

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von

Hanno Filter

aus Willich

2011

Methoden zur Flussbestimmung von metastabilen Argonatomen

Die Diplomarbeit wurde ausgeführt von Hanno Filter am
Kirchhoff-Institut für Physik
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. M. K. Oberthaler

Aufbau eines Detektionssystems zur Messung des Flusses von metastabilem ^{40}Ar on zur Charakterisierung eines Moiré-Deflektometers für AEgIS Für den Test eines Moiré-Deflektometers im Rahmen des AEgIS-Experiments werden zwei Systeme zur Messung des Flusses metastabiler Atome implementiert. Zum einen wird die lichtinduzierte Fluoreszenz detektiert, zum anderen wird die Abregung metastabiler Atome an einer Oberfläche mit folgender Elektronenemission genutzt.

Zur Detektion der lichtinduzierten Fluoreszenz wird dabei ein mit einer Referenzgaszelle frequenzstabilisierter Diodenlaser verwendet. Das Detektionssystem wird auf die Messung des Flusses von metastabilem Argon transversal zur Strahlrichtung optimiert. Für die Methode der Oberflächenabregung ist ein Faraday Cup konstruiert und optimiert worden. Beide Systeme sind erfolgreich zur Messung des Flusses metastabiler Argonatome aus einer RF-Plasmaentladungsquelle genutzt worden. Insbesondere werden beide Aufbauten im Bezug auf ihre Genauigkeit und ihre Präzision verglichen. Die Methode der lichtinduzierten Fluoreszenz ist demnach im Hinblick auf die geforderte Präzision für die Nutzung mit einem Moiré-Deflektometer vorzuziehen.

For testing purposes for the AEgIS experiment two measuring apparatus for the detection of a flow of metastable atoms have been implemented. One is the detection of the light-induced fluorescence, the other is the deexcitation of metastable atoms at a surface with the resulting electron emission.

For the detection of the light-induced fluorescence a diodelaser, that is frequency-stabilized via an external reference-gascell, is used. The detection system is optimized for measuring the flow of metastable Argon transversal to the beam direction.

For the deexcitation-method at a surface a Faraday Cup has been constructed and optimized. Both systems have been used successfully to measure a flow of metastable Argonatoms of a rf-discharge source. Both setups have been compared in particular considering their accuracy and precision. Hence, the method of light-induced fluorescence should be preferred regarding the requested precision of the use for the Moiré-Deflectometer.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	9
1.1. AE \bar{g} IS	9
1.2. AE \bar{g} IS in Heidelberg	11
1.3. Aufbau der Arbeit	12
2. Detektion von metastabilen Atomen	13
2.1. Überblick	13
2.1.1. Argon	13
2.1.2. Eigenschaften des Atomstrahls	13
2.1.3. Wahl des Detektionssystems	15
2.2. Faraday Cup	16
2.2.1. Oberflächen-Elektronen-Emission	17
2.2.2. Messprinzip	19
2.2.3. Realistischer Teilchenstrahl	19
2.3. Optische Detektion	21
2.3.1. Atom-Licht-Wechselwirkung	21
2.3.2. Spektrale Linienbreite	27
2.3.3. Detektion über Absorption	28
2.3.4. Detektion über Fluoreszenz	31
3. Experimenteller Aufbau	35
3.1. Messaufbau des Faraday Cups	35
3.1.1. Charakterisierung	35
3.1.2. Der Faraday Cup in einer realen Umgebung	38
3.2. Aufbau der optischen Detektion	43
3.2.1. Laser und Frequenzstabilisierung	43
3.2.2. Experimenteller Aufbau der optischen Detektion	48
3.2.3. Sättigungsintensität	50
3.2.4. Geschwindigkeitsverteilung	52

Inhaltsverzeichnis

4. Ergebnisse	55
4.1. Methoden	55
4.2. Faraday Cup	57
4.2.1. Messung der Teilchenzahl	57
4.2.2. Präzision und Genauigkeit des Faraday Cups	59
4.2.3. Fazit des Faraday Cups	63
4.3. Optische Detektion	66
4.3.1. Systematische Abweichungen	67
4.3.2. Laserfrequenz	74
4.3.3. Laserintensität	76
4.3.4. Zusammenfassung	80
4.3.5. Messung des Ar*-Flusses	80
4.3.6. Präzision der lichtinduzierten Fluoreszenz	81
4.3.7. Fazit der lichtinduzierten Fluoreszenz	84
4.4. Vergleich	86
5. Zusammenfassung und Ausblick	89
5.1. Zusammenfassung	89
5.2. Ausblick	91
A. Anhang	93
A.1. Korrekturen	97

1. Einleitung

1.1. AE \bar{g} IS

Das AE \bar{g} IS-Experiment hat zum Ziel, Antiwasserstoff und seine physikalischen Eigenschaften experimentell zu untersuchen. Dabei sollen am CERN produzierte Antiprotonen in einer Penningfalle gefangen und mit Positronium bombardiert werden. Der dadurch entstehende Antiwasserstoff wird mit einem „Stark“-Beschleuniger in Form eines gepulsten Atomstrahls zur weiteren Untersuchung bereitgestellt. Besonderes Interesse wird dabei auf die Untersuchung der gravitativen Wechselwirkung von Antiwasserstoff im Vergleich zu Wasserstoff gelegt. In Abbildung [1.1] ist der geplante Aufbau des AE \bar{g} IS-Experiments am CERN gezeigt. Zur Untersuchung der gravitativen Wechselwir-

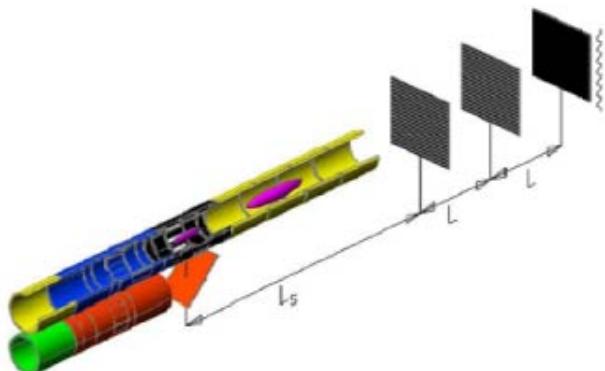


Abbildung 1.1.: AE \bar{g} IS am Cern. Zu sehen ist der geplante Aufbau am CERN, bestehend aus einer zylindrischen Penningfalle, dem darauf folgenden Stark-Beschleuniger sowie dem Moiré-Deflektometer. Kellerbauer et al. [2007]

kung soll der produzierte Antiwasserstoff durch ein Moiré-Deflektometer geschickt und die resultierende Teilchenverteilung mit einem ortsaufgelösten Detektor aufgenommen werden. Dabei wird der rein klassische Moiré-Effekt ausgenutzt. Dieser beruht auf dem Überlapp zweier periodischer Strukturen, die dadurch eine dritte effektive Überstruktur erzeugen. Werden z.B. durch zwei Gitterstrukturen Teilchen geschickt, bedeutet dies, dass bestimmte Trajektorien selektiert werden. Dadurch entsteht an einem Schirm nach

1. Einleitung

dem zweiten Gitter das erwähnte effektive Muster in Form einer Teilchenverteilung. Der Moiré-Effekt ist in Abbildung [1.2] schematisch dargestellt. Die besondere Eignung des

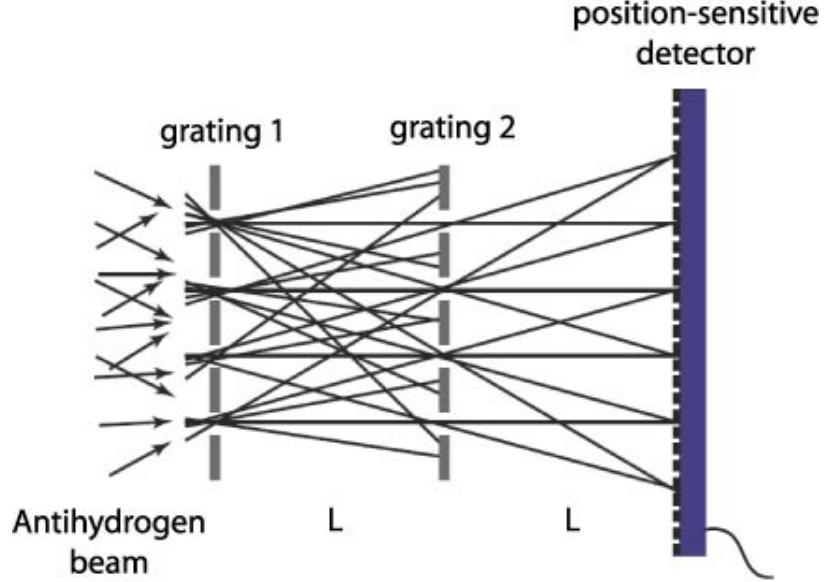


Abbildung 1.2.: Moiré-Effekt. Durch den Überlapp der beiden periodischen Strukturen wird eine dritte Überstruktur gebildet. Diese kann genutzt werden, um gezielt Teilchen auszusortieren. Teilchen fliegen von links nach rechts und werden schließlich an einem Schirm/Detektor gestoppt. [Kellerbauer et al. \[2008\]](#)

Moiré-Deflektometers für AE \bar{g} IS besteht in der Empfindlichkeit auf äußere Kräfte. Wird das Moiré-Deflektometer von Teilchen durchflossen und das erzeugte Muster im ersten Fall in einem Inertialsystem aufgenommen, unterscheidet sich dieses im zweiten Fall von dem eines beschleunigten Moiré-Deflektometers. Diese Verschiebung beruht auf der Krümmung der Teilchenbahnen. Nach Oberthaler et al. [1996] ergibt sich für ein Moiré-Deflektometer aus der Flugzeit $\tau = L/v_z$ zwischen zwei Gittern im klassischen Regime die Musterverschiebung Φ durch eine Beschleunigung zu

$$\Phi = k_g g \left(\frac{L}{v_z} \right)^2. \quad (1.1)$$

Dabei ist g die Erdbeschleunigung, L der Abstand zwischen zwei Gittern, v_z die Geschwindigkeit parallel zur Gitternormale, $k_g = 2\pi/d_g$ der Gittervektor und d_g die Gitterperiode. Im Rahmen der Arbeit von Oberthaler et al. [1996] wurde ein Moiré-Deflektometer mit drei identischen Gittern realisiert. Dabei wurde nicht, wie es bei AE \bar{g} IS geplant ist, ein ortsaufgelöster Detektor genutzt, sondern das dritte Gitter über das Moiré-Muster

geschoben und der gesamte Fluss dahinter gemessen. Unter anderem wurde gezeigt, dass die minimal auflösbare Beschleunigung durch die minimal auflösbare Musterverschiebung x_{min} gegeben ist. Damit ist

$$\Omega_{min} = \frac{v_z^2}{k_g L^2 C \sqrt{\dot{N}t}} \quad (1.2)$$

mit dem Kontrast C , der Integrationszeit t und dem Teilchenfluss \dot{N} .¹ Die Konzeption, Konstruktion und Charakterisierung des Moiré-Deflektometers sind die Themengebiete der AE \bar{g} IS-Arbeitsgruppe in Heidelberg.

1.2. AE \bar{g} IS in Heidelberg

Die AE \bar{g} IS-Arbeitsgruppe in Heidelberg hat die Aufgabe, das oben besprochene Moiré-Deflektometer zu konstruieren und zu testen. Für erste Tests wird dafür ein Aufbau konstruiert, wie er durch Oberthaler et al. [1996] beschrieben wird. Dabei wird eine ca. 2,5 m lange Stange gewählt, auf der in drei verschiebbaren Halterungen etwa 8-Zoll große Siliziumgitter untergebracht werden. In Abbildung [1.3] ist dieser geplante Aufbau zu sehen. Im Rahmen der Arbeit von Bräunig [2010] wurde ein Licht-Mach-Zehnder-Interferometer konstruiert mit dem zukünftig das Moiré-Deflektometer stabilisiert und die Bewegung charakterisiert werden kann. Neben den sich in Konstruktion befindlichen Gittern wird,

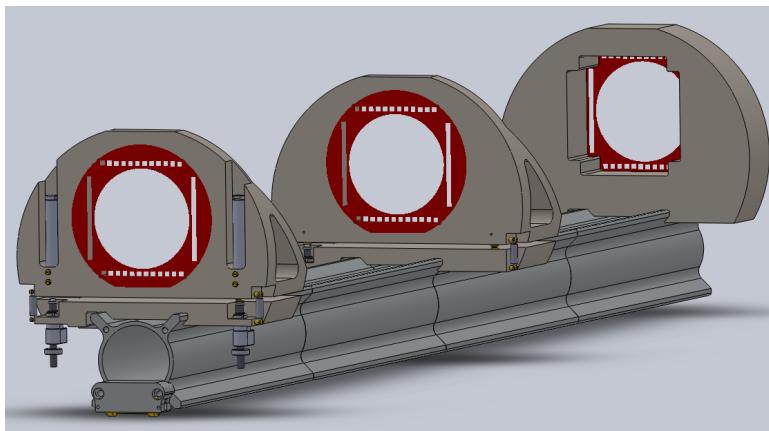


Abbildung 1.3.: Geplanter Aufbau des Moiré-Deflektometer in Heidelberg. Bräunig [2010]

um das Moiré-Deflektometer letztendlich testen zu können, eine Atomstrahlquelle und ein Detektionssystem zur Flussmessung benötigt. Als Atomstrahlquelle wurde eine RF-

¹Dabei wurde eine Poisson-Statistik für den Teilchenstrahl vorausgesetzt.

1. Einleitung

Gasentladung, wie sie auch von [Welte et al. \[2010\]](#) und [Ritterbusch \[2010\]](#) genutzt wird, gewählt. Diese produziert Argon in metastabilen Zuständen bei relativ hohen Flüssen bis zu (10^{14} Hz/sr). Besonders bei der Detektion bietet metastabiles Argon einige Vorteile. Zur systematischen Charakterisierung des Moiré-Deflektometers ist wünschenswert, über längere Zeiträume messen zu können, da die Auflösung Ω_{min} gerade proportional zu $1/\sqrt{Nt}$ ist. Als Ziel wurden hier Messdauern im Bereich einiger Minuten gesetzt. Für eine ausführliche Erläuterung des AE \bar{g} IS-Experiments in Heidelberg sei auf [Bräunig \[2010\]](#) verwiesen.

1.3. Aufbau der Arbeit

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Vorstellung und dem Vergleich zweier Methoden zur Flussmessung an einer Quelle für metastabiles Argon widmen. Die beiden experimentell umgesetzten Verfahren sind dabei die Flussmessung mit einem Faraday Cup über die Abregung metastabiler Atome an einer Oberfläche mit folgender Elektronenemission und lichtinduzierter Fluoreszenz. Beide Verfahren werden im Kapitel [\[2\]](#) theoretisch behandelt. In Kapitel [\[3\]](#) wird die praktische Umsetzung skizziert und einige charakterisierende Messungen vorgestellt. Das Kapitel [\[4\]](#) widmet sich dem Vergleich der beiden Verfahren. Zum Abschluss [\[5\]](#) wird ein Fazit und eine Empfehlung zur weiteren Entwicklung der Detektion für das AE \bar{g} IS-Experiment in Heidelberg gegeben.

2. Detektion von metastabilen Atomen

2.1. Überblick

Wie im letzten Kapitel [1.2] erwähnt, geht es im Experiment darum, einen Fluss aus metastabilen Atomen über einen längeren Zeitraum zu beobachten. Zur Einleitung wird kurz auf die hier relevanten Eigenschaften von ^{40}Ar eingegangen.

2.1.1. Argon

Argon ist das auf der Erde am häufigsten auftretende Edelgas. Als Edelgas zeichnet es sich durch die Tatsache aus, dass es bei Raumtemperatur keine stabilen Verbindungen eingeht und sich so als „sauberes“ System zu spektroskopischen Untersuchung besonders anbietet. Es besitzt zwei metastabile Zustände $1s_5$ und $1s_3$, mit den Lebensdauern $\tau_{1s_5} = 38\text{ s}$ und $\tau_{1s_3} = 45\text{ s}$, die beide eine Energie von ca. 12 eV über dem Grundzustand haben. Von diesen beiden Zuständen bietet sich insbesondere der Zustand $1s_5$ wegen eines geschlossenen Überganges $1s_5 \rightarrow 2p_9$ ($J = 2 \rightarrow J = 3$) zur optischen Untersuchung mit der Wellenlänge $\lambda = 811,754\text{ nm}$ an. Die meisten Übergänge der angeregten Zustände in den Grundzustand liegen außerdem im Bereich um die 100 nm. Im Folgenden werden metastabile Argonatome häufig mit Ar*-Atom abgekürzt. Dabei bezieht sich diese Angabe im Falle des Faraday Cups auf beide Zustände und im Falle der lichtinduzierten Fluoreszenz nur auf den $1s_5$ Zustand.

Im Laufe dieses Kapitels sollen einige Verfahren zur Argon-Detektion und damit der Flussbestimmung vorgestellt werden. Da dabei einige den Atomstrahl charakterisierende Größen auftauchen werden, lohnt es sich, diese kurz zu behandeln.

2.1.2. Eigenschaften des Atomstrahls

Die folgenden Größen sind zumeist für Punktquellen definiert und beziehen sich so auf ein sphärisches Problem. Für eine Atomstrahlquelle können sie zwar übernommen werden, allerdings muss während einer Messung sorgfältig darauf geachtet werden, die richtige Bezugsfläche zu wählen. Im Folgenden werden Größen definiert, die bei der Charakterisierung des Atomstrahls dienlich sein können.

2. Detektion von metastabilen Atomen

Fluss Der Fluss beschreibt, wie viele Atome pro Sekunde sich z.B. durch eine gegebene Blende mit der Fläche A bewegen. Für eine Atomstrahlquelle ist dies gerade der Gesamtfluss nach der Blende.

$$[\dot{N}] = \frac{\text{Atome}}{\text{Sekunde}} \quad (2.1)$$

Intensität Um den Fluss von der Geometrie der Blende zu entkoppeln, kann man auch die Intensität betrachten. Diese Größe beschreibt z.B. äquivalent zur Intensität eines Laserstrahls, wie viele Atome pro Sekunde durch ein infinitesimales Flächenelement dA fliegen.

$$\left[\frac{d\dot{N}}{dA} \right] = \frac{\text{Atome}}{\text{Sekunde} \cdot \text{Meter}^2} \quad (2.2)$$

Winkelabhängige Intensität Anstatt die Intensität über einer bestimmten Fläche zu betrachten, ist es meist hilfreich, den Fluss auf den Raumwinkel Ω zu beziehen.

$$\left[\frac{d\dot{N}}{d\Omega} \right] = \frac{\text{Atome}}{\text{Sekunde} \cdot \text{sr}} \quad (2.3)$$

Als Funktion von Ω wird damit die Divergenz des Atomstrahls direkt erfasst. Ist die winkelabhängige Intensität bekannt, kann für beliebige Flächen in beliebigen Abständen der Fluss angegeben werden.

Einheiten Im Folgenden wird anstatt der Einheit Atome/Sekunde meist die Einheit Hz benutzt. Dies soll widerspiegeln, dass aus Sicht der Detektion die detektierten Ereignisse eigentlich unbestimmt sind. Erst eine ausführliche Korrektur der Daten und die Angabe der systematischen Fehler macht es möglich, wieder eine Einheit zu verwenden, die sich direkt auf die zu bestimmende AtomIntensität bezieht.

Geschwindigkeitsprofil

Die von der hier benutzten Quelle produzierte Geschwindigkeitsverteilung kann durch

$$p_l(v_l) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{v_l^2}{\hat{v}} e^{-\frac{v_l^2}{\hat{v}^2}} \quad (2.4)$$

und

$$p_t(v_t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} e^{-\frac{v_t^2}{2\sigma_t^2}} \quad (2.5)$$

genähert werden, siehe dazu Ritterbusch [2010]. Dabei ist v_l die longitudinale Geschwindigkeit, σ_t die Breite der transversalen Geschwindigkeitsverteilung. Für die Gültigkeit zumindest des transversalen Profils sei auf Abschnitt [4.3.1] verwiesen.

2.1.3. Wahl des Detektionssystems

Das AE \bar{g} IS-Experiment in Heidelberg stellt einige besondere Anforderungen an das Detektionssystem für metastabiles Argon.

- Hoher metastabiler Atomfluss: Das Detektionssystem muss in der Lage sein, einen Atomfluss von $\dot{N} \approx (10^{10} - 10^{11})$ Hz wie bei einer Quelle, wie sie in Abschnitt [1.2] erwähnt wurde, zu detektieren Welte et al. [2010].
- Lange Messdauer:

Wie in Abschnitt [1.2] erwähnt wurde, ist es nötig, den Ar*-Fluss \dot{N} über einen längeren Zeitraum zu messen. Das Detektionssystem muss also möglichst robust gegen Langzeitdrifts sein.

- Zustandsselektiv:

Da die Argonquelle nicht nur metastabile Ar*-Atome produziert, sondern auch Atome des Grundzustands, UV-Photonen und Ionen in Richtung des Experiments sendet, muss der Detektor so konzipiert werden, dass die anderen Teilchenspezies entweder nicht detektiert werden oder einfach aus den Messwerten heraus gerechnet werden können.

- Hohe Detektionseffizienz: Die Präzision und damit die Auflösung der Detektion ist durch das Poisson-Rauschen der Atome begrenzt, daher ist es wichtig, möglichst viele der metastabilen Argonatome zu detektieren.

Diese Bedingungen schließen einige populäre Detektionsverfahren sofort aus. Ein Beispiel ist die „Micro Channel Plate“, die in der Regel nur Flüsse bis in die Größenordnung $\dot{N} = 300$ kHz detektieren kann.

Auf diese Anforderungen soll nun das Konzept „Faraday Cup“ und die Detektion über lichtinduzierte Fluoreszenz geprüft werden.

2. Detektion von metastabilen Atomen

2.2. Faraday Cup

Der Faraday Cup ist ein Gerät, das in der Lage ist, den integrierten Fluss eines Ionenstrahls absolut zu messen. In der einfachsten Version besteht er nur aus einem Metallbecher, der auf konstantem Potential liegt. Ionen, die auf die Oberfläche dieses Bechers treffen, werden dort neutralisiert und führen somit zu einem Elektronenfluss, der gemessen werden kann.

Dieses Prinzip kann ähnlich auf metastabile Atome wie Argon übertragen werden.¹ Durch die innere Energie von ca. 12 eV [1.2] der Atome in den metastabilen Zuständen $1S_5$ und $1S_3$ lösen diese beim Auftreffen auf eine Metalloberfläche (Konversionsfläche²) Elektronen heraus. Diese können dann mit einem Bauteil, das auf positivem Potential liegt, aufgefangen werden. Wieder wird der Elektronenfluss gemessen. Eine mögliche Umsetzung ist in Abbildung [2.1] zu sehen.

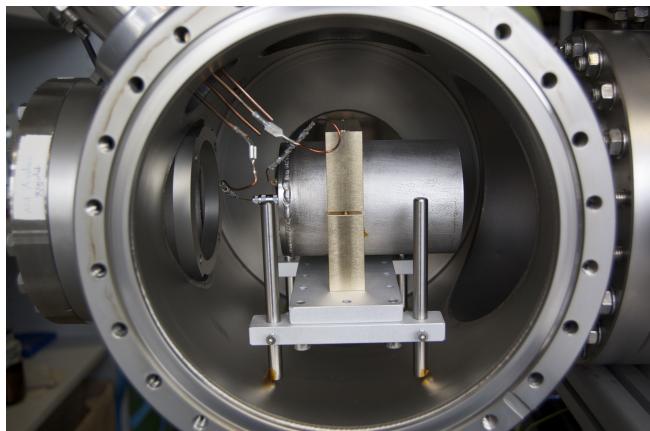


Abbildung 2.1.: Foto des verwendeten Faraday Cups in der Vakuumkammer.

Die Detektion von metastabilem Argon beruht auf zwei Prozessen.

1. Oberflächen-Elektronen-Emission: Der wichtigste Teil dieser Detektionstechnik ist der Prozess, über den metastabile Atome mit einer Metalloberfläche wechselwirken und dadurch das Emittieren von Elektronen anregen. Dieser Effekt wird das Thema des folgenden Abschnittes sein [2.2.1].
2. Elektroneneinfang: Das Auffangen der Elektronen kann leicht über ein positives

¹Hier sei anzumerken, dass eine solche Messung zwar den Atomfluss der metastabilen Atome in dem Sinne absolut misst, dass die gesuchte Größe direkt gemessen wird, allerdings nicht mehr in dem, dass sie dabei ohne Referenzmessung des Ar^* -Flusses auskommt. Wie eine solche Referenzmessung aussehen kann, ist z.B. bei [Schohl et al. \[1991\]](#) zu sehen.

²In einem sehr vereinfachten Bild wird der Ar^* -Fluss an dieser Fläche in einen e^- umgewandelt.

Potential erreicht werden. Da es einfach ist, selbst relativ hohe Potentiale zu erzeugen, ist dieser Prozess nicht kritisch für die Detektion von Argon. Ein Elektron, das durch ein metastabiles Argonatom herausgelöst wurde, hat etwa eine Energie von $E \approx 7 \text{ eV}$ (2.2.1). Damit reicht bereits eine Potentialdifferenz von $U = +10 \text{ V}$, um ein Potential zu erzeugen, das die Elektronen nicht mehr verlassen können.

2.2.1. Oberflächen-Elektronen-Emission

Die Emission von Elektronen aus einer Metalloberfläche erfolgt in Abhängigkeit ihrer Austrittsarbeit ϕ und der Ionisationsenergie E_{Ion} der Atome auf zwei Arten. Siehe dazu auch Allison et al. [1972], Schohl et al. [1991] und Hartl [2000].

1. Resonante Ionisation und Augerneutralisation $\phi > E_{\text{Ion}}$: Dieser kombinierte Prozess läuft nach dem in Abbildung [2.2] zu sehenden Schema ab. Wenn ein metastabiles Atom nahe an eine Metalloberfläche kommt, überlappen die Wellenfunktion des angeregten Elektrons mit der der Elektronen im Metall. Dadurch ist es wahrscheinlich, dass das äußere Elektron³ des Ar^* -Atoms in einen resonanten freien Zustand im Metall tunneln (1). Das ionisierte, metastabile Atom wird anschließend neutralisiert, indem ein Elektron von der Oberfläche in den Grundzustand des Atoms tunneln (2). Die Energie, die dabei frei wird⁴, wird teilweise an ein Elektron im Metall weitergegeben, das damit selbiges verlassen kann (2). Die Voraussetzung für diesen Prozess ist ein unbesetzter, resonanter Zustand im Metall, in den das angeregte Elektron tunneln kann.
2. Augerabregung Gibt es keinen resonanten Zustand im Metall oder ist die Ionisationsenergie E_{Ion} zu groß, wird die Augerabregung favorisiert. Ein Ar^* -Atom nähert sich dann immer weiter der Oberfläche des Metalls an, bis nicht mehr nur die äußersten Zustände des Atoms mit denen des Metalls, sondern auch teilweise die inneren überlappen. Durch diesen Überlapp kann ein Elektron der Oberfläche in den unbesetzten Zustand des Atoms tunneln (1). Die Energie des Übergangs [2.3] wird dabei an ein äußeres Elektron des Atoms übergeben, das dieses damit verlassen kann (2). Dass das Ar^* keine resonanten, freien Übergänge sieht, muss dabei nicht daran liegen, dass im Metall keine vorhanden sind. Vielmehr können Verunreinigungen der Oberfläche die Wechselwirkung zwischen dem Ar^* -Elektron und der inneren Struktur des Metalls abschirmen.

³Damit ist das Elektron gemeint, dessen Wahrscheinlichkeitsdichte die größte Ausdehnung in den Raum hat. Typischerweise ist dies das Valenzelektron.

⁴In diesem Fall ist dies eine relativ breite Energieverteilung

2. Detektion von metastabilen Atomen

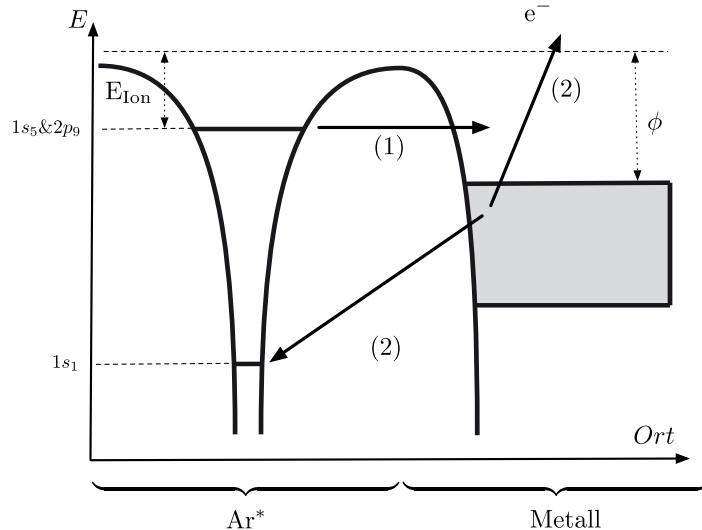


Abbildung 2.2.: Zu sehen sind die Prozesse der resonanten Ionisation und Augerneutralisation.
 (1) Ein äußeres Elektron des Ar^* -Atoms kann in einen resonanten, freien Zustand im Metall tunneln. (2) Daraufhin wird das entstandene Ar-Ion durch ein Elektron des Metalls neutralisiert. „Gleichzeitig“ verlässt ein anderes Elektron das Metall mit der überschüssigen Energie des Übergangs.

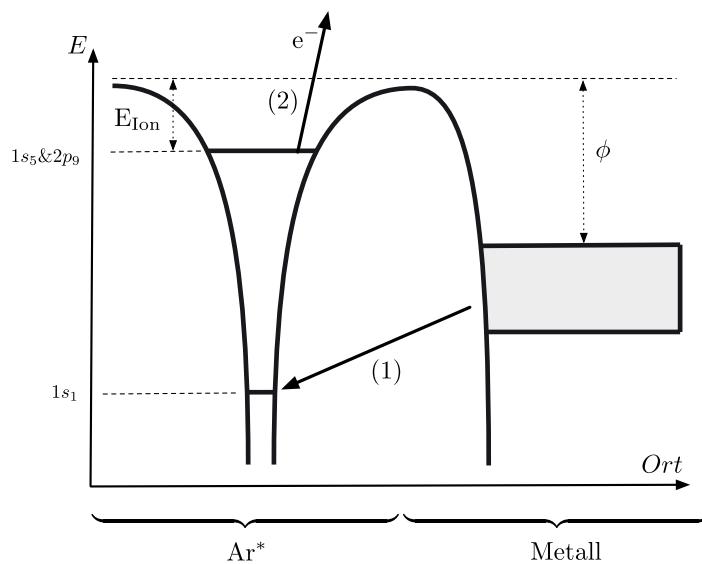


Abbildung 2.3.: Prinzip der Augerabregung. Ein Elektron der Oberfläche tunneln in den freien Zustand des Ar^* -Atoms (1). Die überschüssige Energie wird an das angeregte Elektron übergeben, das daraufhin das Atom verlässt (2).

Zwar hat vor allem der erste Prozess eine relativ breite Energieverteilung, allerdings gilt für beide, dass die Energie des emittierten Elektrons

näherungsweise von Größenordnung $E_{\text{metastabil}} - \phi = 7 \text{ eV}$ ist und dass Mehrfachstreuungen der metastabilen Atome näherungsweise keine Rolle spielen. Ein metastabiles Atom wird also bereits beim ersten Stoß mit der Oberfläche mit einer Wahrscheinlichkeit nahe eins abgeregelt. Siehe dazu Dunning and Smith [1971] und Dunning et al. [1971].

Die Effizienz⁵ ρ , mit der diese beiden Prozesse kombiniert z.B. metastabiles Argon in Elektronen „konvertieren“, ist von Faktoren wie Material, Oberflächenbeschaffenheit und Temperatur der Konversionsfläche abhängig. Für unterschiedliche Atomsorten gibt es außerdem eine starke Abhängigkeit⁶ der Effizienz von der Ionisationsenergie des äußersten Elektrons. Dies spielt für die beiden metastabilen Argonzustände allerdings keine Rolle, da der Unterschied zwischen diesen im Vergleich zur Differenz zwischen E_{Ion} und ϕ vernachlässigbar ist. Besonders geeignet ist hier eine Oberfläche aus poliertem, rostfreiem Stahl, mit der sich eine Effizienz von (4 – 22)% ergibt. Siehe dazu Schohl et al. [1991].

2.2.2. Messprinzip

Wenn, wie in Abbildung [2.4] gezeigt ist, auf die Konversionsfläche metastabile Atome treffen, werden mit der Zeit immer mehr Elektronen emittiert und die Fläche positiv geladen. Eine Erdung der Fläche führt damit zu einem messbaren Elektronenfluss $\approx -I_D$ zur Konversionsfläche. Der Strom I_D lässt sich dann über

$$I_D = e \rho \dot{N} \quad (2.6)$$

mit dem Teilchenfluss \dot{N} verbinden. Die Messung des Stroms geschieht üblicherweise über ein empfindliches Ampermeter mit einem Messaufbau, der ähnlich zu dem in Abbildung [2.4] ist. Anstatt den Strom an der Konversionsfläche zu messen (siehe Schohl et al. [1991]), könnte man genauso den Strom am positiven Potential messen. Für kleine Flüsse würde sich hier z.B. ein „Channel Electron Multiplier“ eignen (Borovik et al. [2000]).

2.2.3. Realistischer Teilchenstrahl

Eine Atomstrahlapparatur, wie sie in [1.2] beschrieben wurde, produziert nicht nur Ar*-Atome, sondern auch Ionen, Photonen und einen großen Untergrundfluss aus Grundzustandsatomen. Die Atome im Grundzustand sind für die Detektion an einer Metallo-

⁵Oder auch Elektronenemissionskoeffizient.

⁶Bei Helium (2^3S , 2^1S , $I_{Ion} \approx 20 \text{ eV}$) ist z.B. $\rho \approx 35\%$ und gleichzeitig relativ unkritisch auf Material, Oberflächenbeschaffenheit und Temperatur. Siehe dazu Schohl et al. [1991].

2. Detektion von metastabilen Atomen

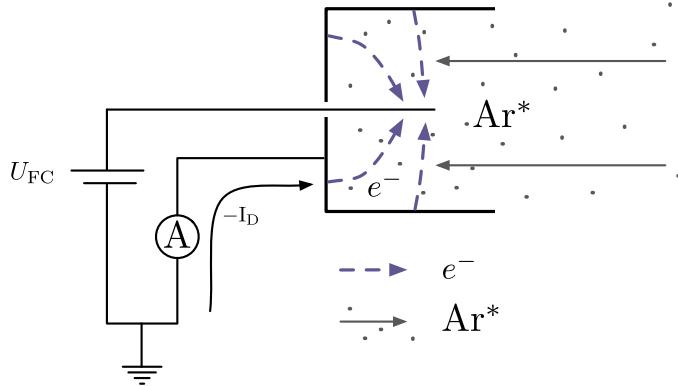


Abbildung 2.4.: Messaufbau mit dem Faraday Cup. In der Abbildung ist die Beschaltung des Faraday Cups schematisch dargestellt.

berfläche kein Problem, da sie nur eine kinetische Energie⁷ von etwa 0,04 eV besitzen. Für das Herauslösen eines Elektrons ist allerdings mindestens die Austrittsarbeit von 4,4 eV nötig. Dies gilt genauso für das Hintergrundgas in der Kammer. Photonen hingegen können leicht zu einem Problem werden. Das in der Argonquelle brennende Plasma bringt immer wieder Atome in hochangeregte Zustände. Wenn diese zerfallen, z.B. in metastabile Zustände, geschieht dies entweder über Stöße oder über die Emission von Photonen. Die Energie der entstehenden Photonen reicht bis weit in den UV-Bereich⁸ [1.2] und ist damit hoch genug, um durch den Photoeffekt Elektronen aus dem Metall zu lösen. Der Beitrag dieser Photonen am gemessenen Strom muss durch eine unabhängige Messung bestimmt werden. In Abschnitt [3.1.2] wird genau das versucht werden, indem der Druck in der Experimentierkammer so weit erhöht wird, dass metastabile Atome durch Stöße abgeregelt werden und so selektiv aus dem Messsignal entfernt werden. Zuletzt können Ionen, die ebenfalls im Plasma ihren Ursprung haben, das Signal des Faraday Cups verfälschen. Diesem Umstand kann man mit elektrischen Potenzialen und Magnetfeldern, die Ionen vom Detektor weg leiten, begegnen. Außerdem kann die Außenseite des Faraday Cups, im Vergleich zur Experimentierkammer, auf negatives Potential gelegt werden. Damit wird effektiv vermieden, dass Elektronen auf den Becher treffen, die nicht im Faraday Cup emittiert wurden.

⁷Die Atome im Strahl haben im Mittel etwa eine longitudinale Geschwindigkeit von 435 $\frac{\text{Meter}}{\text{Sekunde}}$. Siehe dazu Abschnitt [3.2.4].

⁸Mit einer Austrittsarbeit von 4,4 eV können Photonen mit einer Wellenlänge kleiner als 282 nm Elektronen aus der Metalloberfläche herauslösen.

2.3. Optische Detektion

Die Detektion der metastabilen Argonatome über den Faraday Cup hat den Nachteil, dass sie destruktiv ist. Man kann also nur einmal den gesamten Atomstrahl detektieren. Mit Argon lässt sich dies elegant umgehen, wenn der Dipol-Übergang zwischen den Zuständen $1s_5$ und $2p_9$ ausgenutzt wird. Bei diesem Übergang handelt es sich um einen geschlossenen Übergang, so dass Atome, die in den höheren Zustand angeregt wurden, vollständig wieder in den $1s_5$ zurückfallen, siehe dazu auch [A.2]. Näherungsweise wird im Folgenden dieses System als Zweizustandssystem behandelt⁹ und relevante Größen abgeleitet.

2.3.1. Atom-Licht-Wechselwirkung

Dissipatives Zweizustandssystem

Die oben erwähnte Situation lässt sich durch ein Zweizustandssystem mit dem Hamilton-Operator $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{Licht}$ beschreiben. Die stationäre Lösung ergibt sich aus

$$\begin{aligned}\mathcal{H}_0|1\rangle &= \hbar\omega_1|1\rangle \\ \mathcal{H}_0|2\rangle &= \hbar\omega_2|2\rangle\end{aligned}\quad \text{mit } E_n = \hbar\omega_n \tag{2.7}$$

wobei $|1\rangle$ und $|2\rangle$ die Eigenzustände zu \mathcal{H}_0 , E_n die Energie des betreffenden Zustandes und ω_n die zugehörige Eigenfrequenz darstellen. Hierbei wird der metastabile Zustand $|1s_5\rangle$ mit dem Grundzustand $|1\rangle$ des Systems und $|2p_9\rangle$ mit dem angeregten Zustand $|2\rangle$ dargestellt. Die Zeitabhängigkeit ist durch \mathcal{H}_{Licht} mit

$$\mathcal{H}(t)_{Licht} = \underbrace{-e\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_0}_{\mathcal{D}} \cos(\omega_L t) \tag{2.8}$$

gegeben und es folgt damit für den zeitabhängigen Zustand $|\Psi(t)\rangle = \tilde{c}_1(t)|1\rangle + \tilde{c}_2(t)|2\rangle$ ¹⁰. Dieses System lässt sich über das äußere Produkt auch als Dichtematrix darstellen,

$$\rho(t) = |\Psi(t)\rangle\langle\Psi(t)| = \begin{pmatrix} \rho_{11}(t) & \tilde{\rho}_{12}(t) \\ \tilde{\rho}_{21}(t) & \rho_{22}(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |c_1(t)|^2 & |c_1(t)c_2(t)^*| \\ |c_2(t)c_1(t)^*| & |c_2(t)|^2 \end{pmatrix} \tag{2.9}$$

woraus sich damit die Besetzungen ρ_{11} und ρ_{22} des jeweiligen Zustandes und die Kohärenzen

⁹Es ist hier wichtig anzumerken, dass es sich hier aufgrund der magnetischen Unterzustände nicht um ein echtes Zweizustandssystem handelt. Am Ende dieses Abschnittes wird die Rechtfertigung für den Gebrauch des Modells des Zweizustandssystems ausführlich diskutiert werden.

¹⁰Hier wurde die Zeitentwicklung in die Koeffizienten $c_n(t)$ über $\tilde{c}_n(t) = c_n(t)e^{-i\omega_n t}$ integriert. Damit lässt sich später die Kohärenz des Zustandes leichter ausdrücken.

2. Detektion von metastabilen Atomen

des Systems $\tilde{\rho}_{12}$ und $\tilde{\rho}_{11}$ ergeben¹¹.

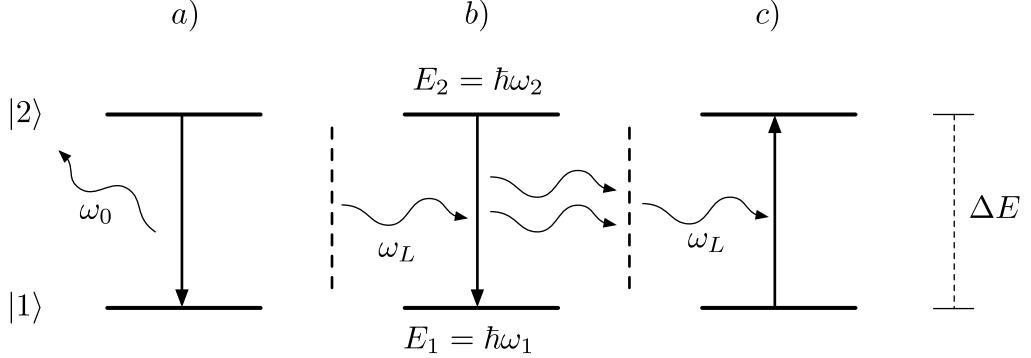


Abbildung 2.5.: Das Zweizustandssystem mit Atom-Licht-Wechselwirkung. a) spontane Emission $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ b) stimulierte Emission $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ c) Absorption $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$

Die zeitliche Entwicklung dieses Systems unter Berücksichtigung der spontanen Emission kann mit Hilfe der Bloch-Gleichungen beschrieben werden.¹² Aus diesen kann man

$$\dot{\rho}_{21} = -\left(\frac{\gamma}{2} - i\delta\right)\tilde{\rho}_{21} - i\frac{\mathcal{W}\Omega_0}{2} \quad (2.10)$$

$$\dot{\mathcal{W}} = -\gamma\mathcal{W} - i\Omega_0(\tilde{\rho}_{21}^* - \tilde{\rho}_{21}) - \gamma \quad (2.11)$$

erhalten, mit der Besetzungsinvolution $\mathcal{W} := \rho_{11} - \rho_{22}$, der Verstimmung $\delta := \omega_L - \omega_0$, der Rabi-Frequenz $\Omega_0 := \frac{\mathcal{D}\|\mathbf{E}_0\|}{\hbar}$ und der Zerfallsrate γ . An dieser Stelle sind zwei Spezialfälle dieses linearen Differentialgleichungssystems näher zu betrachten.

1. Für den Fall $\gamma = 0$ findet im System keine spontane Emission statt. Es kommt zu ungedämpften Rabi-Oszillationen. Das System oszilliert dabei beliebig lang zwischen den beiden Zuständen $|1\rangle$ und $|2\rangle$.
2. Für den Fall $\gamma \geq 0$ und $\dot{\rho}_{12} = \dot{\mathcal{W}} = 0$ befindet sich das System in einem Gleichgewichtszustand. Die Rabi-Oszillation wurde durch die spontane Emission gedämpft oder anders ausgedrückt: die Kohärenz des Systems wird zerstört. Es stellt sich ein statistisches Gleichgewicht ein, bei dem im Extremfall 50% der Atome im $|1\rangle$ und 50% im $|2\rangle$ zu finden sind. Hier lässt sich nun die Besetzung des Zustandes $|2\rangle$ angeben:

$$\rho_{22} = \frac{S}{2(1+S)} \quad (2.12)$$

¹¹Es gilt $\rho_{11} + \rho_{22} = 1$, $\tilde{\rho}_{21} = \tilde{\rho}_{12}^*$ und $\tilde{\rho}_{21} = \rho_{21} e^{i(\omega_L - \omega_0)t}$.

¹²Die hier benutzten Gleichungen sind bereits eine Vereinfachung der eigentlichen Bloch-Gleichungen. Eine umfangreichere Behandlung des Themas ist in Bloch [2004] zu finden.

Dabei ist Sättigungsparameter S_0 definiert über $S := \frac{\frac{\Omega_0^2}{2}}{\delta^2 + \frac{\gamma^2}{4}}$.

Der Gleichgewichtszustand soll nun als Ausgangssituation für die weiteren Überlegungen dienen. Dass der Gleichgewichtszustand ein legitimes Modell des Atomstrahls darstellt, wird in Abschnitt [2.3.1] gezeigt werden.

Die Dämpfung der Rabi-Oszillation wurde durch γ eingeführt. Dabei handelt es sich um die Rate γ , mit der $|2\rangle$ durch spontane Emission wieder entleert wird. Mit dem Einsteinkoeffizienten für den spontanen Zerfall lässt sich eine Verbindung zum Dipolmatrixelement A_{12} des Überganges $1s_5 \rightarrow 2p_9$ herstellen. Aus $\gamma = A_{12}$ folgt dann,

$$\gamma = \frac{\overbrace{\langle 1 | \mathcal{D} | 2 \rangle^2}^{\mathcal{D}_{12}^2} \omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3}. \quad (2.13)$$

Damit lässt sich der Sättigungsparameter S bzw. die Rabi-Frequenz Ω_0 experimentell zugänglicher gestalten, wenn das elektrische Feld durch die Intensität I des eingestrahlten Lichts ausgedrückt wird.

$$S = \frac{\frac{\Omega_0^2}{2}}{\delta^2 + \frac{\gamma^2}{4}} = \frac{\mathcal{D}_{12}^2 \frac{2I}{c\epsilon_0}}{2\hbar^2(\delta^2 + (\frac{\gamma}{2})^2)} \stackrel{2.13}{=} \frac{3\pi c^2 \gamma}{\omega_0^3 \hbar (\delta^2 + (\frac{\gamma}{2})^2)} \cdot I \quad (2.14)$$

Für $\delta = 0$ folgt daraus der Sättigungsparameter im resonanten Fall zu

$$S_0 = 12\pi \frac{c^2}{\gamma \hbar \omega_0^3} I := \frac{I}{I_s} \quad \text{Mit} \quad I_s = \frac{\pi \hbar c \gamma}{3\lambda^3}. \quad (2.15)$$

Streurate

Eine experimentell gut zugängliche Größe ist die Rate R , mit der Photonen an einem Atom gestreut werden. Diese ergibt sich aus der Rate, mit der der Zustand $|1\rangle$ repopuliert bzw. $|2\rangle$ entleert wird.¹³

$$R = \gamma \rho_{22} = \gamma \frac{S}{2(1+S)} = \frac{\gamma S_0}{2(1+S_0+\frac{4\delta^2}{\gamma^2})} \quad (2.16)$$

Da R explizit von der Verstimmung δ und der Intensität I abhängig ist, wird später, um diese zu kennzeichnen, auch $R = R(\delta, I)$ benutzt. Die Abhängigkeit der Streurate von der Frequenzverstimmung δ kann über die Einführung einer eigenen Funktion von

¹³Die Abhängigkeit von δ und I ist hier für spätere Verweise angegeben.

2. Detektion von metastabilen Atomen

S_0 getrennt werden.

$$R = \frac{\pi\gamma^2 S_0}{\frac{\pi\gamma S_0}{2} + g(\delta)^{-1}} \quad g(\delta) := \frac{2}{\pi\gamma} \frac{1}{1 + \frac{4\delta^2}{\gamma^2}} \quad (2.17)$$

Die Form des natürlichen Linienprofils $g(\delta)$ wird dabei durch ein Lorentz-Profil beschrieben. Hier sei angemerkt, dass für $\delta = 0$ und $S_0 \gg 1$ die Streureate ihren maximalen Wert von

$$R_{\max} = \frac{\gamma}{2} \quad (2.18)$$

annimmt. Die Streureate R steht außerdem in direktem Zusammenhang mit dem Wirkungsquerschnitt σ , der im Abschnitt [2.3.3] gebraucht wird.

$$\sigma = \frac{\hbar \overbrace{(\omega_0 + \delta)}^{\omega_L}}{I} R \quad (2.19)$$

Genau wie bereits bei der Streureate R wird auch hier mit $\sigma = \sigma(\delta, I)$ auf die Abhängigkeiten hingewiesen, wenn diese von Bedeutung sind.

Die Zweizustandssystem-Näherung

In dieser Arbeit soll ein Strahl aus metastabilen Atomen untersucht werden. Damit die oben gemachten Überlegungen ein realistisches Modell für den Atomstrahl und den Übergang $1s_5 \rightarrow 2p_9$ darstellen, müssen die folgenden Bedingungen erfüllt sein.

Dauer der Atom-Licht-Wechselwirkung In [2.3.1] war gezeigt worden, wie sich ein dissipatives Zweizustandsystem zeitlich entwickelt und dass es sich asymptotisch einem Gleichgewichtszustand nähert. Es ist nun sicherzustellen, dass sich das zu beobachtende System wirklich in diesem Zustand befindet. In Abbildung [2.6] ist eine Berechnung der zeitlichen Entwicklung der Population des Zustandes $|2\rangle$ zu sehen. Bereits nach $t = 1/\gamma \approx 10^{-8}$ s ist die Amplitude der Rabi-Oszillation um das $e^{-3/2} = 0.22$ fache abgesunken. Selbst mit einem relativ kleinen Laserstrahl von $d \approx 2$ mm und einer mittleren longitudinalen Geschwindigkeit von $\bar{v} \approx 435 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ der Atome ergibt sich eine Durchflugzeit von etwa $\tau = 4,6 \cdot 10^{-6}$ s und damit eine vernachlässigbare Amplitude¹⁴ von nur $1 \cdot 10^{-11}$. Damit ist der Gleichgewichtszustand eine gute Näherung.

Es sei darauf hingewiesen, dass damit die Frage, ob ein Atom auf dem Weg durch den

¹⁴Hierbei ging es um den idealisierten Fall eines einzelnen Atoms.

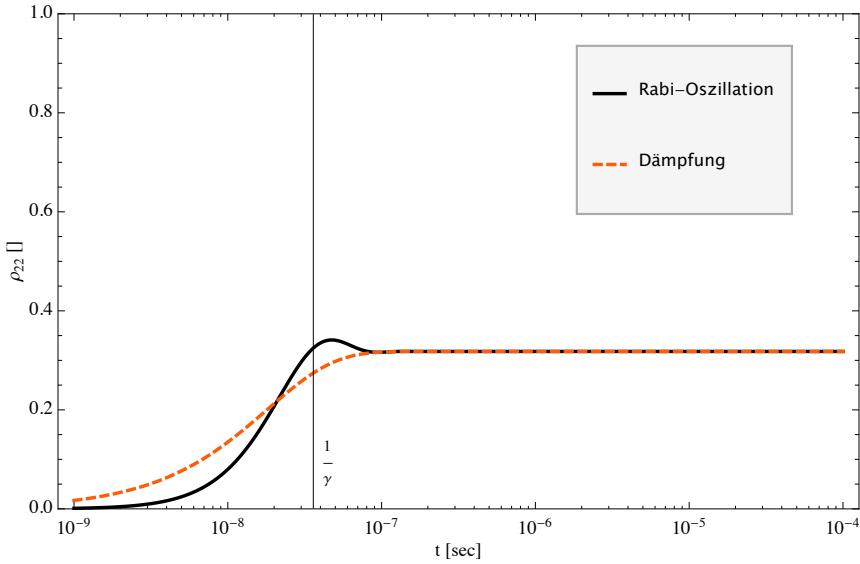


Abbildung 2.6.: Es ist eine gedämpfte Rabi-Oszillation mit der einhüllenden Dämpfung zusehen. Die durchgezogene, vertikale Linie markiert den Punkt der mittleren Lebensdauer des Zustandes $|2\rangle$.

Laserstrahl überhaupt Photonen streut, beantwortet wurde. Schließlich handelt es sich bei der Dämpfung der Rabi-Oszillation um einen die Kohärenz des Systems verringern- den Effekt durch die spontane Emission eines Photons. Für ein Ar*-Atom mit denselben Parametern wie oben und bei der resonanten Anregung kann man näherungsweise Glei- chung (2.18) benutzen und erhält

$$N_{\text{Photon}} = R_{\max}\tau = 263 \quad (2.20)$$

für die Anzahl der Photonen, die durch ein Ar*-Atom bei einem Flug durch den Laser- querschnitt emittiert werden.

Stöße Im obigen Modell sorgen sowohl stimulierte Emission als auch spontane Emis- sion dafür, dass der Zustand $|2\rangle$ depopuliert wird. Damit diese auch die dominierenden Mechanismen sind, ist es wichtig, dass die Atome im Strahl möglichst nicht miteinander stoßen, da sie sonst darüber nach $|1\rangle$ oder den Grundzustand relaxieren können. Der Druck in der Experimentierkammer, siehe Abschnitt [1.2], beträgt während einer Mes- sung etwa $5 \cdot 10^{-7}$ mbar. Bei diesem Druck besitzt ein Argonatom etwa eine mittlere freie Weglänge von 128 Metern, also hinreichend groß, um Kollisionen der metastabilen Argonatome mit dem Hintergrundgas vernachlässigen zu können.

2. Detektion von metastabilen Atomen

Magnetische Felder & Lichtpolarisation Bei den bisherigen Betrachtungen wurde ignoriert, dass Argon auch noch eine magnetische Unterstruktur hat. Es handelt sich somit nicht um ein reines Zweizustandssystem. Die Übergänge¹⁵ sind zusätzlich von der Polarisation des Lichtes relativ zur magnetischen Quantisierungsachse der Atome abhängig. In erster Näherung wird davon ausgegangen, dass in der Vakuumkammer keine Magnetfelder herrschen, die in der Lage sind, den Atomstrahl zu polarisieren und dem Atom-Licht-System damit eine gemeinsame Quantisierungsachse geben würden. Im Atomstrahl wären damit die magnetischen Momente statistisch gleichverteilt ausgerichtet und eine Variation der Polarisation des einfallenden Lichtes hätte keine Auswirkung auf die Streurerate. Aus Sicht des einfallenden Lichtes bedeutet das, dass es die Atome im Strahl gleichverteilt in unterschiedlichen magnetischen Unterzuständen vorfindet. Hartl [2000]¹⁶ hat über einem effektiven Clebsch-Gordan-Koeffizienten¹⁷ $C_{eff}^2 = 0.47$ diesen Umstand in das Modell des Zweizustandssystems über

$$I_{s,eff} = \frac{I_s}{C_{eff}^2} \quad (2.21)$$

einfließen lassen. Realistisch gesehen werden im Experiment sicherlich Magnetfelder vorherrschen, die zu einer teilweisen Polarisation des Strahls führen. Effekte dieser Art werden in dieser Arbeit zwar nicht systematisch untersucht werden, allerdings kann die Laserpolarisation durch eine Messung der effektiven Sättigungsintensität berücksichtigt werden. Ein solches Vorgehen ist nicht unüblich, wie man bei Westphal et al. [1999] nachlesen kann.

Ausgangszustand Die zeitliche Entfernung zwischen Atomquelle und Detektionsbereich ist für die Argonatome etwa $\Delta t = 1$ ms, womit sichergestellt ist, dass sie sich nur im Grundzustand oder einem der metastabilen Zustände befinden. Es wäre z.B. nur begrenzt möglich, von der optischen Messung direkt im Plasma und ohne eine gute Modellierung der Vorgänge im selben sicher auf die Anzahl der metastabilen Atome im Atomstrahl zu schließen. Da Atome des Grundzustandes aufgrund der selektiven Natur der optischen Spektroskopie vernachlässigt werden können, ist die Situation im Experiment tatsächlich nahe an der eines Systems zweier Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$, die durch ein

¹⁵Beleuchtet man z.B. ein Atom mit einem magnetischen Moment senkrecht zur magnetischen Quantisierungsachse mit π -Licht der Wellenlänge 811,754 nm, werden nur Übergänge mit $m = 0$ getrieben. Für σ_- Licht (\vec{k} parallel zu Quantisierungsachse) entsprechen nur solche mit $m = -1$ und für σ_+ nur solche mit $m = +1$.

¹⁶Für eine umfassendere Behandlung dieses Themas sei auf Townsend et al. [1995] verwiesen.

¹⁷Der hier angegebene Wert ist ein theoretisch bestimmter Wert für den Fall einer Gleichverteilung der Besetzung der Unterzustände bei π -polarisiertem Licht.

zum atomaren Übergang resonantes Lichtfeld getrieben werden.

2.3.2. Spektrale Linienbreite

Konzeptionell werden Spektrallinien häufig als diskret eingeführt. Ganz ähnlich wurde oben von der Resonanzfrequenz ω_0 gesprochen. Allerdings sollte dabei klar sein, dass z.B. das oben beschriebene System zwar bei ω_0 maximal reagiert, aber in einem kleinen Bereich um ω_0 ebenfalls streut. Diese Breite des Übergangs beruht auf seiner endlichen Lebensdauer und der damit über die Heisenbergsche Unschärferelation gegebenen Energieunschärfe $\Delta E \geq \frac{h}{\Delta\tau}$. Besonders klar äußert sich dieser Umstand, wenn mit Licht einer diskreten Wellenlänge über eine Resonanzfrequenz gefahren wird. Das Resultat ist eine Spektrallinie mit endlicher Breite, der natürlichen Linienbreite.

Natürliche Linienbreite In Gleichung [2.17] wurde das natürliche Linienprofil, das einem Lorentz-Profil entspricht, eingeführt. In Abbildung [2.7] ist die Streureate in Abhängigkeit der Verstimmung zur Resonanzfrequenz zu sehen. Im Falle des Übergangs $1s_5$ zu $2p_9$ be-

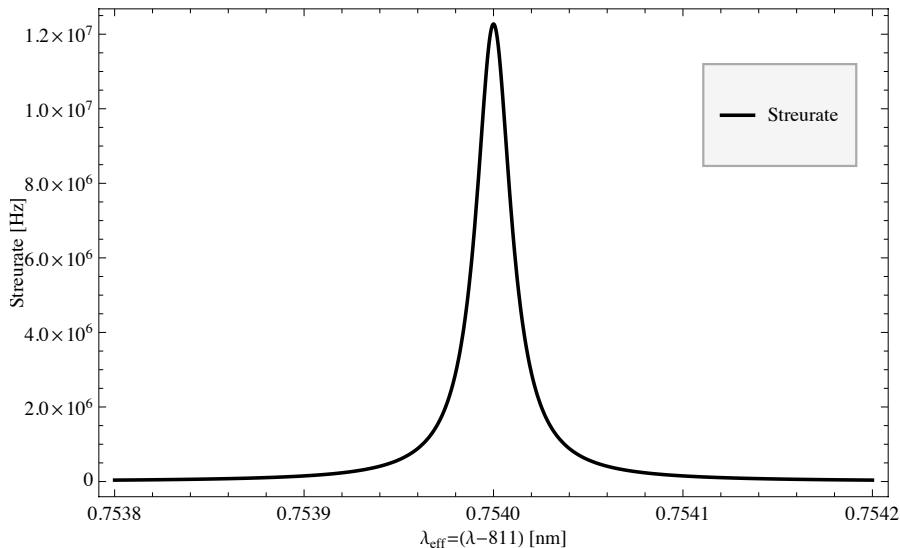


Abbildung 2.7.: Streureate in Abhängigkeit der Verstimmung zur Resonanzfrequenz.

trägt die Breite des natürlichen Linienprofils $\gamma = 2\pi \cdot 5,85 \text{ MHz}$.

Sättigungsverbreiterung Neben der natürlichen Linienbreite kann eine Spektrallinie auch durch Intensität des einstrahlenden Lichtes verbreitert werden. Wenn die Intensität im Strahl stark zunimmt, nimmt gleichzeitig auch die Wahrscheinlichkeit für eine nicht

2. Detektion von metastabilen Atomen

resonante Wechselwirkung zu. Diese Verbreiterung ist in Abschnitt [2.3.1] automatisch in R enthalten. Das ist leicht zu sehen, wenn R wie folgt umgestellt wird:

$$R = \left(\frac{S_0}{1 + S_0} \right) \left(\frac{\gamma/2}{1 + \frac{4\delta^2}{\gamma'^2}} \right) \quad (2.22)$$

Dabei ist $\gamma' = \gamma\sqrt{1 + S_0}$ die Breite des Sättigungprofil, welches einem Lorentz-Profil entspricht.

Dopplerverbreiterung Alle bisherigen Aussagen bezogen sich auf ein Atom in Ruhe. Bewegt sich ein Atom relativ zum einfallenden Licht, lässt sich dies aber in $R(\delta, I)$ einbinden, siehe Gleichung (2.17). Ein Atom, das sich mit der Geschwindigkeit v bewegt, ist auf Grund der Dopplerverschiebung nicht bei ω_0 sondern bei $\omega_0(1 - \frac{v}{c})$ resonant. Damit wird $R(\delta, I)$ zu $R(\delta - \frac{\omega_0 \cdot v}{c}, I)$. Besteht das System aus mehreren Teilchen mit der Geschwindigkeitsverteilung $p(v)$, kann der Wirkungsquerschnitt durch eine Faltung von Geschwindigkeitsverteilung und dem sättigungsverbreiterten natürlichen Linienprofil beschrieben werden.

$$\hat{R} = \int_{-\infty}^{\infty} R \left(\delta - \frac{\omega_0 \cdot v}{c} \right) p(v) dv \quad (2.23)$$

Dies ist die mittlere Streureate, die den meisten nun folgenden Rechnungen zugrunde liegt. Im Folgenden wird die Geschwindigkeitsverteilung in transversaler Richtung durch eine Normalverteilung genähert. Siehe dazu auch [2.1.2]. Aus der Faltung dieses Gauß-Profils mit den beiden oben beschriebenen Mechanismen, die einem Lorentz-Profil folgen, ergibt sich ein Voigt-Profil (siehe 4.3.1).

Im Folgenden sollen nun die theoretischen Grundlagen verschiedener Methoden der Argon-Spektroskopie vorgestellt werden.

2.3.3. Detektion über Absorption

Als erstes Verfahren mit Licht Atome zu detektieren, bietet sich z.b. die Absorption an. Ein möglicher Aufbau wäre, mit einem Laser senkrecht zum Atomstrahl durch selbigen durchzuscheinen und dann mit einer Photodiode das nicht absorbierte Licht zu messen. Zusammen mit einer Referenzmessung ergibt sich dann der absorbierte Anteil.

Die Grundlage bietet hier das Lambert-Beersche Absorptionsgesetz, das beschreibt, wie

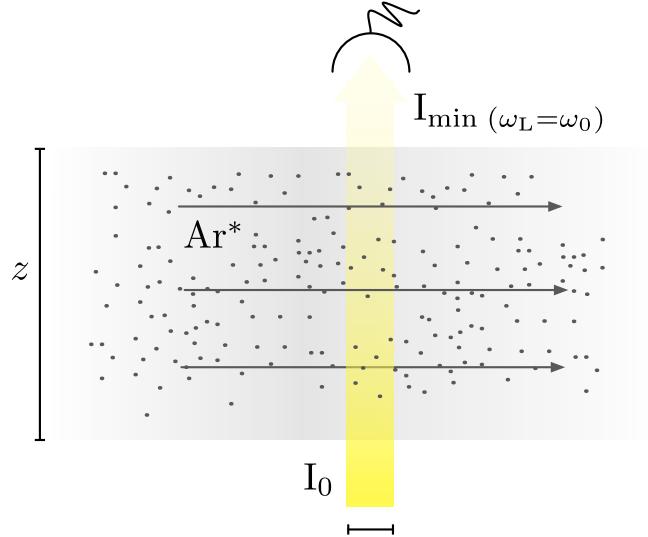


Abbildung 2.8.: Schema der Dichtemessung über Absorption.

ein Lichtstrahl, der ein Medium mit Dichte n durchquert, geschwächt wird.

$$\frac{dI}{dz} = -\sigma \cdot n \cdot I \quad (2.24)$$

Bei Messungen über die Absorption von Licht wird meist mit geringer Intensität gearbeitet, unter anderem weil sich damit eine handliche Näherung machen lässt. Für kleine Intensitäten gilt

$$S_0 = \frac{I}{I_s} \ll 1. \quad (2.25)$$

Daher lässt sich die Gleichung (2.19) nähern durch:

$$\sigma(\delta) \stackrel{1 \gg S_0}{=} \frac{\hbar(\omega_0 - \delta)}{I_s} \frac{\pi\gamma}{1 + \frac{4\delta^2}{\gamma^2}} = \frac{\pi^2 \hbar}{2} \frac{(\omega_0 - \delta)\gamma^2}{I_s} g(\delta) \quad (2.26)$$

Diese Näherung hat den Vorteil, dass die Gleichung (2.24) sehr leicht gelöst werden kann.

Wegen der Bewegung der Atome ergibt sich außerdem

$$\sigma(\delta)_{\text{Absorption}} \stackrel{1 \gg S_0}{=} \frac{\pi^2 \hbar}{2} \frac{(\omega_0 - \delta)\gamma^2}{I_s} \int_{-\infty}^{\infty} g(\delta - \frac{\omega_0 \cdot v}{c}) p(v) dv. \quad (2.27)$$

2. Detektion von metastabilen Atomen

Das bedeutet, dass mit dem resonanten Fall $I_{\min} = I(\delta = 0)$ die Dichte zu¹⁸

$$n = -\frac{1}{z\sigma(0)_{\text{Absorption}}} \ln \left(\frac{I}{I_{\min}} \right) \quad (2.28)$$

wird. Ein typisches dopplerverbreitertes Absorptionsprofil ist in Abbildung [2.9] zu sehen.

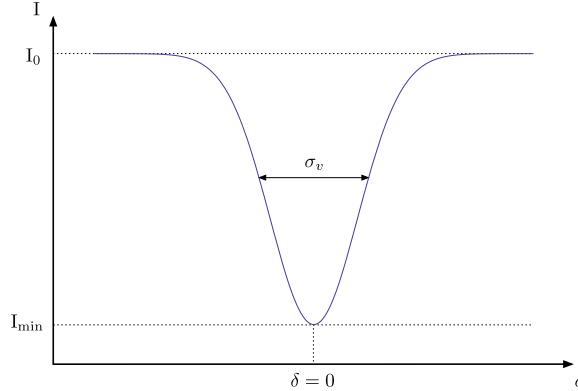


Abbildung 2.9.: Schema eines Absorptionsprofils mit den wesentlichen Größen.

Nur durch die Messung von σ_v ¹⁹ I_0 und I_{\min} kann damit die Dichte bestimmt werden. In der Abbildung [2.8] ist eine schematische Darstellung der Absorptionsmessung transversal zum Atomstrahl zu sehen. Für diesen Fall wird $p(v)$ in Gleichung (2.27) zu $p_t(v_t)$ aus Gleichung (2.5), also dem Geschwindigkeitsprofil transversal zur Ausbreitungsrichtung. Um aus der Dichte n die Intensität $\frac{d\dot{N}}{dA}$ zu erhalten, wird sie mit der Geschwindigkeitsverteilung in longitudinaler Richtung gewichtet.

$$\frac{d\dot{N}}{dA} = \int n v_l p_l(v_l) dv_l = n \bar{v} \quad (2.29)$$

Dabei ist \bar{v} die mittlere Geschwindigkeit in longitudinaler Richtung. Schließlich erhält man mit der durch den Laserstrahl abgedeckten Fläche A den Ar*-Atomfluss zu

$$\dot{N} = A n \bar{v}. \quad (2.30)$$

Hier sei angemerkt, dass es sich einfach um den gesamten Teilchenfluss durch das Absorptionsvolumen handelt.

¹⁸Das gilt natürlich nur, wenn die Dichte über die Ausdehnung der Probe konstant ist. Ansonsten benutzt man hier den Mittelwert \bar{n} .

¹⁹Wenn die Temperatur in der Probe nicht bekannt ist.

2.3.4. Detektion über Fluoreszenz

Bei der Detektion über Fluoreszenz beobachtet man von Atomen im Lichtfeld emittierte Photonen und schließt damit auf die Anzahl der streuenden Atome.

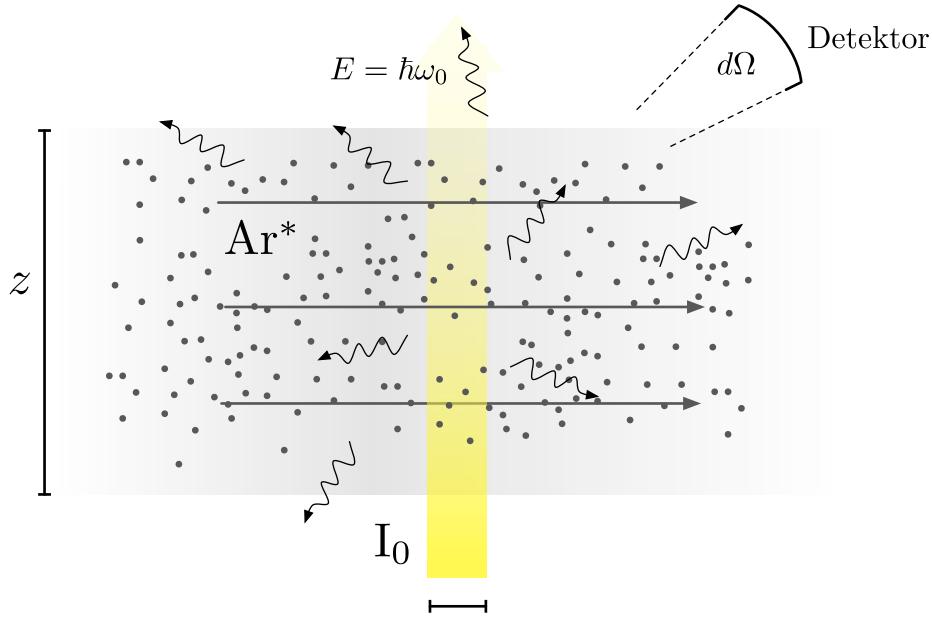


Abbildung 2.10.: Schema einer transversalen Fluoreszenzmessung. Ein Laserstrahl, der zu dem Übergang $1s_5 \rightarrow 2p_9$ resonant ist, wird transversal zu Atomstrahlrichtung (Pfeile) durch den Atomstrahl geschickt. Die dadurch in den Zustand $2p_9$ gehobenen Atome fallen nach einer mittleren Lebensdauer von $\tau = 1/\gamma$ unter Aussendung eines Photons zurück in den metastabilen Zustand. Das emittierte Licht wird dann mit einem Detektor registriert. Dabei ist z die Breite des Atomstrahls, d die Breite des Laserstrahls, Ω_D der vom Detektor aufgespannte Raumwinkel, E die Energie eines emittierten Photons und I_0 die eingestrahlte Intensität.

Werden, wie in Abbildung [2.10] zu sehen, Ar^* -Atome z.B. mit einem Laser bei einer festen Frequenz transversal angeregt, emittieren die selektierten Geschwindigkeitsklassen pro Sekunde

$$\dot{N}_{[\text{Photon}, 4\pi]} = N \cdot \hat{R} \quad (2.31)$$

Photonen in den gesamten Raumwinkel. Dabei ist \hat{R} die in der Gleichung [2.23] eingeführte mittlere Streurate. Wenn die Frequenz des anregenden Lichts über die Resonanzfrequenz verstimmt wird und gleichzeitig $\dot{N}_{[\text{Photon}, 4\pi]}$, z.B. mit einem Photomultiplier, aufgenommen wird, erhält man das in Abbildung [2.11] zu sehende Fluoreszenzprofil.

2. Detektion von metastabilen Atomen

Dabei ist $\dot{N}_{[\text{Photon}]}$ in diesem Fall der Bruchteil der emittierten Photonen, die vom Detektor registriert werden. Da hier über die verschiedenen Geschwindigkeitsklassen gefahren wurde, lässt sich daraus neben $\dot{N}_{\text{Photon}}(\delta = 0)$ auch die Breite der Geschwindigkeitsverteilung σ extrahieren. Damit ergibt sich dann über

$$N = \frac{\dot{N}_{\text{Photon}}}{\hat{R}} \frac{4\pi [\text{sr}]}{\Omega_D} \quad (2.32)$$

der Anteil der Ar*-Atome im Fluoreszenzvolumen V_F mit der Geschwindigkeitskomponente $v_t \approx 0$. Das Fluoreszenzvolumen ist dabei gerade der Raumbereich, in dem sich Laserstrahl und Atomstrahl schneiden. Dabei ist Ω_D der von dem Detektor abgedeckte Raumwinkel. In Abschnitt [2.1.2] wurden der Fluss, die Intensität und die

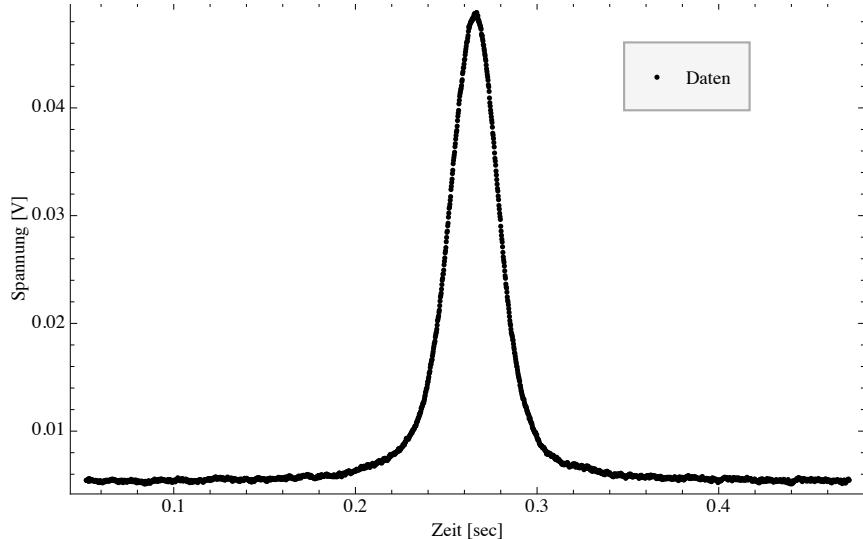


Abbildung 2.11.: Beispiel eines Fluoreszenzsignals, das aufgenommen wurde, indem die Laserfrequenz über die Resonanzfrequenz des Übergangs $1s_5 \rightarrow 2p_9$ verstimmt wurde und das emittierte Licht mit einem Photomultiplier gemessen wurde. Es wurde hier zu Demonstrationszwecken ein 10 Hz Tiefpass zwischen Oszilloskop und Photomultiplier verwendet.

winkelabhängige Intensität eingeführt. Für das spätere Experiment ist es wichtig, den Ar*-Fluss \dot{N} durch eine gegebene Fläche in einem bestimmten Abstand zur Quelle anzugeben. Die relevante Größe ist damit die winkelabhängige Intensität. Mit Hilfe der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung ergibt sich der Fluss der Atome mit $v_t \approx 0$

2.3. Optische Detektion

durch das Fluoreszenzvolumen zu

$$\dot{N}_{v_t \approx 0, V_F} = \frac{1}{d_F} \int N p_l(v_l) v_l d v_l = \frac{N}{d_F} \underbrace{\int p_l(v_l) v_l d v_l}_{= \bar{v}_l} \quad (2.33)$$

mit der Länge des Fluoreszenzvolumens d_F . Siehe auch Abbildung [2.10]. Mit dem Raumwinkel Ω_F , den das Fluoreszenzvolumen einschließt, ergibt sich schließlich über

$$\frac{d\dot{N}_{v_t \approx 0}}{d\Omega} = \frac{\dot{N}_{[\text{Photon}]}}{\hat{R}} \frac{4\pi}{\Omega_D} \frac{\bar{v}}{d_F} \frac{1}{\Omega_F} \quad (2.34)$$

die winkelabhängige Intensität für $v_t \approx 0$, also in Vorwärtsrichtung. Damit ist es nun möglich, in longitudinaler Richtung den Fluss über

$$\dot{N} = \frac{\dot{N}_{[\text{Photon}]}}{\hat{R}} \frac{\bar{v}_l}{d_F} \frac{4\pi}{\Omega_D} \frac{1}{\Omega_F} \Omega_P \quad (2.35)$$

in einiger Entfernung zur Quelle²⁰ zu bestimmen²¹. $\Omega_P = \frac{R^2 \pi}{d^2}$ ist dann gerade der Raumwinkel, der in der Entfernung d von der Quelle durch einen Kreis mit dem Radius R aufgespannt wird. Wenn später der Fluss \dot{N} angegeben wird, wird er sich, außer in speziellen Fällen, auf den Faraday Cup beziehen mit dem Raumwinkel $\Omega_P = \Omega_{FC}$.

²⁰Befindet man sich in unmittelbarer Nähe zur Quelle, muss noch über die transversale Geschwindigkeitsverteilung $p_t(v_t)$ integriert werden.

²¹Das gilt natürlich nicht mehr, wenn der Atomstrahl zwischenzeitlich ein strahlmanipulierendes Objekt passieren musste.

3. Experimenteller Aufbau

3.1. Messaufbau des Faraday Cups

Die äußere Form des Detektors ist an die eines klassischen Faraday Cups angelehnt ([Brown and Tautfest \[1956\]](#)), deswegen wird er im Folgenden durchgehend als Faraday Cup bezeichnet. Wie in Abbildung [\[2.4\]](#) dargestellt ist, besteht der Faraday Cup im Wesentlichen aus einem Edelstahlbecher und einem Wolframdraht. Der Draht wird an der Rückseite des Bechers in einer Lemo-Steckerbuchse, die der Durchführung dient, befestigt. Um die Konversionsfläche bei Bedarf wechseln zu können, wurde der Faraday Cup so konstruiert, dass man unterschiedliche Oberflächenmaterialien auf der Bodenplatte anbringen kann¹.

3.1.1. Charakterisierung

Das Messsystem des Faraday Cups besteht aus dem Detektor selbst, einem Netzgerät, das die Spannung U_{FC} liefert und dem Strommessgerät³. Außerdem wird der analoge Ausgang des Strommessgerätes dazu verwendet, um Messungen mit einem Oszilloskop aufzunehmen. Wie in Abschnitt [\[3.1.2\]](#) noch erläutert wird, wird der gesamte Detektor mit einem $U_{Bias} = -30\text{ V}$ relativ zur Erde versehen. Deswegen ist es nötig, auch das Strommessgerät und das Oszilloskop „floating“ mit Hilfe eines Trenntransformator bei diesem Offset zu betreiben. Mit dem geerdeten Netzgerät wird dabei sichergestellt, dass sich Erde und die über den Trenntransformator definierte Masse um nie mehr als 30 V voneinander entfernen. Im Folgenden werden einige das Messsystem charakterisierende Größen eingeführt.

Bandbreite

Die Bandbreite BW des Systems ergibt sich hauptsächlich über die Geschwindigkeit des Detektionssystems. Im vorliegenden Aufbau ist die langsamste Komponente das

¹Es kann sinnvoll sein, die Konversionsfläche auszutauschen, wenn sich auf ihr viel, von Argon ausgelöstes² Material abgelagert hat. Siehe dazu auch [\[4.2.2\]](#).

³Es handelt sich dabei um das Picoammeter 485 der Firma Keithley. Alle Messungen mit dem Faraday Cup werden mit diesem Gerät durchgeführt.

3. Experimenteller Aufbau

Messbereich	2 nA	20 nA	200 nA
Anstiegszeit [τ]	60 ms	60 ms	6 ms
Bandbreite [BW]	5.7 Hz	5.7 Hz	57 Hz

Tabelle 3.1.: Reaktionszeiten des Strommessgerätes und daraus resultierende Bandbreiten.

Strommessgerät. Um die hohe Präzision zu erreichen, wird intern, je nach eingestelltem Messbereich, über eine Zeitspanne von bis zu 60 ms gemittelt. Misst man z.B. in dem Messbereich 200 nA, ergibt sich für ein schnelles Signal etwa eine Anstiegszeit⁴ von $\tau = 6$ ms und damit die folgende Bandbreite:

$$BW = \frac{0,34}{\tau} = 57 \text{ Hz}. \quad (3.1)$$

In Tabelle [3.1.1] sind für die relevanten Messbereiche die Bandbreiten angegeben. Indem die Argonquelle mit einem RF-Schalter gepulst betrieben wurde, konnten diese Werte experimentell über die Messung der Abfallzeit bestätigt werden.

Leckströme

An mehreren Stellen müssen Leiter, die sich auf unterschiedlichen Potenzialen befinden, voneinander isoliert werden. Da es sich nicht um eine ideale Isolierung handelt, fließen kleine Ströme, die den Dunkelstrom des Faraday Cups darstellen. Über eine Messung des Stromes bei abgedunkeltem Detektor lässt sich dieser Strom quantifizieren. In Abbildung [3.1] sieht man, wie die Spannung zwischen Draht und Becher über einen Bereich von $U_{FC} = (0 - 3.5) \text{ kV}$ variiert wurde. Da der Strom trotz hoher Spannung sich nicht merklich ändert, kann man davon ausgehen, dass der Ursprung dieses Stroms nicht der Faraday Cup selber ist. Vielmehr müsste es sich um zwei voneinander isolierte Leiter handeln, zwischen denen zumindest näherungsweise eine konstante Potentialdifferenz herrscht. Da, selbst wenn am Faraday Cup keine Spannung abfällt, dieser Strom zu beobachten ist, wäre des Strommessgerät selber ein guter Kandidat für diese kleinen Leckströme. Um den kleinen, sichtbaren, positiven Strom von $I_{\text{Dunkelstrom}} = (69 \pm 33) \text{ pA}$ werden im Folgenden alle Messungen korrigiert.

⁴Die Anstiegszeit ist als die Zeit definiert, die gebraucht wird, damit das Signal nach dem Messgerät, als Antwort auf ein schnelles Eingangssignal (Rechteckpuls), von 10 % auf 90 % seines Maximalwertes ansteigt.

3.1. Messaufbau des Faraday Cups

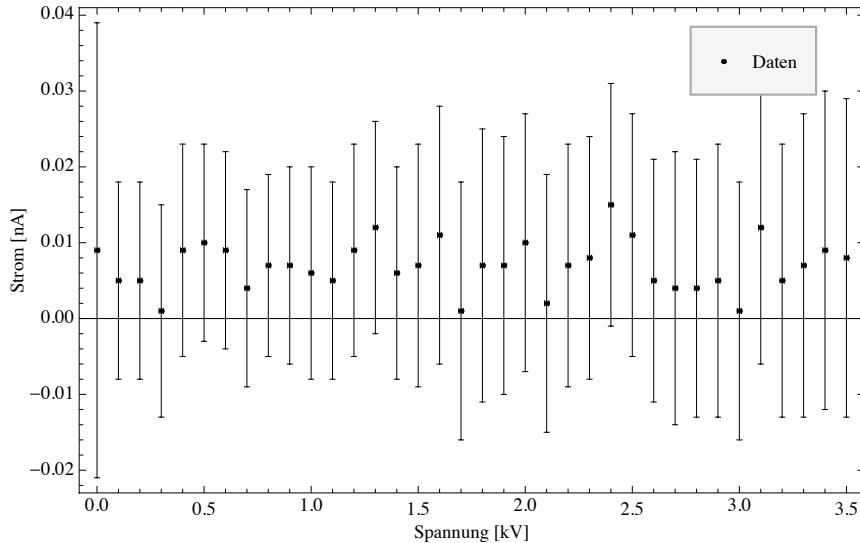


Abbildung 3.1.: Strom-Spannungs-Abhängigkeit des Faraday Cups bei großen Spannungen.
Uber einen weiten Spannungsbereich ist keinerlei Abhängigkeit erkennbar.

Strom-Spannungs-Abhängigkeit

Die Potentialdifferenz U_{FC} zwischen Draht und Becher muss so eingestellt werden, dass alle Elektronen, die aus der Konversionsplatte herausgelöst werden, über den Draht abgesaugt werden. Ansonsten können diese wieder mit der Innenwand kollidieren und damit den so gemessenen Strom verringern.

In Abbildung [3.2] sieht man, wie sich der gemessene Strom verhält, wenn die Spannung am Draht variiert wird.⁵ Bei starken negativen Spannungen werden die emittierten Elektronen größtenteils vom Draht zur Innenwand zurück gedrückt, über die sie dann abfließen. Dadurch wird der durch das Emittieren hervorgerufene Strom fast zu Null kompensiert. Bei positiver Spannung werden die Elektronen vom Draht abgefangen und man misst einen positiven Strom, der für Spannungen über $U_{FC} = 30$ V in Sättigung geht. Bei einer Spannung von $U_{FC} = 33,4$ V ist die Veränderung des Stroms nur noch 2 % bis 0,5 % zwischen zwei Datenpunkten und damit kleiner als die angegebene Messunsicherheit $\Delta I = 0,02$ nA. Im Experiment wurde später $U_{FC} = 42$ V gewählt, um wirklich eine Unabhängigkeit des gemessenen Stroms von der angelegten Spannung zu gewährleisten. Der in der Abbildung zu sehende Fit $y \propto \frac{x}{1+x}$ soll dabei nur der Veranschaulichung dienen. Eine Extrapolation zu größeren Spannungen ist wegen der geringen

⁵Über eine Messung ist die Quelle nur näherungsweise konstant (ca. 20 min), wie man z.B. an den beiden Punkten oben rechts erkennen kann. Diese entsprechen zwei innerhalb einer Stunde gemachten Messungen.

3. Experimenteller Aufbau

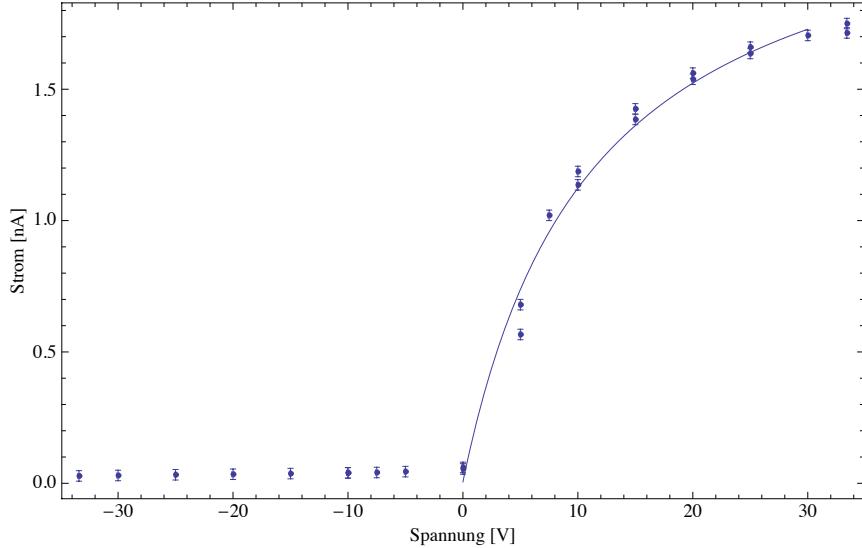


Abbildung 3.2.: Strom-Spannungs-Abhängigkeit des Faraday Cups bei kleinen Spannungen. Der eingezeichnete Fit dient dabei nur der Veranschaulichung des Sättigungsverhaltens.

Statistik nicht sinnvoll. Die Tatsache, dass der Strom bereits bei $U_{FC} = 33$ V in Sättigung geht, ist ein Indiz dafür, dass die kinetische Energie der Elektronen unter 30 eV liegt. Schließlich reicht bereits ein Potential von nur $\Phi = 30$ eV, um fast alle Elektronen so sehr zu beeinflussen, dass sie am Nagel abgesaugt werden. Diese Interpretation deckt sich mit Beobachtungen von [Schohl et al. \[1991\]](#).

3.1.2. Der Faraday Cup in einer realen Umgebung

Im idealen Fall entspricht der an der Konversationsplatte gemessene Strom gerade dem Fluss der herausgelösten Elektronen. Dafür müsste die Quelle allerdings nur metastabile Atome erzeugen. Dies ist, wie in Abschnitt [\[2.2.3\]](#) erläutert, nicht der Fall.

Ionen und Elektronen

Ionen, z.B. Ar^+ , werden im Plasma gebildet⁶ und würden, wenn sie auf den Becher des Faraday Cups treffen, an diesem neutralisiert werden. Die Elektronen, die daraufhin auf den Becher nachfließen, vergrößern damit den durch metastabile Atome erzeugten Strom. Elektronen entstammen entweder direkt dem Plasma der Quelle oder der den Detektor umgebenden Experimentierkammer. Metastabile Atome, die nicht den Faraday

⁶Mehr zur Dynamik in einem Plasma ist in [Lieberman and Lichtenberg \[1994\]](#) zu finden.

3.1. Messaufbau des Faraday Cups

Cup treffen, lösen diese aus der Innenwand der Experimentierkammer über den gleichen Prozess, wie er auch im Faraday Cup ausgenutzt wird. Werden diese dann vom Becher des Faraday Cups aufgefangen, verringern sie gemessenen Strom.

Elektronen und Ionen können, wie in Abbildung [3.3] gezeigt wird, über zwei Platten, die auf negativem bzw. positivem Potential liegen, und einem Blendensystem daran gehindert werden, in die Experimentierkammer zu gelangen. Der Ar^+ -Strahl wird wegen des elektrischen Feldes auf die Blende verschoben und die Elektronen wegen ihrer geringen kinetischen Energie⁷ an der Anode abgesaugt.

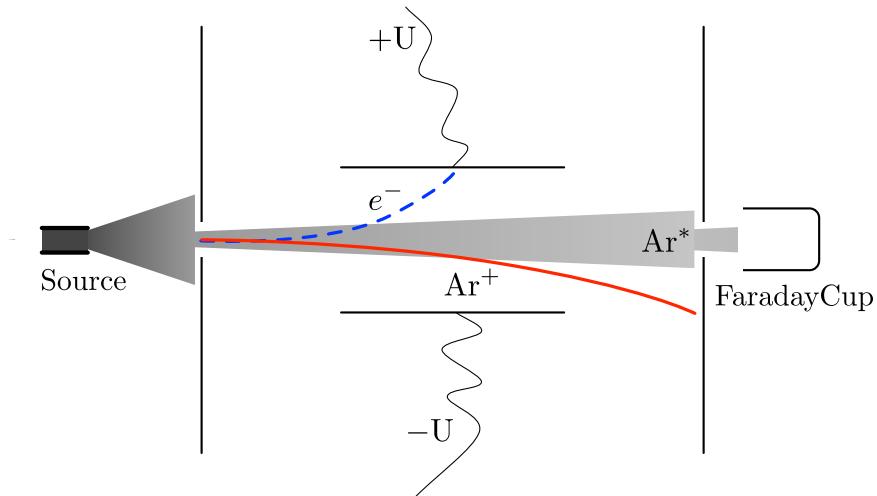


Abbildung 3.3.: Es sind das in der Kammer aufgebaute Blendensystem und die beiden Platten, die auf unterschiedliche Potentiale gelegt werden können, eingezeichnet.

Die Platten wurden auf $-(100 - 150)$ V bzw. $+(100 - 150)$ V in Bezug auf die geerdete Kammer gelegt. Das Problem der Elektronen, die aus der Experimentierkammer auf den Faraday Cup treffen, kann man mit einem negativen Offset des gesamten Detektors begreifen. Wie in Abbildung [3.4] zu sehen ist, liegt der gesamte Faraday Cup in Bezug zur Experimentierkammer auf einem negativen Potential von $U_{\text{Offset}} = -30$ V. In Abbildung [3.5] ist zu sehen, wie die Offset-Spannung U_{Offset} zusammen mit der Spannungsdifferenz zwischen U_{FC} über einen Bereich von -30 V bis 30 V variiert wurde. Zum einen ist das Verhalten in Abbildung [3.2] als Schnitt bei $U_{\text{Offset}} = -30$ V zu sehen und zum anderen ist gut zu erkennen, dass der Betrieb des Faraday Cups mit positivem Offset zu einem stark negativem Strom I führt. Dies bedeutet, dass Elektronen, die nicht durch Abregung eines Ar^* -Atoms im Becher des Faraday Cups entstammen, vom Becher aufgesogen werden. Denn jedes Elektron, dass im Becher herausgelöst wird und dann wieder

⁷Elektronen, die dem Plasma entstammen, haben mittlere Energien im 2 – 3 eV Bereich. (debug quelle)

3. Experimenteller Aufbau

von ihm eingefangen wird, hebt gerade den durch das nachfließende Elektron erzeugten Strom wieder auf.

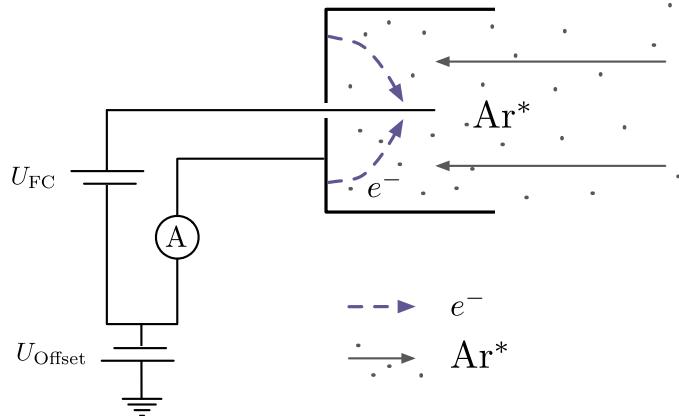


Abbildung 3.4.: Betrieb des Faraday Cups mit einem Offset zur Abschirmung gegen Elektronen in der Experimentierkammer.

Photonenuntergrund

Eine Möglichkeit, eine obere Grenze auf den Anteil der Photonen am Signal zu bestimmen, besteht darin, die mittlere Lebensdauer τ der metastabilen Atome und eventuell noch vorhandener Ionen, z.B. durch Erhöhung des Drucks in der Experimentierkammer, so stark zu verringern, dass sie den Detektor nicht mehr erreichen können. Die mittlere Lebensdauer beschreibt dabei die Zeit, die vergeht, bis ein Atom z.B. durch Stöße abgeregelt wird.

In Abbildung [3.6] ist das Resultat einer solchen Messung zu sehen. Bei konstantem Druck in der Quellenkammer wird der Druck in der Experimentierkammer (Abbildung [2.1.1]) langsam erhöht und der durch den Faraday Cup fließende Strom gemessen. Da zu diesem Zeitpunkt am Faraday Cup mit hohen Spannungen, etwa $U_{FC} = 300 \text{ V}$, experimentiert wurde, musste die Messung um den Strom korrigiert werden, der durch die Ionisation des Hintergrundgases entsteht.⁸ In der Abbildung ist neben der ursprünglichen Messung auch die korrigierte Messung und ein Fit der Form

$$N(p) = N_0 e^{-\frac{\Delta x \cdot p}{\alpha}}, \quad (3.2)$$

mit dem Druck p , dem zurückgelegten Weg Δx und der anfänglichen Teilchenzahl N_0 zu

⁸Dafür wurde das Ventil zur Quellenkammer geschlossen und der Druck in der Experimentierkammer variiert.

3.1. Messaufbau des Faraday Cups

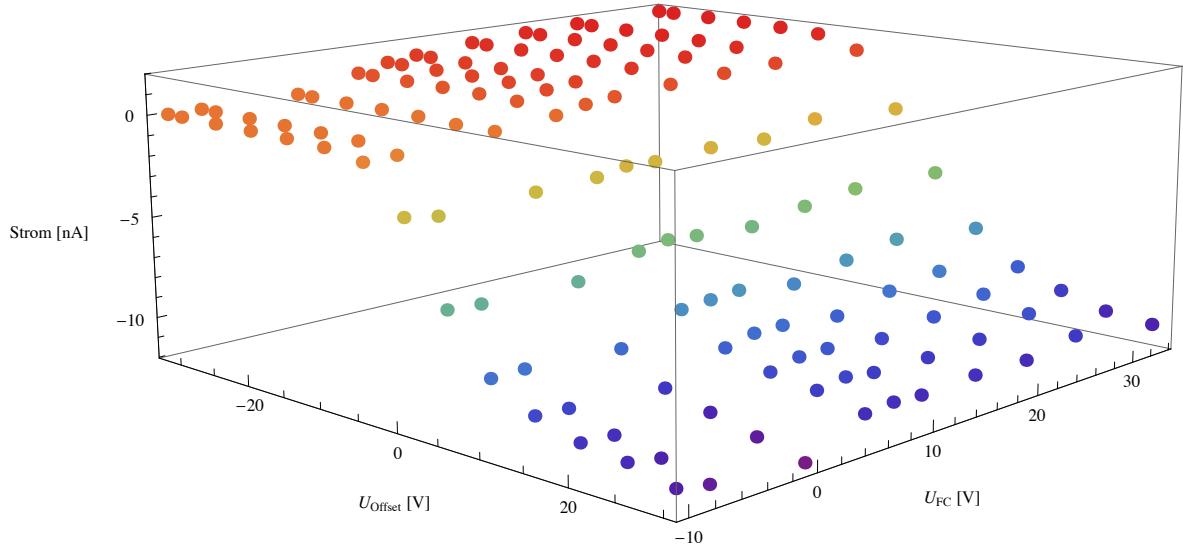


Abbildung 3.5.: Zu sehen ist, wie U_{FC} und U_{Offset} variiert werden und gleichzeitig der Strom gemessen wird. Gut zu sehen ist, dass bereits in Abschnitt [3.2] besprochene Sättigungsverhalten des gemessenen Stroms für $U_{FC} > 33\text{ V}$ und $U_{Offset} < -33\text{ V}$. Außerdem ist zu sehen, wie bei $U_{Offset} > 0\text{ V}$ die freien Elektronen in der Experimentierkammer vom Becher des Faraday Cups aufgesogen werden.

sehen. Damit lässt sich über $\tau = \frac{\alpha}{p \cdot \bar{v}}$ und der mittleren Geschwindigkeit in longitudinaler Richtung $\bar{v} \approx 435\text{ m/s}$ [3.2.4] die mittlere Lebensdauer der metastabilen Atome für einen gegebenen Druck bestimmen. Der von den gestrichelten Linien eingeschlossene Bereich entspricht dem 95 %igen Vertrauensbereich des Fits.

In Tabelle [3.1.2] sind die Ergebnisse des Fits eingetragen sowie der theoretische Wert für diesen Faktor, wenn ein Modell aus massiven Kugeln angenommen wird.

An dieser Stelle muss auf zwei Unzulänglichkeiten aufmerksam gemacht werden. Zum einen wurde beobachtet, dass bei gleichem Druck die gemessenen Drücke der Druckmesser sich teilweise um 50 % unterscheiden und zum anderen unterlag die Quelle Schwankungen, wie man zu Beginn der Messung gut erkennen kann. Erweitert man das Fit-

3. Experimenteller Aufbau

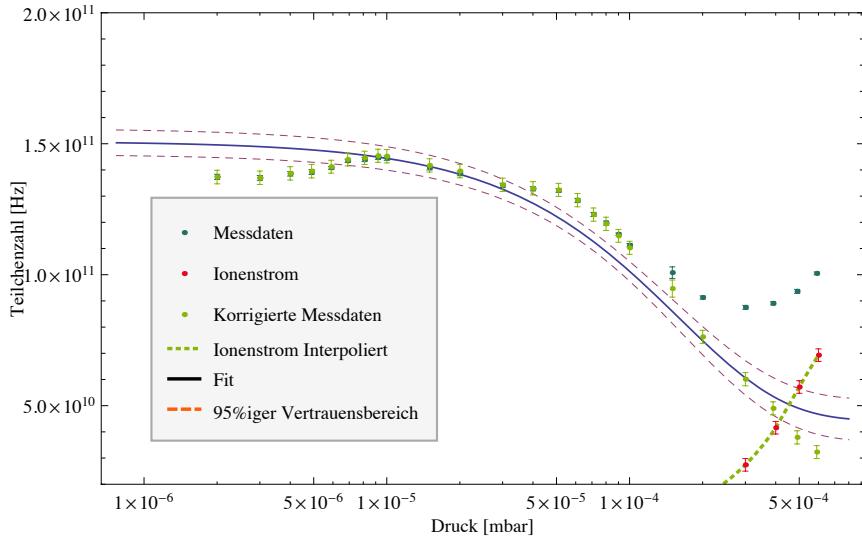


Abbildung 3.6.: Verhalten des Stroms am Faraday Cup bei Variation des Drucks in der Experimentierkammer. Es sind die Messdaten, eine Messung des Stroms am Faraday Cup bei ausgeschalteter Quelle und die darum korrigierten Messdaten eingetragen. Außerdem ist ein Fit an die korrigierten Daten zu sehen.

	α	τ bei $5 \cdot 10^{-4}$ mbar
Messung	$(128, 2 \pm 5, 1)$ mm mbar	$(0, 59 \pm 0, 03)$ ms
Modell massiver Kugeln	$64 \mu\text{m}$ mbar	0,37 ms

Tabelle 3.2.: Bestimmte mittlere Lebensdauer und Fit-Parameter sowie dieselben Größen aus einem Modell massiver Kugeln. Siehe z.B. [Pauly \[2000\]](#).

Model um einen Skalierungsfaktor für den Druck, kann der theoretische Wert bei einer Korrektur des Drucks um 52 % erreicht werden.⁹ Aus der Abbildung [3.6] lässt sich der Anteil des Signals abschätzen, der nicht durch metastabile Atome bzw. Ionen hervorgerufen wird. Wären nur metastabile Atome im Strahl vorhanden, wäre die Anzahl der gemessenen Teilchen bei einem Druck von $p = 5 \cdot 10^{-4}$ auf 6 % abgesunken. Für sehr hohe Drücke würde sich die Teilchenzahl dann Null annähern. Dieses Verhalten wird allerdings nicht beobachtet. Vielmehr scheint sich die gemessene Teilchenzahl einem konstanten Wert anzunähern. Da keine Messwerte bei Drücken über $p = 6 \times 10^{-4}$ mbar aufgenommen wurden, wird die gefittete Funktion am sättigenden Verhalten ausgewertet. Ohne die erwähnte Skalierung wird das gemessene Signal durch den Photonenuntergrund damit um $(13 \pm 15)\%$ zu groß gemessen. Mit Skalierung ist dies bis zu $(34 \pm 40)\%$. Im Folgenden werden alle Messungen mit dem Faraday Cup um den Mittelwert aus beiden

⁹Ohne eine exakte Bestimmung des Drucks in der Experimentierkammer ist dies allerdings spekulativ.

korrigiert $\delta I_{Photon} = (24 \pm 43)\%$. Hier wird anstatt des absoluten Wertes, wie z.B. in Abschnitt [3.1.1], der relative Wert zur Korrektur einer Messung genutzt. Dabei wird angenommen, dass der Ar*-Fluss und der Photonenfluss in einem linearen Zusammenhang stehen. Das also, wenn die Leistung der Quelle erhöht wird, nicht nur mehr Ar*-Atome die Quelle verlassen, sondern auch mehr Photonen. Solange der Druck in der Kammer nicht zu hoch wird, und damit die mittlere freie Weglänge zu klein, sollte diese näherungsweise zutreffen. Für die Bestimmung des Ar*-Flusses ist außerdem zu beachten, dass diese Näherung nur für Ar*-Flüsse gilt, die in derselben Größenordnung wie die, die hier gemessen wurden, anzuwenden ist.

3.2. Aufbau der optischen Detektion

Der optische Aufbau besteht prinzipiell aus zwei Teilen: Dem in Abbildung [3.7] zu sehenden Laser mit der Referenzgaszelle zur Frequenzstabilisierung und der in Abbildung [3.11] gezeigten Spektroskopie am Atomstrahl. Die beiden Teilaufbauten sind direkt über zwei Spiegel miteinander verbunden¹⁰. Im Folgenden werden die Teilaufbauten beschrieben und danach einige, die Detektion charakterisierende Größen diskutiert.

3.2.1. Laser und Frequenzstabilisierung

Der Aufbau

Als Laser wurde ein aktiv temperaturstabilisierter Diodenlaser bei einer Wellenlänge von etwa 811 nm und einem „tuning range“ von 3.9 GHz verwendet. Er bietet die Möglichkeit, mit Hilfe des Laserstroms und einem Gitter, das auf einem Piezo montiert ist, die Frequenz zu variieren. Um Rückreflexe auf der Laserdiode zu vermeiden, wurde eine Faraday-Isolator benutzt.

Am Strahlteiler (a) wird ein kleiner Anteil des Laserstrahls abgezweigt, um damit an einer Gaszelle eine dopplerfreie Referenzspektroskopie zu betreiben. Der Rest, ca. (94 – 96)%, wird zur Spektroskopie am Atomstrahl verwendet. Nachdem der abgelenkte Strahl durch die Linse (1) kollimiert wurde, wird er am Strahlteiler (b) aufgespalten, um zur Kalibration ein Fabry-Perot-Interferometer betreiben zu können. Die dopplerfreie Spektroskopie an der Zelle wird damit prinzipiell durch den gestrichelten Weg gebildet.

Am Strahlteiler wird polarisiertes Licht in die Zelle geschickt und dort zum Teil absorbiert (Sättigungsstrahl). Durch die Kombination von $\frac{\lambda}{4}$ Plättchen und Spiegel wird

¹⁰Diese Methode wurde anstatt einer Verbindung mit einer Faser gewählt, um an der Kammer eine möglichst hohe Leistung zu erzielen.

3. Experimenteller Aufbau

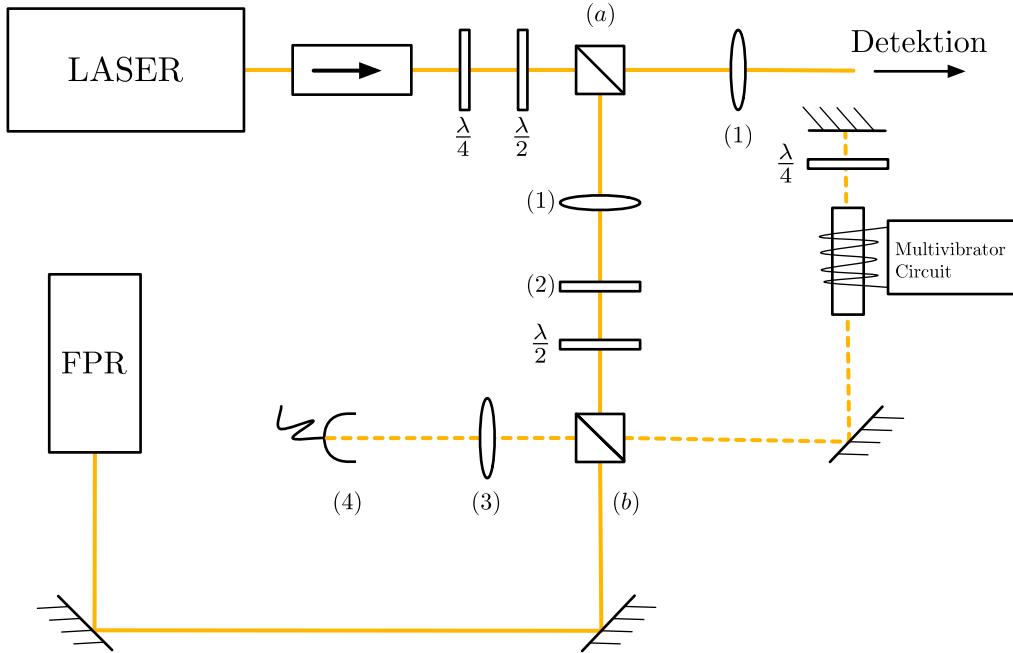


Abbildung 3.7.: Optischer Aufbau, (a) & (b) polarisierende Strahlteiler, (1) 500 mm Linsen zur Kollimation, (2) 100 mm Linse zur Fokussierung auf die Photodiode (4)

der Strahl mit um 90° zur initialen Polarisationsachse gedrehter Polarisation zurück in die Zelle geschickt¹¹ (Probestrahl). Wegen der gedrehten Polarisation wird der Strahl, zurück bei (b), nicht abgelenkt, sondern passiert den Strahlteiler und wird schließlich an der Photodiode (4) detektiert.

Dopplerfreie Spektroskopie:

Die Grundlagen der dopplerfreien Spektroskopie werden ausführlich in vielen Lehrbüchern, z.B. [Demtröder \[2008a\]](#) und [Demtröder \[2008b\]](#), beschrieben. Außerdem gibt es zum Thema Spektroskopie einige andere Arbeiten, wie z.B. die von [Steinke \[2009\]](#), die sich speziell mit Argon-Spektroskopie beschäftigt. Für eine ausführliche Erklärung wird darum auf diese Bücher verwiesen und nur die hier wesentlichen Eigenschaften der dopplerfreien Spektroskopie erläutert. Da am Atomstrahl Argon im Zustand $1s_5$ spektroskopisch untersucht werden soll, ist es notwendig, dass in der Gaszelle Argonatome im gleichen Zustand sind, um sie als Frequenzreferenz benutzen zu können. Um das zu erreichen,

¹¹Am $\frac{\lambda}{4}$ Plättchen wird das linear polarisierte Licht in zirkular polarisiertes Licht transformiert. Die Drehrichtung dieser Polarisation wird dann am Spiegel umgedreht, so dass der Strahl bei einem weiteren Durchlauf durch das $\frac{\lambda}{4}$ Plättchen nicht in die Ursprung Pol. zurück gedreht wird, sondern dazu um 90° gedreht.

3.2. Aufbau der optischen Detektion

wird in der Gaszelle über eine mit etwa 20 MHz betriebene Spule ein Plasma geziündet, wodurch die Argonatome hoch angeregt werden. Diese zerfallen dann teilweise in die metastabilen Zustände, wodurch selbige populiert werden. Die dopplerfreie Spektroskopie baut nun darauf auf, dass der Sättigungsstrahl die Besetzung des $1s_5$ Zustandes besonders an der Resonanzfrequenz stark verringert. Der schwächere und zurücklaufende Probestrahl wird darum genau an der Resonanzfrequenz nur schwach absorbiert. Das Ergebnis ist damit, wie die Abbildung [3.9] zeigt, ein breites Dopplertal ($\sigma_D = 700$ MHz) mit einem kleinen lokalen Maximum, dem Lambdip, an der Resonanzfrequenz.

Wegen der guten Lokalisierung an der Resonanzfrequenz kann der Lambdip verwendet werden, um aktiv die Frequenz des Lasers zu stabilisieren.

Frequenzstabilisierung

Wenn man den Laserstroms (I) mit einem Signal kleiner Amplitude und hoher Frequenz¹² (ω) moduliert und das Signal der Spektroskopie-Photodiode in einen Lock-In-Verstärker einspeist, kann damit die Ableitung des Signals gebildet werden.

Da die Ableitung des Lambdips bei der Resonanzfrequenz einen Nulldurchgang hat, bietet es sich an, die Ableitung, wie in Abbildung [3.8] gezeigt ist, als Regelabweichung einer PID-Regelung zu benutzen. Wenn z.B. die Laserfrequenz, von der Resonanzfrequenz des $1s_5 \rightarrow 2p_9$ Übergang kommend, sich leicht verschiebt, wird das Error-Signal von Null verschieden und die PID-Regelung regelt die Frequenz mit dem Piezo am Laser zurück auf den Nulldurchgang bzw. die Resonanzfrequenz. In Abbildung [3.10] ist das Signal der Spektroskopie-Photodiode I_{PD} und die Regelabweichung über einen längeren Zeitraum zu sehen. Für jeden Punkt wurde über eine Zeitspanne von 250 ms gemittelt, die eingetragene Messunsicherheit bezieht sich dabei auf die Standardabweichung. Ab ca. 14 : 30 Uhr Uhr wurde aktiv am optischen Tisch gearbeitet. Es ist gut zu erkennen, wie der Laser daraufhin von der PID-Regelung aktiv stabilisiert wird. Spätestens ab 14 : 40 Uhr kann man dann nicht mehr von einer Stabilisierung sprechen. Der Peak der Photodiode um etwa 14 : 15 Uhr ist hier vermutlich auf eine Schwankung des Druckes in der Gaszelle zurückzuführen, da die Regelabweichung hier keine Reaktion zeigt. Es stellt sich nun die Frage, wie sich I_{PD} und die Regelabweichung unter bestimmten Einflüssen ändern. Wenn zum Beispiel mit der Laserfrequenz der in Abbildung [3.9] zu sehende Pfad (1) durchgefahren wird, folgt die Intensität I_{PD} gerade dem Lambdip. Im Vergleich dazu würde eine Änderung in der Intensität oder der Dichte des Gases in der Küvette

¹²Hier wurde ein Sinus-Signal mit einer Modulationsfrequenz von 20 kHz verwendet. Höhere Frequenzen sind zwar wünschenswert, allerdings wird die maximale Modulationsfrequenz meistens, wie auch hier, durch die verwendete Elektronik begrenzt.

3. Experimenteller Aufbau

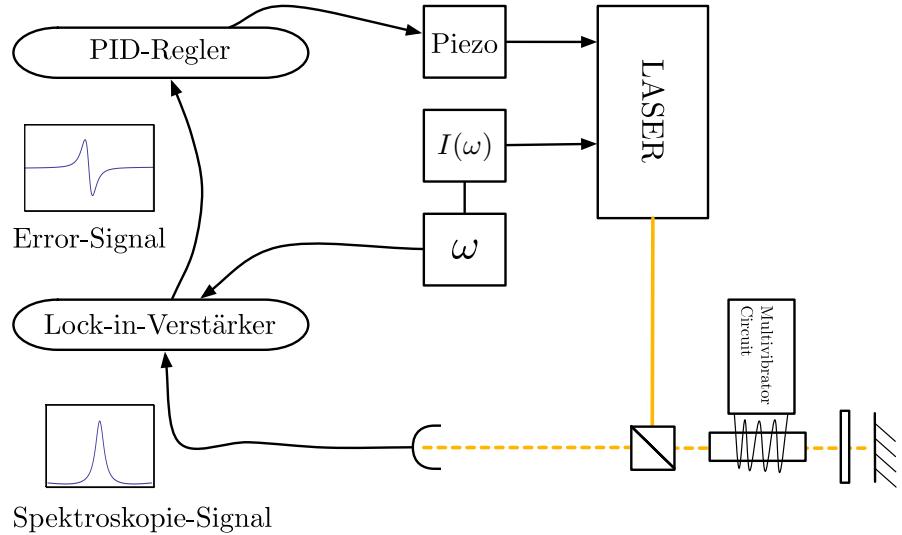


Abbildung 3.8.: Schema der Frequenzstabilisierung: Zu sehen ist der hier relevante Teil des optischen Aufbaus und die Elektronik zur Frequenzstabilisation. ω steht für einen Funktionsgenerator, der ein kleines Sinus-Signal zur Strom-Modulation und als Referenz für den Lock-In-Verstärker bereitstellt.

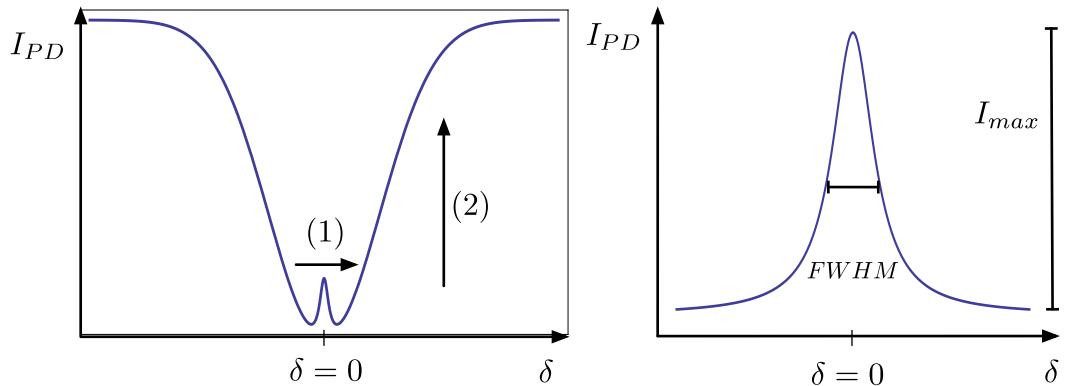


Abbildung 3.9.: Links: Dopplerprofil mit Lamdip. Rechts: Lambdip.

zu einer vertikalen Bewegung des ganzen Profils führen. An diesem Verhalten ändert sich nichts, wenn der Laser mit Hilfe der Regelabweichung auf die Spitze des Lampdips stabilisiert wird. Unter der Annahme, das Regelsystem unterliege nur einem Frequenzrauschen, lässt sich in diesem Fall I_{PD} uminterpretieren. Dann ist es möglich, dass eine Änderung von I_{PD} als Änderung der Frequenz interpretiert werden. Für den Fall, dass noch weitere Rauschprozesse beteiligt sind, erhält man damit eine obere Grenze auf das im Regelsystem enthaltene Frequenzrauschen. Um das Frequenzrauschen nicht zu sehr zu überschätzen, kann man auf die Regelabweichung zurückgreifen. In ihr machen

3.2. Aufbau der optischen Detektion

sich kleine Schwankungen der Intensität oder der Dichte nämlich nicht bemerkbar, da diese das Dopplertal nur um eine Konstante verschieben. Es wurde aus einer Messung, analog zu der in Abbildung [3.10], die Standardabweichung an einer Stelle bestimmt, an der sich Regelsignal und I_{PD} etwa gleich verhalten. Als einfache Abschätzung kann man über die Halbwertsbreite und die Höhe des Lambdips in linearer Näherung¹³ die Frequenz-Spannungs-Abhängigkeit schreiben als

$$\frac{\Delta\nu}{\Delta U} = \frac{\text{FWHM}}{U_{\max}} = \frac{26 \text{ MHz}}{0,048 \text{ V}}. \quad (3.3)$$

Mit einer im stabilisierten Zustand gemessenen Standardabweichung von $\Delta U = 4 \text{ mV}$ ergibt sich dann ein effektives Rauschen von ca. 2 MHz. Auf diese grobe Abschätzung wird in Abschnitt [4.3.2] noch einmal zurückgegriffen.

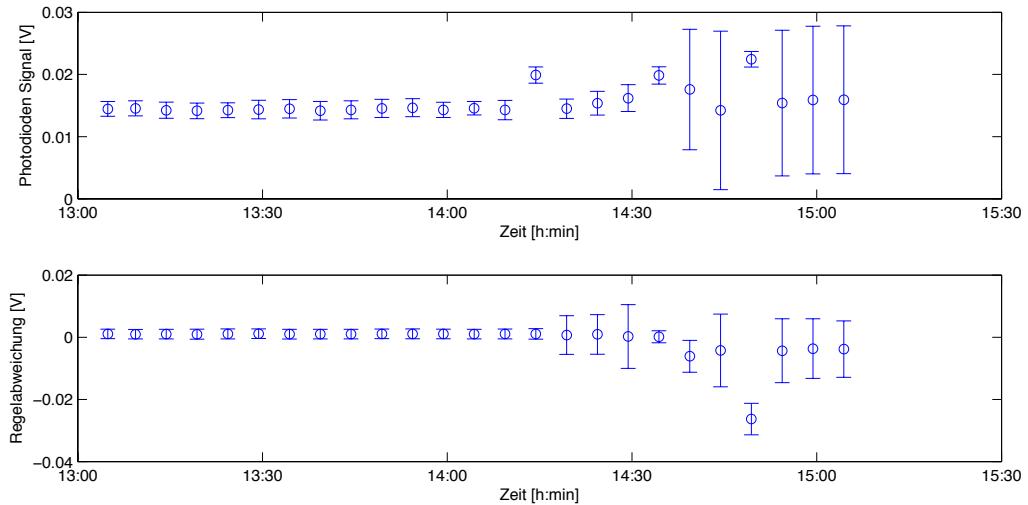


Abbildung 3.10.: Laserfrequenzstabilisierung über einen Zeitraum von zwei Stunden. Der Laser wurde zu Beginn auf den Lampdip stabilisiert. Ca. gegen 14 : 30Uhr wurde begonnen, am optischen Tisch zu arbeiten. Für jeden Datenpunkt wurde über einen Zeitraum von 250 ms über 2500 Datenpunkte gemittelt. Damit kann die eingezeichnete Messunsicherheit mit der Stabilität der Laserfrequenz verknüpft werden. Im stabilisierten Zustand ist die Standardabweichung nie größer als $\Delta U = 1,2 \text{ mV}$. Es ist gut zu sehen, wie die PID-Regelung zu Anfang die Stöße noch abfangen kann, aber ab 14 : 45 Uhr nicht mehr in der Lage ist, den Laser zu stabilisieren.

¹³Dabei wird der Lambdip durch eine Dreiecksfunktion angenähert.

3. Experimenteller Aufbau

3.2.2. Experimenteller Aufbau der optischen Detektion

In Abbildung [3.11] ist das Schema des optischen Aufbaus direkt an der Kammer zu sehen. Es besteht die Möglichkeit, den Atomstrahl vor (2) und nach (1) dem Blenden system spektroskopisch zu untersuchen.¹⁴ Für (b) wurde ein nicht polarisierender Strahlteiler verwendet, um temperaturinduzierte Intensitätsschwankungen zu vermeiden. Es hatte sich gezeigt, dass ein polarisierender Strahlteiler an der gleichen Position zu Intensitätsschwankungen im 5% Bereich führte, die mit dem nicht polarisierenden Element vermieden werden konnten. Nach dem Strahlteiler werden etwa 60 % des Lichtes in Richtung der Spiegel (3) und (4) geleitet. Diese beiden Spiegel dienen der Justage des Laserstrahls zum Atomstrahl. Die übrigen 40 % treffen auf einen zweiten, diesmal polarisierenden¹⁵ Strahlteiler, der eine Referenzphotodiode (PD 2) und den Strahl (2) zur Absorptionsspektroskopie bedient. An dem Punkt der Fluoreszenzspektroskopie in Strahl (1) hat der Laserstrahl im Halbwertsbreite von ca. 8 mm.¹⁶ Im späteren Verlauf des Experiments wurde der Strahlteiler (b) durch einen Spiegel ersetzt, dadurch steht im Strahl (1) momentan 5 mW zur Verfügung.

Photomultiplier: Ein wichtiger Bestandteil der Detektion über die lichtinduzierte Fluoreszenz ist der Photomultiplier. Mit diesem wird das Licht, das im Fluoreszenzvolumen emittiert wird, eingesammelt und das Signal schließlich über eine Elektronenvervielfachung verstärkt. Aufgrund der Kammergeometrie beträgt die minimale Entfernung zwischen Fluoreszenzvolumen und Photomultiplier etwa $r = 21$ cm. In Abbildung [3.12] ist die Konfiguration schematisch gezeigt. Der vom Detektor abgedeckte Raumwinkel wird damit durch seine aktive Fläche ((4 × 4) mm) begrenzt. Da es gewünscht ist, möglichst viel emittiertes Licht einzusammeln, um ein möglichst gutes Signal-zu-Rauschverhältnis zu erhalten, wurde eine Linse, die zwischen Fluoreszenzvolumen und Photomultiplier positioniert wird, zur Bündelung des Fluoreszenzlicht auf den Detektor benutzt. Damit kann die effektive, aktive Fläche auf $A = \pi(\frac{38,1\text{mm}}{2})^2$ vergrößert werden. Es ergibt sich der vom Detektor abgedeckte Raumwinkel zu,

$$\Omega_D = \frac{\pi r^2}{d^2} = 0,029 \text{ sr.} \quad (3.4)$$

¹⁴In Abschnitt [3.2.4] sind beispielhaft die Messungen der transversalen Geschwindigkeitsprofile an diesen beiden Positionen zu finden.

¹⁵An dieser Stelle wurden keine längeren Messungen durchgeführt und es stand immer eine Photodiode als Referenz zu Verfügung.

¹⁶Angegeben ist die Halbwertsbreite. Der Durchmesser wurde mit Hilfe einer Rasierklinge gemessen, die mit einem Piezos durch den Strahl gefahren wurde. Die Laserleistung wurde dabei mit einer Linse an einer Photodiode aufgezeichnet. Für diese Methode siehe z.B. [Suzaki and Tachibana [1975]]

3.2. Aufbau der optischen Detektion

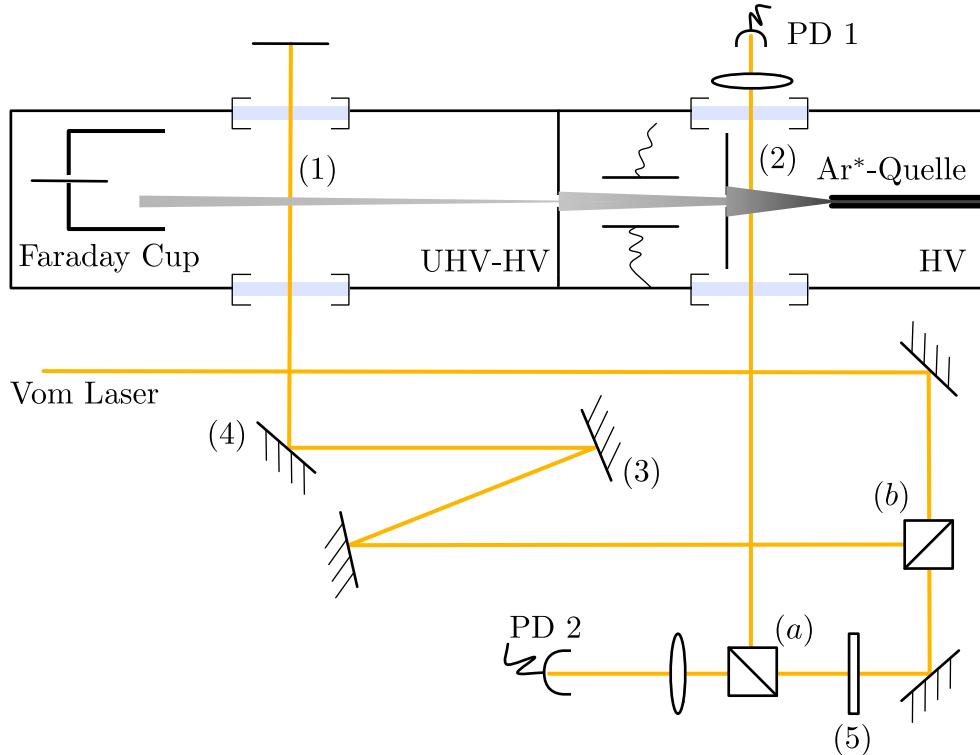


Abbildung 3.11.: Optischer Aufbau an der Atomstrahlapparatur. Oben im Bild ist die Vakuumperatur mit der Ar*-Quelle zu sehen, die an zwei Stellen optische Zugänge bietet. Der Atomstrahl kann damit einmal vor (2) und nach (1) dem Blendsystem mit einem Laser erreicht werden. Der Strahl an Position (2) wurde zur Absorptionsspektroskopie benutzt, der Strahl bei (1) hingegen zur Fluoreszenzspektroskopie. Die Spiegel (3)&(4) wurden zur einfacheren Justage des Laserstrahls gegen den Atomstrahl eingebaut. Bei (5) handelt es sich um einen Abschwächer.

In die hier benutzen Photomultiplier-Röhre ist bereits ein Storm-Spannungs-Wandler verbaut. Somit sind die auf den Photomultiplier einfallenden Photonen und die Spannung, die vom Verstärker erzeugt wird, über

$$\dot{N}_{\text{Photon}} = \frac{1}{G \cdot R} U = \alpha U \quad (3.5)$$

verknüpft. Wegen der Ortsabhängigkeit der Elektronenausbeute G ist es wichtig, das Fluoreszenzlicht nicht vollständig auf einen Punkt zu fokussieren, sondern einen Bereich zu definieren, in dem α näherungsweise konstant ist und durch einen Mittelwert angenähert werden kann.

3. Experimenteller Aufbau

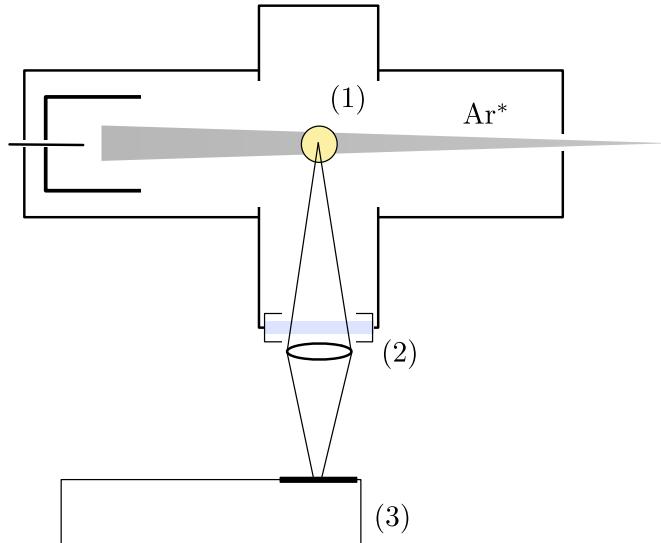


Abbildung 3.12.: Lage des Photomultipliers an der Experimentierkammer. (1) ist der Punkt, an dem der Laserstrahl den Atomstrahl kreuzt, (2) die Linse zur Gebündelt, der bei (1) emittierten Photonen auf den Photomultiplier (3).

Der Faktor α ist dabei mit

$$\alpha = 4,032 \cdot 10^9 \frac{\text{Photonen}}{\text{Sekunde} \cdot \text{Volt}} \quad (3.6)$$

angegeben. Die Unsicherheit wird mit $\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = 4\%$ abgeschätzt und ist in einer Messung der Ortsabhängigkeit von G begründet.

3.2.3. Sättigungsintensität

In Abschnitt [2.3.1] wurde die Sättigungsintensität für ein Zweizustandssystem mit

$$I_s = \underbrace{\frac{2\pi^2 hc\gamma^2}{3\lambda^3}}_{1s_5 \leftrightarrow 2p_9} = 1.44 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2} \quad (3.7)$$

angegeben. In Abschnitt [2.3.1] wurde diskutiert, dass sich Abweichungen vom Zweizustandssystem möglicherweise in der Sättigungsintensität äußern. Es soll nun geprüft werden, ob dies der Fall ist. Die Sättigungsintensität wurde auf zwei verschiedene Arten bestimmt.

- (1) Zum einen wurde die Abhängigkeit der Streureate von der Laserintensität gemessen.

3.2. Aufbau der optischen Detektion

Dies ist in Abbildung [3.13] zu sehen. Über

$$U \propto \dot{N}_{\text{Photon}} \propto \hat{R} \propto \frac{1}{1 + \frac{I_s}{I}} \quad (3.8)$$

lässt sich I_s dann durch einen Fit an die Daten bestimmen. Es wurden direkt hintereinander zwei Messungen durchgeführt, so dass davon ausgegangen werden kann, dass sich die Messbedingungen kaum geändert haben.

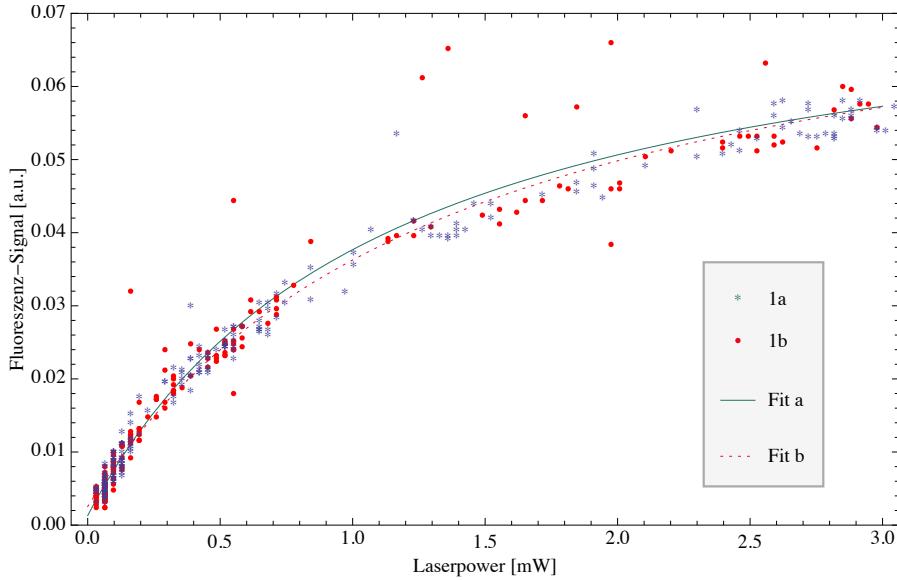


Abbildung 3.13.: Zwei Messungen, (1a) und (1b), der Abhängigkeit der Streurete von der Laserleistung. Außerdem sind Fits an die jeweiligen Datensätze eingezeichnet.

Diese Messung wurde einmal mit einem auf der Kammer liegenden etwa 0.8 Gauss starken Magneten¹⁷, (1a) und einmal ohne (1b) durchgeführt.

- (2) Zum anderen wurde über die Messung der Breite eines Fluoreszenzprofils mit der Beziehung

$$\gamma' = \gamma \sqrt{1+s} = \gamma \sqrt{1 + \frac{I}{I_s}} \quad (3.9)$$

die Sättigungsintensität bestimmt. Es wurde dabei die in Abschnitt [4.3.1] beschriebene Technik zur Separation des lorentzförmigen Anteils aus der Spektrallinie

¹⁷Mit diesem sollte getestet werden, wie sich das Signal am Faraday Cup mit einem Magnetfeld verändert. Da der beobachtete Effekt nur im 1 % Bereich lag, wurde er nach der Messung wieder aus dem Aufbau entfernt.

3. Experimenteller Aufbau

	I_s	ΔI_s
Messung (1a)	1, 95 $\frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$	0, 4 $\frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$
Messung (1b)	1, 55 $\frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$	0, 28 $\frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$
Messung (2a)	1, 49 $\frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$	0, 13 $\frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$
Messung (2b)	1, 75 $\frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$	0, 2 $\frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$
Hartl [2000]	3, 06 $\frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$	
Zweizustandssystem	1, 44 $\frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$	

Tabelle 3.3.: Ergebnisse der Messung der Sättigungsintensität über Methode (1) und (2). Die Messung (a) bezeichnet immer die ohne Magneten und die Messung (b) die mit Magneten. Außerdem ist der theoretische Wert für ein nicht polarisiertes System eingetragen Hartl [2000], sowie der theoretische Wert für ein Zweizustandssystem.

benutzt. Die dazu gehörige Messung ist in Abschnitt [4.3.1] zu finden.

In Tabelle [3.2.3] sind die Ergebnisse der Messung zusammengefasst. Die Werte der Methode (1) wurden durch einen Mittelwert aus jeweils drei Einzelmessungen bestimmt, die Werte der Methode (2) durch eine Mittelung aus über 60 Einzelmessungen¹⁸. Alle Werte stimmen innerhalb der Messunsicherheiten überein und ein klares Verhalten ist nicht zu erkennen. Die Abweichung zum theoretischen Wert des Zweizustandssystems ist ebenfalls gering und nur für (1a) und (1b) etwas größer als der $1 - \sigma$ -Bereich. Im Gegensatz dazu ist die Abweichung zum Wert von Hartl [2000] relativ stark. Da das Verhalten von I_s nicht systematisch untersucht wurde, wäre es an dieser Stelle spekulativ, auf die Besetzungsverteilung der magnetischen Unterzustände zurückzuschließen. Für eine weitere Diskussion der Sättigungsintensität sei auf den Abschnitt [4.3.1] verwiesen. Im Weiteren wird der theoretische Wert für das Zweizustandssystem genutzt. Die gemessenen Werte dienen dabei der Abschätzung der Messunsicherheit.

3.2.4. Geschwindigkeitsverteilung

Für die Bestimmung des Ar*-Flusses ist es notwendig, dass die Geschwindigkeitsverteilung der metastabilen Atome im Strahl bestimmt wird.

Transversales Profil In erster Näherung wird im Folgenden angenommen, dass die Linienbreite des Lasers gegenüber der Dopplerverbreiterung vernachlässigt¹⁹ werden kann.

¹⁸Die angegebenen Messunsicherheiten sind nicht die statistischen Messunsicherheiten des Fits, sondern die Unsicherheiten anderer in die Messung mit einfließender Messgrößen. Bei Methode (1) ist dies die Laserleistung und bei Methode (2) die Frequenzkalibrierung mit einem Fabry-Pérot-Interferometer.

¹⁹Die Linienbreite eines Diodenlasers ist typischerweise von der Größenordnung < MHz. Die Verbreiterung durch die Atome ist je nach Temperatur einige 100 MHz und damit dominierend. Wie in Abschnitt [4.3.1] gezeigt werden wird, ist dies nicht mehr der Fall, wenn der Atomstrahl stark kolli-

3.2. Aufbau der optischen Detektion

Dann ist es möglich, aus einem Absorptionsprofil oder einem Fluoreszenzprofil direkt das korrespondierende Geschwindigkeitsprofil zu erhalten. In Abbildung [3.14] ist das transversale Geschwindigkeitsprofil zu sehen, das mit der Fluoreszenzspektroskopie nach den Atomstrahlblenden aufgenommen wurde (rechts).

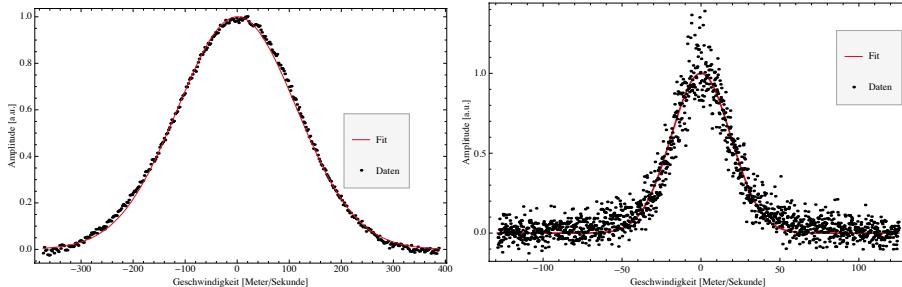


Abbildung 3.14.: Messungen mit Fits. Links: Transversales Geschwindigkeitsprofil vor dem Blendsystem und über Absorption aufgenommen. Rechts: Transversales Geschwindigkeitsprofil über Fluoreszenzspektroskopie nach dem Blendensystem.

Mit dem Fit ergibt sich damit für die Halbwertsbreite des Profils in transversaler Richtung $(23,9 \pm 0,2)$ m/s. Zum Vergleich wurde das transversale Profil noch einmal über einer Absorptionsmessung vor dem Blendsystem aufgenommen (links). Dort ergibt sich für die Halbwertsbreite $(269 \pm 0,5)$ m/s und damit eine schöne Demonstration der kollimierenden Wirkung der Blenden.

Longitudinales Profil Das longitudinale Geschwindigkeitsprofil konnte im vorliegenden Aufbau nicht mehr gemessen werden. Normalerweise geschieht dies über einen Laserstrahl, der antiparallel im Atomstrahl verläuft und damit im Falle $\delta = \omega_0 \frac{\bar{v}}{c}$ gerade die Geschwindigkeitsklasse $v_l = \bar{v}$ anregt. Zur absoluten Bestimmung der Geschwindigkeiten muss mindestens einer Frequenz eine Geschwindigkeit zugeordnet werden. Dies wird meist mit dem gleichzeitigen transversalen Anregen erreicht. Es erscheint das bereits besprochene transversale Profil, bei dem bekannt ist, dass der Mittelwert bei $v_t = 0$ liegt. Für Berechnungen wird der geschätzte Wert $\bar{v} \sim 435$ m/s ± benutzt, der auf Messungen einer analog aufgebauten Quelle in der ATTA-Gruppe beruht. Die systematisch Messunsicherheit beruht vor allem der Schätzung des Wertes.

miert wird.

4. Ergebnisse

In Kapitel [2] wurde besprochen, wie man durch die Messung charakteristischer Größen, mit Hilfe des Faraday Cups und einer optischen Messung, den Ar*-Fluss durch eine gegebene Fläche in der Apparatur bestimmen kann. Es stellt sich nun die Frage, mit welcher Genauigkeit und mit welcher Präzision dieser Wert bestimmt werden kann. Dieser Frage ist dieses Kapitel gewidmet.

4.1. Methoden

Bevor Messmethoden diskutiert werden können, ist es nötig einige Größen einzuführen, die im Laufe des Kapitels gebraucht werden.

Messunsicherheiten

Messunsicherheiten, oder auch Unsicherheiten, werden in der Literatur häufig unterschiedlich bezeichnet¹, deswegen folgt hier eine kurze Definition. Eine Messung des Wertes Y kann durch unterschiedliche Einflüsse vom wahren Wert \hat{Y} abweichen. Dabei sind zwei Klassen der Abweichung zu unterscheiden:

- Systematische Abweichung:

Jeder Einfluss, der dafür sorgt, dass ein Messwert von dem wahren Wert abweicht und dessen Einfluss sich durch eine häufige Wiederholung des Messvorganges und anschließender Mittelung nicht eliminieren lässt, heißt systematische Abweichung. Der Erwartungswert dieser Abweichungen ist ungleich Null.

Wird z.B. Y mit den Größen $x_1 \dots x_n$, mit den systematischen Messunsicherheiten $\Delta x_1 \dots \Delta x_n$, bestimmt, kann man sich zur Fehlerfortpflanzung bei kleinen systematischen Messunsicherheiten der linearen Näherung der Taylorentwicklung

¹Dies ist meist gerechtfertigt. Besonders stellen die Größen, die hier vorgestellt werden, eine Vereinfachung eines relativ komplexen Zusammenhangs dar. Für eine systematischere Behandlung des Themas sei auf [Wilmshurst \[1990\]](#) und [Köhler](#) verwiesen.

4. Ergebnisse

bedienen, siehe Gerthsen [2002]. Es gilt

$$\frac{\Delta Y}{Y} \approx \sum_{n=1}^N \left| \frac{1}{Y} \frac{\partial Y}{\partial x_n} \right| \Delta x_n. \quad (4.1)$$

Damit ist gewährleistet, dass sich die Messunsicherheiten maximal addieren. Da später teilweise relativ große systematische Messunsicherheiten auftreten, werden gegebenenfalls über dem vollständigen funktionalen Zusammenhang die Grenzen der systematischen Messunsicherheit bestimmt. Im Folgenden werden systematische Messunsicherheiten mit δ_{sys} abgekürzt.

- Statistische Abweichung:

Wird eine Messung an einer prinzipiell fehlerfreien Apparatur durchgeführt, werden die Messergebnisse trotzdem um den wahren Wert streuen. Dabei folgen sie einer Wahrscheinlichkeitsverteilung. Im Unterschied zu den systematischen Abweichungen lässt sich diese Abweichung zumindest theoretisch durch eine beliebig lange Messdauer eliminieren. Der Erwartungswert dieser Abweichung verschwindet.

Zur Bestimmung der statistischen Messunsicherheit wird auf die übliche quadratische Addition bzw. auf die Standardabweichung zurückgegriffen

$$\Delta Y \approx \sqrt{\sum_{n=1}^N \left(\frac{\partial Y}{\partial x_n} \right)^2 \Delta x_n}. \quad (4.2)$$

Im Folgenden werden statistische Messunsicherheiten mit δ_{stat} abgekürzt.

Im weiteren Verlauf werden Messungen immer um bekannte systematische Abweichungen korrigiert. Die Messunsicherheit der systematischen Abweichung wird zumeist getrennt nach der statistischen Messunsicherheiten der gesuchten Größe aufgeführt.² Diese Aufteilung korrespondiert mit der Unterscheidung zwischen der Präzision eines Messsystems und seiner Genauigkeit, siehe dazu auch Köhler.

- Genauigkeit:

Die Genauigkeit beschreibt die Entfernung des Mittelwertes vieler Messungen zum wahren Wert. Es ist an dieser Stelle offensichtlich, dass die Genauigkeit nicht angegeben werden kann, da der wahre Wert nie bekannt ist. Deshalb ist es üblich

²Hier ist die Fragestellung zu beachten: Wie genau ist das Messsystem und wie hoch ist die Präzision? Für die Frage, wie richtig das Messergebnis ist, muss die aus systematischen und statistischen Einflüssen kombinierte Messunsicherheit angegeben werden.

abzuschätzen, wie stark ein Messwert höchstens vom wahren Wert entfernt liegen kann.

- Präzision: Die Präzision beschreibt, wie stark viele Messungen um einen Mittelwert streuen. Die beschreibende Größe ist hier meist die Standardabweichung.

Im folgenden Kapitel werden außerdem noch einige Größen benutzt, die an dieser Stelle definiert werden.

- Signal-zu-Rauschverhältnis:

Das Signal-zu-Rauschverhältnis SNR ist gerade als das Verhältnis eines gemessenen Signals zu seiner statistischen Messunsicherheit definiert.

- Effektive Rauschdichte: Die statistische Messunsicherheit ist meist über die Standardabweichung gegeben, die aber von der Bandbreite BW des betrachteten Systems abhängig ist. Unter der Annahme, dass es sich bei den auftretenden Rauschprozessen um auf alle Frequenzen gleich verteilte Prozesse (weißes Rauschen) handelt, kann man die Abhängigkeit von der Bandbreite über

$$\text{effektive Rauschdichte} = \frac{\text{Standardabweichung}}{\text{Bandbreite}} \quad (4.3)$$

eliminieren. Im Folgenden wird diese Größe auch als ξ_Y bezeichnet. Wobei Y durch die Bezugsgröße ersetzt wird.

4.2. Faraday Cup

4.2.1. Messung der Teilchenzahl

Wie in Abschnitt [3.1] beschrieben wurde, müssen zur korrekten Angabe des Teilchenflusses einige Korrekturen berücksichtigt werden. Zum einen war dies der in [3.1.2] abgeschätzte Anteil der Photonen am Signal I_{Photonen} und zum anderen der in [3.1.1] bestimmte Dunkelstrom $I_{\text{Dunkelstrom}}$. Der Ar*-Atomfluss ergibt sich aus dem am Becher des Faraday Cups gemessenen Stroms I zu

$$\dot{N} = \frac{1}{e\rho} \underbrace{\{(I - I_{\text{Dunkelstrom}})(1 - \delta I_{\text{Photonen}})\}}_{=I_{\text{Korrigiert}}} . \quad (4.4)$$

Dabei entspricht $\rho = 0,13 \pm 0,09$ der abgeschätzten Effizienz des Detektors, siehe dazu auch Abschnitt [4.2.2]. Ein um die beiden erwähnten Einflüsse korrigiertes typisches Signal ist in Abbildung [4.1] zu sehen. Dabei sei besonders auf ein dem Signal überlagertes

4. Ergebnisse

50 Hz Netzbrummen hingewiesen. In Abschnitt [4.2.3] wird dieses noch einmal aufgegriffen. Über die Messung gemittelt und mit Gleichung [4.4] folgt daraus ein Fluss von

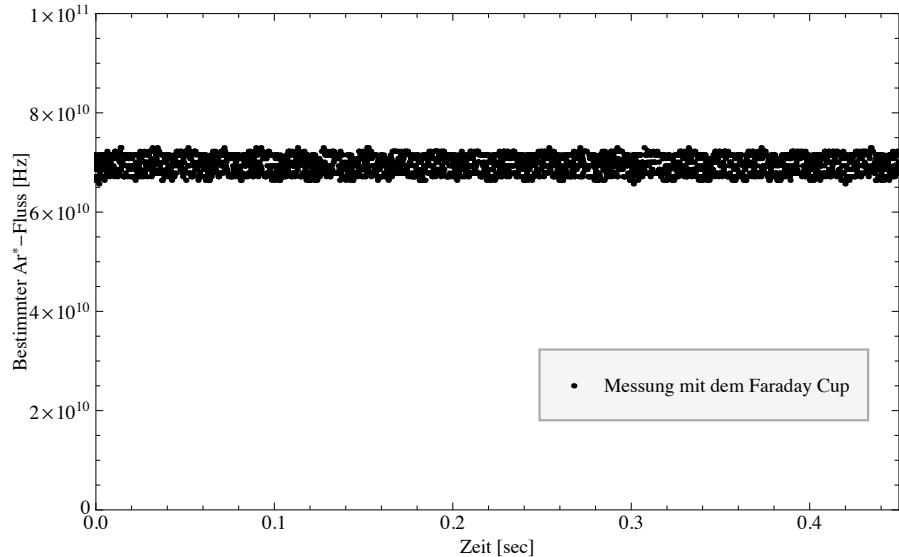


Abbildung 4.1.: Beispiel einer typischen Messung mit dem Faraday Cup. Es ist eine Messung über 50 ms, bestehend aus 2500 Datenpunkten, zu sehen. Eine korrespondierende Messung über lichtinduzierte Fluoreszenz ist in Abschnitt [4.3.5] zu finden. Die Messung wurde im 20 nA-Messbereich durchgeführt, womit sich eine Bandbreite von $BW = 5,7 \text{ Hz}$ ergibt.

$$\dot{N} = (6,96 \pm 0,24)10^{10} \text{ Hz.} \quad (4.5)$$

Mit dem vom Detektor aufgespannten Raumwinkel³ $\Omega_{FC} = 0,0091 \text{ sr} \pm 1,1\%$ erhält man außerdem eine Intensität von

$$\frac{d\dot{N}}{d\Omega} \approx \frac{\dot{N}}{\Omega_{FC}} = (7,64 \pm 0,26)10^{12} \frac{\text{Hz}}{\text{sr}}. \quad (4.6)$$

Es sei hier daran erinnert, dass dies nicht die Intensität der Quelle direkt widerspiegelt, da zwischen Detektion und Quelle ein Blendensystem aufgebaut war.⁴ Bei der angegebenen Unsicherheit handelt es sich ausschließlich um die statistischen Unsicherheiten. Damit spiegelt sich die Genauigkeit der Messung noch nicht in den angegebenen Unsicherheiten

³Der Raumwinkel des Detektors ergibt sich dabei durch den Abstand d_{FC} zur Quelle und dem Radius r_{FC} der aktiven Fläche des Faraday Cups zu $\Omega_{FC} = \frac{\pi r_{FC}^2}{d_{FC}^2}$

⁴Die erste Blende hatte ein Loch der Größe 2 mm und die zweite ein Loch der Größe 3 mm. Die beiden waren ca. 10 cm voneinander entfernt und ca. 20 cm von der Quelle.

wieder. Im Folgenden werden mögliche Quellen für Messunsicherheiten erörtert werden.

4.2.2. Präzision und Genauigkeit des Faraday Cups

Der Ar^{*}-Atomfluss ergibt sich aus dem Strom über die Gleichung (4.4). Den Detektor begrenzende Messunsicherheiten können in der Effizienz der Ar^{*} zu e⁻ Konversion ρ und dem gemessenen Strom auftreten. Zuerst werden systematische Unsicherheiten und dann zum Abschluss die Präzision begrenzende Messunsicherheiten diskutiert.

Systematische Abweichungen

Die systematischen Unsicherheiten sind im Falle das Faraday Cups zum Teil enorm groß, wie im nächsten Abschnitt zu sehen ist. Im Folgenden werden diese Unsicherheiten und deren Auswirkungen auf die Genauigkeit des Faraday Cups beschrieben.

Die Effizienz: Ein Faraday Cup, der zur Detektion von Ionen benutzt wird, bietet den Vorteil, dass sich die Detektionseffizienz ρ durch geschickt gewählte Geometrie und Potentiale auf nahezu $\rho = 100\%$ bringen lässt, siehe dazu z.B. [Bumiller et al. \[1960\]](#). Im Gegensatz dazu ist die Effizienz des hier verwendeten Detektors für metastabile Argonatome, wie in Abschnitt [2.2.1] beschrieben wurde, von Temperatur, Material und der Oberfläche der Konversionsfläche stark abhängig. Besonders kritisch sind dabei die Größen Material und Oberflächenreinheit, siehe dazu [Schohl et al. \[1991\]](#).

Die maximale systematischen Abweichungen, die durch die Wahl einer Konversionsfläche aus poliertem und chemisch⁵ gereinigten, rostfreiem Edelstahl auftreten, kann durch die Ergebnisse von [Schohl et al. \[1991\]](#) abgeschätzt werden. Dieser hatte an mehrere chemisch gereinigte Stahlplatten ρ bestimmt. Dabei erhielt er Werte in einem Bereich von $\rho = (0,04–0,22)$. Diese Werte beziehen sich dabei auf die Effizienz verschiedener Platten. Da der wahre Wert von ρ nicht bekannt ist, muss er an dieser Stelle abgeschätzt werden. Ein Schätzwert lässt sich dabei aus dem Mittelwert des oben angegebenen Bereichs ermitteln.

Damit wurde gleichzeitig die systematische Messunsicherheit mit 70 % abgeschätzt. Für die Effizienz wird somit

$$\rho = 0,13 \pm 0,09_{sys} \quad (4.7)$$

verwendet. Neben der systematischen Unsicherheit durch die Unkenntnis von ρ kann auch ein Langzeitdrift durch die Veränderung der Konversionsflächen-Beschaffenheit die

⁵Unter chemischer Reinigung ist hier die Behandlung der Oberfläche mit Aceton gemeint.

4. Ergebnisse

Ergebnisse einer Messung systematisch verzerrten.

Zum Beispiel wäre vorstellbar, dass die Ionen des Plasmas durch Stöße mit den umliegenden Wänden Material abtragen und es teilweise auf dem Detektor deponieren. Wird dabei genügend Material abgelagert, ändert sich die Austrittsarbeit und somit auch ρ der Konversionsfläche. Ein Effekt auf die Effizienz der Oberfläche konnte, allerdings auch bei einer Benutzung über mehrere Monate, nicht beobachtet werden.⁶ Alle gerade beschriebenen Messunsicherheiten könnte man mit einer Messung von ρ , wie sie durch Schohl et al. [1991] beschrieben wurde, minimieren. Dabei werden alle metastabilen Atome durch einen Laser ionisiert und die Ionen anschließend z.B. mit einem weiteren Faraday Cup detektiert. Da die Effizienz der Ionendetektion leicht auf $\rho = 100\%$ gebracht werden kann, ist es so durch das Zählen aller Ionen möglich, auf den absoluten Ar*-Atomfluss zurückzuschließen. Die Effizienz des Faraday Cups für metastabile Atome ergibt sich dann aus dem Vergleich mit dem an der Konversionsfläche gemessenen Strom.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde nur die Konsistenz mit der optischen Detektion geprüft und daher darauf verzichtet, ρ unabhängig zu bestimmen. Auf Schwankungen statistischer Natur wird damit ebenfalls nicht weiter eingegangen. Es wird angenommen, dass ρ zumindest über die Dauer einer Messung⁷ konstant ist. Indirekt bedeutet das auch, dass sich die Effizienz aufgrund von Temperaturschwankungen nur vernachlässigbar ändert⁸.

Der Strom: Wie in Abschnitt [3.1.1] erläutert wurde, ist es nötig, das Messsignal um den Dunkelstrom $I_{\text{Dunkelstrom}} = (69 \pm 33) \text{ pA}$ und den Photonenuntergrund $\delta I_{\text{Photonen}} = (24 \pm 43)\%$ zu korrigieren. Neben der Unsicherheit des Messgerätes ΔI und aufgrund der ungenauen Bestimmung des Dunkelstroms bestimmt besonders die Messunsicherheit des Photonenuntergrund [3.1.2] die systematische Messunsicherheit des Stroms zu

⁶Dies liegt aber nicht unbedingt an einem nicht vorhandenen Effekt, sondern mehr an starken Änderungen im Quellenaufbau, die einen Vergleich der Daten unmöglich machen.

⁷Typische Messdauern liegen im Bereich einiger Minuten, siehe dazu auch [2.1.1].

⁸Diese Annahme ist gerechtfertigt, da typische Temperaturschwankungen im Labor während einer Messung unter $\pm(1)^\circ$ liegen und von Schohl et al. [1991], bei einer Änderung um 60°C , nur Änderungen um etwa 2 % beobachtet wurden.

$$\left(\frac{\Delta I_{\text{Korrigiert}}}{I_{\text{Korrigiert}}} \right)_{sys} = \frac{1}{e\rho} \left(\underbrace{\frac{\Delta I}{I - I_{\text{Dunkelstrom}}}}_{(1)} + \Delta \frac{\delta I_{\text{Photonen}}}{1 - \delta I_{\text{Photonen}}} \right) \quad (4.8)$$

$$+ \underbrace{\frac{\Delta I_{\text{Dunkelstrom}}}{I - I_{\text{Dunkelstrom}}}}_{(2)} \right) = 57\%. \quad (4.9)$$

Dabei können die Terme (1) und (2) im Vergleich zu der sehr grob abgeschätzten Unsicherheit auf I_{Photonen} vernachlässigt werden. Durch Messungen, die von der Technik der Konversion an einer Oberfläche unabhängig sind, ließe sich diese systematische Unsicherheit stark verringern. So könnte der Anteil des Ar*-Flusses am gemessenen Strom über die gezielte optische Entleerung des $1s_5$ und $2p_9$ Zustandes relativ genau bestimmt werden.

Zusammenfassung: Die Genauigkeit bzw. Ungenauigkeit des Faraday Cups setzt sich damit aus dem Schätzwert für die Effizienz des Detektors ρ und dem korrigierten Strom $I_{\text{Korrigiert}}$ zusammen. Dabei war $\rho = 0.13 \pm 0.09$ und $\left(\frac{\Delta I_{\text{Korrigiert}}}{I_{\text{Korrigiert}}} \right)_{sys} = 57\%$. Besonders wegen des Wertes der Effizienz ist die lineare Näherung hier nicht sinnvoll. Daher wird hier versucht, die maximale Abweichung in Form einer oberen Grenze für die Messunsicherheit abzuschätzen.

$$\left[\frac{\Delta \dot{N}}{\dot{N}} \right]_{\min} = \min \left[\frac{1 \pm \frac{\Delta I_{\text{Korrigiert}}}{I_{\text{Korrigiert}}}}{1 \pm \frac{\Delta \rho}{\rho}} - 1 \right] - 1 = -75\% \quad (4.10)$$

und für die obere Grenze

$$\left[\frac{\Delta \dot{N}}{\dot{N}} \right]_{\max} = \max \left[\frac{1 \pm \frac{\Delta I_{\text{Korrigiert}}}{I_{\text{Korrigiert}}}}{1 \pm \frac{\Delta \rho}{\rho}} - 1 \right] - 1 = +420\%. \quad (4.11)$$

Diese recht große systematische Messunsicherheit bietet zwar nicht die Möglichkeit, dass überhaupt keine Atome detektiert wurden, allerdings erscheint zumindest die positive Messunsicherheit erstaunlich groß. Dies ist allerdings kein Mangel der Detektionsmethode, sondern einfach in der Unkenntnis einiger relevanter Größen z.B. ρ begründet. Besonders ein möglicher Wert von $\rho = 0.04\%$ wirkt sich aufgrund des nicht linearen

4. Ergebnisse

Zusammenhangs in der positiven Messunsicherheit enorm aus.

Präzision des Faraday Cups

In Abbildung [4.1] ist eine typische Messung mit dem Faraday Cup zu sehen. Anstatt dieses Signals wird, um die spätere Vergleichbarkeit⁹ der statistischen Messunsicherheiten zu gewährleisten, die zu [4.3.6] korrespondierende Messung genutzt. Außerdem sei hier angemerkt, dass es sich nicht um eine vollständige und präzise Rauschanalyse handeln soll, sondern nur um eine Abschätzung zur Ursache des beobachteten Rauschens. Mit $\dot{N} = (6,07 \pm 0,17) \times 10^{10}$ Hz ergibt sich ein Signal-zu-Rauschverhältnis von

$$SNR = 36. \quad (4.12)$$

Sinnvoller ist es an dieser Stelle allerdings, das Rauschen auf die Bandbreite des Detektionssystems zu normieren¹⁰ und sie ebenfalls in der gemessenen Einheit anzugeben¹¹. In Abschnitt [3.1.1] wurde diese für eine Messung in dem 20 nA-Messbereich mit $BW = 5,7$ Hz angegeben. Daraus ergibt sich für die effektive Rauschdichte

$$\xi_{\dot{N}} = 7 \cdot 10^8 \frac{\text{Hz}}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad (4.13)$$

$$\xi_I = 14,6 \frac{\text{pA}}{\sqrt{\text{Hz}}}. \quad (4.14)$$

Diese Werte können nun mit den für den Faraday Cup charakteristischen Größen verglichen werden. Die im Folgenden benutzten Werte beziehen sich auf die Angaben in Inc [2004].

- Schrottrauschen:

Das Schrottrauschen entsteht durch das Poisson-Rauschen der Ladungsträger bei einem Fluss durch einen Leiter. Für eine grobe Abschätzung wird hier ein Strom

⁹Es wurden an unterschiedlichen Tagen zwei Messungen durchgeführt. Die erste Messung wurde ohne, die zweite dann mit Tiefpass am Photomultiplier durchgeführt. Allerdings wurde bei der zweiten Messung die Signale nicht synchron aufgenommen. Für den späteren Vergleich in Abschnitt ist aber genau das entscheidend. Im Gegensatz dazu ist bei der Untersuchung des Rauschen vor allem eine gut definierte Situation entscheidend, hier also die Benutzung des Tiefpass zur Definition der Bandbreite.

¹⁰Es sollte klar sein, dass das Rauschen eines Systems von der Bandbreite abhängig ist. Werden zwei Messverfahren verglichen, ist es daher wichtig, zumindest gleiche Voraussetzungen zu schaffen. Dies wird in Abschnitt [4.3.6] noch deutlich werden.

¹¹Bei der Angabe der Rauschdichte ist an dieser Stelle äußerste Vorsicht geboten. Denn die Größe ξ_I beschreibt nicht das Rauschen des Atomflusses, sondern das statistische Rauschen des berechneten Atomflusses. So steckt in dieser Größe unter anderem das elektronische Rauschen.

von 2 nA gewählt¹² und es ergibt sich für die effektive Rauschdichte

$$(\xi_I)_{Schrot.} = \sqrt{2eI} = 0,025 \frac{\text{pA}}{\sqrt{\text{Hz}}}. \quad (4.15)$$

Dieser Wert liegt weit unter der gemessenen effektiven Rauschdichte.

- Thermisches Widerstandsrauschen:

Jeder Widerstand R , durch den ein Strom I fließt, erzeugt bei einer Temperatur T , wegen der thermischen Bewegung der Ladungsträger, ein Rauschen. Für den Widerstand ergibt sich durch den verwendeten Messbereich ein Wert von $R = 10 \text{ k}\Omega$, siehe Inc [2004]. Für die effektive Rauschdichte ergibt sich über

$$(\xi_I)_{Therm.} = \sqrt{4kT/R} = 1,28 \frac{\text{pA}}{\sqrt{\text{Hz}}}. \quad (4.16)$$

Der berechnete Wert liegt hier im Vergleich zum Schrot zumindest in der Nähe der gemessenen effektiven Rauschdichte.

Nach dieser kurzen Betrachtung kann bereits ausgeschlossen werden, dass Schrotrauschen bei der bisherigen Präzision eine Rolle spielt. Aber es deutet auch darauf hin, dass thermisches Rauschen des Widerstandes für zumindest einen Anteil des beobachteten Rauschen verantwortlich ist. Trotzdem kann thermisches Rauschen keine alleinige Erklärung sein. Hier muss aber bemerkt werden, dass auf Messungen mit dem Faraday Cup zum Teil ein deutliches 50 Hz Netzbrummen zu sehen war.

4.2.3. Fazit des Faraday Cups

Es wurden die systematischen Abweichungen und die statistischen Abweichungen des Faraday Cups behandelt. Aus einer Messung, wie sie in Abschnitt [4.2.1] zu sehen war, erhält man damit

$$\dot{N} = 6.96 \cdot 10^{10} \text{ Hz } (\pm 3,5\%)_{stat} \left(\begin{array}{c} +420\% \\ -74\% \end{array} \right)_{sys} \quad (4.17)$$

$$\frac{d\dot{N}}{d\Omega} = \frac{\dot{N}}{\Omega} = 8,55 \cdot 10^{12} \frac{\text{Hz}}{\text{sr}} (\pm 3,5\%)_{stat} \left(\begin{array}{c} +420\% \\ -74\% \end{array} \right)_{sys}. \quad (4.18)$$

¹²Dies ist die Größenordnung, die regelmäßig gemessen wurde.

4. Ergebnisse

für eine Messung mit dem Faraday Cup. An dieser Stelle sei festgestellt, dass Messungen an dem Moiré-Deflektometer nicht auf eine hohe Genauigkeit des Faraday Cups angewiesen sind. Es reicht vielmehr, Verhältnisse präzise bestimmen zu können. Allerdings ist es für den Betrieb einer Atomstrahlanlage, schon rein aus Gründen der Konsistenzprüfung, wichtig, eine genaue Angabe des Atomflusses treffen zu können. Extrem relevant wird dies, wenn die Umstände, unter denen das Experiment durchgeführt wird, nicht dem Idealfall einer störungsfreien Umgebung entsprechen. Die Frage nach der Genauigkeit des Faraday Cups, die kurz diskutiert wurde, stellte sich unter anderem, weil eine ganze Reihe an systematischen Einflüssen zu teilweise widersprüchlichen Ergebnissen bei der Messung des Atomflusses führten. Beispielhaft sei hier das Einschalten bzw. der Betrieb eines Kaltkathoden-Druckmessgerätes erwähnt, das zu einer Abweichung von einigen Prozent des gemessenen Strahls führte. Über den Verlauf der Arbeit wurden einige Methoden vorgestellt, die genau solche Einflüsse vermeiden sollten.

- Betrieb des Faraday Cups mit einem Offset:

Zu Beginn der Messungen mit dem Faraday Cup waren der Becher und die Experimentierkammer über die gleiche Masse verbunden. Durch die Potentialdifferenz zwischen Nagel und Experimentierkammer wurden dadurch Elektronen aus der Umgebung, die also nicht der Abregung am Becher entstammten, auf den Becher gezogen. Das Resultat war ein stark negativer Strom, wie in Abbildung [3.5] zu sehen ist. Durch eine Offset Spannung U_{Offset} wurde das Potential des ganzen Detektionssystems gegenüber der Experimentierkammer angehoben. Dadurch konnte diese systematische Messunsicherheit minimiert werden.

- Betrieb des Faraday Cups in Sättigung:

Es war zu gewährleisten, dass alle Elektronen, die am Becher herausgelöst werden, später auch am Nagel abgesaugt werden. Ansonsten kommt es, wie in Abschnitt [3.1.1] gezeigt wurde, zu einer Unterschätzung des Ar*-Flusses. Zu Beginn wurde der Faraday Cup deshalb bei Spannungen zwischen (300 – 400) V betrieben. Auf Grundlage der in Abbildung [3.2] zusehenden Kurve wurde die Spannung auf $U_{FC} = 42$ V verringert.

- Das Blendensystem:

Der Quellenaufbau hat sich über die Zeit des Betriebes des Faraday Cups teilweise dramatisch geändert. Zu Anfang wurde der Atomstrahl mit Hilfe einer Gleichspannungs-Plasmaentladung gezündet. Zu dieser Quelle gehörte außerdem ein System aus zwei

ca. 20 cm voneinander entfernten Blenden, von denen eine auf ein beliebiges Potential gelegt werden konnte. Diese Konfiguration hatte den positiven Effekt, dass der am Faraday Cup ankommende Strahl bereits von einem Großteil der Ionen bereinigt war. In der aktuellen Konfiguration wurde hingegen die erste Blende entfernt und die Quelle gleichzeitig näher an den Detektor gebracht. Das hatte zur Folge, dass durch die Variation der Quellenparameter¹³ der gemessene Strom in einem Bereich von -100 nA bis zu 100 nA fast beliebig manipuliert werden konnte. Besonders die negativen Werte zeigen hierbei, dass es sich nicht um ein Signal infolge von Ar^* -Atome handeln konnte. Diesem Umstand wurde nun durch das in Abschnitt [3.1.2] beschriebene Blendensystem¹⁴ in Kombination mit der bereits beschriebenen Offsetspannung begegnet. Damit ist es wieder möglich, mit dem Faraday Cup zum einen reproduzierbare Messungen und zum anderen solche, die mit der Vorhersage eines Stroms in der Größenordnung einiger nA verträglich sind, aufzunehmen. An diesem Punkt soll exemplarisch erwähnt werden, dass eine präzise Messung ohne die vorgestellte Maßnahme fast unmöglich ist.

- Elektronik:

Um von der Hausmasse unabhängig zu sein, wird der Faraday Cup und alle mit ihm verbundenen Geräte an der Masse eines Trenntransformator betrieben. Außerdem wurde darauf geachtet, möglichst starre und stark geschirmte Kabel zu verwenden. Eingangs wurde bereits die Störung einer Messung des Faraday Cups durch ein Druckmessgerät beschrieben. Auf ähnliche Weise machten sich andere Geräte¹⁵ bemerkbar, die in der Nähe des Messsystems des Faraday Cups aufgestellt waren. Es wurde zum einen versucht, das Messsystem möglichst weit entfernt von möglichen Störquellen aufzustellen und zum anderen das Messsystem möglichst nah an die Atomstrahlquelle zu bringen. Dies ist insbesondere wegen des begrenzten Platzes direkt an der Atomstrahlanlage nur zum Teil möglich.

Dabei muss eine Problemstelle besonders hervorgehoben werden. Eigentlich ist es bei präzisen Strommessungen üblich, die relevanten Leiter mindestens einmal vollständig abzuschirmen. Die verwendete Durchführung bot hierfür allerdings nicht die Möglichkeit. Vielmehr wird damit an der kritischen Stelle der Atomstrahlanlage die Abschirmung unterbrochen. In Abschnitt [5.2] ist ein Vorschlag für einen optimierten Aufbau zu finden.

¹³Hier sind die Impedanzanpassung der Spule und die Leistung gemeint, die im Plasma deponiert wird.

¹⁴Dies schließt die beiden Platten mit ein, an die unterschiedliche Spannungen angelegt werden können.

¹⁵Z.B. Monitore, Computer, Netzteile und andere Messgeräte.

4. Ergebnisse

Durch die iterative Elimination der unterschiedlichen Einflüsse ist es nun möglich, reproduzierbare Messungen mit dem Faraday Cup durchzuführen. Dabei können, den äußeren Umständen entsprechend, bei einer Bandbreite von 5,7 Hz ein Signal-zu-Rauschverhältnis von SNR = 36 erreicht werden. Nachdem nun die Präzision und die Genauigkeit des Faraday Cups diskutiert wurden, lohnt es sich, ein Verfahren zu betrachten, das auf einem anderen Detektionsprinzip beruht.

4.3. Optische Detektion

In Abschnitt [2.3] wurden die Absorption und die Fluoreszenz als Verfahren zur Bestimmung des Ar*-Flusses beschrieben. Das Verfahren der Absorption lässt sich zwar gut im Bereich direkt vor der Quelle anwenden, allerdings war es nur bedingt erfolgreich, wegen der geringeren optischen Dichte dieser Verfahren nach dem Blendensystem einzusetzen. Deshalb soll das Verfahren der Absorption¹⁶ hier nicht näher untersucht werden.

Um mit dem Fluoreszenzsignal einen Fluss zu bestimmen, wird, wie in Abschnitt [2.3.4] erläutert, der folgende Zusammenhang benutzt

$$\dot{N} = 4\pi \frac{\alpha}{d_F} \frac{\bar{v}}{\Omega_D} \frac{U - U_{\text{Dunkelstrom}}}{\hat{R}(\nu_L, I, I_s, \sigma_t)} \frac{\Omega_{FC}}{\Omega_F}. \quad (4.19)$$

Eine Skizze des Aufbaus ist in Abbildung [3.11] und eine Skizze des Messprinzips ist in Abbildung [2.10] zu finden. Die Größen¹⁷ d_F , Ω_D , Ω_{FC} , α , σ_t , \bar{v} , $U_{\text{Dunkelstrom}}$ und I_s wurden durch unabhängige Messungen bestimmt und werden über die Dauer einer Messung als konstant angenommen. Die Größen ν_L , I und U hingegen sind zudem unterschiedlichen statistischen Schwankungen unterworfen und werden während einer Messung immer direkt oder indirekt aufgenommen. Zwar beruht die Detektion mit einem Faraday Cup auf sehr viel weniger Größen als die der optischen Detektion, allerdings hat man hier auf fast alle wesentlichen Größen direkten Zugriff. Bei den Größen I , I_s und ν_L hingegen wird zuerst der Effekt auf die Streureate betrachtet. Damit kann modelliert werden, wie sich eine Störung in diesen Größen auf das Messsignal U auswirkt.

¹⁶Viele der getroffenen Aussagen könnten allerdings einfach übernommen werden.

¹⁷ d_F ist die Länge des Fluoreszenzvolumens, Ω_D ist der durch den Photomultiplier abgedeckte Raumwinkel, $\Omega_P = \Omega_{FC}$ ist meist der vom Faraday Cup abgedeckte Raumwinkel, Ω_F ist der von der Fluoreszenz abgedeckte Raumwinkel, α ist der Konversionsfaktor des Photomultipliers, σ_t ist die Breite der transversalen Geschwindigkeitsverteilung, \bar{v} ist die mittlere Geschwindigkeit der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung, I_s ist die Sättigungsintensität, ν_L ist die Frequenz des einstrahlenden Lichts, I ist die Intensität des einstrahlenden Lichts und U ist die am Strom-Spannungs-Wandler des Photomultiplier gemessene Spannung.

	Wert	Messunsicherheit
Ω_D	0,0269 sr	3,1 %
Ω_{FC}	0,0091 sr	1,1 %
Ω_F	0,00004 sr	4 %
b_A	3,2 mm	1,3 %
d_F	6,3 mm	5 %

Tabelle 4.1.: Es sind die in den Teilchenfluss eingehenden geometrischen Größen angegeben. Dies sind zum einen der Raumwinkel Ω_{FC} des Faraday Cups aus der Sicht der Ar*-Quelle und der Raumwinkel Ω_D des Photomultipliers aus Sicht des Fluoreszenzvolumens. Außerdem ist der Raumwinkel Ω_F des Fluoreszenzvolumens aus Sicht der Quelle mit dem ihm zugrundeliegenden Atomstrahldurchmesser und die Länge des Fluoreszenzvolumens d_F angegeben.

4.3.1. Systematische Abweichungen

Im vorhergehenden Abschnitt wurde ein Teil der Größen, auf denen die lichtinduzierte Fluoreszenz aufbaut, als konstant angenommen. Die systematischen Unsicherheiten, die sich unabhängig davon ergeben, sollen hier diskutiert werden. Bei den meisten Größen, z.B. den geometrischen, ist dies mit Sicherheit gerechtfertigt. Es sei aber darauf hingewiesen, dass dies teilweise nur eine Näherung ist, so zum Beispiel bei der Geschwindigkeitsverteilung der metastabilen Atome, die von Quellenparametern abhängt.

Geometrische Größen Die in die Bestimmung des Teilchenflusses eingehenden geometrischen Größen sind in Tabelle [4.3.1] zu sehen. In alle drei Größen gehen Längenmessungen ein, die aufgrund der Geometrie der Apparatur mit einer systematischen Messunsicherheit von $\Delta L = 3 \text{ mm}$ belegt werden. Die Durchmesser der Linse und des Faraday Cups werden im Vergleich dazu mit etwas kleineren systematischen Messunsicherheiten $\Delta L = 0,1 \text{ mm}$ belegt. Jedoch muss für den Raumwinkel des Fluoreszenzvolumens Ω_F die Breite des Atomstrahls b_A bestimmt werden. Dies kann z.B. über eine einfache Simulation der Teilchentrajektorien geschehen. Dabei werden Teilchen von der Quelle kommend an der Position der zwei Blenden aussortiert. Die sich ergebene Verteilung kann dann untersucht werden. Die systematische Unsicherheit der Breite ergibt sich dann, über Abweichungen durch schwankende Eingangsparameter, kombiniert mit der statistischen Unsicherheit bei mehrmaliger Ausführung der Simulation. Die letzte geometrische Größe, die noch eine Rolle spielt, ist die Länge d_F des Fluoreszenzvolumens. Diese wurde als Mittelwert über den Laserstrahlquerschnitt genähert und trägt wegen der ungenauen Bestimmung eine Messunsicherheit von $\frac{\Delta d_F}{d_F} = 5\%$. Für die kombinierte

4. Ergebnisse

Messunsicherheit der geometrischen Größen lässt sich über (4.1) der Wert

$$\left(\frac{\Delta(\Omega_{eff})^{-1}}{(\Omega_{eff})^{-1}} \right)_{sys} = 12\% \quad (4.20)$$

mit $\Omega_{eff}^{-1} = \frac{\Omega_{FC}}{\Omega_D \Omega_F}$ angeben. Dieser wird hauptsächlich durch die große Messunsicherheit auf d_F dominiert.

Der Konversionsfaktor α : In Abschnitt [3.2.2] wurde der mittlere Konversionsfaktor mit

$$\alpha = 4,032 \cdot 10^9 \frac{\text{Photonen}}{\text{Sekunde} \cdot \text{Volt}} \pm 4\% \quad (4.21)$$

angegeben. Die systematische Messunsicherheit wurde hier minimiert, indem die optisch aktive Fläche des Photomultipliers auf einen maximal stabilen Bereich verringert und anschließend der Photomultiplier und Fluoreszenz vorsichtig aufeinander justiert wurden. Dabei wird die Höhe des Photomultipliers so angepasst, dass der Strahl erstens die aktive Fläche vollständig und zweitens maximal ausleuchtet.

Geschwindigkeitsverteilung: Aus einer Messung, wie sie in Abschnitt [3.2.4] beschrieben wurde, lässt sich die Breite der transversalen Geschwindigkeitsverteilung bestimmen. Da die transversale Geschwindigkeitsverteilung am Fluoreszenzvolumen durch das Blendensystem bereits stark verkleinert wurde, kann das beobachtete Linienprofil eigentlich nicht mehr durch ein Gauß-Profil angenähert werden. In Abbildung [4.2] sind Fits an ein aufgenommenes Fluoreszenzprofil zu sehen. Es ist gut zu erkennen, dass weder ein Gauß-Profil noch ein Lorentz-Profil den Datensatz gut beschreiben. In Ab-

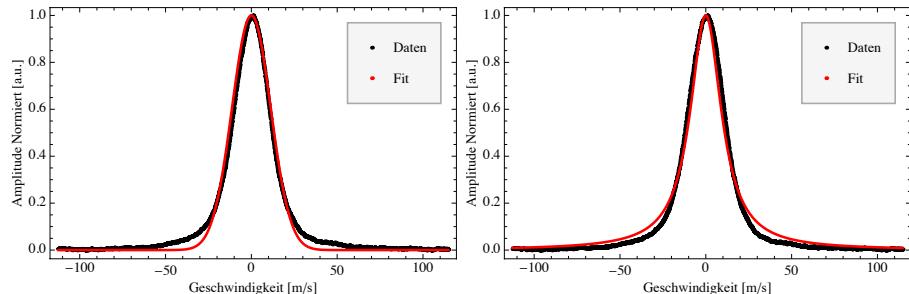


Abbildung 4.2.: Ein Fluoreszenzsignal wurde links mit einem Lorentz-Profil und rechts mit einem Gauß-Profil gefittet. Den Messdaten liegt eine Mittelung über 64 einzelne Messungen zugrunde.

schnitt [2.3.2] wurde die Zusammensetzung einer Spektrallinie diskutiert. Ein Ergebnis war, dass eine Spektrallinie eines Gases durch die resultierende Faltung eines Gauss- und eines Lorentz-Profil, dem Voigt-Profil, beschrieben wird. Anstatt die schwierig zu handhabende Voigt-Funktion zu benutzen, kann man sie auch durch eine Linearkombination der eben genannten Profile nähern. Siehe dazu [Olivero \[1977\]](#). Damit erhält man die Pseudo-Voigt-Funktion PV

$$PV = \underbrace{\eta \frac{2}{\pi\xi} \frac{1}{1 + 4(\frac{x-\mu}{\xi})^2}}_{\text{Lorentz-Profil}} + (1 - \eta) \overbrace{\frac{1}{\xi} \left(\frac{4 \log 2}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-4 \log 2 (\frac{x-\mu}{\xi})^2}}^{\text{Gauss-Profil}} \quad (4.22)$$

mit der Halbwertsbreite (FWHM) ξ und dem Kombinationsparameter η .

Diese Funktion approximiert die Voigt-Funktion auf eine Genauigkeit von der Größenordnung 10^{-3} ([Kisi and Howard \[2008\]](#), [Végh \[2005\]](#)) und ist damit für die Zwecke hier ausreichend.

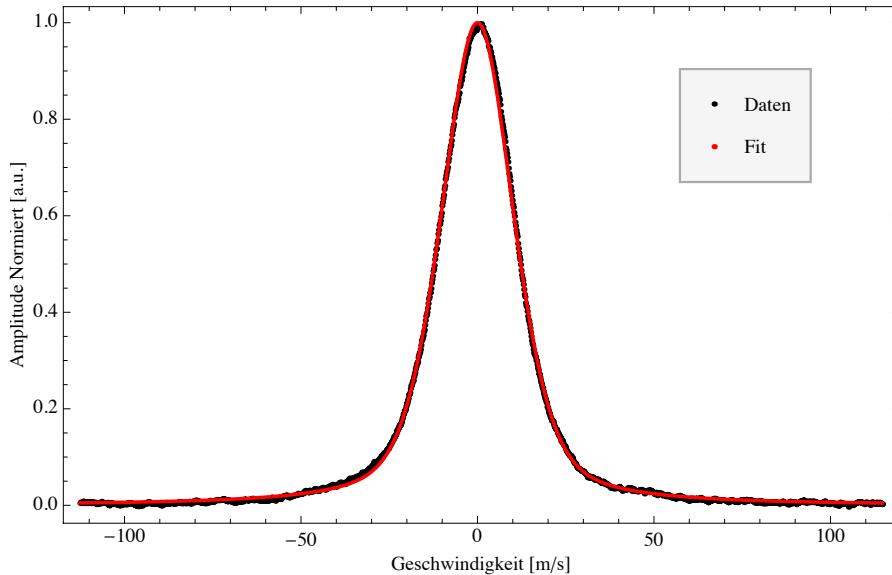


Abbildung 4.3.: Das gleiche Fluoreszenzsignal wie in Abbildung [4.2] wurde mit einem Pseudo-Voigt-Profil gefittet.

Neben genaueren Halbwertsbreiten für die gemessene Spektrallinie bietet die Voigt-Funktion außerdem den Vorteil, dass sie sich in einen gaußförmigen und einen loranzförmigen Anteil aufspalten lässt. Unter der Annahme, dass es sich bei der Geschwin-

4. Ergebnisse

	FWHM	Δ FWHM	FWHM	Δ FWHM
Gauss-Fit	32,7 MHz	0,08 MHz	26,5 m/s	0,06 m/s
Lorentz-Fit	27,1 MHz	0,1 MHz	22 m/s	0,08 m/s
Voigt-Fit	30,2 MHz	0,03 MHz	24,5 m/s	0,02 m/s
Voigt→Gauß-Fit	20,24 MHz	0,08 MHz	16,4 m/s	0,07 m/s
Voigt→Lorentz-Fit	16,29 MHz	0,06 MHz		

Tabelle 4.2.: Halbwertsbreiten der Spektrallinie mit unterschiedlichen Funktionen gefittet und Halbwertsbreiten des transversalen Geschwindigkeitsprofils. In der letzten Zeile sind außerdem die aus dem Voigt-Profil berechneten Halbwertsbreiten für das zu Grunde liegende Gauß-Profil und Lorentz-Profil angegeben.

digkeitsverteilung um eine Normalverteilung handelt, lässt sich das transversale Geschwindigkeitsprofil angeben. In Tabelle [4.3.1] sind die Halbwertsbreiten aus den Fits in Abbildung [4.3] und [4.2] und die korrespondierenden Halbwertsbreiten des Geschwindigkeitsprofils zusammengefasst. In der letzten Zeile dieser Tabelle befindet sich außerdem ein Wert für den gaußförmigen Anteil¹⁸ am Voigt-Profil. Eine solche Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung scheint bei relativen Messunsicherheiten z.B. von 0,4 % für die letzten in der Tabelle [4.3.1] gegebenen Werten relativ präzise zu sein. Allerdings sind drei im Hinblick auf die Systematik relevanten Punkte zu berücksichtigen.

- Zeitliche Stabilität:

Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass sich die Geschwindigkeitsverteilung über die Dauer einer Messung leicht verändert. Besonders bei Messungen, bei denen die Temperatur im Plasma angepasst wird, ist es zu erwarten, dass sich die Geschwindigkeitsverteilung ebenfalls verändert. Schließlich gilt näherungsweise

$$FWHM \propto \sqrt{T}. \quad (4.23)$$

Wenn z.B. die Leistung, die zum Betrieb der Quelle genutzt wird, variiert wird, müsste das damit auch eine Auswirkung auf die Parameter der Geschwindigkeitsverteilung haben.

- Normalverteilung:

Es ist nicht natürlich, dass das transversale Geschwindigkeitsprofil einer Normalverteilung folgt. So kann gerade die Benutzung des Blendensystems zu einer Abweichung führen. Es sei aber daran erinnert, dass das Modell eines Voigt-Profil

¹⁸Die Halbwertsbreite des Gauß folgt über $FWHM_{Gauss} = (1 - 1.10424\eta + 0.05803\eta^2 + 0.04622\eta^3)^{1/2} FWHM_{Voigt}$ und die des Lorentz über $FWHM_{Lorentz} = (1 - 1.07348\eta - 0.06275\eta^2 - 0.01073\eta^3) FWHM_{Voigt}$. Siehe auch Kisi and Howard [2008].

ein relativ gutes Fit-Ergebnis erzielt hat. In Abbildung [4.4] sind die Residuen der Fits gezeigt. Gut zu erkennen ist zum einen die höhere Genauigkeit des Voigt-Fits gegenüber der der anderen beiden Fits und zum anderen eine leichte Asymmetrie (1) der Daten, die durch ein nicht exakt senkrecht Einstrahlen mit dem Laser erklärt werden kann. Die starke Abweichung bei $v = 0$ (2) lässt sich als Effekt der Mittelung über die Einzelmessungen erklären.

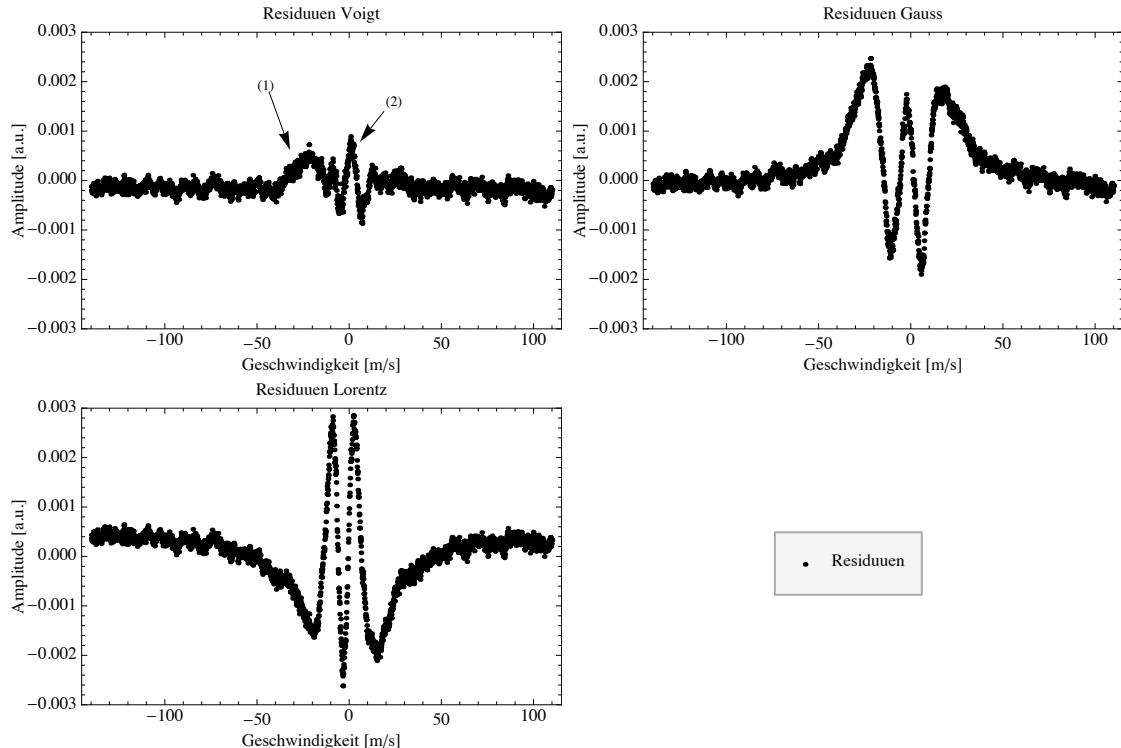


Abbildung 4.4.: In der Abbildung sind die Residuen der Fits zu sehen. Die Amplitude entspricht dabei der Abweichung der Datenpunkte von den Modellwerten. Es gilt also $A = f_n - f_{\text{Modell}}$. Gut zu erkennen ist zum einen bei (1) eine Asymmetrie, die durch eine nicht perfekte Justage des Lasers zum Atomstrahl zu erklären ist, und zum anderen ein Artefakt durch den häufigen Mittelungsvorgang.

- Frequenzkalibrierung:

Zur Frequenzkalibrierung wurde mit Hilfe eines Fabry-Pérot-Interferometer die Zeitachse der Messung mit dem Frequenzabstand zwischen zwei Resonanzen $\Delta\nu = 1,5 \text{ GHz}$ assoziiert. Dabei hat sich gezeigt, dass der am Diodenlaser genutzte Piezo in Verbindung mit der Elektronik ein leicht nicht lineares Verhalten¹⁹ aufweist.

¹⁹Das heißtt, obwohl der Piezo mit einer „sauberen“ Rampe gefüttert wurde, waren die Abstände zwischen

4. Ergebnisse

Auf Frequenzmessungen ergibt sich damit eine relative Messunsicherheit²⁰ von ca. 6 %.

Eine Abweichung der transversalen Verteilung von der Normalverteilung ist zumindest durch das Modell der Pseudo-Voigt-Funktion nicht erkennbar. Allerdings basieren die hier gemachten Überlegungen auf einem relativ kleinen Datenbestand und sind damit noch nicht repräsentativ. Für die durchgeführten Messungen wurde zu Beginn einer Messung immer σ_t mit der oben genannten Methode bestimmt, um später andere Größen, z.B. \dot{N} , damit ableiten zu können. Als Abschätzung wird deshalb hier eine relative Unsicherheit von

$$\left(\frac{\Delta\sigma_t}{\sigma_t} \right)_{sys} = 6,5\% \quad (4.24)$$

benutzt, die sich hauptsächlich durch die systematische Messunsicherheit der Frequenzkalibrierung ergibt. Die relative statistische Messunsicherheit von σ_t , die über den Fit gegeben ist, ergibt sich zu

$$\left(\frac{\Delta\sigma_t}{\sigma_t} \right)_{stat} = \pm 0,5\%. \quad (4.25)$$

Sättigungsintensität

In Abschnitt [3.2.3] wurde die Sättigungsintensität über unterschiedliche Methoden bestimmt. Da mit den gemessenen Daten auf kein klares Verhalten geschlossen werden konnte, wurde im Weiteren die theoretische Sättigungsintensität des Zweizustandssystems genutzt. Hier sei angemerkt, dass z.B. eine Mittelung über alle gemessenen Werte nicht unbedingt eine Annäherung an den wahren Wert bedeutet, da die Schwankung der Werte auf einem hier nicht bekannten systematischen Einfluss zu beruhen scheint. Daher werden die gemessenen Werte ausschließlich zur Abschätzung der maximalen, unbekannten statistischen Abweichung genutzt. Aus den durch die Messunsicherheiten der Werte maximal möglichen Abweichung ergibt sich somit

$$I_s = (1,44^{+0,91}_{-0,17}) \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}. \quad (4.26)$$

drei aufeinander folgenden Resonanzen nicht immer identisch. Um trotzdem verwertbar messen zu können, wurde sicher gestellt, dass eine zu messende Frequenzstrecke möglichst nur zwischen zwei Resonanzen lag.

²⁰Die Messunsicherheit wurde als etwas kleiner angenommen, als die Abweichung der Resonanzen erlauben würde, da Falschmessungen aktiv entgegen gewirkt wurde.

	U	ΔU
$U_{(Untergrund)}$	0,0054 V	0,0004 V
$U_{(2)}$	0,006 V	0,0001 V

Tabelle 4.3.: Es ist das Untergrundsignal für einen stark verstimmten Laser $U_{(Untergrund)}$ bei eingeschalteter Quelle und $U_{(2)}$

Es muss sich hierbei allerdings die Frage gestellt werden, wie physikalisch die untere Unsicherheit ist, da z.B. durch eine teilweise Polarisation des Strahls I_s wegen $C_{eff} < 1$ nur vergrößert wird. Für die relativen Messunsicherheiten wird damit angenommen

$$\left(\frac{\Delta I_s}{I_s} \right)_{sys} = +63\%. \quad (4.27)$$

Es muss hier ausdrücklich betont werden, dass es nicht um eine Bestimmung der Sättigungsintensität des Zweizustandssystem ging, sondern um die Bestimmung der effektiven Größe für das verwendete Detektionssystem.

Untergrund

Wie bereits erwähnt wurde, wird hier ein Photomultiplier mit fest montiertem Strom-Spannungs-Wandler verwendet. Deswegen wird als Größe die gemessene Spannung benutzt anstatt der in diesem Fall fundamentaleren Größe des Stroms. Die gemessene Spannung muss zur Auswertung der Daten um den Untergrund korrigiert werden. Dieser setzt sich aus dem Anteil des Laserlichts zusammen, der beim Durchgang durch die Vakuumfenster in die Kammer gestreut wird und dem Licht, das durch die Quelle erzeugt wird. Wird mit dem Photomultiplier einmal mit ausgeschaltetem Laser und eingeschalteter Quelle (1), einmal in der umgekehrten Konfiguration (2) und schließlich noch ohne Quelle und Laser (3) der Photonenzahl N_{Photon} gemessen, ergibt sich für den gesamten Untergrund

$$U_{Untergrund} = U_{(1)} + U_{(2)} - U_{(3)}. \quad (4.28)$$

Eine andere Möglichkeit ist es, zum Beispiel bei einem verstimmten Laser $U_{Untergrund}$ aufzunehmen. Mit den Werten in Tabelle [4.3.1] zeigt sich, dass innerhalb eines 3σ -Bereiches der statistischen Messunsicherheit gilt

$$U_{Untergrund} \approx U_{(2)}. \quad (4.29)$$

4. Ergebnisse

Die Messunsicherheit der Untergrundmessung kann dabei gegenüber den anderen Unsicherheiten vernachlässigt werden.

4.3.2. Laserfrequenz

Es ist leicht einsichtig, dass Schwankungen in der Frequenz des Lasers dramatische Auswirkungen auf die Streureate haben. Da das Quadrat der effektiven Frequenzverstimmung²¹ δ_{eff} in die Streureate

$$R = \frac{\gamma S_0}{2(1 + S_0 + \frac{4(\delta_{eff})^2}{\gamma^2})} \quad (4.30)$$

eingeht, führt eine Schwankung der Laserfrequenz um die Resonanzfrequenz immer zu einer Abnahme der Streureate. In Abbildung [4.5] ist die mittlere Streureate²² \hat{R} für ein Atom gegen die Verstimmung zur Resonanzfrequenz aufgetragen. Wegen der oberen Grenze des Frequenzrauschen, die in Abschnitt [3.2.1] abgeschätzt wurde, wurde die mittlere Streureate mit einem normalverteilten Rauschen mit der Standardabweichung $\sigma_\delta/2\pi = 2 \text{ MHz}$ kombiniert. Es ist gut zu erkennen, dass das Maximum an der Resonanzfrequenz nicht überschritten wird. Würde man nun von dem auf der rechten Seite

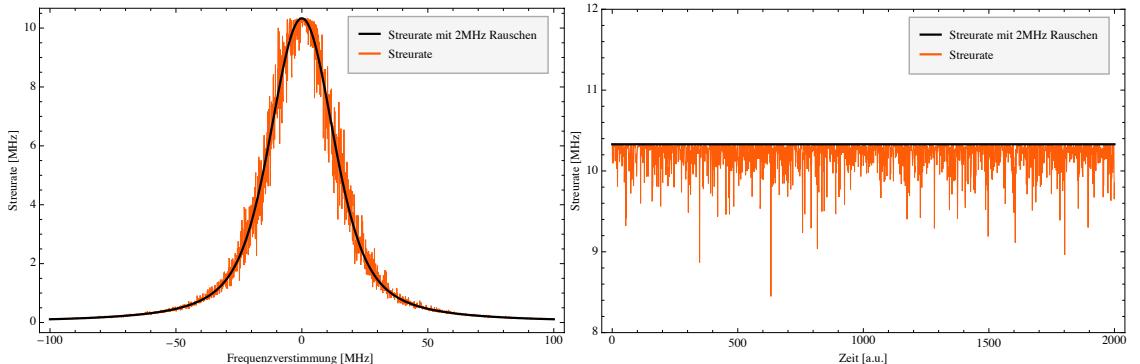


Abbildung 4.5.: Simulation der mittleren Streureate. Links: Auswirkungen eines $\sigma_\delta/2\pi = 2 \text{ MHz}$ Rauschens auf den Frequenzgang der mittleren Streureate. Rechts: Mittlere Streureate an der Resonanzfrequenz mit dem gleichen Rauschen.

gezeigtem Rauschen den Mittelwert bilden, ergibt sich im Vergleich zu dem Wert ohne

²¹In der Frequenzverstimmung wurden alle die Frequenz verändernden Faktoren zusammengefasst. Es gilt $\delta_{eff} = \delta + \Delta\delta + \omega_0 \frac{v}{c} = \omega_0 - \omega_L + \Delta\delta + \omega_0 \frac{v}{c}$. Mit der Laserfrequenz ω_L , der Resonanzfrequenz ω_0 , dem Frequenzrauschen $\Delta\delta$ und der Dopplerverschiebung der Resonanz durch die Bewegung der Atome $\omega_0 \frac{v}{c}$

²²Dabei handelt es sich um die Faltung der leistungsverbreiterten Spektrallinie mit der transversalen Geschwindigkeitsverteilung, siehe dazu auch [2.3.2].

Rauschen eine Abweichung von etwa 1,8 %. Unter Normalbedingungen wird damit der Einfluss des Frequenzrauschens eher überschätzt. So wurde in Abschnitt [3.2.1] das gesamte Rauschen des gemessenen Signals als Frequenzrauschen aufgefasst. Im Gegensatz zu der in Abbildung [4.5] dargestellten Situation zeigen Messungen wie die in Abbildung [4.10] kein charakteristisches Verhalten. Da keine präzise Frequenzmessung durchgeführt wurde, um das Frequenzrauschen zu spezifizieren, wird die Auswirkung des Frequenzrauschens als unbekannte systematische Messabweichung interpretiert und eine systematische Messunsicherheit von $\frac{\Delta \hat{R}}{\hat{R}} = -1,8\%$ angegeben. Dabei ist zu bemerken, dass dieser Wert eine Überschätzung darstellt.

Ähnlich wie bei der lichtinduzierten Fluoreszenz wird durch das Quadrat der effektiven Frequenzverstimmung auch bei einer Absorptionsmessung²³ eine Grenzintensität definiert. Abbildung [4.6] soll hier als Beispiel eines erkennbareren Frequenzrauschens²⁴ dienen. Es wurde dort ein Absorptionssignal, an der Spektroskopie Küvette, zweimal in einem zeitlichen Abstand von 1,5 min aufgenommen. Gut zusehen ist, wie sich die Amplitude des Rauschens zwischen den beiden Messungen vergrößert. Diese Vergrößerung geschieht allerdings nicht in beide Richtungen isotrop, sondern wird nach unten hin begrenzt.

Zuletzt muss erwähnt werden, dass neben den oben betrachteten Schwankungen statistischer Natur, es auch klare systematische Abweichungen geben kann. Bei einer Messung mit der laserinduzierten Fluoreszenz wird versucht, die Laserfrequenz auf dem Lambdip und damit bei der Resonanzfrequenz zu stabilisieren. Damit würde die mittlere Streurerate ihr Maximum annehmen. Es kann aber vorkommen, dass z.B. durch nicht optimale Einstellung der PID-Regelung nicht exakt auf die Resonanzfrequenz stabilisiert wird. Dies lässt sich aber weitestgehend ausschließen, wenn die Signalhöhe im stabilisierten Zustand mit der maximalen Höhe des Fluoreszenzprofils verglichen wird. Wegen der nicht ganz einfachen Einstellung wird hier eine systematische Unsicherheit von -5% angenommen. Damit ergibt sich

$$\left(\frac{\Delta \hat{R}}{\hat{R}} \right)_{sys} = -6,8\% \quad (4.31)$$

für die systematische Messunsicherheit.

²³In Abschnitt [2.3.3] wurde das Prinzip der Absorption kurz erläutert. Es gilt Gleichung [2.19] $\sigma = \frac{\hbar(\omega_0 + \delta)}{I} R$.

²⁴Während der Aufnahme wurde geprüft, ob es sich um einen Modensprung handelt. Die Abbildungen zeigt zwar ein asymmetrisches Verhalten, allerdings war der nächste Modensprung ca. 1 GHz von der betrachteten Position entfernt. Diese Asymmetrie könnte aber darauf hindeuten, dass das beobachtete Rauschen mit dem über den Piezo gesteuerten äußeren Resonator des Lasers zusammenhängt.

4. Ergebnisse

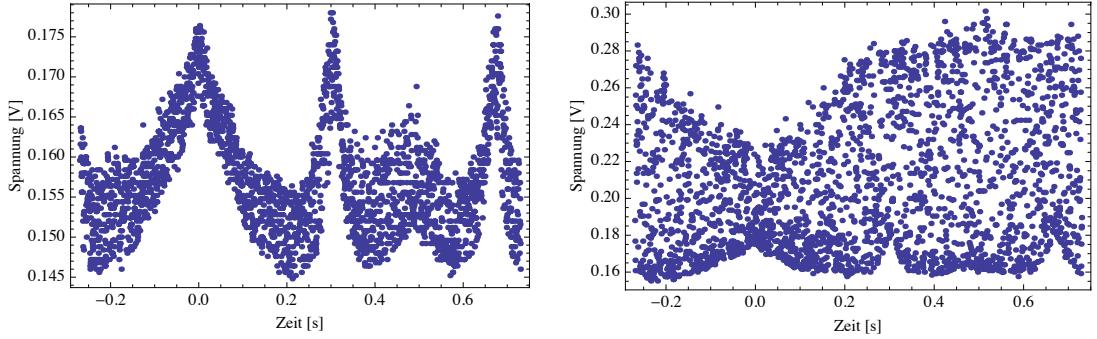


Abbildung 4.6.: Beide Bilder zeigen das Absorptionssignal, mit Lambdip und einem deutlichen Rauschen, an der Spektroskopiezelle. Das Bild auf der rechten Seite zeigt die Situation 1, 5 min nach dem Bild auf der linken Seite. Es ist gut zu sehen, dass sich über diese Zeit die Amplitude des Rauschens des Signals vergrößert hat. Das Rauschen an sich scheint dabei das charakteristische Verhalten eines Frequenzrauschen zu zeigen. Bei der Aufnahme der Bilder wurde keine Mittelung vorgenommen oder das Signal auf eine andere Weise manipuliert.

4.3.3. Laserintensität

Im Gegensatz zur Laserfrequenz ist es in vielen Fällen nicht notwendig, die Laserintensität zu stabilisieren. Erstens ist die Schwankung der Laserintensität, wenn der Laserfrequenzstabilisiert ist, eher gering, zweitens kann die Abhängigkeit der Streureate von der Intensität durch genügend hohe Intensitäten eliminiert werden, und drittens ist es, wenn die Intensität zu gering ist, bei transversalen Messungen fast immer möglich, sie durch eine Referenzmessung mit aufzunehmen und damit die Messdaten zu korrigieren. Im Gegensatz zu Schwankungen der Laserfrequenz wird bei Schwankungen der Intensität die maximal mögliche Streureate nicht unbedingt messbar verringert. Dies ist in dem Sättigungsverhalten der Streureate begründet. Ein vollständig gesättigtes System erhält man für den Fall $S_0 \gg 1$ und es folgt dass,²⁵

$$R = \frac{\gamma}{2} \underbrace{\frac{1}{1 + \frac{1}{S_0}}}_{\approx 1} \frac{1}{1 + \underbrace{\frac{4\delta^2}{\gamma^2(1 + S_0)}}_{\approx \gamma^2 S_0}} \quad (4.32)$$

$$\approx \frac{\gamma}{2} \frac{1}{1 + \frac{4\delta^2}{\gamma^2 S_0}}. \quad (4.33)$$

²⁵Hier ist übrigens noch einmal gut zusehen, wie die Laserintensität bei hohen Werten die Spektralebreite dominiert.

Damit verschwindet die Abhängigkeit der Amplitude der Streureate von dem Sättigungsparameter und S_0 tritt nur noch als Verbreiterung der Spektrallinie in Erscheinung. Im vorliegenden System wurde ein Laser mit 8 mm Durchmesser (FWHM) und einer Intensität von 5 mW genutzt. Zuerst wird dieser Strahl durch einen homogenen Laserstrahl mit dem Radius $r = 4$ mm und einer gesamten Leistung von $P = 5$ mW genähert. Mit der Intensität im Strahl $I = \frac{P}{\pi r^2} = 9,95 \text{ mW/cm}^2$ ergibt sich, über die theoretische Sättigungsintensität $I_s = 1,44 \text{ mW/cm}^2$, der Sättigungsparameter S_0 zu

$$s = \frac{I}{I_s} = 6,9. \quad (4.34)$$

Bei dieser Sättigung ist zwar die obige Näherung [4.32] noch nicht wirklich gut, allerdings wäre das Laser-Atom-System bereits soweit gesättigt, dass kleine Intensitätsschwankungen nur noch eine untergeordnete Rolle spielen. Würde I z.B. um 10 % schwanken, ergebe das gerade einmal eine Änderung um 0,001 % in der Streureate \hat{R} .

Der benutzte Laserstrahl ist jedoch nicht homogen, aber im Folgenden wird gezeigt werden, dass dieser Umstand sich nicht negativ bemerkbar macht. Zuerst wird der Laser durch die TEM₀₀ Mode genähert. In Abbildung [4.7] ist links der Sättigungsparameter über die Strahlquerschnittsfläche aufgetragen und rechts über die gleiche Fläche die Streureate. Die zu sehende Gauß-Glocke hat eine Halbwertsbreite von 8 mm und schließt

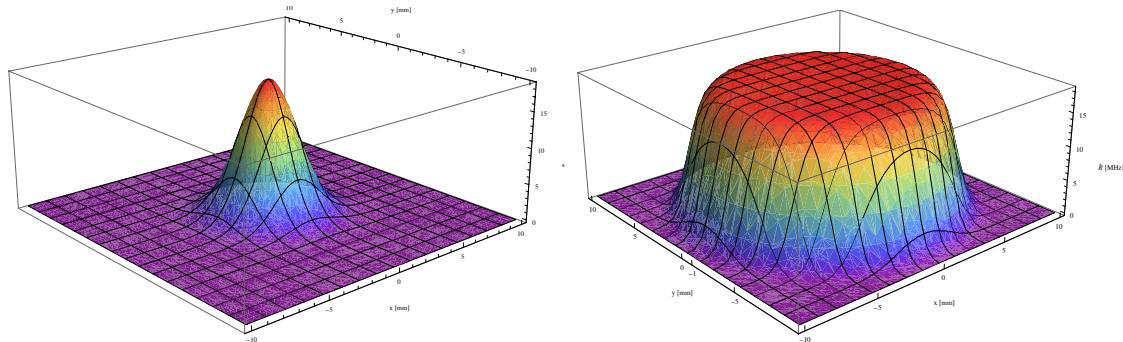


Abbildung 4.7.: Sättigungsparameter (links) und Streureate (rechts) über die Querschnittsfläche der TEM₀₀-Mode.

mit der XY-Ebene ein Volumen von 5 mW ein. Die im rechten Bild aufgetragene Streureate wird wegen dem Sättigungsverhalten stark abgeflacht. Dadurch entsteht ein etwa 1,03 cm breites Plateau, auf dem die Streureate nur um maximal 0,21 % variiert. Die gleiche Überlegung lässt sich auch für einen Strahl mit Formen übertragen, die stark von der eines TEM₀₀ Profils abweichen. In Abbildung [4.8] ist ein aufgenommenes Strahl-

4. Ergebnisse

profil²⁶ des Fluoreszenzstrahls mit dazugehöriger Streureate, das an einer frühen Version des Aufbaus aufgenommen wurde, zu sehen. Auch hier ist das Sättigungsverhalten gut erkennbar. Im Vergleich dazu ist ein vereinfachtes Model des später verwendeten Strahls im Anhang [A.1] zu finden. Damit ist neben der Sättigung auch ein homogenes Verhalten der Streureate über den Durchmesser des Atomstrahls, 4,7 mm, am Fluoreszenzvolumen [3.2.2] gewährleistet. Eigentlich müsste noch untersucht werden, ob die Schwankungen in den Flanken gegenüber dem stabilen Plateau vernachlässigt werden können. Experimentell wurde diese Frage allerdings mit einer Blende gelöst. Diese schneidet gerade die äußersten Bereiche kleiner Intensität ab und sorgt damit für eine homogene Streureate²⁷. Für das gemessene Strahlprofil wurde während einer Flussmessung die Intensität²⁸

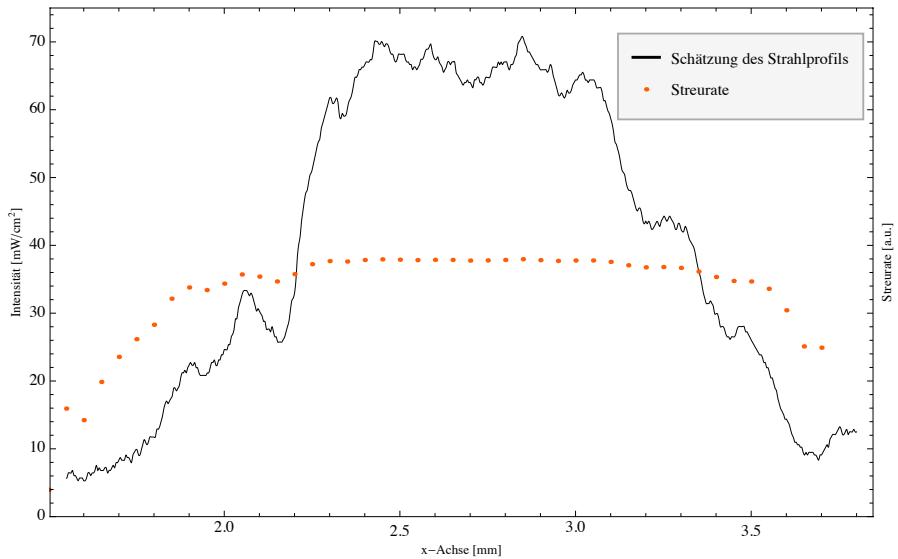


Abbildung 4.8.: Profil des Laserstrahls und dazugehöriger Streureate. Das Maximum der Streureate liegt bei etwa $\hat{R} = 18 \text{ MHz}$ und es ist gut ein 2,5 mm großer Bereich zu erkennen, auf dem die Streureate um nicht mehr als 0,2 % schwankt. Zum einen ist hier anzumerken, dass die Messunsicherheit des bestimmten Profils im 30 % Bereich liegt, und zum anderen wurde die Streureate skaliert, damit überhaupt eine Änderung sichtbar ist. So weicht die Streureate bei $x_1 = 1,5 \text{ mm}$ nur um $\hat{R}_2 - \hat{R}_1 = 172 \text{ Hz}$, also 0,00001 %, von der Streureate bei $x_2 = 2,5 \text{ mm}$ ab.

²⁶Das Profil wurde mit Hilfe einer Rasierklinge aufgenommen, welche langsam durch den Laserstrahl hindurch geschoben wurde. Der Verlauf der Intensität über die Zeit kann dann durch eine Polynom interpoliert werden. Daraus ergibt sich mit der Ableitung dieses Polynoms das gesuchte Profil. Da die Ableitung stark verrauscht war, wurde ein gleitender Mittelwert („moving average“) des Profils bestimmt. Es ist deswegen anzumerken, dass das dargestellte Profil nur eine grobe Näherung an das wahre Profil ist und hier ausschließlich der Demonstration dient. Zur Messmethode siehe auch Suzuki and Tachibana [1975].

²⁷Der Laserstrahl kann weiterhin inhomogen sein, so lange der Anteil der Intensitäten mit $S_0 = \frac{I}{I_s} << 1$ vernachlässigbar ist, wirkt sich ein Intensitätsrauschen nicht negativ aus.

im Fluoreszenzstrahl mit aufgezeichnet. Es wurde dann zum einen die Messung mit der zu Beginn gemessenen Intensität ausgewertet und zum zweiten für jeden Datenpunkt, basierend auf der gleichzeitig gemessenen Intensität, eine eigene mittlere Streureate bestimmt. Das Ergebnis ist in Abbildung [4.9] und in der Tabelle [4.3.3] zu sehen. Es ist zwar erkennbar, dass die Laserintensität leicht überschätzt wurde, allerdings ist keine Verbesserung im Rauschen der Messung erkennbar. Dies wäre zu erwarten, wenn Intensitätsschwankungen die vorherrschende Rauschquelle darstellen würden. Damit ist es ersichtlich, dass Intensitätsschwankungen²⁹ das Messsystem momentan nicht in der Präzision beschränken. Neben den Überlegungen zu statistischen Einflüssen können

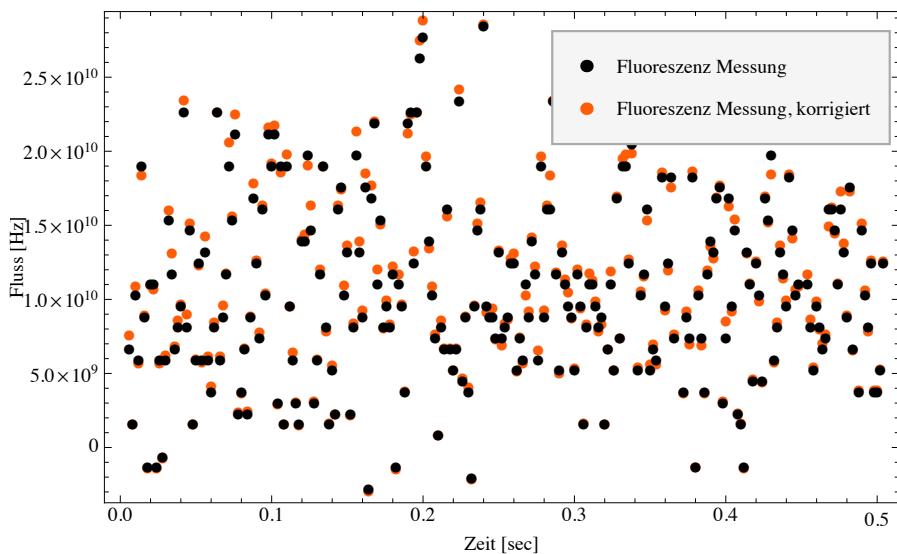


Abbildung 4.9.: Es ist eine Messung des Ar*-Flusses über eine Dauer von 50 ms zu sehen. Die schwarzen Punkte entsprechen einer nicht korrigierten Messung und die roten Punkte einer Messung, die durch die gleichzeitig gemessene Laserintensität korrigiert wurde.

kurz systematische Unsicherheiten behandelt werden. Als systematische Messunsicherheit durch eine ungenaue Intensitätsbestimmung muss schließlich noch

$$\left(\frac{\Delta I}{I} \right)_{sys} = \left| \frac{\partial I}{\partial r} \right| \Delta r + \left| \frac{\partial I}{\partial P} \right| \Delta P \approx 10\%, \quad (4.35)$$

²⁸Natürlich wurde die Leistung P gemessen, über den Durchmesser des Strahls ergibt sich dann $I = \frac{P}{r^2 \pi}$

²⁹Der Laser wurde vor dem Durchgang durch das Fluoreszenzvolumen mit einer Blende künstlich auf einen relativ homogenen Bereich beschnitten. Wäre das nicht passiert, würden im realistischen Fall Intensitätsschwankungen zu Schwankungen der Streureate in den Randbereichen führen. Die Abbildung [4.9] zeigt aber, dass dies kein begrenzender Faktor ist.

4. Ergebnisse

	\dot{N}	$\Delta\dot{N}$
Nicht korrigierter Fluss	$1,072 \times 10^{10} \text{ Hz}$	$0,625 \times 10^{10} \text{ Hz}$
korrigiert Fluss	$1,095 \times 10^{10} \text{ Hz}$	$0,642 \times 10^{10} \text{ Hz}$

Tabelle 4.4.: Der angegebene Ar*-Fluss wurde einmal mit der intensitäts-korrigierten Streureate und einmal mit einer mittleren Streureate berechnet.

mit dem Strahlradius r und der Laserleistung P berücksichtigt werden. Dabei wurden die systematischen Messunsicherheiten für die r und P mit $(\frac{\Delta r}{r})_{sys} \approx 5\%$ und $(\frac{\Delta P}{P})_{sys} \approx 0,5\%$ abgeschätzt. Da, wie oben gezeigt wurde, die Änderung im Vergleich zu den anderen Unsicherheiten klein ist, wird dieser Beitrag vernachlässigt.

4.3.4. Zusammenfassung

Mit den besprochenen Einflüssen ergibt sich bei einer Messung mit Hilfe der lichtinduzierten Fluoreszenz eine systematische Messunsicherheit von

$$\left(\frac{\Delta\dot{N}}{\dot{N}} \right)_{sys} = {}^{+50\%}_{-34\%}. \quad (4.36)$$

Dabei wird die obere Grenze vor allem durch die systematische Unsicherheit auf I_s dominiert. Diese resultiert in einer relativen Unsicherheit der mittleren Streureate von +22 %. Ein weiterer großer Anteil hat die Unsicherheit der geometrischen Größen [4.3.1] mit 12 %. Im Vergleich zu I_s sind diese Unsicherheiten allerdings relativ unkritisch, da es sich bei diesen wie auch bei den restlichen Unsicherheiten um näherungsweise konstante Abweichungen handelt. Bei der Messung von I_s wurde hingegen festgestellt, dass die systematische Abweichung zwischen verschiedenen Messungen nicht konstant war bzw. durch einen nicht identifizierten Prozess überlagert war. Für vergleichbare Messungen ist es daher notwendig, diese Schwachstelle zu beseitigen.

4.3.5. Messung des Ar*-Flusses

In Abbildung [4.10] ist der aus einer Messung berechnete Ar*-Fluss über eine Zeit von einer halben Sekunde zu sehen. Dabei wurden weder elektronische Filter eingesetzt noch wurde über mehrere Datenpunkte gemittelt. Zum Vergleich ist außerdem der Strom bei ausgeschalteter Quelle, aber eingeschaltetem Laser zu sehen.

Gemittelt über den Datensatz mit dem oben genannten Zusammenhang (4.19) und unter

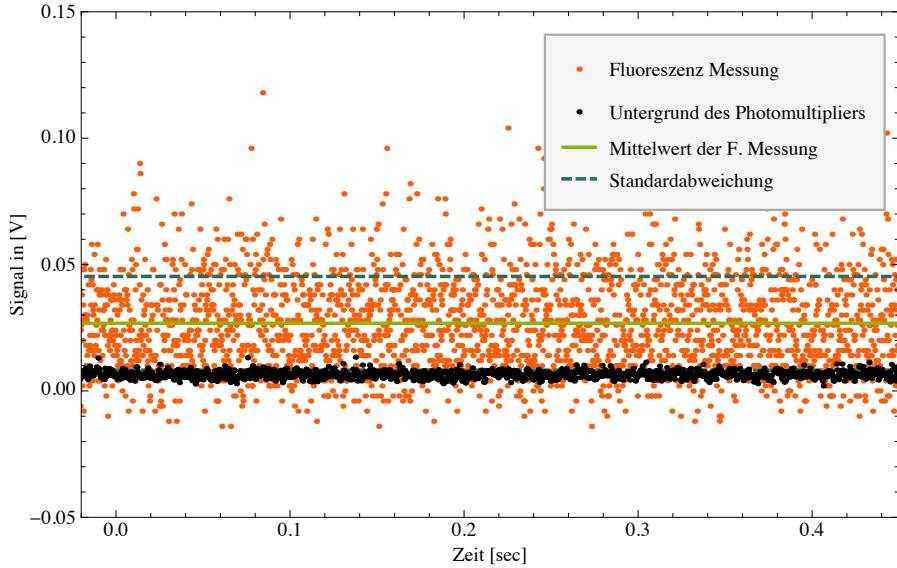


Abbildung 4.10.: Die roten Punkte entsprechen einer Messung über die lichtinduzierte Fluoreszenz in einer Zeitspanne von 500 ms. In schwarz ist der Untergrund des Photomultipliers zu sehen. Außerdem ist der Mittelwert (grün) und die Standardabweichung (blau, gestrichelt) der Fluoreszenzmessung eingetragen.

Abzug des Dunkelstroms [3.2.2] ergibt sich

$$\dot{N} = (1,1 \pm 0,76)10^{11} \text{ Hz} \quad (4.37)$$

für den Fluss von metastabilen Argonatomen im Zustand $1s_5$ in den Raumwinkel des Faraday Cups. Die dem zugrunde liegende Größe war der Atomfluss in Vorwärtsrichtung

$$\frac{d\dot{N}}{d\Omega} = \frac{\dot{N}}{\Omega_{FC}} = (1,2 \pm 0,8)10^{13} \frac{\text{Hz}}{\text{sr}}. \quad (4.38)$$

Die Messunsicherheiten der beiden Größen sind Standardabweichungen der Mittelung und berücksichtigen noch nicht die oben besprochenen systematischen Unsicherheiten.

4.3.6. Präzision der lichtinduzierten Fluoreszenz

Nachdem die systematischen Einflüsse untersucht wurden, geht es nun um die statistische Charakteristik. Zur Analyse wird allerdings nicht das in Abbildung [4.3.5] gegebene Signal benutzt, sondern ein Signal, das unter ansonsten identischen Bedingungen mit

4. Ergebnisse

	U	ΔU	ξ_U
U	0,050 V	0,006 V	$190 \frac{\mu\text{V}}{\sqrt{\text{Hz}}}$
$U_{Untergrund}$	0,006 V	0,0001 V	$3 \frac{\mu\text{V}}{\sqrt{\text{Hz}}}$

Tabelle 4.5.: Es sind die gemessenen Spannungen für ein Fluoreszenzsignal und den Untergrund eingetragen, sowie die für eine Bandbreite von $BW \approx 1 \text{ kHz}$ folgende effektive Rauschdichte.

einem 1 kHz Tiefpass³⁰ aufgenommen wurde. Daraus ergibt sich mit dem betrachteten Zeitfenster eine Bandbreite³¹ von $\Delta f \approx 1 \text{ kHz}$. \dot{N} ist gegeben durch

$$\dot{N} = (1,47 \pm 0,16)10^{11} \text{ Hz.} \quad (4.39)$$

Als erstes sei festgehalten, dass aus diesem Wert ein Signal-zu-Rauschverhältnis SNR von

$$\text{SNR} = 9,2 \quad (4.40)$$

folgt.³² In Tabelle [4.3.6] findet sich neben dem gemessenen Fluoreszenzsignal außerdem das kurz zuvor aufgenommene Untergrundsignal. Daraus ergibt sich, dass ein Großteil des Rauschens kein internes Rauschen der Elektronik oder des Untergrundes ist. Da diese in beide Signale gleichstark eingehen würden. Vielmehr scheint das Rauschen seinen Ursprung im Fluoreszenzlicht selbst zu haben. Damit bleiben als Prozesse, die für das Rauschen prinzipiell verantwortlich sein könnten:

1. Einflüsse des Photomultipliers (Photonenrauschen, Widerstandsrauschen):

Das Rauschen an einem Photomultiplier ist vor allem durch das verstärkte Photonerauschen und das Rauschens des Lastwiderstandes gegeben, siehe dazu auch Demtröder [2008a]. Die Photonen, die auf den Photomultiplier treffen, machen dies poissonverteilt. Für das effektive Rauschen folgt zusammen mit dem Fluss der

³⁰Dies korrespondiert dann zu dem in Abschnitt [4.2.2] benutzten Signal und kann deswegen mit diesem verglichen werden.

³¹Die Bandbreite ist durch die Differenz aus oberer Grenzfrequenz f_o , die durch den verwendeten Tiefpass gegeben ist, und durch die untere $f_u = \frac{1}{\tau}$ Grenzfrequenz, die sich durch das betrachtete Zeitintervall τ ergibt, gegeben.

³²Das Signal hier und das in Abschnitt [4.3.5] sind nicht direkt vergleichbar, da zwischen der Aufnahme der beiden Signale, der Aufbau teilweise verändert wurde.

Photonen $\dot{N} = \alpha U$ (3.5), die auf einen Photomultiplier treffen,

$$(\xi_U)_{pois.} = GR_L \sqrt{2eI_K} \quad (4.41)$$

$$= GR \sqrt{2e^2 \dot{N}_{\text{Photon}}} \quad (4.42)$$

$$= \frac{1}{\alpha} \sqrt{2\dot{N}_{\text{Photon}}} = 78 \frac{\text{pV}}{\sqrt{\text{Hz}}}. \quad (4.43)$$

Dabei ist G die Verstärkung des an der Kathode erzeugten Elektronenstroms I_K und R der Lastwiderstand. Diese beiden Größen wurden nicht getrennt gemessen, sondern nur die kombinierte Größe $\alpha = (GR)^{-1}$, siehe dazu Abschnitt [3.2.2]. Ist der Widerstand des Photomultiplier nicht bekannt, wird er hier mit $R = 1 \text{ M}\Omega$ abgeschätzt. Für das Rauschen des Widerstandes gilt

$$(\xi_U)_{therm.} = \sqrt{4kTR} = 127 \frac{\text{nV}}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad (4.44)$$

mit der Temperatur T . Das thermische Rauschen liegt dabei aber immer noch unter der effektiven Rauschdichte des Untergrundes. Hier ist allerdings einfach nicht bekannt, wie groß der Widerstand R ist.

2. Das Rauschen der Laserintensität

In Abschnitt [4.3.3] wurde der Einfluss von Intensitätsschwankungen auf das Messsignal diskutiert. Es wurde gezeigt, dass Intensitätsschwankungen zwar geringe Einflüsse haben können, dass dies experimentell allerdings nicht nachgewiesen werden konnte. Vielmehr hat sich gezeigt, dass dieser Art von Schwankungen ein anderer Prozess überlagert ist.

3. Das Rauschen der Laserfrequenz

Den Einfluss der Laserfrequenz abzuschätzen, ist an dieser Stelle relativ schwierig, da über die Art und Größe des Rauschens nichts bekannt ist. Besonders die Nutzung der Ergebnisse aus Abschnitt [4.3.2] wären hier spekulativ. Damit kann ein Frequenzrauschen als Ursache des hohen Rauschpegels weder ausgeschlossen noch bestätigt werden.

4. Poisson-Rauschen der Atome

Durch Umstellen der Gleichung (4.19) und über eine Fehlerfortpflanzung ergibt

4. Ergebnisse

sich für die Schwankung von U , die durch das Poisson-Rauschen verursacht wird,

$$(\xi_U)_{pois.\text{atom.}} \approx 1 \frac{\text{nV}}{\sqrt{\text{Hz}}}. \quad (4.45)$$

Diese Quelle kann damit auch ausgeschlossen werden.

5. Rauschen der Teilchenzahl, durch Prozesse im Plasma

Ähnlich wie bei dem Rauschen der Frequenz gilt auch hier, dass erst eine systematische Rauschanalyse eine Identifizierung möglich machen würde. Es hat sich während verschiedener Messungen zwar gezeigt, dass der Rauschpegel auf den Messsystemen durch Variation der Quellenleistung verändert werden kann. Dies deutet darauf hin, dass zumindest die lichtinduzierte Fluoreszenz durch das Rauschen der Quelle beschränkt ist. Allerdings lässt sich dies aus den hier gezeigten Daten nicht folgern.

Zuletzt soll hier noch auf den Abschnitt [4.2.2] verwiesen werden. Dort wurde die effektive Rauschdichte des Faraday Cups mit $(\xi_N)_{FC} = 7 \cdot 10^8 \frac{\text{Hz}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ angegeben. Bei einer Bandbreite von $BW = 1000 \text{ Hz}$ folgt daraus mit

$$(\dot{N})_{FC} = (6,07 \pm 0,17) \times 10^{10} \text{ Hz} \quad (4.46)$$

$$(\dot{N})_F = (1,47 \pm 0,16) 10^{11} \text{ Hz} \quad (4.47)$$

für die effektive Rauschdichte der lichtinduzierten Fluoreszenz

$$(\xi_N)_F = 5 \cdot 10^8 \frac{\text{Hz}}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad (4.48)$$

und schließlich für das Signal-zu-Rauschverhältnis

$$(SNR)_{FC} \approx 2,7 \quad (4.49)$$

$$(SNR)_F \approx 9,2. \quad (4.50)$$

Damit zeigt sich, dass der Faraday Cup zumindest bei dieser Messung eine im Vergleich zur Fluoreszenz scheinbar geringere Präzision aufweist.

4.3.7. Fazit der lichtinduzierten Fluoreszenz

In den vorangegangenen Abschnitten wurden unterschiedliche systematischen und statistischen Unsicherheiten der Detektion von metastabilen Argonatomen mit Hilfe der lichtinduzierten Fluoreszenz behandelt. Eine Messung, wie sie in Abschnitt [4.3.5] zu

4.3. Optische Detektion

finden ist, führte dabei zu

$$\dot{N} = (1,1 \pm 0,76)10^{11} \text{ Hz} \pm_{-34\%}^{+50\%} \quad (4.51)$$

für den Fluss von metastabilen Argonatomen in Richtung des Faraday Cups. Die winkelabhängige Intensität war dabei

$$\frac{d\dot{N}}{d\Omega} \approx (1,2 \pm 0,8)10^{13} \frac{\text{Hz}}{\text{sr}} \pm_{-33\%}^{+48\%}. \quad (4.52)$$

Dabei ist die systematische Unsicherheit auf die winkelabhängige Intensität geringer, da Ω_{FC} nicht mit in die Berechnung eingeht. Insgesamt wurde mit der lichtinduzierten Fluoreszenz an einem Atomstrahl die Messung einiger den Atomstrahl charakterisierender Größen demonstriert und auf Genauigkeit und Präzision untersucht. Dabei ergaben sich im Vergleich zum Faraday Cup geringer systematische Unsicherheiten. Der Aufbau der lichtinduzierten Fluoreszenz, wie er in Abschnitt [3.2] skizziert wurde, hat dabei zwei Hauptmerkmale: So wurde z.B. gewährleistet, dass der Laserstrahl mit hoher Intensität und genügender Homogenität den Atomstrahl passiert. Der verwendete Laser hatte eine angegebene maximale Leistung von $P = 8 \text{ mW}$, erreicht wurden allerdings meistens nur bis zu $P = 6,5 \text{ mW}$. Um dennoch eine hohe Leistung an der Stelle der Fluoreszenz zu erhalten, wurde auf die üblichen Mittel des Strahltransports mit Hilfe einer Faser verzichtet. Der Strahl wurde hier vielmehr durch ein Spiegelsystem von dem tieferliegenden optischen Tisch zur Vakuumapparatur umgeleitet. Dadurch wurde eine Leistung von 5 mW im Fluoreszenzvolumen realisiert. Dass der Strahl vom optischen Tisch zur Argonapparatur ohne Faser geleitet wurde, hatte hier den Nachteil eines hohen Justageaufwands, da kleine Veränderungen im Bereich des optischen Tisches bereits zu starken Verschiebungen im Bereich der Detektion führten. Die hohe Leistung war auch deshalb von Relevanz, da der Laserstrahl stark aufgeweitet werden musste, um möglichst einen großen Anteil des Atomstrahls abzudecken. Neben einer hohen Leistung des Lasers war es außerdem wichtig, die Laserfrequenz zu stabilisieren. Dazu wurde eine dopplerefreie Spektroskopie an einer Referenzgaszelle aufgebaut, mit der es möglich ist, die Laserfrequenz auf den Lambdip der Spektroskopie zu stabilisieren. Es wurde dabei beobachtet, dass der Laser durch die PID-Regelung für das Ziel der Messungen an einem Moiré-Deflektometers genügend lange stabilisiert werden kann. Für weiter zusammenfassende Information sei hier auf Abschnitt [5] verwiesen.

4. Ergebnisse

4.4. Vergleich

Es lohnt sich, die Messungen mit dem Faraday Cup denen mit der Fluoreszenzspektroskopie gegenüber zu stellen. Es ist gut zu erkennen, dass das Ergebnis der Messung mit

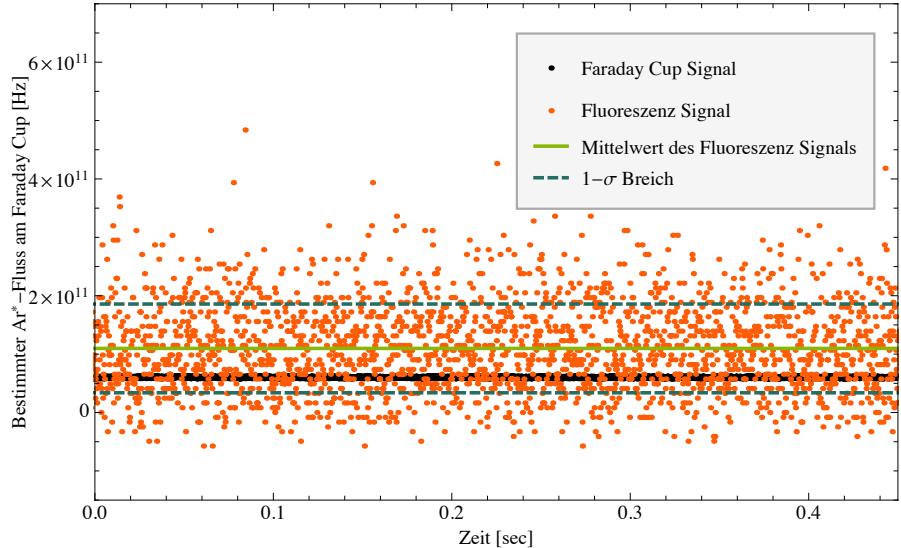


Abbildung 4.11.: Eine Messung mit dem Faraday Cup und mit der Fluoreszenzspektroskopie über den gleichen Zeitraum .

dem Faraday Cup und das der Messung über die lichtinduzierte Fluoreszenz innerhalb der Unsicherheiten übereinstimmen. Allerdings ist dies in der großen systematischen Unsicherheit der Messungen begründet. An dieser Stelle könnte darauf hingewiesen werden, dass die Werte auch im Rahmen der statistischen Messunsicherheiten übereinstimmen, allerdings kann daraus weder der Schluss gezogen werden, dass die Messung auf diesem Niveau genau ist, noch dass die systematischen Unsicherheiten zu hoch gewählt wurden.³³

In Tabelle [4.4] sind die Ergebnisse noch einmal zusammen getragen.

Es sei angemerkt, dass die Signale nicht am gleichen Oszilloskop aufgenommen werden konnten, da zwischen der Masse das Messsystem des Faraday Cups im Vergleich zu dem der Spektroskopie eine Spannungsdifferenz von ca. 30 V herrscht. Um näherungsweise synchron zu messen, wurde an einem Oszilloskop die lichtinduzierte Fluoreszenz aufgenommen und an einem zweiten, auf andere Masse liegend, das Signal des Faraday Cups. Mit Hilfe eines Optokopplers wurden die beiden Oszilloskope über ihre TTL-Eingänge

³³Die Unsicherheiten sind zwar eine Überschätzung der Verhältnisse, allerdings können die gezeigten Ergebnisse nicht zu einer Korrektur führen.

4.4. Vergleich

	\bar{N}	$(\Delta \bar{N})_{stat}$	$(\Delta \bar{N})_{sys}$
Faraday Cup	$6,96 \times 10^{10} \text{ Hz}$	$0,24 \times 10^{10} \text{ Hz}$	$^{+420\%}_{-74\%}$
Fluoreszenspektroskopie	$1,1 \times 10^{11} \text{ Hz}$	$0,76 \times 10^{11} \text{ Hz}$	$^{+50\%}_{-34\%}$

Tabelle 4.6.: Mit dem Faraday Cup und über lichtinduzierte Fluoreszenz bestimmter Ar*-Fluss. Es sind statistische und systematische Unsicherheiten angegeben. Allerdings wurde bereits angemerkt, dass die angegebenen Standardabweichungen nicht direkt vergleichbar sind, da die Bandbreite der lichtinduzierten Fluoreszenz hier nicht bestimmt wurde.

auf die selbe Flanke getriggert. Trotz dieses Vorgehen konnte zwischen den Daten keine signifikante Korrelation festgestellt werden, was darauf hindeutet, dass entweder das gerade beschriebene Verfahren keine synchronen Daten lieferte oder dass eines der Messverfahren durch ein Rauschen selektiv gestört wird. Die Untersuchungen in Abschnitt [4.3.6] legen nahe, dass es sich dabei um die Detektion mit dem Faraday Cup handelt. Dieser zeigte im Vergleich eine etwas höhere effektive Rauschdichte als die lichtinduzierte Fluoreszenz.

5. Zusammenfassung und Ausblick

5.1. Zusammenfassung

Das Ziel der Arbeit war es, zwei Verfahren der Messung eines Flusses aus metastabilen Atomen aufzubauen und zu vergleichen. Dies sollte insbesondere zu einer Entscheidung für das Detektionssystem für das AE \bar{g} IS-Experiment in Heidelberg führen. In der Arbeit wurden die zwei umgesetzten Aufbauten beschrieben, mit denen es möglich ist, einen Fluss aus Ar*-Atomen zu detektieren. Dabei ging es um das Verfahren der lichtinduzierten Fluoreszenz [2.3] und der Elektronenemission durch die Abregung eines metastabilen Ar*-Atoms an einer Oberfläche [2.2], im Text auch als Faraday Cup bezeichnet. In Kapitel [2] wurden die Grundlagen für beide Verfahren eingeführt und in Kapitel [3] die umgesetzten Aufbauten beschrieben. Dabei wurde vor allem ein Ausschnitt an Messungen vorgestellt, die beim Aufbau der Verfahren durchgeführt wurden und später der Charakterisierung dienten. Unter anderem ging es zum Beispiel bei der Elektronenemission an einer Oberfläche darum, bestimmte systematische Abweichungen auszuschließen oder sie durch eine Korrektur der Messdaten zu berücksichtigen. Analog dazu wurde in Abschnitt [3.2] der optische Aufbau zur lichtinduzierten Fluoreszenz-Spektroskopie erläutert und einige Messungen vorgestellt. In Kapitel [4] wurden schließlich beide Verfahren auf systematische Unsicherheiten hin untersucht, um die Genauigkeit der beiden Verfahren abschätzen zu können. Außerdem wurden die statistischen Messunsicherheiten im Rahmen der Möglichkeiten näher betrachtet. Den Abschluss [4.4] dieses letzten Kapitels bildet der Vergleich der beiden Verfahren.

Faraday Cup: Das Ergebnis der Untersuchung des Faraday Cups zeigte vor allem, dass zwar ein robustes Messsystem aufgebaut werden konnte, letztendlich jedoch zur genauen und präzisen Bestimmung des Flusses weitere Messungen und Variationen des Aufbaus durchgeführt werden müssen. Die Genauigkeit dieses Messverfahrens ist dabei insbesondere durch den Elektronenemissionskoeffizienten ρ eingeschränkt [4.2.2]. Dieser wurde, basierend auf Messungen von ρ in der Arbeit von Schohl et al. [1991], abgeschätzt. Aufgrund der Limitierung der dortigen Messung stellt sich die Bestimmung des Elektronene-

5. Zusammenfassung und Ausblick

missionskoeffizienten mit $\Delta\rho = 70\%$ als Hauptursache für die hohe systematische Unsicherheit heraus. Aber auch der Photonenuntergrund I_{Photonen} trug mit $\frac{\Delta I_{\text{Photonen}}}{I_{\text{Photonen}}} = 57\%$ beträchtlich zur angegebenen systematischen Unsicherheit bei. Es wurde gezeigt, dass mit dem Faraday Cup mit dem jetzigen Aufbau Messungen mit einer effektiven Rauschdichte von $\xi_{\dot{N}} = 7,8 \cdot 10^8 \frac{\text{Hz}_{\text{Atoms}}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ durchgeführt werden können. Für eine Bandbreite von $BW = 1 \text{ kHz}$ ergab sich ein Signal-zu-Rauschverhältnis von $(SNR)_{FC} = 2,7$. Da das Strommessgerät aufgrund der zu verwendenden Messbereichseinstellung auf eine $BW = 5,7 \text{ Hz}$ beschränkt¹ ist, lassen sich zwar Langzeitmessungen durchführen, allerdings würde die gewünschte Information über hochfrequente Schwankungen ($> 10 \text{ Hz}$) verloren gehen. Durch die Untersuchung der statistischen Messunsicherheit ergab sich außerdem, dass das Rauschen des Detektors noch nicht durch das thermische Rauschen des Detektors begrenzt wird. Zuletzt sei auf einen deutlichen Nachteil der Messung mit dem Faraday Cup aufmerksam gemacht. Um mit ihm Messungen durchführen zu können, muss der Atomstrahl immer präpariert [3.1.2] werden. Je nach Art der Messung kann das einen nicht tolerierbaren Einfluss darstellen.

Lichtinduzierte Emission: Mit der lichtinduzierten Fluoreszenz wurde ein Detektionsystem aufgebaut, das nicht nur in der Lage ist, den Fluss der metastabilen Atome zu bestimmen, sondern z.B. auch die Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls direkt messen kann. Exemplarisch wurde hier die Geschwindigkeitsverteilung in transversaler Richtung mit einer Halbwertsbreite von ca. 16 m/s bestimmt und es zeigte sich, dass der untersuchte Strahl in transversaler Richtung in guter Näherung durch eine Gauß-Verteilung beschrieben werden kann. Außerdem wurde versucht, die Sättigungsintensität des Systems zu bestimmen. Wegen eines nicht identifizierten systematischen Effekts wurde der Berechnung der Ergebnisse der theoretische Wert für ein Zweizustandssystem zugrunde gelegt. In Abschnitt [3.2] wurde der Aufbau der lichtinduzierten Fluoreszenz vorgestellt. Die Kernkomponenten waren dabei die Frequenzstabilisierung an der Referenzgaszelle und der optische Aufbau an der Atomstrahlanlage. Es wurde verdeutlicht [4.3.6], dass mit diesem Aufbau im Vergleich zum Faraday Cup der Atomfluss mit einem besseren Signal-zu-Rauschverhältnis bestimmt werden kann. Mit der Wahl einer Bandbreite von $BW = 1 \text{ kHz}$ ergab sich dabei $(SNR)_F = 9,22$. Es konnte nicht nachgewiesen werden, dass die lichtinduzierte Fluoreszenz durch die Schwankung des Atomstrahls in ihrer Präzision beschränkt wird, allerdings legen die Ergebnisse des Abschnittes [4.3.6] nahe, dass die Präzision entweder durch Schwankungen des Ar*-Flusses oder durch das Frequenzrauschen des Lasers dominiert wird. Letzteres konnte bislang nicht ausgeschlossen.

¹Dies gilt zumindest für die Messung mit dem hier verwendeten Strommessgerät.

sen werden. Es wurde dabei eine effektive Rauschdichte von $\xi_N = 5 \cdot 10^8 \frac{Hz_{Atoms}}{\sqrt{Hz}}$ gemessen. Ein Vergleich der lichtinduzierten Fluoreszenz mit dem Faraday Cup ergab zwar gemessene Ar*-Flüsse in derselben Größenordnung, allerdings waren die systematischen Unsicherheiten so groß, dass daraus nicht auf die Übereinstimmung der Messungen innerhalb der statistischen Unsicherheiten geschlossen werden kann. Hier muss aber angemerkt werden, dass die lichtinduzierte Fluoreszenz im Vergleich zum Faraday Cup in sich sehr konsistente Ergebnisse liefert. Dies liegt insbesondere an der selektiven Natur der optischen Anregung und der damit verbundenen Unempfindlichkeit gegen Störungen im zu messenden System.

5.2. Ausblick

Mit den Ergebnissen dieser Arbeit ist es zum einen möglich, erste Messungen am zukünftigen Moiré-Deflektometer durchzuführen, und zum anderen erlauben sie eine gezielte Optimierung der vorgestellten Messsysteme. Besonders relevant ist dabei, die Schwankungen des Atomstrahls selber durch Messungen an zwei Punkten zu erfassen. Damit könnten diese Schwankungen aus der statistischen Unsicherheit entfernt werden und die Präzision stark gesteigert werden. Dies wurde bereits hier mit dem Vergleich zwischen Faraday Cup und der lichtinduzierten Fluoreszenz versucht. Dabei hat es sich gezeigt, dass die Mischung der Verfahren zumindest momentan nicht zu empfehlen ist. Ein Erklärungsversuch könnte sich dabei auf ein nur den Faraday Cup betreffendes Rauschen beziehen.

Für beide Methoden ergeben sich jeweils folgende Möglichkeiten, um die Präzision und Genauigkeit weiter zu erhöhen.

Faraday Cup: Zur Minimierung der systematischen Unsicherheit des Faraday Cups werden folgende Vorschläge gemacht. Eine Messung der Effizienz ρ der Ar*-Atome zur Elektronenkonversion, wie sie in Abschnitt [4.2.2] vorgeschlagen wurde, würde diese Unsicherheit auf mindestens 1 % verringern [Schohl et al. \[1991\]](#). Eine exakte Bestimmung des Photonenundergrundes und ebenfalls seiner Abhängigkeit von der Atomstrahlintensität über das in Abschnitt [4.2.2] vorgeschlagene Verfahren könnte einige Klarheit im Bezug auf den tatsächlichen Anteil der Ar*-Atome am Atomstrahl liefern. Neben diesen prinzipiellen Punkten kann aber auch die Präzision des Detektors durch Optimierungen auf technischer Seite verbessert werden. Es wurde eine hohe Störanfälligkeit des Faraday Cups deutlich. Dieser sollte mit einer gründlicheren Abschirmung aller Kabel und einer nicht geerdeten Vakuumdurchführung, die es erlaubt, die Abschirmung in das

5. Zusammenfassung und Ausblick

Vakuum bis zum Faraday Cup zu verlängern, begegnet werden. Damit könnten bereits grobe Störquellen beseitigt werden. Wenn die statistische Unsicherheit noch unter die in Abschnitt [4.2.2] gezeigte thermische Rauschdichte getrieben werden soll, bietet es sich an, anstatt eines Picoammeter ein Elektrometer zu verwenden. Dieses misst den Strom nicht mit einem rauschenden Widerstand, sondern die Ladung auf einem diesem Rauschen nicht unterworfenen Kondensator.

Lichtinduzierte Fluoreszenz Auch hier kann die Genauigkeit durch die Bestimmung einiger Größen deutlich verbessert werden. Aber gleichzeitig bietet sich hier die Möglichkeit, mit gewonnenen Informationen die Atomstrahlquelle auf das Moiré-Deflektometer zu optimieren. Da z.B. die Auflösung des Moiré-Deflektometers von der longitudinalen Geschwindigkeit der Teilchen abhängt, kann eine Messungen der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung Aufschluss darüber bieten, ob und wie die benutzte Atomstrahlquelle zu optimieren ist. Zu klären ist außerdem, welche systematischen Einflüsse zu den Abweichungen in Abschnitt [3.2.3] geführt haben. Wie schon beim Faraday Cup gibt es einige Möglichkeiten, den Aufbau weiter zu optimieren. So sollte der Untergrund weiter reduziert und das Signal erhöht werden. Dies kann z.B. durch einen Aufbau, ähnlich, wie er bei Westphal et al. [1999] beschrieben wird, geschehen. Letztlich wird auch eine Kühlung des Photomultipliers das Rauschen weiter verbessern können.

Diese Arbeit hat die Messmethode des Faraday Cups mit der der lichtinduzierten Fluoreszenz verglichen. Beide Messungen zeigten in unterschiedlichen Einsatzfeldern Stärken und Schwächen. Der Faraday Cup eignet sich besonders für schnelle und weniger anspruchsvolle Messungen. Er lässt sich in kürzester Zeit in eine Vakuumapparatur montieren und kann dann schnelle Aussagen z.B. über den Fluss eines Atomstrahls machen. Allerdings ist er im Hinblick auf präzise Messungen deutlich schwerer zu kontrollierende System. Die lichtinduzierte Fluoreszenz hingegen muss zwar sorgfältig vorbereitet werden, allerdings sind die dann gewonnenen Ergebnisse in der Informationsdichte dem Faraday Cup deutlich überlegen. Die Präzision einer Messung scheint, zumindest im jetzigen Zustand ebenso deutlich höher als die des Faraday Cups zu sein.

Für das AE \bar{g} IS-Experiment in Heidelberg wurde mit den beiden Detektionssystemen eine solide Grundlage für den Aufbau und die Charakterisierung des Moiré-Deflektometers gelegt. Dies ist die unerlässliche Voraussetzung zur späteren Durchführung der Antiwasserstoffexperimente durch die AE \bar{g} IS-Kollaboration am CERN und die damit verknüpfte Beantwortung der Frage, wie Antimaterie in unserer Umwelt wechselwirkt.

A. Anhang

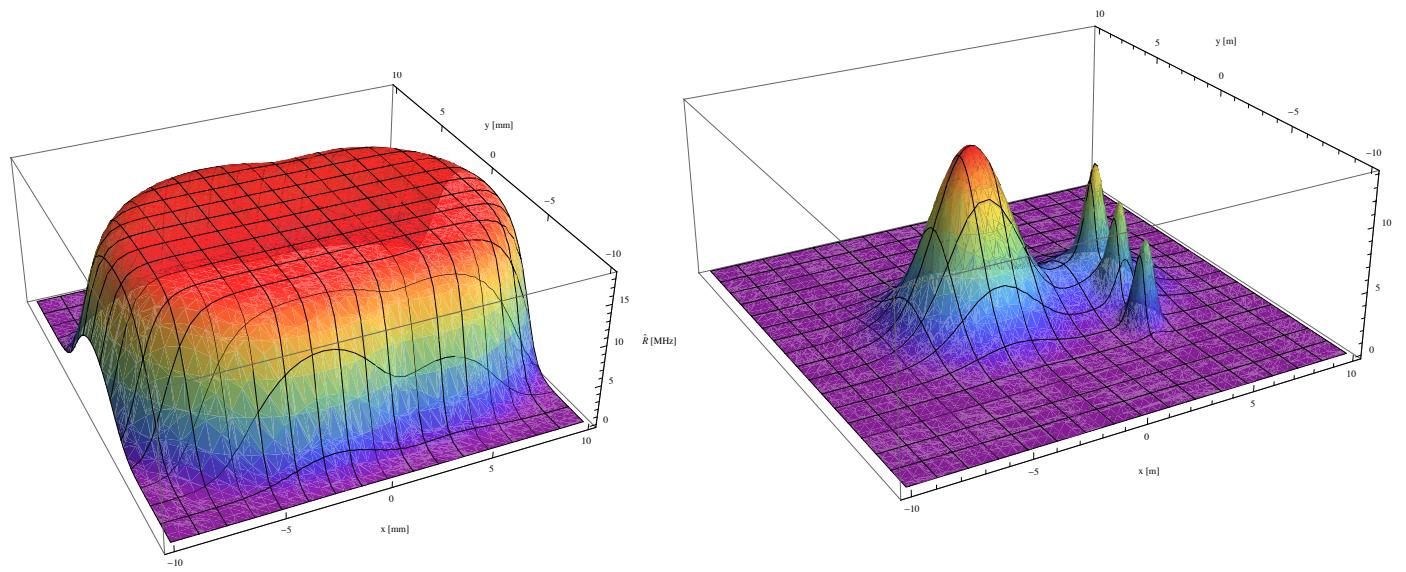


Abbildung A.1.: Zu sehen ist das in Abschnitt [4.3.3] erwähnte Strahlprofil.

A. Anhang

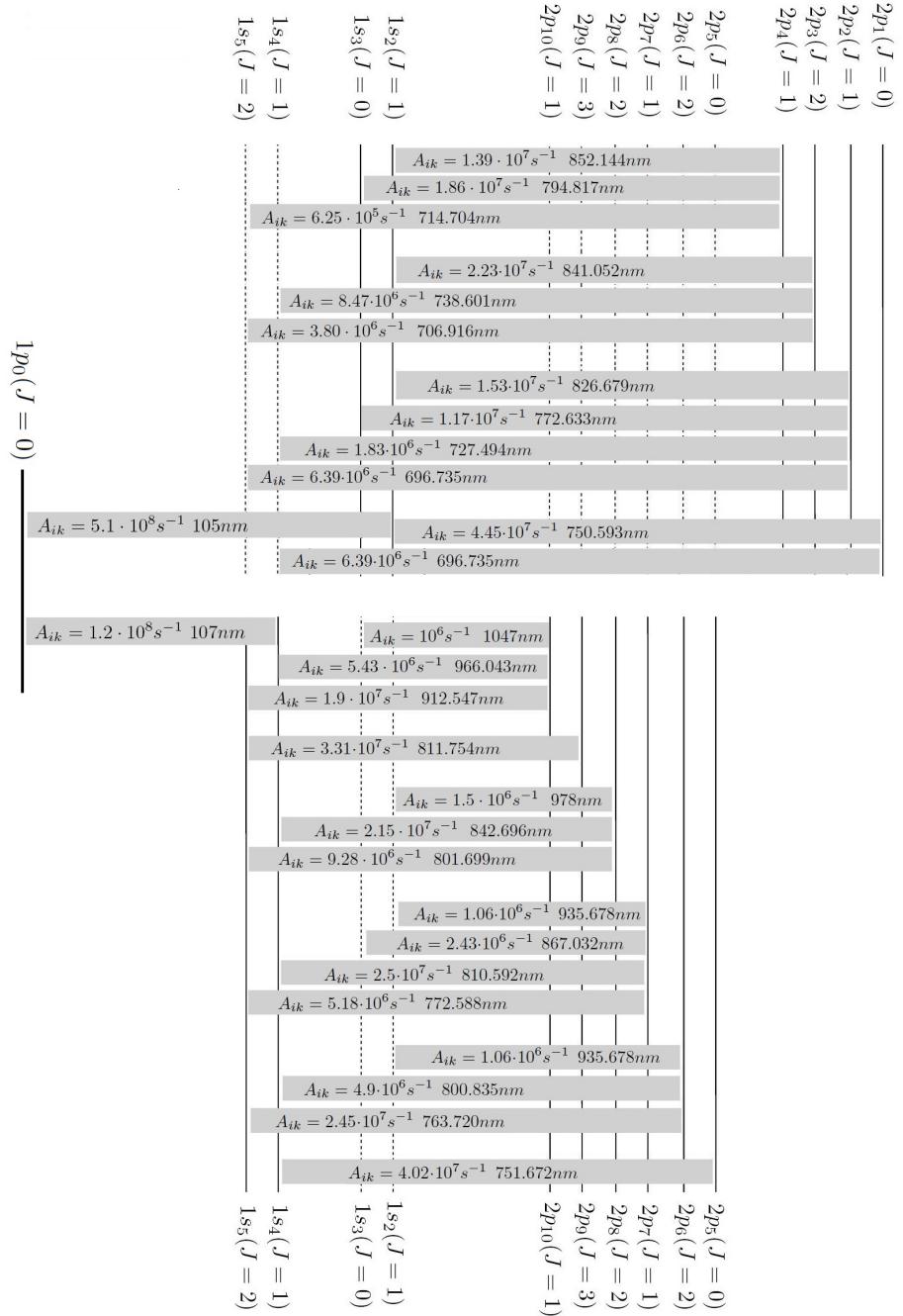


Abbildung A.2.: Termschema von Argon.

Tabelle A.1.: Konstanten und Eigenschaften $^{40}\text{Argon}$

Atomic Mass Unit amu	$1.66053886 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Planck constant h	$6.626068 \cdot 10^{-34} \frac{\text{m}^2 \cdot \text{kg}}{\text{s}}$
Boltzmann constant k_B	$1.3806503 \cdot 10^{-23} \frac{\text{m}^2 \cdot \text{kg}}{\text{s}^2 \cdot \text{K}}$
Bohr magneton μ_B	$9.27400949 \cdot 10^{-24} \frac{\text{J}}{\text{T}}$
Speed of light c	$2.99792458 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$
Magnetic permeability μ_0	$1.25663706 \cdot 10^{-6} \frac{\text{m} \cdot \text{kg}}{\text{s}^2 \cdot \text{A}^2}$
Relative abundance	0.996
Mass m	39.96 amu
Nuclear spin I	0
Nuclear magnetic moment μ/μ_K	-
Relevant transition	$1s_5 - 2p_9$
Ground state Landé factor g_g	1.506
Excited state Landé factor g_e	1.338
Wavelength λ	811.754 nm
Linewidth γ	$2\pi \cdot 5.85 \text{ MHz}$
Lifetime τ	27.09 ns
Saturation intensity I_0	$1.44 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$

A. Anhang

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, ohne die es mir nicht möglich gewesen wäre, diese Arbeit zu schreiben. Im speziellen danke ich:

- Markus Oberthaler, der es mir durch die freundliche Aufnahme in seine Gruppe erst ermöglichte, an einem Experiment der aktuellen Forschung teilzunehmen. Aber auch für die langen und fruchtbaren Diskussionen.
- Fabienne Haupert und Philippe Bräunig für ein tolles Jahr in den Gefilden zwischen Antimaterie und Vakuumapperatur.
- Joachim Welte, Florian Ritterbusch und Christoph Kaup für die gute Nachbarschaft und die nicht geführten Grabenkämpfe.
- Jiri Tomokovic, der auch schon einmal eine Nacht sausen lässt.
- Tobias Schuster, Raphael Scelle und Arno Trautmann für schnelle Lösungsvorschläge zu unmöglichsten Zeiten.
- Dem überwältigenden BEC und deren Anhängerschaft.
- Jürgen Schölles für die yogische Einführung in die Elektronik und Beratung in allerlei Fragen.
- Christian Herdt für die Konstruktion des Faraday Cups.
- Siegfried Spiegel und Werner Lamade für die Unterstützung bei Dingen, von denen ich keine Ahnung habe.
- der ganzen Kip-Gemeinde.
- Anke Plümacher einfach für die Existenz.
- meinen Eltern, die hierfür relativ direkt verantwortlich sind.
- Leon Filter, der mir die Physik immer wieder in Relation zur Wirklichkeit setzt.
- Niels Kröger, Friedrich Klappenbach und Oliver Matula für bildendes Filmwerk.
- Till Michels für eine Menge Erlebtes.
- und natürlich allen, die ich hier bösartig vergessen habe.

A.1. Korrekturen

Es handelt sich bei dieser Version der Diplomarbeit um eine korrigierte Version. Die einzelnen Änderungen werden hier ausführlich aufgelistet.

1. Einleitung:

- Fehlende Quellenangabe bei den Abbildungen 1.1, 1.2 und 1.3.
- Die minimal auflösbare Musterverschiebung heißt x_{min} statt Ω_{min} . Siehe Änderung 1.1.

2. Detektion von metastabilen Atomen:

- Unter Abschnitt 2.1.3 ist die Formulierung irreführend.

Zum einen ist die Präzision der Detektion durch das Poisson-Rauschen der Atome begrenzt, zum anderen ist die Auflösung des Moiré-Deflektometers proportional zur Wurzel des Atomfluxes, daher ist es wichtig, möglichst viele der metastabilen Argonatome zu detektieren.

Die neue Formulierung ist hier präziser

Die Präzision und damit die Auflösung der Detektion ist durch das Poisson-Rauschen der Atome begrenzt, daher ist es wichtig, möglichst viele der metastabilen Argonatome zu detektieren.

3. Ergebnisse:

- In Abschnitt 4.3.2 ist die Textstelle

Dass die Bedingungen in Abbildung [4.5] wirklich eine physikalische Situation beschreiben, ist in Abbildung [4.6] zu sehen. Dort ist ein Absorptionssignal zu zwei, etwa 1,5 min auseinander liegenden Zeitpunkten zu sehen. Über diesen Zeitraum verstärkte sich das Rauschen auf dem Signal enorm. Genau wie bei der mittleren Streureate gezeigt, scheint es hier ein abschneidendes Verhalten zu geben.

und die Beschreibung der Abbildung [4.6]

Mit einem Frequenzrauschen überlagerter Lambdip im Dopplertal. Die Bilder wurden in einem Abstand von 1,5 min aufgenommen und es ist gut zu sehen, dass sich über diese Zeit das Rauschen des Signals verstärkt hat. Es handelt sich dabei um die gleiche Position im Absorptionssignal. Es wurde keine Mittelung vorgenommen oder andere Geräte zugeschaltet.

A. Anhang

unklar. Die neuen Formulierungen erhalten die Aussage, sind aber ausführlicher.
Die Textstelle wird damit durch

Ähnlich wie bei der lichtinduzierten Fluoreszenz wird durch das Quadrat der effektiven Frequenzverstimmung auch bei einer Absorptionsmessung eine Grenzintensität definiert. Abbildung [4.6] soll hier als Beispiel eines erkennbareren Frequenzrauschens dienen. Es wurde dort ein Absorptionssignal an der Spektroskopie Küvette zweimal in einem zeitlichen Abstand von 1,5 min aufgenommen. Gut zu sehen ist, wie sich die Amplitude des Rauschens zwischen den beiden Messungen vergrößert. Diese Vergrößerung geschieht allerdings nicht in beide Richtungen isotrop, sondern wird nach unten hin begrenzt.

ersetzt und die Bildbeschreibung durch:

Beide Bilder zeigen das Absorptionssignal, mit Lambdip und einem deutlichen Rauschen, an der Spektroskopie-Zelle. Das Bild auf der rechten Seite zeigt die Situation 1,5 min nach dem Bild auf der linken Seite. Es ist gut zu sehen, dass sich über diese Zeit die Amplitude des Rauschens des Signals vergrößert hat. Das Rauschen an sich scheint dabei das charakteristische Verhalten eines Frequenzrauschens zu zeigen. Bei der Aufnahme der Bilder wurde keine Mittelung vorgenommen oder das Signal auf eine andere Weise manipuliert.

- Im Abschnitt 4.3.5 ist bei der Angabe des Atomflusses in Vorwärtsrichtung die Einheit fälschlicherweise mit Hz angegeben. Richtig ist $\frac{\text{Hz}}{\text{sr}}$.
- Im Abschnitt 4.3.7 ist bei der Angabe des winkelabhängigen Atomflusses die Einheit fälschlicherweise mit Hz angegeben. Richtig ist $\frac{\text{Hz}}{\text{sr}}$.

Literaturverzeichnis

- W. Allison, F. B. Dunning, and A. C. H. Smith. Secondary electron ejection from metal surfaces by metastable atoms. iii. energy and angular distributions of the ejected electrons. *Journal of Physics B: Atomic*, 5:1175, Jun 1972. doi: 10.1088/0022-3700/5/6/020. URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=1972JPhB....5.1175A&link_type=EJOURNAL.
- I. Bloch. Licht-atom wechselwirkung im zwei-niveau system. 2004. URL http://www.quantum.physik.uni-mainz.de/lectures/2003/ws0304_atomphysik/download/Licht_AtomWW_14.pdf.
- A. Borovik, H. Rojas, and G. King. A surface detector for metastable atoms. *Measurement Science and Technology*, 11(3):42–45, 2000.
- P. Bräunig. High-stability deflectometer for antimatter gravity measurements. pages 1–89, Oct 2010.
- K. L. Brown and G. W. Tautfest. Faraday-cup monitors for high-energy electron beams. *Review of Scientific Instruments*, 27:696, Sep 1956. doi: 10.1063/1.1715674. URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=1956RScI..27..696B&link_type=EJOURNAL.
- F. Bumiller, M. Croissiaux, and R. Hofstadter. Electron scattering from the proton. *Physical Review Letters*, 5(6):261–263, 1960.
- B. de Lesegno, J. Karam, M. Boustimi, F. Perales, C. Mainos, J. Reinhardt, J. Baudon, V. Bocvarski, D. Grancharova, and F. D. Santos. Stern gerlach interferometry with metastable argon atoms: an immaterial mask modulating the profile of a supersonic beam. *The European Physical Journal D*, 23(1):25–34, 2003.
- W. Demtröder. *Laser Spectroscopy: Basic principles*. 2008a.
- W. Demtröder. *Laser Spectroscopy: Experimental techniques*. 2008b.

Literaturverzeichnis

- F. B. Dunning and A. C. H. Smith. Secondary electron ejection from metal surfaces by metastable atoms. ii. measurements of secondary emission coefficients using a gas cell method. *Journal of Physics B: Atomic*, 4:1696, Dec 1971. doi: 10.1088/0022-3700/4/12/018. URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=1971JPhB....4.1696D&link_type=EJOURNAL.
- F. B. Dunning, A. C. H. Smith, and R. F. Stebbings. Secondary electron ejection from metal surfaces by metastable atoms. i. measurement of secondary emission coefficients using a crossed beam method. *Journal of Physics B: Atomic*, 4:1683, Dec 1971. doi: 10.1088/0022-3700/4/12/017. URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=1971JPhB....4.1683D&link_type=EJOURNAL.
- T. H. et al. Photomultiplier tubes. pages 1–324, Jan 2006.
- D. W. Fahey, W. F. Parks, and L. D. Schearer. High flux beam source of thermal rare-gas metastable atoms. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 13:381, Apr 1980. doi: 10.1088/0022-3735/13/4/004. URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=1980JPhE...13..381F&link_type=EJOURNAL.
- C. Gerthsen. *Gerthsen Physik*. 2002.
- T. Gruner and D.-G. Welsch. Green-function approach to the radiation-field quantization for homogeneous and inhomogeneous kramers-kronig dielectrics. *Physical Review A (Atomic*, 53:1818, Mar 1996. doi: 10.1103/PhysRevA.53.1818. URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=1996PhRvA..53.1818G&link_type=ABSTRACT.
- M. Hartl. Ein planarer de broglie-wellenleiter. pages 1–138, Feb 2000.
- K. K. I. Inc. Model 485 autoranging picoammeter instruction manual. pages 1–57, May 2004.
- A. Kellerbauer, M. Amoretti, A. S. Belov, G. Bonomi, I. Boscolo, R. S. Brusa, M. Büchner, V. M. Byakov, L. Cabaret, C. Canali, C. Carraro, F. Castelli, S. Cialdi, M. de Combarieu, D. Comparat, G. Consolati, N. Djourelov, M. Doser, G. Drobychev, A. Dupasquier, G. Ferrari, P. Forget, L. Formaro, A. Gervasini, M. G. Giannmarchi, S. N. Gninenko, G. Gribakin, S. D. Hogan, M. Jacquay, V. Lagomarsino, G. Manuzio, S. Mariazzi, V. A. Matveev, J. O. Meier, F. Merkt, P. Nedelec, M. K. Oberthaler, P. Pari, M. Prevedelli, F. Quasso, A. Rotondi, D. Sillou, S. V. Stepanov, H. H. Stroke, G. Testera, G. M. Tino, G. Trénec, A. Vairo, J. Vigué, H. Walters, U. Warring,

- S. Zavatarelli, and D. S. Zvezhinskij. Proposal for the aegis experiment at the cern antiproton decelerator. pages 1–125, Jun 2007.
- A. Kellerbauer, M. Amoretti, A. S. Belov, G. Bonomi, I. Boscolo, R. S. Brusa, M. Büchner, V. M. Byakov, L. Cabaret, C. Canali, C. Carraro, F. Castelli, S. Cialdi, M. de Combarieu, D. Comparat, G. Consolati, N. Djourelov, M. Doser, G. Drobychev, A. Dupasquier, G. Ferrari, P. Forget, L. Formaro, A. Gervasini, M. G. Giannarchi, S. N. Gninenko, G. Gribakin, S. D. Hogan, M. Jacquay, V. Lagomarsino, G. Manuzio, S. Mariazzi, V. A. Matveev, J. O. Meier, F. Merkt, P. Neudelec, M. K. Oberthaler, P. Pari, M. Prevedelli, F. Quasso, A. Rotondi, D. Silloù, S. V. Stepanov, H. H. Stroke, G. Testera, G. M. Tino, G. Trénec, A. Vairo, J. Vigué, H. Walters, U. Warring, S. Zavatarelli, and D. S. Zvezhinskij. Proposed antimatter gravity measurement with an antihydrogen beam. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 266:351, Feb 2008. doi: 10.1016/j.nimb.2007.12.010. URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=2008NIMPB.266..351K&link_type=ABSTRACT.
- E. Kisi and C. Howard. *Applications of neutron powder diffraction*. 2008. URL <http://books.google.de/books?id=nQiXbq2PApUC>.
- R. Köhler. The international vocabulary of metrology: Basic and general concepts and associated terms. why? how? *Wiley Online Library*. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/9780470611371.ch21/summary>.
- M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg. *Principles of plasma discharges and materials processing*. 1994.
- B. Mollow. Power spectrum of light scattered by two-level systems. *Physical Review*, Jan 1969. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.188.1969>.
- M. K. Oberthaler, S. Bernet, E. M. Rasel, J. Schmiedmayer, and A. Zeilinger. Inertial sensing with classical atomic beams. *Physical Review A (Atomic*, 54:3165, Oct 1996. doi: 10.1103/PhysRevA.54.3165. URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=1996PhRvA..54..3165O&link_type=ABSTRACT.
- J. Olivero. Empirical fits to the voigt line width: A brief review. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 17:233, Feb 1977. doi: 10.1016/0022-4073(77)90161-3. URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=1977JQSRT..17..233O&link_type=EJOURNAL.

Literaturverzeichnis

- H. Pauly. *Basic theory, production and detection of thermal energy beams*. Number 28. 2000.
- F. Ritterbusch. Realization of a collimated beam of metastable atoms for atta of argon 39. pages 1–95, Feb 2010.
- S. Schohl, D. Klar, T. Kraft, H. A. J. Meijer, M.-W. Ruf, U. Schmitz, S. J. Smith, and H. Hotop. Absolute detection of metastable rare gas atoms by a cw laser photoionization method. *Zeitschrift für Physik D Atoms*, 21:25, Mar 1991. doi: 10.1007/BF01426615. URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=1991ZPhD..21...25S&link_type=ABSTRACT.
- I. Steinke. Hyperfine spectroscopy of the 1s5 - 2p9 transition in 39ar. pages 1–83, Oct 2009.
- Y. Suzuki and A. Tachibana. Measurement of the m sized radius of gaussian laser beam using the scanning knife-edge. *Applied Optics*, 14(12):2809–2810, 1975.
- C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Sriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard. Phase-space density in the magneto-optical trap. *Physical Review A (Atomic*, 52:1423, Aug 1995. doi: 10.1103/PhysRevA.52.1423. URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=1995PhRvA..52.1423T&link_type=ABSTRACT.
- J. Végh. Alternative form for the pseudo-voigt peak shape. *Review of Scientific Instruments*, 76(5):056107, Jan 2005. doi: 10.1063/1.1914783.
- J. Welte, F. Ritterbusch, I. Steinke, M. Henrich, W. Aeschbach-Hertig, and M. K. Oberthaler. Towards the realization of atom trap trace analysis for 39ar. *New Journal of Physics*, 12:5031, Jun 2010. doi: 10.1088/1367-2630/12/6/065031. URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=2010NJPh..12f5031W&link_type=ABSTRACT.
- P. Westphal, S. Koch, A. Horn, J. Schmand, and H. J. Andrä. Compact and freely movable single atom detector. *Review of Scientific Instruments*, 70:1326, Feb 1999. doi: 10.1063/1.1149592. URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=1999RScI...70.1326W&link_type=ABSTRACT.
- T. H. Wilmshurst. *Signal recovery from noise in electronic instrumentation*. 1990.

Abbildungsverzeichnis

1.1.	AE \bar{g} IS am Cern.	9
1.2.	Moiré-Effekt	10
1.3.	AE \bar{g} IS in Heidelberg	11
2.1.	Schematischer Aufbau des Faraday Cups	16
2.2.	Resonante Ionisation, Augerneutralisation	18
2.3.	Augerabregung	18
2.4.	Messaufbau mit dem Faraday Cup	20
2.5.	Emission und Absorption	22
2.6.	Gedämpfte Rabi-Oszillation	25
2.7.	Streurate in Abhängigkeit der Verstimmung zur Resonanzfrequenz	27
2.8.	Absorptionsschema	29
2.9.	Absorptionsprofil	30
2.10.	Schema einer Fluoreszenzmessung	31
2.11.	Beispiel Fluoreszenzmessung	32
3.1.	Dunkelstrom des Faraday Cups	37
3.2.	Strom-Spannungs-Abhängigkeit	38
3.3.	Blendensystem	39
3.4.	Entfernen der Ionen	40
3.5.	Faraday Cup mit Offset	41
3.6.	Photonenuntergrund	42
3.7.	Optischer Aufbau	44
3.8.	Schema der Frequenzstabilisierung	46
3.9.	Frequenzmessung	46
3.10.	Schema der Frequenzstabilisierung	47
3.11.	Optischer Aufbau zur Detektion	49
3.12.	Lage des Photomultipliers	50
3.13.	Sättigungsintensität	51

Abbildungsverzeichnis

3.14. Transversales Geschwindigkeitsprofil, Fluoreszenz	53
4.1. Bsp. Messung Faraday Cup	58
4.2. Daten und Lorentz-Profil bzw. Gauss-Profil	68
4.3. Daten und Pseudo-Voigt-Profil	69
4.4. Residuen der Fits	71
4.5. Auswirkungen eines $\sigma_\delta/2\pi = 2 \text{ MHz}$ Rauschens auf die Streurate.	74
4.6. Frequenzrauschen	76
4.7. Streurate und Sättigungsparameter über die Querschnittsfläche des Laseres	77
4.8. Profil des Laserstrahls	78
4.9. Intensitätskorrektur	79
4.10. Bsp. Messung Fluoreszenz	81
4.11. Fluoreszenz und Faraday Cup	86
A.1. Abgewandeltes Strahlprofil	93
A.2. Das Termschema von Argon.	94

Tabellenverzeichnis

3.1. Bandbreiten	36
3.2. Mittlere Lebensdauern und Fit-Parametern.	42
3.3. Sättigungsintensitäten	52
4.1. Geometrische Größen zur Flussbestimmung	67
4.2. Halbwertsbreiten einer Spektrallinie mit unterschiedlichen Fits bestimmt.	70
4.3. Photomultiplier Untergrund	73
4.4. Bestimmter Ar*-Fluss mit und ohne Intensitätskorrektur.	80
4.5. Signal und Untergrund	82
4.6. Mit dem Faraday Cup und über lichtinduzierte Fluoreszenz bestimmter Ar*-Fluss.	87
A.1. Konstanten und Eigenschaften $^{40}\text{Argon}$	95