

Kollineare Laserspektroskopie

FP Versuch 2.13
AG Nörtershäuser
12. Juli 2023



Zusammenfassung

Dieses Dokument ist eine Anleitung für den Versuch 2.13 „Kollineare Laserspektroskopie“ aus dem Fortgeschrittenenpraktikum. Die Grundlagen werden erklärt und es wird entsprechende Literatur angeboten. Diese wird im Dokument direkt verlinkt und kann innerhalb des Uni-Netzes oder mit Verwendung des Uni-VPN ([siehe hier](#)) direkt abgerufen werden.

Inhaltsverzeichnis

1 Grundlagen	2
1.1 Kollineare Laserspektroskopie (CLS)	2
1.1.1 Fluoreszenzspektrum	2
1.1.2 Doppler-Verbreiterung	3
1.1.3 Grundprinzipien/Aufbau CLS	3
1.2 Atomphysik	4
1.2.1 Hyperfeinstruktur	4
1.2.2 Isotopieverschiebung	5
2 Aufbau	7
2.1 Ionenquelle	8
2.2 Ionenstrahloptik	8
2.3 Lasersystem	9
2.4 Optischer Nachweis	10
2.5 Quellenmaterial - Barium	11
3 Versuchsdurchführung	11
4 Aufgaben zur Vorbereitung	12
5 Aufgaben zur Auswertung	12

1 Grundlagen

In den folgenden Abschnitten sind die essentiellen Grundlagen für die erfolgreiche Durchführung des Versuchs kurz zusammengefasst. Außerdem finden Sie hier Links zu weiterer Literatur zum Thema.

1.1 Kollineare Laserspektroskopie (CLS)

- [1] [A new Collinear Apparatus for Laser Spectroscopy and Applied Science \(COALA\)](#), Absatz II
- [2] [Precision atomic physics techniques for nuclear physics with radioactive beams](#) Abschnitt 2.2
- [3] [Demtröder Laserspektroskopie an Molekularstrahlen](#) Kapitel 4.5 bis Gl. (4.22)

1.1.1 Fluoreszenzspektrum

Selbst bei „perfekter“ Auflösung kann eine Spektrallinie nie wirklich linienförmig sein, sondern muss, aufgrund der Energieunschärfe, immer eine gewisse Breite besitzen. Die emittierte Intensität folgt also einer (Kreis-)Frequenzverteilung $I(\omega)$ mit einer mittleren Frequenz ω_0 und einer vollen Halbwärtsbreite (FWHM) $\Delta\omega$.

Klassisch kann die Anregung eines Atomelektrons durch einen harmonischen Oszillator mit Masse m und Rückstellkonstante D beschrieben werden. Das Elektron führt beim Übergang von einem angeregten Energiezustand in einen niedrigeren Zustand eine gedämpfte Schwingung aus, bei der Bewegungsenergie in elektromagnetische Strahlungsenergie (Photonen) umgewandelt wird

$$\ddot{x} + \Gamma\dot{x} + \frac{D}{m}x = 0 \quad (1)$$

und hat somit eine zeitlich abklingende Schwingungsamplitude. Damit ist die abgestrahlte elektromagnetische Welle nicht mehr monochromatisch. Schreibt man nun $x(t)$ als Überlagerung dieser verschiedenen Frequenzbeiträge mit Amplituden $A(\omega)$

$$x(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty A(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (2)$$

erhält man durch Fouriertransformation die Amplitudenverteilung

$$A(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty x_0 e^{-(\Gamma/2)t} \cos(\omega_0 t) e^{-i\omega t} dt. \quad (3)$$

Daraus lässt sich in der Umgebung von ω_0 ($(\omega - \omega_0)^2 \ll \omega_0^2$) die Intensitätsverteilung

$$I_L(\omega - \omega_0) = \frac{C}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (4)$$

bestimmen.

Mit der Normierungskonstante $C = I_0 \Gamma / (2\pi)$ wird dieses Profil $I(\omega) / I_0$ **Lorentz-Profil** genannt und die volle Halbwärtsbreite Γ ist die sogenannte **natürliche Linienbreite**.

Eine detaillierte Beschreibung ist in [4] zu finden.

1.1.2 Doppler-Verbreiterung

Eine der einfacheren Methoden der Spektroskopie ist es einen durchstimmbaren Laser auf eine Gaswolke zu richten. Bei der richtigen Laserfrequenz werden die Teilchen auf instabile Energieniveaus angeregt. Nach nur kurzer Zeit (einige ns für Dipolübergänge) fallen die Teilchen zurück auf einen niedrigeren Energiezustand, wobei ein Photon emittiert wird. Diese Photonen können dann mit einem Photodetektor gezählt werden.

Das Problem hierbei ist allerdings die Temperatur der Gaswolke: Sämtliche Teilchen in der Wolke haben nicht die gleiche Geschwindigkeit, stattdessen sind diese im thermischen Gleichgewicht unter Annahme eines idealen Gases Maxwell-Boltzmann-verteilt. Ein Teilchen sieht in seinem Ruhesystem aufgrund des **Doppler-Effekts** die Laserfrequenz

$$\nu = \nu_L \left(1 - \frac{v_x}{c}\right). \quad (5)$$

Hierbei ist ν die Laserfrequenz im Ruhesystem des Teilchens, ν_L die eingestellte Laserfrequenz im Laborsystem und v_x die Teilchengeschwindigkeit entlang der Laserachse im Laborsystem. Hierdurch verbreitert sich eine aufgenommene Fluoreszenzlinie durch die so genannte **Doppler-Verbreiterung**.

Da die Teilchen in einer Atomwolke im thermischen Gleichgewicht der Temperatur T eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung mit der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit $v_w = (2k_B T / m)^{1/2}$ haben, erhält man die Doppler-verbreiterte Spektrallinie

$$I_D(\omega) = I(\omega_0) e^{-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0 v_w / c}\right)^2}, \quad (6)$$

eine Gaußfunktion mit Halbwärtsbreite $\Delta\omega_D = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B T \ln 2}{m}}$.

Die beiden Aspekte, die natürliche Linienbreite sowie die Dopplerverbreiterung werden durch eine mathematische Faltung kombiniert, um das tatsächliche Linienprofil, das man bei der Laserspektroskopie beobachtet, möglichst genau zu beschreiben. Dadurch erhält man ein sogenanntes **Voigt-Profil**

$$I(\omega) = \int I_D(\omega') I_L(\omega - \omega') d\omega'. \quad (7)$$

Auch hier sind detailliertere Beschreibungen in [4] zu finden.

Umgehen lässt sich diese Verbreiterung durch das Kühlen/Fangen der Teilchen, sodass die Geschwindigkeitsverteilung schmaler wird. Dies dauert allerdings verhältnismäßig lange, sodass besonders kurzlebige Isotope schon zerfallen sind, bevor sie gefangen werden können. Hier bietet die **Kollineare Laserspektroskopie CLS** (Collinear Laser Spectroscopy) eine Lösung.

1.1.3 Grundprinzipien/Aufbau CLS

Ein simpler Aufbau für die CLS besteht nur aus wenigen wichtigen Bauteilen, siehe Abb. 1: Eine Ionenquelle, aus der die Ionen raus beschleunigt werden, ein durchstimmbarer Laser, ein Ablenker, um die beiden Strahlen zu überlagern und eine optische Nachweisregion.

Gegensätzlich zum vorher genannten Ansatz einer Ionenfalle werden die Ionen also nicht gebremst sondern beschleunigt. Die Geschwindigkeitsverteilung δv bedeutet wegen der kinetischen Energie auch eine Energieverteilung:

$$\delta v = \frac{\delta E}{\sqrt{2mE}}. \quad (8)$$

Durch Erhöhen der Energie der Ionen, zum Beispiel durch das Anlegen einer Spannung, lässt sich somit die Geschwindigkeitsverteilung schmälern. Diese Methode wird **Beschleunigungskühlen** genannt. Bei ausreichend hohen Spannungen kann damit der Effekt der Dopplerverbreiterung reduziert werden.

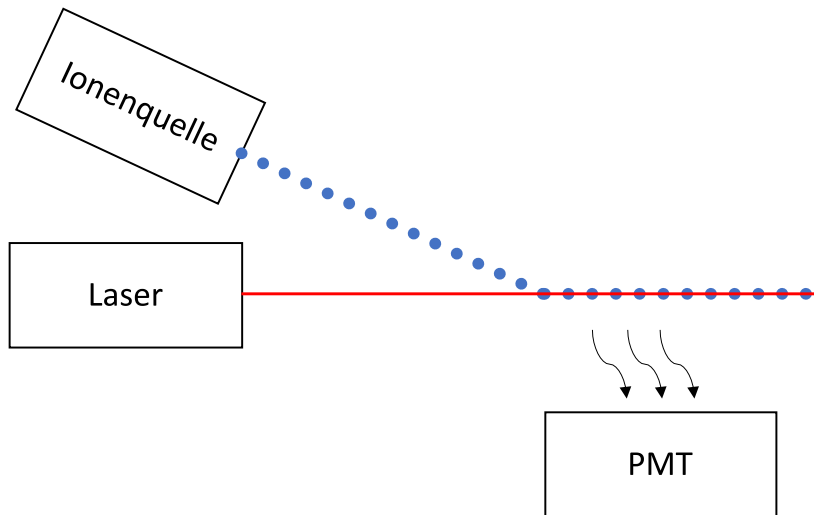


Abbildung 1: Eine Skizze eines simplen Aufbaus für CLS. Ein Laserstrahl wird mit einem Ionenstrahl überlagert und das entstehende Fluoreszenzlicht wird mit einem PMT detektiert.

Mit dem Beschleunigen der Ionen verschiebt sich allerdings die Laserfrequenz im Ruhesystem der Atome und die einzustellende Laserfrequenz im Laborsystem ν_L für den Übergang mit Frequenz ν_0 lässt sich mithilfe der Dopplerformel

$$\nu_0 = \nu_L \cdot \gamma (1 \pm \beta) \quad (9)$$

mit dem Lorentz Faktor $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ und $\beta = \frac{v}{c}$ bestimmen. Hierbei wird das obere Vorzeichen für antikollineare und das untere Vorzeichen für kollineare Geometrie verwendet. Wie in Gl. (9) zu sehen ist, lässt sich die Laserfrequenz im Ruhesystem des Ions nicht nur durch die Laserfrequenz im Laborsystem verändern, sondern auch durch die Geschwindigkeit der Ionen, welche durch

$$E_{\text{kin}} = qU \quad (10)$$

von der angelegte Beschleunigungsspannung U und Ladung q der Ionen abhängt. In der Regel ist es einfacher die angelegte Spannung zu verändern als die Laserfrequenz durchzutunen, diese Methode wird **Dopplertuning** genannt.

1.2 Atomphysik

Die Atomphysik beschäftigt sich mit der elektronischen Struktur von Atomen. Die Atommodelle können experimentell durch Methoden wie Laserspektroskopie sehr präzise geprobt werden. Durch die hohe Präzision können auch sehr kleine Beiträge zur elektronischen Struktur, wie z. B. solche aus der Quantenelektrodynamik oder der räumlichen Verteilung von Nukleonen untersucht werden.

1.2.1 Hyperfeinstruktur

Als Feinstruktur wird die elektronische Struktur in Atomen bezeichnet, die zusätzlich auftritt, wenn ein Atom relativistisch und unter Berücksichtigung des Elektronenspins betrachtet wird. Die quantenmechanischen Zustände werden dann durch deren Gesamtdrehimpuls $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ beschrieben, welcher sich aus Kopplung von Spin und Bahndrehimpuls ergibt.

Die Hyperfeinstruktur (HFS) wird sichtbar, wenn darüber hinaus der Einfluss der Struktur des Atomkerns auf die Energieniveaus der Elektronen aufgelöst werden kann. Ein wichtiger Beitrag sind höhere elektro-magnetische Momente des Atomkerns, wenn dieser einen Spin \vec{I} besitzt. Analog zur Feinstruktur müssen die Zustände jetzt durch den Gesamtdrehimpuls $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$ beschrieben werden. In führender Ordnung tragen das magnetische Dipol- und elektrische Quadrupolmoment des Kerns zur Energieverschiebung bei. Die Energieverschiebungen relativ zum Feinstrukturniveau, die sich aus 1. Ordnung Störungstheorie ergeben, können geschrieben werden als [5]

$$\Delta\nu_{\text{HFS}} = A \cdot \frac{K}{2} + B \cdot \frac{\frac{3}{4}K(K+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)}, \quad K := F(F+1) - J(J+1) - I(I+1). \quad (11)$$

Dabei sind A und B die Hyperfeinstrukturkonstanten des magnetischen Dipol- bzw. elektrischen Quadrupolterms der Energieverschiebung eines Zustandes mit Gesamtdrehimpulsquantenzahl F . Der erste Term tritt nur auf, wenn $I, J \geq 1/2$, der zweite, wenn $I, J \geq 1$, usw. für höhere Terme.

1.2.2 Isotopieverschiebung

- Nach [6] [The Euroschool on Exotic Beams, Vol. IV Kapitel 6.1-6.2.3.1](#)

Neben der Aufspaltung von Feinstruktur-niveaus aufgrund der elektromagnetischen Eigenschaften des Atomkerns, verursacht der Unterschied in der Masse und Ladungsverteilung des Kerns zwischen zwei Isotopen eine Verschiebung der Feinstruktur-niveaus. Beim Messen des gleichen Übergangs an unterschiedlichen Isotopen mit Massenzahlen A und A' kann also bei ausreichender Genauigkeit eine Abweichung

$$\delta\nu^{AA'} = \nu^{A'} - \nu^A \quad (12)$$

festgestellt werden. Diese Differenz wird als **Isotopieverschiebung IS** (Isotopic Shift) bezeichnet und kann weiter aufgeteilt werden in die **Masseverschiebung MS** (Mass Shift) und die **Feldverschiebung FS** (Field Shift):

$$\delta\nu_{\text{IS}}^{AA'} = \delta\nu_{\text{MS}}^{AA'} + \delta\nu_{\text{FS}}^{AA'}. \quad (13)$$

Massenverschiebung / Mass Shift Die Massenverschiebung entsteht durch die Änderung der kinetischen Energie durch die veränderte Masse des Nukleus:

$$E_{\text{kin, nuc}} = \frac{\vec{P}_{\text{nuc}}^2}{2M_{\text{nuc}}}. \quad (14)$$

Mit der Wahl des Schwerpunktsystems wird der Gesamtimpuls des Atoms null, sodass der Impuls des Nukleus durch die negative Summe der Elektronenimpulse ersetzt werden kann:

$$\vec{P}_{\text{nuc}} = \sum_{i=1}^N \vec{p}_i. \quad (15)$$

Wenn man Gl. (15) in Gl. (14) einsetzt folgt:

$$E_{\text{kin, nuc}} = \frac{1}{2M_{\text{nuc}}} \left(\sum_i \vec{p}_i^2 + \sum_{i \neq j} \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j \right). \quad (16)$$

Hierbei lassen sich die beiden Summen unterscheiden in einen “normal mass shift” (NMS) Anteil und einen “specific mass shift” (SMS) Anteil. Mit dem Einführen zweier Koeffizienten ergibt sich somit für die Masseverschiebung:

$$\delta\nu_{\text{MS}}^{AA'} = \frac{M_A - M_{A'}}{M_A M_{A'}} (K_{\text{NMS}} + K_{\text{SMS}}), \quad (17)$$

hierbei steht der Anteil $K_{\text{NMS}} = m_e \nu$ für den “normal mass shift” und der K_{SMS} Anteil für den “specific mass shift”. Letzterer kann nur durch das numerische Berechnen von Elektronenkorrelationstermen bestimmt werden, was bereits für ein zwei-Elektronensystem kompliziert wird.

Feldverschiebung / Field Shift Die Feldverschiebung wird von der endlichen Größe des Nukleus (FNS “finite nuclear size”) erzeugt. Da im Gegensatz zum idealisierten Coulombpotential mit punktförmigen Nukleus das Potential im Ursprung nicht $-\infty$ wird, ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen am Ursprung $|\Psi(0)|^2$ aus quantenmechanischen Gründen nicht null. Der Bindungsenergieanteil durch die FNS ist durch

$$E_{\text{FNS}} = \frac{Ze^2}{6\epsilon_0} \langle r_c^2 \rangle |\Psi(0)|^2 \quad (18)$$

gegeben, hierbei ist $\langle r_c^2 \rangle$ der Kernladungsradius im quadratischen Mittel. „Größere” Kerne verschieben somit die Energieniveaus weiter als kleinere Kerne, siehe Abb. 2 Mitte. Dabei werden niedrigere Niveaus, in Abb. 2 das s-Niveau stärker verschoben als die höheren Niveaus, hier das p-Niveau. Dadurch sind die Übergangsfrequenzen für die beiden Atome unterschiedlich. Mit ein paar Vereinfachungen lässt sich die Feldverschiebung darstellen als

$$\begin{aligned} \delta\nu_{\text{FNS}}^{AA'} &= \frac{Ze^2}{6h\epsilon_0} \Delta |\Psi(0)|^2 \left(\langle r_c^2 \rangle^{A'} - \langle r_c^2 \rangle^A \right) \\ &= \frac{Ze^2}{6h\epsilon_0} \Delta |\Psi(0)|^2 \delta \langle r^2 \rangle^{AA'} = F \langle r^2 \rangle^{AA'}, \end{aligned} \quad (19)$$

hierbei wurde die **Feldverschiebungskonstante** F eingeführt.

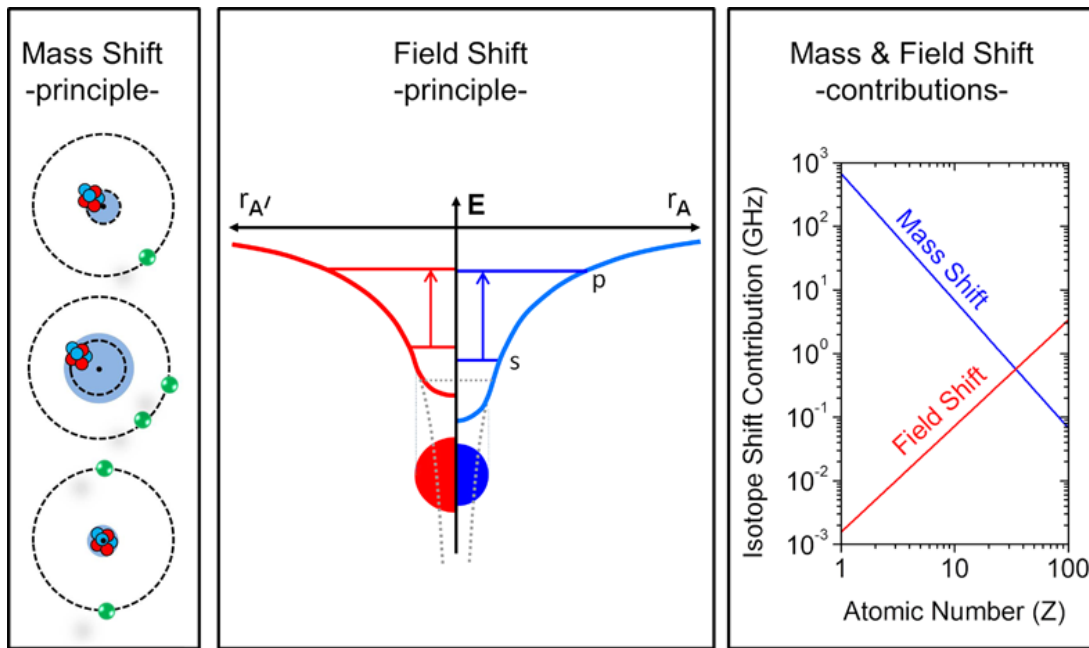


Abbildung 2: **Links:** Die Massenschiebung; oben ist der NMS an einem Ein-Elektronensystem dargestellt, in den unteren beiden Bildern ist der Effekt des SMS dargestellt, der Effekt ist größer, wenn die Elektronen näher aneinander sind. **Mitte:** Die Feldverschiebung, auf beiden Seiten ist gestrichelt das ideale Coulombpotential dargestellt ohne Kernausdehnung. Bei den realen Potentiale verschiebt sich allerdings die Tiefe mit der unterschiedlichen Kernausdehnung. Entsprechend verschieben sich auch die beiden Energieniveaus s und p und somit die Übergangsfrequenz. **Rechts:** Die Anteile der beiden Verschiebungseffekte, abhängig von der Massezahl. Grafik aus [6].

King-Plot Analyse Zusammen mit Gl. (19) wird Gl. (13) zu

$$\delta\nu_{\text{IS}}^{AA'} \frac{M_A M_{A'}}{M_A - M_{A'}} = K_{\text{MS}} + F \frac{M_A M_{A'}}{M_A - M_{A'}} \delta\langle r_c^2 \rangle^{AA'}. \quad (20)$$

Indem die Massenskalierung mit in die Isotopieverschiebung und den Ladungsradius aufgenommen wird resultiert

$$\widetilde{\delta\nu_{\text{IS}}^{AA'}} = K_{\text{MS}} + F \widetilde{\delta\langle r_c^2 \rangle^{AA'}}, \quad (21)$$

wobei $\widetilde{x} = \frac{M_A M_{A'}}{M_A - M_{A'}} x$.

Wurde nun die Isotopieverschiebung mittels Spektroskopie ermittelt und sind die Ladungsradien mehrerer Isotope bekannt, dann kann ein so genannter **King-Plot** gezeichnet werden. Auf der x-Achse wird $\widetilde{\delta\langle r_c^2 \rangle^{AA'}}$ und auf der y-Achse $\widetilde{\delta\nu_{\text{IS}}^{AA'}}$ aufgetragen. Nach Gl. (21) entsteht so ein linearer Verlauf mit Steigung F und Offset K_{MS} [7].

2 Aufbau

Für den FP-Versuch wird ein relativ kompakter Aufbau für die CLS verwendet. Ein Foto davon mit den wichtigsten Bauteilen finden Sie in Abb. 3. Konkrete Einzelteile werden in den folgenden Unterkapiteln erklärt.

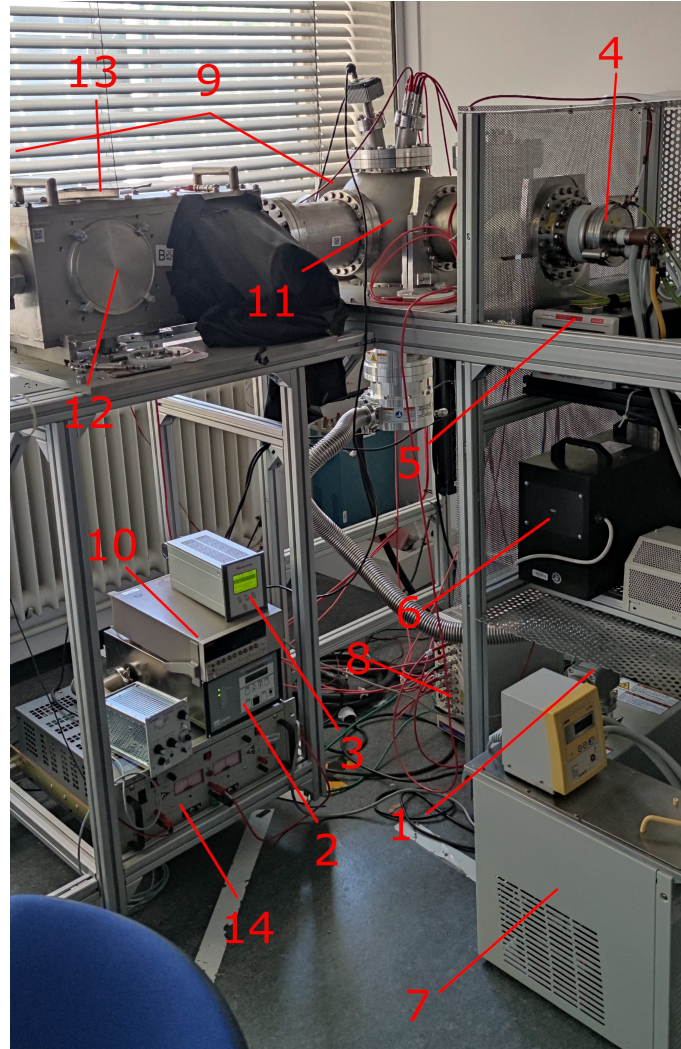


Abbildung 3: Ein Foto des Aufbaus mit den wichtigsten Bauteilen:

1. Vorvakuumpumpe
2. Steuereinheit für Hochvakuumpumpe
3. Steuereinheit für Drucksensor
4. Ionenquelle
5. Heiznetzteil
6. Trenntrafo
7. Wasserkühlung
8. Mehrkanalspannungsnetzteil
9. Faraday-Becher in Geradeausrichtung und hinter dem optischen Nachweis
10. Picoamperemeter
11. Ionenstrahlableiter
12. Optischer Nachweis und PMT
13. Arduino und Messelektronik
14. Spannungsverstärker

2.1 Ionenquelle

Um den Ionenstrahl zu erzeugen wird die in Abb. 4 dargestellte Ionenquelle genutzt. Ein Graphitröhrchen wird mit dem Quellmaterial befüllt und mit einem Heiznetzteil (5) (max. 60 A) geheizt. Eine Wasserkühlung (7) wird verwendet um alle anderen Bauteile der Quelle nicht zu beschädigen. Um eine Beschädigung des Graphitröhrchens zu verhindern, sollten Heizströme von über 45 A vermieden werden.

Mit der verwendeten Ionenquelle lassen sich einfach geladene Ionen mit niedrigen Ionisationspotentialen wie Alkali und Erdalkalimetalle mittels Oberflächenionisation erzeugen.

Indem an die gesamte Quelle ein Potential von etwa 3 bis 6 kV angelegt wird, werden die Ionen aus der Quelle hinausbeschleunigt. Hierzu wird ein Trenntrafo (6) benötigt.

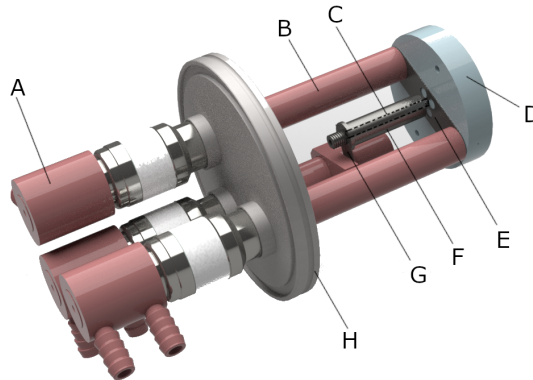


Abbildung 4: Eine technische Zeichnung der Ionenquelle. Das mit dem Quellenmaterial befüllte Graphitröhrchen (C) wird mit hitzebeständigen Molybdänfedern (G) eingespannt und mit einem Strom geheizt. Mit den Kupferkühlblöcken (A) werden die Kupferdurchführungen (B) sowie umliegende Bauteile gekühlt.

A: Kühlkörper Wasserkühlung, B: Kupferdurchführungen Heizstrom, C: Graphitröhrchen, D: Pierce-/Extraktionselektrode, E: Fronthitzeschild, F: Hitzeschild um Graphitröhrchen, G: Molybdänfedern, H: Dichtungsring

2.2 Ionenstrahloptik

In Abb. 5 wurde der Strahlverlauf sowie die Umlenk- und Fokussierungsmöglichkeiten des Aufbaus dargestellt. Die Ionen werden aus der Quelle (4) heraus beschleunigt und können anschließend mit einem y -Ablenker abgelenkt und einer Einzellinse fokussiert werden. Bei ausgeschaltetem Ablenker (11) kann so der Strahl durch ein Loch im Ablenker justiert werden, um eine bessere Ausrichtung zu ermöglichen. In Geradeausrichtung befindet sich hinter dem Loch ein Faraday-Becher (9), an dem der ankommende Ionenstrom mit dem Picomaperemeter (10) gemessen werden kann. Bei eingeschaltetem Ablenker wird der Ionenstrahl durch eine weitere Einzellinse und einen x - und y -Ablenker geleitet, bevor er in die optische Nachweisregion gelangt, wo ein PMT Fluoreszenzlicht detektiert. Am Ende des optischen Nachweises befindet sich ein weiterer Faraday-Becher der allerdings einfahrbar ist, um das Überlagern des Ionenstrahls mit dem Laserstrahl zu ermöglichen. Mit Hilfe des Mehrkanalspannungsnetzteil (8) können die anliegenden Spannungen an den Linsen, Ablenkern, dem 90° -Ablenker und die Beschleunigungsspannung über den Computer eingestellt werden.

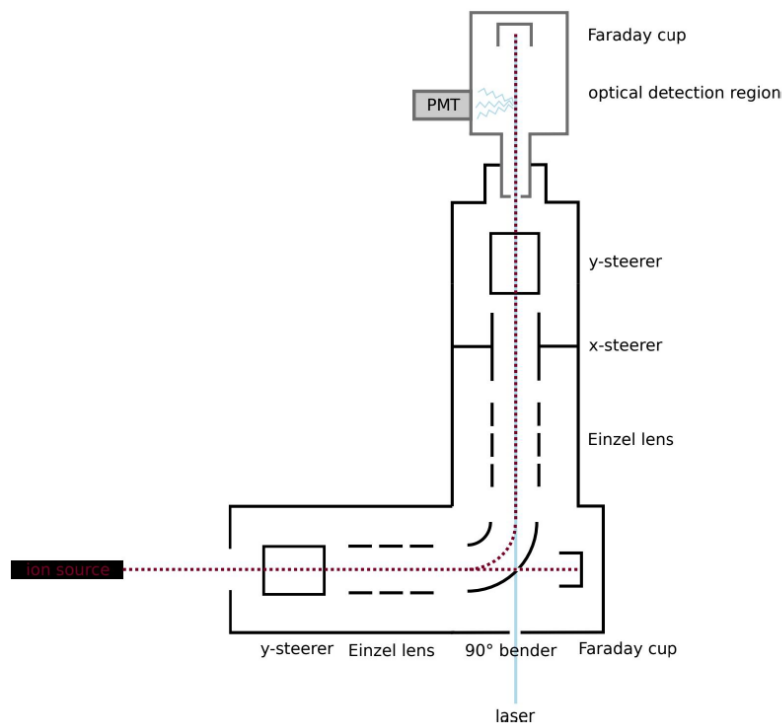


Abbildung 5: Ein schematischer Aufbau der Ionenstrahl-optik. Markiert sind sämtliche verbauten Ablenker und Einzellinsen, sowie der 90°-Ablenker und die beiden Faraday-Becher. Anders als in dieser Darstellung wird der Laser jedoch im Experiment antikollinear eingestrahlt.

2.3 Lasersystem

Zur Erzeugung des Laserstrahls wird im Rahmen dieses Versuchs ein Diodenlaser verwendet. Die Laserfrequenz wird mit Hilfe eines Interferometers gemessen. Dieses gibt außerdem ein Spannungssignal proportional zur Differenz zwischen eingestelltem Sollwert und gemessener Frequenz aus. Dieses Signal wird in den Controller des Diodenlasers eingespeist, der mit einem PID-Controller über ein Piezo-Element an einem der Resonatorspiegel die Laserfrequenz stabilisiert.

Der Laserstrahl kann durch zwei Fenster der Vakuumkammer und eine Loch im 90°-Ablenker durch den Aufbau gefädelt werden. Anders als in Abb. 5 wird im Versuch der Strahl hingegen antikollinear eingestrahlt, nicht kollinear.

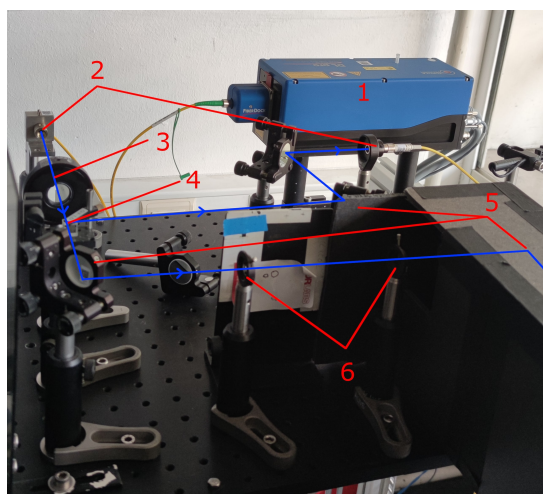


Abbildung 6: Aufbau des Lasersystems: 1: Diodenlaser, 2: Faserkoppler (Auskopplung aus Diodenlaser (l), Einkopplung in Richtung Wavemeter (r)), 3: $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte, 4: Strahlteiler, 5: Spiegel, 6: Blenden.

2.4 Optischer Nachweis

In der optischen Nachweisregion, siehe Abb. 7, befinden sich zwei Parabolspiegel (3 und 4), wovon einer das Fluoreszenzlicht in den verwendeten PMT (2) fokussiert. Ein Arduino Mikrocontrollerboard (Abb. 3 (13)) zählt die detektierten Photonen. Gleichzeitig kann der Arduino und der damit verbundene Digital-zu-Analog-Konverter genutzt werden, um eine Spannung von -10 V bis 10 V zu erzeugen. Mit dem Spannungsverstärker (Abb. 3 (14)) erfolgt eine Spannungsverstärkung um den Faktor 50,5, sodass Spannungen von -505 V bis 505 V entstehen. Diese wird an die optische Nachweisregion angelegt, um den Ionenstrahl nachzubeschleunigen. Somit lässt sich die Geschwindigkeit des Ionenstrahls durch Dopplertuning durchstimmen, um Resonanzfrequenzen zu bestimmen. Die gesamte Beschleunigungsspannung in der Nachweisregion ist damit gegeben durch. Damit wird außerdem dafür gesorgt, dass der Ionenstrahl erst in der optischen Nachweisregion mit dem Laserstrahl interagiert. Die gesamte Beschleunigungsspannung in der Nachweisregion ist damit gegeben durch

$$U_{\text{Gesamt}} = U_{\text{Quelle}} - 50,5 U_{\text{Scan}}. \quad (22)$$

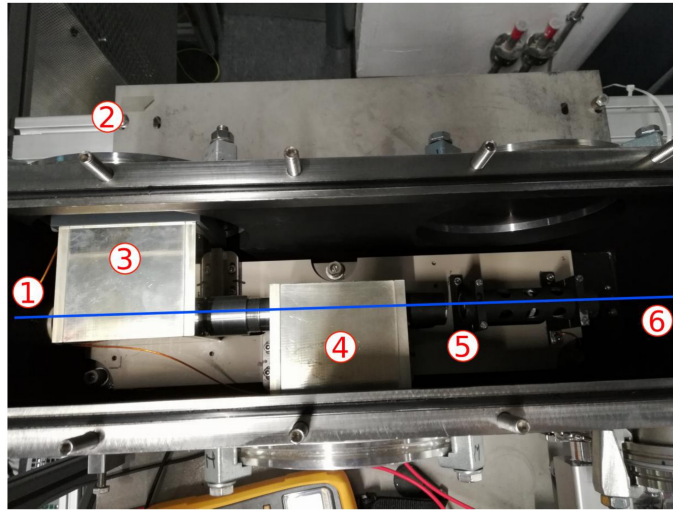


Abbildung 7: Die optische Nachweisregion aufgeschraubt.

1. Eingangsöffnung
2. Sichtfenster (während des Versuchs abzudecken)
3. Parabolspiegel
4. Parabolspiegel für PMT
5. 6 mm Blende
6. ausfahrbarer Faraday-Becher

2.5 Quellenmaterial - Barium

In diesem Versuch wird Barium verwendet. Barium ist mit der Ordnungszahl $Z = 56$ ein Erdalkalimetall und eignet sich so mit einer niedrigen Ionisationsenergie für die verwendete Quelle. Es existieren sechs stabile Isotope mit ^{132}Ba und $^{134-138}\text{Ba}$ und ein langlebiges Isotop ^{130}Ba das auch natürlich vorkommt, siehe Tab. 1. ^{138}Ba ist das häufigste Isotop mit einer relativen Häufigkeit von 72%. Der für die Spektroskopie verwendete Übergang ist die D2 Linie ($6s^2S_{1/2} \rightarrow 6p^2P_{3/2}$) des $^{138}\text{Ba}^+$ Ions mit einer Wellenlänge im Vakuum von 455.530 98(2) nm [8].

Tabelle 1: Die Relativen Häufigkeiten und Atommassen der Isotope von Barium [9].

Isotop	Masse (amu)	Relative Häufigkeit	Spin
^{130}Ba	129.906282	0.11 %	0
^{132}Ba	131.905042	0.10 %	0
^{134}Ba	133.904486	2.42 %	0
^{135}Ba	134.905665	6.59 %	3/2
^{136}Ba	135.904553	7.85 %	0
^{137}Ba	136.905812	11.23 %	3/2
^{138}Ba	137.905232	71.10 %	0

3 Versuchsdurchführung

1. Überprüfen Sie zunächst die Laserleistung mit Hilfe eines Powermeters. Halten sie dabei den Messkopf möglichst direkt vor den Auskoppler, um den Einfluss des Tageslichts zu vermindern. Achten Sie darauf, dass der richtige Wellenlängen- und Leistungsbereich ausgewählt ist.
2. Nutzen Sie nun die entsprechenden Spiegel, um den Laserstrahl durch die Strahllinie zu fädeln. Die vorpositionierten Blenden helfen Ihnen dabei. Öffnen sie das Datenaufnahmeprogramm und notieren Sie sich die Untergrundzählrate ohne Laserlicht. Nun können Sie die Leistung am Ausgang der Strahllinie optimieren. Anschließend sollten Sie noch auf die Untergrundzählrate optimieren. Nehmen Sie dann einen Scan des Laseruntergrundes auf.
3. Überprüfen Sie, dass die Wasserkühlung und die beiden Vakuumpumpen eingeschaltet sind. Überprüfen Sie den Druck mit dem Druckmessgerät.
4. Schließen Sie das Picoamperemeter für die Messung in Geradeausrichtung an. Nach Rücksprache mit Ihrem Betreuer legen Sie eine Beschleunigungsspannung an. Anschließend können Sie dann anfangen die Quelle hochzuheizen. Notieren Sie sich die Heizspannung und den Heizstrom. Beobachten Sie den gemessenen Strom am Picoamperemeter.
5. Starten sie das Programm SIMION und Laden Sie die Workbench Barium.job. Unter dem Reiter PAs können Sie mit der Funktion „Fast Adjust Voltages...“ unterschiedliche Spannungen an die einzelnen Bauteile anlegen. Versuchen Sie optimale Einstellungen für die Beschleunigungsspannung zu finden, bei der Sie die Messungen durchführen wollen.
6. Optimieren Sie den Ionenstrom in Geradeausrichtung mit Hilfe des vorderen y -Ablenkers und der vordereren Einzellinse. Notieren Sie sich den gemessenen Strom.
7. Fädeln Sie nun den Ionenstrahl durch den optischen Nachweis. Hierzu müssen Sie das Picoamperemeter am hinteren Faraday-Becher anschließen und diesen auf die Strahlachse fahren. Die simulierten Einstellungen für die Ablenkleche helfen Ihnen ein Signal zu finden, das Sie anschließend mit den ionenoptischen Elementen optimieren können.
8. Nehmen Sie ein erstes Spektrum über einen geeigneten Spannungsbereich auf. Optimieren Sie anschließend die Scanparameter, um möglichst effizient alle Isotope messen zu können.
9. Nehmen Sie mindestens ein Spektrum mit optimiertem Scanbereich auf, mit dem Sie die Aufgaben zur Auswertung durchführen können.

4 Aufgaben zur Vorbereitung

1. Suchen Sie sich eine Beschleunigungsspannung zwischen 3 und 6 kV aus und berechnen Sie die Laserfrequenz, die in antiko-linearer Geometrie zur resonanten Anregung von $^{138}\text{Ba}^+$ nötig ist.
2. Simulieren Sie die Resonanz von $^{138}\text{Ba}^+$ sowie das erwartete Hyperfeinstrukturspektrum von $^{135}\text{Ba}^+$ oder $^{137}\text{Ba}^+$ als Funktion der vom Digital-zu-Analog-Konverter ausgegebenen Spannung. *Hinweis:* In [10] finden Sie alle benötigten Literaturwerte.
3. Seien Sie im Experiment in der Lage, einen geeigneten Scanbereich zum Finden der natürlich vorkommenden Isotope zu wählen.

5 Aufgaben zur Auswertung

1. Identifizieren Sie die Peaks in den aufgenommenen Spektren.
2. Fitten Sie eine geeignete Funktion an die Spektren an und bestimmen Sie die Hyperfeinstrukturparameter sowie die theoretische Position des nicht aufgespaltenen Feinstruktur-niveaus. Als Anhaltspunkt können Sie die HFS-Parameter aus [10] als Startwerte verwenden.
Hinweis: Suchen Sie sich ein Linienprofil aus, das einen einzelnen Peak gut beschreibt, und fitten Sie dann eine Linearkombination dieses Linienprofils mit unterschiedlichen Positionen an Ihr Spektrum an. Die Positionen der Profile können auch Funktionen sein, die jeweils von der Isotopieverschiebung und Masse sowie von den Hyperfeinstrukturparametern eines Isotops abhängen.
3. Bestimmen Sie die Isotopieverschiebungen relativ zu $^{138}\text{Ba}^+$.
4. Erstellen Sie einen King-Plot aus den Isotopieverschiebungen und den Differenzen mittlerer quadratischer Ladungsradien, die aus Elektronenstreuexperimenten und Spektroskopie an myonischen Atomen berechnet werden können, siehe Tab. 2.

Tabelle 2: Differenzen mittlerer quadratischer Ladungsradien relativ zu ^{138}Ba berechnet aus den Daten in [11].

Isotop	^{134}Ba	^{135}Ba	^{136}Ba	^{137}Ba
$\delta\langle r^2 \rangle^{A-138} \text{ (fm}^2\text{)}$	-0.0936(38)	-0.1072(38)	-0.0604(38)	-0.0635(38)

5. *Bonus:* Bestimmen Sie (verbesserte) Differenzen mittlerer quadratischer Ladungsradien aus Ihrem King-Plot.

Literatur

- [1] K König u. a. „A new Collinear Apparatus for Laser Spectroscopy and Applied Science (COALA)“. In: *Review of Scientific Instruments* 91.8 (2020), S. 081301. DOI: [10.1063/5.0010903](https://doi.org/10.1063/5.0010903).
- [2] Klaus Blaum, Jens Dilling und Wilfried Nörtershäuser. „Precision atomic physics techniques for nuclear physics with radioactive beams“. In: *Physica Scripta* 2013.T152 (2013), S. 014017. DOI: [10.1088/0031-8949/2013/T152/014017](https://doi.org/10.1088/0031-8949/2013/T152/014017).
- [3] Wolfgang Demtröder. „Laserspektroskopie in Molekularstrahlen“. In: *Laserspektroskopie 2*. Springer, 2013, S. 141–174.
- [4] Prof. Dr. Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie 1*. Sechste, aktualisierte Auflage. Kapitel 2 und 3. Springer, 2011. DOI: [10.1007/978-3-642-21306-9](https://doi.org/10.1007/978-3-642-21306-9).
- [5] A. Krieger. „Laser systems for collinear spectroscopy and the charge radius of ^{12}Be “. Ph.D. thesis. Mainz U., 2012. URL: <https://cds.cern.ch/record/1980947> (besucht am 01. 03. 2022).
- [6] Marek Pfützner und Christoph Scheidenberger. *The Euroschool on Exotic Beams, Vol. IV*. Springer Berlin Heidelberg, 2014. DOI: [10.1007/978-3-642-45141-6](https://doi.org/10.1007/978-3-642-45141-6).
- [7] W. H. King. „Isotope Shifts in Atomic Spectra“. In: Boston, MA: Springer US, 1984. Kap. Isotope Shifts in X-Ray Spectra, S. 55–61. DOI: [10.1007/978-1-4899-1786-7_5](https://doi.org/10.1007/978-1-4899-1786-7_5).
- [8] National Institute of Standards and Technology. *Basic Atomic Spectroscopic Data*. URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/Tables/bariumtable4.htm> (besucht am 25. 05. 2021).
- [9] National Institute of Standards und Technology. *Basic Atomic Spectroscopic Data*. URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/Tables/bariumtable1.htm> (besucht am 25. 05. 2021).
- [10] K. Wendt u. a. „Relativistic J-dependence of the isotope shift in the 6s-6p doublet of Ba II“. In: *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei* 318.2 (Juni 1984), S. 125–129. ISSN: 0939-7922. DOI: [10.1007/BF01413460](https://doi.org/10.1007/BF01413460).
- [11] G. Fricke und K. Heilig. *Nuclear Charge Radii · 56-Ba Barium: Datasheet from Landolt-Börnstein - Group I Elementary Particles, Nuclei and Atoms · Volume 20: “Nuclear Charge Radii” in SpringerMaterials*. Hrsg. von H. Schopper. Copyright 2004 Springer-Verlag Berlin Heidelberg. DOI: [10.1007/10856314_58](https://doi.org/10.1007/10856314_58).