

Bachelorarbeit

**Aufbau eines
Stereo-ATI-Spektrometers zur
Messung der Carrier-Envelope-Phase
ultrakurzer Laserpulse**

Martin Lonsky

September 2011



Goethe-Universität Frankfurt am Main
Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik

Bearbeitungszeitraum

19.07.2011 – 19.10.2011

Gutachter

Prof. Dr. Reinhard Dörner

Dr. Stefan Voss

I hear - and I forget,
I see - and I remember,
I do - and I understand!
(Chinesisches Sprichwort)

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel verwendet habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe. Darüber hinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, bereits für eine andere Prüfung angefertigt wurde.

Frankfurt, den 12.09.2011

Martin Lonsky

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
1 Einleitung	3
2 Theoretische Grundlagen	5
2.1 Atome in starken Laserfeldern	5
2.1.1 Ponderomotives Potential	6
2.1.2 Keldysh-Parameter	7
2.1.3 Streuung am Ion	10
2.2 Ultrakurze Laserpulse	11
2.2.1 Erzeugung ultrakurzer Laserpulse	11
2.2.2 Carrier-Envelope-Phase	12
2.3 Stereo-ATI-Methode	14
3 Experimenteller Aufbau	19
3.1 Lasersystem	19
3.2 Stereo-ATI-Spektrometer	19
3.2.1 Allgemeiner Aufbau	20
3.2.2 Vakuumsystem und Nadel	21
3.2.3 Druckmessung im Spektrometer	23
3.2.4 Betrachtungen zum Magnetfeld	25
3.2.5 Multichannelplate-Detektoren	26
3.2.6 Signalverarbeitung und Auswertung	29
4 Ergebnisse	33
4.1 Messung von Dunkelpulsen	33
4.2 Flugzeitmessungen bei niedriger Laserintensität	35
4.2.1 Erste Analyse der Flugzeitspektren	35
4.2.2 Eichung mittels Wiggle-Methode	38
4.2.3 Darstellung als Energiespektrum	40
4.3 Betrachtung von intensiven Pulsen	43
5 Zusammenfassung und Ausblick	45
Danksagung	47
Literaturverzeichnis	49

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Stereo-ATI-Spektrometer nach Vorbild von [PLW⁺03] und [Hof09] konstruiert und aufgebaut. Mit Hilfe des Spektrometers erfolgt eine Messung der Carrier-Envelope-Phase (CEP) ultrakurzer Laserpulse, welche die Phasendifferenz zwischen dem Maximum der Trägerwelle und der höchsten Amplitude der Einhüllenden beschreibt. Der Vorteil dieser Apparatur ist, dass für jeden Puls eines Lasers, der nicht phasenstabilisiert ist, die CEP bestimmt werden kann. Im Detail wird in einem Vakuumwürfel Xenon-Gas mit einem linear polarisierten Laserpuls ionisiert und eine Asymmetrie in der Links-Rechts-Verteilung der Elektronen in Abhängigkeit von der CEP gemessen. Diese Asymmetrie wird vor allem für höherenergetische Photoelektronen deutlich, welche durch Rückstreuung am Mutterion und die anschließende Beschleunigung im Laserfeld zusätzliche Energie aufnehmen können. Dabei sind kinetische Energien bis zu dem Zehnfachen des ponderomotiven Potentials U_P möglich, welches der mittleren kinetischen Energie von Elektronen im elektrischen Wechselfeld entspricht. Um die CEP schließlich zu bestimmen, vergleicht man die Asymmetrie bei verschiedenen Elektronenergien. Das Spektrometer ist betriebsbereit und erste Tests sowie Flugzeitmessungen wurden bereits durchgeführt.

Abstract

In this thesis a Stereo-ATI-spectrometer like in [PLW⁺03] and [Hof09] was constructed and built. This spectrometer is able to measure the carrier-envelope-phase (CEP) of ultrashort laser pulses, which is the phase difference between the maximum of the carrier wave and the maximum of the envelope. The advantage of this apparatus is that it can determine the CEP for every lasershot. In detail there is a xenon gas target in a vacuum cube which gets ionized by a linear polarised laser pulse. The asymmetry in the left-right-distribution of the photoelectrons is calculated in dependence of the CEP. This asymmetry gets stronger for higher energetic electrons which gain additional kinetic energy up to ten times the ponderomotive potential U_P , which describes the mean kinetic energy of an electron in an oscillating electric field. These high energies can only be reached by rescattering at the parent ion and the following acceleration in the electric field. Finally for calculating the CEP you compare the asymmetry in the left-right-distribution for different electron energies. The spectrometer is ready for being used. First tests and time of flight measurements have been executed successfully.

1 Einleitung

Heutzutage sind Laser aus dem alltäglichen Leben nicht mehr wegzudenken. Schließlich haben beispielsweise die sogenannten Compact Discs (CDs) in den 1990ern langsam aber sicher Schallplatten sowie Audiokassetten als Musikdatenträger abgelöst. Dabei handelt es sich um sogenannte „optische Datenträger“, welche mit Laserdioden ausgelesen werden. Ohne die Erfindung des Lasers wäre die Informationstechnologie sicherlich nicht so weit, wie sie es heute ist. Mindestens genauso wichtig ist der Laser für die Medizin und Industrie geworden. Er ist unverzichtbar in der Augendiagnostik, findet Anwendung als Skalpell in der Chirurgie oder aber auch als Schneidegerät in der Materialverarbeitung. Weiterhin ist es für uns beim Einkauf im Supermarkt alltäglich geworden, dass der Kassierer mit einem Laser-Strichcodelesegerät die Produkte in der Kasse registriert anstatt unzählige Codes per Hand einzugeben. Die weiteren Anwendungen sind mittlerweile viel zu zahlreich, um hier allesamt aufgezählt zu werden.

Die rasante Entwicklung des Lasers ist noch lange nicht am Ende angelangt und nicht nur aufgrund der vielen Anwendungen sind Wissenschaftler sehr daran interessiert, weitere Fortschritte auf diesem Gebiet zu erzielen. Die Vorteile einer solchen Lichtquelle liegen klar auf der Hand. Laser erzeugen zeitlich und räumlich kohärentes, monochromatisches Licht, welches zudem stark gebündelt werden kann.

Im Allgemeinen können wir bezüglich der Signalform zwei Arten von Lasern unterscheiden. Zum einen existieren sogenannte CW-Laser (Continuous-Wave-Laser) oder auch Dauerstrich-Laser genannt, welche kontinuierlich Licht einer Wellenlänge emittieren. Im Gegensatz dazu erzeugen gepulste Laser Strahlung mit einer gewissen Pulsdauer und einem je nach Pulsdauer breiten Frequenzspektrum. Für die Untersuchung der Dynamik von chemischen Reaktionen ist diese zweite Art von Laser besonders interessant, da mit sehr kurzen Laserpulsen dynamische Prozesse in einzelnen Atomen oder beispielsweise auf Oberflächen beobachtet werden können. Diese kurzen Pulse haben den Vorteil, dass sie Prozesse, welche auf sehr kurzen Zeitskalen ablaufen, auflösen können. Des Weiteren kann man sehr hohe Intensitäten erzielen, da die Pulsenergie auf einen kurzen Zeitraum konzentriert wird.

Mit der Entwicklung von Lasern, welche Pulse im Femtosekundenbereich erzeugen, wurde ein völlig neues Gebiet der Chemie begründet, die Femtochemie. Mit Hilfe dieser Pulse lassen sich chemische Reaktionen wie mit einer Hochgeschwindigkeitskamera zeitlich auflösen und beispielsweise Molekülschwingungen sowie weitere elementare Prozesse untersuchen. Mittlerweile ist die Entwicklung sogar im Attosekundenbereich angelangt. Laserpulse von der Größenordnung einiger Attosekunden

ermöglichen die genaue Beobachtung der Elektronendynamik im Atom, welche sich auf dieser Zeitskala abspielt.

Führen wir Experimente mit ultrakurzen Laserpulsen durch, so muss die sogenannte Carrier-Envelope-Phase (CEP) berücksichtigt werden. Dabei bezeichnet die CEP die Phasendifferenz zwischen der Einhüllenden (englisch: envelope) und Trägerwelle (englisch: carrier) des Pulses. Sehen wir von phasenstabilisierten Lasern ab, erzeugt ein Laser im Allgemeinen Pulse mit zufälliger CEP. Da diese Träger-Einhüllenden-Phase einen signifikanten Einfluss auf den Ausgang eines Experimentes haben kann, wäre es erstrebenswert, mit einer Apparatur diesen Parameter für jeden Laserpuls messen zu können. Als Beispiel sei an dieser Stelle die Wechselwirkung von D_2 -Molekülen mit ultrakurzen Laserpulsen genannt. In [KSV⁺06] konnten Matthias Kling et al. erstmals experimentell zeigen, dass es bei der Ionisation von D_2 und der anschließenden Fragmentation von D_2^+ in D und D^+ eine Abhängigkeit der Emissionsrichtung der Deuteronen von der CEP gibt. Anders gesagt ließ sich damit erstmals die Bewegung eines gebundenen Elektrons mit Hilfe von ultrakurzen Laserpulsen beeinflussen. In solchen Experimenten ist es sinnvoll, die CEP mit einem sogenannten Stereo-ATI-Spektrometer für jeden Laserschuss zu messen. Solch ein Spektrometer wurde erstmals in [PLW⁺03] konstruiert.

Ziel dieser Bachelorarbeit soll es sein, ein zu [PLW⁺03] ähnliches Spektrometer zu konstruieren und schließlich aufzubauen. In Kapitel 2 werden zunächst einige theoretische Grundlagen diskutiert. Insbesondere soll das Verhalten von Atomen in starken Laserfeldern beschrieben werden. Weiterhin wird auf ultrakurze Laserpulse sowie die Carrier-Envelope-Phase eingegangen. Die Idee der Stereo-ATI-Methode wird ebenfalls vorgestellt. Anschließend wird in Kapitel 3 der genaue Aufbau des Stereo-ATI-Spektrometers präsentiert. Hierbei werden das grundlegende Funktionsprinzip beschrieben und einige technische Details genannt. Im 4. Kapitel gehen wir auf erste Tests mit Dunkelpulsen und niedrigen Laserintensitäten ein. Es werden zunächst Dunkelpulse betrachtet und der Aufbau auf Funktionsfähigkeit getestet. Anschließend werden erste Flugzeitspektren gezeigt und einige grundlegende Rechnungen zum Magnetfeld durchgeführt. Dazu wird eine Möglichkeit der Eichung mit Hilfe des Magnetfeldes präsentiert. Zuletzt wenden wir uns den besonders langen Pulsen bei etwas höheren Laserintensitäten zu. Schließlich wird in Kapitel 5 eine kurze Zusammenfassung gegeben, was in dieser Bachelorarbeit gemacht wurde, welche technischen Hürden zu bewältigen waren und was in naher Zukunft ansteht.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Atome in starken Laserfeldern

Im Folgenden soll das Verhalten von Atomen in intensiven Laserfeldern betrachtet werden. Dazu wird einleitend geklärt, welche Faktoren die Intensität eines Laserfeldes beeinflussen. Allgemein definiert man diese als:

$$I = \frac{P}{A} \quad (2.1)$$

Dabei sind P die Leistung des Lasers und A die bestrahlte Fläche. Mit der Definition der Leistung $P = \frac{E}{t}$, wobei E die Gesamtenergie bezeichnen soll, erhalten wir

$$I = \frac{E}{A \cdot t} \quad (2.2)$$

In diesem Fall bezeichnet t die Pulsdauer. Daraus folgt, dass die Laserintensität bei höherer Gesamtenergie bzw. niedrigerer Bestrahlungsfläche und/oder geringerer Pulsdauer ansteigt. Aus dieser Feststellung wird sofort klar, warum es in der Praxis oftmals das Ziel ist, möglichst kurze Laserpulse zu erzeugen: Die Intensität soll maximiert werden.

Weiterhin können wir die Intensität mit der Beziehung

$$I = \frac{1}{2} c_0 \epsilon E^2 \quad (2.3)$$

beschreiben, wobei c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, ϵ die Permittivität und E die elektrische Feldstärke angeben. Diese Gleichung werden wir weiter unten für eine Umformung verwenden.

Im folgenden Verlauf werden zentrale Begriffe wie das *ponderomotive Potential* sowie der *Keldysh-Parameter* eingeführt. Dabei wird zunächst untersucht, wie sich freie Elektronen im Laserfeld verhalten. Anschließend wird die Frage beantwortet, wie freie Elektronen im Laserfeld überhaupt entstehen können, d.h. welche Ionisationsmechanismen es gibt. Zuletzt erfolgt eine Diskussion der möglichen Rückstreuung des Elektrons am Ion.

2.1.1 Ponderomotives Potential

Die Trajektorie eines freien Elektrons im elektromagnetischen Wechselfeld eines Lasers mit der Frequenz ω_L setzt sich aus zwei Komponenten zusammen: Das Elektron führt sowohl eine Drift- als auch eine Zitterbewegung aus.

Wird die Newton'sche Bewegungsgleichung $m_e \ddot{x} = F$ des Elektrons betrachtet und $F = eE = eE_0 \cdot \cos(\omega_L t)$ angesetzt, so resultiert nach zweimaliger Integration von t_0 bis t mit

$$C := -\frac{eE_0}{m_e \omega_L^2} \quad (2.4)$$

der folgende Ausdruck für die Bahnkurve des Elektrons:

$$x(t) = C \cdot [\omega_L \cdot \sin(\omega_L t_0) \cdot (t - t_0) + \cos(\omega_L t) - \cos(\omega_L t_0)] \quad (2.5)$$

Dabei beschreiben der zu t proportionale Term die Drift- sowie $C \cdot \cos(\omega_L t)$ die Zitterbewegung. Eine wichtige Größe im Zusammenhang mit dieser Oszillation des Elektrons ist das *ponderomotive Potential*.

Das ponderomotive Potential U_p gibt die mittlere kinetische Energie an, die in der Zitterbewegung des Teilchens steckt. Wieder dient die Bewegungsgleichung nach Newton als Ausgangspunkt. Zunächst betrachten wir die Gleichung der Form

$$\dot{v} = \frac{eE_0 \cdot \cos(\omega_L t)}{m_e} \quad (2.6)$$

und integrieren diese einmal nach der Zeit, um dadurch die Geschwindigkeit zu erhalten. Diese setzen wir nun in den allgemeinen Ausdruck $E_{kin} = \frac{1}{2} m_e v^2$ für die kinetische Energie ein und mitteln über die Zeit. Das Ergebnis U_p lautet:

$$U_p = \frac{e^2 E^2}{4m_e \omega_L^2} \quad (2.7)$$

Benutzen wir die Intensität $I = \frac{1}{2} c_0 \epsilon E^2$, wie sie einleitend bereits definiert wurde, so lässt sich das ponderomotive Potential auch schreiben als:

$$U_p = \frac{e^2}{2m_e \epsilon c_0 \omega_L^2} \cdot I \quad (2.8)$$

Setzen wir für alle Konstanten (Elementarladung e , Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 , Ruhemasse des Elektrons m_e , Permittivität ϵ) die entsprechenden Zahlenwerte ein, erhalten wir folgende wichtige Gleichung:

$$U_p = 9.3373 \cdot I [10^{14} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}] \cdot (\lambda [\mu\text{m}])^2 \quad (2.9)$$

Damit ist das Verhalten eines Elektrons im starken Laserfeld grob charakterisiert. Im nächsten Abschnitt wird auf die verschiedenen Ionisationsprozesse eingegangen.

2.1.2 Keldysh-Parameter

Die wichtigste Größe bei der Unterscheidung der im Folgenden beschriebenen Ionisationsprozesse ist der sogenannte Keldysh-Parameter γ [Kel64]. Dieser ist definiert als:

$$\gamma = \sqrt{\frac{I_p}{2U_p}} \quad (2.10)$$

I_p steht für das Ionisationspotential eines Atoms, also die Energie, welche aufgebracht werden muss, um ein Atom zu ionisieren. Weiterhin können wir den Keldysh-Parameter als Quotienten aus Laserfrequenz ω_L und Tunnelfrequenz ω_t angeben:

$$\gamma = \frac{\omega_L}{\omega_t} \quad (2.11)$$

Die Tunnelfrequenz lautet:

$$\omega_t = \frac{eE}{\sqrt{2I_p \cdot m_e}} \quad (2.12)$$

Durch einfaches Nachrechnen lässt sich zeigen, dass die beiden Darstellungen des Keldysh-Parameters äquivalent sind. Nun ist zu klären, wieso man von einer Tunnelfrequenz ω_t spricht. Dazu überlegen wir uns, dass ein gebundenes Elektron einerseits das übliche Coulomb-Potential im Atom spürt, andererseits aber auch das Potential des elektromagnetischen Wechselfeldes des Lasers. Durch die Kombination der beiden Potentiale ergibt sich eine Absenkung des Coulomb-Potentials auf einer und gleichzeitig eine Anhebung auf der anderen Seite. Der abgesenkte Teil bietet dem Elektron nun eine nicht zu vernachlässigende Wahrscheinlichkeit, durchzutunneln und damit den gebundenen Zustand zu verlassen. Dieser Prozess ist in Abbildung 2.1 unten links dargestellt.

In diesem Modell spricht man für $\gamma < 1$ von der sogenannten *Tunnelionisation*. Dieses Bild ist gültig für nicht zu große Laserfrequenzen und umgekehrt für genügend hohe Intensitäten. Das Energiespektrum der Elektronen ist hierbei kontinuierlich und die Störung durch das elektrische Feld des Lasers ist so groß, dass keine perturbative Berechnung sinnvoll ist. Nach dem Durchtunneln des Elektrons besitzt dieses

im Allgemeinen keine kinetische Energie und wird anschließend vom elektrischen Feld beschleunigt. Da dieser Prozess als quasistatisch angesehen werden kann, berücksichtigt die sogenannte ADK-Theorie [ADK86], benannt nach M. V. Ammosov, N. B. Delone sowie V. P. Krainov, bei der Berechnung der Ionisationsrate nicht die Laserfrequenz ω_L . Die Ionisationsrate berechnet sich für linear polarisiertes Licht wie folgt:

$$\omega_{ADK} = \sqrt{\frac{3n^{*3}E_0}{\pi Z^3}} \cdot \frac{E_0 D^2}{8\pi Z} \cdot \exp\left(\frac{-2Z^3}{3n^{*3}E_0}\right) \quad (2.13)$$

Dabei gilt:

$$n^* = \frac{Z}{\sqrt{2I_p}} \quad (2.14)$$

Außerdem ist der Faktor D definiert als:

$$D = \left(\frac{4 \cdot \exp(1) \cdot Z^3}{n^{*4}E_0}\right)^{n^*} \quad (2.15)$$

Für $\gamma \ll 1$ wird das Coulombpotential so weit abgesenkt, dass das vorher gebundene Elektron praktisch in einem freien Zustand vorliegt und somit das Maximum des abgesenkten Coulombpotentials kleiner ist als die Bindungsenergie. Dabei spricht man von *Over-Barrier-Ionisation*, siehe Abbildung 2.1 unten rechts.

Nun soll der Fall $\gamma > 1$ untersucht werden. Hier spielt die *Multiphotonenabsorption* eine zentrale Rolle. Dabei ist zunächst festzuhalten, dass die Grenze zwischen Tunnelionisation und Multiphotonenabsorption fließend ist. Im Fall $\gamma > 1$ liegen im Allgemeinen eine hohe Laserfrequenz und nicht zu große Intensität vor. In diesem Fall kann im Gegensatz zur Tunnelionisation bei hohen Laserintensitäten Störungstheorie niedrigster Ordnung verwendet werden. Im Prozess der Multiphotonenabsorption werden vom Atom mehrere Photonen, deren Energie jeweils niedriger als das Ionisationspotential ist, absorbiert, bis das Atom ionisiert ist. Die Ionisationsrate berechnet sich durch:

$$\omega_n = \sigma_n I^n \quad (2.16)$$

In obiger Gleichung bezeichnen n die Anzahl der absorbierten Photonen, I die Intensität sowie σ_n den verallgemeinerten n-Photonen Wirkungsquerschnitt. Dieser Prozess ist in Abbildung 2.1 oben rechts grafisch dargestellt.

Es kann auch der Fall eintreten, dass einige überschüssige Photonen absorbiert werden, deren Energie für die Ionisation eigentlich nicht mehr benötigt wird. Man spricht von *Above-Threshold-Ionisation* (ATI). Dies wird dadurch legitimiert, dass

die Impuls- sowie Energieerhaltung durch die Coulomb-Wechselwirkung des Elektrons mit dem Ion nicht verletzt werden. Im Gegensatz zur Tunnelionisation sieht man hierbei diskrete Linien im Elektronenspektrum im Abstand der Photonenenergie $\hbar\omega$. Die Above-Threshold-Ionisation ist der Namensgeber für das Stereo-ATI-Spektrometer und wird von entscheidender Bedeutung bei der Messung der CE-Phase sein.

Die verschiedenen Ionisationsprozesse sind in Abbildung 2.1 für das Wasserstoffatom grafisch dargestellt. Es lässt sich gut erkennen, wie stark das Coulomb-Potential je nach Intensität des Laserfeldes verbogen wird.

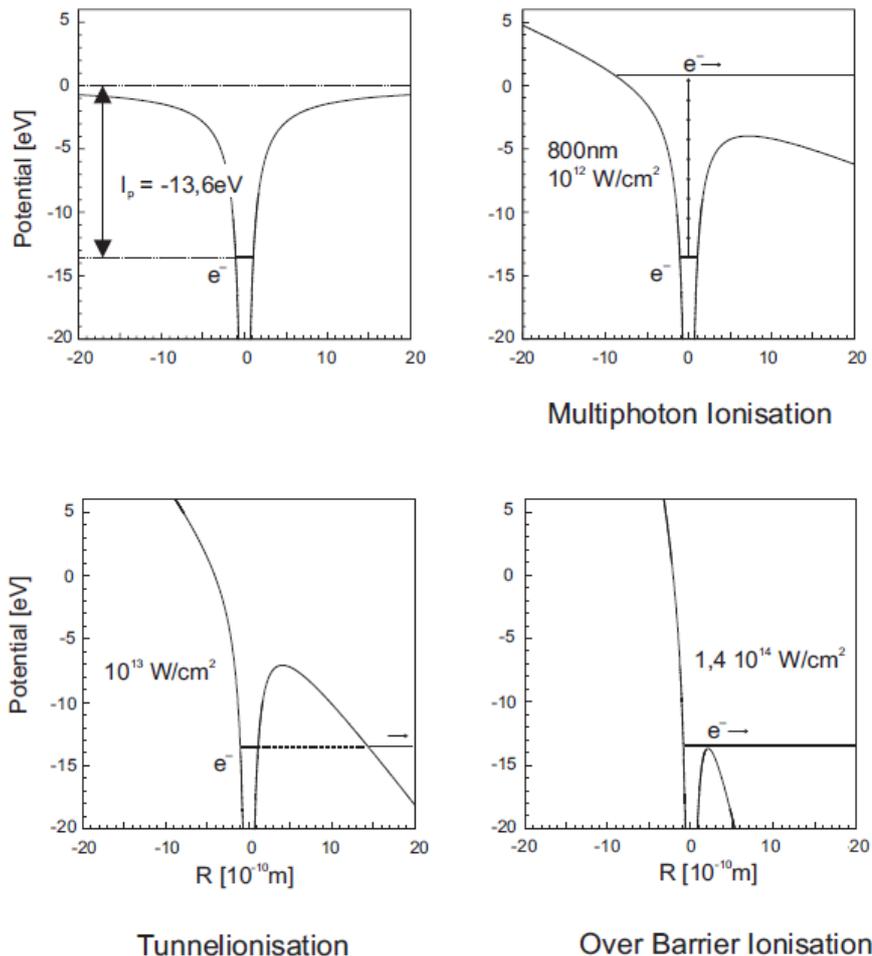


Abbildung 2.1: Grafische Darstellung der Ionisationsprozesse. Oben links: Coulomb-Potential des Wasserstoffatoms ohne äußere Störung. Oben rechts: Absorption mehrerer Photonen und Ionisation. Unten links: Verbiegung des Coulomb-Potentials ist so stark, dass ein gebundenes Elektron ins Kontinuum tunneln kann. Unten rechts: Noch stärkere Verbiegung des Potentials, sodass das Elektron gar nicht mehr gebunden ist [Sta01].

2.1.3 Streuung am Ion

In diesem Abschnitt soll geklärt werden, wie sich Elektronen nach erfolgter Ionisation in einem starken Laserfeld verhalten können. Dabei unterscheiden wir prinzipiell drei Fälle je nach Zeitpunkt der Ionisation:

1. Das Elektron wird bei $\omega_L t = 0$, also bei einer Feldstärke von $E = E_0 \cdot \cos(0) = E_0$ „geboren.“ Es liegt demnach ein Maximum des elektrischen Feldes vor. Anschließend kehrt das Elektron mehrmals zum Ion zurück.
2. Freigesetzt wird das Elektron beispielsweise bei $\omega_L t = 0.297$ und kehrt einmalig mit einer Energie $E_{kin} = 3.17 \cdot U_p$ zurück.
3. $\omega_L t = \frac{\pi}{2}$ und das Elektron kehrt nie zum Ion zurück, die maximale Energie beträgt $E_{kin} = 2 \cdot U_p$.

Diese drei Fälle sind in Abbildung 2.2 grafisch dargestellt.

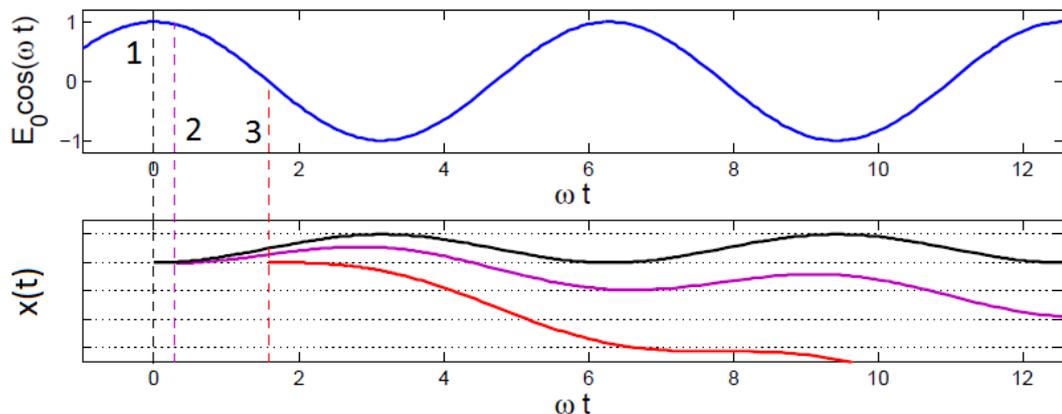


Abbildung 2.2: Elektrondynamik im elektromagnetischen Wechselfeld eines Lasers. Oben ist der zeitliche Verlauf des elektrischen Feldes dargestellt. Unten sieht man Elektron-Trajektorien für drei unterschiedliche Zeitpunkte der Ionisation. Diese Zeitpunkte sind durch die gestrichelten und unterschiedlich gefärbten Linien angedeutet bzw. sind entsprechend nummeriert. Entnommen aus [Hof09] und leicht abgeändert.

Nun müssen weiterhin verschiedene Fälle unterschieden werden, wenn das Elektron zum Ion zurückkehrt. Dabei gibt es drei Effekte:

1. Erzeugung *Höherer Harmonischer* nach dem 3-Stufen-Modell. Zunächst erfolgt die Ionisation, gefolgt von einer oszillierenden Bewegung im elektrischen Feld mit anschließender Rekombination unter Emission eines Photons, dessen

Frequenz ein Vielfaches der Laserfrequenz ist. Wegen Paritätserhaltung sind nur ungerade Vielfache erlaubt.

2. Ein weiteres Elektron wird vom zurückgekehrten, ersten Elektron ionisiert und es liegt eine sequentielle Doppelionisation vor.
3. Schließlich kann der für das Stereo-ATI-Spektrometer wichtigste Prozess eintreten, die elastische Streuung am Ion. Im Extremfall kehrt das Elektron bei einem Nulldurchgang des elektrischen Feldes zum Ion zurück und kann nach einer 180° -Streuung in einem halben Schwingungszyklus des Laserpulses weiter beschleunigt werden. Kinetische Energien von bis zu etwa $10 \cdot U_p$ sind möglich. Im Vergleich zu $E_{kin} = 2 \cdot U_p$ ohne Streuung sind also etwa fünfmal größere Energien erreichbar.

2.2 Ultrakurze Laserpulse

Als ultrakurze Laserpulse bezeichnen wir Pulse, deren elektromagnetisches Feld nur aus wenigen optischen Schwingungen besteht. Im Folgenden werden wir darunter Pulse der Länge einiger Femtosekunden verstehen, obwohl es für den Begriff „ultrakurz“ keine genaue Konvention bezüglich der Pulsdauer gibt. Dazu ist anzumerken, dass nach Definition die Dauer eines Laserpulses genau der Halbwertsbreite bzw. FWHM (englisch: full width at half maximum) entspricht.

2.2.1 Erzeugung ultrakurzer Laserpulse

Als erstes soll das Prinzip beschrieben werden, nach dem ultrakurze Laserpulse überhaupt erzeugt werden können. Im Gegensatz zu monochromatischen Dauerstrichlasern ist für kurze Laserpulse eine Überlagerung vieler Frequenzen notwendig. Diese Tatsache können wir uns mit Hilfe der Fourier-Transformation sehr leicht klar machen. Jede beliebige Funktion $f(t)$ im Zeitbereich lässt sich durch eine Funktion $\tilde{f}(\omega)$ im Frequenzbereich darstellen. Dabei ist die Fourier-Transformierte $\tilde{f}(\omega)$ zu einer Funktion $f(t)$ die kontinuierliche Überlagerung von periodischen Funktionen. In Abbildung 2.3 sind einige Beispiele für Fourier-Transformationen grafisch dargestellt. Dabei sind links das Frequenzspektrum eines Lasers und auf der rechten Seite die entsprechende Funktion im Zeitbereich abgebildet.

Neben den vielen hier nicht weiter erläuterten mathematischen Eigenschaften wird aus Abbildung 2.3 schnell eine wichtige physikalische Konsequenz deutlich: Je mehr Frequenzen man überlagert, umso kürzer wird der erzeugte Laserpuls. Eine große Bandbreite an Frequenzen bzw. Wellenlängen ist also essentiell für die Erzeugung ultrakurzer Laserpulse.

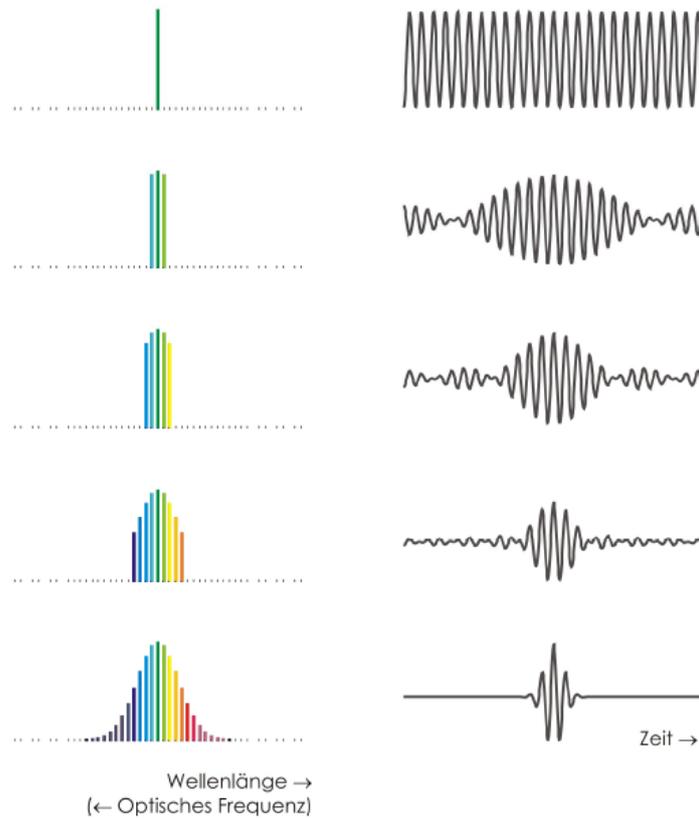


Abbildung 2.3: Beispiele für Fourier-Transformationen. Links die Darstellung im Frequenzbereich und rechts die entsprechende Funktion im Zeitbereich. Eine größere Frequenzbandbreite ergibt also einen zeitlich kürzeren Puls. [Tho]

2.2.2 Carrier-Envelope-Phase

Ein kurzer Laserpuls soll nun mathematisch betrachtet werden. Im Allgemeinen wird das zeitabhängige elektrische Feld eines Pulses beschrieben durch:

$$E(t) = E_0(t) \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi_{CEP}) \quad (2.17)$$

In obiger Gleichung bezeichnen $E_0(t)$ die gaußförmige Einhüllende des Pulses, ω_0 die zentrale Laserfrequenz und φ_{CEP} die Carrier-Envelope-Phase. Letztere gibt die Phasendifferenz zwischen dem Maximum der Einhüllenden sowie der höchsten Amplitude der Trägerwelle an. In zwei Spezialfällen unterscheiden wir zwischen sinusförmigen ($\varphi_{CEP} = \frac{\pi}{2}$) und cosinusförmigen ($\varphi_{CEP} = 0$) Pulsen, siehe Abbildung 2.4.

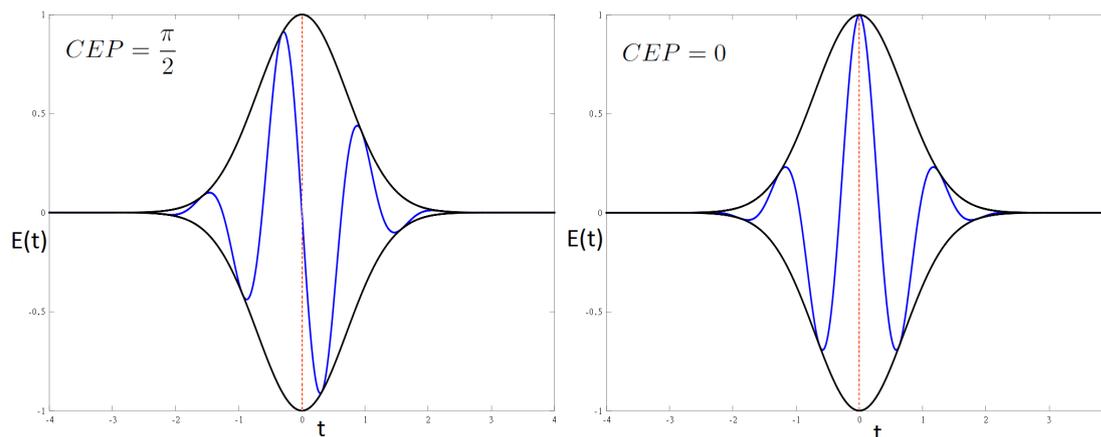


Abbildung 2.4: Unterscheidung zwischen sinusförmigen ($\varphi_{CEP} = \frac{\pi}{2}$) und cosinusförmigen ($\varphi_{CEP} = 0$) Pulsen. Nach rechts ist die Zeit aufgetragen und nach oben die elektrische Feldstärke. Die schwarzen Graphen repräsentieren die Einhüllende des Pulses und die blauen Graphen die Trägerwelle.

Durchquert der Laserpuls ein Medium, so ändert sich die Carrier-Envelope-Phase aufgrund von Dispersion. Die Einhüllende des Pulses bewegt sich mit der Gruppengeschwindigkeit v_g fort, wohingegen sich die Trägerwelle mit der Phasengeschwindigkeit v_p ausbreitet. Nur im Vakuum entsprechen sowohl Gruppen- als auch Phasengeschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit. In Materie ist $v_p = v_p(\lambda)$ abhängig von der Wellenlänge und es kommt zu Dispersion.

Im Allgemeinen gilt für frei propagierende Laserpulse, dass das Integral über das elektrische Feld nach der Zeit gleich Null ist, d.h.

$$\int_{-\infty}^{\infty} E(t) dt = 0 \quad (2.18)$$

Für nicht allzu kurze Laserpulse, etwa ab dem zweistelligen Femtosekundenbereich, gilt diese Tatsache natürlich auch und wir erwarten keine Überraschungen wie beispielsweise eine Asymmetrie bei der Ionisation von Atomen. Betrachten wir einen linear polarisierten Puls. Aufgrund des obigen Integrals ist es gleich wahrscheinlich, ob ein Elektron in die eine oder die andere Polarisationsrichtung ionisiert wird. Ein solcher Laserpuls ist in Abbildung 2.5 visualisiert.

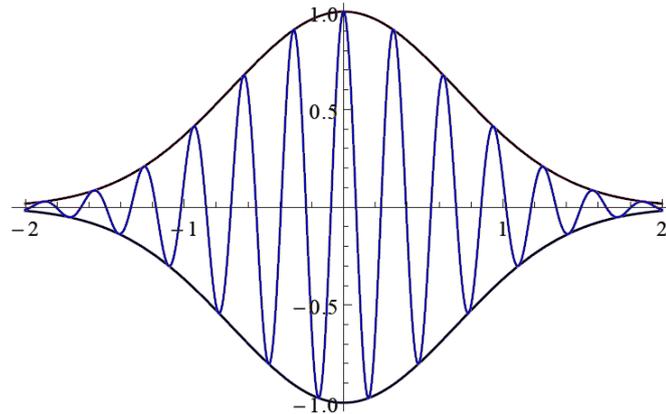


Abbildung 2.5: Ein Laserpuls mit mehreren optischen Zyklen, bei welchem die Träger-Einhüllenden-Phase praktisch keine Rolle spielt. Nach oben ist die elektrische Feldstärke aufgetragen und nach rechts die Zeit.

Dagegen kommt bei ultrakurzen Laserpulsen mit nur wenigen optischen Zyklen die Carrier-Envelope-Phase ins Spiel. Betrachten wir erneut das Beispiel des linear polarisierten Pulses, der ein Atom ionisiert. In diesem Fall ist es nun essentiell, wie die höchste Amplitude der Trägerwelle zum Maximum der Einhüllenden steht. Für Experimente mit ultrakurzen Laserpulsen wie z.B. die Fragmentation von D_2 -Molekülen in [KSV⁺06] oder H_2 -Molekülen in [Kre09] ist eine genaue Kenntnis der CEP unabdingbar. Im Allgemeinen emittiert ein Laser, der nicht phasenstabilisiert ist, Laserpulse mit zufälliger CEP. Der Grund dafür ist die bereits diskutierte Dispersion in Materie. Nun gibt es zwei Möglichkeiten: Zum einen würde ein Laser mit konstanter Carrier-Envelope-Phase dieses Problem lösen. Zum anderen kann die CEP aber auch für jeden Laserpuls gemessen werden, um eine genaue Kenntnis über die Phase zu besitzen. Das in dieser Arbeit konstruierte Stereo-ATI-Spektrometer soll genau diese Anforderung erfüllen.

2.3 Stereo-ATI-Methode

Zwar wird in diesem Abschnitt noch nicht allzu genau auf den Aufbau des Spektrometers eingegangen, allerdings müssen die theoretischen Grundlagen der Messung der Carrier-Envelope-Phase verstanden werden, bevor wir uns mit der konkreten experimentellen Umsetzung beschäftigen.

Mit dem Stereo-ATI-Spektrometer soll für jeden Laserpuls die CEP gemessen werden. Dies geschieht nach folgendem Prinzip: Ein linear polarisierter Laserpuls trifft

auf ein Xenon-Gastarget und es kommt zur Ionisation nach dem sogenannten 3-Stufen-Modell. Zunächst wird durch das elektrische Feld des Lasers das Coulomb-Potential im Xenon-Atom verformt. Somit kann ein gebundenes Elektron mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit aus seinem Zustand heraustunneln und ins Kontinuum gelangen. Nun wird die Bewegung des Elektrons von der Form des elektrischen Feldes bestimmt. Dabei sind, wie bereits in Kapitel 1.1.3 beschrieben, kinetische Energien von bis zu $2 \cdot U_p$ möglich. Das Elektron kann jedoch zum Ion zurückbeschleunigt und dort elastisch gestreut werden. Anschließend wird es durch das erneut ansteigende elektrische Feld beschleunigt und kann eine kinetische Energie von bis zu $10 \cdot U_p$ erreichen.

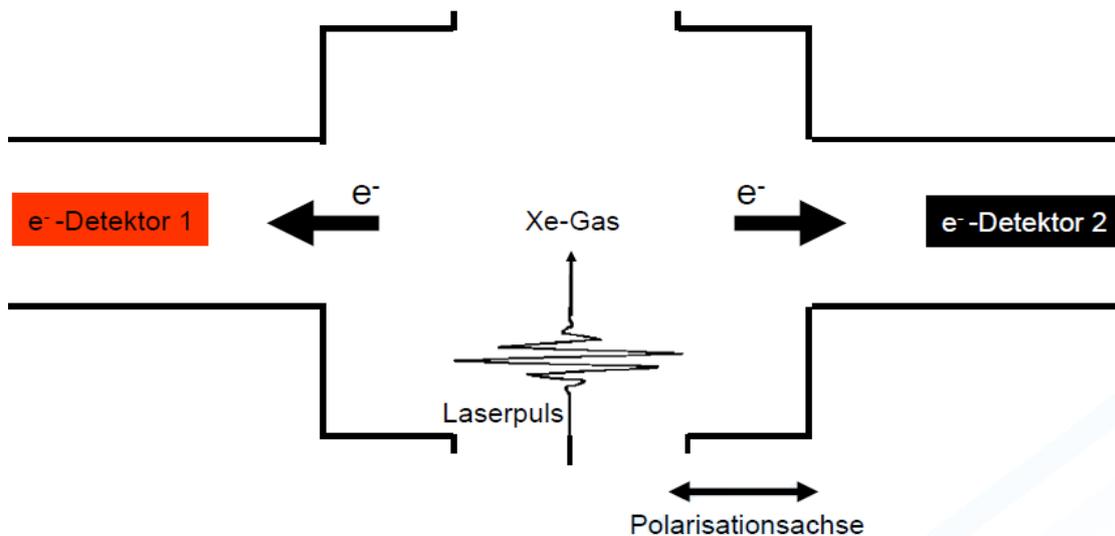


Abbildung 2.6: Skizze der Idee des Stereo-ATI-Spektrometers: Zwei Elektron-Detektoren registrieren die von einem ultrakurzen, linear polarisierten Laserpuls, welcher das Xenon-Gas in der Kammer ionisiert, erzeugten Photoelektronen und je nach CEP wird eine Asymmetrie in der Links-Rechts-Verteilung festgestellt.

Die Idee des Experimentes ist es, die Links-Rechts-Verteilung der Photoelektronen zu messen. Bei genügend langen Laserpulsen würden im Mittel genauso viele Elektronen nach links wie nach rechts fliegen. Dagegen hat bei ultrakurzen Laserpulsen die Carrier-Envelope-Phase einen Einfluss auf die Links-Rechts-Verteilung. Wie stark dieser Einfluss auf die Asymmetrie in der Verteilung ist, hängt von der Energie der Elektronen ab. Betrachten wir das Elektronenspektrum, so erkennen wir, dass für die hochenergetischen Elektronen die Abhängigkeit von der CEP besonders stark ausgeprägt ist. Der Grund hierfür sind die einschränkenden Bedingungen, dass ein Elektron überhaupt so eine hohe kinetische Energie besitzen kann: Zum einen wird

ein Elektron hauptsächlich in einem Maximum des elektrischen Feldes ionisiert, da die Tunnelwahrscheinlichkeit exponentiell von der elektrischen Feldamplitude abhängt. Bei der Rückstreuung am Ion sollte das elektrische Feld gegen Null gehen. Damit das Elektron anschließend eine möglichst große Beschleunigung erfährt, muss das elektrische Feld schnell wieder ansteigen. Beschrieben wurde diese Tatsache erstmals in [PLW⁺03].

Die Abhängigkeit der Links-Rechts-Verteilung der Photoelektronen kann quantenmechanisch in der sogenannten Strong-Field-Approximation (SFA) berechnet werden. Dabei wird das äußere elektrische Feld E des Lasers viel stärker angenommen als das Bindungspotential $V(r)$ des Elektrons im Atom. Dadurch kann im Hamilton-Operator H in der SFA das Potential $V(r)$ vernachlässigt werden. Der Hamiltonian in Ortsdarstellung lautet also:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_e}\Delta + \vec{r} \cdot \vec{E} \quad (2.19)$$

Dies entspricht dem Hamiltonian eines freien Elektrons im elektrischen Feld. Hierbei sind \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum, $\Delta = \nabla^2$ der Laplace-Operator sowie $\vec{r} \cdot \vec{E}$ ein Term, der die Licht-Materie-Wechselwirkung in der Dipolnäherung beschreibt. Mit diesem Hamilton-Operator als Ausgangspunkt wurden in [MPB03] die Elektronspektren für verschiedene Carrier-Envelope-Phasen berechnet, wobei die Ionisationen mit linear polarisiertem Laserlicht in die 0°- und 180°-Richtungen erfolgen, d.h. links und rechts, siehe Abbildung 2.7. Die Berechnungen erfolgten für ein Krypton-Atom.

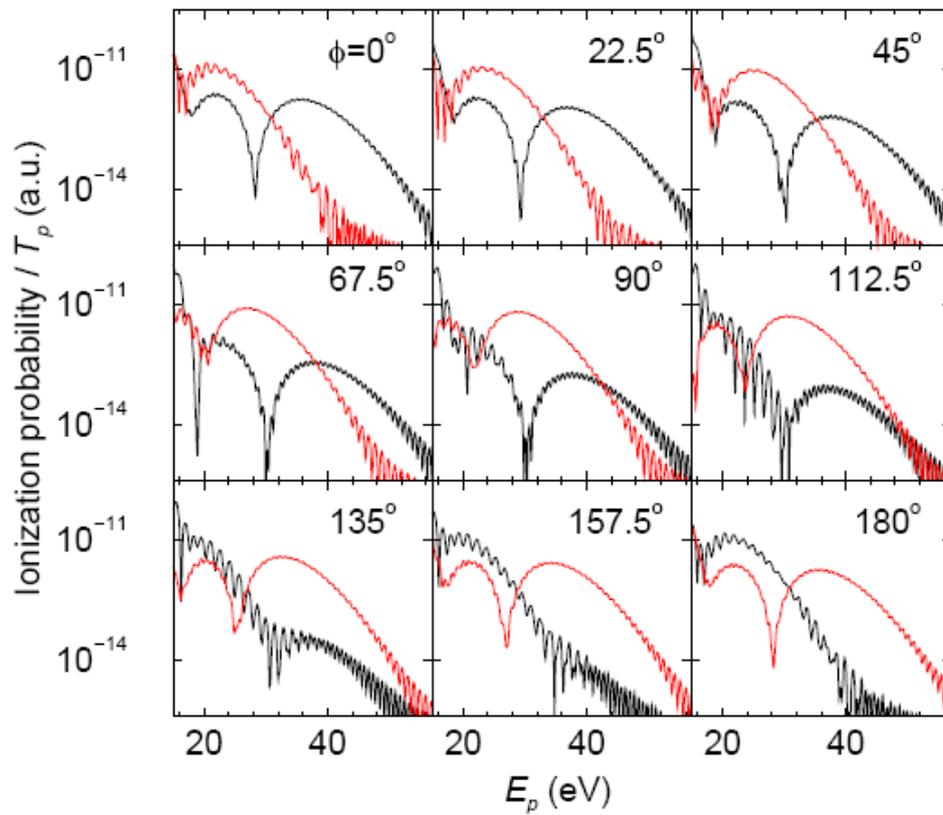


Abbildung 2.7: Elektronspektren für Energien ab ca. 16 eV für verschiedene Carrier-Envelope-Phasen, nach rechts ist die Elektronenergie aufgetragen und nach oben die Ionisationswahrscheinlichkeit. Die schwarzen Graphen repräsentieren die Ionisation unter einem Winkel von 0° und die roten 180° . Deutlich sichtbar ist der Einfluss der CEP auf die Links-Rechts-Verteilung. Entnommen aus [MPB03].

3 Experimenteller Aufbau

3.1 Lasersystem

Eine vollständige Beschreibung des in der Arbeitsgruppe von Prof. Dörner am IKF der Goethe-Universität in Frankfurt verwendeten Lasersystems würde den Rahmen dieser Bachelorarbeit sprengen. Deswegen sollen in diesem kurzen Abschnitt nur einige Worte darüber verloren werden.

Bei dem von uns verwendeten Laser handelt es sich um einen Titan-Saphir-Laser, einen Festkörperlaser. Da die Frequenzbandbreite wie bereits in Abschnitt 2.2.1 beschrieben möglichst groß sein soll, haben sich mit Titan dotierte Saphirkristalle als exzellentes Lasermaterial erwiesen. In einem Oszillator werden mit einem gepumpten Ti-Sa-Kristall Pulse mit niedriger Energie erzeugt. Anschließend erfolgt eine Verstärkung der Pulse nach vorheriger zeitlicher Aufweitung des niederenergetischen Pulses und anschließender Komprimierung des verstärkten Laserpulses. Die Verstärkung erfolgt in einem zweiten Ti-Sa-Kristall. Mittels einer mit einem Gas gefüllten Hohlleiter aus Glas können die nun hochenergetischen Pulse bis auf wenige Femtosekunden weiter komprimiert werden. Auf die genauen Prozesse soll hier nicht weiter eingegangen werden. Interessierten Lesern werden die ausführlichen Beschreibungen in [Kör08], [Mar10] sowie [Kas97] empfohlen.

3.2 Stereo-ATI-Spektrometer

Das Stereo-ATI-Spektrometer dient zur Messung der Carrier-Envelope-Phase eines Laserpulses. Dabei werden Xenon-Atome mit einem linear polarisierten Puls nach dem 3-Stufen-Modell ionisiert. Der Laserpuls verformt im ersten Schritt das Coulombpotential und es kommt zur bereits beschriebenen Tunnelionisation. Dann wird die Dynamik des Elektrons durch das elektrische Feld des Pulses beschrieben und im dritten Schritt kann das Elektron zum Ion zurückkehren und gestreut werden. Dabei kann es kinetische Energien bis zu $10 \cdot U_p$ erreichen. Das Verhalten eines Elektrons nach der Ionisation ist stark abhängig von der Form des elektrischen Feldes und damit auch der Carrier-Envelope-Phase. Vor allem der höherenergetische Anteil im Elektronenspektrum ist empfindlich gegenüber der CEP. Zwei sich gegenüberliegende Multichannelplate-Detektoren messen die Links-Rechts-Verteilung der Photoelektronen entlang der Polarisationsachse. Man definiert einen Asymmetrieparameter a :

$$a = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} \quad (3.1)$$

Hierbei entsprechen N_L und N_R der Anzahl der detektierten Elektronen im linken bzw. rechten Detektor. Für hinreichend lange Laserpulse, bei denen die CEP keine Rolle mehr spielt, beträgt der Asymmetrie-Parameter idealerweise 0, wenn wir über statistische Effekte hinwegsehen.

Weiterhin findet eine Flugzeitmessung zur Bestimmung der Energie statt. Die Asymmetrie wird für zwei Energien miteinander verglichen und daraus schließlich die Carrier-Envelope-Phase bestimmt. Die Bestimmung von N_L und N_R ist nicht trivial. Betrachten wir ein Zeitintervall von etwa 200 ns. Wir messen in diesem Zeitfenster nicht etwa Einzelpulse von ein paar wenigen Elektronen, sondern eine Überlagerung von sehr vielen Pulsen mit einer Größenordnung von etwa 10^4 Elektronen. Aufgrund der Überlagerung dieser vielen Pulse lassen sich die Einzelpulse nicht mehr unterscheiden. Dadurch lassen sich für die Parameter N_L und N_R die Elektronen nicht einfach einzeln abzählen, sondern wir müssen über bestimmte Zeit- bzw. Energiebereiche integrieren.

3.2.1 Allgemeiner Aufbau

Zunächst soll der grobe Aufbau des Spektrometers beschrieben werden, bevor in den weiteren Unterabschnitten auf wichtige Details eingegangen wird. In Abbildung 3.1 ist eine Fotografie des von uns konstruierten Stereo-ATI-Spektrometers zu sehen. An zwei gegenüberliegenden Seiten eines Vakuumsürfels sind zwei 30 cm lange Driftröhren befestigt. Am Ende dieser Röhren ist jeweils ein sogenannter Multichannelplate-Detektor mit Hilfe einer speziell angefertigten Halterung montiert. Die effektive Driftstrecke für die Elektronen in einer Röhre beträgt etwa 0.25 m. Weiterhin sind an zwei anderen gegenüberliegenden Seiten des Würfels nicht-reflektierende Fenster für den Durchgang der Laserpulse befestigt. Vor dem Eingangsfenster ist eine Plankonvexlinse mit einer Brennweite von 150 mm befestigt, welche zur Fokussierung des Laserstrahls dient. Der Laserpuls ist linear polarisiert, wobei die Polarisationsrichtung parallel zu den Driftröhren ist. Die Driftröhren sind mit einem 2 mm dicken Kupferdraht mit etwa 120 Windungen pro Röhre umwickelt, wodurch ein magnetisches Feld erzeugt wird, welches die Elektronen auf Spiralbahnen fliegen lässt. Darauf wird in Abschnitt 3.2.3 genauer eingegangen. Ein elektrisches Feld wird im Gegensatz zu vielen anderen Spektrometern nicht verwendet.

Auf die obere Seite der Kammer wurde ein Manipulator geschraubt, welcher über eine Halterung eine Nadel mit ca. 0.2 mm Innendurchmesser in der Mitte des Würfels festhält. Des Weiteren lässt sich mit Hilfe des Manipulators die Position der Nadel in alle Raumrichtungen um einige Millimeter variieren. Bei der Nadel handelt es sich um eine handelsübliche Kanüle, wobei der schräge Schliff am Ende der Nadel entfernt wurde, damit das durchströmende Gas später die Nadel nicht vorzugsweise nur

in einer Richtung verlässt. Die Nadel ist über ein Schlauchsystem und ein sehr empfindliches, fein einstellbares Ventil zur Druckregulierung mit einer Xenon-Gasflasche verbunden.

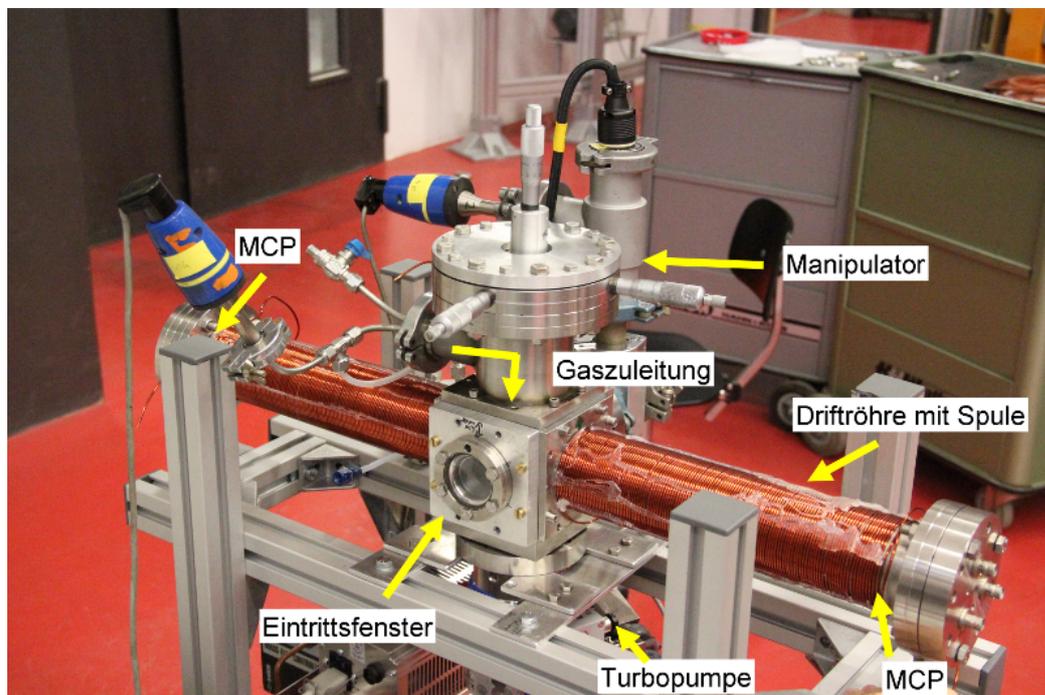


Abbildung 3.1: Fotografie des Stereo-ATI-Spektrometers: Laserpuls tritt durch Fenster in den Vakuumbübel ein und ionisiert die Xenon-Gasatome, die durch eine dünne Nadel in die Kammer eintreten und von der Turbomolekularpumpe nach unten abgesaugt werden. Die Position der Nadel ist durch einen Manipulator verstellbar. Elektronen fliegen durch die beiden Driftröhren und werden von den Multichannelplate-Detektoren (MCP) registriert. Die Driftröhren sind mit einem Kupferdraht umwickelt, welcher bei Stromfluss ein magnetisches Feld erzeugt, das die Elektronen auf Spiraltrajektorien zwingt. Ein elektrisches Feld wird jedoch nicht verwendet.

3.2.2 Vakuumsystem und Nadel

Im Wübel selbst herrscht ein Vakuum von etwa $2 \cdot 10^{-6}$ mbar. Dieses wird mit einer „HiPace 80“-Turbomolekularpumpe der Firma „Pfeiffer“ mit einer Pumpleistung von $80 \frac{1}{s}$ erzeugt, wobei als Vorpumpe eine Membranpumpe verwendet wird. Der Laserpuls soll etwa in 1 mm Abstand von der Nadel auf das Gastarget treffen. Dabei ist eine geeignete Dichte des Xenongases zu wählen. Diese Dichte darf nicht zu

groß sein, da ansonsten die freie Weglänge der Photoelektronen zu klein wird. Eine zu geringe freie Weglänge hätte die Streuung der Elektronen an neutralen Xenon-Atomen zur Folge und insofern eine geringere Ausbeute an Elektronen bzw. weniger Statistik für die Bestimmung der CEP. Natürlich darf die Dichte des Gastargets nicht zu klein sein, da es dann weniger Ionisationen gibt. Damit werden auch weniger Photoelektronen detektiert und der Fehler bei der Bestimmung der CEP wird größer.

Wählen wir nun für den Druck des Gastargets $p_G = 10^{-3}$ mbar, so handelt es sich um den Druck, welcher in 1 mm Entfernung von der Nadelspitze herrschen soll. Nun stellt sich die Frage, wie wir den Druck in der Nadel selbst einstellen. Dazu sei daran erinnert, dass der schräge Schliff der Kanüle abgesägt wurde. Das heißt, wir können näherungsweise davon ausgehen, dass der Druck des Xenongases beim Ausströmen aus der Nadel jeweils auf Halbkugelschalen konstant ist, siehe Abbildung 3.2.

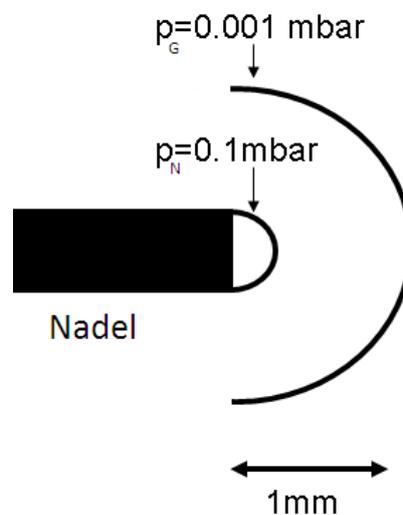


Abbildung 3.2: Zweidimensionale Skizze der Druckverhältnisse bei der Ausbreitung des Gases nach Verlassen der Nadel. Bei dieser Näherung wird davon ausgegangen, dass der Druck auf einer Halbkugelschale jeweils konstant ist. Für einen Druck des Gastargets $p_G = 10^{-3}$ mbar in 1 mm Entfernung von der Nadel wurde der einzustellende Druck an der Nadelspitze bestimmt: $p_N = 0.1$ mbar.

Seien p_N der gesuchte Druck an der Nadelspitze, A_G die Oberfläche der Halbkugelschale in 1 mm Abstand und A_N die Oberfläche der Halbkugelschale an der Nadelspitze (mit dem Innenradius $r = 0.1$ mm der Nadel als Radius der Halbkugel). Es gilt dann folgende Beziehung:

$$\frac{p_N}{p_G} = \frac{A_G}{A_N} \quad (3.2)$$

Setzen wir nun alle bekannten Werte ein und lösen nach p_N auf, so erhalten wir $p_N = 0.1$ mbar. Es muss also 0.1 mbar Gasdruck in der Nadel sein, damit in einem Abstand von 1 mm zu der Nadelspitze der Druck 10^{-3} mbar beträgt. Wählen wir einen anderen Abstand als 1 mm, so muss diese Rechnung natürlich entsprechend modifiziert werden. Dennoch können wir ungefähr sagen, dass der Druck an der Nadelspitze etwa tausend mal größer sein muss, als der Druck des Xenon-Gases, welches sich im Laserfokus befindet.

Schließlich möchten wir noch die Leckrate der Nadel abschätzen. Diese ist ein Maß dafür, wie groß die Menge eines Gases ist, die in einer bestimmten Zeit durch eine Gasleitung fließt. Die Leckrate hängt einerseits von Gasart und Temperatur ab, andererseits aber natürlich auch beispielsweise vom Durchmesser der Leitung.

Wir betrachten den Druckanstieg Δp in der Kammer bei Öffnung des Ventils der Gaszuleitung. In einer von uns durchgeführten Messung betragen der Anfangsdruck $p_1 = 4 \cdot 10^{-6}$ mbar und der Enddruck $p_2 = 5 \cdot 10^{-6}$ mbar. Somit beträgt der Druckanstieg $\Delta p = p_2 - p_1 = 1 \cdot 10^{-6}$ mbar. Das Ventil war nur so weit geöffnet, dass der Druck im Schlauch etwa 0.2 mbar betragen hat. Nach [vac] berechnet sich die Leckrate der Nadel als Produkt dieses Druckanstieges und dem Saugvermögen S der Turbomolekularpumpe. In unserem Fall ist $S = 80 \frac{1}{s}$. Damit gilt schließlich für die Leckrate q_{Luft} :

$$q_{Luft} = \Delta p \cdot S = 8 \cdot 10^{-5} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}} \quad (3.3)$$

Es sei darauf hingewiesen, dass bei späteren Messungen mit Xenon die Leckrate anders sein wird. Dies liegt an den unterschiedlichen mittleren thermischen Geschwindigkeiten von Luft ($340 \frac{\text{m}}{\text{s}}$) und Xenon ($1090 \frac{\text{m}}{\text{s}}$). Zudem ist die Leckrate natürlich abhängig davon, wie weit das Ventil geöffnet wurde.

3.2.3 Druckmessung im Spektrometer

Die Bestimmung des Druckes erfolgt mit zwei Arten von Vakuum-Messzellen. Zum einen verwenden wir zwei Pirani-Messzellen, welche für Drücke zwischen 1013 mbar Atmosphärendruck und etwa 10^{-3} mbar verwendet werden können. Eine der Messzellen dient zur Überprüfung des Vorvakuums vor dem Einschalten der Turbomolekularpumpe. Die andere dient zur Messung des Drucks im Gaszuleitungssystem.

Des Weiteren verwenden wir ein Penning-Vakuummeter, welches jedoch erst im Hochvakuum, d.h. unterhalb von 10^{-3} mbar eingeschaltet werden sollte. Im Folgenden werden wir kurz auf die Funktionsweise der beiden Arten von Messzellen eingehen.

Pirani-Messzelle: Das Messverfahren der Pirani-Messzelle beruht auf dem Prinzip der Druckabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit eines durch Stromfluss geheizten

Drahtes. Je nach vorherrschendem Druck wird entsprechend viel Wärme von dem umgebenden Gas abtransportiert. Dadurch ändern sich die Temperatur und damit der temperaturabhängige Widerstand des Drahtes. Die angelegte Heizspannung wird so eingestellt, dass die Temperatur des Drahtes konstant bleibt. Aufgrund dieses Zusammenhangs zwischen Heizspannung und Druck lässt sich mit der Kenntnis der Spannung eine Aussage über den Druck machen.

Die Pirani-Messzellen arbeiten nur im oben angegebenen Druckbereich, da nur in diesem Bereich der Zusammenhang zwischen Druck und Wärmeabtransport linear ist.

Penning-Messzelle: Die Penning-Messzelle beinhaltet eine Kathode und Anode, zwischen denen eine Spannung von etwa 2000 V angelegt wird. Damit werden zwischen den Elektroden befindliche freie Ladungsträger beschleunigt und bilden durch Stoßionisation mit Restgasatomen weitere Ladungsträger. Um die Flugstrecke zu verlängern und damit die Stoßwahrscheinlichkeit zu erhöhen, wird ein magnetisches Feld angelegt, welches die Ladungsträger auf Spiralbahnen zwingt. Durch eine Strommessung an den Elektroden kann die Anzahl der ionisierten Teilchen abgeschätzt werden. Damit kann man Rückschlüsse auf die vorhandene Teilchendichte bzw. den Druck ziehen.

Auch für die Penning-Messzelle wurde eine Einschränkung des Druckbereichs genannt. Hierbei ist der Grund, dass es oberhalb von 10^{-3} mbar zu Glimmentladungen kommen kann.

3.2.4 Betrachtungen zum Magnetfeld

Es wurde bereits erwähnt, dass um beide Driftröhren Spulen mit etwa 120 Windungen gewickelt wurden. Diese sollen in beiden Röhren ein möglichst identisches Magnetfeld erzeugen und sind deshalb in Reihe geschaltet, damit sie vom gleichen Strom durchflossen werden. Der Zweck dieses Magnetfeldes ist vor allem eine Vergrößerung der effektiven Detektorfläche. Stellen wir uns vor, dass ein Photoelektron nicht exakt entlang der Achse der Driftröhre fliegt, sondern etwas schief zu dieser, so würde es früher oder später gegen die Innenwand der Röhre prallen und z.B. absorbiert werden. Diesen Effekt können wir durch ein angelegtes Magnetfeld reduzieren, welches die Elektronen entlang einer Spiralbahn führt. Des Weiteren können mit Hilfe des angelegten Magnetfeldes störende Felder wie zum Beispiel das Erdmagnetfeld überlagert werden, sodass diese nicht mehr signifikant ins Gewicht fallen.

Die Feldlinien des magnetischen Feldes stehen parallel zu den Driftröhren. Aufgrund des Vektorproduktes in der Gleichung

$$F_L = e \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.4)$$

für die Lorentzkraft hat das Magnetfeld keine Auswirkung auf die Flugzeit der Elektronen bzw. auf den Impuls parallel zu den Feldlinien. Dagegen wirkt die Kraft auf die Komponente senkrecht zu den Feldlinien, falls es denn eine gibt. Das Elektron wird auf eine Spiralbahn mit Radius r gezwungen, wobei Lorentz- und Zentrifugalkraft im Gleichgewicht sind:

$$ev_{\perp}B = \frac{m_e v_{\perp}^2}{r} \quad (3.5)$$

Hierbei sind e die Elementarladung, m_e die Masse des Elektrons, v_{\perp} die senkrechte Geschwindigkeitskomponente des Teilchens und B das magnetische Feld. Um das magnetische Feld abzuschätzen, stellen wir die Gleichung also nach B um und erhalten:

$$B = \frac{p_{\perp}}{e \cdot r} \quad (3.6)$$

wobei $p_{\perp} = m_e \cdot v_{\perp}$ der Startimpuls des Elektrons senkrecht zur Driftröhrenachse ist. Betrachten wir beispielsweise einen Startimpuls von $p_{\perp} = 0.25$ a.u. $\approx 5 \cdot 10^{-25} \frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}}$ und einen Radius $r = 0.0065$ m, so benötigen wir ein Magnetfeld von ungefähr 0.5 mT. Der Radius $r = 0.0065$ m entspricht ungefähr der Hälfte des Radius der aktiven Detektorfläche, wie im nächsten Kapitel beschrieben, und somit haben wir eine erste Abschätzung für die Größe des anzulegenden magnetischen Feldes.

3.2.5 Multichannelplate-Detektoren

Bei den beiden Multichannelplate-Detektoren (MCP) handelt es sich um „Advanced Performance Detectors“ der Firma Photonis mit einem Durchmesser von 50.8 mm und einer kreisförmigen aktiven Detektorfläche mit 26.42 mm Durchmesser. In diesem Teilabschnitt soll geklärt werden, wie ein MCP allgemein funktioniert und was speziell zum Stereo-ATI-Spektrometer bemerkt werden muss.

Ein MCP ist eine Art Elektronenvervielfacher, um auch geringe Ströme detektieren zu können. Dabei handelt es sich um eine speziell bearbeitete, mit dünnen Kanälen durchzogene Glasplatte, welche unter Hochspannung steht. Trifft nun ein Elektron auf diese Platte, wird es durch die Hochspannung beschleunigt und löst aus dem Material weitere Elektronen aus, welche wiederum mehrere Elektronen auslösen und so kommt es zu einem Lawineneffekt, also einer deutlichen Verstärkung des ursprünglichen Signals. Beispielsweise beträgt die Verstärkung in einem der von uns verwendeten Detektoren, der unter 2.4 kV Hochspannung steht, laut Spezifikation des Herstellers 10^7 .

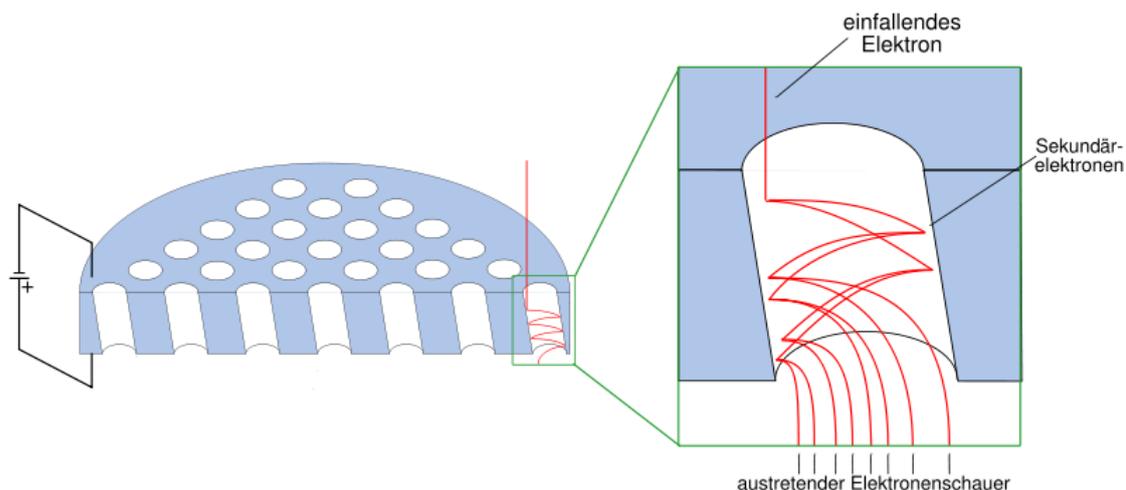


Abbildung 3.3: Zur Funktionsweise eines MCP-Detektors. Dargestellt ist links eine Mikrokanalplatte mit den Kanälen, welche einige Mikrometer Durchmesser haben. Angedeutet ist auch die angelegte Hochspannung. Rechts: Vergrößerung eines Kanals und Illustration der Elektronenvervielfachung. Elektron prallt gegen Kanalwand und löst Sekundärelektron aus. Es kommt zu einer Elektronenlawine. Entnommen und leicht abgeändert aus [wik].

Dieser Detektor befindet sich in einer sogenannten Chevron-Konfiguration. Zwei Mikrokanalplatten, auch „Front“ und „Back“ genannt, bei denen die Kanäle um einen Winkel von 90° zueinander verdreht sind, bilden das Herz des Detektors. Der Vorteil ist offensichtlich die größere Verstärkung des Signals. Letzten Endes treffen die zu detektierenden Elektronen auf eine Anode. Es wird ein Spannungssignal je nach Stärke der Elektronenlawine erzeugt. Dabei wird in unserem Fall im Gegensatz zu vielen anderen MCPs jedoch keine Information über den Auftreffort der Photoelektronen erhalten, da dieser für das Stereo-ATI-Spektrometer nicht von Bedeutung ist. Des Weiteren wird kein Einzelteilchennachweis angestrebt.

Laut Spezifikation des Herstellers kann der Widerstand eines Detektors zwischen $83\text{ M}\Omega$ und $600\text{ M}\Omega$ betragen. In einer von uns durchgeführten Messreihe zeigt ein Detektor einen Widerstand von $130\text{ M}\Omega$ zwischen Front und Back, der andere Detektor $160\text{ M}\Omega$.

Für die Detektoren des Stereo-ATI-Spektrometers wurden spezielle Halterungen konstruiert, um diese in den Driftröhren zu fixieren. Dazu wurden mit jeweils zwei Abstandshaltern Gitter vor den MCPs platziert, um eine Störung der Flugbahn der Elektronen durch die angelegte Hochspannung an den Detektoren zu verhindern. Die geerdeten Gitter haben eine abschirmende Wirkung und besitzen eine Maschenweite von $140\text{ }\mu\text{m}$ sowie eine Transmission von 78%. Die gesamte Konstruktion ist in Abbildung 3.4 zu sehen.

Die benötigte Spannung für die beiden Detektoren liefert ein Hochspannungsnetzgerät. Ein Spannungsteiler, bestehend aus in Reihe geschalteten Widerständen und Potentiometern sorgt für drei verschiedene Spannungen. Das Gitter liegt dabei auf Erdpotential und die erste Platte („Front“) ist mit etwa 200 V positiv geladen. Die Hochspannung von ungefähr 2000 V liegt zwischen Front und der zweiten Platte, auch „Back“ genannt, an, und weiterhin herrscht zwischen Back und der Anode eine Spannung von etwa 200 V , welche zur Nachbeschleunigung der Elektronen dient. Die erste Spannung zwischen Gitter und Front wird in der Regel nicht variiert, im Gegensatz dazu können mit Hilfe der Potentiometer die anderen beiden Spannungen verändert werden, um ein möglichst gutes Signal zu sehen. In Abbildung 3.5 sieht man einen Schaltplan eines der beiden Spannungsteiler.

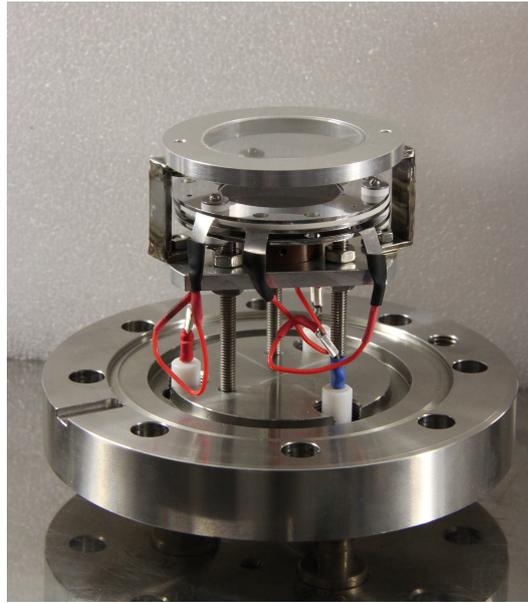


Abbildung 3.4: Fotografie der Halterung für MCP inklusive Gitter, welches das elektrische Feld der angelegten Hochspannung abschirmt, um die Elektronenbahn nicht zu beeinträchtigen. Das Gitter liegt dabei auf Erdpotential.

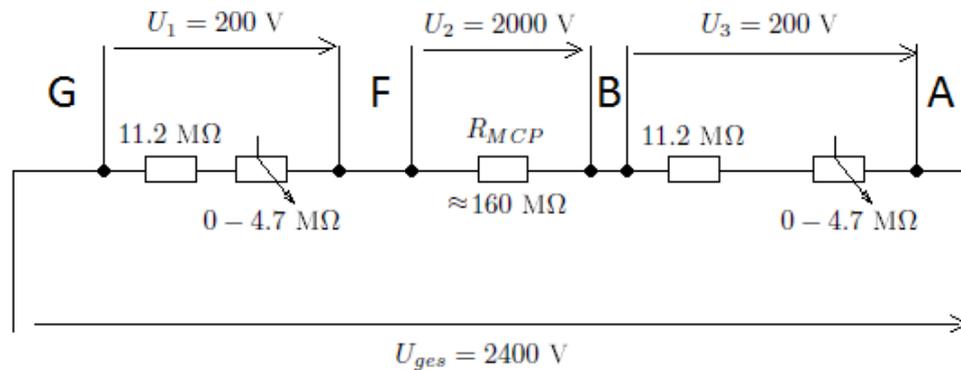


Abbildung 3.5: Schaltplan eines Spannungsteilers. Die Buchstaben G, F, B und A symbolisieren dabei Gitter, Front, Back und Anode. R_{MCP} ist der Widerstand des MCP-Detektors. Die Spannungen wurden im Verlauf der gesamten Arbeit nicht exakt wie hier abgebildet eingestellt, da nicht beide MCP-Detektoren den gleichen Widerstand von $160 \text{ M}\Omega$ hatten und somit die Widerstände an den Potentiometern variiert werden mussten.

3.2.6 Signalverarbeitung und Auswertung

Wie bereits erwähnt, gibt es je nach Stärke der Elektronenlawine ein Signal, welches nun zunächst ausgekoppelt werden muss. Dafür muss mittels jeweils einer Koppelbox die Hochspannung herausgefiltert werden, um das tatsächliche Signal anschließend weiter verarbeiten zu können. Das zentrale Bauelement für die Auskopplung ist ein Kondensator. Weitere Kondensatoren dienen zur Spannungsstabilisierung der MCP-Detektoren. Um Reflexionen der Signale zu verhindern, befinden sich noch einige Widerstände in der Schaltung. Der Schaltplan für die Auskopplung des „Front“-Signals ist in Abbildung 3.6 zu sehen, die Schaltungen für Back und Anode sehen analog aus.

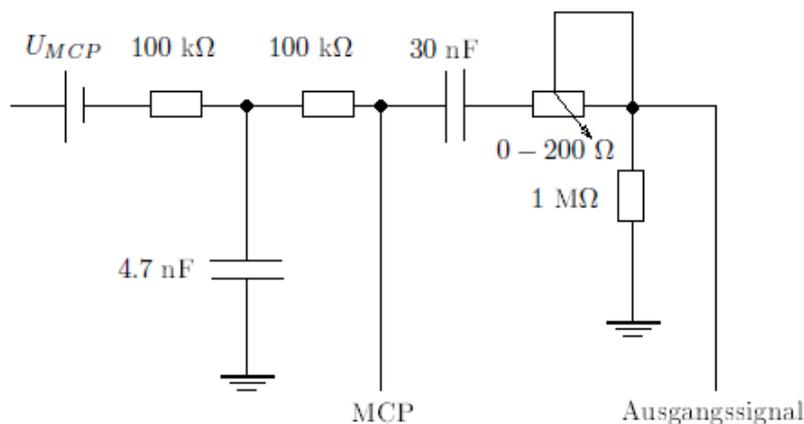


Abbildung 3.6: Schaltskizze für die Auskopplung des „Front“-Signals. Die Schaltung für „Back“ sieht identisch aus. Dagegen hat die Schaltung für die Anode kein Ausgangssignal.

Nach der Auskopplung gelangt das Signal in einen Verstärker (engl.: Amplifier), welcher dafür sorgt, dass das Signal um etwa das zehnfache verstärkt wird, ohne die Pulsform zu verändern. Außerdem verwenden wir ein sogenanntes Ratemeter. Dieses ist in der Lage, uns die Anzahl der Ereignisse pro Zeiteinheit für beide Detektoren zu liefern. Diese Information kann sich beispielsweise bei der Justierung des Lasers und der Nadel als nützlich erweisen. Außerdem werden wir später die Zählraten der beiden Detektoren für Dunkelpulse vergleichen. Weiterhin steht ein Oszilloskop zur Verfügung, mit welchem die Pulse visualisiert werden können.

Das für das Experimentieren nützliche Ratemeter erfordert zusätzlich einen sogenannten Constant Fraction Discriminator (CFD). Dieser wandelt das Eingangssignal in ein normiertes Rechtecksignal (auch: NIM-Puls) um. Der Zweck des CFD ist, die Bestimmung des Starzeitpunktes eines Pulses unabhängig von der Pulshöhe zu ermöglichen. Dabei spaltet der CFD das Signal zunächst in zwei Teilsignale auf. Ein Teil passiert den Signalweg ungestört, wohingegen der andere Teil invertiert

und verzögert wird. Durch die anschließende Superposition der beiden Teilsignale gibt es immer an der gleichen Stelle einen Nulldurchgang. An der Stelle dieses Nulldurchgangs wird vom CFD ein Rechtecksignal erzeugt.

Experimentieren wir mit dem Laser, so steht eine Photodiode zur Verfügung, die das Startsignal für die Flugzeitmessung gibt. Man spricht hierbei auch von einem Triggerimpuls. Es sollen aber auch sogenannte Dunkelpulse an beiden Detektoren betrachtet werden, die ohne Einwirkung des Lasers zu Stande kommen. Hierbei macht es keinen Sinn, einen der beiden Detektoren als Triggerkanal zu wählen, da wir ansonsten mit sehr großer Wahrscheinlichkeit keine Signale am anderen Detektor sehen würden. Es gibt nämlich praktisch keine absolut koinzidenten, sondern meist zeitlich etwas zueinander verschobene Signale. Für diesen Fall muss eine logische Schaltung eingebaut werden, welche ein Oder-Gatter enthält. Die beiden Detektoren dienen als Input und die Schaltung erzeugt nur dann ein Ausgangssignal, wenn mindestens einer der Detektoren ein Signal ausgibt. Wir triggern damit also auf beide Detektoren.

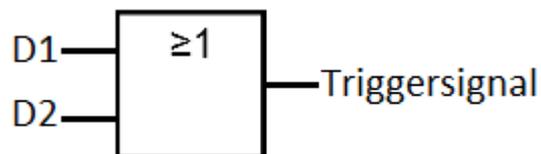


Abbildung 3.7: Logisches Oder-Gatter zum Triggern auf beide Detektoren. D1 und D2 stehen für die beiden Detektoren, das Ausgangssignal ist das Triggersignal.

Schließlich muss das Signal in einen Computer gelangen. Da das Signal zeitkontinuierlich ist und in analoger Form vorliegt, muss es digitalisiert werden.

Datenauswertung mit Acqiris Speed Digitizer DC 271

Zunächst wurde für die Digitalisierung und Auswertung am Computer ein Acqiris Speed Digitizer DC 271 verwendet, welcher das analoge Signal einmal pro Nanosekunde abtastet und die derzeitige Spannung in einem 8 Bit großen Wert speichert. Damit arbeitet das System mit einer Abtastrate von 1 GHz. Eine Zahl, die 8 Bit groß ist, kann $2^8 = 256$ verschiedene Werte annehmen. Je kleiner wir das zu betrachtende Spannungsfenster wählen, umso besser wird also die Auflösung. Natürlich darf dieser Bereich nicht zu klein gewählt werden, da alles außerhalb dieses Fensters einfach abgeschnitten wird. Die Einstellung des Spannungsfensters für das Acqiris-System erfolgt bequem am Computer. Wir haben die Auswahl zwischen 5 V, 2 V, 1 V und einigen kleineren Spannungsbereichen im mV-Bereich. Wählen wir beispielsweise das größte Spannungsfenster mit 5 V, so haben wir eine Auflösung von $\frac{5\text{V}}{256} \approx 0.02\text{V}$. Dagegen hat man für ein Spannungsintervall von 1 V eine fünfmal bessere Auflösung

von 0.004 V. Da sich die Höhen der Pulse deutlich unterscheiden, erhalten wir am Ende der Messungen eine Pulshöhenverteilung. Deswegen muss der Spannungsbereich vorsichtig gewählt werden. Wählt man einen Spannungsbereich, der zu klein ist, werden wie zum Beispiel im linken Bild der Abbildung 3.8 Pulse ab einer gewissen Höhe bzw. Spannung abgeschnitten. Falls bereits das größte Spannungsfenster gewählt ist und Pulse immer noch abgeschnitten werden, muss die Verstärkung der Pulse verringert werden.

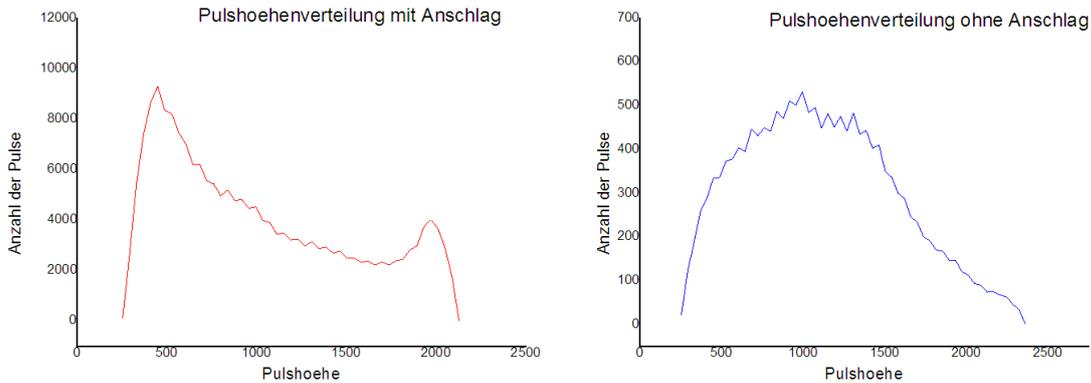


Abbildung 3.8: Darstellung zweier Pulshöhenverteilungen. Linkes Bild: Verteilung mit der Wahl eines zu kleinen Spannungsfensters, bei welchem Pulse ab einer gewissen Höhe abgeschnitten werden. Rechtes Bild: Verteilung mit der Wahl eines hinreichend großen Spannungsbereiches.

Datenauswertung mit Ndigo5G-10 Highspeed ADC

Geplant ist es, in naher Zukunft, eine Ndigo5G-10 Highspeed Analog to Digital Converter (ADC) Karte der Firma Cronologic zu verwenden. Diese hat im Gegensatz zu Acqiris 10 Bit Sampling Auflösung und eine Abtastrate von bis zu 5 GHz. Des Weiteren besitzt diese ADC Karte keine Totzeit während der Datenverarbeitung. Gleichzeitig zur Verarbeitung werden bereits neue Daten eingelesen. Im Gegensatz dazu hat das Acqiris System sehr viel Informationsverlust durch Totzeit. Beispielsweise sendet die Photodiode Signale mit einer Frequenz von 8 kHz an den Acqiris Digitizer. Jedoch zeigt das von uns verwendete Programm eine Ereignisrate von etwa 5 kHz an. Der Rest geht durch die Totzeit des Systems verloren.

Für den Umstieg auf die Ndigo5G-10 Highspeed ADC muss mit der Programmiersprache C-Sharp zunächst ein Programm zur Verarbeitung und Visualisierung der Daten geschrieben werden. Dies wird außerhalb des Rahmens dieser Arbeit geschehen.

4 Ergebnisse

In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse unserer ersten Tests präsentiert werden. Dabei werden in Abschnitt 4.1 zunächst nur Dunkelpulse betrachtet und analysiert. Anschließend werden in Abschnitt 4.2 die ersten Flugzeitspektren gezeigt, wobei mit Laserpulsen niedriger Intensität Restgasatome ionisiert wurden. Die Rolle des magnetischen Feldes wird kurz erklärt. Außerdem werden eine Eichung beschrieben sowie ein Energiespektrum gezeigt. Schließlich werden in Abschnitt 4.3 intensive MCP-Pulse vorgestellt, die eine Überlagerung von sehr vielen Einzelpulsen sind und wichtig für die spätere Messung der CEP sein werden.

4.1 Messung von Dunkelpulsen

Um uns ein erstes Bild von der Funktionsfähigkeit des Aufbaus und insbesondere der Detektoren zu verschaffen, sollen in diesem Abschnitt zunächst nur Dunkelpulse betrachtet werden. Falls die Signalformen oder Zählraten nicht zufriedenstellend sind, haben wir in unserem Aufbau einige Möglichkeiten, diese zu beeinflussen. Während die einzelnen Signale auf dem Oszilloskop verfolgt werden können, muss an den Potentiometern der Koppelboxen bzw. der Spannungsteiler so lange gedreht werden, bis die Signalformen möglichst gut sind. Da die Zählraten sehr empfindlich gegenüber der eingestellten Spannung am Power Supply sind, kann man beispielsweise die Spannung leicht erhöhen, falls die Raten zu gering sind.

Wie bereits in Abschnitt 3.2.6 angedeutet sollen nun Dunkelpulse betrachtet werden. Dabei kommt die logische Oder-Schaltung zum Einsatz und es wird auf beide Detektoren getriggert. Nach der erfolgten Einstellung haben wir sehr viele Dunkelpulse aufgenommen und möchten nun Erkenntnisse aus sogenannten „Height vs. FWHM“-Plots gewinnen. Dabei wird, wie es der Name schon andeutet, die Höhe eines Pulses gegen seine Halbwertsbreite (englisch: full width at half maximum) aufgetragen. Dieser Plot wird für jeweils einen Detektor gemacht. Die Resultate sind in den Abbildungen 4.1 sowie 4.2 zu sehen.

Zunächst ist festzuhalten, dass der linke Detektor 214589 und der rechte Detektor 368272 Ereignisse gezählt haben. Die Messung dauerte insgesamt etwa 36 Stunden. Somit zählte der linke Detektor durchschnittlich ca. 1.7 Events pro Sekunde, wohingegen es beim rechten etwa 2.9/s waren. Das heißt, die Zählrate des rechten Detektors ist in diesem Fall rund 1.7 mal größer als die des linken. Betrachten wir nun die beiden Plots, stellen wir fest, dass die Hauptintensität sich näherungsweise

in beiden Fällen auf einer vertikalen Linie befindet. Das bedeutet, dass die Halbwertsbreiten für verschiedene Höhen ungefähr gleich sind.

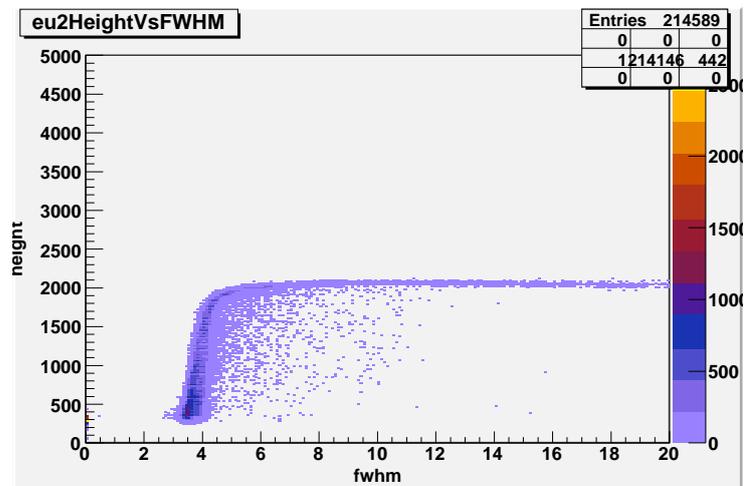


Abbildung 4.1: „Height vs. FWHM“-Plot für den linken Detektor. Dabei wurden nur Dunkelpulse aufgezeichnet, d.h. der Laser war nicht in Betrieb. Pulse ab einer gewissen Höhe wurden aufgrund des zu klein gewählten Spannungsfensters abgeschnitten und vom System fälschlicherweise als sehr breite Pulse interpretiert.

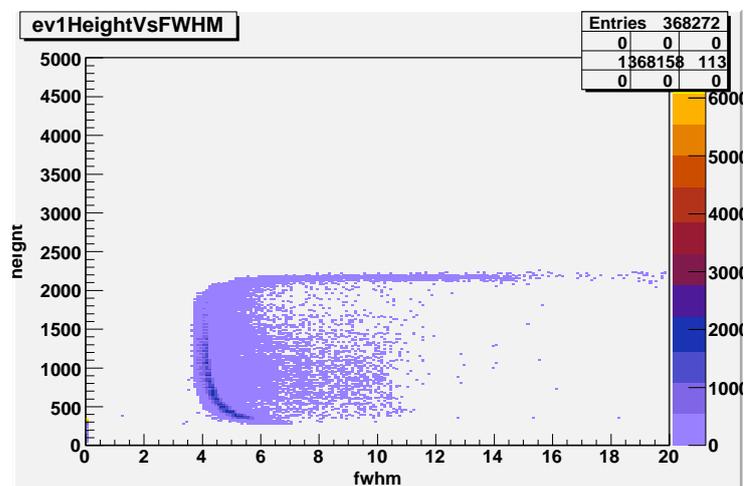


Abbildung 4.2: „Height vs. FWHM“-Plot der Dunkelpulse des rechten Detektors. Auch hier wurden zu hohe Pulse als sehr breite Pulse interpretiert. Für die Unterschiede zu Abbildung 4.1 siehe Text.

In beiden Plots ist ebenso zu sehen, dass es eine obere Grenze für die Pulshöhen gibt. Dies ist erneut ein Beispiel für die zu kleine Wahl des Spannungsfensters im Acqiris-System. Der Plot ist in diesem Bereich großer Pulshöhen unphysikalisch, da es sehr viele extrem breite Pulse gibt, die auf einer waagrechten Linie liegen. Der Grund hierfür ist, dass das System Pulse oberhalb der maximalen Pulshöhe fälschlicherweise als sehr breite Pulse interpretiert.

Kommen wir nun zu den Unterschieden der beiden Plots. Im linken Bild verschiebt sich die Hauptintensität für niedrige Pulshöhen leicht zu niedrigeren Halbwertsbreiten. Für den rechten Detektor passiert jedoch exakt das Gegenteil. Die vertikale Linie der Hauptintensität bekommt einen Ausläufer nach rechts, d.h. für niedrige Pulshöhen werden die Pulse wieder breiter. Ein weiterer Unterschied ist die breitere Verteilung der Halbwertsbreiten im rechten Plot. Im Gegensatz zum linken Detektor gibt es beim rechten viel mehr verschiedene Halbwertsbreiten zu einer festen Pulshöhe.

4.2 Flugzeitmessungen bei niedriger Laserintensität

4.2.1 Erste Analyse der Flugzeitspektren

Nachdem sich der Aufbau bei der Messung von Dunkelpulsen als funktionsfähig erwiesen hat, sollen zunächst erste Flugzeitmessungen vorgenommen und die Detektoren weiterhin getestet werden. Dabei werden Pulse geringer Intensität und mit einer Pulsdauer von etwa 30 fs durch das Eingangsfenster des Spektrometers geschossen. Des Weiteren wird der Strahl mit einer vor dem Fenster aufgestellten Plankonvexlinse mit einer Brennweite von 150 mm fokussiert. Die Signale, die nun zu sehen sind, kann man auf die Ionisation von Restgasatomen zurückführen. Eine Photodiode ermöglicht es, das Startzeichen für die Flugzeitmessung zu geben. Mit Hilfe des bereits erwähnten Acqiris Digitizers können schließlich Flugzeitspektren am Computer aufgenommen werden. Dabei wird für diese erste Messung ein Strom von 1 A gewählt, der durch den Kupferdraht fließt, womit ein magnetisches Feld angelegt ist, welches noch berechnet werden muss.

Eine technische Hürde steht der erfolgreichen Messung der richtigen Flugzeiten noch im Weg. Das Signal der Photodiode ist gegenüber dem Laserpuls verzögert, da es eine begrenzte Signalgeschwindigkeit in Kabeln gibt und in unserem Fall die Länge des Kabels unbekannt ist. Zudem sind nicht alle an die Detektoren angeschlossenen Kabel gleich lang. Die gemessenen Flugzeiten t_m sind demnach um eine unbekannt- te Konstante t_{off} zur tatsächlichen Flugzeit t_{tof} verschoben und müssen korrigiert werden. Dabei gilt:

$$t_{tof} = t_m - t_{off} \quad (4.1)$$

Der Offsetparameter t_{off} ist durch eine Eichung zu bestimmen. Zunächst sollen aber die in Abb. 4.3 gezeigten ungeeichten Flugzeitspektren untersucht werden, da die Eichung auf den folgenden Erkenntnissen beruht.

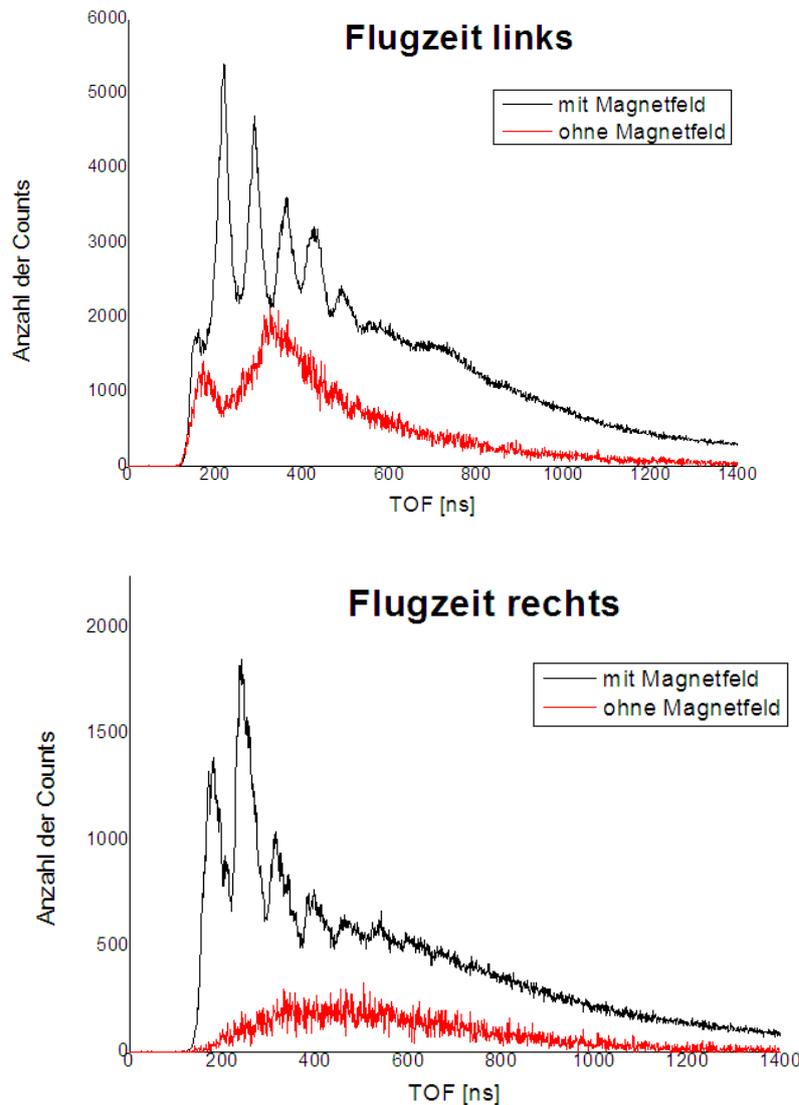


Abbildung 4.3: Ungeechte Flugzeitspektren für die Ionisation von Restgasatomen mit Laserpulsen geringer Intensität, jeweils für linken und rechten Detektor. Die schwarzen Graphen entsprechen der Messung mit angelegtem magnetischen Feld. Für die roten Graphen, welche sich auf die Messung ohne Magnetfeld beziehen, wurde die Anzahl an Counts mit dem Faktor 10 multipliziert, um beide Graphen sinnvoll in einem Diagramm plotten zu können. Es sei noch einmal darauf hingewiesen, dass die Spektren aufgrund nicht erfolgter Eichung um einen Offsetparameter t_{off} verschoben sind. Auf die Eichung wird in Abschnitt 4.2.2 im Detail eingegangen.

Aus den in Abb. 4.3 gezeigten Flugzeitspektren lässt sich bereits eine Menge lernen. Was als erstes auffällt, sind die diskreten Peaks, die in beiden Spektren zu sehen sind. Allein schon aus der Tatsache, dass diese verschwinden, falls kein magnetisches Feld angelegt ist, folgt, dass es einen Zusammenhang mit dem Magnetfeld geben muss. Weiterhin lässt sich beobachten, dass die Abstände zwischen benachbarten Peaks näherungsweise konstant sind. Außerdem verändert sich der Abstand, wenn man den Strom variiert, welcher durch den Kupferdraht fließt.

Tatsächlich lassen sich die diskreten Strukturen („Wiggles“) durch die Spiraltrajektorien der Elektronen erklären, die durch das magnetische Feld begründet sind. Ist der Radius der Spiralbahn größer als der Radius der effektiven Detektorfläche, so können einige Elektronen je nach Flugzeit den Detektor verfehlen.

Nehmen wir an, der Detektor werde in einem festen Punkt von einem Elektron mit der Flugzeit $t_{TOF} = t_0$ getroffen. So ist die Wahrscheinlichkeit sehr groß, dass genau diese Stelle des Detektors ebenfalls von einem Elektron mit der Flugzeit $t_{TOF} = t_0 + T_{zyk}$ getroffen wird. $T_{zyk} = \frac{1}{f_{zyk}}$ ist die Zeit, welche für einen Umlauf benötigt wird und entspricht dem Inversen der Zyklotronfrequenz f_{zyk} . Für Elektronen, welche den Detektor verfehlen, ist die Idee genauso. Verfehlt ein Elektron mit Flugzeit t_0 den Detektor, so wird dieser höchstwahrscheinlich auch von einem anderen Elektron mit Flugzeit $t_0 + T_{zyk}$ verfehlt. Aus diesem Grund bilden sich Minima und Maxima in den Flugzeitspektren aus. Der Abstand zweier benachbarter Peaks im Flugzeitspektrum entspricht exakt der Zeit T_{zyk} , welche für einen Umlauf benötigt wird.

Mit diesen Überlegungen können wir nun nachprüfen, wie stark das angelegte Magnetfeld ist. Es gilt folgende Beziehung:

$$f_{zyk} = \frac{eB}{2\pi m_e} \quad (4.2)$$

Da die Zyklotronfrequenz f_{zyk} das Inverse einer Umlaufszeit T_{zyk} der Zyklotronbewegung ist, können wir B nun in Abhängigkeit von T_{zyk} angeben:

$$B = \frac{2\pi m_e}{eT_{zyk}} \quad (4.3)$$

Bestimmt man nun den mittleren Abstand T_{zyk} jeweils für das linke und rechte Flugzeitspektrum, so erhält man $T_{zyk}^{links} = 67.75 \pm 5.7$ ns und $T_{zyk}^{rechts} = 71.25 \pm 8.4$ ns. Daraus errechnen sich folgende Magnetfelder:

$$B_{links} = 0.53 \pm 0.05 \text{ mT}; \quad B_{rechts} = 0.5 \pm 0.07 \text{ mT} \quad (4.4)$$

Zur Überprüfung berechnen wir die magnetischen Felder auf eine andere Weise. Dabei nehmen wir die Spulen als unendlich lang an und verwenden die Formel

$$B = \mu_0 I \cdot \frac{n}{l} \quad (4.5)$$

mit der magnetischen Feldkonstante μ_0 , dem Strom I und der Windungszahldichte $\frac{n}{l}$. Hierbei sei erwähnt, dass die Anzahl der Windungen n sich links und rechts um 2 unterscheidet. Bei einem Strom von 1 A erhält man:

$$B_{links} = 0.54 \text{ mT}; \quad B_{rechts} = 0.56 \text{ mT} \quad (4.6)$$

Die Übereinstimmung ist sehr gut und offensichtlich haben wir näherungsweise die Magnetfelder richtig bestimmt.

4.2.2 Eichung mittels Wiggle-Methode

Zur Bestimmung des Offsetparameters t_{off} aus Gleichung 4.1 benutzen wir die diskreten Peaks („Wiggles“) in den Flugzeitspektren. Analog zu [Hof09] sind hierfür zwei Flugzeitspektren mit unterschiedlichen Magnetfeldern zu betrachten. Wie im letzten Abschnitt bereits beschrieben sind die Peaks eines Spektrums in etwa äquidistant. Dazu verändern sich die Abstände zwischen den Peaks abhängig vom angelegten Magnetfeld.

Die Idee ist im Folgenden, die Wiggles zweier Flugzeitspektren mit unterschiedlich starkem Magnetfeld zu nummerieren und gegen die Flugzeiten aufzutragen. Zum einen haben wir die beiden Flugzeitspektren aus Abb. 4.3 mit einem Magnetfeld von etwa 0.5 mT, zum anderen wählen wir einen intensiven Puls aus Abb. 4.9 als Referenz mit starkem Magnetfeld, ca. 0.9 mT. Aus jedem Spektrum werden vier Peaks ausgewählt und in ein Koordinatensystem eingefügt.

Aufgrund der Äquidistanz zwischen einzelnen Peaks kann in beiden Fällen eine lineare Regression angesetzt werden. Dabei wird über die vorhandenen Peaks extrapoliert und jeweils der y-Achsenabschnitt bestimmt. Der Schnittpunkt mit der y-Achse repräsentiert den „nullten“ Peak, welcher von der Stärke des angelegten Magnetfeldes unabhängig ist. Die Flugzeit entspricht exakt dem Offsetparameter t_{off} und damit ist die Eichung durchgeführt.

Wir machen zwei Plots, indem wir jeweils das linke und rechte Flugzeitspektrum aus Abb. 4.3 sowie die intensiven Pulse aus Abb. 4.9 wählen. In Abb. 4.4 sind die Plots zu sehen.

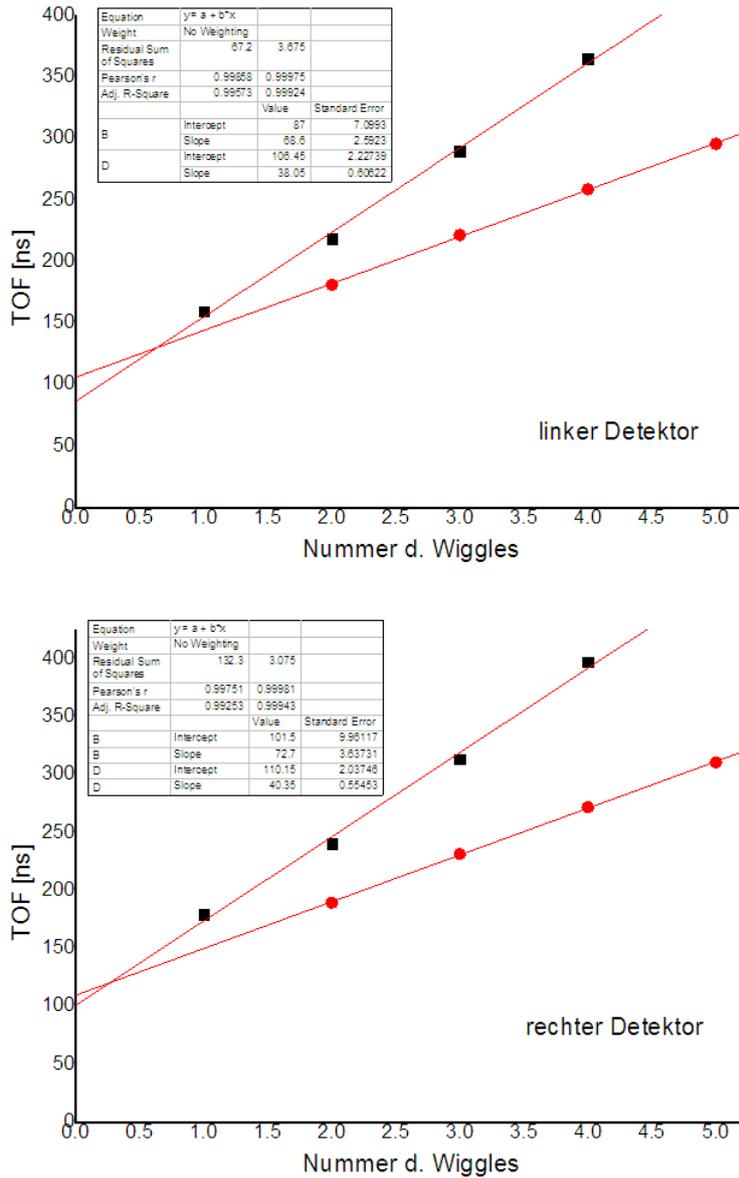


Abbildung 4.4: Bestimmung des „nullten“ Wiggles. Dabei wurden für das obere Bild das Spektrum des linken Detektors aus Abb. 4.3 und der linke intensive Puls aus Abb. 4.9, für das untere Bild stattdessen das Spektrum des rechten Detektors aus Abb. 4.3 und der rechte intensive Puls aus Abb. 4.9 verwendet. Die Geraden für das Spektrum mit niedrigerem Magnetfeld haben eine größere Steigung als die Geraden für größeres magnetisches Feld.

Diese Ergebnisse sind nicht leicht zu interpretieren. Zum einen müssten die Schnittpunkte der Geraden idealerweise an der Stelle $x = 0$ liegen. Offensichtlich schneiden sich die Geraden in beiden Fällen jedoch etwas weiter rechts. Das Problem ist, dass die Messungen für unterschiedliche Magnetfelder an verschiedenen Tagen aufgenommen worden sind. Eine Erklärung für die entstandenen Abweichungen konnten wir bisher nicht finden. Wir betrachten deswegen nicht die Schnittpunkte der Geraden, sondern die einzelnen y -Achsenabschnitte. Zum anderen unterscheiden sich die y -Achsenabschnitte für die beiden Detektoren. Die Unterschiede zwischen linkem und rechtem Detektor sind dadurch zu erklären, dass die angeschlossenen Kabel unterschiedlich lang und deswegen die Flugzeitspektren zueinander verschoben sind. Deswegen müssen beide Detektoren einzeln geeicht werden.

Es gibt eine weitere Methode der Eichung: Betrachten wir intensive Pulse wie beispielsweise in Abb. 4.8, so erkennen wir in diesen Fall bei ca. 109 ns bzw. 113 ns einen winzigen Peak, der nicht von Elektronen stammen kann. Dabei handelt es sich um gestreute Photonen, die vom MCP-Detektor registriert wurden. Da sich diese im Gegensatz zu Elektronen mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, entsprechen die 109 ns bzw. 113 ns in etwa dem Offsetparameter t_{off} der Eichung. Davon müssen noch jeweils 0.8 ns abgezogen werden, da dies der Zeit entspricht, in welcher Licht die 25 cm lange Driftstrecke zurücklegt. Hiermit liegt eine weitere Möglichkeit vor, t_{off} zu bestimmen. Allerdings gibt es diesen kleinen Photonenpeak nicht bei allen Pulsen.

Die Ergebnisse unserer Eichungen sind im Folgenden in tabellarischer Form zusammengefasst:

	linker Detektor	rechter Detektor
0.5 mT Magnetfeld	87 ± 7 ns	102 ± 10 ns
0.9 mT Magnetfeld	106 ± 2 ns	110 ± 2 ns
Photonenpeak-Methode	108 ± 5 ns	112 ± 5 ns

Tabelle 4.1: Ergebnisse für Offsetparameter t_{off}

Die Übereinstimmung der y -Achsenabschnitte für ein Magnetfeld von 0.9 mT und der Photonenpeaks ist sehr gut. Die an einem anderen Tag durchgeführte Messung für ein Magnetfeld von 0.5 mT liefert dagegen abweichende Werte für t_{off} . Ohne eine sinnvolle Begründung nehmen wir an, dass diese Messung fehlerhaft war. Für die geeichten Flugzeit- und Energiespektren im nächsten Unterabschnitt werden die Werte aus der zweiten Zeile der Tabelle verwendet.

4.2.3 Darstellung als Energiespektrum

Um ein Gefühl für die Größenordnungen der Elektronenergien zu bekommen, rechnen wir die Flugzeiten in Energien um und erhalten damit ein Energiespektrum.

Die Berechnung der kinetischen Energien erfolgt unter Ausnutzung der Beziehungen $E_{kin} = \frac{1}{2}m_e v_e^2$ sowie $v_e = \frac{s}{t_{TOF}}$. Hierbei sind s die Driftstrecke der Elektronen und t_{TOF} die Flugzeit. Es gilt folglich:

$$E[\text{eV}] = 284.3 \cdot \left(\frac{s [\text{cm}]}{t_{TOF} [\text{ns}]} \right)^2 \quad (4.7)$$

Die Driftstrecke beträgt in unserem Aufbau $s \approx 25$ cm. Exemplarisch sind in Abb. 4.5 zwei geeichte Flugzeitspektren sowie in Abb. 4.6 die daraus berechneten Energiespektren gezeigt.

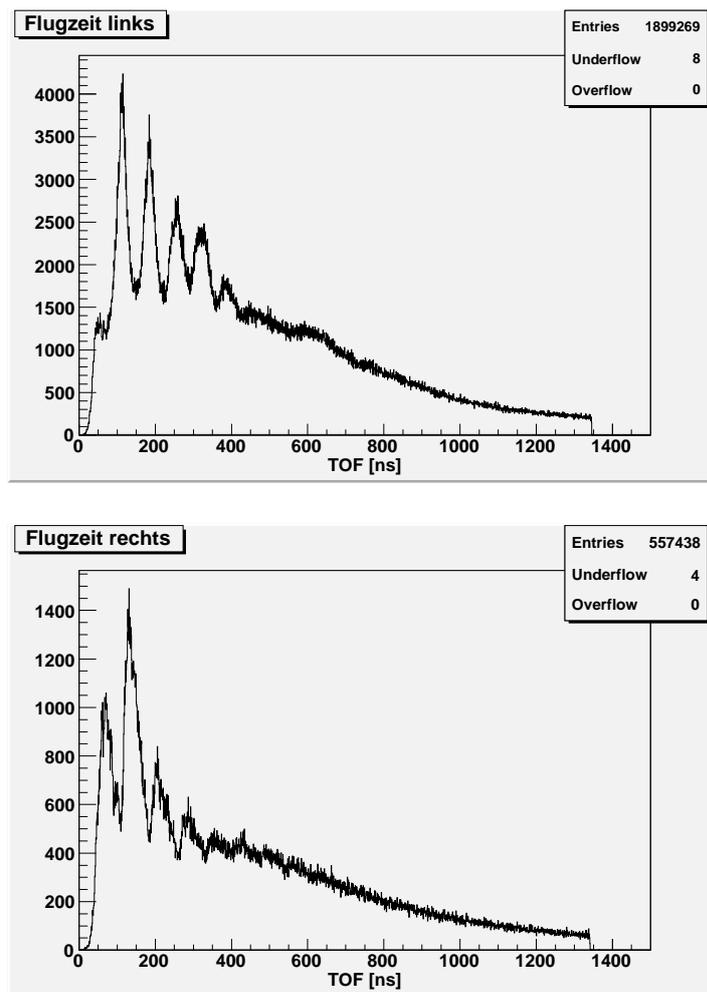


Abbildung 4.5: Geeichte Flugzeitspektren (links und rechts) bei angelegtem Magnetfeld von ca. 0.5 mT, siehe Abb. 4.3.

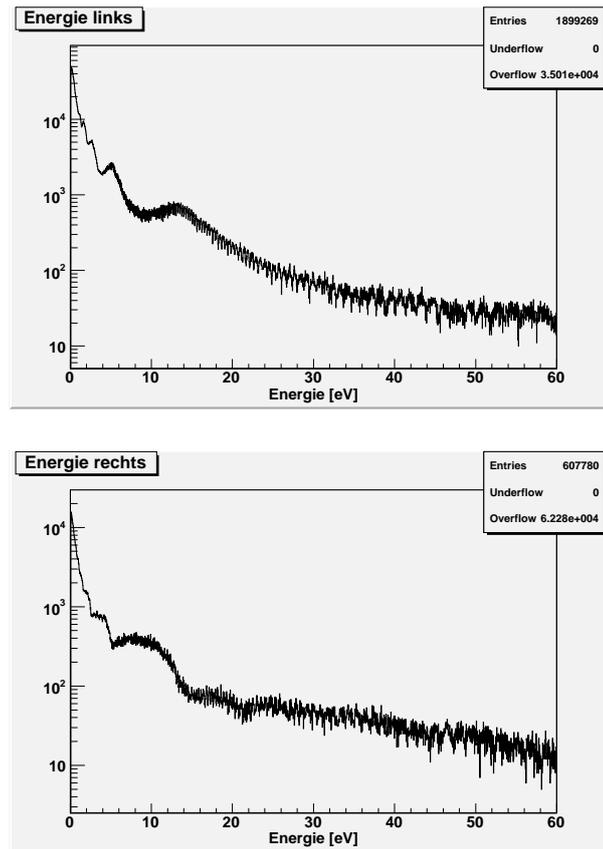


Abbildung 4.6: Aus Abb. 4.5 berechnete Energiespektren. Die y-Achse ist dabei jeweils logarithmisch aufgetragen. Hinter den für höhere Energien immer deutlicher werdenden diskreten Strukturen steckt keine echte Physik, sondern differentielle Nichtlinearitäten im Acqiris Auswertungssystem.

Zur Verdeutlichung ist in folgender Abbildung die Beziehung zwischen Flugzeit und Energie grafisch dargestellt.

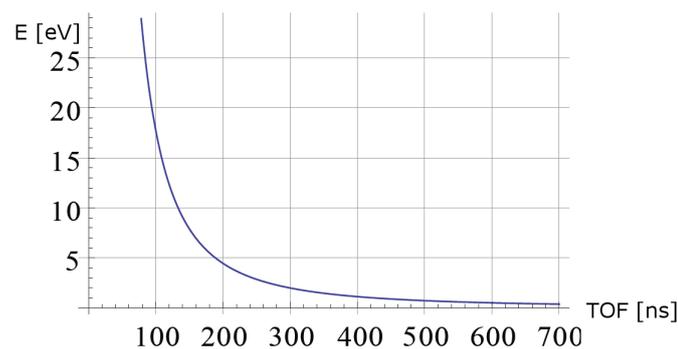


Abbildung 4.7: Umrechnung zwischen Flugzeit [ns] und Energie [eV]

4.3 Betrachtung von intensiven Pulsen

Wie bereits in Abschnitt 3.2 erwähnt führt bei der Ionisation mit starken Laserpulsen die Überlagerung vieler MCP-Einzelpulse zu einem intensiven Puls, wobei eine Unterscheidung der einzelnen Pulse bei etwa 10^4 Elektronen in einem Zeitraum von ca. 200 ns unmöglich ist. Unser Ziel ist es, solche intensiven Pulse zu beobachten. Dabei werden zunächst Restgasatome ionisiert. Die Länge des Laserpulses beträgt ebenso wie in Abschnitt 4.2 etwa 30 fs und die Intensität wurde um einiges höher gewählt, sodass es zu besagter Superposition vieler Einzelpulse kommt. Die angelegte MCP-Spannung darf in diesem Fall nicht zu hoch sein, da sich wie in Abb. 4.8 der Puls ansonsten im Sättigungsbereich befindet und der obere Teil abgeschnitten wird.

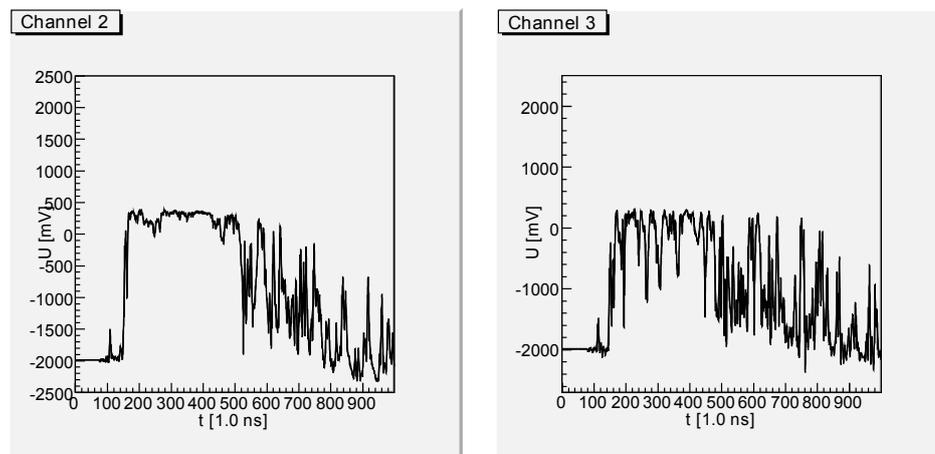


Abbildung 4.8: Beispielhafte intensive MCP-Pulse des linken und rechten Detektors im Sättigungsbereich bei der Ionisation von Restgasatomen mit mittlerer Laserintensität. Im Bereich zwischen 150 ns und 500 ns sehen diese Pulse sehr unphysikalisch aus, da alle Werte oberhalb von etwa 500 V auf der y-Achse abgeschnitten wurden. Da wir diese Pulse nur qualitativ betrachten, wurde noch keine Eichung vorgenommen. Wie im letzten Abschnitt erwähnt sieht man links bei ca. 109 ns einen Photonenpeak, rechts bei 113 ns.

Eine Möglichkeit ist die Verringerung der angelegten Spannung. Natürlich kann auch die Laserintensität vermindert werden. Öffnet man das Ventil, um Luft einzulassen, steigen die Zählraten der Detektoren rapide an. Zudem lässt sich der Strom durch den Kupferdraht bis auf 1.8 A hochdrehen und damit das Magnetfeld erhöhen. Somit haben wir viele Einstellungsmöglichkeiten, um möglichst gute, intensive Pulse zu sehen. Abb. 4.9 zeigt zwei Pulse dieser Art. Dabei wurden die Luftzufuhr geöffnet und die Spannungen an den Detektoren weit heruntergedreht. Waren es bei den ersten Messungen noch 2400 V, die jeweils ein Hochspannungsnetzteil lieferte, so sind es in diesem Fall nur noch 1700 V. Zur Erinnerung sei darauf hingewiesen, dass

es sich dabei um die Spannung handelt, welche am Spannungsteiler anliegt, siehe Abbildung 3.5.

Ein Problem, das sich stellt, ist die richtige Fokussierung des Laserstrahls. Der Laser soll während der Messungen in keinem Fall auf die Nadel gerichtet werden. Es ist wichtig, den Strahl möglichst nah an die Nadel auszurichten, aber nicht auf die Nadel. Um dies zu gewährleisten, betrachten wir zum einen die Zählraten der Detektoren bei Verschiebung der Nadel mit Hilfe des Manipulators. Treffen die Laserpulse auf die Nadel, so steigen die am Ratemeter sichtbaren Zählraten deutlich an, da neben den Restgasatomen nun auch viele Atome der Nadel ionisiert werden. Zum anderen lässt sich durch den Schattenwurf der Nadel feststellen, ob sich diese im Laserfokus befindet. Mit diesen zwei Methoden ist es uns möglich, Laserstrahl und Nadel möglichst genau zueinander auszurichten. Für unsere Messungen betrug der Abstand etwas weniger als 1 mm.

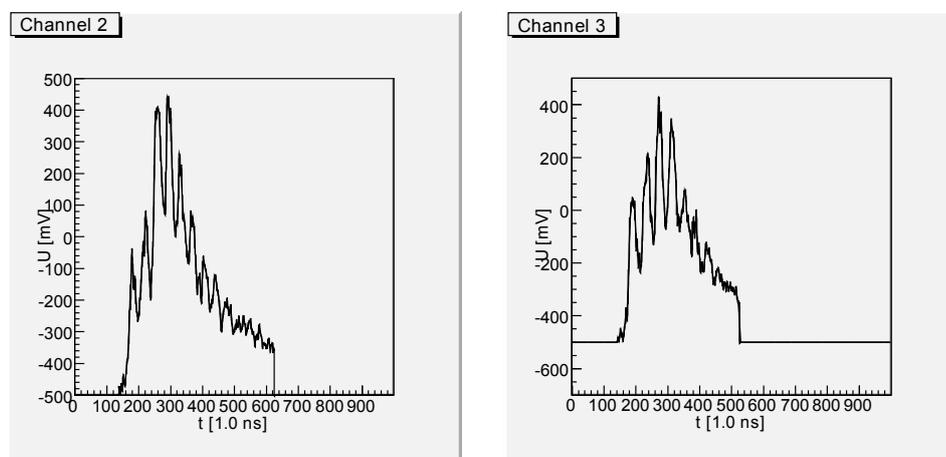


Abbildung 4.9: Beispielhafte, ungeeichte intensive MCP-Pulse, welche sich mit einer kleineren angelegten Spannung von 1700 V nicht mehr im Sättigungsbereich befinden. Links: ein Puls des linken MCP-Detektors. Rechts: Puls des rechten Detektors. In diesem Fall wurde Luft eingelassen. Der Abstand zwischen Laserfokus und Nadel war bei dieser Messung etwas geringer als 1 mm. Das Ventil wurde so weit aufgedreht, dass sich der Druck im Schlauch zwischen 0.8 und 1 mbar bewegte und der Druck in der Kammer von $2 \cdot 10^{-6}$ auf etwa 10^{-5} mbar gestiegen ist. Dreht man das Ventil zu und pumpt die Gasleitungen leer, so wird dieser beeindruckende Puls fast nur noch zu einem Rauschen und die Zählraten der Detektoren sind verschwindend gering.

Der Grundstein für die Messung der Carrier-Envelope-Phase ultrakurzer Laserpulse ist damit gelegt. Im nächsten Kapitel wird neben einem Rückblick auch ein Ausblick gegeben, was noch getan werden muss.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem letzten Teil wollen wir rekapitulieren, was in dieser Arbeit geleistet wurde und welche Schritte als nächstes anstehen. Der Hauptteil der Arbeit war, ein zu [PLW⁺03] sowie [Hof09] ähnliches Stereo-ATI-Spektrometer zu planen und konstruieren, welches die Messung der Träger-Einhüllenden-Phase ultrakurzer Laserpulse ermöglichen soll.

Im Anschluss an den Aufbau des Spektrometers kamen die beiden MCP-Detektoren auf den Prüfstand. Zum einen konnten wir erste Flugzeitspektren aufnehmen und die Auswirkungen des Magnetfeldes auf die Form der Spektren und die Zählraten sehen. Es wurde mit Laserpulsen niedriger Intensität Restgas ionisiert. Dabei berechneten wir das angelegte Magnetfeld mit zwei verschiedenen Methoden und kamen auf eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse. Weiterhin wurden die Form der Dunkelpulse optimiert und auch die Zählraten der Detektoren miteinander verglichen. Außerdem wurde eine Möglichkeit der Eichung in Zusammenhang mit dem magnetischen Feld vorgestellt und durchgeführt. Schließlich erhöhten wir die Intensität im Gegensatz zu den ersten Flugzeitmessungen und betrachteten lange Pulse, welche sich aus vielen einzelnen kleinen Pulsen zusammensetzen. Diese langen Pulse sind essentiell für die spätere Bestimmung der CEP. Dabei kamen wir zu dem Ergebnis, dass es mit der von uns konstruierten Apparatur möglich sein sollte, die Carrier-Envelope-Phase ultrakurzer Laserpulse zu messen.

Der aktuelle Stand ist, dass das Stereo-ATI-Spektrometer und insbesondere die Detektoren prinzipiell einsatzbereit sind. Nun geht es darum, die Ndigo5G-10 High-speed ADC zum Einsatz zu bringen und das jetzige Acqiris Digitizer System zu ersetzen. Dafür müssen unter anderem ein neues Programm zur Auswertung der Daten geschrieben und ein neuer Messrechner eingerichtet werden. Dies wird außerhalb des Rahmens dieser Arbeit geschehen. Weiterhin ist zur Zeit die Hohlaser des Lasersystems am IKF in Frankfurt außer Betrieb. Um ultrakurze Laserpulse zu erzeugen, ist diese jedoch unentbehrlich und muss zunächst wieder richtig in Betrieb genommen sowie eingestellt werden.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei *Prof. Dr. Reinhard Dörner* bedanken, der diese Bachelorarbeit überhaupt erst ermöglicht hat. Deine Begeisterung für die Physik habe ich schon in unserem ersten Gespräch bzw. schon vorher in deinen Vorlesungen kennenlernen dürfen und ich bin froh, dass es sich dabei um eine ansteckende „Krankheit“ handelt. Danke für alles.

Einen Großteil zu dieser Arbeit haben vor allem meine Betreuer *Dr. Matthias Odenweller* und *Dr. Stefan Voss* beigetragen. Odi, vielen Dank für deine Geduld mit allem. Einerseits hast du mich mit deinem Physik-Wissen beeindrucken können, andererseits mit deiner netten sowie unkomplizierten Art, vor allem jederzeit für Rückfragen zur Verfügung zu stehen. Ich hoffe, dass dir deine neue Arbeit Spaß bereitet und wünsche Dir und deiner nun größer gewordenen Familie alles Gute für die Zukunft! Glücklicherweise gab es einen mehr als würdigen Nachfolger: Stefan a.k.a. Steibel. Du glänzt nicht nur durch deine lockere und witzige Art, sondern vor allem auch mit deinem Know-How, was Detektoren, Elektronik und Programmieren angeht. Vielen Dank für deine stetige Unterstützung!

Außerdem möchte ich mich vor allem bei *Dr. Till Jahnke*, *Dr. Lothar Schmidt*, meinen Bürokollegen bzw. -kolleginnen *Dr. Nadine Neumann*, (hoffentlich bald Dr.) *Jasmin Titze* und *Martin Richter*, *Klaus Ullmann-Pfleger*, *Frau Marianne Frey* und bei der gesamten Arbeitsgruppe „Atom- und Molekülphysik“ für die großartige Unterstützung und eine tolle, einmalige Arbeitsatmosphäre bedanken.

Des Weiteren ein sehr großes Dankeschön an die *Schlosserei* und *Feinmechanik-Werkstatt*. Hier wurde mir immer schnell, freundlich und kompetent weitergeholfen und vor allem die kleineren Aufträge waren immer schneller fertig, als gedacht.

Außerdem danke ich den Leuten aus meinem Semester, die hier nicht unerwähnt bleiben sollen. Schön, dass wir so ein „cooles“ Semester sind, danke vor allem an *MThomas*, *Alex*, *Malte*, *Kai*, *Elena*, *Timm*, *Patrick*, *Se*, *Michi*, *Mathis*, *Hannes*, *RThomas*, *Jan* für eine super Zeit in den vergangenen Semestern und auch an alle anderen, die ich hier nicht alle erwähnen kann oder gar vergessen habe.

Zuletzt möchte ich mich bei meiner Familie und meinen „Nicht-Physiker-Freunden“ für ihre stetige Unterstützung bedanken - ohne euch würde ich das alles nicht schaffen.

Literaturverzeichnis

- [ADK86] AMMOSOV, M.V. ; DELONE, N.B. ; KRAINOV, V.P.: Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field. In: *Soviet Physics JETP* 64 (1986), S. 1191–4
- [Hof09] HOFRICHTER, Christian: *A stereo electron spectrometer for carrier-envelope phase measurements of few-cycle laser pulses*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 2009
- [Kas97] KASPER, Axel: *Erzeugung und Charakterisierung ultrakurzer Lichtpulse aus Titan:Saphir Laser-Oszillatoren*, MPQ München, Diss., 1997
- [Kel64] KELDYSH, L.V.: Ionization in the Field of a Strong Electromagnetic Wave. In: *Soviet Physics JETP* 20 (1964), S. 1307
- [Kör08] KÖRBITZER, Berit. *Erzeugung ultrakurzer Laserpulse mittels einer gasgefüllten Hohlaser*. Bachelorarbeit. September 2008
- [Kre09] KREMER, Manuel: *Einfluß der Träger-Einhüllenden-Phase auf die Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit Molekülen*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diss., 2009
- [KSV⁺06] KLING, M.F. ; SIEDSCHLAG, Ch. ; VERHOEF, A.J. ; KHAN, J.I. ; SCHULTZE, M. ; UPHUES, Th. ; NI, Y. ; UIBERACKER, M. ; DRESCHER, M. ; KRAUSZ, F. ; VRAKING, M.J.J.: Control of electron localization in molecular dissociation. In: *Science* 312 (2006), S. 246–248
- [Mar10] MARQUARD, Marco. *Pulskompression in einer Hohlaser*. Bachelorarbeit. März 2010
- [MPB03] MILOSEVIC, D. B. ; PAULUS, G. G. ; BECKER, W.: High-order above-threshold ionization with few-cycle pulse: a meter of the absolute phase. In: *Optics Express* 11 (12) (2003), S. 1418–1429
- [PLW⁺03] PAULUS, G.G. ; LINDNER, F. ; WALTHER, H. ; BALTUSKA, A. ; GOULIELMAKIS, E. ; LEZIUS, M. ; KRAUSZ, F.: Measurement of the Phase of Few-Cycle Laser Pulses. In: *Physical Review Letters* 91(25) (2003), S. 1–4
- [Sta01] STAUDTE, André: *D2 in ultrakurzen, hochintensiven Laserpulsen*, Universität Frankfurt, Diplomarbeit, 2001
- [Tho] THOMSON, Mark. *Vorlesungsfolien "Laser- und Optoelektronik" Wintersemester 2010/2011*

[vac] *<http://www.pfeiffer-vacuum.de/know-how/container.action>*

[wik] *<http://de.wikipedia.org/wiki/Mikrokanalplatte>*