

Department of Physics and Astronomy
University of Heidelberg

Bachelor Thesis in Physics
submitted by

Hannes Lindenblatt

born in Kassel (Germany)

2014

Photoionisation eines optisch gepumpten Targets

This Bachelor Thesis has been carried out by Hannes Lindenblatt at the
Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg
under the supervision of
PD Dr. Daniel Fischer

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde Zustandspräparation eines Lithium-Targets für kinematisch vollständige Experimente in einem MOTReMi durchgeführt. Ein MOTReMi ist eine Kombination aus einer magneto-optischen Falle (MOT) und einem Reaktionsmikroskop (ReMi), mit dem die Impulse der Fragmente des lasergekühlten Targets nach einem Ionisationsprozess gemessen werden können. Zunächst wurde in den Laseraufbau ein Anregungsstrahl zur Präparation des Lithiums aus dem Grundzustand $1s^22s$ in einen der $m = \pm 1$ Unterzustände des $1s^22p$ Anregungszustands integriert. Der Polarisationsgrad des Targets wurde aus dem Fluoreszenzlicht bestimmt und betrug $\mathcal{P} = 0,897 \pm 0,036$ für $m = -1$ und $\mathcal{P} = 0,977 \pm 0,037$ für $m = +1$. Darüber hinaus wurde Photoionisation des präparierten Targets aus dem $1s^22p$ Zustand für die Unterzustände mit ($m = +1$) und ($m = -1$) mit Hilfe eines linear polarisierten UV-Lasers untersucht. Die Winkelverteilung der Photoelektronen wurde gemessen und im Vergleich der Unterzustände magnetischer Dichroismus beobachtet.

Abstract

In this thesis a lithium-target was state-prepared for kinematically complete studies in a MOTReMi. A MOTReMi is a combination of a magneto-optical trap (MOT) with an reactionmicroscope (ReMi), which allows for the measurement of the momenta of the fragments of the laser-cooled target after an ionization event. At first the laser setup was extended by an excitation beam for preparing the Lithium from the ground state $1s^22s$ in one of the $m = \pm 1$ substates of the $1s^22p$ excited state. Next the polarisation of the target was measured using its fluorescence light, a degree of polarisation of $\mathcal{P} = 0,897 \pm 0,036$ for $m = -1$ and $\mathcal{P} = 0,977 \pm 0,037$ for $m = +1$ was achieved. At last the Photoionization of the prepared target in one of the ($m = +1$) and ($m = -1$) substate of the $1s^22p$ state was studied using a linearly polarized UV-Laser. The angular distribution of Photoelectrons was measured and by comparing the substates magnetic dichroism was observed.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Emission von Licht	3
2.2	Absorption von Licht	8
2.3	Photoionisation	10
3	Experimenteller Aufbau	11
3.1	MOTReMi	11
3.1.1	Magneto-optische Falle	11
3.1.2	Reaktionsmikroskop	13
3.1.3	Kombination von MOT und ReMi	14
3.2	Laseraufbau	15
3.3	UV-Laser	17
3.4	Messzyklus	18
4	Messungen	21
4.1	Polarisationsgrad des Targets	21
4.2	Winkelcharakteristik der Photoionisation des polarisierten Targets	26
5	Fazit und Ausblick	33

1 Einleitung

Die Photoionisation ist ein fundamentaler atomarer Prozess, der die Lichtquantenhypothese bestätigt, welche einer der historischen Ausgangspunkte der Entwicklung der Quantentheorie ist. Dabei absorbiert ein Atom ein Photon, dessen Energie größer ist als die elektronische Bindungsenergie, so dass ein Elektron emittiert wird. Die Dipolauswahlregeln beschreiben die wahrscheinlichsten Übergänge des Elektrons und stellen einen fundamentalen Aspekt der Wechselwirkung zwischen Licht und Atomen weitgehend unabhängig von dem untersuchten Element dar (Demtröder, 2010).

Die Winkelverteilung des emittierten Elektrons hängt entscheidend vom anfänglichen Drehimpulszustand des Atoms ab. Um diese Abhängigkeit möglichst detailliert untersuchen zu können, ist es wünschenswert, das Atom in einem vollständig bestimmten Eigenzustand der Energie und des Drehimpulses zu präparieren. So können die Eigenschaften des Ionisationsprozesses beobachtet werden, ohne dass eine Überlagerung mit den Charakteristiken anderer Zustände stattfindet. Wird ein polarisiertes Target verwendet und durch polarisiertes Licht ionisiert, ist die Winkelverteilung der Photoelektronen in der Dipolnäherung analytisch lösbar – eine allgemeine Lösung wurde bereits 1982 hergeleitet (Klar und Kleinpoppen, 1982). Experimente zur Ionisation von polarisierten (d.h. optisch mit einem Laser angeregten) Targets wurden ebenfalls zu dieser Zeit für verschiedene Elemente durchgeführt, zum Beispiel mit Natrium (Hansen et al., 1980), Lithium (Chien et al., 1983), Neon (Siegel et al., 1983) und Ytterbium (Kerling et al., 1990). Dabei wurde die Elektronenzählrate bei einem festen Winkel im Laborsystem gemessen und die Polarisation von einem Anregungslaser zur Präparation des Targets und Ionisationslaser relativ zueinander und zum Detektor verändert.

In dieser Arbeit wird ein sogenanntes MOTReMi (Fischer et al., 2012) verwendet, eine Kombination aus einer magneto-optischen Falle (MOT) und einem Reaktionsmikroskop (ReMi) (Ullrich et al., 2003). Damit ist es möglich kalte Lithiumatome als Target zu nutzen und die Impulse der geladenen Fragmente aus Ionisationsreaktionen des Targets über den vollen Raumwinkel zu messen. Das Target ist bereits im normalen MOTReMi-Betrieb polarisiert, jedoch ist der Polarisationsgrad nur ca. 80% (Goullon, 2014) und die Polarisationsrichtung kann nur mit großem Aufwand verändert werden. Es müssten die involvierten Magnetfelder umgepolt werden, was eine zeitintensive Neujustage, vor allem der Laserstrahlagen, mit sich bringen würde.

Dennoch konnte in vergangenen Ionenstoßexperimenten ein magnetischer Di-

chromismus beobachtet werden (Hubele et al., 2013; Goullon, 2014), der von der Ausrichtung des Drehimpulses im Ausgangszustand abhängt. Für eine genauere Untersuchung des Effekts wäre ein höherer Polarisationsgrad von Vorteil, bei dem die Überlagerung des magnetischen Untere Zustands durch andere Zustände vermieden wird. Außerdem wäre ein einfach durchzuführender Wechsel der Polarisationsrichtung hilfreich, um in einer Messung den Einfluss der Polarisationsrichtung eindeutig und qualitativ untersuchen zu können.

Ziel dieser Arbeit ist es laser-gekühltes atomares Lithium mit möglichst hohem Polarisationsgrad zu präparieren und die Photoionisation dieses Targets zu untersuchen. Dazu wird Lithium durch einen dedizierten Anregungslaser im $1s^2 2p$ -Zustand präpariert, wobei es möglich ist gezielt entweder das $m = +1$ oder das $m = -1$ Unterniveau anzuregen. Der Polarisationsgrad wird anhand des Fluoreszenzlichts analysiert. Zur Photoionisation wird ein linear polarisierter UV-Laser verwendet, dessen Energie nur die Ionisation dieses angeregten Zustands nicht aber des Grundzustandes erlaubt.

Im Folgenden werden zunächst einige theoretische Grundlagen zu Emission und Absorption von Licht sowie Photoionisation besprochen (Kapitel 2). Dann werden die einzelnen Komponenten des experimentellen Aufbaus beschrieben (Kapitel 3) und schließlich die Ergebnisse der Messungen dargestellt (Kapitel 4).

2 Theoretische Grundlagen

Im Folgenden soll ein kurzer Einblick in die theoretische Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Atomen und Licht gegeben werden. Details zu Emission und Absorption von Licht können (Budker et al., 2010) entnommen werden. Die Photoionisation wird in (Klar und Kleinpoppen, 1982) allgemein behandelt.

2.1 Emission von Licht

Es soll die Winkelverteilung und Polarisation von emittiertem Licht in elektrischen Dipolübergängen hergeleitet werden. Die Übergangsrate von einem Anfangszustand $|i\rangle$ in eine Menge von Endzuständen $|f\rangle$ mit Zustandsdichte $\rho(E)$ pro Energieintervall ist gegeben durch Fermis goldene Regel (Dirac, 1927):

$$dW_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | \mathbf{H}_i | i \rangle|^2 \cdot \rho(E) P(E) dE \quad (1)$$

Dabei sind der Endzustand $|f\rangle$ und der Anfangszustand $|i\rangle$ Energieeigenzustände des ungestörten Systems mit dem Hamiltonoperator \mathbf{H}_0 , \mathbf{H}_i ist der Hamiltonoperator für die Wechselwirkung, $\rho(E)$ ist die Zustandsdichte im Endzustand und $P(E)$ ist die Energieverteilung. Das ungestörte System setzt sich hier aus dem Atom und dem Lichtfeld zusammen, wobei keine Wechselwirkung zwischen Atom und Licht stattfindet. Für ein Atom mit einem Elektron ergibt sich:

$$\mathbf{H}_0 = \mathbf{H}_{Atom,0} + \mathbf{H}_{Licht} \quad (2)$$

Dabei wird das Lichtfeld in jeder Photonenmode als quantenmechanischer harmonischer Oszillator angenommen. Der Operator $N = a^\dagger a$ hat die Eigenzustände $|n\rangle$ und gibt dabei die Besetzungszahl n der Mode an. a^\dagger ist der Aufsteigeoperator, a der Absteigeoperator für Bosonen. Die Wirkung dieser Operatoren ist:

$$a |n\rangle = \sqrt{n} |n-1\rangle, a^\dagger |n\rangle = \sqrt{n+1} |n+1\rangle \quad (3)$$

Die Energie des Lichtfelds ist dann für jede Photonenmode:

$$\mathbf{H}_{Licht} = \hbar\omega \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) \quad (4)$$

Da dies für eine Mode gilt, muss noch über alle Wellenvektoren \vec{k} und die Polarisationen \hat{e} summiert werden. Für spontane Emission ist die Besetzungszahl im Anfangszustand $n = 0$. Da Atom und Lichtfeld hier keine Wechselwirkung haben, können Anfangs- und Endzustand als Produkt der Einzelsysteme betrachtet werden:

$$|i\rangle = |e, J', m'_J\rangle |n\rangle, |f\rangle = |g, J, m_J\rangle |n+1\rangle \quad (5)$$

Dabei steht e für den angeregten Zustand mit Energie $\hbar\omega_0$, g für den Grundzustand, J sowie J' ist der Gesamtdrehimpuls und m_J sowie m'_J sind dessen Projektionen auf das äußere Magnetfeld. Die Zustandsdichte im Endzustand $\rho(E)$ ist hier 1 für das Atom, da ein bestimmter Zustand ausgewählt ist. Für das Photon gilt:

$$\rho(E) = \frac{V}{(2\pi)^3} \frac{E^2}{\hbar^3 c^3} d\Omega \quad (6)$$

V ist hier das Volumen zur Normierung der ebenen Wellen. Da der angeregte Zustand durch die spontane Emission mit Rate γ eine endliche Lebensdauer besitzt, folgt aus der Heisenbergschen Unschärferelation, dass auch die Energieverteilung eine endliche Breite aufweist. Diese ist durch eine Lorentzkurve gegeben:

$$P(E) = \frac{\frac{\gamma}{2\pi}}{(E/\hbar - \omega_0)^2 + (\frac{\gamma}{2})^2} \quad (7)$$

Wobei ω_0 die Resonanzfrequenz des Übergangs ist. Der Hamiltonoperator eines Atoms mit einem Elektron im Lichtfeld ist:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{2m} \left[\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A}(\vec{r}, t) \right]^2 - \frac{Ze^2}{r}, \quad (8)$$

mit dem Impuls des Elektrons \vec{p} und dem Vektorpotential des Lichts \vec{A} in Coulomb-Eichung. Fordert man, dass die Kraft des Kerns auf das Elektron viel größer ist als die des Lichts, erhält man die Bedingung

$$|\vec{p}| \gg \frac{e}{c} |\vec{A}|. \quad (9)$$

Damit kann \mathbf{H} aufgeteilt werden in einen Anteil des ungestörten Atoms und den Wechselwirkungsterm

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_i, \quad \text{mit} \quad \mathbf{H}_0 = \frac{p^2}{2m} - \frac{Ze^2}{r} \quad \text{und} \quad \mathbf{H}_i = \frac{e}{mc} \vec{p} \cdot \vec{A}. \quad (10)$$

Der quadratische Term in \vec{A} kann hier in guter Näherung vernachlässigt werden. Das Vektorpotential \vec{A} von Licht mit der Polarisation $\hat{\epsilon}$ kann durch die Aufsteige- und Absteigeoperatoren ausgedrückt werden:

$$\vec{A} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar c^2}{V\omega}} \left[a\hat{\epsilon}e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + a^\dagger\hat{\epsilon}^*e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} \right] \quad (11)$$

Damit ergibt sich:

$$\mathbf{H}_i = \frac{e}{m} \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{V\omega}} \left[a(\vec{p}\cdot\hat{\epsilon})e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + a^\dagger(\vec{p}\cdot\hat{\epsilon}^*)e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} \right] \quad (12)$$

Da die Besetzungszahl n im Endzustand um 1 erhöht ist, trägt nur der Summand mit dem Aufsteigeoperator zum Matrixelement aus Gleichung (1) bei:

$$\langle f | \mathbf{H}_i | i \rangle = \frac{e}{m} \sqrt{\frac{2\pi\hbar(n+1)}{V\omega}} \left\langle g, J, m_J \left| (\vec{p}\cdot\hat{\epsilon}^*)e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} \right| e, J', m'_J \right\rangle \quad (13)$$

In der elektrischen Dipolnäherung ist die Wellenlänge des Lichts viel größer als die Größe des Atoms, es gilt also

$$\vec{k}\cdot\vec{r} \ll 1, \quad \text{und damit} \quad e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \approx 1. \quad (14)$$

Mit Hilfe der Heisenberg'schen Bewegungsgleichung kann man den Impuls \vec{p} des Elektrons durch den Ort \vec{r} ersetzen:

$$[\vec{r}, \mathbf{H}_0] = i\hbar \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{i\hbar\vec{p}}{m} \quad (15)$$

Also ist

$$\vec{p} = \frac{m}{i\hbar} (\vec{r}\mathbf{H}_0 - \mathbf{H}_0\vec{r}) \quad (16)$$

und aus Gleichung (13) wird mit dem Dipoloperator $\vec{d} = -e\vec{r}$

$$\langle f | \mathbf{H}_i | i \rangle = i\sqrt{\frac{2\pi\hbar(n+1)}{V} \frac{\omega_0^2}{\omega}} \left\langle g, J, m_J \left| (\vec{d}\cdot\hat{\epsilon}^*) \right| e, J', m'_J \right\rangle, \quad (17)$$

da $|g\rangle$ und $|e\rangle$ Eigenzustände von \mathbf{H}_0 mit Eigenwert 0 bzw. $\hbar\omega_0$ sind. In sphärischen Koordinaten ist der Dipoloperator ein irreduzibler Tensoroperator, so dass das Wigner-Eckart-Theorem angewendet werden kann. Daher wird als Basis für das Dipolmoment

$$\hat{e}_{+1} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} + i\hat{y}), \hat{e}_{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} - i\hat{y}), \hat{e}_0 = \hat{z} \quad (18)$$

gewählt. Das Photon wird beschrieben durch die Ausbreitungsrichtung \vec{k} und die zwei Polarisationen $\hat{\epsilon}_\varphi$ in φ -Richtung und $\hat{\epsilon}_\theta$ in θ -Richtung:

$$\vec{k} = k \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi \\ -\sin \theta \sin \varphi \\ \cos \theta \end{pmatrix}, \hat{\epsilon}_\varphi = \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix}, \hat{\epsilon}_\theta = \begin{pmatrix} -\cos \theta \cos \varphi \\ -\cos \theta \sin \varphi \\ \sin \theta \end{pmatrix} \quad (19)$$

In dieser Basis ist nun

$$\vec{d} = \sum_q d_q \hat{\epsilon}_q, \quad \text{mit } d_q = \vec{d} \cdot \hat{\epsilon}_q, q \in \{-1, 0, +1\} \quad (20)$$

und das Übergangsmatrixelement ist

$$\langle f | \mathbf{H}_i | i \rangle = i \sqrt{\frac{2\pi\hbar(n+1)\omega_0^2}{V}} \frac{\omega_0^2}{\omega} \sum_q (\hat{\epsilon}_q \cdot \hat{\epsilon}^*) \langle g, J, m_J | d_q | e, J', m'_J \rangle. \quad (21)$$

Nun liefert das Wigner-Eckart-Theorem dafür

$$\langle f | \mathbf{H}_i | i \rangle = i \sqrt{\frac{2\pi\hbar(n+1)\omega_0^2}{V}} \frac{\omega_0^2}{\omega} \frac{\langle g, J \| d \| e, J' \rangle}{\sqrt{2J+1}} \sum_q (\hat{\epsilon}_q \cdot \hat{\epsilon}^*) \langle J', m'_J, 1, q | J, m_J \rangle \quad (22)$$

und wir erhalten die Übergangsrate

$$dW_{fi} = \frac{1}{(2\pi)} \frac{\omega_0^2}{\hbar c^3} (n+1) \frac{|\langle g, J \| d \| e, J' \rangle|^2}{2J+1} \cdot \left(\sum_q (\hat{\epsilon}_q \cdot \hat{\epsilon}^*) \langle J', m'_J, 1, q | J, m_J \rangle \right)^2 \frac{\omega \frac{\gamma}{2\pi}}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} d\omega d\Omega. \quad (23)$$

Die Winkelverteilung ergibt sich allein aus dem Skalarprodukt $\hat{e}_q \cdot \hat{e}^*$, die emittierte Intensität ist daher $I_q(\theta, \varphi) \propto |\hat{e}_q \cdot \hat{e}^*|^2$:

$$I_0 \propto \left| \hat{z} \left(\begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -\cos \theta \cos \varphi \\ -\cos \theta \sin \varphi \\ \sin \theta \end{pmatrix} \right) \right|^2 = \underline{\underline{\sin^2 \theta}} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} I_{+1} &\propto \left| -\frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{x} + i\hat{y}) (\hat{e}_\varphi^* + \hat{e}_\theta^*) \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} |\sin \varphi - i \cos \varphi + \cos \theta \cos \varphi + i \cos \theta \sin \varphi|^2 \\ &= \frac{1}{2} |(i + \cos \theta) e^{-i\varphi}|^2 = \underline{\underline{\frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta)}} \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} I_{-1} &\propto \left| \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{x} - i\hat{y}) (\hat{e}_\varphi^* + \hat{e}_\theta^*) \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} |-\sin \varphi - i \cos \varphi - \cos \theta \cos \varphi + i \cos \theta \sin \varphi|^2 \\ &= \frac{1}{2} |(i - \cos \theta) e^{i\varphi}|^2 = \underline{\underline{\frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta)}} \end{aligned} \quad (26)$$

Die Polarisation des Lichts ergibt sich also aus den relativen Komponenten des elektrischen Feldes in θ - und φ -Richtung und deren relativer Phase, dies entspricht dem Skalarprodukt mit dem jeweiligen Einheitsvektor. In Abbildung 1 ist die Polarisation des emittierten Lichts je nach Emissionsrichtung und für die verschiedenen Übergänge dargestellt. Dabei entspricht $q = 0$ einem π -Übergang, $q = \pm 1$ entspricht einem σ^\pm -Übergang. Für $q = 0$ gibt es nur eine Komponente in θ -Richtung, das Licht ist also linear in dieser Richtung polarisiert. Für $q = \pm 1$ ist die φ -Komponente i und die θ -Komponente $\pm \cos(\theta)$. Für $\theta = 0$ und $\theta = \pi$ ist allerdings die φ -Richtung nicht definiert, es können nun jedoch einfach \hat{x} und \hat{y} als Basis verwendet werden, da die Ausbreitungsrichtung senkrecht zur x-y-Ebene ist. Das Licht aus dem ($q = \pm 1$)-Übergang ist daher zirkular polarisiert mit Helizität $h = \pm 1$ für $\theta = 0$ und $h = \mp 1$ für $\theta = \pi$. Bei $\theta = \pi/2$ ist die θ -Komponente 0 und daher ist hier das Licht für beide Übergänge linear in φ -Richtung polarisiert, also senkrecht zum Licht des ($q = 0$)-Übergangs.

Es entsprechen also sowohl Intensitätsverteilung als auch die Polarisation des Lichts dem klassischen Bild eines oszillierenden Dipols in z-Richtung für $q = 0$ und eines in der x-y-Ebene rotierenden Dipols für $q = \pm 1$.

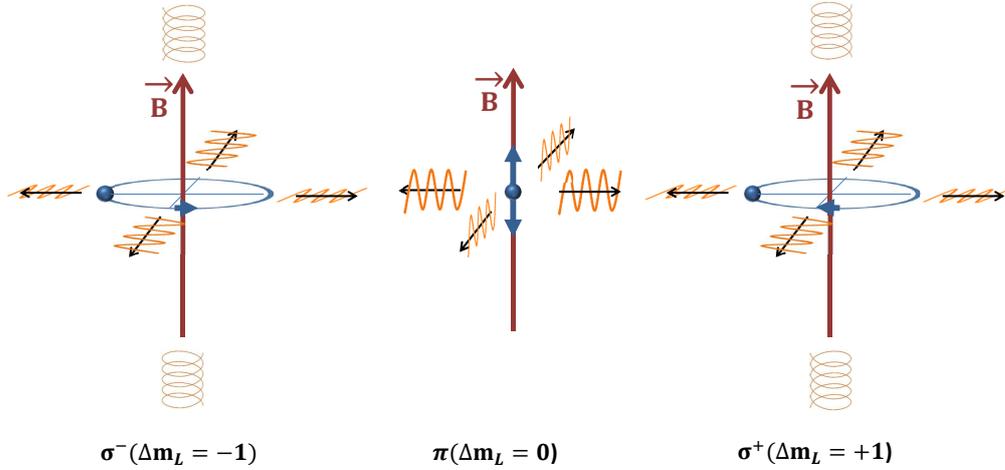


Abbildung 1: Polarisation des emittierten Lichts bei den verschiedenen Übergängen. Abbildung aus (Hubele, 2013)

2.2 Absorption von Licht

Die Absorption kann auf dem gleichen Weg beschrieben werden, wie die Emission, da es sich um den inversen Prozess handelt. Es wird erneut Fermis goldene Regel (1) verwendet. Abweichend sind nun jedoch:

$$|i\rangle = |g, J, m_J\rangle |n\rangle \quad (27)$$

$$|f\rangle = |e, J', m'_J\rangle |n-1\rangle \quad (28)$$

$$\rho(E) = \delta(\hbar\omega - \hbar\omega_0), \quad (29)$$

da ein Photon aus dem Lichtfeld für den Übergang in den angeregten Zustand verwendet wird. Nun ist das Übergangsmatrixelement

$$\langle f | \mathbf{H}_i | i \rangle = \frac{e}{m} \sqrt{\frac{2\pi\hbar n}{V\omega}} \langle e, J', m'_J | (\vec{p} \cdot \hat{\epsilon}) | g, J, m_J \rangle, \quad (30)$$

da hier aus \mathbf{H}_i nur der Summand mit dem Absteigeoperator beiträgt. Mit der Ersetzung von \vec{p} aus Gleichung (16) entspricht dies in der zuvor gewählten

Basis (18)

$$\langle f | \mathbf{H}_i | i \rangle = i \sqrt{\frac{2\pi\hbar n \omega_0^2}{V \omega}} \sum_q (\hat{e}_q \cdot \hat{\epsilon}^*) \langle e, J', m'_J | d_q | g, J, m_J \rangle. \quad (31)$$

Und mit Hilfe des Wigner-Eckart-Theorems ergibt sich

$$\langle f | \mathbf{H}_i | i \rangle = i \sqrt{\frac{2\pi\hbar n \omega_0^2}{V \omega}} \frac{\langle e, J' \| d \| g, J \rangle}{\sqrt{2J'+1}} \sum_q (\hat{e}_q \cdot \hat{\epsilon}^*) \langle J, m_J, 1, q | J', m'_J \rangle. \quad (32)$$

Für das reduzierte Matrixelement gilt die Relation

$$\langle e, J' \| d \| g, J \rangle = (-1)^{J'-J} \langle g, J \| d \| e, J' \rangle^*, \quad (33)$$

für die Clebsch-Gordan-Koeffizienten gilt

$$\langle J, m_J, \kappa, q | J', m'_J \rangle = (-1)^{J-J'+q} \sqrt{\frac{2J'+1}{2J+1}} \langle J', m'_J, \kappa, -q | J, m_J \rangle. \quad (34)$$

Mit diesen Relationen ist das Matrixelement (32) nun:

$$\langle f | \mathbf{H}_i | i \rangle = i \sqrt{\frac{2\pi\hbar n \omega_0^2}{V \omega}} \frac{\langle g, J \| d \| e, J' \rangle^*}{\sqrt{2J+1}} \sum_q (-1)^q (\hat{e}_q \cdot \hat{\epsilon}^*) \langle J', m'_J, 1, q | J, m_J \rangle. \quad (35)$$

Für polarisiertes Licht wird daher die Übergangsrate zu:

$$dW_{fi} = \frac{1}{(2\pi)} \frac{\omega_0^2}{\hbar c^3} n \frac{|\langle g, J \| d \| e, J' \rangle|^2}{2J+1} \cdot ((\hat{e}_q \cdot \hat{\epsilon}^*) \langle J', m'_J, 1, q | J, m_J \rangle)^2 \frac{\omega \frac{\gamma}{2\pi}}{(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{\gamma}{2})^2} d\omega d\Omega. \quad (36)$$

Sie ist also identisch zur Übergangsrate der Emission. Insbesondere ist damit auch die Winkelabhängigkeit der Absorptionsrate identisch zur Winkelverteilung der

Emission. Deshalb kann die Anregung von Atomen durch Licht, das in der Quantisierungsachse einfällt und zirkular polarisiert ist, gezielt in die ($m = \pm 1$)-Zustände erfolgen.

2.3 Photoionisation

Eine allgemeine theoretische Behandlung der Photoionisation von polarisierten Atomen durch polarisierte Strahlung wird in (Klar und Kleinpoppen, 1982) durchgeführt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird dort angegeben mit:

$$I_{\mu}^q(p, \hat{e}, \hat{A}) = 4\pi^2 \alpha a_0^2 \omega \sum_{F_f M_f m_s m'_s M_0 M'_0} \left\langle \frac{1}{2} \mu \left| R(\hat{e})^\dagger \right| \frac{1}{2} m_s \right\rangle \langle F_f M_f p m_s | r_q | F_0 M_0 \rangle \\ \times \langle F_0 M_0 | \rho_A | F_0 M'_0 \rangle \langle F_0 M'_0 | r_q^\dagger | F_f M_f p m'_s \rangle \left\langle \frac{1}{2} m'_s \left| R(\hat{e}) \right| \frac{1}{2} \mu \right\rangle \quad (37)$$

Hierbei ist α die Feinstrukturkonstante, a_0 ist der Bohrradius und ω die Energie des einstrahlenden Lichts. Als Quantisierungsachse wird für linear polarisiertes Licht die Richtung des E-Felds und für zirkular- oder unpolarisiertes Licht die Ausbreitungsrichtung des Lichts gewählt. Der Anfangszustand des Atoms wird durch die Dichtematrix ρ_A und $|F_0 M_0\rangle$ mit dem Gesamtdrehimpuls F_0 und dessen Projektion auf die Quantisierungsachse M_0 beschrieben. Analog dazu beschreibt $|F_f M_f\rangle$ den Endzustand des Ions. Weiterhin ist m_s die Projektion des Elektronenspins auf die Quantisierungsachse, μ ist die Projektion des Spins auf eine beliebige weitere Achse \hat{e} die man aus der Quantisierungsachse durch den Rotationsoperator $R(\hat{e})$ erhält. Diese wird benötigt um drei unabhängige Projektionen des Spins zu erhalten.

In (Klar und Kleinpoppen, 1982) ist auch das Ergebniss für Ionisation von Alkaliatomen aus dem angeregten $^2P_{3/2}$ -Zustand gegeben. Im Gegensatz zu einem resonanten atomaren Übergang enthält der Endzustand des Elektrons Anteile aus den $s_{1/2}$, $d_{3/2}$ und $d_{5/2}$ Wellen und deren Interferenz. Die Verteilung kann durch 5 Parameter beschrieben werden, die Amplituden der Wellen $D(s_{1/2})$, $D(d_{3/2})$ und $D(d_{5/2})$, sowie die Phasen Δ_3 und Δ_5 relativ zur $s_{1/2}$ -Welle.

3 Experimenteller Aufbau

3.1 MOTReMi

Das MOTReMi ist eine Kombination einer magneto-optischen Falle (engl. magneto optical trap, MOT) und einem Reaktionsmikroskop (ReMi). Die Funktionsweise soll hier nur kurz erklärt werden, eine ausführliche Beschreibung findet sich zum Beispiel in (Hubele, 2013).

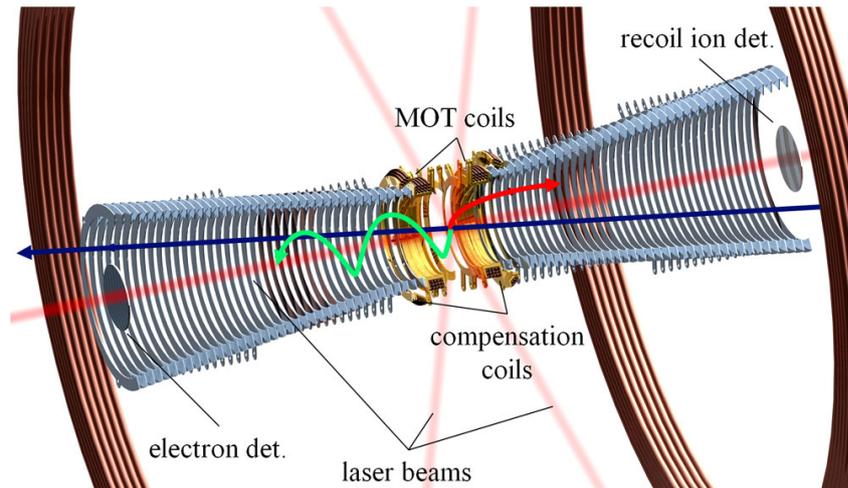


Abbildung 2: MOTReMi aus (Fischer et al., 2012)

3.1.1 Magneto-optische Falle

In einer MOT werden die Atome durch, gegenüber einem Übergang rotverschobenen, Laserstrahlen, die in den drei Raumrichtungen jeweils gegenläufig verlaufen, gekühlt und gefangen. Die Kühlung erfolgt durch das Prinzip der optischen Molasse, durch den Dopplereffekt verändert sich die Laserfrequenz im Ruhesystem eines sich bezüglich der Lichtquelle bewegten Atoms. Wegen der Rotverschiebung wird der Übergang am effektivsten getrieben, wenn sich das Atom auf die Lichtquelle zu bewegt, was durch die Absorption und isotrope Reemission der Photonen zu einer Bremsung der Atome führt (vgl. Abbildung 3).

Das Fangen der Atome wird durch ein magnetisches Quadrupolfeld erreicht, das die Resonanzfrequenz des Übergangs aufgrund des Zeemaneffekts ortsabhängig modifiziert (vgl. Abbildung 4).

Die Laser werden in longitudinaler Richtung (entlang der Spulenachse) mit Helizität $h = +1$, in transversaler Richtung mit $h = -1$ betrieben, so dass

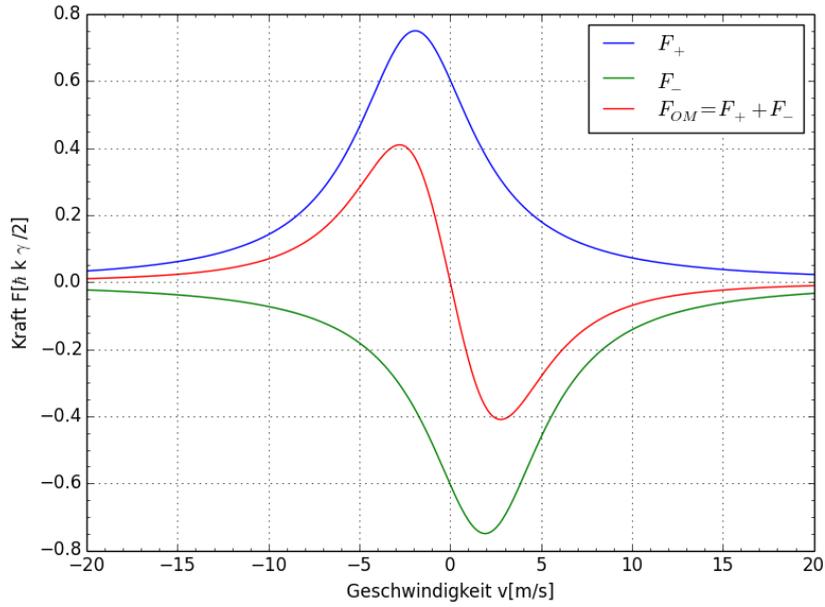


Abbildung 3: Mittlere Kraft auf ein Atom in optischer Molasse in 1D abhängig von der Geschwindigkeit. F_+ bezeichnet die Kraft durch den Laserstrahl in positiver Richtung, F_- die des Laserstrahls in entgegengesetzter Richtung. $\hbar k$ ist der Impuls eines Photons und γ die inverse Lebensdauer des angeregten Zustands.

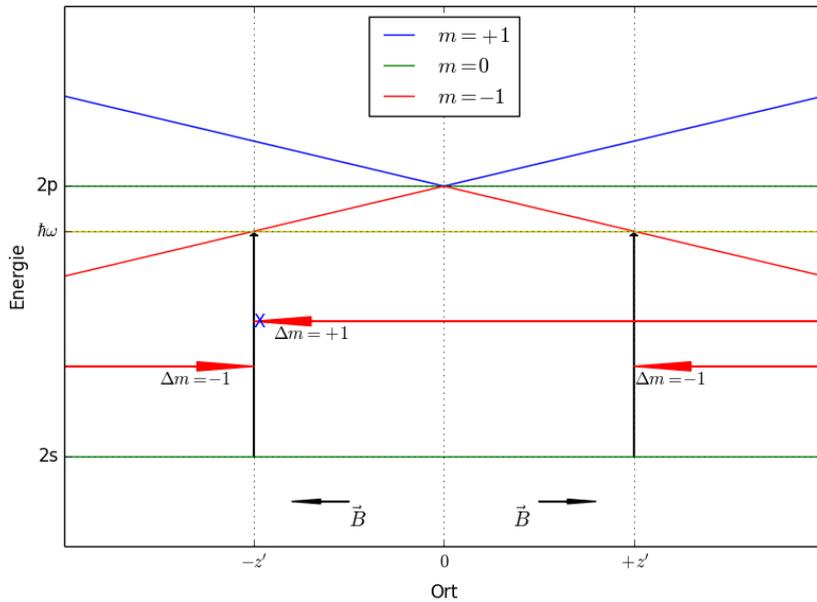


Abbildung 4: Zeemanaufspaltung in Abhängigkeit vom Ort entlang der Spulenachse im Quadrupolfeld. Zu Beachten ist, dass die Quantisierungsachse der Atome durch das Magnetfeld gegeben ist, im Laborsystem wechselt sie also im Mittelpunkt die Richtung.

sie in Ausbreitungsrichtung vor dem Zentrum bezüglich der Magnetfeldrichtung σ^- -polarisiert sind. Da sich die Helizität der Photonen beim Durchlaufen des Mittelpunkts nicht ändert, aber die Richtung des Magnetfeldes, sind die Laser auf der auslaufenden Seite σ^+ -polarisiert. Durch diese Konfiguration absorbieren die Atome bevorzugt die Laserstrahlen, die sie in Richtung des Mittelpunkts beschleunigen und erfahren damit eine zurücktreibende Kraft zum Nullpunkt des Magnetfeldes.

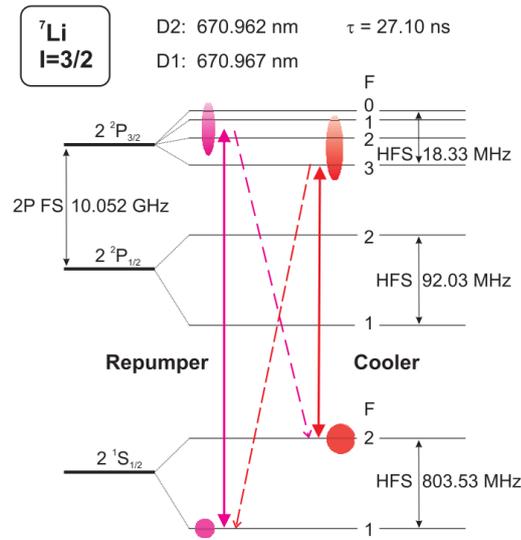


Abbildung 5: Termschema von ${}^7\text{Li}$, aus (Steinmann, 2007)

Das im Experiment verwendete ${}^7\text{Li}$ wird über den Übergang ($2^2S_{1/2}, F = 2$) \rightarrow ($2^2P_{3/2}, F = 3$) gekühlt. Die Hyperfeinstruktur im $2^2P_{3/2}$ -Zustand kann jedoch nicht aufgelöst werden, so dass auch Zustände angeregt werden, die in den ($2^2S_{1/2}, F = 1$)-Zustand zerfallen können. Dieser kann aufgrund der großen Aufspaltung im Grundzustand nicht durch den gleichen Laser angeregt werden. Daher wird ein Rückpumpstrahl benötigt, der den Übergang ($2^2S_{1/2}, F = 1$) \rightarrow ($2^2P_{3/2}, F = 2$) treibt.

Um die Lithiumatome überhaupt erst in das Fallenvolumen zu transportieren, werden sie in einer Nebenkammer aus einem Ofen verdampft und in einer 2D-MOT vorgekühlt. Durch einen Laserstrahl werden sie in Richtung der 3D-MOT beschleunigt.

3.1.2 Reaktionsmikroskop

Ein Reaktionsmikroskop erlaubt die koinzidente und impuls aufgelöste Detektion von Elektronen und Ionen nach einem Ionisationsprozess. Dabei wird ein

elektrisches Feld entlang der Spektrometerachse verwendet, um geladene Fragmente einer Reaktion auf Orts- und Zeit-auflösende Detektoren auf beiden Seiten des Spektrometers zu lenken (vgl. Abb. 2). Zusätzlich wird ein homogenes Magnetfeld parallel zum Elektrischen Feld verwendet, so dass sich die Fragmente auf einer Spiralbahn bewegen und auch bei größeren Impulsen senkrecht zur Spektrometerachse auf die Detektoren gelangen. Dies spielt vor allem bei der Detektion von Elektronen eine große Rolle, da diese schon bei geringen Energien aufgrund ihrer geringen Masse hohe Impulse erreichen. Aus der Messung des Orts und der Zeit wird der Impuls und die Energie berechnet, die die Fragmente aus der Kollision erhielten. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in (Ullrich et al., 2003).

3.1.3 Kombination von MOT und ReMi

Aufgrund der verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen, das heißt ein homogenes Feld für das ReMi und ein Quadrupolfeld für die MOT, sind die beiden Techniken zunächst inkompatibel. Für die Datenaufnahme mit dem ReMi muss daher das Quadrupolfeld zeitweise abgeschaltet werden. Während dieser Zeit besteht jedoch keine ortsabhängige Kraft mehr, die Atome werden zwar weiterhin gekühlt, können aber durch Diffusion die Falle verlassen. Dadurch wird die Zeit für Messungen beschränkt, so dass das Abschalten des MOT-Magnetfeldes schnell, typischerweise innerhalb von wenigen hundert μs , geschehen muss. Ist das Quadrupolfeld abgeschaltet, stellt das noch verbleibende homogene Magnetfeld des ReMi die einheitliche Quantisierungsachse für die gesamte Atomwolke dar. Die Polarisationsachse der Targetatome entspricht in den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten also immer der Magnetfeldachse des ReMis.

Auch die MOT kann nicht in der, zuvor beschriebenen, normalen Konfiguration betrieben werden, da das homogene Magnetfeld den Feldstärke-Nullpunkt verschiebt. Dadurch verändert sich während des Ein- und Ausschaltens die Position der MOT, wodurch viele der zuvor gefangenen Atome verloren gehen. Außerdem ergibt sich bei ausgeschaltetem Quadrupolfeld eine einseitige Kraft auf die Atome, da nun die Laser nicht die Polarisation am Feldstärkenullpunkt wechseln. Daher ist aufgrund des Zeemaneffekt die Absorption des einen Lasers stärker. Die Falle wird deshalb in einer vortex-trap-Konfiguration betrieben (Walker et al., 1992), wobei die beiden gegenläufigen Laserstrahlpaare in longitudinaler Richtung eine unterschiedlicher Helizität aufweisen, so dass sie (ohne Quadrupolfeld) die gleiche Polarisation haben.

Details zum Betrieb von MOT und ReMi in einem MOTReMi finden sich in (Hubele, 2013; Goullon, 2014)

3.2 Laseraufbau

Die im Rahmen dieser Arbeit erreichte Neuerung des bestehenden experimentellen Aufbaus besteht in der Implementierung eines dedizierten Anregungsstrahls zum optischen Pumpen des Targets in den Laseraufbau.

Für die Zustandspräparation wird ein zusätzlicher Laserstrahl verwendet, der unter einem horizontalen Winkel von 12° zur Spektrometerachse verläuft, da sich in der Spektrometerachse die Detektoren befinden. Der Strahl enthält Rückpump- und Kühler-Frequenz, die auf ungefähr gleicher Intensität von etwa 1 mW eingestellt wurden. Die Polarisation kann durch einen Polarisator und ein $\lambda/4$ -Plättchen auf σ^+ oder auf σ^- eingestellt werden. Der Polarisator dient hierbei auch zur Einstellung der Intensität des Strahls. Der Strahl verläuft durch die MOT und wird danach mit einem Spiegel zurück reflektiert, da sonst der Anregungsstrahl eine Kraft ausübt, die zu hohen Verlusten an gespeicherten Atomen führt.

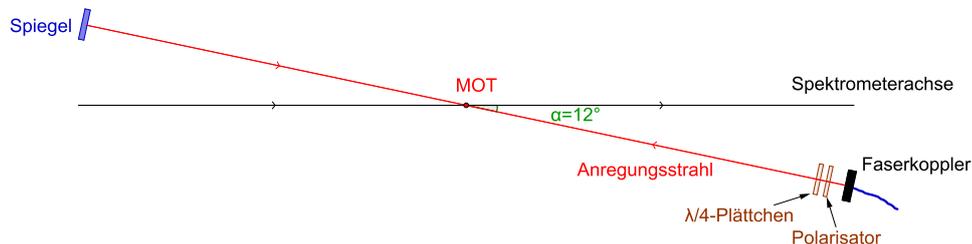


Abbildung 6: Draufsicht. Der Anregungsstrahl wird durch die Kombination aus Polarisator und $\lambda/4$ -Plättchen zirkular polarisiert, zwischen dem Anregungsstrahl und der Spektrometerachse, also auch der Ausrichtung des Magnetfeldes ist ein Winkel von 12° .

Der Anregungsstrahl wird aus dem bestehenden Lasersystem abgezweigt, der Aufbau ist in Abb. 7 zu sehen und genauer beschrieben in (Hubele, 2013; Brühl, 2013). Der erste Master-Laser wird durch dopplerfreie Sättigungsspektroskopie auf die crossover-Frequenz, mittig zwischen der Kühl- und der Rückpumpfrequenz gelegen, geregelt und durch einen Tapered Amplifier verstärkt. Die Kühlerfrequenzen werden jeweils durch eine Verschiebung der Laserfrequenzen um etwa 400 MHz erreicht. Die Frequenzverschiebung wird durch akustooptischen-Modulatoren (AOM) gesteuert. Dabei werden für die im weiteren

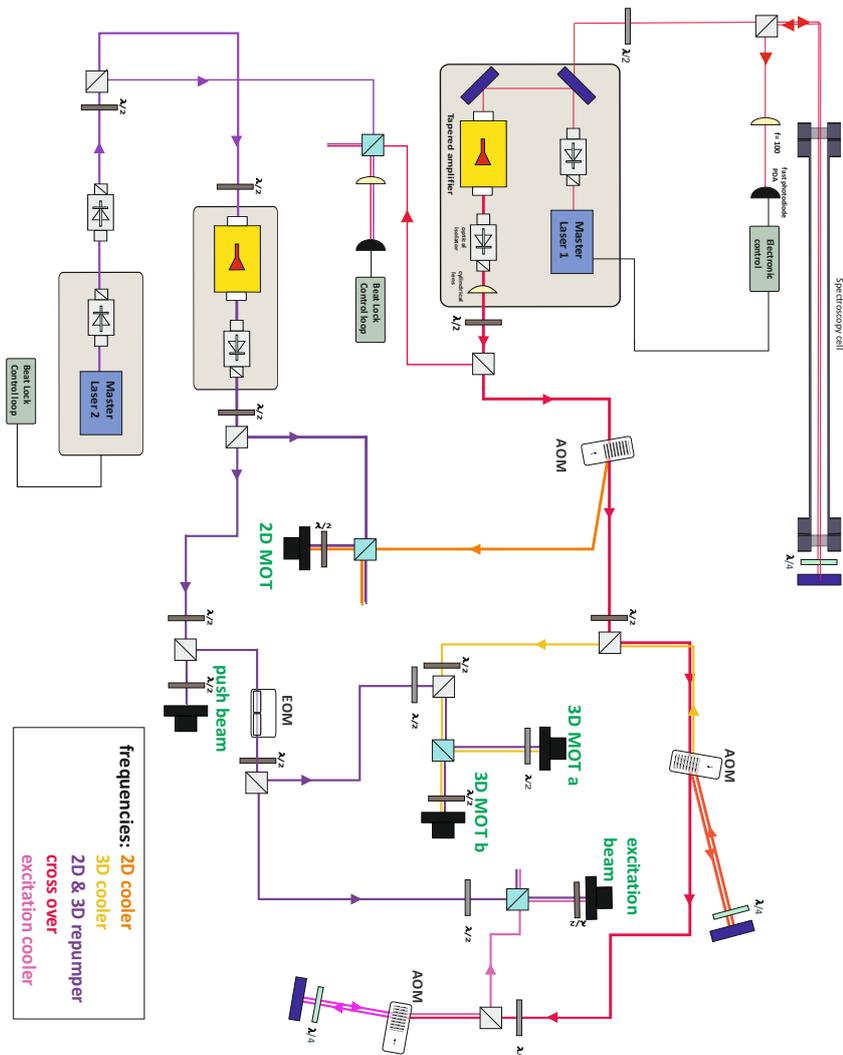


Abbildung 7: Laseraufbau mit relevanten optischen Komponenten, zur Erläuterung siehe Text.

Verlauf des Strahlgangs abgezwigten Frequenzen der 3D-MOT und des Anregungsstrahls jeweils die Nullte Beugungsordnung der vorherigen AOMs verwendet, welche keine Frequenzänderung erfährt. 3D-MOT und Anregungsstrahl werden außerdem in Doppelpasskonfiguration betrieben, die es ermöglicht die Laserfrequenz ohne Verschiebung der Strahllage zu ändern. Die Frequenz der AOMs wird von einem Steuergerät eingestellt, das einen Analogeingang zur Frequenzmodulation besitzt. Durch Anlegen einer konstanten Spannung kann daher die Laserfrequenz gesteuert werden.

Der zweite Master-Laser wird durch eine Schwebung mit dem Ersten auf die Rückpumpfrequenz geregelt und ebenfalls durch einen Tapered Amplifier verstärkt. Die beiden Frequenzen für die jeweilige Anwendung werden anschließend wieder überlagert und die einzelnen Strahlzweige werden in polarisationserhaltende Fasern eingekoppelt und zum Experiment geführt.

Der Rückpumpstrahl wird durch Kombination eines elektro-optischen Amplitudenmodulators (EOM) und einem polarisierenden Strahlteiler zwischen den MOT-Strahlen und dem Anregungsstrahl umgeschaltet. Dabei wird zwischen zwei am EOM anliegenden Spannungen geschaltet, die so optimiert sind, dass möglichst keine Intensität in den Strahlzweig gelangt, der gerade nicht betrieben wird. Das Schalten von EOM und AOM wird gesteuert durch ein FPGA-System (engl. „field programmable gate array“), in das eine Sequenz für mehrere Kanäle eingespeichert wird, die nach Erhalt eines Triggersignals über digital-analog-Wandler parallel ausgegeben wird. Der Trigger wird durch die Steuerung des MOT-Magnetfelds gegeben (Ablauf siehe Abschnitt 3.4). Die Kühlerfrequenz im Anregungsstrahl hat gegenüber dem Kühlerstrahl im MOT-Betrieb ein abweichendes Optimum. Dies unterscheidet sich auch für die Anregung von ($m = +1$)- und ($m = -1$)-Zustand. Durch die elektronische Steuerung, kann die Frequenz für jede der Betriebsmodi optimiert werden und für eine Änderung der Target-Polarisation muss nur das $\lambda/4$ -Plättchen um 90° gedreht werden und die Spannung in der Steuerung des AOM geändert werden.

3.3 UV-Laser

Zur Ionisation der Lithiumatome wird ein Nd:YAG Festkörperlaser mit einer Wellenlänge von 266 nm nach Frequenzvervierfachung verwendet. Der Laser erzeugt Pulse von 400 ps Dauer bei einer Leistung von 1,4 kW und einer Wiederholrate von 7 kHz. Die verwendete Wellenlänge entspricht einer Photonenenergie von 4,66 eV, so dass Lithium aufgrund des Ionisationspotential von

5,39 eV im Grundzustand $1s^2 2s$ nicht ionisiert werden kann. Da der angeregte Zustand $1s^2 2p$ jedoch ein Ionisationspotential von 3,54 eV hat, kann dieser mit diesem Laser ionisiert werden und das Elektron erhält eine kinetische Energie von 1,12 eV (vgl. Abb. 8). Der Laser wird mit Hilfe eines Brewsterfensters linear polarisiert und dannach kann durch ein $\lambda/2$ -Plättchen die Polarisationsrichtung eingestellt werden (Abb. 9).

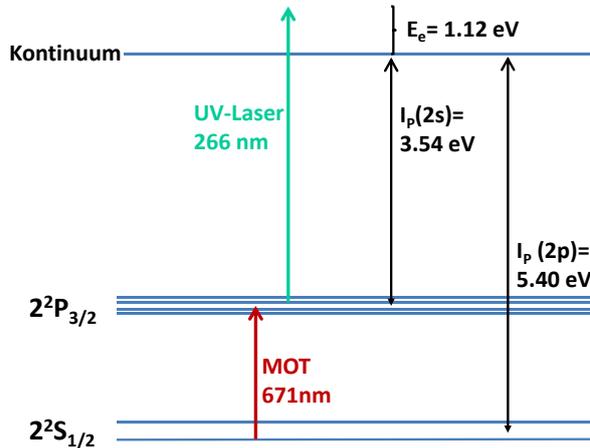


Abbildung 8: Termschema Ionisation, aus (Hubele, 2013)

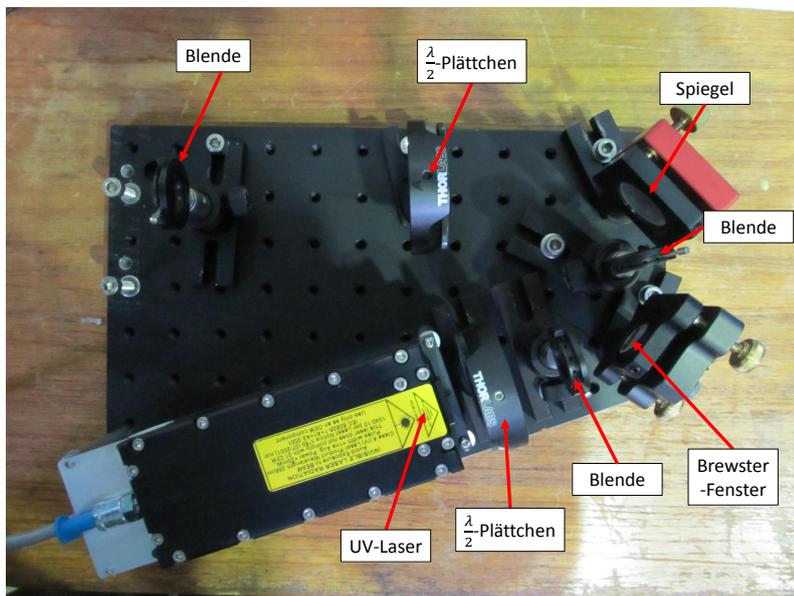


Abbildung 9: Aufbau UV-Laser

3.4 Messzyklus

In Abbildung 10 ist der Ablauf eines Messdurchgangs skizziert, der bei der Durchführung kontinuierlich wiederholt wird. Der Zeitnullpunkt in dieser Dar-

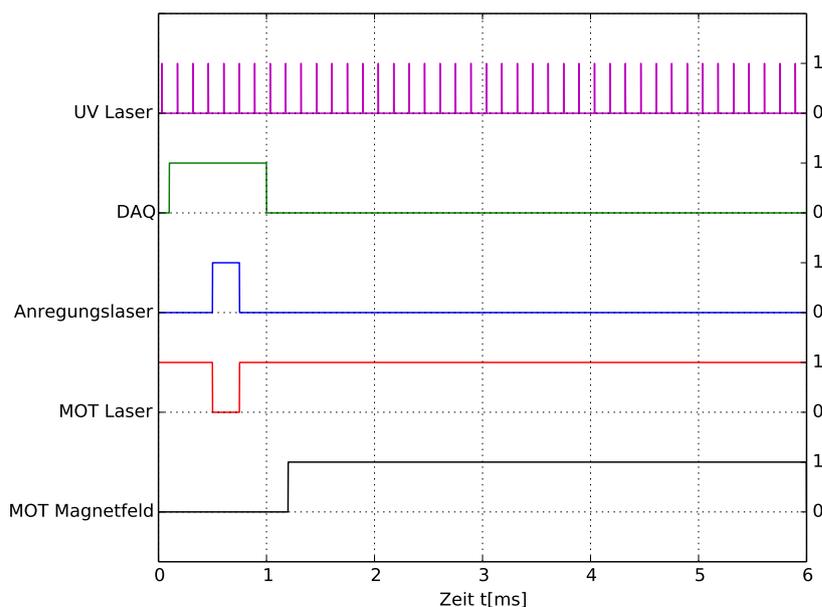


Abbildung 10: Messzyklus mit typischen Einstellungen

stellung ist die Zeit zu der das Quadupol-Magnetfeld der MOT (schwarze Linie) ausgeschaltet wird. Nach 1,2 ms wird das Feld wieder eingeschaltet. Da das Magnetfeld nicht sofort verschwindet, wird die Datenaufnahme erst nach 100 μs gestartet (grüne Linie). Nach einer Zeit von 500 μs werden für 250 μs die MOT-Laserstrahlen (rote Linie) abgeschaltet und die Atomwolke durch den Anregungsstrahl präpariert (blaue Linie). Der UV-Laser zur Ionisation des angeregten Zustands läuft durchgehend mit einer Frequenz von 7 kHz (violette Linie), jedoch ohne Synchronisierung zu den restlichen Einstellungen, so dass über viele Zyklen gesehen die Ionisation zu jedem Zeitpunkt stattfinden kann. In Abbildung 11 ist eine schematische Übersicht der beteiligten Geräte zu sehen. Zur Synchronisation des Zyklus gibt die Steuerung des MOT-Magnetfelds Triggersignale an die Kameras zur Fluoreszenzmessung und die Steuerung des Laseraufbaus sowie ein Gate zur Datenaufnahme. Die Steuerung ist, wie am Laseraufbau, FPGA-basiert und kann Signale in TTL- und NIM-Standard ausgeben.

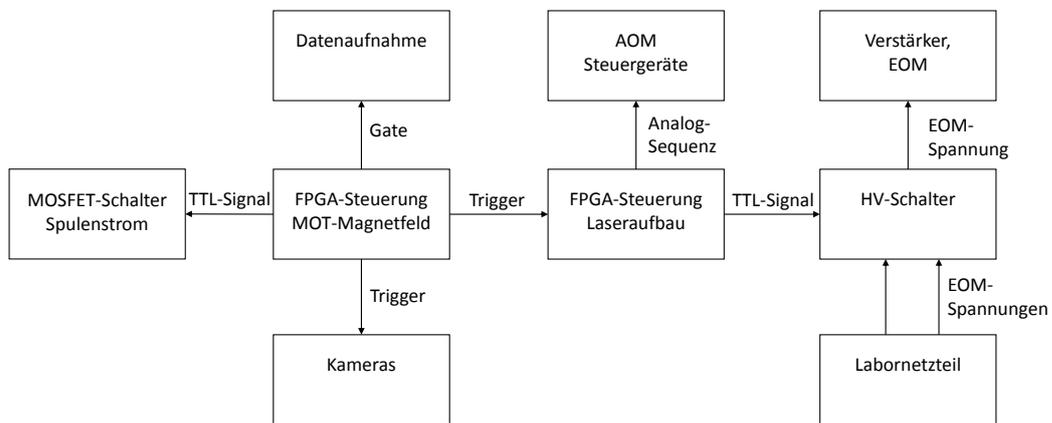


Abbildung 11: Schematische Übersicht der Experimentsteuerung.

4 Messungen

4.1 Polarisationsgrad des Targets

Durch das Verwenden des Anregungslasers mit zirkularer Polarisation werden die Atome in den gewünschten Unterzustand von 2p gepumpt. Da der Anregungslaser aus geometrischen Gründen nicht exakt entlang der Magnetfeldachse ausgerichtet werden kann, sondern um 12° verkippt ist, wird die Polarisation des Targets noch kleine Anteile an π - und der entgegengesetzten σ -Polarisation enthalten. Die Winkelabhängigkeiten der Intensität des Fluoreszenzlichts sind nach Abschnitt 2.1:

$$I_{\sigma^\pm}(\theta) = I_{\sigma^\pm}^0 \cdot \frac{1 + \cos^2(\theta)}{2} \quad (38)$$

$$I_\pi(\theta) = I_\pi^0 \cdot \sin^2(\theta) \quad (39)$$

$$(40)$$

Dabei ist θ der Winkel zwischen z -Achse und Emissionsrichtung. I_π^0 bezeichnet die abgestrahlte Intensität von π -polarisierten Atomen, $I_{\sigma^-}^0$ und $I_{\sigma^+}^0$ die von σ -polarisierten Atomen abgestrahlte Intensität. Die Intensitätsverteilung ist unabhängig vom Azimutalwinkel φ . Der Polarisationsgrad des Targets wird

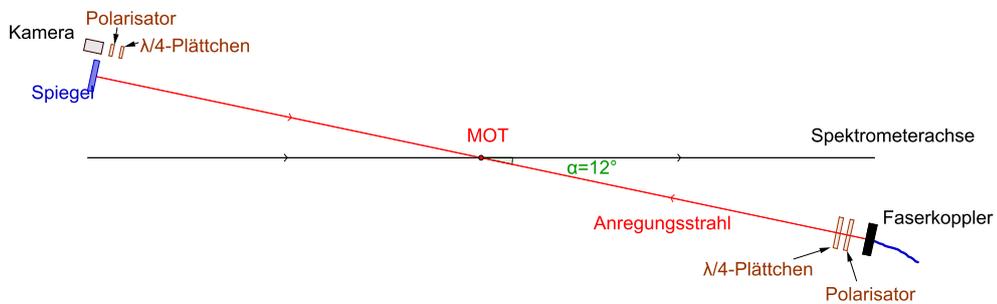


Abbildung 12: Skizze des Aufbaus. Die Kamera zur longitudinalen Messung wird neben dem Anregungsstrahl angebracht. Zur transversalen Messung befindet sich eine zweite Kamera senkrecht zur Bildebene über der MOT.

aus dem Fluoreszenzlicht mit einer CCD-Kamera mit Polarisator bestimmt (Abb. 12). Um den π -Anteil zu bestimmen wird in transversaler Richtung beobachtet und ein Polarisationsfilter vor der Kamera angebracht. In transversaler Richtung ist zwar für alle drei Übergänge das Licht linear polarisiert, π -Licht jedoch entlang der Magnetfeldrichtung und σ -Licht senkrecht dazu. Um zwischen σ^+ und σ^- zu unterscheiden wird in longitudinaler Richtung ge-

messen, da in diese Richtung in zirkularer Polarisation abgestrahlt wird. Hier wird vor dem Polarisator noch ein $\lambda/4$ -Plättchen angebracht, so dass σ^+ und σ^- Polarisation in aufeinander senkrecht stehende lineare Polarisationen umgewandelt werden (vgl. Abb. 1).

Die Kameras befanden sich für die Messungen bei $\theta = 12^\circ$ (longitudinal) bzw. $\theta = 90^\circ$ (transversal), damit ergibt sich:

$$I_t^0 = 1/2 \cdot I_{\sigma^\pm}^0 + I_\pi^0 \quad (41)$$

$$I_l^0 = 0.978 \cdot I_{\sigma^\pm}^0 + 0.043 \cdot I_\pi^0 \quad (42)$$

I_t^0 und I_l^0 stehen für die Intensitäten an der jeweiligen Kameraposition ohne Polarisatoren. Ist der π -polarisierte Anteil klein kann dieser bei der longitudinalen Messung aufgrund des kleinen Vorfaktors vernachlässigt werden, um das Verhältnis von σ^+ zu σ^- Polarisation zu bestimmen. Mit dem Winkel des Polarisators an der Kamera bezüglich einer Achse in der Polarisatorebene ϕ und eines Verschiebungswinkels ϕ_0 ergibt sich für die gemessene Intensität:

$$I_t^p(\phi) = 0.5 \cdot I_{\sigma^\pm}^0 \cdot \cos^2(\phi - \phi_0) + I_\pi^0 \cdot \sin^2(\phi - \phi_0) \quad (43)$$

$$I_l^p(\phi) = 0.978 \cdot (I_{\sigma^+}^0 \cdot \cos^2(\phi - \phi_0) + I_{\sigma^-}^0 \cdot \sin^2(\phi - \phi_0)) + 0.043 \cdot I_\pi^0 \quad (44)$$

$$\approx 0.978 \cdot (I_{\sigma^+}^0 \cdot \cos^2(\phi - \phi_0) + I_{\sigma^-}^0 \cdot \sin^2(\phi - \phi_0)) \quad (45)$$

Die Intensitäten mit Index p sind nun die nach dem Polarisator gemessenen Intensitäten. Um zeitliche Schwankungen in der Gesamtintensität auszugleichen wird die Intensität von der jeweils anderen Kamera ohne Polarisationsfilter I_{vgl} hinzugenommen. Die Intensitätsverhältnisse zwischen den Kameras sind zwar abhängig von der Positionierung aber bleiben für alle Messpunkte gleich, so dass für die Auswertung jeweils die relativen Intensitäten $I^{pr} = \frac{I^p}{I_{vgl}}$ verwendet werden können. Nun ergibt sich der Polarisationsgrad aus dem Anteil der Intensitäten an der Gesamtintensität mit den Gleichungen 43 und 45:

$$P_\pi = \frac{I_\pi^0}{I_{\sigma^+}^0 + I_\pi^0 + I_{\sigma^-}^0} = \frac{I_t^{pr}(\phi_0 + \pi/2)}{2 \cdot I_t^{pr}(\phi_0) + I_t^{pr}(\phi_0 + \pi/2)} \quad (46)$$

$$P_{\sigma^+} = \frac{I_{\sigma^+}^0}{I_{\sigma^+}^0 + I_\pi^0 + I_{\sigma^-}^0} = \frac{I_l^{pr}(\phi_0)}{I_l^{pr}(\phi_0) + I_l^{pr}(\phi_0 + \pi/2)} (1 - P_\pi) \quad (47)$$

$$P_{\sigma^-} = \frac{I_{\sigma^-}^0}{I_{\sigma^+}^0 + I_\pi^0 + I_{\sigma^-}^0} = \frac{I_l^{pr}(\phi_0 + \pi/2)}{I_l^{pr}(\phi_0) + I_l^{pr}(\phi_0 + \pi/2)} (1 - P_\pi) \quad (48)$$

Der Faktor $(1 - P_\pi)$ bei den σ -Polarisationen berücksichtigt, dass in longitudinaler Messung die π -Polarisation nicht erfasst wird. Zunächst wird die π -

Polarisation für beide Anregungseinstellungen aus der transversalen Messung bestimmt. Von den gemessenen Intensitäten wird jeweils eine Hintergrundmessung abgezogen. Dann wird für jeden Messpunkt die relative Intensität I^{pr} gegen den Winkel des Polarisators aufgetragen und ein Fit von Gleichung 43 durchgeführt (Abb. 13). Für jede Winkeleinstellung wurden die Werte mehrmals aufgenommen und Mittelwert und statistischer Fehler berechnet. Aus den Residuen wurde der systematische Fehler abgeschätzt, welcher gegenüber dem statistischen Fehler deutlich überwiegt. Der hohe systematische Fehler begründet sich hauptsächlich dadurch, dass die Umgebung nicht abgedunkelt werden konnte und daher wechselhafte Hintergrundbeleuchtung zu großen Abweichungen führte. Dieser Fehler wurde durch die Hintergrundmessungen minimiert, konnte jedoch nicht vollständig vermieden werden. Für die transversale Messung ist der statistische Fehler im Mittel $5,3 \cdot 10^{-3}$ für σ^- und $6,2 \cdot 10^{-3}$ für σ^+ , der systematische Fehler wurde mit $3,9 \cdot 10^{-2}$ bzw. $3,1 \cdot 10^{-2}$ abgeschätzt. Bei der longitudinalen Messung sind die statistischen Fehler im Mittel $8,0 \cdot 10^{-3}$ sowie $9,0 \cdot 10^{-3}$, die geschätzten systematischen Fehler sind $3,4 \cdot 10^{-2}$ und $5,0 \cdot 10^{-2}$. Die Fehler auf die Polarisation ergeben sich dann aus einer numerischen Abschätzung der Parameterfehler durch den Fit-Algorithmus. Die Verschiebungswinkel der gefitteten Kurven sind in der longitudinalen Messung leicht unterschiedlich, was durch die große Streuung erklärt werden kann. Die Differenz für ϕ_0 ist zwischen σ^- -Anregung und σ^+ -Anregung: $4,6^\circ$, die geschätzten Parameterfehler sind $0,90^\circ$ und $1,28^\circ$, die Abweichung entspricht also 2,95 Standardabweichungen.

Damit ergibt sich für die π -Polarisation für die zwei Einstellungen des Anregungslasers:

$$\begin{aligned} \sigma^- \text{-Anregung:} \\ P_\pi = 0,049 \pm 0,012 \end{aligned} \tag{49}$$

$$\begin{aligned} \sigma^+ \text{-Anregung:} \\ P_\pi = 0,003 \pm 0,010 \end{aligned} \tag{50}$$

Diese Anteile sind also klein, so dass die Näherung in Gleichung 45 gerechtfertigt ist. Damit kann analog die longitudinale Messung mit Gleichung 45 angepasst werden (Abb. 14). Es ergibt sich für die beiden Konfigurationen:

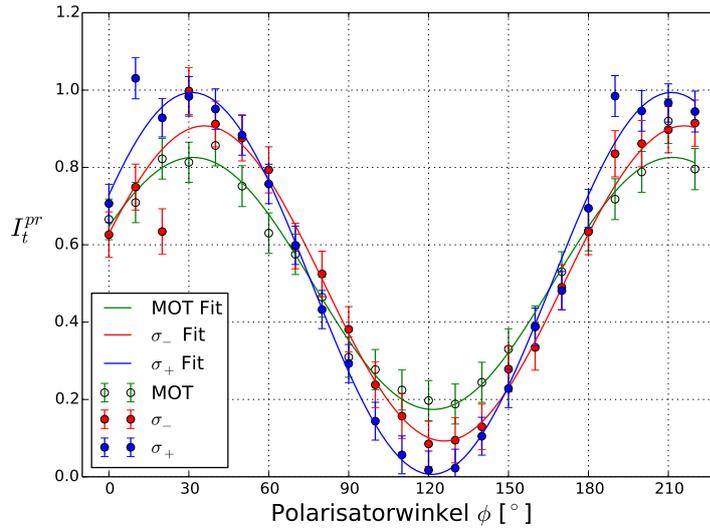


Abbildung 13: Relative Intensität nach Polarisator in transversaler Richtung in Abhängigkeit der Polarisatorausrichtung. Fehlerbalken sind statistische Fehler und abgeschätzter systematischer Fehler quadratisch addiert. Die Werte sind so skaliert, dass Minimum + Maximum der Fits 1 ergibt, um die Messungen vergleichbar darzustellen. Zum Vergleich ist auch eine Messung mit den MOT-Lasern statt dem Anregungslaser eingezeichnet.

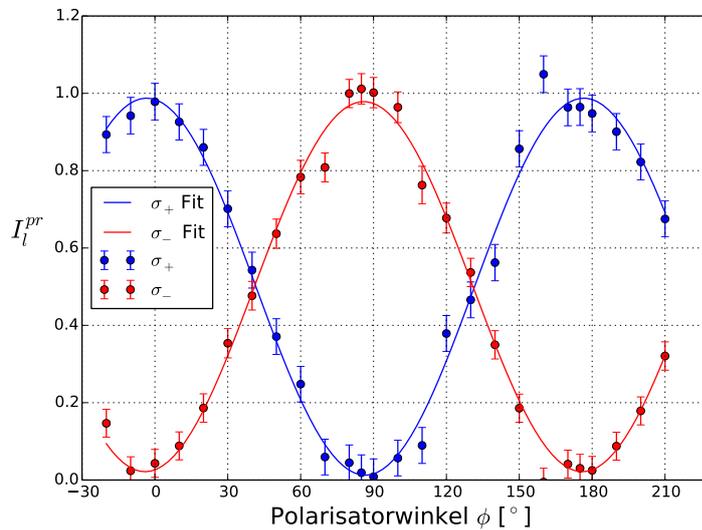


Abbildung 14: Relative Intensität nach $\lambda/4$ -Plättchen und Polarisator in longitudinaler Richtung in Abhängigkeit der Polarisatorausrichtung. Fehlerbalken sind statistische Fehler und abgeschätzter systematischer Fehler quadratisch addiert. Die Werte sind so skaliert, dass Minimum + Maximum der Fits 1 ergibt, um die Messungen vergleichbar darzustellen.

σ^- -Anregung:

$$P_{\sigma^-} = 0,931 \pm 0,017 \quad (51)$$

$$P_{\sigma^+} = 0,021 \pm 0,010$$

σ^+ -Anregung:

$$P_{\sigma^-} = 0,012 \pm 0,017 \quad (52)$$

$$P_{\sigma^+} = 0,985 \pm 0,016$$

Der Polarisationsgrad eines beliebigen Zustands mit $\mathcal{N} \times \mathcal{N}$ Dichtematrix $\hat{\rho}$ ist in (Hertel und Schulz, 2010, S. 507) angegeben mit:

$$\mathcal{P} = \frac{1}{\sqrt{2(\mathcal{N}-1)}} \sqrt{\sum_{j,k} \left(\rho_{jj}^{(d)} - \rho_{kk}^{(d)} \right)^2} \quad (53)$$

In diesem Fall ist $\mathcal{N} = 3$ für die drei möglichen Polarisierungen. $\rho_{jj}^{(d)}$ ist das j -te Diagonalelement der diagonalisierten Dichtematrix, hier ist das gerade der Anteil P . Also ergibt sich für diese Messung:

$$\mathcal{P} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(P_{\sigma^-} - P_{\sigma^+})^2 + (P_{\sigma^+} - P_{\sigma^-})^2 + (P_{\sigma^-} - P_{\sigma^+})^2} \quad (54)$$

Und damit für die beiden Einstellungen:

σ^- -Anregung:

$$\mathcal{P} = 0,897 \pm 0,036 \quad (55)$$

σ^+ -Anregung:

$$\mathcal{P} = 0,977 \pm 0,037 \quad (56)$$

Es wurde also für σ^+ -Anregung ein Polarisationsgrad von nahezu 100% erreicht, bei σ^- -Anregung immerhin ungefähr 90%, was eine selektive Untersuchung der $m = \pm 1$ Zustände erlaubt.

4.2 Winkelcharakteristik der Photoionisation des polarisierten Targets

Die Photoionisation von Lithium wurde für verschiedene Winkel zwischen der Polarisation des UV-Lasers und der Polarisation des Targets jeweils für die Anfangszustände (Index i) $m_i^i = +1$ und $m_i^i = -1$ gemessen. Die Polarisation des UV-Lasers wurde parallel, senkrecht und im 45° -Winkel zur Spektrometerachse ausgerichtet, welche durch das homogene Magnetfeld des ReMi der Polarisationsrichtung der Atome entspricht.

Zunächst wurde die Laserpolarisation parallel zur Polarisationsrichtung der Atome eingestellt. In diesem Fall muss die Winkelverteilung zylindersymmetrisch bezüglich der beiden (Atome und Laser) Polarisationsachsen sein. In Abbildung 15 ist eine Koordinate des Auftreffpunkts am Detektor gegen die Flugzeit der Elektronen aufgetragen. Die Abhängigkeit des Ortes von der Flugzeit ergibt sich aus dem Anfangsimpuls und der Zyklotronbewegung der Elektronen aufgrund des homogenen Magnetfelds. Zu gewissen Zeiten treffen die Elektronen daher an einem Punkt auf. Diese Punkte müssen nicht symmetrisch zum Mittelpunkt der gezeigten Struktur sein. Die Elektronen im linken Teil entsprechen den Elektronen mit Anfangsimpuls in Richtung des Elektrodendetektors, da diese eine kürzere Flugzeit haben. Die parallele Ausrichtung der UV-Laser-Polarisation zur Target-Polarisation wurde erreicht, indem diese Flugzeitverteilung symmetrisch bezüglich der horizontalen Achse durch die Knotenpunkte eingestellt wurde, da diese Flugzeitachse der Polarisationsachse des Targets entspricht. In diesem Fall ist die Winkelverteilung der Elektronen zylindersymmetrisch zur atomaren Polarisationsachse. Die anderen Winkel zwischen den Polarisierungen wurden dann relativ zu dieser Konfiguration eingestellt.

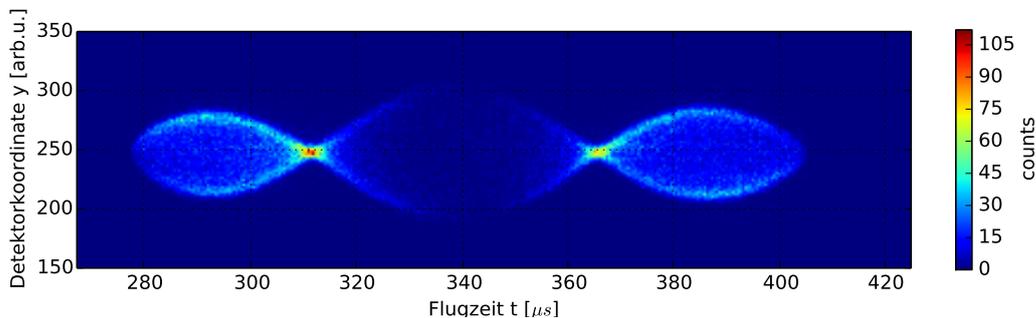


Abbildung 15: Eine Koordinate des Auftreffortes am Detektor gegen die Flugzeit der Elektronen.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden aus den gemessenen Elek-

tronenimpulsen bestimmt, da diese in dieser Messung eine deutlich höhere Auflösung haben als die Ionenimpulse. Aufgrund des geringen Photonenimpulses sind Elektronen- und Ionenimpuls entgegengesetzt und es ergeben sich entsprechende Verteilungen. Diese vollständigen differentiellen Wirkungsquerschnitte entsprechen dem Betragsquadrat des Winkelanteils der Endzustandswellenfunktion. Da der UV-Laser linear polarisiert ist gilt nach den Dipolauswahlregeln $\Delta l = \pm 1$ und bei paralleler Ausrichtung von Laser- und Target-Polarisation $\Delta m_l = 0$, bei senkrechter Ausrichtung der Polarisierungen $\Delta m_l = \pm 1$.

Parallele Polarisierungen

Ausgehend von $l = 1, m_l^i = \pm 1$, ist als für den Endzustand nur $l = 2$ und $m_l = \pm 1$ möglich. Daher sollte sich bei paralleler Polarisation das Betragsquadrat der Kugelflächenfunktion mit $l = 2$ und $m_l = \pm 1$ ergeben welches in Abbildung 16 dargestellt ist.

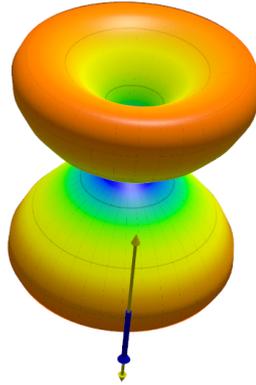


Abbildung 16: Betragsquadrat der Kugelflächenfunktion $|Y_2^{\pm 1}|^2$. Der gelbe Pfeil gibt die Polarisation des Lasers an, der blaue die Polarisation des Targets.

Für beide Unterzustände ist der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt ähnlich der erwarteten Verteilung (Abb. 18), ist jedoch etwas schmaler als diese. Dies liegt an einer verringerten Akzeptanz des Elektronenspektrometers in den Bereichen $\theta = 45^\circ \dots 65^\circ$ und $\theta = 115^\circ \dots 135^\circ$. Aufgrund der Zyklotronbewegung der Elektronen im Magnetfeld erreichen die Elektronen unabhängig von der Emissionsrichtung bei einer Flugzeit, die ein Vielfaches der Periode dieser Zyklotronbewegung ist, alle den gleichen Punkt auf dem Detektor. Die entsprechenden Flugzeiten wurden in der Auswertung ausgeschnitten, die Zählrate in den betreffenden Winkelbereichen ist daher systematisch zu niedrig (vgl. Abb. 17).

Bei der ($m_l^i = +1$)-Polarisation ist die Winkelverteilung erkennbar asymme-

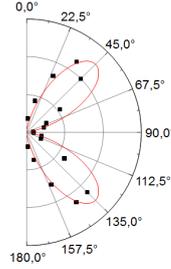


Abbildung 17: Betragsquadrat der Kugelflächenfunktion $|Y_2^{-1}|^2$ mit angepasster Amplitude, und Messwerte aus $m^i = -1$. In den Bereichen $\theta = 45^\circ \dots 65^\circ$ und $\theta = 115^\circ \dots 135^\circ$ sind die Werte deutlich unter dem Fit aufgrund einer verminderten Akzeptanz.

trisch zur ($\theta = 90^\circ$)–Ebene. Dies könnte durch eine Beimischung von ($m_l^i = 0$) und einer nicht optimalen Ausrichtung der UV-Laser–Polarisation erklärt werden, da dann die Kugelflächenfunktionen Y_0^0 , Y_2^0 und Y_2^2 beitragen. Die Kugelflächenfunktionen sind zwar für gerade m symmetrisch und für ungerade m antisymmetrisch zur ($\theta = 90^\circ$)–Ebene, was beides zu einem symmetrischen Betragsquadrat führt. Eine Summe aus symmetrischen und antisymmetrischen Beiträgen ist jedoch im Allgemeinen asymmetrisch. Es verbleibt nur eine Punktsymmetrie zum Ursprung da bei unserem Experiment alle beitragenden Kugelflächenfunktion im Endzustand den Paritätseigenwert $P = +1$ haben müssen.

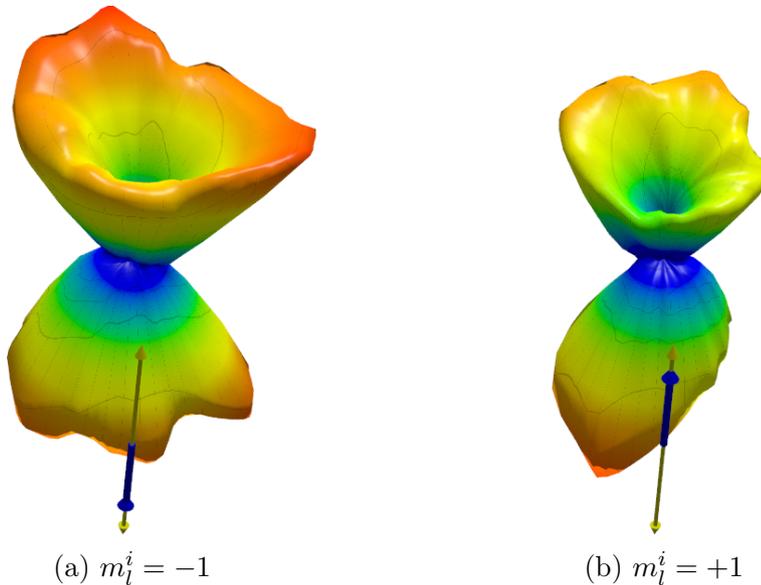


Abbildung 18: Vollständige Differentielle Wirkungsquerschnitte der Photoionisation von Lithium aus dem $^2P_{3/2}$ –Zustand durch parallel zur Target–Polarisation polarisierten UV–Laser. Der gelbe Pfeil gibt die Polarisation des Lasers an, der blaue die Polarisation des Targets.

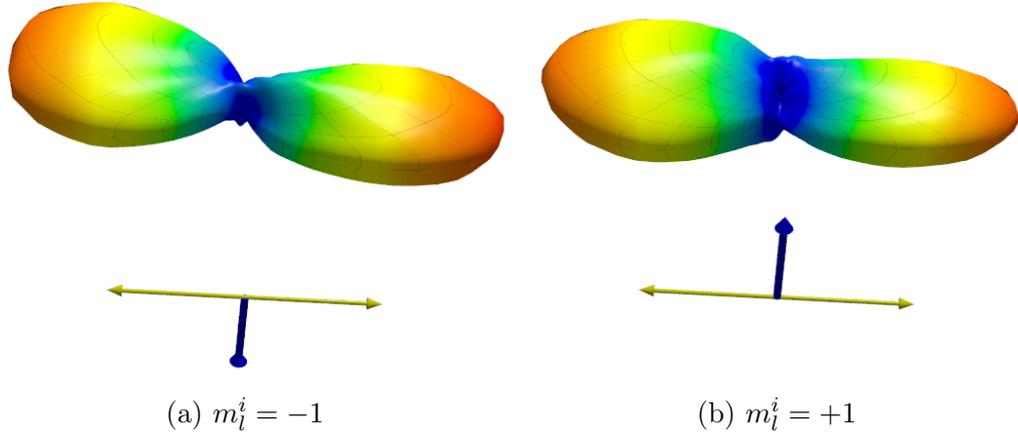


Abbildung 19: Vollständige Differentielle Wirkungsquerschnitte der Photoionisation von Lithium aus dem ${}^2P_{3/2}$ -Zustand. Die Polarisation des UV-Lasers steht senkrecht zur Target-Polarisation. Der gelbe Pfeil gibt die Polarisation des Lasers an, der blaue die Polarisation des Targets.

Senkrechte Polarisationen

Für eine UV-Polarisation senkrecht zur Target-Polarisation (Abb. 19) sind Übergänge mit $\Delta m_l = \pm 1$ erlaubt. Deshalb kann hier die Winkelverteilung nicht durch das Betragsquadrat einer einzelnen Kugelflächenfunktion beschrieben werden, sondern es entsteht eine Superposition aus Y_0^0 , Y_2^0 und Y_2^2 mit unterschiedlichen Amplituden und relativen Phasen (vgl. Kapitel 2.3). Die Winkelverteilung ist damit

$$\begin{aligned}
 I(\theta, \varphi) &= |c_1 Y_0^0 + c_2 Y_2^0 + c_3 Y_2^2|^2 \\
 &= |a_1 e^{i\Delta_0} + a_2 (3 \cos^2 \theta - 1) e^{i(\Delta_0 + \Delta_3)} + a_3 \sin^2 \theta e^{i(2m_l^i \varphi + \Delta_0 + \Delta_5)}|^2 \\
 &= a_1^2 + a_2^2 (3 \cos^2 \theta - 1)^2 + a_3^2 \sin^4 \theta + \\
 &\quad + a_1 a_2 (3 \cos^2 \theta - 1) \cdot 2 \cos(\Delta_3) \\
 &\quad + a_1 a_3 \sin^2 \theta \cdot 2 \cos(2m_l^i \varphi + \Delta_5) \\
 &\quad + a_2 a_3 (3 \cos^2 \theta - 1) \sin^2 \theta \cdot 2 \cos(2m_l^i \varphi + \Delta_5 - \Delta_3).
 \end{aligned} \tag{57}$$

Dabei sind die Koeffizienten c_i komplex, a_i positiv reell und Δ_i sind reell. m_l^i ist die Ausrichtung des Drehimpulses im Anfangszustand. Um die Parameter der recht komplexen Verteilung zu bestimmen ist es hilfreich die Verteilung in φ bei bestimmten Winkeln θ zu betrachten, für die einzelne Terme herausfallen. Es werden daher $\theta = 90^\circ$, und $\theta = 54,7^\circ$ ¹, für den die Terme $(3 \cos^2 \theta - 1)^2$

¹Der Winkel $\theta = 54,7^\circ$ liegt in dem Raumwinkelbereich, in dem die Elektronenakzeptanz durch die Zyklotronbewegung begrenzt ist. Für die nachfolgende Analyse wurden deshalb die Daten in diesem Bereich interpoliert.

und damit die Phase Δ_3 sowie die Amplitude a_2 herausfallen, betrachtet

$$I(54,7^\circ, \varphi) = a_1^2 + a_3^2 \left(\frac{2}{3}\right)^2 + a_1 a_3 \frac{2}{3} \cdot 2 \cos(2m_l^i \varphi + \Delta_5) \quad (58)$$

$$I(90^\circ, \varphi) = a_1^2 + a_2^2 + a_3^2 + a_1 a_2 2 \cos \Delta_3 + a_1 a_3 2 \cos(2m_l^i \varphi + \Delta_5) - a_2 a_3 2 \cos(2m_l^i \varphi + \Delta_5 - \Delta_3). \quad (59)$$

Vergleicht man nun bei $\theta = 54,7^\circ$ die Verteilungen von $m_l^i = +1$ und $m_l^i = -1$, sind diese um $2\Delta_5$ verschoben. Der Winkel φ hat durch die Polarisationsrichtung des UV-Lasers für beide Messungen einen festen Bezugspunkt. Die Phase kann direkt aus Abbildung 20 abgelesen werden und beträgt $\Delta_5 \approx 7,5^\circ$. Sie entspricht direkt dem magnetischen Dichroismus. Zusammen mit der Ver-

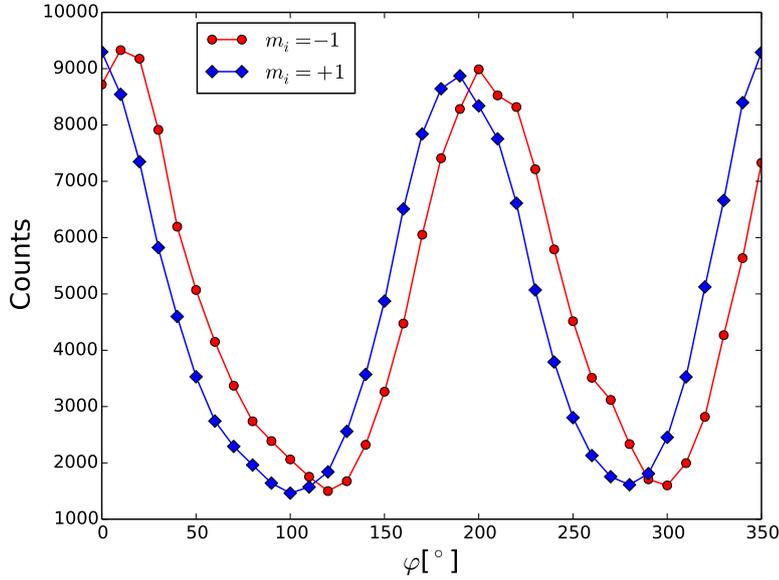


Abbildung 20: Gemessene Photoelektronenverteilung bei $\theta = 54,7^\circ$. Die Linien dienen der Veranschaulichung.

teilung bei $\theta = 90^\circ$ (Abb.21) erhält man die Phase $\Delta_3 \approx 182,8^\circ$ sowie die Amplituden $a_1 = 12,4$, $a_2 = 9,5$ und $a_3 = 42,9$. Mit diesen Parametern ergibt sich die Verteilung in Abbildung 22. Bis auf eine Abflachung der Verteilung in den Bereichen mit reduzierter Akzeptanz zeigt sich qualitativ eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Verteilungen in Abbildung 19.

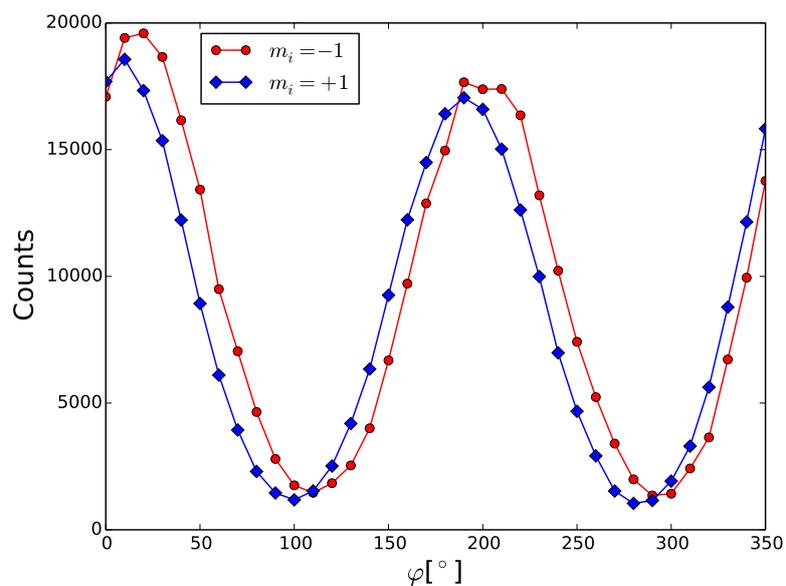


Abbildung 21: Gemessene Photoelektronenverteilung bei $\theta = 90^\circ$. Die Linien dienen der Veranschaulichung.

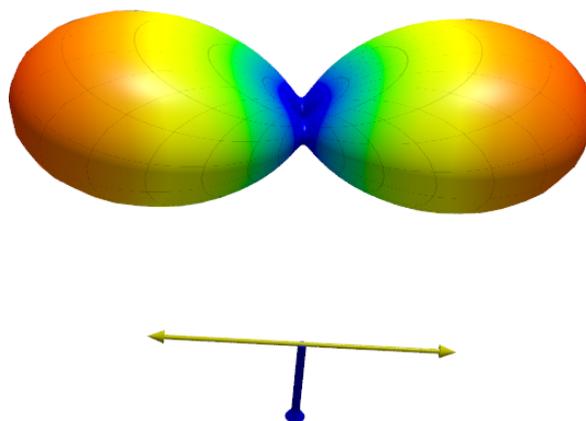
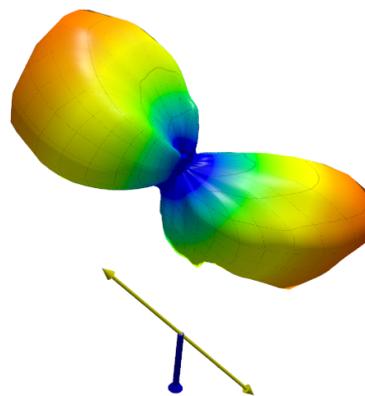


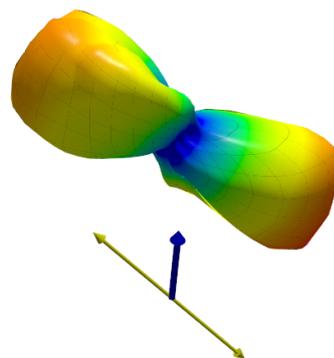
Abbildung 22: Fit der Winkelverteilung bei einer UV-Polarisation senkrecht zur Target-Polarisation mit $m_i^i = -1$. Es handelt sich um die Verteilung nach Gleichung (57) mit den Parametern $a_1 = 12,4$, $a_2 = 9,5$, $a_3 = 42,9$, $\Delta_3 = 182,8^\circ$ und $\Delta_5 = 7,5^\circ$

Polarisationen im 45°-Winkel

Bei der Messung mit 45°-Winkel zwischen UV-Polarisation und Polarisation der Atome verlaufen die Bereiche geringer Akzeptanz des Elektronendetektors direkt über die Maxima der Winkelverteilung und wurden daher in Abbildung 23 interpoliert. Es ist jedoch auch hier ein magnetischer Dichroismus erkennbar, da die Verteilung für $m_l^i = +1$ gegenüber $m_l^i = -1$ leicht verdreht ist. Außerdem existiert keine Symmetrie zur Spiegelung an der ($\theta = 90^\circ$)-Ebene, was, wie zuvor beschrieben, nur bei Superposition von Kugelflächenfunktionen mit geraden und ungeraden m auftritt. Dies ist hier der Fall, da die Ausrichtung der Polarisation des UV-Lasers sowohl ($\Delta m_l = 0$)- als auch ($\Delta m_l = \pm 1$)-Übergänge erlaubt. Da nun noch eine weitere Amplitude und eine relative Phase als Parameter hinzukommen, wird die Anpassung schwieriger und wird hier, da auch der systematische Fehler in den Maxima sehr hoch sein wird, nicht durchgeführt.



(a) $m_l^i = -1$



(b) $m_l^i = +1$

Abbildung 23: Vollständige Differentielle Wirkungsquerschnitte der Photoionisation von Lithium aus dem $^2P_{3/2}$ -Zustand. Die Polarisation des UV-Lasers steht im 45°-Winkel zur Target-Polarisation. Der gelbe Pfeil gibt die Polarisation des Lasers an, der blaue die Polarisation des Targets.

5 Fazit und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Zustandspräparation eines lasergekühlten Targets durch optisches Pumpen. Dazu wurde ein Anregungsstrahl in das bestehende Experiment integriert, der durch eine elektronische Steuerung eingestellt werden kann. Der erreichte Polarisationsgrad des Targets wurde anhand des Fluoreszenzlichts gemessen und betrug $\mathcal{P} = 0,897 \pm 0,036$ mit ($m_l = -1$)-Anregung und $\mathcal{P} = 0,977 \pm 0,037$ mit ($m_l = +1$)-Anregung. Die Beiträge aus anderen Zuständen konnten also gegenüber dem Betrieb ohne Anregungsstrahl ($\mathcal{P} \approx 0,8$) deutlich reduziert werden. Dies erlaubt eine genauere Untersuchung von Effekten, die von der Ausrichtung des Bahndrehimpulses im Anfangszustand abhängen.

So konnte die Photoionisation des Lithium-Targets aus dem präparierten Zustand mit einem linear polarisierten UV-Laser untersucht werden. In den Winkelverteilungen der Photoelektronen konnte magnetischer Dichroismus beobachtet werden. Außerdem konnte in den Spezialfällen senkrechter und paralleler Ausrichtung von UV-Laser-Polarisation und Target-Polarisation die Winkelverteilung durch eine Anpassung von Kugelflächenfunktionen, mit Interferenz untereinander, qualitativ reproduziert werden.

Ein Problem bei der Auswertung stellte eine verminderte Elektronenakzeptanz in einigen Winkelbereichen dar. Diese könnten in weiteren Messungen durch andere Einstellungen des Spektrometers verschoben werden, so dass die wichtigsten Bereiche nicht betroffen sind. Alternativ kann auch der Impuls der Rückstoßionen gemessen werden, der aufgrund der Impulserhaltung die identische Winkelcharakteristik wie die Elektronen aufweist. In den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten war jedoch die Impulsauflösung für Ionen deutlich schlechter als die der Elektronen.

Für weitere Messungen zur Photoionisation wäre es interessant, den Ionisationslaser in longitudinaler Richtung mit zirkularer Polarisation zu betreiben, um gezielt Ionisation mit entweder $\Delta m = +1$ oder $\Delta m = -1$ zu untersuchen. Weiterhin ist es durch den implementierten Anregungsstrahl nun möglich, magnetischen Dichroismus zum Beispiel in Ionen- und Elektronenstoßexperimenten oder bei der Ionisation in starken Laserfeldern (Barth und Smirnova, 2013; Barth und Lein, accepted) zu untersuchen und die Unterschiede zwischen den $m = -1$ und $m = +1$ Unterzuständen in differentiellen Wirkungsquerschnitten zu quantifizieren.

Literatur

- Wolfgang Demtröder. *Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer-Lehrbuch. Springer, Berlin ; Heidelberg, 4., überarb. aufl. edition, 2010. ISBN 978-3-642-03910-2 ; 978-3-642-03911-9.
- H Klar und H Kleinpoppen. Angular distribution of photoelectrons from polarised atoms exposed to polarised radiation. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 15(6):933, 1982. URL <http://stacks.iop.org/0022-3700/15/i=6/a=019>.
- John C. Hansen, John A. Duncanson, Ring-Ling Chien, und R. Stephen Berry. Angular distributions of photoelectrons from resonant two-photon ionization of sodium through the $3p\ ^2P_{3/2}$ intermediate state. *Phys. Rev. A*, 21:222–233, Jan 1980. doi: 10.1103/PhysRevA.21.222. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.21.222>.
- Ring-ling Chien, Oliver C. Mullins, und R. Stephen Berry. Angular distributions and quantum beats of photoelectrons from resonant two-photon ionization of lithium. *Phys. Rev. A*, 28:2078–2084, Oct 1983. doi: 10.1103/PhysRevA.28.2078. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.28.2078>.
- A Siegel, J Ganz, W Bussert, und H Hotop. Electron angular distributions and total cross sections for photoionisation of polarised $Ne(3p^3D_3)$ atoms near threshold. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 16(16):2945, 1983. URL <http://stacks.iop.org/0022-3700/16/i=16/a=015>.
- C Kerling, N Bowering, und U Heinzmann. Photoelectron angular distributions from laser-excited aligned Yb atoms ionized by vacuum ultraviolet radiation. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 23(20):L629, 1990. URL <http://stacks.iop.org/0953-4075/23/i=20/a=003>.
- D. Fischer, D. Globig, J. Goullon, M. Grieser, R. Hubele, V. L. B. de Jesus, A. Kelkar, A. LaForge, H. Lindenblatt, D. Misra, B. Najjari, K. Schneider, M. Schulz, M. Sell, und X. Wang. Ion-lithium collision dynamics studied with a laser-cooled in-ring target. *Phys. Rev. Lett.*, 109:113202, Sep 2012. doi: 10.1103/PhysRevLett.109.113202. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.113202>.

- J Ullrich, R Moshhammer, A Dorn, R Dörner, L Ph H Schmidt, und H Schmidt-Böcking. Recoil-ion and electron momentum spectroscopy: reaction-microscopes. *Reports on Progress in Physics*, 66(9):1463, 2003. URL <http://stacks.iop.org/0034-4885/66/i=9/a=203>.
- Johannes David Goullon. *One- and two-electron processes in charge transfer and single ionization in ion-lithium collisions*. Dissertation, Universität Heidelberg, 2014.
- R. Hubele, A. LaForge, M. Schulz, J. Goullon, X. Wang, B. Najjari, N. Ferreira, M. Grieser, V. L. B. de Jesus, R. Moshhammer, K. Schneider, A. B. Voitkiv, und D. Fischer. Polarization and interference effects in ionization of Li by ion impact. *Phys. Rev. Lett.*, 110:133201, Mar 2013. doi: 10.1103/PhysRevLett.110.133201. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.133201>.
- Dmitry Budker, Derek F. Kimball, und David P. DeMille. *Atomic physics*. Oxford Univ. Press, Oxford [u.a.], 2. ed., repr. with corr. edition, 2010. ISBN 978-0-19-953241-4 ; 978-0-19-953242-1.
- P. A. M. Dirac. The quantum theory of the emission and absorption of radiation. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 114 (767):243–265, 1927. doi: 10.1098/rspa.1927.0039. URL <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/114/767/243.short>.
- Renate Hubele. *Kinematisch vollständige und zustands-selektive Untersuchung der stoßinduzierten Einfachionisation von Lithium*. Dissertation, Universität Heidelberg, 2013. URL <http://archiv.ub.uni-heidelberg.de/volltextserver/15405/>.
- Jochen Steinmann. *Multiphoton ionization of laser cooled lithium*. Dissertation, Universität Heidelberg, 2007. URL <http://archiv.ub.uni-heidelberg.de/volltextserver/7585/>.
- T. Walker, P. Feng, D. Hoffmann, und R. S. Williamson. Spin-polarized spontaneous-force atom trap. *Phys. Rev. Lett.*, 69:2168–2171, Oct 1992. doi: 10.1103/PhysRevLett.69.2168. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.69.2168>.
- Elisabeth Brühl. Photon and electron impact ionization of lithium studied with a motremi. Masterarbeit, Universität Heidelberg, 2013.

Ingolf V. Hertel und Claus-Peter Schulz. *Atome, Moleküle und optische Physik 2*. Springer-Lehrbuch ; SpringerLink : Bücher. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2010. ISBN 978-3-642-11973-6 ; 978-3-642-11972-9. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-11973-6>;<http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-11973-6>.

Ingo Barth und Olga Smirnova. Comparison of theory and experiment for nonadiabatic tunneling in circularly polarized fields. *Phys. Rev. A*, 87:065401, Jun 2013. doi: 10.1103/PhysRevA.87.065401. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.87.065401>.

I. Barth und M. Lein. Numerical verification of the theory of nonadiabatic tunnel ionization in strong circularly polarized laser fields. *J. Phys. B*, accepted.