

Einfach- und Doppelionisation von Argon in starken Laserfeldern

Erforschung von Korrelationseffekten
bei Multiphoton-Ionisation

Matthias Weckenbrock

Diplomarbeit

Institut für Kernphysik
der Johann- Wolfgang- Goethe- Universität
Frankfurt am Main

Juli 2001

Meinen Eltern

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Vorwort	1
2	Theorie	7
2.1	Einelektronen-Prozesse	8
2.1.1	Multiphoton-Ionisation (MPI), nach [17]	8
2.1.2	Tunnelionisation	10
2.2	Zweielektronen-Prozesse	11
2.3	Grundlagen zu Messungen in Marburg 1999	14
2.4	Ergebnisse aus Messungen in Marburg 1999	15
2.5	Korrelierte Elektronen-Emission	17
2.6	e-Abstossung bei Multiphoton-Doppelionisation	19
3	Experiment	27
3.1	COLTRIMS	27
3.2	Targetkammer	28
3.3	Laser	32
3.4	Überschall-Gas-Jet	32
3.4.1	Überschall-Expansion des Atomstrahls	34
3.5	Koordinatensystem	37
3.6	Flugzeitfokussierendes Spektrometer	38
3.6.1	Recoilzweig des Spektrometers	39
3.6.2	Elektronenzweig des Spektrometers	41
3.6.3	Realisation des Spektrometers	42
3.6.4	Simulationen mit „Simion3D“	44
3.7	Ortsauflösende Detektoren	45
3.7.1	Micro-Channel-Plates	45
3.7.2	Wedge & Strip Anode	48
3.7.3	Delay-Line Anode	49
3.8	Elektronischer Aufbau und Datenaufnahme	51
3.9	Eichung und Nullpunktbestimmung	55
4	Ergebnisse und Diskussion	57
4.1	Datenanalyse	57
4.1.1	Eichmessung der Laserintensität	57

4.1.2	Flugzeitverteilungen	58
4.1.3	Ortsverteilungen	60
4.1.4	Impulsberechnung	63
4.1.5	Energieberechnung	67
4.2	Impulsverteilungen	71
4.3	Elektronen-Korrelation	76
5	Zusammenfassung	83
A	Anhang	87
A.1	Source Code der C++ Routine	87
A.2	Atomare Einheiten	92
A.3	Farbtafeln	93
	Besonderer Dank gilt...	125

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Vorwort

*„Die Elektronen können nicht einfach alle aufeinanderhocken -
diese Tatsache ist es, die einen Tisch und alles andere
zu einem harten Gegenstand macht.“*

Richard Feynman

aus *Feynman Lectures in Physics* 3, Kap. 2, S. 6

Dieses Zitat wirft atomphysikalische Fragen auf, zu deren Beantwortung in der Vergangenheit zahlreiche Experimente durchgeführt wurden und in Zukunft wohl immer noch durchgeführt werden müssen. 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. 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 Mehrercoulombsystemen 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. Aber besonders interessant ist auch, diese Störungen durch Licht also Photonen zu erzeugen, da sie im Gegensatz zu allen anderen Elementarteilchen eine kaum merkliche Ruhemasse besitzen und damit besonders prädestiniert für Stossprozesse sind. In vielen Experimenten werden hochenergetische Photonen auf das Target geschossen, wie z.B. an der ALS (Advanced Light Source) in Berkeley/Kalifornien. Diese Photonen können so hochenergetisch sein, dass nur ein einziges die Ionisation auslöst.

Die Multiphoton-Ionisation allerdings, also die Ionisation mit sehr vielen niederenergetischen Photonen, ist ebenfalls ein Gebiet, auf dem zahlreiche Experimente durchgeführt werden. Bei dem hier vorgestellten Experiment werden Photonen mit 1,5eV Energie zur Ionisation von Argon verwendet. Die durch Hochleistungslaser erzeugten elektrischen Felder erreichen Intensitäten, die mit den atomaren Feldstärken vergleichbar sind (einige $10^{14}W/cm^2$).

Diese Art der Physik ist erst mit Entwicklung der Hochleistungslaser seit einigen Jahren möglich und wird in unserer Arbeitsgruppe seit Mai 1999 sehr erfolgreich durchgeführt. Da die Verwendung von Laserlicht ein für uns neues Forschungsgebiet ist, soll an dieser Stelle auf *Licht* im allgemeinen einmal näher eingegangen werden.

Licht in all seinen Erscheinungen beschäftigt die Menschen seit dem 5. und 4. Jahrhundert vor Christus [1]. Griechische Philosophen beschäftigten sich damit. Im 17. Jahrhundert zerlegte Isaac Newton Licht durch ein Glasprisma und postulierte, dass Licht aus Korpuskeln besteht.

Im Jahr 1900 hat Max Planck durch die Quantenmechanik vorgeschlagen, dass Licht durch separate Energiepakete transportiert wird. Das war ein entscheidender Schritt. Von nun an war es möglich Licht als Welle und auch als Teilchen aufzufassen. 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.

Einstein erhielt 1921 für die „Entdeckung des photoelektrischen Gesetzes“ den Nobelpreis. Er erkannte, dass die Effekte durch den Photoeffekt nicht von der Intensität, sondern von der Energie der Photonen abhängen. In dem hier vorgestellten Experiment erkennen wir aber eine Intensitätsabhängigkeit des Ionisationsprozesses, die weiter unten erklärt wird.

In der Theorie wird Licht durch Photonen beschrieben. Das geschieht durch die Quantenelektrodynamik (QED). Sie sagt voraus, wie sich Licht im Raum verhält und wie es mit Materie wechselwirkt. Die QED schreibt dem Licht prinzipiell Teilchencharakter zu, doch kann sie das Problem des Welle-Teilchen-Dualismus nicht lösen. Die QED berechnet Wahrscheinlichkeiten mit der sich Photonen an einem bestimmten Ort befinden. „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.*“

Durch Anwendung der Prinzipien der Quantenphysik entstand die Lasertechnik (Laser = Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, also Lichtverstärkung durch induzierte Strahlenemission). Für die Entwicklung dieser Lichtquelle bekamen Charles Townes und Gordon Gould von der Columbia University und Arthur Schawlow von den Bell Laboratories den Nobelpreis. 1958 schlugen Townes und Schawlow erstmals die Verwendung induzierter Emission für die Lichterzeugung vor. Theodore Maman von der Hughes Aircraft Company baute zwei Jahre später den ersten Laser.

Die heutigen Laser erzeugen kohärentes Licht mit sehr hoher Energie und extrem kurzen Lichtblitzen. Das erklärt sich daraus, dass Quantensprünge zur Erzeugung des Laserlichts so gut wie keine Zeit in Anspruch nehmen. Sie sind nötig, damit Femtosekunden-Physik erfolgreich betrieben werden kann. Ein solches Lasersystem wurde auch bei diesem Experiment verwendet. Dabei handelt es sich um ein „Clark-MXR CPA-2001“-Lasersystem. Dieser Hochleistungslaser erzeugt eine Leistung von 850mW. Die Wiederholrate beträgt 1kHz und der Puls ist 150fs lang. Das Lasersystem besteht aus dem SErF-Fiber Laser Oszillator, dem Titanium-Saphir Verstärker und dem Frequenzdoppler Nd:YAG. Diesem (Laser-) Licht werden Atome ausgesetzt, die aufgrund der immens hohen Feldstärke auseinanderplatzen. Die Fragmente können nachgewiesen werden. Die Intensität, die dazu benötigt wird beträgt einige $10^{14}W/cm^2$. Das ist ausführlich im experimentellen Teil dieser Arbeit beschrieben.

Korrelationen zwischen Elektronen sind zentraler Bestandteil der heutigen Atomphysik, allerdings ist deren Verständnis noch unvollständig. Zur theoretischen Beschreibung sind Näherungen notwendig, die durch Experimente bestätigt werden müssen, um ein klares und vollständiges Bild zu bekommen. Die Erforschung der Elektron-Elektron-Korrelationsprozesse steht in dieser Arbeit im Vordergrund.

Die Elektronen können entweder unabhängig voneinander und hintereinander (sequentieller Prozess) oder korreliert (nicht-sequentieller Prozess) das Atom verlassen. Bei der korrelierten Emission beeinflussen sich die Elektronen gegenseitig.

Der sequentielle Prozess:

Die Multiphoton-Ionisation (MPI) von Edelgasen in starken Laserfeldern wird in der Theorie durch zeitunabhängige quantenmechanische Rechnungen inklusive der „Single-Active-Electron“- (SAE)-Näherung beschrieben [2, 3, 4, 5]. Die MPI wurde zum ersten Mal 1975 von Suran und Zapesochnyi beobachtet [6]. Die Korrelation der Elektronen wird bei der SAE-Näherung ausschliesslich durch die feldfreie Anfangs-Wellenfunktion

beachtet. Es wird angenommen, dass bis auf ein Elektron alle anderen im Orbital feststehen. Die SAE-Näherung ist erfolgreich aus der Tatsache hergeleitet worden, dass für lange Wellenlängen die Ionisationsdynamik von der „single-electron“-Auslösung dominiert wird. Das führt zum sequentiellen Ionisationsprozess, also der mehrmaligen Einfachionisation. Die SAE-Näherung propagiert, dass auch Mehrfach-Ionisationsprozesse sequentiell ablaufen. Es gibt allerdings Messungen, die den Beschreibungen des sequentiellen Prozesses trotzen. Man erkannte, dass eine SAE (Single-Active-Electron)-Näherung die um viele Größenordnungen höhere Ionisationsrate nicht erklären kann. Der Doppelionisationsprozess kann nicht mehr als Summe aus zwei Einfachionisationen aufgefasst werden [7].

Der nicht-sequentielle Prozess:

Die Ionisationsrate steigt um viele Größenordnungen gegenüber der Vorhersage eines unabhängigen Teilchenmodells und ist abhängig vom Laserfeld. Diese Effekte können nur mit einem Modell, das die Abhängigkeit der Elektronen zueinander berücksichtigt, erklärt werden. Es wurden in der Literatur drei verschiedene Korrelationsprozesse vorgeschlagen, über die die nicht-sequentielle Doppelionisation ablaufen könnte: „Shake-Off“ [8], „kollektives Tunneln“ [9, 10] und „Rescattering“ [11]. Shake-Off ist der dominante Prozess bei der Doppelionisation durch ein sehr hochenergetisches Photon. Hier wird ein Elektron instantan aus dem Atom entfernt, das zweite relaxiert dann auf die Eigenzustände des veränderten Potentials, wobei es mit geringer Wahrscheinlichkeit ins Kontinuum „abgeschüttelt“ wird. Beim kollektiven Tunneln wurde vorgeschlagen, dass zwei Elektronen gemeinsam durch Tunnelionisation emittiert werden. Dieser Prozess kann als klar widerlegt gelten und soll nicht weiter diskutiert werden. Beim Rescattering wird im ersten Schritt ein Elektron nahe der maximalen oszillierenden Amplitude des Laserfeldes herausgetrieben. Dieses Elektron überquert entweder die effektive Potentialbarriere, die durch das Coulomb-Potential des Ionen-Kerns und das elektrische Feld des Lasers bestimmt wird, oder tunnelt durch sie durch.

Im zweiten Schritt, wird die weitere Bewegung des Elektrons durch die Interaktion mit dem Laserfeld bestimmt. Das Laserfeld beschleunigt das freie Elektron solange weg vom Ion, bis es das Vorzeichen im nächsten halben optischen Zyklus wechselt und, wenn es nicht zu schnell ist, zurück zum Kern getrieben wird. Dort kann es, wenn es genügend Energie besitzt, ein noch gebundenes Elektron durch Elektron-Elektron-Stossionisation vom Atom lösen. Eine Elektron-Elektron-Korrelation ist also gegeben.

Diese vollkommen unterschiedlichen Modelle des Ionisationsmechanismus werden seit vielen Jahren kontrovers diskutiert. Diese beiden Prozesse verdeutlichen die Kontroverse zwischen Quantenmechanik und klassischer Physik: Der sequentielle Prozess wird durch das Tunneln des Elektrons durch die Potentialbarriere beschrieben und ist klassisch nicht zu erklären. Beim nicht-sequentuellen (Rescattering-) Prozess beschreibt man die Effekte durch klassische Stossprozesse, also im Bild von *Stößen mit Billardkugeln*. Das zuerst (durch Tunneln) ionisierte Elektron kehrt durch den Wechsel des elektrischen Feldes zum Kern zurück und stösst das zweite Elektron aus dem Atomverband heraus.

Mit Hilfe der Laserphysik ist es also möglich sowohl rein quantenmechanische, als auch klassische Effekte der Ionisation zu erforschen. Das macht diese Art der Physik besonders spannend.

„Sehen“ kann man diese Effekte nur mit besonderen „Mikroskopen“, die die Dynamik der Prozesse auflösen können. Solch ein Mikroskop ist durch ein COLTRIMS-System gegeben, das seit 1994 zur Untersuchung der Ionisation in Ion-Atom-Stößen eingesetzt wird (siehe [12]). Durch die Entwicklung der Rückstossionen - Impulsspektroskopie (COld Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy: COLTRIMS) sind die Probleme, die sich aufgrund des sehr kleinen Nachweisraumwinkels der klassischen dispersiven Elektronenspektroskopie ergeben hatten, behoben. Zu Beginn der Entwicklung von COLTRIMS wurden nur die ionisierten Atome aus dem Gastarget nachgewiesen und deren Impulse bestimmt. Mittlerweile ist auch der Elektronennachweis möglich.

Den Reaktionsraum bestimmt der Überlapp zwischen dem Fokuspunkt des Lasers (etwa $10\mu m$ gross) und dem Argon-Gas-Jet. Das Licht des Lasers wird verwendet, um die Argonatome zu ionisieren, d.h. Elektronen aus dem Atom zu emittieren. Die einzelnen durch die Ionisation entstandenen Fragmente (Elektronen und einfach- oder doppeltgeladene Ionen) werden durch ein vom Spektrometer erzeugtes schwaches elektrisches Feld aus dem Reaktionsvolumen auf orts- und flugzeitauflösende Detektoren gesaugt. Das Feld muss noch so schwach dimensioniert sein, dass die Flugbahn der Teilchen wesentlich von Emissionsrichtung und -geschwindigkeit abhängt.

Um auch höher energetische Elektronen auf den Detektor zu führen wird dem elektrischen Feld zusätzlich ein magnetisches Feld überlagert. Dieses zwingt die Elektronen auf Zyklotronbahnen. Bis zu einer bestimmten Energie der Teilchen erhält man so einen Nachweisraumwinkel von 4π .

Das Experiment ist bei einer Intensität durchgeführt worden, bei der die sequentielle Ionisation keinen Beitrag leistet und der nicht-sequentielle Ionisationsprozess, insbesondere das Rescatteringmodell beleuchtet wird. Es wurden erstaunliche Ergebnisse erzielt, die den Prozess der Doppelionisation genauer erklären können. Es kann dabei zwischen Ionisation durch Anregung und Ionisation durch Elektron-Elektron (e,2e)-Stoss unterschieden werden. Das bedeutet, es gibt einerseits quantenmechanische und andererseits klassische ((e,2e)-Stoss) Prozesse.

Diese Experimente verlangen eine Impulsauflösung des Aufnahmesystems, die bei vorhergegangenen Experimenten noch nicht gegeben war. So war es erstmals möglich, den kompletten Impulsraum der Elektronen mit hinreichend guter Auflösung zu vermessen. Schon in naher Zukunft wird es sogar möglich sein, den kompletten Impulsraum der Elektronen sowie der Recoils für die Doppelionisation sehr genau zu bestimmen.

Die ersten differenziellen Messungen zur Doppelionisation in starken Laserfeldern gelangen zeitgleich unserer Arbeitsgruppe [13, 14, 15] in Zusammenarbeit mit der Gruppe um Harald Giessen in Marburg und der Gruppe J. Ullrich und R. Moshhammer in Zusammenarbeit mit dem Max Born Institut in Berlin. Es war erstmals möglich die Korrelationseffekte der durch ein Laserfeld erzeugten Elektronen nachzuweisen. Diese Resultate wurden in zahlreichen internationalen Zeitschriften wie Nature[13], Science News, Physical Review Letters[14] und Journal of Physics[15] publiziert und finden grosses Interesse in der Physikergemeinschaft. Die Erkenntnisse werden im Theorieteil dieser Arbeit ausführlich erläutert.

Diese Arbeit umfasst einen kurzen Einblick in die Theorie, die den experimentellen Ergebnissen zugrunde liegt. Weiterhin wird auf das Kammeresystem, insbesondere die COLTRIMS-Technologie und das Lasersystem eingegangen. Die Ergebnisse werden im vierten Kapitel diskutiert. Im Anhang befinden sich Teile des Quellcodes der Auswerterroutine sowie besonders hervorzuhebende Bilder in farblicher Darstellung. Bei der Suche nach Literatur bin ich auf zwei Zitate gestossen, die hier noch erwähnt sein sollen:

„Den Rest meines Lebens werde ich darüber nachsinnen, was Licht ist.“

Albert Einstein, ca. 1917, aus [1]

„Ein Philosoph hat einmal behauptet: Naturwissenschaft setzt notwendig voraus, dass gleiche Umstände immer auch gleiche Auswirkungen haben. Nun, dem ist nicht so!“

Richard Feynman aus R. Feynman, *Character of Physical Law*, Kap. 6, Cambridge USA (MIT Press), 1976.

Kapitel 2

Theorie

*„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

Die theoretische Behandlung von Multi-Elektron Atomen in starken Laserfeldern wurde zunächst durch die Single-Active-Electron (SAE)-Näherung beschrieben [2, 3, 4, 5]. 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 berechnet werden mit dem effektiven Potential der feststehenden Elektronen (Hartree-Fock-Potential) und des Kerns unter Einfluss des zeitabhängigen Laserfeldes. Die SAE-Näherung propagiert, dass der Mehrfach-Ionisationsprozess sequentiell abläuft und es keine nicht-sequentiellen Prozesse gibt. Viele Experimente bestätigen die SAE-Näherung (z.B. [16]).

Die Elektron-Elektron-Korrelation ist in vielen Bereichen der Natur von entscheidender Bedeutung. Um solche Korrelationen zu beschreiben, werden sehr umfangreiche Rechnungen benötigt. Sie beschreiben die durch starke Laserfelder erzeugte Ionisation als Funktion der maximalen Intensität. Die SAE-Näherung kann diese nicht-sequentiellen Prozesse nicht erklären.

2.1 Einelektronen-Prozesse

2.1.1 Multiphoton-Ionisation (MPI), nach [17]

Multiphoton-Ionisation bezeichnet den Übergang vom gebundenen Zustand ins Kontinuum durch viele niederenergetische Photonen. Die Störungstheorie niedrigster Ordnungen (lowest-order perturbation theory (LOPT), [18, 19]) kann die MPI detailliert beschreiben. Die n-Photon Ionisationsrate ist:

$$\Gamma_n = \sigma_n I^n \quad (2.1)$$

Dabei bedeutet n die minimale Anzahl zur Ionisation benötigter Photonen, σ_n der generalisierte Wirkungsquerschnitt und I die Intensität des Lasers. Diese nichtlineare Beziehung ist experimentell [20] bis zu n=22 durch ein Nd:YAG Lasersystem für Helium verifiziert worden. Ab einer maximalen Intensität I_s verliert die Beziehung aus Gleichung 2.1.1 ihre Richtigkeit. Ebenfalls existiert eine Sättigungsintensität, ab der keine weitere Ionisation mehr stattfindet. σ_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 störungstheoretisch unberücksichtigt bleiben, 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). Dieser AC-Stark Effekt erklärt viele beobachtete Effekte in Multiphoton-Ionisationen [21, 22, 23].

Above-Threshold Ionization (ATI)

Eine spezielle Art der Multiphoton-Ionisation ist die „Above-Threshold Ionization“ ATI. Bei der ATI werden mehr Photonen am Atom absorbiert als zur Ionisation mindestens notwendig sind [24, 25]. Der Grund für die Absorption der überschüssigen Photonen am Photoelektron liegt darin, dass das Elektron noch unter dem Einfluss des Kernpotentials steht und der Kern den Elektronenimpuls kompensieren kann. Gleichung 2.1.1 wird verallgemeinert, mit s als Anzahl der über der Ionisierungsenergie absorbierten Photonen:

$$\Gamma_{n+s} \propto I^{n+s} \quad (2.2)$$

Auch diese Beziehung konnte durch experimentelle Befunde bestätigt werden [18]. Gleichung 2.3 beschreibt die kinetische Energie der Photoelektronen und ist eine Er-

weiterung der von Einstein aufgestellten Beziehung $E = hf$.

$$E_f = (n + s)\hbar\omega - W_f \quad (2.3)$$

W_f ist die Ionisierungsenergie.

Im Jahr 1993 wurde es möglich durch hochauflösende Elektronen-Flugzeit-Spektrometer diese ATI-Spektren bei hohen Laserintensitäten zu beobachten [26]. 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 ergaben 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 (quiver-energy). Diese Schwingungsenergie wird „ponderomotive“ Energie U_p genannt und folgendermassen berechnet:

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

e ist die Ladung des Elektrons, E die lokale Feldstärke, m die Masse des Elektrons und ω 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 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:

$$E_f = (n + s)\hbar\omega - (W_f + U_p) \quad (2.5)$$

Stellt man nun die beiden Gleichungen 4.17 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 Lasers erfahren, die gegeben ist als $-\nabla U_p$ und in Energie umgewandelt wird [28]. Diese Energie, die das Elektron dazugewinnt, ist genau die ponderomotive Energie U_p . Diese dazugewonnene Energie 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.

Die Zeit, die ein ionisiertes Elektron zum Verlassen des Fokuses benötigt liegt etwa bei 10 ps [27]. Das heisst bei Laserpulsen im Bereich 100fs, 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. Bei langen Laserpulsen könnte das Elektron aus dem Feld Impuls aufnehmen, indem es aus dem Fokus herausbeschleunigt würde.

Auch bei der hier vorgestellten Arbeit befinden sich gemessene ATI-Spektren in Abbildung 4.8.

2.1.2 Tunnelionisation

Keldysh Theorie

Einen alternativen Prozess zur Multiphoton-Ionisation entdeckte 1965 Keldysh [29]: Bei kleinen Intensitäten gilt weiterhin die oben erwähnte MPI, 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. Das bedeutet, dass die Barriere schmaler und niedriger wird bis Elektronen im Grundzustand nicht mehr gebunden sind. Bei Wasserstoff beispielsweise ist dann die Intensität etwa $1,4 \times 10^{14} W/cm^2$. Man spricht dann von „over-the-barrier ionization“ (OTBI). Das kritische Laserfeld ist dann 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 [17]:

$$I_{OTBI}[W/cm^2] = \frac{\pi^2 c \epsilon^3 I_p^4}{2 Z^2 e^6} = 4 \times 10^9 (I_p[eV])^4 Z^2 \quad (2.6)$$

Dabei bedeuten hier Z die Ladung des Atoms, $\epsilon = 8,85 \cdot 10^{-12} As/Vm$ die elektrische Feldkonstante und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit.

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. Der nach Abklingen des Feldes beobachtete Impuls ergibt sich mit Gleichung 2.12. Er spiegelt damit die Phase zum Zeitpunkt des Tunnelns wider.

Die Ionisation findet also in einem sehr kleinen Zeitintervall des optischen Zyklus nahe der maximalen Feldamplitude statt. Tunnelionisation ist von verschiedenen Experimentalphysikern beobachtet und bestätigt worden [30, 31]. Eine zentrale Grösse aus der theoretischen Physik ist der „Keldysh Parameter“ γ^2 , der eine Näherung zur Anwendbarkeit des Tunnel-Prozesses darstellt. Durch ihn kann die Art der Ionisation bestimmt werden (Multiphoton- oder Tunnelionisation). Er ist definiert als:

$$\gamma^2 = 2\omega^2 W_f / I \quad (2.7)$$

Hierbei ist W_f das Ionisationspotential und I die Intensität des einfallenden Laserlichts. 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 [31, 32]. Frühere Messungen konzentrierten sich überwiegend auf Multiphoton-Ionisation (also $\gamma > 1$), wohingegen nahe zurückliegende Messungen verstärkt den Prozess der Tunnelionisation verdeutlichen.

2.2 Zweielektronen-Prozesse

Heute kann der Vorgang der Einfachionisation des Atoms theoretisch mit guter Genauigkeit beschrieben werden, da hier keine Elektron-Elektron-Korrelation vorliegt. Ist jedoch mehr als ein Elektron aus dem Atom ionisiert, verlieren Modelle, bei denen eine Elektron-Elektron-Korrelation ausser acht gelassen wird ihre Richtigkeit. Die Ionisationsrate steigt um viele Grössenordnungen gegenüber der Vorhersage eines unabhängigen Teilchenmodells und ist abhängig vom Laserfeld. Diese Effekte können nur mit einem Modell, das die Wechselwirkung der Elektronen miteinander berücksichtigt, erklärt werden.

Das verdeutlichen Fittinghoff et al.[8] und Walker et al.[33] in ihren Experimenten. Auf die Experimente von B. Walker und seinem Team [33] soll an dieser Stelle näher eingegangen werden.

Anstatt Argon, wie in diesem Experiment, benutzte Walker Helium und erzeugte die He^+ - und He^{++} -Ionen im Fokuspunkt eines Lasers mit 160fs Pulslänge und 780nm Wellenlänge. Zum ersten Mal wurde die Ionenrate über 12 Grössenordnungen in Abhängigkeit zur Laserintensität vermessen.

Die Multiphoton-Ionisation (MPI) von Edelgasen in starken Laserfeldern wird in der Theorie durch die „Single-Active-Electron“ (SAE)-Näherung beschrieben. Diese Näherung ist erfolgreich aus der Tatsache hergeleitet worden, dass für lange Wellenlängen die Ionisationsdynamik von der „single-electron“-Auslösung dominiert wird. In dieser

Näherung besteht Doppelionisation aus zwei sequentiell nacheinander ablaufenden Einfachionisationen. Es gibt allerdings Messungen, bei denen He^{++} und Ne^{++} beobachtet wurden, die den kinematischen Beschreibungen des sequentiellen Prozesses trotzen [8, 34, 35].

Werden die hohen Laserintensitäten und die sehr kleinen Photonenenergien mit einbezogen, wird argumentiert, dass diese Diskrepanz, siehe Abbildung 2.1, das Ergebnis eines nichtsequentiellen (NS)-Prozesses sein muss. Bei Walkers Messungen des NS-Ionisationsertrages von Helium wurde die Empfindlichkeit der Messung gegenüber früheren um 10^6 gesteigert. Es war erstmals möglich die NS-Produktion von He^{++} über einen grossen Intensitätsbereich zu messen. Das war hilfreich, um verschiedene Zwei-Elektronen-Modelle zu testen. Oberhalb der Intensität, bei der noch NS-Ionisation dominiert, entwickelt sich der Ionisationsmechanismus vom Multiphotoncharakter hin zum einfachen Tunnelcharakter. Diese Entwicklung im Ionisationsprozess wird durch Änderungen in der Energieverteilung des Photoelektrons bestätigt.

Zwei vorgeschlagene Modelle zum NS-Prozess unterscheiden sich dadurch, wann und wie das zweite Elektron aus dem Atom entkommt: Fittinghoff behauptet, dass das zweite Elektron durch den nichtadiabatischen Wechsel des abgeschirmten Potentials ins Kontinuum gelangt (shake off), oder vom ersten Elektron beim Verlassen der Hülle herausgestreut wird.

Das Shake-off-Modell wird folgendermassen verdeutlicht[36]: Das erste Elektron verlässt den Bereich des Kernpotentials. Das zweite Elektron wird daraufhin sofort aus dem ionisierten Atom „herausgeschüttelt“. Die Dauer des Prozesses beträgt höchstens $1/4$ des Laserpulses. Der Grund für diesen „shake off“ des zweiten Elektrons liegt im plötzlichen Wechsel des effektiven Kernpotentials, der durch die Ionisation des ersten Elektrons hervorgerufen wird.

Dieser Prozess ist analog zur Doppelionisation durch ein hochenergetisches Photon und findet in einem sehr kurzen Zeitintervall im Vergleich zum einfachen optischen Zyklus statt.

Alternativ dazu vermutet Corkum[11], dass das erste Elektron durch Tunnelionisation ionisiert wird, dann im Laserfeld beschleunigt und schliesslich in 50% aller Fälle durch das Laserfeld zurück zu seinem Ion getrieben wird. Dort kann es entweder elastisch streuen, Strahlung höherer Ordnung emittieren oder in einer (e,2e)-Kollision mit dem zweiten Elektron ionisieren. In diesem sogenannten Rescattering-Modell gibt es ein Zeitdelay von 0.5-1 optischen Zyklen zwischen dem Emittieren der beiden Elektronen.

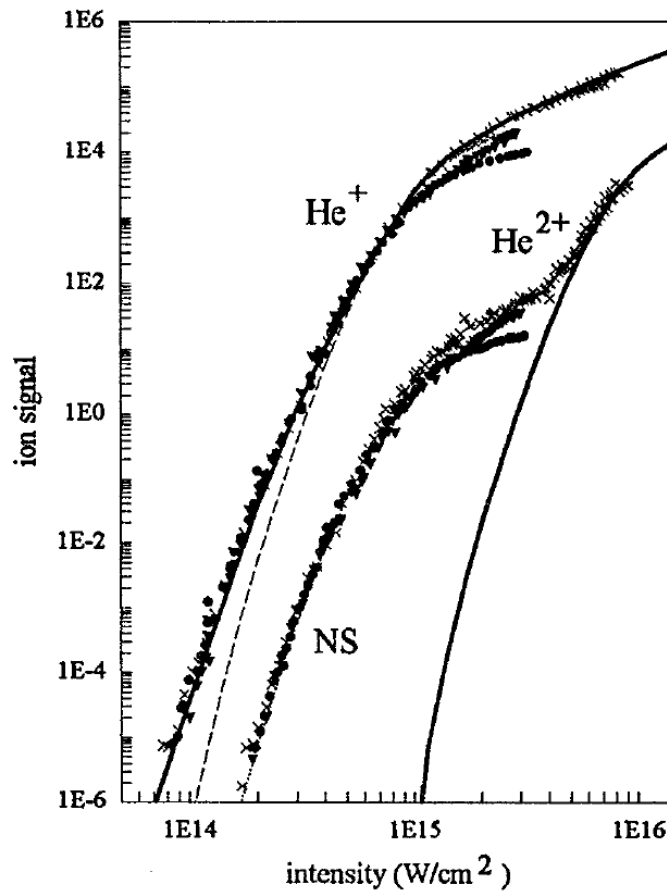


Abbildung 2.1: Gemessene [33] Helium-Ionisationsraten für He^+ und He^{++} im Fokuspunkt eines Lasers. Theoretische Kalkulationen sind gepunktet (ADK) und als durchgezogene Linie (SAE) dargestellt. Die durchgezogene Linie auf der rechten Seite ist für sequentielle Ionisation des Heliums gerechnet.

Der Hauptunterschied dieser beiden Modelle ist, dass beim „shake off“ beide Elektronen ungebunden und nahezu gleichzeitig das Atom verlassen, wohingegen beim Rescattering-Modell die Elektronen ein Delay (mindestens 0,5 optische Zyklen) zwischen dem Entkommen benötigen. Trotz dieser Unterschiede werden die Argumente beider Modelle mit vorhergegangenen Experimenten belegt [8, 34, 35].

In Walkers Messung wurde ein Laserstrahl mit einer Pulslänge von $160 \pm 30 fs$ und einer Wellenlänge von 780nm durch eine Linse mit 10cm Brennweite in die Vakuumkammer (10^{-10} Torr) fokussiert. Die maximale Pulsenergie bei 1kHz Wiederholrate ist 1,3mJ. Das Targetgas war 99,999% Helium. Abbildung 2.1 zeigt die Helium-Raten im Fokus des Lasers. Jeder dieser Datenpunkte beinhaltet ≥ 60000 Laserschüsse. Ergebnisse aus fünf einzelnen Messungen mit drei verschiedenen Spot-Größen sind dargestellt. Der He^+ -Ertrag wächst bis zur Sättigungsintensität von $8 \cdot 10^{14} W/cm^2$. Anschliessend

steigt der Ertrag mit $I^{\frac{3}{2}}$. Die He^{++} -Kurve zeigt die Charakteristik der 2-Raten-Kinetik: Bei Intensitäten von $1,5 - 8 \cdot 10^{14} W/cm^2$ herrscht die NS-Ionisation, der Sättigungsbe-
reich liegt bei $0,8 - 3 \cdot 10^{15} W/cm^2$. Der Bereich der sequentiellen Ionisation liegt über $3 \cdot 10^{15} W/cm^2$ und die Sättigung bei $8 \cdot 10^{15} W/cm^2$.

Der He^+ -Ertrag, kalkuliert mit SAE-Näherung [37] (durchgezogene Linie) und ADK (gepunktete Linie) ist ebenfalls in Abbildung 2.1 dargestellt. SAE beschreibt die komplette He-Ionisationsrate inklusive des Multiphoton- und Tunnelabschnitts.

Beide Kalkulationen stimmen bei hohen Laserintensitäten mit den Messungen überein, die ADK-Kurve allerdings fällt bei kleinen Intensitäten unter die gemessene Rate. Im Gegensatz dazu stimmt die SAE-Rechnung in allen Bereichen mit den Messungen überein. Die ADK-Theorie, entwickelt von Ammosov, Delone und Krainov, berücksichtigt den Einfluss des Coulombpotentials auf das ionisierte Elektron noch bevor das Laserfeld Einfluss auf das Elektron hat.

Im Rescattering-Modell kehrt das Elektron nach Umklappen des Laserfeldes, mindestens jedoch nach einem halben optischem Zyklus, zum Kern mit einer maximalen kinetischen Energie von $3,2U_P$ zurück. Um das zweite Elektron rauszukicken muss die kinetische Energie des ersten Elektrons zum Zeitpunkt des Wiedereintreffens am Kern grösser sein als die Bindungsenergie des He^+ , d.h. $3,2U_P \geq 54,4eV$.

Durch Berechnung einer komplizierten S-Matrix erreichten Becker und Faisal[38] bei der Betrachtung von Doppelionisationserträgen sehr gute Ergebnisse. Diese Theorie beinhaltet gleichsam die Kurzzeit-Elektron-Korrelation als auch den Rescattering-Mechanismus. Beide Prozesse werden mit dem selben Feynman-Diagramm dargestellt. Der Shake-Prozess ist dabei nicht enthalten.

2.3 Grundlagen zu Messungen in Marburg 1999

Bei diesen Messungen an der Phillips-Universität in Marburg in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe um Harald Giessen wurde die Korrelation der ionisierten Elektronen und somit das Rescattering-Modell detailliert nachgewiesen [13, 14, 15].

Die Messapparatur (COLTRIMS) in Marburg ist im wesentlichen äquivalent zu der bei dieser Messung verwendeten. Allerdings unterscheidet sich das Lasersystem etwas: Das linear polarisierte Licht eines TITANIUM-SAPHIR Lasers mit 800nm, einer Pulsweite von 220fs und einer Wiederholrate von 1kHz wurde auf einen vorgekühlten Überschall-

Gas-Jet fokussiert. Die „Peak-Laser-Power“ ist durch Anpassen der He^{1+} -Ionen-Rate bestimmt worden. Die Rate wurde über fünf Größenordnungen als eine Funktion der vollständigen Laser-Power gemessen. Die theoretische Kurve zum Anpassen der Ionen-Rate ist von Becker und Faisal kalkuliert worden [39].

Aus dem Auftreffort auf dem Detektor und der Flugzeit der Teilchen können die Ladung und der Impulsvektor bestimmt werden. Die Rate ist durch Einstellen des Jetdrucks auf < 0.1 Ion pro Laserschuss gewählt worden. Das hat den Grund erstens Raumladungseffekte zu vermeiden, die den Ionen Energien im meV-Bereich geben und damit unsere Messungen verfälschen würden und zweitens die Anzahl der falschen Koinzidenzen möglichst gering zu halten.

Die Breite der He^{1+} -Verteilung in Richtung des elektrischen Feldvektors wächst mit steigender Laserpower. Die Ionen-Impuls-Verteilung ist ein Spiegelbild der Elektronen-Impuls-Verteilung. Das ist für die Einfachionisation leicht einzusehen, denn der Impuls eines ankommenden Photons ist bei diesen Größenordnungen zu vernachlässigen:

$$\lambda = \frac{c}{f} = 800nm \quad \rightarrow \quad f = 3,7474 \cdot 10^{14} 1/s \quad (2.8)$$

$$E = h \cdot f = 0,05696 a.u. \quad \rightarrow \quad p = 8 \cdot 10^{-4} a.u. \quad (2.9)$$

2.4 Ergebnisse aus Messungen in Marburg 1999

Das Elektron und das Ion werden im Tunnelbereich vom Laserfeld beschleunigt. Das einfach geladene Ion und das Elektron erfahren die entgegengesetzte Beschleunigung und damit entgegengesetzten Impulsübertrag vom optischen Feld. Nur dann, wenn das Elektron während der Dauer des Laserpulses aus dem Fokuspunkt entkommen kann, wird ein beachtlicher Netto-Impuls auf das Elektron-Ion-System übertragen. Bei diesen Versuchsbedingungen ist die Bewegung der Elektronen in der Dauer des Pulses klein gegenüber der Fokus-Grösse.

Beim sequentiellen Prozess erwartet man eine Impulsverteilung der doppelt geladenen Ionen ähnlich der Verteilung bei Einfachionisation. Unsere Messung schliesst diesen sequentiellen Prozess aufgrund der viel breiteren Impulsverteilung der doppelt geladenen Ionen aus. Die unabhängige Elektron-Näherung versagt hier völlig.

Das verdeutlicht Abbildung 2.2: Zu sehen ist die Impulsverteilung der Ionen einer Ortsrichtung (x-Richtung) gegen die Flugzeitrichtung (z-Richtung). Die Verteilung der doppelt geladenen He-Ionen ist etwa viermal breiter als die Verteilung der He^{1+} -Ionen.

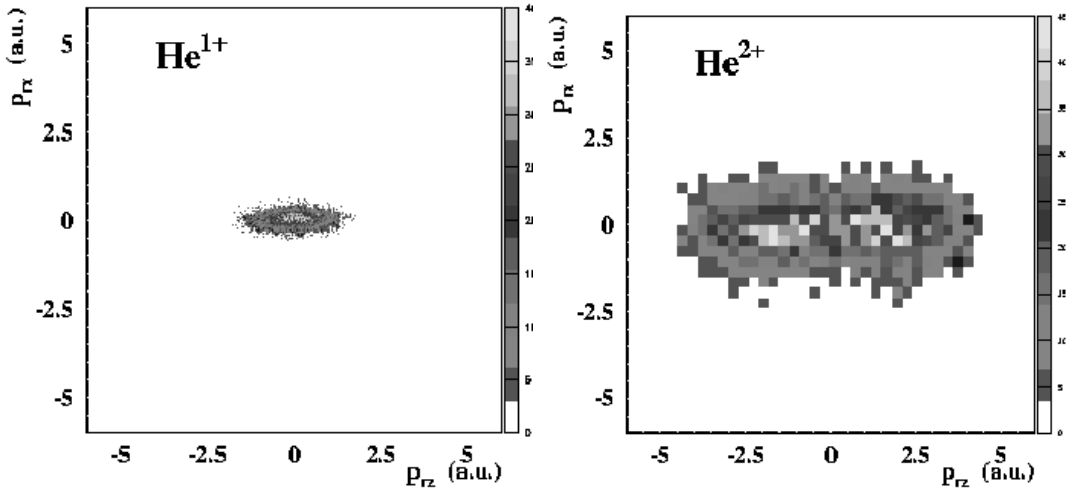


Abbildung 2.2: Ionen-Impulsverteilung, links He^{1+} - Ionen und rechts die He^{2+} - Ionen

Die Elektronen-Impulsverteilung ist ein Spiegelbild der Recoil-Impulsverteilung bei Einfachionisation. Gleiches trifft auch auf die Impulsverteilung bei Doppelionisation zu:

$$p_r = -(p_{e,1} + p_{e,2}) \quad (2.10)$$

Wie oben erwähnt ist die Impulsverteilung der Ionen der Doppelionisation viel breiter, als die Verteilung der Ionen der Einfachionisation. Das bedeutet, dass die Elektronen der Doppelionisation mehr kinetische Energie besitzen als die der Einfachionisation. Die breite Verteilung und wohl auch das Minimum beim Impuls Null bei höchster Intensität bedeuten, dass die „Wannier“ Konfiguration zweier Elektronen derselben Energie, die sich entgegengesetzt bewegen (back-to-back: $p_{e,1} = -p_{e,2}$) keinen grossen Beitrag zum Gesamtimpuls liefern. Bei dieser Konfiguration würde erwartet werden, dass eine Impulsverteilung bei $p_r = 0$ auftritt, denn ($p_r = -(p_{e,1} + p_{e,2})$). Das wird allerdings von den gemessenen Daten widerlegt. Man findet eine Verteilung bis zu einem Impuls von $p_r = 2\sqrt{4U_p}$, wobei U_p die Ponderomotive- Energie eines freien Elektrons im Photonenfeld ist. Sie wird bestimmt durch:

$$U_p = \frac{F^2}{4\omega^2} \quad (2.11)$$

$p_r = 2\sqrt{4U_p}$ entspricht der parallelen Emission von zwei Elektronen mit der maximalen Energie, die klassisch im Photonenfeld erreicht werden kann.

Die Impulskomponente parallel zur Polarisationsachse ist ein Ergebnis der Beschleunigung der Ionen im Feld. Werden beide Elektronen ohne Impuls zum Kern zu übertragen aus dem Atom herausgeschlagen, gilt für den Impuls des Ions zur Zeit t_∞ am Ende des

Laserpulses mit der Einhüllenden der elektrischen Feldstärke $E(t)$ in a.u.:

$$p_z(t_\infty) = \int_{t_1}^{t_{12}} E(t) \sin(\omega t) dt + 2 \int_{t_{12}}^{t_\infty} E(t) \sin(\omega t) dt \quad (2.12)$$

Dabei beschreibt t_1 die Zeit, in der das erste Elektron herausgelöst wird. Das Ion wechselt seine Ladung von 1^+ zu 2^+ zur Zeit t_{12} . Die Gleichung 2.12 beschreibt die Bewegung eines Teilchens mit Ladung 2^+ in einem oszillierenden Feld. Der resultierende Impuls hängt von der Anfangsphase ωt ab, bei der das Ion entstanden ist. Der Maximalwert $2\sqrt{4U_p}$ liegt dann beim Entstehen des Ions vor, wenn die optische Feldstärke Null ist. Es wird gezeigt, dass sich die Erkenntnisse [13, 14, 15, 40] der Marburger Messungen auch auf das hier vorgestellte Experiment übertragen lassen.

2.5 Korrelierte Elektronen-Emission

In [13] wird gezeigt, dass es eine Korrelation zwischen den beiden herausgelösten Elektronen im Endzustand gibt. Der Impuls des einen Elektrons hängt immens von dem des anderen ab. Die Ergebnisse können im Rahmen des Rückstreumodells erklärt werden. Die Impulse der einzelnen Teilchen sind für ein Elektron und ein Ion gemessen worden. Daraus wird der Impuls für das zweite Elektron berechnet: $p_{e,2} = -(p_r + p_{e,1})$. Ein wichtiges Ergebnis der Messungen ist die Korrelation der beiden Elektronen. Die Impulsverteilung in Polarisationsrichtung der beiden Elektronen in Abbildung 2.3 verdeutlicht das.

Auf der vertikalen Achse ist der Impuls des gemessenen und auf der horizontalen Achse der des errechneten Elektrons aufgetragen. In der Darstellung ist über alle Transversalimpulse der beiden Elektronen integriert worden. Zu sehen ist eine extreme Impuls-Korrelation zwischen den beiden Elektronen. Die maximale Verteilung liegt etwa bei 1 a.u., genau da, wo beide Elektronen den gleichen Impuls besitzen. Dagegen gibt es beinahe keine Beiträge in den entgegengesetzten Halbebenen.

Abbildung 2.3 lässt vermuten, dass beide Elektronen parallel emittiert werden. Das ist so allerdings nicht korrekt, da hier nur eine Impulskomponente dargestellt ist.

Gemessen wurde diese Verteilung bei einer Laserintensität von $3,8 \cdot 10^{14} W/cm^2$. Dagegen geht bei einer viel höheren Intensität ($15 \cdot 10^{14} W/cm^2$) die Korrelation zwischen den Elektronen verloren. Hier tauchen die Peaks nicht mehr auf und es entsteht eine weitestgehend homogene Impulsverteilung.

Der Unterschied der Impulsverteilung bei einer viel höheren Intensität und damit auch einem sechsfach höheren Verhältnis der Ar^{2+} - zu Ar^{1+} -Ionen ist ein experimenteller Beweis für den Wechsel der Mechanismen bei unterschiedlichen Laserintensitäten, der bei Doppelionisation vonstatten geht. Bis zu einer bestimmten Intensität herrscht der

nicht-sequentielle-Prozess (rescattering). Wird die Intensität darüber hinaus erhöht, wechselt der Ionisationsmechanismus zum sequentiellen-Prozess.

Der Grund dafür, dass die beiden Elektronen den gleichen Impuls besitzen, liegt im Rescattering- oder „energy-sharing“-Modell. Wenn die Energie des zuerst aus dem Atom ionisierten Elektrons zum Zeitpunkt des erneuten Eintreffens am Ion genauso gross wie die Energie ist, die nötig ist das noch gebundene zweite Elektron zu ionisieren, dann bremst das erste Elektron nach dem Elektron-Ion-Stoss ab. Das zweite Elektron wird dann mit sehr geringer Austrittsenergie durch das Laserfeld freigesetzt. Die kinetische Energie beider Elektronen nach Abklingen des Feldes ist dann gleich und hängt einzig von der Phase des Laserfeldes zum Rückstreuzeitpunkt ab. Die Pha-

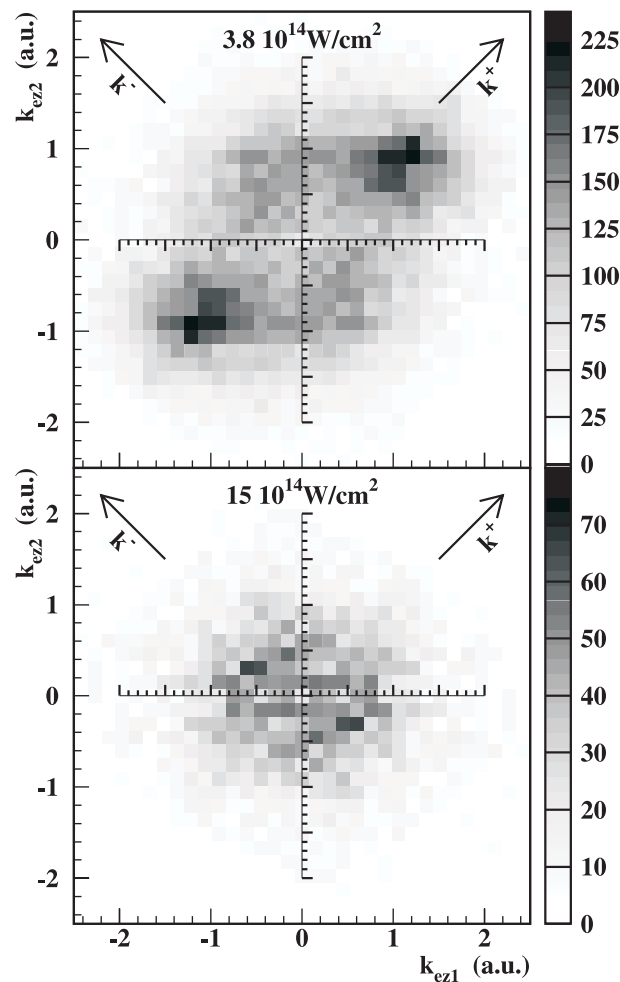


Abbildung 2.3: Elektronen-Impulsverteilung parallel zum elektrischen Feld. Daten aus den Messungen in Marburg sind hier dargestellt. oben: Bei einer Intensität von $3,8 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$: Eine extreme Elektronenkorrelation ist zu erkennen, wohingegen untere Darstellung eine Messung bei einer Intensität von $15 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ zeigt: Die Elektronenkorrelation geht verloren.

se des optischen Feldes von 35° ist für den Impuls von 1 a.u. der beiden Elektronen verantwortlich. Das zuerst herausgelöste Elektron besitzt dann beim erneuten Eintreffen am Kern eine Energie von 18eV. Diese Energie ist zur Anregung ausreichend, weil das Energieband, indem es zur Anregung eines Ar^{1+} -Ions kommen kann, bei 15.7eV anfängt und bis zur Ionisierungsenergie des Ar^{2+} -Ions reicht (27eV).

Das „Rescattering-Modell“ beschreibt einen plausiblen Prozess, damit die gemessene Verteilung der Elektron-Impulse verstanden wird. Zu sehen ist auch, dass die Verteilung nicht von den Grundzuständen im Atom herrührt, sondern erst die Kopplung des optischen Feldes an das Atom eine derartige Verteilung bewirkt.

Die Erkenntnisse, die durch diese Messungen entstanden sind, sollen durch das hier vorgestellte Experiment verifiziert und erweitert werden. Ein Unterschied zu den vergangenen Messungen ist, dass bisher noch keine Elektron-Impulsverteilungen mit hinreichend guter Auflösung senkrecht zur Polarisationsachse gemessen werden konnten. Bei anderen Experimenten mangelte es an entsprechender Auflösung der Detektoren und Elektronik. Bei diesem Experiment konnten nun erstmals auch Transversalimpulsverteilungen vermessen werden.

Eine Idee dieser Messung ist, die oben beschriebene Impulsverteilung für Elektronen parallel zur Flugzeitrichtung (2.3) für unterschiedliche Impulsbeträge senkrecht zu ihr zu analysieren (siehe auch [41]). Die daraus resultierenden Ergebnisse zeigt Abbildung 2.4.

Zu sehen ist die Impulsverteilung in Polarisationsrichtung der beiden gegeneinander aufgetragenen Elektronen. Der Transversalimpuls eines der beiden Elektronen ist auf einen bestimmten Impulsbetrag beschränkt: (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) $p_{T4,e} = 0,3a.u. - 0,4a.u.$. Die Impulsverteilung hängt stark vom gewählten Intervall des Transversalimpulses ab: Beide Elektronen haben den selben Longitudinalimpuls (d) bei grossen Transversalimpulsen. Dahingegen gibt es bei sehr kleinen Transversalimpulsen (a) ein schnelles und ein langsames Elektron und die Verteilung konzentriert sich somit auf die Koordinatenachsen.

2.6 e-Abstossung bei Multiphoton-Doppelionisation

Die in 2.4 dargestellten Ergebnisse können durch die Elektron-Elektron-Abstossung erklärt werden. Elektronen, die den gleichen Parallelimpulsbetrag haben, müssen aufgrund ihrer Abstossung einen Winkel zwischen ihrer Flugbahn aufweisen, d.h. der

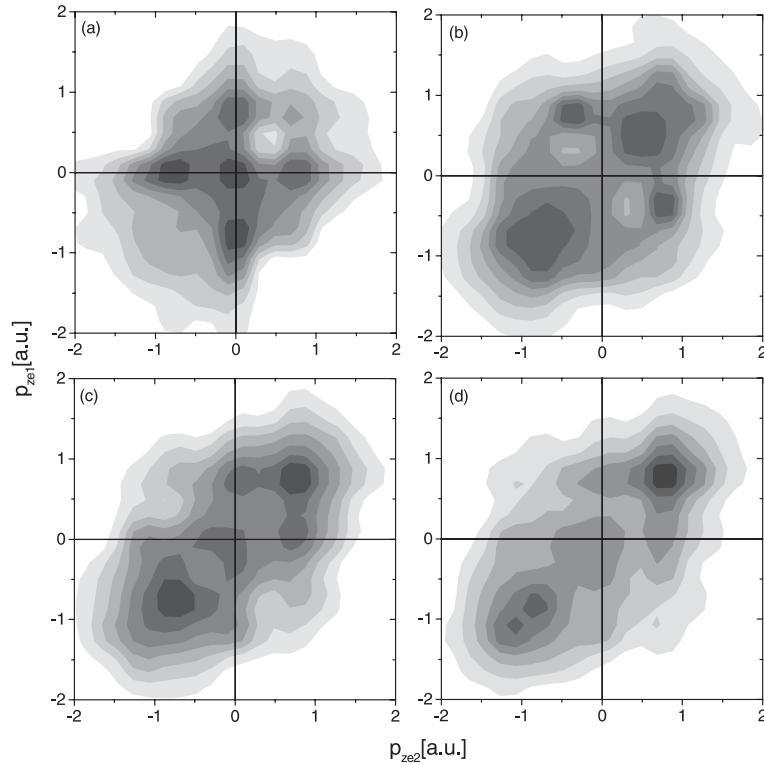


Abbildung 2.4: Longitudinal-Impulsverteilung der Elektronen mit Bedingung auf vier verschiedene Transversalimpulse der beiden Elektronen. (a) $p_{T1,e} = 0, 0a.u. - 0, 1a.u.$, (b) $p_{T2,e} = 0, 1a.u. - 0, 2a.u.$, (c) $p_{T3,e} = 0, 2a.u. - 0, 3a.u.$, (d) $p_{T4,e} = 0, 3a.u. - 0, 4a.u.$, weitere Erklärungen im Text

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 $p_{e1,z} = p_{e2,z} = 1a.u.$ in 2.4(d) verdeutlicht das. Mindestens ein Elektron besitzt einen beträchtlichen Transversalimpuls, wenn beide Elektronen gleiche Parallelimpulsbeträge haben.

Um diese gemessenen Verteilungen besser verstehen und erklären zu können, wird der durch das Rescattering-Modell klassisch erlaubte Bereich des Phasenraums berechnet. Das Ergebnis dieser Berechnungen verdeutlicht Abbildung 2.5: Die horizontale Achse zeigt die Phase des Laserfeldes zum Zeitpunkt des Wiedereintreffens des ersten Elektrons. Auf der vertikalen Achse ist aufgetragen:

- (a) Die Return-Energie des zurückgekehrten Elektrons
- (b) Die Startphase, bei der das erste Elektron freigesetzt wurde. Die beiden Pfeile i und ii zeigen die Grenzen der Anregung bzw. der Ionisation.
- (c) Zeigt die elektrische Feldstärke des Laserfeldes zum Zeitpunkt des Wiedereintreffens des Elektrons. Die horizontale Linie verdeutlicht die Feldstärke für die „over the

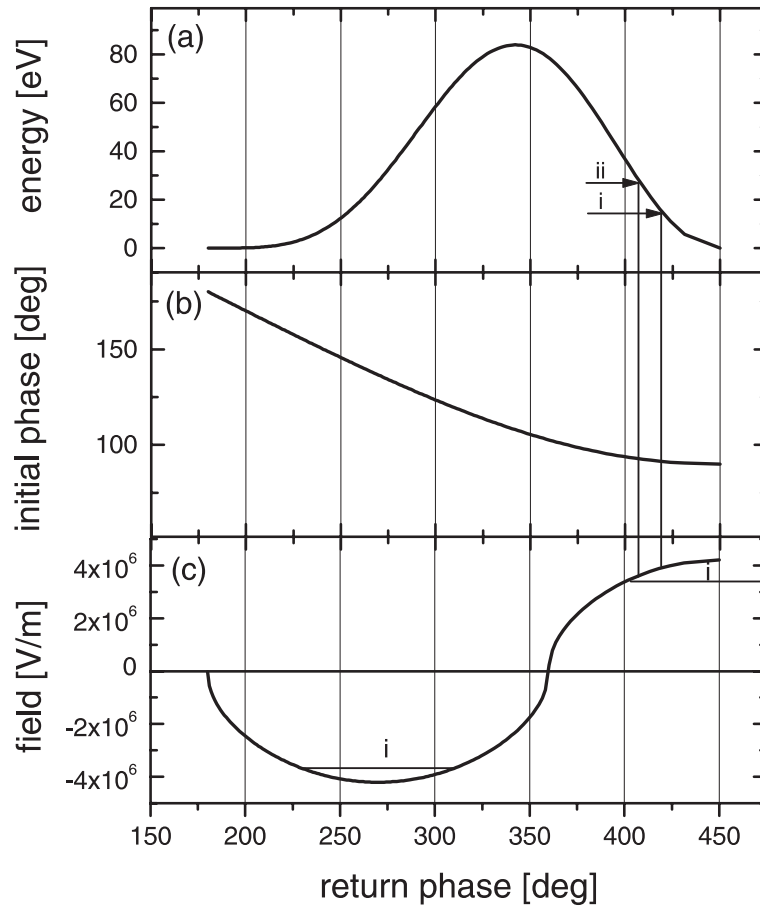


Abbildung 2.5: Die Return-Energie des Elektrons (a), die Startphase des zuerst freigesetzten Elektrons (b), sowie die elektrische Feldstärke des Laserfeldes zur Returnzeit (c) sind in Abhängigkeit der Return-Phase dargestellt.

barrier ionization“ des ersten angeregten Zustandes des Ar^+ .

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. 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 bauen auf die Lösung der Newtonschen Gleichungen: [17, 36]

Die eindimensionale Newtonsche Gleichung für die Bewegung eines freien Elektrons entlang der Polarisationsachse (z-Richtung) nach Verlassen der effektiven Potentialbarriere ist:

$$a(t) = -F \sin(\omega t + \phi) \quad (2.13)$$

Dabei ist $a(t)$ die Beschleunigung des Elektrons, ϕ die Startphase des elektromagnetischen Feldes, F die Amplitude der Feldstärke und ω die Feldfrequenz. Um die Geschwindigkeit des Elektrons in Abhängigkeit der Flugzeit zu erhalten, wird Gleichung 2.13 integriert:

$$v(t) = v(0) + \frac{F}{\omega} [\cos(\omega t + \phi) - \cos\phi] \quad (2.14)$$

$v(0)$ ist die Geschwindigkeit des Elektrons zum Zeitpunkt $t=0$. Das ist der Zeitpunkt, indem es die effektive Potentialbarriere verlässt. Für weitere Rechnungen kann $v(0)=0$ gesetzt werden, da es sich um einen quasistatischen Tunnelprozess handelt und die Anfangsgeschwindigkeit deshalb vernachlässigt werden kann.

Erneutes Integrieren der Gleichung 2.14 ergibt den Ort des Elektrons in Abhängigkeit der Zeit:

$$x(t) = x(0) + \frac{F}{\omega^2} [\sin(\omega t + \phi) - \sin\phi] - \frac{Ft}{\omega} \cos\phi \quad (2.15)$$

Hierbei ist $x(0)$ die Startkoordinate des Elektrons. Im Bereich des Tunnelns ist die oszillierende Amplitude des Elektrons $\frac{F}{\omega^2}$ sehr gross gegenüber der Koordinate $\frac{E_i}{F}$ des klassischen Umkehrpunktes und deshalb kann näherungsweise $x(0)=0$ 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:

$$x(\tau) = 0 = \frac{F}{\omega^2} [\sin(\omega\tau + \phi) - \sin\phi] - \frac{F\tau}{\omega} \cos\phi \quad (2.16)$$

$$\Rightarrow \sin\omega\tau + \phi - \sin\phi = \omega\tau \cos\phi \quad (2.17)$$

Ziel ist, die Geschwindigkeit des Elektrons in Abhängigkeit der Phase zu bestimmen. Dazu ist Gleichung 2.17 zu lösen.

Die Energie in a.u. des Elektrons zum Zeitpunkt des Wiedereintreffens am Kern ist $E_{kin} = v^2/2$, also:

$$E_{kin} = \frac{[\frac{F}{\omega} \cdot (\cos\omega t + \phi) - \cos(\phi)]^2}{2} \quad (2.18)$$

Die maximale kinetische Energie ergibt sich aus der maximalen Geschwindigkeit des Elektrons und beträgt etwa: $E_{max} = \frac{1}{2}v_{max}^2(t) \approx 3,173E_p$. E_p ist die maximale ponderomotive Energie eines Elektrons im linear polarisiertem Feld und berechnet sich folgendermassen:

$$E_p = \frac{F^2}{4\omega^2} = 0,971a.u. \quad (2.19)$$

F und ω bestimmen sich aus den Laserparametern: Der Laserstrahl hat eine Wellenlänge von 780nm ($\Rightarrow f = 3,843 \cdot 10^{14} \frac{1}{s}$) und eine Intensität im Fokuspunkt von $4,7 \cdot 10^{14} W/cm^2$, daraus ergeben sich:

$$\omega = 0,05879 \frac{1}{s} \quad (2.20)$$

und

$$F[a.u.] = \sqrt{\frac{I[W/cm^2]}{3,5 \cdot 10^{16} W/cm^2}} = 0,11588 a.u. \quad (2.21)$$

Abbildung 2.5(a) zeigt die Energie-Abhängigkeit des Elektrons von der Returnphase. Die Intensität in Abhängigkeit der Energie im elektrischen Feld wird folgendermassen nach dem „OTBI-Verfahren“ berechnet[17]:

$$I_{OTBI}[\frac{W}{cm^2}] = \frac{\pi^2 c \epsilon^3 I_p^4}{2 Z^2 e^6} = 4 \cdot 10^9 (I_p[eV])^4 Z^2 \quad (2.22)$$

Hierbei sind Z der Ladungszustand des Atoms ($Z=2$) und I_p die Energie, zu der die Intensität des Feldes bestimmt werden soll. Der erste angeregte Zustand bei Argon

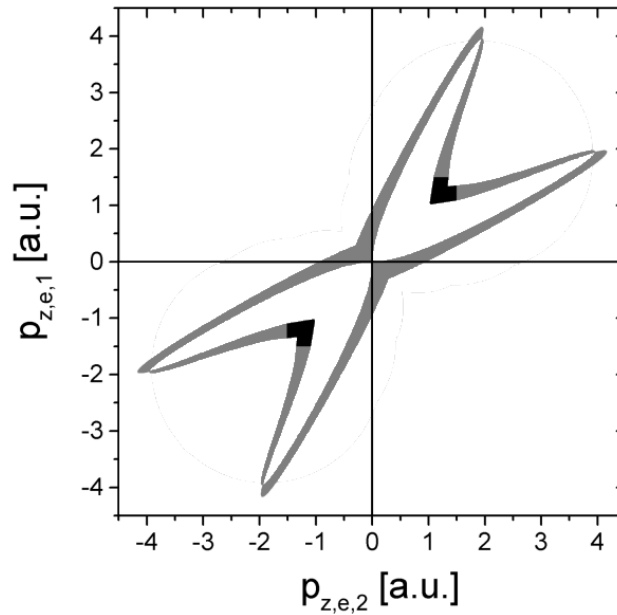


Abbildung 2.6: Der klassisch erlaubte Bereich der Anregung eines Argon-Atoms ist gezeigt. Es handelt sich um das Energieband, indem es zur Anregung eines Ar^+ -Ions kommen kann, das bei 15,7eV anfängt und bis zur Ionisierungsenergie des Ar^{++} -Ions (27,6eV) reicht.

liegt bei 15,7eV und die Ionisation geschieht bei 27,6eV. Das maximale Ionisationspotential ist demnach 11,9eV. Durch Einsetzen dieses Ionisationspotentials in Gleichung 2.22 ergibt sich für die Intensität und damit für das elektrische Feld:

$$I_{11,9eV} = 3,208 \cdot 10^{10} W/m^2 \quad (2.23)$$

$$F_{11,9eV} = \sqrt{\frac{I}{\epsilon_0 \cdot c}} = 3,476 \cdot 10^6 V/m \quad (2.24)$$

Die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist durch c beschrieben und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante. Diese Feldstärke ist in Abbildung 2.5(c) als Linie eingezeichnet und bildet die Grenze der Barriere.

Die Darstellung der Feldstärke ist auf die maximale Feldstärke $F_{max} = 4,208 \cdot 10^6 V/m$ bei einer Intensität von $4,7 \cdot 10^{14} W/cm^2$ normiert.

Wenn das erste Elektron bei einer Startphase zwischen 0 und 90 Grad tunnelt, wird es nicht zum Kern zurückkehren. Zwischen 90 und 91,5 Grad kehrt es mit Energie kleiner als 15,8eV zurück. Diese Energie reicht nicht aus, um das Ar^+ -Ion anzuregen oder weiter zu ionisieren. Doppelsonionisation ist also nicht möglich. Tunnelt das erste Elektron allerdings bei einer Startphase von 91,5 bis 93 Grad (was einer Returnphase von 405 und 418 Grad entspricht) aus dem Atom, so ist die Returnenergie grösser als die Anregungsenergie (15,7eV) und kleiner als die Ionisationsenergie des Ar^+ (27,6eV). Dieser Bereich ist zwischen i und ii in Abbildung 2.5(a) zu sehen. 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 (Abb.2.5(c)), 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. Der Impuls der Elektronen aufgrund der Nachbeschleunigung im Laserfeld berechnet sich wie folgt, mit t als Rescatteringzeit:

$$p_{nach} = \frac{F}{\omega} \cos \omega t \quad (2.25)$$

Es gibt somit einen festen Zusammenhang zwischen dem Impuls des ersten und zweiten Elektrons für jeden angeregten Zustand.

Diesen Zusammenhang verdeutlicht Abbildung 2.6. Die verschiedenen Graustufen 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 schwarzen Bereichen zu finden.

Ionisation

Abbildung 2.7 zeigt den klassisch erlaubten Bereich des Elektron-Elektron (e,2e)- Stosses.

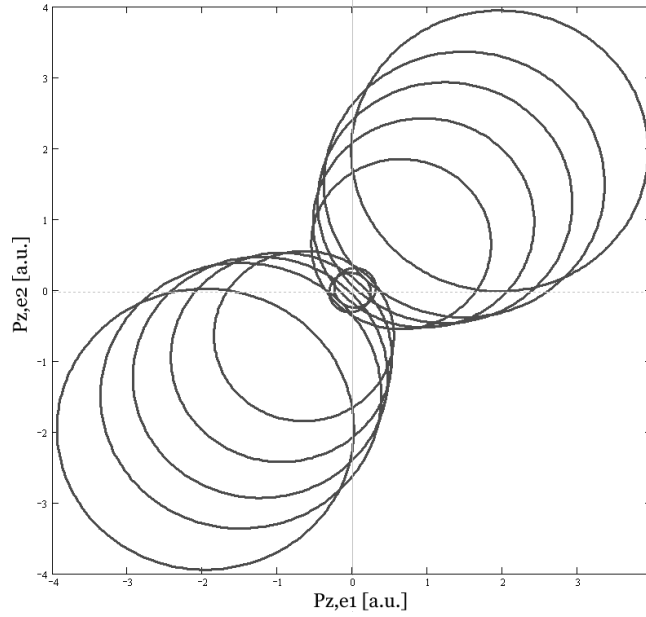


Abbildung 2.7: Gezeigt sind die klassisch erlaubten Bereiche für verschiedene Returnenergien des ersten Elektrons.

Die Energie bzw. der Impuls, den das erste durchs Tunneln herausgelöste Elektron zum Zeitpunkt des Wiedereintreffens am Kern hat, hängt wie in Abbildung 2.5 zu sehen ist von der Startphase ab. Die zur Doppelionisation durch (e,2e)-Stoss benötigte Mindestenergie muss gerade der Bindungsenergie (27,6eV) des zweiten Elektrons entsprechen. Ist das der Fall, wird durch den Stoss das zweite Elektron herausgelöst. Die Überschussenergie hängt ebenfalls von der Tunnelphase des ersten Elektrons ab:

$$E_{e_1,e_1} = E_{rescatt.} - E_{bindung} \quad (2.26)$$

$$\frac{p_{e_1,e_1}^2}{2} = \frac{p_{rescatt.}^2}{2} - E_{bindung} \quad (2.27)$$

bzw.

$$\frac{p_{z,e_1,e_1}^2}{2} = \frac{p_{rescatt.}^2}{2} - E_{bindung} - \frac{p_{x,y,e_1,e_2}^2}{2} \quad (2.28)$$

Der resultierende Impuls verteilt sich zum Zeitpunkt des Rescatters beliebig auf beide Elektronen. Wird das in einem Impulsbild für die Komponente parallel zum elektrischen Feld dargestellt, entstehen Kreise, die den maximalen Impulsraum für diese Energie darstellen.

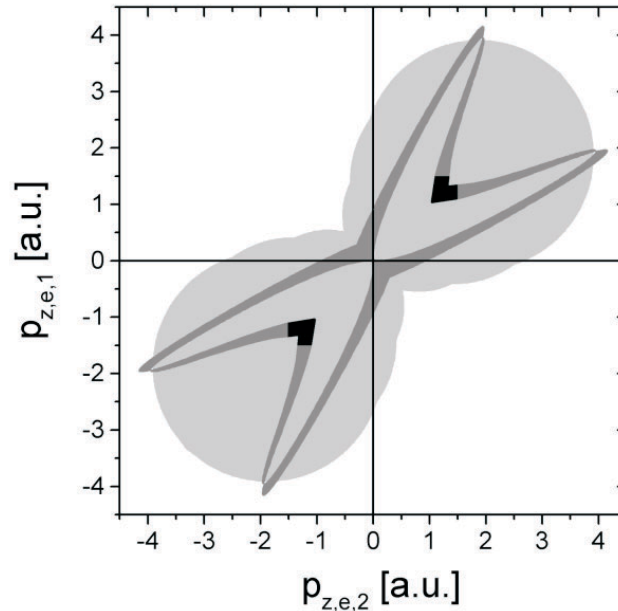


Abbildung 2.8: Klassisch erlaubter Bereich des Rescattering-Modells für Elektronen in starken elektrischen Feldern. Dargestellt ist der Bereich des (e,2e)-Stosses (hellgrauer Bereich) und der erlaubte Bereich der Anregung (dunkelgraue Kurve) mit maximaler Wahrscheinlichkeit in den schwarzen Bereichen.

Abbildung 2.7 verdeutlicht das. Zum Zeitpunkt des Rescatterns würden diese erlaubten Kreise allerdings zentriert um den Nullpunkt liegen. Aufgrund der Nachbeschleunigung $p_{nach} = \frac{F}{\omega} \cos \omega t$ durch das Laserfeld erfahren die Elektronen einen zusätzlichen Impuls. Die Kreise werden auf der Diagonalen entsprechend verschoben. Es entsteht eine Anzahl von Kreise, deren Einhüllende den klassisch erlaubten Bereich des (e,2e)- Stosses zeigt. Diese Einhüllende (grau schattiert) und der klassisch erlaubte Bereich (dunkelgrau) der Anregung ist in Abbildung 2.8 zu sehen.

Diese Darstellung ist für die Veröffentlichung der Ergebnisse in [42] verwendet worden. Weitere Darstellungen und Erklärungen befinden sich im Ergebnisteil dieser Arbeit.

Kapitel 3

Experiment

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

Das hier vorgestellte Experiment wurde im Jahr 2000 im Physikalischen Institut der Johann-Wolfgang-Goethe Universität mit Unterstützung der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Roskos durchgeführt.

3.1 COLTRIMS

Um die im Laserfeld erzeugten Ionen und Elektronen nachzuweisen und deren Impulse zu bestimmen, wird die inzwischen sehr etablierte Technik der COLTRIMS (COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) [43, 44] benutzt. Dabei handelt es sich um ein Mikroskop, mit dem dynamische atomphysikalische Prozesse beobachtet werden können. Im Gegensatz zu traditionellen Messungen, bei denen mit energiedispersiven Spektrometern ein sehr geringer Raumwinkel ausgemessen werden kann, ist es mit dem Verfahren der COLTRIMS möglich nahezu den gesamten Raumwinkel von 4π abzudecken [45].

Die im Fokus des Lasers ionisierten Argon-Ionen sowie die Elektronen werden auf orts- und zeitauflösenden Micro-Channel-Plate (MCP)-Detektoren nachgewiesen. Eine Selektion der Elektronen und Ionen auf die entsprechenden Detektoren geschieht mit dem Impulsspektrometer. Das Spektrometer erzeugt ein homogenes elektrisches Feld, dessen Feldstärke so gewählt wird, dass der Impuls eindeutig aus den gemessenen Flugzeiten und Auftrefforten der Ionen und Elektronen berechnet werden kann. Bei diesem Experiment waren das etwa 350 V/m. Den Reaktionsraum bestimmt der Überlapp zwischen dem Fokuspunkt des Lasers (etwa $10\mu\text{m}$ gross) und dem Argon-Gas-Jet.

Um auch höher energetische Elektronen auf den Detektor zu führen wird dem elektrischen Feld zusätzlich ein magnetisches Feld überlagert. Mit Hilfe eines Paares Helmholtzspulen wird parallel zum elektrischen ein magnetisches Feld erzeugt. Dieses zwingt die Elektronen auf Zyklotronbahnen mit einer Frequenz von $\omega = \frac{2\pi}{T} = 1.8 \times 10^8 \text{ Hz}$, d.h. die Periodendauer einer Umdrehung ist 34ns. Elektronen mit der Energie von 14eV sollen auf dem Detektor noch nachgewiesen werden. Die entsprechende Magnetfeldstärke lässt sich durch die Berechnung der Lorentz-Kraft bestimmen. Mit $v_{max} = 1a.u. = 2,1877 \cdot 10^6 \frac{m}{s}$ und einem maximalen Gyrationradius von 12mm, der sich aus den geometrischen Abmessungen des Detektors ergibt ($r_{mcp} = 48mm$) kann B berechnet werden:

$$B = \frac{m_e \cdot v_{max}}{r \cdot e} = 10,4 \text{ Gauss} \quad (3.1)$$

Bei vollständiger Kinematik können die Impulse und Energien im Ausgangskanal, d.h. nach der Ionisation im Fokus, für beide Ionen (Ar^{1+} und Ar^{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 Flugzeit- und Ortsmessung unterscheiden.

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

3.2 Targetkammer

In Abbildung 3.1 ist die Messapparatur inklusive der Helmholtzspulen zu sehen, wie sie für die hier vorgestellten Messungen verwendet wird. Es werden zur Abdichtung der Targetkammer ausschliesslich Kupfer- und Vitondichtungen verwendet, so dass ein Ausheizen der Kammer bis etwa 200° Celsius möglich wird. Das Vakuum in der Targetkammer beträgt höchstens 10^{-10} mbar . Die gesamte Messapparatur besteht aus insgesamt drei verschiedenen Kammern. Diese sind die zweistufige Quellkammer und die Targetkammer. Abbildung 3.2 verdeutlicht das schematisch.

Das Gas expandiert mit einem Vordruck von etwa einem Bar durch eine $30 \mu\text{m}$ grosse Düse in die erste Stufe der Quellkammer. Das Vakuum in dieser Stufe beträgt etwa 10^{-4} mbar . Nachdem das Gas durch einen Skimmer mit einem Öffnungsdurchmesser von

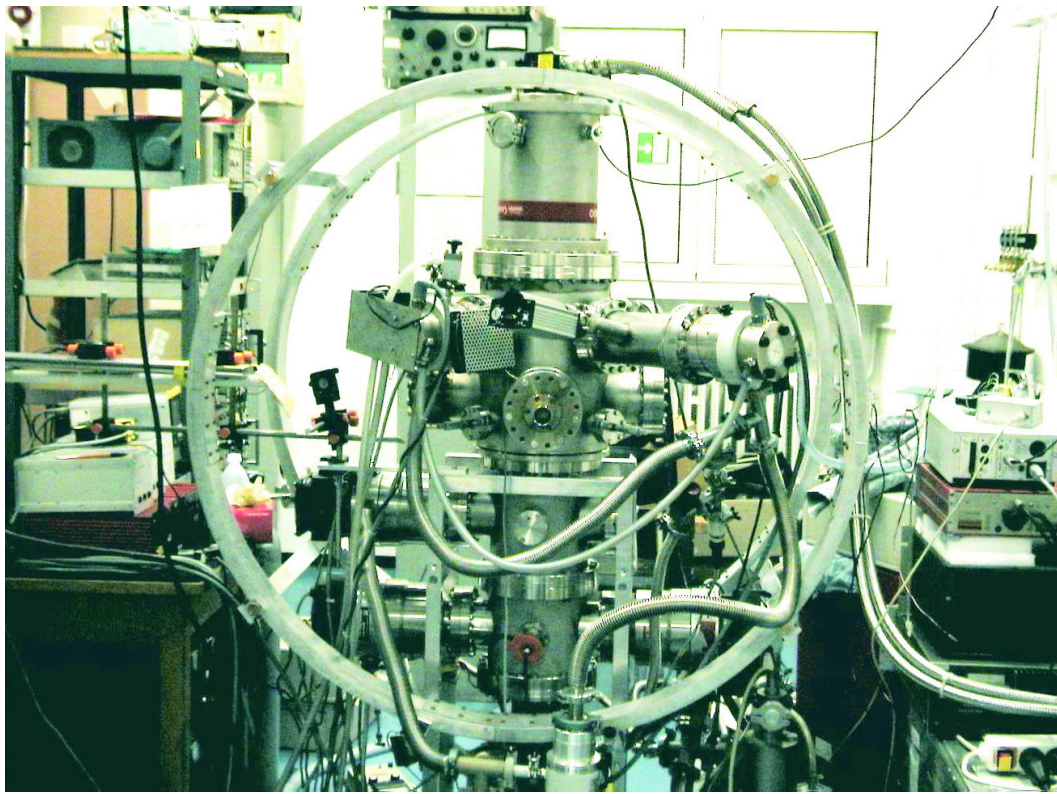


Abbildung 3.1: Targetkammer inklusive der Helmholtzspulen.

$300\mu\text{m}$ in die zweite Quellkammer expandiert ist, gelangt es durch eine Öffnung von 10mm in die Targetkammer und wird schliesslich nach Durchqueren des Fokuspunktes durch den Jetdump abgepumpt. Im Jetdump wird der anfallende Druck mit dem Druck in der Targetkammer verglichen. Optimale Messbedingungen sind dann gegeben, wenn der Druck in der Targetkammer bei eingeschaltetem Jet und vorgegebenem Vordruck minimal und im Jetdump maximal wird. Das wird erreicht, indem man den Skimmer, der in der beweglichen Arbeitsplattform eingelassen ist, mittels Mikrometerschrauben verschiebt. Dann ist gewährleistet, dass der Gas-Jet das benötigte ultra-hoch Vakuum (UHV) in der Quellkammer nicht zerstört. Auf der Arbeitsplattform ist das Spektrometer befestigt.

Es muss deshalb ultra-hoch Vakuum garantiert werden, da bei diesen hohen Laserintensitäten sämtliche Atome oder Moleküle im Fokuspunkt ionisiert werden, was zu höheren Ionen- und Elektronenraten führt. Befindet sich Restgas in der Targetkammer, erhöht sich die Wahrscheinlichkeit falsche Koinzidenzen zu messen. Die gemessenen Elektronen lassen sich nicht mehr eindeutig ihrem Ursprungsatom zuordnen.

In einem Laserschuss kann maximal ein Ion nachgewiesen werden. Die Gasdichte muss so gering sein, dass nicht mehr als 1 Ion pro Schuss erzeugt wird. Bei diesem Expe-

riment beträgt diese Rate 0,1 Ion pro Laserschuss (100/sek.). Die Wahrscheinlichkeit ein Ion zu erzeugen sinkt von 100% auf 10%. Damit fällt die Wahrscheinlichkeit zwei Ionen pro Schuss erzeugt zu haben auf 1%.

Das Vakuum in der ersten Stufe der Quellkammer wird mit zwei Turbomolekularpumpen erreicht, die eine Saugleistung von 300l/s haben. Diese hohe Pumpleistung ist nötig, denn beinahe der gesamte Gasstrahl wird durch den Skimmer abgeschält. In der zweiten Stufe der Quellkammer wird mittels einer Turbomolekularpumpe, die eine Pumpleistung von etwa 200l/s hat, ein Vakuum von 10^{-8} mbar erreicht. An der Targetkammer befindet sich eine Turbopumpe (200l/s), am Jetdump zusätzlich noch eine zweite mit der gleichen Pumpleistung, die für das Abpumpen des Gas-Jets verantwortlich ist.

Um nun in den Bereich des UHV zu kommen, wird ein Kryo-Refrigerator eingesetzt. Dieser befindet sich oberhalb der Kammer. Die Funktionsweise ist folgende: Der Refrigerator arbeitet in einem geschlossenen Heliumgas-Kreislauf nach dem Gifford-McMahon-Prinzip [46]. Ein grosser Vorteil des Gifford-McMahon-Prinzips ist, dass der Kaltkopf, der die Lamellen enthält, und die Kompressionseinheit räumlich voneinander getrennt und diese mit flexiblen Druckleitungen verbunden sind. Der Kaltkopf kann lageunabhängig betrieben werden.

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 Adsorptionsflächen sind so bemessen, dass das Saugvermögen für Wasserstoff ähnliche Werte erreicht, wie für Luft.

Da das Ausgasen bestimmter Materialien das Vakuum verschlechtert, ist es nötig, solche Materialien zu vermeiden. So ist es unerlässlich spezielle vakuumeignete Kabel im Kammerinnern zu verwenden. Es handelt sich dabei um Kupferkabel, die in Kapton getaucht wurden. Auch die Lackoberflächen der am Spektrometer verwendeten Widerstände gasen aus. Um dies zu verhindern wurden sie mit Torr-Seal, einem zwei-Komponenten Vakuumkleber, ummantelt und anschliessend mit Germanium (extrem hochohmig) bedampft. Das vermeidet Aufladungseffekte.

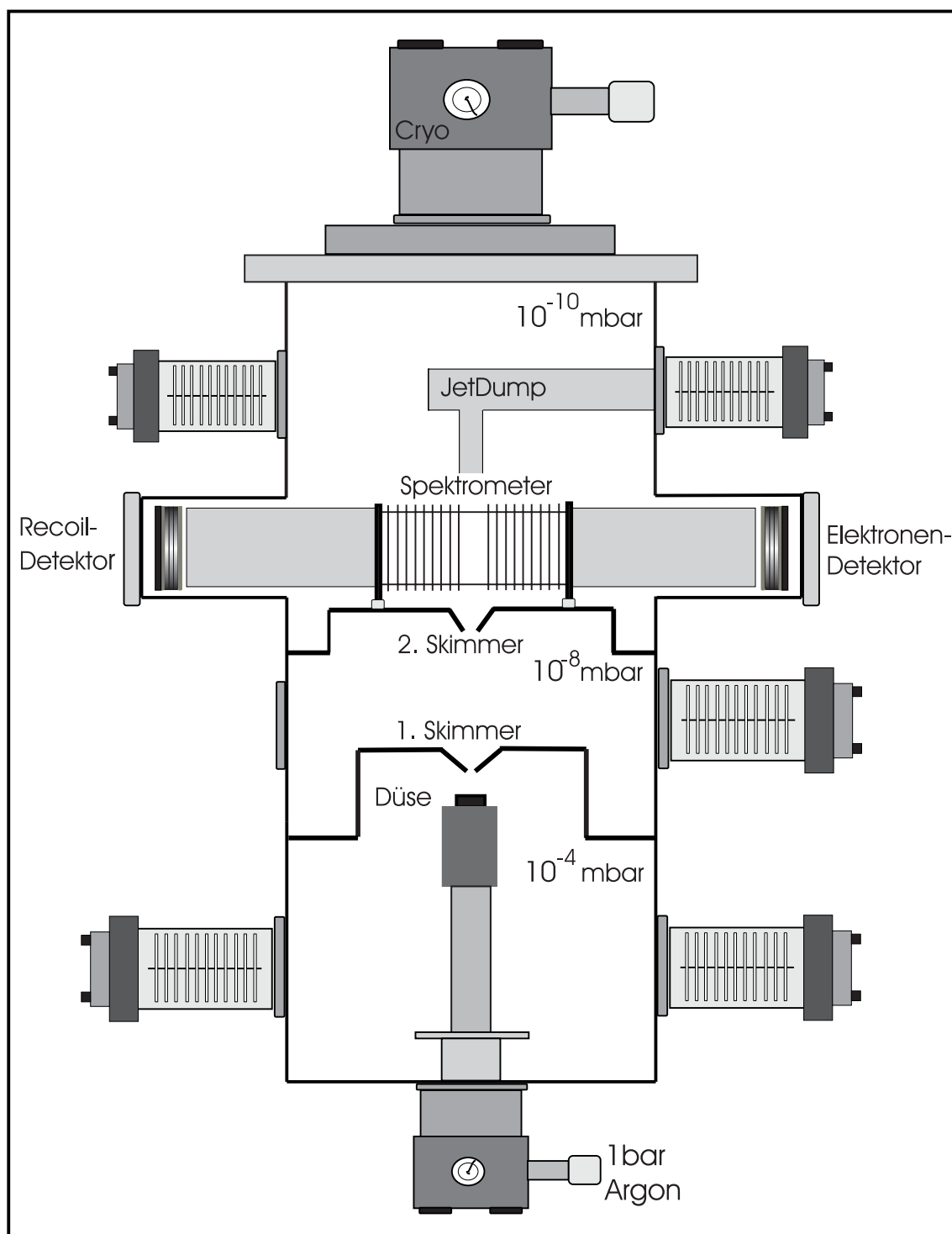


Abbildung 3.2: Schematischer Aufriss des Kammer-systems: Targetkammer mit Jet-Dump, Spektrometer und beide Detektoren. Der Gasstrahl expandiert durch die Düse und den ersten Skimmer in die zweite Jetstufe, anschliessend durch den zweiten Skimmer in die Targetkammer. Darunter befindet sich die erste Jetstufe mit zwei Turbomolekularpumpen.

3.3 Laser

Das verwendete Lasersystem ist ein „Clark-MXR CPA-2001“. Bei diesem Experiment wurde ein Laserstrahl mit einer Leistung von 850mW verwendet. Die Wiederholrate beträgt 1kHz und der Puls ist 150fs lang.

Entwickelt wurde die bei diesem Laser verwendete Technik am MIT (Massachusetts) in der Gruppe von Prof. E.P.Ippen und H.A.Haus [47]. Das Lasersystem besteht aus dem SErF- Fiber Laser Oszillator, dem Titanium-Saphir Verstärker und dem Frequenzdoppler Nd:YAG. Die verwendete Technik ist eine sogenannte „Standard-Telekom-Technik“.

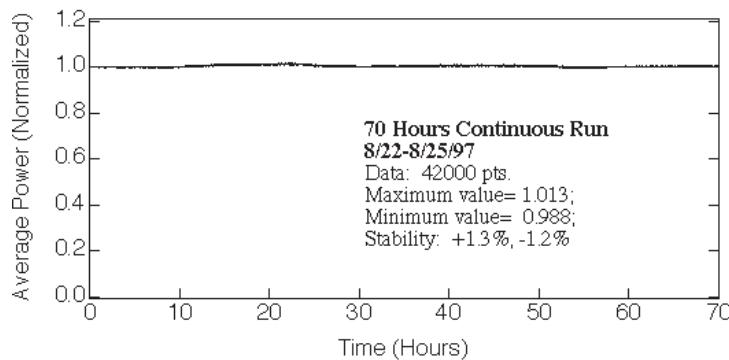


Abbildung 3.3: Gezeigt ist der Durchschnittswert der Leistung des Lasers in Abhängigkeit der Zeit (normiert) [48].

Die zum Fokussieren des Strahls (siehe A.1) notwendige Linse hat eine Brennweite von 5cm und erzeugt so einen Fokus mit einer Taille von näherungsweise $5 - 10\mu m$. Die Intensität in diesem Fokus beträgt dann etwa $10^{15} W/cm^2$. In Abbildung (A.2) ist folgendes zu erkennen: Der Blick führt entlang der Spektrometerachse durch die Driftstrecke und die Beschleunigungsstrecke auf den Fokuspunkt. Die Intensität im Fokus, hier $4,7 W/cm^2$, ist so hoch, dass dort ein Plasma entsteht. Dieses Plasma wird als hell leuchtender Punkt wahrgenommen. Der Durchmesser der Driftröhre beträgt 50mm. Zum Vergleich: Der Schraubenkopf am linken unteren Bildrand hat eine Größe von 5mm. Das Bild befindet sich in den Farbtafeln im Anhang.

3.4 Überschall-Gas-Jet

Als Target wird ein Überschall-Gas-Jet verwendet. Er folgt der Theorie des freien Jets [49]. Der Überschall-Gas-Jet hat zwei wesentliche Merkmale: Zum einen liefert er ein in zwei Richtungen lokalisiertes Target, zum anderen ist das Gas darin extrem kalt ($< 1K$). Diese Kühlung ist notwendig, damit die thermische Bewegung gegenüber den

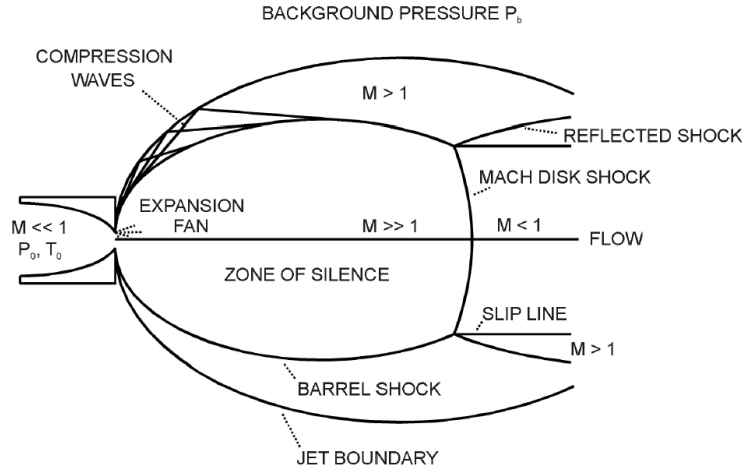


Abbildung 3.4: Überschall-expansion (schematisch).

in Stossprozessen auf das Target übertragenen Impulsen vernachlässigt werden kann. Die mittlere thermische Bewegungsenergie aus der Maxwell-Verteilung, mit k_B als Boltzmannkonstante, ist gegeben durch

$$E_T = \frac{3}{2} k_B T. \quad (3.2)$$

Bei +20 Grad Celsius entspricht diese Energie etwa 38 meV, bzw. einem Impuls von 4.5 atomaren Einheiten (a.u.). Der aus der Reaktion aufgenommene Impuls liegt allerdings bei etwa 1 a.u. [50]. Um nun eine ausreichende Auflösung zur Rückstossionen-Impulsspektroskopie zu erhalten, muss der Jet gekühlt werden. Das geschieht durch Überschall-Expansion. Der vorgekühlte Argonstrahl ist durch Überschall-expansion so weit abgekühlt, dass seine thermische Energie etwa $1\mu eV$ beträgt und einer Temperatur von einigen mK entspricht. Der Impuls beträgt dann etwa 0.03 atomare Einheiten. Die Ionen haben somit eine verschwindend geringe thermische Geschwindigkeitsverteilung im Eingangskanal. Um das Argon auf solch niedrige Temperaturen abzukühlen, wird es in ein Gasreservoir im Stempel eines Heliumkryostaten eingelassen. Dies geschieht unter einem Vordruck von etwa 1 bar. Das Gas nimmt dort einen thermischen Gleichgewichtszustand ein. Die Temperaturstabilisierung geschieht durch eine an der Düse angebrachten elektrischen Heizung, die die Temperatur nicht unter die Gefrier-temperatur des Argons fallen lässt. Durch ein Relais an der Spannungsversorgung wird die Heizung gesteuert. Anschliessend expandiert das Gas adiabatisch isochor durch eine $30\mu m$ Düse in die erste Jetstufe.

3.4.1 Überschall-Expansion des Atomstrahls

In Abbildung 3.4 erkennt man schematisch die Expansion des Gases durch eine Expansionsdüse. Das Gas hat vor der Expansion die Temperatur T_0 und den Druck p_0 . Es expandiert in ein Medium mit dem Druck p_b . Gilt nun

$$\frac{p_0}{p_b} \geq 2, \quad (3.3)$$

stellt sich eine Überschallexpansion ein. Eine Expansion mit von p_b unabhängigen Eigenschaften entsteht dann, wenn p_b sehr klein gegenüber p_0 ist. Die Gasatome bewegen sich mit Überschallgeschwindigkeit in Expansionsrichtung und es entsteht eine Übergangszone aus Schock- und Kompressionswellen. Diese Zone wird „zone of silence“ genannt. M ist die Machzahl, die die Strömungsgeschwindigkeit in Einheiten der Schallgeschwindigkeit angibt.

Wenn p_b sehr klein ist, handelt es sich um eine adiabatische Zustandsänderung, da weder ein Wärmeaustausch mit der Expansionsdüse noch mit der Umgebung stattfindet. Somit findet allein im Gas selbst eine Wärmeänderung statt, denn das Gas kühlt sich drastisch ab. Dies kann mit der Adiabatengleichung des idealen Gases beschrieben werden [51]:

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}, \quad \kappa = \frac{5}{3} \quad (3.4)$$

Da p_b 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 [49] gilt, dass die freie Enthalpie pro Teilchen h_0 eine Erhaltungsgröße der Expansion ist:

$$h_0 = c_p T_0, \quad c_p = 5/2 k_B \quad (3.5)$$

Es wird davon ausgegangen, dass der Hintergrunddruck p_b sehr klein ist (im Idealfall wäre $p_b = 0$ und $T = 0$), keine mechanische Arbeit verrichtet wird und die Energie bei der Expansion vollständig in kinetische Energie nach der Expansion übergeht:

$$h_0 = 1/2 m v_\infty^2. \quad (3.6)$$

Aus den obigen Formeln folgt unmittelbar für die Geschwindigkeit der Gasatome nach der Expansion:

$$v_\infty = \sqrt{\frac{5k_B T_0}{m}} \quad (3.7)$$

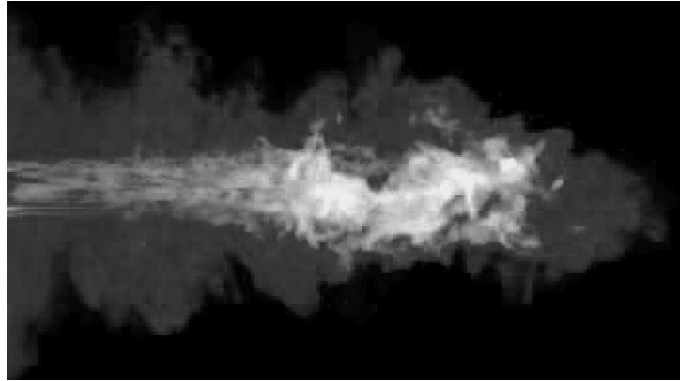


Abbildung 3.5: 3D-Darstellung eines Supersonic-Gas-Jets [52]). Hierbei handelt es sich um eine Computersimulation eines Gas-Jets, ähnlich dem, der bei diesem Experiment verwendet wurde. Deutlich ist die „zone of silence“ am linken Bildrand zu sehen.

Allerdings ist die tatsächliche Temperatur T von Null verschieden, lässt sich aber nicht leicht berechnen. Deshalb wird die Endtemperatur des Gas-Jets oft als Funktion des Speedratio S beschrieben [53]:

$$T = \frac{5}{2} \frac{T_0}{S^2} \quad \text{mit} \quad S = \frac{v_\infty}{\sqrt{2k \frac{T}{m}}} \quad (3.8)$$

Das Speedratio ist abhängig vom Produkt aus Vordruck und Düsendurchmesser $p_0 \cdot d$. Die Länge l_z der „zone of silence“ hängt ebenfalls von diesen Parametern ab:

$$l_z = \frac{2}{3} d \sqrt{\frac{p_0}{p_b}}. \quad (3.9)$$

Bei der hier verwendeten Messapparatur ist die „zone of silence“ etwa 4 cm lang, was sich aus den eingestellten Druckwerten von $p_0 = 1\text{bar}$, $p_b = 3 \cdot 10^{-4}\text{mbar}$ und einem Düsendurchmesser von $30\mu\text{m}$ ergibt. Der Abstand zwischen Düse und Skimmer ist entsprechend so gewählt worden, dass der Skimmer in die Zone eintaucht, um den inneren Bereich der Zone herauszuschälen.

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 [45].

Mit Hilfe eines Skimmers, der die Form eines Hohlkegels mit einer Öffnung von etwa 0.3mm hat, wird das Innere dieser „zone of silence“ herausgeschält, da Randbereiche dieser Zone durch das Restgas abgebremst werden und für den Experimentierstrahl nicht gewünscht sind. Der aus dem Skimmer austretende Atomstrahl bildet den

Überschall-Gas-Jet, der in die zweite Jetstufe eintritt und weiter aufweitet. Da in dieser Jetstufe ein weitaus besseres Vakuum herrscht (etwa 10^{-8} mbar) als in der ersten Stufe (10^{-4} mbar), durchquert der Atomstrahl die weitere Strecke ohne mit dem Restgas wechselzuwirken. Er gelangt durch einen weiteren Skimmer (Öffnung 10mm) in die Targetkammer und wird nach Erreichen der Targetzone durch den Jet-Dump abgepumpt.

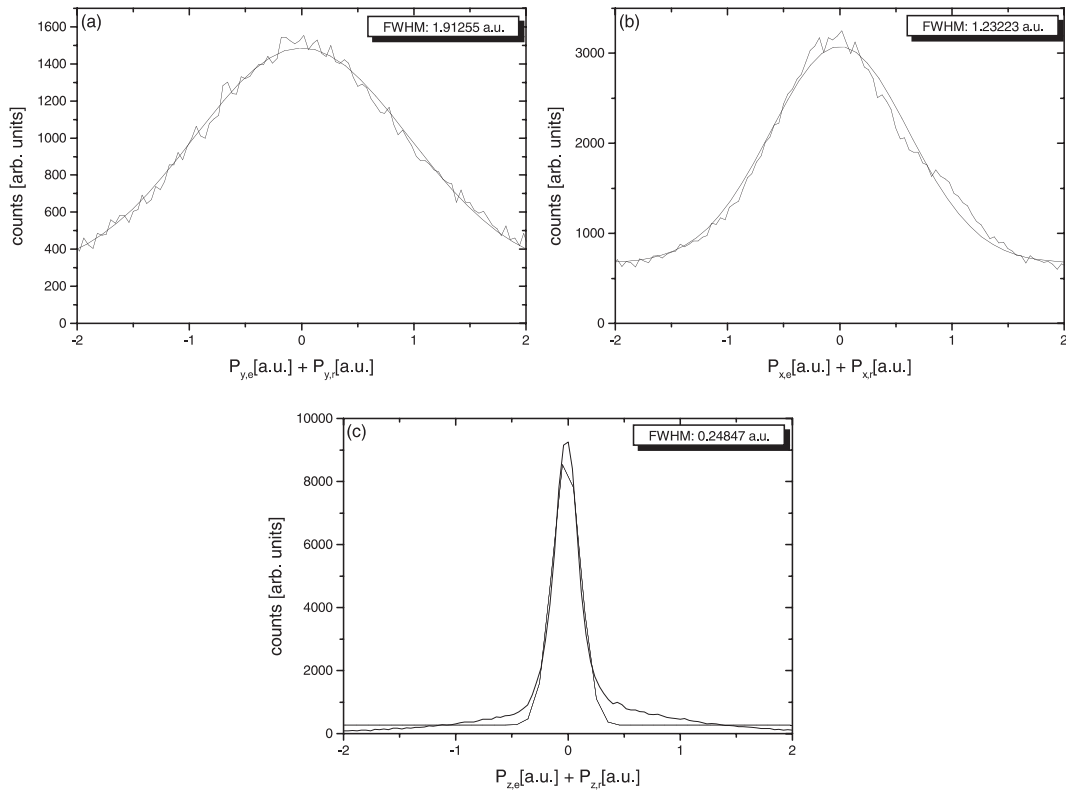


Abbildung 3.6: Summe der Impulse pro Richtung: (a) in Jetrichtung, (b) in x-Richtung und (c) in Flugzeitrichtung. Die Halbwertsbreiten sind jeweils angegeben.

Abbildung 3.6(a) zeigt den Unterschied der Impulsunschärfen in Jetrichtung und senkrecht dazu: In Jetrichtung ist die Breite (FWHM) 1,91 a.u., wohingegen die Halbwertsbreiten in x-Richtung 1,23 a.u. und in z-Richtung 0,25 a.u. betragen. Die Impulsauflösung in Jetrichtung ergibt sich mit $T_0 = 100 \text{ K}$ (Temperatur des eintretenden Gases) aus der Jetgeschwindigkeit:

$$v_{jet} = \sqrt{\frac{5kT_0}{m_{Ar}}} = 321,2 \text{ m/s} \quad (3.10)$$

Daraus lässt sich der Impuls der Argonatome in Jetrichtung berechnen:

$$p_{jet} = m_{Ar} \cdot v_{jet} = 10,77 \text{ a.u.} \quad (3.11)$$

Das Speedratio lässt sich aus der gemessenen und der errechneten Breite (FWHM) der Impulsverteilung in Jetrichtung bestimmen:

$$S = \frac{p_{jetr}}{p_{jetm}} = \frac{10,77a.u.}{1,91a.u.} = 5,6 \quad (3.12)$$

Das Speedratio S ist abhängig vom Produkt aus Vordruck und Düsendurchmesser $p_0 \cdot d$. Die Impulsunschärfen in Jet- und x-Richtung reichen nicht aus, die Impulse der Teilchen aufzulösen, wie auch Abbildung 4.13 im Ergebnisteil zeigt.

3.5 Koordinatensystem

Das Koordinatensystem, in dem die Impulse berechnet werden, ist in Abbildung 3.7 wiedergegeben. Es handelt sich um ein rechtshändiges Koordinatensystem. Dabei zeigt \vec{x} in Richtung des Gasjets, \vec{y} in Ausbreitungsrichtung (Poyntingvektor) des Laserstrahls und \vec{z} orthogonal zu den beiden anderen Vektoren auf die Detektoren. Elektronen mit positivem Impulsbetrag starten auf den Elektronendetektor zu.

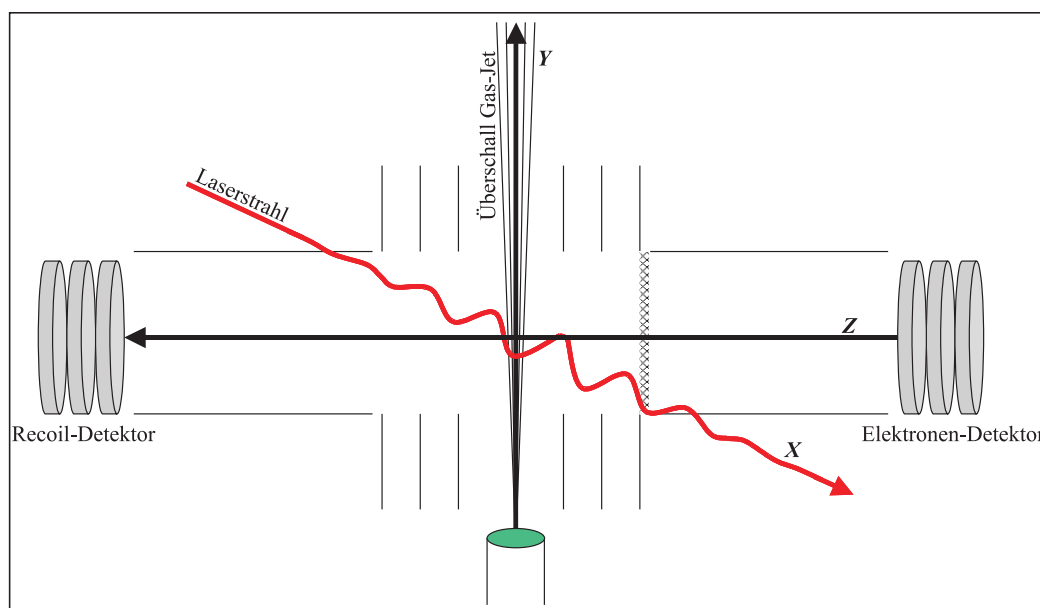


Abbildung 3.7: Rechtshändiges Koordinatensystem.

3.6 Flugzeitfokussierendes Spektrometer

Das Spektrometer ist auf einer Arbeitsplattform montiert, die sich von aussen mittels vier Mikrometerschrauben in xz -Richtung bewegen lässt. So ist es möglich das Spektrometer in eine optimale Position über den Gas-Jet bzw. zum Laserstrahl einzustellen. Der Laserbeam (x -Richtung) kreuzt mit dem supersonic Gasjet (y -Richtung) im Zentrum des Spektrometers. Der Überlapp zwischen den beiden Strahlen definiert das Reaktionsvolumen, indem die Argon-Atome ionisiert werden. Das Reaktionsvolumen ist nur wenige μm gross und wird im wesentlichen durch die Grösse des Laser-Fokusses bestimmt. Ihm ist ein elektrisches Feld (x -Richtung) überlagert. Dieses elektrische Feld selektiert die entstehenden Teilchen nach ihrer Ladung. Am jeweiligen Ende dieser Beschleunigungsstrecke (dem „extraction field“) befinden sich die Driftstrecken, die eine Zeitfokussierung erst ermöglichen, wenn sie entsprechend dimensioniert sind. Eine gute Zeitfokussierung wird erreicht, wenn das Verhältnis in homogenen Feldern Beschleunigungsstrecke - Driftstrecke 1:2 ist. Damit ist es möglich unterschiedliche Startorte zu gleichen Flugzeiten zu fokussieren. Dem gesamten Spektrometer wird ein magnetisches Feld überlagert, das parallel zum elektrischen Feld steht und die magnetische Feldstärke von 10 Gauss hat. Das magnetische Feld zwingt die Elektronen auf Kreisbahnen, so dass damit die Nachweisrate, bzw. der Nachweisraumwinkel der Elektronen auf dem Elektronen-Detektor erhöht wird, denn man weist auch noch die Elektronen mit den Energien nach, die ohne B-Feld das Spektrometer verlassen würden. Die Elektronen werden aber mit B-Feld auf Zyklotronbahnen mit einer Frequenz von etwa 10^8 Hertz gebracht und so auf den ortsauflösenden Elektronen-Detektor sowie die Recoils auf den ortsauflösenden Recoil-Detektor projiziert. Natürlich wirkt das magnetische Feld ebenso auf die Recoils. Der Einfluss des Magnetfeldes wird durch die Lorentzkraft bestimmt:

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (3.13)$$

Bei einem magnetischen Feld von 10 Gauss, einem einfach geladenen Argon-Ion mit einem Impuls von etwa 10 a.u., was einer Geschwindigkeit von 1.4×10^{-4} a.u. entspricht, beträgt die Abweichung des Ions gegenüber der magnetfeldfreien Bahn einige μm . Das kann vernachlässigt werden.

Sowohl die Flugzeit der Teilchen als auch deren Auftreffort auf dem jeweiligen Detektor wird gemessen. Aus diesen Informationen lässt sich eindeutig der Startimpuls der Elektronen und Recoils bestimmen.

3.6.1 Recoilzweig des Spektrometers

Der Recoilzweig des Spektrometers ist die Recoilbeschleunigungs- bzw. Recoildriftstrecke und der Recoil-Detektor. Die Driftstrecke schliesst mit einem Gitter ab, das eine Maschenweite von $150\mu m$ hat. Direkt dahinter ist der Recoil-Detektor montiert. Die Trajektorie, die das Recoil auf dem Weg zum Detektor beschreibt, lässt sich mit den Bewegungsgleichungen des freien Falls beschreiben [54, 45]:

s_1 sei die Flugstrecke im Beschleunigungsfeld in z-Richtung, also Flugzeitrichtung, t_1 die entsprechende Zeit, sowie s_2 und t_2 die entsprechenden Grössen innerhalb der Driftstrecke. Die elektrische Feldstärke wird mit $\vec{\epsilon}$ bezeichnet und beträgt etwa $3,5 \text{ V/cm}$. Die Bewegungsgleichungen in z-Richtung lauten damit also:

$$s_1 = v_z^0 + \frac{1}{2}at_1^2 \quad (3.14)$$

$$s_2 = v_z^{acc}t_2 \quad (3.15)$$

Hierbei sind v_z^0 die gesuchte Startgeschwindigkeit des Recoils in z-Richtung, $a = \epsilon \cdot q/m$ 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 Beschleunigungsstrecke.

Gleichung 3.14 nach t_1 aufgelöst ergibt:

$$t_1 = -\frac{v_z^0}{a} \pm \sqrt{\left(\frac{v_z^0}{a}\right)^2 + \frac{2s_1}{a}} \quad (3.16)$$

Das Vorzeichen vor der Wurzel bestimmt die Startrichtung der Ionen relativ zum elektrischen Feld (auf den Rec.-Det. zu oder von ihm weg). Wie erwähnt, wird die Driftstrecke zur Flugzeitfokussierung benutzt. Es wird davon ausgegangen, dass die Teilchen eine verschwindend geringe Startgeschwindigkeit v_z^0 haben. Es folgt dann mit $t = t_1 + t_2$, d.h.

$$\frac{\delta t}{\delta s_1} \stackrel{!}{=} 0 \quad \text{oder} \quad \frac{\delta t_1}{\delta s_1} \stackrel{!}{=} -\frac{\delta t_2}{\delta s_1} \quad (3.17)$$

die oben angesprochene Bedingung zur Zeitfokussierung:

$$s_2 = 2 \cdot s_1 \quad (3.18)$$

Nach diesen Voraussetzungen ist das Impulsspektrometer hergestellt worden. Die Beschleunigungsstrecke beträgt 60mm , die Driftstrecken sind dementsprechend je 120mm lang. Somit hat das Spektrometer eine Gesamtlänge von 360mm . Die kinetische Energie, die sich aus v_z^{acc} ergibt, liegt im Bereich einiger eV, da die elektrische Feldstärke einige V/cm beträgt ($3,5 \text{ V/cm}$). Die Flugzeitfokussierung ist allerdings bei diesem Experiment nicht zwingend, da der Fokus nur einige μm 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 Poytingvektors des Lasers, bzw. in y-Richtung (das ist die Richtung des Gas-Jets), gilt dann in erster Näherung:

$$v_x^0 = \frac{x}{t} \quad v_y^0 = \frac{y}{t} \quad (3.19)$$

Hierbei ergeben sich x und y aus der Differenz des Auftreffortes auf den Detektor zu den Orten ohne Anfangsgeschwindigkeit. Allerdings sind an Gleichung 3.19 noch Korrekturfaktoren anzubringen, da sich kein Gitter auf der Recoilseite des Spektrometers befindet. Somit kommt es durch Felddurchgriffe zu einer Inhomogenität des elektrischen Feldes. Aufgrund der unzureichenden Ortsauflösung wird die Berechnung der Recoilorte nicht weiter berücksichtigt.

Einfluss des Detektorgitters auf die Flugzeit

Am Ende der Recoil-Driftstrecke ist ein feinmaschiges Gitter angebracht. Es dient als Abschluss der Driftstrecke und soll Felddurchgriffe durch das hohe Nachbeschleunigungsfeld des Detektors vermeiden. Testmessungen vor der eigentlichen Messung erga-

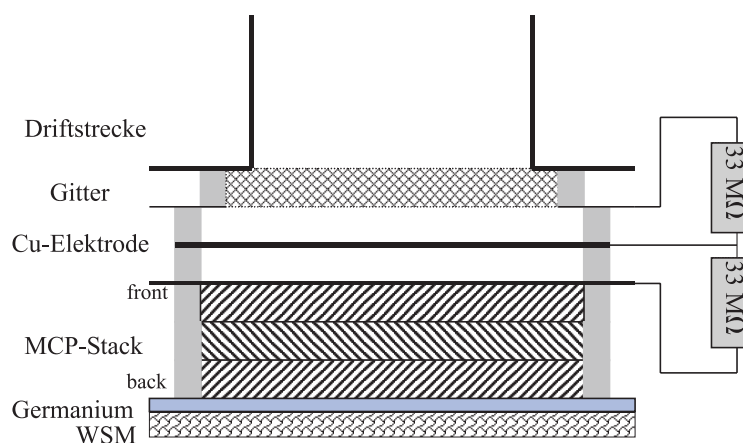


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau des Recoil-Detektors. Die zusätzlich eingebaute Kupferelektrode ist zu sehen.

ben, dass die Wahl der Maschenweite des Gitters erheblichen Einfluss auf die Flugzeitverteilung der Recoils hat. Ursprünglich wurde ein Gitter mit $250\mu m$ Maschenweite benutzt. Der Gitterabstand zur Detektoroberfläche war etwa 5mm. Auf einer Seite des

Gitters war somit ein Feld von 4600 V/cm (bei 2300V Detektorspannung an MCP-Front). Nach dem Umbau des Detektors benutzten wir ein Gitter mit $150\mu\text{m}$ Maschenweite im Abstand von 11mm zur Detektoroberfläche. Dadurch wurde die Feldstärke zwischen Gitter und Detektor auf 2091 V/cm verringert.

Abbildung 3.9 zeigt die Flugzeiten vor und nach dem Umbau des Gitters. Zusätzlich wurde gewährleistet, dass Felddurchgriffe vermieden werden. Dazu ist eine Kupferelektrode zwischen Gitter und Detektor gebracht worden, die das homogene Feld gewährleistet. Diese Elektrode wird über die am Gitter und am MCP-Front angelegten Spannungen über zwei $33\text{M}\Omega$ -Widerstände betrieben.

Eine deutliche Veränderung ist zu erkennen: Die Recoilflugzeitverteilung wird durch das feinmaschigere Gitter und den kleineren Feldstärkenunterschied um ein Vielfaches schmaler.

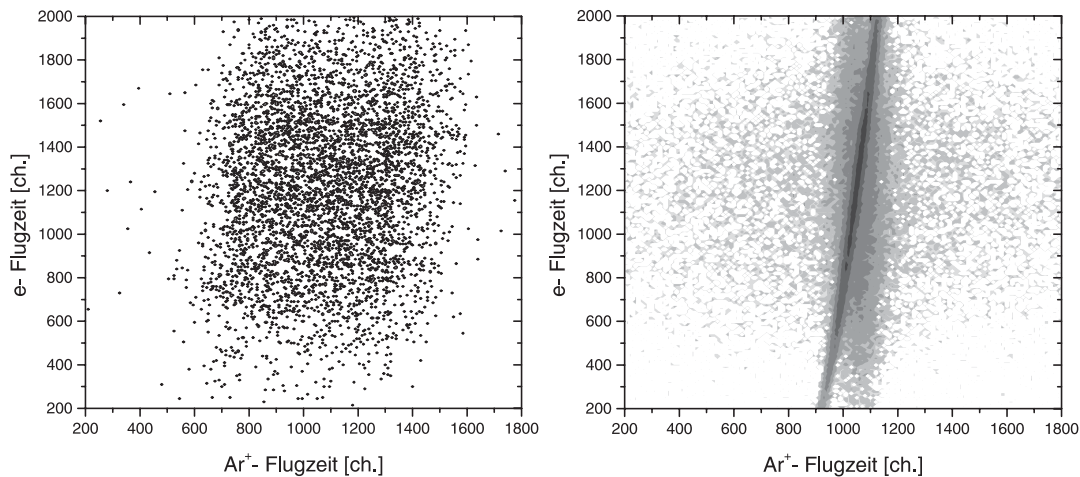


Abbildung 3.9: Aufgetragen ist die Elektronenflugzeit gegen die Recoilflugzeit in Kanälen: links vor dem im Text beschriebenen Umbau des Recoildetektors, rechts nach dem Umbau (Farbskalierungen sind logarithmisch).

3.6.2 Elektronenzweig des Spektrometers

Die Elektronen werden nach Durchfliegen der Beschleunigungs- und Driftstrecke auf dem Elektronendetektor nachgewiesen, der dem Recoildetektor gegenüberliegt. Der Impuls in x- und y-Richtung wird ebenfalls über die Flugzeit und den Auftreffort auf dem Elektronendetektor bestimmt. Der Aufbau des Elektronenzweigs des Spektrometers ist ein Abbild des Recoilzweigs, d.h. es ist genauso dimensioniert, wie die Seite, die von

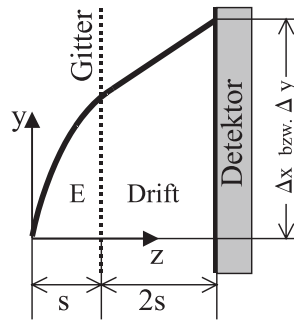


Abbildung 3.10: Darstellung der Flugbahn des Elektrons im flugzeitfokussierenden Spektrometer.

den Ionen durchstreift wird. Der einzige Unterschied liegt darin, dass am Beginn der Driftstrecke ein feinmaschiges Gitter ($250\mu\text{m}$) angebracht ist, um Felddurchgriffe der Beschleunigungsstrecke in die Driftstrecke zu verhindern.

Dem Spektrometer wird ein Magnetfeld derart überlagert, dass es parallel zur Spektrometerachse liegt und die Elektronen auf Kreisbahnen zwingt. Diese Methode hat sich schon bei zahlreichen Experimenten bewährt [55, 56, 57, 58] und wurde erstmals von R. Moshhammer und Mitarbeitern vorgeschlagen [59]. Die maximale Energie, mit der die Elektronen noch nachgewiesen werden können, wird durch den maximal möglichen Gyrationradius im Spektrometer festgelegt. Die mit Simion simulierten Trajektorien in Kapitel 3.6.4 verdeutlichen das. Ein grosser Nachteil bei der Überlagerung mit einem Magnetfeld ist, dass die Elektronen, deren Flugzeit dem ganzzahligen Vielfachen der Gyrationperiode entspricht, nur auf einem einzigen Punkt auf dem Elektronendetektor abgebildet werden und so deren Transversalimpuls nicht bestimmt werden kann.

Abbildung 3.10 zeigt das Verhalten eines Elektrons in der Beschleunigungs- und Driftzone im Spektrometer. Die Strecke s gibt die Länge des Beschleunigungsfeldes an. Die Länge der Driftstrecke ist dann $2s$ um Flugzeitfokussierung zu gewährleisten. Gezeigt ist die Trajektorie der Elektronen, die gerade noch auf dem Detektor nachgewiesen werden können. Diese haben dann den maximal noch nachzuweisenden Impuls in Jetrichtung.

3.6.3 Realisation des Spektrometers

Abbildung 3.11 zeigt den schematischen Aufbau des Spektrometers. Zu sehen ist am unteren Bildrand die Düse, aus der der überschall-Gas-Jet expandiert sowie der erste und zweite Skimmer. Nach Durchkreuzen des Targetbereichs wird der Gasstrahl durch den Jetdump abgepumpt. Der parallele Laserstrahl wird durch die Linse fokussiert, so

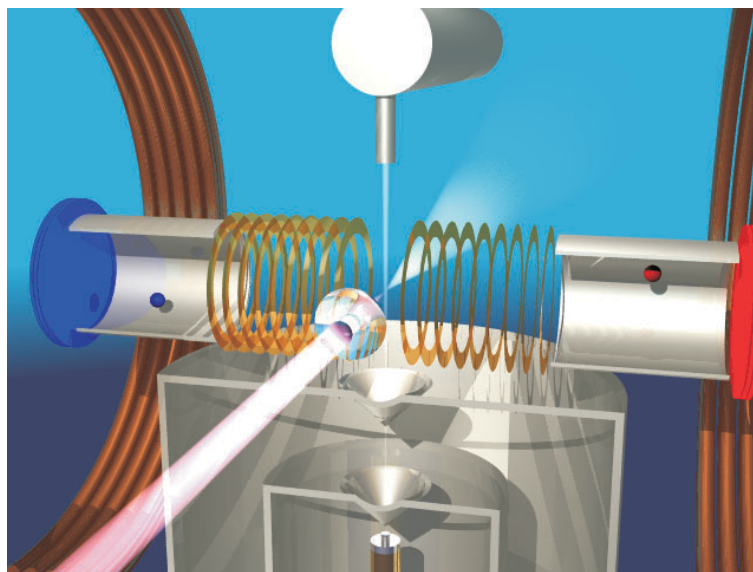


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung des verwendeten Spektrometers.

dass der Fokus im Zentrum des Spektrometers im Gasstrahl liegt. Das durch die Ionisation entstehende Ion wird durch das elektrische Feld auf den Recoildetektor gesaugt. Entsprechendes gilt für die Elektronen. Zu sehen sind ebenfalls noch die Helmholtzspulen, die ein 10 Gauss-Magnetfeld erzeugen.

Die einzelnen Elektroden bestehen aus Kupfer, die mit einer 1000 \AA Germaniumschicht bedampft sind. Dadurch wird verhindert, dass sich die Elektroden aufladen. Es wird hochohmiges Germanium benutzt, damit Elektronen abfließen können, aber kein Kurzschluss entsteht. Die einzelnen Kupferplatten sind im Abstand von 5 mm auf Keramikstangen aufgereit. Die Beschleunigungsstrecken bestehen jeweils aus 10 Elektroden. Diese Kupferelektroden sind über Widerstände, je $1,5 \text{ M}\Omega$, miteinander verbunden, so dass bei Anlegen einer Spannung über das Spektrometer ein homogenes elektrisches Feld entsteht. Da im Bereich des Reaktionsvolumens ein doppelt so grosser Abstand zwischen zwei Elektroden vorhanden ist, muss hier auch die doppelte Widerstandsgrösse gewählt werden um Homogenität zu gewährleisten. Am Ende der Beschleunigungsstrecke der Elektronen befindet sich ein feinmaschiges Gitter aus Edelstahl, welches eine Maschenweite von $250 \mu\text{m}$ besitzt. Es dient dazu, für einen sauberen Potentialabschluss zu sorgen. Auf der Recoilseite wurde auf ein Gitter verzichtet, um die Nachweiseffizienz zu erhöhen. Am Ende beider Driftstrecken befindet sich ebenfalls je ein Gitter. Sie sind nötig, um die hohen Nachbeschleunigungsfelder, die von den Detektoren ausgehen (siehe Kapitel Detektoren) gegenüber der Driftstrecke abzuschirmen.

3.6.4 Simulationen mit „Simion3D“

Um sich ein Bild machen zu können, auf welchen Trajektorien die einzelnen Teilchen die Detektoren erreichen, wird eine PC gestützte Simulation zu Hilfe genommen. Mit dem

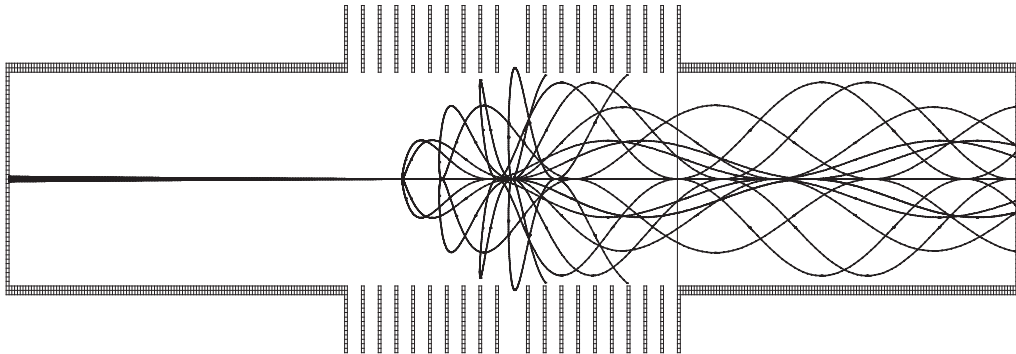


Abbildung 3.12: Elektronenenergie 15eV, xz-Ebene.

Programm „Simion3D“ [60] ist es möglich, nach Eingabe von sämtlichen Spektrometer- und Teilcheneigenschaften, die Flugbahnen und Flugzeiten der Teilchen graphisch zu ermitteln und zu simulieren. Dem gesamten Spektrometer ist ein magnetisches Feld (Feldstärke 10 Gauss) parallel zum elektrischen Feld überlagert. Zu sehen sind die Äquipotentialflächen des elektrischen Absaugfeldes. Dargestellt sind hier die Elektro-

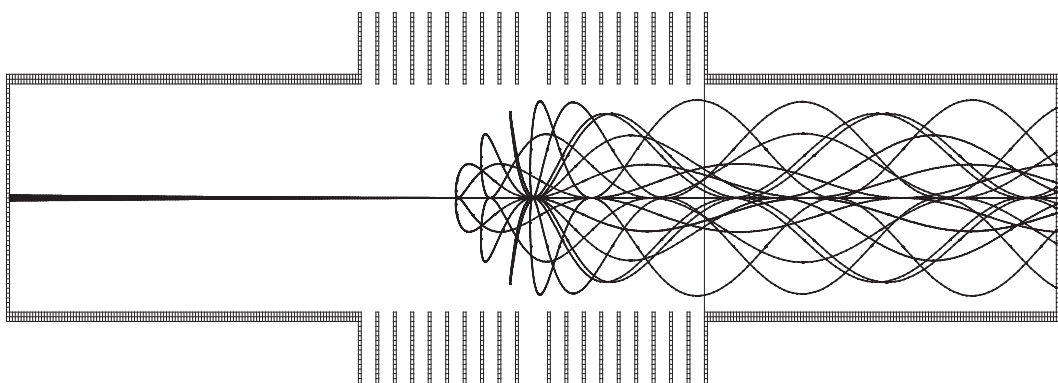


Abbildung 3.13: Simulation der Elektronen und Recoils im elektrischen und magnetischen Feld.

nenflugbahnen für zwei verschiedene Elektronenenergien. In Abbildung 3.13 beträgt die Energie der Elektronen 10eV. Die einzelnen Trajektorien sind Elektronenflugbahnen, bei denen die Elektronen im 20° -Abstand vom Targetort wegfliegen. In Abbildung 3.13

ist die xz-Ebene dargestellt. Das ist die Ebene, die der Laserstrahl und die Spektrometerachse aufspannt. In dieser Darstellung ist deutlich zu sehen, dass die Elektronenenergie von etwa 14eV die maximal mögliche Energie ist, um noch alle Elektronen nachzuweisen, denn die Trajektorien erreichen schon beinahe den Rand der Driftstrecke. In Abbildung 3.12 ist eine zu hohe Energie gewählt worden, denn hier werden gerade nicht mehr alle Elektronen nachgewiesen. Die Energie beträgt 15eV.

3.7 Ortsauflösende Detektoren

Bei dieser Arbeit sind zwei Detektoren mit unterschiedlichen Anoden verwendet worden. Zum Nachweis der Elektronen benutzte man einen sogenannten „Delay-Line-Detektor“, wohingegen zum Ionennachweis ein „Wedge und Strip Detektor“ zum Einsatz kam. Bei beiden Detektortypen ist je ein Micro-Channel-Plate- (MCP-) Stack verwendet worden, dieses Paket besteht aus drei MCPs, die in Z-Stack-Anordnung eingebaut sind.

3.7.1 Micro-Channel-Plates

Die Funktionsweise der Micro-Channel-Plates (MCP) [61] 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 3.14 zeigt schematisch ein Micro-Channel-Plate. Dieses MCP hat einen Durchmesser von 50mm, eine Stärke von 1mm und besteht aus Bleiglas. Die Ober-

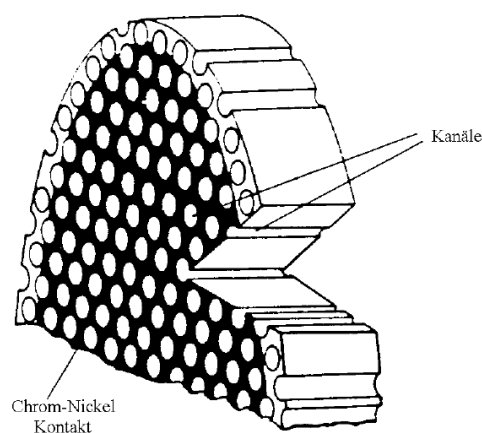


Abbildung 3.14: Micro-Channel-Plate, eine schematische Darstellung[61].

fläche 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 $25\mu m$ 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 [53]. Im Inneren sind sie mit einem hochohmigen Material mit kleiner Austrittsarbeit für Elektronen bedampft. Die Eigenschaften des MCP hängen wesentlich vom Verhältnis Kanaldurchmesser zu Kanallänge ab [62]. Abbildung 3.15

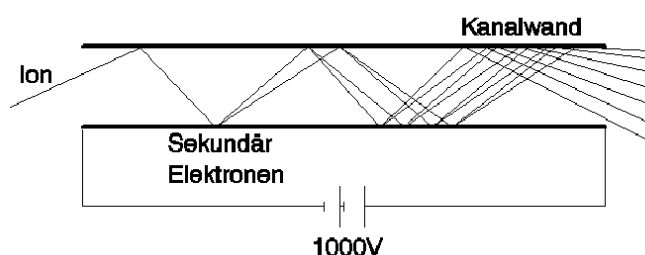


Abbildung 3.15: Die Verstärkung in einem Kanal bei einer angelegten Gleichspannung von 1000V.

zeigt schematisch den Verstärkungsprozess. Ein 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 10^3 bis 10^4 . Üblicherweise werden mehrere dieser Plates hintereinander geschaltet. Die Gesamtverstärkung liegt dann bei etwa 10^7 bis 10^8 . 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 [45, 53].

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 eines RC-Gliedes als schneller Puls ausgekoppelt werden. Das Teilchen wird 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 [63, 64]. Um

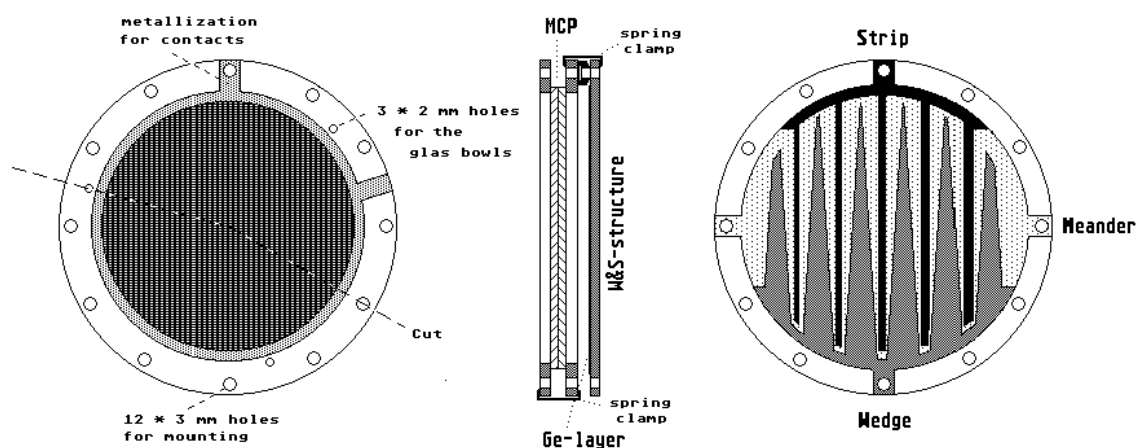


Abbildung 3.16: Aufbau des Wedge & Strip Detektors. Links erkennt man die Keramikhalterung auf der die MCPs liegen, sowie die Metallkontaktierungen für die Betriebsspannung der MCPs. In der Mitte ist der Detektor in der Seitenansicht zu sehen und rechts erkennt man die sehr stark vergrößerten Leiterbahnstrukturen Wedge, Strip und Mäander.

Felddurchgriffe des Extraktionsfeldes in den Driftbereich zu vermeiden, ist es notwendig diese mit Gittern gegenseitig abzuschirmen. 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 [62]. Weitere Einzelheiten zu den Micro-Channel-Plates können in der Referenz [61] gefunden werden.

Sowohl der Elektronendetektor als auch der Recoildetektor waren mit einem Z-Stack, also einem Dreierpack, Micro-Channel-Plates bestückt. Als ortsauflösende Anode haben sich drei verschiedene Typen bewährt, von denen aber nur die Wedge & Strip- und Delayline- Anode eingesetzt wurden: Der erste beruht auf dem Prinzip der Ladungswägung über eine Widerstandsanode (Resitiv Anode). Die Ladungsverteilung wird nicht wie bei der Wedge & Strip Anode durch eine geometrische Struktur, sondern über Widerstände erzwungen.

Unter der Wedge & Strip Anode versteht man die Ladungsverteilung auf einer geometrischen Struktur (siehe 3.7.2).

Die Laufzeitmessung der Signale erfolgt mit dem Delay-Line-Detektor (siehe 3.7.3).

Bei diesem Experiment sowie bei vielen anderen Experimenten [53, 45, 65] werden ausschliesslich Wedge & Strip und Delay-Line-Detektoren verwendet, denn die Widerstandsanode ist über längere Messzeiten zu ungenau. Die genaue Funktionsweise der hier verwendeten Detektoren wird im Anschluss erklärt:

3.7.2 Wedge & Strip Anode

Dieser Detektor bzw. dessen Anode arbeitet nach dem Prinzip der Ladungsteilung. Die Anode besteht aus einer 2 mm dicken Keramikscheibe mit 50 mm Durchmesser. Auf der einen Seite dieser Keramikscheibe ist eine 1000 Åstarke Germaniumschicht mit



Abbildung 3.17: Darstellung der Wedge & Strip Anode, wie sie in diesem Experiment verwendet wurde.

hohem Flächenwiderstand aufgedampft (siehe 3.16 -Mitte), auf der anderen Seite befinden sich drei gegeneinander isolierte Leiterbahnstrukturen, wie sie in Abbildung 3.16 rechts zu sehen sind. Diese drei Leiterbahnstrukturen werden nach ihrer Form Wedge, Strip und Mäander genannt. Durch diese Form ist es möglich, eine vom MCP erzeugte Ladungswave auf der Anode nachzuweisen. Es ist eine Ortsbestimmung möglich, wenn die Ladungswave alle 3 Segmente gleichzeitig bedeckt. Um das zu gewährleisten, ist die Germaniumschicht notwendig, die die Elektronenlawine aufweitet und so

ein Diskretisieren verhindert. Trifft eine Lawine aus dem MCP, beschleunigt durch ein elektrisches Feld von einigen 10 V/mm, auf die Oberfläche der Anode, so influenziert diese ein Signal, das auf der Rückseite der Keramikscheibe von der Leiterbahnstruktur registriert wird. Die Ortskoordinate wird bestimmt, indem die Ladung auf den einzelnen Segmenten gemessen und folgendermassen berechnet wird:

$$x = \frac{Q_W}{Q_W + Q_S + Q_M} \quad (3.20)$$

$$y = \frac{Q_S}{Q_W + Q_S + Q_M} \quad (3.21)$$

Die Präzision der Ladungsmessung bestimmt die Genauigkeit der Ortsmessung. Die Ortsauflösung beträgt bis zu $100\mu\text{m}$. Die Ladungsmessung dauert etwa $10\mu\text{s}$, wodurch die maximale Nachweisrate auf unterhalb $10^5/s$ limitiert ist. Die Ladungsmessung geschieht mit einem schnellen ladungsempfindlichen Vorverstärker, dem sog. CATSA (Charge And Time Sensitive Amplifier) und einem integrierenden Hauptverstärker. Bei der Datenauswertung ist es möglich, das kapazitive Überkoppeln der einzelnen Segmente zu korrigieren.

3.7.3 Delay-Line Anode

Dieser Detektortyp arbeitet nach dem Prinzip des Laufzeitenvergleichs der Signale. Die Delay-Line 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 im rechten Winkel zueinander und befinden sich im Abstand von etwa 1mm. Auf diese Weise verdoppelt sich die Nachweisfläche. In der Praxis wird allerdings nicht nur ein Draht für jede Ebene benutzt, sondern ein doppelt gewickelter Draht. Das dient dazu das vom MCP kapazitiv auf

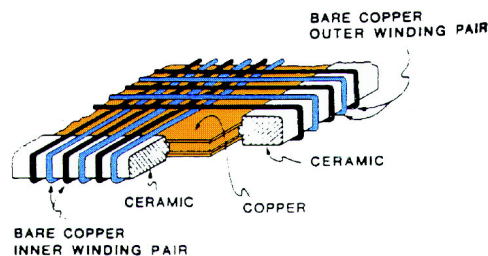


Abbildung 3.18: Prinzip der Laufzeitmessung.

die Anode gekoppelte Signal beim Teilchennachweis zu eliminieren, sowie die Hochfrequenzdämpfung zu verringern. Das Prinzip verdeutlicht Abbildung 3.18 : Zu sehen ist

die Keramikhalterung in 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 „Signaldraht“ und einem „Referenzdraht“. Der Signaldraht liegt auf einem etwas höheren (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 Delay-Line 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 zwischen zwei Ereignissen liegt bei etwa 10ns [45]. Weitere Vorteile dieses Anodentyps gegenüber der Wedge & Strip Anode ist die hohe Verarbeitungsrate von 1MHz und die grosse Linearität über die gesamte aktive Fläche. Die maximale Ortsauflösung liegt ähnlich wie bei der Wedge & Strip Anode 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.

Ein Vorteil gegenüber der Wedge & Strip Anode ist, dass die Delayline Anode gegenüber elektromagnetischen Störungen viel unempfindlicher ist. Ein weiterer Vorteil ist, dass sie eine sehr gute Linearität hat. Beim Wedge & Strip Detektor müssen die Kanäle erst zueinander geeicht werden. Der Delay-Line-Detektor ist bei dem Laserexperiment als Elektronendetektor verwendet worden.

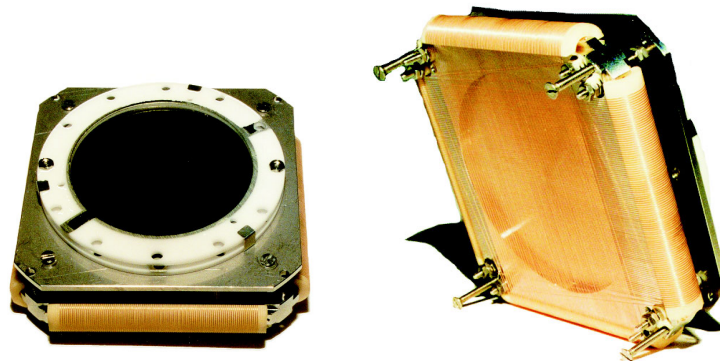


Abbildung 3.19: Abbildung der Delay-Line Anode inkl. der MCPs (links), Blick auf die gewickelte Drahtspirale (rechts) [66].

3.8 Elektronischer Aufbau und Datenaufnahme

Die Signale, die man von den beiden Detektoren erhält und das 1kHz Triggersignal, das vom Verstärker des Lasers kommt, werden elektronisch verarbeitet und im sog. „List-Mode-Verfahren“ auf der Festplatte des Rechners gespeichert. Im List-Mode-Verfahren wird Ereignis für Ereignis aufgenommen. Die Software COBOLD (COmputerbased-Online-offline-Listmode-Dataanalyzer) steuert die Hardware zur Datenaufnahme. Es ist ebenfalls möglich mit COBOLD die erzeugten Rohspektren zu analysieren.

Die Ladungsmessung der Wedge & Strip-Signale wurde von ladungsintegrierenden Vorverstärkern und Hauptverstärkern vorgenommen. Wie oben erwähnt, wird über ein RC-Glied das Zeitsignal zur Flugzeitmessung von der vorderen Detektorfläche ausgekoppelt sowie in einem schnellen Spannungsverstärker (fast amplifier) und Constant-Fraction-Diskriminator (CFD) weiterverarbeitet. Zur Recoil-Flugzeitmessung kamen „Time-to-Pulse-Height-Converter“ (TPHC oder TAC) zum Einsatz. Der TAC wandelt die Flugzeitinformationen in ein Pulshöhensignal um. Jeweils ein TAC wurde für die Recoil-full-range, die Flugzeit des Ar^{1+} sowie die des Ar^{2+} verwendet. Gestartet wird der TPHC mit dem (verzögerten) Laserpuls, der über einen Gate&Delay-Generator in einen FAN IN&OUT gespeist und in einem Hochpräzisions-Delay entsprechend der Flugzeiten der beiden Ionen verzögert wird (siehe 3.21). Der STOP des TPHC kommt aus der Flugzeitmessung der Recoils. Die Ausgangssignale werden jeweils auf einen Kanal des „Analog-to-Digital-Converter“ (ADC) gegeben.

Weiterhin gibt es einen vierten TAC, der die Koinzidenz der Elektronen zum Laser-signal misst. Gestartet wurde dieser ebenfalls vom Laser, der STOP kam aus einer Quad-Coincidence. Sie erzeugt ein logisches UND aus den Signalen der Flugzeitmes-

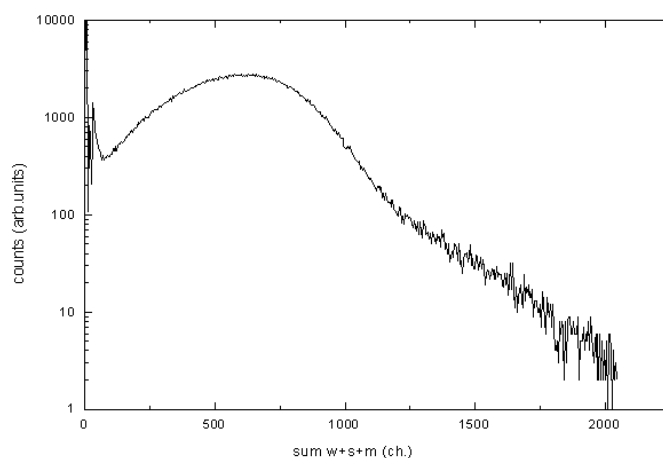


Abbildung 3.20: Summe der Pulshöhen der einzelnen Segmente Wedge, Strip und Mäander des Recoildetektors.

sung der Elektronen und dem Lasersignal.

Über den SCA-Ausgang der TACs wurde jeweils ein digitaler Counter gesteuert, der die Anzahl der Events anzeigte. Zur Orts- und Zeitmessung der Elektronen benutzte man einen Phillips Time-to-Digital-Converter (TDC). Das Flugzeitsignal der Elektronen startet den TDC über ein Kabel-Delay, die Ortssignale, die man aus dem Delay-Line-Detektor erhält, stoppen ihn. Desweiteren kam noch ein zweiter TDC (LeCroy 2228A) zum Einsatz, der den grossen Vorteil hat, eine Range von $32\mu\text{s}$ zu haben, d.h. die Flugzeiten der Elektronen und Recoils können gleichzeitig gemessen werden. Die Range des Phillips-TDC beträgt 100ns . Die Elektronenortsmessung geschah ebenfalls mit dem Phillips-TDC. Die Ortssignale werden in der DLTR6-Box (Roentdek [66]) in Standard-Nim-Signale verarbeitet, in einer Delaybox 100ns verzögert und anschliessend als STOPS in den TDC gegeben.

Die gesamte Datenaufnahme wird mit einem Trigger gesteuert. Dieses Triggermodul enthält nur dann ein Signal, wenn ein geeignetes Ereignis stattgefunden hat. Der Trigger legt einen Zeitraum fest, indem die Ereignisse stattfinden müssen. Deshalb ist es notwendig mit „Gate & Delay“-Modulen die relevanten Signale so weit zu verzögern, dass sie in das Zeitfenster vom Triggermodul fallen. Das Triggermodul stellt ebenfalls sicher, dass nur dann Signale digitalisiert, d.h. ausgelesen werden, wenn das vorhergehende Signal schon ausgelesen wurde. Der Trigger verhindert, dass nicht koinzidente Signale mit ausgelesen werden.

Die dann an den beiden TDCs und dem ADC anliegenden Signale werden über den CAMAC-Bus mit dem Crate-Controller in den PC eingelesen und als List-Mode-Files abgespeichert. Das hat den entscheidenden Vorteil, dass das Experiment im Rechner

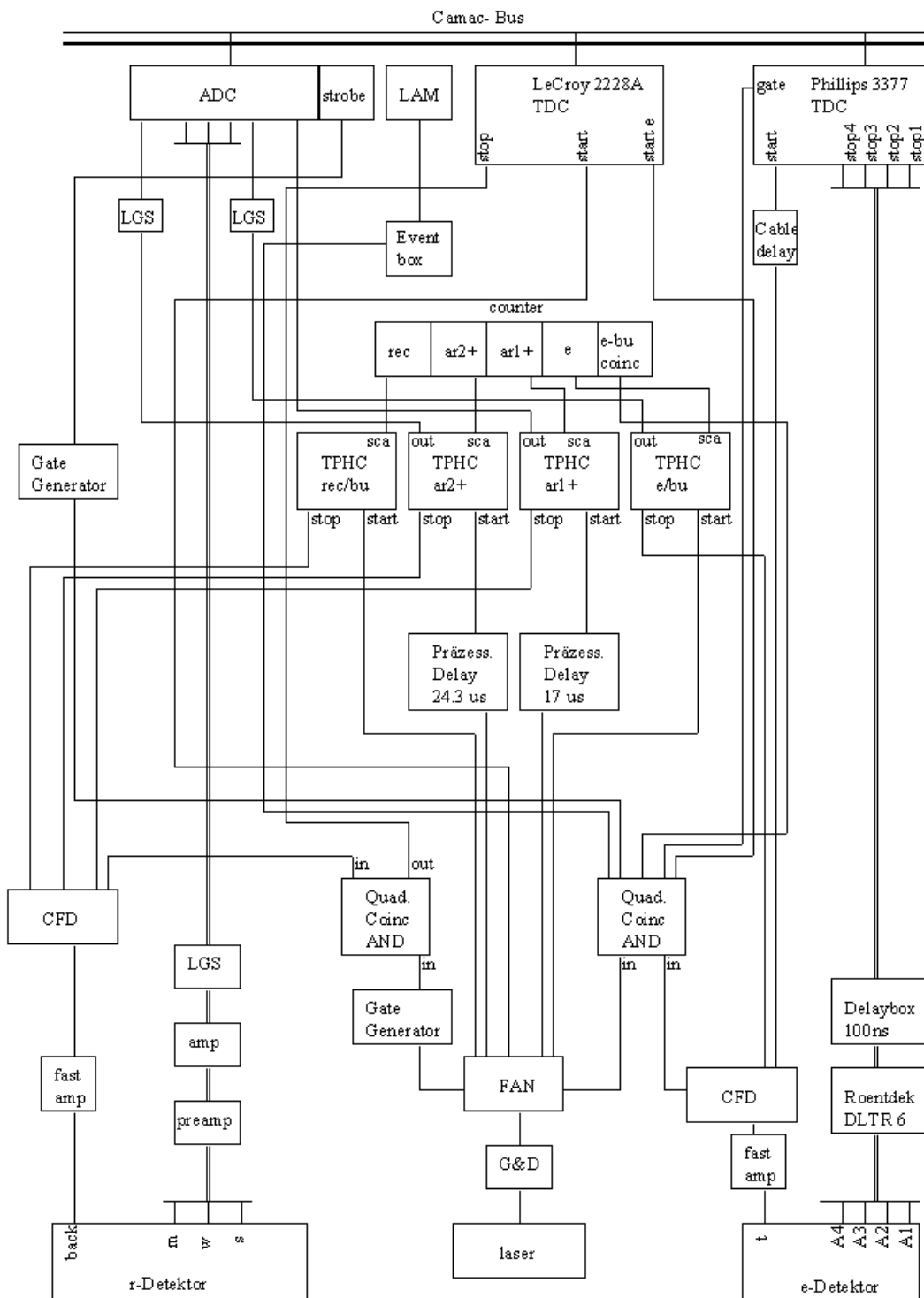


Abbildung 3.21: Schaltplan der Elektronik: Linear-Gate-Stretcher (LGS), Constant-Fraction-Diskriminator (CFD), Fan IN/OUT (FAN), Vorverstärker (Preamp), Hauptverstärker (AMP), Gate & Delay-Generator (G & D).

exakt wiederholt werden kann. Die Daten können dann miteinander verknüpft werden. Es ist möglich Korrekturen vorzunehmen und Analysen zu erstellen. Als Beispiel

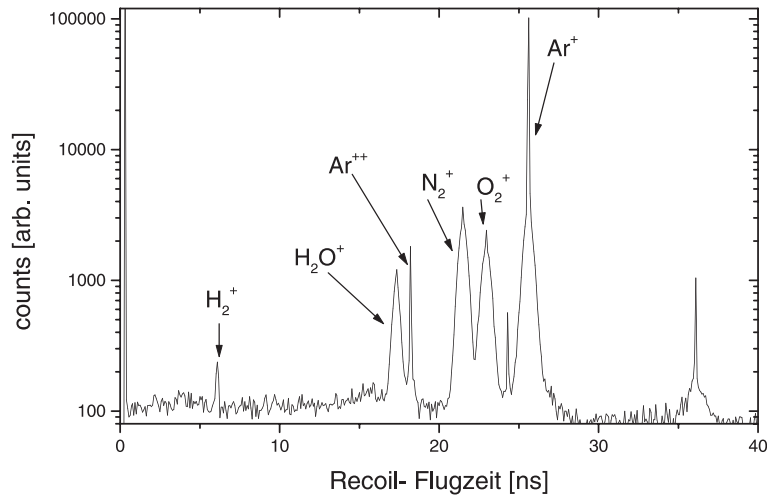


Abbildung 3.22: Flugzeiten der Recoils.

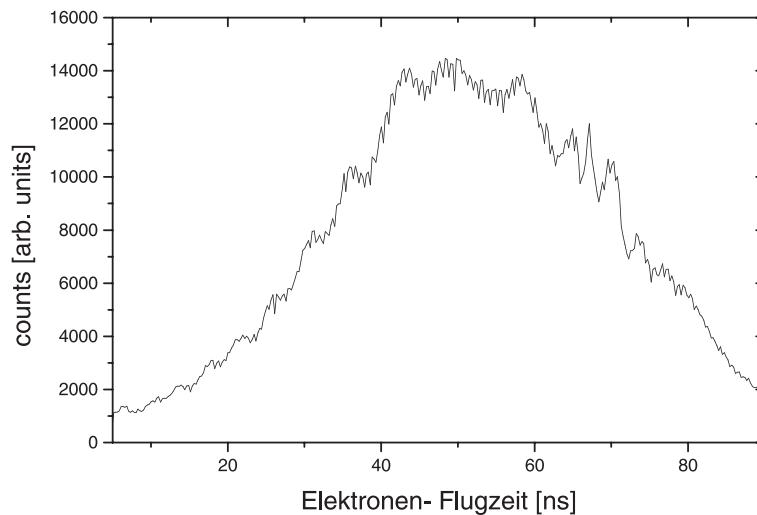


Abbildung 3.23: Elektronenflugzeit, gemessen mit dem Phillips-TDC.

seien hier einige Aufnahmen gezeigt. Abbildung 3.20 zeigt die Summe der Pulshöhen der Wedge-, Strip- und Mäander-Segmente des Recoildetektors. In Abbildung 3.22 & 3.23 sind die Flugzeiten dargestellt, die wie oben beschrieben gemessen wurden. Die Elektronenflugzeit ist mit dem Phillips-TDC aufgenommen, der eine Auflösung von $\frac{100ns}{4096ch} \approx 25ps$ hat, die Recoilflugzeit mit einem TAC, der eine Range von $1\mu s$ hat.

3.9 Eichung und Nullpunktbestimmung

Ziel der Messung ist es den gesamten Impulsraum nach der Einfach- bzw. Doppelo- nisation 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 ausgegeben werden (siehe Beispiele 3.22, 3.23, 3.20) in Impulse umrechnen. Dazu müssen die Kanäle in Sekunden (Flugzeitmessung) bzw. Meter (Ortsmessung) umgerechnet werden. Da die aufgenommenen Zeiten 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. Die Umrechnung beim Phillips-TDC von Kanälen in Nanosekunden beträgt laut Manual [67]: $1ch. \equiv 0.025ns$. Eine weitere Angabe bietet das Manual [68] des LeCroy-TDC: Hier sind $32\mu s$ auf 64.000 Kanäle verteilt, was einer Umrechnung von $2\frac{ch}{ns}$ entspricht. Als Crosscheck für diese Umrechnungen können beispielsweise die vom Phillips-TDC und LeCroy-TDC gemessenen Ar^{1+} - Flugzeiten gegeneinander aufgetragen werden. Es entsteht eine Diagonale, aus der man die Eichwerte direkt ablesen kann. Auf diese Weise wurden die TACs geeicht, denn diese Eichwerte sind nur grob bekannt, können so aber sehr genau bestimmt werden. Allerdings ist noch eine Nullpunktbestimmung nötig:

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. Der Stossprozess ist rotationssymmetrisch um die Strahlenachse der Recoils, deshalb wird als Ortsnullpunkt der Mittelpunkt des Gasjetflecks genommen. Dieser Punkt wird mit Hilfe einer Gausskurve als Fitfunktion bestimmt.

Dadurch bekommt man einen Eichwert von $0,06\frac{mm}{ch}$.

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

Mit diesen Angaben übergibt man die Rohdaten schliesslich der Implusberechnung.

Kapitel 4

Ergebnisse und Diskussion

4.1 Datenanalyse

4.1.1 Eichmessung der Laserintensität

Eine Eichmessung ist nötig, um die Intensität im Fokuspunkt zu bestimmen, da es uns nicht möglich ist die Laserintensität im Fokuspunkt direkt zu messen. Dazu wird der Ar^{1+} -Ertrag in Abhängigkeit der Laserintensität gemessen.

Die direkte Messgrösse ist die Durchschnittsleistung (zeitlich gemittelt) des einlaufenden Laserstrahls. Sie wird mit dem Powermeter in mW bestimmt. Daraus könnte man die Laserintensität im Fokus bestimmen, wenn folgende Parameter genau bekannt wären:

- der Fokusbereich
- der zeitliche Verlauf des Strahls
- die Abschwächung durch das Kammerfenster

Der Fokusbereich und die Abschwächung lassen sich nur sehr ungenau bestimmen, daher wird bei vielen Experimenten in diesem Gebiet auf eine indirekte Methode zurückgegriffen: Die Ionenrate wird als Funktion der Durchschnittsleistung bestimmt. Wir haben auf die Theorie dazu normiert, da diese sehr exakt ist. Da im Fokus an verschiedenen Orten und Zeiten alle Intensitäten von Null bis Maximum vorliegen, müssen die theoretischen Ionisationsraten durch Integration über die Pulsparameter in experimentelle Ausbeuten umgerechnet werden. Das wurde von Andreas Becker [39] gerechnet.

Die theoretische Kurve und die gemessene Kurve zeigt Abbildung 4.1. Die bei der Messung verwendete Intensität des einlaufenden Laserstrahls beträgt 47mW. Das entspricht einer Fokusintensität von etwa $4,7 \cdot 10^{14} W/cm^2$. Der Fehler, der sich durch

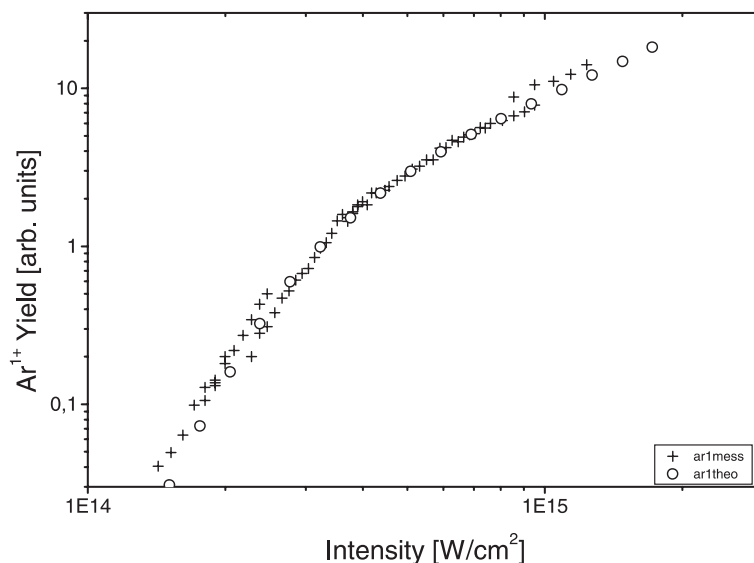


Abbildung 4.1: Eichmessung, dargestellt sind die theoretischen [39](Kreise) und die gemessenen (Kreuze) Daten des Ar^{1+} -Ertrages in Abhängigkeit der Laserintensität im Fokuspunkt.

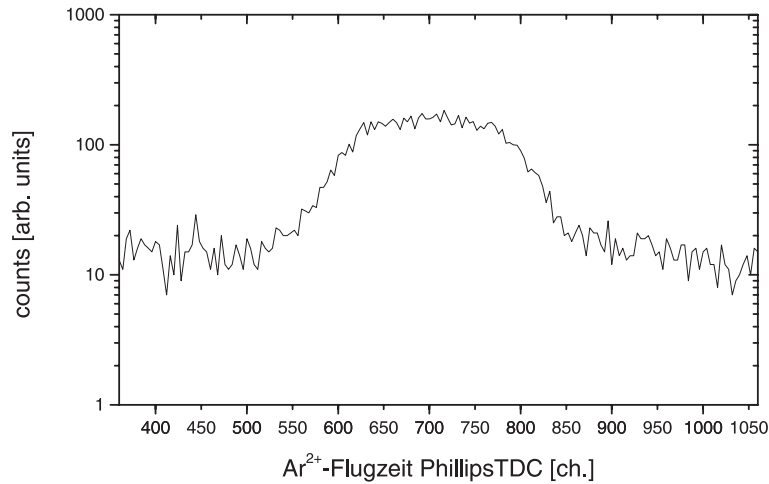
Ungenauigkeiten beim Ablesen und Schwankungen der Intensität ergibt, wird mit 1% abgeschätzt. Die Ar^{1+} -Rate wird mit einem Fehler von etwa 5 % angegeben.

Der Fehler, der sich aus der Eichung der Messkurve mit der theoretischen Kurve, d.h. beim Abgleichen beider Kurven ergibt, wird mit 10% abgeschätzt.

Im Anschluss an diese Eichmessung dürfen keinerlei Veränderungen am Setup gemacht werden, ansonsten ist eine erneute Eichmessung nötig, um später präzise Informationen über die bei der eigentlichen Messung verwendete Laserintensität im Fokuspunkt zu bekommen.

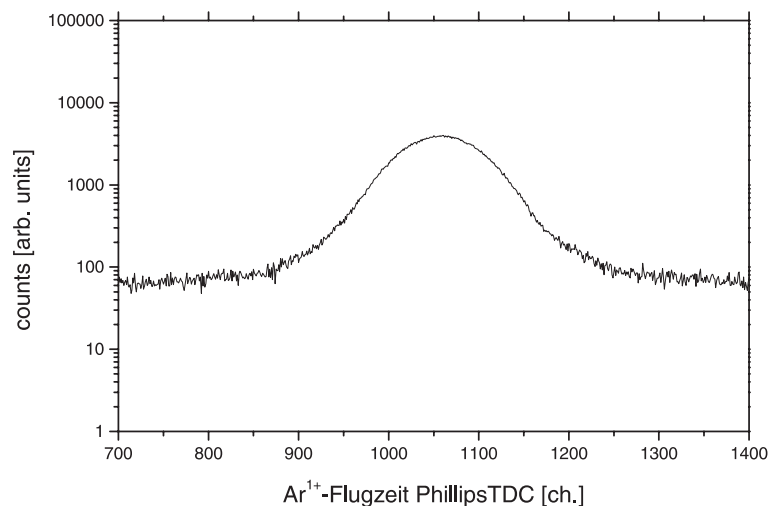
4.1.2 Flugzeitverteilungen

Wie im Kapitel 3 dieser Arbeit ausgeführt, wurden mit der COLTRIMS-Apparatur Flugzeiten und Auftrefforte der Elektronen und der Ionen gemessen. Diese Rohdaten liegen zunächst noch in Kanälen vor und sind in physikalische Größen umzurechnen. Dazu sind verschiedene Eichungen nötig, beispielsweise muss der absolute Flugzeit-Nullpunkt bestimmt werden, denn der Phillips-TDC, bzw die ADCs nehmen nur relative Flugzeiten auf. Die Flugzeiten des Ar^{2+} - und des Ar^{1+} -Ions werden in den Abbildungen 4.2 und 4.3 verdeutlicht. Dabei handelt es sich um Rohspektren, wie sie vom Phillips-TDC, bzw. den ADCs ausgegeben werden. Der Flugzeitnullpunkt wird über das Masse-Ladungsverhältnis der Ionen bestimmt, denn die Wurzel aus diesem

Abbildung 4.2: Ar^{2+} -Flugzeitverteilung in Kanälen.

Verhältnis ist proportional zur Flugzeit der Recoils.

Mit dem LeCroy-TDC können aufgrund seines grossen Messbereichs von $32\mu s$ sowohl die Flugzeiten der Elektronen als auch die der Recoils in dieser Range gemessen und in einem Spektrum dargestellt werden. Anhand des absoluten Flugzeitnullpunkts des LeCroy-TDC ist es möglich den Phillips-TDC und die ADCs daran zu eichen und deren absolute Flugzeit-Nullpunkte zu bestimmen. Desweiteren ist eine Umrechnung der

Abbildung 4.3: Ar^{1+} -Flugzeitverteilung in Kanälen.

gemessenen Daten in Sekunden notwendig. Das Manual des LeCroy-TDC [68] gibt genau diesen Umrechnungsfaktor an: Es sind $32\mu s$ auf 64000 Kanälen verteilt ($2\frac{ch}{ns}$). Das Manual des Phillips-TDC [67] hingegen gibt einen Umrechnungsfaktor von $0,025\frac{ch}{ns}$

an. Als Crosscheck wurde die Elektronen-Flugzeit, gemessen vom Phillips-TDC gegen die Elektronen-Flugzeit vom LeCroy-TDC, aufgetragen. Das Spektrum zeigt eine Diagonale aus der die jeweiligen Werte der beiden TDCs abgelesen und miteinander verglichen werden können. Auf diese Weise werden ebenfalls die drei ADCs (Full-Range-Recoil-Flugzeit, Ar^{1+} - und Ar^{2+} -Flugzeit) geeicht. Die Eichfaktoren werden der Auswerterroutine übergeben. Mit COBOLD können die Flugzeiten der Teilchen schliesslich visualisiert werden. Abbildung 4.4 zeigt das Flugzeitspektrum (in Kanälen) der Elek-

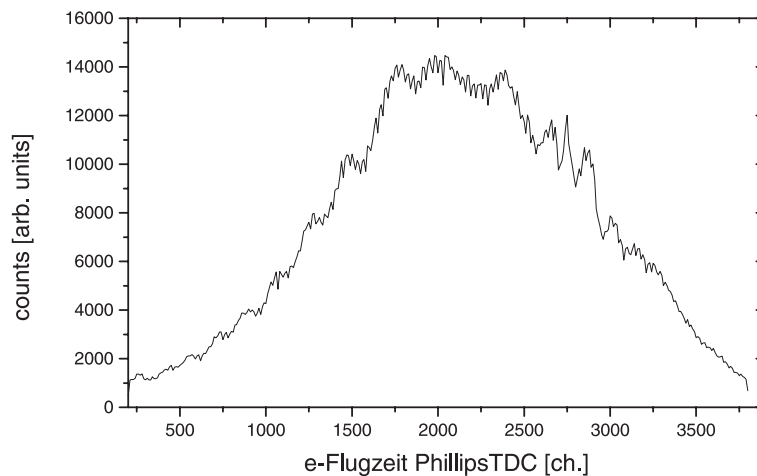


Abbildung 4.4: Elektronenflugzeit in Kanälen, gemessen mit dem Phillips-TDC.

tronen, die durch die Einfachionisation entstanden sind. Deutlich ist die ATI- Struktur (Above-Threshold-Ionization, siehe Theorieteil) zu erkennen. Aus diesen Flugzeitdaten und den Orten wird der Impuls bzw. die Energie der Elektronen berechnet.

Die Form des Ar^{1+} -Peaks und des Ar^{2+} -Peaks unterscheidet sich dahingehend, dass beim Ar^{2+} eine plateauähnliche Struktur erkennbar ist. Der Ar^{1+} -Peak hat eher eine gaussförmige Struktur. Die plateauähnliche Struktur des Ar^{2+} lässt sich durch das Rescattering-Modell erklären (vgl. [15]).

4.1.3 Ortsverteilungen

Im vorhergehenden Kapitel wurde ausgiebig über die Flugzeiten der an der Ionisation beteiligten Teilchen berichtet. Zur Impuls- und Energieberechnung ist zusätzlich noch der Auftreffort der Elektronen und Ionen zu bestimmen. Dieser Auftreffort auf den ortsauflösenden MCP-Detektoren setzt sich aus den beiden Ortsrichtungen x und y zusammen.

Ortsbild der Recoils

Es entsteht jeweils ein zweidimensionales Ortsbild der Ar^{1+} - und Ar^{2+} -Ionen. Zur Impulsberechnung ist es nötig den Nullpunkt dieser Ortsverteilung zu bestimmen. Dazu wird das zweidimensionale Ortsbild auf die x- und y-Achse projiziert und jeweils eine Gausskurve durch die beiden Verteilungen gefittet. Dieser Gaussfit bestimmt mit einem relativ geringen Fehler den Ortsnullpunkt für die x- und y-Richtung. Diese Angaben werden ebenfalls der Analyse übergeben. In Abbildung 4.5 sind die beiden Ortsbilder

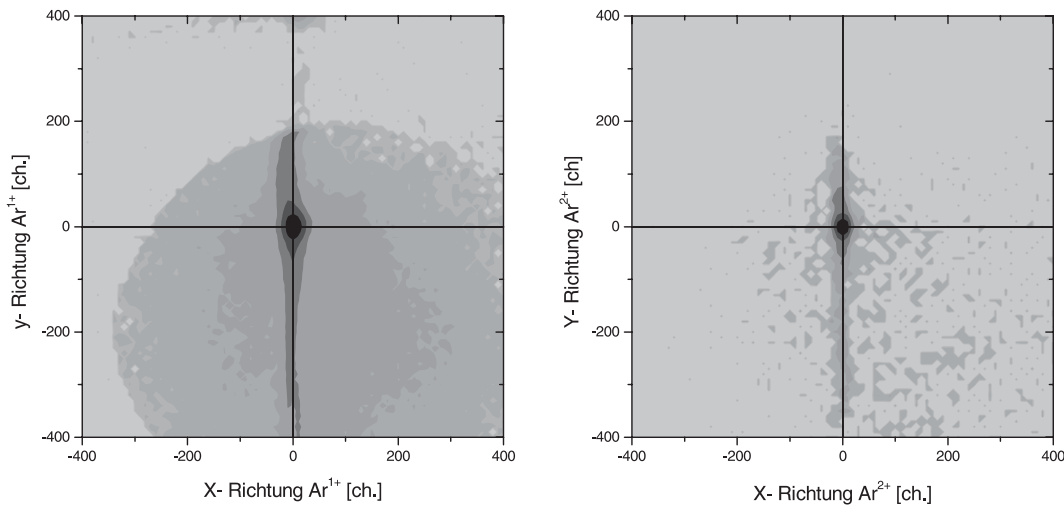


Abbildung 4.5: 2-dimensionales Ortsbild der Ar^{1+} - (links) und Ar^{2+} -Recoils (rechts).

der Ionen dargestellt. Die Ortsverteilung ist so ausgerichtet, dass in dieser Darstellung die y-Richtung die Richtung des Gas-Jets ist, er also von unten nach oben strahlt. Das erkennt man auch an der Struktur des Jet-Flecks, denn er ist in y-Richtung ausgedehnt. Der Ionenimpuls ist die Summe aus dem Impuls des Atoms vor der Ionisation und dem Impulsbetrag in der Ionisation. Die Impulsverteilung der Atome ist durch den Gasjet gegeben. Die breite Verteilung in Jetausbreitungsrichtung zeigt, dass der Jet nicht sehr kalt war. Der Grund liegt im geringen Jet-Druck, der nötig ist. Trotzdem lässt sich das Zentrum der Ortsverteilung gut bestimmen. Um dieses Ausschmieren zu mindern ist ein kälterer Jet nötig.

Dadurch, dass nur etwa 1% der ionisierten Atome Ar^{2+} -Ionen sind, besteht das Ar^{2+} -Ortsbild auch nur aus etwa 1% der gesamten Counts, wobei aber auch hier der Mittelpunkt der Ortsverteilung sehr gut auszumachen ist. Sie ist im Gegensatz zum Ar^{+} -Ortsbild allerdings nach unten versetzt, da die Flugzeit um $1/\sqrt{2}$ kürzer ist. Die Orts-Nullpunkte sind allerdings für die weitere Analyse korrigiert, wie in Abb. 4.5 zu sehen ist.

Elektronen-Ortsverteilung

Auch die Elektronen-Ortsverteilung wird an dieser Stelle verdeutlicht: Die Ortsvertei-

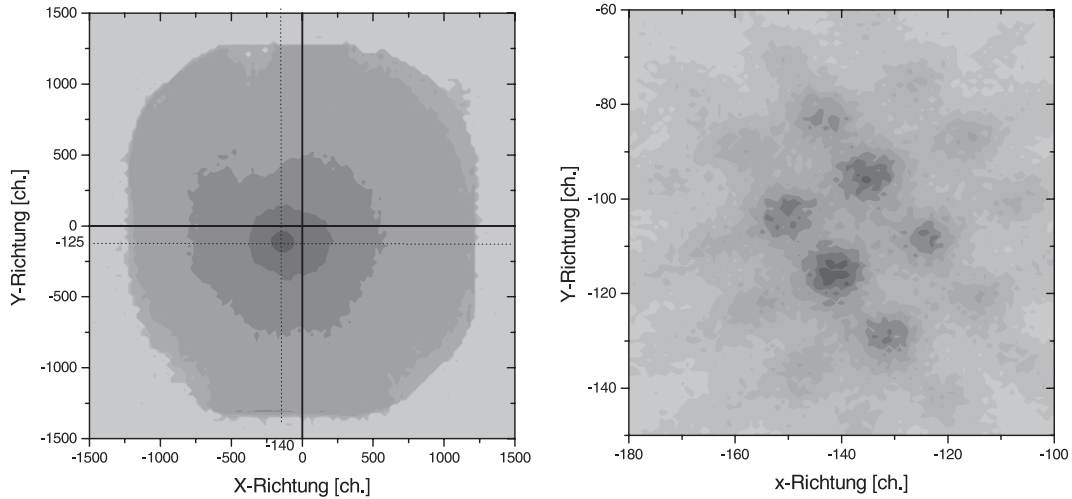


Abbildung 4.6: 2-dimensionales Ortsbild der Elektronen.

lung der Elektronen wird durch den Laufzeitunterschied der Signale auf einer Delayline-anode bestimmt. Die beiden Koordinaten x und y werden folgendermassen berechnet:

$$x = x_2 - x_1 \quad y = y_2 - y_1 \quad (4.1)$$

x_1 und x_2 , bzw. y_1 und y_2 sind die gemessenen Signallaufzeiten. Für die Auswertung ist es sehr hilfreich die Summe der Signallaufzeiten zu kennen.

$$sumx = x_1 + x_2 \quad sumy = y_1 + y_2 \quad (4.2)$$

Die Summe der Signallaufzeiten ist konstant und es entsteht optimalerweise ein sehr schmaler Peak in der Summendarstellung der Signale.

Abbildung 4.6 verdeutlicht die Elektronen-Ortsverteilung. Die linke Seite zeigt eine Darstellung des kompletten Elektronen-Detektorbildes. Die rechte Seite hingegen ein Zoom in die Mitte der Ortsverteilung. Hierbei fällt auf, dass es sich bei der Verteilung nicht um einen homogen ausgeschmierten Fleck handelt, sondern eine Struktur sichtbar wird. Da sich vor dem MCP-Front des Elektronen-Detektors ein feinmaschiges Gitter befindet, wird es, bzw. dessen Projektion auf dem Detektor sichtbar. Das Gitter hat eine Maschenweite von etwa $250\mu m$. Werden nun die gemessenen Kanäle des TDCs in Nanometer umgerechnet, so erkennt man, dass der Abstand der einzelnen Peaks von der Maschenweite des Gitters herrührt, d.h. die eigentlich homogene Ortsverteilung

der Elektronen wird durch das feinmaschige Gitter unterbrochen: 1,5 ns entsprechen 1 mm, d.h. bei einem Eichfaktor von $0.025 \frac{ns}{mm}$ des Phillips-TDC ergibt sich dann: $1ch. \Rightarrow 1,667 \cdot 10^{-5}m$. Da der Abstand zweier Peaks etwa 15 Kanäle beträgt ist das ein Abstand von ca. $250\mu m$, was der Maschenweite des Gitters von $250\mu m$ entspricht. Die recht gute Auflösung des Detektors, bzw. des Phillips-TDCs und der Elektronik ist zwar erfreulich, doch der exakte Mittelpunkt dieser Elektronenverteilung lässt sich nur relativ schwer finden. Letztendlich wird ein Gaussfit durch die Projektion der Verteilung auf die beiden Achsen gelegt und das daraus resultierende Maximum für die Routine verwendet. Das ist ungenau, da die einzelnen Peaks mit unterschiedlich vielen Counts gefüllt und nicht symmetrisch verteilt sind.

4.1.4 Impulsberechnung

Aus den Daten der Flugzeit- und Ortsverteilung lassen sich nun die Impulse der an der Ionisation beteiligten Teilchen für alle drei Raumrichtungen bestimmen. So ist es möglich den kompletten Impulsraum des Ausgangskanals mit der COLTRIMS-Technologie auszumessen. Aus der Impulserhaltung folgt:

$$\vec{p}_{ph} + \vec{p}_{Ar} = \vec{p}_{Ar^+} + \vec{p}_{e_1^-} \quad \text{für die Einfachionisation} \quad (4.3)$$

$$\vec{p}_{ph} + \vec{p}_{Ar} = \vec{p}_{Ar^{2+}} + \vec{p}_{e_1^-} + \vec{p}_{e_2^-} \quad \text{für die Doppelionisation} \quad (4.4)$$

Die Impulse der Photonen sind mit \vec{p}_{ph} bezeichnet, $\vec{p}_{e_1^-}$ sind die Elektronenimpulse und \vec{p}_{Ar^+} bezeichnet den Recoilimpuls mit entsprechender Ladung.

Der gesamte Recoilimpuls setzt sich aus den Impulsen der drei Raumrichtungen zusammen: $p_{ges} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$. Hierbei sind p_x und p_y die Impulse in Ortsrichtung (Transversalimpulse), p_z der Impuls in Flugzeitrichtung, also entlang des elektrischen Feldes. Die Transversalimpulse errechnen sich folglich in erster Näherung aus:

$$p_{x,r} = m_{ar^{1+}} \cdot v = m_{ar^{1+}} \cdot \frac{x}{rtof} \quad (4.5)$$

$$p_{y,r} = m_{ar^{1+}} \cdot v = m_{ar^{1+}} \cdot \frac{y}{rtof} \quad (4.6)$$

Es sind noch Korrekturfaktoren anzubringen, da sich kein Gitter auf der Recoilseite des Spektrometers befindet. Dadurch hat das Feld stellenweise auch Komponenten in x- und y-Richtung.

Für die Doppelionisation (Ar^{2+}) gilt entsprechendes. Dabei sind $m_{ar^{1+}}$ die Masse von

Ar^{1+} in a.u., Δt die Flugzeit der Recoils und x bzw. y die Auslenkung auf dem Recoil-Detektor gegenüber Ionen mit Impuls Null.

Für den Impuls in Flugzeitrichtung (z -Komponente) gilt:

$$p_{z,r} = \frac{q_r U}{s_B} (t - t_0) \quad \text{mit} \quad t_0 = t(p_{z,r} = 0) = 2\sqrt{\frac{2M_r s_B^2}{q_r U}} \quad (4.7)$$

q_r ist die Ladung des Ions, U die Beschleunigungsspannung, s_B die Länge der Beschleunigungsstrecke und t_0 die Flugzeit zum Startimpuls 0. Die Gesamtflugzeit t skaliert mit der Wurzel aus der im elektrischen Feld aufgenommenen Energie. Somit lassen sich die Ladungszustände der Ionen separieren. Um die Impulse der Recoils zu bestimmen, werden relative Flugzeitunterschiede gemessen. Den Zeitnullpunkt gewinnt man durch die Symmetrie des Spektrums.

Im idealisierten Fall wirken keine Kräfte senkrecht zur Spektrometerachse (x - bzw. y -Richtung). Die Gewährleistung eines homogenen elektrischen Feldes ist eine gute Voraussetzung um dieses zu erreichen.

Die Berechnung der Elektronenimpulse sei im folgenden erklärt: Abbildung 4.7 ver-

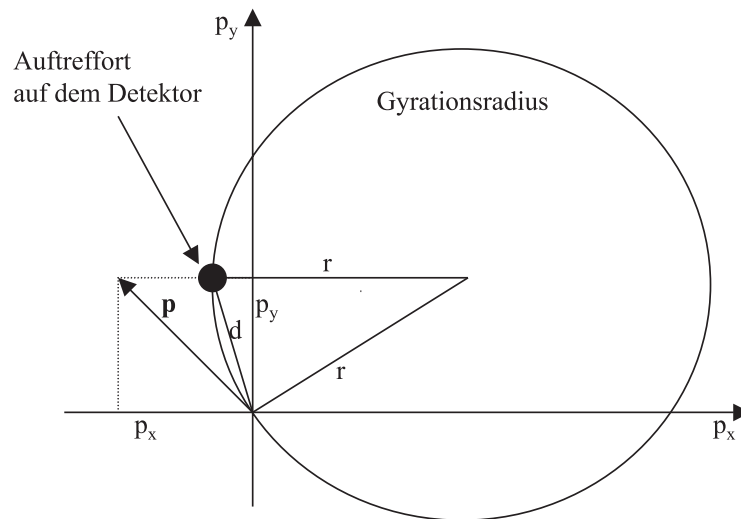


Abbildung 4.7: Impulsberechnung der Elektronen senkrecht zur Spektrometerachse.

anschaulicht schematisch die Berechnung der Impulskomponenten $p_{x,e}$ und $p_{y,e}$: Die Elektronen beschreiben aufgrund des Magnetfeldes Kreisbahnen, die durch den Gyrationradius bestimmt werden. Der gesamte Transversalimpuls ergibt sich als eine Tangente an diesem Kreis. Gemessen wurde die Strecke d , 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. Die genaue Berechnung der Transversalimpulse befindet sich im Anhang.

Die Elektronenimpulse in Transversalrichtung werden folgendermassen berechnet (siehe dazu auch Anhang A1, S.91):

$$p_{\perp e} = \frac{1}{2} r_e \omega_z m_e \left| \left(\sin \frac{\omega_z t_e}{2} \right)^{-1} \right| \quad \text{mit} \quad r_e = \sqrt{(y_e - y_{0e})^2 + (x_e - x_{0e})^2} \quad (4.8)$$

Hierin ist t_e die Flugzeit, y_e und x_e die Position des Elektrons, y_{0e} und x_{0e} sind die Nullpunktkoordinaten. Die Zyklotronfrequenz ω_z hängt nur vom Magnetfeld ab: $\omega_z = (e/m)B$. Zur Berechnung der einzelnen Impulskomponenten $p_{x,e}$ und $p_{y,e}$ sei auf den Quellcode der Analyse in Anhang A1, S.93 verwiesen.

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

$$a_e = \frac{F_e}{m_e} = \frac{e \cdot E_{field}}{m_e} \quad (4.9)$$

Hierbei ist $E_{field} = U_{spec} \cdot s = 0,35V/mm$, was sich aus der angelegten Spektrometer-Spannung $U_{spec} = 41,9V$ und der Länge der Beschleunigungsstrecke ($s=12cm$) ergibt. Durch ein iteratives Lösungsverfahren erhält man schliesslich (näheres dazu siehe [65]):

$$T_e(p_{z,e}) = \frac{-p_{z,e}}{F_e} + \sqrt{\frac{2sm_e}{F_e} \left(\left(\frac{1}{2m_e} p_{z,e}^2 + 1 \right)^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{1}{2m_e} p_{z,e}^2 + 1 \right)^{-\frac{1}{2}} \right)} \quad (4.10)$$

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. Der Source-Code aus der c++-Routine für dieses Verfahren ist im Anhang dargestellt. Den berechneten Impuls zeigt die in Abbildung 4.8 unten dargestellte Impulsverteilung. Deutlich ist die ATI-Struktur bei der Darstellung der Impulskomponente in Flugzeitrichtung ($p_{z,e}(c)$) zu sehen. Die Impulsverteilungen in x- und y-Richtung (siehe (a) bzw. (b)) peaken jeweils symmetrisch um den Impulsbetrag Null. Die Halbwertsbreite beträgt bei $p_{x,e}$ etwa 0,14 a.u. und bei $p_{y,e}$ etwa 0,25 a.u.. Die Impulsverteilung in Flugzeitrichtung, also in Richtung der Polarisation, hat eine Halbwertsbreite von 0,55 a.u. .

Ein grosser Vorteil des Überschallgas-Jets ist wie erwähnt, dass die Geschwindigkeitsverteilung der einzelnen Gasatome sehr schmal ist. Deshalb ist der Impuls \vec{p}_{Ar} der

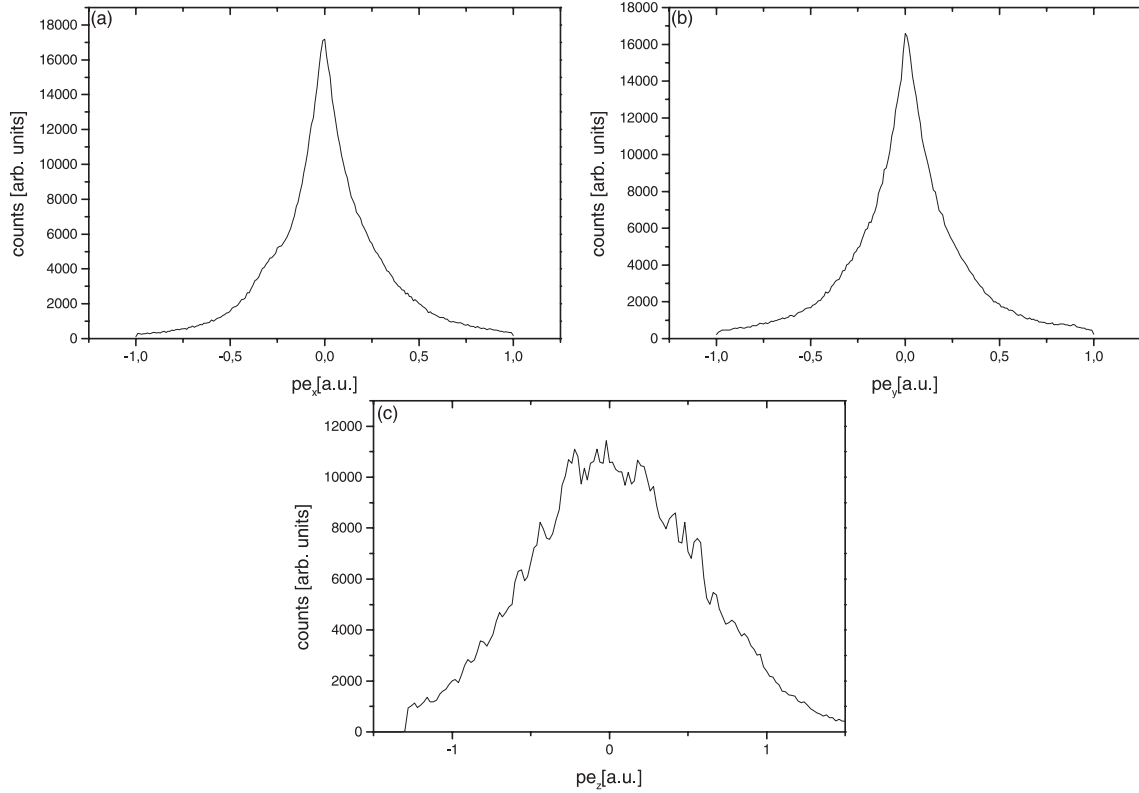


Abbildung 4.8: 1-dim Impulsverteilung der Elektronimpulse in a.u.. (a) zeigt die Impulsverteilung in x-Richtung, (b) in y-Richtung und (c) parallel zum elektrischen Feld.

Argon-Atome im Gas-Jet eine für alle Atome gleiche additive Konstante, die im folgenden vernachlässigt wird. Photon und Elektron alleine können die Impulserhaltung nicht erfüllen. Für die betrachteten Energien ist der Photonenimpuls ($p_{ph} = 8 \cdot 10^{-4} a.u.$) vernachlässigbar gegenüber dem Impuls der Elektronen.

Deshalb ist bei Einfachionisation zur Erfüllung des Impulserhaltungssatzes das Recoil nötig. Es kompensiert den Impuls des auslaufenden Elektrons. Für den Elektronenimpuls bei Einfachionisation gilt dann:

$$\vec{p}_{e_1^-} = \sqrt{2m_e \cdot E_{ph} - IP^+} \quad (4.11)$$

Hierbei ist IP^+ das Ionisationspotential von Argon bei Einfachionisation (s.u.). Da die Photonenenergie konstant ist ($E_{ph} = 1,5eV = 0,055a.u.$), ist auch der Impulsbetrag des Elektrons konstant. Für $\vec{p}_{ph} \approx 0$ gilt:

$$\vec{p}_{Ar^+} = -\vec{p}_{e_1^-} \quad (4.12)$$

Die Impulsbeträge der Recoils und Elektronen sind bei Einfachionisation gleich gross.

Für die Doppelionisation gilt: $\vec{p}_{e,2} = -\vec{p}_{Ar^{2+}} - \vec{p}_{e,1}$. Dieser Zusammenhang sei hier nur zur Vollständigkeit erwähnt und wird im Kapitel „Impulsverteilung bei Doppelionisation“ ausführlicher behandelt.

4.1.5 Energieberechnung

Für die Darstellung der Ergebnisse ist nicht nur die Impulsberechnung, sondern auch die Berechnung der Energien der Ionisationen nötig. Folgende Energien spielen dabei eine Rolle:

$$n \cdot E_{ph} + E_{Ar} = E_{Ar^+} + E_{e_1^-} + IP^+ \quad \text{für die Einfachionisation} \quad (4.13)$$

$$n \cdot E_{ph} + E_{Ar} = E_{Ar^{++}} + E_{e_1^-} + E_{e_2^-} + IP^{++} \quad \text{für die Doppelionisation} \quad (4.14)$$

IP bezeichnet die Ionisationsenergie von Argon, die für die jeweilige Reaktion auf-

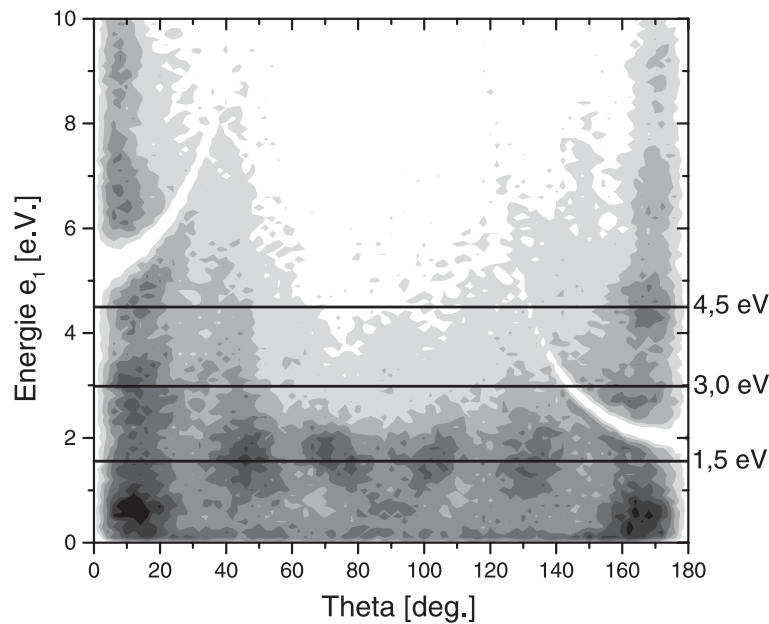


Abbildung 4.9: Energieverteilung des Elektrons in Abhängigkeit von Theta (Erklärung siehe Text).

zubringen ist. IP^+ ist das Ionisationspotential bei Einfachionisation und beträgt 15,7 eV. IP^{++} bezeichnet das Ionisationspotential bei Doppelionisation ($IP^{++}=27,6$ eV). E_{ph} ist die Photonenenergie und beträgt bei dem verwendeten Lasersystem mit einer Wellenlänge von $\lambda = 775nm$:

$$E_{ph} = h \cdot f = h \cdot \frac{c}{\lambda} = 1,5eV \quad (4.15)$$

n bezeichnet die Anzahl der absorbierten Photonen.

Wie oben erwähnt, kann E_{Ar} vernachlässigt werden, da die Geschwindigkeitsverteilung im Argon-Gas-Jet sehr klein ist. Die Energie (in a.u.) des gemessenen Elektrons berechnet sich aus:

$$E_e = \frac{p_e^2}{2} \quad \text{mit} \quad p_e = \sqrt{p_{x,e}^2 + p_{y,e}^2 + p_{z,e}^2} \quad (4.16)$$

Die Umrechnungen von atomaren Einheiten in Einheiten des SI-Systems sind im Anhang beschrieben ($1a.u. = 27.212eV$). In Abbildung 4.9 ist die Energie des Elektrons gegen den Winkel zwischen der Impulskomponente in Flugzeitrichtung und dem Gesamtimpulsvektor aufgetragen.

Die Energieverteilung ist um $\theta = 0^\circ$ symmetrisch. Auch in dieser Darstellung sind die farblich kodierten Peaks zu erkennen, die durch die ATI erzeugt werden. Die Energie des Elektrons wird anhand folgender Gleichung (siehe dazu auch 4.17) bestimmt:

$$E_f = (n + s)\hbar\omega - (W_f + U_p) \quad (4.17)$$

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 ($> 5\%$). 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 4.9 verdeutlicht werden, was durch die horizontalen Linien dargestellt ist.

Die weissen Streifen im Bild stammen vom Magnetfeld. In den Ortsspektren treten immer dann Knotenpunkte auf, wenn die Flugzeit der Elektronen ein ganzzahliges Vielfaches der Umlaufzeit beträgt. Die Elektronen kehren dann unabhängig von ihrem Startimpuls nach einem oder mehreren Umläufen an den Ausgangspunkt im Ortsspektrum zurück. Die Impulsinformation in transversaler Richtung geht an diesen Punkten verloren.

Die Darstellungen 4.10(Ar^+) und 4.11(Ar^{++}) zeigen die Winkelverteilung der Elektronen für jeweils einen bestimmten Energiebereich (0-1eV, 1-1,8eV und 3-4,5eV). Zu unterscheiden sind dabei der Hauptlappen und die einzelnen Flügel, die aus dem Hauptlappen heraustreten. In Abb.4.10(b) sind deutlich 4 Flügel zu sehen. Diese Verteilung ergibt sich dann, wenn das Photoelektron maximalen Gesamtdrehimpuls bis $l=5$ besitzt, der sich durch das Koppeln der absorbierten Photonen ergibt. Maximal möglich sind Drehimpulse von $l=0$ bis $l=n$, wobei n die Anzahl aller absorbierten Photonen ist. Frühere Messungen zeigen, dass die Anzahl der Flügel mit der Anzahl der absorbierten Photonen steigt (z.B.[69]). Die Drehimpulse von $l=5$ bis $l=n$ tragen aufgrund jeweiliger

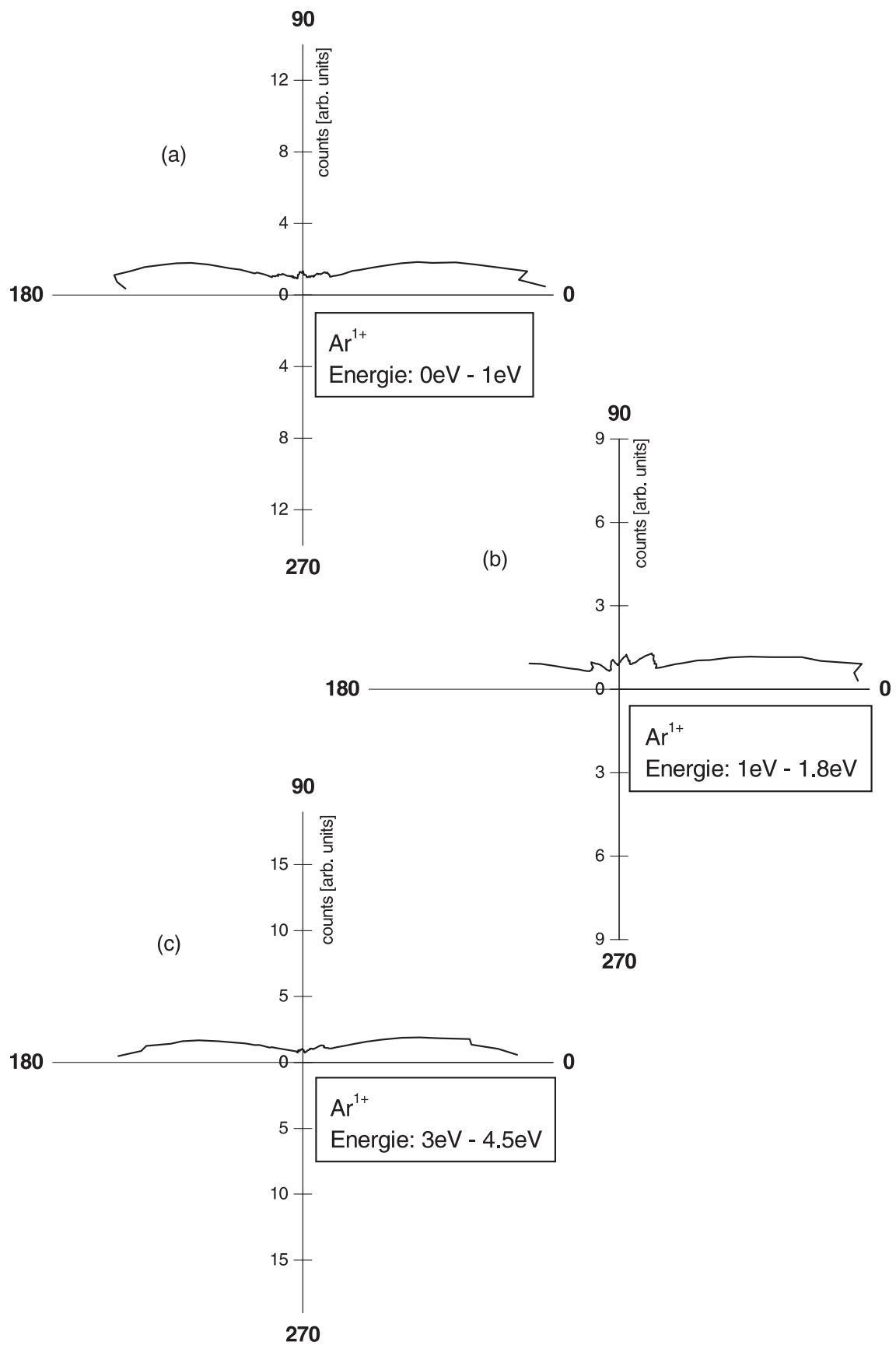


Abbildung 4.10: Winkelverteilung der Elektronenenergie bei Einfachionisation.

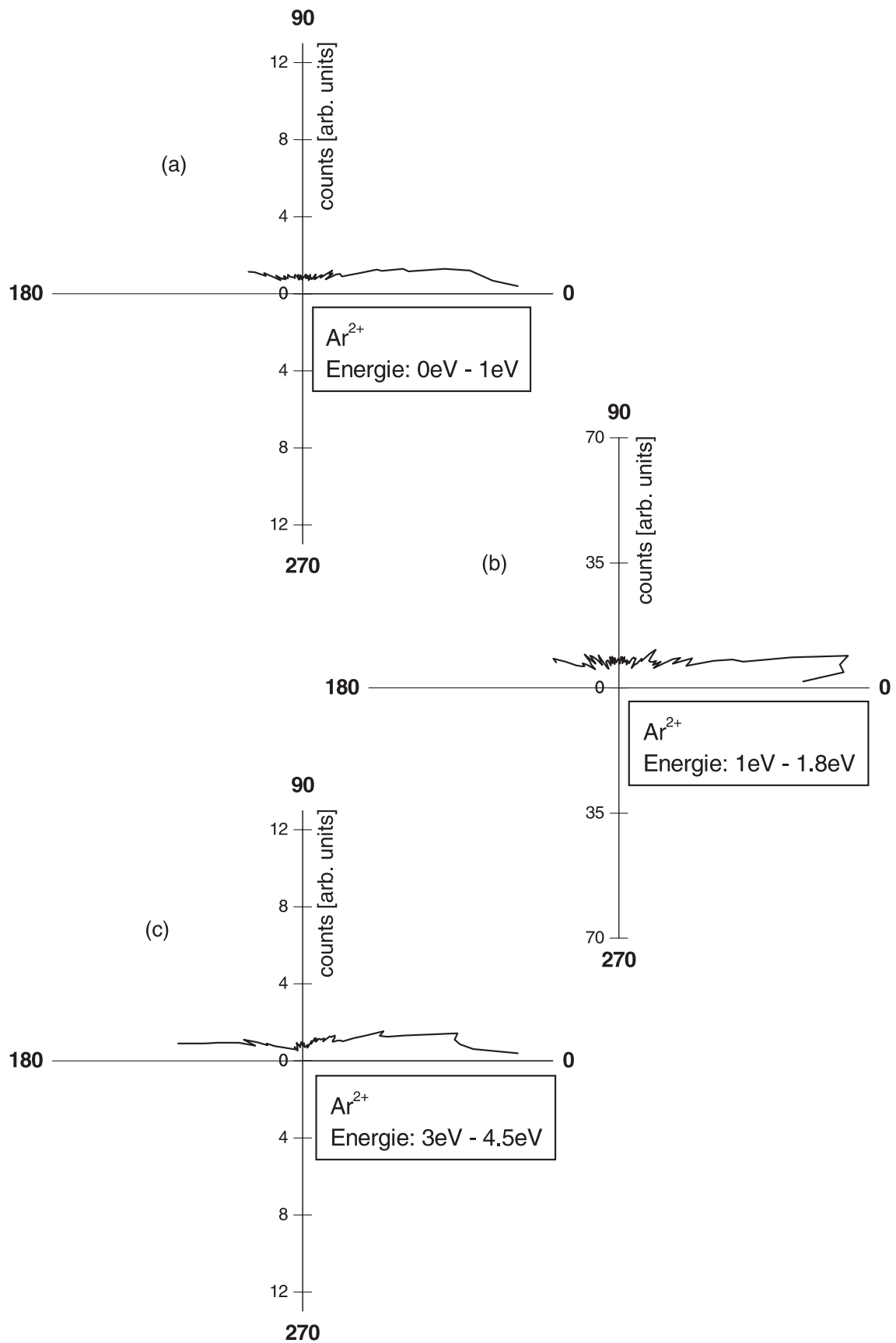


Abbildung 4.11: Winkelverteilung der Elektronenenergie bei Doppelionisation.

Paarung nicht zum Gesamtdrehimpuls des Elektrons bei. Die viel breitere Verteilung des Hauptlappens gegenüber den Flügeln resultiert aus der Addition der verschiedenen Drehimpuls-Zustände von $l=0$ bis $l=5$.

In Abb.4.10(a) und (c) dagegen ist die genaue Anzahl der Flügel aufgrund der unzureichenden Auflösung nicht auszumachen. Zum Vergleich sind die äquivalenten Spektren auch für das gemessene Elektron aus der Doppelionisation des Argons dargestellt (4.11).

Für weitergehende Informationen zu Winkelverteilungen der Elektronen sei auf die Veröffentlichung von M.J. Nandor und Mitarbeitern verwiesen [69]. 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 und liegt damit noch unter der bei dem hier vorgestellten Experiment. Trotzdem werden ähnliche Effekte, wie hier, beschrieben.

4.2 Impulsverteilungen

Werden die Impulse der Elektronen und Recoils gegeneinander für die gleiche Raumrichtung aufgetragen, ergibt das aufgrund der Impulserhaltung eine Diagonale, die bei richtiger Eichung durch die Null beider Impulsachsen läuft und eine Steigung von -45° besitzt. Das verdeutlicht Abbildung 4.12: Deutlich ist die oben angesprochene Diagonale zu erkennen. Nur korrelierte Events befinden sich darauf. Im übrigen ist mit Hilfe des sogenannten Eventcounter, der die Messdaten nach der zeitlichen Reihenfolge sortiert, überprüft worden, ob es zu Unstetigkeiten bei der Messung der Flugzeiten bzw. der Orte gekommen ist. Dazu werden die relevanten Messdaten gegen die Messzeit geplottet. Kommt es zu Schwankungen der Spektrometerspannung oder zu Veränderungen des Magnetfeldes im Laufe der etwa 50 Stunden dauernden Messung, ist das in der Darstellung zu erkennen. Bei dieser Messung sind die Parameter allerdings stabil geblieben und es kam zu keinen relevanten Schwankungen, wie in Abbildung 4.14 zu sehen ist. Eine dahingehende anschließende Korrektur dieser Parameter war nicht nötig.

In der Abbildung 4.13 wurde die Impulsverteilung der Elektronen und Recoils je für die Ortsrichtung gegeneinander aufgetragen. Beim Vergleich dieser beiden Darstellungen fällt auf, dass die Verteilung in y-Richtung (in Richtung des Gas-Jets) für die Recoils etwa doppelt so breit ist, als die Verteilung in x-Richtung. Der Ionenimpuls ist die Summe aus dem Impuls des Atoms vor der Ionisation und dem Impulsübertrag in der Ionisation. Die Verteilung in Jetrichtung ist sehr breit, weil der Jet nicht sehr kalt war. (siehe Kapitel 3.4).

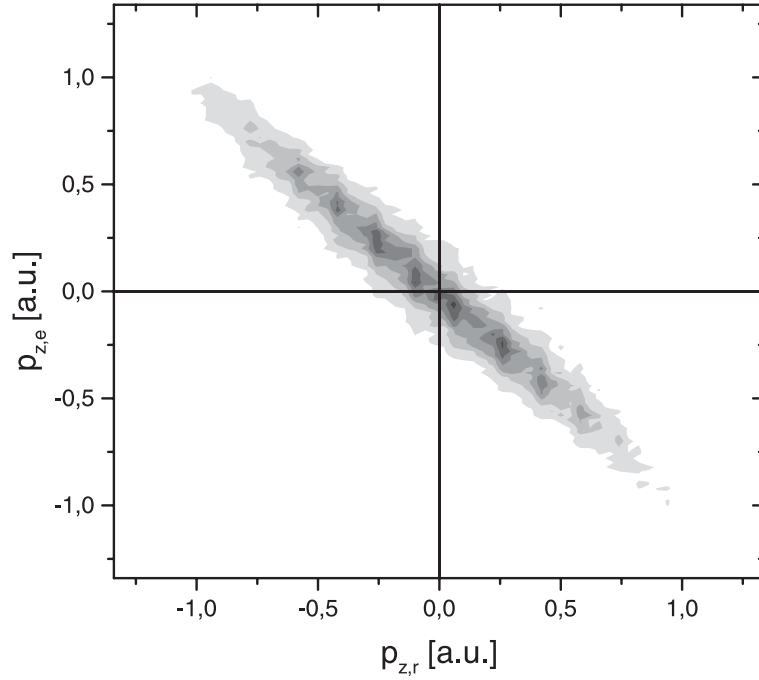


Abbildung 4.12: Impulsverteilung der Elektronimpulse und Recoilimpulse bei Einfachionisation. Zu erkennen ist, dass $p_{z,e} = -p_{z,r}$ und somit Impulserhaltung gilt.

Natürlich wird in diesen beiden Spektren ebenfalls eine diagonale Impulsverteilung erwartet. Allerdings ist die Auflösung des Recoil-Aufnahmesystems zu schlecht, um diese Struktur zu sehen. Die maximalen Transversalimpulse der Elektronen liegen im Bereich von etwa 0,35 a.u., das heisst die erwartete Diagonale wird von der erhaltenen Verteilung verdeckt. Der Grund dafür ist die schlechte Auflösung in Ortsrichtung. In Jetrichtung kommt zusätzlich noch der Anfangsimpuls der Argon-Atome hinzu und trägt zur schlechten Auflösung bei (siehe Kapitel „Experiment“).

Desweiteren ist zu sehen, dass die Recoil-Impulsverteilung viel breiter ist, als die der Elektronen. Ursache dafür ist die schlechtere Impulsauflösung.

Der Transversalimpuls der Elektronen zur Polarisationsrichtung ist gegeben als:

$$p_{\perp,e} = \sqrt{p_{x,e}^2 + p_{y,e}^2} \quad (4.18)$$

Wird der Transversalimpuls nun gegen den Longitudinalimpuls $p_{z,e}$ aufgetragen, ergibt sich Darstellung 4.15. Die Verteilung ist symmetrisch um $p_{z,e} = 0$. Hier ist ebenfalls die ATI-Struktur zu erkennen. Die vertikalen Streifen, die bei $p_{z,e} = -0,4a.u.$ bzw. $p_{z,e} = 0,62a.u.$ zu sehen sind, sind eine Folge des Magnetfeldes. Sie entsprechen Flugzeiten von jeweils ganzzahligen Vielfachen der Zyklotronperiode. Aus der Flugzeit und dem Auftreffort lassen sich die Elektronenimpulse berechnen, allerdings funktioniert das nicht für die Knotenpunkte der Zyklotronbahn. An den Knoten divergiert

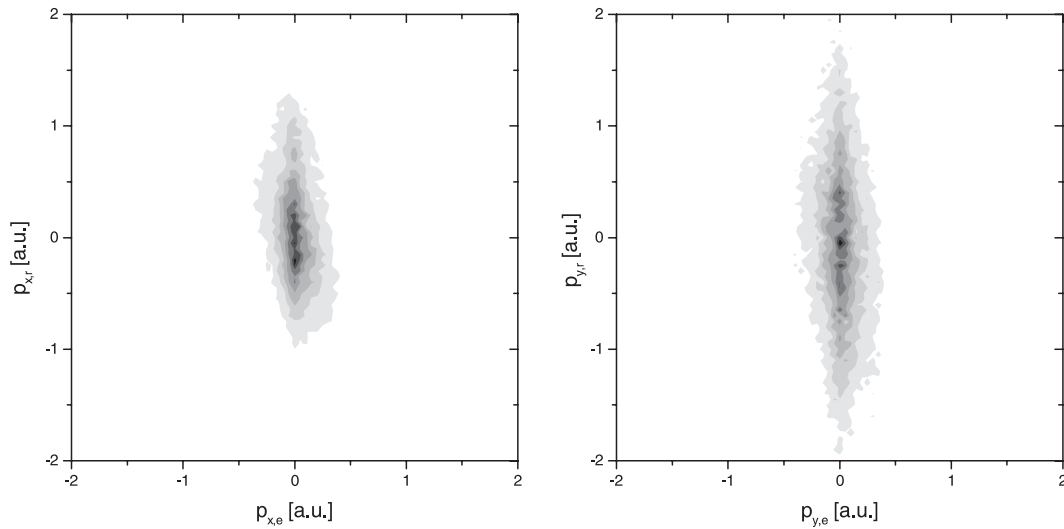


Abbildung 4.13: Impulsverteilung der Elektron- und Recoilimpulse in Ortsrichtung ($p_{x,e} \Rightarrow p_{x,rec}$ und $p_{y,e} \Rightarrow p_{y,rec}$).

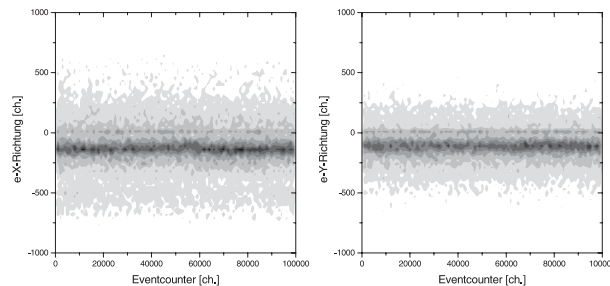


Abbildung 4.14: Gemessene Elektronenorte in Abhängigkeit der Messzeit, die durch den Eventcounter in Kanälen bestimmt wird.

die Funktion, die Auftreffort auf dem Detektor und Transversalimpuls verknüpft. Die Impulsverteilungen in Flugzeitrichtung weisen dann die Bereiche auf, in denen der Impuls nicht berechnet werden kann. Veränderungen an der Lage des Magnetfeldes bzw. seines Betrages verändern auch die Lage dieser Streifen in der Impulsverteilung.

Die in Abbildung 4.15 eingezeichneten Kreise zeigen die Lage von Ereignissen bei denen Photonen absorbiert wurden, die einer Elektronenenergie von 1,5eV, 3eV und 4,5eV entsprechen. Es gilt hier die gleiche Argumentation wie bei der Energie der Photoelektronen: Die absolute Lage der Bögen lässt sich aufgrund der grossen und nur ungenau gemessenen ponderomotiven Verschiebung nicht vorhersagen (siehe Kapitel „Energieberechnung“). Es fällt auf, dass noch Maxima ausserhalb dieser Ringe auftreten. Sie resultieren von angeregten Ar^+ -Ionen. Zudem geht die Intensität auch zwischen

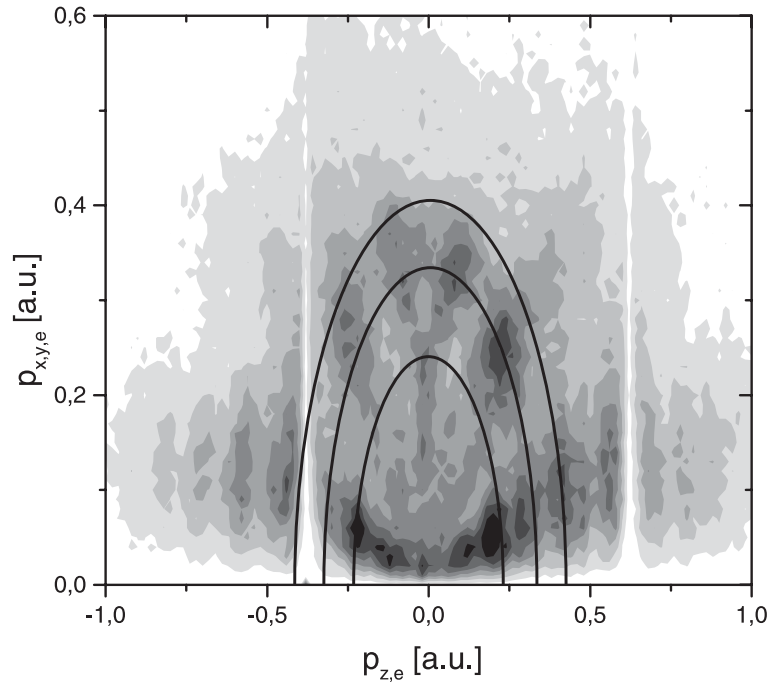


Abbildung 4.15: Impulsverteilung der Elektronenimpulse in Richtung der Polarisation und senkrecht dazu. Die Bögen zeigen die Lage von Ereignissen bei denen 1,2 und 3 Photonen absorbiert wurden.

den Ringen nicht auf Null zurück. Das liegt nur teilweise an der mangelnden Auflösung. Der Hauptgrund liegt in der Verschiebung der Bindungsenergie im Feld (Stark-Effekt). Für den zweiten Ring von Innen sind eine Vielzahl von Maxima zu erkennen. Die zum Gesamtdrehimpuls $l=5$ des Elektrons beitragende Anzahl der Photonen ist 5. Alle zusätzlich noch absorbierten Photonen (etwa 24) tragen aufgrund ihrer gegenseitigen Paarung der Drehimpulse nicht zum Drehimpuls des Elektrons bei. Zum Vergleich ist in Abbildung 4.10 die Winkelverteilung entlang des zweiten Ringes dargestellt. In Abbildung 4.16 ist der Impuls in Flugzeitrichtung jeweils gegen eine der beiden Ortsrichtungen aufgetragen. Im linken Teil der Abbildung ist das die x-Richtung, also in Richtung des Laserstrahls, im rechten Teil die y-Richtung (= Jet-Richtung). Es wäre somit in beiden Fällen eine horizontale zigarrenähnliche Verteilung zu erwarten. Dies ist allerdings nicht der Fall, da eine Neigung um einige Grad zu sehen ist. Das hängt damit zusammen, dass die Polarisation des einfallenden Laserstrahls nicht genau entlang der Spektrometerachse steht, sondern um einige Grad dagegen geneigt ist. Grund dafür ist, dass der Strahl über eine etwa 5 Meter lange Strecke über verschiedene Umlenkspiegel in die Target-Kammer gelenkt wird. Dabei wird der Strahl vom Labor in dem der Verstärker steht durch die Zimmerwand in das Labor mit der Vakuumkammer geleitet. Die Verkippung wurde bei der weiteren Auswertung korrigiert.

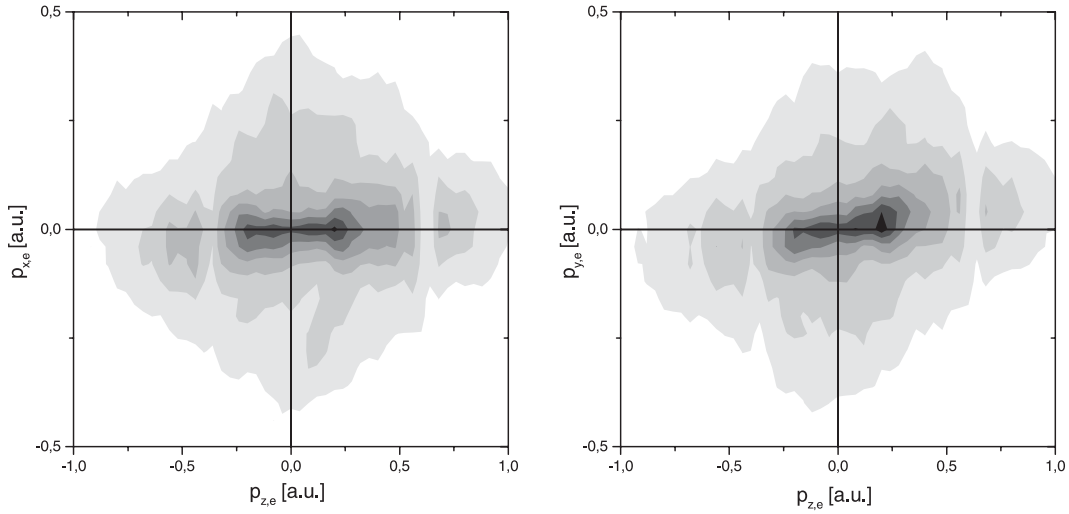


Abbildung 4.16: Impulsverteilungen: $p_{z,e}$ gegen $p_{x,e}$ (links) und $p_{z,e}$ gegen $p_{y,e}$ (rechts).

Impulsverteilung bei Doppelionisation

Bisher beziehen sich die Darstellungen ausschliesslich auf den Prozess der Einfachionisation. Es war nur ein Elektron und ein positiv geladenes Argon-Atom am Streuprozess beteiligt. Nunmehr sollen die Prozesse bei Doppelionisation aufgezeigt werden.

Die Messapparatur ermöglicht es nur ein Elektron pro gemessenem Ion nachzuweisen. Das liegt an der Totzeit der verwendeten Elektronik. Sie benötigt eine gewisse Zeit, um wieder aufnahmebereit für das nächste Teilchen zu werden. Diese Zeitspanne (> 10 ns) würde Löcher im gemessenen Phasenraum erzeugen. Bei Doppelionisation wird deshalb das zweite Elektron aus den Impulsen des gemessenen Elektrons und des Ar^{2+} -Ions berechnet, indem man die Impulserhaltung ausnutzt. Unter Vernachlässigung des Photonenimpulses gilt:

$$\vec{p}_{e,2} = -\vec{p}_{ar^{1+}} - \vec{p}_{e,1} \quad (4.19)$$

Für alle drei Raumrichtungen gilt demnach:

$$\begin{aligned} p_{e,2,x} &= -p_{ar^{1+},x} - p_{e,1,x} \\ p_{e,2,y} &= -p_{ar^{1+},y} - p_{e,1,y} \\ p_{e,2,z} &= -p_{ar^{1+},z} - p_{e,1,z} \end{aligned}$$

So ist es möglich den gesamten Impulsraum des Ausgangskanals zu bestimmen, denn die Impulse aller drei Teilchen sind nun bekannt.

4.3 Elektronen-Korrelation

Besonderes Interesse gilt dabei der Korrelation der bei Doppelionisation entstandenen Elektronen. Diese Elektronenkorrelationen sind im Theorieteil dieser Arbeit ausführlich behandelt und wurden u.a. durch die Messungen in Marburg sehr genau nachgewiesen. Auch in dieser Arbeit werden diese Korrelationen aufgezeigt und im folgenden erklärt. Um das zu verdeutlichen, wird die Impulskomponente p_z der beiden Elektronen gegeneinander aufgetragen. Abbildungen 4.17 und 4.18 verdeutlichen das: Auf der Abszisse ist die Impulskomponente (in a.u.) des einen Elektrons, auf der Ordinate der des zweiten Elektrons aufgetragen: In dieser Darstellung sind keine Bedingungen auf

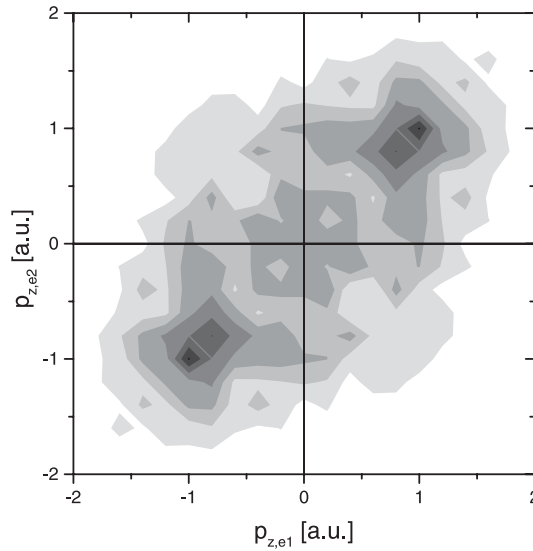


Abbildung 4.17: Elektronenimpulse parallel zum elektrischen Feld des Lasers für das gemessene und das aus dem Recoil durch Impulserhaltung errechnete Elektron, eine deutliche e-Korrelation ist zu erkennen.

den Transversalimpuls ($p_{e,\perp} = \sqrt{p_{e,x}^2 + p_{e,y}^2}$) gesetzt, d.h. es wird über den gesamten Transversalimpuls integriert.

Obwohl bei der Doppelionisation nur ein an der Ionisation beteiligtes Elektron nachgewiesen wird, ist nicht bekannt, um welches es sich dabei im zeitlichen Ablauf handelt. Die Gesamtdauer des Laserpulses liegt 4-5 Größenordnungen unterhalb der Flugzeitunterschiede der Elektronen im Spektrometer. Der Elektronenzweig des Spektrometers hat etwa 30% Nachweiswahrscheinlichkeit. Daher lösen auch in etwa 30% der Fälle beide Elektronen ein Signal im Detektor aus. In diesen Fällen registriert die Nachweiselektronik jedoch nur das erste Elektron, das den Detektor erreicht. Um die künstliche Asymmetrie, die dies in Darstellungen wie Abbildung 4.17 erzeugt, zu kor-

rigieren, wurden die Verteilungen an der ersten Winkelhalbierenden gespiegelt. Das erklärt die Symmetrie in der einen Richtung. 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, da die Wahrscheinlichkeit zwei Elektronen pro Laserschuss zu erzeugen nicht zu vernachlässigen ist. In erster Näherung löst dieses Problem eine Spiegelung, da dadurch die Nachweiswahrscheinlichkeit über die gesamte Elektronen-Flugzeit konstant gehalten wird.

Die Abbildung 4.17 unterscheidet sich von Abbildung 4.18 dadurch, dass zum besse-

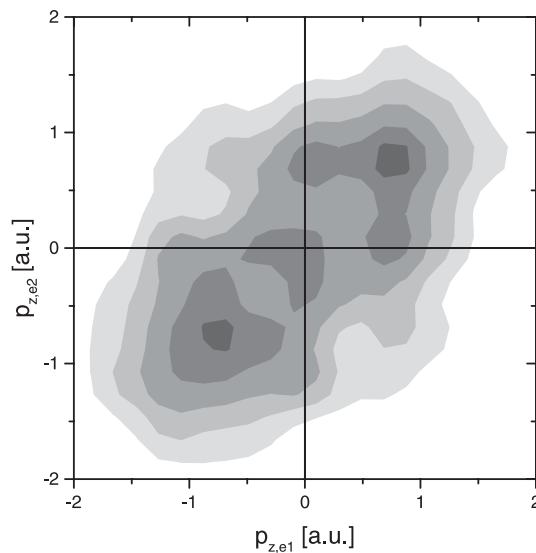


Abbildung 4.18: siehe 4.17, hierbei handelt es sich um die gesmoothte Darstellung.

ren Verständnis eine Smooth-Funktion angewendet wurde. 4.18 verliert durch dieses Smoothen zwar etwas die absolut symmetrische Darstellung, verdeutlicht dafür aber die erwarteten Ergebnisse besser.

Die Maximas der Impulsverteilung in Abbildung 4.17 zeigen, dass beide Elektronen den gleichen Impulsbetrag aufweisen: $p_{z,e1} = p_{z,e2}$, bzw. $-p_{z,e1} = -p_{z,e2}$. Genau diese Ergebnisse zeigen auch Messungen, die wir 1999 zusammen mit der Arbeitsgruppe um Harald Giessen und Gunter Urbasch in Marburg durchgeführt haben. Das ungewöhnliche an diesen Daten ist, dass die Elektronen trotz ihrer gleichen Ladung in die gleiche Richtung fliegen. Das ist zum ersten Mal gemessen worden. Die Erklärung dafür verdeutlicht das „Rescattering Modell“, das im Theorieteil dieser Arbeit erläutert wird. Die Erkenntnisse aus den Messdaten sind zahlreich veröffentlicht worden [13, 14, 15]. Dieses Ergebnis aus den Messungen in Marburg (dargestellt in Abb. 4.19) ist bei der

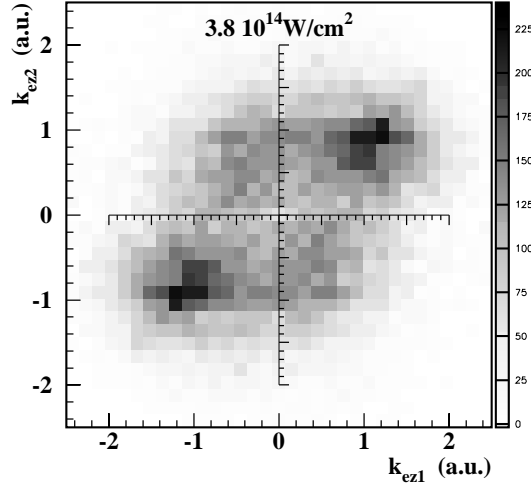


Abbildung 4.19: Ergebnisse aus der Messung in Marburg. Eine Korrelation der Elektronen ist deutlich zu erkennen. Gemessen wurde bei einer Laserintensität von $3,8 \cdot 10^{14} \text{W/cm}^2$.

hier vorgestellten Messung noch einmal verifiziert worden. Allerdings unterscheiden sich die Laserintensitäten der beiden Messungen etwas voneinander: In Marburg betrug die Intensität $3,8 \cdot 10^{14} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, wohingegen in Frankfurt der Laserstrahl eine Intensität von $4,7 \cdot 10^{14} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ hat. Die Übereinstimmung der beiden Messungen hinsichtlich der Elektronenkorrelation ist trotzdem nicht zu übersehen.

Die Elektronen-Ortsauflösung des Experimentes in Marburg genügte nicht, um Impulse in dieser Richtung zu bestimmen. Das ist bei diesem Experiment anders. Die Impulsauflösung liegt bei etwa 0,01 a.u. für die Orte und 0,001 a.u. in Flugzeitrichtung der Elektronen.

Die Abbildungen 4.17, 4.18 und 4.19 zeigen, dass die Elektronen in die gleiche Halbebene des Phasenraums emittiert werden. Aufgrund der Elektron-Elektron-Abstossung ist es allerdings nicht möglich, dass sie sich absolut parallel zueinander bewegen. Entweder existiert ein Winkel zwischen den beiden Flugbahnen, oder sie bewegen sich mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Um dieser Frage nachzugehen, wird das obige Ergebnis (4.17 und 4.18) für verschiedene Impulse der Elektronen in Ortsrichtung geplottet. Das bedeutet, man schaut sich die Verteilung in Flugzeitrichtung für den Fall an, dass die Emissionsrichtung eines der beiden Elektronen einen sehr kleinen Winkel zur Feldrichtung aufweist ($p_T \approx 0$), als auch einen grossen Winkel ($p_T \approx 0,4 \text{a.u.}$). Für

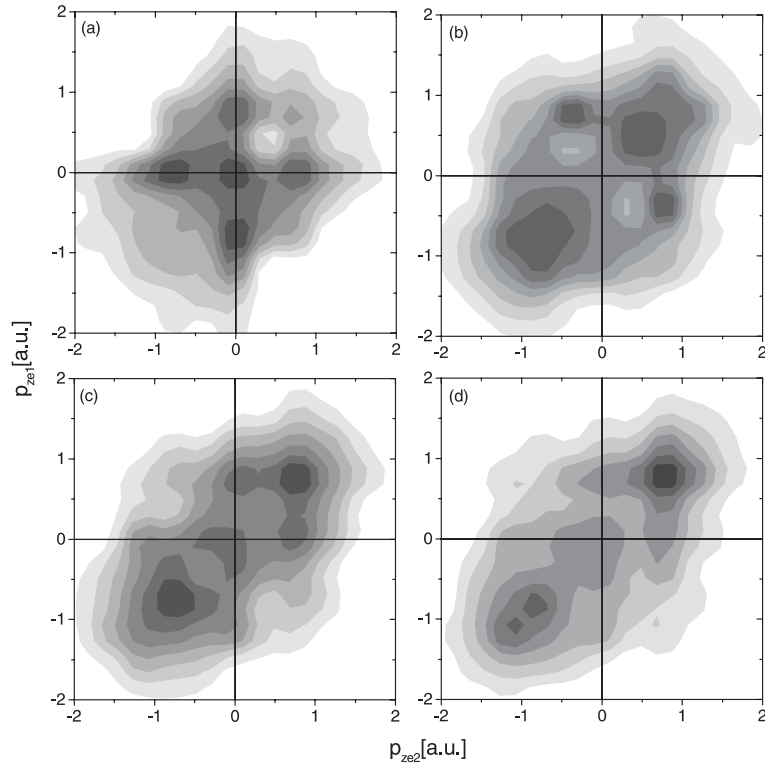


Abbildung 4.20: Longitudinal-Impulsverteilung der Elektronen mit Bedingung auf vier verschiedene Transversalimpulse der beiden Elektronen. (a): $p_{T1,e} = 0,0a.u. - 0,1a.u.$, (b): $p_{T2,e} = 0,1a.u. - 0,2a.u.$, (c): $p_{T3,e} = 0,2a.u. - 0,3a.u.$, (d): $p_{T4,e} = 0,3a.u. - 0,4a.u.$, weitere Erklärungen im Text.

die Berechnung dieses Transversalimpulses gilt:

$$p_{x,y,e} = \sqrt{p_{x,e}^2 + p_{y,e}^2} \quad (4.20)$$

Der maximale Transversalimpuls liegt bei etwa $p_{x,y,e}^{max} = 0,4a.u.$, wie Abb. 4.15 zeigt. Es werden Bedingungen für vier verschiedene Transversalimpulsbereiche konstruiert:

- $p_{T1,e} = 0,0a.u. - 0,1a.u.$
- $p_{T2,e} = 0,1a.u. - 0,2a.u.$
- $p_{T3,e} = 0,2a.u. - 0,3a.u.$
- $p_{T4,e} = 0,3a.u. - 0,4a.u.$

Mit Bedingung auf jeweils einen dieser vier Transversalimpulsbereiche wird das oben erläuterte Impulsbild geplottet. Das Ergebnis zeigt Abbildung 4.20. Auf dem Detektor

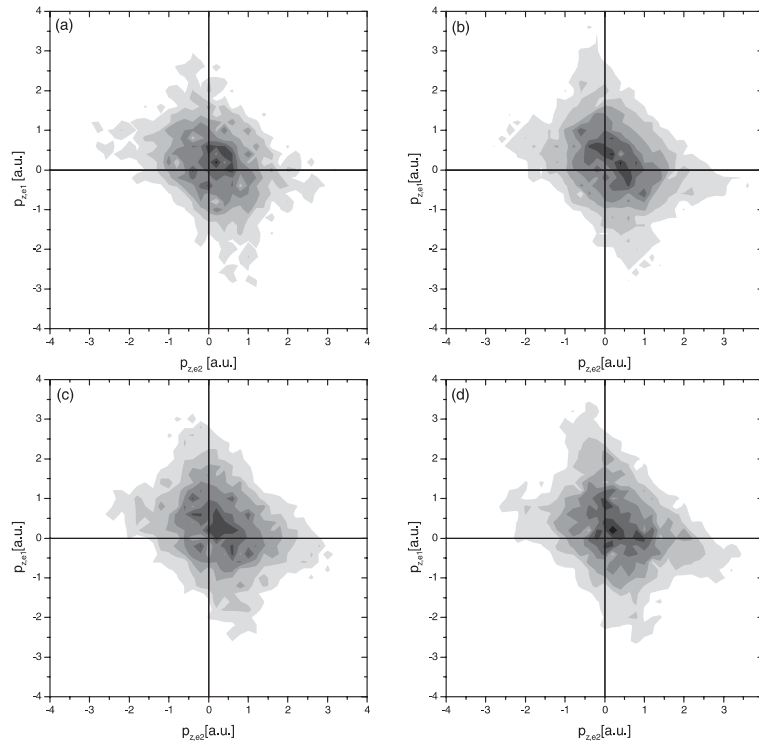


Abbildung 4.21: Longitudinal-Impulsverteilung der Elektronen ohne Koinzidenzen (zufällig auf den Detektor getroffene Elektronen), Bedingungen wie in 4.20. Hier wird der Untergrund dargestellt, der in Abb.4.20 korrigiert wurde.

werden auch eine gewisse Anzahl Elektronen nachgewiesen, die nicht zu dem nachgewiesenen ionisierten Argonatom gehören. Sie stammen aus ionisiertem Hintergrundgas oder anderen Argonionen. Man spricht von nicht-koinzidenten Elektronen. Diese „falschen Elektronen“ haben mit den hier beschriebenen physikalischen Effekten nichts zu tun.

Etwa 35% der Gesamtevents sind nicht-koinzidente Elektronen. Durch eine Simulation können Spektren ausschliesslich mit nicht-koinzidenten Elektronen erzeugt werden. Abbildung 4.21 zeigt solch ein Spektrum. Hierbei handelt es sich um dasselbe Spektrum, wie in 4.20, gefüllt mit zufälligen Elektronen. Die vier Teilbilder unterscheiden sich nicht, denn die Elektronen „wissen“ nichts voneinander und können somit auch keine Koinzidenz, wie in 4.20 zu sehen ist, aufweisen.

Abbildung 4.20 zeigt die Verteilung, bei der schon die nicht-koinzidenten Elektronen abgezogen worden sind.

Es ist eine deutliche Veränderung der Verteilung in 4.20 zu erkennen: Mit Bedingung auf grosse Transversalimpulse (d) ist eine Verteilung ähnlich der aus der Marburg-Messung zu erkennen. Im Gegensatz dazu weist die Verteilung für kleine Transversalimpulse (a) eine komplett andere Struktur auf. Hier verschwinden die beiden Peaks auf der Diagonalen und die Verteilung konzentriert sich auf die Koordinatenachsen. Die beiden anderen Bilder (b, c) zeigen den Übergang der einen Verteilung in die andere.

Wie schon in [13] behauptet, ist eine starke Elektronen-Korrelation bei der Intensität zu finden, die nahe des „Knies“ der Doppelionisations-Rate liegt, die im Theorieteil erklärt ist 2.1. Das Maximum der Impulsverteilung für grosse Transversalimpulse peakt bei etwa 1 und -1 a.u. .

Die in Abbildung 4.20 gefundene Abhängigkeit lässt sich im Rahmen des Rescattering-Modells verstehen. Wir betrachten hierbei Prozesse, bei denen bei der Rückstreuung eine Elektronenstossionisation stattfindet und solche, bei denen das Ar^+ durch Elektronenstoss angeregt und dann feldionisiert wird getrennt (siehe Abb.4.22).

Die Anregungskurve (Abb.4.22) stützt sich darauf, dass das angeregte Elektron sofort ionisiert wird. Ob das so ist, hängt vom Feld zum Zeitpunkt des Returns und somit also von der Laserpower ab. Das kritische Feld für „over the barrier“- Ionisation kann mit Gleichung 4.1 in [17] abgeschätzt werden, und ist $2,97 \cdot 10^6 V/m$ bei 11eV Bindungsenergie des ersten angeregten Zustandes von Ar^+ . Bei viel kleinerer Laserintensität, als sie in dieser Arbeit verwendet wurde, könnte es sein, dass zumindest für den niedrigsten angeregten Zustand eine Chance besteht, einen optischen Zyklus zu überstehen.

Wenn allerdings das zurückkehrende Elektron genügend Energie zum Ionisieren besitzt, können beide Elektronen die Energie willkürlich durch den (e,2e)- Stoss aufteilen. Nach dem Stoss erfahren beide zusätzliche Impulse durch das Laserfeld und werden nachbeschleunigt ($p_{nach} = \frac{F}{\omega} \cos \omega t$). Das Feld führt zu einer maximalen Returnenergie von $3,17 \times E_p$. Aus den Laserparametern geht die Ponderomotive Energie von $E_p = \frac{F^2}{4\omega^2} = 0,971 a.u.$ hervor. Der Bereich, der klassisch für die Ionisation erlaubt ist, ist in Abbildung 4.22 als hellgraue Fläche dargestellt. Die meisten gemessenen Events befinden sich innerhalb dieses klassischen Bereichs. Quantenmechanisch sind auch andere Bereiche des Phasenraums erlaubt [70]. Dies beruht darauf, dass quantenmechanisch aufgrund der Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$ die Energie nicht zu jedem Zeitpunkt erhalten ist und damit auch klassisch energetisch verbotene Zwischenzustände beitragen

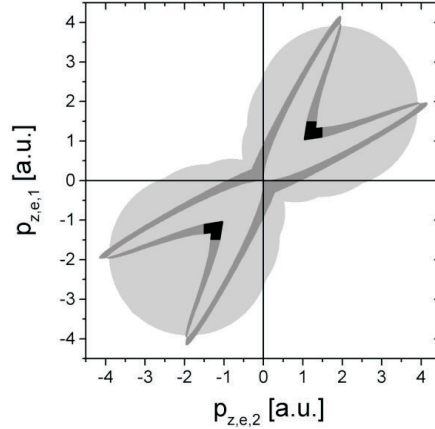


Abbildung 4.22: Klassisch erlaubter Bereich des Rescattering-Modells für Elektronen in starken elektrischen Feldern. Dargestellt ist der Bereich für (e,2e)-Stossionisation (hellgrauer Bereich) und der erlaubte Bereich, bei dem ein angeregter Ar^+ -Zwischenzustand gebildet wird (dunkelgraue Kurve) mit maximaler Wahrscheinlichkeit in den schwarzen Bereichen.

können. Wie die Verteilung innerhalb des klassisch erlaubten Bereiches aussieht, hängt detailliert vom (e,2e)-Stoss im Feld und der gegenseitigen Beeinflussung der Elektronen nach dem Stoss ab.

Der Einfluss der Elektronen-Abstossung, wie er in Abbildung 4.20 zu sehen ist, wird in einigen theoretischen Arbeiten erforscht, die sich auf die S-Matrix-Theorie stützen [70, 71]. Der (e,2e)-Stoss wird in diesen Rechnungen 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 4.20(d). Beim Coulombpotential hingegen existieren schnelle und langsame Elektronen und es entsteht eine Verteilung, ähnlich der in 4.20(a).

Widersprüchlich ist allerdings, dass das Einbeziehen des korrekten Coulombpotentials zwischen den Elektronen nicht mit den gemessenen und über alle Transversalimpulse integrierten Daten übereinstimmt. Eine mögliche Erklärung für diese Diskrepanz ist, dass diese Rechnungen nicht den Anregungsanteil beinhalten, der immens wichtig ist. Um diesen Prozess allerdings genau zu erklären, sind vollständige Rechnungen nötig, die alle Zwischenzustände und den Elektron-Elektron-Stoss präzise und korrekt beschreiben.

Kapitel 5

Zusammenfassung

*„...ich denke, ich kann davon ausgehen,
dass niemand die Quantenmechanik versteht.“*

Richard Feynman

aus R. Feynman *Character of Physical Law*, Kap. 6, Cambridge USA (MIT Press), 1976

Ziel dieser Arbeit war es alle Impulskomponenten der bei Einfach- und Doppelionisation entstandenen Elektronen zu bestimmen. Dazu ist das Argon einem starken elektrischen Feld, das durch ein Hochleistungslaser erzeugt wurde, ausgesetzt worden. Um die dabei entstandenen Teilchen nachzuweisen wurde die COLTRIMS-Technologie eingesetzt. Dabei handelt es sich um ein Mikroskop, das die Dynamik atomphysikalischer Prozesse verdeutlichen kann. Die bei der Ionisation entstandenen Fragmente werden mittels eines elektrischen Feldes separiert und auf orts- und zeitauflösende Detektoren abgebildet. Die Impulsbestimmung ergibt sich aus der Flugzeit und dem Auftreffort der Teilchen.

Es gibt, bis zu einer bestimmten Laserintensität im Fokus, eine Korrelation zwischen den beiden bei der Doppelionisation herausgelösten Elektronen, die mit dem Rückstreumodell erklärt werden kann. Dieses „Rescattering-Modell“ beschreibt einen plausiblen Prozess, damit die gemessene Verteilung der Elektron-Impulse verstanden werden kann. Festgestellt wurde ebenfalls, dass die Impulsverteilung nicht von den Grundzuständen im Atom herrührt, sondern erst die Kopplung des optischen Feldes an das Atom eine derartige Verteilung bewirkt.

Im Rahmen dieses Experimentes war es erstmals möglich alle drei Impulskomponenten des Elektrons zu messen und mit hinreichend guter Auflösung zu bestimmen. Es konnten somit verschiedene Raumwinkel zwischen den Flugbahnen der Elektronen unterschieden werden. Die Messungen zeigen, dass die Elektronen-Impulsverteilung ent-

lang des elektrischen Feldes stark vom Transversalimpuls abhängt: Beide Elektronen haben den selben Longitudinalimpuls (d) bei grossen Transversalimpulsen. Dahingegen gibt es bei sehr kleinen Transversalimpulsen (a) ein schnelles und ein langsames Elektron und die Verteilung konzentriert sich somit auf die Koordinatenachsen. Das verdeutlichen Abbildungen 5.1 und A.12.

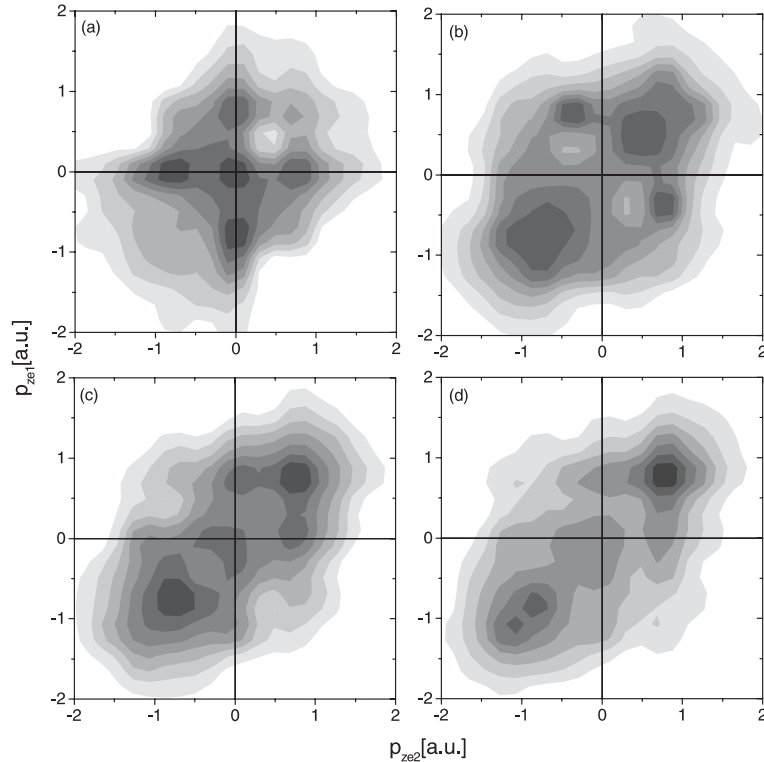


Abbildung 5.1: Longitudinal-Impulsverteilung der Elektronen mit Bedingung auf vier verschiedene Transversalimpulse der beiden Elektronen. (a) $p_{T1,e} = 0, 0a.u. - 0, 1a.u.$, (b) $p_{T2,e} = 0, 1a.u. - 0, 2a.u.$, (c) $p_{T3,e} = 0, 2a.u. - 0, 3a.u.$, (d) $p_{T4,e} = 0, 3a.u. - 0, 4a.u.$, weitere Erklärungen im Text.

Die in 5.1 dargestellten Ergebnisse können durch die Elektron-Elektron-Abstoßung erklärt werden. 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. Dies aber verbietet die Elektron-Abstoßung. Um die gemessenen Verteilungen besser verstehen und erklären zu können, wurde der durch das Rescattering-Modell klassisch erlaubte Bereich des Phasenraums berechnet. Das zeigt Abbildung 2.5.

Prozesse, bei denen bei der Rückstreuung eine Elektronen-Stossionisation stattfindet und Prozesse, bei denen das Ar^+ durch Elektronenstoss angeregt und dann feldionisiert wird, wurden getrennt betrachtet. Die klassisch erlaubten Bereiche zeigt Abbildung 5.2.

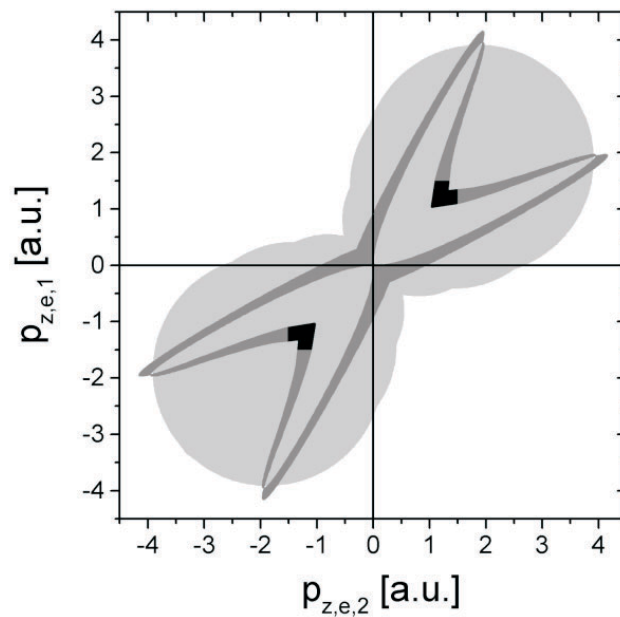


Abbildung 5.2: Klassisch erlaubter Bereich des Rescattering-Modells für Elektronen in starken elektrischen Feldern. Dargestellt ist der Bereich des (e,2e)-Stosses (hellgrauer Bereich) und der erlaubte Bereich der Anregung (dunkelgraue Kurve) mit maximaler Wahrscheinlichkeit in den schwarzen Bereichen.

Zusammenfassend kann man sagen, dass erste Beweise für die Rolle der Elektron-Abstossung im Endzustand der Doppelionisation in starken Feldern erbracht worden sind. Trotzdem kann das Experiment keine vollständige Beschreibung des Drei-Körper-Problems bieten, denn für eines der Elektronen blieb der Transversalimpuls unbeobachtet. Es ist jedoch schon in naher Zukunft denkbar, Messungen dahingehend durchzuführen, dass auch eine vollständige Impulsverteilung des Endzustandes der Doppelionisation erreicht werden kann.

Anhang A

Anhang

A.1 Source Code der C++ Routine

Die Auswertung der Rohdaten geschieht mit „COBOLD“. Dazu werden dem Programm mittels der sog. DAN.DLL, der (D)ata-(A)quisatio(N)-dynamic link library, die notwendigen physikalischen Informationen übergeben, um die gemessenen Events entsprechend darzustellen.

In diesem Fall ist die DAN.DLL mit „Microsoft Visual C++“ entsprechend bearbeitet worden. Die Parameter der DAN.DLL werden über ein CCF-File mit den im List-Mode-File (LMF) vorliegenden Rohdaten verknüpft. In diesem CCF-File stecken die Informationen, wie die einzelnen Events physikalischen Grössen zugeordnet werden. Es handelt sich dabei um eine Art Bauplan für die darzustellenden Spektren.

Im Anschluss sind einige Auszüge aus der DAN.DLL dargestellt. Es handelt sich dabei um die Berechnungen der Orte und Impulse aller Teilchen aus den Rohdaten.

Einige Koordinaten des CCF-Files seien beispielhaft dargestellt. Das sind einerseits die direkt gemessenen Grössen, andererseits die in der Analyse berechneten Grössen:

```
; gemessene groessen:
    coordinate x1,x2,y1,y2,etdc,ar2nd,ar2,ar1,etime,time,m,w,s,header,lecrec1,lecrec2,lecel1,lecel2
; berechnete groessen:
    coordinate summe,x,y,sumx,sumy,xdl,ydl,pxr,pyr,pzr,xr,yr,r,phi,re,phie
    coordinate pxye,pxe,pye,pze,timesum,rectime,ertime,lectime
    coordinate adcns,tdcns,lecns,lEvent counter,pxec,pyec,pzrce
    coordinate etotenergy,e1energy,e2energy,ar1energy,pe1sum,pe2sum, par1sum,Psi,Angle
    coordinate pe2x,pe2y,pe2z,pzeklapp,pze2klapp,par2x,par2y,par2z,ar2energy,par2sum
    coordinate pez_a,pe2z_a,pzeklapp_a,pze2klapp_a,e1energyz
    coordinate pzeklapp2,pze2klapp2,pzeklapp3,pze2klapp3
```

Routine zur Elektronenimpulsberechnung der Flugzeitkomponente

```

*****mw****
                this is lothars subroutine
*****mw****

void toftopz(double etof, double *pz)
{
    //s1 ist acceleration length in m
    //s2 is drift length in m
    //t0f in nsec
    //pz in au
    //t0f=t0fx + 1.814 ; !from etof

    int i;
    double a, v0, v1;
    double testTOF, test2TOF, dt, dt dv0;
    double s1 = 0.06593;
    double s2 = 0.12989;
    double field = 3.489;
        a = 1.7588 E13 * field;

        etof = etof * 1E-9;

        v0 = -etof * a + sqrt(2 * a * s1) + s2 * sqrt(a / 2 / s1);
        dt = 10;
        for (i = 1 ; i <= 6 ; i++)
    {
        testTOF = -v0 / a + sqrt(v0 * v0 + 2 * a * s1) / a + s2 / sqrt(v0 * v0 + 2 * a * s1);
        v1 = 1.01 * v0;
        test2TOF = -v1 / a + sqrt(v1 * v1 + 2 * a * s1) / a + s2 / sqrt(v1 * v1 + 2 * a * s1);
        dt dv0 = (test2TOF - testTOF) / (v1 - v0);
        if (v0 != 0) v0 = v0 + 0.7 * (etof - testTOF) / dt dv0;
        dt = test2TOF - testTOF;
    }

    *****mw****

    *pz = v0 / 2.18 E6;
}

```

Ortsberechnungen:

```

*****mw****
                Unterprogramm zur WS Ortsberechnung
*****mw****

void sig_to_ws_ort ( double md , double wd , double sd , double res ,
double m_mult , double w_mult , double s_mult ,
double m_off , double w_off , double s_off ,
double xws , double xwm , double xsm ,
double *ws_x , double *ws_y)
{
double mm,ww,ss,a,b,c,abc,abcm,xnorm,m,w,s;

        mm = (md - m_off) / m_mult;
        ww = (wd - w_off) / w_mult;
        ss = (sd - s_off) / s_mult;

        a = xws;
        b = xwm;
        c = xsm;

        abc = a + b + c;
        abcm = (a * b) + (a * c) + (b * c);
        xnorm = 1 / (1 - (2 * abc) + (3 * abcm));

        m=xnorm*(mm*(1-a-abc+abcm)+ss*(-c+abcm)+ww*(-b+abcm)) ;
        w=xnorm*(ww*(1-c-abc+abcm)+mm*(-b+abcm)+ss*(-a+abcm)) ;
        s=xnorm*(ss*(1-b-abc+abcm)+ww*(-a+abcm)+mm*(-c+abcm)) ;

        *ws_x = w / (m + w + s) * res; //X
        *ws_y = s / (m + w + s) * res; //Y
}

*****mw****
                Routine für Delayline Ortsberechnung
*****mw****

void sig_to_dl_ort(double x1, double x2 ,double y1 ,double y2 ,
double *tdc_x ,double *tdc_y,double *sumx ,double *sumy)
{
        *tdc_x = x2 - x1 ;
        *tdc_y = y2 - y1 ;
        *sumx = x1 + x2 ;
        *sumy = y1 + y2 ;
}

```

Routine zur Impulsberechnung der Recoils:

```

*****mw****
                          Impuls-Berechnung Recoils
*****mw****

void rec_mom(double xr, double yr, double rectime, double t0,
             double ladung, double abszero,
             double *pxr, double *pyr, double *pzs)

{
    double pxro;
    double pyro;
    double pzro;
    double alpha;
    double beta;

    pxro = ((xr * 48 * 1e-3) / 800) * 1.8897 * 1e10 / ((abszero + rectime)
        * 1e-9 * 4.1341 * 1e16) * 73448.226 ; //alles in a.u.
    pyro = ((yr * 48 * 1e-3) / 810) * 1.8897 * 1e10 / ((abszero + rectime)
        * 1e-9 * 4.1341 * 1e16) * 73448.226 ; //alles in a.u.
    pzro = rectime * 1E-9 * 3.489 * 100 * ladung * 1.6022E-19 * 5.01E23
        ; //p = e * field * t in a.u.

    double pi = 3.14159264;
    alpha = (0 * pi) / 180 ; //Winkel entspricht 0 Grad (bekommen von Origin)
    beta = (0 * pi) / 180 ; //Winkel entspricht 0 Grad (bekommen von Origin)

    //Dreh-Matrix zur Kompensation des „schiefen“ Spektrometers
    double pxrs = cos(alpha) * pxro + sin(alpha) * pzro ;
    double pzrs = -sin(alpha) * pxro + cos(alpha) * pzro ;
    double pyrs = cos(beta) * pyro + sin(beta) * pzrs ;
    pzrs = -sin(beta) * pyro + cos(beta) * pzrs ;

        *pxr = pxrs ;
        *pyr = pyrs ;
        *pzs = pzrs ;
}

```


Routine zur Impulsberechnung der Elektronen für die x- und y-Richtung:

```

*****mw****
Impuls-Berechnung Elektronen —— Ortsrichtung
*****mw****

void xytomom(double xe, double ye, double xe_0, double ye_0,
double etof, double *pxy, double *px, double *py, double *r)
{
    double dx, dy, s, re, pg ;
    double omega = 1.78452e8 ; //Zyklotronfrequenz (2 * pi * 1/wiggel.t)
double me = 9.108e-31;
double pau = 5.0185113E23; // kg * m/s in a.u.
double xg_e = 1e-3 / 1.5 * 0.025; // 1.4 ns/mm * ch in ns alles in (m/ch)
double yg_e = 1e-3 / 1.4 * 0.025; // 1.5 ns/mm * ch in ns alles in (m/ch)
double pi = 3.14159264;
double alpha ;
double ephi, ephi1, beta ;

    dx = (xe - (-132.34012 - 0.06751 * etof)) * xg_e ;
    dy = (ye - (-181.79512 + 0.85632 * etof)) * yg_e ;

    re = sqrt(dx*dx + dy*dy) ;
    s = fabs(sin(omega*etof*1.0E-9/2.)) ;

    if (s <= 0.001)
    {
        *pxy = 100000 ;
    }
    else
    {
        *pxy = re / 2 * omega * me / s * pau ;
        pg = re / 2 * omega * me / s * pau ;
    }

    ephi1 = atan2(dy,dx) ;
    if (ephi1 <= 0.0) ephi1 = ephi1 + 2.0 * pi ;
    alpha = omega * etof * 1.0E-9 ;
    alpha = fmod(alpha,2.0*pi) ;

    beta = pi / 2.0 - alpha / 2.0 ;

    ephi1 = ephi1 - beta ; //original Setting (o.Drehung)
    ephi = ephi1 + pi / 2.0 ; //original Setting (o.Drehung)
    //ephi1 = ephi1 + beta ; // B-Feld gedreht
    //ephi = ephi1 - pi / 2.0 ; // B-Feld gedreht

    if (ephi >= pi * 2.0) ephi = ephi - 2.0 * pi ;
    if (ephi < 0.0) ephi = ephi + 2.0 * pi ;
    *px = pg * sin(ephi) ; // pxe
    *py = pg * cos(ephi) ; // pye
    *r = re*1000;
}

```

A.2 Atomare Einheiten

Die atomaren Einheiten (atomic units a.u.) sind auf die Dimension des Elektrons im Grundzustand des Wasserstoffatoms normiert und ermöglichen eine einfachere Beschreibung der atomphysikalischen Prozesse. Folgende Naturkonstanten besitzen durch die atomaren Einheiten einen einfachen Zahlenwert:

$$\begin{array}{l|l}
 \text{Elementarladung} & e = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ AS} = 1 \\
 \text{Elektronenmasse} & m_e = 9,1095 \cdot 10^{-31} \text{ kg} = 1 \\
 \text{Plancksche Wirkungsquantum} & h = 6,62617 \cdot 10^{-34} \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2}{\text{s}^2} = 2\pi \\
 & \hbar = \frac{h}{2\pi} = 1 \\
 \text{Vakuum-Lichtgeschwindigkeit} & c = 2,99792 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} = 137,036
 \end{array}$$

damit ergeben sich mit folgenden Beziehungen:

$$\begin{array}{l|l|l}
 \text{Energie} & E = \frac{1}{2}mv^2 & E = \frac{p^2}{2m} \\
 \text{Impuls} & p = mv & p = \sqrt{2mE} \\
 \text{Geschwindigkeit} & v = \frac{p}{m} & v = \sqrt{\frac{2E}{m}} \\
 \text{Zyklotronfrequenz} & \omega = \frac{2\Pi}{T} & \omega = \frac{e}{m} \cdot B \\
 \text{Magnetfeld} & B = \frac{\omega \cdot m_e}{e} &
 \end{array}$$

die atomaren Einheiten:

Atomare Einheiten	SI-Einheiten
1 au Ladung	$1,6219 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
1 au Zeit	$2,4189 \cdot 10^{-17} \text{ s}$
1 au Energie	$27,2 \text{ eV}$
1 au Geschwindigkeit	$2,1947 \cdot 10^6 \text{ m/s}$
1 au Impuls	$1,99285 \cdot 10^{-24} \text{ kg m/s}$
1 au Masse	$\frac{1,6605}{1836} \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
1 au Länge	$0,529 \cdot 10^{-10} \text{ m}$
1 au Magnetfeld	$23,54 \cdot 10^4 \text{ T} = 23,54 \cdot 10^8 \text{ G}$

A.3 Farbtafeln

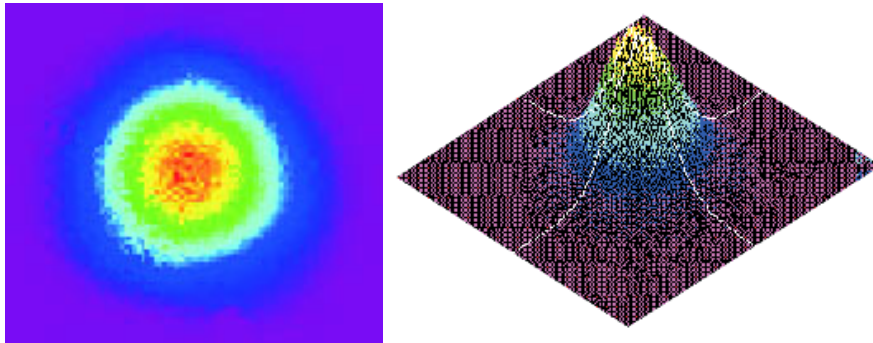


Abbildung A.1: Farbcodierte Darstellung eines Schnittes durch den Laserstrahl, als Aufsicht (links) und dreidimensional (rechts), gemessen am Ausgang des Verstärkers, aus [72].

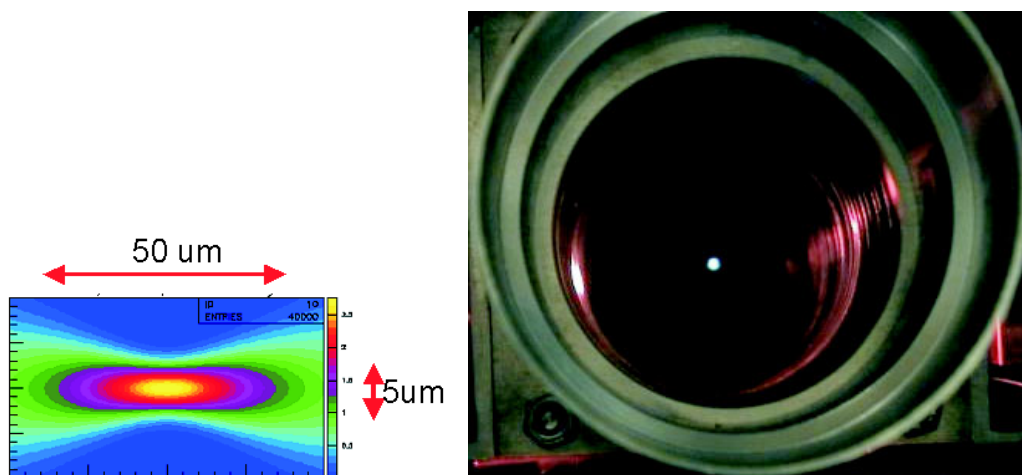


Abbildung A.2: Fokus (links), Laserspot aus Sicht des Recoil-Detektors (rechts).

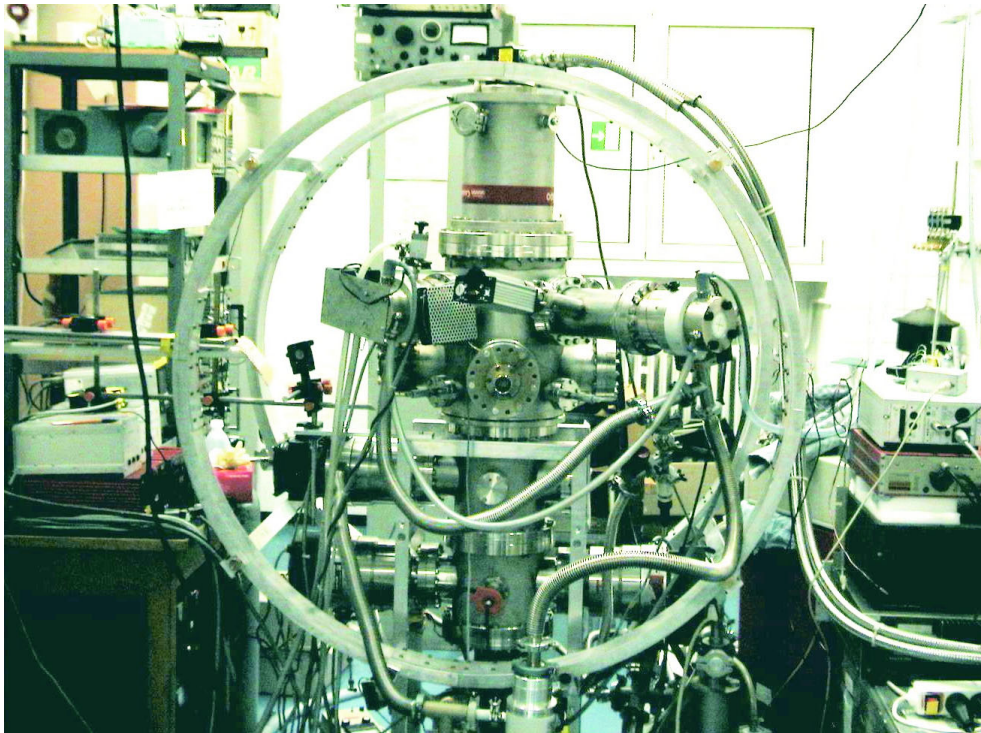


Abbildung A.3: Targetkammer inklusive der Helmholtzspulen.

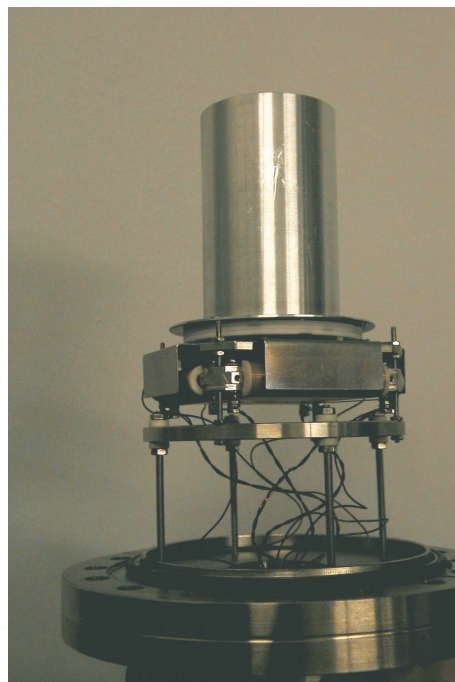


Abbildung A.4: Delay-Line Detektor inkl. Driftröhre, Delay-Line Anode und Halterung.

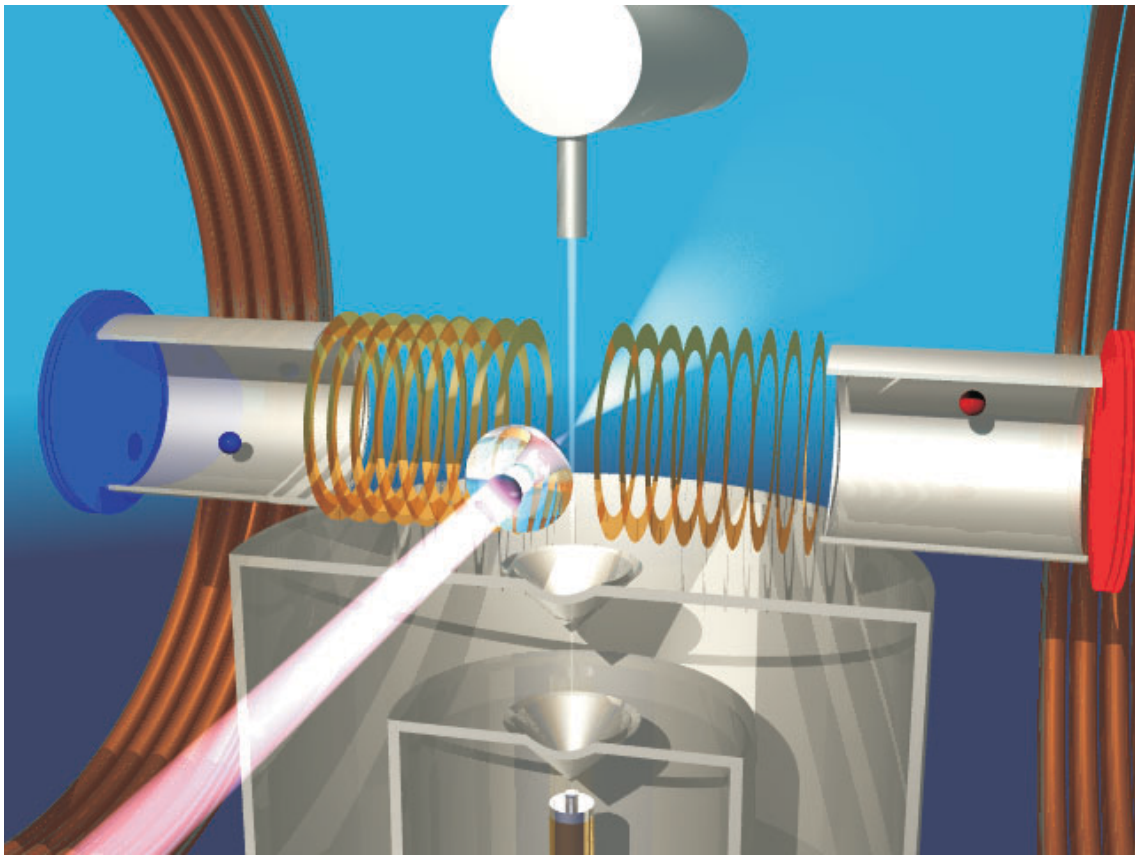


Abbildung A.5: Schematische Darstellung des Spektrometers. Zu erkennen sind die Kupfer-Elektroden, die Driftstrecken und die Detektoren. Ebenfalls abgebildet sind die Helmholtzspulen und das Gassystem mit Jetdump.

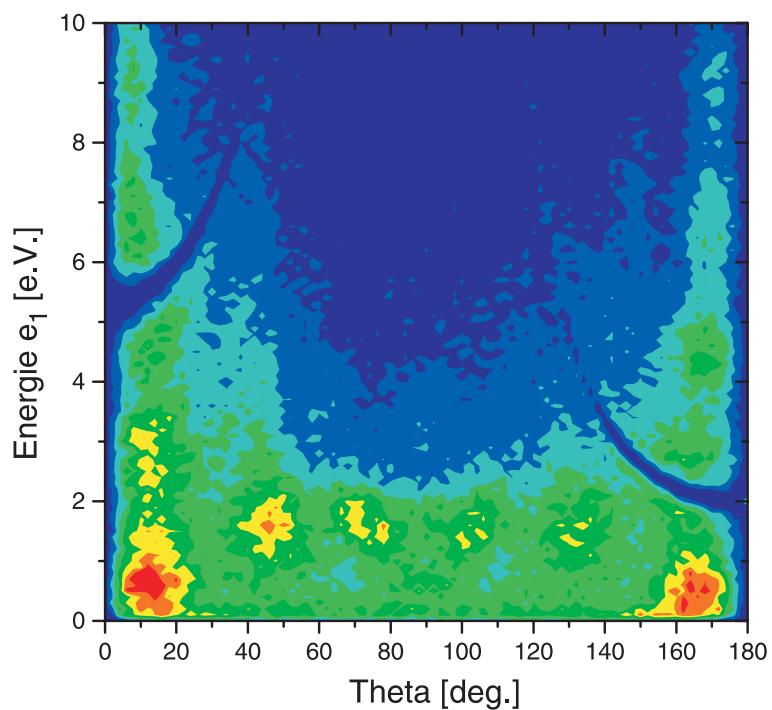


Abbildung A.6: Elektronenenergie in Abhängigkeit von Theta (Erklärung siehe 4.1.5).

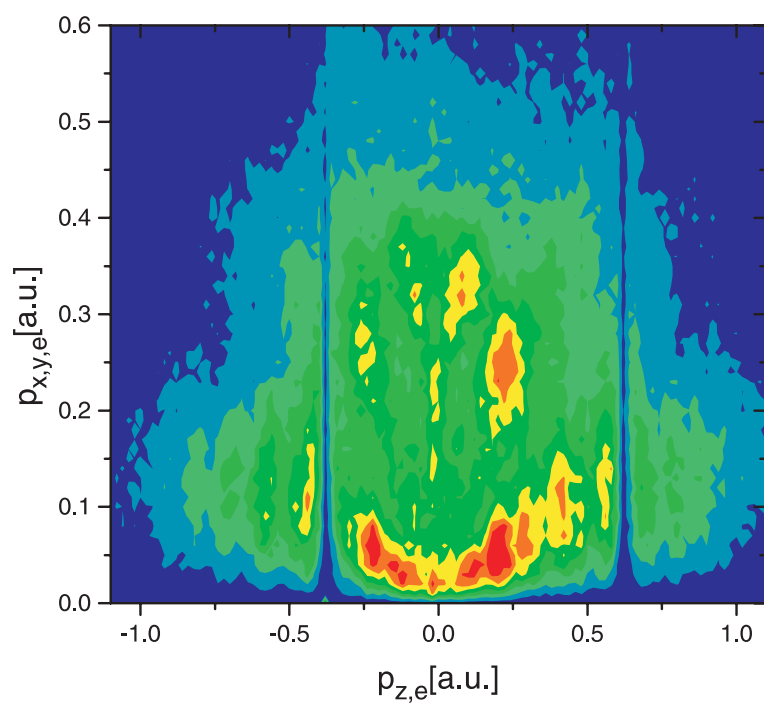


Abbildung A.7: Impulsverteilung der Elektronenimpulse in Richtung der Polarisation und senkrecht dazu.

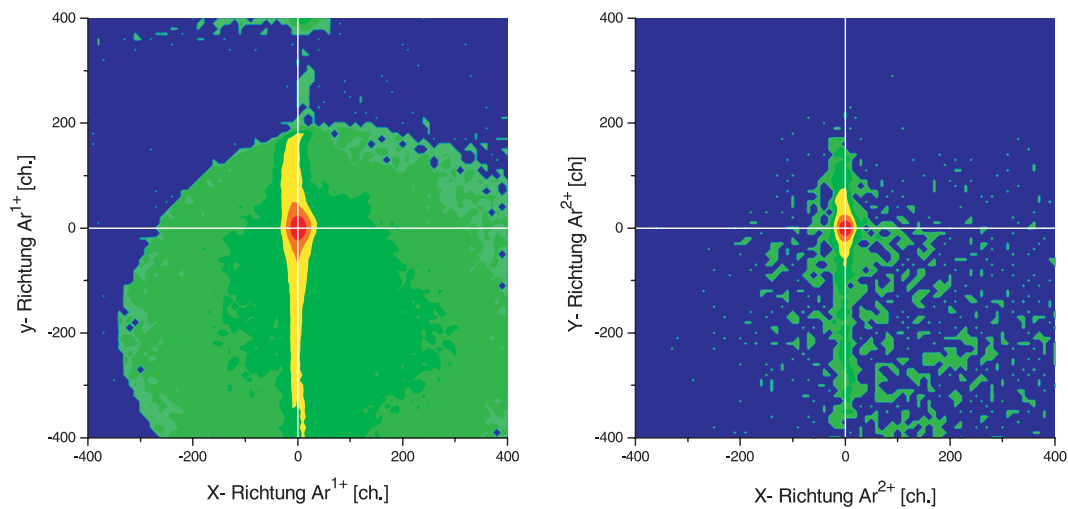


Abbildung A.8: Recoilorte in Kanälen, links Ar^{1+} , rechts Ar^{2+} .

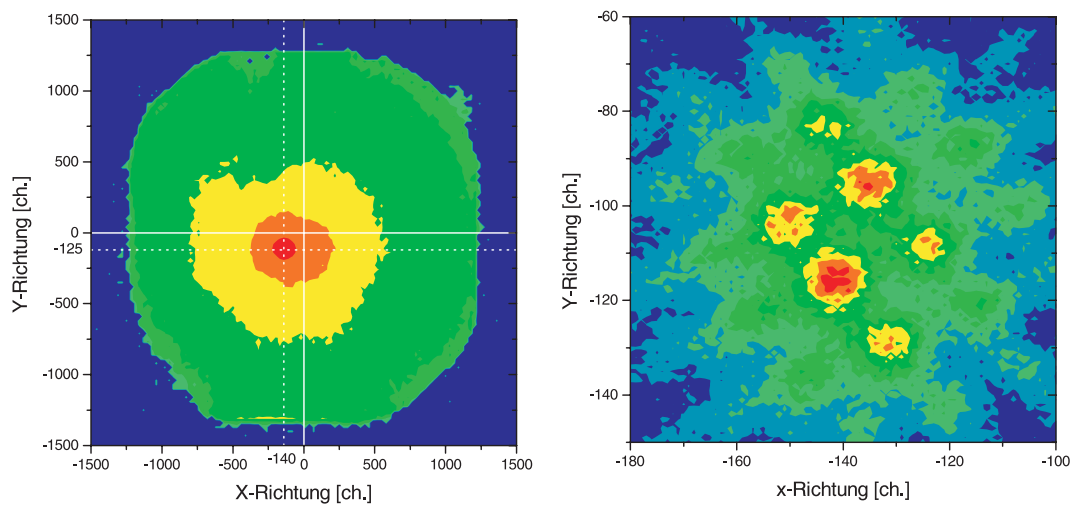


Abbildung A.9: Elektronenorte in Kanälen. Rechts ist eine vergrößerte Darstellung des Elektronenortes zu sehen.

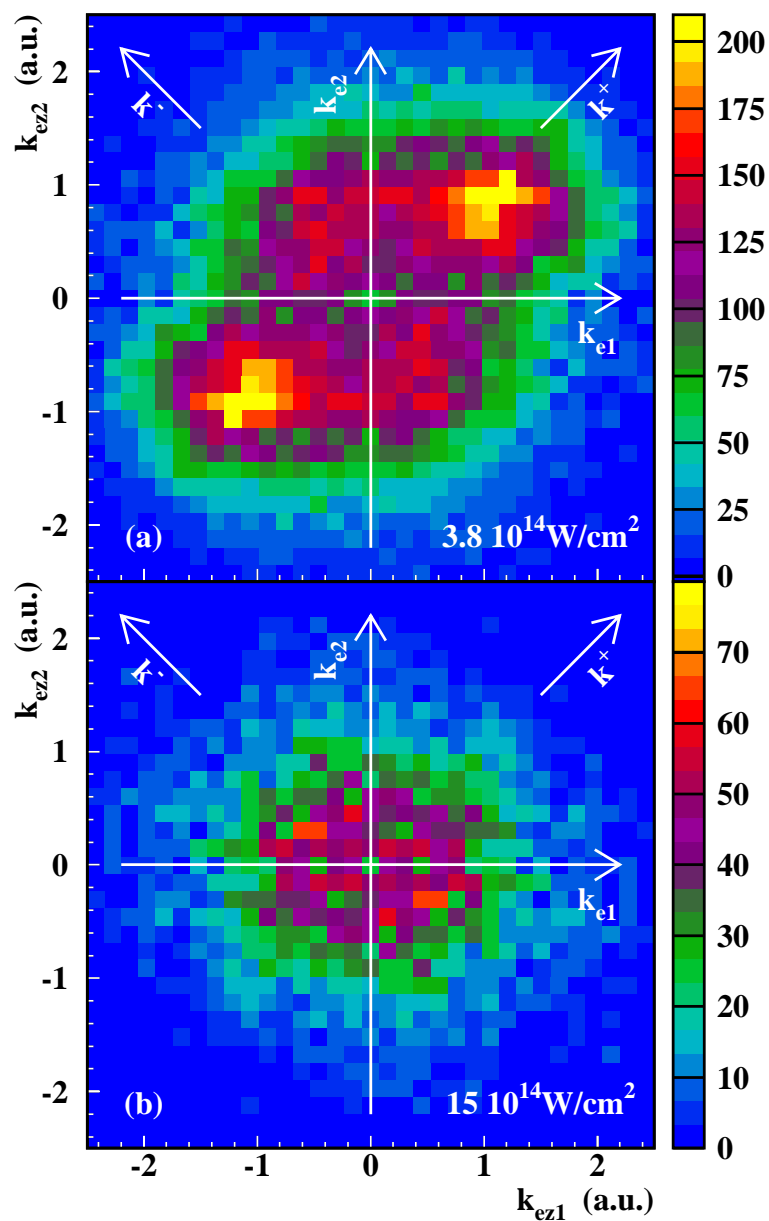


Abbildung A.10: Elektronen-Impulsverteilung parallel zum elektrischen Feld. Daten aus den Messungen in Marburg sind hier dargestellt. oben: Bei einer Intensität von $3,8 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$: Eine extreme Elektronenkorrelation ist zu erkennen, wohingegen untere Darstellung eine Messung bei einer Intensität von $15 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ zeigt: Die Elektronenkorrelation geht verloren.

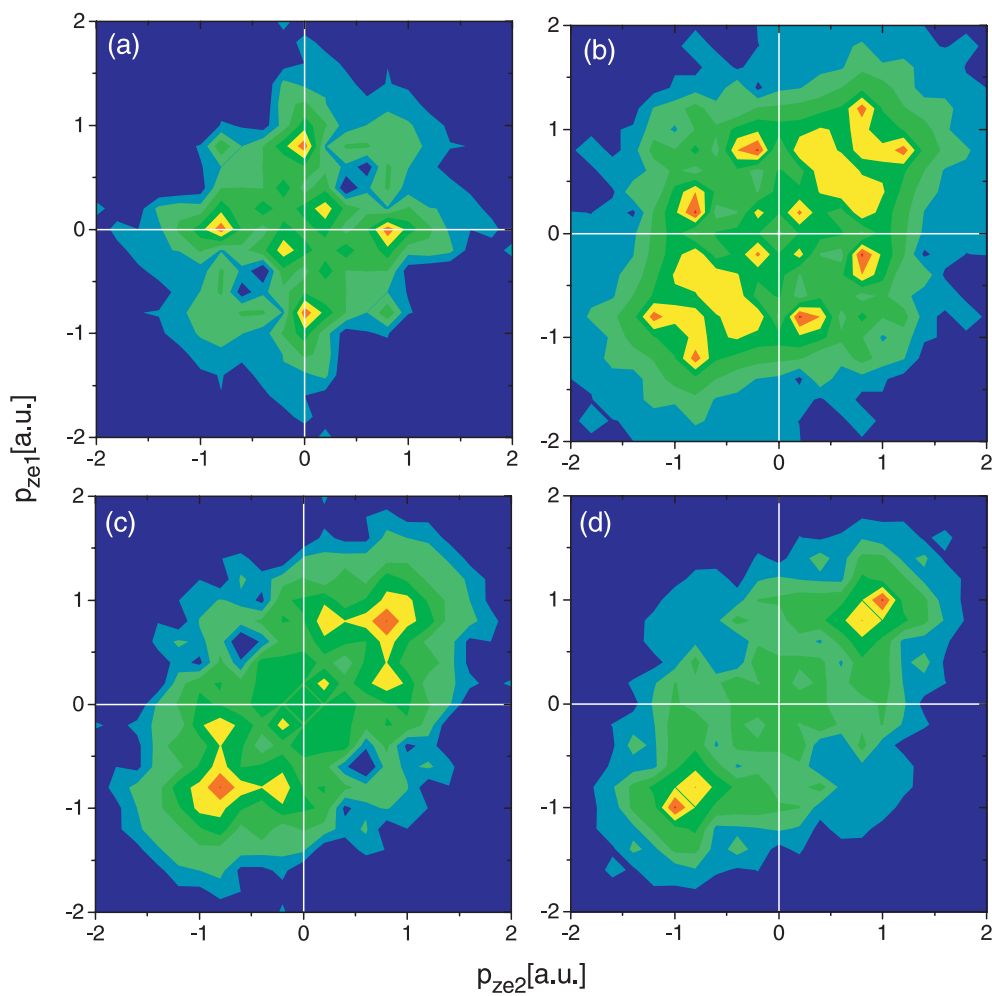


Abbildung A.11: Longitudinal-Impulsverteilung der Elektronen mit Bedingung auf vier verschiedene Transversalimpulse der beiden Elektronen. (a): $p_{T1,e} = 0, 0a.u. - 0, 1a.u.$, (b): $p_{T2,e} = 0, 1a.u. - 0, 2a.u.$, (c): $p_{T3,e} = 0, 2a.u. - 0, 3a.u.$, (d): $p_{T4,e} = 0, 3a.u. - 0, 4a.u.$, weitere Erklärungen in 4.3.

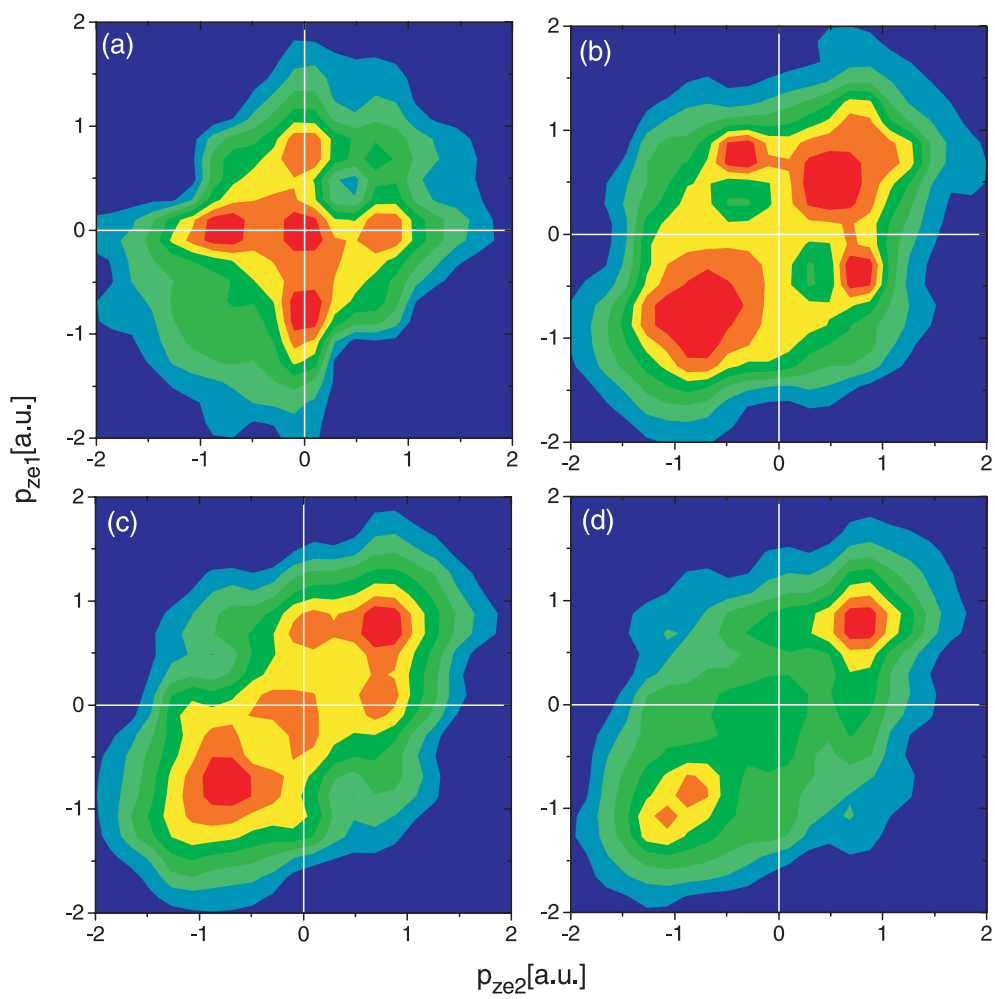


Abbildung A.12: Gesmoohte Darstellung der Longitudinalimpulsverteilung. Bedingungen siehe A.11.

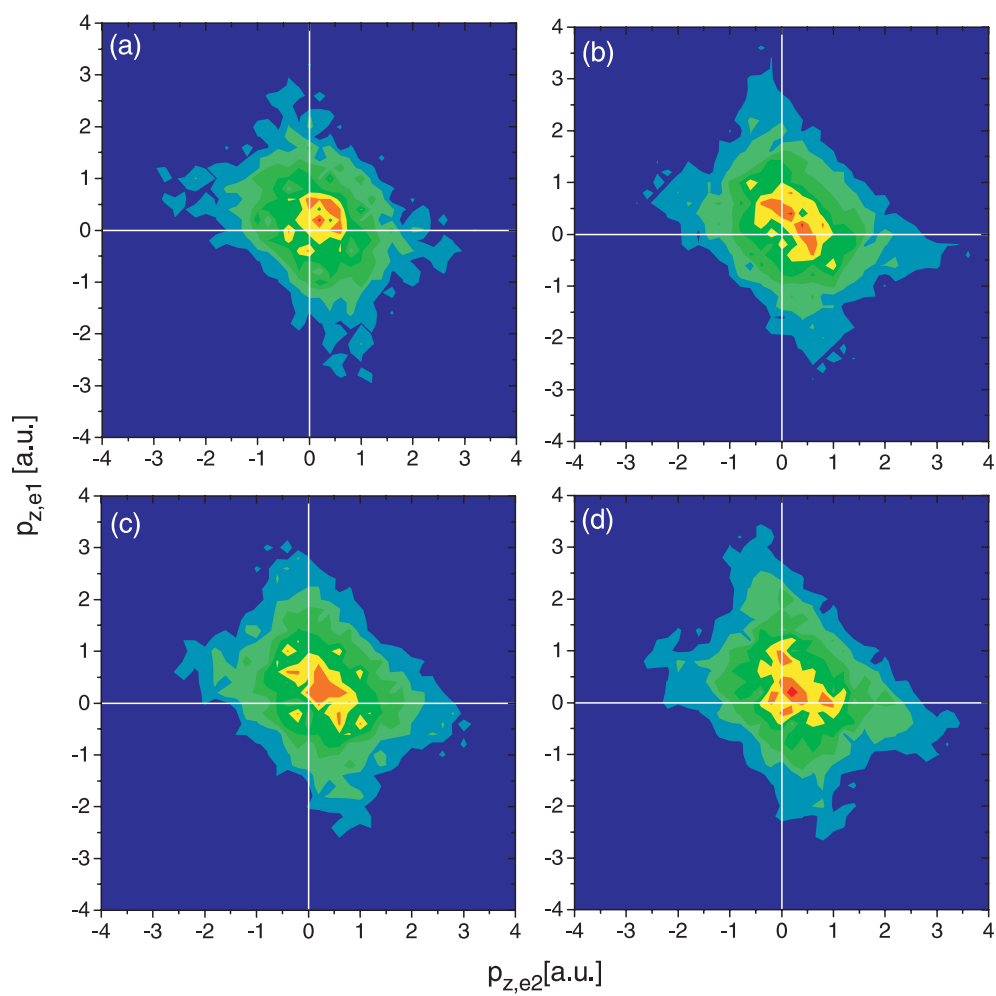


Abbildung A.13: Gezeigt sind die nicht-korrelierten Elektronen für verschiedene Transversalimpulse (siehe A.11). Die vier Teilbilder unterscheiden sich kaum.

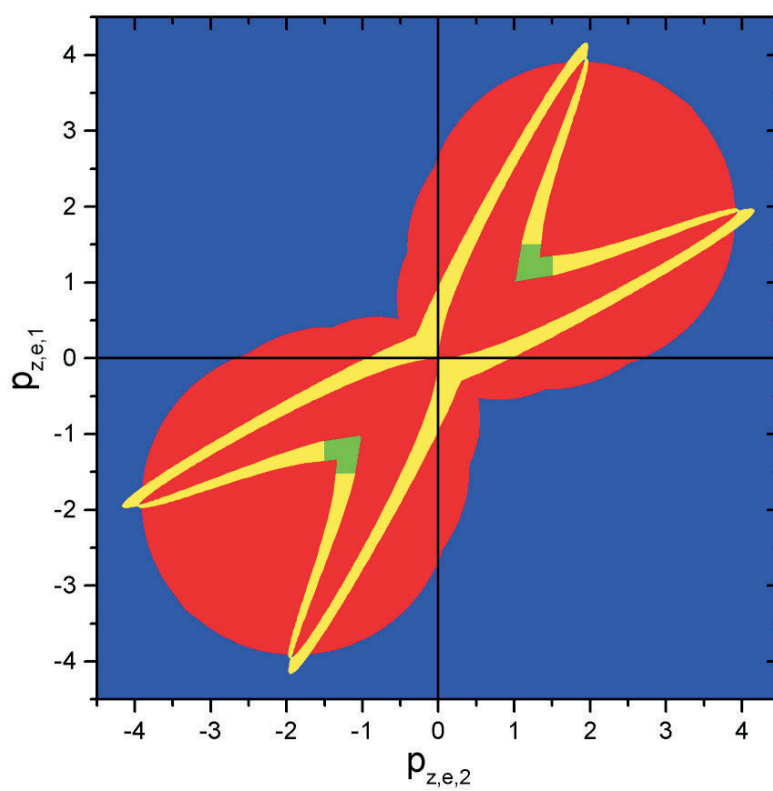


Abbildung A.14: Klassisch erlaubter Bereich des Rescattering-Modells für Elektronen in starken elektrischen Feldern. Dargestellt ist der Bereich des (e,2e)-Stosses (roter Bereich) und der erlaubte Bereich der Anregung (gelbe Kurve) mit maximaler Wahrscheinlichkeit in den grünen Bereichen.

Literaturverzeichnis

- [1] Sidney Perkowitz, *Eine kurze Geschichte des Lichts - Die Erforschung eines Mysteriums*, Deutscher Taschenbuch Verlag, 1996
- [2] J.L. Krause, K.J. Schafer and K.C. Kulander, *Phys.Rev.A* 45:4998, 1992
- [3] J.L. Krause, K.J. Schafer and K.C. Kulander, *Phys.Rev.Lett.*, 68:3535, 1992
- [4] H. Xu, X. Tang and P. Lambropoulos, *Phys.Rev.A*, 46:R2225, 1992
- [5] A. Sanpera, P. Jönsson, J.B. Watson and K. Burnett, *Phys.Rev.A*, 51:3148, 1995
- [6] V.V. Suran and I.P. Zapesochnyi, *Sov.Tech.Phys.Lett. (engl.transl.)*, 1:420, 1975
- [7] P. Lambropoulos, P. Maragakis and J. Zhang, *Phys.Rep.*, 305:203-293, 1998
- [8] D.N. Fittinghoff, P.R. Bolton, B. Chang and K.C. Kulander, *Phys.Rev.Lett.*, 69:2642-2645, 1992
- [9] U. Eichmann, M. Dörr, H. Maeda, W. Becker und W. Sandner, *Phys.Rev.Lett.*, 69:2642, 1992
- [10] R. Kopold, W. Becker, H. Rottke und W. Sandner, *Phys.Rev.Lett.*, 85:3781, 2000
- [11] P.B. Corkum, *Phys.Rev.Lett.*, 71:1994-1997, 1993
- [12] R. Dörner, V. Mergel, O. Jagutzki, L. Spielberger, J. Ullrich, R. Moshhammer, H. Schmidt-Böcking, *Physics Report*, 330:95-192, 2000
- [13] Th. Weber, M. Weckenbrock, A. Staudte, L. Spielberger, O. Jagutzki, V. Mergel, F. Afaneh, G. Urbasch, M. Vollmer, H. Giessen and R. Dörner, *Nature*, 404:608, 2000
- [14] 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.*, 84:443-446, 2000

- [15] 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*, 33:L127, 2000
- [16] S.G. Preston et al, *Phys.Rev.A*, 53:R31, 1996
- [17] M. Protopapas, C.H. Keitel and P.L. Knight, *Physics Reports*, 60:389-486, 1997
- [18] F. Fabre, G. Petite, P. Agostini and M. Clement, *J.Phys.B*, 15:1353, 1982
- [19] G. Petite, F. Fabre, P. Agostini, M. Crance and M. Aymar, *Phys.Rev.A*, 29:2677, 1984
- [20] L.A. Lompre, G. Mainfray, C. Manus and J. Thebault, *Phys.Rev.A*, 15:1604, 1977
- [21] R.R. Freeman, P.H. Bucksbaum, H. Milchberg, S. Darack, D. Schumacher and M.E. Geusic, *Phys.Rev.Lett.*, 59:1092, 1987
- [22] P. Agostini, A. Antonetti, P. Breger, M. Crance, A. Migus, H.G. Muller and G. Petite, *J.Phys.B*, 22:1971, 1989
- [23] P. Agostini, P. Breger, A. LHuillier, H.G. Muller, G. Petite, A. Antonetti and A. Migus, *Phys.Rev.Lett.*, 63: 2208, 1989
- [24] P. Agostini, F. Fabre, G. Mainfray, G. Petite and N.K. Rahman, *Phys.Rev.Lett.*, 42:1127, 1979
- [25] P. Kruit, J. Kimman, H.G. Muller and M.J. Van der Wiel, *Phys.Rev.A*, 28:248, 1983
- [26] P. Kruit and F. Read, *J.Phys.E:Sci.Instrum.*, 16:313, 1983
- [27] R.R. Freeman and P.H. Bucksbaum, *J.Phys.B*, 24:325, 1991
- [28] P.H. Bucksbaum, R.R. Freeman, M. Bashkansky and T.J. McIlrath, *J.Opt.Soc.Am.B*, 4:760, 1987
- [29] L.V. Keldysh, *Sov.Phys.-JETP*, 20:1307, 1965
- [30] S. Augst, D. Strickland, D.D. Meyerhofer, S.L. Chin and J.H. Eberly, *Phys.Rev.Lett.*, 63:2212, 1989
- [31] E. Mevel, P. Breger, R. Trainham, G. Petite, P. Agostini, A. Migus and A. Antonetti, *Phys.Rev.Lett.*, 70:406, 1993

- [32] K. Burnett, V.C. Reed and P.L. Knight, *J.Phys.B*, 26:561, 1993
- [33] B. Walker et al., *Phys.Rev.Lett.*, 73:1227-1231, 1994
- [34] B. Walker et al., *Phys.Rev.A*, 48:R894, 1993
- [35] K. Kondo et al., *Phys.Rev.A*, 48:R2531 1993
- [36] N.B. Delone, V.P. Krainov, *Physics-Uspeski*, 41(5):469-485, 1998
- [37] K.J. Schafer et al., *Phys.Rev.Lett.*, 70:1599, 1993
- [38] A. Becker, F.H.M. Faisal, *J.Phys.B*, 32:L335-L343, 1999
- [39] Theoretische Daten von Dr. Andreas Becker.
- [40] M. Weckenbrock et al., *IKF- Jahresbericht 1999*, 2000
- [41] M. Weckenbrock et al., *IKF- Jahresbericht 2000*, 2001
- [42] M. Weckenbrock, M. Hattass, A. Czasch, O. Jagutzki, L. Schmidt, T. Weber, H. Roskos, T. Löffler, M. Thomson and R. Dörner *submitted to J.Phys.B*, 2001
- [43] J. Ullrich, R. Dörner, V. Mergel, O. Jagutzki, L. Spielberger und H. Schmidt-Böcking, *Comments At. Mol.Phys.*, 30:285, 1994
- [44] J. Ullrich, R. Moshhammer, R. Dörner, O. Jagutzki, V. Mergel, H. Schmidt-Böcking und L. Spielberger, *J.Phys.B*, 30:2917, 1997
- [45] Lutz Spielberger *Erforschung von Korrelationseffekten in atomaren Mehrteilchensystemen: Doppel- und Einfachionisation von Helium induziert durch hochenergetische Photonen*, Dissertation, 1996
- [46] Bedienungsanleitung Kryo-Refrigerator
- [47] Bedienungsanleitung Lasersystem „Clark-MXR CPA-2001“
- [48] *Homepage von Clark-MXR*, <http://www.clark-mxr.com>
- [49] D.R.Miller, *Atomic and Molecular Beam Methods*, Oxford University Press, New York,14,(1988). Editoren:G.Scoles,D.Bassi,U.Buck and D.Laine.
- [50] Khaldoun Khayyat *Differentielle Wirkungsquerschnitte in Antiprotonen- und Protonen-Helium-Stößen*, Dissertation, 1998
- [51] *Physikalische Chemie, Kurzlehrbuch*

- [52] 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>
- [53] Thorsten Weber *Impulstransfer in Proton-Heliumstößen untersucht mit hochauflösender Rückstossionenimpulsspektroskopie*, Diplomarbeit 2.Auflage, 1999
- [54] *Dorn-Bader Physik*, Mechanik, Oberstufe MS
- [55] R. Mooshammer, J. Ullrich, H. Kollmus, W. Schmitt, M. Unverzagt, O. Jagutzki, V. Mergel, H. Schmidt-Böcking, R. Mann, C.J. Woods und R.E. Olsen, *Phys.Rev.Lett.*, 77:1242, 1996
- [56] H. Bräuning, R. Dörner, C.L. Cocke, M.H. Prior, B. Krässig, A. Bräuning-Demian, K. Carnes, S. Dreuil, V. Mergel, P. Richard, J. Ullrich und H. Schmidt-Böcking, *J.Phys.B.*, 30:L649, 1997
- [57] H. Bräuning, R. Dörner, C.L. Cocke, M.H. Prior, B. Krässig, A.S. Kheifets, I. Bray, A. Bräuning-Demian, K. Carnes, S. Dreuil, V. Mergel, P. Richard, J. Ullrich und H. Schmidt-Böcking, *J.Phys.B.*, 31:5149, 1998
- [58] R. Dörner, H. Bräuning, O. Jagutzki, V. Mergel, M. Achler, R. Mooshammer, J.M. Feagin, T. Osipov, A. Bräuning-Demian, L. Spielberger, J.H. McGuire, M.H. Prior, N. Berrah, J.D. Bozek, C.L. Cocke und H. Schmidt-Böcking, *Phys.Rev.Lett.*, 81:5776, 1998
- [59] R. Mooshammer, M. Unverzagt, W. Schmitt, J. Ullrich und H. Schmidt-Böcking. *Nucl.Instr.Meth.B*, 108:425, 1996
- [60] David A. Dahl. *Simion 3D Version 6.0 Users Manual*. Idaho National Engineering Laboratory, (1995)
- [61] *Microchannel Plates, Produktbeschreibung*, Valvo GmbH, 1984
- [62] Uwe Spillmann, *Entwicklung einer 2-dimensionalen ortsauflösenden Delayline-Anode nach Art der Bildladungsauslese zum Teilchennachweis in offenen MCP-basierenden und gekapselten Detektorsystemen*, Diplomarbeit, (2001)
- [63] G.W.Fraser, J.F. Pearson und J.E. Lees, *Nucl.Instr.Meth.*, A254:447, 1987
- [64] O.H.W. Siegmund, J. Vallergera und B. Wargelin, *IEEE Trans.Nucl.Sci.*, 35:348, 1988

- [65] Lothar Schmidt *Effekte molekularer Symmetrien in der Elektronenemission bei langsamen $He^{2+} - He$ -Stößen: Eine kinematisch vollständige experimentelle Untersuchung*, Doktorarbeit, 2000
- [66] Homepage, Roentdek, <http://www.roentdek.com>
- [67] Manual, 16 Channel Individual Start-Stop Phillips-TDC, *CAMAC MODEL 7187(H)*
- [68] Manual, LeCroy 3377 Drift Chamber Time-To-Digital Converter.
- [69] M.J. Nandor, M.A. Walker and L.D. Van Woerkom, *J.Phys.B* 31:4617-4629, 1998
- [70] S.P. Goreslavskii and S.V. Popruzhenko. *Optics Express*, 8:395, 2001.
- [71] S.P. Goreslavskii and S.V. Popruzhenko. :submitted for publication, 2001.
- [72] Homepage, Clark-MXR Inc, <http://www.clark-mxr.com>

Abbildungsverzeichnis

2.1	Gemessene [33] 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.	13
2.2	Ionen-Impulsverteilung, links He^{1+} - Ionen und rechts die He^{2+} - Ionen .	16
2.3	Elektronen-Impulsverteilung parallel zum elektrischen Feld. Daten aus den Messungen in Marburg sind hier dargestellt. oben: Bei einer Intensität von $3,8 \cdot 10^{14} W/cm^2$: Eine extreme Elektronenkorrelation ist zu erkennen, wohingegen untere Darstellung eine Messung bei einer Intensität von $15 \cdot 10^{14} W/cm^2$ zeigt: Die Elektronenkorrelation geht verloren.	18
2.4	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	20
2.5	Die Return-Energie des Elektrons (a), die Startphase des zuerst freigesetzten Elektrons (b), sowie die elektrische Feldstärke des Laserfeldes zur Returnzeit (c) sind in Abhängigkeit der Return-Phase dargestellt. .	21
2.6	Der klassisch erlaubte Bereich der Anregung eines Argon-Atoms ist gezeigt. Es handelt sich um das Energieband, indem es zur Anregung eines Ar^+ -Ions kommen kann, das bei $15,7eV$ anfängt und bis zur Ionisierungsenergie des Ar^{++} -Ions ($27,6eV$) reicht.	23
2.7	Gezeigt sind die klassisch erlaubten Bereiche für verschiedene Returnenergien des ersten Elektrons.	25
2.8	Klassisch erlaubter Bereich des Rescattering-Modells für Elektronen in starken elektrischen Feldern. Dargestellt ist der Bereich des (e,2e)-Stosses (hellgrauer Bereich) und der erlaubte Bereich der Anregung (dunkelgraue Kurve) mit maximaler Wahrscheinlichkeit in den schwarzen Bereichen.	26
3.1	Targetkammer inklusive der Helmholtzspulen.	29

3.2	Schematischer Aufriss des Kammersystems: Targetkammer mit Jet-Dump, Spektrometer und beide Detektoren. Der Gasstrahl expandiert durch die Düse und den ersten Skimmer in die zweite Jetstufe, anschliessend durch den zweiten Skimmer in die Targetkammer. Darunter befindet sich die erste Jetstufe mit zwei Turbomolekularpumpen.	31
3.3	Gezeigt ist der Durchschnittswert der Leistung des Lasers in Abhängigkeit der Zeit (normiert) [48].	32
3.4	Überschallexpansion (schematisch).	33
3.5	3D-Darstellung eines Supersonic-Gas-Jets [52]). Hierbei handelt es sich um eine Computersimulation eines Gas-Jets, ähnlich dem, der bei diesem Experiment verwendet wurde. Deutlich ist die „zone of silence“ am linken Bildrand zu sehen.	35
3.6	Summe der Impulse pro Richtung: (a) in Jetrichtung, (b) in x-Richtung und (c) in Flugzeitrichtung. Die Halbwertsbreiten sind jeweils angegeben.	36
3.7	Rechtshändiges Koordinatensystem.	37
3.8	Schematischer Aufbau des Recoil-Detektors. Die zusätzlich eingebaute Kupferelektrode ist zu sehen.	40
3.9	Aufgetragen ist die Elektronenflugzeit gegen die Recoilflugzeit in Kanälen: links vor dem im Text beschriebenen Umbau des Recoildetektors, rechts nach dem Umbau (Farbskalierungen sind logarithmisch).	41
3.10	Darstellung der Flugbahn des Elektrons im flugzeitfokussierendem Spektrometer.	42
3.11	Schematische Darstellung des verwendeten Spektrometers.	43
3.12	Elektronenenergie 15eV, xz-Ebene.	44
3.13	Simulation der Elektronen und Recoils im elektrischen und magnetischen Feld.	44
3.14	Micro-Channel-Plate, eine schematische Darstellung[61].	45
3.15	Die Verstärkung in einem Kanal bei einer angelegten Gleichspannung von 1000V.	46
3.16	Aufbau des Wedge & Strip Detektors. Links erkennt man die Keramikhalterung auf der die MCPs liegen, sowie die Metallkontaktierungen für die Betriebsspannung der MCPs. In der Mitte ist der Detektor in der Seitenansicht zu sehen und rechts erkennt man die sehr stark vergrösserten Leiterbahnstrukturen Wedge, Strip und Mäander.	47
3.17	Darstellung der Wedge & Strip Anode, wie sie in diesem Experiment verwendet wurde.	48
3.18	Prinzip der Laufzeitmessung.	49

3.19	Abbildung der Delay-Line Anode inkl. der MCPs (links), Blick auf die gewickelte Drahtspirale (rechts) [66].	51
3.20	Summe der Pulshöhen der einzelnen Segmente Wedge, Strip und Mäander des Recoildetektors.	52
3.21	Schaltplan der Elektronik: Linear-Gate-Stretcher (LGS), Constant-Fraction-Diskriminator (CFD), Fan IN/OUT (FAN), Vorverstärker (Preamp), Hauptverstärker (AMP), Gate & Delay-Generator (G & D).	53
3.22	Flugzeiten der Recoils.	54
3.23	Elektronenflugzeit, gemessen mit dem Phillips-TDC.	54
4.1	Eichmessung, dargestellt sind die theoretischen [39](Kreise) und die gemessenen (Kreuze) Daten des Ar^{1+} -Ertrages in Abhängigkeit der Laserintensität im Fokuspunkt.	58
4.2	Ar^{2+} -Flugzeitverteilung in Kanälen.	59
4.3	Ar^{1+} -Flugzeitverteilung in Kanälen.	59
4.4	Elektronenflugzeit in Kanälen, gemessen mit dem Phillips-TDC.	60
4.5	2-dimensionales Ortsbild der Ar^{1+} - (links) und Ar^{2+} -Recoils (rechts).	61
4.6	2-dimensionales Ortsbild der Elektronen.	62
4.7	Impulsberechnung der Elektronen senkrecht zur Spektrometerachse.	64
4.8	1-dim Impulsverteilung der Elektronimpulse in a.u.. (a) zeigt die Impulsverteilung in x-Richtung, (b) in y-Richtung und (c) parallel zum elektrischen Feld.	66
4.9	Energieverteilung des Elektrons in Abhängigkeit von Theta (Erklärung siehe Text).	67
4.10	Winkelverteilung der Elektronenenergie bei Einfachionisation.	69
4.11	Winkelverteilung der Elektronenenergie bei Doppelionisation.	70
4.12	Impulsverteilung der Elektronimpulse und Recoilimpulse bei Einfachionisation. Zu erkennen ist, dass $p_{z,e} = -p_{z,r}$ und somit Impulserhaltung gilt.	72
4.13	Impulsverteilung der Elektron- und Recoilimpulse in Ortsrichtung ($p_{x,e} \Rightarrow p_{x,rec}$ und $p_{y,e} \Rightarrow p_{y,rec}$).	73
4.14	Gemessene Elektronenorte in Abhängigkeit der Messzeit, die durch den Eventcounter in Kanälen bestimmt wird.	73
4.15	Impulsverteilung der Elektronenimpulse in Richtung der Polarisation und senkrecht dazu. Die Bögen zeigen die Lage von Ereignissen bei denen 1,2 und 3 Photonen absorbiert wurden.	74
4.16	Impulsverteilungen: $p_{z,e}$ gegen $p_{x,e}$ (links) und $p_{z,e}$ gegen $p_{y,e}$ (rechts).	75

4.17	Elektronenimpulse parallel zum elektrischen Feld des Lasers für das gemessene und das aus dem Recoil durch Impulserhaltung errechnete Elektron, eine deutliche e-Korrelation ist zu erkennen.	76
4.18	siehe 4.17, hierbei handelt es sich um die gesmoothte Darstellung.	77
4.19	Ergebnisse aus der Messung in Marburg. Eine Korrelation der Elektronen ist deutlich zu erkennen. Gemessen wurde bei einer Laserintensität von $3,8 \cdot 10^{14} W/cm^2$	78
4.20	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.	79
4.21	Longitudinal-Impulsverteilung der Elektronen ohne Koinzidenzen (zufällig auf den Detektor getroffene Elektronen), Bedingungen wie in 4.20. Hier wird der Untergrund dargestellt, der in Abb.4.20 korrigiert wurde.	80
4.22	Klassisch erlaubter Bereich des Rescattering-Modells für Elektronen in starken elektrischen Feldern. Dargestellt ist der Bereich für (e,2e)-Stossionisation (hellgrauer Bereich) und der erlaubte Bereich, bei dem ein angeregter Ar^+ -Zwischenzustand gebildet wird (dunkelgraue Kurve) mit maximaler Wahrscheinlichkeit in den schwarzen Bereichen.	82
5.1	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.	84
5.2	Klassisch erlaubter Bereich des Rescattering-Modells für Elektronen in starken elektrischen Feldern. Dargestellt ist der Bereich des (e,2e)-Stosses (hellgrauer Bereich) und der erlaubte Bereich der Anregung (dunkelgraue Kurve) mit maximaler Wahrscheinlichkeit in den schwarzen Bereichen.	85
A.1	Farbcodierte Darstellung eines Schnittes durch den Laserstrahl, als Aufsicht (links) und dreidimensional (rechts), gemessen am Ausgang des Verstärkers, aus [72].	93
A.2	Fokus (links), Laserspot aus Sicht des Recoil-Detektors (rechts).	93
A.3	Targetkammer inklusive der Helmholtzspulen.	95
A.4	Delay-Line Detektor inkl. Driftröhre, Delay-Line Anode und Halterung.	95

A.5	Schematische Darstellung des Spektrometers. Zu erkennen sind die Kupfer-Elektroden, die Driftstrecken und die Detektoren. Ebenfalls abgebildet sind die Helmholtzspulen und das Gassystem mit Jetdump.	97
A.6	Elektronenenergie in Abhängigkeit von Theta (Erklärung siehe 4.1.5).	99
A.7	Impulsverteilung der Elektronenimpulse in Richtung der Polarisation und senkrecht dazu.	99
A.8	Recoilorte in Kanälen, links Ar^{1+} , rechts Ar^{2+}	101
A.9	Elektronenorte in Kanälen. Rechts ist eine vergrößerte Darstellung des Elektronenortes zu sehen.	101
A.10	Elektronen-Impulsverteilung parallel zum elektrischen Feld. Daten aus den Messungen in Marburg sind hier dargestellt. oben: Bei einer Intensität von $3,8 \cdot 10^{14} W/cm^2$: Eine extreme Elektronenkorrelation ist zu erkennen, wohingegen untere Darstellung eine Messung bei einer Intensität von $15 \cdot 10^{14} W/cm^2$ zeigt: Die Elektronenkorrelation geht verloren.	103
A.11	Longitudinal-Impulsverteilung der Elektronen mit Bedingung auf vier verschiedene Transversalimpulse der beiden Elektronen. (a): $p_{T1,e} = 0,0 a.u. - 0,1 a.u.$, (b): $p_{T2,e} = 0,1 a.u. - 0,2 a.u.$, (c): $p_{T3,e} = 0,2 a.u. - 0,3 a.u.$, (d): $p_{T4,e} = 0,3 a.u. - 0,4 a.u.$, weitere Erklärungen in 4.3.	105
A.12	Gesmoothte Darstellung der Longitudinalimpulsverteilung. Bedingungen siehe A.11.	107
A.13	Gezeigt sind die nicht-korrelierten Elektronen für verschiedene Transversalimpulse (siehe A.11). Die vier Teilbilder unterscheiden sich kaum.	109
A.14	Klassisch erlaubter Bereich des Rescattering-Modells für Elektronen in starken elektrischen Feldern. Dargestellt ist der Bereich des (e,2e)-Stosses (roter Bereich) und der erlaubte Bereich der Anregung (gelbe Kurve) mit maximaler Wahrscheinlichkeit in den grünen Bereichen.	111

Besonderer Dank gilt...

- *Prof. Dr. Schmidt-Böcking* für die sehr freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, in der es ein sehr familiäres Arbeitsklima gibt. Ich fühle mich dort sehr wohl und werde dadurch immer wieder angespornt. Horst verdanke ich, dass ich bereits zweimal die Möglichkeit hatte an der ALS in Berkeley/Kalifornien (einer der schönsten Orte der Welt) an Experimenten teilzunehmen. Mit ihm macht es Spass über physikalische aber auch nichtphysikalische Themen zu diskutieren.
 - *Priv. Dozent Dr. Reinhard Dörner*, der die Laserphysik in unserer Arbeitsgruppe äusserst erfolgreich einführte. Er hat nicht nur bei Fragen zum experimentellen Aufbau und den physikalischen Grundlagen, sondern auch bei Problemen bei der Auswertung immer ein offenes Ohr. Durch seine immerwährend freundlichen Hilfestellungen hat er massgeblichen Anteil am Gelingen dieser Arbeit. Auch wenn die Fragen und Probleme manchmal trivial waren, die Geduld mit mir hat er nie verloren. Durch Reinhard habe ich viel gelernt. Ihm habe ich viel zu verdanken.
 - *Mirko Hattass*, für seinen Support im Labor nicht nur bei elektronischen Problemen, sondern auch bei der einen oder anderen Überschwemmung der Laserräume ist auf ihn Verlass. Es hat immer viel Spass gemacht...
Thorsten Weber hat immer wieder motivierende Worte, selbst wenn es mal gar nicht gut läuft fällt ihm etwas ein und das nicht nur bei physikalischen Problemen. Seine Ideen und Tipps sind stets goldwert. Besonders dankbar bin ich ihm für das sehr freundschaftliche Verhältnis über die Physik hinaus (auch wenns bei mir nur zum 50er-Roller und nicht zur Harley gelangt hat...).
- Achim Czasch* ist für mich stets Ansprechpartner bei sämtlichen Software- Problemen gewesen. Auf Fragen zu C++, L^AT_EX, Mathcad2000 und CorelDraw10 weiss er immer eine Antwort. Danke dafür. Die Squash-Matches haben manchmal dazu beigetragen den Frust schnell und effektiv abzubauen... („HIER wird nicht über Physik gequatscht...“ A.C.).
- Klaus Ullmann-Pfleger* für den COBOLD-Support und die Unterstützung rund um meinen „kleinen DELL“.
- Lutz Spielberger, Feras Afaneh, Andre Staudte* und *Ottmar Jagutzki* für die Hilfe am Detektor- und Kammersystem.
- Ein besonderes Dankeschön auch an alle anderen Mitglieder der Gruppe, die durch den einen oder anderen Handgriff am Gelingen dieses Experimentes beigetragen haben.

- *Andreas Becker* und *F.H.M. Faisal* für die freundliche Hilfe mit theoretischen Daten bei der Eichung der Laserintensität und besonderen Dank auch für den netten (Email-) Kontakt und die aufmunternden Worte :-)).
- Den Werkstätten, sei es die Fein- oder Grobmechanik, für die stets zügige und sehr zufriedenstellende Erledigung der bei diesem Experiment anfallenden Arbeiten. Stellvertretend nenne ich hier Hr. Zanger („Hoffentlich gehen Sie mit Ihrer Freundin nicht so unsanft um wie mit dem Reissstift und dem Hammer!!!“ E.Z.) aus der Feinmechanik und Hr. Gass aus der Grobmechanik, der mein zerlegbares und damit rucksackgerechtes Alu-Kammergestell gebaut hat.
- *Prof. Roskos, T. Löffler* und *M. Thomson* aus dem Physikalischen Institut. Sie stellten uns nicht nur den Hochleistungslaser und ein Labor zur Verfügung sondern waren auch bei Fragen und Problemen immer ansprechbar. Es war nicht leicht den Laser über die gesamte Messzeit so stabil zu halten. Wir sind trotz Überschwemmungen, Pumpenlärm und hin und wieder Gestank durch die Heizschlangen immer noch willkommen. Es entstand eine fruchtbare Zusammenarbeit zwischen den beiden Instituten, die hoffentlich über dieses Experiment hinaus noch anhält. („Ohhh, this is a funny timemachine...“ M.T.)
- *Manuel Käs* und *Jens Fischesser* (der Roller-Gang), die nicht nur seit über 20 Jahren meine Freunde sind, sondern auch mit mir die Höhen und Tiefen des Physikstudiums durchleben. Die eine oder andere physikalische Idee wurde bei Partys, Maiwanderungen usw. geboren („...und bauen ein Brennstoffzellen-Solarmoped..“). Danke für den Spass, den wir sowohl in der Uni als auch als „Wörsdorfer-Hellrider“ so haben.
- *Ulrich Werlein* und dem ehemaligen *Physik-LK 1995*. Das war wohl der ungewöhnlichste LK, den es an der PSI jemals gab. Allein die Hälfte der Leute studieren jetzt Physik, die anderen was Artverwandtes. Das spricht für die Qualität unseres ehemaligen Tutors zu dem wir alle immer noch ein freundschaftliches Verhältnis pflegen und das nicht nur aufgrund einiger München-Fahrten:-)). U.Werlein war selbst Diplomand am IKF und schrieb seine Diplomarbeit dort.
- *Meinen Eltern*, die mir das Studium ermöglichten und mich zu jeder Zeit uneingeschränkt unterstützen, vor allem auch bei den Forschungsreisen. Das ist nicht selbstverständlich und dafür bin ich sehr dankbar. Auch meinem Bruder Michael möchte ich für die Unterstützung danken. Besonders dafür, dass er seine E-Gitarren-Proben auf minimale Lautstärke reduziert hat (und ich weiss, dass das nicht „knallt“).