entscheidender Unterschied ist allerdings die Beschreibung des Endzustandes: Der Endzustand ist beschrieben als ein Zustand von korrelierten Volkovzuständen. Bei früheren Rechnungen wurde dieser Endzustand aus einem Produkt von Volkovzuständen erzeugt.

Die differentielle Ionisationsrate der nichtsequentiellen Doppelionisation in Abhängigkeit einer Absorption von N Photonen und der Emission von Elektronen mit den Impulsen  $k_a$  und  $k_b$  ist in atomaren Einheiten gegeben durch:

$$\frac{dW_N^{(NSDI)}(\mathbf{k}_a, \mathbf{k}_b)}{d\mathbf{k}_a d\mathbf{k}_b} = 2\pi\delta \left(\frac{k_a^2}{2} + \frac{k_b^2}{2} + E_{1S} + 2U_p - N\omega\right) |T_N^{(NSDI)}(\mathbf{k}_a, \mathbf{k}_b)|^2 \quad (2.20)$$

mit dem T-Matrix Element:

$$T_{N}^{(NSDI)}(\mathbf{k}_{a},\mathbf{k}_{b}) = \sum_{n} \sum_{j} \int d\mathbf{k} \frac{1}{\sqrt{2}} exp\left(-\frac{\pi\gamma_{12}}{2}\right) \Gamma(1+i\gamma_{12})$$

$$\times \langle \boldsymbol{\Phi}^{0}(\mathbf{k}_{a},\mathbf{r}_{1}) \boldsymbol{\Phi}^{0}(\mathbf{k}_{b},\mathbf{r}_{2})_{1} F_{1}(i\gamma_{12};1;-i(k_{ab}r_{12})$$

$$+\mathbf{k}_{ab}\cdot\mathbf{r}_{12})) + \mathbf{k}_{a} \leftrightarrow \mathbf{k}_{b} \mid V_{C} \mid \boldsymbol{\Phi}_{j}^{+}(\mathbf{r}_{2}) \boldsymbol{\Phi}_{0}(\mathbf{k},\mathbf{r}_{1})\rangle$$

$$\times (U_{p}-n\omega) \frac{J_{N-n}[\alpha_{0}\cdot(\mathbf{k}_{a}+\mathbf{k}_{b}-\mathbf{k});\frac{U_{p}}{2\omega}]J_{n}(\alpha_{0}\cdot\mathbf{k};\frac{U_{p}}{2\omega})}{\frac{k^{2}}{2}-E_{j}+E_{0}+U_{p}-n\omega+i0}$$

$$\langle \boldsymbol{\Phi}_{j}^{+}(\mathbf{r}_{2})\boldsymbol{\Phi}_{0}(\mathbf{k},\mathbf{r}_{1}) \mid \boldsymbol{\Phi}_{0}(\mathbf{r}_{1},\mathbf{r}_{2})\rangle \qquad (2.21)$$

 $\Phi^0(\mathbf{k}, \mathbf{r})$  ist eine ebene Welle mit Impuls  $\mathbf{k}$ ; analytische Wellenfunktionen werden für die Zwischenzustände  $\Phi_j^+(\mathbf{r})$  des  $Ar^+$ -Ions und die Grundzustandswellenfunktion  $\Phi_0(\mathbf{r}_1\mathbf{r}_2)$  des Argon Atoms [CLE74] verwendet.  $E_0$  und  $E_j$  ist die Grundzustands Bindungsenergie von Argon, bzw. die Bindungsenergie des  $Ar^+$  Zwischenzustands.  $J_N(x, y)$  ist die generalisierte Besselfunktion,  $U_p = I/4\omega^2$  das Ponderomotive Potential und  $V_C = 1/r_{12}$  ist die Elektron-Elektron Wechselwirkung. Näheres dazu siehe in [WEC03] bzw. [BEC96, BEC99a, BEC00, BEC02]. Einige Anmerkungen zu Gleichung 2.20 mit 2.21 [BECKp]:

In Gleichung 2.20 ist die Ionisationsrate  $\left(\frac{dW_N^{(NSDI)}(\mathbf{k}_a,\mathbf{k}_b)}{d\mathbf{k}_a d\mathbf{k}_b}\right)$  als Produkt einer Delta-Funktion  $\left(2\pi\delta\left(\frac{k_a^2}{2} + \frac{k_b^2}{2} + E_{1S} + 2U_p - N\omega\right)\right)$  und eines T-Matrix-Elementes  $\left(|T_N^{(NSDI)}(\mathbf{k}_a,\mathbf{k}_b)|^2\right)$  geschrieben. Die Delta-Funktion gibt die Energieerhaltung zwischen Anfangs- und Endzustand an. Das T-Matrix-Element wird durch Gleichung 2.21 ausgedrückt. Dieses T-Matrix-Element kann folgendermassen verstanden werden:

Es wird von unten-rechts nach oben-links gelesen, dass heisst, die letzte Zeile von Gleichung 2.21 verdeutlicht die Übergaenge vom Anfangszustand in den Zwischenzustand ( $\langle \Phi_j^+(\mathbf{r}_2)\Phi_0(\mathbf{k},\mathbf{r}_1)|\Phi_0(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)\rangle$ ). Die zweite und dritte Zeile der Gleichung 2.21 verdeutlicht den Übergang vom Zwischen- in den Endzustand ( $\times \langle \Phi^0(\mathbf{k}_a,\mathbf{r}_1)\Phi^0(\mathbf{k}_b,\mathbf{r}_2)_1F_1(i\gamma_{12};1;-i(k_{ab}r_{12}+\mathbf{k}_{ab}\cdot\mathbf{r}_{12}))+\mathbf{k}_a \leftrightarrow \mathbf{k}_b|V_C|\Phi_j^+(\mathbf{r}_2)\Phi_0(\mathbf{k},\mathbf{r}_1)\rangle$ ).

Der Bruch zwischen den beiden Matrixelementen besteht aus einem Produkt von generalisierten Besselfunktion  $J_n(a; b)$  im Zähler und einem Energieterm im Nenner. Die Besselfunktionen erhält man aus den Volkovzuständen, wenn man diese als Fourierentwicklung schreibt (zu Fourier siehe z.B. [LEY03]). Die rechte Besselfunktion  $(J_n(\alpha_0 \cdot \mathbf{k}; \frac{U_p}{2\omega}))$  gehört zum Übergang vom Anfangs- in den Zwischenzustand (dort ist eines der beiden Elektronen im Volkovzustand), daher erscheint im ersten Argument der Impuls des Elektrons (k) im Zwischenstand.

Die linke Besselfunktion  $(J_{N-n}[\alpha_0 \cdot (\mathbf{k}_a + \mathbf{k}_b - \mathbf{k}); \frac{U_p}{2\omega}])$  gehört entsprechend zu dem Übergang vom Zwischenzustand (Elektron mit Impuls k im Volkovzustand) und dem Endzustand (beiden Elektronen mit Impulsen  $k_a$  und  $k_b$  in Volkovzuständen). Aus diesem Grund tritt im ersten Argument der Impulsübertrag  $k_a + k_b - k$  auf.

Die Indizes an den Besselfunktionen können mit der Anzahl von Photonen identifiziert werden, die in den beiden Übergängen absorbiert (oder emittiert) werden. Genaugenommen bedeutet das: n Photonen werden beim Übergang Anfangs- zu Zwischenzustand und N-n Photonen im zweiten Schritt, also vom Zwischen- in den Endzustand, absorbiert (oder emittiert).

Der Energieterm  $\left(\frac{k^2}{2}-E_j+E_0+U_p-n\omega+i0\right)$  im Nenner gibt die Energie des Systems im Zwischenzustand wieder. Da dies ein Zustand ist, der nicht beobachtet wird, muss hier im Prinzip keine Energieerhaltung gelten, daher der Term i0 am Ende. In der Berechnung wurde aber Energieerhaltung angenommen, um diese zu vereinfachen. Die beiden Summen und das Integral  $(\sum_n \sum_j \int d\mathbf{k} \frac{1}{\sqrt{2}} exp(-\frac{\pi\gamma_{12}}{2})\Gamma(1+i\gamma_{12}))$  am Anfang der rechten Seite von Gleichung 2.21 beziehen sich auf den Zwischenzustand. Es wird über einen kompletten Satz von Zwischenzuständen summiert/integriert. Der Zwischenzustand wird allerdings nicht beobachtet, sondern nur die Endzustände. Daher ist Folgendes NICHT bekannt und es muss über alle möglichen Zustände kohärent summiert/integriert werden:

(a) welchen Impuls (k) hat das erste Elektron, (b) in welchem gebundenen Zustand(j) befindet sich das zweite Elektron und (c) wieviele Photonen (n) werden im erstenSchritt absorbiert.

Es sind also auch seitens der Theorie einige Fragen ungeklärt und man kann gespannt sein, welche Erkenntnisse im Laufe der Zeit zum besseren Verständnis der Ionisationsprozesse dazugewonnen werden.

Hintergrund

# Kapitel 3

# Stand der experimentellen Forschung

# 3.1 Rückstossionenimpulse: Nichtsequentieller Ionisationsprozess

"Woher haben wir diese Gleichung? Nirgendwoher. Es ist unmöglich, sie aus irgend etwas Bekanntem herzuleiten. Sie ist Schrödingers Kopf entsprungen." Richard Feynman aus Feynman Lectures in Physics 3, Kap. 16, S. 12

In diesem Kapitel soll der Stand der experimentellen Forschung verdeutlicht werden. Es wird zunächst auf die im vorherigen Kapitel besprochene nichtsequentielle Doppelionisation näher eingegangen und die Unterschiede zur sequentiellen Ionisation beleuchtet. Weiterhin wird die korrelierte Bewegung der Elektronen in Bezug zur Polarisationsrichtung des Lasers untersucht.

Die Impulsverteilung von doppelt geladenen Helium- [WEB00b], Neon- [MOS00] und Argon- [WEB00c] Ionen in einem Intensitätsbereich, bei dem nichtsequentielle Ionisation erwartet wird, unterscheidet sich sehr deutlich von der Verteilung der einfachionisierten Ionen. Das verdeutlicht Abbildung 3.1: Links ist die Impulsverteilung der  $Ne^{2+}$ -, rechts die der  $Ne^{1+}$ -Rückstossionen für die beiden Ortsrichtungen gezeigt. Die Impulsverteilung der einfach ionisierten Ionen ist wesentlich schmaler, als die der doppelt geladenen, was in den Teilbildern (b) zu sehen ist. Die Elektronen-Impulsverteilung ist ein Spiegelbild der Rückstossionen-Impulsverteilung bei Einfachionisation. Bei der Doppelionisation kompensiert die Summe der Impulse der beiden Elektronen den Ionenimpuls ( $p_r = -(p_{e,1} + p_{e,2})$ ). Die Elektronen der Doppelionisation besitzen demnach mehr kinetische Energie als die der Einfachionisation.

Die deutlich erkennbare Doppelpeakstruktur bei Doppelionisation ist eine unmittelbare Konsequenz der Zeitverzögerung zwischen der Rückkehr des ersten Elektrons und



Abb. 3.1. Ionenimpulsverteilung resultierend aus der Doppelionisation von Neon bei 1,9 · 10<sup>14</sup>W/cm<sup>2</sup>, 40fs, 800nm Laserpulsen. a) vertikale Achse: Impuls parallel zur Polarisationsrichtung, horizontale Achse: Impuls senkrecht zur Polarisation des Lasers.
b) Projektion auf die x-Achse. Links: Ne<sup>2+</sup>-Ionenverteilung, die Doppelpeakstruktur ist deutlich zu erkennen. Rechts: Die viel schmalere Ne<sup>1+</sup>-Ionenverteilung.

dem Herauslösen des zweiten im Rescatteringprozess. Bei hohen Laserintensitäten verschwindet diese Doppelpeakstruktur, da in diesem Intensitätsbereich die sequentielle Doppelionisation (Abb. 2.5 (3)) dominiert. In diesem sequentiellen Bereich kann die Impulsverteilung des doppelt geladenen Ions durch eine Faltung der Impulsverteilung des einfach geladenen Ions mit sich selbst simuliert werden [WEB00c]. Das würde man bei einem unabhängigen 2-stufigen Prozess erwarten. Für doppelt geladene Neon- und Helium-Ionen ist die Impulskomponente parallel  $(p_{\parallel})$  zur Polarisationsachse des Lasers in Abbildung 3.2 gezeigt. Die Ionen wurden durch 23fs, linear polarisierte Laserpulse mit Intensitäten zwischen  $0, 35 \cdot 10^{15} W/cm^2$  und  $1, 25 \cdot 10^{15} W/cm^2$  erzeugt (Zahlen oben links in Abbildung 3.2). Zum Vergleich sind in Teilbild rechts oben Daten gezeigt, die im Rahmen dieser Arbeit erzeugt wurden: Neon wurde bei  $0, 19 \cdot 10^{15} W/cm^2$  mit linear polarisiertem Laserlicht doppelt ionisiert. Zu sehen ist auch hier eine deutliche Doppelpeakstruktur, die sich in die Reihe der Messungen von [JES04] sehr gut einfügen lässt. Darauf wird im Ergebnisteil näher eingegangen.

Für ein Neontarget ist bei allen untersuchten Intensitäten bei der Doppelionisation eine deutliche Doppelpeakstruktur entlang der Polarisationsachse zu sehen (siehe Abbildung 3.2). Hingegen ist beim Heliumtarget dieses Merkmal bedeutend weniger deutlich sichtbar und bei kleinen Intensitäten verschwindet es sogar vollständig. Auf klassischen Betrachtungen basierend ([WEB00b],[MOS00],[FEU00]) ist dieser "Doppelpeak" nur kompatibel mit dem "Antenna-" [KUC87] oder dem Recollision- Mechanismus [COR93] unter allen nicht-sequentiellen (NS) Doppelionisationsbeiträgen, welche bis heute untersucht wurden. Beim Shake-Off-Prozess dagegen erhält man ein Maximum bei Impuls Null und es ist keine Doppelpeakstruktur auszumachen. Das wird auch durch Rechnungen bestätigt [BEC02]. Nichtsequentielle Mechanismen zur Doppelionisation beziehen explizit die Elektron-Elektron Wechselwirkung mit ein. Im Gegensatz dazu tunneln beim sequentiellen Mechanismus beide Elektronen unabhängig und nacheinander ins Kontinuum [DOE02].

Betrachtet man Abb.3.2 genauer, ist zu erkennen, dass bei gleichen Recollisionenergien  $E_{rec}$  verglichen mit dem Ionisationspotential  $I_p$  des zweiten Elektrons komplett unterschiedliche Verteilungen bei den Ionenimpulsverteilungen auftreten. Die Zahl rechts oben in jedem Teilbild zeigt das Verhältnis  $E_{rec}/I_p$ . Über der Energie über der Schwelle für direkte Elektronstossionisation etwa bei  $E_{rec}/I_p \sim 1$  verschwindet beim Helium die Doppelpeakstruktur komplett. Bei Neon hingegen ist sie klar zu erkennen und wird sogar unterhalb der Schwelle noch ausgeprägter [ERE03].

Eine mögliche Erklärung für diese weniger stark ausgeprägte Doppelpeakstruktur wurde erst kürzlich vorgeschlagen. Dabei wurde auf einen anderen nichtsequentiellen (NS) Doppelionisationsmechanismus [FEU01] verwiesen, dem bis dato nur wenig Aufmerksamkeit gegolten hatte und auf den im folgenden näher eingegangen wird: Untersuchungen der Impulskorrelation zwischen beiden emittierten Elektronen, dem



Abb. 3.2. Longitudinal Impulsverteilung  $(P_{\parallel})$  von  $He^{2+}$  (linke Spalte) und  $Ne^{2+}$  (rechte Spalte) Rückstossionen für die Doppelionisation bei der jeweils angegenen Laserintensität (Zahl links oben; sie ist in Einheiten von  $10^{15}W/cm^2$  angegeben) für 23fs linear polarisierte Laserpulse. Die Zahl rechts oben zeigt das Verhältnis  $E_{rec}/I_P$  an. Das ist das Verhältnis der Recollisionenergie zum Ionisationspotential des einfach geladenen Ions. Die schraffierten Bereiche deuten auf den kinematisch bevorzugten Bereich, der sich aus dem klassischen Recollision-Ionisations Modell ergibt [JES04]. Das Teilbild rechts oben sind Daten aus dieser Arbeit zum Vergleich.

sogenannten "filling of the valley" zwischen den beiden Peaks konnten quantitativ experimentell bestimmt werden und übereinstimmend mit der Elektron-Stoss-Anregung während des Rückstosses, gefolgt von einer effizienten Feldionisation des angeregten  $(Ar^+)^*$  Ions in einem der folgenden Zyklen des oszillierenden Laserfeldes erklärt werden.



**Abb. 3.3.** Aufspaltung der Beiträge von Ionisation durch Rückstoss und Anregung der Impulsverteilung parallel zur Polarisationsrichtung des Lasers. (a) Gesamtes Ionenimpulsspektrum, (b) Rückstoss-Anregung und anschliessendes Tunneln und (c) Elektronen-Rückstoss Prozess (e,2e). Der Driftimpuls  $4\sqrt{U_p}$  (wegen zwei Elektronen  $2 \cdot 2\sqrt{U_p}$ ) wird durch die Pfeile verdeutlicht [FEU01].

Die Projektion des Korrelationsmusters auf die Hauptdiagonale ergibt die Verteilung des parallelen Impulses  $p_{+}^{\parallel} = p_{1}^{\parallel} + p_{2}^{\parallel}$ , der das parallele Impulsspektrum des doppelt geladenen Ions widerspiegelt. Abbildung 3.3 zeigt diese Spektren getrennt für die verschiedenen Mechanismen. Der (e,2e)-Prozess allein führt nun zu zwei klar getrennten Maxima nahe des Ionendriftimpuls von  $4\sqrt{U_{p}}$ , welcher durch die Pfeile symbolisiert wird. Das ist in guter Übereinstimmung mit früheren Vorhersagen, die auf einfachen klassischen Annahmen beruhen ([GOR01a, KOP00]). Der zweite Mechanismus (Anregung-Tunneln) erzeugt einen einzigen Peak um den Impulsbetrag Null, welcher den gesamten Ionenimpulsertrag dominiert. Das Tal zwischen den (e,2e) Peaks wird gefüllt, woraus sich die beobachtete breite Struktur der Ionenimpulsverteilung ergibt.

Der Beitrag der Rückstoss-Anregung mit anschliessender Feldionisation ("Recollision-Excitation with Subsequent Field Ionization" (RESI)) ist der dominante Prozess bei der Ionisation von Argon. Das liegt an den aussergewöhnlich hohen Elektron-Stoss  $3p \rightarrow 3d$  Anregungs-Wirkungsquerschnitten, die jene der Rückstossionisation ("Recollision Ionization", RI) bei weitem übertreffen. Das gilt für alle Elektronen Stossenergien [JES04].

Erstaunlich an Helium ist, dass ähnlich wie Argon bei  $2, 5 \cdot 10^{14} W/cm^2$ , aber sehr unterschiedlich zu Neon bei  $10^{15} W/cm^2$ , die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{ion}$  der  $He^+$  Elektron Stossionisation wesentlich kleiner sind, als die der Anregung  $\sigma_{exi}$  (siehe dazu Abbildung 10 in [JES04]).

Es stellt sich heraus, dass RESI die entscheidende Rolle bei Argon und auch bei Helium spielt. Vor kurzem war oftmals noch angenommen worden, dass Rückstossionisation (RI) der dominierende nichtsequentielle Doppelionisationsmechanismus ist. RESI wurde in allen theoretischen Modellen vernachlässigt, die die Doppelpeakstruktur reproduzieren und seine immense Wichtigkeit wurde bisher nur von van der Hart u.a. [HAR00] beschrieben. Auf der anderen Seite wird die Doppelpeakstruktur von Neon unter der Recollision-Ionisationsgrenze durch die Rückkehr bei bestimmten Phasen im Laserfeld erklärt. Das effektive Ionisationspotential wird dabei durch das Feld deutlich erniedrigt. Deshalb ist es möglich, dass das zum Ursprungsion zurückkehrende Elektron das  $Ne^+$ -Ion mit Unterstützung des Laserfeldes ionisiert [ERE03].

# 3.2 Korrelierte Bewegung der Elektronen bei nichtsequentieller Doppelionisation

## 3.2.1 Korrelationen entlang der longitudinalen Richtung

Es existiert eine Korrelation zwischen den beiden herausgelösten Elektronen in longitudinaler Richtung, wie frühere Messungen, z.B. [WEB00a], schon zeigten.



**Abb. 3.4.** Elektronen-Impulsverteilung parallel zum elektrischen Feld (Daten aus [WEB00a]). Oben: Bei einer Intensität von  $3, 8 \cdot 10^{14} W/cm^2$ : Eine extreme Elektronenkorrelation ist zu erkennen, wohingegen die untere Darstellung eine Messung bei einer Intensität von  $15 \cdot 10^{14} W/cm^2$  zeigt: Die Elektronenkorrelation geht verloren.

In Abbildung 3.4 ist die Elektronen-Impulsverteilung parallel zum elektrischen Feld zu erkennen. Die Intensität bei dieser Messung betrug  $3, 8 \cdot 10^{14} W/cm^2$ : Eine extreme Elektronenkorrelation ist im oberen Bild zu erkennen. Die Intensität im unteren Teilbild war  $15 \cdot 10^{14} W/cm^2$  und die Verteilung verdeutlicht, dass die Elektronenkorrelation verloren geht. Beide Elektronen haben meist ähnlichen Impuls in Richtung parallel zum Laserfeld. Angenommen, dass dieser Impuls grösstenteils aus dem Laserfeld erhalten wird, so können wir folgern, dass beide Elektronen etwa 30° vor oder nach dem Maximum des Laserfeldes re-emittiert worden sind [WEC04]. Elektronen, die gleiche longitudinale Geschwindigkeit haben, stossen sich gegenseitig in lateraler Richtung ab, was bestätigt, dass sie beide das Atom etwa zur selben Zeit verlassen. Diese Beobachtungen sind in Übereinstimmung mit den durch Recollision-Elektronen gestalteten, doppelt angeregten Zuständen. Diese Zustände leben einen Bruchteil eines Laserzyklus und ionisieren dann, wenn das Feld sich seinem Maximum nähert [BRA96, PAN02].

In Übereinstimmung mit anderen Messungen ([WEB00a, FEU01, ERE03]) sehen wir ein Maximum in der Elektronenimpulsverteilung dann, wenn beide Elektronen zur selben Seite mit ähnlichem Impuls emittiert werden (siehe z.B. Abbildung 3.5). In Abbildung 3.5 wird die Verteilung von Elektronen parallel zur Polarisationsrichtung des Lasers gezeigt, die durch Doppelionisation von Neon bei einer Intensität von  $1, 9 \cdot 10^{14} W/cm^2$  und 800nm, 40fs Laserpulsen entstanden sind.

Innerhalb des Recollision Modells hat der parallele Impuls eine einfache physikalische Interpretation: Das zeitabhängige Laserfeld markiert den Zeitpunkt des Herauslösens der Elektronen. Man erhält Informationen über die Zeit, in der die beiden Elektronen emittiert werden (mehr dazu siehe auch im Ergebnisteil dieser Arbeit). Nehmen wir an, dass erstens die re-emittierten Elektronen das Atom mit keiner beträchtlichen Energie verlassen und zweitens Elektron-Elektron Impulsaustausch im Endzustand vernachlässigt wird. Dann resultiert der parallele Impuls  $k_{a,b}^{\parallel}$  von jedem Elektron ausschliesslich aus der Beschleunigung im optischen Feld:

$$k_{a,b}^{\parallel} = 2\sqrt{U_p} \cdot \sin\omega t_{ion} \tag{3.1}$$

Somit werden beide Elektronen, für Ereignisse mit  $k_a^{\parallel}$  entlang der Diagonale  $k_+^{\parallel} = k_a^{\parallel} + k_b^{\parallel}$ , gleichzeitig herausgelöst (oder zu jeder anderen Zeit, wenn  $sin\omega t_{ion}$  denselben Wert hat). Die Impulsdifferenz  $k_a^{\parallel} - k_b^{\parallel}$  misst die Zeitdifferenz zwischen dem Emittieren der beiden Elektronen.

Ereignisse, die in den beiden anderen Quadranten (zwei und vier) in Abbildung 3.5 liegen, sind konsistent mit Elektronen, welche das Ion zu einer signifikant anderen Zeit verlassen [FEU01], bzw. entsprechen einem Verlassen des Atoms bei entgegengesetztem Laserfeld. Wenn das allerdings so ist, kann es keine Endzustand-Wechselwirkung geben.



**Abb. 3.5.** Doppelionisation von Neon bei  $1, 9 \cdot 10^{14} W/cm^2$ , 800nm, 40fs, horizontale Achse: Impuls von Elektron a parallel zur Polarisations-Richtung, vertikale Achse: Impuls von Elektron b parallel zur Polarisations-Richtung.

## 3.2.2 Nichtsequentielle Doppelionisation von Helium

Auch Abbildung 3.6 a) zeigt die korrelierte Bewegung von zwei Elektronen in paralleler Richtung zur Polarisationsrichtung des Lasers. Bei einer aktuellen Messung sind diese Verteilungen aus der Doppelionisation von Helium in 23fs,  $0, 5 \cdot 10^{15} W/cm^2$  Laserpulsen entstanden [JES04]. Ein Elektron wurde direkt gemessen, das andere wie oben anhand der Impulserhaltung  $P_{e_2\parallel} = -(P_{e_1\parallel} + P_r)$  bestimmt.

Abbildung 3.6 b) ist die symmetrisierte Version von a). Diese benötigt man, um eine bessere Darstellung der Korrelationsmuster zu erzielen. Die symmetrische Version ist erklärbar, da beide Elektronen ununterscheidbar und somit nicht numerierbar sind. Ein leichtes Maximum der Impulsverteilung ist in den Quadranten eins und drei auszumachen, wobei auch ein Grossteil der Verteilung ausserhalb des klassisch erlaubten Bereiches liegt, der durch die durchgezogene Linie angedeutet wird.

Bei sequentieller Ionisation verhalten sich die beiden Elektronen völlig unabhängig voneinander und die Impulsverteilung für jedes einzelne Elektron peakt bei einem Driftimpuls von Null. Wie man sieht, existiert dagegen eine deutliche Korrelation



**Abb. 3.6.** Doppelionisation von Helium in 23fs,  $0.5 \cdot 10^{15} W/cm^2$  Laserpulsen. Horizontale Achse: Impuls von Elektron 1 parallel zur Polarisationsachse des Lasers, vertikale Achse: Impuls von Elektron 2 in gleicher Richtung. Teilbild b) ist die symmetrisierte Version von a) (siehe Text). Die durchgezogene Linie deutet den klassich erlaubten Bereich an.

im nichtsequentiellen Bereich der Doppelionisation von Helium mit einer steigenden Wahrscheinlichkeit dafür, dass beide Elektronen in die gleiche Hemisphäre emittiert werden. Ähnlich wie beim Argon [FEU01], aber unterschiedlich zum Neon [MOS03] wurden auch Beiträge von korrelierten Ereignissen ausserhalb des kinematisch erlaubten Bereiches (durchgezogene Linie in Abbildung 3.6) gefunden. Dieser klassisch erlaubte Bereich kann unter Berücksichtung von Impuls- und Energieerhaltung während der Recollision- Ionisation (RI) für verschiedene Laserintensitäten berechnet werden, was in Kapitel 2.6 verdeutlicht wurde.

## 3.2.3 Einschränkung der Transversalimpulse

Zunächst war es noch nicht möglich, den kompletten, dreidimensionalen Impulsraum mit hinreichend guter Auflösung zu vermessen, aber es konnten zumindest Einschränkungen der Impulse der transversalen Richtung vorgenommen werden, so dass diese Richtung zum ersten Mal mit zum Tragen kam [WEC01]. Das Ergebnis verdeutlicht Abbildung 3.7.

Die in Abbildung 3.7 dargestellten Verteilungen können durch die Elektron-Elektron-Abstossung erklärt werden. Diese Abbildung verdeutlicht die Doppelionisation von Argon bei einer Laserintensität im Fokuspunkt von  $4,7 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . Es zeigt die



Abb. 3.7. Doppelionisation von Argon bei einer Intensität von  $4,7 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . Longitudinal-Impulsverteilung der Elektronen mit Bedingung auf vier verschiedene Transversalimpulse der beiden Elektronen. (a)  $p_{T1,e} = 0, 0a.u. - 0, 1a.u.$ , (b)  $p_{T2,e} = 0, 1a.u. - 0, 2a.u.$ , (c)  $p_{T3,e} = 0, 2a.u. - 0, 3a.u.$ , (d)  $p_{T4,e} = 0, 3a.u. - 0, 4a.u.$ , weitere Erklärungen im Text [WEC01a].

Longitudinal-Impulsverteilung der beiden Elektronen. Dabei wurden Bedingungen auf vier verschiedene Transversalimpulse eines der beiden Elektronen gesetzt. Die resultierenden Verteilungen sind in den Teilbildern (a)-(d) zu sehen: (a)  $p_{T1,e} = 0, 0a.u. - 0, 1a.u.$ , (b)  $p_{T2,e} = 0, 1a.u. - 0, 2a.u.$ , (c)  $p_{T3,e} = 0, 2a.u. - 0, 3a.u.$ , (d)  $p_{T4,e} = 0, 3a.u. - 0, 4a.u.$  [WEC01a].

Elektronen, die den gleichen Parallelimpulsbetrag haben, müssen aufgrund ihrer Abstossung einen Winkel zwischen ihrer Flugbahn aufweisen, d.h. der Transversalimpuls mindestens eines Elektrons kann nicht Null sein, denn sonst würden sie sich direkt parallel zueinander bewegen, was aber die Elektron-Abstossung verbietet. Der Peak bei  $p_{e_{1,z}} = p_{e_{2,z}} = 1a.u.$  in 3.7(d) verdeutlicht das. Mindestens ein Elektron besitzt einen beträchtlichen Transversalimpuls, wenn beide Elektronen gleiche Parallelimpulsbeträge haben.

In den meisten Fällen findet die Auslösung bei Return-Phasen statt, bei denen das elektrische Feld gross genug ist, den ersten angeregten Zustand sofort zu ionisieren.

## 3.2.4 Korrelationen entlang der transversalen Richtung

Experimentelle und theoretische Studien der Elektron- und Rückstossionenimpulse waren bisher auf die Impulskomponente parallel zur Polarisationsrichtung beschränkt. In der Hoffnung, die Dynamik der nichtsequentiellen Doppelionisation detailierter beschreiben zu können, wird die transversalen Impulskorrelationen zwischen den verschiedenen Teilchen untersucht. In dieser Richtung ist der Einfluss des elektrischen Feldes auf die Elektronen und Ionen Null. Die Kinematik und der Impulsaustausch zwischen den Teilchen bleiben völlig unbeeinflusst vom Laserfeld und können somit genauer untersucht werden.

Seit kurzem gibt es dazu erste Ergebnisse für Helium, die mit Ergebnissen für Neon und Argon, die aus dieser Arbeit resultieren, verglichen werden sollen. Dazu wird auf Kapitel 6.5.2 verwiesen.

# Kapitel 4 Experiment

"Atome sind völlig unmöglich - vom klassischen Standpunkt aus betrachtet." Richard Feynman aus Feynman Lectures in Physics 3, Kap. 2, S.6

Das Experiment wurde am Institut für Kernphyik in Frankfurt entwickelt und 2002 an das National Research Council nach Ottawa/Kanada transportiert. In Zusammenarbeit mit den Forschern um Professor Corkum sind schon zahlreiche wertvolle Daten zur aktuellen Atom- und Molekülphysik in hochenergetischen elektromagnetischen Laserfeldern gesammelt und veröffentlicht worden.

# 4.1 COLTRIMS

Lange Zeit waren experimentelle Untersuchungen der Elektronen-Korrelation bei Ionisationsprozessen von Atomen, Molekülen und Festkörpern von der technischen Entwicklung der Apparatur abhängig. Bei traditionellen Messungen konnte mit energiedispersiven Spektrometern nur ein sehr geringer Raumwinkel ausgemessen werden. Schematisch zeigt das Abbildung 4.1.

COLTRIMS ("Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy") ist eine bildgebende Technik, die dieses Problem löst. Es handelt sich dabei um ein Mikroskop, mit dem dynamische atomphysikalische Prozesse beobachtet werden können. Es ist möglich, einen  $4\pi$ -Raumwinkel für niederenergetische Elektronen (bis einige 100 eV) zu gewährleisten. Gleichzeitig werden ein  $4\pi$ -Raumwinkel und eine hohe Impulsauflösung für die Ionen erzielt.

Der Ionenimpuls und Elektronenimpuls sind ähnlich gross, daher unterscheiden sich aufgrund der unterschiedlichen Masse von Elektron und Ion deren Energien und liegen beim Ion im Bereich von  $\mu$ eV bis meV. Diese Energien sind kleiner als die thermischen Bewegungen bei Raumtemperatur. Aus diesem Grund müssen die Atome vor dem Ionisationsprozess heruntergekühlt werden, was durch einen Überschall-Gasjet geschieht.

Zusätzlich zu einem schwachen elektrischen Feld (390 V/m) (Abbildung 4.2 links) wird dem gesamten Spektrometer auch ein magnetisches Feld in paralleler Richtung überlagert (Abb.4.2 rechts). Dies ist nötig, um auch höher energetische Elektronen auf den Detektor zu leiten. In einer an [MOS03p] angelehnten Analogie sollen das Abbildungen 4.1 und 4.2 zeigen: Der oben dargestellte Billardtisch verdeutlicht die sehr kleine Detektion des Raumes, denn es werden die Kugeln gezählt, die durch ein Loch rollen, über alles andere, was auf dem Tisch geschieht, gibt es keine Informationen an den Detektoren. Im linken Teilbild in Abbildung 4.2 wird der Tisch schräg gestellt und alle Kugeln rollen zum Detektor, was eine Überlagerung des elektrischen Feldes erklären soll. Allerdings können leicht auch welche vom Tisch herunterrollen. Das löst ein zum elektrischen Feld paralleles Magnetfeld: Der Billardtisch wird zusammengerollt und Kugeln (Elektronen) können nicht mehr so leicht den Tisch seitlich verlassen, d.h. Elektronen bis zu einer bestimmten Energie können das Spektrometer nicht mehr verlassen. Dieses Beispiel verdeutlicht das Zusammenspiel von magnetischen und elektrischen Feldern im Spektrometer sehr gut.

Diese Technik hat sich schon bei einer Vielzahl von Experimenten bewährt [DOE00, ULL03] und wurde erstmals von R. Moshammer und Mitarbeitern vorgeschlagen [Mos96b]. Praktisch wird das homogene Magnetfeld durch zwei Helmholtzspulenpaare erzeugt, die einen grossen homogenen Magnetfeldbereich erzeugen. Sie zwingen die Elektronen auf Zyklotronbahnen mit einer Frequenz von

$$\omega = 2\pi/T = e/m_e \cdot B \tag{4.1}$$

Im gegenwärtigen Experiment beträgt die Periodendauer einer Umdrehung 33ns, die Frequenz ist somit  $\omega = 1, 9 \cdot 10^8$ Hz. Elektronen mit einer Energie von bis zu etwa 40eV sollen noch nachgewiesen werden. Die entsprechende Magnetfeldstärke lässt sich durch



Abb. 4.1. Schematische Darstellung eines Ionisationsprozesses: Die Detektoren z\u00e4hlen die Kugeln, die in das jeweilige Loch rollen. Es wird insgesamt nur ein sehr geringer Raumwinkel detektiert.

#### 4.2 Targetkammer



Abb. 4.2. Das Schrägstellen des Billardtisches symbolisiert das elektrische Feld, das die Elektronen auf den Elektronendetektor leitet. Eine höhere Effizienz ist möglich, wenn parallel zum elektrischen Feld zusätzlich ein magnetisches Feld überlagert wird, was durch das Aufrollen des Tisches gezeigt werden soll: Jetzt werden auch höherenergetische Elektronen nachgewiesen (Idee aus [MOS03p]).

die Berechnung der Lorentz-Kraft bestimmen: Mit  $v_{max} = 3, 8 \cdot 10^6 \text{m/s}$  und einem maximalen Gyrationsradius von 20mm, der sich aus den geometrischen Abmessungen des Detektors ergibt ( $d_{mcp} = 80mm$ ), kann B berechnet werden und beträgt 10,8 Gauss. Für weiterführende Details wird auf Kapitel 5.4 verwiesen.

Bei vollständiger Kinematik können die Impulse und Energien im Ausgangskanal, d.h. nach der Ionisation im Fokus, für beide Ionen  $(Ne^{1+} \text{ und } Ne^{2+})$  und die entsprechenden Elektronen aus den gemessenen Flugzeiten und Orten bestimmt werden. Das Experiment erfasst also somit den vollständigen Impulsraum des Ausgangskanals. Die Selektion des Ladungszustandes des Ions erfolgt über die Flugzeit. Mit Hilfe des Masse-Ladungs-Verhältnisses von Ionen lassen sie sich eindeutig einer Flugzeit zuordnen. Die Flugzeiten von Teilchen gleicher Masse und Ladung q in einem elektrischen Feld sind proportional zu  $1/\sqrt{q}$ . Deshalb spaltet die Ionenflugzeitverteilung in voneinander getrennte Peaks auf, die direkt den Ladungszuständen der Ionen zugewiesen werden können. So lassen sich die unterschiedlich geladenen Ionen anhand der Flugzeitund Ortsmessung unterscheiden.

Mit Hilfe der Coltrims-Technologie kann man auf diese Weise grosse Raumwinkel und eine gute Auflösung erreichen.

# 4.2 Targetkammer

Abbildungen 4.3 und 4.4 zeigen die verwendete Experimentierkammer schematisch und als Foto. Deutlich sind die beiden Spulenpaare zu erkennen, die ein homogenes Magnetfeld (10,8 Gauss) in der Targetzone gewährleisten. Die Edelstahlkammer ist auf einem Aluminiumgestell montiert, um störende Einflüsse aus magnetisierenden Mate-



Abb. 4.3. Schematischer Aufriss der Messapparatur: Expansionskammer inkl. Kaltkopf, Experimentierkammer: zu sehen sind der Ionen (links)- und Elektronendetektor (rechts), sowie die verwendeten Turbomolekularpumpen und die Cryopumpe. Grau schattiert: die beiden Helmholtzspulenpaare.

#### 4.2 Targetkammer

rialien zu vermeiden. Im schematischen Aufriss (4.3) ist zu erkennen, welche Pumpen im einzelnen verwendet wurden, um ein Vakuum von unter  $10^{-10}$  mbar in der Targetkammer zu erreichen. Die Kammer wurde so konzipiert, dass sie problemlos bis etwa 180° Celsius ausgeheizt werden kann.



Abb. 4.4. Aufnahme der Experimentierkammer: Im linken Bildteil befindet sich der Elektronendetektor. Rechts ist der Ionendetektor montiert. Die Spulen sind deutlich zu sehen. Zu erkennen sind auch Teile der Elektronik und des Aufnahmesystems.

Das (Neon-) Gas expandiert bei einem Vordruck von etwa zehn Bar durch eine  $30\mu m$  grosse Düse in die Quellkammer. An der Quellkammer ist eine hohe Pumpleistung nötig, da beinahe der gesamte Gasstrahl durch den Skimmer abgeschält wird. Das Vakuum in dieser Stufe beträgt etwa  $10^{-4}$  mbar. Anschliessend expandiert der Gasstrahl durch einen  $300\mu m$  grossen Skimmer in die Experimentierkammer. In der Reaktionszone im Spektrometer wird er von einem linear polarisierten, durch einen sphärischen Spiegel fokussierten, Laserstrahl ionisiert.

Da bei diesen sehr hohen Laserintensitäten sämtliche Atome und Moleküle im Fokuspunkt ionisiert werden, was zu höheren Ionen- und Elektronenraten führt, ist es unabdingbar Ultra-Hoch-Vakuum (UHV) zu gewährleisten. Befindet sich Restgas in der Targetkammer, erhöht sich die Wahrscheinlichkeit falsche Koinzidenzen zu messen und die gemessenen Elektronen lassen sich nicht mehr eindeutig ihrem Ursprungsion zuordnen.

Um in den Bereich des UHV zu kommen, wird u.a. auch ein Cryo-Refrigerator eingesetzt. Er arbeitet in einem geschlossenen Heliumgaskreislauf nach dem Gifford-McMahon-Prinzip [CRYO]. Ein grosser Vorteil dieses Prinzips ist, dass der Kaltkopf, der die Lamellen enthält, und die Kompressionseinheit räumlich voneinander gerennt und diese mit flexiblen Druckleitungen verbunden sind. Der Kaltkopf kann lageunabhängig betrieben werden. Er ist bei unserer Apparatur über Kopf montiert.



Abb. 4.5. Animierte Darstellung des Inneren der Kammer: zu sehen ist das Spektrometer nebst Detektoren, sowie der Skimmer, der sphärische Spiegel und schematisch die Elektronen und ein Ion.

Das vom Kompressor verdichtete Helium-Gas wird in zwei Stufen des Kaltkopfes expandiert: Die erste Stufe wird auf eine Temperatur von 30K bis 80K gekühlt, die zweite Stufe auf 8K bis 20K. An der zweiten Stufe sind die Lamellen kontaktiert. Sie sind als ebene, gekröpfte Kupferbleche ausgebildet, die sich in sehr geringem Abstand gegenüberstehen. Die Innenseiten dieser Bleche sind mit Aktivkohle belegt. An dieser Aktivkohle können schwer kondensierbare Gase, wie z.B. Wasserstoff, Neon und Helium, adsorbiert werden. An den Aussenflächen dagegen kondensieren bei Temperaturen zwischen 8K und 20K vorzugsweise alle leicht kondensierbaren Gase in die feste Phase. Die Adsorbtionsflächen sind so bemessen, dass das Saugvermögen für Wasserstoff ähnliche Werte erreicht wie für Luft. Die Ionen und Elektronen, die im Fokuspunkt entstanden sind, werden aufgrund des homogenen elektrischen Feldes von 390 V/m und des magnetischen Feldes auf zwei ortsauflösende Channel-Plate-Detektoren (4.6.2) geleitet [ROENT]. Diese Parameter führen zu einem Raumwinkel von  $4\pi$  der Impulsmessung für Elektronen mit einer Energie bis zu 35eV.

Die interne Temperatur des Überschall-Gas-Jets (4.9) ist senkrecht zu seiner Ausbreitungsrichtung kleiner, als parallel dazu. Diese Temperatur bestimmt die Auflösung des Ionenimpulses. Aus diesem Grund wurde die Polarisationsrichtung des Laserstrahls parallel zur Ausbreitungsrichtung des Jets gelegt. Somit wurde die grösste Impulsauflösung senkrecht zur Laserpolarisation gewährleistet.

Die Elektronenrate betrug 0,1 und die der Ionen 0,02 pro Laserschuss. Bei der Einfachionisation können echte Koinzidenzen aufgrund der Impulserhaltung von Elektron und Ion identifiziert werden (siehe 6.2). Das Verhältnis der falschen Koinzidenzen, bei dem das Ion und Elektron aus verschiedenen Atomen, die aber im gleichen Schuss ionisiert wurden, stammen, zu allen Ereignissen lag bei 9%.

# 4.3 Überschall-Gasjet

Die mittlere thermische Energie freier Gasatome oder -moleküle beträgt bei Raumtemperatur (300° Kelvin) aufgrund der Maxwell-Verteilung  $E_{therm} = 3/2 \cdot k_B \cdot T = 40$  meV. Dabei ist  $k_B = 8,617 \cdot 10^{-5}$  eV/K die Boltzmannkonstante. Diese thermische Energie entspricht einem Impuls von etwa  $p_{therm} = 4,5$  a.u. bei Helium und 10,4 a.u. bei Neon. Diese Impulsverteilung würde die gemessenen Impulsverteilungen komplett verdecken, denn die erwarteten Verteilungen bei diesem Experiment liegen für Neon bei maximal 6 atomaren Einheiten in Richtung der Polarisation und etwa 1,5 atomaren Einheiten senkrecht dazu.

Aus diesem Grund muss das Gastarget gekühlt werden. Das geschieht mit Hilfe des Überschall-Gasjets. Es handelt sich dabei um eine adiabatische, isochore Expansion des Gases, die in eine gerichtete Strömung überführt wird und somit sehr tiefe innere Temperaturen gewährleistet [WEBDR].

Abbildung 4.6 zeigt den hier verwendeten Gasjet: Unten ist der Kaltkopf (3) zu erkennen, darüber ist auf einer Kupferstange die Düse (1) montiert. Die Kupferzuleitung des Gases ist deutlich zu sehen. Das Gas wird in ein kleines Reservoir geleitet (3). Da sich das Reservoir direkt überhalb des Stempels eines Heliumkryostaten befindet, wird das Gas stark abgekühlt. Die Temperaturstabilisierung geschieht durch eine an der Düse angebrachten elektrischen Heizung (2), die die Temperatur nicht unter die Gefriertemperatur des entsprechenden Gases (hier Neon) fallen lässt. Durch ein Relais

#### Experiment



Abb. 4.6. Dargestellt ist der verwendete Gasjet, der auf dem Stempel eines Helium-Kryostaten aufgebaut ist: (3) zeigt das kleine Reservoir, in dem das Gas vorgekühlt wird, das durch die Kupferleitung in die 300μm-Düse (1) geleitet wird. (2) zeigt die elektrische Heizung zur Temperaturstabilisierung (siehe Text).

an der Spannungsversorgung wird die Heizung gesteuert. Anschliessend strömt das Gas durch die Kupferleitung in die Düse mit einem Durchmesser von  $30\mu m$  und expandiert dann adiabatisch, isochor in die Quellkammer. Es stellt sich eine Überschallexpansion ein, wenn der gewählte Vordruck  $P_0$  gross genug gegenüber dem Umgebungsdruck in der Quellkammer  $P_{quell}$  ist.

## 4.3.1 Überschall-Expansion des Atomstrahls

Die Mach-Zahl M gibt das Verhältnis der Flussgeschwindigkeit v und der lokalen Schallgeschwindigkeit c des Gases an. Die lokale Schallgeschwindigkeit ist die Grenzgeschwindigkeit, mit der sich Druckänderungen maximal ausbreiten können.

$$M = \frac{v}{c} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \cdot \left[ \left( \frac{P_{quell}}{P_0} \right)^{\frac{1 - \kappa}{\kappa}} - 1 \right]}$$
(4.2)

 $\kappa$  gibt den Adiabatenkoeffizienten an, der mit den Wärmekapazitäten des Gases bei konstantem Druck  $C_P$  und konstantem Volumen  $C_V$  und mit der Anzahl der Freiheitsgrade f des jeweiligen Atoms oder Moleküls verknüpft ist [WEBDR, WEC01a, MIL88]:

$$\kappa = \frac{C_P}{C_V} = \frac{f+2}{f} \tag{4.3}$$

Falls die Machzahl M grösser als 1 ist, bildet sich eine Überschallexpansion aus. In Abbildung 4.7 erkennt man schematisch die Expansion des Gases durch die Expansionsdüse. Deutlich zu sehen ist die  $cos^4$ -Verteilung. Diese Verteilung entsteht beim Passieren des Düsenrandes. Treten die schnellen Gasatome in den Niederdruckbereich der Quellkammer ein, entsteht eine Nachexpansion. Das führt zu Verdünnungswellen im Aussenbereich der gerichteten Strömung. Diese werden wieder nach innen in Richtung der Strahlachse zu einer Verdichtungswelle reflektiert.

Es bildet sich eine Übergangszone aus Schock- und Kompressionswellen als Einhüllende rund um das Volumen aus, in dem sich alle Gasatome mit der gleichen Überschallgeschwindigkeit bewegen. Dieser Bereich wird "zone of silence" genannt. Die Verdichtungsfront rund um diese Übergangszone verengt sich zu einem Verdichtungsknoten an der Spitze der cos<sup>4</sup>-Verteilung rund um die Strahlachse, die Machsche Scheibe genannt wird. Hinter dieser Scheibe herrscht wieder eine Unterschallströmung im freien Gasstrahl. Dieses abwechselnde Geschwindigkeitsprofil kann sich unter Umständen periodisch fortsetzen [WEBDR].



Abb. 4.7. Schematische Darstellung einer Überschallexpansion in Form einer cos<sup>4</sup>-Verteilung. Zu sehen sind die verschiedenen Schockfronten und Kompressionswellen. Desweiteren erkennt man die "zone-of-silence", die die kalten Atome beinhaltet. Aus ihr werden durch einen Skimmer die kalten Atome herausgeschält [MIL88].

Wenn der Druck  $P_{quell}$ , in den der Gasstrahl mit dem Druck  $P_0$  hinein expandiert, sehr klein ist, handelt es sich um eine adiabatische Zustandsänderung, da ein Wärmeaustausch weder mit der Expansionsdüse noch mit der Umgebung stattfindet. Somit findet nur im Gas selbst eine Wärmeänderung statt, denn das Gas kühlt sich auf einige mK ab. Dies kann mit der Adiabatengleichung des idealen Gases beschrieben werden [ATKPC]:

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \tag{4.4}$$

Mit  $\kappa = 5/3$ . Da  $P_{quell}$  in der Übergangszone sehr klein ist, ist auch P sehr klein gegenüber  $P_0$ . Aus obiger Gleichung folgt direkt, dass auch T gegenüber  $T_0$  sehr klein ist.

Nach [MIL88] gilt, dass die freie Enthalpie  $h_0$  pro Teilchen eine Erhaltungsgrösse der Expansion ist:

$$h_0 = C_P \cdot T_0, \qquad C_P = 5/2k_B$$
(4.5)

Ausgehend davon, dass der Hintergrunddruck der Quellkammer  $P_{quell}$  sehr klein ist (im Idealfall wäre  $P_{quell} = 0$  und T = 0), keine mechanische Arbeit verrichtet wird und die Energie bei der Expansion vollständig in kinetische Energie nach der Expansion übergeht, folgt:

$$h_0 = \frac{m v_\infty^2}{2} \tag{4.6}$$

Aus den bisherigen Gleichungen folgt unmittelbar für die Geschwindigkeit der Gasatome nach der Expansion:

$$v_{\infty} = \sqrt{\frac{5k_B T_0}{m}} \tag{4.7}$$

Die tatsächliche Temperatur T ist allerdings von Null verschieden und lässt sich nicht leicht berechnen. Aus diesem Grund wird die Endtemperatur des Gasjets als Funktion



Abb. 4.8. Dreidimensionale Darstellung eines Überschall-Gasjets. Hierbei handelt es sich um die Computersimulation eines Gasjets ähnlich dem, der bei diesem Experiment verwendet wurde. Deutlich ist die "zone-of-silence" am linken Bildrand zu erkennen [NOR3D].

des "Speedratio S" beschrieben [WEBDP]:

$$T = \frac{5T_0}{2S^2}$$
(4.8)

 $\operatorname{mit}$ 

$$S = \frac{v_{\infty}}{\sqrt{2k_B \frac{T}{m}}} \tag{4.9}$$

Das Speedratio ist abhängig vom Produkt aus Vordruck und Düsendurchmesser. Die Länge  $l_z$  der "zone-of-silence" hängt ebenfalls von diesen Parametern ab:

$$l_z = \frac{2}{3}d \cdot \sqrt{\frac{p_0}{p_{quell}}} \tag{4.10}$$

Der Abstand zwischen Düse und Skimmer wird so eingestellt, dass der Skimmer in die Zone eintaucht, um den inneren Bereich der Zone herauszuschälen. In Abbildung 4.8 ist ein Überschall-Gasjet dargestellt. Dieser ist durch eine Computersimulation erzeugt worden. Deutlich ist die "zone-of-silence" am linken Bildrand zu sehen.

Es kann davon ausgegangen werden, dass die Expansionsdüse im Vergleich zu den Abmessungen der Expansionszone punktförmig ist. Deshalb werden Gasatome während der Expansion vor allem in Ausbreitungsrichtung beschleunigt. Die homogen über drei Raumrichtungen verteilte thermische Energie geht bei der Expansion in eine gerichtete Bewegung in Ausbreitungsrichtung über. Die Geschwindigkeitsverteilung wird also extrem klein, was einer Abkühlung entspricht [SPIDR].



Abb. 4.9. Schematische Darstellung des Überschall-Gasjets. Zu sehen ist der Skimmer, der in die "zone-of-silence" eintaucht, sowie der Reaktionsbereich, in dem sich der Gasstrahl und der Laserstrahl kreuzen. Die Düse mit einer Öffnung von 0,3 mm ist am unteren Bildrand zu erkennen. Die Skizze ist nicht massstäblich. Abbildung 4.9 zeigt, dass mit Hilfe eines Skimmers, der die Form eines Hohlkegels mit einer Öffnung von etwa 0,3 mm hat, das Innere dieser "zone-of-silence" herausgeschält wird. Randbereiche dieser Zone werden durch das Restgas abgebremst und sind für den Experimentierstrahl nicht gewünscht. Der aus dem Skimmer austretende Atomstrahl bildet den Überschall-Gas-Jet.

# 4.4 Koordinatensystem

Das bei diesem Experiment verwendete Koordinatensystem ist in Abbildung 4.10 dargestellt. In diesem Koordinatensystem werden die einzelnen Impulse berechnet. Dabei zeigt die  $\vec{z}$ -Richtung in die Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls (Poyntingvektor), die  $\vec{y}$ -Richtung parallel zum Gasjet und die  $\vec{x}$ -Richtung senkrecht zu beiden anderen. Während des Experimentes ist es nicht genau möglich, die Koordinatensysteme der Elektronen- und Ionen-Detektoren genau auf die entsprechenden gemeinsamen Achsen zu bringen, um beide konsistent zueinander zu machen. Deshalb wird sich den physikalischen Erkenntnissen bedient, genaugenommen der Impulserhaltung von Ionen und Elektronen bei Einfachionisation. Sie verlangt, dass die Hauptachsen der Impulsverteilung auf beiden Detektoren parallel ausgerichtet ist.

Elektronen werden bevorzugt in Richtung des oszillierenden Lasefeldes emittiert [DEL98]. Die Polarisation ist parallel zum Gasjet und somit zu den Detektoren gewählt. Es entsteht also eine zigarrenförmige Impulsverteilung entlang der y-Richtung. Wegen der



Abb. 4.10. Darstellung des Koordinatensystems: Die Spektrometerachse (=Flugzeitrichtung) ist die z-Achse, die y-Achse liegt parallel zur Richtung des Überschall-Gasjets und die x-Achse senkrecht zu beiden (zweite Orts-Impuls-Richtung).

Impulserhaltung müssen die entsprechenden Ionenimpulsverteilungen ebenfalls entlang der y-Richtung ausgedehnt sein. Die einzelnen Ionen- und Elektronenimpulsverteilungen der Einfachionisation werden für jede Raumrichtung gegeneinander aufgetragen, um auch die Händigkeit der Koordinatensysteme zu überprüfen. Mehr zu den Messdaten und Eichungen, siehe Kapitel 4.8.

# 4.5 Flugzeitfokussierendes Impulsspektrometer

Die bei der Ionisation entstandenen Elektronen und Rückstossionen werden mit Hilfe von elektrischen und magnetischen Feldern auf die jeweiligen MCP-Detektoren projiziert. Die Feldgeometrie des Spektrometers kann dem jeweiligen Experiment bezüglich der Impulse und Energien der Teilchen angepasst werden.



Abb. 4.11. Bei diesem Experiment verwendetes Spektrometer: Gesamtlänge: 883 mm, davon 144 mm Elektronen-, bzw. 453 mm Ionen-Driftstrecke, 63 mm Elektronen- und 223 mm Ionenbeschleunigungsstrecke. Der Ionendetektor ist links zu erkennen, der Elektronendetektor ist am Kammerflansch montiert und wird beim Einbau an das Spektrometer angeschlossen.

Abbildung 4.11 zeigt das bei diesem Experiment verwendete Spektrometer. Zu erkennen sind auch der Anschluss für den Elektronendetektor (rechte Seite), der auf dem Kammerflansch montiert ist und an das Spektrometer angedockt wird, sowie der Ionendetektor (linke Seite).

Das Spektrometer liefert ein homogenes elektrisches Feld. Das geschieht durch die Anordnung der Kupferelektroden, die im Abstand von 5 mm angeordnet und durch Widerstände miteinander verbunden sind. Durch Anlegen einer Spannung an den beiden Enden, entsteht ein homogenes elektrisches Feld im Inneren des Spektrometers. Dieses elektrische Feld selektiert die Teilchen nach ihrer Ladung. Die gebogenen Spektrometerplatten zeigen die Einlässe für den Überschall-Gasjet (oben) und den Laserstrahl (seitlich). Diese Anordnung hat sich bewährt, da dadurch auch nahe des Reaktionsvolumens ein homogenes elektrisches Feld gewährleistet werden kann. An den beiden Enden der Spektrometerplatten befinden sich die jeweiligen Driftstrecken: Die lange Ionendriftstrecke (453 mm) und die Elektronendriftstrecke (144 mm). Sie besitzen das selbe Potential wie die jeweils letzte Spektrometerplatte. Die Driftstrecken ermöglichen eine Flugzeitfokussierung dann, wenn sie entsprechend dimensioniert sind. Eine gute Zeitfokussierung wird erreicht, wenn das Verhältnis in homogenen Feldern von Beschleunigungs- zu Driftstrecke 1:2 ist. Damit ist es möglich unterschiedliche Startorte zu gleichen Flugzeiten zu fokussieren.

Um ein gutes homogenes elektrisches Feld auf der Elektronenseite zu gewährleisten, befindet sich zwischen der Beschleunigungs- und Driftstrecke ein feinmaschiges Gitter (Maschenweite 240  $\mu m$ ). Das verhindert den Felddurchgriff in den Driftbereich. Auf der Ionenseite befindet sich dort kein Gitter. Allerdings entsteht dadurch beim Übergang der Beschleunigungsstrecke zur Driftstrecke eine Linse, deren Effekt bei der Auswertung der Messdaten berücksichtigt werden muss. Zwischen Detektor und Driftstrecke befindet sich wiederum ein feinmaschiges Gitter gleicher Maschenweite.

Dem gesamten Spektrometer wird ein Magnetfeld überlagert, das parallel zum elektrischen Feld steht und die magnetische Feldstärke von 10,8 Gauss besitzt. Das magnetische Feld zwingt die Elektronen auf Zyklotronbahnen mit einer Frequenz von  $1,904 \cdot 10^8 Hz$ . Somit wird die Nachweisrate bzw. der Nachweisraumwinkel der Elektronen auf dem Elektronen-Detektor erhöht, denn es werden höherenergetische Elektronen nachgewiesen, die ohne Magnetfeld das Spektrometer verlassen würden. Natürlich wirkt das magnetische Feld auch auf die Ionen. Der Einfluss des Magnetfeldes auf geladene Teilchen wird durch die Lorentzkraft bestimmt:

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \tag{4.11}$$

Ein magnetisches Feld bewirkt eine Drehung der Ortsverteilung des Neon-Ions. Diese Drehung ist in der Analyse berücksichtigt worden.

Aus der gemessenen Flugzeit und dem Auftreffort der Teilchen auf den Detektoren lässt sich eindeutig der Startimpuls der Elektronen und Ionen bestimmen.

#### 4.5.1 Rückstossionenzweig des Spektrometers

Der Rückstossionenzweig des Spektrometers umfasst die Rückstossionen- Beschleunigungsbzw. Driftstrecke und den Ionendetektor. Die Trajektorie, die das Rückstossion auf dem Weg zum Ionendetektor beschreibt, lässt sich mit den Bewegungsgleichungen des freien Falls beschreiben [DORBA, SPIDR, WEC01a]:

Die Bewegungsgleichungen in Flugzeitrichtung (z-Richtung) lauten:

$$s_1 = v_z^0 + \frac{1}{2}at_1^2 \tag{4.12}$$

$$s_2 = v_z^{acc} t_2 \tag{4.13}$$

 $s_1$  ist die Flugstrecke in der Beschleunigungszone,  $t_1$  die entsprechende Flugzeit, sowie  $s_2$  und  $t_2$  die entsprechenden Grössen innerhalb des Driftbereiches. Die elektrische Feldstärke E beträgt bei diesem Experiment 3,9 V/cm.

 $v_z^0$  ist die gesuchte Startgeschwindigkeit des Rückstossions in Flugzeitrichtung,  $a = E \cdot \frac{q}{m}$  die Beschleunigung (m ist die Masse des Ions und q dessen Ladung) und  $v_z^{acc} = v_z^0 + at_1$  seine Geschwindigkeit nach Verlassen der Beschleunigungszone. Gleichung 4.12 nach  $t_1$  aufgelöst ergibt:

$$t_1 = -\frac{v_z^0}{a} \pm \sqrt{\left(\frac{v_z^0}{a}\right)^2 + \frac{2s_1}{a}}$$
(4.14)

Das Vorzeichen vor der Wurzel bestimmt die Startrichtung der Ionen relativ zum elektrischen Feld. Wie erwähnt, wird die Driftstrecke zur Flugzeitfokussierung benutzt. Es kann davon ausgegangen werden, dass die Teilchen eine verschwindend geringe Startgeschwindigkeit  $v_z^0$  haben. Dann folgt mit  $t = t_1 + t_2$ , d.h.

$$\frac{\delta t}{\delta s_1} \stackrel{!}{=} 0 \qquad \text{oder} \qquad \frac{\delta t_1}{\delta s_1} \stackrel{!}{=} -\frac{\delta t_2}{\delta s_1} \tag{4.15}$$

die oben angesprochene Bedingung zur Zeitfokussierung:

$$s_2 = 2 \cdot s_1 \tag{4.16}$$

Diese Bedingung leitet sich aus den Flugzeitmassenspektrometern ab, die schon 1955 von W. C. Wiley und I. H. McLaren entwickelt wurden [WIL55]. Bei einer solchen Anordnung der beiden Strecken sind die Flugzeiten in guter Näherung unabhängig vom Startort (Rechnungen dazu siehe in [BOE92]). Nach diesen Voraussetzungen ist das Rückstossionen-Impulsspektrometer hergestellt worden. Die Beschleunigungsstrecke beträgt 223mm, die Driftstrecke ist dementsprechend 453mm lang. Somit hat der Rückstossionenzweig des Spektrometers eine Gesamtlänge von etwa 676mm. Die kinetische Energie, die sich aus  $v_z^{acc}$  ergibt, liegt im Bereich einiger eV, da die elektrische Feldstärke einige V/cm beträgt. Die Flugzeitfokussierung ist allerdings bei diesem

Experiment nicht zwingend, da der Fokus nur einige  $\mu m$  klein ist.

Die bisherigen Betrachtungen haben sich ausschliesslich auf die z-Richtung, also Flugzeitrichtung, bezogen. Der Gesamtimpuls der Teilchen setzt sich allerdings aus den Impulsen aller drei Ortsrichtungen zusammen. Für die Geschwindigkeiten der kräftefrei fliegenden Ionen in x-Richtung, also in Richtung des Poyntingvektors des Lasers, bzw. in y-Richtung (das ist die Richtung des Überschall-Gasjets), gilt dann in erster Näherung:

$$v_x^0 = \frac{x}{t} \qquad \qquad v_y^0 = \frac{y}{t} \tag{4.17}$$

Hierbei ergeben sich x und y aus der Differenz des Auftreffortes auf den Detektor zu den Orten ohne Anfangsgeschwindigkeit. Allerdings sind an Gleichung 4.17 noch Korrekturfaktoren anzubringen, da sich kein Gitter auf der Recoilseite des Spektrometers befindet. Somit kommt es durch Felddurchgriffe zu einer Inhomogenität des elektrischen Feldes. Diese Korrekturfaktoren erhält man aus Rechnungen, die diese fehlende Linse in der Spektrometergeometrie simulieren. In diesem Fall beträgt der Faktor 0,66. Für die entsprechenden Impulse in transversaler Richtung gilt dann:

$$p_{x,r} = m_{Ne^{1+}} \cdot v_x = m_{Ne^{1+}} \cdot \frac{x}{t} \tag{4.18}$$

$$p_{y,r} = m_{Ne^{1+}} \cdot v_y = m_{Ne^{1+}} \cdot \frac{y}{t}$$
(4.19)

Das ist ebenfalls nur in erster Näherung angegeben, da die oben besprochenen Korrekturfaktoren natürlich auch Einfluss auf die Impulse in Ortsrichtung haben. Für die Impulse der doppelt geladenen Neon-Ionen gilt entsprechendes.

Für den Impuls der Rückstossionen in Flugzeitrichtung gilt:

$$p_{z,r} = \frac{q \cdot U}{s_B} \cdot (t - t_0) \tag{4.20}$$

 $\operatorname{mit}$ 

$$t_0 = t(p_{z,r} = 0) = 2\sqrt{\frac{2M_r s_B^2}{qU}}$$
(4.21)

q ist Ladung des Ions, U die Beschleunigungsspannung über das Spektrometer,  $s_B$  die Länge der Beschleunigungsstrecke und  $t_0$  die Flugzeit zum Startimpuls 0. Die Gesamtflugzeit t der Rückstossionen skaliert mit der Wurzel aus der im elektrischen Feld des Spektrometers aufgenommenen Energie. Die Ladungszustände der Ionen lassen sich somit separieren. Zur Bestimmung der Ionenimpulse werden relative Flugzeitunterschiede gemessen. Im idealisierten Fall wirken auf die Ionen keine Kräfte senkrecht zur Spektrometerachse. Ein homogenes elektrisches Feld ist dazu unerlässlich.

## 4.5.2 Elektronenzweig des Spektrometers

Der Elektronenzweig des Spektrometers ist die Elektronenbeschleunigungs- bzw. Driftstrecke und der Elektronendetektor. Durch die Messung der Flugzeit der aus der Ionisation entstandenen Elektronen und deren Auftreffort lässt sich der Startimpuls in allen drei Raumrichtungen bestimmen. An der Reaktion bei Doppelionisation sind zwei Elektronen und ein Ion beteiligt. Der Impuls wird von einem Elektron gemessen und durch die Impulserhaltung von Ionen- und Elektronenimpuls für das andere Elektron ausgerechnet.

Das Verhalten eines Elektrons in Drift- und Beschleunigungsbereich zeigt Abbildung 4.12. Die Strecke s gibt die Länge des Beschleunigungsfeldes an. Die Länge der Driftstrecke ist dann 2s (das gewährleistet die Flugzeitfokussierung). Gezeigt ist die Trajektorie der Elektronen, die gerade noch auf dem Detektor nachgewiesen werden können, was dem dann maximal noch nachzuweisenden Impuls in Jetrichtung entspricht.

Die gesamte Flugzeit ("time-of-flight", TOF) eines Teilchens im flugzeitfokussierenden Spektrometer setzt sich zusammen aus der Verweildauer  $t_a$  in der Beschleunigungszone (s) und der Zeit, die es zum Durchqueren der Driftzone  $d = 2 \cdot s$  benötigt  $t_d$ , also  $TOF = t_a + t_d$ .

#### Elektronen-Startimpulse in Ortsrichtung

Die Startimpulse in Ortsrichtung können auf eine direkte Messung des Ortes auf dem Elektronendetektor in Referenz zu einem Ortsnullpunkt bei gegebener Flugzeit zurückgeführt werden. Das elektrische Absaugfeld im Spektrometer besitzt (idealerweise) keine Komponenten senkrecht zur Spektrometerachse. Wie weiter oben erwähnt, wird dem elektrischen Feld in paralleler Richtung ein homogenes Magnetfeld überlagert. Das verhindert, dass Elektronen mit hoher Energie das Spektrometer verlassen. Auf geladene Teilchen mit Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zum Magnetfeld



Abb. 4.12. Schematische Darstellung der Flugbahn eines Elektrons im flugzeitfokussierenden Spektrometer.



Abb. 4.13. Trajektorien (a,b,c,d) eines Elektrons im homogenen Magnetfeld B bei schiefem Einfall in die x-y-Ebene [WEBDR, BET90].

wirkt die Lorentzkraft, die die Elektronen mit dem Transversalimpuls auf Kreisbahnen zwingt. Abbildung 4.13 zeigt die Zyklotrontrajektorien entlang der Spektrometerachse. Die Dauer eines Kreisumlaufes wird durch die Stärke des B-Feldes bestimmt. Die Startimpulse in Ortsrichtung ( $p_x$  und  $p_y$ ) können aus der Zentripetalkraft  $F_Z$  und der Lorentzkraft  $F_L$ , die im Gleichgewicht stehen, ausgerechnet werden:

$$F_Z = \frac{m \cdot v^2}{r} = q \cdot v_\perp \cdot B = F_L \tag{4.22}$$

daraus folgt für den Impuls:

$$p_{\perp} = m \cdot v_{\perp} = q \cdot r \cdot B \tag{4.23}$$

In Abbildung 4.14 wird schematisch die Berechnung der Ortsimpulse aus der Ortsmessung verdeutlicht: Wie erwähnt beschreiben die Elektronen aufgrund des Magnetfeldes Kreisbahnen, die durch den Gyrationsradius bestimmt werden. Der gesamte Transversalimpuls ergibt sich als eine Tangente an diesem Kreis. Gemessen wird die Strecke R, also der Abstand des Auftreffpunktes vom Nullpunkt des Detektors. Durch die Berechnung der vorliegenden Winkel können schliesslich die Impulskomponenten in x- und y-Richtung bestimmt werden:

$$r^2 = \frac{R^2}{4} + \left(r \cdot \cos\frac{\alpha}{2}\right)^2 \tag{4.24}$$

 $\operatorname{mit}$ 

$$\cos^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) = \frac{1}{2} \cdot (1 + \cos\alpha) \tag{4.25}$$



Abb. 4.14. Schematische Darstellung zur Berechnung der Ortsimpulse der Elektronen. Zu sehen ist der Gyrationskreis des Radius r in der Ebene des Spektrometers. Das Magnetfeld B ist entlang der Flugzeitrichtung, also parallel zur Spektrometerachse orientiert.

folgt dann schliesslich mit dem Ortsvektor  $R = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}$ 

$$r = \frac{R}{\sqrt{2 - 2\cos\alpha}} \tag{4.26}$$

Die Startimpulskomponenten in x- und y-Richtung  $(p_x \text{ und } p_y)$  ergeben sich durch eine Projektion auf die Tangente der Kreisbahn, die durch den Startpunkt der Gyration führt und die Projektion senkrecht dazu (siehe Abb.4.14).

Es ist eine Umrechnung des gegebenen Koordinatensystems auf die Laborkoordinaten notwendig, da es um den Winkel  $\phi = 2\alpha$  gegen das Laborsystem gedreht ist. Somit ergibt sich schliesslich

$$\begin{pmatrix} p_x \\ p_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\phi & -\sin\phi \\ \sin\phi & \cos\phi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} dx \\ dy \end{pmatrix} \cdot \frac{q \cdot B}{\sqrt{2 - 2\cos\alpha}}$$
(4.27)

#### Elektronen-Startimpulse in Flugzeitrichtung

Die Berechnung der Elektronenimpulskomponente in Flugzeitrichtung wird im folgenden erklärt: Aus den Newtonschen Bewegungsgleichungen wird die Flugzeit  $T_e$  der Elektronen vom Startort der Reaktion zum Detektor bestimmt. Die Beschleunigung der Elektronen im elektrischen Feld des Spektrometers ist dabei:

$$a_e = \frac{F_e}{m_e} = \frac{e \cdot E_{field}}{m_e} \tag{4.28}$$

Hierbei ist  $E_{field} = \frac{U_{Spec}}{s} = 3,9 \text{ V/cm}$ , was sich aus der angelegten Spektrometerspannung  $U_{spec} = 24,5V$  und der Länge der Beschleunigungsstrecke (s=12cm) ergibt. Durch ein iteratives Lösungsverfahren erhält man schliesslich (näheres dazu siehe [SCH00]):

$$T_e(p_z) = \frac{-p_z}{F_e} + \sqrt{\frac{2s \cdot m_e}{F_e}} \left( \left( \frac{\frac{1}{2m_e} p_z^2}{s \cdot F_e} + 1 \right)^{\frac{1}{2}} + \left( \frac{\frac{1}{2m_e} p_z^2}{s \cdot F_e} + 1 \right)^{-\frac{1}{2}} \right)$$
(4.29)

Der gesuchte Longitudinal-Impuls lässt sich mit der bekannten Flugzeit  $T_e$  mit einem numerischen Lösungsverfahren bestimmen. Dieses in der Analyse verwendete Iterationsverfahren fittet die entsprechenden Parameter für Spektrometerspannung, Magnetfeld, Drift- und Beschleunigungsstrecken.

## 4.5.3 Technische Realisierung des Impulsspektrometers

Die Fotographie 4.11 zeigt das komplette Impulsspektrometer. Ein schematischer Aufbau ist in Abbildung 4.5 zu erkennen. Die Kupferelektroden (0,5mm Stärke) sind über Widerstände (je 100 $k\Omega$ ) miteinander verbunden und liefern so im Inneren des Spektrometers ein homogenes elektrisches Feld. Der Gesamtwiderstand des Spektrometers beträgt  $6M\Omega$ . Dadurch werden die geladenen Teilchen auf die entsprechenden Detektoren gesaugt. Der äquidistante Abstand der Platten wird durch isolierende Keramikhülsen, Aussendurchmesser 6mm, Länge 5mm, die passgenau über die haltenden Keramikstangen geschoben werden, gewährleistet. Wie erwähnt sind die Kupferplatten über Widerstände verbunden. An den Enden dieser Kette wird die gewünschte Versorgungsspannung angelegt. Im Bereich des Reaktionsvolumens, also des Überlapps zwischen Gas- und Laserstrahl, muss mehr Abstand zwischen zwei Kupferplatten vorhanden sein, damit verhindert wird, dass sowohl Photonen als auch Gasatome an den Spektrometerplatten gestreut werden. Dies wird beim vorliegenden Spektrometer durch das geschickte Verbiegen der Platten (siehe rechte Seite in Abbildung 4.11) erreicht. Dadurch ist immer noch ein gutes homogenes Feld gewährleistet und trotzdem noch genügend Freiraum, um die beiden Strahlen zu kollimieren. Der Widerstand über diesen Bereich wird entsprechend des Abstandes angepasst.

Die auf beiden Seiten der Beschleunigungsstrecken anschliessenden Driftzonen werden mit der letzten Kupferelektrode der Elektronen- bzw. Rückstossionenseite elektrisch kurzgeschlossen. Um Felddurchgriffe der MCPs des Ionendetektors, die mit einer Hochspannung von etwa 2700 V betrieben werden, zu verhindern, wird ein Edelstahlgitter zwischen dem Detektor und der Ionendriftstrecke montiert (Näheres zu den Felddurchgriff-Effekten befinden sich in [ACH99]).
Das gesamte Spektrometer ist an vier grossen Gewindestangen befestigt, was den entscheidenden Vorteil hat, dass es relativ mühelos in die Kammer ein- und auch wieder ausgebaut werden kann, denn die gesamte Konstruktion wird nach der Justierung mittels Madenschrauben an der Kammerinnenwand befestigt. Diese Bautechnik wurde bei dem hier vorgestellten Experiment entwickelt und bewährt sich mittlerweile bei einer Vielzahl von Experimenten weltweit.

#### 4.5.4 Simulationen

Um die korrekte Stärke der elektrischen und magnetischen Felder einzustellen, wird eine PC gestützte Simulation der Elektronen- und Ionentrajektorien herangezogen. Das Programm "Simion3D" [SIM95] bietet die Möglichkeit Grösse, Orientierung und Position von bis zu 200 optischen Komponenten frei zu wählen und die Flugbahnen geladener Teilchen abhängig von den jeweils gewählten Startparametern zu berechnen. Das Programm löst die Laplace Gleichung mit der Methode der "finiten Differenz-Technik", wobei die optischen Komponenten die Randbedingungen bestimmen. Näheres dazu siehe in [SIM95].

In den Abbildungen 4.15, 4.16 und 4.17 sind die simulierten Elektronen- und Ionentrajektorien im Rückstossionenimpulsspektrometer dargestellt. Abbildung 4.15 zeigt die dreidimensionale Aufsicht. Die Elektronflugbahnen sind grün (links), die der Ionen rot (rechts) markiert. Zu erkennen sind ebenfalls der Übergang von Ionenbeschleunigungzu Driftstrecke und das Gitter für den Übergang der beiden Bereiche auf der Elektronenseite.

Die Elektronenenergie in Abbildung 4.16 beträgt 35eV. Diese Energie ist die maximal mögliche, um noch einen Nachweisraumwinkel von  $4\pi$  zu gewährleisten. Bei höherenergetischen Elektronen wird der Nachweisraumwinkel kleiner. Die Elektronen und Ionen fliegen bei allen Abbildungen im 20°-Abstand vom Targetort weg. In Abbildung 4.17 ist eine deutlich höhere Elektronenenergie gewählt worden (65eV). Einige Elektronentrajektorien verlassen das Spektrometer.



**Abb. 4.15.** Dreidimensionale Darstellung des simulierten Rückstossionenspektrometers: Die Elektronenenergie beträgt 35eV, die der  $Ne^{1+}$ -Ionen 4meV. Die Elektronentrajektorie ist grün (linke Seite), die der Ionen rot (rechts) markiert. Der offene Zylinder rechts zeigt den Übergang von Ionenbeschleunigung- zu Driftstrecke. Links ist das Gitter zwischen Elektronenbeschleunigung- und Driftstrecke zu sehen.



Abb. 4.16. Dargestellt ist die Simulation für Elektronen mit kinetischer Energie von 35eV, die noch auf dem Detektor nachgewiesen werden können. Unten ist ein Ausschnitt aus obiger gezeigt auf dem sehr gut zu sehen ist, dass die Elektronen das Spektrometer noch nicht verlassen. Der detektierbare Raumwinkel beträgt  $4\pi$ .



Abb. 4.17. Bei dieser Darstellung ist die Energie der Elektronen deutlich höher als 35eV und es ist zu erkennen, dass der detektierbare Raumwinkel kleiner wird. Diese Simulation zeigt erneut einen Ausschnitt aus dem vorherigen Spektrum.

# 4.6 Multi-Channel-Plate Detektoren

Ziel des hier vorgestellen Experimentes ist der orts- und zeitaufgelöste Nachweis von Ionen und Elektronen in einem möglichst ausgedehnten Energiebereich. Das kann mit den verwendeteten MCP (Vielkanal-Platten)-Detektoren in Kombination mit einer zweidimensionalen ortsauflösenden Anode, die das Signal der MCP in Ortsinformationen umwandelt, realisiert werden. Die besonders leistungsfähigen und präzisen Delayline-Anoden haben sich bei den neueren Experimenten gegen andere Typen, wie beispielsweise Wedge & Strip-Anoden (näheres dazu siehe [WEC01a]), durchgesetzt. Auf die einzelnen Bauteile sowohl des Rückstossionen- als auch Elektronendetektors wird im folgenden näher eingegangen.

#### 4.6.1 Multi-Channel-Plates (MCP)



Abb. 4.18. Skizze eines Multi-Channel-Plate (MCP) Detektors mit einem Durchmesser von 80mm und einer Stärke von etwa 1mm [MCP02, STADP].

Die Funktionsweise der Multi-Channel-Plates bzw. Micro-Channel-Plates (MCP) [MCP02] ist folgende: Teilchen, seien es Ionen, Elektronen oder UV-Photonen, treffen auf das MCP und lösen eine Lawine Sekundärelektronen aus. Diese Elektronenlawine wird dann auf der Anode nachgewiesen. Abbildung 4.18 zeigt schematisch ein Multi-Channel-Plate. Dieses MCP hat einen Durchmesser von 80mm, eine Stärke von 1mm und besteht aus Bleiglas. Weitere MCP gibt es u.a. in rechteckiger, quadratischer und kreisrunder Bauform in unterschiedlichen Grössen (25, 47, 80 und 120 mm).

Die Oberfläche des Plates ist mit einem hochohmigen Material bedampft, über die eine Spannung zwischen Vorder- und Rückseite der Plates von etwa 1kV gelegt werden kann. Es sind eine Vielzahl mikroskopischer Kanäle parallel nebeneinander angeordnet, deren Kanaldurchmesser etwa 5 –  $25\mu m$  beträgt. Die Kanäle sind um 8 –  $13^{\circ}$  gegen die Oberflächennormale geneigt. Der Grund dafür ist das Rückdriften der Ionen in entgegengesetzte Richtung zu vermeiden [WEBDP]. Im Inneren sind sie mit einem hochohmigen Material mit kleiner Austrittsarbeit für Elektronen bedampft. Die Eigenschaften des MCP hängen wesentlich vom Verhältins Kanaldurchmesser zu Kanallänge ab [SPIDP]. Abbildung 4.19 zeigt schematisch den Verstärkungsprozess. Ein



Abb. 4.19. Die Verstärkung in einem Kanal bei einer angelegten Gleichspannung von 1000V.

Teilchen trifft auf die Oberfläche des Kanals und löst Elektronen aus der Innenwand aus. Durch das angelegte elektrische Feld werden nun diese Elektronen beschleunigt, stossen erneut an die Kanalwand und lösen weitere Elektronen aus. So entsteht eine Elektronenlawine. Die Verstärkung eines MCP liegt bei etwa 10<sup>3</sup> bis 10<sup>4</sup>. Üblicherweise werden mehrere dieser Plates hintereinander geschaltet. Die Gesamtverstärkung liegt dann bei etwa 10<sup>7</sup> bis 10<sup>8</sup>. Die maximale Verstärkung, die erreicht werden kann, wird hauptsächlich durch zwei Effekte begrenzt: Der eine Effekt ist, dass Raumladungseffekte in der Lawine weitere Elektronen zur Kanalwand hin zurücklenken und diese so vom Verstärkungsprozess abhalten. Ein anderer Effekt ist die begrenzte Geschwindigkeit, mit der weitere Elektronen zur Kanalwand nachgeliefert werden können.

Wird die Verstärkungsspannung soweit erhöht, dass diese Effekte auftreten, spricht man von einer "Sättigung" des Channel-Plates. Im Extremfall erzeugt das Plate unabhängig von Art und kinetischer Energie der nachgewiesenen Teilchen eine konstante Ladungsmenge. Für den zuverlässigen Nachweis von Teilchen ist der Betriebsmodus der Sättigung wegen der einheitlichen und grossen Ladungsmenge obligatorisch: Bei kleinen Verstärkungsgraden werden kleine Pulshöhen unter Umständen nicht vom Rauschen getrennt und sind damit auch nicht nachweisbar [SPIDR, WEBDP, WEBDR]. Die Elektronenwolke, die aus dem letzten Kanal austritt hat eine Grösse von einigen Kanälen und die Zeitspanne von Eintreten des Ions bis zum Heraustreten der Elektronenlawine liegt zwischen 0.5ns und 1ns. Das Nachfliessen der Elektronen von der Spannungsversorgung in das MCP kann mit Hilfe dieses Pulses elektronisch nachgewiesen und der Zeitpunkt seines Nachweises bestimmt. Allerdings werden nicht nur die Signale der nachzuweisenden Teilchen gemessen, sondern auch noch Signale, die von "Dunkelpulsen" stammen. Viele von diesen entstehen durch Zerfälle radioaktiver Isotope im Material der Channel-Plates und durch kosmische Strahlung [FRA87, SIE88].

Um Felddurchgriffe des Extraktionfeldes in den Driftbereich zu vermeiden, ist es notwendig diese mit Gittern gegenseitig abzuschirmen. Es ist ein geeigneter Kompromiss aus der Maschenweite des Gitters und der Transmission zu wählen. Einige grobe Werte sind: Gitter mit 50  $\mu m$  besitzen eine Transmission von 50%, mit 250  $\mu m$  (wie hier) etwa 80% und Gitter mit einer Maschenweite von 500  $\mu m$  etwa 85%.

Die maximale Nachweiseffizienz der Teilchen ist abhängig von der Quanteneffizienz, mit der die Sekundärelektronen der "ersten Generation" ausgelöst werden. Die Quanteneffizienz ist eine Funktion der Geschwindigkeit des auftreffenden nachzuweisenden Teilchens. Die maximale Nachweiseffizienz ist der Anteil der Öffnungsfläche der Kanäle an der Gesamtoberfläche des Channel-Plates und beträgt etwa 60%.

Ein MCP kann bei Raten bis zu 10MHz betrieben werden. Die Zeitauflösung des MCP ist wesentlich besser als 100ps, was besser ist als das maximale Auflösungsvermögen der verwendeten Elektronik. Dagegen wird die Ortsauflösung der MCP durch die Dimensionierung der Kanäle und deren Abstände bestimmt. Die Ortsauflösung der Anode dagegen ist meistens schlechter, als die des MCPs [SPIDP]. Weitere Einzelheiten zu den Micro-Channel-Plates können in der Referenz [MCP02] gefunden werden.

Verschiedene Anordnungen der MCPs sind möglich: 1) MCPs mit gekrümmten Kanälen, die sogenannte "J-Bauweise", 2) die Chevron-Anordnung [WIZ79], hier werden zwei MCPs angeordnet und 3) der Z-Stack [MER96], bei dem drei MCPs deckungsgleich, aber gegeneinander gedreht übereinandergelegt werden.

Sowohl der Elektronendetektor als auch der Recoildetektor waren mit einer Chevron-Anordnung, also einem Zweierpack, Micro-Channel-Plates bestückt, die ebenfalls gedreht zueinander angeordnet sind. Mit dieser Anordnung lassen sich Verstärkungen bis zu 10<sup>7</sup> erreichen.

#### 4.6.2 Delayline Anode

Die Delayline (Verzögerungsdraht-) Anode besteht im wesentlichen aus einer um eine Trägerplatte gewickelten Drahtspirale für jede Koordinate, d.h. man erhält eine Ortsinformation in zwei Dimensionen. Die beiden gewickelten Drahtebenen stehen bei der Rechteckanode (siehe auch Foto 4.22) im rechten Winkel zueinander und befinden sich im Abstand von etwa 1mm. Ein anderer Anodentyp ist die Hexanode (siehe dazu Abb. 4.23), bei der es drei gewickelte Drahtebenen gibt, die im Winkel von  $60^{\circ}$  zueinander angeordnet sind.



Abb. 4.20. Abbildung der Delayline Anode inkl. der MCPs (links), Blick auf die gewickelte Drahtspirale (rechts) [ROENT].

#### Prinzip der Laufzeitmessung

Die Laufzeiten der Elektronenlawine zu beiden Enden eines Drahtes werden miteinander verglichen. Die konstante Gesamtlaufzeit  $(t_{sum})$  eines scharfen Pulses von einem zum anderen Ende ist bekannt und hängt von der Länge und Beschaffenheit des Drahtes ab. Sie ist eine wichtige Kenngrösse des Detektors und beträgt je nach Anode zwischen 30 und 120ns. Die in den MCPs entstandene Elektronenlawine trifft an einer bestimmten Stelle auf den Draht. Der Draht wird somit an dieser Auftreffstelle in Teilstücke  $x_1$  und  $x_2$  unterteilt. Eine Messung der entsprechenden Laufzeiten  $t_{x_1}$ und  $t_{x_2}$  zu beiden Enden des Drahtes ist nun möglich. Das geschieht am besten relativ zu einem gemeinsamen Zeitsignal, was das Eintreffen des Teilchens auf dem Detektor kennzeichnet. Die Summe aus diesen beiden Laufzeiten ergibt wieder die Gesamtlaufzeit  $t_{sum}$ . Aus der Umrechnung von Zeit- in Ortseinheiten kann der Ort in  $\mu m$  genau angegeben werden.

In der Praxis wird allerdings nicht nur ein Draht für jede Ebene benutzt, sondern ein doppelt gewickelter Draht. Dieser Detektortyp arbeitet nach dem Prinzip des Laufzeitenvergleichs der Signale.

Das dient dazu das vom MCP kapazitiv auf die Anode gekoppelte Signal beim Teilchennachweis zu eliminieren, sowie die Hochfrequenzdämpfung zu verringern. Das Prinzip verdeutlicht Abbildung 4.20 (rechtes Teilbild): Zu sehen ist die Keramikhalterung in



**Abb. 4.21.** Schematische Abbildung der Hexanode: Zu sehen sind die MCPs inkl. Trägerplatte und die drei gewickelten Drahtebenen, die im  $60^{\circ}$  Winkel zu einander stehen.

der die Trägerplatte befestigt ist. Die beiden Drahtspiralen werden um diese Keramikplatte, die als Isolator dient, gewickelt.

Diese Doppelspirale für jede Ebene besteht jeweils aus einem "Signal-" und einem "Referenzdraht". Der Signaldraht liegt auf einem etwas positiveren (ca. 50V) Potential als der Referenzdraht. Das führt dazu, dass die Elektronen bevorzugt auf den Signaldraht treffen und sich die Spannungsdifferenz zum Referenzdraht ändert. Der aus dieser Spannungsdifferenz herrührende Puls breitet sich wie auf einer Lecherleitung aus. Zwei parallel geführte Leiter, die eine geringe Signalabstrahlung für differentielle Signale haben, werden als Lecherleitung bezeichnet. Man spricht dann von einer dispersionsfreien Hochfrequenzleitung. Influenzsignale dagegen werden von beiden Drähten gleichermassen empfangen. Die Signale werden von den Enden der Doppelwicklungen mit je einer Twisted-Pair-Leitung aus der Kammer geführt, dann kapazitiv vom Gleichspannungspotential entkoppelt und in einem Differenzverstärker wird die Differenz der beiden Signale verstärkt. Das geschieht intern in der DLTR6- Box. Zur Pulsaufbereitung benutzt man schnelle Spannungsverstärker (fast amplifier), da nur Laufzeiten gemessen werden. Die Verarbeitungszeit beträgt nur wenige Nanosekunden. Ein grosser Vorteil der Delayline Detektoren ist die "Multi-Hit-Fähigkeit", d.h. der Nachweis mehrerer Pulse von unterschiedlichen Teilchen, die gleichzeitig auf die Anode treffen. Durch die Bedingung einer konstanten Summenlaufzeit der beiden Signale eines Ereignisses können diese in der Datenanalyse getrennt werden. Die minimale Zeitdifferenz (Totzeit) zwischen zwei Ereignissen liegt bei etwa 10ns [SPIDR]. Weitere Vorteile dieses Anodentyps gegenüber anderen Anoden ist die hohe Verarbeitungsrate von 1MHz und die grosse Linearität über die gesamte aktive Fläche. Die maximale Ortsauflösung liegt bei  $100\mu m$ . Sie ist somit viel besser, als der Wicklungsabstand der Drahtpaare (1 mm). Die Elektronenlawine, die aus den MCPs austritt, breitet sich über mehrere Wicklungen der Anode aus. Es entstehen dicht aufeinanderfolgende Signale, woraus durch Schwerpunktbildung über eine geeignete Zeitkonstante der Ort bestimmt werden kann. Allerdings wird die maximale Ortsauflösung durch das Gitter zwischen Driftstrecke und MCP mit einer Maschenweite von  $250\mu m$  und einer Transmission von 80% beschränkt.

#### **Rückstossionen-Detektor**

Der Rückstossionen-Detektor besteht aus zwei 80 mm MCPs in Chevron-Anordnung und einer Rechteckanode. Das zeigt Abbildung 4.22. Zu sehen ist ebenfalls ein Teil der Driftstrecke (unten).



**Abb. 4.22.** Rückstossionen-Detektor, bestehend aus zwei 80mm MCPs und einer Rechteckanode. Zu erkennen ist auch die Driftstrecke.

Wenn mehrere Elektronenlawinen an eng benachbarten Stellen auf der Drahtebene auftreffen, können sie nicht mehr getrennt nachgewiesen werden. Es bildet sich ein Totzeitstreifen entlang der Drahtwicklung aus. Dieser ist etwa  $\pm 5$  Drahtabstände (ca. $\pm 5$ mm) breit. Da die quadratische Anode aus zwei Drahtebenen besteht, entsteht ein Totzeitkreuz mit einer Stärke von etwa 10mm, in der das zweite Teilchen weder orts- noch zeitaufgelöst nachgewiesen werden kann. Um dieses Problem zu verringern, wird eine dritte Drahtebene installiert.

Der Ort auf dem Rückstossionen-Detektor wird folgendermassen bestimmt:

$$X = (t_{x_1} - t_{x_2})f_x \tag{4.30}$$

$$Y = (t_{y_1} - t_{y_2})f_y \tag{4.31}$$

Hierbei sind  $t_{x_1}$  und  $t_{x_2}$ , bzw.  $t_{y_1}$  und  $t_{y_2}$  die entsprechenden Laufzeiten der Signale und  $f_x$  bzw.  $f_y$  ist der jeweilige Proportionalitätsfaktor zwischen der Laufzeit und der Strecke. Für die X-Windung beträgt er 237500 m/s, für die Y-Windung 242347 m/s [SMODP].

#### Elektronen-Detektor

Auf Abbildung 4.21 ist der Elektronendetektor zu erkennen. Er besteht aus einer Hexanode und, so wie der Ionendetektor, aus zwei 80 mm MCPs. Die Hexanode (Abbildung



Abb. 4.23. Elektronen-Detektor, bestehend aus 80mm MCPs und einer Hexanode. Die Driftstrecke ist ebenfalls zu erkennen (oben).

4.21 und 4.23) besteht im Gegensatz zur quadratischen Anode aus drei Ebenen, die im 60°-Winkel zu einander gedreht sind. Der Vorteil davon ist, dass der Totzeit-Bereich, in dem der Detektor blind für den Nachweis weiterer Ereignisse ist, durch diese Anordnung verkleinert wird auf einen Kreis mit einem Durchmesser von etwa 10mm (weitere Details dazu siehe [WEBDR]). Die dritte Drahtebene (welche der drei Ebenen die Dritte ist, ist willkürlich) rekonstruiert in den Ortsrichtungen der beiden anderen Ebenen die sonst verlorene Information des Totzeitstreifens.

Genau wie die quadratische Anode auch, ist die Hexanode ausheizbar bis 200° Celsius.

Da wie oben erwähnt die drei Ebenen der Hexanode jeweils um 60° gegeneinander gedreht sind, ist zur Ortsberechnung auf dem Hexanoden-Detektor eine Koordinatentransformation nötig. Dadurch erhält man die Position des Elektrons in kartesischen Koordinaten. Die Vektoren a,b und c, die jeweils in Richtung einer Drahtebene zeigen



Abb. 4.24. Schematische Darstellung der Drahtebenen des Hexanoden-Detektors. Aus den gedrehten Koordinaten entstehen durch eine Koordinatentransformation die kartesischen Koordinaten.

(siehe Abbildung 4.24), lassen sich durch die Einheitsvektoren X und Y folgendermassen darstellen:

$$a = cos(\alpha)X + sin(\alpha)Y$$
  

$$b = x$$
  

$$c = cos(\alpha)X - sin(\alpha)Y$$
  
(4.32)

Die gesuchte Ortsinformation (X und Y) kann aus den Koordinaten a, b und c durch drei Kombinationen erreicht werden, die hier alle verdeutlicht werden sollen [SMODP]:

Zunächst aus den Koordinaten a und b:

$$X = bf_b$$

$$Y = -\frac{\cos(\alpha)bf_b}{\sin(\alpha)} + af_a \sin(\alpha)$$
(4.33)

Auch hier sind  $f_a, f_b$  und  $f_c$  die Proportionalitätsfaktoren zwischen Laufzeit und Laufstrecke der einzelnen Windungen.

Die Transformation für b und c ist dann:

$$X = bf_b$$

$$Y = \frac{cos(\alpha)bf_b}{sin(\alpha)} - cf_c sin(\alpha)$$
(4.34)

Und schliesslich aus a und c:

$$X = \frac{1}{2} \frac{af_a}{\cos\alpha} + \frac{1}{2} \frac{cf_c}{\cos\alpha}$$

$$Y = \frac{1}{2} \frac{af_a}{\sin\alpha} - \frac{1}{2} \frac{cf_c}{\sin\alpha}$$
(4.35)

Für welche dieser drei Varianten man sich entscheidet ist unerheblich, da alle das gleiche Ergebnis liefern sollen. Die Proportionalitätsfaktoren müssen miteinander konsistent sein.

# 4.7 Elektronischer Aufbau

Der Ionendetektor liefert vier Anodensignale (quadratischen Anode) und das Zeit-(MCP-) Signal, der Elektronendetektor dagegen sechs Anodensignale (Hexanode) und das Zeitsignal. Die beiden Zeitsignale werden in schnellen Verstärkern (Fast Amplifier (FA)) soweit verstärkt, dass sie von einem Constant Fraction Discriminator (CFD) in logische NIM-Signale umgewandelt werden können. Die Anodensignale werden in der DLTR-Box (Differential Linear Amplifier Trigger-Box) [ROENT] aufbereitet. In der Box sind Entkopplungsglieder für die einzelnen Signale, Vorverstärker und CFD verbaut.

Alle Zeitsignale werden in ECL-Signale umgewandelt und in den Time to Digital Converter (TDC) gespeist, siehe Abbildung 4.25. In der Zeit, in der das Camac-System die anliegenden Daten aus dem TDC ausliest, ist sie blind für weitere Ereignisse. Um keine besonders interessanten Ereignisse in der Zeit zu verlieren, werden Signale in einem bestimmten Zeitfenster untersetzt, dass heisst, es wird nur ein bestimmter Teil der Ereignisse gesammelt. In diesem Fall werden die  $Ne^{1+}$ -Ionen untersetzt und nur jedes 16. davon aufgenommen. Der Aufnahmetrigger wird ausgelöst, wenn entweder



Abb. 4.25. Schaltplan der Elektronik: Constant-Fraction-Discriminator (CFD), Fan IN/OUT (FAN), Schneller Verstärker (Fast Amplifier), Quad Coinicidence, Time to Pulse Height Converter mit integriertem Single Channel Analyzer (TAC/SCA), Time to Digital Converter (TDC).

ein 1:16 untersetztes  $Ne^{1+}$ - Ion oder ein  $Ne^{2+}$ -Ion (nicht untersetzt) auf dem Detektor nachgewiesen wird.

Der verwendete LeCroy TDC [LEC] arbeitet mit 32 Kanälen. Pro Kanal können 16 Ereignisse in einem Zeitfenster von  $32\mu s$  gespeichert werden, wobei dieses Zeitfenster in Kanälen mit einer Breite von 500ps unterteilt ist.

Der Camac-Controller wird von der Software CoBold-PC2002 [ROENT] angespro-

chen. Das Programm speichert die aufgenommen Daten als Listmode-Files ab. Es kann gleichzeitig auch für die Datenanalyse während des Experimentes (und danach) verwendet werden.

Alle aufgenommenen Daten werden nach dem Auslesen des Listprozessors im Listmode-Verfahren auf der Festplatte gespeichert. Sie können einerseits mit dem erwähnten Programm CoBold ausgewertet werden. Bei dem hier vorgestellten Experiment wird andererseits das Programm PAW (Physics-Analysis-Workstation, siehe [PAW00]) zur Visualisierung der mit einer FORTRAN (FORmular-TRANslator)-Routine ausgewerteten Ereignisse verwendet.

Ein entscheidender Vorteil ist, dass das Experiment durch das erneute Einlesen des Datensatzes am Rechner exakt wiederholt werden kann. Dabei ist es möglich, verschiedene logische Bedingungen einzubauen und Analysen zu erstellen. Als Beispiel seien hier einige Aufnahmen gezeigt. Abbildung 4.26 zeigt die Flugzeiten vom  $Ne^{2+}$ -Ion (a) und die der Elektronen (b). Die Flugzeiten sind in Nanosekunden angegeben, auf der y-Achse ist die Anzahl der Ereignisse dargestellt. Aus diesen gemessenen Grössen kann der Impuls des  $Ne^{2+}$ -Ions und der Elektronen in parallel zur Spektrometerachse (also in Flugzeitrichtung) bestimmt werden. Gleiches gilt auch für die Flugzeit des  $Ne^{1+}$ -Ion. Die Impulse senkrecht dazu werden aus der Ortsmessung der Teilchen bestimmt.



Abb. 4.26. Darstellung der Flugzeitverteilungen der  $Ne^{2+}$ -Ionen (a) und der Elektronen (b)

# 4.8 Eichung und Nullpunktbestimmung

Ziel der Messung ist es den gesamten Impulsraum nach der Einfach- bzw. Doppelionisation zu bestimmen. Dazu ist es unerlässlich die gemessenen Orte und Zeiten zu eichen. Es sind Funktionen zu finden, die die gemessenen Grössen, die in Kanälen, bzw. Zeiten ausgegeben werden (siehe beispielsweise 4.26), in Impulse umrechnen. Dazu müssen die Kanäle in Sekunden (Flugzeitmessung) bzw. Meter (Ortsmessung) umgerechnet werden. Da die aufgenommenen Flugzeiten keine absoluten sondern relative Zeiten sind, ist ebenfalls eine Nullpunktbestimmung nötig. Das gilt sowohl für den absoluten Zeitnullpunkt als auch den Ortsnullpunkt, um den die Ionenverteilung eine symmetrische Verteilung macht. In diesem Ortsnullpunkt ist der Impulsbetrag der Ortsrichtung Null.

Eine Angabe zur Umrechnung bietet das Manual [LEC] des LeCroy-TDC: Hier sind  $32\mu s$  auf 64.000 Kanäle verteilt, was einer Umrechnung von  $2\frac{ch}{ns}$  entspricht.

Die Flugzeit einzelner Ionen skaliert mit deren Ladung:  $\sqrt{\frac{m}{q}} \propto t$ . Aus diesem Verhältnis können Flugzeitpeaks bekannter Ladung einer Flugzeit zugeordnet werden. Trägt man die Werte der mittleren Flugzeit der Ionen gegen deren Ladung/Masse- Verhältnis auf, ergibt sich eine Gerade. Der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Zeitachse bestimmt den Flugzeitnullpunkt.

Die Flugzeitverteilung hat eine symmetrische Form, deren Mittelpunkt Flugzeiten mit Impuls Null in Flugzeitrichtung (z-Richtung) festlegt. Dieser Nullpunkt ist ebenfalls genau zu bestimmen: Er ergibt sich aus dem Schwerpunkt der symmetrischen Verteilung, siehe dazu auch Abbildung 4.26. Als Ortsnullpunkt wird der Mittelpunkt des Gasjetflecks genommen. Dieser Punkt wird mit Hilfe einer Gausskurve als Fitfunktion bestimmt.

Durch nachträgliche Korrekturen am Offset in den Pulshöhenspektren der einzelnen Segmente kann einem kapazitiven Übersprechen der einzelnen Strukturen Rechnung getragen werden.

Mit diesen Angaben übergibt man die Rohdaten schliesslich der Implusberechnung.

## 4.9 Lasersystem

"Newton thought that light was made up of particles, but then it was discovered that it behaves like a wave. Later, however (in the beginning of the twentieth century), it was found that light did indeed sometimes behave like a particle. Historically, the electron, for example, was thought to behave like a particle, and then it was found that in many respects it behaved like a wave. So it really behaves like neither. Now we have given up. We say: It is like neither."

Richard Feynman, 1963

Um Intensitäten erreichen zu können, die mindestens so gross sind, wie das Feld auf einer Bohrschen Bahn im Wasserstoffatom, benutzt man Laser, die aus einem Oszillator und dem Verstärkersystem bestehen. Heutige Lasersysteme erreichen Intensitäten bis zu 10<sup>20</sup> Watt pro Quadratzentimeter. Bei diesen hohen Intensitäten kann der Einfluss auf die Dynamik in Atomen und Molekülen nicht vernachlässigt werden und Experimente, wie beispielsweise auch das hier vorgestellte, werden erst möglich.

#### LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation)

Die Bezeichnung LASER (dt. Lichtverstärkung durch stimulierte Emission) beschreibt gleichzeitig das Wirkungsprinzip dieser besonderen Lichtquellen: die Verstärkung einer Lichtwelle durch eine von ihr selbst erzwungene (stimulierte) Strahlungsemission in einem geeignet angeregten (laseraktiven) Medium. Dieses Medium kann sowohl ein Gas (Gaslaser, Excimerlaser), eine Flüssigkeit (Farbstofflaser, Dyelaser) oder ein Festkörperkristall (Festkörperlaser, Halbleiterlaser, Diodenlaser) sein. Die Anregung erfolgt je nach Medium und Bauart des Lasers optisch (über Blitzlampen oder einen anderen LASER) oder elektrisch (in einem Spannungsfeld oder durch einen Strom).

#### 4.9.1 Fokussierung eines Laserstrahls

Um die Fokusgrösse eines Laserstrahls bestimmen zu können, bedient man sich der Abschätzung, dass die Intensität gaussförmig über den Strahlenquerschnitt verteilt ist. Wird der Laserstrahl durch eine Linse oder einen Spiegel der Brennweite f fokussiert, entsteht ein Fokus mit dem Radius  $\omega_0$  (siehe dazu auch Abbildung 4.27):

$$w_0 = \frac{2\lambda}{\pi} \cdot \frac{f}{d_{strahl}} \tag{4.36}$$

 $\lambda$  ist die Wellenlänge des Lichts. Gleichung 4.36 ist für gausssche Strahlen gültig, dagegen kann der Strahlradius  $\omega(z)$  allgemein in Abhängigkeit von der Entfernung

zum Brennpunkt ausgedrückt werden als:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z}{z_R}}$$
(4.37)

Hierbei ist

$$z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \tag{4.38}$$

die sogenannte Rayleigh Range. Bei dieser Länge ist der Laserstrahlquerschnitt doppelt so gross, wie im Fokus.



Abb. 4.27. Schematische Darstellung zur Bestimmung der Intensität eines Gaussschen Strahls im Fokus.  $z_R$  bezeichnet die Raleigh-Länge,  $\omega(z)$  den Strahlradius und  $\omega_0$  der Radius des Strahls im Fokus [STADP].

Der Durchmesser des Laserstrahls wird definiert als Abstand vom Strahlmittelpunkt, bei dem die Maximalintensität auf den  $1/e^2$ -ten Teil abgefallen ist.

Mit dem Abstand vom Strahlzentrum (r), der Entfernung vom Brennpunkt (z), der Energie des Pulses (E), der Pulsdauer ( $\tau$ ) und dem Strahlradius ( $\omega(z)$ ) folgt für die Intensitätsverteilung des Laserstrahls [STADP]:

$$I(r,z) = \frac{2E}{\tau \pi \omega(z)^2} \cdot e^{-2\frac{r^2}{\omega(z)^2}}$$
(4.39)

Die Maximalintensität  $I_{max}$  ist somit:

$$I_{max} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{E \cdot d_{strahl}^2}{\tau \lambda^2 f^2} \tag{4.40}$$

Um eine möglichst hohe Intensität im Fokus zu erhalten, sollte die Brennweite des Spiegels oder der Linse so klein wie möglich sein und die Linse so gross wie möglich sein.

#### 4.9.2 Erzeugung von Laserpulsen

Die Erzeugung der bei diesem Experiment verwendeten kurzen, hochenergetischen Pulse geschieht in zwei Schritten: Zunächst wird ein Primärpuls generiert, der im zweiten Schritt verstärkt wird. Das Verfahren zur Erzeugung des Primärpulses im fs-Bereich mit einer Energie von einigen Nanojoule ist das Kerr-Lens-Modelocking, das im folgenden erklärt wird:

Man spricht von der Erzeugung einer Mode, wenn Photonen nur einer Energie und somit nur monochromatisches Licht erzeugt wird. Im Laserkristall befindet sich aber aufgrund von spontaner Emission immer eine Überlagerung verschiedener Moden. Das führt zu einer räumlich und zeitlich variierenden Intensitätsverteilung. Durch leichtes Verändern der Lage des Spiegels (z.B. antippen) werden diese Phasenbeziehungen verändert. Mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit entsteht eine Überlagerung der Phasen, die eine pulsähnliche Struktur hat. Diese Überlagerung kann durch das selffocusing-Verfahren mit jedem Durchgang durch den Kristall verstärkt werden. Der Kerr-Effekt, das ist die quadratische Veränderung des Brechungsindexes optischer Medien mit der elektrischen Feldstärke, kommt immer deutlicher zum tragen. Bei der Bewegung eines Laserpulses durch einen Ti:Sa-Kristall wird beobachtet, dass der Puls innerhalb des Kristalls fokussiert wird (self-focusing). Desweiteren kommen neue Frequenzen zu denen des Pulses hinzu (self-phase modulation SPM) und die Geschwindigkeiten der einzelnen Frequenzen innerhalb des Mediums ändern sich (group delay dispersion GGD). Die Phasen der Moden werden solange durch SPM und GGD verändert, bis sich ein stabiler Puls ausgebildet hat, der immer wieder durch den Laserkristall laufen kann.

Der erhaltene Primärpuls wird im zweiten Schritt auf Energien im  $\mu$ -Joulebereich verstärkt. Dazu durchläuft der Puls den regenerativen Verstärker, der weiter unten erklärt wird.

#### 4.9.3 Kavität eines Lasersystems

Das bei diesem Experiment zur Verfügung gestellte Lasersystem arbeitet in der X-Kavität mit einem 4mm dicken Ti:Saphir ( $Ti : Al_2O_3$ ) Kristall, der durch einen 5W Coherent Argon Ionenlaser gepumpt wird. Auf die genauen technischen Details dieses System wird später eingegangen. Die Kavität eines Ti:Saphir Lasers ist schematisch in Abbildung 4.28 dargestellt [BAC98]:

Sie besteht aus zwei Hohlspiegeln, wobei ein Spiegel (in der Abbildung der linke) für die Frequenz des Pumplasers durchlässig ist. Desweiteren sind ein Prismenpaar und zwei Planspiegel verbaut. Einer der Planspiegel ist hochreflektierend, der andere (linke) teil-



Abb. 4.28. Schematischer Aufbau der Kavität eines Lasersystems. Es werden Primärpulse erzeugt. Das Prismenpaar kompensiert die Dispersion des Ti:Saphir Kristalls.

durchlässig, denn durch ihn treten die erzeugten Primärpulse heraus. Der Pumplaser ist ein Argon Ionenlaser, der in die Kavität eingekoppelt und aufgrund der Anordnung der Spiegel fokussiert wird. Anders als bei freien Atomen sind die Energieniveaus im Festkörper nicht diskret, sondern sie weisen Energiebänder auf. Elektronen werden in höherenergetische Energiebänder des Festkörpers angehoben. Sie werden durch den Pumplaser mit der Energie  $h\nu_{pump}$  angeregt und aus dem Grundzustand  ${}^{2}T_{2}$  in eines der oberen Schwingungsniveaus des angeregten Zustandes  ${}^{2}E$  befördert. Alle Elektronen besetzen nach einer strahlungslosen Relaxation aus den oberen Phononenniveaus ein angeregtes Niveau  ${}^{2}E$ . Das verdeutlicht Abbildung 4.29 sehr deutlich. Die Beset-



Abb. 4.29. Energieniveaus des Titan:Saphir-Kristalls [SCHDR]

zungsdichte wird invertiert, der Kristall emittiert spontan und induziert so ein elektromagnetische Welle der Energie  $h\nu_L$ . Aufgrund der Dispersion des Ti:Sa-Kristalls ist eine Dispersionskorrektur notwendig. Dazu dienen die beiden Prismen.

#### 4.9.4 Regenerativer Verstärker

Die Verstärkung der aus der Kavität erhaltenen Laserpulse geschieht mittels eines regenerativen Verstärkersystems. Ein Stretcher trennt die Frequenzen im Laserpuls mit einem Gitter oder Prisma räumlich voneinander, stellt einen Gangunterschied zwischen ihnen her und führt sie mittels eines Gitters oder Prismas wieder zusammen. Nachdem der Puls gedehnt wird, wird er verstärkt und wieder komprimiert, indem die durch den Stretcher erzeugten Gangunterschiede wieder ausgeglichen werden. Diese Anordnung wird Compressor genannt. Der gedehnten Pulse werden in eine weitere Kavität geleitet. Diese ist ähnlich wie die Primärkavität mit einem gepumpten Ti:Sa-Kristall bestückt. Abbildung 4.30 verdeutlicht das Prinzip des Verstärkers. Der Laserpuls befindet sich solange in der Kavität, bis er die maximal mögliche Energie aus dem Verstärkerkristall aufgenommen hat. Der Pumplaser stellt die Besetzungsinversion im Verstärkerkristall wieder her, bevor der nächste Puls injiziert wird. Die Ein- und Auskoppelvorrichtung



Abb. 4.30. Schematischer Aufbau eines regenerativen Verstärkers [BAC98].

des Verstärkers, der sogenannte Q-Switch, ist eine Kombination aus Dünnschichtpolarisator (B), der Pockelszelle und dem Spiegel (C). Der Polarisator (B) wirkt für den senkrecht zur Durchlassrichtung stehenden Puls wie ein Spiegel. Wird die Pockelszelle mit Spannung betrieben, wird ein Puls in den Verstärker eingekoppelt. Die Pockelszelle wirkt wie ein  $\lambda/2$ -Plättchen und die Polarisation wird von linear in zirkular geändert, wenn die Spannung der Zelle entsprechend gewählt ist. Nach der Reflektion an Spiegel (C) gelangt der Puls erneut in die Pockelszelle. Wieder ändert sie den Puls und es tritt linear polarisiertes Licht aus der Pockelszelle aus, das aber um 90° gegenüber dem ursprünglichen Puls gedreht ist. Der Laserpuls passiert den Polarisator und kann ausgekoppelt werden. Der Auskoppelvorgang resultiert aus einer 90° Drehung der Polarisation durch die Pockelszelle. Dadurch wird die Polarisation des ursprünglichen Pulses wiederhergestellt.

#### 4.9.5 Spezifikationen des NRC-Lasersystems

Die technischen Details des am NRC verwendeten Lasersystems sollen an dieser Stelle kurz vorgestellt werden: Das Lasersystem arbeitet in der X-Kavität mit einem 4mm dicken Ti:Saphir ( $Ti : Al_2O_3$ ) Kristall, der durch einen 5W Coherent Argon Ionenlaser gepumpt wird. Die GGD (Veränderung der Geschwindigkeit der einzelnen Frequenzen innerhalb des Mediums, group delay dispersion) Kompensation übernehmen zwei im Abstand von 60cm stehende Quarzprismen. Der Oszillator liefert eine mittlere Leistung von 300mW bei einer Wiederholrate von 80MHz und einer Pulsdauer von 15fs. Der Puls wird in einem Stretcher (besteht aus Gittern mit 600 Linien / mm) verlängert. Zur weiteren Dispersionskorrektur dienen zwei SF6-Prismen. Der Primärpuls wird in einem regenerativen Verstärker (RegA der Firma Coherent) verstärkt. Dieser Verstärker wird von einem 14 W SpectraPhysics Argon-Ionenlaser gepumpt und ist in der Lage, Pulse mit einer Wiederholrate von bis zu 250 kHz zu verstärken.

Durch einen Gitterkompressor wird der Puls auf eine Pulslänge von 40fs und eine Pulsenergie von  $3.9\mu J$  gebracht. Die Wellenlänge des Lichts beträgt 800nm. Um den Spiegel optimal auszuleuchten, um damit einen möglichst kleine Fokus zu erzielen, wird der Laserstrahl auf einen Durchmesser von 1cm vergrössert und durch ein optisches Fenster in die Experimentierkammer geleitet. Der Strahl trifft auf einen parabolischen silberüberzogenen Hohlspiegel, der mit einer Brennweite von 5cm in den Reaktionsraum des Spektrometers fokussiert. Der gemessene Strahldurchmesser, genaugenommen die Halbwertsbreite des Laserfokusses beträgt  $3\mu m$ , die Laserintensität im Fokus  $(1, 9 \pm 0, 3) \times 10^{14} W/cm^2$  [SMODP, VILL]. Es wurde mit einer 30kHz Wiederholrate des Lasers gearbeitet.

Experiment

# Kapitel 5 Datenanalyse und Messmethoden

"Die beste Art einem Problem zu entkommen, ist, es zu lösen." Alan Saporta aus [WQS]

# 5.1 Eichung der Laserintensität

Damit die gemessenen Daten korrekt analysiert werden können und um Vergleiche mit anderen Messungen gewährleisten zu können, ist eine genaue Bestimmung der Laserintensität notwendig. Die Laserintensität im Fokuspunkt lässt sich durch vier verschiedene Methoden bestimmen, die im folgenden ausführlich erläutert werden:

- 1. Die Impulsverteilung der durch linear polarisiertes Licht entstandenen einfach geladenen Neon-Ionen wird mit der ADK-Theorie verglichen.
- 2. Zweitens wird die Halbwertbreite der Impulsverteilung des doppelt geladenen Neon-Ions mit Werten anderer Messungen [ERE03] verglichen.
- 3. Die Intensität kann über das Neon-Ratio,  $Ne^{2+}/Ne^{1+} = 0,45$  Promille, bestimmt werden.
- 4. Es wird eine Eichmessung mit zirkular polarisiertem Laserlicht und Argon durchgeführt. Die Intensität wird aus der Elektron-Impulsverteilung der Einfachionisation von Argon bestimmt.

Zusammengefasst liefern diese Verfahren eine Intensität von  $(1, 9\pm 0, 3) \times 10^{14} W/cm^2$ .

#### 1. Vergleich mit ADK-Theorie

Im Theorieteil 2.3.2 dieser Arbeit wird die ADK-Theorie [AMM86] vorgestellt. Mit ihrer Hilfe können Ionisationsraten vorhergesagt werden. Diese Raten stehen in Abhängigkeit unter anderem auch zur Laserintensität, d.h. sie können zur Bestimmung der Intensität herangezogen werden.

In Abbildung 5.1 ist die gerechnete Impulsverteilung der ADK-Theorie zu sehen



**Abb. 5.1.** Aus der ADK-Theorie bestimmte Impulsverteilung der  $Ne^{1+}$ -Ionen, resultierend aus der Ionisation durch einen Laserpuls der Intensität  $1,9 \cdot 10^{14} W/cm^2$ (durchgezogene Linie). Die gestrichelte Kurve zeigt die Impulsverteilung der gemessenen  $Ne^{1+}$ -Ionen parallel zur Polarisationsrichtung des Lasers. Die Halbwertbreiten sind angegeben:  $FWHM_{adk} = 0,75a.u., FWHM_{exp} = 1a.u.$  und  $FWHM_{res} = 0,65a.u.$ 

(durchgezogene Linie). Diese wird für Neon-Ionen, die durch einen Laser der Intensität  $1, 9 \cdot 10^{14} W/cm^2$  erzeugt werden, geplottet. Die gestrichelte Linie zeigt die gemessene Impulsverteilung der  $Ne^{1+}$ -Ionen parallel zur Polarisationsrichtung des Lasers. Die Halbwertsbreiten sind miteinander zu vergleichen: Die der ADK-Theorie ist 0,75 a.u., die der gemessenen Verteilung etwa 1 a.u.. Allerdings ist die experimentelle Impulsauflösung mit zu berücksichtigen. Diese ist  $FWHM_{res} = 0,65$  a.u. und wird mit der

Verteilung aus der ADK-Theorie gefaltet:

$$FWHM_{exp} = \sqrt{FWHM_{adk}^2 + FWHM_{res}^2} = \sqrt{0,75^2 + 0,65^2}a.u. = 0,99a.u.$$
(5.1)

Das Ergebnis ist, dass die Ionenverteilung, die aus der ADK-Theorie für eine Laserintensität von  $1,9 \cdot 10^{14} W/cm^2$  resultiert, mit der der gemessenen Ionenimpulse gut übereinstimmt.

#### 2. FWHM-Vergleich für die Doppelionisation von Neon

Eremina et. al. [ERE03] haben die Abhängigkeit der zur Polarisation des Lasers parallelen  $Ne^{2+}$ -, bzw.  $Ar^{2+}$ -Impulsverteilung zur Laserintensität untersucht. Obwohl sich die funktionelle Form der Impulsverteilung nicht mit der Laserintensität ändert, stellt man jedoch fest, dass die Halbwertsbreite mit steigender Intensität zunimmt. So ist es näherungsweise möglich, eine vorliegende Ionen-Impulsverteilung parallel zur Polarisationsrichtung mit diesen bei verschiedenen Intensitäten gemessenen zu vergleichen. Abbildung 5.2 zeigt diesen Vergleich. In Teilbild (a) sind die Verteilungen bei einer



Abb. 5.2. In Teilbild (a) sind die Impulsverteilungen parallel zur Polarisation der doppelt geladenen Neon- und Argon-Ionen bei einer Laserintensität von  $240TW/cm^2 = 2, 4 \cdot 10^{14}W/cm^2$  gezeigt [ERE03]. Die Kurve durch die Quadrate ist die  $Ne^{2+}$ -, die dicke durchgezogene Linie die  $Ar^{2+}$ -Impulsverteilung. Die dünne Linie ist die  $Ne^{2+}$ -Verteilung dieser Messung, zu der die Laserintensität bestimmt werden soll. In Teilbild (b) ist nur die Neon-Impulsverteilung aus [ERE03] gezeigt (dicke Linie) und zum Vergleich wieder die Impulsverteilung der Neon-Ionen dieses Experimentes (dünne Linie), allerdings bei einer Intensität von  $150TW = 1, 5 \cdot 10^{14}W/cm^2$ .

Laserintensität von  $240TW/cm^2 = 2, 4 \cdot 10^{14}W/cm^2$  gezeigt. Die Kurve durch die Quadrate ist die  $Ne^{2+}$ -, die dicke durchgezogene Linie die  $Ar^{2+}$ -Impulsverteilung. Die

dünne Linie zeigt die Verteilung der zu vergleichenden Messung, zu der die Laserintensität bestimmt werden soll. Deutlich zu erkennen ist, das die drei Kurven nicht deckungsgleich sind und die Halbwertsbreite der Neon/Argon-Kurve grösser ist, als die der Neon-Kurve aus diesem Experiment.

In Teilbild (b) dagegen ist die dicke Linie wieder die Neon-Kurve aus [ERE03], die dünne Linie, die Verteilung aus dieser Arbeit. Beide Kurven sind nahezu deckungsgleich bei einer Intensität von  $150TW = 1, 5 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . Der Fehler dieser Methode summiert sich aus den Messungenauigkeiten der zum Vergleich herangezogenen Messung und der Ungenauigkeiten dieser Messung und wird mit etwa 40% abgeschätzt.

#### 3. Neon-Ratios

Eine weitere Methode zur Bestimmung der Laserintensität ist der Vergleich der Ratios der doppelt und einfach geladenen Ionen mit Literaturwerten. In diesem Fall ist das dann  $Ne^{2+}/Ne^{1+}$ . Die Literaturwerte sind aus [BEC99b] entnommen.

Wie in Abbildung 5.3 zu sehen ist, entspricht dem gemessenen  $Ne^{2+}/Ne^{1+}$ -Ratio eine



Abb. 5.3. Die Abbildung ist entnommen aus [BEC99b]. Sie zeigt die bei 780nm und Laserpulsen von 160fs gemessene Neon-Ratios (aus [SHE98]) (offene Punkte) und theoretische Daten (geschlossene Kurve). Eingezeichnet ist das Ratio, das in dieser Arbeit bestimmt wurde (4,5 Promille), was etwa  $2,7 \cdot 10^{14} W/cm^2$  entspricht. Allerdings ist eine grosse Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment zu erkennen.

Intensität von etwa  $2, 7 \cdot 10^{14} W/cm^2$ , wenn von der gepunkteten Linie (das sind experimentelle Daten aus [SHE98]) ausgegangen wird. Wie zu sehen ist, gibt es eine hohe Diskrepanz zwischen den experimentellen von Sheehy et. al. [SHE98] und den theore-

tischen Daten von Becker et. al. [BEC99b]. Diese Methode der Intensitätsbestimmung ist die Ungenaueste der hier vorgestellten.

#### 4. Eichmessung mit Argon

Bei der Einfachionisation von Argon durch zirkular polarisiertes Licht entsteht die in Abbildung 5.4 dargestellte Impulsverteilung des Elektrons in senkrechter Richtung zur Polarisation. Die Pulsenergie wird gemessen und beträgt 3,  $17\mu J$ . Das heisst, die im



Abb. 5.4. Impulsverteilung des aus der Einfachionisation von Argon mit zirkularem Licht entstandenen Elektrons in y-Richtung gegen die Verteilung in z-Richtung (in atomaren Einheiten (a.u.)). Der Kreis deutet das Maximum der Verteilung bei 0,9 a.u. an. Die Linien zeigen den Bereich, aus dem die Abbildungen 5.5 entstehen.

folgenden bestimmte Intensität des Lasers korrespondiert mit dieser Pulsenergie. In Abbildung 5.4 ist die Impulsverteilung des Elektrons in y-Richtung (das ist die Richtung des Gasjets) gegen die Verteilung in z-Richtung (Spektrometerachse), beides in atomaren Einheiten (a.u.). Es wird also in Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls auf die Verteilung geschaut. Die kreisrunde Form ist zu erkennen, räumlich kann man sich die Struktur wie einen "Donut" vorstellen. Durch die Mitte der Verteilung ist ein Kreis mit Radius 0,9 a.u. gelegt (durchgezogene Linie). Abbildung 5.5 zeigt die Projektion der oben angesprochenen Verteilung auf die beiden Koordinatenachsen. Der Bereich,



Abb. 5.5. Projektionen aus der Impulsverteilung 5.4. (a): auf die x-Achse, (b): auf die y-Achse. Die Bereiche sind in obiger Abbildung 5.4 markiert. Die maximalen Werte liegen bei  $\pm 0.9$  a.u.

aus dem die Projektionen geplottet werden, ist durch die schwarzen Linien in 5.4 angedeutet. Deutlich sind die Maxima bei etwa  $\pm 0,9$  a.u. zu erkennen.

Die Zusammenhänge zeigt Abbildung 5.6 schematisch: Senkrecht zueinanderstehende ebene elektromagnetische Wellen überlagern sich derart, dass die maximale Driftenergie bei zirkularem Licht  $2U_p$  ist.

Diese maximale Driftenergie korrespondiert also zu einem Elektronenimpuls von 0,9 a.u. (siehe dazu Abbildung 5.6). Diesen Impuls verdeutlicht der Radius des eingezeichneten Kreises in Abbildung 5.4. Entsprechend ist der Gesamtimpuls in diesen beiden Richtungen:

$$p_{yz}^2 = p_{e,y}^2 + p_{e,z}^2 \tag{5.2}$$

Daraus folgt dann

$$p_{yz} = \sqrt{2} \cdot p_{e,y} = \sqrt{2} \cdot 0, 9a.u.$$
 (5.3)

Die kinetische Energie (in a.u.) des Elektrons ist dann:

$$E = \frac{p^2}{2} = \frac{(\sqrt{2} \cdot 0, 9a.u.)^2}{2} = 0,81a.u.$$
(5.4)

Die kinetische Energie also beträgt 22eV. Das entspricht der maximalen Ponderomotiven Energie  $2U_p$ , also ist  $U_p = 11eV$ .



**Abb. 5.6.** Schematische Darstellung von zirkularem Licht: Die Wellenzüge stehen senkrecht zueinander. Im Maximum ist der Driftimpuls 0, in den Nullstellen dagegen  $2U_p$ . Der resultierende Driftimpuls ist immer  $2U_p$  und das entspricht 0,9 a.u. (siehe Impulsverteilung 5.4).

Für die Intensität folgt somit (siehe auch 2.4):

$$I = U_p \cdot 4 \cdot \omega^2 \cdot 3, 5 \cdot 10^{16} W/cm^2 = 1, 9 \cdot 10^{14} W/cm^2$$
(5.5)

Hierbei sind  $\omega = 0,05699\frac{1}{a.u.}$  und  $U_p = 0,418a.u.$  Die Unsicherheit dieser Methode zur Intensitätsbestimmung wird mit 5%-10% abgeschätzt. Diese Methode ist die genaueste der hier vorgestellten zur Bestimmung der Laserintensität und sie wird deshalb am höchsten gewichtet.

### 5.2 Flugzeitverteilungen

Um die Impulsverteilungen der Teilchen im Ausgangskanal, also nach der Ionisation, für jede Raumrichtung zu bestimmen, muss der Auftreffort auf den Detektoren und die Flugzeit der Teilchen gemessen werden. Dies ist mit der COLTRIMS-Technik möglich. Die gemessenen Grössen liegen zunächst noch als Rohdaten (in Kanälen) vor, die entsprechend in physikalische Grössen umzurechnen sind. Der absolute Nullpunkt der Flugzeit muss bestimmt werden, da nur relative Zeiten gemessen werden. Dieser Flugzeitnullpunkt wird über das Masse-Ladungsverhältnis der Ionen bestimmt, denn die Wurzel dieses Verhältnisses ist proportional zur Flugzeit der Ionen:  $\sqrt{m/q} \sim TOF$ . Abbildung 5.7 zeigt die Flugzeitverteilung für die  $Ne^{2+}$ -Ionen (a) und die Elektronen (b) in Nanosekunden. Aus diesen Verteilungen werden die jeweiligen Impulse für die Komponente in Flugzeitrichtung, also in z-Richtung (entlang der Spektrometerachse) errechnet.



Abb. 5.7. Flugzeitverteilung in Nanosekunden: (a) der  $Ne^{2+}$ -Ionen und (b) der Elektronen.

## 5.3 Ortsverteilungen

Zur Impuls- und Energieberechnung der einzelnen an der Ionisation beteiligten Teilchen sind neben der Flugzeitmessung (Komponente parallel zum Spektrometer) die Auftrefforte auf den entsprechenden Detektoren zu bestimmen. Der Auftreffort auf den ortsauflösenden MCP-Detektoren setzt sich beim Rückstossionendetektor aus den beiden Ortsrichtungen x und y zusammen. Beim Elektronendetektor (Hexanode) werden die Orte nach einer Koordinatentransformation erhalten, was in Kapitel 4.6.2 ausführlich erklärt wird.

#### 5.3.1 Rückstossionenimpulse parallel zur Detektoroberfläche

Zur Impulsberechnung der Ortsimpulse ist es nötig den Nullpunkt der Ortsverteilung zu bestimmen. Dazu wird das zweidimensionale Ortsbild auf die x- und y-Achse projeziert und jeweils eine Gausskurve durch die Verteilungen gefittet. Die  $Ne^{2+}$ -Ortsverteilung ist im Gegensatz zu der des  $Ne^{1+}$ -Ion nach unten versetzt, da die Flugzeit des doppelt geladenen Ions um  $1/\sqrt{2}$  kürzer ist. Der Gaussfit bestimmt mit einem relativ geringen Fehler den Ortsnullpunkt für die beiden Richtungen. Diese Angaben werden der Auswerteroutine übergeben. Resultierend daraus erhält man Ortsverteilungen für das gemessene  $Ne^{1+}$ - und  $Ne^{2+}$ -Rückstossion. Das verdeutlicht Abbildung 5.8. Hier sind jeweils für die beiden Ionen die Impulse in atomaren Einheiten aufgetragen.

Die Ortsverteilung ist so ausgerichtet, dass in dieser Darstellung die y-Richtung die Richtung des Überschall-Gasjets ist, dieser also von unten nach oben strahlt. Das er-



**Abb. 5.8.** 2-dimensionales Ortsbild der  $Ne^{1+}$ - (a) und  $Ne^{2+}$ -Ionen (b). Die ursprünglichen Ortsverteilungen (in Kanälen) sind schon in Impulsverteilungen (in a.u.) umgerechnet worden.

kennt man auch an der Struktur der Ortsverteilung, denn diese ist vertikal ausgedehnt. Der Rückstossionenimpuls ist die Summe aus dem Atom vor der Ionisation und dem Impulsübertrag in der Ionisation. Der Gasjet bestimmt die Impulsverteilung der Atome: Je kälter der Gasjet ist, desto schmäler die Verteilung in Jetausbreitungsrichtung.

#### 5.3.2 Elektronenimpulse parallel zur Detektoroberfläche

Die Berechnung der beiden x- und y-Koordinaten aus den Laufzeitunterschieden der Signale auf dem Hexanodendetektor ist in Kapitel 4.6.2 vorgestellt worden. Da, wie erwähnt, die drei Ebenen der Hexanode jeweils um 60° gegeneinander gedreht sind, ist zur Ortsberechnung auf dem Hexanoden-Detektor eine Koordinatentransformation nötig. Dadurch erhält man die Position des Elektrons in kartesischen Koordinaten. Zur Verdeutlichung sei auch auf die entsprechende Abbildung 4.24 verwiesen.

Abbildung 5.9 zeigt zum einen die gemessene Ortsverteilung in Millimeter (a) und Teilbild (b) die daraus berechneten Elektronenimpulse (in atomaren Einheiten) in Ortsrichtung. Da der Elektronendetektor nicht konform zum Koordinatensystem des Rückstossionendetektors eingebaut ist, wird die Verteilung dementsprechend gedreht. Auch das verdeutlicht Abbildung 5.9 sehr anschaulich.



Abb. 5.9. 2-dimensionales Ortsbild der Elektronen: Teilbild (a) zeigt die direkt gemessene Ortsverteilung auf dem Elektronendetektor (in mm). Teilbild (b) dagegen verdeutlicht die aus den Rohdaten bestimmten Ortsimpulse (in a.u.) der Elektronen.

# 5.4 Kalibration des Magnetfeldes

Wichtig für die Berechnung der Elektronenimpulse in der Ebene des Detektors ist die Bestimmung des Betrages und der Richtung des verwendeten Magnetfeldes. Das homogene Magnetfeld wird durch zwei Spulenpaare erzeugt, die einen grossen homogenen Magnetfeldbereich erzeugen. Sie zwingen die Elektronen auf Zyklotronbahnen mit einer Frequenz von  $\omega = 2\pi/T = 1,904 \cdot 10^8 Hz$ . Die Periodendauer einer Umdrehung beträgt 33ns. Die Stärke des Magnetfeldes äussert sich im Gyrationsradius r der Teilchen:

$$r = \frac{m \cdot v_{\perp}}{q \cdot B} \tag{5.6}$$

und in der Zyklotronfrequenz  $\omega_C$  bzw. der Zyklotronperiode

$$t_C = \frac{\omega_C}{2\pi} = 2\pi \frac{m}{qB} \tag{5.7}$$

Für ein Elektron gilt dann:

$$r[mm] = 124, 38 \cdot \frac{v_{\perp}[a.u.]}{B[G]}$$
 (5.8)

und

$$t_C[ns] = 357, 22 \cdot \frac{1}{B[G]} \tag{5.9}$$

Diese beiden beschriebenen Grössen (der Zyklotronradius und die -zeit) sollten im Idealfall keine Abhängigkeit von der elektrischen Beschleunigung entlang der Spektrometerachse zeigen. Der Durchmesser (d=2r) der Zyklotronbahn darf den Radius



Abb. 5.10. Dargestellt ist der Auftreffort  $R_{y,e}$  der Elektronen auf dem Detektor in Referenz zur Flugzeitachse der Teilchen in Abhängigkeit zur jeweiligen Flugzeit eTOF der Elektronen. Die Knoten der Gyrationsbahnen sind markiert und gut zu erkennen. Die Periode der Gyration beträgt 33 ns. Die z-Achse (Farbskala) ist logarithmisch skaliert.

der aktiven Fläche des MCP nicht überschreiten, da sonst das Elektron nicht mit der maximal möglichen kinetischen Energie auf dem Detektor nachgewiesen werden kann (siehe dazu auch 4.14).

Die Richtung des Magnefeldes sollte parallel zum elektrischen Feld sein, da die Ortsverteilungen ansonsten eine Zeitabhängigkeit aufweisen. Zur Ermittlung der Zyklotrondauer wird die radiale Auslenkung

$$R = \sqrt{dx^2 + dy^2} \tag{5.10}$$

mit  $dx = x - x_0$  und  $dy = y - y_0$  auf dem Detektor gegen die Flugzeit *eTOF* der Elektronen aufgetragen, was in Abbildung 5.10 zu erkennen ist. Aus der Lage der Nulldurchgänge und deren Abstand lässt sich die Zyklotrondauer (33 ns) und die absolute Elektronenflugzeit berechnen. Auch die Stärke des Magnetfeldes kann daraus bestimmt werden. Die Knoten im Spektrum deuten auf Vielfache der Gyrationsperiode hin: Bei ihrer Position wurden genau n vollständige Kreis- bzw. Spiralbahnen durchlaufen und die Verteilung schneidet die Spektrometerachse bei R=0.

## 5.5 Impulsberechnung

Aus den gemessenen Daten der Flugzeit- und Ortsverteilung der Ionen und Elektronen lassen sich die Impulse aller an der Ionisation beteiligter Teilchen für alle drei Raumrichtungen bestimmen. Das bedeutet insbesondere es existieren für zwei Elektronen und das doppelt geladene Rückstossion Informationen über den vollständigen Impulsraum des Ausgangskanals. Aufgrund der Impulserhaltung gilt für die Einfachionisation:

$$\vec{p}_{ph} + \vec{p}_{Ne} = \vec{p}_{Ne^{1+}} + \vec{p}_{e1} \tag{5.11}$$

Für die Doppelionisation folgt dann:

$$\vec{p}_{ph} + \vec{p}_{Ne} = \vec{p}_{Ne^{2+}} + \vec{p}_{e1} + \vec{p}_{e2} \tag{5.12}$$

Hierbei bedeuten  $\vec{p}_{ph}$  die Impulse der Photonen,  $\vec{p}_{e1,x}$  die Impulse des entsprechenden Elektron und  $\vec{p}_{Ne}^{x}$  die Ionenimpulse mit entsprechender Ladung.

Der Betrag des Rückstossionenimpuls setzt sich aus den Impulsen der einzelnen Raumrichtungen zusammen:  $p_{e1,ges} = \sqrt{p_{e1,x}^2 + p_{e1,y}^2 + p_{e1,z}^2}$ .

Zur Berechnung der einzelnen Impulskomponenten von Ionen und Elektronen sei auf die Kapitel 4.5.1 und 4.5.2 verwiesen.

Abbildung 5.11 zeigt die Elektronenimpulsverteilung der Elektronen in allen drei Raumrichtungen. (a) verdeutlicht die Impulse in x-Richtung, (b) in Richtung parallel zum Überschall-Gasjet und (c) entlang des elektrischen Feldes (z-Komponente). Die Verteilungen peaken jeweils um den Betrag Null. In guter Näherung ist das eine Gaussverteilung, deren Sigma ( $\sigma$ )-Wert bestimmt und daraus die Halbwertsbreite errechnet wird. Die Halbwertsbreite beträgt in x-Richtung (a) etwa ±0,12 a.u., in y-Richtung (b) ±0,47 a.u. und in z-Richtung ±0,14 a.u..

Der Impuls  $\vec{p}_{Ne}$  der Neon-Atome im Jet ist eine für alle Atome gleiche additive Konstante, die im folgenden vernachlässigt wird. Photon und Elektron alleine können die Impulserhaltung allerdings nicht erfüllen. Für die betrachteten Impuls- und Energieverteilungen ist der Photonenimpuls ( $\vec{p}_{ph} = 8 \cdot 10^{-4}$ a.u.) vernachlässigbar gegenüber dem Elektronenimpuls.

Um der Impulserhaltung zu genügen, wird die Impulsverteilung des Rückstossions herangezogen. Diese kompensiert den Impuls des auslaufenden Elektrons. Für den Elektronenimpuls bei Einfachionisation gilt mit  $IP^+$  als Ionisationspotential von Neon:

$$\vec{p}_{e1} = \sqrt{2m_e \cdot E_{ph} - IP^+}$$
 (5.13)

Die Photonenenergie  $(E_{ph} = 1, 55eV = 0, 057a.u.)$  ist konstant. Daher ist auch der Impulsbetrag des Elektrons konstant. Für  $\vec{p}_{ph} \approx 0$  gilt:

$$\vec{p}_{Ne^{1+}} = -\vec{p}_{e1} \tag{5.14}$$



Abb. 5.11. Elektronenimpulsverteilungen in a.u.. Teilbild (a) verdeutlicht die Impulsverteilung in x- Richtung, (b) in Polarisations- (y)- Richtung und (c) entlang des elektrischen Feldes (z-Richtung).

Dass heisst, dass die Impulsbeträge der Rückstossionen und Elektronen bei Einfachionisation gleich gross sind. Gegeneinander aufgetragen sollte eine diagonale Verteilung zu erkennen sein. Das verdeutlicht Abbildung 6.2 in Kapitel 6.1 anschaulich.

# 5.6 Energieberechnung



Abb. 5.12. Energieverteilung des Elektrons in Abhängigkeit des Emissionswinkels

Für die Energieberechnung bei Einfachionisation gilt:

$$n \cdot E_{ph} + E_{Ne} = E_{Ne^{1+}} + E_{e_1} + IP^+ \tag{5.15}$$

Und für die Doppelionisation:

$$n \cdot E_{ph} + E_{Ne} = E_{Ne^{2+}} + E_{e_1} + E_{e_2} + IP^{2+}$$
(5.16)

IP bezeichnet die Ionisationsenergie von Neon, die für die jeweilige Reaktion aufzubringen ist.  $IP^+$  ist das Ionisationspotential bei Einfachionisation und beträgt 21,564 eV.  $IP^{2+}$  bezeichnet das Ionisationspotential bei Doppelionisation ( $IP^{2+}=40,962$  eV).
n bezeichnet die Anzahl der absorbierten Photonen.  $E_{ph}$  ist die Photonenenergie und beträgt bei dem verwendeten Lasersystem mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 800nm$ :

$$E_{ph} = h \cdot f = h \cdot \frac{c}{\lambda} = 1,55eV \tag{5.17}$$

 $E_{Ne}$  kann vernachlässigt werden. Die Energie (in a.u.) des gemessenen Elektrons berechnet sich aus:

$$E_e = \frac{p_e^2}{2}$$
 mit  $p_e = \sqrt{p_{e,x}^2 + p_{e,y}^2 + p_{e,z}^2}$  (5.18)

Die Umrechnungen von atomaren Einheiten in Einheiten des SI-Systems sind im Anhang beschrieben (1a.u. = 27.212eV). In Abbildung 5.12 ist die Energie des Elektrons gegen den Winkel zwischen der Impulskomponete in Flugzeitrichtung und dem Gesamtimpulsvektor aufgetragen. Die Energieverteilung ist um *Theta* = 0° symmetrisch.

Die Energie des Elektrons wird anhand folgender Gleichung bestimmt:

$$E_f = (n+s)\hbar\omega - (W_f + U_p) \tag{5.19}$$

Die ponderomotive Energie wird aus den Laserparametern  $(U_p = \frac{F^2}{4\omega^2})$  berechnet (2.4). Die Bestimmung der Intensität im Fokuspunkt stellt allerdings einen relativ grossen Fehler dar (> 5%, siehe oben (5.1)). Somit lässt sich  $U_p$  und damit auch der Absolutwert der Elektronenenergie nur unzureichend genau bestimmen. Da die Energie der Photoelektronen allerdings gequantelt ist  $(n \cdot \hbar \omega)$ , kann die Differenz der Elektronenenergie in Abbildung 5.12 verdeutlicht werden, was durch die horizontalen Linien dargestellt ist. Deren abolute Lage dagegen kann, wie erwähnt nur sehr ungenau bestimmt werden.

 $Date nanalyse \ und \ Messmethoden$ 

# Kapitel 6

# Ergebnisse und Diskussion

Geordi LaForge: "Man könnte meinen, die Gesetze der Physik seien plötzlich aus dem Fenster geworfen worden." Q: "Warum auch nicht? Sie sind so lästig."

aus [STRTR]

# 6.1 Impulsverteilung

Ziel des hier vorgestellten Experimentes ist, die Energie und Impulse aller an einer Ionisation beteiligter Teilchen in allen drei Raumrichtungen zu bestimmen und das sowohl für den Fall, dass es nur ein Elektron und ein einfach geladenes Rückstossion gibt, aber auch für die weitaus interessantere Doppelionisation.

Grundlage für die Bestimmung ist, dass die Flugzeit und der Auftreffort der jeweiligen Teilchen bestimmt werden, woraus ja, wie oben gezeigt, die einzelnen Impulse im Ausgangskanal der Ionisation berechnet werden. Die Untersuchung der Impulsverteilungen bei Einfachionisation dient im Wesentlichen der Überprüfung der Messung an sich, bzw. der Eichung bei der Analyse. Natürlich muss Impulserhaltung gelten. Ob dem so ist, kann bei einem Elektron und einem Rückstossion leicht überprüft werden, denn die Impulse beider Teilchen müssen sich gegenseitig kompensieren. Bei der Doppelionisation hingegen kompensiert sich der Impuls der Summe beider Elektronen mit dem Impuls des Ions. Da aber nur ein Elektron gemessen wird, ist eine direkte Überprüfung der Impulserhaltung bei der Doppelionisation nicht möglich und es wird der Weg über die Einfachionisation gegangen.

#### 6.1.1 Impulsverteilung bei Einfachionisation

Werden die Impulse der Elektronen und Rückstossionen gegeneinander für die jeweils gleiche Raumrichtung aufgetragen, ergibt sich aufgrund der Impulserhaltung eine Verteilung entlang einer Diagonalen, die bei richtiger Eichung durch die Null beider Impulsachsen läuft und eine Steigung von  $-45^{\circ}$  besitzt. Das verdeutlicht Abbildung 6.2, die Impulsverteilung in Teilbild (c) ist in Richtung senkrecht zur Betrachtungsebene logarithmisch dargestellt, alle anderen linear: Deutlich sind die oben angesprochenen



**Abb. 6.1.** Aufgetragen ist die Summe des Rückstossionen- und Elektronenimpulses  $(p_{e,x} + p_{r,x})$  für jede Raumrichtung. Damit kann das Verhältnis von echten Koinzidenzen (liegen auf der Diagonalen) und nicht korrelierten Ereignissen, die homogen verteilt liegen, veranschaulicht werden.

Diagonalen zu erkennen. Nur korrelierte Events befinden sich darauf.

Die Sigma-Werte der einzelnen Diagonalen sind 0,14 a.u. für die x-, 0,34 a.u. für die y- und 0,03 a.u. für die z-Richtung. Zur Bestimmung der Breite und damit der Auflösung der Impulse in den einzelnen Richtungen ist die Summe des Rückstossionen- und Elektronenimpulses  $(p_{e,x} + p_{r,x})$  gegen deren Anzahl aufgetragen, was in Abbildung 6.1



Abb. 6.2. Impulsverteilung der Elektronen- und Rückstossionenimpulse bei Einfachionisation. Deutlich ist die Verteilung entlang der Diagonalen für alle drei Raumrichtungen zu erkennen. Die Impulsverteilung in Teilbild (c) ist in Richtung senkrecht zur Betrachtungsebene logarithmisch dargestellt, alle anderen linear. Zu erkennen ist, dass Impulserhaltung gilt  $(p_{r,x} = -p_{e1,x})$  und Entsprechendes für die beiden anderen Richtungen.

gezeigt wird. Da die Verteilung nahezu gaussförmig ist, kann durch eine entsprechende Fitfunktion das jeweilige Sigma bestimmt werden. Zu sehen ist, dass es eine relativ "saubere" Messung ist, denn der grösste Teil der Ereignisse liegt auf den Diagonalen verteilt.

Im übrigen ist mit Hilfe des sogenannten Eventcounter, der die Messdaten nach der zeitlichen Reihenfolge sortiert, überprüft worden, ob es zu Unstetigkeiten bei der Mes-

sung der Flugzeiten bzw. der Orte gekommen ist. Dazu werden die relevanten Messdaten gegen die Messzeit geplottet. Es kam zu Schwankungen der Spektrometerspannung und zu Veränderungen des Magnetfeldes im Laufe der etwa zweitägigen Messung. Die entsprechenden Parameter wurden in der Analyse korrigiert.

#### Transversalimpuls der Elektronen

Der Transversalimpuls der Elektronen zur Polarisationsrichtung (y-Richtung) ist definiert als:

$$p_{\perp,e} = \sqrt{p_{e1,x}^2 + p_{e1,z}^2} \tag{6.1}$$

Wird der Transversalimpuls gegen den Longitudinalimpuls  $p_{e1,y}$  aufgetragen, ergibt sich Abbildung 6.3. Die in Abbildung 6.3 eingezeichneten Kurven zeigen die Lage von



Abb. 6.3. Elektronen-Impulsverteilung in Polarisationsrichtung (y) und senkrecht dazu. Die Kreisbögen zeigen die relative Lage von Ereignissen, bei denen 1-4 Photonen über der Schwelle absorbiert wurden. Zum Vergleich sei auf Abbildung 5.12 verwiesen.

Ereignissen, bei denen Photonen absorbiert wurden, die einer Energie von  $n \cdot 1,55$  eV entsprechen (n von 1-4). Die absolute Lage der Bögen lässt sich aufgrund der grossen und nur sehr ungenau gemessenen ponderomotiven Verschiebung nicht vorhersagen (gleiche Argumentation wie im Kapitel zuvor (5.6)). Die Polarwinkelverteilung bei verschiedenen Elektronenenergien ist in Abbildung 6.24 dargestellt und wird später

#### 6.1 Impulsverteilung

mit Winkelverteilungen einer Argon-Messung verglichen 6.22 und 6.23.

Für die einzelnen Ringe sind eine Vielzahl von Maxima zu erkennen. Die spiegeln den Drehimpuls der Elektronen wider.

Abbildung 6.4 verdeutlicht die Impulsverteilungen in Polarisations- (y-) Richtung



Abb. 6.4. Impulsverteilung in Polarisationsrichtung (y) f
ür Elektronen und Ionen aufgetragen gegen die jeweils andere Richtung (x und z). Die Verteilungen sind linear skaliert.

gegen die jeweilige andere Richtung für das Elektron und das einfach geladene Rückstossion. Eine zigarrenähnliche Verteilung entlang der Polarisation wird aufgrund der bevorzugten Emissionsrichtung (Einfluss des Laserfeldes dominiert ja in der Polarisationsrichtung) erwartet und ist auch deutlich zu erkennen.

### 6.1.2 Impulsverteilung bei Doppelionisation

Bei diesem Experiment werden bei der Einfach- und Doppelionisation jeweils die Impulsverteilungen von einem Elektron und dem Rückstossion (einfach- oder zweifach geladen) bestimmt. Bei der Doppelionisation wird das zweite Elektron aus den Impulsverteilungen des gemessenen Elektrons und des  $Ne^{2+}$ -Ions berechnet, indem die Impulserhaltung ausgenutzt wird. Unter Vernachlässigung des Photonenimpulses gilt jeweils für jede Raumrichtung (x,y und z):

$$\vec{p}_{e,b} = -\vec{p}_{Ne^{1+}} - \vec{p}_{e,a} \tag{6.2}$$

Somit ist es möglich den gesamten Impulsraum des Ausgangskanals zu bestimmen, denn die Impulse aller drei an der Doppelionisation beteiligter Teilchen sind nun bekannt.

## 6.2 Dalitz-Plots



Abb. 6.5. Schematische Darstellung eines Dalitz-Plotes. In einem gleichseitigen Dreieck wird das Impulsquadrat der drei Teilchen als Höhen senkrecht über eine Seite konstruiert. Aufgrund der Energieerhaltung müssen die Ereignisse innerhalb des Dreiecks liegen. Wird zusätzlich die Impulserhaltung berücksichtigt, liegen die Ereignisse innerhalb des inneren Kreises. Rechts: Schematische Darstellung der Winkelverteilung der drei Teilchen im In-Kreis [FREI].

Ein Dalitz-Plot wird verwendet, um die Verteilung der Fragmentationkonfiguration graphisch darzustellen. Er wird konstruiert, indem ein gleichseitiges Dreieck gezeichnet wird. In dieses Dreieck werden die Impulsquadrate der drei Teilchen, hier zwei Elektronen und das Rückstossion, als Höhen jeweils senkrecht über einer Seite eingezeichnet. Aufgrund der Energieerhaltung müssen alle Ereignisse innerhalb des Dreiecks liegen. Siehe dazu auch Abbildung 6.5.

Da natürlich auch Impulserhaltung gilt, liegen alle Ereignisse auch innerhalb des so-



Abb. 6.6. Darstellung eines Dalitz-Plotes. Die Dalitz-Koordinaten sind im Text erklärt.

genannten In-Kreises, d.h. in dem Kreis, der alle drei Seiten tangiert. In kartesische Koordinaten übersetzt heisst das, dass das Impulsquadrat des dritten Teilchens aus dem des ersten und zweiten dargestellt werden kann.

Abbildung 6.6 zeigt ein solches Dalitz-Diagramm. Die kartesischen Koordinaten werden aus den drei Impulsquadraten berechnet und sind dabei:

$$x_{dalitz}(p_{e,a}^2, p_{e,b}^2, p_r^2) = \frac{1}{a \cdot \sqrt{3}}(p_{e,a}^2 - p_{e,b}^2)$$
(6.3)

$$y_{dalitz}(p_{e,a}^2, p_{e,b}^2, p_r^2) = \frac{1}{a} \cdot p_r^2 - \frac{1}{3}$$
 (6.4)

a ist der Normierungsfaktor  $(a = p_{e,a}^2 + p_{e,b}^2 + p_r^2)$ . Der Nullpunkt der Verteilung wird, bewirkt durch den Kehrwert aus der Quadratwurzel von drei und dem Summanden von einem Drittel, in den Schwerpunkt des gleichseitigen Dreiecks gelegt. Bei dieser Definition liest sich der Dalitz-Plot wie folgt: Parallel zur x-Achse liegt die Seite des Dreiecks, die den Rückstossionen-Quadratimpuls symbolisiert, rechts ist die Seite mit dem von Elektron a, links die von Elektron b, siehe Abbildung 6.5 (weitere Informationen zu Dalitz-Plots befinden sich in [DAL53]).

In diesem Spektrum kann man jedem Punkt auch eindeutig die Anordnung der vektoriellen Impulse zuordnen. Das Dalitz-Diagramm erhält die Phasenraumdichte, d.h. bei im Phasenraum gleichverteilten Fragmentimpulsen, die ausserdem Energie- und Impulssatz erfüllen, ist die Punktdichte im Dalitz-Plot gleichmässig.

Aus dem Dalitzplot kann man direkt die bevorzugte Geometrie des Dreiteilchen-Aufbruches ablesen. Die geringe Intensität im Zentrum des Kreises in Abbildung 6.6 zeigt, dass ein Aufbruch, bei dem der Kern- und die beiden Elektronenimpulse ein symmetrisches Dreieck bilden, sehr selten ist.

Die Hauptintensität liegt in Bereichen, bei denen beiden Elektronen in etwa in die gleiche Richtung, entgegengesetzt zum Rückstossion, emittiert werden (oben im Kreis). Der Dalitzplot bietet so schon einen sehr guten Überblick ueber die Winkelverteilungen, die im Folgenden in polar- und karthesischen Koordinaten noch im Detail diskutiert werden.

## 6.3 Interne Koordinaten

Um die innere Teilchendynamik eines Ionisationsprozesses, oder genauer gesagt, die Dynamik eines Elektronenpaares, besser verstehen zu können, kann vom Laborsystem zu internen Koordinaten gewechselt werden. Dabei spannen die beiden Elektronen a und b durch ihre Gesamtimpulsvektoren immer eine ausgezeichnete Ebene im Laborsystem auf. Allerdings ergibt sich bei gleicher oder genau entgegengesetzter Emissionsrichtung nur eine ausgezeichnete Achse im Raum, was aber durch besondere Auswahlregeln stark unterdrückt ist [WEBDR].

Die Richtung eines Elektrons a definiert die Referenzachse (x-Achse) des internen Koordinatensystems. Diese Achse ist gegenüber den drei Raumrichtungen des Laborsystems geneigt. Die Summe der Projektionen der Impulskoordinaten des raumfesten Systems  $p_{e,b,x}$ ,  $p_{e,b,y}$  und  $p_{e,b,z}$  des zweiten Elektrons b auf diese neue interne Koordinate (x-Achse) ergibt den Impulsanteil <sup>int</sup> $p_{e,b,x}$  des zweiten Teilchens der auf die Richtung des ersten Teilchens entfällt.

Die internen Koordinaten dieser neuen Ebene sind von jeglicher Ausrichtung zur ausgezeichneten Richtung des Laborsystems lösgelöst. Diese Richtung des Laborsystems ist der elektromagnetische Polarisationsvektor  $\epsilon$ . Die neue Referenzachse ist der Gesamtimpulsvektor eines Elektrons, siehe Abbildung 6.7.



Abb. 6.7. Schematische Darstellung der internen Koordinaten. Die ausgezeichnete Ebene ist die, die von den beiden Elektronen a und baufgespannt wird. Dieses stellt die Basis für ein neues internes xy-Koordinatensystem dar.  $\epsilon$  repräsentiert den Polarisationsvektor des Lichts.

Natürlich ist es gleichsam möglich, diese neue interne Ebene so zu legen, dass der Polarisationsvektor des eingestrahlten Lichts ebenfalls in dieser Ebene liegt. Dadurch werden Vergleichsmöglichkeiten mit anderen Untersuchungen gewährleistet (z.B. [SCH93, SCH94, LAB95]. Ausführlicheres zum internen Koordinatensystem findet man in [WEBDR]). Die Berechnung der internen Koordinaten befindet sich im Anhang (A.5).

Nach diesen Vorbetrachtungen soll sich nun den Messdaten zugewandt werden:

In den Abbildungen 6.9 und 6.10 sind die Elektronenverteilungen der Impulse in internen Koordinaten zu sehen. Die verschiedenen Verteilungen unterscheiden sich dadurch, dass Bedingungen auf unterschiedliche Summenenergien  $E_{sum} = E_{e,a} + E_{e,b}$ beider Elektronen gesetzt sind.

Abbildung 6.8 zeigt die Verteilung der Summenenergie von Elektron a und b. Das Maximum der Verteilung liegt zwischen 8 und 27 Elektronenvolt. Wie zu sehen ist, sind die Bereiche, auf denen die Energie eingeschränkt wird, markiert: Die Bereiche, die mit den kleinen Buchstaben bezeichnet sind ((a)-(d)) beziehen sich auf Abbildung 6.10, die mit den grossen Buchstaben auf Abbildung 6.9. Die z-Achse (senkrecht zur Zeichenebene) skaliert linear in allen Spektren.

In Abbildung 6.9 sind also Verteilungen zu sehen für Bedingungen auf:

(a) das gesamte Summenspektrum (1eV-150eV),

(b) nur das Maximum der Verteilung (8eV-27eV)

(c) den Bereich, der kleiner ist, als das Maximum (1eV-8eV) und

(d) den Bereich, der grösser ist, als das Maximum (27eV-150eV).

Der eingezeichnete weisse Pfeil symbolisiert die Richtung von Elektron a, die definitionsgemäss entlang der positiven x-Achse liegt. Die Elektronen in den Teilbildern (a),



Abb. 6.8. Verteilung der Elektronensummenenergie der beiden Elektronen. Das Maximum der Verteilung liegt zwischen 8eV und 27eV. Die Einschränkungen auf bestimmte Summenenergiebereiche sind markiert: (a) 1eV-150eV, (b) 8eV-27eV, (c) 1eV-8eV und (d) 27eV-150eV. Diese Bereiche beziehen sich auf Abbildung 6.10. (A) 27eV-150eV, (B) 50eV-150eV, (C) 60eV-150eV und (D) 70eV-150eV, diese beziehen sich auf Abbildung 6.9.

(b) und (d) emittieren überwiegend in die gleiche Halbkugel. Hingegen weisen niederenergetische Elektronen (c) dieses Verhalten nicht auf. Allerdings sind in diesem Energiebereich (1eV-8eV) sehr wenige Ereignisse, wodurch die Abbildung dementsprechend wenig Statistik enthält.

Der höherenergetische Bereich (ab dem Maximum) soll nun näher beleuchtet werden. Dazu wird das Summenspektrum in weitere Abschnitte unterteilt:

(A) 27eV-150eV (B) 50eV-150eV (C) 60eV-150eV und (D) 70eV-150eV. Auch das verdeutlicht Abbildung 6.8.

Betrachtet man Abbildung 6.10, stellt man fest, dass sich die Verteilungen durch die verschiedenen Bedingungen ändern. Die Tendenz zeigt, dass mit grösser werdendem Energiebereich das Emittieren in die gleiche Halbkugel verloren geht. Die Elektronen stossen sich ab.



Abb. 6.9. Impulsverteilung von Elektron a und Elektron b in internen Koordinaten  $x_{intern}$  und  $y_{intern}$ . Die Verteilungen werden für vier verschiedene Bedingungen auf die Summenenergie  $E_{sum} = E_{e,a} + E_{e,b}$  beider Elektronen, siehe dazu Abbildung 6.8, erzeugt. Der Bereich der Summenenergie ist jeweils eingeschränkt auf: (a) 1eV-150eV, (b) 8eV-27eV, (c) 1eV-8eV und (d) 27eV-150eV. Der Pfeil symbolisiert die Emissionsrichtung des Referenzelektrons.



Abb. 6.10. Impulsverteilung von Elektron a und Elektron b in internen Koordinaten x<sub>intern</sub> und y<sub>intern</sub>, wie in Abbildung 6.9, jedoch mit Einschränkungen auf: (A) 27eV-150eV, (B) 50eV-150eV, (C) 60eV-150eV und (D) 70eV-150eV. Der Pfeil symbolisiert die Emissionsrichtung des Referenzelektrons.

#### 6.3.1 Vergleich zur Einphoton-Doppelionisation von Helium

Die vorgestellten Impulsverteilungen sollen mit Verteilungen, die aus der Doppelionisation von Helium durch ein hochenergetisches Photon resultieren [ACH01], verglichen werden.



Abb. 6.11. Impulsverteilung von Elektron (B) in Bezug zu Elektron (A). Der Pfeil verdeutlicht die Richtung von Elektron (A). Der äussere Kreis zeigt den maximal möglichen Impuls, der innere Kreis zeigt den Bereich der Ereignisse mit mit gleicher Energieverteilung (equal energy sharing). Die in (a) und (b) gezeigte Ebene ist senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts ( $\theta_A = \theta_B = 90^\circ \pm 20^\circ$ ). In Teilbild (c) ist die Verteilung resultierend aus linear polarisiertem Licht gezeigt. Es wird über alle Richtungen bezüglich der Polarisationsrichtung integriert, dagegen sind (d) und (e) Ausschnitte aus (c): Elektron (A) ist parallel (d) und senkrecht (e) zur Polarisationsrichtung emittiert. Die Polarisationsrichtung ist horizontal orientiert [ACH01].

Aufgrund der Impulserhaltung und unter Vernachlässigung des Photonenimpulses liegen die Impulsvektoren der beiden Elektronen und des Rückstossions immer in einer Ebene. Diese interne Ebene des Dreikörperproblems ist in allen Bildern gezeigt. In Abbildung 6.11 sind die Verteilungen für verschiedene Polarisationen des Lichtes gezeigt: In Teilbildern (a) und (b) ist die Verteilung für zirkulares Licht, in (c)-(e) die für linear polarisiertes Licht dargestellt. Die Ereignisse in (c) sind über alle Richtungen in Bezug zur Polarisationsrichtung integriert. In (d) und (e) sind dagegen nur der Teil der Ereignisse dargestellt, bei denen der Impuls von Elektron (A) parallel oder senkrecht zur Polarisationsachse, die in beiden Bildern horizontal liegt, ausgerichtet ist. In Abbildung 6.11(a) und (b) dringen die zirkular polarisierten Photonen in die Zeichenebene ein. Beide Elektronen sind auf einen Polarwinkel von  $90^{\circ} \pm 20^{\circ}$  zur Ausbreitungsrichtung der Photonen beschränkt, das heisst, nur ein Teil des Endzustandes ist gezeigt.

Zu sehen ist, dass beide Elektronen bevorzugt in entgegengesetzte Halbsphären emittieren. Die Erklärung dafür ist die Elektronenabstossung. Eine weitere Beobachtung ist das Loch in der korrelierten Wellenfunktion für gleiche Energieaufteilung zwischen den Elektronen (equal energy sharing) und back-to-back Emission. Dieses Loch resultiert aus der <sup>1</sup>P<sup>o</sup> Symmetrie des Endzustandes für die Doppelionisation von Helium durch die Absorption von einem Photon. Näheres dazu findet man in [ACH01, MAU95, SCH93]. Beide Beobachtungen sind unabhängig von der Emissionsrichtung der beiden Elektronen in Bezug zur Polarisationsrichtung. Die <sup>1</sup>P<sup>o</sup> Symmetrie bedingt ein Loch bei  $k_1 = -k_2$ . Die experimentellen Daten belegen das und es ist deutlich ein Loch im Impulsraum zu erkennen. Für den Fall, dass ein Elektron senkrecht zur Polarisation emittiert (Abbildung 6.11(e)) weitet sich das Loch im Bereich  $k_1 = -k_2$  länglich aus. Für zirkulares Licht (Abbildung 6.11(a) und (b)) hat dieses Loch eine Wirbelstruktur. Diese Struktur rührt von der komplizierten Dynamik des Ionisationsprozesses her.

Werden die Elektronenimpulsverteilungen für die Einphoton-Doppelionisation mit der der Multiphoton-Doppelionisation verglichen, stellt man fest, dass deutliche Unterschiede existieren. Im Einphotonfall gibt es keine Emission der Elektronen in die gleiche Halbsphäre, sondern für alle Polarisationen emittieren das eine Elektron nur in entgegengesetzter Richtung zum anderen. Im Multiphotonenfall sieht das ganz anders aus, denn wie oben erwähnt emittieren die Elektronen durchaus in die gleiche Halbkugel. Das ist bei der Ionisation mit einem hochenergetischen Photon nicht beobachtet worden.

Bei der Multiphotonen-Ionisation ändern sich zudem die Auswahlregeln. Interessant wäre es, die Anzahl der absorbierten Photonen zu bestimmen. Dies ist im Prinzip möglich, indem man die Summenenergie der Elektronen mit einer Auflösung < 1,5eV misst. Im gegenwärtigen Experiment wurde diese Auflösung jedoch nicht erreicht.

Es ist zu erwarten, dass die Impulsverteilungen für eine gerade Anzahl absorbierter Photonen sich deutlich von denen für eine ungerade Anzahl Photonen unterscheiden, da die Endzustandswellenfunktion in diesen Fällen verschiedene Parität hat [DOE04p].

# 6.4 Betrachtung der Doppelionisation in Polarkoordinaten

In den bisher verwendeten Koordinaten war jeweils über die Richtung der Polarisation gemittelt. Der grosse Einfluss des elektrischen Feldes legt es für das Weitere nahe, die Ionisation im Laborsystem, das heisst relativ zur Polarisationsrichtung, zu betrachten. In Kapitel 6.4 geschieht dies in Polarkoordinaten, in Kapitel 6.5 schliesslich in karthesischen Impulskoordinaten.

Es sollen Winkelverteilungen von zwei Elektronen untersucht werden. Genaugenommen heisst das, das Verteilungen erzeugt werden, die das Zusammenspiel und den gegenseitigen Einfluss und Korrelationen von zwei Elektronen verdeutlichen. Die Winkelverteilungen stellen eine Möglichkeit dar, einen detaillierten Einblick in die innere Dynamik der Elektronen-Wechselwirkungen zu erhalten. Es wird zwischen den beiden Winkeln in der Ebene und senkrecht zur Ebene der Polarisationsrichtung des Laserstrahls unterschieden:

- 1. Polare Winkel  $\theta$ : Das sind die Winkel des Impulsvektors eines Teilchens, die gegen die Orientierung des Polarisationsvektors  $\epsilon$  des Laserlichts gemessen werden. Sie haben nach ihrer mathematischen Definition einen Wertebereich von 0° bis 180°.
- 2. Azimutale Winkel  $\phi$ : Das sind die Winkel in der Ebene senkrecht zum elektrischen Feldvektor  $\epsilon$  des Lichts. Die Azimutalwinkelwerte liegen zwischen  $-180^{\circ}$ und  $180^{\circ}$ .

Die aufgetragenen Datenpunkte repräsentieren immer den Winkel des zweiten Elektrons  $e_2$  zum Referenzelektron  $e_1$ . Bei den folgenden Spektren muss immer die Energieaufteilung zwischen den beiden Elektronen mitberücksichtigt werden.

$$E_{e,frac} = \frac{E_{e,a}}{E_{e,b} + E_{e,a}} = \frac{E_{e,a}}{E_{e,sum}}$$
(6.5)

Die Spektren können sich also durch die Aufteilung der kinetischen Gesamtenergie unterscheiden. Ein Elektron erhält beispielsweise nur 20% der Gesamtenergie, das andere dementsprechend 80%. Wenn beide Elektronen den gleichen Energieanteil besitzen, wird das als "equal energy sharing" bezeichnet. Besitzt eines der beiden Elektronen zwischen 0% und 20% der Gesamtenergie wird es als langsam bezeichnet, das andere, das dann ja zwischen 80% und 100% Gesamtenergieanteil besitzt, ist das schnelle Elektron. Der Bereich zwischen 40% und 60% ist der equal energy sharing-Bereich [WEBDR].

Im Folgenden werden Winkelverteilungen gezeigt, die unter verschiedenen Bedingungen erzeugt werden: Dadurch, dass die Impulsinformationen der Teilchen in allen drei Richtungen vorliegen, sind verschiedene Blickwinkel möglich um das Verhalten der Elektronen zu untersuchen.

Abbildung 6.12 zeigt das Elektronen-Summenenergiespektrum. Deutlich ist ein Maximum im Bereich von 8eV bis 27eV zu erkennen. Auf dieses Spektrum wurde sich auch schon weiter oben bezogen (6.3). Es ist das Äquivalent zum Elektronenspektrum bei der Einfachionisation. Es beantwortet erstmals die Frage, mit welcher Wahrscheinlichkeit wieviel Energie an dem Feld ins Atom gekoppelt wird. Im völligen Gegensatz zur Einfachionisation liegt das Maximum der Summenenergieverteilung bei etwa 15eV, d.h. 10 Photonen über der Schwelle.

Das gesamte Spektrum wird zur Untersuchung der Winkelverteilung der Elektronen in verschiedene Bereiche aufgeteilt, wie zum Beispiel auf den Bereich des Maximums



**Abb. 6.12.** Summenenergieverteilung  $E_{sum} = E_{e,a} + E_{e,b}$  der Elektronen in eV.

der Summenverteilung oder kleiner, bzw. grösser als das Maximum und so weiter. Zusätzlich kann, wie oben bereits erwähnt, auch die Energieaufteilung zwischen den beiden Elektronen unterschiedlich gewichtet werden.

Eine andere Möglichkeit ist, den Emissionswinkel eines Elektrons festzuhalten und dafür den Referenzwinkel des zweiten Elektrons zu plotten. Die Möglichkeiten sind sicherlich manigfaltig und aus den Winkelverteilungen der Teilchen kann viel über deren Dynamik und den Multiphotonen-Doppelionisationsvorgang gelernt werden.

Die Winkelverteilungen zeigen koplanare Geometrie. Das beudeutet, dass die Azimuthalwinkel  $\phi_{a,b}$  festgehalten sind, um nur Elektronen zu selektieren, die in der Ebene der Abbildung emittiert werden. Die polaren Winkel sind ebenfalls eingeschränkt auf einen kegelförmigen Bereich um die Polarisationsachse (140° <|  $\phi$  |< 40°). Die Elektronen werden aufgrund des Laserfeldes auf schmale Kegel entlang der Polarisationsachse bewegt, wie folgende Bilder zeigen werden. Bei unsymmetrischer Energieaufteilung der beiden Elektronen ist auch senkrecht zur Polarisation Intensität zu erkennen, während bei gleicher Energieaufteilung zwischen den Elektronen immer ein Knoten bei  $\theta_b = 90^{\circ}$ ist.



Abb. 6.13. Verteilung des Energieverhältnisses von beiden Elektronen:  $E_{e,a}/E_{esum}$ .



Abb. 6.14. Dargestellt ist die Winkelverteilung von Elektron b. Über alle Polarwinkel  $\theta_a$  ist integriert. Die Polarisationsrichtung ist entlang der x-Achse. Die Summenenergie ist auf den Bereich von 9eV bis 27eV (siehe 6.12) beschränkt, diese Energie wird im Verhältnis wie folgt auf die Elektronen verteilt: (a)  $0.25 < E_{sum} < 0.75$ , (b)  $0.15 < E_{sum} < 0.35$  und (c)  $0.05 < E_{sum} < 0.25$ . Der Pfeil und das Rechteck deuten auf den Bereich um den Koordinatenursprung hin: Es wird auf den unterschiedlichen Abstand der Verteilungen zum Koordinatenursprung entlang der y-Achse, das ist senkrecht zur Polarisationsrichtung, hingewiesen.

In Abbildung 6.14 ist die Winkelverteilung für die beiden Elektronen zu sehen. Über den gesamten Polarwinkelbereich ( $\theta$ ) ist integriert. Der Summenenergiebereich ist auf das Maximum der Verteilung 6.12 beschränkt (9eV bis 27eV). Verändert wird allerdings die Aufteilung der Gesamtenergie auf die beiden Elektronen, siehe dazu Abbildung 6.13, in der  $E_{e,a}/E_{esum}$  dargestellt ist: (a) 0,25 <  $E_{sum}$  < 0,75, (b) 0,05 <  $E_{sum}$  < 0,25 und (c) 0,15 <  $E_{sum}$  < 0,35. Dass heisst, in Teilbild (a) ist die Energie in gleichen Teilen auf die zwei Elektronen aufgeteilt, in (b) und (c) überwiegt der Anteil eines Elektrons.

Besonderer Augenmerk soll auf den Bereich, der durch das Rechteck markiert ist, gerichtet werden. Darauf deutet auch der Pfeil hin. Deutlicher Unterschied zwischen den drei Verteilungen in Abbildung 6.14 ist der Abstand entlang der y-Richtung zum Koordinatenursprung. Das bedeutet, dass es Verteilungen senkrecht zur Polarisationsrichtung gibt. In Teilbild (c) ist er am grössten, hingegen er er in Teilbild (a) nicht signifikant ist.



Abb. 6.15. Winkelverteilung wie in Abbildung 6.14, jedoch ist hier der Summenenergiebereich eingeschränkt auf  $E_{sum} > 25$ eV.

In Abbildung 6.15 ist das Gleiche aufgetragen, wie in der Abbildung zuvor, jedoch ist der Summenenergiebereich nun nicht mehr auf das Maximum der Summenenergie (6.12) eingeschränkt, sondern auf den Bereich, der höherenergetischer ist ( $E_{esum}$  > 25eV). Die Teilbilder (a) bis (c) verdeutlichen wieder die unterschiedliche Aufteilung dieser (nun höheren) Summenenergie.

Auch hier ist wieder der Bereich markiert, der besonders zu beachten ist: Die deutlichen Abstände zum Koordiantenursprung entlang der y-Achse sind nicht mehr zu erkennen, es gibt also kaum Impulsverteilungen senkrecht zur Polarisationsrichtung.

Abbildung 6.16 zeigt erneut das Gleiche, wie in den beiden Abbildungen zuvor, jedoch ist nun die Summenenergie eingeschränkt auf den Bereich, der niederenergetischer ist, als das Maximum der Summenenergie aus 6.12 ( $E_{sum} < 9$ eV). Wieder ist der



Abb. 6.16. Winkelverteilung wie in Abbildung 6.14, jedoch ist hier der Summenenergiebereich eingeschränkt auf  $E_{sum} < 9$ eV.

Bereich, der durch den Pfeil, bzw. das Rechteck markiert ist, genau zu analysieren: Im Gegensatz zu 6.15 ist hier ein deutlicher Abstand zum Koordinatenursprung entlang der y-Achse zu erkennen.

Die Verteilungen zeigen, dass höhere Elektronenenergien sehr gerichtet entlang der Polarisationsachse emittiert werden, was eindeutig die Beschleunigung dieser Elektronen im Feld demonstriert. Niederenergetische Elektronen haben eine deutlich höhere Wahrscheinlichkeit senkrecht zum Feld emittiert zu werden. Das könnte darauf hindeuten, dass sie in einem Stossprozess vom zurückkehrenden Elektron herausgeschlagen wurden.

#### Vollständige differentielle Wirkungsquerschnitte

Mit Hilfe der beschriebenen Azimutal- und Polarwinkel und den kinetischen Energien der beiden an der Doppelionisation beteiligten Teilchen lassen sich zur kinematisch vollständigen Beschreibung geeignete differentielle Wirkungsquerschnitte aufstellen. Der differentielle Streuquerschnitt stellt die Wahrscheinlichkeit der Streuung in einen bestimmten Raumwinkel dar. Neben der Winkelabhängigkeit kann der Wirkungsquerschnitt auch noch von anderen, vor allem kinematischen Grössen, abhängen.

Ein vierfach differentieller Wirkungsquerschnitt QDSC ("Quadruple Differential Cross Section") für dieses hier vorgestellte Experiment ist:

$$\frac{d^4\sigma}{dE_a dE_b d\Omega_a d\Omega_b} \tag{6.6}$$

Hierbei wurden  $d\theta$  und  $d\phi$  zu einem Raumwinkelelement  $d\Omega$  zusammengefasst. Die Anzahl der freien Variablen ist somit eigentlich grösser als vier.  $dE_a$  bwz.  $dE_a$  bezeichnet die kinetische Energie des Elektron (a) bzw. (b).

Da das Problem rotationssymmetrisch um die Polarisationsachse ist, hängt der QDSC nicht von beiden Winkeln  $\phi_a$ ,  $\phi_b$  einzeln, sondern von  $\phi_a - \phi_b$  ab. Für die folgenden Darstellungen wählen wir ohne Einschränkung der Allgemeinheit  $\phi_a = 0$ , d.h. die Bildebene wird durch die Polarisationsrichtung  $\vec{\epsilon}$  um Elektron a definiert.

Bei folgenden Bildern wird nicht wie vorher über alle Polarwinkel  $\theta_a$  integriert, sondern dieser Winkel, der ja der Winkel zwischen den beiden Elektronen ist, wird auf bestimmte Bereiche eingeschränkt. In Abbildung 6.17 wird sowohl der Polarwinkel  $(20^{\circ} < \theta_a < 40^{\circ})$ , als auch die Energieaufteilung (equal energy sharing,  $0, 25 < E_{sum} <$ 0, 75) bei allen Teilbildern konstant gehalten und nur die Summenenergie, siehe erneut das Summenenergiespektrum 6.12, wird verändert: (a) 0eV-10eV, (b)10eV-20eV, (c)20eV-30eV und (d) 30eV-40eV. Bis auf Teilbild (a) ist in allen Bildern eine Emission der beiden Elektronen in die gleiche Hemisphäre zu erkennen.



Abb. 6.17. Winkelverteilung von Elektron b. Der Polarwinkel  $20^{\circ} < \theta_a < 40^{\circ}$  und die Summenenergieaufteilung  $0,25 < E_{sum} < 0,75$  wird konstant gehalten. Die Summenenergie wird verändert: (a) 0eV-10eV, (b)10eV-20eV, (c)20eV-30eV und (d) 30eV-40eV.

Abbildung 6.18 zeigt das Gleiche wie die Abbildung zuvor, jedoch für folgende Einschränkungen des Summenenergiespektrums: (a) 40eV-50eV, (b) 50eV-60eV und (c) 60eV-70eV. Im Folgenden wird die Winkelverteilung für den Fall gezeigt, dass die Summenenergie wieder zwischen 9eV und 27eV (9eV  $\leq E_{sum} < 27$ eV) liegt und diese Energie gleichmässig zwischen den beiden Elektronen aufgeteilt wird (equal energy sharing), was in Abbildung 6.19 zu sehen ist. Geändert wird der polare Winkel Theta. Er ist bei den einzelnen Teilbildern: (a) 0°  $< \theta < 20°$ , (b) 20°  $< \theta < 40°$ , (c) 40°  $< \theta < 60°$  und (d) 60°  $< \theta < 80°$ . Der Pfeil, der diesen Bereich symbolisieren soll, ist immer auf die Mitte des angegebenen Winkelbereichs eingestellt.



Abb. 6.18. Wie in Abbildung 6.17, jedoch für die Summenenergiebereiche (a) 40eV-50eV,(b) 50eV-60eV und (c) 60eV-70eV.

Fast alle Verteilungen zeigen ein deutliches Überhängen auf der rechten Seite, was zeigt, dass meistens beide Elektronen vom Laserfeld in die gleiche Richtung getrieben werden. Ebenfalls sichtbar ist der Einfluss der Elektron-Elektron-Abstossung. Wenn Elektron a in die untere Halbebene emittiert wird (dies ist durch die Definition des Koordinatensystems gegeben), so wird das zweite Elektron leicht nach oben emittiert.

In Abbildung 6.20 und 6.21 sind erneut Winkelverteilungen dargestellt. Abbildung 6.20 (c) und (d) und 6.21 zeigen vollständige differentielle Wirkungsquerschnitte. Die Summenenergie von beiden Elektronen wurde auf 10eV<  $(E_a + E_b = E_{sum})$  <24eV, das ist der Bereich auf das Maximum der Summenenergieverteilung, eingeschränkt



**Abb. 6.19.** Winkelverteilung von Elektron b für verschiedene Polarwinkel: (a)  $0^{o} < \theta < 20^{o}$ , (b)  $20^{o} < \theta < 40^{o}$ , (c)  $40^{o} < \theta < 60^{o}$  und (d)  $60^{o} < \theta < 80^{o}$ . Die Summenenergie liegt bei  $9eV < E_{sum} < 27eV$  und es gilt equal energy sharing.

und der polare Emissionswinkel  $\theta_a$  von einem Elektron (angedeutet durch die Pfeile in den Abbildungen) ist, wie oben schon erwähnt, in Bezug zur Polarisationsrichtung  $\epsilon$  definiert.

Abbildung 6.20 (a) und (b) zeigen die Winkelverteilung von Elektronen mit verschiedener Energieaufteilung,  $E_{b,rel} = \frac{E_b}{(E_a + E_b)}$ . Die Elektronen werden aufgrund des Feldes auf schmale Kegel entlang der Polarisationsachse bewegt. Bei unsymmetrischer Energieaufteilung ist auch senkrecht zur Polarisation eine Verteilung zu erkennen, während bei gleicher Energieaufteilung zwischen den Elektronen (equal energy sharing) immer einen Knoten bei  $\theta_b = 90^{\circ}$  ist (siehe dazu auch [MOS03]). Das wurde auch in den Abbildungen zuvor schon gezeigt.



Abb. 6.20. Winkelverteilungen von Elektron b. Die Polarisationsachse ist horizontal,  $10eV < (E_a + E_b) < 24eV$ . (a) Alle Elektronen mit einem Energiesharing von  $0, 25 < E_{b,rel} < 0, 75$  (siehe Text). Integriert über alle Winkel und Energien von Elektron a. (c) wie (a), aber für einen festen Polarwinkel  $\theta_a = 30^{\circ} \pm 10^{\circ}$  von Elektron a. Beide Elektronen sind coplanar (liegen in einer Ebene). (azimuthal Winkel ( $\phi_a - \phi_b$ )  $< 0^{\circ} \pm 40^{\circ}$  untere Hälfte und ( $\phi_a - \phi_b$ )  $< 180^{\circ} \pm 40^{\circ}$  obere Hälfte). Gezeigt ist die differentielle Ionisationsrate  $d\sigma^4/dE_1dE^2d\Omega_a d\Omega_b$ . (b) und (d): Entsprechend den Daten in (a) und (c), jedoch für ein Energie-sharing von  $0, 05 < E_{b,rel} < 0, 25$  [WEC04].



**Abb. 6.21.** wie 6.20, jedoch für gleiche Energieaufteilung (equal energy sharing)  $0,25 < E_{b,rel} < 0,75$  und (a)  $\theta_a = 15^\circ \pm 5^\circ$ , (b)  $\theta_a = 35^\circ \pm 15^\circ$ , (c)  $\theta_a = 75^\circ \pm 15^\circ$ .

Wenn nun die Richtung und Energie des zweiten Elektrons festgehalten wird (Abbildung 6.20 (c)), beobachten wir eine Doppellappen-Struktur mit deutlich mehr Intensität für beide Elektronen, die in die gleiche Richtung emittiert wurden, als für die in entgegengesetzte Richtung emittierten. Der Hauptlappen zeigt nach oben und verdeutlicht ganz klar den Einfluss der Elektronen-Abstossung. Der kleinere Lappen auf der linken Seite ist nahezu symmetrisch. Das ist in Übereinstimmung damit, dass die emittierten Elektronen zeitverzögert zueinander sind. Diese Elektronen bekommen somit keinen Rückstoss mit. Bei ungleicher Energieaufteilung (Abbildung 6.20(d)) ist die Asymmetrie zwischen den beiden Lappen reduziert und eine deutliche Verteilung nicht nur im engen Kegel entlang der Polarisationsachse, sondern auch senkrecht zu ihr ist zu erkennen.

Abbildung 6.21 zeigt die Abhängigkeit der Winkelverteilung vom Winkel des ersten Elektrons für gleiche Energieaufteilung. Bei allen Winkeln  $\theta_a$  beobachtet man eine sehr enge direkte Emission des anderen Elektrons nahe zur Polarisationsachse, begleitet von einer Verschiebung nach oben aufgrund der Elektronenabstossung. Die links-rechts Symmetrie wird im Winkelbereich von  $\theta_a = 30^{\circ}$  zu 90° nahezu wiederhergestellt [WEC04].

Zum Vergleich sind die Winkelverteilungen der Elektronen bei Einfach-(6.22) und Doppelionisation (6.23) von Argon bei einer Intensität von 4,  $7 \cdot 10^{14} W/cm^2$  dargestellt [WEC01a]. Der Energiebereich eines Elektrons ist eingeschränkt auf (a) 0eV-1eV, (b) 1eV-1,8eV und (c) 3eV-4,5eV. In Abbildung 6.22(b) sind deutlich 4 Flügel nebem dem Hauptlappen zu sehen. Diese Verteilung ergibt sich dann, wenn das Photoelektron maximalen Gesamtdrehimpuls bis l=5 besitzt. Dieser ergibt sich durch das Koppeln der absorbierten Photonen. Maximal möglich sind Drehimpulse von l=0 bis l=n. Dabei ist n die Anzahl der absorbierten Photonen. Frühere Messungen zeigen, dass die Anzahl der Flügel mit der Anzahl der absorbierten Photonen steigt [NAN98]. In den Teilbildern (a) und (c) aus Abbildung 6.22 sind keine Flügel auszumachen. Das liegt an der unzureichenden Energieauflösung. Die entsprechende Polarwinkeldarstellung für Neon ist in Abbildung 6.24 dargestellt. Sie zeigt die Winkelverteilung des aus der Neon-Einfachionisation resultierenden Elektrons zur Polarisationsachse des Lasers für verschiedene Energiebereiche. Diese sind (a) 0eV-1eV, (b) 1eV-2eV, (c) 2eV-3eV und (d) 3eV-4eV. Eine deutliche Struktur, dass heisst eine Auflösung der einzelnen Flügel, wie bei der Argon-Messung kann hier nicht festgestellt werden.

In Abbildung 6.23 sind zum Vergleich die Polarwinkel des gemessenen Elektrons für die gleichen Energiebereiche aufgetragen. Eine bestimmte Anzahl Flügel und somit



**Abb. 6.22.** Polarwinkelverteilung des Elektrons bei Einfachionisation von Argon bei der Intensität von  $4, 7 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . Der Energiebereich des Elektrons ist eingeschränkt auf (a) 0eV-1eV, (b) 1eV-1,8eV und (c) 3eV-4,5eV (aus [WEC01a]).



Abb. 6.23. Polarwinkelverteilung des Elektrons bei Doppelionisation von Argon. Bedingungen wie in Abbildung 6.22.



Abb. 6.24. Winkelverteilung des Elektrons bei der Einfachionisation von Neon. Dargestellt ist  $\theta$  (Winkel zur Polarisationsachse). Die Energie des Elektrons ist für die jeweiligen Teilbilder eingeschränkt: (a) 0eV-1eV, (b) 1eV-2eV, (c) 2eV-3eV und (d) 3eV-4eV.

eine Bestimmung des Drehimpulses und der Anzahl der absorbierten Photonen kann nicht genau bestimmt werden.

Weitergehende Informationen zu Winkelverteilungen der Elektronen findet man beispielweise in Veröffentlichung von M.J. Nandor und Mitarbeitern verwiesen [NAN98]. Darin werden Winkelverteilungen der Energiespektren von Photoelektronen, die durch Ionisation von Xenon erzeugt wurden, vorgestellt. Die Intensität wird dabei von  $10^{13}$ - $10^{14}W/cm^2$  variiert. Sie liegt damit noch unter der bei dem hier vorgestellten Experiment. Es werden allerdings ähnliche Effekte beschrieben.

# 6.5 Betrachtung der Doppelionisation in karthesischen Koordinaten

In dieser Arbeit wurden erstmals alle drei Raumrichtungen aller an der Doppelionisation beteiligter Teilchen mit genügend hoher Auflösung bestimmt, so dass es jetzt möglich ist Untersuchungen sowohl parallel, als auch senkrecht zum Vektor der Polarisationsrichtung  $\epsilon$  zu betreiben. Es wird in den folgenden Abschnitten zunächst differenziert auf die Korrelationen der Elektronen entlang der parallelen Richtung zu  $\epsilon$  (6.5.1) und auf die transversale Richtung zu  $\epsilon$  (6.5.2) eingegangen, bevor schliesslich alle Richtungen im Zusammenhang betrachtet werden (6.5.3).

### 6.5.1 Korrelationen entlang der parallelen Richtung zu $\epsilon$

Wie eingangs schon erwähnt, ist dem Feld bei der Betrachtung der Impulsverteilungen in paralleler Richtung zur Polarisation eine entscheidende Rolle beizumessen, denn es ist dafür verantwortlich, dass die Elektronen in die gleiche Richtung emittiert werden. Das ist an den Impulsmustern deutlich zu sehen: In den Abbildungen 3.4, 3.5 und 6.25 sind die Impulsverteilungen der beiden Elektronen für die Richtung parallel zur Polarisationsrichtung zu sehen. Es ist ein Maximum der Impulsverteilung der beiden Elektronen zu erkennen, wenn beide zur selben Seite mit ähnlichem Impuls emittiert werden.

Die horizontale Achse repräsentiert die Komponente  $p_a^{\parallel}$  von einem Elektron, die vertikale Achse die Komponente  $p_b^{\parallel}$  des anderen Elektrons. Es wird nur eines der beiden an der Doppelionisation beteiligter Elektronen auf dem Detektor nachgewiesen. Allerdings ist nicht bekannt um welches es sich dabei im zeitlichen Ablauf handelt. Die Gesamtdauer des Laserpulses liegt etwa 4-5 Grössenordnungen unterhalb der Flugzeitunterschiede der Elektronen im Spektrometer. Der Elektronenzweig des Spektrometers hat eine Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 30%, d.h. in etwa 30% der Fälle lösen beide Elektronen ein Signal in dem Detektor aus. In diesen Fällen registriert die Nachweiselektronik jedoch nur das erste Elektron, das den Detektor erreicht. Um die künstliche Asymmetrie, die dies in den Abbildungen erzeugt, zu korriegieren, werden quasi die Achsen vertauscht, d.h. die Verteilungen werden an der ersten Winkelhalbierenden gespiegelt.

Eine Spiegelung an der anderen Winkelhalbierenden wird deshalb durchgeführt um den unterschiedlichen Nachweiswahrscheinlichkeiten der Elektronen Rechnung zu tragen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ändert sich mit der Flugzeit der Elektronen. Dieses Problem löst in erster Näherung eine Spiegelung an der zweiten Winkelhalbierenden, da dadurch die Nachweiswahrscheinlichkeit über die gesamte Flugzeit der Elektronen



**Abb. 6.25.** links: Doppelionisation von Neon bei  $1, 9 \cdot 10^{14} W/cm^2$ , 800nm, 40fs, horizontale Achse: Impuls von Elektron a parallel zur Polarisationsrichtung, vertikale Achse: Impuls von Elektron b parallel zur Polarisationsrichtung. Rechts: wie links, jedoch Doppelionisation von Argon (Daten aus [WEB00a]) bei einer Intensität von  $3,8 \cdot 10^{14} W/cm^2$ : Eine extreme Elektronenkorrelation ist zu erkennen.

konstant gehalten wird [WEC01a].

Der parallele Impuls  $p_{a,b}^{\parallel}$  von jedem Elektron lässt sich mit der Zeit  $t_{ion}$  verknüpfen zu der das jeweilige Elektron im Feld emittiert wurde:

$$p_{a,b}^{\parallel} = 2\sqrt{U_p} \cdot \sin\omega t_{ion} \tag{6.7}$$

Allerdings müssen zwei Annahmen postuliert werden: die re-emittierten Elektronen verlassen das Atom mit keiner nennenswerten Energie und der Elektron-Elektron Impulsaustausch im Endzustand wird vernachlässigt. Somit werden beide Elektronen, für Ereignisse mit  $p_a^{\parallel}$  entlang der Diagonale  $p_+^{\parallel} = p_a^{\parallel} + p_b^{\parallel}$ , gleichzeitig herausgelöst (oder zu jeder anderen Zeit, wenn  $sin\omega t_{ion}$  den selben Wert hat). Die Impulsdifferenz  $p_a^{\parallel} - p_b^{\parallel}$  misst die Zeitdifferenz zwischen dem Emittieren der beiden Elektronen.

Ereignisse in Quadrant 2 und 4 (siehe Abbildung) sind konsistent mit Elektronen, welche das Ion zu einer signifikant anderen Zeit verlassen. Wenn das allerdings so ist, dann kann es keine Endzustand-Wechselwirkung geben. Das wird in Kapitel 6.5.2 untersucht.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass der parallele Impuls innerhalb des Recollision Modells eine einfache physikalische Interpretation liefert: Das zeitabhängige Laserfeld markiert den Zeitpunkt des Herauslösens der Elektronen. Also erhält man Informationen über die Zeit, in der die beiden Elektronen emittiert werden.



Abb. 6.26. Impulsverteilung von Elektronen, entstanden aus der Doppelionisation von Neon, parallel zur Polarisationsrichtung des Lasers. Es sind Bedingungen auf vier verschiedene Transversalimpulse eines der beiden Elektronen  $(p_{e,\perp})$  gesetzt: (a) von 0-0,3 a.u., (b) 0,3-0,6 a.u., (c) 0,6-0,9 a.u. und (d) von 0,9-1,2 a.u..

Bei den oben erwähnten Darstellungen (3.4, 3.5 und 6.25) sind keine Bedingungen auf den Transversalimpuls  $(p_{e,\perp} = \sqrt{p_{e,z}2^+p_{e,x}^2})$  gesetzt. Es wird über den gesamten Transversalimpuls integriert.

Aufgrund der Elektron-Elektron-Abstossung ist es allerdings nicht möglich, dass sich die beiden Elektronen absolut parallel zueinander bewegen. Es muss entweder ein Winkel zwischen ihren Impuls-Trajektorien existieren (das würde dann auf eine transversalen Impuls hindeuten) oder sie bewegen sich mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten (sie bewegen sich also hintereinander). Dieser Frage wurde vorher schon für das Argon-Target nachgegangen [WEC01a]: Das oben erläuterte Ergebnis wird für verschieden grosse Transversalimpulse erzeugt, das heisst, der Winkel zwischen den Elektronen senkrecht zur Richtung des Polarisationsvektors wird verändert. Bei sehr kleinen Winkeln zur Feldrichtung gilt  $p_{\perp} \approx 0$ , bei grossen dagegen  $p_{\perp} \approx 0.5$  a.u.. Der maximale Transversalimpuls liegt etwa bei 1.2 a.u., wie Abbildung 6.27 zeigt. Die Verteilung in Abbildung 6.26 resultiert aus der Einschränkung des Transversalimpulsraums eines der beiden Elektronen in insgesamt vier Bereiche (siehe dazu auch Abbildung 6.27, in welcher der Transversalimpuls der Elektronen aufgetragen ist): (a) von 0-0,3 a.u., (b) 0,3-0,6 a.u., (c) 0,6-0,9 a.u. und (d) von 0,9-1,2 a.u.. Zur Verdeutlichung sind diese Bereiche in Abbildung 6.27 (linkes Teilbild) mit Hilfe von vertikalen Linien dargestellt. Ebenso sind die Bereiche des Transversalimpulses  $p_{e,\perp}$ im rechten Teilbild dargestellt, die zur Erzeugung von Abbildung 6.28 herangezogen werden. Die Impulse sind in insgesamt 8 Abschnitte mit einer Breite von jeweils 0,1 a.u. eingeteilt. Die Verteilungen des parallelen Impulses sind mit aufsteigender Grösse des senkrechten Impulses geplottet.

Zum Vergleich sei auf die Ergebnisse einer Argon-Messung hingewiesen [WEC01a]. In Abbildung 6.29 ist die Longitudinal-Impulsverteilung der Elektronen mit Bedingungen auf vier verschiedene Transversalimpulse dargestellt. Diese Bereiche sind: (a) 0-0,1 a.u., (b) 0,1-0,2 a.u., (c) 0,2-0,3 a.u. und (d) 0,3-0,4 a.u.. Zur besseren Verdeutlichung ist eine Smooth-Funktion angewendet worden. Die einzelnen Abschnitte der Impulsverteilung sind also mit denen der Abbildung 6.28 direkt vergleichbar, das heisst, die Teilbilder (a)-(d) der Argon-Messung entsprechen den Bildern (a)-(d) der Neon-Messung.

Die Intensität bei der Argon-Messung betrug  $4, 7 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . Es ist eine deutliche



Abb. 6.27. Verteilung des Transversalimpulses der Elektronen  $p_{e,\perp} = \sqrt{p_{e,z}^2 + p_{e,x}^2}$  in a.u.. Linkes Teilbild zeigt die Einschränkungen auf den Transversalimpuls für Darstellung 6.26, rechtes Bild die für Abbildung 6.28.


Abb. 6.28. Longitudinal-Impulsverteilung der Elektronen mit Bedingung auf acht Transversalimpulsbereiche, die jeweils in 0,1 a.u. Schritten erhöht werden. Der Transversalimpuls steigt von Teilbild (a) (0-0,1 a.u.) zu Teilbild (h) (0,7-0,8 a.u.).

Veränderung der Verteilungen in Abbildung 6.29 zu erkennen: Mit Bedingung auf grosse Transversalimpulse (Teilbild (d)) ist eine Verteilung ähnlich der Heliummessung (Abbildung 3.4) und der Neonmessung (6.25) zu erkennen. Im Gegensatz dazu weist die Verteilung aus Teilbild (a), also für kleine Transversalimpulse, eine komplett andere Struktur auf. Die Maxima auf der Diagonalen verschwinden und die Verteilung konzentiert sich auf den Koordinatenachsen. Die beiden anderen Teilbilder (b) und (c) zeigen den Übergang.



Abb. 6.29. Longitudinal-Impulsverteilung der Elektronen bei der Doppelionisation von Argon bei einer Intensität von 4, 7 · 10<sup>14</sup>W/cm<sup>2</sup>. Es sind Bedingungen auf verschiedene Transversalimpulsbereiche gesetzt: (a) 0-0,1 a.u., (b) 0,1-0,2 a.u., (c) 0,2-0,3 a.u. und (d) 0,3-0,4 a.u. [WEC01a].

Der Einfluss der Elektronen-Abstossung, wie er in den oben erläuterten Verteilungen zu sehen ist, wird in einigen theoretischen Arbeiten erforscht, die sich auf die S-Matrix-Theorie stützen [GOR01b].

In Abbildung 6.30 ist die berechnete Impulsverteilung parallel zur Polarisationsrichtung von aus Argon-Atomen emittierten Elektronen dargestellt. Die Laserintensität ist dabei  $2, 0 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . Das rechte Teilbild zeigt die erwartete Verteilung im klassisch erlaubten Bereich. Der klassische Bereich besteht aus den beiden runden Verteilungen im ersten und dritten Quadranten. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit ist in den hellen Bereichen der Kreise am grössten. Diese theoretischen Arbeiten sagen eine starke Elektronenkorrelation in Polarisationsrichtung voraus. Der Wirkungsquerschnitt der Stossionisation ist für die ungleichmässige Struktur innerhalb der beiden runden Verteilungen (rechtes Teilbild), bzw. im linken Teilbild verantwortlich.



Abb. 6.30. Impulsverteilung (in a.u.) von zwei aus einem Argon-Atom emittierten Elektronen parallel zur Polarisationsachse für den Fall, dass  $p_{\perp} = q_{\perp} = 0$  gilt. Die Laserintensität ist  $2, 0 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . Im rechten Teilbild wird die gleiche Verteilung gezeigt, allerdings ist der quantenmechanische Bereich weiss dargestellt [GOR01b].



**Abb. 6.31.** Dargestellt ist die gleiche Verteilung wie in 6.30, jedoch für eine Laserintensität von  $3, 8 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . Ausserdem wird die Skalierung im rechten Teilbild vergrössert.

Bei höheren Laserintensitäten  $(3, 8 \cdot 10^{14} W/cm^2)$  ist der klassisch erlaubte Bereich deutlich grösser, was in Abbildung 6.31 deutlich zu sehen ist. Die Verteilung ist auf den Koordinatenachsen konzentriert. Der (e,2e)-Stoss wird mit Hilfe von zwei verschiedenen Elektron-Elektron-Potentialen beschrieben, dem Kontakt- und dem Coulombpotential. Beim Kontaktpotential befinden sich die meisten Elektronen auf einem Punkt einer Diagonalen (Abb. 6.30), beim Coulombpotential dagegen existieren schnelle und langsame Elektronen und es entsteht eine Verteilung ähnlich der in Abbildung 6.31.

#### 6.5.2 Korrelationen entlang der transversalen Richtung zu $\epsilon$

Im vorangegangenen Kapitel wurden die Impulsverteilungen von Elektronen untersucht die in paralleler Richtung zum Laserfeld emittierten. Eine viel grössere Herausforderung stellt die Untersuchung der Korrelationen von Elektronen dar, die senkrecht zum elektrischen Feldvektor  $\epsilon$  emittiert wurden, denn die Impulse in dieser Richtung sind viel kleiner und damit auch schwerer nachzuweisen. Es werden viel höhere technische Anforderungen an das Experiment gestellt. Da die Auflösung in Flugzeitrichtung des Spektrometers am besten ist, wurde die Polarisation des Lasers parallel zum Gasjet und somit senkrecht zu dieser Flugzeitrichtung eingestellt. So konnte die best mögliche Auflösung der Impulsverteilungen aller Richtungen erzielt werden.

Der Grund, die transversalen Impulskorrelationen zwischen den verschiedenen Teilchen zu untersuchen liegt darin, die Dynamik der nichtsequentiellen Doppelionisation detailierter beschreiben zu können. Der Einfluss des elektrischen Feldes auf die Elektronen und Ionen ist in dieser Richtung Null. Die Kinematik und der Impulsaustausch zwischen den Teilchen bleiben völlig unbeeinflusst vom Laserfeld und können somit genauer untersucht werden.



Abb. 6.32. Doppelionisation von Argon bei 780nm, 40fs,  $1, 9 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . Impulsverteilung von Elektron b in der Ebene senkrecht zur Laserpolarisationsrichtung  $\hat{\epsilon}$ . Die Impulsrichtung von Elektron a ist durch den Pfeil dargestellt. Die Daten sind über alle Impulskomponenten entlang  $\hat{\epsilon}$  und die Grösse (magnitude) von Elektron a integriert. Teilbild (a): experimentelle Daten (Maximalwerte liegen bei  $p_a^{(y)} = 0,37a.u., p_b^{(y)} = -0,18a.u.)$ , Teilbild (b): theoretische Daten inklusive Elektron-Elektron Wechselwirkung im Endzustand (Maximalwerte liegen bei  $p_a^{(y)} = 0,34a.u., p_b^{(y)} = -0,17a.u.)$  und (c) theoretische Ergebnisse ohne Elektron-Elektron Wechselwirkung. Zum Vergleich, der laterale Impuls bei der Einfachionisation von Argon ist 0,256 a.u. [NII02].

Es sollen Daten zur Argon-Doppelionisation vorgestellt werden [WEC03]. Die Impulskomponenten von zwei Elektronen, die aus der Doppelionisation von Argon bei 780nm und  $1,9 \cdot 10^{14} W/cm^2$  resultieren, wurden untersucht. Diese experimentellen Daten aus unserer Messung am NRC in Ottawa/Kanada zeigen, dass senkrecht zur Polarisation des Lasers die Elektronen bevorzugt in entgegengesetzter Richtung emittiert werden. Zu diesen Daten wurden Modellrechnungen entwickelt, die die sehr bedeutende Rolle der Coulombkorrelation zwischen den beiden herauslaufenden Elektronen in dieser kinematischen Geometrie enthüllen. Die Elektron-Elektron-Wechselwirkung kann in diesen Rechnungen ein- und ausgeschaltet werden. Desweiteren wird auch auf Unterschiede zwischen experimentellen Daten und den Rechnungen verwiesen.

Die Impulsbilanz in senkrechter Richtung zur Polarisation ist im Gegensatz zur longitudinalen Richtung bisher weitestgehend unerforscht. Der Vorteil bei der Erforschung von Ionisationseffekten in dieser Richtung ist, dass diese senkrechten Impulskomponenten alleinig ein Produkt des Dreikörperproblems und nicht des Laserfeldes sind. Die Feinheiten des Impulsaustausches beim Recollision-Prozess zwischen den Teilchen sollten also nicht von den viel grösseren Impulsüberträgen des Laserfeldes überdeckt werden, da das Feld in dieser Richtung keinen Einfluss hat.

Abbildung 6.32(a) zeigt die x und y Komponente (die z-Komponente ist die Polarisationsrichtung  $\hat{\epsilon}$ ) der Impulse von Elektron b  $(k_b^{(x)}, k_b^{(y)})$  senkrecht zur Laserpolarisationsrichtung  $\hat{\epsilon}$ . Aufgrund der Definition des Koordinatensystems ist der senkrechte Impuls in x-Richtung von Elektron a,  $k_a^{(x)} = 0$ . Wie durch den Pfeil angedeutet, zeigt er nach oben. Die Daten sind über  $k_a^{(z)}$ ,  $k_b^{(z)}$  und  $k_a^{(y)}$  integriert. Deutlich ist zu erkennen, dass beide Elektronen in entgegengesetzte Richtung "back-to-back" emittieren.

Auf den ersten Blick könnte argumentiert werden, dass dieses Verhalten ganz einfach das Ergebnis eines binären Impulsaustausch zwischen dem rückstossenden und dem zweiten Elektron, das durch RI ausgelöst wird, ist. S-Matrix Rechnungen belegen, dass diese einfache Erklärung falsch ist [WEC03]. Vielmehr zeigen sie, dass die "back-to-back"-Emission in senkrechter Ebene nicht das Ergebnis des binären Impulsaustausches des Recollisionereignisses ist, sondern vielmehr nach dem Freisetzen des zweiten Elektrons durch langreichweitige Endzustandswechselwirkungen entstanden ist. Mit anderen Worten: Die gezeigten Impulsverteilungen resultieren nicht aus dem (e,2e)-Stoss der beiden Elektronen. Vielmehr wechselwirken die Elektronen aufgrund des Coulombpotentials miteinander.



**Abb. 6.33.** Vergleich der Impulsverteilung von Elektron b für experimentelle Daten (linke Spalte) und theoretische Ergebnisse (rechte Spalte). Der Transversalimpuls von Elektron a ist auf einen bestimmten Bereich eingeschränkt: (a) und (d)  $0a.u. < p_a^{(x)} < 0, 3a.u.$ , (b) und (e)  $0, 3a.u. < p_a^{(x)} < 0, 6a.u.$  und (c) und (f)  $0, 6a.u. < p_a^{(x)} < 0, 9a.u.$ .

In Abbildung 6.33 wird die Impulsverteilung von Elektron b bei verschiedenen Transversalimpulsbereiche von Elektron a gezeigt. Diese sind im einzelnen: (a) und (d)  $0a.u. < p_a^{(x)} < 0, 3a.u.$ , (b) und (e)  $0, 3a.u. < p_a^{(x)} < 0, 6a.u.$  und (c) und (f)  $0, 6a.u. < p_a^{(x)} < 0, 9a.u.$ . Die linke Spalte zeigt die experimentellen Befunde, rechts sind Ergebnisse aus Modellrechungen aufgetragen. Es ist eine deutliche Übereinstimmung zu erkennen.



Abb. 6.34. Vergleich zwischen der Ionenimpulsverteilung für experimentelle Daten (a) und Modellrechnungen (b).

Abbildung 6.34 verdeutlicht die Impulsverteilung der Rückstossionen. Elektron a ist erneut entlang der positiven y-Achse festgehalten, was durch den Pfeil angedeutet wird. In Teilbild (a) sind die experimentellen , in Teilbild (b) die theoretischen Daten gezeigt.

Wie zu sehen ist, existiert ebenfalls eine Abstossung zwischen Ion und Elektron a. Das kann durch die Modellrechnungen nicht verifiziert werden, denn die Verteilung in Abbildung 6.34(b) ist homogen um den Impuls Null verteilt.

Das deutet auf Effekte hin, die in den Rechnungen noch nicht enthalten sind, wie z.B. die Wechselwirkungen sowohl des Volkov-Elektrons und des Kerns im Zwischenzustand, als auch der beiden Elektronen und des Kerns im Endzustand [WEC03]. Ein Streuen des zurückkehrenden Elektrons am Kern könnte eine Verteilung ähnlich der in Teilbild (b) ebenfalls erklären. Ein anderer Effekt ist der besprochene RESI-Prozess [FEU01]. Dieser ist in den an dieser Stelle präsentierten Modellrechnungen ebenfalls nicht enthalten.

#### 6.5.3 Korrelationen in beiden Richtungen zu $\vec{\epsilon}$

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln die Elektronen-Korrelationen sowohl in paralleler, als auch in senkrechter Richtung zum elektrischen Feldvektor  $\vec{\epsilon}$  beleuchtet worden sind, verknüpft dieses Kapitel die bisherigen Erkenntnisse miteinander.

Abbildung 6.35(a) verdeutlicht die Impulskorrelation in Richtung parallel zum Laserfeld. Die horizontale Achse repräsentiert die Komponente  $k_a^{\parallel}$  von einem Elektron, die vertikale Achse die Komponente  $k_b^{\parallel}$  des anderen Elektrons.



Abb. 6.35. Doppelionisation von Neon bei  $1, 9 \cdot 10^{14} W/cm^2$ , 800nm,40fs. (a) horizontale Achse: Impuls von Elektron a parallel zur Polarisations-Richtung, vertikale Achse: Impuls von Elektron b parallel zur Polarisations Richtung. Die Bereiche, die durch die Kreise dargestellt sind, zeigen die Region von Events, die in Teilbildern b) und c) gesammelt werden. (b) Impulskomponente von Elektron b in der Ebene senkrecht zur Polarisation, der senkrechte Impuls von Elektron a zeigt entlang der positiven y Achse, was durch den Pfeil dargestellt ist. Nur Ereignisse, die in den Kreisen des Bereiches A (siehe auch Abbildung 6.36(a)) liegen, werden gesammelt. (c) Das Gleiche wie in (b), allerdings nur für Events in den Kreisen aus Bereich B (siehe Abbildung 6.36(b)).

Es existiert eine Endzustands-Wechselwirkung der Elektronen im Bereich A (entsprechend Teilbild (a) aus 6.36). Die Bereiche, die durch die Kreise dargestellt sind, zeigen die Region von Events, die in den darunter liegenden Teilbildern gesammelt werden. In den Teilbildern (b) und (c) sind die Impulskomponenten von Elektron b für die Ebene senkrecht zur Polarisationsrichtung aufgetragen. Der senkrechte Impuls von Elektron a zeigt entlang der positiven y-Achse und wird durch den Pfeil symbolisiert.

Abbildung 6.35(b) zeigt, dass die Impulsverteilung des zweiten Elektrons entgegengesetzt zum ersten Elektron verteilt liegt. Die Verschiebung ist 0,1 a.u., aber die Breite der Verteilung ist etwa dieselbe wie in Abbildung 6.35(c). Das zeigt auch Abbildung 6.37 sehr deutlich. Hier sind die beiden Impulsverteilungen (a) für Events im Bereich A, (b) für Events im Bereich B, erneut geplottet. Zusätzlich sind die jeweiligen Projektionen der Verteilungen auf die y-Achse zu erkennen. Der angesprochene Offset von 0,1 a.u. ist für Teilbild (a) verdeutlicht, dass heisst die Elektronen stossen sich ab, in Teilbild (d) dagegen ist zu erkennen, dass die Verteilung nahezu isotrop um die Null verteilt liegt. Das Ergebnis ist in Übereinstimmung mit Elektron-Rückstoss ("Repulsion") im Endzustand [WEC03] dann, wenn Elektronen nahezu gleichzeitig emittiert werden. Obwohl wir durch die Messung beweisen, dass die Elektronen im Endzustand wechselwirken, ist der Impuls der aufgrund dieser Wechselwirkung übertragen wird sehr klein, so dass Gleichung 3.1 eine gute Näherung bleibt. Man beachte die unterschiedliche Skalierung der Achsen in 6.35 (a) im Vergleich zu (b) und (c).



Abb. 6.36. Einschränkungen der Impulsverteilung in paralleler Richtung zur Polarisation (siehe dazu 6.25). Diese Einschränkungen des Impulsraumes werden in unteren Abbildungen verwendet.

Glg. 3.1 impliziert eine Rückstreuphase  $\omega t_{ion}$  von 30° neben dem Feldmaximum  $(k_a^{\parallel} = k_b^{\parallel} = 0, 65 \text{ a.u.})$ . Der beobachtete Rückstoss zeigt, dass die Elektronen in einem sehr schmalen Zeitfenster innerhalb des gleichen Feldquadranten re-emittiert werden müssen. Das entfernt einige Aspekte der  $sin\omega t_{ion}$  Mehrdeutigkeit in Glg. 3.1.

Die Beobachtungen für den Bereich A sind in Einklang mit den Elektronen, die in doppelt angeregten Zuständen zwischen dem Zeitpunkt der Recollision und dem Zeipunkt, bei dem das Laserfeld genügend gewachsen ist, dass sie über die Barriere tunneln können. Diese wichtige Rolle der doppelt angeregten Zustände der "threshold-Doppelionisation" wurde auch früher schon von verschiedenen theoretischen Vorhersagen propagiert ([BRA96, PAN02]).

Ereignisse in Quadrant 2 und 4 (Bereich B, bzw. Teilbild (b) in 6.36) sind konsistent mit Elektronen, welche das Ion zu einer signifikant anderen Zeit verlassen [FEU01]. Wenn das allerdings so ist, kann es keine Endzustand-Wechselwirkung geben. 6.35 (c) zeigt die Impulskomponente von einem Elektron in der Ebene senkrecht zur Polarisation für Ereignisse, die in 6.35 (a) in Bereich B angedeutet sind. Der transversale Impuls des anderen Elektrons definiert die positive y-Achse des Graphen, wie durch den Pfeil angedeutet ist, dessen Länge keine Beschränkung seines absoluten Wertes bedeutet. Die Impulsverteilung in 6.35 (c) ist näherungsweise eine Gaussverteilung mit einer 1/e -Breite von 0,3 a.u. in beide Richtungen.

Die 1/e Breite der lateralen Impulsverteilung stimmt nahezu mit dem überein, was bei der Tunnelionisation im gleichen Feld gemessen wurde [NII02]. Die laterale Elektronen-Impulsverteilung ist durch die räumliche Breite der Barriere gegeben und ist gleichzeitig das vom Unbestimmtheitsprinzip erlaubte Maximum. Somit erhalten die Elektronen keine beliebigen senkrechten Impulse, die sie schon vor dem Herauslösen gehabt haben könnten und wir können erwarten, dass ihr longitudinaler Impulsüberschuss sehr klein ist.

Unsere Beobachtungen von einem Wegfall der Abstossung im Bereich B unterstützen eine Argumentation von Feuerstein et al. [FEU01]: Diese Events entstehen durch Recollision mit Elektronstoss-Anregung gefolgt von einer zeitverzögerten Feldionisation des angeregten Zustandes (RESI-Prozess).



Abb. 6.37. Impulsverteilungen der beiden Elektronen (a) und (b), wie in Abbildung 6.35. Teilbilder (b) und (c) zeigen die Projektion auf die y-Achse, d.h. die Impulskomponente von Elektron (b). Deutlich ist der Offset von 0,1 a.u. in (b) zu erkennen, der in (d) nicht zu sehen ist.

#### 6.5.4 Doppelionisation von Helium

In einer späteren Messreihe untersuchten wir an der selben Experimentierkammer wie bei der oben vorgestellten Neonmessung die Korrelationen von Elektronen, die durch die Doppelionisation von Helium bei verschiedenen Laserintensitäten entstanden sind [STA04]. Diese Ergebnisse bestätigen die oben aus Neon- und Argon-Atomen gefundenen Korrelationseffekte sehr gut und sollen hier zum Vergleich präsentiert werden. Die Heliumdaten werden in Kürze (Stand 08.2004) von A. Staudte et. al. veröffentlicht.

Insgesamt wurden Daten bei drei unterschiedlichen Laserintensitäten gemessen  $(4,0-4,6-\text{ und } 5,3 \cdot 10^{14} W/cm^2)$ . Diese sind, wie oben erwähnt, aus den Pulsenergien durch Eichmessungen ermittelt worden. Dementsprechend beträgt  $U_p$  0,88a.u., 1,01a.u. und 1,17a.u.. Die maximalen Returnenergien sind 76eV, 87eV und 100eV. Die Abbildungen 6.38, 6.40 und 6.42 zeigen die Impulsverteilung in paralleler Richtung zum Laserfeldvektor  $\epsilon$ . Genau wie bei den Neon-Daten sind auch hier Bedingungen auf die beiden Bereiche A und B gesetzt worden. Im Bereich A (erster und dritter Quadrant) existiert Elektronen-Korrelation, im Bereich B dagegen nicht. Mit diesen Bedingungen werden die Impulsverteilungen senkrecht zur Polarisation erzeugt. Das Ergebnis ist dargestellt: Auch bei dieser Messung ist eine deutliche Elektron-Elektron-Abstossung für den Bereich A zu sehen, die es für den Bereich B nicht gibt. Um das deutlich zu machen, ist die Verteilung für die vertikale Richtung auf die y-Achse projeziert. Eine Abstossung ist zu erkennen. Das gilt ebenfalls für die verschiedenen Laserintensitäten.

In den Abbildungen 6.39, 6.41 und 6.43 sind die Winkelverteilungen der Elektronen zu erkennen. Auch diese Bilder sind direkt mit den oben besprochenen Verteilungen der Elektronen aus der Neon-Doppelionisation in Verbindung zu bringen. Gezeigt ist die Verteilung für gleiche (linke Spalte) und verschiedene (rechte Spalte) Summenenergieaufteilung zwischen den beiden Elektronen. In den beiden oberen Teilbildern wird über alle Polarwinkel integriert ( $0^{\circ} < \theta_a < 360^{\circ}$ ), unten dagegen ist der Polarwinkel auf den Bereich  $20^{\circ} < \theta_a < 40^{\circ}$  eingeschränkt, der Pfeil verdeutlicht die Mitte dieses Bereiches ( $\theta = 30^{\circ}$ ). Auch für Helium ist ein deutlicher Beitrag der Verteilung senkrecht zur Polarisation für den Fall zu erkennen, bei dem ein Elektron einen höheren Energieanteil besitzt, als das andere Elektron.

Vergleicht man jeweils die unteren beiden Bilder in 6.39, 6.41 und 6.43 so fällt auf, dass sich mit der Laserintensität die relative Intensität des rechten zum linken "Ohr" systematisch ändert. Bei der höchsten Laserintensität werden die Elektronen fast nur noch in die gleiche Richtung emittiert, während bei der niedrigsten Intensität etwa 1/3 der Elektronen in entgegengesetzte Richtung emittiert werden.

Folgt man dem oben angeführten Argument, so resultieren Elektronen, die in die gleiche Richtung getrieben werden aus dem RI-, die entgegengesetzt emittierten aus dem zeitverzögerten RESI-Prozess. Die Daten legen also nahe, dass im betrachteten Elektronen-Energiebereich RI mit steigender Laserintensität an Bedeutung gewinnt.

#### Impulsauflösung bei dieser Messung

Die Impulsauflösungen der Messungen bei verschiedenen Intensitäten wird überwacht, indem die Breite der Diagonalen der Elektronen- und Rückstossionenimpulsverteilung bei der Einfachionisation bestimmt werden, die aus der Impulserhaltung resultieren (siehe dazu auch Kapitel 6.1). Das zeigen Abbildungen 6.44, 6.45 und 6.46.

Bei der Intensität  $4, 0 \cdot 10^{14} W/cm^2$  gilt für die Auflösung in z-Richtung (Flugzeitrichtung im Spektrometer)  $\pm 0,065a.u.$ , in y-Richtung (Überschall-Gasjetrichtung)  $\pm 0,11a.u.$  und in Richtung des Lasers  $\pm 0,11a.u.$ . Das Verhältnis von zufälligen zu echten  $He^{1+}$ -Koinzidenzen ist mit 10% abgeschätzt.

Bei der zweithöchsten Laserintensität  $4, 6 \cdot 10^{14} W/cm^2$  werden folgende Grössen für die Impulsauflösung bestimmt: In z-Richtung  $\pm 0, 07a.u.$ , in y-Richtung  $\pm 0, 12a.u.$  und in x-Richtung ebenfalls  $\pm 0, 12a.u.$ . Hier ist das "True-to-Random"-Verhältnis schlechter, nämlich nur noch 17%.

Für die höchste Intensität  $5, 3 \cdot 10^{14} W/cm^2$  ergibt sich schliesslich: In z-Richtung  $\pm 0, 09a.u.$ , in y-Richtung  $\pm 0, 13a.u.$  und für die z-Richtung  $\pm 0, 14a.u.$  Das Verhältnis von zufälligen zu echten Koinzidenzen beträgt nur noch 49%.



**Abb. 6.38.** Doppelionisation von Helium bei  $4, 0 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . Gezeigt ist die Elektronen-Impulsverteilung parallel zur Laserpolarisationsrichtung (oben) und senkrecht dazu. Unten ist zur Verdeutlichung der Elektron-Elektron-Abstossung die Projektion auf die y-Achse dargestellt. Die Kreise der parallelen Impulsverteilung verdeutlichen den Bereich auf den die Bedingungen gesetzt sind, um die Impulsverteilung senkrecht zur Polarisation zu erzeugen.



Abb. 6.39. Polarwinkelverteilung resultierend aus der Doppelionisation von Helium bei  $4, 0 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . In der linken Spalte ist die Summenenergie gleichmässig auf beide Elektronen verteilt (equal energy sharing), in der rechten Spalte dagegen überwiegt der Anteil eines Elektrons. In oberer Zeil ist über alle Polarwinkel integriert ( $0^o < \theta_a < 360^o$ ), unten dagegen ist der Polarwinkel auf den Bereich  $20^o < \theta_a < 40^o$  eingeschränkt.



Abb. 6.40. Darstellung wie Abbildung 6.38, jedoch bei der Laserintensität 4,6  $\cdot 10^{14} W/cm^2$ .



Abb. 6.41. Darstellung wie Abbildung 6.39, jedoch bei der Laserintensität  $4, 6 \cdot 10^{14} W/cm^2$ .



Abb. 6.42. Darstellung wie Abbildung 6.38, jedoch bei der Laserintensität  $5, 3 \cdot 10^{14} W/cm^2$ .



Abb. 6.43. Darstellung wie Abbildung 6.39, jedoch bei der Laserintensität  $5, 3 \cdot 10^{14} W/cm^2$ .



Abb. 6.44. Impulsverteilung der Elektronen- und Rückstossionenimpulse bei Einfachionisation. Zu erkennen ist die Impulserhaltung  $(p_{r,x} = -p_{e1,x})$ , da sich die Ereignisse auf der Diagonalen mit Steigung  $-45^{o}$  befinden. Die Laserintensität hierbei ist  $4, 0 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . Die z-Achse (in die Zeichenebene) ist bei allen Verteilungen logarithmisch skaliert.



**Abb. 6.45.** Darstellung wie Abbildung 6.44, jedoch bei der Intensität  $4, 6 \cdot 10^{14} W/cm^2$ .



Abb. 6.46. Darstellung wie Abbildung 6.44, jedoch bei der Intensität  $5, 3 \cdot 10^{14} W/cm^2$ .

# Kapitel 7 Zusammenfassung

"Die Physik ist momentan wieder einmal sehr verfahren. Für mich ist sie jedenfalls viel zu schwierig, und ich wollte ich wäre Filmkomiker oder so etwas und hätte nie etwas von Physik gehört."

Wolfgang Pauli, österr. Physiker, 1900-58

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Experiment vorgestellt, mit dem es möglich ist, die Wechselwirkungen zwischen Elektronen in der Gegenwart eines extrem starken Laserfeldes zu untersuchen. Diese resultieren aus der nichtsequentiellen Multiphoton-Doppelionisation von Neon in einem starken elektrischen Feld, das durch einen Hochleistungslaser erzeugt wird. Mit Hilfe der COLTRIMS-Technologie ist es möglich die entstandenen Teilchen nachzuweisen und die Impulskomponenten zu bestimmen. Bei dieser Technologie handelt es sich um ein "Mikroskop", das atomphysikalische Prozesse vollständig differntiell beobachtet. Die bei der Doppelionisation entstandenen Elektronen und das Rückstossion werden mittels eines schwachen elektrischen Feldes auf ortsund zeitaufgelöste Multichannelplate-Detektoren mit Delaylineauslese geleitet. Zusätzlich wird noch ein magnetisches Feld überlagert. Aus dem Auftreffort und der Flugzeit der Teilchen können die Impulse bestimmt werden. Es ist erstmals möglich die Impulskomponenten der drei Raumrichtungen für alle an der Ionisation beteiligten Teilchen mit hinreichend guter Auflösung zu bestimmen. Es können vollständige differentielle Winkelverteilungen erzielt werden. Damit gelingt es, ein kinematisch vollständiges Experiment zu realisieren.

Die Elektronen werden bevorzugt in Richtung des Polarisationsvektors des Laserlichtes emittiert. Aufgrund der guten Impulsauflösung ist es jetzt möglich, die Richtung senkrecht zur Polarisation zu untersuchen und die Erkenntnisse in Bezug zueinander zu bringen. Das der nichtsequentiellen Doppelionisation zu grunde liegende sehr anschauliche Modell ist der "Rescattering-Prozess": Das Laserfeld koppelt an das Coulombpotential des Atoms und verformt es derart, dass ein Elektron die effektive Potentialbarriere überqueren oder durch diese durchtunneln kann. Dieses zuerst befreite Elektron wird durch das oszillierende elektromagnetische Feld zunächst vom Ursprungsion fortgetrieben. Kehrt aber die Phase des Laserfeldes um, wird es zurück zum Ion beschleunigt, nimmt dabei Energie aus dem Feld auf und kann durch Elektron-Elektron-Stossionisation ein zweites Elektron aus dem Atom ionisieren oder es können kurzzeitige Anregungszustände erzeugt werden, die später feldionisiert werden. Dieses Modell wurde schon durch ein Vielzahl von Experimenten verifiziert. Gleichzeitig wirft es aber auch Fragen auf: Wie sind die Elektron-Elektron-Korrelationen zu erklären? Wie hängt der Longitudinal- mit dem Transversalimpuls zusammen? Welche Ionisationsmechanismen treten wann auf?



Abb. 7.1. Doppelionisation von Neon bei 1,9 · 10<sup>14</sup> W/cm<sup>2</sup>, 800nm,40fs. (a) horizontale Achse: Impuls von Elektron a parallel zur Polarisations-Richtung, vertikale Achse: Impuls von Elektron b parallel zur Polarisations Richtung. Die Bereiche, die durch die Kreise dargestellt sind, zeigen die Region von Events, die in Teilbildern (b) und (c) gesammelt werden. (b) Impulskomponente von Elektron b in der Ebene senkrecht zur Polarisation, der senkrechte Impuls von Elektron a zeigt entlang der positiven y-Achse, was durch den Pfeil dargestellt ist. Nur Ereignisse, die in den Kreisen des Bereiches A liegen, werden gesammelt. (c) Das Gleiche wie in (b), allerdings nur für Events in den Kreisen aus Bereich B.

Abbildung 7.1 zeigt eines der zentralen Ergebnisse dieser Arbeit. Die Impulskomponenten beider Elektronen parallel und senkrecht zur Polarisationsrichtung des Lasers werden in Bezug gebracht. Im oberen Bild ist der parallele Impuls der Elektronen a und b aufgetragen. Die bekannte Verteilung ist zu erkennen. Im ersten und dritten Quadranten, also im Bereich A, besitzen beide Elektronen ähnlichen Impuls, es muss also zwischen ihren Flugbahnen in senkrechter Richtung ein Winkel auftreten, d.h. sie müssen sich abstossen. Genau das erkennt man im Teilbild (b). Der Pfeil symbolisiert das in Richtung der positiven y-Achse festgehaltene Elektron a zu dessen Referenz die Verteilung von Elektron b gezeigt wird. Eine deutliche Abstossung ist zu erkennen, die

Zusammenfassend kann man sagen, dass ein Experiment präsentiert wird, das zur Erfoschung von Korrelationseffekten bei Multiphoton-Ionisation beiträgt und sehr detaillierte Einblicke in die Welt der Laseratomphysik gewährt. Die Daten belegen eindeutig, dass eine Messung der korrelierten Impulse mehrerer Teilchen in einem Laserfeld eine Zeitmessung mit einer Auflösung weit unter einer Femtosekunde ermöglicht. Das beobachtete Ein- und Ausschalten der Elektronenabstossung, je nach der über die Longitudinal-Impulskorrelation gemessenen Verzögerungszeit, zeigt die Möglichkeit "Attosekunden Physik ohne Attosekunden-Pulse" zu betreiben.

in Teilbild (c) nicht zu sehen ist.

Zusammenfassung

# Anhang A

# Anhang

### A.1 Die Atomaren Einheiten (atomic units a.u.)

Jolitorax: Les Romains mesurent les distances en pas, nous en pieds. Obélix: En pieds? Jolitorax: Il faut six pieds pour faire un pas. Obélix: Ils sont fous, ces Bretons! Goscinny/Uderzo aus Astérix chez les Bretons

Die Theorie und numerische Rechnungen sind oftmals genauer als unsere empirische Kenntnis der Naturkonstanten; daher ist es sinnvoll, die dimensionsbehafteten Naturkonstanten aus der Theorie zu eliminieren. Im Gegensatz zu den "üblichen" physikalischen Grössen betrachtet man beim Rechnen mit atomaren Einheiten alle Grössen als dimensionslos.

Bei den atomaren Einheiten der Länge  $r_e$  (1 Bohr) und der Geschwindigkeit  $v_e$ handelt es sich um den Radius bzw. die Geschwindigkeit der innersten Elektronenbahn des H-Atoms in der Bohrschen Quantentheorie. Die atomare Einheit der Energie  $E_h$  (1 Hartree) ist gleich der doppelten Grundzustandsenergie des Wasserstoffatoms (in der einfachsten Näherung mit unendlicher Kernmasse).

Zu beachten ist, dass aus  $\epsilon_0\mu_0 = 1/c^2$  und aus der Definition der dimensionslosen Feinstrukturkonstanten  $\alpha := \mu_0 e^2 c/4\pi\hbar = \frac{1}{137,04}$  folgt, dass die Lichtgeschwindigkeit in atomaren Einheiten gegeben ist durch  $c = 1/\alpha = 137,04$ . Definition der atomaren Einheiten:

$r_e$	= 1a.u.	$=5,2918\cdot 10^{-11}m$	Bohrscher K-Schalenradius des Wasserstoff
$v_e$	= 1a.u.	$= 2,1877 \cdot 10^6 m/s$	Geschw. auf der Bohrschen Atomhülle
$m_e$	= 1a.u.	$= 9,1094 \cdot 10^{-31} kg$	Ruhemasse des Elektrons
$q_e$	= 1a.u.	$= 1,6022 \cdot 10^{-19} As$	Ladung des Elektrons
С	= 137a.u.	$=2,9979\cdot 10^8 m/s$	Vakuum-Lichtgeschwindigkeit

Aus den gleich eins gesetzten Naturkonstanten leiten sich dann die übrigen Einheiten ab:

Grösse	Atomare Einheit (a.u.)	System International (SI)
Länge	$1a.u. = 0,529177 \cdot 10^{-10}m$	$1m = 1,8897 \cdot 10^{10}a.u.$
Zeit	$1a.u. = 2,4189 \cdot 10^{-17}s$	$1s = 4,1341 \cdot 10^{16}a.u.$
Geschwindigkeit	$1a.u. = 2,1877 \cdot 10^6 m/s$	$1m/s = 4,5706 \cdot 10^{-7}a.u.$
Masse	$1a.u. = 9,1091 \cdot 10^{-31} kg$	$1kg = 1,0978 \cdot 10^{30}a.u.$
Kraft	$1a.u. = 8,2388 \cdot 10^{-8}N$	$1N = 1,2138 \cdot 10^7 a.u.$
Energie	$1a.u. = 4,360 \cdot 10^{-18}J$	$1J = 2,294 \cdot 10^{17}a.u.$
Ladung	$1a.u. = 1,60219 \cdot 10^{-19} As$	$1As = 6,1656 \cdot 10^{18}a.u.$
Spannung	1a.u. = 27,212V	1V = 0,0367a.u.
Impuls	$1a.u. = 1,992798 \cdot 10^{-24} kgm/s$	$1kgm/s = 5,0181 \cdot 10^{23}a.u.$
Drehimpuls	$1a.u. = 1,054585 \cdot 10^{-34} kgm^2/s$	$1kgm^2/s = 9,4824 \cdot 10^{33}a.u.$

# A.2 Wichtige Naturkonstanten

Die Werte von  $\mu_0$  und c sind wegen entsprechender Definition der Einheiten exakt. Bei allen anderen Konstanten ist die Standardabweichung um eine Grössenordnung kleiner als die letzte angegebene Stelle.

Avogadro- oder Loschmidt-Kontante	${ m N}{=}6,02214\cdot 10^{23}1/mol$
Gaskonstante	$R=8,3145JK^{-1}mol^{-1}$
	$= 1,9872 cal K^{-1} mol^{-1}$
	$=0,082058 latm K^{-1} mol^{-1}$
	$=62364 Torrcm^3/K^{-1}mol^{-1}$
Boltzmann-Konstante	$k = R/N{=}1,3807\cdot 10^{-23}JK^{-1}$
Elementarladung	$e{=}1,602177\cdot 10^{-19}C$
Faraday-Konstante	$F = Ne = 96485, 3Cmol^{-1}$
Vakuum-Dielektrizitätskonstante	$\epsilon_0 = 8,854187 \cdot 10^{-12} Fm^{-1}$
Vakuum-Permeabilität	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} N A^{-2}$
Vakuum-Lichtgeschwindigkeit	$c{=}2,99792458\cdot 10^8 m s^{-1}$
Gravitationskonstante	${\rm G}{=}6,637\cdot 10^{-11}m^3kg^{-1}s^{-2}$
Planck-Konstante	$\mathrm{h}{=}6,62608\cdot 10^{-34} Js$
	$\hbar = h/2\pi {=}1,054573\cdot 10^{-34}Js$
Feinstrukturkonstante	$lpha=\mu_{0}e^{2}c/2h{=}1/137{,}03599$
Masse des Elektrons	$m_e = 9,10939 \cdot 10^{-31} kg$
Masse des Protons	$m_p {=} 1,67262 \cdot 10^{-27} kg$
Masse des Neutrons	$m_n {=} 1,67493 \cdot 10^{-27} kg$
Massenverhältnis Proton-Elektron	$m_p/m_e{=}1836,1527$
Rydberg-Konstante	$R_{\infty} = m_e e^4 / 8\epsilon_0^2 h^3 c = 109737, 315 cm^{-1}$
(unendliche Kernmasse bzw. H-Atom)	$R_H = R_\infty / (1 + \frac{m_e}{m_n}) = 109677,583 cm^{-1}$
Bohrscher Radius	$a_0 = 4\pi\epsilon_0 \hbar^2 / m_e e^2 = 0,5291772$
Bohrsches Magneton	$\mu_B = e\hbar/2m_e = 9,27401\dot{1}0^{-24}JT^{-1}$
Kernmagneton	$\mu_N = e\hbar/2m_p = 5,05079 \cdot 10^{-27} JT^{-1}$
g-Faktor des Elektrons	$g_e{=}2,0023193044$
Wiensche Konstante	$\lambda_{max}T{=}2,8978\cdot10^{-3}Km$
Stefan-Boltzmann-Konstante	$\sigma = \frac{2}{15}\pi^5 k^4 / h^3 c^2 = 5,671 \cdot 10^{-8} W m^{-2} K^{-4}$

# A.3 Berechnung des Ponderomotiven Potentials $U_p$

Das Ponderomotive Potential  $U_p$  ist die mittlere kinetische Energie eines Elektrons im elektrischen Feld des Lasers. Zu lösen ist also die Differentialgleichung (nach [SMODP])

$$a = \frac{E_0 esin(\omega t)}{m_e} \tag{A.1}$$

Integriert man diese Gleichung erhält man für die Geschwindigkeit

$$v = -\frac{E_0 e cos(\omega t)}{m_e \omega} \tag{A.2}$$

und schliesslich für $U_p$ 

$$U_{p} = \frac{1}{2} \frac{\int_{0}^{2\frac{\pi}{\omega}} \frac{1}{2} m_{e} v^{2} dt \omega}{\pi}$$
(A.3)

$$U_p = \frac{1}{4} \frac{E_0^2 e^2}{m_e \omega^2}$$
(A.4)

#### A.4 Berechnung der kritischen Intensität $I_{OTBI}$

Wenn eine bestimmte kritische Intensität  $I_{OTBI}$  erreicht ist, kann das Laserfeld quasistationär behandelt werden, weil die Wellenlänge des Lasers (oberhalb von einigen hundert Nanometern) gross gegenüber dem Atomdurchmesser (der Bohrsche Atomradius liegt drei Grössenordnungen unter der Wellenlänge des Lasers) ist. Es verformt dann das Coulombpotential des Kerns so, dass die Potentialbarriere herabgesenkt wird und das Elektron durch sie durchtunneln kann. Das bedeutet, dass die Barriere schmaler und niedriger wird bis Elektronen im Grundzustand nicht mehr gebunden sind. Man spricht dann von "over-the-barrier ionization" (OTBI). Das kritische Laserfeld ist erreicht, wenn das Potentialmaximum, das durch Überlagerung von Laserpotential und Bindungspotential entsteht, und die Bindungsenergie ausgeglichen sind. Die zum kritischen Feld gehörige Laserintensität wird folgendermassen berechnet [SMODP]: Das effektive Potential ist:

$$V(r,t) = -\frac{1}{4} \frac{Ze^2}{\pi\epsilon_0 r} - r \cdot eE_0 sin(\omega t)$$
(A.5)

Es wird ein relatives Maximum an folgender Stelle erreicht:

$$r_{max} = \sqrt{\frac{Ze}{E_0\pi\epsilon_0 4}} \qquad t = \frac{1}{2}\frac{\pi}{\omega} \tag{A.6}$$

Für  $V_{max}$  gilt dann:

$$V_{max} = -e^2 \sqrt{\frac{ZE_0}{\pi\epsilon_0 e}} \tag{A.7}$$

Dieser Wert wird mit dem Ionisationspotential gleichgesetzt und es ergibt sich für die kritische elektrische Feldstärke:

$$E_{0_{krit}} = \frac{\pi \epsilon_0 I_P^2}{Z e^3} \tag{A.8}$$

Der Zusammenhang zwischen maximaler Feldstärke und Intensität bei linearem Licht ist:

$$E_0 = \sqrt{\frac{2I_{laser}}{\epsilon_0 c}} \tag{A.9}$$

Somit ergibt sich für die kritische Laserintensität, ab welcher der Mechanismus der "over-the-barrier ionization" (OTBI) einsetzt:

$$I_{OTBI} = \frac{\pi^2 \epsilon_0^3 I_P^4 c}{2Z^2 e^6} \tag{A.10}$$

## A.5 Berechnung der internen Koordinaten

Der Gesamtimpuls des zweiten Elektrons (2) ist:

$$p_{e2} = \sqrt{p_{e2,x}^2 + p_{e2,y}^2 + p_{e2,z}^2} \tag{A.11}$$

Die Einheitslängen der einzelnen Vektoren sind dann:

$$x_{ninte} = \frac{p_{e2,x}}{p_{e2}}$$

$$y_{ninte} = \frac{p_{e2,y}}{p_{e2}}$$

$$z_{ninte} = \frac{p_{e2,z}}{p_{e2}}$$
(A.12)

Die neue interne Koordinate (x-Achse) ist:

$$^{int}x_{e1} = p_{e1,x} \cdot x_{ninte} + p_{e1,y} \cdot y_{ninte} + p_{e1,z} \cdot z_{ninte}$$
(A.13)

Weiterhin gilt:

$$\begin{aligned}
x_1 &= p_{e1,x} - \frac{int_{x_{e1}}}{x_{ninte}} \\
y_1 &= p_{e1,y} - \frac{int_{x_{e1}}}{y_{ninte}} \\
z_1 &= p_{e1,z} - \frac{int_{x_{e1}}}{z_{ninte}}
\end{aligned}$$
(A.14)

Die Definition der neuen y-Achse ist dann:

$$^{int}y_{e1} = \sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2} \tag{A.15}$$

Bei einer Normierung auf den Gesamtimpuls des zweiten Elektrons folgt:

$${}^{int}x_{e1,n} = {}^{int}x_{e1}/p_{e2} \tag{A.16}$$

$${}^{int}y_{e1,n} = {}^{int}y_{e1}/p_{e2} \tag{A.17}$$

Eine weitere Möglichkeit der Normierung ist bezogen auf die Gesamtenergie der beiden Elektronen (in atomaren Einheiten):

$${}^{int}x_{e1,s} = {}^{int} x_{e1} / \sqrt{E_{e1} + E_{e2}} \tag{A.18}$$

$${}^{int}y_{e1,s} = {}^{int} y_{e1} / \sqrt{E_{e2} + E_{e2}} \tag{A.19}$$

wobei für die Gesamtenergie (in a.u.) beider Elektronen gilt:

$$E_{e1} = (p_{e1,x}^2 + p_{e1,y}^2 + p_{e1,z}^2)/2$$
(A.20)

$$E_{e2} = (p_{e2,x}^2 + p_{e2,y}^2 + p_{e2,z}^2)/2$$
(A.21)

166

#### A.6 Polarisation von Licht

Der Amplitudenvektor  $\vec{A_0}$  der ebenen Welle

$$\vec{E} = \vec{A}_0 e^{i(\omega t - kz)} \tag{A.22}$$

kann in Komponentenform geschrieben werden als [DEM]:

$$\vec{A}_0 = \left\{ \begin{array}{c} A_{0,x} e^{i\phi_x} \\ A_{0,y} e^{i\phi_y} \end{array} \right\}$$
(A.23)

Die Phasen  $\phi_x$  und  $\phi_y$  sind für unpolarisiertes Licht nicht korreliert und schwanken statistisch. Hingegen ist  $A_{0,y} = 0$  für linear polarisiertes Licht mit dem Feldvektor  $\vec{E}$  in x-Richtung. Liegt das linear polarisierte Licht mit einem  $\vec{E}$ -Vektor in beliebiger Richtung innerhalb der xy-Ebene, gilt  $\phi_x = \phi_y$ . Das Verhältnis  $A_{0x,/A_{0,y}}$  gibt die Richtung von  $\vec{E}$  an. Bei zirkular polarisiertem Licht gilt:

$$A_{0,x} = A_{0,y} \tag{A.24}$$

und

$$\phi_x = \phi_y \pm \pi/2 \tag{A.25}$$

Diese Darstellung der Amplitude wird "Jones-Vektor" genannt, mit dessen Hilfe sich die Polarisationszustände des Lichts übersichtlich ausdrücken lassen: Für linear polarisiertes Licht gilt, wenn dessen  $\vec{E}$ -Vektor um 45° gegen die x-Achse geneigt ist:

$$\vec{A}_{0} = \sqrt{A_{0,x}^{2} + A_{0,y}^{2}} e^{i\phi} \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \begin{array}{c} 1\\1 \end{array} \right\} = \mid A_{0} \mid e^{i\phi} \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \begin{array}{c} 1\\1 \end{array} \right\}$$
(A.26)

Für rechts zirkular polarisiertes Licht gilt wegen  $e^{-i\pi/2} = -i$ 

$$\vec{A}_0 = \mid A_0 \mid e^{i\phi} \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \begin{array}{c} 1\\ -i \end{array} \right\}$$
(A.27)

Den Polarisationszustand der transmittierten Welle erhält man durch Multiplikation der Jones-Vektoren der einfallenden Welle mit der Jones-Matrix des Elementes:

$$\begin{pmatrix} E_{xt} \\ E_{yt} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{x0} \\ E_{y0} \end{pmatrix}$$
(A.28)

Optische Elemente (wie beispielsweise Strahlteiler, Polarisatoren) verändern den Polarisationszustand des Lichtes. Deshalb sind diese Jones-Darstellungen vorteilhaft bei der Betrachtung der Lichtdurchgänge.

# A.7 Rechnungen zur ADK-Theorie

ADK ionization Rates

- $I := 1.5 \cdot 10^{14}$  Laser Intensity
- IPar := 15.7 Atomic ionization potential in eV

IPhe := 24.59

IPxe:=12.13

IPne := 21.57

$$ADK(I, IP, Z) := \begin{cases} f \leftarrow \sqrt{\frac{I}{3.5 \cdot 10^{16}}} \\ Ei = \frac{IP}{27.2} \\ nst \leftarrow \frac{Z}{\sqrt{2 \cdot Ei}} \\ r1 \leftarrow \left(\frac{\exp(1)}{\pi}\right)^{1.5} \cdot \sqrt{3} \cdot Z^2 \cdot nst^{(-4.5)} \\ r2 \leftarrow \left[\frac{\left(4 \cdot \exp(1) \cdot Z^3\right)}{f \cdot nst^4}\right]^{(2 \cdot nst - 1.5)} \\ r3 \leftarrow \exp\left[\frac{\left(2 \cdot Z^3\right)}{3 \cdot nst^3 \cdot f}\right] \\ 4.13410^{16} \cdot r1 \cdot r2 \cdot r3 \end{cases}$$

Convert to atomic units

Abb. A.1. Rechnungen zur ADK-Theorie (aus Mathcad2000)

#### 168



Abb. A.2. Graphik zur ADK-Theorie (aus Mathcad2000)

#### **A.8**

Zeitungsarun Süddentsche Zeitung, 20. Juni 2000 Oberhessische Prase & Juni 2000 Physikern gelingt Vermeinen von de Experiment Von de Experiment Wichtiges Experiment Verhalten von Atomen in Lagerticht te Schätze zu Tage fördert, ist eine Aus-nahme. Doch eben dies glückte dem Marburger Halbleiterforscher Harald Gie sen: Auf dem ihm fremden Gebiet Atomphysik unternahm er, ang durch den Vortrag eines kanad' Theoretikers, ein Experiment, dø leute für aussichtslos gehalter Jetzt schafften es die Ergebnisse a. erabendexperiments sogar bis auf a. Seiten der Fachzeitschrift Nature (Bd. 405, S. 658, 2000). Mit einem Speziallaser bestrahlte Giessen das Edelgas Ar-Atome von Laserlicht Zerrissenin gon. Das Entscheidende: Das Gerät erzeugt extrem kurze, stark gebündelte Lichtblitze mit einer Leistung von einer Billiarde Watt pro Quadratzentir Derart unter Beschuss, verloren natome gleich zwei Elektr mal, was Giessen mit ei-versität Frankfurt nachweisen konnte. angenommen, dass d. h "bsch nacheinander  $e_{Seite} N^{2} N^{11}$ Marburger und Frankfurter Physikem Mailouisea unu riduktuura riduktu

Abb. A.3. Zeitungsveröffentlichungen zu den ersten Laserphysik-Experimenten in unserer Arbeitsgruppe.

#### Frankfurter Rundschau, 7.6.2000

"Etwas ganz Verrücktes"

Physiker melden "Durchbruch" / Atome im Laserlicht

Von Gesa Coordes

Marburger und Frankfurter Physikern ist ein vermeintlich aussichtsloses Grundlagenexperiment zum Verhalten von Atomen in extrem starkem Laserlicht gelungen. Mit ihren "verrückten" Versuchen überflügelten sie US-Amerikaner, die am Lawrence Livermore Laboratorium die stärksten Laser der Welt bedienen.



Abb. A.4. Zeitungsveröffentlichungen zu den ersten Laserphysik-Experimenten in unserer Arbeitsgruppe.



**Abb. A.5.** Unsere Veröffentlichung [WEC04] war auf der Titelseite von *Physical Review Letters*, May 2004, Volume 92, Number 24.


Abb. A.6. Teilchentheorie, aus [RS604]

# A.9 Glossar

- ADC Analog to Digital Converter
- ADK Ammosov, Delone und Krainov Theorie
- arb. units willkürliche Einheiten
  - ATI Above Threshold Ionization
  - a.u. atomare Einheiten (atomic units)
  - c Vakuumlichtgeschwindigkeit
  - CFD Constant Fraction Diskriminator
- COLTRIMS COLt Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy
  - CPA Chirped Pulse Amplifikation (Verstärkungsprinzip für Laserpulse)
  - CW Continous Wave
    - $\epsilon$  Polarisationsvektor des Lichts
    - E Energie
    - e Elementarladung
  - FWHMFull Width Half Maximum (volle Breite bei halbem Maximum) $\hbar$ Plancksches Wirkungsquantum
  - LASER Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
    - MCP Micro Channel Plate
    - MPI Multiphoton-Ionisation
    - NIM Nuclear Instrumentation Method (standardisierte elektrische Signale)
    - NRC National Research Council
    - NS Nichtsequentielle Ionisation
    - OTBI Over The Barrier Ionization p Impuls
    - QDSC Quadruple Differential Cross Section
    - RES Rescattering-Ionisationsmechanismus
    - RESI Recollision Excitation with Subsequent Ionization
      - RI Recollision Ionization
    - SAE Single Active Electron
    - SI Sequentielle Ionisation
    - t,TOF allg. Zeit, FLugzeit im speziellen (Time-OF-Flight)
    - TDC Time to Digital Converter
    - TDSE Time Dependent Schrödinger Equation
      - TS1 Two Step One-Ionisationsmechanismus
        - $U_p$  Ponderomotives Potential
        - v Geschwindigkeit
        - x kartesische Koordinaten im Laborsystem (Projektilstrahlrichtung)
        - y kartesische Koordinaten im Laborsystem (Targetstrahlrichtung)
        - z kartesische Koordinaten im Laborsystem (Flugzeitrichtung)

# Literaturverzeichnis

- [ACH99] Matthias Achler, Untersuchung von Symmetrieeffekten in der Photodoppelionisation von Helium mit zirkular polarisiertem Licht, Doktorarbeit, 1999
- [ACH01] M. Achler, V. Mergel, L. Spielberger, R. Dörner, Y. Azuma, and H. Schmidt-Böcking, J. Phys. B, <u>34</u>:965-981, 2001
- [AGO79] P. Agostini, F. Fabre, G. Mainfray, G. Petite, and N.K. Rahman, *Phys. Rev. Lett.*, <u>42</u>:1127, 1979
- [AGO89a] P. Agostini, A. Antonetti, P. Breger, M. Crance, A. Migus, H.G. Muller, and G. Petite, J. Phys. B, <u>22</u>:1971, 1989
- [AGO89b] P. Agostini, P. Breger, A. Lt'Huillier, H.G. Muller, G. Petite, A. Antonetti, and A. Migusm, *Phys. Rev. Lett.*, <u>63</u>:2208, 1989
- [AMM86] M.V.Ammosov, N.B. Delone, and V.P. Krainov, Sov. Phys. JETP, <u>64</u>:1191, 1986
- [ATKPC] Peter W. Atkins, Physikalische Chemie, Kurzlehrbuch
- [AUG89] S. Augst, D. Strickland, D.D. Meyerhofer, S.L. Chin, and J.H. Eberly, Phys. Rev. Lett., <u>63</u>:2212, 1989
- [BAC98] Sterling Backus, Charles G. Durfee III, Margaret M. Murnane, and Henry C. Kapteyn, *Review Of Scientific Instruments*, <u>69</u>:1207, 1998
- [BEC94] A. Becker and F.H.M. Faisal, *Phys. Rev. A*, <u>50</u>:3256, 1994
- [BEC96] A. Becker and F.H.M. Faisal, J. Phys. B, <u>29</u>:L197, 1996
- [BEC99a] A. Becker and F.H.M. Faisal, *Phys. Rev. A*, <u>59</u>:R1742, 1999
- [BEC99b] A. Becker and F.H.M. Faisal, J. Phys. B, <u>32</u>:L335, 1999
- [BEC00] A. Becker and F.H.M. Faisal, Phys. Rev. Lett., <u>84</u>:3546, 2000

- [BEC01] A. Becker and F.H.M. Faisal, Opt. Ex., 8:383, 2001
- [BEC02] A. Becker and F.H.M. Faisal, Phys. Rev. Lett., <u>89</u>:193003, 2002
- [BECKp] Andreas Becker, Private Korrespondenz, 2004
- [BET90] K. Bethge und G. Gruber, *Physik der Atome und Moleküle*, VCH-Verlagsgesellschaft Weinheim, 1990
- [BOE92] U. Boesl, R. Weinkauf, and E.W. Schlag, Int. J. Mass. Spectrom. Ion Processes, <u>112</u>:121, 1992
- [BUC87] P.H. Bucksbaum, R.R. Freeman, M. Bashanksy, and T.J. McIlrath, J. Opt. Soc. Am. B, <u>4</u>:760, 1987
- [BUR93] K. Burnett, V.C. Reed, and P.L. Knight, J. Phys. B, <u>26</u>:561, 1993
- [BRA96] T. Brabec, M.Yu. Ivanov, and P.B. Corkum, *Phys. Rev. A*, <u>54</u>:R2551, 1996
- [BRI00] J. Briggs and V. Schmidt, J. Phys., <u>33</u>:R1, 2000
- [CLE74] E. Clementi, and C. Roetti, At. Data Nucl. Data Tables, <u>14</u>:177, 1974
- [COR89] P. B. Corkum, H.N. Burnett, and F. Brunel, Phys. Rev. Lett., <u>62</u>:1259, 1989
- [COR93] P.B. Corkum, *Phys.Rev.Lett.*, <u>71</u>:1994-1997, 1993
- [CRYO] Bedienungsanleitung Cryo-Refrigerator
- [DAL53] R.H. Dalitz, *Phil. Mag.*, <u>44</u>:1068, 1953
- [DEL98] N.B. Delone, V.P. Krainov, *Physics-Uspekhi*, <u>41</u>(5):469-485, 1998
- [DEM] Wolfgang Demtröder, Laserspektroskopie, Springer Verlag, 4.Auflage, 2000
- [DOE00] R. Dörner, V. Mergel, O. Jagutzki, L. Spielberger, J. Ullrich, R. Moshammer, and H. Schmidt-Böcking *Physics Reports*, <u>330</u>:95-192, 2000
- [DOE02] R. Dörner, Th. Weber, M. Weckenbrock, A. Staudte, M. Hattass, H. Schmidt-Böcking, R. Moshammer, and J. Ullrich, Adv. in Atom., Mol., and Opt. Physics, <u>48</u>:1, 2002
- [DOE04p] Reinhard Dörner, Private Korrespondenz, 2004
- [DORBA] Dorn-Bader Physik, Mechanik, Oberstufe MS

- [ERE03] E. Eremina, X. Liu, H. Rottke, W. Sandner, A. Dreischuh, F. Lindner, F. Grasbon, G. G. Paulus, H. Walther, R. Moshammer, B. Feuerstein, and J. Ullrich, *J. Phys. B.*, <u>36</u>:3269, 2003
- [FAB82] F. Fabre, G. Petite, P. Agostini, and M. Clement, J. Phys. B, <u>15</u>:1353, 1982
- [FAI73] F. H. M. Faisal, J. Phys. B, <u>6</u>:L89, 1973
- [FAI94] F. H. M. Faisal, Phys. Lett. A, <u>187</u>:180, 1994
- [FEU00] B. Feuerstein, R. Moshammer, and J. Ullrich, J. Phys. B, <u>33</u>:L823, 2000
- [FEU01] B. Feuerstein, R. Moshammer, D. Fischer, A. Dorn, C. D. Schröter, J. Deipenwisch, J. R. Crespo Lopez-Urrutia, C. Höhr, P. Neumayer, J. Ullrich, H. Rottke, C. Trump, M. Wittmann, G. Korn, and W. Sandner, *Phys. Rev. Lett.*, <u>87</u>:043003, 2001
- [FIT92] D.N. Fittinghoff, P.R. Bolton, B. Chang, and K.C. Kulander, *Phys.Rev.Lett.*, <u>69</u>:2642-2645, 1992
- [FRA87] G.W.Fraser, J.F. Pearson, and J.E. Lees, Nucl.Instr.Meth., A254:447, 1987
- [FRE87] R.R. Freeman, P.H. Bucksbaum, H. Milchberg, S. Darack, D. Schumacher, and M.E. Geusic, *Phys.Rev.Lett.*, <u>59</u>:1092, 1987
- [FRE91] R.R. Freeman, and P.H. Bucksbaum, J.Phys.B, <u>24</u>:325, 1991
- [FREI] Homepage der Physik, Uni-Freiburg, http://frhewww.physik.uni-freiburg.de/h3/photodiss\_page.html
- [GOE31] M. Göppert-Mayer, Ann. Phys. Lpz.,<u>9</u>:273, 1931
- [GOR01a] S.P. Goreslavskii and S.V. Popruzhenko, Optics Express, 8:395, 2001
- [GOR01b] S.P. Goreslavskii and S.V. Popruzhenko, J. Phys. B, <u>34</u>:L239, 2001
- [HAR00] H.W. van der Hart, J. Phys. B., <u>33</u>:L699, 2000
- [HUE00] A. Huetz and J. Mazeau, Phys. Rev. Lett., <u>85</u>:530, 2000
- [JES04] V.L.B. Jesus, A. Rudenko, B. Feuerstein, K. Zrost, C.D. Schröter, R. Moshammer, and J. Ullrich, *submitted*, 2004
- [KEL64] L.V. Keldysh, Zh. Eksp. Teor. Fiz., <u>47</u>:1945, 1964
- [KEL65] L.V. Keldysh, Sov. Phys. JETP, 20:1307, 1965

- [KOP00] R. Kopold, W. Becker, H. Rottke, and W. Sandner, Phys. Rev. Lett., <u>85</u>:3781, 2000
- [KNA02] A. Knapp, A. Kheifets, I. Bray, Th. Weber, A.L. Landers, S. Schössler, T. Jahnke, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L.Ph. Schmidt, T. Osipov, J. Rösch, M.H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C.L. Cocke, and R. Dörner, *Phys. Rev. Lett.*, <u>89</u>:033004, 2002
- [KRA92a] J.L. Krause, K.J. Schafer, and K.C. Kulander, Phys. Rev. A, 45:4998, 1992
- [KRA92b] J.L. Krause, K.J. Schafer, and K.C. Kulander, *Phys.Rev.Lett.*, <u>68</u>:3535, 1992
- [KRU83a] P. Kruit, J. Kimman, H.G. Muller, and M.J. Van der Wiel, *Phys.Rev.A*, <u>28</u>:248, 1983
- [KRU83b] P. Kruit and F. Read, J.Phys.E:Sci.Instrum., <u>16</u>:313, 1983
- [KUC87] M.Y. Kuchiev, Sov. Phys.-JET Lett., 45:404, 1987
- [LAB95] P. Lablanquie, J. Mazeau, L. Andric, P. Selles, and A. Huetz, *Phys. Rev. Lett.*, <u>74</u>:2192, 1995
- [LAF01] R. Lafon, J.L. Chaloupka, B. Sheehy, P.M. Paul, P. Agostini, K.C. Kulander, and L.F. DiMauro, *Phys. Rev. Lett.*, <u>86</u>:2762, 2001
- [LAR98] S. Larochelle, A. Talebpour, and S.L. Chin, J. Phys. B, <u>31</u>:1201, 1998
- [LEC] Manual, LeCroy 3377 Drift Chamber Time-To-Digital Converter
- [LEW94] M. Lewenstein, Ph. Balcou, M.Y. Ivanov, A. L'Huiller, and P.B. Corkum, Phys. Rev. A, <u>49</u>:2117, 1994
- [LEY03] Antje Leyendecker, Überprüfung der Circumplexstruktur selbstberichteter affektiver Zustände, Diplomarbeit, 2003
- [LI89] X.F. Li, A.L.Huillier, M. Ferray, L.A. Lompre, and G. Mainfray Phys. Rev. A,39:5751, 1989
- [LIC96] Sidney Perkowitz, Eine kurze Geschichte des Lichts Die Erforschung eines Mysteriums, Deutscher Taschenbuch Verlag, 1996
- [LOM77] L.A. Lompre, G. Mainfray, C. Manus, and J. Thebault, *Phys.Rev.A*, <u>15</u>:1604, 1977

- [MAU95] F. Maulbetsch and J.S. Briggs, *J. Phys. B*, <u>28</u>:551, 1995
- [MCG97] J. McGuire, Elektron Correlation Dynamics in Atomic Collisions Cambridge University Press, Cambridge, 1997
- [MCP02] MCP, Microchannel Plates, Produktbeschreibung, Valvo GmbH, 2002
- [MER96] Volker Mergel, Dynamische Elektronenkorrelationen in Helium, Doktorarbeit, 1996
- [MEV93] E. Mevel, P. Breger, R. Trainham, G. Petite, P. Agostini, A. Migus, and A. Antonetti, *Phys.Rev.Lett.*, <u>70</u>:406, 1993
- [MIL88] D.R. Miller, Free Jet Source in Atomic and Molekular Beam Methods, Oxford University Press, Oxford/New York: S.14 ff., 1988, Editoren: G.Scoles, D.Bassi, U.Buck, and D.Laine
- [MOH93] U. Mohideen et al., Phys. Rev. Lett., <u>71</u>:509, 1993
- [Mos96b] R. Mooshammer, M. Unverzagt, W. Schmitt, J. Ullrich, and H. Schmidt-Böcking, Nucl.Instr.Meth.B, <u>108</u>:425, 1996
- [MOS00] R. Moshammer, B. Feuerstein, W. Schmitt, A. Dorn, C. D. Schröter, J. Ullrich, H. Rottke, C. Trump, M. Wittmann, G. Korn, K. Hoffmann, and W. Sandner, *Phys. Rev. Lett.*, <u>84</u>:447, 2000
- [MOS01] R. Moshammer et al., Phys. Rev Lett., <u>87</u>:223201, 2001
- [MOS03] R. Moshammer, J. Ullrich, B. Feuerstein, D. Fischer, A. Dorn, C. D. Schröter, J. R. Crespo Lopez-Urrutia, C. Höhr, H. Rottke, C. Trump, M. Wittmann, G. Korn, K. Hoffmann, and W. Sandner, J. Phys. B, <u>36</u>:L113, 2003
- [MOS03a] R. Moshammer, J. Ullrich, B. Feuerstein, D. Fischer, A. Dorn, C. D. Schröter, J. R. Crespo Lopez-Urrutia, C. Höhr, H. Rottke, C. Trump, M. Wittmann, G. Korn, and W. Sandner, *Phys. Rev. Lett.*, <u>91</u>:253201, 2003
- [MOS03p] R. Moshammer, Kolloquium des Fachbereiches Physik, Universität Frankfurt/Main, WS2003/2004
- [NAN98] M.J. Nandor, M.A. Walker, and L.D. Van Woerkom, J.Phys. B <u>31</u>:4617-4629, 1998
- [NII02] H. Niikura et al, *Nature*, <u>417</u>:917, 2002

- [NOR3D] Michael Norman, National Center for Supercomputing Applications, 3D Numerical Simulation of a Supersonic Gas Jet, http://www.evl.uic.edu/evl/showcase/science/norman/gasjet.html
- [PAN02] R. Panfili, S.L. Haan, and J.H. Eberly, Phys. Rev. Lett., <u>89</u>:113001, 2002
- [PAR01] J.S. Parker, L.R. Moore, K.J. Meharg, D. Dundas, and K.T. Taylor, J. Phys. B, <u>34</u>:L69, 2001
- [PAR00] J.S. Parker, L.R. Moore, D. Dundas, and K.T. Taylor, J. Phys. B, <u>33</u>:L691, 2000
- [PAR96] J.S. Parker, K.T. Taylor, C. Clark, and S. Blodgett-Ford, J. Phys. B, <u>29</u>:L33, 1996
- [PAW00] CERN Program Libary, PAW Version 2.12/10, 2000
- [PET84] G. Petite, F. Fabre, P. Agostini, M. Crance, and M. Aymar, *Phys.Rev.A*, <u>29</u>:2677, 1984
- [PET01] E.R. Peterson and P.H. Bucksbaum, Phys. Rev., <u>64</u>:053405, 2001
- [PRO97] M. Protopatas, C.H. Keitel and P.L. Knight, *Physics Reports*, <u>60</u>:389-486, 1997
- [PRE96] S.G. Preston et al, *Phys.Rev.A*, <u>53</u>:R31, 1996
- [REI80] H. R. Reiss, *Phys. Rev. A*, <u>22</u>:1786, 1980
- [REI87] H. R. Reiss, J. Phys. B, <u>20</u>:L79, 1987
- [ROENT] www.roentdek.com, Homepage Roentdek GmbH
- [RS604] Rolling Stone, Ausgabe Nr.6, Juni 2004
- [SAN95] A. Sanpera, P. Jönsson, J.B. Watson, and K. Burnett, *Phys. Rev. A*, <u>51</u>:3148, 1995
- [SCH00] Lothar Schmidt, Effekte molekularer Symmetrien in der Elektronenemission bei langsamen He<sup>2+</sup> – He-Stössen: Eine kinematisch vollständige experimentelle Untersuchung, Doktorarbeit, 2000
- [SCHDR] Volker Schmidt, Doktorarbeit, 2000

- [SCH93] O. Schwarzkopf, B. Krässig, J. Elmiger, and V.Schmidt, Phys. Rev. Lett., 70:3008, 1993
- [SCH94] O. Schwarzkopf, B. Krässig, V. Schmidt, F. Maulbetsch, and J.S. Briggs, J. Phys. B, <u>27</u>:L347-L350, 1994
- [SHE98] B. Sheehy et al., *Phys. Rev. A*, <u>58</u>:3942, 1998
- [SHO87] B.W. Shore and P.L. Knight, J. Phys. B, 24:325, 1987
- [SIE88] O.H.W. Siegmund, J. Vallerga, and B. Wargelin, *IEEE Trans.Nucl.Sci.*, <u>35</u>:348, 1988
- [SIM95] David A. Dahl, Simion 3D Version 6.0 Usert's Manual, Idoha National Engineering Laboratory, 1995
- [SMODP] Mathias Peter Smolarksi, Ionisation von  $N_2$  und  $O_2$  in starken Laserfeldern, Diplomarbeit, 2004
- [SPIDR] Lutz Spielberger, Erforschung von Korrelationseffekten in atomaren Mehrteilchensystemen: Doppel-und Einfachionisation von Helium induziert durch hochenergetische Photonen, Doktorarbeit, 1996
- [SPIDP] Uwe Spillmann, Entwicklung einer 2-dimensionalen ortsauflösenden Delayline-Anode nach Art der Bildladungsauslese zum Teilchennachweis in offenen MCP-basierenden und gekapselten Detektorsystemen, Diplomarbeit, 2001
- [STRTR] Lawrence M. Krauss, Die Physik von Star Trek, Heyne-Verlag, 1996
- [STADP] Andre Staudte,  $D_2$  in ultrakurzen, hochintensiven Laserpulsen, Diplomarbeit, 2001
- [STA04] Andre Staudte, Private Korrespondenz, 2004
- [TAY99] K. Taylor, J. Parker, D. Dundas, E. Smyth, and S. Vitirito, Laser Physics, <u>9</u>:98, 1999
- [ULL03] J. Ullrich, R. Moshammer, A. Dorn, R. Dörner, L.Ph.H. Schmidt, and H. Schmidt-Böcking *Rep.Prog.Phys.*,<u>66</u>:1463-1545, 2003
- [VILL] David Villeneuve, Private Korrespondenz, 2003
- [WAL94] B. Walker et al., *Phys.Rev.Lett.*, <u>73</u>:1227-1231, 1994

- [WAL96] B. Walker, B. Sheehy, K.C. Kulander, L.F. DiMauro, Phys. Rev. Lett., <u>77</u>:5031, 1996
- [WEBDP] Thorsten Weber Impulstransfer in Proton-Heliumstössen untersucht mit hochauflösender Rückstossionenimpulsspektroskopie, Diplomarbeit 2.Auflage, 1999
- [WEBDR] Thorsten Weber Untersuchung der verschränkten Bewegung freier Elektronenpaare emittiert aus Ein- und Zweizentren Coulomb-Potentialen in Photoabsorptionsprozessen, Doktorarbeit, 2003
- [WEB00a] Th. Weber, M. Weckenbrock, A. Staudte, L. Spielberger, O. Jagutzki, V. Mergel, F. Afaneh,G. Urbasch, M. Vollmer, H. Giessen, and R. Dörner, *Nature*, <u>404</u>:608, 2000
- [WEB00b] Th. Weber, M. Weckenbrock, A. Staudte, L. Spielberger, O. Jagutzki, V. Mergel, F. Afaneh,G. Urbasch, M. Vollmer, H. Giessen, and R. Dörner, *Phys.Rev.Lett.*, <u>84</u>:443-446, 2000
- [WEB00c] Th. Weber, M. Weckenbrock, A. Staudte, L. Spielberger, O. Jagutzki, V. Mergel, F. Afaneh, G. Urbasch, M. Vollmer, H. Giessen, and R. Dörner, *J.Phys.B*, <u>33</u>:L127, 2000
- [WEC01a] M. Weckenbrock, Erforschung von Korrelationseffekten bei Multiphoton-Ionisation, Diplomarbeit, 2001
- [WEC01] M. Weckenbrock, M. Hattass, A. Czasch, O. Jagutzki, L. Schmidt, Th. Weber, H. Roskos, T. Löffler, M. Thomson, and R. Dörner, J. Phys. B, <u>34</u>:L449, 2001
- [WEC03] M. Weckenbrock, A. Becker, A. Staudte, S. Kammer, M. Smolarski, V.R. Bhardwaj, D.M. Rayner, D.M. Villeneuve, P.B. Corkum, and R. Dörner, *Phys. Rev. Lett.*, <u>91</u>:123004, 2003
- [WEC04] M. Weckenbrock, D. Zeidler, A. Staudte, Th. Weber, M. Schöffler, M. Meckel, S. Kammer, M. Smolarski, O. Jagutzki, V.R. Bhardwaj, D.M. Rayner, D.M. Villeneuve, P.B. Corkum, and R. Dörner, *Phys. Rev. Lett.*, <u>92</u>:213002, 2004
- [WIL55] W.C. Wiley, and I.H. McLaren, Rev. Sci. Instr., <u>26</u>:1150-1157, 1955
- [WIZ79] J.L. Wiza, "Microchannel Plate Detectors", Nucl.Instr.Meth.,<u>162</u>:587-601, 1979

[XU95] H. Xu, X. Tang, and P. Lambropoulos, *Phys.Rev.A*, <u>46</u>:R2225, 1992

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung der Abhängigkeit der Schwingungsenergie ("quiver motion", bzw. Ponderomotives Potential $U_p = \frac{e^2 E^2}{4m\omega^2}$ ) vom oszillierenden Laserfeld.	12
2.2	Simulierte Lösung der Schrödingergleichung für das Wasserstoff-Atom in Abhängigkeit des oszillierenden Laserfeldes. Die Schwingungsenergie ("quiver motion") eines Elektrons ist auch hier gut zu erkennen [MOS03p].	
2.3	Überlagerung eines Coulombpotentials mit dem elektrischen Potential des Laserfeldes. Die Potentialbarriere wird herabgesetzt und ein Tun- neln des Elektrons ist möglich.	14
2.4	Gemessene [WAL94] Helium-Ionisationsraten für $He^+$ und $He^{++}$ im Fokuspunkt eines Lasers. Theoretische Kalkulationen sind gepunktet (ADK) und als durchgezogene Linie (SAE) dargestellt. Die durchge- zogene Linie auf der rechten Seite ist für sequentielle Ionisation des Heliums gerechnet	16
2.5	Doppelionisation von Neon durch 800nm, 25fs Laserpulse. Linke Seite: Ionisationsrate von Einfach- und Doppelionisation als Funktion der La- serpower (aus [LAR98]). Die durchgezogene Linie zeigt die gerechnete Rate eines Modells, das die Ereignisse unabhängig voneinander betrach- tet. Rechte Seite: Recoil Ionenimpulsverteilung bei den Intensitäten, die im linken Teilbild markiert sind. Horizontale Achse: Impulskomponente parallel zum elektrischen Feld. Vertikale Achse: Eine Impulskomponente senkrecht zum Feld (Daten aus [MOS01]).	17
2.6	Gezeigt ist die Abhängigkeit des Rückstreuprozesses vom elektromagen- tischen Laserfeld (siehe Text) [MOS03p].	19
2.7	Aufgetragen ist die Energie des Elektrons beim Auftreffen auf das Ion in Abhängigkeit von der Phase des Feldes zum Zeitpunkt der Rückkehr. Der Maximalwert der Energie $(3, 17U_p)$ bei einer Phase von 17 Grad ist	
	eingezeichnet, siehe dazu auch [COR93].	21

#### ABBILDUNGSVERZEICHNIS

- 2.8 Gezeigt sind die klassisch erlaubten Bereiche für verschiedene Returnenergien des ersten Elektrons am Beispiel von Argon [WEC01a]. . . . . 23
- 2.9 Kinematisch erlaubter Bereich der korrelierten Elektron Impulskomponenten  $p_1^{\parallel}$ ,  $p_2^{\parallel}$  parallel zur Polarisationsachse des Lasers. Linkes Teilbild zeigt den Elektron-Elektron Stossprozess (e,2e), rechtes Teilbild die Anregung durch Rückstoss mit anschliessendem Tunneln (RESI)[FEU01]. 24
- 2.10 Korreliertes Elektron-Impulsspektrum der parallelen Impulskomponenten  $p_1^{\parallel}$ ,  $p_2^{\parallel}$  von zwei Elektronen, die durch die Doppelionisation von Argon bei einer Intensität von  $0, 25PW/cm^2$  entstanden sind. Der kinematisch erlaubte Bereich ist sowohl für den Recollision- (e,2e)-Prozess (durchgezogene Linie), als auch für die Anregung durch Rückstoss und anschliessenden Tunneln (gepunktete Linie) gezeigt [FEU01]. . . . . . . 25

Longitudinal Impulsverteilung $(P_{\parallel})$ von $He^{2+}$ (linke Spalte) und $Ne^{2+}$ (rechte Spalte) Rückstossionen für die Doppelionisation bei der jeweils angegenen Laserintensität (Zahl links oben; sie ist in Einheiten von $10^{15}W/cm^2$ angegeben) für 23fs linear polarisierte Laserpulse. Die Zahl rechts oben zeigt das Verhältnis $E_{rec}/I_P$ an. Das ist das Verhältnis der Recollisionenergie zum Ionisationspotential des einfach geladenen Ions. Die schraffierten Bereiche deuten auf den kinematisch bevorzugten Be- reich, der sich aus dem klassischen Recollision-Ionisations Modell ergibt [JES04]. Das Teilbild rechts oben sind Daten aus dieser Arbeit zum Vergleich	36
Aufspaltung der Beiträge von Ionisation durch Rückstoss und Anregung der Impulsverteilung parallel zur Polarisationsrichtung des Lasers. (a) Gesamtes Ionenimpulsspektrum, (b) Rückstoss-Anregung und ansch- liessendes Tunneln und (c) Elektronen-Rückstoss Prozess (e,2e). Der Driftimpuls $4\sqrt{U_p}$ (wegen zwei Elektronen $2 \cdot 2\sqrt{U_p}$ ) wird durch die Pfeile verdeutlicht [FEU01]	37
Elektronen-Impulsverteilung parallel zum elektrischen Feld (Daten aus [WEB00a]). Oben: Bei einer Intensität von $3, 8 \cdot 10^{14} W/cm^2$ : Eine extreme Elektronenkorrelation ist zu erkennen, wohingegen die untere Darstellung eine Messung bei einer Intensität von $15 \cdot 10^{14} W/cm^2$ zeigt: Die Elektronenkorrelation geht verloren.	39
Doppelionisation von Neon bei $1,9\cdot 10^{14}W/cm^2,800{\rm nm},40{\rm fs},{\rm horizon-tale}$ Achse: Impuls von Elektron a parallel zur Polarisations-Richtung, vertikale Achse: Impuls von Elektron b parallel zur Polarisations-Richtung.	41
Doppelionisation von Helium in 23fs, $0, 5 \cdot 10^{15} W/cm^2$ Laserpulsen. Horizontale Achse: Impuls von Elektron 1 parallel zur Polarisationsachse des Lasers, vertikale Achse: Impuls von Elektron 2 in gleicher Richtung. Teilbild b) ist die symmetrisierte Version von a) (siehe Text). Die durchgezogene Linie deutet den klassich erlaubten Bereich an	42
Doppelionisation von Argon bei einer Intensität von $4, 7 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . Longitudinal-Impulsverteilung der Elektronen mit Bedingung auf vier verschiedene Transversalimpulse der beiden Elektronen. (a) $p_{T1,e} =$ $0, 0a.u 0, 1a.u.$ , (b) $p_{T2,e} = 0, 1a.u 0, 2a.u.$ , (c) $p_{T3,e} = 0, 2a.u$ $0, 3a.u.$ , (d) $p_{T4,e} = 0, 3a.u 0, 4a.u.$ , weitere Erklärungen im Text [WEC01a], and the term of the term of the term.	43
	Longitudinal Impulsverteilung $(P_{\parallel})$ von $He^{24}$ (linke Spalte) und $Ne^{2+}$ (rechte Spalte) Rückstossionen für die Doppelionisation bei der jeweils angegenen Laserintensität (Zahl links oben; sie ist in Einheiten von $10^{15}W/cm^2$ angegeben) für 23fs linear polarisierte Laserpulse. Die Zahl rechts oben zeigt das Verhältnis $E_{rec}/I_P$ an. Das ist das Verhältnis der Recollisionenergie zum Ionisationspotential des einfach geladenen Ions. Die schraffierten Bereiche deuten auf den kinematisch bevorzugten Be- reich, der sich aus dem klassischen Recollision-Ionisations Modell ergibt [JES04]. Das Teilbild rechts oben sind Daten aus dieser Arbeit zum Vergleich

4.1	Schematische Darstellung eines Ionisationsprozesses: Die Detektoren zäh- len die Kugeln, die in das jeweilige Loch rollen. Es wird insgesamt nur ein sehr geringer Raumwinkel detektiert.	46
4.2	Das Schrägstellen des Billardtisches symbolisiert das elektrische Feld, das die Elektronen auf den Elektronendetektor leitet. Eine höhere Ef- fizienz ist möglich, wenn parallel zum elektrischen Feld zusätzlich ein magnetisches Feld überlagert wird, was durch das Aufrollen des Tisches gezeigt werden soll: Jetzt werden auch höher-energetische Elektronen nachgewiesen (Idee aus [MOS03p]).	47
4.3	Schematischer Aufriss der Messapparatur: Expansionskammer inkl. Kalt- kopf, Experimentierkammer: zu sehen sind der Ionen (links)- und Elek- tronendetektor (rechts), sowie die verwendeten Turbomolekularpumpen und die Cryopumpe. Grau schattiert: die beiden Helmholtzspulenpaare.	48
4.4	Aufnahme der Experimentierkammer: Im linken Bildteil befindet sich der Elektronendetektor. Rechts ist der Ionendetektor montiert. Die Spu- len sind deutlich zu sehen. Zu erkennen sind auch Teile der Elektronik und des Aufnahmesystems	49
4.5	Animierte Darstellung des Inneren der Kammer: zu sehen ist das Spek- trometer nebst Detektoren, sowie der Skimmer, der sphärische Spiegel und schematisch die Elektronen und ein Ion.	50
4.6	Dargestellt ist der verwendete Gasjet, der auf dem Stempel eines Helium- Kryostaten aufgebaut ist: (3) zeigt das kleine Reservoir, in dem das Gas vorgekühlt wird, das durch die Kupferleitung in die $300\mu m$ -Düse (1) geleitet wird. (2) zeigt die elektrische Heizung zur Temperaturstabili- sierung (siehe Text).	52
4.7	Schematische Darstellung einer Überschallexpansion in Form einer $cos^4$ - Verteilung. Zu sehen sind die verschiedenen Schockfronten und Kom- pressionswellen. Desweiteren erkennt man die "zone-of-silence", die die kalten Atome beinhaltet. Aus ihr werden durch einen Skimmer die kal- ten Atome herausgeschält [MIL88].	53
4.8	Dreidimensionale Darstellung eines Überschall-Gasjets. Hierbei handelt es sich um die Computersimulation eines Gasjets ähnlich dem, der bei diesem Experiment verwendet wurde. Deutlich ist die "zone-of-silence" am linken Bildrand zu erkennen [NOR3D]	54

4.9	Schematische Darstellung des Überschall-Gasjets. Zu sehen ist der Skim- mer, der in die "zone-of-silence" eintaucht, sowie der Reaktionsbereich, in dem sich der Gasstrahl und der Laserstrahl kreuzen. Die Düse mit einer Öffnung von 0,3 mm ist am unteren Bildrand zu erkennen. Die Skizze ist nicht massstäblich	55
4.10	Darstellung des Koordinatensystems: Die Spektrometerachse (=Flug- zeitrichtung) ist die z-Achse, die y-Achse liegt parallel zur Richtung des Überschall-Gasjets und die x-Achse senkrecht zu beiden (zweite Orts- Impuls-Richtung)	56
4.11	Bei diesem Experiment verwendetes Spektrometer: Gesamtlänge: 883 mm, davon 144 mm Elektronen-, bzw. 453 mm Ionen-Driftstrecke, 63 mm Elektronen- und 223 mm Ionenbeschleunigungsstrecke. Der Ionen- detektor ist links zu erkennen, der Elektronendetektor ist am Kammer- flansch montiert und wird beim Einbau an das Spektrometer angeschlos- sen	57
4.12	Schematische Darstellung der Flugbahn eines Elektrons im flugzeitfo- kussierenden Spektrometer.	31
4.13	Trajektorien (a,b,c,d) eines Elektrons im homogenen Magnetfeld B bei schiefem Einfall in die x-y-Ebene [WEBDR, BET90] 6	32
4.14	Schematische Darstellung zur Berechnung der Ortsimpulse der Elektro- nen. Zu sehen ist der Gyrationskreis des Radius r in der Ebene des Spektrometers. Das Magnetfeld B ist entlang der Flugzeitrichtung, also parallel zur Spektrometerachse orientiert.	33
4.15	Dreidimensionale Darstellung des simulierten Rückstossionenspektro- meters: Die Elektronenenergie beträgt 35eV, die der Ne <sup>1+</sup> -Ionen 4meV. Die Elektronentrajektorie ist grün (linke Seite), die der Ionen rot (rechts) markiert. Der offene Zylinder rechts zeigt den Übergang von Ionenbeschleunig zu Driftstrecke. Links ist das Gitter zwischen Elektronenbeschleunigung- und Driftstrecke zu sehen.	gung- 66
4.16	Dargestellt ist die Simulation für Elektronen mit kinetischer Energie von $35eV$ , die noch auf dem Detektor nachgewiesen werden können. Unten ist ein Ausschnitt aus obiger gezeigt auf dem sehr gut zu sehen ist, dass die Elektronen das Spektrometer noch nicht verlassen. Der detektierbare Raumwinkel beträgt $4\pi$ .	57

4.17	Bei dieser Darstellung ist die Energie der Elektronen deutlich höher als 35eV und es ist zu erkennen, dass der detektierbare Raumwinkel kleiner wird. Diese Simulation zeigt erneut einen Ausschnitt aus dem vorherigen Spektrum.	67
4.18	Skizze eines Multi-Channel-Plate (MCP) Detektors mit einem Durchmesser von 80mm und einer Stärke von etwa 1mm [MCP02, STADP].	68
4.19	Die Verstärkung in einem Kanal bei einer angelegten Gleichspannung von 1000V.	69
4.20	Abbildung der Delayline Anode inkl. der MCPs (links), Blick auf die gewickelte Drahtspirale (rechts) [ROENT]	71
4.21	Schematische Abbildung der Hexanode: Zu sehen sind die MCPs inkl. Trägerplatte und die drei gewickelten Drahtebenen, die im 60° Winkel zu einander stehen.	72
4.22	Rückstossionen-Detektor, bestehend aus zwei 80mm MCPs und einer Rechteckanode. Zu erkennen ist auch die Driftstrecke	73
4.23	Elektronen-Detektor, bestehend aus 80mm MCPs und einer Hexanode. Die Driftstrecke ist ebenfalls zu erkennen (oben).	74
4.24	Schematische Darstellung der Drahtebenen des Hexanoden-Detektors. Aus den gedrehten Koordinaten entstehen durch eine Koordinatentrans- formation die kartesischen Koordinaten.	75
4.25	Schaltplan der Elektronik: Constant-Fraction-Discriminator (CFD), Fan IN/OUT (FAN), Schneller Verstärker (Fast Amplifier), Quad Coinici- dence, Time to Pulse Height Converter mit integriertem Single Channel Analyzer (TAC/SCA), Time to Digital Converter (TDC)	77
4.26	Darstellung der Flugzeitverteilungen der $Ne^{2+}$ -Ionen (a) und der Elektronen (b)	78
4.27	Schematische Darstellung zur Bestimmung der Intensität eines Gaussschen Strahls im Fokus. $z_R$ bezeichnet die Raleigh-Länge, $\omega(z)$ den Strahlra- dius und $\omega_0$ der Radius des Strahls im Fokus [STADP]	81
4.28	Schematischer Aufbau der Kavität eines Lasersystems. Es werden Pri- märpulse erzeugt. Das Prismenpaar kompensiert die Dispersion des Ti:Saph Kristalls	ir 83
4.29	Energieniveaus des Titan:Saphir-Kristalls [SCHDR]	83
4.30	Schematischer Aufbau eines regenerativen Verstärkers [BAC98]	84

- Aus der ADK-Theorie bestimmte Impulsverteilung der  $Ne^{1+}$ -Ionen, re-5.1sultierend aus der Ionisation durch einen Laserpuls der Intensität 1, 9.  $10^{14} W/cm^2$  (durchgezogene Linie). Die gestrichelte Kurve zeigt die Impulsverteilung der gemessenen  $Ne^{1+}$ -Ionen parallel zur Polarisationsrichtung des Lasers. Die Halbwertbreiten sind angegeben:  $FWHM_{adk} =$  $0,75a.u., FWHM_{exp} = 1a.u. \text{ und } FWHM_{res} = 0,65a.u.$ 88 5.2In Teilbild (a) sind die Impulsverteilungen parallel zur Polarisation der doppelt geladenen Neon- und Argon-Ionen bei einer Laserintensität von  $240TW/cm^2 = 2, 4 \cdot 10^{14}W/cm^2$  gezeigt [ERE03]. Die Kurve durch die Quadrate ist die  $Ne^{2+}$ -, die dicke durchgezogene Linie die  $Ar^{2+}$ -Impulsverteilung. Die dünne Linie ist die  $Ne^{2+}$ -Verteilung dieser Messung, zu der die Laserintensität bestimmt werden soll. In Teilbild (b) ist nur die Neon-Impulsverteilung aus [ERE03] gezeigt (dicke Linie) und zum Vergleich wieder die Impulsverteilung der Neon-Ionen dieses Experimentes (dünne Linie), allerdings bei einer Intensität von  $150TW = 1, 5 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . 89 Die Abbildung ist entnommen aus [BEC99b]. Sie zeigt die bei 780nm 5.3
- 5.5 Projektionen aus der Impulsverteilung 5.4. (a): auf die x-Achse, (b): auf die y-Achse. Die Bereiche sind in obiger Abbildung 5.4 markiert. Die maximalen Werte liegen bei ±0,9 a.u.
  5.6 Schematische Darstellung von zirkularem Licht: Die Wellenzüge stehen

5.8	2-dimensionales Ortsbild der $Ne^{1+}$ - (a) und $Ne^{2+}$ -Ionen (b). Die ur- sprünglichen Ortsverteilungen (in Kanälen) sind schon in Impulsvertei- lungen (in a.u.) umgerechnet worden	5
5.9	2-dimensionales Ortsbild der Elektronen: Teilbild (a) zeigt die direkt gemessene Ortsverteilung auf dem Elektronendetektor (in mm). Teilbild (b) dagegen verdeutlicht die aus den Rohdaten bestimmten Ortsimpulse (in a.u.) der Elektronen	6
5.10	Dargestellt ist der Auftreffort $R_{y,e}$ der Elektronen auf dem Detektor in Referenz zur Flugzeitachse der Teilchen in Abhängigkeit zur jeweiligen Flugzeit $eTOF$ der Elektronen. Die Knoten der Gyrationsbahnen sind markiert und gut zu erkennen. Die Periode der Gyration beträgt 33 ns. Die z-Achse (Farbskala) ist logarithmisch skaliert	7
5.11	Elektronenimpulsverteilungen in a.u Teilbild (a) verdeutlicht die Im- pulsverteilung in x- Richtung, (b) in Polarisations- (y)- Richtung und (c) entlang des elektrischen Feldes (z-Richtung)	9
5.12	Energieverteilung des Elektrons in Abhängigkeit des Emissionswinkels 100	)
6.1	Aufgetragen ist die Summe des Rückstossionen- und Elektronenimpul- ses $(p_{e,x} + p_{r,x})$ für jede Raumrichtung. Damit kann das Verhältnis von echten Koinzidenzen (liegen auf der Diagonalen) und nicht korrelierten Ereignissen, die homogen verteilt liegen, veranschaulicht werden 104	4
6.2	Impulsverteilung der Elektronen- und Rückstossionenimpulse bei Ein- fachionisation. Deutlich ist die Verteilung entlang der Diagonalen für alle drei Raumrichtungen zu erkennen. Die Impulsverteilung in Teilbild (c) ist in Richtung senkrecht zur Betrachtungsebene logarithmisch dar- gestellt, alle anderen linear. Zu erkennen ist, dass Impulserhaltung gilt $(p_{r,x} = -p_{e1,x})$ und Entsprechendes für die beiden anderen Richtungen. 105	5
6.3	Elektronen-Impulsverteilung in Polarisationsrichtung (y) und senkrecht dazu. Die Kreisbögen zeigen die relative Lage von Ereignissen, bei denen 1-4 Photonen über der Schwelle absorbiert wurden. Zum Vergleich sei auf Abbildung 5.12 verwiesen	6
6.4	Impulsverteilung in Polarisationsrichtung (y) für Elektronen und Ionen aufgetragen gegen die jeweils andere Richtung (x und z). Die Verteilun-	7

6.5	Schematische Darstellung eines Dalitz-Plotes. In einem gleichseitigen Dreieck wird das Impulsquadrat der drei Teilchen als Höhen senkrecht über eine Seite konstruiert. Aufgrund der Energieerhaltung müssen die Ereignisse innerhalb des Dreiecks liegen. Wird zusätzlich die Impul- serhaltung berücksichtigt, liegen die Ereignisse innerhalb des inneren Kreises. Rechts: Schematische Darstellung der Winkelverteilung der drei Teilchen im In-Kreis [FREI]
6.6	Darstellung eines Dalitz-Plotes. Die Dalitz-Koordinaten sind im Text erklärt
6.7	Schematische Darstellung der internen Koordinaten. Die ausgezeichnete Ebene ist die, die von den beiden Elektronen a und b aufgespannt wird. Dieses stellt die Basis für ein neues internes xy-Koordinatensystem dar. $\epsilon$ repräsentiert den Polarisationsvektor des Lichts
6.8	Verteilung der Elektronensummenenergie der beiden Elektronen. Das Maximum der Verteilung liegt zwischen 8eV und 27eV. Die Einschrän- kungen auf bestimmte Summenenergiebereiche sind markiert: (a) 1eV- 150eV, (b) 8eV-27eV, (c) 1eV-8eV und (d) 27eV-150eV. Diese Bereiche beziehen sich auf Abbildung 6.10. (A) 27eV-150eV, (B) 50eV-150eV, (C) 60eV-150eV und (D) 70eV-150eV, diese beziehen sich auf Abbildung 6.9. 112
6.9	Impulsverteilung von Elektron a und Elektron b in internen Koordina- ten $x_{intern}$ und $y_{intern}$ . Die Verteilungen werden für vier verschiedene Bedingungen auf die Summenenergie $E_{sum} = E_{e,a} + E_{e,b}$ beider Elektro- nen, siehe dazu Abbildung 6.8, erzeugt. Der Bereich der Summenenergie ist jeweils eingeschränkt auf: (a) 1eV-150eV, (b) 8eV-27eV, (c) 1eV-8eV und (d) 27eV-150eV. Der Pfeil symbolisiert die Emissionsrichtung des Referenzelektrons
6.10	Impulsverteilung von Elektron a und Elektron b in internen Koordi- naten $x_{intern}$ und $y_{intern}$ , wie in Abbildung 6.9, jedoch mit Einschrän- kungen auf: (A) 27eV-150eV, (B) 50eV-150eV, (C) 60eV-150eV und (D) 70eV-150eV. Der Pfeil symbolisiert die Emissionsrichtung des Referen- zelektrons

6.11 Impulsverteilung von Elektron (B) in Bezug zu Elektron (A). Der Pfeil verdeutlicht die Richtung von Elektron (A). Der äussere Kreis zeigt den maximal möglichen Impuls, der innere Kreis zeigt den Bereich der Ereignisse mit mit gleicher Energieverteilung (equal energy sharing). Die in (a) und (b) gezeigte Ebene ist senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts ( $\theta_A = \theta_B = 90^o \pm 20^o$ ). In Teilbild (c) ist die Verteilung resultierend aus linear polarisiertem Licht gezeigt. Es wird über alle Richtungen bezüglich der Polarisationsrichtung integriert, dagegen sind (d) und (e) Ausschnitte aus (c): Elektron (A) ist parallel (d) und senkrecht (e) zur Polarisationsrichtung emittiert. Die Polarisationsrichtung 6.12 Summenenergieverteilung  $E_{sum} = E_{e,a} + E_{e,b}$  der Elektronen in eV. . . . 118 6.13 Verteilung des Energieverhältnisses von beiden Elektronen:  $E_{e,a}/E_{esum}$ . 1196.14 Dargestellt ist die Winkelverteilung von Elektron b. Über alle Polarwinkel  $\theta_a$  ist integriert. Die Polarisationsrichtung ist entlang der x-Achse. Die Summenenergie ist auf den Bereich von 9eV bis 27eV (siehe 6.12) beschränkt, diese Energie wird im Verhältnis wie folgt auf die Elektronen verteilt: (a)  $0.25 < E_{sum} < 0.75$ , (b)  $0.15 < E_{sum} < 0.35$  und (c) 0.05 $< E_{sum} < 0.25$ . Der Pfeil und das Rechteck deuten auf den Bereich um den Koordinatenursprung hin: Es wird auf den unterschiedlichen Abstand der Verteilungen zum Koordinatenursprung entlang der y-Achse, 6.15 Winkelverteilung wie in Abbildung 6.14, jedoch ist hier der Summen-1216.16 Winkelverteilung wie in Abbildung 6.14, jedoch ist hier der Summen-6.17 Winkelverteilung von Elektron b. Der Polarwinkel  $20^{\circ} < \theta_a < 40^{\circ}$  und die Summenenergieaufteilung  $0, 25 < E_{sum} < 0, 75$  wird konstant gehalten. Die Summenenergie wird verändert: (a) 0eV-10eV, (b)10eV-20eV, 6.18 Wie in Abbildung 6.17, jedoch für die Summenenergiebereiche (a) 40eV-6.19 Winkelverteilung von Elektron b für verschiedene Polarwinkel: (a)  $0^{\circ} <$  $\theta < 20^{\circ}$ , (b)  $20^{\circ} < \theta < 40^{\circ}$ , (c)  $40^{\circ} < \theta < 60^{\circ}$  und (d)  $60^{\circ} < \theta < 80^{\circ}$ . Die Summenenergie liegt bei  $9eV < E_{sum} < 27eV$  und es gilt equal energy 126

6.20	Winkelverteilungen von Elektron b. Die Polarisationsachse ist horizon-	
	tal, $10eV < (E_a + E_b) < 24eV$ . (a) Alle Elektronen mit einem Ener-	
	giesharing von $0,25 < E_{b,rel} < 0,75$ (siehe Text). Integriert über alle	
	Winkel und Energien von Elektron a. (c) wie (a), aber für einen festen	
	Polarwinkel $\theta_a = 30^o \pm 10^o$ von Elektron a. Beide Elektronen sind co-	
	planar (liegen in einer Ebene). (azimuthal Winkel $(\phi_a - \phi_b) < 0^o \pm 40^o$	
	untere Hälfte und $(\phi_a - \phi_b) < 180^{\circ} \pm 40^{\circ}$ obere Hälfte). Gezeigt ist	
	die differentielle Ionisationsrate $d\sigma^4/dE_1 dE^2 d\Omega_a d\Omega_b$ . (b) und (d): Ent-	
	sprechend den Daten in (a) und (c), jedoch für ein Energie-sharing von	
	$0,05 < E_{b,rel} < 0,25$ [WEC04]	127
6.21	wie 6.20, jedoch für gleiche Energieaufteilung (equal energy sharing)	
	$0,25 < E_{h,rel} < 0,75$ und (a) $\theta_a = 15^\circ \pm 5^\circ$ , (b) $\theta_a = 35^\circ \pm 15^\circ$ , (c)	
	$\theta_a = 75^\circ \pm 15^\circ.$	128
6.22	Polarwinkelverteilung des Elektrons bei Einfachionisation von Argon bei	
	der Intensität von 4, $7 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . Der Energiebereich des Elektrons	
	ist eingeschränkt auf (a) 0eV-1eV, (b) 1eV-1,8eV und (c) 3eV-4,5eV (aus	
	[WEC01a])	130
6.23	Polarwinkelverteilung des Elektrons bei Doppelionisation von Argon.	
	Bedingungen wie in Abbildung 6.22	131
6.24	Winkelverteilung des Elektrons bei der Einfachionisation von Neon.	
	Dargestellt ist $\theta$ (Winkel zur Polarisationsachse). Die Energie des Elek-	
	trons ist für die jeweiligen Teilbilder eingeschränkt: (a) 0eV-1eV, (b)	
	1eV-2eV, (c) 2eV-3eV und (d) 3eV-4eV	132
6.25	links: Doppelionisation von Neon bei $1,9 \cdot 10^{14} W/cm^2$ , 800nm, 40fs,	
	horizontale Achse: Impuls von Elektron a parallel zur Polarisationsrich-	
	tung, vertikale Achse: Impuls von Elektron b parallel zur Polarisations-	
	richtung. Rechts: wie links, jedoch Doppelionisation von Argon (Daten	
	aus [WEB00a]) bei einer Intensität von $3,8\cdot 10^{14}W/cm^2:$ Eine extreme	
	Elektronenkorrelation ist zu erkennen.	134
6.26	Impulsverteilung von Elektronen, entstanden aus der Doppelionisation	
	von Neon, parallel zur Polarisationsrichtung des Lasers. Es sind Be-	
	dingungen auf vier verschiedene Transversalimpulse eines der beiden	
	Elektronen $(p_{e,\perp})$ gesetzt: (a) von 0-0,3 a.u., (b) 0,3-0,6 a.u., (c) 0,6-0,9	
	a.u. und (d) von 0,9-1,2 a.u $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$	135
6.27	Verteilung des Transversalimpulses der Elektronen $p_{e,\perp} = \sqrt{p_{e,z}^2 + p_{e,x}^2}$	
	in a.u Linkes Teilbild zeigt die Einschränkungen auf den Transversa-	
	limpuls für Darstellung 6.26, rechtes Bild die für Abbildung 6.28	136

6.28	Longitudinal-Impulsverteilung der Elektronen mit Bedingung auf acht Transversalimpulsbereiche, die jeweils in 0,1 a.u. Schritten erhöht wer- den. Der Transversalimpuls steigt von Teilbild (a) (0-0,1 a.u.) zu Teilbild (h) (0,7-0,8 a.u.)	37
6.29	Longitudinal-Impulsverteilung der Elektronen bei der Doppelionisation von Argon bei einer Intensität von $4, 7 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . Es sind Bedingungen auf verschiedene Transversalimpulsbereiche gesetzt: (a) 0-0,1 a.u., (b) 0,1-0,2 a.u., (c) 0,2-0,3 a.u. und (d) 0,3-0,4 a.u. [WEC01a] 13	38
6.30	Impulsverteilung (in a.u.) von zwei aus einem Argon-Atom emittierten Elektronen parallel zur Polarisationsachse für den Fall, dass $p_{\perp} = q_{\perp} =$ 0 gilt. Die Laserintensität ist $2, 0 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . Im rechten Teilbild wird die gleiche Verteilung gezeigt, allerdings ist der quantenmechanische Bereich weiss dargestellt [GOR01b]	39
6.31	Dargestellt ist die gleiche Verteilung wie in 6.30, jedoch für eine La- serintensität von $3, 8 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . Ausserdem wird die Skalierung im rechten Teilbild vergrössert.	39
6.32	Doppelionisation von Argon bei 780nm, 40fs, $1, 9 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . Impulsverteilung von Elektron b in der Ebene senkrecht zur Laserpolarisationsrichtung $\hat{\epsilon}$ . Die Impulsrichtung von Elektron a ist durch den Pfeil dargestellt. Die Daten sind über alle Impulskomponenten entlang $\hat{\epsilon}$ und die Grösse (magnitude) von Elektron a integriert. Teilbild (a): experimentelle Daten (Maximalwerte liegen bei $p_a^{(y)} = 0,37a.u., p_b^{(y)} = -0,18a.u.)$ , Teilbild (b): theoretische Daten inklusive Elektron-Elektron Wechselwirkung im Endzustand (Maximalwerte liegen bei $p_a^{(y)} = 0,34a.u., p_b^{(y)} = -0,17a.u.)$ und (c) theoretische Ergebnisse ohne Elektron-Elektron Wechselwirkung. Zum Vergleich, der laterale Impuls bei der Einfachionisation von Argon ist 0,256 a.u. [NII02]	40
6.33	Vergleich der Impulsverteilung von Elektron b für experimentelle Daten (linke Spalte) und theoretische Ergebnisse (rechte Spalte). Der Transversalimpuls von Elektron a ist auf einen bestimmten Bereich eingeschränkt: (a) und (d) $0a.u. < p_a^{(x)} < 0, 3a.u.$ , (b) und (e) $0, 3a.u. < p_a^{(x)} < 0, 6a.u.$ und (c) und (f) $0, 6a.u. < p_a^{(x)} < 0, 9a.u.$	42
6.34	Vergleich zwischen der Ionenimpulsverteilung für experimentelle Daten (a) und Modellrechnungen (b)	43

6.35	Doppelionisation von Neon bei $1, 9 \cdot 10^{14} W/cm^2$ , 800nm,40fs. (a) hori-
	zontale Achse: Impuls von Elektron a parallel zur Polarisations-Richtung,
	vertikale Achse: Impuls von Elektron b parallel zur Polarisations Rich-
	tung. Die Bereiche, die durch die Kreise dargestellt sind, zeigen die
	Region von Events, die in Teilbildern b) und c) gesammelt werden. (b)
	Impulskomponente von Elektron b in der Ebene senkrecht zur Polarisa-
	tion, der senkrechte Impuls von Elektron a zeigt entlang der positiven
	y Achse, was durch den Pfeil dargestellt ist. Nur Ereignisse, die in den
	Kreisen des Bereiches A (siehe auch Abbildung 6.36(a)) liegen, werden
	gesammelt. (c) Das Gleiche wie in (b), allerdings nur für Events in den
	Kreisen aus Bereich B (siehe Abbildung 6.36(b)).
6.36	Einschränkungen der Impulsverteilung in paralleler Richtung zur Po-
	larisation (siehe dazu 6.25). Diese Einschränkungen des Impulsraumes
	werden in unteren Abbildungen verwendet
6.37	Impulsverteilungen der beiden Elektronen (a) und (b), wie in Abbildung
	6.35. Teilbilder (b) und (c) zeigen die Projektion auf die y-Achse, d.h.
	die Impulskomponente von Elektron (b). Deutlich ist der Offset von 0,1
	a.u. in (b) zu erkennen, der in (d) nicht zu sehen ist
6.38	Doppelionisation von Helium bei $4, 0.10^{14} W/cm^2$ . Gezeigt ist die Elektronen-
	Impulsverteilung parallel zur Laserpolarisationsrichtung (oben) und senk-
	recht dazu. Unten ist zur Verdeutlichung der Elektron-Elektron-Abstossung
	die Projektion auf die y-Achse dargestellt. Die Kreise der parallelen
	Impulsverteilung verdeutlichen den Bereich auf den die Bedingungen
	gesetzt sind, um die Impulsverteilung senkrecht zur Polarisation zu er-
	zeugen
6.39	Polarwinkelverteilung resultierend aus der Doppelionisation von Heli-
	um bei $4, 0 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . In der linken Spalte ist die Summenenergie
	gleichmässig auf beide Elektronen verteilt (equal energy sharing), in der
	rechten Spalte dagegen überwiegt der Anteil eines Elektrons. In oberer
	Zeil ist über alle Polarwinkel integriert ( $0^o < \theta_a < 360^o$ ), unten dagegen
	ist der Polarwinkel auf den Bereich $20^o < \theta_a < 40^o$ eingeschränkt. 151
6.40	Darstellung wie Abbildung 6.38, jedoch bei der Laser intensität 4,6 $\cdot$
	$10^{14}W/cm^2$
6.41	Darstellung wie Abbildung 6.39, jedoch bei der Laser intensität 4,6 $\cdot$
	$10^{14}W/cm^2$
6.42	Darstellung wie Abbildung 6.38, jedoch bei der Laser intensität 5,3 $\cdot$
	$10^{14}W/cm^2$

6.43	3 Darstellung wie Abbildung 6.39, jedoch bei der Laserintensität 5,3 $\cdot$	
	$10^{14}W/cm^2$	
6.44	Impulsverteilung der Elektronen- und Rückstossionenimpulse bei Ein-	
	fachionisation. Zu erkennen ist die Impulserhaltung $(p_{r,x} = -p_{e1,x})$ , da	
	sich die Ereignisse auf der Diagonalen mit Steigung $-45^o$ befinden. Die	
	Laserintensität hierbei ist $4, 0 \cdot 10^{14} W/cm^2$ . Die z-Achse (in die Zeiche-	
	nebene) ist bei allen Verteilungen logarithmisch skaliert. 156	
6.45	Darstellung wie Abbildung 6.44, jedoch bei der Intensität 4, $6\cdot 10^{14} W/cm^2.156$	
6.46	.6 Darstellung wie Abbildung 6.44, jedoch bei der Intensität 5, $3 \cdot 10^{14} W/cm^2$ .1	
7.1	Doppelionisation von Neon bei $1,9\cdot 10^{14}W/cm^2,800\mathrm{nm},40\mathrm{fs.}$ (a) hori-	
	zontale Achse: Impuls von Elektron a parallel zur Polarisations-Richtung,	
	vertikale Achse: Impuls von Elektron b parallel zur Polarisations Rich-	
	tung. Die Bereiche, die durch die Kreise dargestellt sind, zeigen die Re-	
	gion von Events, die in Teilbildern (b) und (c) gesammelt werden. (b)	
	Impulskomponente von Elektron b in der Ebene senkrecht zur Polarisa-	
	tion, der senkrechte Impuls von Elektron a zeigt entlang der positiven	
	y-Achse, was durch den Pfeil dargestellt ist. Nur Ereignisse, die in den	
	Kreisen des Bereiches A liegen, werden gesammelt. (c) Das Gleiche wie	
	in (b), allerdings nur für Events in den Kreisen aus Bereich B 158	
A.1	Rechnungen zur ADK-Theorie (aus Mathcad2000)	
A.2	Graphik zur ADK-Theorie (aus Mathcad2000)	
A.3	Zeitungsveröffentlichungen zu den ersten Laserphysik-Experimenten in	
	unserer Arbeitsgruppe	
A.4	Zeitungsveröffentlichungen zu den ersten Laserphysik-Experimenten in	
	unserer Arbeitsgruppe	
A.5	Unsere Veröffentlichung [WEC04] war auf der Titelseite von Physical	
	Review Letters, May 2004, Volume 92, Number 24	
A.6	Teilchentheorie, aus $[RS604]$	

# Besonderer Dank gilt...

Es ist nicht möglich, ein Projekt wie dieses ganz alleine im stillen Kämmerlein durchzuführen. Ganz im Gegenteil, es sind viele helfende Hände notwendig. Genau das ist es auch, was so unglaublich viel Spass macht. Das Arbeiten im nationalen und internationalen Team ist eine grosse Bereicherung und gleichzeitig der Nährboden für erfolgreiches Arbeiten nicht nur in der Welt der Elektronen und Ionen.

Diesen vielen beteiligten Menschen schulde ich ein herzliches Dankeschön.

- Prof. Dr. Reinhard Dörner hat die Welt der Laseratomphysik in unser Institut gebracht und ich durfte bei den Anfängen dabei sein. Die Erkenntnisse aus den ersten Messungen in Marburg waren bahnbrechend und erfolgreich, warfen aber auch eine Menge neuer spannender Fragen auf. Die Daten zu meiner Diplomarbeit erzielten wir in Zusammenarbeit mit der Lasergruppe der Uni-Frankfurt, Reinhard machte es allerdings bald möglich, Experimentierreihen in Kooperation mit Forschern des NRC-Institutes in Ottawa/ Kanada zu beginnen. Für diese Forschungsreisen möchte ich mich herzlich bei Dir bedanken. Du und Horst ermöglichten mir darüberhinaus auch noch zahlreiche weitere Forschungsreisen im In- und Ausland, und ich bin sehr froh, über den Tellerrand hinausgeschaut zu haben. Natürlich klappt nicht immer alles auf Anhieb und es treten viele Probleme auf, die mal mehr oder weniger kompliziert sind, aber Reinhard hat stets Zeit um gemeinsam über Lösungen nachzudenken. Seine Bürotür steht gewissermassen immer offen. Er hat oft aufmunternde Worte und zeigt Perspektiven auf, wenn ich dachte es geht nicht mehr (kommt irgendwo ein R. Dörner her...). Danke dafür. Es ist auch sehr bereichernd über Dinge ausserhalb der Physik mit Dir zu reden. Dir und Deiner Familie wünsche ich das Beste. Es hat sehr viel Spass gemacht, Dich als "Chef" zu haben...(steht Dr. eigentlich für Dörner?;-))
- Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking hat mich in seine Arbeitsgruppe geholt und dafür danke ich Dir zu allererst. "Will jemand von Euch ins Ausland?" fragte er in seinen Vorlesungen. Ich wollte und bevor ich überhaupt dreimal im Institut war, hatte er einen Berkeley-Aufenthalt an der ALS für mich organisiert und das sollte nicht der einzige bleiben. Diese internationalen Strahlzeiten am wohl schönsten Forschungslabor der Welt (schaut man da aus dem Fenster, sieht man auf die Golden-Gate-Brücke, die Bay-Area und San Francisco) waren nicht nur Abwechslungen zur Arbeit auf der IKF-Baustelle, sondern ganz besondere Highlights, und ich habe mich jedesmal wieder darauf gefreut.

Horsts Fragen (zu Allem) regen zum Nachdenken an. Danke Horst für die spannenden Jahre im IKF.

- Andre Staudte hat mit mir angefangen zu studieren und wir haben zur gleichen Zeit unsere Foschungsarbeit im IKF begonnen. Unsere erste Strahlzeit war in Marburg und das hat doch auch ne Menge Spass gemacht, oder? Dann bist Du für ein Jahr nach Berkeley gegangen, aber das Projekt *Kanada* haben wir zusammen geplant, organisiert und schliesslich auch in mehreren Strahlzeiten bisher durchgezogen. Weiteres folgt ja noch. Stets hat es Spass gemacht mit Dir zusammenzuarbeiten. Du hast entscheidenden Anteil am Gelingen dieser Arbeit und dafür danke ich Dir ganz herzlich. Ich bewundere sehr, wie Du Deine kleine Familie und die erfolgreiche Arbeit in der Physik in mehreren Projekten unter einen Hut bekommst (auch wenn Euer Noah doch mittlerweile recht pflegeleicht ist, wie wir ja beim Babysitting gemerkt haben ;-)). Respekt. Danke für die "Erlebnisse" in unserem Viererzimmer. Pass gut auf den Elchkopf auf.
- Thorsten Weber. Der Doktor-Totti war nicht die Mutter der Nation, aber der Bappa im IKF. Du kennst jeden Winkel in diesen alten Mauern, weisst wo jede noch so seltenen Schrauben, Schläuche, Dichtungen, Werkzeuge und Vakuumkammern zu finden sind. Du hast jeden an die Hand genommen und die Infrastruktur vermittelt. Das hat Vieles vereinfacht und die eigentliche Arbeit erst möglich gemacht, bzw. beschleunigt. Dein Weggang aus der Arbeitsgruppe hat (und das haben ja schon einige gesagt) eine grosse Lücke hinterlassen. Du warst der letzte der sogenannten alten Hasen. Die Freundschaft zu Dir gab und gibt mir immer wieder Antrieb. Und es ist nicht alles eine Mörderhölle. Dumm Didumm... Viel Spass auf Deiner Galeere, äähhh sorry, Harley.
- *Mirko Hattass.* Mit Dir habe ich das eine oder andere Abenteuer auf den Strassen vor allem in Ostdeutschland erlebt. Das war zwar in dieser Situation stressig, aber kurze Zeit später konnten wir doch wieder drüber lachen. Deine ruhige und unkomplizierte Art hat mich immer sehr beeindruckt. Deine Hilfsbereitschaft ist schier grenzenlos. Dankeschön für Deine Unterstützung.
- Achim Czasch gebührt Dank für den Support rund um den PC und die Programmierung. Es hat Spass gemacht in unserem Viererzimmer. Viel Spass bei Eurer Weltreise und vielleicht squashen wir wieder mal??!!
- Lutz Spielberger, Volker Mergel, Matthias Achler, Feras Afaneh, Jürgen Nickles, Thorsten Jalowy und Oliver Hohn. Den "alten Hasen" gebührt ein grosses "Vergelts Gott". Ihr habt mich immer nett und freundlich in die damalige IKF-Familie aufgenommen und mir die Physik-Spielwiese genauestens gezeigt. "Da darfst Du dran, da lass aber lieber die Finger weg und frag." Ne, is klar. Auch ihr habt nach eurem Weggang eine grosse Lücke hinterlassen, die nicht zu schliessen ist.

- Ottmar Jagutzki und Klaus Ullmann-Pfleger für den Support rund um die Detektoren und die sämtliche benötigte Software und Programme. Tut mir leid wegen der zerstörten Hexanode in Kanada, aber auch mit zwei Layern funktioniert die noch ganz gut ;-)
- Andreas Becker und F. Faisal für den theoretischen Background zu unseren Ergebnissen. Andreas simuliert unsere Experimente, so ist es möglich verschiedene physikalische Mechanismen ein- bzw. auszuschalten. Danke für den netten Mailkontakt während der letzten Jahre.
- Den Werkstätten gebührt ein grosses Dankeschön, denn sowohl die Grob- als auch Feinmechanikwerkstatt unter Leitung von Herrn Zanger sind massgeblich am Entstehen dieser Arbeit beteiligt. Sie konstruierten die Vakuumkammer, das Spektromter und das entsprechende verstellbare Gestell. Vor allem sei stellvertretend Stefan Pohlmann genannt, dessen Geduld aber auch wirklich nicht kleinzukriegen war. Immer wieder spazierten wir mit (für uns) deutlichen Zeichnungen das Spektrometer betreffend zu ihm und wir wurden kein Mal weggeschickt. Danke Stefan.
- *Till Jahnke* für die aufmunternden Worte ;-) Des kriegen wir scho hin...jo...Tillmaster, lass Dich nicht von der Physik fertigmachen. Such den richtigen Groove...
- Maciek und Susanne für den Kanada-Spass ...
- Der gesamten Schmidt-Böcking-/Dörner-Gruppe ein grosses Dankeschön für einige farbige Stunden im manchmal grauen Arbeitsalltag und an alle anderen helfenden Hände, namentlich seien Markus, Sven, Alex, Jasmin, Christine, Lothar, Daniel, Martin, Uwe, Wolfgang und alle "Greenhorns" genannt.
- *Ulrich Köpf* danke ich für die freundlichen Worte gleich am Eingang. Es ist immer wieder nett bei Ihnen vorbeizugehen.
- Robert Moshammer für den netten Kontakt und den Support dieser Arbeit.
- Dirk Zeidler, den "Davids" und Prof. Paul Corkum aus dem NRC/Ottawa in Kanada für die Gastfreundlichkeit und die fruchtbare Zusammenarbeit. Nur mit der Hilfe und dem grossen Einsatz von Dirk war es möglich, diese Daten überhaupt zu erzeugen. Er stellte uns ein Lasersystem zu Verfügung, das unseren hohen Ansprüchen genügte. Dirk lernte mit unserem Coltrimssystem umzugehen und ist uns eine grosse Hilfe, wenn wir nicht vor Ort sind. Dadurch sind vielfältige Experimente möglich geworden. Danke Dirk für den Spass, den wir in Kanada zusammen hatten. Pass auf den kleinen Elch schön auf...

- Fr. Zimmer für die Unterstützung bei PovRay-Programmierungen. Dankeschön.
- Allen Landers, Mike Prior, Ron Slater, Timur Osipov und der restlichen Berkeley-Crew für einige supertolle Aufenthalte in Berkeley/Kalifornien. Diese Experimentierzeiten sind für mich unvergesslich, denn zu dem ganzen Stress kam eine unglaubliche Menge Spass und alleine das war immer eine Reise wert. Danke für diese tollen Monate.
- Ulrich Werlein und dem ehemaligen Physik-LK 1995. Das war wohl der ungewöhnlichste LK, den es an der PSI jemals gab. Der Kontakt zu den meisten von Euch acht besteht immer noch und es macht Spass, Euch zu treffen. Meine physikalische Laufbahn begann in diesem Kurs mit einem uns motivierenden Lehrer und mündet nun in diese Arbeit. Danke Ulrich, Du hast das "physikalische Feuer" entzündet.
- Christian Böβ, dem Big-Bad-Böß, dem wandelnden Rock&Roll-Lexikon, der nicht die blasseste Ahnung hat von dem, was ich hier mache. Keep on rockin...
- Jens Fischesser und Manuel Käsz für den gemeinsamen Weg durch den Reisberg der Physik. Wir drei Wörsdorfer haben vor 22 Jahren das 1x1, dann die Physik zusammen gelernt, ist doch super, oder??? Ulrich wird stolz auf uns sein ;-)
- *Nina, Rici, Sebastian und Katja* für die Ruhe in unserem Haus und die Parties zur richtigen Zeit...so konnte ich optimal arbeiten.
- Der TestCamp-Crew für die fünf Wochen Abwechslung und dem Entfliehen aus der Physik. Durch die Tour habe ich meinen Kopf freibekommen, um im Anschluss daran diese Arbeit schreiben zu können. Es war der nötige kurzzeitige "Ausstieg". Danke allen, die dabei waren...
- Den CTA und BTA der FH Fresenius. Vielen Dank für den angenehmen Unterricht und den Spass, den wir hatten. Ihr werdet mir fehlen. Es stehen noch Squash- und Äppler-Schlachten an...
- *Meinen Eltern* möchte ich ganz herzlich für die uneingeschränkte Unterstützung in jeglicher Hinsicht danken. Das ist nicht selbstverständlich und ich weiss das zu schätzen. Oft gebt Ihr mir die richtige Inspiration oder habt einfach "nur" gute Ideen in Hinblick auf diese Arbeit. Ich bin stolz auf Euch!!! Ihr seid die besten Eltern, die man sich wünschen kann.
- *Meinem Bruder Michael*, der mich genauso unterstützt hat und immer wieder für Abwechslung und Action sorgt. Mach weiter so!!!

• Antje. Du machst mich sehr glücklich und gerade dadurch ist eben ein produktives und erfolgreiches Arbeiten möglich. Somit hast Du erheblichen Anteil am Gelingen dieser Arbeit. Dir, liebe Antje, bin ich so sehr dankbar, dass Du da bist und wir eine traumhaft schöne Zeit zusammen haben. Es ist nicht nur ein einziger Traum in Erfüllung gegangen, sondern es kommen Tag für Tag weitere dazu.

 $\heartsuit \oslash$  Antje, ich liebe Dich von ganzem Herzen <br/>! $\heartsuit \oslash$ 

Warum? Nicht du um der Liebe willen sondern um deinetwillen die Liebe (und auch um meinetwillen)

Nicht weil ich lieben muss sondern weil ich dich lieben muss

Vielleicht weil ich bin wie ich bin aber sicher weil du bist wie du bist Erich Fried



# Lebenslauf

### Persönliche Daten

Name	Matthias Weckenbrock
Geburtsdatum	17. Mai 1976
Geburtsort	Wiesbaden
Eltern	Hiltrud und Ludger Weckenbrock
Geschwister	Michael Weckenbrock
Familienstand	ledig
Nationalität	deutsch

# Ausbildung

1982-1986	Grundschule, Idstein-Wörsdorf
1986-1988	Integrierte Gesamtschule (IGS), Wallrabenstein
1988-1995	Pestalozzi-Gymnasium (PSI), Idstein
Juni 1995	Abschluss Abitur
09/1995-09/1996	Wehrersatzdienst beim Arbeiter Samariter Bund, Niedernhausen
ab WS 1996	Studium der Physik an der Johann-Wolfgang-Goethe Universität,
	Frankfurt am Main
10.11.1998	Vordiplom (gut)
WS 1999	Beginn der Diplomarbeit zum Thema "Erforschung von
	Korrelationseffekten bei Multiphoton-Ionisation",
	durchgeführt am Institut für Kernphysik (IKF) der J.W. Goethe
	Universität Frankfurt am Main bei Prof. Dr. Reinhard Dörner
21.11.2001	Hauptdiplom (sehr gut)
1.12.2001	Beginn der Promotionsarbeit am Institut für Kernphysik
	Frankfurt bei Prof. Dr. Reinhard Dörner
ab 1.12.2001	Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter
	an der J.W. Goethe Universität

# $\label{eq:Forschungsaufenthalte} For schungsaufenthalte/Konferenzen$

27.0316.04.1999	Forschungsaufenthalt am Lawrence Berkeley Lab
	in Berkeley/Kalifornien, USA
02.0630.08.1999	Forschungsaufenthalt an der Phillips
	Universität Marburg
11.1013.10.1999	Kolloquium des SFB 276 in Colmar, Frankreich
07.04.2000	DPG Frühjahrstagung in Bonn
28.0502.06.2000	Wilhelm & Else Heraeus Workshop
	"Many-Particle Dynamics in Coulombsystems"
	im Physikzentrum Bad Honnef
20.0710.08.2000	Forschungsaufenthalt am Lawrence Berkeley Lab
	in Berkeley/ Kalifornien, USA
13.0916.09.2001	Forschungsaufenthalt am BESSY II, Berlin
27.0930.09.2001	Forschungsaufenthalt am BESSY II, Berlin
08.0207.03.2002	Forschungsaufenthalt am Lawrence Berkeley Lab
	in Berkeley/ Kalifornien, USA
13.0520.06.2002	Forschungsaufenthalt am National Research
	Council (NRC/CNRC) in Ottawa, Kanada
27.0601.07.2002	Forschungsaufenthalt am DESY/ HASYLAB, Hamburg
10.1212.12.2002	Forschungsaufenthalt am MPI, Göttingen
10.0116.01.2003	Forschungsaufenthalt am DESY/ HASYLAB, Hamburg
13.0201.03.2003	Forschungsaufenthalt am National Research
	Council (NRC/CNRC) in Ottawa, Kanada
25.0427.04.2003	Forschungsaufenthalt am BESSY II, Berlin
10.0513.05.2003	Forschungsaufenthalt am BESSY II, Berlin
30.0702.08.2003	International Symposium on (e,2e), Double
	Photoionization and Related Topics in Königstein
04.0827.08.2003	Forschungsaufenthalt am Lawrence Berkeley Lab
	in Berkeley/ Kalifornien, USA
07.1009.10.2003	For schungsaufenthalt am DESY/ HASYLAB, Hamburg
20.0326.03.2004	DPG Frühjahrstagung in München

### Matthias Weckenbrock

Institut für Kernpyhsik Frankfurt der Johann Wolfgang Goethe-Universität August-Euler-Strasse 6

60486 Frankfurt am Main

weckenbrock@hsb.uni-frankfurt.de http://hsb.uni-frankfurt.de



