



Die Spinpolarisation von Elektronen in intensiven Laserfeldern

Master-Arbeit

von

Alexander Hartung

Institut für Kernphysik
Goethe-Universität, Frankfurt am Main

Juni 2014

*"Ach wenn in unsrer engen Zelle
Die Lampe freundlich wieder brennt,
Dann wird's in unserm Busen helle,
Im Herzen, das sich selber kennt.
Vernunft fängt wieder an zu sprechen
Und Hoffnung wieder an zu blühen;
Man sehnt sich nach des Lebens Bächen,
Ach! nach des Lebens Quelle hin."*

*Vers 1194 ff., Faust: Der Tragödie erster Teil
Johann Wolfgang von Goethe*

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretischer Hintergrund	4
2.1	Quantenmechanische Grundlagen.....	4
2.2	Einführung des Spins und der Spin-Bahn-Wechselwirkung.....	7
2.3	Mott-Streuung	11
2.4	Ionisation durch starke Laserfelder	14
2.5	Theoretische Grundlage des Experiments.....	19
2.5.1	Abhängigkeit der Tunnelionisationswahrscheinlichkeit von m_l	19
2.5.2	Spinpolarisation der Elektronen	23
3	Experimenteller Aufbau	29
3.1	Laser und Strahlführung.....	30
3.1.1	Laserpulserzeugung.....	31
3.1.2	Strahlführung.....	32
3.2	Kammeraufbau	32
3.3	Mott-Detektor.....	34
3.3.1	Micro-Channel-Plates.....	37
3.4	Datenauslese.....	38
3.5	Verwendetes Edelgas	40
3.5.1	Xenon	40
4	Vorbereitende Tests und Messungen.....	42
4.1	Erster Test des Detektors mit einer Elektronenkanone	42
4.2	Charakteristika der MCP-Detektoren.....	43

4.3	Vakuum der Kammer	45
4.4	Test der Ringelektroden vor den MCP-Detektoren	45
4.5	Messung der Elliptizität des Lasers.....	46
4.6	Positionierung der Gasdüse.....	48
5	Ergebnisse.....	50
6	Zusammenfassung und Ausblick	62
Anhang A	Experimentelle Parameter	I
Anhang B	Literaturverzeichnis.....	II
Danksagung	IV

1 Einleitung

Anfang des Jahres 1922 führten zwei junge Physiker an der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt einen der bedeutendsten Versuche der Quantenmechanik durch. Der spätere Nobelpreisträger Otto Stern und Walther Gerlach erbrachten damit den „*direkten experimentellen Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld*“ [Ger22]. Sie ließen einen Silberatomstrahl ein inhomogenes Magnetfeld passieren und beobachteten anschließend mithilfe von Glasplatten die Aufspaltung in zwei getrennte Teilstrahlen, die in unterschiedliche Richtungen abgelenkt wurden, siehe Abbildung 1.1. Damit bewiesen sie, dass das Silberatom ein magnetisches Moment besitzt, das lediglich zwei quantisierte Einstellmöglichkeiten annehmen kann.

Erst einige Jahre später wurde deutlich, dass es sich bei dem Stern-Gerlach-Versuch um die direkte Beobachtung des intrinsischen Eigendrehimpulses des Elektrons handelt – den Spin.

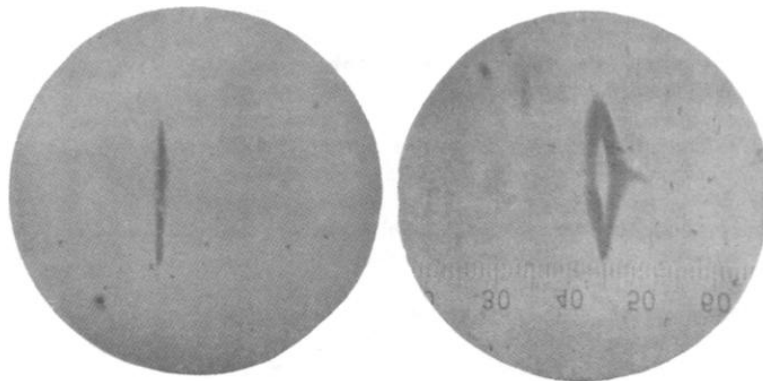


Abbildung 1.1: Ergebnis des Stern-Gerlach-Versuchs. In einem inhomogenen Magnetfeld spaltet sich ein Silberatomstrahl in zwei abgelenkte Strahlen auf. Auf dem linken Bild ist der Niederschlag des Silbers ohne Magnetfeld zu sehen. Bei eingeschaltetem Magnetfeld landen die Silberatome links und rechts von der Nullposition verschoben auf der Glasplatte, wie im rechten Bild zu sehen ist. Das Silberatom besitzt folglich ein magnetisches Moment, das nur zwei diskrete Werte annehmen kann. [Ger22]

Der Spin beschreibt den Eigendrehimpuls des Elektrons. Er ist nur quantenmechanisch erklärbar, da er zwar alle Eigenschaften eines klassischen Drehimpulses zeigt, jedoch nicht kontinuierliche Werte annimmt. Eine Komponente des Spinvektors weist nur die diskreten Werte $\pm 1/2$ auf. Als fundamentale Eigenschaft des Elektrons ist der Spin von elementarer Bedeutung für den Aufbau von Atomen, Materie und deren makroskopischen Eigenschaften wie Magnetismus. Die Magnetresonanztomographie ist ein lebensnahes Beispiel aus der medizinischen Diagnostik, deren Prinzip auf dem Spin beruht.

Aus dieser Bedeutung heraus ist es überaus interessant Effekte, die den Spin betreffen, eingehend zu studieren. Auch 90 Jahre nach dem Stern-Gerlach-Versuch treten immer wieder neue Fragestellungen bezüglich des Spins auf. 2013 veröffentlichten Olga Smirnova und Ingo Barth eine theoretische Vorhersage [Bar13] zur Ionisation von Edelgasatomen in intensiven Laserfeldern. Die Spins von Elektronen, die so entstanden sind, sollen größtenteils in eine Richtung ausgerichtet und somit polarisiert sein. Kann dieser theoretisch vorhergesagte Effekt experimentell bestätigt werden?

Das Zustandekommen der prognostizierten Spinpolarisation setzt sich aus zwei Teileffekten zusammen. Bereits 2011 zeigten Barth und Smirnova theoretisch, dass die Ionisationsrate bei nicht-adiabatischer Tunnelionisation durch einen zirkular polarisierten Laser abhängig ist von der Orientierung des Drehimpulses m_l des Elektrons. So sollen Elektronen, die entgegengesetzt zur Drehrichtung des elektrischen Felds des Lasers rotieren, weitaus häufiger ionisiert werden als „mitrotierende“ Elektronen. 2012 konnten Herath et al. den Effekt zumindest teilweise experimentell bestätigen [Her12]. Sie untersuchten die sequentielle Doppelionisationsrate von Argon mit zwei zeitverzögerten zirkular polarisierten Lasern. Bei einer gegenläufigen Polarisation der Laser (z.B. erst links dann rechts) war die Ionisationsrate höher als bei gleichbleibender Polarisation. Die Autoren folgerten daraus, dass eine Asymmetrie in der Ionisationswahrscheinlichkeit bezogen auf m_l vorliegt. Es konnte jedoch nicht geklärt werden, ob gegen- oder mitrotierende Elektronen bevorzugt ionisiert werden. Der zweite für die Spinpolarisation verantwortliche Aspekt ist die unterschiedlich hohe Ionisationswahrscheinlichkeit für verschiedene Gesamtdrehimpulse der Elektronen. Sie wird aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung durch unterschiedliche Bindungsenergien hervorgerufen. Werden beide Aspekte zusammen bei Edelgasatomen betrachtet, folgt daraus, dass ionisierte Elektronen abhängig von ihrer kinetischen Energie spinpolarisiert sind.

Der Versuch, den in [Bar13] vorhergesagten Effekt der Spinpolarisation experimentell nachzuweisen, ist sehr lohnenswert. Bei positivem Ausgang wäre nicht nur für diesen Effekt der experimentelle Beweis erbracht. Es könnte damit außerdem auch die Vorhersage von [Bar11] vollends bewiesen werden, womit die Messung durch [Her12] vervollständigt würde. Als weiterer Anreiz wäre eine kompakte Möglichkeit zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen ein technischer Fortschritt. Daher ist es das Ziel der vorliegenden Arbeit, die Spinpolarisation von Elektronen, die durch intensive Laserfelder aus Edelgasatomen emittiert wurden, zu messen.

Nach einem Überblick über die zugrunde liegende Theorie in Kapitel 2 wird in den Kapiteln 3 und 4 der im Rahmen der Arbeit erstellte experimentelle Aufbau beschrieben. Zur Messung der Spins der Elektronen wird ein Mott-Detektor verwendet, der auf dem Design von [Bur94] basiert. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse der Messungen eingehend analysiert. Daran schließt sich in Kapitel 6 eine Zusammenfassung der Arbeit sowie ein Ausblick auf mögliche weiterführende Messungen an.

"Auch für den Physiker ist die Möglichkeit einer Beschreibung in der gewöhnlichen Sprache ein Kriterium für den Grad des Verständnisses, das in dem betreffenden Gebiet erreicht worden ist."

Werner Heisenberg

2 Theoretischer Hintergrund

2.1 Quantenmechanische Grundlagen

Im Alltag der Menschen kann die Umwelt mithilfe der klassischen Physik sehr gut erklärt werden. Auch in der Forschung konnte insbesondere die klassische Mechanik über Jahrhunderte hinweg experimentelle Beobachtungen völlig zufriedenstellend erklären. Das Fundament der klassischen Mechanik bilden die 1687 von Sir Isaac Newton formulierten Axiome [New87], wobei das zweite in Form von Gleichung (2.1) sicherlich das berühmteste ist.

$$\vec{F} = \dot{\vec{p}} \quad (2.1)$$

Mit der Entwicklung genauerer experimenteller Methoden konnten allerdings neue Phänomene beobachtet werden, die klassisch nicht erklärbar waren. Berühmte Beispiele hierfür sind das Doppelspaltexperiment, das Auftreten scharfer Linien in Absorptionsspektren, der Photoelektrische Effekt oder der Stern-Gerlach-Versuch. Daher wurde die klassische Physik Anfang des 20. Jahrhunderts um die Relativitätstheorie und die Quantenmechanik erweitert. Mit deren Hilfe lassen sich die meisten der bisher durchgeführten Experimente erklären. Bis heute bilden die beiden Theorien das Fundament der modernen Physik.

Im Folgenden werden einige grundlegende Unterschiede zwischen den Theorien erläutert:

- In der klassischen Physik werden Teilchen durch einen Satz von Orts- und Impuls-Koordinaten beschrieben. An deren Stelle tritt in der Quantenmechanik eine Wellenfunktion $|\psi\rangle$ bzw. $\psi(\vec{r}, t)$ des Teilchens.
- Kennt man alle Koordinaten und Gesetze eines Systems, so kann man aus Sicht der klassischen Physik den exakten zeitlichen Verlauf des Systems vorhersagen; es handelt sich somit um ein deterministisches Weltbild. In der Quantenmechanik

dagegen erzeugt das Betragsquadrat der Wellenfunktion lediglich eine Wahrscheinlichkeitsverteilung, z.B. für den Aufenthaltsort des Teilchens. Die Quantenmechanik macht daher für Einzelereignisse in vielen Fällen keine deterministische Vorhersage, sondern nur statistische Aussagen.

- Aus Sicht der klassischen Mechanik können grundsätzlich zwei Parameter eines Teilchens (wie Ort und Impuls) gleichzeitig beliebig genau gemessen werden. Aus der in der Quantenmechanik verwendeten Mathematik (siehe unten) folgt die Heisenbergsche Unschärferelation. Sie besagt, dass je zwei Parameter¹ eines Teilchens prinzipiell nur mit einer maximalen Genauigkeit gleichzeitig gemessen werden können; z.B. gilt für den Ort in X-Richtung x und den Impuls in X-Richtung p_x :

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2} \quad (2.2)$$

Für die Energie E und die Zeit t gilt analog:²

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2} \quad (2.3)$$

- In der Quantenmechanik kann ein Lichtpuls nur diskrete oder „gequantelte“ Energien haben. Die kleinste Einheit ist das Photon mit der Energie $E = h \cdot f$, wobei $h = 2\pi \cdot \hbar$ und f die Frequenz des Photons sind. In der klassischen Physik, vertreten durch die Maxwell Gleichungen, gibt es dazu keine Entsprechung.

Die mathematische Grundlage der Quantenmechanik ist der Hilbertraum, bei dem es sich um einen vollständigen Vektorraum über den komplexen Zahlen mit definiertem Skalarprodukt handelt. Wellenfunktionen (dargestellt als $|\psi(\vec{r}, t)\rangle$) und Observablen sind darin definiert. Observablen sind das Analogon der klassischen Messgrößen und hermitesche Operatoren im Hilbertraum, dargestellt als \hat{O} . Durch einen Messprozess A wird der entsprechende Operator \hat{A} auf die Wellenfunktion des Teilchens angewendet, wobei nur Eigenwerte des Operators \hat{A} als Ergebnis der Messung zugelassen sind. Die Wellenfunktion des Teilchens kollabiert dabei aus einer Linearkombination vieler Zustände auf den einen Zustand mit entsprechendem Eigenwert. Der quantenmechanische Messprozess manipuliert also den Zustand des Systems.

Um die Wellenfunktion eines nichtrelativistischen Teilchens im Potential $V(\vec{r})$ zu bestimmen, wird aus der Hamilton-Funktion (2.4) der Hamilton-Operator (2.5) gebildet.

¹ Dies trifft auf solche Observablen A, B zu, deren Kommutator $[A, B] = AB - BA$ ungleich null ist.

² \hbar ist das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum und hat den Wert $\hbar = 1,05457 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$

$$H(\vec{r}, \vec{p}) = \left(\frac{\vec{p}^2}{2m} \right) + V(\vec{r}) \quad (2.4)$$

$$\hat{H}(\hat{r}, \hat{p}) = \left(\frac{\hat{p}^2}{2m} \right) + V(\hat{r}) \quad (2.5)$$

Im Ortsraum kann mithilfe von Gleichungen (2.6) die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung (2.7) gebildet werden.

$$\mathcal{H} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}, \quad \vec{p} = -i\hbar \nabla \quad (2.6)$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{r}, t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\vec{r}) \right) \psi(\vec{r}, t) \quad (2.7)$$

Mittels der Schrödinger-Gleichung kann prinzipiell bei Kenntnis des Potentials $V(\vec{r})$ die Wellenfunktion gefunden werden. Für das einfachste System – das Wasserstoffatom – kann die zeitunabhängige Schrödinger-Gleichung (2.8) analytisch gelöst werden:¹

$$E \psi(\vec{r}, t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m_e} \Delta - \frac{Ze^2}{2m_e r} \right) \psi(\vec{r}, t) \quad (2.8)$$

$$\psi_{nlm}(r, \vartheta, \phi) = R_{nl}(r) \cdot Y_{lm}(\vartheta, \phi) \quad (2.9)$$

In Kugelkoordinaten ergibt sich die Lösung (2.9), die an jedem Ort (r, ϑ, ϕ) von den zu wählenden Quantenzahlen n, l und m abhängt. Bei R_{nl} handelt es sich um den vom Radius r abhängigen Radialanteil der Wellenfunktion, der neben Vorfaktoren aus den Laguerre-Polynomen besteht. $Y_{lm}(\vartheta, \phi)$ ist die winkelabhängige Kugelflächenfunktion. Die Quantenzahlen haben folgende Bedeutungen:

- *Hauptquantenzahl* n $n = 1, 2, 3, 4 \dots$
Sie steht für die Schale des Elektrons bzw. für dessen Energie.
- *Drehimpulsquantenzahl* l $l = 0, 1, 2 \dots, (n-2), (n-1)$
Sie steht für den Bahndrehimpuls des Elektrons.
- *Magnetische Quantenzahl* m_l $m_l = -l, (-l+1), \dots, (l-1), l$
Sie steht für die Projektion des Bahndrehimpulses auf eine Achse.

¹ m_e ist die Masse des Elektrons; Z die Ladungszahl des Atoms (hier 1), e die Elementarladung des Elektrons und r der Abstand zwischen Kern und Elektron.

2.2 Einführung des Spins und der Spin-Bahn-Wechselwirkung

Neben den drei aus der Lösung der Schrödinger-Gleichung des Wasserstoffatoms folgenden Quantenzahlen ist die Spinquantenzahl des Elektrons die vierte wichtige Größe zur Beschreibung des Zustands von gebundenen Elektronen. Der Spin beschreibt den klassisch nicht erklärbaren Eigendrehimpuls von Elementarteilchen. Als Fermion hat der Spin des Elektrons den Betrag $1/2 \hbar$; genauer gesagt hat der Eigenwert des Spins in einer Richtung den Wert $\pm 1/2 \hbar$. Im Folgenden wird der Spin als notwendige Eigenschaft des Elektrons aus der Dirac-Gleichung abgeleitet; die Herleitung lehnt sich an [Kes85] an.

Möchte man die relativistische Verallgemeinerung der Schrödinger-Gleichung (2.7) finden, so ist es eine Strategie, in der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung (2.10) analog zur Schrödinger-Gleichung E und \vec{p} durch die Ausdrücke in (2.6) zu ersetzen. Daraus ergibt sich die Klein-Gordon-Gleichung (2.11).¹

$$E^2 = c^2 \vec{p}^2 + m^2 c^4 \quad (2.10)$$

$$\left(\frac{\hbar^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \hbar^2 \Delta + m^2 c^2 \right) \psi(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.11)$$

Die Gleichung ist in mehreren Punkten problematisch. Beispielsweise sagt sie ein viel zu hohes Feinstruktur-Splitting des Wasserstoffspektrums voraus. Daneben erscheint es unnatürlich, dass sich die mathematische Struktur der Schrödinger-Gleichung und der Klein-Gordon-Gleichung unterscheiden, obwohl lediglich relativistische Effekte mit berücksichtigt werden sollen. Die Schrödinger-Gleichung ist eine Differential-Gleichung erster Ordnung in der Zeit; die Klein-Gordon-Gleichung hingegen eine Differential-Gleichung zweiter Ordnung in der Zeit. Dirac löste dieses Problem, indem er die schon bekannte Beziehung (2.12) mithilfe der Einführung von α_x , α_y , α_z und β , die dazu die Relationen (2.14) erfüllen müssen, zur Gleichung (2.13) linearisierte.

$$(\mathcal{H}^2 - c^2(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) - m^2 c^4) \psi = 0 \quad (2.12)$$

¹ c ist die Lichtgeschwindigkeit und hat den Wert $c \cong 2,998 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$.

$$(\mathcal{H} - c \sum_{i=1}^3 \alpha_i p_i - \beta mc^2) \cdot (\mathcal{H} + c \sum_{i=1}^3 \alpha_i p_i + \beta mc^2) \psi = 0 \quad (2.13)^1$$

$$\beta^2 = 1, \quad \alpha_i \beta + \beta \alpha_i = 0, \quad \alpha_i \alpha_j + \alpha_j \alpha_i = 2\delta_{ij} \quad (2.14)$$

Um Gleichung (2.13) zu lösen, reicht es aus, dass ein Teil davon – wie z.B. in (2.15) – gelöst wird. Ergibt nämlich, wie in Gleichung (2.15), ein Faktor Null, so wird aufgrund des Produkts auch die gesamte Gleichung (2.13) Null. In Gleichung (2.15) liegt \mathcal{H} nur noch in linearer Form vor und es entsteht eine Differentialgleichung erster Ordnung in der Zeit; die Dirac-Gleichung (2.16).

$$(\mathcal{H} - c \sum_{i=1}^3 \alpha_i p_i - \beta mc^2) \psi = 0 \quad (2.15)$$

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + i\hbar c \left(\alpha_x \frac{\partial}{\partial x} + \alpha_y \frac{\partial}{\partial y} + \alpha_z \frac{\partial}{\partial z} \right) - \beta mc^2 \right) \psi = 0 \quad (2.16)$$

Um die Relationen (2.14) zu erfüllen, müssen $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ und β 4x4 Matrizen der Form (2.17), (2.18) sein. Somit handelt es sich bei der Dirac-Gleichung um ein System vier gekoppelter Differentialgleichungen und die Wellenfunktion muss die Form (2.19) haben.

$$\alpha_x = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \alpha_y = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \alpha_z = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

$$\beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

$$\psi = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

Der totale Drehimpuls-Operator L des Elektrons in einem Zentralfeld muss mit dem Hamilton-Operator der Dirac-Theorie kommutieren, damit der totale Drehimpuls eine Erhaltungsgröße ist. Wie aber gleich gezeigt wird, kommutiert der Drehimpuls im Gegensatz zur nicht-relativistischen Physik nicht mit \mathcal{H} . Daher muss dem Drehimpuls \vec{l}

¹ Der Index i steht für die drei Komponenten des Impulsvektors in x-, y-, und z-Richtung.

noch ein weiterer Term \vec{s} hinzugefügt werden. \vec{l} und \vec{s} ergeben addiert den totalen Drehimpuls. \vec{s} steht für den Spin.

Als Beispiel wird der Kommutator¹ von l_x mit \mathcal{H} berechnet. Für die anderen Komponenten l_y und l_z von \vec{l} kann die Rechnung analog ausgeführt werden. Mit dem Dirac-Hamilton-Operator (2.20) und der Definition des Drehimpulses (2.20) wird deren Kommutator zu (2.21) gebildet. Wird berücksichtigt, dass die Terme mit $V(\vec{r})$ wegfallen, da \vec{l} mit sphärisch symmetrischen Potentialen kommutiert, und dass $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ und β nur Konstanten enthalten und daher mit Ortskoordinaten und deren Ableitungen (sprich dem Impuls) kommutieren, ergibt sich die Vereinfachung (2.22). Wendet man weiterhin an, dass Ortskoordinaten und Impulskordinaten je untereinander kommutieren² und dass (2.23) gilt, so folgt (2.24).

$$\mathcal{H} = c\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta mc^2 + V(\vec{r}), \quad \vec{l} = \vec{r} \times \vec{p} \quad (2.20)$$

$$[l_x, \mathcal{H}] = c[(yp_z - zp_y)X - X(yp_z - zp_y)] \quad (2.21)$$

wobei
$$X = \left(\sum_{i=1}^3 \alpha_i p_i + \beta mc + \frac{V(\vec{r})}{c} \right)$$

$$[l_x, \mathcal{H}] = c[\sum_{i=1}^3 \alpha_i (yp_z - zp_y) p_i - \sum_{i=1}^3 \alpha_i p_i (yp_z - zp_y)] \quad (2.22)$$

$$yp_y - p_y y = i\hbar, \quad xp_y - p_y x = 0 \quad \text{etc.} \quad (2.23)$$

$$[l_x, \mathcal{H}] = -i\hbar c(\alpha_z p_y - \alpha_y p_z) \quad (2.24)$$

Für den totalen Drehimpuls muss wie oben beschrieben $[L, \mathcal{H}] = 0$ gelten. Aus dieser Bedingung, $\vec{L} = \vec{l} + \vec{s}$ und (2.24) folgt leicht ersichtlich $[\vec{l}, \mathcal{H}] = -[\vec{s}, \mathcal{H}]$ bzw. $[s_x, \mathcal{H}] = +i\hbar c(\alpha_z p_y - \alpha_y p_z)$. Durch weitere Rechnung erhält man $\vec{s} = \frac{\hbar}{2}\vec{\sigma}$, wobei $\vec{\sigma}$ die folgenden generalisierten Pauli-Matrizen darstellt:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

¹ Kommutator von A, B : $[A, B] = AB - BA$. Ergibt der Kommutator Null, so sagt man, dass diese Matrizen „miteinander kommutieren“.

² Z.B. $xy - yx = 0$, $p_x p_y - p_y p_x = 0$

Über die relativistische Verallgemeinerung der Schrödinger-Gleichung – der Dirac-Gleichung – folgt der Spin somit als notwendige Eigenschaft des Elektrons inhärent und muss nicht postuliert werden.

Auch die für das Experiment dieser Arbeit relevante Spin-Bahn-Wechselwirkung lässt sich aus der Dirac-Gleichung ableiten: Diese hat für ein Elektron in einem externen Feld die Form von (2.26), die man durch Substitution¹ von \mathcal{H} und \vec{p} in (2.15) erhält. Die Dirac-Gleichung lässt sich (siehe (2.13)) zurückführen auf die nicht-linearisierte Form (2.27). Mit der Näherung, dass potentielle und kinetische Energie klein im Vergleich zur Restenergie sind, sodass zwei Komponenten des Spins vernachlässigt werden können, folgt aus (2.27) für die Gesamtenergie $W + mc^2$ Gleichung (2.28).²

$$\left[\mathcal{H} - \varepsilon\phi - c\vec{\alpha} \left(\vec{p} - \frac{\varepsilon}{c} \vec{A} \right) - \beta mc^2 \right] \psi = 0 \quad (2.26)$$

$$\left[\mathcal{H} - \varepsilon\phi - c\vec{\alpha} \left(\vec{p} - \frac{\varepsilon}{c} \vec{A} \right) - \beta mc^2 \right] \times \left[\mathcal{H} - \varepsilon\phi + c\vec{\alpha} \left(\vec{p} - \frac{\varepsilon}{c} \vec{A} \right) + \beta mc^2 \right] \psi = 0 \quad (2.27)$$

$$\left[\frac{1}{2m} \left(\vec{p} - \frac{\varepsilon}{c} \vec{A} \right)^2 + \varepsilon\phi - \frac{\varepsilon\hbar}{2mc} \vec{\sigma} \cdot \vec{B} + i \frac{\varepsilon\hbar}{4m^2c^2} \vec{E} \cdot \vec{p} - \frac{\varepsilon\hbar}{4m^2c^2} \vec{\sigma} \cdot (\vec{E} \times \vec{p}) \right] \psi = W\psi \quad (2.28)$$

Der fünfte und letzte Term der Gleichung (2.28) stellt den Energiebetrag der Spin-Bahn-Wechselwirkung dar. Für das Zentralfeld eines Atoms gelten für die potentielle Energie U_{pot} und das elektrische Feld \vec{E} die Relationen in Gleichung (2.29). Mittels dieser Beziehungen und der schon oben erwähnten Definition $\vec{s} = \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma}$ folgt über die Zwischenschritte in (2.30) der endgültige Wert der Energieänderung des Elektrons durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung (2.31).

$$U_{pot} = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \frac{q \cdot Q}{r^2}, \quad \vec{E} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{dU_{pot}}{dr} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right) \quad (2.29)$$

$$-\frac{\varepsilon}{2m^2c^2} \vec{s} \cdot \left(-\frac{1}{\varepsilon} \frac{dU_{pot}}{dr} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right) \times \vec{p} \right) = \frac{1}{2m^2c^2} \frac{1}{r} \frac{dU_{pot}}{dr} (\vec{s} \cdot \vec{l}) \quad (2.30)$$

$$\Delta E = \frac{Z \cdot e^2}{8\pi\varepsilon_0 m_e^2 c^2 r^3} (\vec{s} \cdot \vec{l}) \quad (2.31)$$

¹ $\mathcal{H} \rightarrow \mathcal{H} - \varepsilon\phi$ und $\vec{p} \rightarrow \vec{p} - \frac{\varepsilon}{c} \vec{A}$ mit den elektrischen und magnetischen Potentialen ϕ und \vec{A}

² Für eine detailliertere Herleitung sei nochmals auf [Kes85] verwiesen.

Die Spin-Bahn-Wechselwirkung nimmt für große Abstände r des Elektrons zum Atomkern, also großer Hauptquantenzahl n , schnell ab¹. Außerdem wächst sie proportional zu Z^4 in Richtung schwere Kerne sehr stark an. Für diese Arbeit ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung von doppelter Bedeutung. Erstens ist die aus der Spin-Bahn-Wechselwirkung herrührende Feinstrukturaufspaltung Teil des Grunds für das Entstehen der vorhergesagten Spinpolarisation; siehe Kapitel 2.5.2. Zweitens wird apparativ für die Messung des Spins ein Mott-Detektor verwendet, dessen Messprinzip auf der Spin-Bahn-Wechselwirkung beruht; siehe dazu Kapitel 2.3 und 3.3. Die Aufspaltung für das in den Messungen untersuchte Xenon liegt bei 1,31 eV [NIST14].

2.3 Mott-Streuung

Die Spin-Bahn-Wechselwirkung führt zu einer Spin-Abhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte bei Streuung von Elektronen an Atomen. Um das Konzept zu erklären, wird als Beispiel ein unpolarisierter Elektronenstrahl mit einer Energie von 300 eV an Quecksilber elastisch gestreut. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 2.1a gezeigt. Als unpolarisiert wird ein Elektronenstrahl dann bezeichnet, wenn bei einer Spinnmessung in einer gewünschten Richtung zur Hälfte der Wert $+1/2 \cdot \hbar$ und zur anderen Hälfte der Wert $-1/2 \cdot \hbar$ gemessen wird. Dieses Ergebnis erhält man sowohl mit statistisch in alle Richtungen verteilten Spins als auch mit Spins, die zur einen Hälfte parallel und zur anderen antiparallel zu einer gewählten Richtung stehen, siehe Abbildung 2.1b.

Man stelle sich den im obigen Experiment verwendeten Strahl aus zur Hälfte parallel und zur anderen Hälfte antiparallel zur z-Achse stehenden Spins vor. Das Streupotential für diese Elektronen setzt sich aus einem elektrostatischen Anteil und einem spinabhängigen Anteil zusammen, der aus der Spin-Bahn-Wechselwirkung entsteht; $V_{ges} = V_{el} + V_{ls}$. Da V_{ls} durch das Skalarprodukt $\vec{l} \cdot \vec{s}$ von der gegenseitigen Orientierung zwischen dem Spin und dem Drehimpuls des Elektrons abhängt, unterscheiden sich die Streupotentiale für Elektronen gleicher Trajektorie aber unterschiedlicher Spinausrichtung (siehe Abbildung 2.2a) und somit auch deren Streuquerschnitte.

¹ $r \propto \frac{n^2}{Z}$

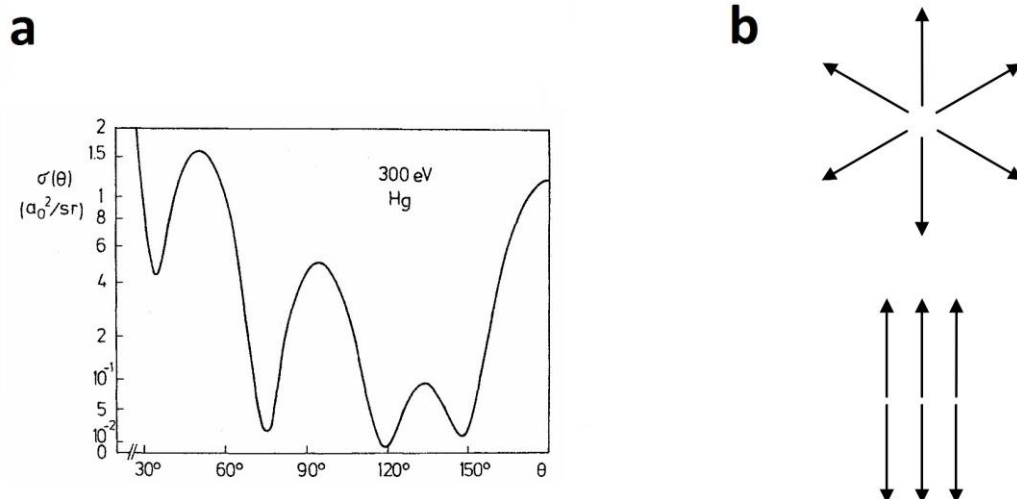


Abbildung 2.1: a: differentieller Wirkungsquerschnitt von elastischer Streuung eines unpolarisierten Elektronen-Strahls mit 300eV kinetischer Energie an Quecksilber. Das Interferenzmuster entsteht, da die Wellenlänge der Elektronen von der Größenordnung der Atome ist. [Kes85]
b: Möglichkeiten zur Spinausrichtung eines unpolarisierten Elektronenstrahls.

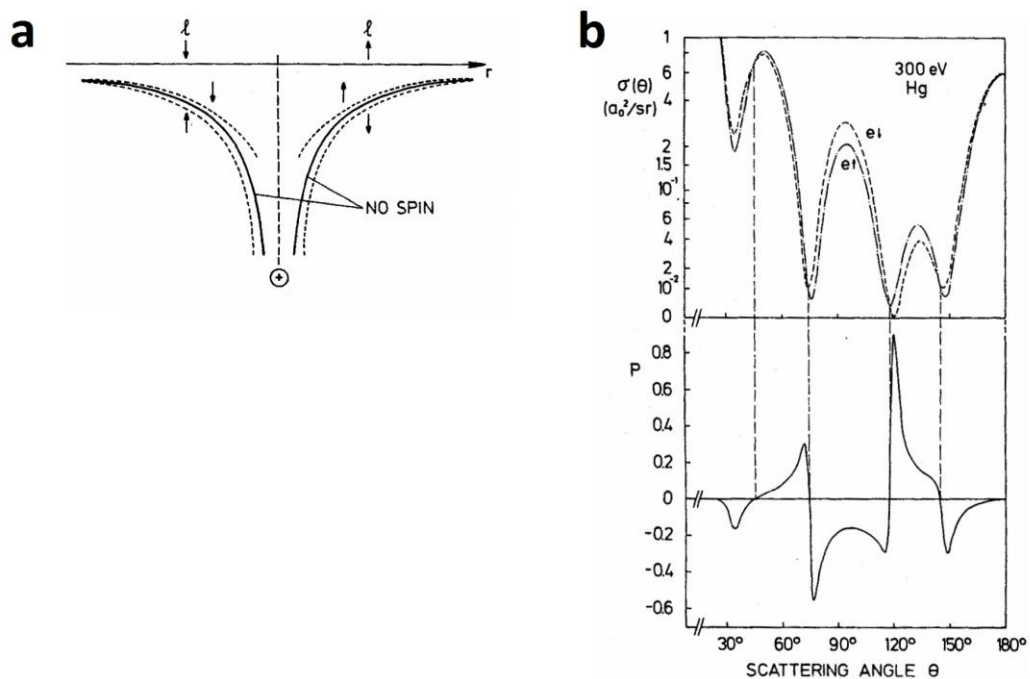


Abbildung 2.2: a: Potentialkurve des Atoms ohne (durchgezogen) und mit (gestrichelt) Spin-Bahn-Wechselwirkung für Elektronen mit Spin Up \uparrow und Spin Down \downarrow . Ein vom Kern aus rechts einfliegendes Elektron mit Spin Down erfährt ein stärker anziehendes Potential als ein Elektron mit Spin Up. [Kes85]
b: Konstruktion der Polarisation aufgrund des Wirkungsquerschnitts für Spin-Up-Elektronen und Spin-Down-Elektronen. [Kes85]

Für das Beispiel-Experiment haben die Spin-Up- und Spin-Down-Elektronen die im oberen Teil von Abbildung 2.2b gezeigten Streuquerschnitte. Im unteren Teil von Abbildung 2.2b ist die winkelabhängige Polarisation der Elektronen aufgetragen. In der Nähe der Minima des Streuquerschnitts ist sie besonders hoch und hat ihr Maximum bei ca. 120° . Die Polarisation P ist in (2.32) definiert.

$$P = \frac{1}{S(\theta)} \cdot A(\theta) \quad , \quad A(\theta) = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad (2.32)$$

$A(\theta)$ steht für die winkelabhängige normierte Differenz zwischen der Anzahl an gestreuten Spin-Up- und Spin-Down-Elektronen. Die Sherman-Funktion $S(\theta)$ gibt bei gegebener Differenz die Polarisation an und kann für eine Experimentanordnung theoretisch berechnet werden.

Aus obigen Überlegungen folgt zusammenfassend, dass ein ursprünglich unpolarisierter Elektronenstrahl durch Streuung an Atomen für bestimmte Winkel polarisiert wird. Die Mott-Streuung führt aber auch dazu, dass ein bereits polarisierter Strahl asymmetrisch an Atomen gestreut wird. Für einen gegebenen Winkel ist die Anzahl an z.B. nach links gestreuten Elektronen N_L höher als die Anzahl an den Elektronen N_R , die nach rechts gestreut wurden; siehe (2.33).

$$A(\theta) = S(\theta) \cdot P = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} \quad (2.33)$$

Mit Kenntnis der Sherman-Funktion kann durch Messen der Links-Rechts-Asymmetrie die Polarisation eines Elektronenstrahls experimentell bestimmt werden. Dies wird im Experiment dieser Arbeit ausgenutzt. Es wird ein „Mott-Detektor“ verwendet, der genau auf dem gerade vorgestellten Prinzip beruht.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{2Z \cdot e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \frac{(pc)^2 + (mc^2)^2}{(2\gamma m_e c v \sin(\frac{\theta}{2}))^4} \cdot \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 \cdot \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] \quad (2.34)$$

Die Formel für den differentiellen Mott-Streuquerschnitt ist in (2.34) gegeben, wobei θ für den Streuwinkel steht. Für einen experimentellen Aufbau mit möglichst hohen Asymmetrien bei gegebener Polarisation – also großer Sherman-Funktion – sind eine hohe Ordnungszahl Z des Streuatoms und eine hohe kinetische Energie des Elektronenstrahls vorteilhaft. Beide Effekte sind in Abbildung 2.3 zu erkennen.

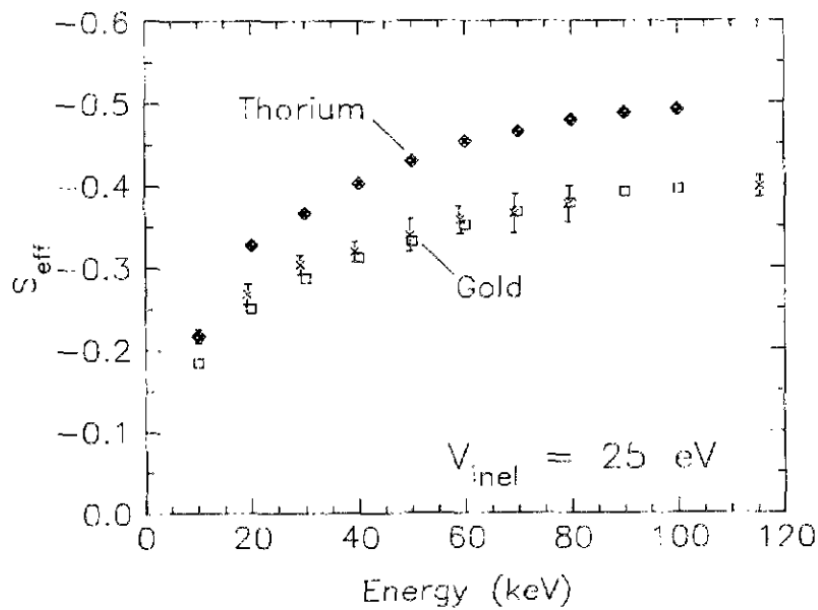


Abbildung 2.3: Veränderung der Sherman-Funktion S_{eff} abhängig von der kinetischen Energie der Elektronen bei Mott-Streuung. S_{eff} wächst für höhere Energien und für höhere Kernladungszahl; $Z_{\text{Gold}} = 79$; $Z_{\text{Thorium}} = 90$. [McC89]

2.4 Ionisation durch starke Laserfelder

Der 1839 erstmals beobachtete photoelektrische Effekt beschreibt Elektronen, die mittels Licht aus einer Metalloberfläche emittiert wurden. Die Energie der Elektronen hängt von der Frequenz f des Lichts, jedoch nicht von dessen Intensität ab. Diese Beobachtung stand im Widerspruch zur klassischen Elektrodynamik, die Licht als Welle beschreibt. 1905 interpretierte Einstein in einem neuen Ansatz Licht als Ansammlung einzelner Teilchen – Photonen –, die die Energie $E_{\text{photon}} = h \cdot f$ tragen. Trifft Licht auf Atome, so wird jeweils ein einzelnes Photon des Lichtstrahls von einem gebundenen Elektron absorbiert. Falls die Photonenenergie größer als die Austrittsarbeit des Metalls ist, kann es zur Emission des Elektrons kommen. Überschüssige Photonenenergie geht in kinetische Energie des Elektrons über. Mittels einer Erhöhung der Intensität des Lichts kann zwar die Anzahl an Photonen pro Fläche erhöht werden, jedoch nicht deren Energie. So ändert sich im Einklang mit den experimentellen Befunden auch nicht die kinetische Energie der Elektronen. Einstein erhielt für diese Interpretation 1921 den Nobelpreis.

1930 beschrieb Maria Göppert-Mayer eine Erweiterung des photoelektrischen Effekts. In hochintensiven Photonenfeldern sollten auch mehrere Photonen gleichzeitig mit einem

gebundenen Elektron wechselwirken und es ionisieren können. Mit dem Aufkommen von Lasern standen ab den 60er Jahren die experimentellen Methoden zur Überprüfung ihrer Theorie zur Verfügung. Es konnte tatsächlich beobachtet werden, dass Atome in hochintensiven Laserfeldern ionisieren, obwohl die Energie der einzelnen Photonen weit unterhalb des Ionisationspotentials liegt. Je nach Intensitätsbereich existieren zwei Bilder zur Erklärung, die Multi-Photon-Ionisation und die Tunnelionisation.

Im Bild der Multi-Photon-Ionisation (MPI) koppeln mehrere Photonen an ein Elektron und heben es bis über das Ionisationspotential an. Dabei besetzt das Elektron auf den Zwischenschritten kurzlebige virtuelle Energieniveaus, siehe Abbildung 2.4. Werden in diesem Prozess mehr Photonen absorbiert, als zur Ionisation nötig wären, so geht die Energie der verbleibenden Photonen über in kinetische Energie des Elektrons. Daher sind in Spektren, die die kinetische Energie ionisierter Elektronen zeigen, bei passender Laserintensität diskrete Peaks zu beobachten, die gerade E_{photon} voneinander entfernt liegen, siehe Abbildung 2.5. Es wird von Above-Threshold-Ionization und ATI-Peaks gesprochen. Die Ionisationsrate der Multi-Photon-Ionisation ist proportional zu $\sigma_n \cdot I^n$, wobei I die Laserintensität, n die Anzahl der absorbierten Photonen und σ_n der generalisierte n-Photonen-Ionisations-Querschnitt ist [Stau05].

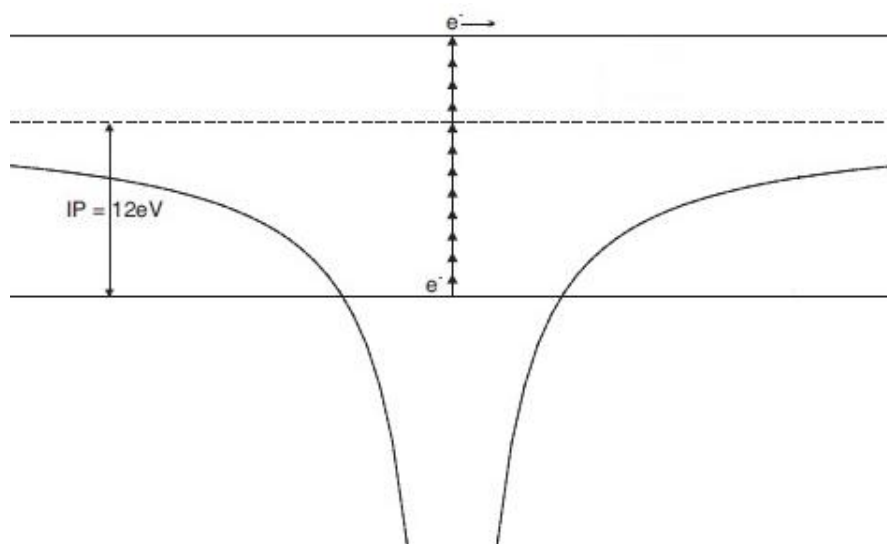


Abbildung 2.4: Multi-Photon-Ionisation. Insgesamt 12 Photonen mit einer Energie von jeweils 1,5 eV ionisieren ein Elektron und geben ihm 6 eV kinetische Energie. Die restlichen 12 eV wurden zur Überwindung des Ionisationspotentials verwendet. [Har11]

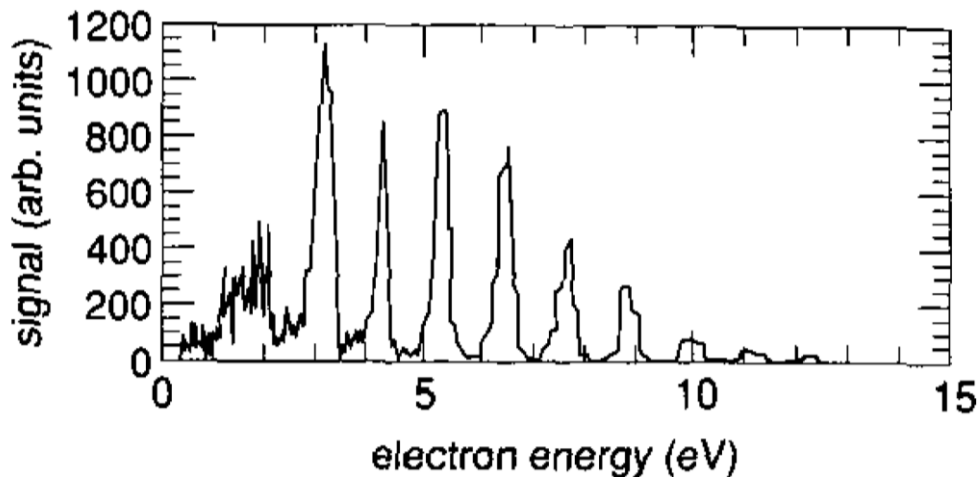


Abbildung 2.5: Above-Threshold-Ionization Spektrum für Xenon. Es wurde ein Laser mit $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ und einer Intensität von $I = 2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ benutzt. Die Peaks liegen entsprechend der Photonenenergie $1,16 \text{ eV}$ voneinander entfernt. [Fre91]

Im Modell der Tunnelionisation wird das Wellenbild des Lichtes verwendet und die Photonen des Laserpulses als elektrisches Feld betrachtet. Bei genügend hohen Intensitäten erreicht es die Größenordnung des inneratomaren Feldes.¹ Außerdem ändert sich das Vorzeichen des Laserfelds langsam im Vergleich zur Tunnelzeit des Elektrons.² Somit wirkt auf das Elektron genähert ein großes stationäres Feld, sodass sich das Potential des Atoms räumlich verbiegt. Es entsteht eine Wahrscheinlichkeit größer Null, dass das Elektron aus dem Potential des Atoms tunnelt und damit ionisiert, siehe Abbildung 2.6a. Wird die Intensität erhöht und damit auch das elektrische Feld, so kann das Potential genug gebogen werden, um sogar eine Ionisation ohne Tunneln zu ermöglichen, siehe Abbildung 2.6b. Dann wird von Over-Barrier-Ionization gesprochen.

Zwar besitzt das Elektron nach der Tunnelionisation noch keine kinetische Energie. Diese nimmt es allerdings sofort aus dem elektrischen Feld des Lasers auf und wird vom Atom wegbeschleunigt. Die kinetische Energie hängt vom Zeitpunkt der Ionisation relativ zur Phase des Lasers ab.

¹ 10^{14} W/cm^2 entsprechen ca. 10^{10} V/m . Das inneratomare Feld liegt bei 10^{11} V/m .

² Bei $\lambda = 800 \text{ nm}$ hat das E-Feld des Lasers eine Periode von $2,6 \text{ fs}$. Die Tunnelzeit liegt ca. bei $0,01 \text{ fs}$.

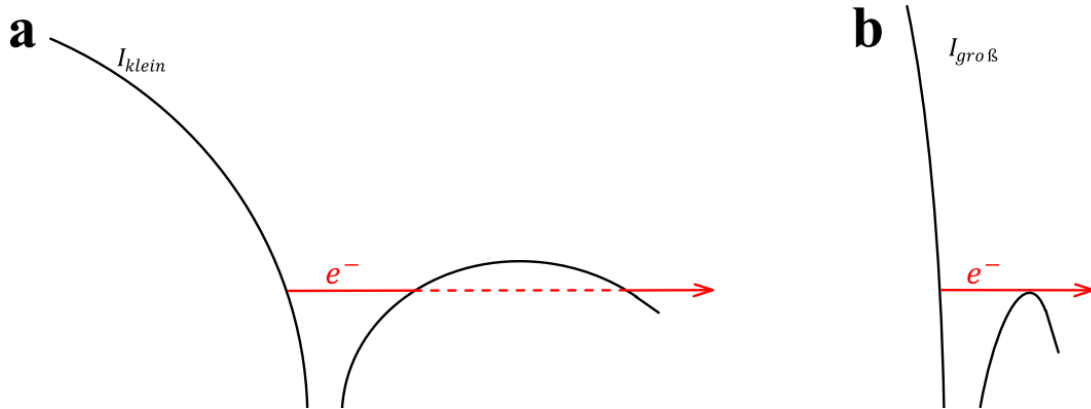


Abbildung 2.6: Tunnelionisation. Von **a**) nach **b**) wird das Feld soweit erhöht, dass das Ionisieren des Elektrons auch ohne Tunneln möglich ist.

Eine Theorie, vor allem bekannt als „ADK-Theorie“, liefern Ammosov, Delone und Krainov [Amm86]. Sie geben unter anderem Formeln für die Ionisationsraten, die sehr gut mit bisherigen Experimenten übereinstimmen. Für linear polarisiertes Licht gilt [Del98]

$$W_{\text{ADK, horizontal}} = \sqrt{\frac{3n^*3E}{\pi Z^3}} \cdot \frac{E \cdot D^2}{8\pi Z} \exp\left(-\frac{2Z^3}{3n^*3E}\right) \quad (2.35)$$

und für zirkular polarisiertes Licht [Del98]

$$W_{\text{ADK, circular}} = \frac{E \cdot D^2}{8\pi Z} \exp\left(-\frac{2Z^3}{3n^*3E}\right) \quad (2.36)$$

mit

$$D := \left(\frac{4eZ^3}{En^*4}\right)^{n^*}, \quad n^* := \frac{Z}{\sqrt{2I_p}} \quad (2.37)$$

wobei E für die Amplitude des elektrischen Feldes, Z für die Ladung des zurückgelassenen Ions und I_p für das Ionisationspotential steht. Der Zusammenhang zwischen E und der Intensität I ist in Formel (2.38) dargestellt.

$$E = \sqrt{\frac{2I}{\epsilon_0 c}} \quad (2.38)$$

Um zwischen den beiden Regimes der MPI und der Tunnelionisation zu unterscheiden, führte Keldysh 1965 den später nach ihm benannten Keldysh-Parameter γ ein. Die inverse Frequenz des Laserfeldes sollte möglichst groß gegenüber der Tunnelzeit des Elektrons sein, um im Tunnelbild eine Ionisation zu ermöglichen. Die Wahrscheinlichkeit der MPI hängt dagegen stark von der Anzahl absorbierter Photonen ab. Ein einzelnes Photon sollte

eine möglichst hohe Energie besitzen, was über $E_{\text{photon}} = h \cdot f$ einer hohen Laserfrequenz entspricht. Der Vergleich zwischen der Tunnelzeit des Elektrons $1/\omega_{\text{Tunnel}}$ und der Frequenz des Laserlichts ω_{Laser} führt zum Keldysh-Parameter.

$$\gamma := \frac{\omega_{\text{Laser}}}{\omega_{\text{Tunnel}}} \quad \text{mit } \tau = \omega_{\text{Tunnel}}^{-1} = \frac{\sqrt{2m_e I_p}}{e \cdot E} \quad (2.39)$$

$$\gamma = \frac{\omega_{\text{Laser}} \cdot \sqrt{2m_e I_p}}{e \cdot E} \quad (2.40)$$

Ist $\gamma \ll 1$, dann ist die Tunnelzeit sehr kurz im Vergleich zur Laserfrequenz und die Ionisation wird korrekt durch das Bild der Tunnelionisation beschrieben. Ist $\gamma \gg 1$, so befindet man sich im Bild der MPI. Im Bereich von $\gamma \approx 1$ wird von nicht-adiabatischer Tunnelionisation gesprochen, auf die im nächsten Abschnitt näher eingegangen wird.

Der Keldysh-Parameter kann daneben auch über das Ionisationspotential und die ponderomotive Energie U_p definiert werden. Diese ist die mittlere kinetische Energie, die das Elektron aufgrund des oszillierenden elektrischen Feldes besitzt.

$$U_p = \frac{e^2 \cdot I}{2\epsilon_0 c m_e \cdot \omega_{\text{Laser}}^2} \quad (2.41)^1$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{I_p}{2U_p}} \quad (2.42)$$

In den beiden Messungen dieser Arbeit lagen die über die Laserintensität eingestellte ponderomotive Energie und der Keldysh-Parameter bei $U_p = 39,6 \text{ eV}$ und $\gamma = 0,153$, bzw. bei $U_p = 19,4 \text{ eV}$ und $\gamma = 0,313$. Hierbei ist zu beachten, dass bei beiden Messungen die eingestellte Intensität oberhalb der Sättigungsintensität lag. Nur so konnte eine ausreichend hohe Detektionsrate erreicht werden, um genügend Statistik zu sammeln; Näheres dazu siehe Kapitel 5.

¹ Als gute Rechenformel mit eingesetzten Konstanten dient: $U_p [\text{eV}] = 9,33 \cdot I \left[\frac{10^{14} \text{W}}{\text{cm}^2} \right] \cdot \lambda [\mu\text{m}]$.

2.5 Theoretische Grundlage des Experiments

Ingo Barth und Olga Smirnova sagten 2013 voraus, dass unter den richtigen Bedingungen durch Ionisation in starken Laserfeldern spinpolarisierte Elektronen entstehen können [Bar13]. Werden demnach Elektronen aus einem Edelgas-Atom¹ mittels eines zirkular polarisierten Lasers bei $\gamma \approx 1$ ionisiert, so ist der Spin der meisten entstandenen Elektronen in die gleiche Richtung ausgerichtet. In der vorliegenden Arbeit wird versucht, diesen Effekt experimentell zu bestätigen.

Die Spinpolarisation kommt zustande durch das Zusammenwirken der Spin-Bahn-Wechselwirkung und der Abhängigkeit der Tunnelionisationswahrscheinlichkeit von der magnetischen Quantenzahl m_l des Elektrons. Im Folgenden werden die einzelnen Konzepte genau erläutert.

2.5.1 Abhängigkeit der Tunnelionisationswahrscheinlichkeit von m_l

Im Folgenden wird zuerst ein vereinfachendes Modell für den Effekt dargestellt. Dieses soll lediglich der Anschauung dienen. Einige Merkmale wie die Abhängigkeit von der kinetischen Energie der emittierten Elektronen lassen sich damit nicht erklären. Das vollständige mathematisch korrekte Modell folgt jedoch direkt.

Der Feldvektor des elektrischen Feldes bei einem zirkular polarisierten Laser dreht sich kontinuierlich in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Für ein zu ionisierendes Atom, das sich im Laserfeld befindet, dreht sich somit auch das Tunnelfenster mit der Frequenz des Lasers. In Abbildung 2.7 zeigt die Ausbreitungsrichtung des Lasers nach unten. Daher dreht sich dort das abgeschwächte Coulomb-Potential, durch das die Tunnelionisation möglich wird, senkrecht zur Blattebene. 2011 sagten Barth & Smirnova [Bar11] voraus, dass die Ionisationswahrscheinlichkeit in dieser Situation von der Orientierung des Drehimpulses des Elektrons – also der Quantenzahl m_l – abhängt; Elektronen, die sich gegenläufig zum elektrischen Feld des Lasers bewegen, werden hiernach verstärkt ionisiert. In Abbildung 2.7 sind die drei möglichen Orientierungen des Drehimpulses für ein P-Orbital ($l = 1$) dargestellt, $m_l = +1, -1, 0$. Im gezeigten Beispiel

¹ bzw. aus dem P-Orbital eines Atoms

steht $m_l = +1$ für mitrotierende Elektronen, deren Drehsinn parallel zu dem des Laserfeldes orientiert ist. $m_l = -1$ steht für gegenrotierende Elektronen, deren Drehsinn antiparallel zu dem des Laserfeldes steht. Da es sich bei der Tunnelionisation um einen statistischen Prozess handelt, hängt die Ionisationswahrscheinlichkeit davon ab, wie oft die abgeschwächte Coulomb-Barriere vom Elektron „gesehen“ wird. Für gegenrotierende Elektronen addieren sich die Frequenzen des Laserfeldes und die der Elektronenbewegung, für mitrotierende Elektronen subtrahieren sich die Frequenzen; gegenrotierende Elektronen „sehen“ das Tunnelfenster also öfter. Somit sollte intuitiv die Ionisationswahrscheinlichkeit und damit auch die Ionisationsrate für gegenrotierende Elektronen höher als für mitrotierende Elektronen sein. Im gezeigten Beispiel (Abbildung 2.7) eines links zirkularen Lasers werden Elektronen mit $m_l = -1$ bevorzugt ionisiert. Die Ionisation aus einem $m_l = 0$ Zustand ist stark unterdrückt, da im Fernfeld die positiven und negativen Anteile der Wellenfunktion, die in Abbildung 2.7c gezeigt sind, destruktiv interferieren.

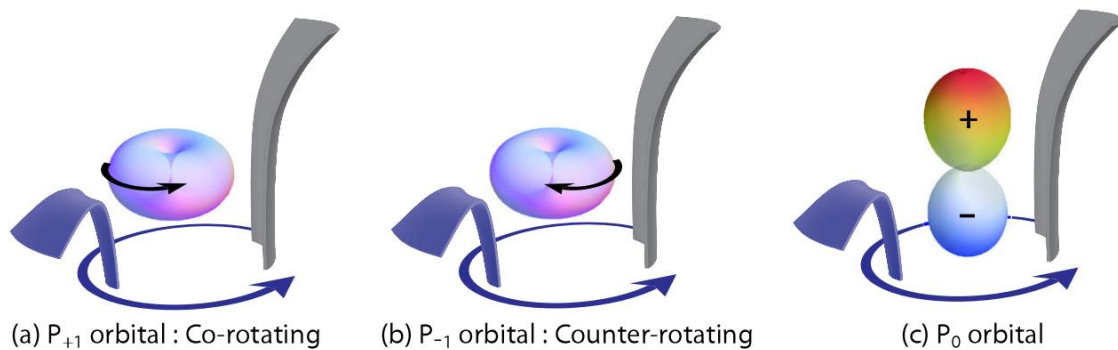


Abbildung 2.7: Die Ausbreitungsrichtung des links-zirkular polarisierten Lasers zeigt nach unten. Daher dreht sich das elektrische Feld und somit das Tunnelfenster für die Elektronen gegen den Uhrzeigersinn. Es sind die drei verschiedenen Orientierungen von m_l für ein P-Orbital gezeigt. Die Ionisationswahrscheinlichkeit für das gegenrotierende Elektron in **b)** ist höher als für das mitrotierende Elektron in **a)**, da es das Tunnelfenster öfter sieht. Die Ionisationswahrscheinlichkeit für ein $m_l = 0$ Elektron in **c)** ist aufgrund destruktiver Interferenz der tunnelnden Wellenfunktionsanteile stark unterdrückt. [Her12]

Um quantitative Aussagen treffen zu können, wird nun das oben dargestellte einfache Anschauungsbild mathematisch erweitert. Tunnelionisation wird erfolgreich über einen semi-klassischen Ansatz beschrieben. Jedem Impuls \vec{k} eines Elektrons, das auf den in Abbildung 2.8a gezeigten Detektor trifft, kann eine Trajektorie zugeordnet werden. Allerdings muss die Trajektorie komplex behandelt werden, da das Elektron zeitweise durch die klassisch verbotene Coulomb-Barriere tunnelt.

$$w_{\vec{k}}(\varepsilon, \omega) \propto e^{-2\text{Im} S(\vec{k}, t_i)}, \quad S(\vec{k}, t_i) = -\frac{1}{2} \int_{t_i}^{\text{Re} t_i} (\vec{k} + \vec{A}(t))^2 dt + I_p t_i \quad (2.43)$$

$$\omega \text{Re} t_i = \frac{\pi}{2} + 2\pi N \pm \theta \quad (N \in \mathbb{Z}), \quad \omega \text{Im} t_i = \text{arccosh} \left(\frac{A_0}{2k} \cdot \left(\left(\frac{k}{A_0} \right)^2 + \gamma^2 + 1 \right) \right) \quad (2.44)^1$$

Die Ionisationsrate w hängt, wie in Formel (2.43) gezeigt, von \vec{k} und der komplexen Tunnelzeit $t_i = \text{Re}(t_i) + i \text{Im}(t_i)$ ab, wobei $\vec{A}(t)$ die Relation $\vec{E}(t) = -\frac{d}{dt} \vec{A}(t)$ erfüllt. Der maximalen Rate für einen Winkel θ kann ein Impuls k_0 zugeordnet werden, woraus sich eine spezielle Tunnelzeit ergibt. Diese Zeit gibt die ursprüngliche Geschwindigkeit des Elektrons im Atom wieder und für $\gamma \cong 1$ ergibt sich die rote Geschwindigkeitsverteilung in Abbildung 2.8b. Sie hat ihr Maximum bei negativen Geschwindigkeiten (roter Pfeil in Abbildung 2.8a). Die maximale Ionisationsrate wird somit hauptsächlich durch gegenrotierende Elektronen erzeugt. Für eine genauere mathematische Behandlung und insbesondere eine Herleitung der Elektronenenergie-Verteilung sei auf [Bar11] verwiesen.

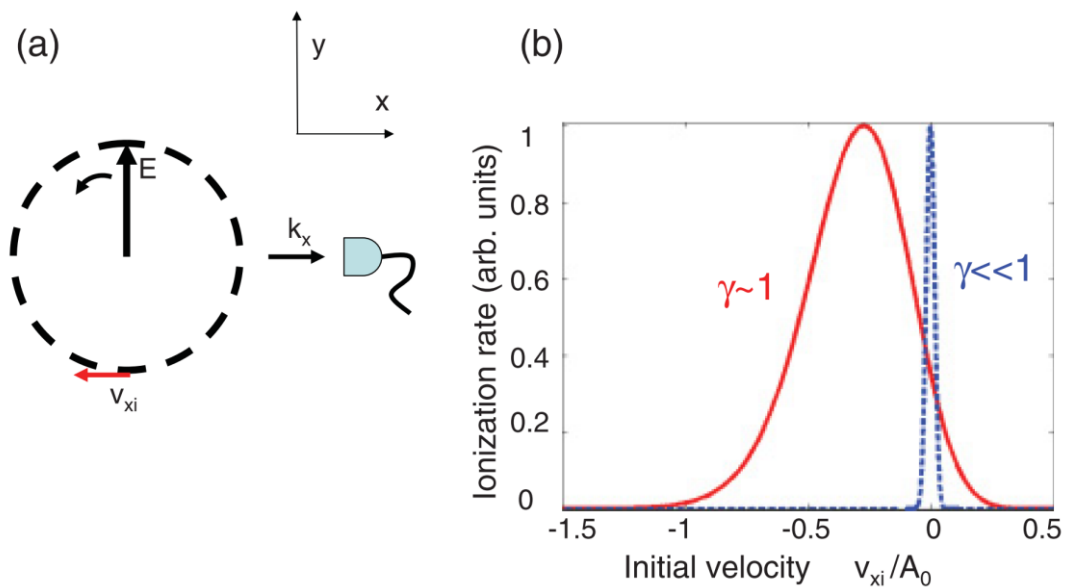


Abbildung 2.8: In **a)** ist der Versuchsaufbau für das Gedankenexperiment gezeigt. Es handelt sich um links-zirkular polarisiertes Laserlicht, sodass der Feldvektor E gegen den Uhrzeigersinn dreht. **b)** Bei $\gamma \cong 1$ entsteht die höchste Ionisationsrate für negative Geschwindigkeiten, also gegenrotierende Elektronen. Im adiabatischen Limit $\gamma \ll 1$ ist die Verteilung symmetrisch um Null gelegen. [Bar11]

¹ $A_0 = \frac{\sqrt{2I_p}}{\gamma}$, $k = |\vec{k}|$

Das Verhältnis zwischen den Ionisationsraten von gegen- und mitrotierenden Elektronen ist abhängig von der Laserfrequenz und der Laserintensität, siehe Abbildung 2.9a,b. Mit wachsender Frequenz und sinkender Intensität wird das Verhältnis größer. Die in Abbildung 2.9c dargestellte Energieverteilung der ionisierten Elektronen hat sowohl für gegen- als auch für mitrotierende Elektronen ihr Maximum bei mehr als $2U_p$, da durch obige Überlegungen die Elektronen nach dem Tunneln eine Geschwindigkeit $\neq 0$ haben. Oberhalb von einer Elektronenenergie von $2U_p + I_p$ wechselt der Effekt das Vorzeichen und die Ionisationsrate für mitrotierende Elektronen ist höher als die von gegenrotierenden.

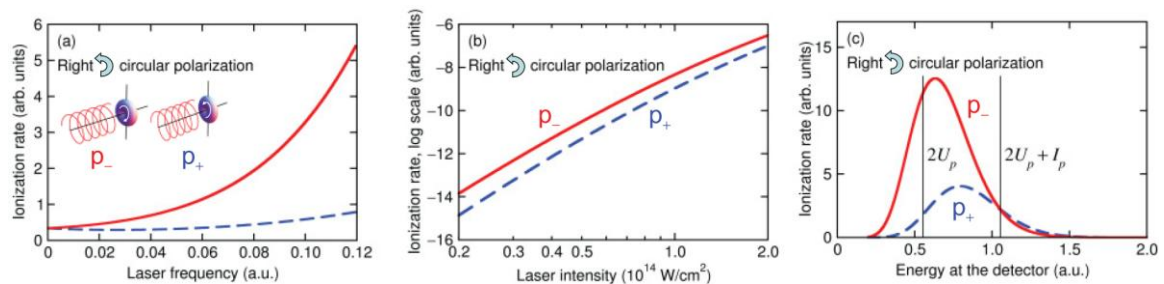


Abbildung 2.9: Das Verhältnis der Ionisationsraten für gegen- und mitrotierende Elektronen ist abhängig von **a)** der Laser-Frequenz, **b)** der Laserintensität und **c)** der finalen Elektronenenergie. Zu großen Frequenzen, kleinen Intensitäten und kleinen Energien hin überwiegen gegenrotierende „ P_- “-Elektronen gegenüber mitrotierenden „ P_+ “-Elektronen. [Bar11]

2012 untersuchten Thushani Herath et.al. die Abhängigkeit der Tunnelionisationsrate vom Vorzeichen von m_l experimentell [Her12]. Sie maßen die sequentielle Doppelionisationsrate von Argon durch zwei zeitversetzte Laserpulse. Es stellte sich heraus, dass die Doppelionisationsrate um den Faktor drei erhöht war, wenn ein Laserpuls links und der andere rechts zirkular polarisiert waren, gegenüber der Rate, wenn beide Pulse die gleiche Polarisation besaßen. Die Messung lässt sich wie folgt interpretieren: Der erste Puls mit z.B. rechts-zirkularer Polarisation löst vorrangig Elektronen eines m_l aus, z.B. $m_l = +1$. Die zurückgebliebenen einfach ionisierten Atome haben also einen Überschuss an $m_l = -1$ Elektronen. Gäbe es keine Abhängigkeit der Ionisationsrate von m_l , so dürfte die Ionisationsrate des zweiten Pulses nicht unterschiedlich hoch für verschiedene Polarisationen sein. Dies war allerdings der Fall. Der entgegengesetzt polarisierte Puls findet noch viele seiner „bevorzugten“ Elektronen vor und ionisiert diese verstärkt. So würde im Beispiel ein links-polarisierter Puls noch viele Ionen mit $m_l = -1$ Elektronen zum Ionisieren vorfinden, die von ihm auch verstärkt ionisiert werden. Die gesamte Doppelionisationsrate ist folgerichtig sehr hoch. Wird demgegenüber als zweiter Puls

nochmals ein rechts-polarisierter Strahl verwendet, so ist die Ionisationsrate niedriger, da es nur noch wenige von ihm bevorzugte $m_l = +1$ Elektronen zum Ionisieren gibt; diese wurden schon mithilfe des ersten Pulses ionisiert.

Es konnte zwar nachgewiesen werden, dass eine Abhängigkeit der Tunnelionisationsrate von m_l existiert. Jedoch ist eine wesentliche Schwäche der Messmethode, dass keine Aussage getroffen werden kann, welche Polarisation des Lasers Elektronen welcher magnetischen Quantenzahl bevorzugt ionisiert.

2.5.2 Spinpolarisation der Elektronen

Aus dem Zusammenwirken der Abhängigkeit der Tunnelionisationswahrscheinlichkeit von m_l und der Spin-Bahn-Wechselwirkung ergibt sich für die Tunnelionisation von Edelgasatomen eine interessante Konsequenz. Elektronen, die so ionisiert wurden, sollen unter den richtigen Bedingungen spinpolarisiert sein [Bar13].

Edelgasatome haben ausschließlich vollständig mit Elektronen gefüllte Schalen, wobei es sich bei der äußersten immer um ein P-Orbital handelt.¹ Das P-Orbital ist mit sechs Elektronen gefüllt, deren Quantenzahlen zusammen nach den Hundschen Regeln $J = 0$, $L = 0$ und $S = 0$ ergeben. Zwei Elektronen haben den Gesamtdrehimpuls $j = 1/2$ und die magnetische Quantenzahl $m_j = \pm 1/2$. Vier Elektronen haben $j = 3/2$ und entsprechend $m_j = \pm 3/2, \pm 1/2$.

Die Spin-Bahn-Wechselwirkung führt dazu, dass sich die Ionisationspotentiale für $j = 1/2$ und $j = 3/2$ leicht unterscheiden. $j = 3/2$ Elektronen (Spin und Drehimpuls parallel) sind etwas schwächer gebunden als solche mit $j = 1/2$ (Spin und Drehimpuls antiparallel). Dies führt in der Tunnelionisation zu unterschiedlich hohen Ionisationsraten. Die Tunnelbarriere für die schwächer gebundenen $j = 3/2$ Elektronen ist schmaler und niedriger, wodurch Tunneln wahrscheinlicher wird. Aus einem neutralen Edelgasatom werden also bevorzugt Elektronen mit ursprünglichem $j = 3/2$ von einem starken Laserpuls ionisiert.

¹ Die Ausnahme bildet Helium, das mit zwei Elektronen nur die 1S-Schale füllen kann.

Wie im vorigen Abschnitt 2.5.1 gezeigt, werden bevorzugt Elektronen mit antiparallelem Drehsinn im Vergleich zur Polarisation des Lasers ionisiert („gegenrotierende“ Elektronen). Für ein Edelgasatom in einem rechts zirkular polarisierten Laserfeld ergibt sich daraus eine verstärkte Ionisationsrate für Elektronen mit $m_l = -1$.

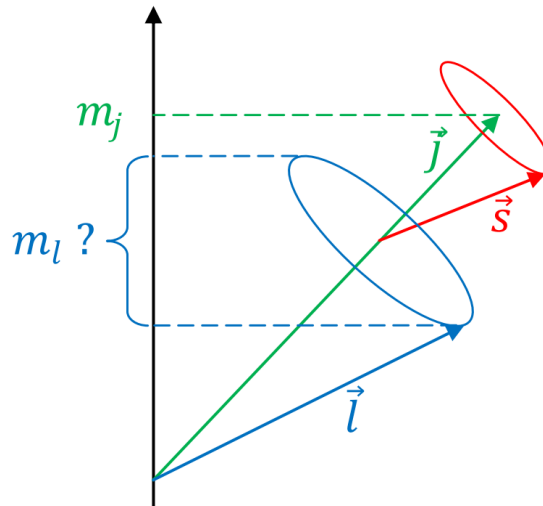


Abbildung 2.10: Addition von l und s zu j . Man sieht, dass m_l im Bezug auf die Quantisierungsachse von j nicht mehr konstant ist, sondern mit der Präzession von l schwankt. Daher sind m_l und m_s in dieser Situation keine guten Quantenzahlen.

Um die zwei gerade beschriebenen Teileffekte gemeinsam betrachten zu können, müssen beide in der gleichen Basis der Drehimpuls-Vektoren beschrieben werden. Für die Spin-Bahn-Wechselwirkung wurde mit dem Gesamtdrehimpuls j und dessen Projektion m_j argumentiert. Für die m_l -Abhängigkeit der Ionisationsrate wurde bisher in der Basis von l, s, m_l, m_s gedacht. Wie in Abbildung 2.10 zu sehen, können nicht alle sechs Quantenzahlen gleichzeitig Erhaltungsgrößen sein. Daher muss von der Basis l, s, m_l, m_s in die Basis j, m_j, l, s gewechselt werden, siehe Formel (2.45). Dies geschieht über die Clebsch-Gordan-Koeffizienten $\langle l, m_l, s, m_s | j, m_j, l, s \rangle$, deren Werte berechnet oder nachgeschlagen werden können [PDG14].

$$|j, m_j, l, s\rangle = \sum_{m_l, m_s} |l, m_l, s, m_s\rangle \langle l, m_l, s, m_s | j, m_j, l, s \rangle \quad (2.45)$$

Die Koeffizienten für $j = 1/2, 3/2$ sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. $m_l = 0$ wird dort aufgrund der starken Unterdrückung der Ionisationsrate nicht berücksichtigt. Daher steht jeder j, m_j -Zustand für genau eine Kombination aus m_l und m_s . In Tabelle 2.1 sind zusammenfassend alle Teilaspekte, die zur Spinpolarisation führen, aufgelistet.

Mögliche Einstellungen des Gesamtdrehimpulses	$j = \frac{1}{2}$		$j = \frac{3}{2}$			
	Mögliche Einstellungen von m_j	$m_j = +\frac{1}{2}$	$m_j = -\frac{1}{2}$	$m_j = +\frac{3}{2}$	$m_j = +\frac{1}{2}$	$m_j = -\frac{1}{2}$
Mögliche Einstellungen von m_l, m_s (nach Wechsel der Basis; Zustände mit $m_l = 0$ werden nicht beachtet)	$m_l = +1$ $m_s = -\frac{1}{2}$	$m_l = -1$ $m_s = +\frac{1}{2}$	$m_l = +1$ $m_s = +\frac{1}{2}$	$m_l = +1$ $m_s = -\frac{1}{2}$	$m_l = -1$ $m_s = +\frac{1}{2}$	$m_l = -1$ $m_s = -\frac{1}{2}$
Gewichtung der Ionisationsraten der m_l, m_s Zustände mittels Clebsch-Gordan-Koeffizienten	2	2	3	1	1	3
Erhöhte Ionisationswahrscheinlichkeit für gegenrotierende Elektronen (hier bei rechts zirkularem Licht, also $m_l = -1$)		✓			✓	✓
Erhöhte Ionisationswahrscheinlichkeit für $j = 3/2$ aufgrund von Spin-Bahn-Wechselwirkung			✓	✓	✓	✓

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der einzelnen Aspekte zur Entstehung von Spinpolarisation. Die Clebsch-Gordan-Koeffizienten sind hier vereinfacht dargestellt. Eine 1 bedeutet $\sqrt{1/3}$, eine 2 bedeutet $\sqrt{2/3}$ und eine 3 steht für $\sqrt{3/3}$. Zustände mit $m_l = 0$ wurden nicht berücksichtigt.

Abbildung 2.11 links zeigt die Ionisationsraten der nach j, m_j aufgelösten Elektronen abhängig von deren kinetischer Energie nach der Ionisation. Jeweils gleichfarbige durchgezogene und gestrichelte Kurven stehen für gegen- und mitrotierende Elektronen (analog zu Abbildung 2.9c). Den Clebsch-Gordan-Koeffizienten folgend ist die Ionisationsrate der Elektronen mit $j = 3/2$, $m_j = \pm 3/2$ (rote Kurven) dreimal so hoch wie die der Elektronen mit $j = 3/2$, $m_j = \pm 1/2$ (blaue Kurven). Die Ionisationsraten der Elektronen mit $j = 1/2$, $m_j = \pm 1/2$ sind in Abbildung 2.11 links geringer, als ihre Clebsch-Gordan-Koeffizienten es vermuten lassen, da hier schon die Spin-Bahn-Wechselwirkung berücksichtigt wurde.

Die grüne Kurve in Abbildung 2.11 rechts repräsentiert die energieabhängige Spinpolarisation der Elektronen mit $j = 1/2$ und entsteht aus der Differenz der grün durchgezogenen und grün gestrichelten Kurven in Abbildung 2.11 links. Bei kleinen Energien dominiert die Ionisationsrate der $m_j = -1/2$ Elektronen. Da für $j = 1/2$ jeder m_l -Zustand eindeutig einem m_s -Zustand zugeordnet werden kann, entsteht so die Spinpolarisation nahe 100%. Die Polarisation ist positiv, da bei kleinen Elektronenenergien nahezu ausschließlich Elektronen mit $m_l = -1$ (daraus folgt $m_s = +1/2$) ionisiert werden.

Für $j = 3/2$ ist die Situation komplizierter, da jedem m_l -Zustand beide m_s -Zustände zugeordnet werden können. Für kleine Elektronenenergien werden auch hier nahezu ausschließlich gegenrotierende Elektronen ionisiert, also $m_l = -1$. Diese Werte sind bei $m_j = -3/2, -1/2$ zu finden. Der Zustand $m_j = -3/2$ gehört zu $m_s = -1/2$; der Zustand $m_j = -1/2$ gehört zu $m_s = +1/2$. Durch den Basis-Wechsel sind die Ionisationsraten (die Clebsch-Gordan-Koeffizienten) für $m_j = -3/2$ dreimal so hoch wie für $m_j = -1/2$. Zusammenfassend ergibt sich daher für $j = 3/2$ ebenso wie für $j = 1/2$ eine Spinpolarisation $\neq 0$, allerdings mit anderem Vorzeichen, da $m_j = -3/2$ mit Spin Down dominiert. Werden jeweils die Differenzen aus den beiden roten Kurven (durchgezogen minus gestrichelt) und den beiden blauen Kurven in Abbildung 2.11a gebildet und daraus die Summe, so ergibt sich die rote Kurve in Abbildung 2.11b. Eine Polarisation von 50% kann nicht überstiegen werden, da immer mindestens ein Viertel an Spin-Up-Elektronen ($m_j = -1/2$) im Vergleich zu drei Viertel Spin-Down-Elektronen ($m_j = -3/2$) ionisiert werden, siehe Gleichung (2.46).

$$P_{\max j=3/2} = \frac{3-1}{3+1} = 50\% \quad (2.46)$$

Die über beide j -Zustände summierte Spinpolarisation ist als schwarze Kurve in Abbildung 2.11b gezeigt. Diese ist ungleich Null, da aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung mehr $j = 3/2$ Elektronen (rot) als $j = 1/2$ Elektronen (grün) ionisiert werden.

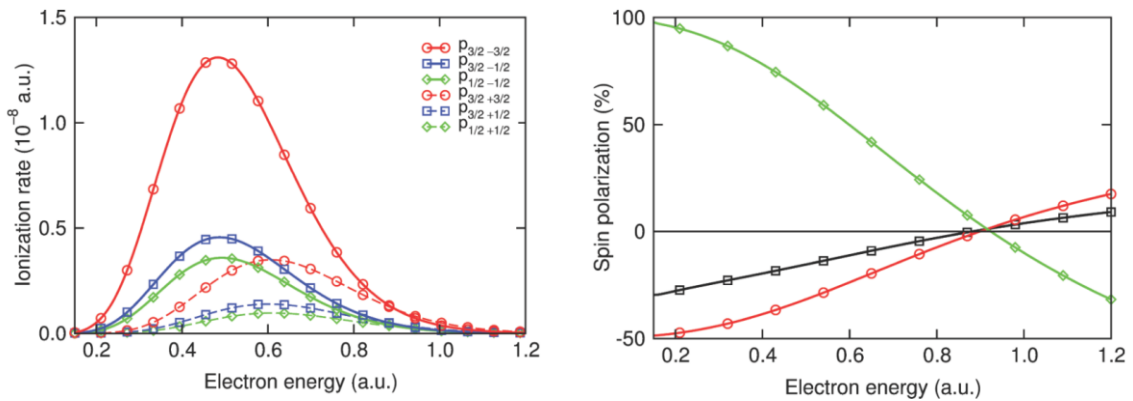


Abbildung 2.11: links: Photoelektronenenergieverteilung aufgelöst nach j und m_j (Zustand $P_{j m_j}$)

rechts: Spinpolarisation der Photoelektronen aufgelöst nach j . Die grüne Kurve zeigt $j = 1/2$; die rote Kurve repräsentiert $j = 3/2$ und die schwarze Kurve ist integriert über beide j -Zustände. Für beide Graphen wurde Krypton mithilfe eines rechts zirkular polarisierten Laserpulses mit $\lambda = 800 \text{ nm}$ und $I = 1,8 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ionisiert, sodass $U_p = 0,2 \text{ a.u.}$, $2U_p = 0,4 \text{ a.u.}$ und $2U_p + I_p = 0,9 \text{ a.u.}$ ist. [Bar13]

Je stärker der Ionisationsratenunterschied zwischen $j = 1/2$ und $j = 3/2$ ist, umso größer wird die summierte Spinpolarisation. Sie kann 50% jedoch nie überschreiten. Sollten nämlich keinerlei Elektronen mit $j = 1/2$ ionisiert werden, so ist die maximale Polarisation bestimmt durch $j = 3/2$, die, wie oben beschrieben, bei 50% liegt. Je größer die Laserintensität wird, umso schwächer wird der Effekt der Spin-Bahn-Wechselwirkung und der Unterschied der Raten, da durch das Steilerwerden der Tunnelbarriere sich auch die Längen der Wege innerhalb der Barriere angleichen, siehe Abbildung 2.12. Die Spin-Bahn-Aufspaltung nimmt mit der Größe des Atomkerns zu, wodurch die Polarisation größer wird. Beispielsweise hat bei ansonsten gleichen Bedingungen Argon eine Spinpolarisation von -8.3%, Krypton -23.4%, Xenon -31.3% und Radon -34.3% [Bar14].

In Abbildung 2.13 sind die gleichen Verläufe der Polarisation über die Laserfrequenz und -intensität zu sehen wie in Abbildung 2.9. Da die Polarisation aus der Abhängigkeit von m_l entsteht, ist ein gleichartiges Verhalten folgerichtig.

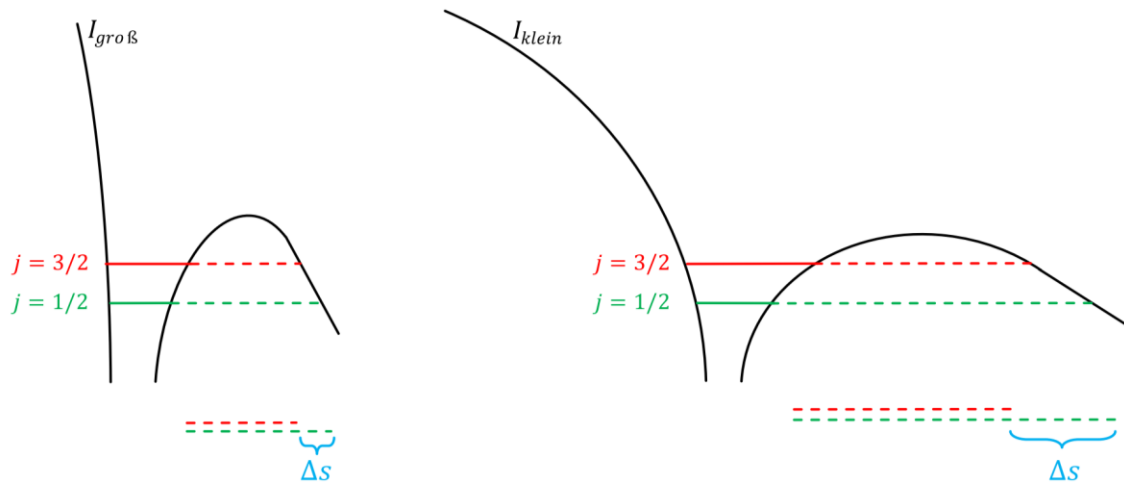


Abbildung 2.12: Intensitätsabhängiges Verhältnis der Ionisationswahrscheinlichkeit von $j = 1/2$ und $j = 3/2$ durch Verlängern/Verkürzen der Tunnelbarriere. Bei kleinen Intensitäten ist der Unterschied der zur durchtunnelnden Strecke Δs größer als bei großen Intensitäten.

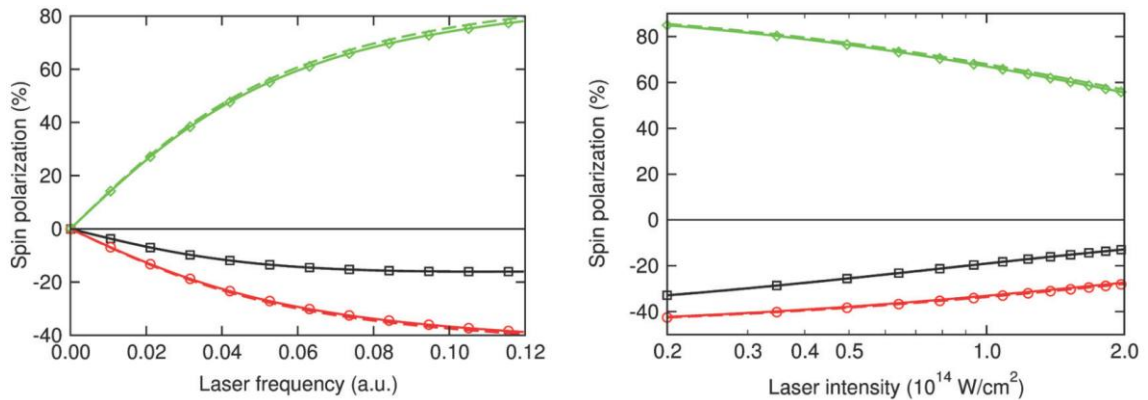


Abbildung 2.13: Energie-integrierte Spinpolarisation von Krypton. Grüne Kurven zeigen $J = 1/2$; die roten Kurven repräsentieren $j = 3/2$ und die schwarzen Kurven sind integriert über beide j -Zustände. **Links** ist die Abhängigkeit von der Laserfrequenz zu sehen bei $I = 1,8 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$. **Rechts** ist die Abhängigkeit von der Intensität zu sehen bei $\lambda = 800 \text{ nm}$. [Bar13]

3 Experimenteller Aufbau

Ein gepulster hochenergetischer Laser mit einer steuerbaren Polarisation wird in eine Vakuumkammer geleitet und darin mithilfe einer Linse fokussiert. In den Bereich des Fokus wird das zu untersuchende Edelgas geleitet und durch den Laser teilweise ionisiert. Aus der Ionisationszone treten die so entstandenen Elektronen mit einer kinetischen Energie von einigen eV aus. Ein Teil von ihnen trifft nach einer 50 cm langen Driftstrecke auf den Mott-Detektor, der die Spinpolarisation und den Auftreffzeitpunkt der Elektronen bestimmt. Neben diesen beiden Informationen wird außerdem über eine Photodiode das Zeitsignal des Lasers – und damit der Zeitpunkt der Ionisation – Event für Event ausgelesen. Später werden die aufgenommenen Daten über typische Auswerteprogramme analysiert.

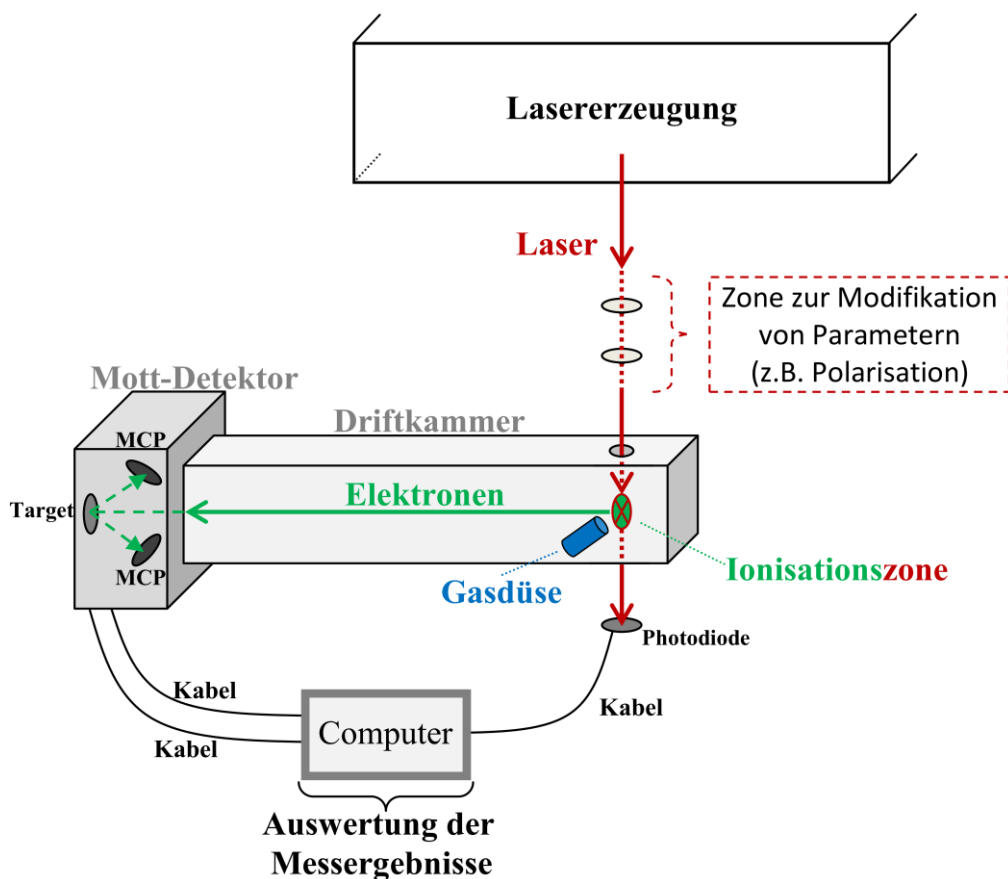


Abbildung 3.1: Schema des Experimentaufbaus

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein bereits vorhandenes Lasersystem verwendet, wobei der letzte Teil des Strahlengangs dem Experiment angepasst wurde. Die Vakuumkammer wurde vollständig neu aufgebaut. Der verwendete Mott-Detektor ist ein kommerziell erhältliches Produkt. Im vorliegenden Fall handelte es sich jedoch um ein nicht getestetes Modell, sodass intensive Testläufe und kleine Umbauten für einen fehlerfreien Betrieb nötig waren. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten des Experiments genauer erläutert.

3.1 Laser und Strahlführung

Für das Experiment wird ein Femtosekunden-Laser der Firma Kapteyn-Murnane Laboratories Inc. verwendet. Seine Hauptkomponenten sind ein Oszillator und ein Dragon™-Verstärker, siehe Abbildung 3.2.

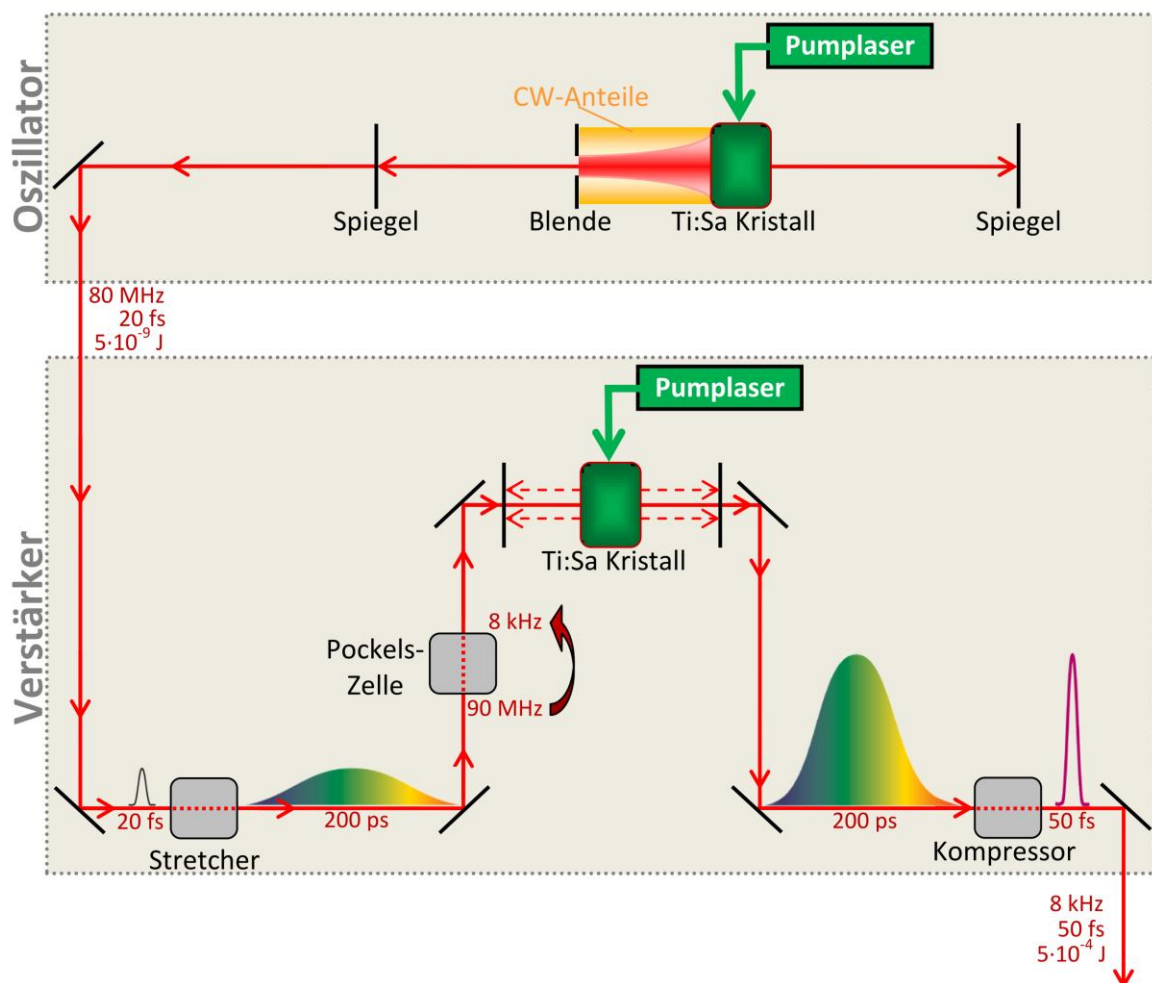


Abbildung 3.2: Schema des Lasersystems mit Oszillator und Verstärker. „cw“ steht für continuous wave, also im Gegensatz zu einem gepulsten Betrieb für einen Dauerstrich-Laser.

3.1.1 Laserpulserzeugung

Im Oszillator werden die Laserpulse erzeugt. Zwischen zwei Spiegeln, deren Abstand so gewählt ist, dass sich zwischen ihnen für bestimmte Wellenlängen eine stehende Welle ausbilden kann, befindet sich ein Titan-Saphir-Kristall. Ein grüner Dauerstrich-Pumplaser ist auf den Kristall gerichtet und sorgt für dessen Besetzungsinversion, die Voraussetzung für Lasing ist. Durch spontane Emission sendet der Kristall in einem breiten Wellenlängenbereich Photonen aus, die von den beiden Spiegeln immer wieder reflektiert und auf den Kristall zurückgeworfen werden. Früher oder später sind alle Wellenlängen zufällig während des Durchlaufens des Kristalls in Phase. Die addierte Intensität ruft den Kerr-Effekt hervor; der Brechungsindex des Kristalls verhält sich intensitätsabhängig. Daher fokussiert sich der zufällig entstandene Puls selbst. Der fokussierte Puls kann eine nach dem Kristall angebrachte Blende deshalb komplett passieren. Die nicht-fokussierten cw-Elemente werden größtenteils blockiert. Nach vielen Durchläufen entsteht so ein Laserpuls. Im vorliegenden System liegt die Repetitionsrate nach dem Oszillator bei ca. 80 MHz.

Im zweiten Teil des Lasersystems, dem Verstärker, wird die Energie der Pulse um den Faktor 10^5 angehoben. Wie im Oszillator wird dies durch den mehrmaligen Durchlauf des Pulses (10- bis 15-mal) durch einen zweiten Titan-Saphir-Kristall, der von einem grünen Laser gepumpt wird, realisiert. Um den Kristall vor zu hohen Intensitäten und damit Beschädigungen zu schützen und um eine effektive Verstärkung zu erzielen, werden zwei zusätzliche Elemente verwendet. Zum einen wird der Puls im „Stretcher“ von ca. 20 fs auf 200 ps Pulslänge gestreckt, wobei die Frequenzanteile auseinandergezogen werden, sodass rot zeitlich vor blau liegt. Dies geschieht über „Chirped“¹ Spiegel oder Gitter, die durch eine wellenlängenabhängige Reflexionstiefe eine wellenlängenabhängige Phasenverschiebung hervorrufen. Zum anderen wird eine Pockels-Zelle im Strahlengang positioniert, die über den Pockels-Effekt² fast alle Pulse aussortiert und so von 80 MHz Repetitionsrate auf 8 kHz reduziert. Nach dem Durchlaufen des Stretchers, der die Pulse streckt, der Pockels-Zelle, die viele Pulse aussortiert, und des gepumpten Titan-Saphir-Kristalls, der den Puls verstärkt,

¹ In Anlehnung an einen zwitschernden (engl. chirping) Vogel, der bei seinem Gesang verschiedene Frequenzen durchpfeift.

² Durch das kurze Anlegen einer elektrischen Spannung an ein Medium wird die Polarisation eines durch dieses propagierenden Laserpulses gedreht. Im Anschluss lässt ein Filter lediglich Pulse mit der gewünschten Polarisation passieren.

wird der Puls in einem umgekehrt aufgebauten Stretcher, dem Kompressor, wieder auf eine kurze Pulsdauer gestaucht. Nun kann der Laser für Experimente verwendet werden.

3.1.2 Strahlführung

Die ursprüngliche Polarisation des Laserstrahls ist linear und im Laborsystem waagrecht. Die für das Experiment gewünschte zirkulare Polarisation wird durch eine im Strahlengang platzierte drehbare $\lambda/4$ -Platte¹ erreicht. Vor dem in die Kammer führenden Sichtflansch ist eine Linse mit 10 cm Brennweite platziert. Schlussendlich entsteht in der Kammer am gewünschten Ort der Ionisation ein Laserpuls mit einer Pulsdauer von 50 fs, einer Repetitionsrate von 8 kHz, einer Bandbreite von 40 nm, einem Radius von 12,7 μm und einer Rayleighlänge von 636,6 μm . Die Intensität ist für die verschiedenen Messungen unterschiedlich eingestellt und wird im betreffenden Kapitel genannt.

3.2 Kammeraufbau

In der Vakuumkammer wird das Gas mit dem fokussierten Laserstrahl gekreuzt und so zur Ionisation gebracht, siehe Abbildung 3.3. Es schließt sich eine 50 cm lange Driftstrecke für die Elektronen an, bevor sie in den Mott-Detektor gelangen. Zum Einlassen des Gases in der Nähe des Laserfokus wird eine Gasdüse verwendet, die aus einem Metallrohr mit 40 μm Radius besteht. Sie ist geerdet, um elektrische Aufladungen und damit Störfelder während des Experimentes zu vermeiden. Außerdem ist sie über drei μm -Schrauben auf allen drei Raumachsen verschiebbar und wird direkt oberhalb des Fokus des Lasers positioniert. Der Abstand hängt von der Messung ab, bewegt sich jedoch im Rahmen von 0,3 mm.

Der Laserstrahl tritt durch einen Quarz/FusedSilica-Glas-Flansch (Transmission 94%) in die Kammer ein und nach ca. 10 cm über einen äquivalenten Glasflansch wieder aus. Ca. 10 cm nach dem Austrittsflansch ist die Photodiode zur Messung des Zeitsignals des Lasers angebracht.

¹ Eine $\lambda/4$ -Platte verzögert einen linearen Anteil des Lichtes um eine viertel Wellenlänge gegenüber dem dazu senkrecht liegenden Anteil. So kann aus linearem Licht eine beliebige elliptische bzw. zirkulare Polarisation geformt werden.

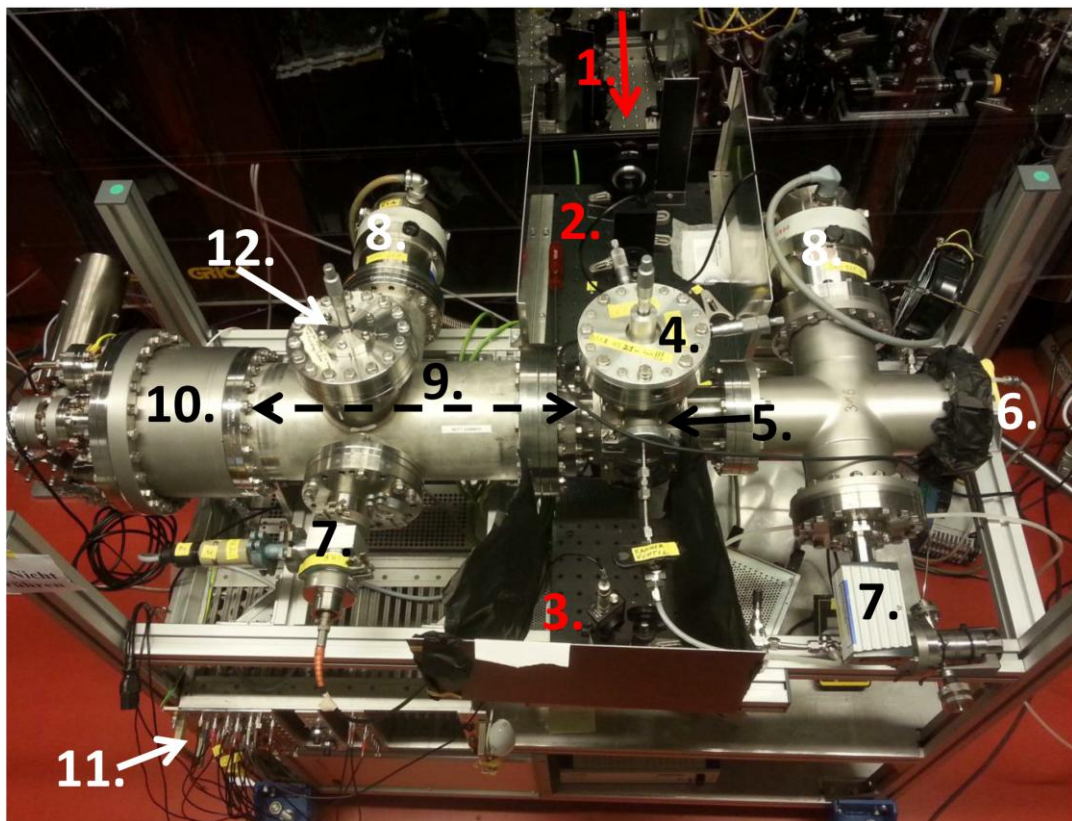


Abbildung 3.3 Fotografie der Kammer. **1:** Laserstrahl kommend von der Erzeugung **2:** $\lambda/4$ -Platte und Linse **3:** Photodiode nach Kammerausgang zur Erkennung des Zeitsignals vom Laser **4:** drei μm -Schrauben zum Bewegen der Gasdüse im Inneren der Kammer **5:** Ionisationszone im Inneren der Kammer; hier kreuzen sich Gas und fokussierter Laser **6:** Sichtflansch bzw. Möglichkeit zum Anbringen einer Elektronenkanone, die auf den Mott-Detektor gerichtet ist **7:** Vakuum-Messzellen **8:** Turbomolekularpumpen **9:** Driftstrecke ausgekleidet mit μ -Metall **10:** Mott-Detektor **11:** Elektronik, wie z.B. Verstärker oder CFD **12:** in den Strahlengang fahrbarer Phosphorschirm

Die Kammer ist komplett mit μ -Metall ausgekleidet, um das Erdmagnetfeld abzuschirmen. Bei μ -Metall handelt es sich um eine Nickel-Eisen-Legierung mit sehr hoher Permeabilität ($\mu \approx 100.000$), wodurch sich der magnetische Fluss eines konstanten Magnetfeldes im Metall konzentriert und entsprechend das Innere eines μ -Metall-Rohres nahezu feldfrei bleibt. Die Ionisationszone ist nur teilweise von μ -Metall umgeben, da der Laserstahl ein- und ausdringen können muss und die bewegliche Gasdüse eine Lücke benötigt. Daher ist das Magnetfeld in der Umgebung der Ionisationszone ($\pm 5 \text{ cm}$) nicht nahe Null. Eine Messung direkt am Ort der Ionisation ergab ein Magnetfeld von 70 mGauss bzw. $7 \mu\text{T}$. Solch ein Magnetfeld sollte auf die Bewegungsrichtung und die Orientierung des Spins eines 1eV-Elektrons bei 5 cm Flugstrecke keinen durch das Experiment erkennbaren Einfluss haben.

3.3 Mott-Detektor

An die Driftstrecke der Elektronen schließt sich ein Mott-Detektor an. Das zugrunde liegende Prinzip wurde in Kapitel 2.3 vorgestellt. Ein spinpolarisierter Elektronenstrahl wird an einem Target, das aus schweren Atomen besteht, asymmetrisch gestreut. Aus der Asymmetrie und dem für die geometrische Anordnung charakteristischen Wert der Sherman-Funktion kann auf den Grad der Polarisation geschlossen werden.

Im vorliegenden Experiment wird ein kommerziell erhältlicher Mott-Detektor der Firma Specs verwendet. Der Aufbau beruht auf einem Design von Burnett, Monroe und Dunning aus dem Jahr 1994 [Bur94] und ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Laut Literatur liegt der Wert der effektiven Sherman-Funktion des Mott-Detektors bei $S_{eff} = -0,15$ bis $-0,25$. Die Detektionseffizienz ist $D = 2-6 \cdot 10^{-3}$, wobei D das Verhältnis zwischen detektiertem Elektronenstrom und am Eingang ankommenden Elektronenstrom darstellt.

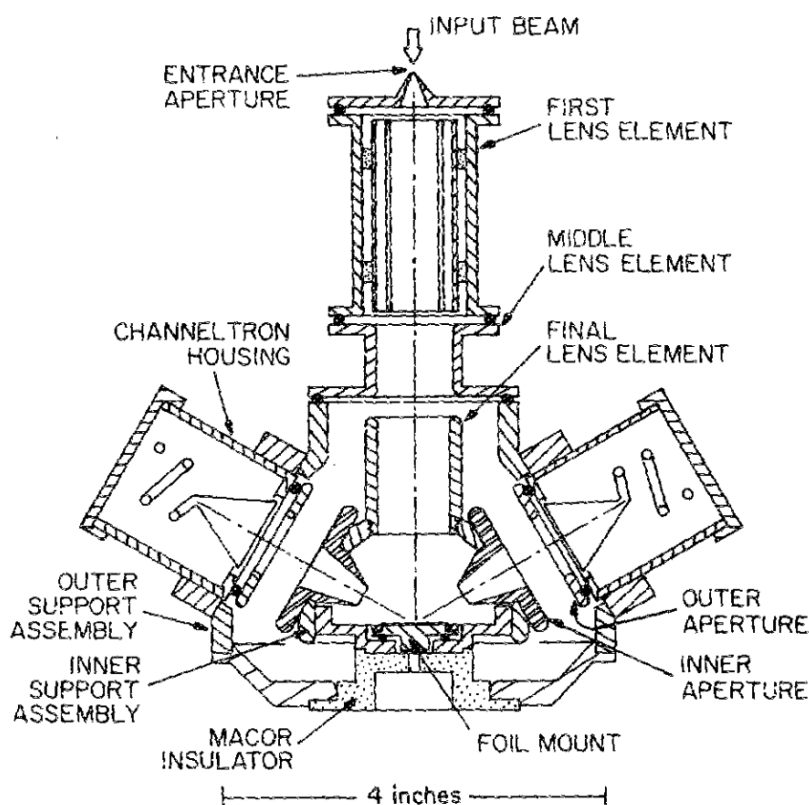


Abbildung 3.4: Schema des Mott-Detektors. Statt der hier dargestellten Channeltrons sind MCPs (siehe 3.3.1) verbaut. Nach drei Linsenelementen wird der Elektronenstrahl auf mehrere keV beschleunigt und an einem Thorium-Target gestreut. Anschließend wird der Strahl wieder auf seine ursprüngliche Energie abgebremst und von den MCP-Detektoren detektiert. [Bur94]

Der Detektor ist ca. 20 cm lang und 25 cm breit. Wie in Abbildung 3.4 gezeigt, wird der zu untersuchende Elektronenstrahl von oben durch eine Eingangsblende von 7 mm Durchmesser in den Detektor geleitet. Danach kann der Strahl über drei elektrostatische Linsenelemente geformt werden. Im vorliegenden Experiment sind diese Elemente jedoch geerdet, um Störungen an dem sehr niederenergetischen Elektronenstrahl zu vermeiden. Nach den Linsen werden die Elektronen, deren kinetische Energie zwischen ca. 1 und 10 eV liegt, auf mehrere keV beschleunigt. Die Struktur, bestehend aus den in Abbildung 3.4 gekennzeichneten „foil mount“, „inner aperture“ sowie „final lens element“, liegt auf entsprechender Hochspannung, wobei sich die höchste mit vorliegendem Netzteil einstellbare Spannung bei 28 kV befindet. Dies ist auch der Sollwert für die durchzuführende Messung.

Auf dem „foil mount“ ist das Target angebracht, an dem die Elektronen gestreut werden. Es handelt sich um eine Thorium-Folie mit den Maßen 12,5 x 12,5 x 0,25 mm. Oft werden in Mott-Detektoren Gold-Targets verwendet. Thorium hat jedoch eine höhere Kernladungszahl als Gold ($Z_{Thorium} = 90$, $Z_{Gold} = 78$) und trägt damit effizienter zur Mott-Streuung bei, siehe dazu Gleichung (2.34) für den differentiellen Mott-Wirkungsquerschnitt. Allerdings ist der Umgang mit Thorium problematisch, da es sich um einen radioaktiven Alpha-Strahler handelt. Elektronen, die um 120° gestreut wurden¹, treten durch vier „inner apertures“ aus dem Hochspannungsbereich aus und werden entsprechend wieder auf ihre ursprüngliche kinetische Energie abgebremst, bzw. auf die Spannung der vor den MCP-Detektoren² montierten Gitter; siehe dazu Abbildung 3.4. Dadurch wird die Detektion von inelastisch gestreuten Elektronen mit einem hohen Energieverlust verhindert. Nur Elektronen, die einen Energieverlust kleiner als den Spannungswert des Gitters erfahren haben, können das Gitter überwinden und auf den Detektor treffen.

Die vier „inner apertures“, an die sich die Detektoren anschließen, sind um jeweils 90° versetzt angebracht. So kann die Spinpolarisation in zwei Achsen gemessen werden (je zwei gegenüberliegende Detektoren werden verglichen). Mit einem zusätzlich eingebauten Wienfilter vor dem Mott-Detektor könnte auch die dritte Komponente der Spinpolarisation gemessen werden; diese Technik wird hier jedoch nicht verwendet.

¹ Um 120° rückgestreute Elektronen haben ein ausgeprägtes Maximum der Asymmetrie, vgl. dazu Abbildung 2.2b. Daher ist es vorteilhaft, genau bei diesem Winkel zu messen.

² Für Erläuterungen zur Methode von MCP-Detektoren siehe 3.3.1.

Wie in Abbildung 3.5 zu sehen, haben Burnett et al. zwei Anordnungen miteinander verglichen [Bur94]. Die Variante b) mit einer zusätzlichen Fokuselektrode und einem Gitter vor den Detektoren weist einen ca. 50% höheren Akzeptanzwinkel als a) auf. Die Variante mit zusätzlichem Gitter und Fokuselektrode wurde auch im vorliegenden Mott-Detektor verbaut. Zu beachten ist bei Abbildung 3.5, dass dort von Channeltrons als Detektoren ausgegangen wird; im vorliegenden Mott-Detektor wurden MCP-Detektoren verbaut.

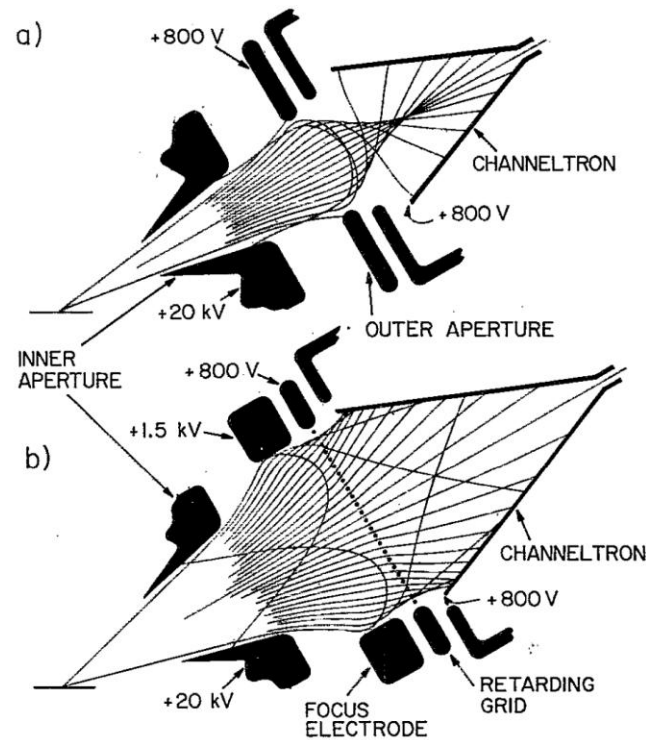


Abbildung 3.5: Vergleich zwischen dem Aufbau eines Mott-Detektors a) ohne Gitter und b) mit Gitter und Fokuselektrode vor den MCPs; hier sind Channeltrons dargestellt. [Bur94]

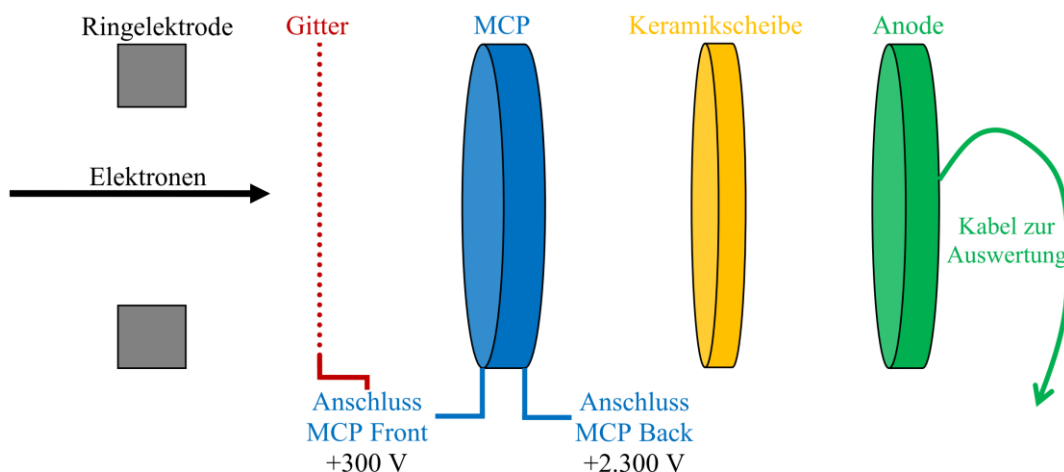


Abbildung 3.6: Schema des MCP-Detektors

In Abbildung 3.6 ist das Messprinzip der MCP-Detektoren gezeigt, in dem die Elektronen gemessen werden. Ein am Thoriumtarget gestreutes Elektron wird abgebremst und durch eine Ringelektrode und ein Gitter auf eine MCP gelenkt, die wie in 3.3.1 erläutert der Verstärkung einzelner Elektronen dient. Der „MCP Front“ Anschluss liegt auf dem Potential des Gitters. Die MCP vervielfältigt das elektrische Signal des Elektrons und saugt das Signal über den „MCP Back“ Anschluss ab. Kurzfristig entsteht auf der Rückseite des MCPs eine hohe elektrische Ladung, was zu einer positiven Spiegelladung an der Anode führt. So entsteht ein Impuls bei einem einfliegenden Elektron, der über ein Kabel gemessen werden kann. Durch die zwischen MCP und Anode liegende nicht-leitende Keramikscheibe ist das Signal abgekoppelt von den Hochspannungen, die an der MCP anliegen.

3.3.1 Micro-Channel-Plates

Einzelne zu messende Elektronen reichen bei weitem nicht aus, um auf einer Anode ein messbares Signal zu erzeugen. Daher sind davor Micro-Channel-Plates (=MCP) montiert. Sie dienen der Vermehrung einzelner Teilchen.

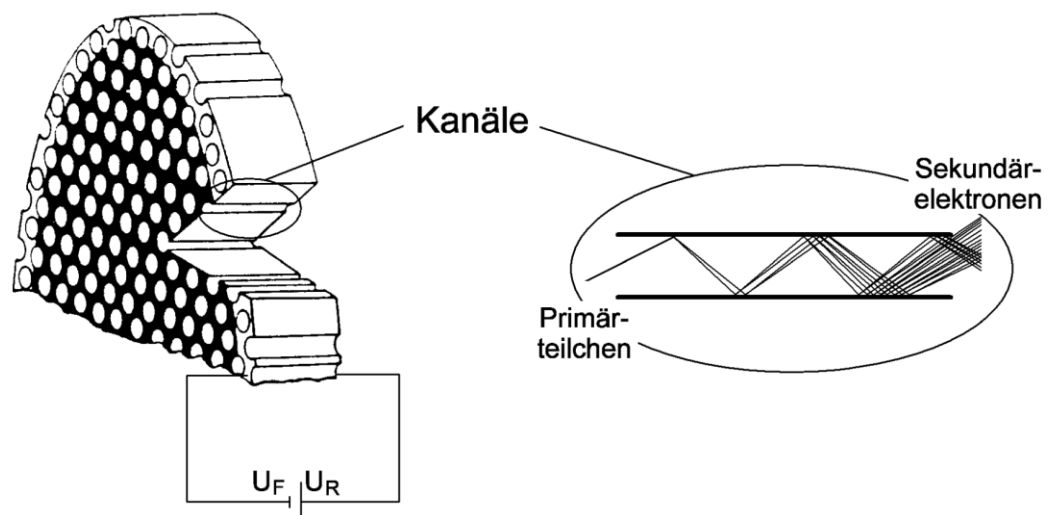


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung eines MCPs und des Prinzips der Elektronenvervielfachung. [San09]

Eine MCP besteht aus einer circa 1 mm dicken Glasplatte und ist von regelmäßig angeordneten Kanälen durchsetzt, in die zu messende Elektronen hineinfliegen können, siehe dazu Abbildung 3.7. Die Kanäle haben einen Durchmesser von ca. 25 μm [Ode10], einen typischen Lochabstand von 10 μm und sind mit einem leitenden Material beschichtet.

Durch eine Neigung der Kanäle um circa 8° stößt ein einfliegendes Elektron an die Innenwand eines Kanals und löst dabei ein weiteres Elektron aus. Da zwischen der Vorderseite und der Rückseite der MCP eine Spannung angelegt ist, wird das herausgelöste Sekundärelektron beschleunigt und löst bei einem Stoß mit der Wand des Kanals selbst ein weiteres Elektron aus. Mit jedem Stoß verdoppelt sich so die Elektronenanzahl und es entsteht eine Elektronenlawine. Der Verstärkungsfaktor einer einzelnen MCP liegt bei circa 10^3 . Um diesen zu erhöhen, sind im vorliegenden Aufbau zwei MCPs hintereinander verbaut (Verstärkungsfaktor 10^6). Mit dieser Verstärkung ist ein messbares Signal elektronisch erfassbar. Bei ca. 500 eV kinetischer Energie der Elektronen ist die Nachweiseffizienz maximal und liegt bei ca. 80% [Fra82].

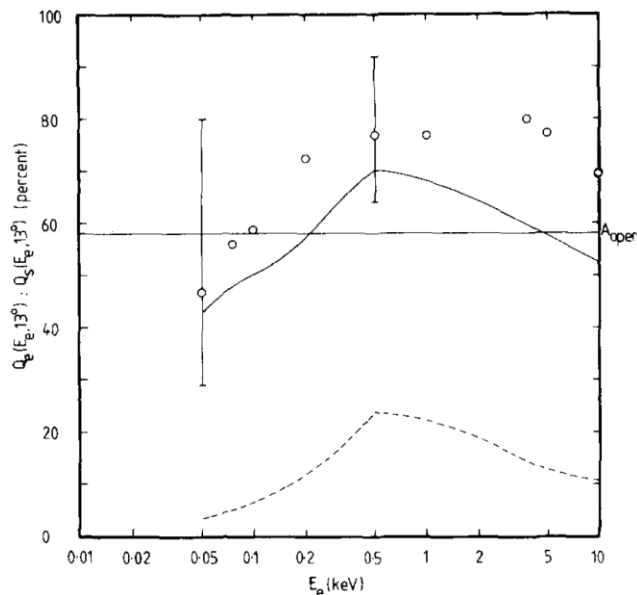


Abbildung 3.8: Peak Elektronen-Nachweiseffizienz als Funktion der Elektronenenergie (Kreise). Die durchgezogenen bzw. gestrichelten Linien sind theoretische Berechnungen dazu. A_{open} repräsentiert den Anteil der offenen Fläche zur Gesamtauftrittsfläche der MCP. [Fra82]

3.4 Datenauslese

Die Ausgangssignale der vier Anoden werden über eine Vakuumdurchführung aus der Kammer heraus zu einem Verstärker geführt und dort von einigen mV um den Faktor 200 auf ca. 1 V Peakhöhe verstärkt. Im Anschluss werden die Signale in einen CFD¹ des

¹ Constant Fraction Discriminator

Modells CFD4B der Firma Roentdek geleitet. Dessen Aufgabe besteht in der Umwandlung der Analog-Pulse in NIM-Signale¹. Um ein von der Pulshöhe unabhängiges Zeitsignal zu erhalten, reicht es nicht aus, als Startpunkt des NIM-Signals einen bestimmten Flankenanstieg des Pulses zu verwenden. Daher arbeitet ein CFD mit dem in Abbildung 3.9 gezeigten Prinzip. Das von links kommende analoge Eingangssignal wird in zwei Pulse aufgeteilt. Auf dem unten dargestellten Pfad wird es abgeschwächt und invertiert. Auf dem oben dargestellten Pfad wird es um einige Nanosekunden verzögert. Anschließend werden beide Signale addiert. Das Ausgangssignal enthält nun einen pulshöhenunabhängigen Nulldurchgang (Rot), der für die Erzeugung des NIM-Signals genutzt wird.

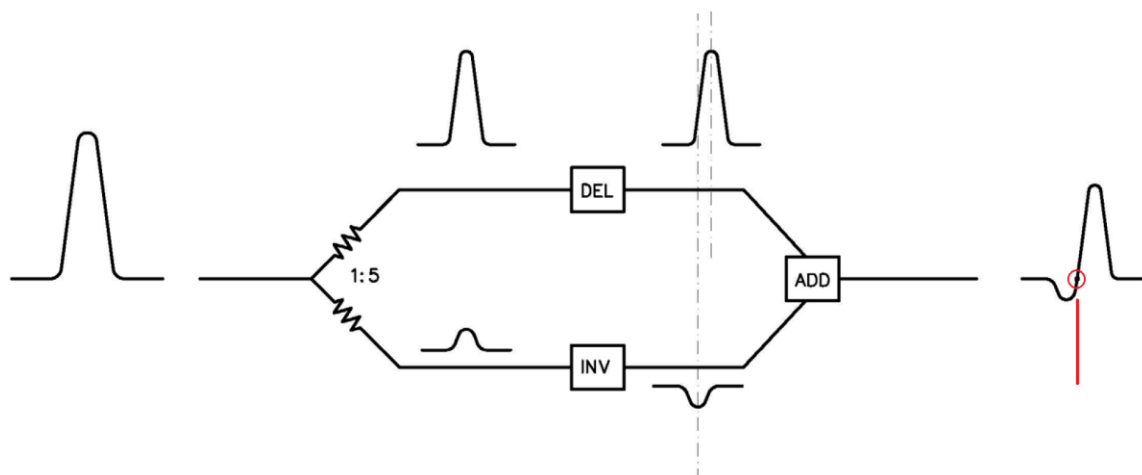


Abbildung 3.9: Prinzip eines CFDs. Erläuterung siehe Text [Roe13]

Die Zeitinformation des Laserpulses wird mittels einer Photodiode, die nahe der Kammer angebracht ist und bei einem Laserpuls ein elektrisches Signal aussendet, ermittelt. Diese Pulse werden ebenso durch ein CFD standardisiert. Die NIM-Signale der vier Anoden und des Lasers werden abschließend mittels einer TDC-Karte² dem Computer zur Auswertung übermittelt. Die anfallenden Daten werden für jedes Event einzeln in eine Listen-Datei geschrieben. Ein Event bezeichnet alle Ereignisse, die in einem frei zu definierenden Zeitfenster um das Eintreffen eines Laserpulses liegen. Das Signal der Photodiode dient also als Trigger.

¹ Nuclear Instrumentation Module

² Time-to-Digital-Converter

Zusammenfassend fallen für jedes Elektron zwei Informationen an, nämlich auf welchem MCP-Detektor es gemessen wurde und welche Energie es hatte. Die kinetische Energie E_{kin} ergibt sich aus der Kenntnis der Länge der Driftstrecke s_{Drift} und der Zeitdifferenz – auch Time of Flight bzw. ToF genannt – zwischen Laserpuls und Auftreffen auf der MCP bzw. Anode $t_{MCP} - t_{Laser}$, siehe dazu Gleichung (3.1). Die im Mott-Detektor liegende ca. 20 cm lange Strecke, auf der das Elektron sich mit 18 keV bewegt, ist vernachlässigbar klein für die ToF, da die entsprechende Flugzeit im Vergleich zur Flugzeit auf der Driftstrecke ca. 4.000 mal kleiner ist.

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m_e \cdot \left(\frac{s_{Drift}}{t_{MCP} - t_{Laser}} \right)^2 \quad (3.1)$$

Insgesamt können also die Differenzen der Zählraten der MCP-Detektoren und damit der Spin abhängig von der kinetischen Energie der Elektronen gemessen werden.

3.5 Verwendetes Edelgas

In den Messungen wurde Xenon verwendet. Im Folgenden werden seine relevanten Eigenschaften zusammengefasst.

3.5.1 Xenon

Xenon ist ein Edelgas mit der Ordnungszahl 54 und kommt zu etwa gleichen Teilen als ^{129}Xe , ^{131}Xe und ^{132}Xe vor. Seine Elektronenkonfiguration ist $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6$. Es werden 12,13 eV zum Ionisieren benötigt und die Zustände $j = \frac{1}{2}$ und $j = \frac{3}{2}$ sind um 1,31 eV aufgespalten [NIST14]. In Abbildung 3.10 ist die intensitätsabhängige Ionisationsrate von Xenon aufgetragen. Bei ca. $1,5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ wird die Steigung sprunghaft kleiner. Hier liegt die Sättigungsintensität, bei der die Ionisationswahrscheinlichkeit für ein Xenon-Atom bei 100% liegt. Somit werden alle Atome im Fokus ionisiert. Wird die Intensität weiter erhöht, so werden auch in den Randbezirken des Fokusvolumens Atome ionisiert. Die Rate erhöht sich nur noch durch Vergrößerung des Ionisationsvolumens.

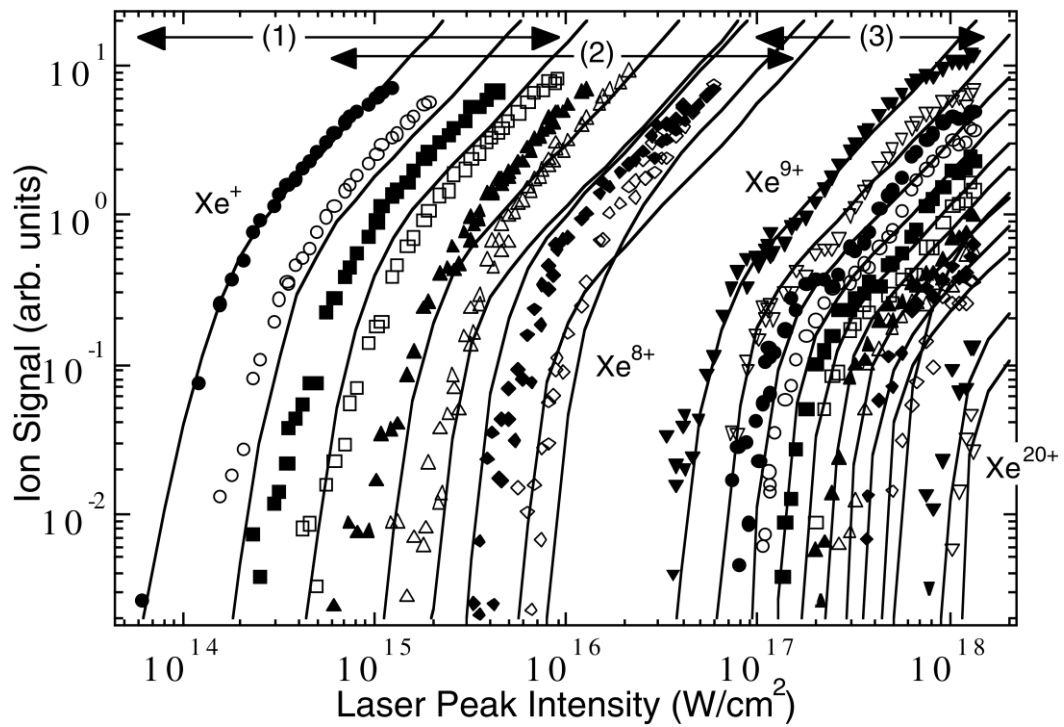


Abbildung 3.10: Ionisationsrate aufgetragen über die Laserintensität (Laser mit $\lambda = 800nm$, $\tau = 20fs$). Die Kurve ganz links steht für einfach ionisiertes Xenon. Bei ca. $1,5 \cdot 10^{14} W/cm^2$ liegt die Sättigungsintensität, bei der die Ionisationswahrscheinlichkeit 100% erreicht. [Yam04]

4 Vorbereitende Tests und Messungen

Da der Mott-Detektor zum ersten Mal und ungetestet in Betrieb genommen wurde, werden im folgenden Kapitel einige grundlegende Überprüfungen der Eigenschaften des Detektors vorgestellt, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit stattfanden. Außerdem wird erläutert, wie die Gasdüse möglichst zentral oberhalb des Laserfokus platziert wurde.

4.1 Erster Test des Detektors mit einer Elektronenkanone

Für erste Testmessungen wurde eine Elektronenkanone verwendet, die aus einem Oszilloskop ausgebaut wurde. Eine Elektronenkanone emittiert in eine über Ablenkcondensatoren definierbare Richtung einen Elektronenstrahl mit einer kinetischen Energie im Bereich von keV. Es handelt sich um eine leicht handhabbare Quelle für unpolarisierte Elektronen. Daher eignet sie sich besser als die eigentliche Experimentanordnung, um in einem ersten Schritt die grundlegenden Funktionen des Mott-Detektors zu überprüfen. Die Elektronenkanone wurde an einer Halterung rechts der eigentlichen Ionisationszone angebracht, siehe Abbildung 3.3. Über einen in den Strahlengang der Elektronen fahrbaren Phosphorschirm, der bei Beschuss durch Elektronen an betreffender Stelle leuchtet, konnte die Elektronenkanone exakt auf den Eingang des Detektors gerichtet werden. Wie erwartet stiegen die Raten der MCP-Detektoren sprunghaft an, sobald die Elektronenkanone eingeschaltet wurde.

In einem zweiten Schritt wurde überprüft, ob die Elektronen nicht ausschließlich über leitende Materialien auf Umwegen Signale im Mott-Detektor erzeugten. Dazu wurde die Elektronenkanone in einem gepulsten Betrieb verwendet, wobei der Zeitpunkt jedes Pulses bekannt war. Zwischen dem zeitlichen Startsignal eines Elektronenpulses und dem Signal der MCP-Detektoren lag ein fester Zeitversatz. Der Zeitversatz kommt durch die Flugzeit der Elektronen zustande. Ein kontinuierlicher Zeitversatz hätte auf ein fehlerhaftes Verhalten hingedeutet.

4.2 Charakteristika der MCP-Detektoren

Abbildung 4.1 zeigt einen typischen verstärkten Puls der MCP-Detektoren vor Eintritt in den CFD. Es fallen die ausgeprägten und langanhaltenden Nachschwingungen auf. In Tabelle 4.1 sind die Dunkelraten¹ der MCPs aufgelistet sowohl bei ausgeschalteter Beschleunigungsspannung als auch bei $U_{Beschl.} = 18 \text{ kV}$. Die unterschiedlich hohen Raten erzeugen in den Spektren der Messungen verschieden stark ausgeprägten Untergrund.

Der erste MCP-Detektor ist defekt; weder Dunkelpulse noch auftreffende Elektronen durch eine Elektronenkanone erzeugten Pulse. Trotz mehrmaligen Überprüfens der Unversehrtheit der Einzelteile und der Verkabelung konnten keine Defekte ausgemacht werden. Da aber die erwartete Spinpolarisation in einer Dimension liegt, reicht auch das eindimensionale Messen mithilfe eines Detektor-Paares aus. Der Mott-Detektor wurde entsprechend ausgerichtet.

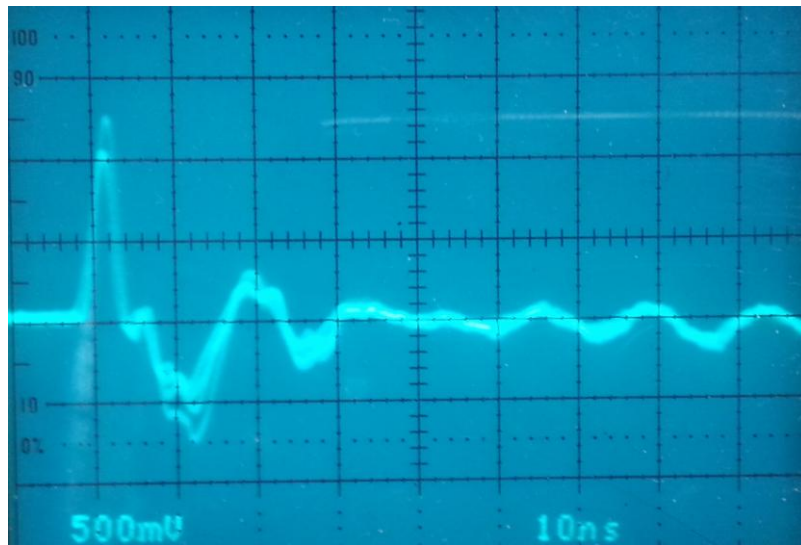


Abbildung 4.1: Fotografie der Pulsform von Dunkelpulsen einer Anode des Mott-Detektors nach Verstärkung; betrachtet über ein Oszilloskop. Nach dem ersten echten Puls, der eine Höhe von ca. 1 V hat, fallen die starken Nachschwingungen auf, die sich auf ca. 120 ns erstrecken.

¹ Zufällig auftretende Signale ohne zeitlichen Zusammenhang, die durch Restgas und aus dem radioaktiven Thorium-Target austretende Elektronen entstehen.

Detektor	Rate [Hz]	Detektor	Rate [Hz]
MCP 1	0	MCP 1	0
MCP 2	150	MCP 2	18
MCP 3	70	MCP 3	10
MCP 4	60	MCP 4	15

Tabelle 4.1: Auflistung der Dunkelraten der MCP-Detektoren.

Links: $U_{Beschl.} = 0 V$, **Rechts:** $U_{Beschl.} = 18 kV$.

Die Beschleunigungsspannung sollte möglichst hoch sein, da die Mott-Streuung mit steigender kinetischer Energie der Elektronen effizienter wird. Wie in Abbildung 4.2 zu sehen, steigt die Dunkelrate der Detektoren ab ca. 18 kV Beschleunigungsspannung exponentiell an. Wahrscheinlich ist die Metalloberfläche des Hochspannungsbereiches uneben. An einer spitzen Stelle kommt es bei hoher anliegender Spannung aufgrund der erhöhten Dichte der Feldlinien zu Spitzenentladungen. Es entsteht eine hohe Zahl an Elektronen, die Signale auf den MCP-Detektoren erzeugen.

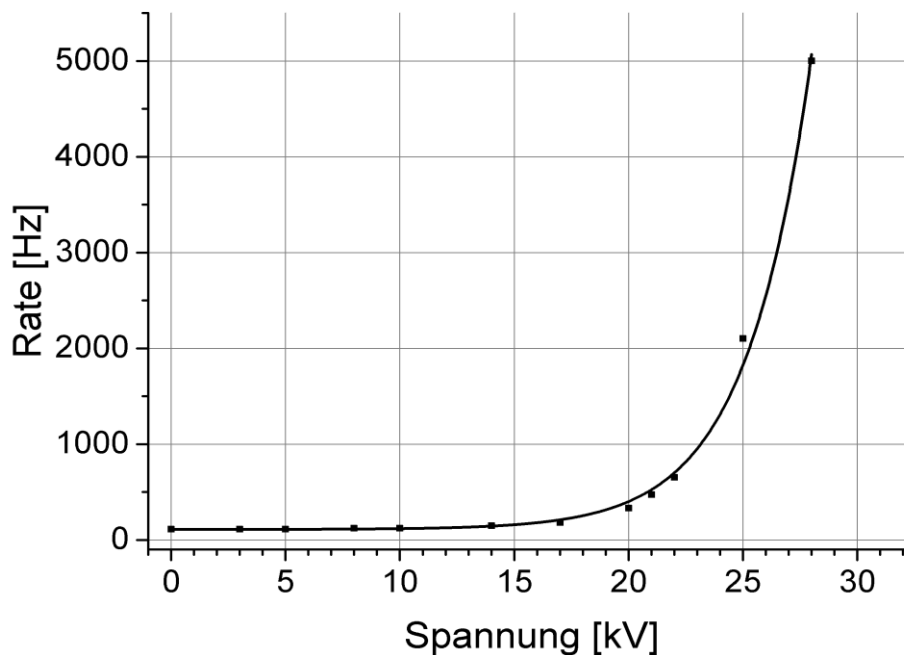


Abbildung 4.2: Anstieg der Dunkelrate der Detektoren durch Erhöhen der Beschleunigungsspannung im Mott-Detektor. Der Anstieg erfolgt exponentiell mit dem hier gezeigten Fit: $Rate = 109 + 0,246 \cdot e^{0,0176 \cdot U_{Beschl.}}$. Diese Zählraten sind mit kleinen Unterschieden auf allen drei funktionierenden Detektoren zu sehen.

Offensichtliche Unebenheiten und Verschmutzungen am Hochspannungsbereich konnten nicht gefunden werden. Auch ein Betrieb bei 28 kV Spannung, um Unebenheiten durch Sputtern zu entfernen, brachte keine Verbesserung. Eine sinnvolle Messung ist bei Dunkelraten von über 1000 Hz nicht möglich. Daher wurde für die Messungen eine Beschleunigungsspannung von 18 kV gewählt.

4.3 Vakuum der Kammer

Einige Bauteile der Kammer können lediglich mit Dichtungsringen aus Gummi und nicht aus besser geeignetem Kupfer abgedichtet werden. Der minimal erreichbare Druck liegt bei $7 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$. MCPs können bei maximal $1 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$ betrieben werden, ohne Schaden zu nehmen. Zum einen kann deshalb nur mit geringem Druck Gas aus der Düse gelassen werden. Zum anderen verbleibt relativ viel Hintergrundgas in der Kammer, welches zu einem kleinen Teil auch vom Laser ionisiert wird und daher die Messung leicht verfälscht.

4.4 Test der Ringelektroden vor den MCP-Detektoren

Um die Wirksamkeit der in Kapitel 3.3 beschriebenen direkt vor den MCPs sitzenden Ringelektroden zu überprüfen, wurden zwei Messungen durchgeführt. Bei ansonsten identischen Parametern (linear polarisiertes Licht) lagen bei der ersten Messung alle Ringelektroden auf Erdpotential, bei der zweiten Messung die Ringelektrode des dritten Detektors auf 400 V. Die restlichen drei Elektroden blieben weiterhin auf Erdpotential. Das Verhältnis der Ereignisse des dritten Detektors zum zweiten sollte sich beim Einschalten der Ringelektrode somit verbessern. Wie in Abbildung 4.3 zu sehen, wurde das Integral der Elektronenpeaks im Flugzeit-Spektrum (60 ns bis 270 ns) verwendet. Das Verhältnis der ersten Messung betrug $0,518 \pm 0,013$; das der zweiten $0,439 \pm 0,017$. Somit wurde die Zählrate durch den Einsatz der Ringelektrode sogar schlechter. Für folgende Messungen bleiben die Elektroden daher geerdet.

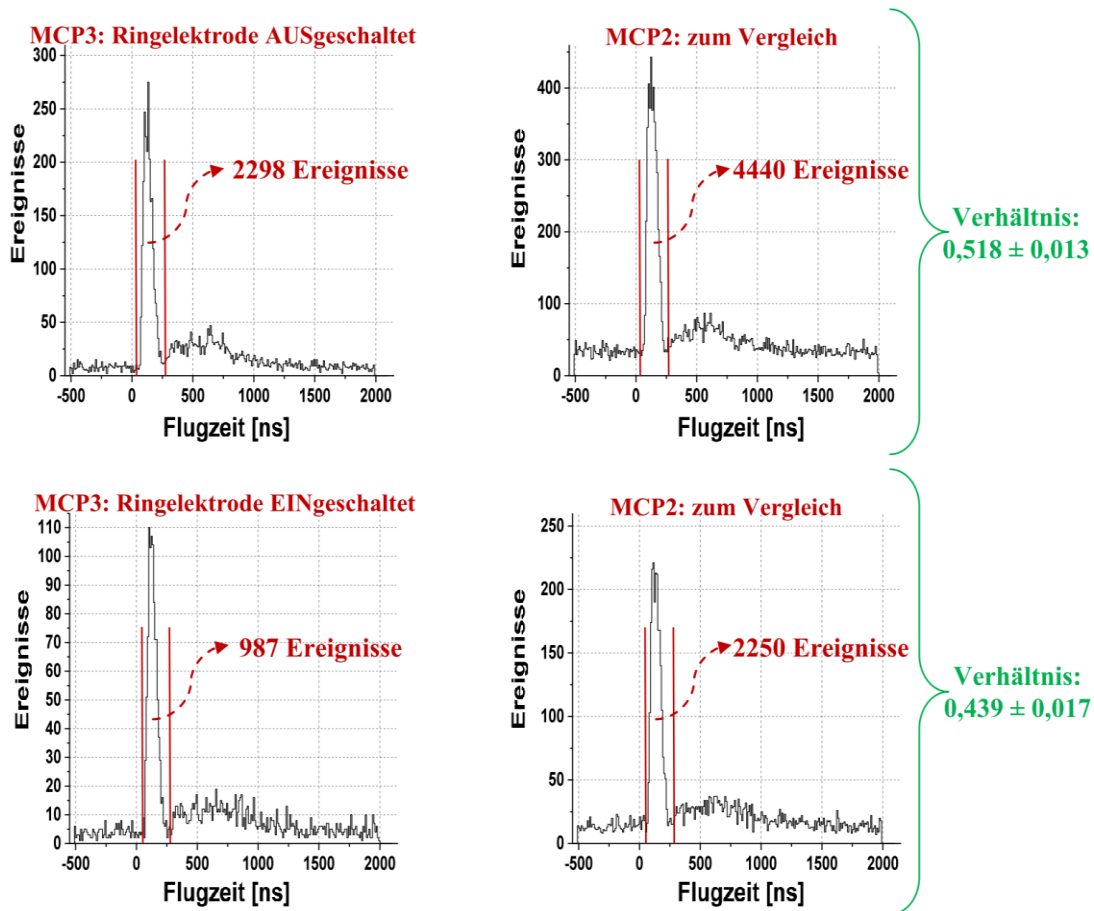


Abbildung 4.3: Zur Überprüfung der Wirksamkeit der Ringelektroden wurden die Verhältnisse der Ereignisse in den Peaks der Flugzeiten verglichen. Dabei wurde die Summe der Ereignisse im Intervall von 60 ns bis 270 ns betrachtet. Es fällt der oben erwähnte höhere Untergrund des zweiten MCP-Detektors auf.

4.5 Messung der Elliptizität des Lasers

Der Laserstrahl ist ursprünglich linear polarisiert. Die für die Messungen notwendige zirkulare Polarisation wird mithilfe einer im Strahlengang positionierten $\lambda/4$ -Platte realisiert. Zur Überprüfung der Elliptizität wird der in Abbildung 4.4 gezeigte Aufbau verwendet. Der linear polarisierte Laser trifft zuerst auf die $\lambda/4$ -Platte, durch die er eine elliptische Polarisation erhält, und danach auf einen Abschwächer, der die Intensität des Lasers um den Faktor 10 absenkt, um den Kristall des darauf folgenden linearen Polarisators nicht zu beschädigen. Der Polarisator lässt nur die Anteile des Lichts passieren, die in einer definierten Ebene linear polarisiert sind, wobei die Orientierung der Ebene über einen Schrittmotor computergesteuert werden kann.

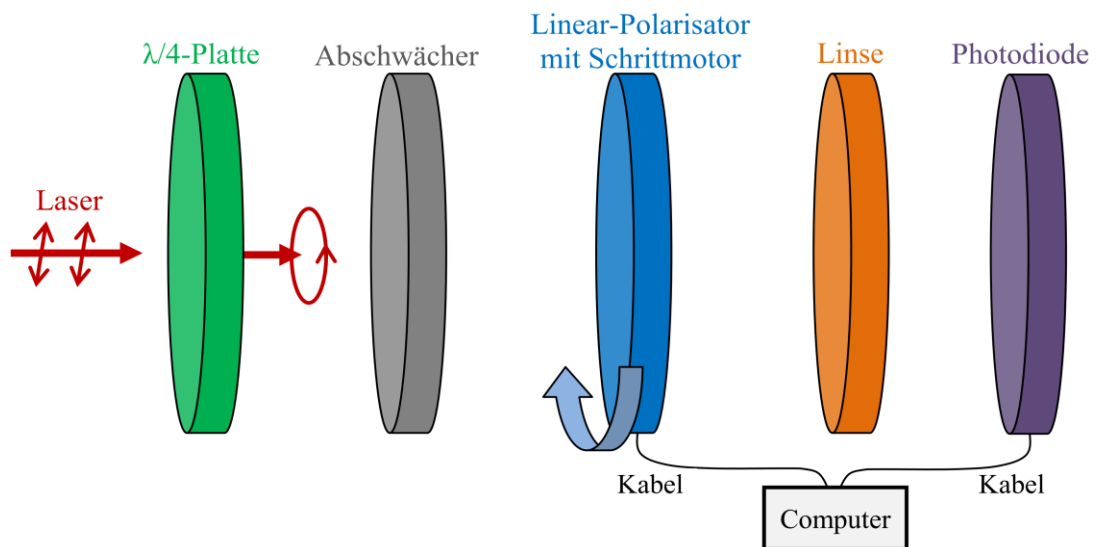


Abbildung 4.4: Schema des Messaufbaus zur Bestimmung der Elliptizität.

Am Ende des Strahlenganges wird mittels einer Photodiode die ankommende Leistung in Abhängigkeit vom eingestellten Winkel des Linear-Polarisators gemessen. Zur Einstellung einer zirkularen Polarisation wurde anfangs ein geschätzter Winkel der $\lambda/4$ -Platte eingestellt. Nachfolgend wurde iterativ der Winkel mit der gleichmäßigsten Leistungsverteilung gesucht. Über die Stellung der $\lambda/4$ -Platte konnte bestimmt werden, ob es sich um links oder rechts polarisiertes Licht handelt. In Abbildung 4.5 sind die besten erreichten Verteilungen für links und rechts zirkular polarisiertes Licht gezeigt.

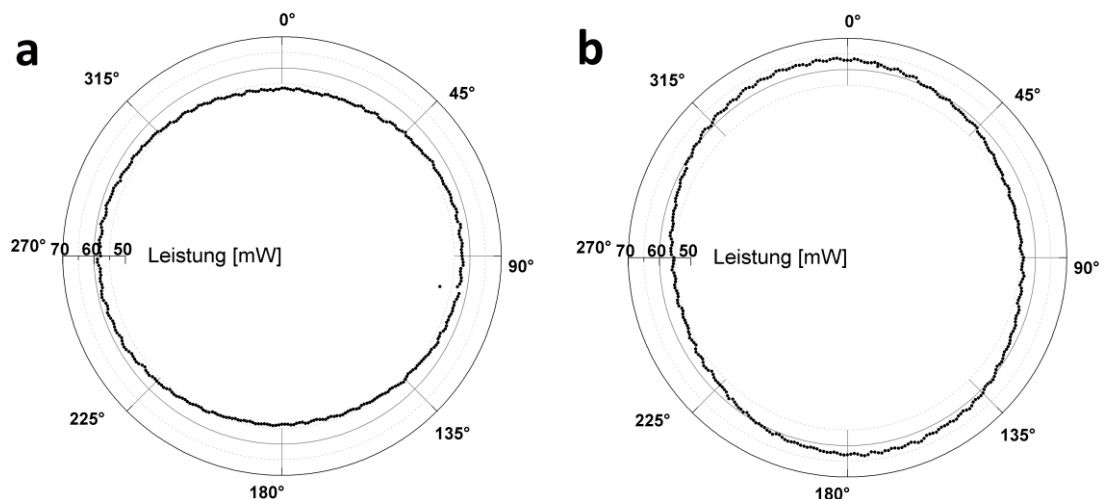


Abbildung 4.5: Polare Darstellung der Leistungsverteilung **a:** links zirkular polarisierter Laser, mit großer Halbachse bei 57 mW und kleiner Halbachse 53 mW **b:** rechts zirkular polarisierter Laser mit großer Halbachse bei 63 mW und kleiner Halbachse 55 mW .

4.6 Positionierung der Gasdüse

Um sicherzustellen, dass ausschließlich Atome, die aus der Gasdüse austreten, ionisiert werden, ist eine exakte Positionierung der Gasdüse direkt oberhalb des Laserfokus entscheidend. Diesen Zustand herzustellen ist diffizil, da zum einen der Fokus extrem klein ist (ca. $25 \times 25 \times 640 \mu\text{m}$). Zum anderen verdampft die Gasdüse, sobald sie in den Strahlengang gebracht und damit von dem intensiven Laser getroffen wird, an dieser Stelle und bekommt so Löcher.

Die Gasdüse wurde durch drei immer feinere Schritte justiert. Vorher wurde durch zentral positionierte Irisblenden vor dem Lasereintritt in die Kammer und nach dem Laseraustritt aus der Kammer sichergestellt, dass der Laserstrahl zentral und waagrecht durch die Kammer läuft. Außerdem wurde die Fokussierlinse ihrer Brennweite entsprechend vom Zentrum der Kammer entfernt positioniert.

Im ersten Schritt wurde die Gasdüse über Augenmaß in das Zentrum der Kammer gebracht. Im zweiten Schritt erzeugte der Laser am Ort des Fokus durch Ionisieren der Luft ein sichtbares Plasma in der belüfteten Kammer, wobei die Düse wiederum möglichst zentral oberhalb des Plasmas positioniert wurde. Im dritten Schritt wurde der Laserstrahl um den Faktor 10^3 abgeschwächt, die Linse auf einem linearen Verfahrtschienen montiert und eine weiße Karte in den Strahlengang nach Kammeraustritt angebracht. Durch die Abschwächung konnte die Düse in den Strahlengang des Lasers gebracht werden, ohne dabei Schaden zu nehmen. Auf der Karte erschien daraufhin der Schatten der Düse im ca. 9 mm durchmessenden Abbild des Lasers, siehe Abbildung 4.6. Wurde die Linse auf dem Verfahrtschienen bewegt, so änderte sich die Position der Düse im Vergleich zum Fokuspunkt des Lasers und damit auch der Schatten auf der Karte. Befand sich die Gasdüse im Strahlengang vor dem Fokuspunkt des Lasers, so erschien der Schatten unten auf der Karte, siehe dazu die Fotografie in Abbildung 4.6c bzw. das Schema in Abbildung 4.7a. War die Düse auf der anderen Seite hinter dem Fokuspunkt des Lasers, so konnte ein Schatten oben auf der Karte gesehen werden, siehe Abbildung 4.6b und Abbildung 4.7b.

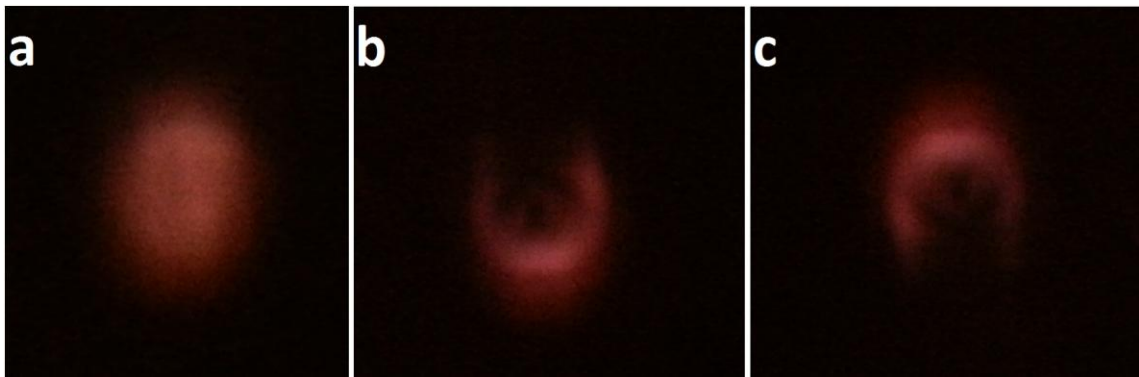


Abbildung 4.6: Fotos des Laserpulses **a)** ohne Düse im Strahlengang, **b)** mit Düse im Strahlengang nach dem Fokus, **c)** mit Düse im Strahlengang vor dem Fokus.

An der Position des Wechsels des Schattens von oben nach unten wurde eine zentrale fokusnahe Position der Düse in Strahlrichtung angenommen und auch eingestellt. In den beiden anderen Dimensionen (links/rechts und oben/unten) wurde die Gasdüse auf das Zentrum des Laserabbildes eingestellt.

In einem vierten Schritt zur Verbesserung der Düsenposition wurde versucht die Detektionsrate der MCP-Detektoren zu maximieren, indem die Position der Gasdüse leicht variiert wurde. Die ursprüngliche Position erzeugte jedoch die höchsten Raten.

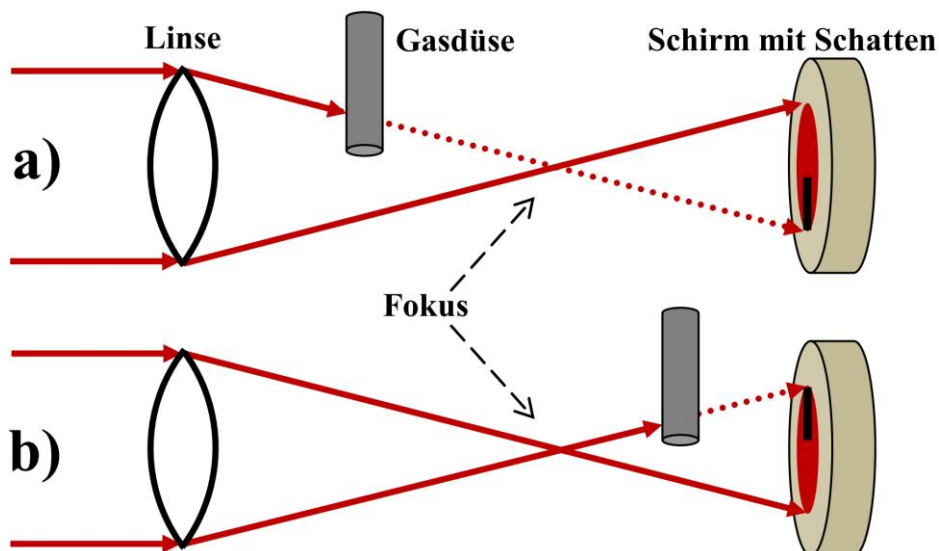


Abbildung 4.7: Schema des Entstehens des Schattens der Gasdüse auf einem Schirm nach Kameraaustritt des Lasers. **a)** Die Gasdüse vor dem Brennpunkt erzeugt einen von unten kommenden Schatten. **b)** Nach dem Brennpunkt wird ein von oben kommender Schatten erzeugt.

*"Achtung! Jetzt gibt es nur zwei Möglichkeiten:
Entweder es funktioniert oder es funktioniert nicht."*

Lukas in "Jim Knopf und Lukas, der Lokomotivführer"

5 Ergebnisse

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Messungen mit zirkular polarisiertem Licht vorgestellt und auf Spinpolarisation hin analysiert. Für die abschließenden Messungen wurde Xenon verwendet. Es sollte nämlich die höchste Spinpolarisation der zur Verfügung stehenden Edelgase aufweisen aufgrund des geringen Ionisationspotentials bei gleichzeitig großer Aufspaltung der Zustände $j = 1/2$ und $j = 3/2$, siehe 2.5.2.

Für die erste Messung bei zirkular polarisiertem Laser wurde eine Leistungsdichte von $6 \pm 2 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ eingestellt. Dies entspricht einem maximalen elektrischen Feld von $0,09 \pm 0,03 \text{ a. u.}$. Der Wert der Intensität wurde aus den gemessenen Strahlparametern bestimmt. Diese sind die Wellenlänge, die Pulsdauer, die Repititionsrate, die eingestellte Leistung, der Strahlradius sowie die Brennweite der fokussierenden Linse. Der Fehler der Intensitätsangabe entsteht durch Unsicherheiten der gemessenen Parameter, vor allem der Strahlradius ist nur aufwendig bestimmbar.

In Abbildung 5.1a ist das Flugzeitspektrum von MCP 2 bei der ersten Messung zu sehen. Der Nullpunkt der Flugzeit wurde aus dem Versatz der Längen der Kabel der Laserdiode bzw. der Detektorkabel bestimmt. Der Unterschied liegt bei 80 cm, was ca. 4 ns entspricht. Wird also ein Signal der Detektoren 50 ns nach dem Signal der Photodiode registriert, so entspricht dies einer tatsächlichen Flugzeit von 46 ns. Wie in 3.4 bereits erklärt, kann von der Flugzeit über Formel (3.1) auf die kinetische Energie der Elektronen geschlossen werden. Die aus der Flugzeit von Abbildung 5.1a berechnete kinetische Energie der Elektronen ist in Abbildung 5.1b zu sehen.

Die in Abbildung 5.1b zu sehenden Peaks auf der Energieverteilung mit ca. 1 eV Abstand (und entsprechend in der Flugzeit mit ca. 13 ns Abstand) sind physikalisch nicht interessant. Sie rühren von nicht eliminierbaren elektrischen Störsignalen der Pockels-Zelle her; dies

wird deutlich beim Betrachten der Flugzeitspektren für verschiedene Intensitäten.¹ Die Peaks liegen immer an gleicher Stelle, haben also einen festen Zeitversatz zum Lasersignal, das wiederum an das Signal der Pockels-Zelle gekoppelt ist.

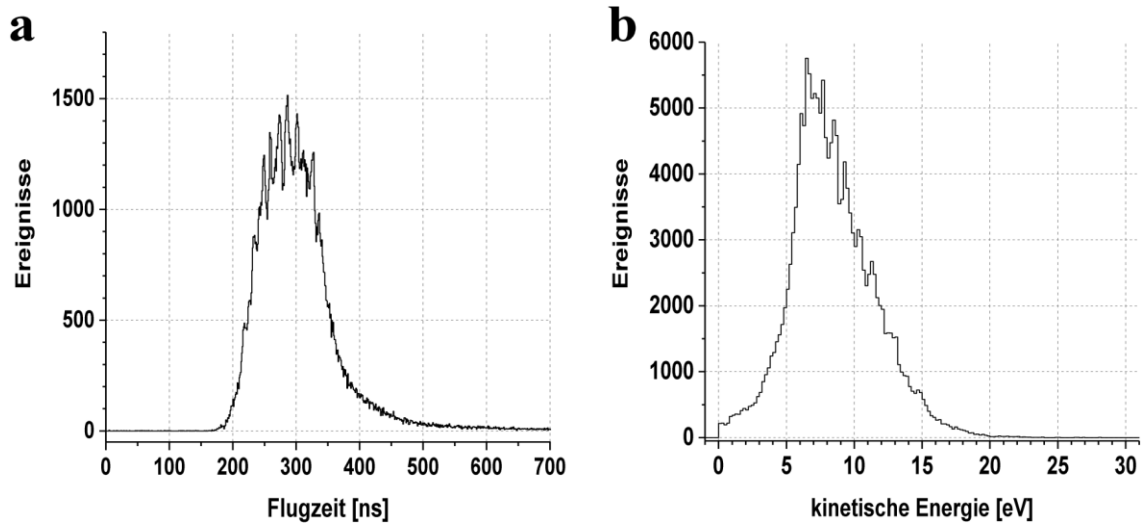


Abbildung 5.1: **a:** Flugzeitspektrum der auf dem MCP 2 detektierten Elektronen (aus Xenon ionisiert) bei links zirkular polarisiertem Licht ($\lambda = 800 \text{ nm}$) mit einer Intensität von $6 \pm 2 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$. **b:** kinetische Energie berechnet aus der Flugzeit.

Der Schwerpunkt der Energie-Verteilung gibt direkt die ponderomotive Energie (siehe Formel (2.41)) wider [Stau05]. Um den Schwerpunkt zu bestimmen, wurde die Verteilung in Abbildung 5.1a mit einer Gauss-Funktion angepasst und deren Mittelpunkt bestimmt. Er liegt hier bei 8,0 eV. Wird dieser Wert als ponderomotive Energie angenommen und in Gleichung (5.1) eingesetzt, so ergibt sich daraus eine Intensität von $1,34 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

$$I_{max} \left[10^{14} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \right] = 2.2776 \cdot p^2 [\text{a.u.}] \quad , \quad E [\text{a.u.}] = \frac{p^2 [\text{a.u.}]}{2} \quad (5.1)$$

Die so gemessene Intensität liegt weit unterhalb der über die Fokussierlinse und Leistung des Lasers eingestellten Intensität der Messung von $6 \pm 2 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Dies ist physikalisch sinnvoll, wenn beachtet wird, dass die Sättigungsintensität von Xenon bei ca. $1,5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ liegt. Wie in Kapitel 3.5 bereits erklärt, liegt die Wahrscheinlichkeit der Ionisation eines Xenon-Atoms bei der Sättigungsintensität bereits bei 100%. Eine weitere Erhöhung der Intensität, wie in dieser Messung geschehen, führt nicht zu einer Erhöhung

¹ Siehe dazu Abbildung 5.3a. Dort sind die kinetischen Energien, die direkt aus der Flugzeit berechnet werden, für zwei leicht unterschiedliche Intensitäten aufgetragen. Die Peaks liegen auf gleichem Abszissen-Wert.

der durchschnittlichen kinetischen Energie der Elektronen. Die Ionisation erfolgt nämlich bereits bevor das maximale elektrische Feld des Pulses aufgebaut wurde. Daher nimmt das daraus entstandene Elektron auch nicht die volle Energie auf.

Durch die hohe eingestellte Intensität der Messung wurden der Bereich der Ionisation und damit auch die Detektionsrate stark erhöht. Dies war dringend erforderlich. Bei Messungen unterhalb der Sättigungsintensität war die Rate sehr gering (unterhalb von 1°Hz , bzw. innerhalb der Varianz der Dunkelrate). Der Grund für die geringe Rate konnte nicht gefunden werden; gerade der Unterschied zu einer abschätzenden theoretischen Berechnung der Rate, die ca. 10^3 Hz ergab, ist sehr verwunderlich. Um bei einer Rate von 1°Hz eine statistisch sinnvolle Menge an Ereignissen zu sammeln, müsste sowohl für links als auch für rechts polarisiertes Licht weit länger als 24 Stunden gemessen werden. Über diese Zeitspanne konnten jedoch die restlichen Parameter des Lasers und der Düsendruck nicht konstant gehalten werden, weshalb eine zielführende Messung unmöglich gewesen wäre. Auf der anderen Seite birgt die hoch eingestellte Intensität der Messung das Risiko, dass durch die nun vorherrschende Over-Barrier-Ionisation nicht vorhergesehene Effekte eine Rolle spielen. In Kapitel 6 werden Möglichkeiten vorgestellt, die Rate zu erhöhen ohne eine hohe Intensität verwenden zu müssen. Diese Umbauten konnten im zeitlichen Rahmen der Arbeit jedoch nicht mehr realisiert werden.

Wie in Kapitel 2.3 beschrieben, werden Spinpolarisationen ungleich Null in einem Mott-Detektor durch Asymmetrien im Streuverhalten der Elektronen sichtbar. In einem ersten Schritt werden nun die Asymmetrien bei jedem Detektor einzeln für links und rechts polarisiertes Licht untersucht.

$$\text{Differenz}_{MCP2}(E) = \frac{M2R(E) - M2L(E) \cdot \left(\frac{NM}{2L}\right)}{M2R(E) + M2L(E) \cdot \left(\frac{NM}{2L}\right)} \quad (5.2)$$

$$\text{Differenz}_{MCP3}(E) = \frac{M3R(E) - M3L(E) \cdot \left(\frac{NM}{2L}\right)}{M3R(E) + M3L(E) \cdot \left(\frac{NM}{2L}\right)} \quad (5.3)$$

$$\text{Differenz}_{MCP4}(E) = \frac{M4R(E) - M4L(E) \cdot \left(\frac{NM}{2L}\right)}{M4R(E) + M4L(E) \cdot \left(\frac{NM}{2L}\right)} \quad (5.4)$$

Abkürzung	Erläuterung
M2L, M3L, M4L	Ereignisse pro Energieintervall bei links zirkular polarisiertem Licht bei den MCPs 2, 3 und 4
M2R, M3R, M4R	Ereignisse pro Energieintervall bei rechts zirkular polarisiertem Licht bei den MCPs 2, 3 und 4
NM2L, NM2R	Über den gesamten Energiebereich integrierte Ereignisse der MCP 2 bei links („L“) und rechts („R“) zirkular polarisiertem Licht

Tabelle 5.1: Erläuterungen der in Gleichungen (5.2), (5.3) und (5.4) verwendeten Abkürzungen

Die energieabhängigen Differenzen für MCP2, MCP3 sowie MCP4 werden in den Gleichungen (5.2), (5.3) und (5.4) definiert; die Abkürzungen werden in Tabelle 5.1 erläutert. Es handelt sich um normierte Differenzen zwischen den energieabhängigen Ereignissen für rechts und links zirkular polarisiertes Laserlicht. Die „linken“ Ereignisse werden mit dem Verhältnis der über die Energie integrierten Ereignisse der MCP2 (links und rechts polarisiert) multipliziert, um unterschiedlich hohe Raten und Messdauern zwischen den beiden Lasereinstellungen auszugleichen. Für das Verhältnis wurde der zweite Detektor genutzt, da dieser unabhängig von einer möglichen Spinpolarisation ist und somit einen vom zu beobachtenden Effekt unabhängigen Vergleich zwischen den Lasereinstellungen darstellt.

In der schematischen Aufsicht auf den Mott-Detektor in Abbildung 5.2b wird verdeutlicht, warum die Rate von Detektor 2 unabhängig von der Spinausrichtung ist. Die Elektronen dringen durch die Blattebene in den Mott-Detektor und werden dann entweder nach links oder oben/unten in die MCP-Detektoren gestreut. Bei einer Streuung nach links steht der Drehimpulsvektor senkrecht zur erwarteten Spinausrichtung, weshalb deren Skalarprodukt in der Spin-Bahn-Kopplung Null ergibt. Dem entgegengesetzt stehen Spin und Drehimpuls parallel bzw. antiparallel bei einer Streuung auf die Detektoren 3 und 4, weshalb die durch die Spin-Bahn-Kopplung entstehenden Asymmetrien zu beobachten sind.

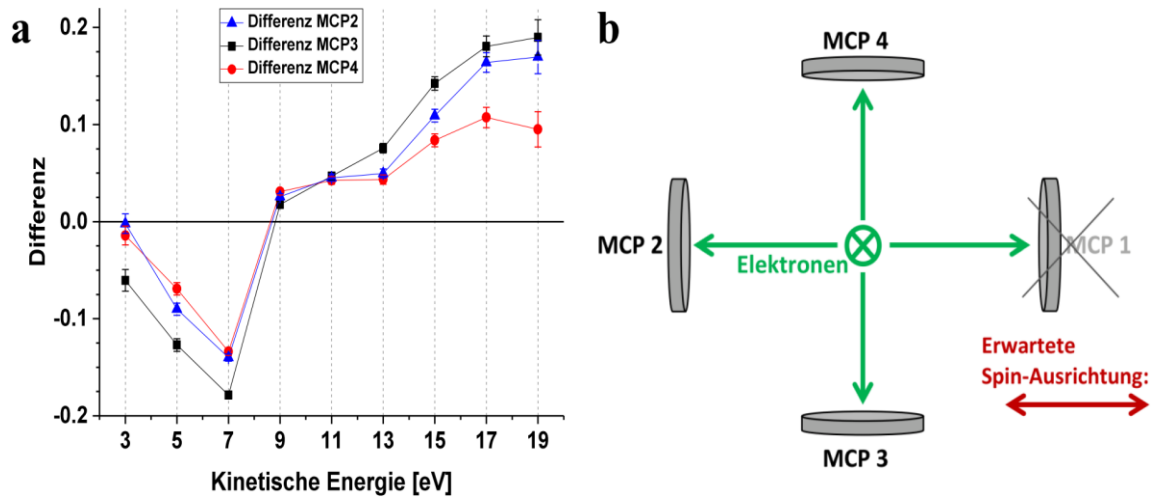


Abbildung 5.2: **a:** Grafische Darstellung der in Gleichungen (5.2) - (5.4) definierten Differenzen. Die Differenz der MCP 2 sollte energieunabhängig nahe Null liegen. Dies ist nicht der Fall aufgrund von Intensitätsunterschieden zwischen den Messungen mit links bzw. rechts zirkularem Licht; Es wurde Xenon mit zirkular polarisiertem Licht ($\lambda = 800 \text{ nm}$) bei einer Intensität von $6 \pm 2 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ionisiert. **b:** 2D-Projektion in Flugrichtung der Elektronen des Mott-Detektors. MCP 1 ist defekt. MCP 2 kann als spin-unabhängiger Abgleich verwendet werden.

In Abbildung 5.2a sind die Differenzen grafisch dargestellt; die Energiespektren wurden dafür in 2eV-Schritten integriert, um genügend Statistik pro Datenpunkt zu erhalten. Z.B. steht der in Abbildung 5.2a dargestellte Datenpunkt bei 11 eV für die integrierten Ereignisse von 10 eV bis 12 eV. Wie oben beschrieben, sollte es keinen energieabhängigen Unterschied der Zählraten zwischen links und rechts polarisiertem Licht für den Detektor 2 geben. Dies ist jedoch der Fall. Begründet werden kann dies durch leicht unterschiedliche Elliptizitäten (siehe Abbildung 4.5), die zu leicht unterschiedlich hohen Intensitäten und damit Zählraten führen. Da dies in gleichem Maße auch die MCPs 3 und 4 betrifft, handelt es sich um eine Störung der Messung, da Asymmetrien nun sowohl durch die erwünschten Spinausrichtungen als auch durch unerwünschte Intensitätsunterschiede hervorgerufen werden. Um den Unterschied in der Elliptizität auszugleichen, wurden die Energieverteilungen der MCP 2 für links und rechts polarisiertes Licht angeglichen.

Wie in Abbildung 5.3a zu sehen, unterscheiden sich die Schwerpunkte der Energieverteilungen der MCP 2. Die Energiewerte der Messung mit links polarisiertem Licht wurden um den Faktor 1,057 gestreckt, sodass beide Verteilungen den gleichen Schwerpunkt besitzen, siehe Abbildung 5.3b. Entsprechend wurden auch die Energieverteilungen der MCPs 3 und 4 für links polarisiertes Licht um den Faktor 1,057 gestreckt.

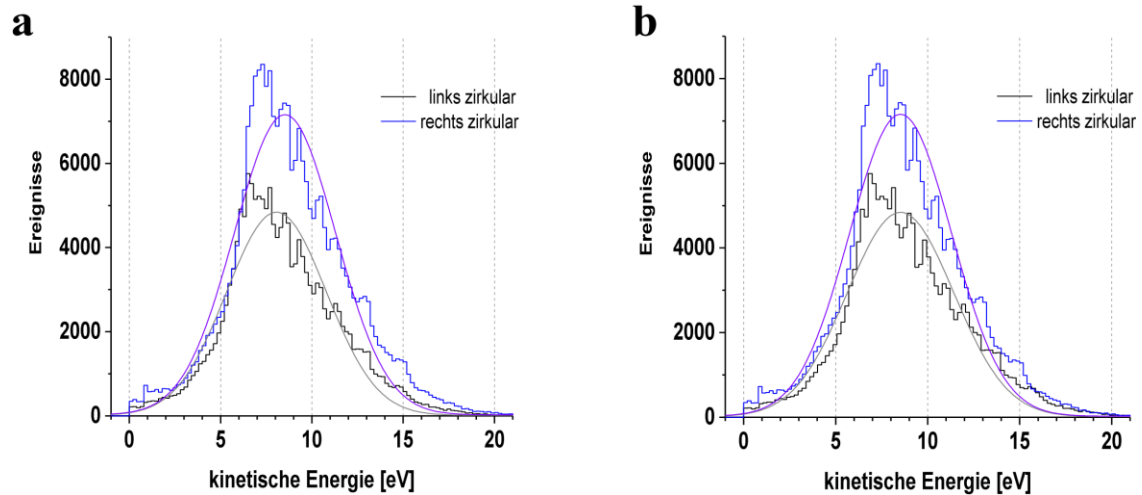


Abbildung 5.3: **a:** Energieverteilung der Elektronen in MCP 2 für links und rechts polarisiertes Licht mit angepassten Gauss-Funktionen; deren Mittelwerte liegen bei 8,0 eV (links) und 8,5 eV (rechts); Es wurde Xenon mit zirkular polarisiertem Licht ($\lambda = 800 \text{ nm}$) bei einer Intensität von $6 \pm 2 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ionisiert. **b:** Analog zu a), wobei die Energieskala für die Messung mit links polarisiertem Licht um den Faktor 1,057 gestreckt wurde. So liegen beide Mittelwerte bei 8,5 eV.

Mit den korrigierten Daten wurden wiederum die in Gleichungen (5.2) - (5.4) definierten Differenzen gebildet, siehe Abbildung 5.4. Noch immer ist eine Energieabhängigkeit in der Differenz des Detektors 2 zu erkennen. Dies liegt z.B. an den durch die Pockels-Zelle entstandenen aufliegenden kleinen Peaks. Allerdings konnten durch die Streckung der Energieskala die Differenzen in der MCP 2 ca. um den Faktor 4 abgeschwächt werden. In Abbildung 5.4 ist ein erstes Indiz auf eine existierende Spinpolarisation zu sehen. Bei den Kurven der MCPs 3 und 4 fällt auf, dass bei rechts zirkular polarisiertem Licht und niedrigen kinetischen Energien unterhalb von 10 eV verhältnismäßig mehr Elektronen auf der MCP 4 als auf der MCP 3 detektiert werden. Zu hohen Energien dreht sich das Verhältnis.

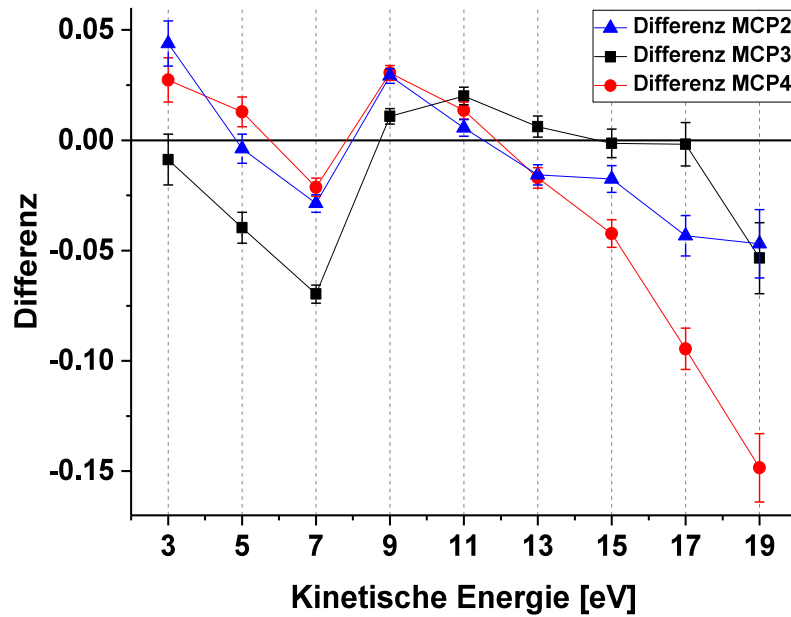


Abbildung 5.4: Grafische Darstellung der in Gleichungen (5.2) - (5.4) definierten Differenzen erstellt mit den in der Energieskala korrigierten Daten; Es wurde Xenon mit zirkular polarisiertem Licht ($\lambda = 800 \text{ nm}$) bei einer Intensität von $6 \pm 2 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ionisiert.

Nach der gerade erfolgten Energieeichung wird nun zur genauen Analyse die tatsächliche Polarisation aus Formel (2.33) berechnet. Diese lautet mit den in Tabelle 5.1 genannten Abkürzungen für die Kombination MCP 3 und MCP 4 bei links zirkular polarisiertem Licht:

$$P_{3-4} \cdot S_{eff} = A = \frac{M_{3L} - M_{4L}}{M_{3L} + M_{4L}} \quad (5.5)$$

Die Asymmetrie A setzt sich zusammen aus der durch Spinpolarisation hervorgerufenen Asymmetrie und einer instrumentellen Asymmetrie. Diese entsteht beispielsweise durch unterschiedlich hohe Nachweiseffizienzen der MCPs oder leicht unterschiedlich hohe Raumwinkel, die von den MCPs abgedeckt werden. Daher muss das Verhältnis der Ereignisse über Gleichung (5.6) beschrieben werden, wobei δ für die instrumentelle Asymmetrie steht. Für rechts zirkular polarisiertes Licht gilt folglich Gleichung (5.7).

$$\frac{M_{3L}}{M_{4L}} = \left(\frac{1 + P_{3-4} \cdot S_{eff}}{1 - P_{3-4} \cdot S_{eff}} \right) \cdot \delta \quad (5.6)$$

$$\frac{M_{3R}}{M_{4R}} = \left(\frac{1 - P_{3-4} \cdot S_{eff}}{1 + P_{3-4} \cdot S_{eff}} \right) \cdot \delta \quad (5.7)$$

Werden die beiden Gleichungen (5.6) und (5.7) nach δ umgestellt und gleichgesetzt, so wird damit die instrumentelle Asymmetrie eliminiert.¹ Wird außerdem nach $P_{3-4} \cdot S_{eff}$ umgestellt, so ergibt sich Gleichung (5.8). Für die beiden anderen Kombination der Detektoren, also MCP2-MCP3 und MCP2-MCP4 ergeben sich die Formeln analog.

$$P_{3-4} \cdot S_{eff} = \frac{X-1}{X+1} \quad \text{mit} \quad X = \frac{M_{3L} \cdot M_{4R}}{M_{3R} \cdot M_{4L}} \quad (5.8)$$

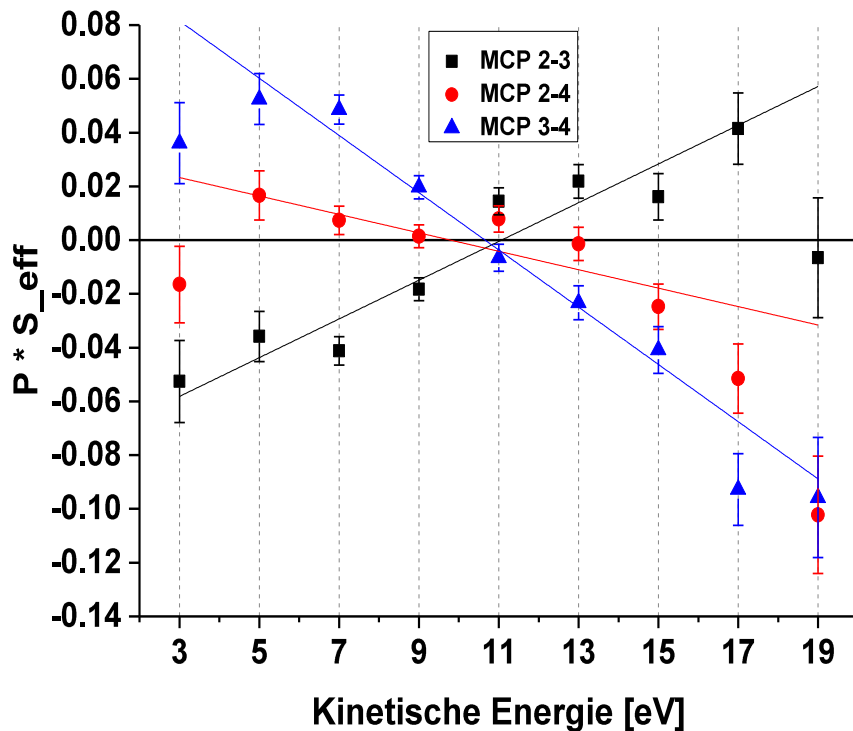


Abbildung 5.5: $P \cdot S_{eff}$ in Abhängigkeit von der kinetischen Energie nach Gleichung (5.8) für alle drei Kombinationen der Detektoren. Auch hier wurden die Ereignisse in Abständen von 2 eV integriert und im Graphen jeweils als ein Datenpunkt dargestellt; Es wurde Xenon mit zirkular polarisiertem Licht ($\lambda = 800 \text{ nm}$) bei einer Intensität von $6 \pm 2 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ionisiert.

Abbildung 5.5 zeigt die aus Gleichung (5.8) berechnete Polarisation (multipliziert mit der Sherman-Funktion) in Abhängigkeit von der kinetischen Energie für alle drei Kombinationen der drei funktionierenden Detektoren. Mit Blick auf Abbildung 5.2b sollte die gemessene Asymmetrie der Detektoren MCP3-4 (blaue Datenpunkte in Abbildung 5.5)

¹ Nicht nur mathematisch, sondern auch physikalisch ist es sinnvoll, dass bei vergleichenden Messungen mit links und rechts polarisiertem Licht die instrumentell entstehenden Asymmetrien herausfallen, da jeder Detektor sowohl einmal bevorzugt als auch einmal benachteiligt mit gestreuten spinpolarisierten Elektronen beschossen wurde.

den vollen Wert der Spinpolarisation des Elektronenstrahls wiedergeben; Die Zählraten beider Detektoren werden durch eine waagerechte Spinpolarisation beeinflusst. Dahingegen sollten die errechneten Polarisierungen für MCP2-3 (schwarze Datenpunkte) und für MCP2-4 (rote Datenpunkte) lediglich den halben Kontrast zeigen, denn die Zählraten des zweiten Detektors bleiben unbeeinflusst von einer waagerechten Spinpolarisation. Die Werte der Kombination MCP2-3 sollten zusätzlich ein umgekehrtes Vorzeichen zu denen der beiden anderen Kombinationen aufweisen, da hier die Asymmetrie in entgegengesetzter Richtung betrachtet wird.¹

Die erwarteten Verläufe sind in Abbildung 5.5 gut zu erkennen. Die Steigung der linear an die Datenpunkte von $P_{3-4} \cdot S_{eff}$ angepassten Kurve liegt bei $-0,0107 \pm 0,0012 \cdot 1/eV$. Die Steigungen der Kurven für die Kombination MCP2-3 liegen bei $+0,0072 \pm 0,0014 \cdot 1/eV$ und für MCP2-4 bei $-0,0034 \pm 0,0015 \cdot 1/eV$. Die Steigungen der Kombinationen mit der MCP2 weisen nicht genau den halben Wert der Kombination mit vollem Kontrast MCP3-4 auf. Dies kann an einem nicht exakten experimentellen Aufbau liegen. Steht die Achse der Detektoren MCP 1 und MCP 2 nicht genau parallel zur Ausbreitungsachse des Lasers, so wird auch die entstehende Spinpolarisation nicht parallel liegen, siehe Abbildung 5.2b. Daher weist der Spinvektor einen kleinen parallelen Anteil zur Achse MCP3-4 auf, der über die Spin-Bahn-Kopplung zu unterschiedlichen hohen Messraten auf der MCP 2 für verschiedene zirkulare Polarisierungen sorgt.

Neben der gerade vorgestellten Messung bei einer Leistungsdichte von $6 \pm 2 \cdot 10^{14} W/cm^2$ wurde eine weitere Messung bei einer Intensität von $3 \pm 1 \cdot 10^{14} W/cm^2$ (entspricht einem maximalen elektrischen Feld von $0,06 \pm 0,02 a. u.$) durchgeführt. Auch hier wurden die Mittelwerte der Energiespektren des zweiten Detektors angeglichen durch eine Streckung der Energieskala um den Faktor 1,0475, siehe Abbildung 5.6. Diese Streckung wurde auf die Daten der Detektoren 3 und 4 für links polarisiertes Licht übertragen. Die energieabhängige Polarisation multipliziert mit der Sherman-Funktion ist in Abbildung 5.7 zu sehen. Aufgrund geringer Rate und damit einhergehender geringer Statistik mussten hier bereits 3eV-Schritte verwendet werden. Z.B. steht der Datenpunkt bei 7,5 eV im Diagramm für das Integral über 6 bis 9 eV.

¹ Mit Blick auf **Abbildung 5.2b** wird bei den Kombinationen MCP2-4 und MCP3-4 die Asymmetrie quasi von unten nach oben betrachtet. Bei MCP2-3 wird die Asymmetrie von oben nach unten berechnet.

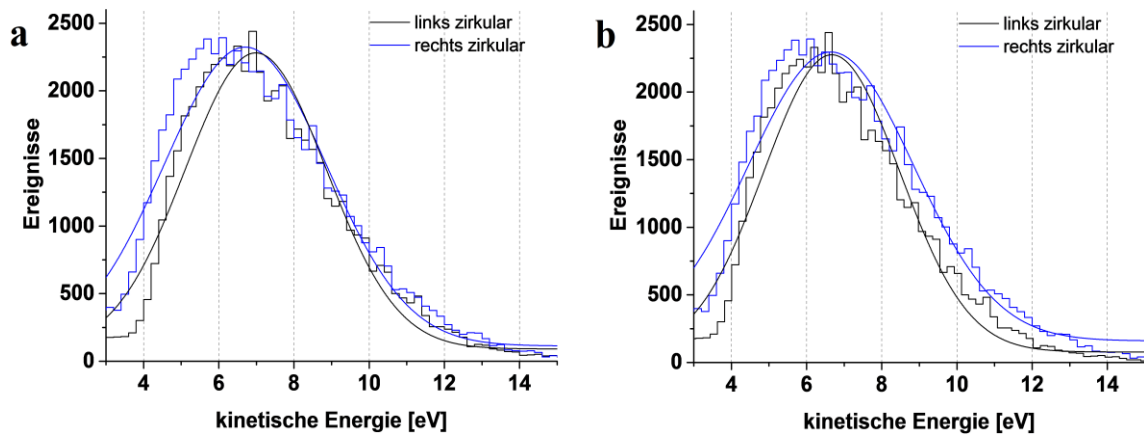


Abbildung 5.6: **a:** Energieverteilung der Elektronen in MCP 2 bei einer Intensität von $3 \pm 1 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ für links und rechts polarisiertes Licht mit angepassten Gauss-Funktionen; deren Mittelwerte liegen bei 7,0 eV (links) und 6,7 eV (rechts); Es wurde Xenon mit zirkular polarisiertem Licht ($\lambda = 800 \text{ nm}$) ionisiert. **b:** Analog zu a), wobei die Energieskala für die Messung mit links polarisiertem Licht um den Faktor 1,057 gestreckt wurde. So liegen beide Mittelwerte bei 6,7 eV.

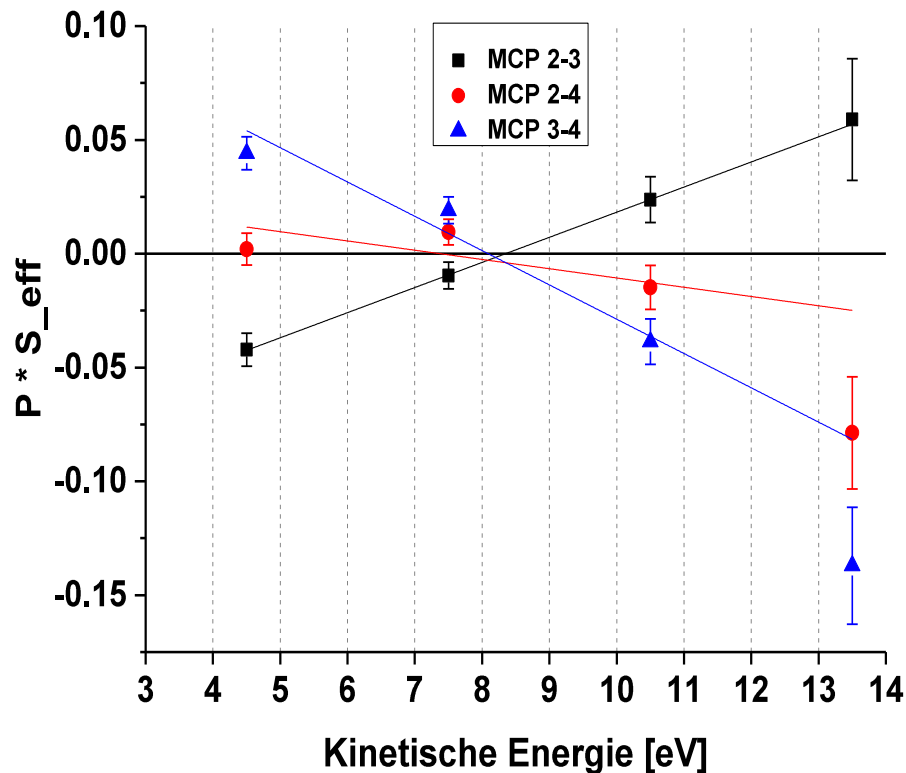


Abbildung 5.7: $P \cdot S_{eff}$ in Abhängigkeit von der kinetischen Energie nach Gleichung (5.8) für alle drei Kombinationen der Detektoren bei einer Intensität von $3 \pm 1 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ und zirkularer Polarisation (Gasart: Xenon). Die Ereignisse wurden in Abständen von 3 eV integriert und im Graphen jeweils als ein Datenpunkt dargestellt.

Wie auch in der vorigen Messung sind die Steigungen der Kurven plausibel. Die Steigung der Kurve $P_{3-4} \cdot S_{eff}$ liegt bei $-0,0151 \pm 0,0039 \cdot 1/eV$. Die Steigungen der Kurven sind für MCP2-3 $+0,011 \pm 0,0001 \cdot 1/eV$ und für MCP2-4 $-0,0041 \pm 0,0038 \cdot 1/eV$, was ca. der Hälfte der Steigung von P_{3-4} entspricht. Die Abweichung kommt wie oben beschrieben wahrscheinlich durch eine nicht parallele Ausrichtung von Laserausbreitungsachse zu Detektorenanlage zustande. Dafür spricht, dass bei beiden vorgestellten Messungen die Steigungen der Kombination MCP2-3 leicht oberhalb und die Steigungen der Kombination MCP2-4 leicht unterhalb der halben Steigungen von MCP3-4 liegen. Der experimentelle Aufbau wurde zwischen den Messungen nicht verändert.

Bei beiden Messungen liegt der Nulldurchgang der Polarisation leicht oberhalb der jeweiligen ponderomotiven Energie; für die Messung bei $6 \pm 2 \cdot 10^{14} W/cm^2$ liegt der Nulldurchgang bei $10,9 \pm 2,0 eV$, für die Messung bei $3 \pm 1 \cdot 10^{14} W/cm^2$ bei $8,2 \pm 4,1 eV$. Dies steht im Widerspruch zur Theorie von [Bar13], die einen Nulldurchgang der Spin-Polarisation bei $2U_p + I_p$ vorhersagt. Im vorliegenden Experiment liegt dieser Wert ca. bei 28 eV.

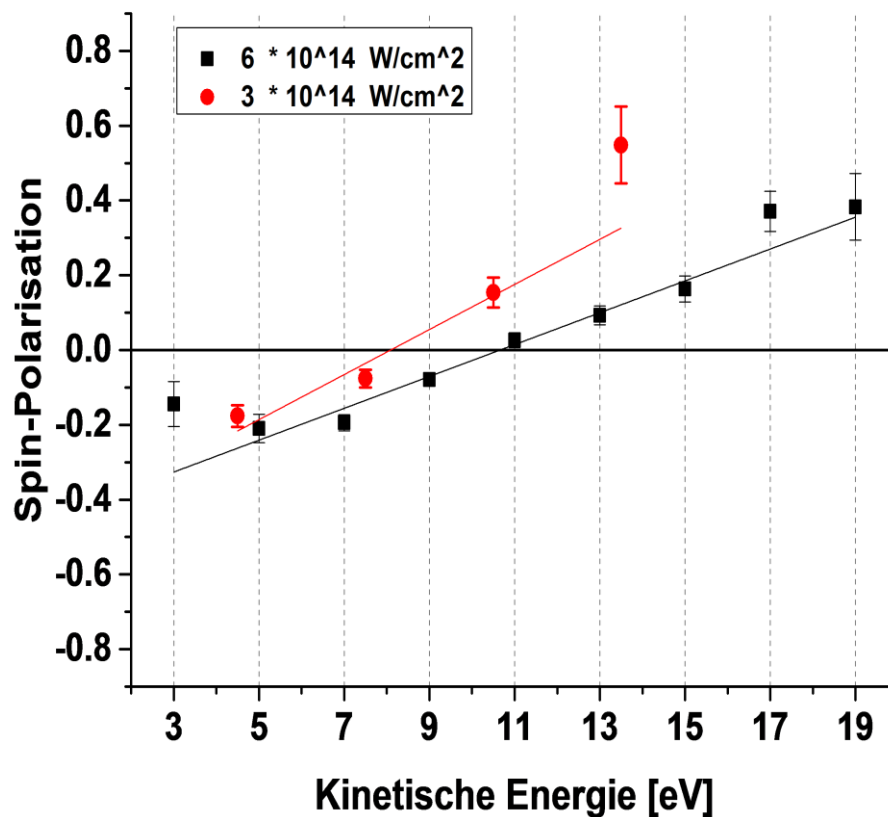


Abbildung 5.8: Spinpolarisation in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der Elektronen im Vergleich für die beiden Messungen mit unterschiedlich hoher Intensität (siehe Legende im Graphen). Für S_{eff} wurde ein Wert von $-0,15$ angenommen.

In Abbildung 5.8 ist die energieabhängige Spinpolarisation für beide Messungen aufgetragen, wobei für die Sherman-Funktion der Wert $-0,15$ angenommen wurde. Im Zeitrahmen dieser Arbeit konnte keine Kalibrierung des Mott-Detektors an einer charakterisierten spinpolarisierten Elektronenquelle durchgeführt werden. Daher wurde der Wert der Sherman-Funktion dem Artikel [Bur94] entnommen, auf dessen Prinzip der verwendete Mott-Detektor beruht. Die Steigung und der Maximalwert der Polarisation sind für die geringere Intensität höher. Dies steht im Einklang mit der Theorie, die höhere Polarisationen für kleinere Intensitäten vorhersagt (vgl. Abbildung 2.13 rechts).

Zusammenfassend liefern die gerade vorgestellten Messungen mehrere deutliche Indizien, dass der von [Bar13] vorhergesagte Effekt der Spinpolarisation von Elektronen in intensiven Laserfeldern experimentell bestätigt wurde.

Erstens zeigen die experimentellen Ergebnisse für Xenon eine Spinpolarisation, die zwischen -20% und $+40\%$ liegt (bei angenommener $S_{eff} = -0,15$). In diesem Bereich (z.B. $+30\%$ für Xe) werden auch die theoretischen Werte vorhergesagt, wenn auch bei geringeren Intensitäten. Zweitens liegen die Steigungen der Spinpolarisation im Experiment und in der Theorie im gleichen Rahmen. Die theoretischen Berechnungen für Krypton bei $1,8 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ergeben eine Steigung von $0,013 \cdot 1/eV$, wobei die experimentellen Steigungen für Xenon bei $0,06 \pm 0,016$ bzw. $0,043 \pm 0,005 \cdot 1/eV$ liegen. Zu beachten ist dabei, dass Xenon laut Theorie höhere Polarisationen aufweisen sollte als Krypton. Drittens steigen in vorliegender Messung die Spinpolarisation und ihre energieabhängige Steigung mit sinkender Intensität des Lasers im Einklang mit der Theorie.

Weitere Messungen sind jedoch notwendig. Der experimentelle Nulldurchgang liegt nicht bei dem erwarteten theoretischen Wert. Dafür könnte die oberhalb der Sättigungsintensität liegende Leistungsdichte des Experimentes durch bisher nicht verstandene Effekte verantwortlich sein.

"Das also war des Pudels Kern!"

Vers 1323, Faust: der Tragödie erster Teil

Johann Wolfgang von Goethe

6 Zusammenfassung und Ausblick

Mithilfe eines Mott-Detektors wurde die Spinpolarisation von Elektronen, die durch nachfolgend beschriebenen Effekt entstanden sind, erfolgreich gemessen. Es werden Elektronen beobachtet, die durch kurze zirkular polarisierte Laserpulse aus Xenon ionisiert werden. Sie weisen durch das Zusammenwirken der (a) Abhängigkeit der Ionisationswahrscheinlichkeit von der Quantenzahl m_l sowie (b) der Abhängigkeit der Ionisationswahrscheinlichkeit vom Gesamtdrehimpuls J , die aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung zustande kommt, abhängig von ihrer kinetischen Energie eine Spinpolarisation auf. Der gemessene qualitative und quantitative energieabhängige Verlauf der Spinpolarisation liegt grundsätzlich im Bereich der theoretischen Vorhersage, wobei ein exakter Vergleich aufgrund unterschiedlich gewählter Gasart und Intensität nicht möglich ist. Auch die vorhergesagte steigende Spinpolarisation bei sinkender Laserintensität konnte grundsätzlich gezeigt werden. Im Vergleich zur Theorie fällt jedoch der abweichende Nulldurchgang auf; im Experiment lag er etwas oberhalb der ponderomotiven Energie U_p ; die Theorie sagt einen Nulldurchgang bei $2 \cdot U_p + I_p$ voraus. Es musste oberhalb der Sättigungsintensität gemessen werden aufgrund von ansonsten zu kleiner Zählrate, wodurch sich vielleicht die gerade beschriebene Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie erklären lassen könnte. Eine sinnvolle Erklärung steht noch aus.

Daher sollten zur weiteren Bestätigung der experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit nicht nur Messungen an anderen Edelgasen durchgeführt werden. Der Aufbau sollte außerdem auch auf eine höhere erreichbare Zählrate hin optimiert werden, um auch unterhalb der Sättigungsintensität Messungen durchführen zu können. Die Ergebnisse wären so besser mit der Theorie vergleichbar und die Intensität könnte besser geeicht werden.

Um die Zählrate zu erhöhen, könnte beispielsweise die Driftstrecke der Elektronen verkürzt werden. Die Zählrate steigt quadratisch mit einer Reduzierung der Driftstrecke; die Energieauflösung sollte auch dann noch ausreichend gut sein. Außerdem kann um die Ionisationszone herum ein Spektrometer eingesetzt werden, das aus elektrisch geladenen Gittern besteht und ein leichtes elektrisches Feld in Richtung des Mott-Detektors erzeugt.

So kann die Zählrate mindestens verdoppelt werden, da auch ursprünglich in entgegengesetzte Richtung emittierte Elektronen den Mott-Detektor erreichen. Ferner sollten dann zwei Häufungen im Flugzeitspektrum auftreten, was weitere Analysemöglichkeiten bietet. In dieser Hinsicht wäre auch ein gegenüber dem Mott-Detektor angebrachter Ionen-Detektor sinnvoll. Des Weiteren könnten die Messungen mit einem reparierten ersten MCP-Detektor weiter verifiziert werden. Während der Umbauten sollten außerdem für einen niedrigeren Enddruck die gummigedichteten Vakuumteile durch kupfergedichtete Komponenten ausgetauscht werden. Um eine vollständige Messung zu erhalten, müsste schlussendlich der Mott-Detektor an einer charakterisierten spinpolarisierten Elektronenquelle kalibriert werden, um den bisher angenommenen Wert der Sherman-Funktion bestätigen zu können.

Zusammenfassend sind also noch einige Umbauten und Messungen notwendig, um einen eingehenden Vergleich zwischen Theorie und Experiment zu erhalten. Doch das Ziel dieser Arbeit, die Spinpolarisation von Elektronen in intensiven Laserfeldern zu messen, wurde erreicht.

Anhang A Experimentelle Parameter

Im Folgenden werden alle relevanten experimentellen Parameter zusammengefasst.
Fand eine Messung bei abweichenden Werten statt, so wird dies gesondert erwähnt.

Druck in der Kammer:	$7 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$
Vordruck an der Düse:	80 mbar
Pumpleistung der Turbopumpen:	410 l/s
Düsendurchmesser:	$40 \mu\text{m}$
Abstand Düse – Laserfokus:	$0,3 \text{ mm}$
Laserleistung:	$0,47 \text{ W}$
Pulslänge:	50 fs
Strahldurchmesser (FWHM):	$4,7 \text{ mm}$
Repetitionsrate:	8 kHz
Linsen-Brennweite:	10 cm
Abschwächung der Laserleistung durch Sichtflansch:	$6,4 \%$
Leistungsdichte im Fokus:	$6 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$
Laserradius im Fokus:	$12,7 \mu\text{m}$
Rayleigh-Länge im Fokus:	$636,6 \mu\text{m}$
Beschleunigungsspannung:	18 kV
MCP Front und Gitter Spannung:	$+300 \text{ V}$
MCP Back Spannung:	$+2300 \text{ V}$

Anhang B Literaturverzeichnis

- [Amm86]: M.V. Ammosov, N.B. Delone, V.P. Krainov: “Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field“; Zhurnal Eksperimentalnoi i Teoreticheskoi Fiziki Vol. 91, S. 2008 – 2013 (1986)
- [Bar11]: Ingo Barth, Olga Smirnova: “Nonadiabatic tunneling in circularly polarized laser fields: Physical picture and calculations” Physical Review A 84, 063415 (2011)
- [Bar13]: Ingo Barth, Olga Smirnova: “Spin-polarized electrons produced by strong field ionization” Physical Review A 88, 013401 (2013)
- [Bar14]: e-Mail-Verkehr mit Ingo Barth, Februar 2014
- [Bur94]: G.C. Brunett, T.J. Monroe, F.B. Dunning: “High-efficiency retarding-potential Mott polarization analyzer” Review of Scientific Instruments 65 (6), S. 1893-1896 (1994)
- [Del98]: N.B. Delone, V.P. Krainov; ”Tunneling and barrier-suppression ionization of atoms and ions in a laser radiation field“; Physics – Uspekhi Vol. 41; S. 469 – 485 (1998)
- [Fra82]: G.W. Fraser: “The electron detection efficiency of Micro-channel-plates” Nuclear Instruments and Methods 206, S. 445-449 (1982)
- [Fre91]: R.R. Freeman, P.H. Bucksbaum: “Investigations of above-threshold ionization using subpicosecond laser pulses”, Journal of Physics B 24, S.325-347 (1991)
- [Ger22]: Walther Gerlach, Otto Stern: “Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld“, Zeitschrift für Physik 9 (1), S. 349-352 (1922)
- [Har11]: Alexander Hartung: “Messung der Dynamik von Molekülorbitalen am Beispiel von dissoziierendem Brom“, Bachelor-Arbeit, Goethe Universität Frankfurt am Main (2011)
- [Her12]: T. Herath, L. Yan, S.K. Lee, W. Li: “Strong-Field Ionization Rate Depends on the Sign of the Magnetic Quantum Number”, Physical Review Letters 109, 043004 (2012)
- [Kes85]: Joachim Kessler: “Polarized Electrons“ 2. Auflage, Springer Verlag (1985)
- [McC89]: J.J. McClelland, M.R. Scheinfein, D.T. Pierce: “Use of thorium as a target in electronspin analyzers” Review of Scientific Instruments 60 (4), S. 683-687 (1989)

- [New87]: Isaac Newton: "Philosophiae Naturalis Principia Mathematica" London, Hrsg: Edmond Halley, Royal Society (1687)
- [NIST14]: A. Kramida, Y. Ralchenko, J. Reader, NIST ASD Team: "NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.1) [Online]", <http://physics.nist.gov/asd>, National Institute of Standards and Technology, Zugriff am 02.04.2014
- [Ode10]: Matthias Odenweller: "Untersuchung der Ionisation von H⁺ 2 -Ionen in starken Laserfeldern" Dissertation, Goethe Universität Frankfurt am Main (2010)
- [PDG14]: J. Beringer et al. (Particle Data Group), Physical Review D86, 010001 (2012), <http://pdg.lbl.gov/2002/clebrpp.pdf>, Zugriff am 01.03.2014
- [Roe13]: Roentdek Handels GmbH: "CFD Manual (9.1.904.1)", <http://www.roentdek.com/manuals/CFD%20Manual%20%289.1.904.1%29.pdf>, Zugriff am 30.12.2013
- [San09]: Hendrik Sann: "Photodoppelionisation von Wassermolekülen" Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt am Main (2009)
- [Stau05]: André Staudte: "Subfemtosecond Electron Dynamics of H₂ in Strong Fields" Dissertation, Goethe Universität Frankfurt am Main (2005)
- [Yam04]: K. Yamakawa, Y. Akahane, Y. Fukuda, M. Aoyama, N. Inoue, H. Ueda, T. Utsumi: "Many-Electron Dynamics of a Xe Atom in Strong and Superstrong Laser Fields" Physical Review Letters 92, 123001 (2004)

Danksagung

Auf der letzten Seite möchte ich mich bei all denen bedanken ohne die es wahrscheinlich nicht mal die erste Seite dieser Arbeit gäbe.

Zu allererst ist hier Professor Dr. Reinhard Dörner zu nennen, der mir schon vor einigen Jahren die tolle Möglichkeit gab, meine Bachelorarbeit in Kanada anzufertigen und nun auch für die Masterarbeit ein sehr spannendes Thema parat hatte. In dieser Zeit hat er mich nicht nur bei physikalischen Fragestellungen jederzeit unterstützt. Trotz der sicherlich vielen Aufgaben zu jeder Zeit ein offenes Ohr und ein nettes Wort für jeden der vielen Gruppenmitglieder zu haben, ist mitreißend und prägend für die gesamte Arbeitsgruppe. Es ist schön in solch einer Atmosphäre zu arbeiten.

Dr. Maksim Kunitski und auch Martin Richter haben mir im Labor viel bei den Aufbauten geholfen und stets den Laser bereitgestellt, danke dafür! Kevin Henrichs danke ich sehr für den Feinschliff dieser Arbeit, sowie Dr. Julian Lower für die Hilfe beim Planen des Experiments. Natürlich möchte ich mich auch bei Dr. Lothar Schmidt und Dr. Markus Schöffler für ihre Hilfe bei technischen Fragen bedanken, sowie bei Klaus Ullmann-Pfleger und Dr. Achim Czasch für den technischen Support.

Meiner Familie und Laura danke ich für die stete Unterstützung in den letzten manchmal wechselvollen fünf Jahren.