

Laserspektroskopie an hochgeladenen Bismutationen zum Test der Quantenelektrodynamik

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
„Doctor rerum naturalium“ (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena



seit 1558

von Johannes Ullmann, M. Eng.

geboren am 04.10.1985 **in** Jena

Gutachter

1. Prof. Dr. rer. nat. habil. Thomas Stöhlker,
Helmholtz-Insitut Jena, Friedrich-Schiller-Universität Jena
2. Prof. Dr. rer. nat. Stefan Schippers,
I. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen
3. Apl. Prof. Dr. rer. nat. Andreas Wolf,
Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg

Tag der Disputation: 05.07.2017

Für Theodor Emil

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Betrachtungen	7
2.1. Hyperfeinstruktur	7
2.1.1. Ursache der Hyperfeinstruktur	7
2.1.2. Magnetisches Moment des Kerns	10
2.1.3. Korrekturen	13
2.2. Test der Quantenelektrodynamik	17
2.2.1. Vakuumpolarisation und Selbstenergie	17
2.2.2. Spezifische Differenz	18
3. Experimenteller Aufbau	21
3.1. Präparation hochgeladener Ionenstrahlen	21
3.2. Laserspektroskopie am Speicherring ESR	24
3.3. Elektronenkühlung	25
3.3.1. Funktion des Elektronenkühlers	25
3.3.2. Aufbau des Elektronenkühlers	26
3.3.3. Messung der Elektronen-Beschleunigungsspannung	28
3.4. Bunching	29
3.5. Lasersystem	30
3.6. Wellenlängenmessung	33
3.7. Detektoren	34
3.7.1. Detektionssystem für Bi^{82+}	34
3.7.2. Detektionssystem für Bi^{80+}	36
3.8. Datenaufnahme	39
4. Hochspannungsmessung	43
4.1. Motivation für Spannungsmessung am Speicherring	43
4.2. Möglichkeiten der Hochspannungsmessung am ESR	46

4.3.	Verwendete Spannungsteiler	47
4.3.1.	PTB HVDC2.1	48
4.3.2.	Spellmann HVD400	48
4.3.3.	PTB T300, MT300	48
4.3.4.	JRL HVA-100	49
4.3.5.	Spannungsteiler Ohm-Labs HVS-250	49
4.4.	Spezifizierung und Verbesserung des HVS-250	50
4.4.1.	Spezifizierung an der PTB	50
4.4.2.	Kommissionierung des HVS-250	53
4.4.3.	Spezifikation des Setzwertes des Netzgerätes	56
5.	Analyse der Resonanzdaten	59
5.1.	Erzeugung der Spektren im Laborsystem aus den Rohdaten	59
5.2.	Anpassung der Gaußfunktion an die Resonanzkurve	62
6.	Diskussion systematischer Einflüsse	69
6.1.	Einflüsse auf die Laborwellenlänge	69
6.1.1.	Wellenlängenmessung	69
6.1.2.	Asymmetrie der Laserlinie	73
6.2.	Einflüsse auf die Ionengeschwindigkeit	74
6.2.1.	Bunching	74
6.2.2.	Beschleunigungsspannung am Elektronenkühler	77
6.2.3.	Raumladung	78
6.2.4.	Ionenstrom	80
6.2.5.	Winkelabweichung zwischen Ionen- und Laserstrahl	81
6.2.6.	Kontaktpotentiale	83
6.3.	Zusammenfassung der Systematiken	84
7.	Diskussion der Ergebnisse	89
7.1.	Ergebnisse der Ruhewellenlängen	89
7.2.	Ergebnis der spezifischen Differenz	91
8.	Zusammenfassung und Ausblick	95
Anhang		115
A.	Datenaufnahme	115
B.	Verlaufsgraph der analysierten Resonanzen	119

1. Einleitung

Bei der Entwicklung der Theorie der Quantenelektrodynamik (QED) in der Mitte des letzten Jahrhunderts stellte sich heraus, dass die Vorstellung eines im Vakuum isolierten Elektrons nicht haltbar ist. Ein solches Elektron ist beständig den Fluktuationen des Vakuums ausgesetzt, in dem Nullpunktsfluktuationen des elektromagnetischen Feldes existieren und ein ständiges Werden und Vergehen von Teilchen-Antiteilchenpaaren vor sich geht. So können Elektronen spontan ein virtuelles Photon emittieren und nach kurzer Zeit wieder absorbieren (Selbstenergie). Um die Energieerhaltung zu wahren, kann dieser Prozess nur innerhalb einer kurzen Zeitspanne ablaufen, die durch die Heisenberg'sche Unschärferelation $\Delta t \leq \hbar/\Delta E$ begrenzt ist. Weiterhin werden in der Umgebung des Elektrons Elektron-Positron-Paare erzeugt und vernichtet, mit denen das Elektron über ein Photon wechselwirkt (Vakuumpolarisation). Mit Hilfe dieser Theorie konnte erstmals die Aufhebung der Entartung der Zustände $^2S_{1/2}$ und $^2P_{1/2}$ (Lamb-Verschiebung) in Wasserstoff [6] und das anomale magnetische Moment des Elektrons ($g \neq 2$) [7] erklärt werden.

Anhand des mit einer extremen relativen Genauigkeit von 10^{-13} gemessenen gyromagnetischen Verhältnisses (g -Faktor) des freien Elektrons konnten die präzisesten Tests dieser Theorie durchgeführt werden [8], weshalb die QED als die am genauesten getestete Theorie der Physik gilt. Berechnungen der QED-Wechselwirkungen eines freien Teilchens werden durch einen störungstheoretischen Ansatz mit der Feinstrukturkonstanten α als Kopplungskonstante durchgeführt.

An einen Atomkern mit der Ladung Z gebundene Elektronen wechselwirken zusätzlich mit dessen Coulombfeld, wobei $Z\alpha$ als Wechselwirkungskonstante auftritt. Deshalb muss eine Entwicklung nach dem Parameter $Z\alpha$ erfolgen, der die Stärke der Bindung des Elektrons im Feld des Kerns repräsentiert. In wasserstoffähnlichen Ionen wurden bei Tests dieser BS-QED (*bound-state* QED) am g -Faktor des an einen Siliziumkern gebundenen Elektrons relative Genauigkeiten von 10^{-10} erreicht [9].

Abseits dieser Tests weisen Experimente mit Myonen Abweichungen von den QED-basierten Vorhersagen auf. So unterscheidet sich der g -Faktor des freien Myons um

1. Einleitung

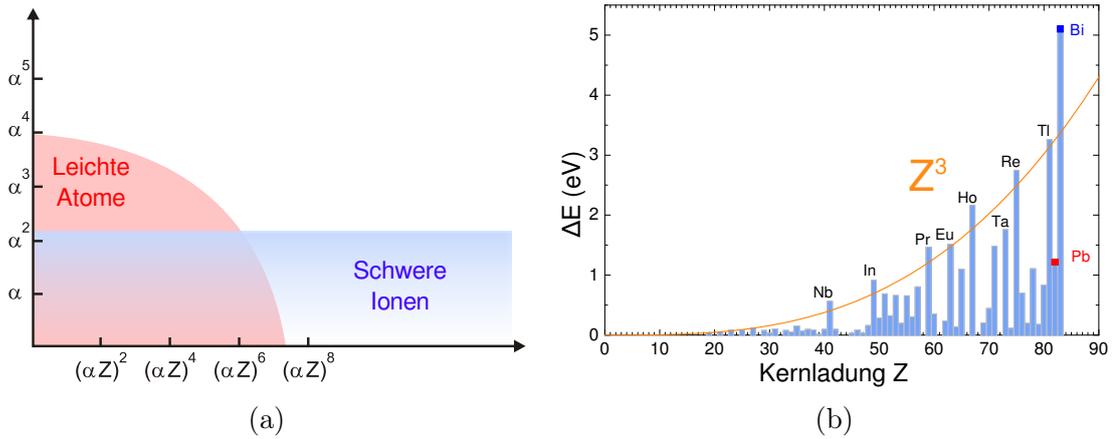


Abbildung 1.1.: (a) Illustration der Reichweite von QED-Tests in leichten und schweren Systemen. In letzteren müssen wegen $Z\alpha \approx 1$ alle Ordnungen berücksichtigt werden. (b) Aufspaltung der Hyperfeinniveaus im $1s$ -Grundzustand wasserstoffähnlicher Ionen als Funktion der Kernladungszahl. Im Mittel ergibt sich eine Z^3 -Abhängigkeit.

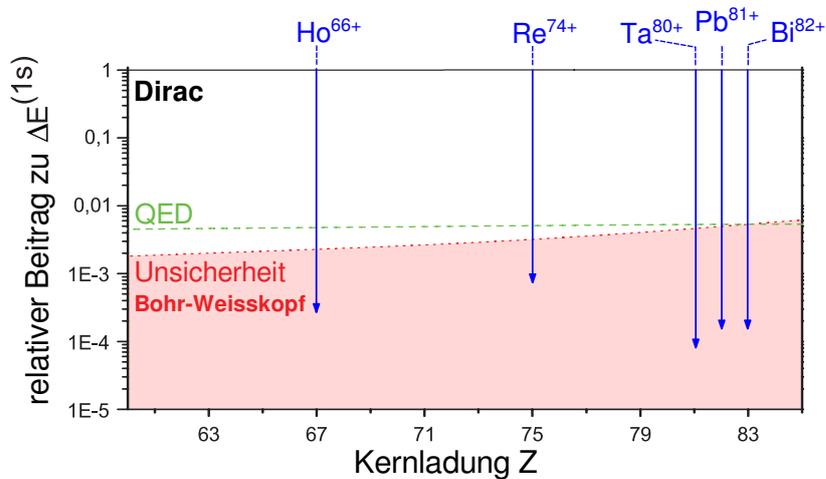


Abbildung 1.2.: Beiträge zur Hyperfeinstrukturaufspaltung in wasserstoffähnlichen Systemen $\Delta E(1s)$. „Dirac“ beinhaltet hier die Korrektur für die Ladungsverteilung. Senkrechte Pfeile zeigen die experimentell erreichten Genauigkeiten [1–5]. Durch die große, theoretische Unsicherheit der Magnetisierungsverteilung (BW-Effekt) ist kein QED-Test möglich.

das 3,5-fache der Unsicherheit ($3,5\sigma$) von der theoretischen Vorhersage [10]. Der Radius des Protons, wie er aus der Spektroskopie an myonischen Wasserstoff extrahiert wird, weicht um 7σ ab von den anderen Bestimmungen dieser Größe mittels elastischer Elektronenstreuung oder der Spektroskopie an gewöhnlichem Wasserstoff [11]. Ähnliches zeigte sich jüngst bei der Bestimmung des Ladungsradius des Deuterons, bei der die Abweichung $7,5\sigma$ beträgt [12].

Ein Bereich, in dem präzise QED-Tests noch ausstehen, sind hochgeladene, schwere Ionen. In diesen Systemen mit hoher Kernladungszahl Z existieren Tests und entsprechende Berechnungen gegenwärtig nur mit Genauigkeiten, die im Prozentbereich liegen. So konnte eine röntgenspektroskopische Messung der Lamb-Verschiebung in wasserstoffähnlichem U^{91+} einen QED-Test mit 2% Genauigkeit [13] erreichen. Eine ähnliche Messung an lithiumähnlichem U^{89+} testete QED-Korrekturen erster Ordnung in α mit 0,2% und solche zweiter Ordnung (α^2) mit 6% Genauigkeit [5]. Solche Experimente sind dennoch von Nutzen, da in Atomen mit hoher Kernladungszahl der perturbative Ansatz nicht mehr gerechtfertigt ist ($Z\alpha \approx 0,6$). In diesem Fall ist es notwendig, bei der Wechselwirkung des Elektrons mit dem Kern alle Ordnungen in $Z\alpha$ zu berücksichtigen, während die Elektron-Vakuum-Wechselwirkung nach wie vor nur in den niedrigsten Ordnungen in α berücksichtigt wird. Dies ist in Abb. 1.1(a) veranschaulicht. Mit diesem Ansatz lassen sich die QED-Effekte auch in schweren Kernen berechnen [14]. Dort sind die Elektronen starken elektrischen und magnetischen Feldern ausgesetzt. So liegt beispielsweise das mittlere elektrische Feld, das das Elektron in wasserstoffähnlichem Uran erfährt, in der Größenordnung von $\langle E \rangle = 10^{16}$ V/cm und ist damit millionenfach stärker als im Wasserstoffatom. Durch Experimente an den schweren Ionen kann man die sehr anspruchsvollen theoretischen Berechnungen überprüfen und feststellen, ob unter diesen extremen Bedingungen Effekte auftreten, die von der QED noch nicht berücksichtigt werden. Während bei oben genannten Röntgenübergängen in Uran insbesondere die elektrischen Felder im Vordergrund stehen, erlaubt die Messung der Hyperfeinstruktur (HFS) des wasserstoffähnlichen Bismuts eine Überprüfung der Wechselwirkung des Elektrons mit dem magnetischen Feld des Kerns. Aufgrund des großen magnetischen Moments des Bismutkerns existieren in dessen naher Umgebung Magnetfelder, die an der Kernoberfläche bis zu 10^{10} T betragen. Das mittlere Feld, das ein $1s$ -Elektron erfährt, liegt bei etwa 20 000 T und ist tausendfach stärker als die Felder der stärksten verfügbaren, supraleitenden Magnete und damit eines der stärksten Magnetfelder, die im Labor zur Verfügung stehen. Das Elektron im Grundzustand des wasserstoffähnlichen Bismuts stellt daher eine ideale

1. Einleitung

Möglichkeit dar, die QED in starken Magnetfeldern zu testen. Durch die Wechselwirkung des Kernmagnetfelds mit dem magnetischen Moment des gebundenen Elektrons wird das Energieniveau des $1s$ -Elektrons in zwei Energieniveaus aufgespalten. Zwischen diesen Niveaus der Hyperfeinstruktur (HFS) finden magnetische Dipolübergänge statt. Die Aufspaltung steigt nahezu proportional zu Z^3 , wie in Abb. 1.1(b) dargestellt. Die großen Fluktuationen um den mittleren Trend sind durch die individuellen magnetischen Momente der Kerne gegeben, die nicht mit Z skalieren. In schweren Ionen ist die Aufspaltung so groß, dass die Übergangsenergie im optischen Bereich liegt. Damit wird Laserspektroskopie an diesen Systemen möglich. Darüber hinaus sinkt die Lebensdauer des angeregten Zustands mit Z^{-9} von 10,9 Ma in Wasserstoff auf $397 \mu\text{s}$ in $^{209}\text{Bi}^{82+}$.

Tests der BS-QED durch Messung der HFS in schweren Ionen sind rar, obwohl einige Experimente mit hinreichender Genauigkeit schon seit den 1990er Jahren durchgeführt wurden [1–5]. Durch die endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines s -Elektrons innerhalb des Kernvolumens tragen Effekte der Kernstruktur einen großen Teil zur Hyperfeinwechselwirkung bei. Besonders die Magnetisierungsverteilung im Kern (Bohr-Weisskopf-Effekt) ist stark abhängig vom verwendeten Kernmodell und verursacht eine große Unsicherheit. In Abb. 1.2 sind die QED-Beiträge (grüne Linie) und die Unsicherheit des Bohr-Weisskopf-Effektes als Funktion der Kernladung Z dargestellt. Mit steigender Kernladungszahl übersteigt diese Unsicherheit die QED-Beiträge, sodass die experimentell ermittelten Werte der HFS, deren Genauigkeit in der Abbildung durch die Länge der Pfeile dargestellt ist, trotz ausreichender Messgenauigkeit nicht für einen QED-Test genutzt werden können.

Als Lösung für dieses Problem wurde von V. Shabaev [15] die Bildung einer spezifischen Differenz

$$\Delta'E = \Delta E^{(2s)} - \xi \Delta E^{(1s)} \quad (1.1)$$

aus den HFS-Aufspaltungen der s -Elektronen im lithiumähnlichen $\Delta E^{(2s)}$ und wasserstoffähnlichen Ladungszustand $\Delta E^{(1s)}$ des selben Isotops vorgeschlagen. Durch geschickte Wahl des Faktors ξ kürzen sich in dieser Differenz die Beiträge der Kernstruktur nahezu vollständig heraus. Die erstmalige experimentelle Bestimmung der spezifischen Differenz eines schweren Ions gelang am Experimentierspeicherring des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung im Jahr 2011 durch laserspektroskopische Messung der HFS-Aufspaltungsenergien in $^{209}\text{Bi}^{82+,80+}$ [16, 17]. Ein QED-Test war jedoch aufgrund unvorhergesehener systematischer Unsicherheiten nicht möglich. Die Ermittlung der Beschleunigungsspannung der Elektronen im Elektronenkühler

Tabelle 1.1.: Übersicht über Wellenlängen und Lebensdauern der verwendeten Ionen.

	$^{209}\text{Bi}^{82+}$	$^{209}\text{Bi}^{80+}$
Wellenlänge im Ruhesystem λ_0	243,87(4) nm [1]	1554,66(43) nm [16]
Lebensdauer des oberen Zustands τ	397,5(15) μs [18]	82,852(4) ms [16]

stellte aufgrund unzureichender Kalibration die dominante Unsicherheit dar [16, 17]. In dieser Arbeit wird das nachfolgende Experiment vorgestellt, bei dem die Messung der HFS in $^{209}\text{Bi}^{82+,80+}$ durch Laserspektroskopie wiederholt wurde. Besonderes Augenmerk wurde dabei auf eine möglichst genaue Messung der Hochspannung am Elektronenkühler gelegt. Die Etablierung einer *in situ*-Hochspannungsmessung am Elektronenkühler war ein weiteres Ziel dieser Arbeit, auf die in Kapitel 4 eingegangen wird.

Zunächst wird auf die theoretischen Grundlagen der HFS und ihre Berechnung in schweren Ionen eingegangen. Anschließend wird der experimentelle Aufbau vorgestellt. Ein bedeutender Teil nimmt die Verbesserung der Hochspannungsmessung am Elektronenkühler ein. Danach werden die Methoden zur Analyse der Spektroskopiedaten vorgestellt und anschließend systematische Einflüsse betrachtet. Schließlich werden die Ergebnisse der ermittelten Übergangsenergien, sowie der daraus abgeleiteten spezifischen Differenz diskutiert und ein Ausblick gegeben.

2. Theoretische Betrachtungen

Im diesem Kapitel wird auf die Hyperfeinstruktur und die Theorie zu ihrer Berechnung in schweren Ionen eingegangen, sowie ein Test der Effekte der Quantenelektrodynamik vorgestellt.

2.1. Hyperfeinstruktur

2.1.1. Ursache der Hyperfeinstruktur

Die näherungsweise Beschreibung des Wasserstoffspektrums mit der Schrödingergleichung für das Elektron im Potential des Protons ist ein oft verwendetes Beispiel für die Anwendung der Quantenmechanik. Die Feinstruktur des Spektrums, hervorgerufen durch die Kopplung des Elektronenspins an das Bahndrehmoment und relativistische Effekte werden von dieser Theorie zunächst nicht berücksichtigt. Relativistische Korrekturen können jedoch mittels Störungstheorie und einer Taylorentwicklung der relativistischen

Energie-Impuls-Relation berücksichtigt werden und führen zu einer Absenkung der Energieniveaus [19, S. 171]. Auch der Spin der Elektronen konnte heuristisch in Form der Pauli-Gleichung eingeführt werden [20]. Eine vollständig relativistische Theorie des Wasserstoffatoms wurde von Dirac entwickelt [21] und beinhaltet den Elektronenspin, sowie die Einführung von Antiteilchen. Die Energieniveaus in Wasserstoff ergeben sich ausgehend von den Energien im Bohr'schen Atommodell E_n zu

$$E_{n,j} = E_n \left[1 + \frac{Z^2 \alpha^2}{n} \left(\frac{1}{j + 1/2} - \frac{3}{4n} \right) \right] \quad (2.1)$$

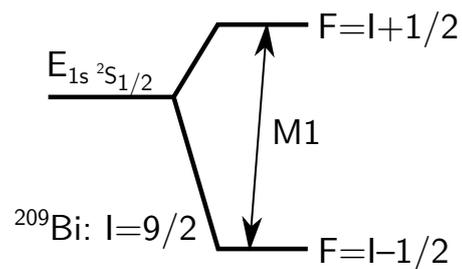


Abbildung 2.1.: Energieschema der Hyperfeinstrukturaufspaltung im Grundzustand wasserstoffähnlicher Systeme.

2. Theoretische Betrachtungen

mit dem Gesamtdrehimpuls $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$, der Feinstrukturkonstanten $\alpha = \frac{e^2}{2c\epsilon_0 h}$ und der Kernladung Z [19]. Während alle Energieniveaus des Wasserstoffs für die gleiche Hauptquantenzahl n sowohl im Bohr'schen Atommodell, als auch in der Schrödinger-Gleichung entartet sind, wird diese Entartung bei Dirac aufgehoben. Stattdessen tritt nun eine neue Entartung bei gleichem n, j auf.

In Atomen mit Kernspin wird diese Entartung durch die Hyperfeinwechselwirkung aufgehoben. Hierbei tritt das magnetische Moment des Kerns mit dem durch die Elektronenhülle erzeugten Magnetfeld in Wechselwirkung. Ausgehend von den Feinstrukturturniveaus in Gleichung (2.1), die sich aus dem Hamiltonoperator H_{FS} ergeben, wird die Wechselwirkung der beiden Dipolmomente als Störung $H = H_{\text{FS}} + H_{\text{HFS}}$ behandelt, welche eine Verschiebung der Energieniveaus um ΔE bewirkt [22]. Dabei wird die Wechselwirkung des Kernmoments mit dem Magnetfeld, welches durch die Bahnbewegung der Elektronen entsteht und die des Kernmoments mit dem magnetischen Moment des Elektrons getrennt betrachtet. Da in dieser Arbeit nur Elektronen in s -Zuständen ohne Bahndrehimpuls relevant sind, beschränkt sich die folgende Betrachtung auf den letztgenannten Anteil der Wechselwirkung. Auch höhere magnetische Multipolordnungen werden auf Grund ihres sehr kleinen Beitrags vernachlässigt [23]. Für den Hamiltonoperator der Hyperfeinwechselwirkung, die eine Energieverschiebung der Hyperfeinniveaus bezüglich des Feinstrukturturniveaus (Gleichung (2.1)) verursacht, ergibt sich

$$H_{\text{HFS}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\boldsymbol{\mu}_I \boldsymbol{\mu}_e \nabla^2 \left(\frac{1}{r} \right) - (\boldsymbol{\mu}_I \cdot \nabla)(\boldsymbol{\mu}_e \cdot \nabla) \frac{1}{r} \right] \quad (2.2)$$

mit der magnetischen Feldkonstanten μ_0 und den magnetischen Momenten des Elektrons $\boldsymbol{\mu}_e$ und des Kerns $\boldsymbol{\mu}_I$ [22]. Der erste Summand in der eckigen Klammer beschreibt die Fermi-Kontaktwechselwirkung am Ort des hier punktförmig angenommenen Kerns und verschwindet wegen $\nabla^2 \left(\frac{1}{r} \right) = 4\pi\delta(\mathbf{r})$ für $r \neq 0$ [22, S. 237]. Die Wechselwirkung zweier Dipole mit Abstand r im zweiten Summand nimmt hingegen aufgrund der sphärischen Symmetrie für Elektronen in s -Zuständen ($l = 0$) bis auf einen Vorfaktor die Gestalt des ersten Summanden an. So ergibt sich

$$H_{\text{HFS}} = -\frac{2\mu_0}{3} \boldsymbol{\mu}_I \boldsymbol{\mu}_e \delta(\mathbf{r}). \quad (2.3)$$

Die magnetischen Momente von Kern und Elektron werden über ihre jeweiligen g -

Faktoren und das Bohr'sche, bzw. Kernmagneton (μ_B, μ_N) gemäß

$$\boldsymbol{\mu}_I = \frac{g_I \mu_N}{\hbar} \mathbf{I} \quad (2.4)$$

$$\boldsymbol{\mu}_e = \frac{g_e \mu_B}{\hbar} \mathbf{S} \quad (2.5)$$

mit ihren Spins in Beziehung gesetzt. Eingesetzt in Gleichung (2.2) ergibt sich

$$\Delta E = C \cdot \langle \delta(\mathbf{r}) \mathbf{S} \cdot \mathbf{I} \rangle \quad (2.6)$$

mit den zusammengefassten Konstanten

$$C = \frac{\mu_0}{2\pi\hbar^2} g_I \mu_B \mu_N \frac{8\pi}{3}. \quad (2.7)$$

Die Spins \mathbf{S} und \mathbf{I} koppeln zu einem Gesamtspin $\mathbf{F} = \mathbf{S} + \mathbf{I}$ wodurch sich nach dem Kosinussatz

$$\mathbf{S} \cdot \mathbf{I} = \frac{1}{2} (\mathbf{F}^2 - \mathbf{I}^2 - \mathbf{S}^2) = \frac{1}{2} [F(F+1) - I(I+1) - S(S+1)] \quad (2.8)$$

ergibt [23]. Im Wasserstoffatom wird $\langle \delta(\mathbf{r}) \rangle$ durch die radiale Wellenfunktion $\psi(0)$ des s -Elektrons am Kernort ($r = 0$) ausgedrückt, wobei

$$\langle \delta(r) \rangle = \int |\psi(r)|^2 \delta(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = |\psi(0)|^2 = \frac{Z^3}{\pi a_B^3 n^3} \quad (2.9)$$

mit dem Bohr'schen Radius a_B [22]. Für die Verschiebung eines Wasserstoff-Hyperfeinstrukturturniveaus ergibt sich somit

$$\Delta E = \frac{C}{2} [F(F+1) - I(I+1) - S(S+1)] \frac{Z^3}{\pi a_B^3 n^3}. \quad (2.10)$$

Die spektroskopisch messbare Aufspaltungsenergie zwischen zwei benachbarten Niveaus ergibt sich aus der Differenz der Energien aus Gleichung (2.10), die sich im s -Zustand nur durch die Ausrichtung des Elektronenspins und damit in der Quantenzahl F auswirkt

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{HFS}} &= \langle \psi | \Delta E | \psi \rangle_{F=I+\frac{1}{2}} - \langle \psi | \Delta E | \psi \rangle_{F=I-\frac{1}{2}} \\ &= \frac{C}{2} [2I+1] \frac{Z^3}{\pi a_B^3 n^3}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

2. Theoretische Betrachtungen

In der Literatur wird dieser Ausdruck meist in atomaren Einheiten ausgedrückt, mit $m_e = e = \hbar = 1$. Die Aufspaltungsenergie im $1s$ -Zustand wasserstoffähnlicher Ionen ergibt dann

$$\Delta E_{\text{HFS}}^{(1s)} = \frac{4}{3} \alpha (Z\alpha)^3 \frac{\mu_I}{\mu_N} \frac{m_e}{m_p} \frac{2I+1}{2} m_e c^2 A^{(1s)} \quad (2.12)$$

mit der Feinstrukturkonstanten α , Kernladung Z , Kernmagneton μ_N , Masse des Protons m_p und Kernspin I [24]. Die Lösung in einem lithiumähnlichen System für das Valenzelektron im $^2S_{1/2}$ -Zustand ergibt

$$\Delta E_{\text{HFS}}^{(2s)} = \frac{1}{6} \alpha (Z\alpha)^3 \frac{\mu_I}{\mu_N} \frac{m_e}{m_p} \frac{2I+1}{2} m_e c^2 A^{(2s)}. \quad (2.13)$$

Vor allem in atomaren Systemen mit hoher Kernladungszahl Z treten aufgrund der hohen elektromagnetischen Felder des Kerns verstärkt relativistische Effekte auf, die bei der Betrachtung der elektronischen Struktur berücksichtigt werden müssen. Die hier eingeführten Faktoren $A^{(1s)}$ und $A^{(2s)}$ tragen den relativistischen Effekten zwischen Kern und Elektron Rechnung, die für wasserstoffähnliche Systeme durch den Faktor

$$A_{(1s)} = \frac{1}{\kappa(2\kappa - 1)}, \quad (2.14)$$

und in lithiumähnlichen Systemen durch

$$A^{(2s)} = \frac{2 \left[2(1 + \kappa) + \sqrt{2(1 + \kappa)} \right]}{(1 + \kappa)^2 \kappa (4\kappa^2 - 1)} \quad (2.15)$$

mit $\kappa = \sqrt{1 - (Z\alpha)^2}$ ausgedrückt werden. Während der Korrekturfaktor in Wasserstoff mit $A^{(1s)} = 1,00008$ vernachlässigbar klein ist, hat er in ^{209}Bi einen Wert von $A^{(1s)} = 2,125$ [25].

2.1.2. Magnetisches Moment des Kerns

Das magnetische Kernmoment μ_I geht in die Gleichungen (2.12) und (2.13) linear ein und hat damit einen großen Einfluss auf die Energiedifferenz. Während das magnetische Moment des Protons sehr genau bekannt ist (Genauigkeit von 10^{-9}) [26], ist dies für schwere Systeme wie z. B. Bismut nicht der Fall. Das magnetische Moment des ^{209}Bi -Kerns wurde mit Hilfe der kernmagnetische Resonanzspektroskopie (NMR) in einer wässrigen, bzw. D_2O -Lösung des Bismutnitrats $\text{Bi}(\text{NO}_3)_3$ bestimmt [27, 28]. Die Lösung wird in ein starkes Magnetfeld B eingebracht und ein hoch-

Tabelle 2.1.: Korrekturen und Werte des magnetischen Kernmoments in ^{209}Bi .

Author	$(1 - \sigma_{\text{dia}})^{-1}$	σ_{chem}	$\mu(^{209}\text{Bi}) [\mu_N]$
Proctor & Yu ¹ [27]			4,0400(7) ³
Ting & Williams ¹ [28]	1,0104		4,0810(4)
Flynn ¹ [31]			4,0391(2) ³
Raghavan ² [32]	1,0177		4,1106(2)
Baştuğ et al. ² [33]	1,01757(6)		4,1103(5)
Gustavsson & Mårtensson-Pendrill ³ [30]		0,000(1)	4,110(4)
¹ NMR-Experiment			
² experimentelle Werte mit aktualisierter Korrektur σ_{dia}			
³ unkorrigiert μ' (siehe Gleichung (2.16))			
⁴ Abschätzung von σ_{chem}			

frequentes elektromagnetisches Feld eingestrahlt. Stimmt dessen Frequenz ν_{Probe} mit der Larmorfrequenz $\nu_{\text{Larmor}} = g \frac{q}{2m\pi} \cdot B$ des Atomkerns mit Landéfaktor g und der Masse m überein, kommt es zu einem periodischen Energieübertrag zwischen dem Atomkern und dem elektromagnetischen Feld, der von empfindlichen Empfängerspulen registriert wird. Durch den Vergleich mit Resonanzfrequenzen ν_{Referenz} von Kernen, deren magnetisches Moment bekannt ist, etwa Protonen oder Deuteronen, kann aus dem Verhältnis der Resonanzfrequenzen das magnetische Moment des unbekanntes Stoffs ermittelt werden [29], sodass keine genaue Kenntnis der Magnetfeldstärke B nötig ist. Nach [30] gilt für das gemessene magnetische Moment

$$\mu'_{\text{Probe}} = \mu_{\text{Proton}} \frac{\nu_{\text{Probe}}}{\nu_{\text{Referenz}}} \frac{\nu_{\text{Referenz}}}{\nu_{\text{Proton}}} \frac{I_{\text{Referenz}}}{I_{\text{Proton}}}. \quad (2.16)$$

Allerdings sind bei diesen Messungen weitere Einflüsse zu berücksichtigen, die sich im Frequenzverhältnis niederschlagen. Das gemessene magnetische Moment μ'_{Probe} muss um die diamagnetische Abschirmung σ_{dia} und die chemische Verschiebung σ_{chem} gemäß

$$\mu_{\text{Probe}} = \mu'_{\text{Probe}} / [1 - (\sigma_{\text{dia}} + \sigma_{\text{chem}})] \quad (2.17)$$

korrigiert werden, die im folgenden getrennt betrachtet werden:

a) Diamagnetische Abschirmung

Das externe Magnetfeld wird am Ort des Atomkerns von der Elektronenhülle abgeschirmt, welche ein entgegengesetztes Magnetfeld erzeugt. Die diamagnetische Abschirmung kann nicht gemessen werden, da das von den Elektronen erzeugte Feld

2. Theoretische Betrachtungen

proportional zu dem äußeren Feld ist [24, S. 172]. Berechnungen der Abschirmung müssen die elektronische Struktur des Atoms berücksichtigen und lassen sich nur mit numerischen Verfahren realisieren. Diese Berechnungen der Korrektur konnten bei der Messung des Kernmoments in den 1950er Jahren mangels leistungsfähiger Computer nur eingeschränkt durchgeführt werden. In den folgenden Jahrzehnten wurden die Korrekturen neu berechnet [32]. Die Korrektur in ^{209}Bi wurde zuletzt 1996 mit relativistischen Modellen reevaluiert [33] und ergibt eine Korrektur von $\sigma_{\text{dia}} = 0,01729(60)$.

b) Chemische Verschiebung

Neben dem Magnetfeld der eigenen Elektronen wirkt am Kernort auch das Magnetfeld molekular gebundener Atome. Während dies bei dünnen atomaren Gasen vernachlässigbar ist, tritt durch die Bindung des Atoms in einem Molekül oder Komplex eine Verschiebung der Resonanzfrequenz auf, die durch eine weitere Korrektur σ_{chem} berücksichtigt werden muss. Als Ursache für die chemische Verschiebung wird in [30] ein durch die Valenzelektronen erzeugter Paramagnetismus in Molekülen mit elektronischen Anregungszuständen nahe des Grundzustands angesehen. Die Korrektur σ_{chem} hängt stark von der chemischen Umgebung und der Konzentration der Probe im Lösungsmittel ab. In den Publikationen zur NMR-Messung des magnetischen Kernmoments in ^{209}Bi [27, 28] sind solche experimentelle Details jedoch nicht beschrieben. Auf dieser Grundlage wurde deshalb eine Verschiebung σ_{chem} abgeschätzt, die in der Größenordnung 10^{-3} liegt [30].

Während die chemische Verschiebung durch Messung an einem Atomstrahl (Atomic Beam Magnetic Resonance, ABMR) vermieden werden kann, ist die diamagnetische Abschirmung nur durch eine Messung des Kernmoments an einem hochgeladenen Ion, idealerweise an einem nackten Kern ohne Elektronenhülle, zu vermeiden. Schwere, hochgeladene Ionen können zwar an der GSI erzeugt werden, jedoch befindet sich die Ionenfalle des ARTEMIS-Experiments an der HITRAP-Anlage, mit der eine Messung an wasserstoffähnlichem Bismut möglich ist, zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch im Aufbau.

Die Werte des magnetischen Kernmoments in ^{209}Bi und der Korrekturen sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Die Ergebnisse der NMR-Messungen [27, 28, 31] wurden in den vergangenen Jahrzehnten durch verbesserte Berechnungen der Korrekturen mehrmals neu evaluiert [32, 33]. Die konservative Abschätzung der chemischen Verschiebung durch Gustavsson & Mårtensson-Pendrill [30] vergrößert die Unsicherheit des magnetischen Moments um eine Größenordnung. Für die theoretischen Vorhersagen der

Tabelle 2.2.: Korrekturen ε des Bohr-Weisskopf-Effektes für verschiedene Modelle des ^{209}Bi -Kerns (entnommen aus [34]).

Elizarov et al. [35]	0,0123(15)
Shabaev et al. [36]	0,0127
Labzowsky et al. [37]	0,0131
Tomaselli et al. [38]	0,0210
Sen'kov and Dmitriev [39]	0,0095(+7, -38)

Aufspaltungsenergien der Hyperfeinstrukturen wurde jedoch stets der Wert mit der kleinsten Unsicherheit von Raghavan [32] verwendet.

2.1.3. Korrekturen

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde das magnetische Moment des Kerns als Punktdipol behandelt. Aufgrund der endlichen Ausdehnung des Kerns und der Verteilung des magnetischen Moments im Kerninneren ist diese Annahme jedoch gerade bei schweren Kernen nicht mehr gerechtfertigt. Genau genommen muss der Ausdruck $\boldsymbol{\mu}_I \boldsymbol{\mu}_e \langle \delta(\mathbf{r}) \rangle$ für einen punktförmigen Kern in Gleichung (2.3) durch ein Integral über die tatsächliche Verteilung der magnetischen Momente und Ladungen im Kernvolumen V und den Erwartungswert von

$$\int_V \boldsymbol{\mu}_I(\mathbf{r}) \cdot \boldsymbol{\mu}_e(\mathbf{r}) d^3r \quad (2.18)$$

ersetzt werden. Das Integral hängt von der Verteilung der Nukleonen im Kern ab und ist aufgrund mangelnder Kenntnis der Kernstruktur derzeit theoretisch nicht in ausreichender Genauigkeit zugänglich. Ausgehend von Gleichung (2.12) werden die Kernvolumeneffekte durch Korrekturen berücksichtigt. Es ergibt sich die korrigierte Energiedifferenz

$$\Delta E_{\text{HFS,korr}} = \Delta E_{\text{HFS}} [(1 - \varepsilon)(1 - \delta)] \quad (2.19)$$

mit Korrekturen für die nukleare Magnetisierungs- (ε) und Ladungsverteilung (δ).

Magnetisierungsverteilung des Kerns

Die Hyperfeinaufspaltung wird von der Kernstruktur vornehmlich durch das magnetische Kernmoment μ_I (siehe Abschnitt 2.1.2) beeinflusst und die Tatsache, dass man einen ausgedehnten Atomkern nicht mehr als punktförmigen magnetischen Dipol an-

2. Theoretische Betrachtungen

nehmen kann. Die durch ε korrigierte Verteilung der Kernmagnetisierung ist abhängig vom Kernmodell und wurde erstmals von Bohr und Weisskopf berücksichtigt [40]. Eine vollständige Beschreibung des Bohr-Weisskopf-(BW-)Effekts müsste die Wechselwirkung des Elektrons mit den Spins und Momenten aller Nukleonen beinhalten. Die Anordnung der Nukleonen im Kern ist jedoch nicht bekannt, sodass auf vereinfachende Modelle zurückgegriffen werden muss.

Das ursprünglich von Bohr und Weisskopf vorgeschlagene Modell geht von einem räumlich verteilten („verschmierten“) magnetischen Dipolmoment aus. Häufig verwendete, einfache Kernmodelle reichen von einer homogenen, kugelförmigen Verteilung bis zu einer Magnetisierung, die nur auf der Oberfläche lokalisiert ist [41]. Ähnliche Resultate ergab eine als sphärisch Fermi-verteilte Magnetisierung, mit einer Ausdehnung gleich der Ladungsverteilung [42].

Nach dem Schalenmodell der Kernphysik sind im doppelt magischen ^{208}Pb -Kern alle Neutronen- und Protonenschalen vollständig besetzt und durch die gerade Protonen- und Neutronenzahl treten weder Kernspin noch ein magnetisches Kernmoment auf. Der benachbarte Kern ^{209}Bi kann demnach als ^{208}Pb -Kern mit einem ungepaarten Proton betrachtet werden. In diesem Ein-Teilchen-Modell erzeugt nur das einzelne Proton den Spin und das magnetische Moment des Kerns. Deshalb gehen in die Berechnung nur die Wellenfunktionen dieses ungepaarten Protons und des Elektrons ein. Die Wellenfunktion des Protons wurde mit Hilfe der Schrödingergleichung in einem Woods-Saxon-Potential berechnet und die des Elektrons wird für ein Kernpotential in Form einer homogen geladenen Kugel [43]. Ähnliche Ergebnisse ergaben sich, wenn das Proton als relativistisches Teilchen im Feld des Restkerns behandelt wurde [37].

Neben den Modellen bei denen ein Elektron im Potential des Kerns betrachtet wird (Ein-Teilchen-Modell) wurden Vielteilchenberechnungen durchgeführt, die auch die Wechselwirkungen des ungepaarten Protons mit dem restlichen Kern beinhalten und dadurch zu einer Polarisierung des doppelt magischen ^{208}Pb -Kernrumpfes führen. Hier geht man von einem Ein-Teilchen-Modell aus, das mit den Effekten des Vielteilchenmodells korrigiert wird. In dem Modell der dynamischen Korrelation von Tomaselli [38] werden die Wahrscheinlichkeiten für Anregungsprozesse einzelner Nukleonen aus den vollbesetzten, niedrigen Protonen- und Neutronenschalen durch das Valenzproton berechnet. Ein weiterführender Vielteilchenansatz wurde von Sen'kov verfolgt [39], wobei die Nukleonen als lokal begrenztes Fermigas betrachtet werden, in dem durch Anregung Teilchen-Loch-Paare entstehen, die ebenfalls zum magnetischen Moment beitragen.

Die Ergebnisse dieser Modelle sind in Tabelle 2.2 aufgelistet und weichen um etwa 60 % ihres Wertes [24] voneinander ab, wodurch sich eine entsprechend große Streuung der theoretischen Vorhersagen für die Hyperfeinstrukturaufspaltung in wasserstoffähnlichem Bismut ergibt. Daraus resultiert eine große theoretische Unsicherheit, wie sie in Abb. 1.2 dargestellt ist.

Ladungsverteilung des Kerns

Die räumliche Verteilung der Ladung im Kern verändert die Wellenfunktion des Elektrons ψ in Gleichung (2.10) und wurde erstmals von Rosenthal und Breit bei der Untersuchung der Isotopieverschiebung von Hyperfeinstrukturspektren berechnet [44]. Zur Evaluation des Effekts wird meist analog zur Magnetisierungsverteilung im vorangegangenen Abschnitt die Differenz zum Wert der punktförmigen Ladung als Korrekturfaktor $(1 - \delta)$ verwendet [24]. Die Berechnung der Ladungsverteilung wurde für mehrere Kernmodelle durchgeführt: eine homogen geladene Kugel ($\delta = 0,110$) [45], eine 2-Parameter-Fermi-Verteilung ($\delta = 0,1111$) [43] oder eine Fourier-Bessel-Verteilung [46]. Die Unterschiede der Korrektur sind dabei marginal und tragen nicht wesentlich zur theoretischen Unsicherheit der Hyperfeinstrukturaufspaltung bei.

weitere Kerneffekte

Neben den Einflüssen der Kernladung und dessen Magnetisierungsverteilung können noch weitere Kerneffekte auftreten. Durch den Rückstoß, den der Kern durch das Elektron erfährt, findet ein Impulsübertrag statt, der eine Verschiebung der Energieniveaus des Elektrons zur Folge hat. Durch den enormen Unterschied in der Masse eines schweren Kerns gegenüber der Elektronenmasse ist dieser Effekt in Bismut klein [47] und wird als theoretische Unsicherheit betrachtet [48].

Durch das Feld des Elektrons ist außerdem eine Polarisation des Kerns möglich, die durch virtuelle Anregungen der Nukleonen verursacht wird. Nach [49] spielt diese Korrektur vor allem im lithiumähnlichen Ladungszustand eine Rolle und geht wie der Rückstoß als Unsicherheit in die theoretischen Berechnungen ein [48].

2. Theoretische Betrachtungen

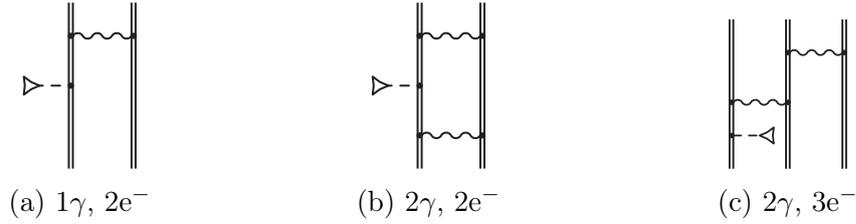


Abbildung 2.2.: Beispiele für Effekte der interelektronischen Wechselwirkung (a) erster Ordnung (B/Z) und (b),(c) zweiter Ordnung (C/Z^2) (entnommen aus [50]). Die Zeitachse verläuft hier vertikal und eine Raumachse horizontal, Photonen sind durch gewellte Linien und an den Kern gebundenen Elektronen durch durchgezogene Doppellinien dargestellt. Die Hyperfeinwechselwirkung des Elektrons mit dem Kernmagnetfeld wird durch eine in einem Dreieck endende, gestrichelte Linie symbolisiert.

Interelektronische Wechselwirkung

In lithiumähnlichen Ionen muss Gleichung (2.19) um die Wechselwirkungen der Elektronen untereinander erweitert werden

$$\Delta E_{\text{HFS,korr}} = \Delta E_{\text{HFS}} \left((1 - \delta)(1 - \varepsilon) + \frac{B(\alpha Z)}{Z} + \frac{C(\alpha Z)}{Z^2} + \frac{D(\alpha Z)}{Z^3} \right). \quad (2.20)$$

Die mit B , C und D bezeichneten Terme treten in lithiumähnlichen Systemen durch die sogenannte interelektronische Wechselwirkung auf, der Elektron-Elektron-Wechselwirkung in Mehrelektronensystemen. Diese werden in einer Reihenentwicklung mit dem Störungsparameter $1/Z$ berücksichtigt. Anschaulich wird diese Reihenentwicklung in Form von Feynmandiagrammen gedeutet, wie sie in Abb. 2.2 zu sehen sind. In diesen Diagrammen verläuft die Zeitachse vertikal und eine Raumachse horizontal, gewellte Linien stellen Photonen dar und durchgezogene Doppellinien die an den Kern gebundenen Elektronen. Die in einem Dreieck endende, gestrichelte Linie symbolisiert die Hyperfeinwechselwirkung des Elektrons mit dem Kernmagnetfeld. Neben den dargestellten Diagrammen werden für die Berechnung der Korrekturen alle Permutationen der zeitlichen Abfolge der Wechselwirkungen berechnet. Der Term B/Z beschreibt den Austausch eines einzelnen Photons zwischen beiden Elektronen (Abb. 2.2(a)), während mit C/Z^2 den Austausch zweier Photonen zwischen zwei (Abb. 2.2(b)) oder drei Elektronen (Abb. 2.2(c)) berücksichtigt wird. In D/Z^3 sind die Beiträge mit drei oder mehr Photonen zusammenfasst. Die Beiträge dieser und höherer Ordnungen werden lediglich abgeschätzt und als Unsicherheit angegeben [50]. Die Werte der einzelnen

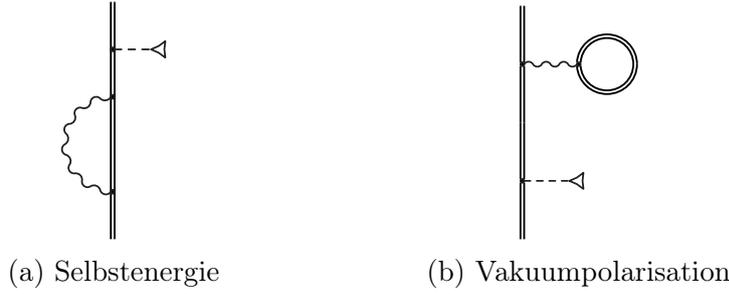


Abbildung 2.3.: Beispiele für ein-Photon QED-Effekte (a) Selbstenergie und (b) Vakuumpolarisation [51].

Beiträge sind in Tabelle 2.3 aufgeführt.

2.2. Test der Quantenelektrodynamik

2.2.1. Vakuumpolarisation und Selbstenergie

Um die Effekte der Quantenelektrodynamik (QED) in der Berechnung der Aufspaltungsenergie der Hyperfeinniveaus zu berücksichtigen, wird Gleichung (2.19) um

$$\Delta E_{\text{HFS,korr}} = \Delta E_{\text{HFS}} \left((1 - \delta)(1 - \varepsilon) + \frac{B(\alpha Z)}{Z} + \frac{C(\alpha Z)}{Z^2} + \frac{D(\alpha Z)}{Z^3} + x_{\text{rad}} \right) \quad (2.21)$$

erweitert. Der Beitrag der QED zur Hyperfeinstrukturaufspaltung in wasserstoffähnlichen Systemen wird mit $x_{\text{rad}} = x_{1e^-} = x_{\text{VP}} + x_{\text{SE}}$ bezeichnet und beinhaltet die Beiträge von Vakuumpolarisation (VP) und Selbstenergie (SE). Feynman-Diagramme (siehe Abschnitt 2.1.3) dieser Wechselwirkungen sind in Abb. 2.3 dargestellt. Der Kreis in Abb. 2.3(b) stellt ein virtuelles Elektron-Positron-Paar im Feld des Atomkerns dar. Abb. 2.3 stellt QED-Beiträge mit einer einzigen auftretenden Wechselwirkung dar (*one-loop QED*). Für genauere Berechnungen muss der Einfluss zweier auftretender virtueller Photonen berücksichtigt werden (*two-loop QED*), die als Selbstenergieschleife auftreten oder mit einem Elektron-Positron-Paar ausgetauscht werden.

In einem lithiumähnlichen System wird die Wechselwirkung des Valenzelektrons auf dem 2s-Energieniveau teilweise von den Elektronen im 1s-Niveau abgeschirmt. Daher müssen neben den Ein-Elektron-Effekten auch die Beiträge dieser Schirmung berücksichtigt werden. In Abb. 2.4 sind Feynmandiagramme der abgeschirmten QED-Effekte (*screened QED*) dargestellt. Das Photon, welches von beiden dargestellten Ionen ausgetauscht wird, verändert hier den Beitrag der Selbstenergie-Schleife, bzw.

2. Theoretische Betrachtungen

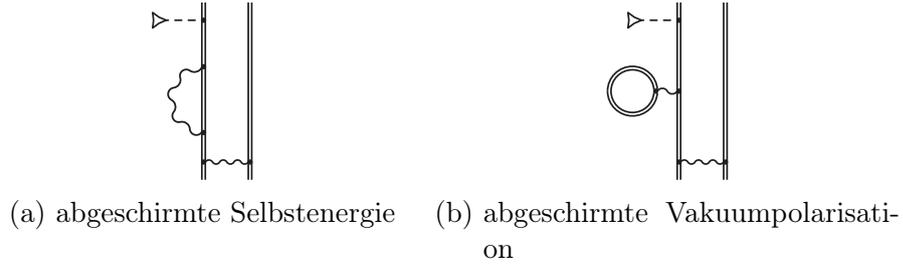


Abbildung 2.4.: Beispiele für abgeschirmte (*screened*-)QED Effekte [52, 53].

der Wechselwirkung mit dem virtuellen Elektron-Positron-Paar. In Gleichung (2.19) für ein lithiumähnliches System müssen die *screened* QED-Effekte zu dem Beitrag der Eielektron-Wechselwirkungen x_{1e^-} (siehe Abb. 2.3) hinzugerechnet werden

$$x_{\text{rad}} = x_{1e^-} + x_{\text{Scr.QED}} = x_{1e^-} + x_{\text{Scr.VP}} + x_{\text{Scr.SE}}. \quad (2.22)$$

Der Gesamtbeitrag der *screened* QED-Effekte $x_{\text{Scr.QED}}$ setzt sich aus den Ergebnissen aller Kombinationen der Wechselwirkungen in Abb. 2.4 zusammen. Zwischen den gebundenen Elektronen wird ein Photon ausgetauscht, wodurch die QED-Effekte beeinflusst werden. Neben den Diagrammen mit einem virtuellen Photon wurden für die *screened*-QED-Beiträge der Selbstenergie [53] und Vakuumpolarisation [54] auch Diagramme berechnet, bei denen zwei virtuelle Photonen auftreten, aus deren Kombinationen sich insgesamt 30 individuelle Diagramme ergeben.

2.2.2. Spezifische Differenz

Ein präziser Test der QED-Effekte wird in einem einfachen atomaren System, wie einem wasserstoffähnlichem Ion durch große Unsicherheiten in den Beiträgen der Kernstruktur verhindert, wie in Abb. 1.2 gezeigt. Mit der spezifischen Differenz $\Delta'E$ wurde ein Weg gefunden, bei dem sich die Beiträge der Kernstruktur in Gleichung (2.19) weitestgehend eliminieren lassen. Die Energien der Hyperfeinstrukturen in wasserstoff- ($\Delta E^{(1s)}$) und lithiumähnlichem Bismut ($\Delta E^{(2s)}$) werden bei der Bildung von

$$\Delta'E = \Delta E^{(2s)} - \xi \Delta E^{(1s)} \quad (2.23)$$

voneinander abgezogen, wobei ξ so gewählt ist, dass die Unsicherheit durch die Kerneffekte minimiert wird. Dies ist möglich, da das Verhältnis der BW-Effekte in beiden Ladungszuständen im Wesentlichen mit der Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elek-

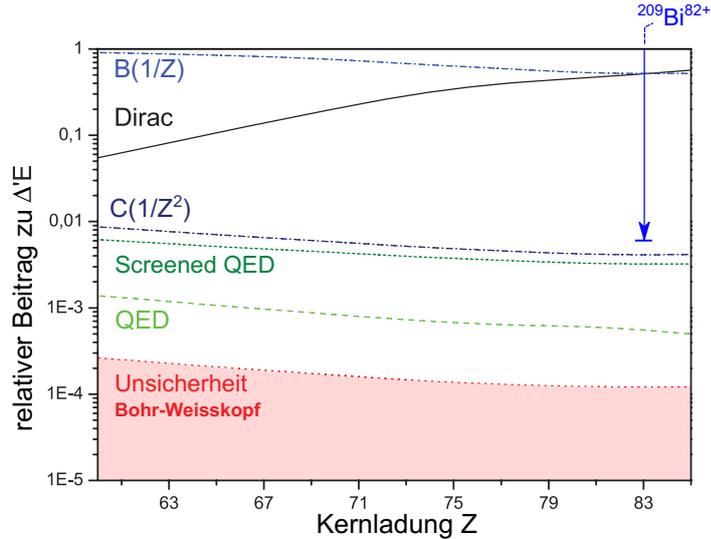


Abbildung 2.5.: Beiträge zur spezifischen Differenz $\Delta'E$ (Gleichung (2.23)). Die Unsicherheit des Bohr-Weisskopf-Effektes ist signifikant geringer als die QED-Beiträge. Durch eine zu große systematische Unsicherheit des vorherigen Experiments (blauer Pfeil, [16]) war bisher kein QED-Test möglich

Tabelle 2.3.: Berechnete Beiträge zur Spezifischen Differenz $\Delta'E$. Alle Werte sind in meV angegeben [50, 55]. Die erste Unsicherheit der spezifischen Differenz betrifft die Beiträge im oberen Teil der Tabelle, die zweite fasst die verbliebenen Unsicherheiten der Kernstruktureffekte zusammen.

Beiträge zu $\Delta'E$:	
Dirac (Gleichungen (2.12) und (2.13))	-31,809
Interelektronische Wechselwirkung $1/Z$	-29,995
Interelektronische Wechselwirkung $1/Z^2$	0,258
Interelektronische Wechselwirkung $1/Z^3$	-0,003(3)
Ein-Elektron QED (x_{1e^-})	0,036
screened QED ($x_{scr.QED}$)	0,193(2)
verbleibende Unsicherheiten der Kernstruktureffekte:	
Bohr-Weisskopf (ε)	0,003
Magnetisches Kernmoment (μ_I)	0,003
Kernpolarisation	0,002
$\Delta'E$	-61,320(4)(5)
$\Delta'E_{\text{exp}}$	-61,37(35)(08) [16]

2. Theoretische Betrachtungen

tronen im Kerninneren skaliert und weitgehend unabhängig von der Kernstruktur ist [15]. Der Faktor ξ wird aus den Verhältnissen der BW-Beiträge $\varepsilon^{(2s)}$ und $\varepsilon^{(1s)}$ und der Aufspaltungsenergien (Gleichung (2.20) exklusive des Terms $(1-\varepsilon)$) gebildet. Es beinhaltet das Verhältnis ξ_{Int} des BW-Beitrags der interelektronischen Wechselwirkung zu dem des $2s$ -Elektrons

$$\xi = \frac{\varepsilon^{(2s)}}{\varepsilon^{(1s)}} \frac{\Delta E_{\text{HFS}}^{(2s)} + \xi_{\text{Int}}}{\Delta E_{\text{HFS}}^{(1s)}}, \text{ mit} \quad \xi_{\text{Int}} = \frac{\varepsilon^{(\text{Int})}}{\varepsilon^{(2s)}} \Delta E_{\text{Int}}. \quad (2.24)$$

Diese Verhältnisse sind laut [15] sehr genau berechenbar.

Die Abb. 2.5 zeigt die Beiträge zu $\Delta'E$ in Abhängigkeit von der Kernladungszahl analog zu Abb. 1.2. Neben den zusätzlichen Beiträgen für den lithiumähnlichen Ladungszustand wird hier vor allem deutlich, dass die Unsicherheit des Bohr-Weisskopf-Effektes um etwa eine Größenordnung gegenüber den QED-Effekten vermindert ist. Durch die Differenzbildung werden die QED-Effekte jedoch ebenfalls teilweise eliminiert, sodass die Anforderungen an die Genauigkeit der experimentell ermittelten Werte damit steigen.

In Tabelle 2.3 sind die Beiträge der erwähnten Effekte zur spezifischen Differenz in ^{209}Bi zusammengefasst, die von den unkorrigierten Dirac-Gleichungen und der interelektronischen Wechselwirkung in erster Ordnung dominiert wird. Die verbleibenden Unsicherheiten der eliminierten Kernstruktureffekte im unteren Teil der Tabelle entsprechen in Summe etwa den kombinierten Unsicherheiten im oberen Teil [55]. Der experimentell ermittelte Wert für die Spezifische Differenz [16, 17] ist zwar mit der theoretischen Vorhersage verträglich, jedoch lässt die große systematische Unsicherheit von 0,35 meV keinen Test der QED zu. Dies wird auch durch den Pfeil in Abb. 2.5 verdeutlicht.

3. Experimenteller Aufbau

Im folgenden wird der Aufbau des Laserspektroskopie-Experiments LIBELLE¹ vorgestellt, wie es vom 28.03. bis 02.04.2014 am Speicherring ESR durchgeführt wurde.

3.1. Präparation hochgeladener Ionenstrahlen

Die Erzeugung hoch geladener, schwerer Bismutionen erfolgt am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt (siehe Abb. 3.1) in einem mehrstufigen Prozess. Die Ionen entstehen in einer Penning-Ionenquelle durch Elektronenstöße, werden mit einer Hochspannung von bis zu 135 kV beschleunigt und die Bi^{4+} -Ionen in einem magnetischen Dipolfeld massensepariert. Hochfrequente, elektrische Felder im nachfolgenden universellen Linearbeschleuniger UNILAC beschleunigen die Ionen auf etwa 20 % der Lichtgeschwindigkeit. Mit Hilfe von Stripperfolien werden Bi^{66+} -Ionen erzeugt, bevor der Ionenstrahl im Schwerionensynchrotron SIS-18 auf die Energie von ca. 400 MeV/u, einer Geschwindigkeit von etwa 70 % der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt wird. Eine weitere Stripperfolie in der Strahltransportstrecke vom SIS-18 zum Experimentierspeicherring ESR dient zur Erzeugung des gewünschten Ladungszustands. Die optimale Ausbeute an wasserstoffähnlichen Bismutionen wird durch Verwendung einer Kupferfolie mit einer Flächenbelegung von 20 mg/cm² erzielt, während für die Erzeugung des lithiumähnlichen Ladungszustands eine Folie aus Kohlenstoff mit 29 mg/cm² verwendet wird. Der Ionenstrahl wird anschließend in den ESR injiziert.

In Abb. 3.2 ist der Speicherring schematisch dargestellt. Sechs Dipolmagnete lenken den Ionenstrahl um je 60° ab, wodurch ein geschlossener Orbit entsteht. Quadrupolmagnete in Dubletts und Tripletts kompensieren die Aufweitung des Strahls, die unvermeidlich ist aufgrund der Raumladung des Strahls und der endlichen Emitanz, dem Produkt von Strahldurchmesser und -divergenz. Abweichungen von der Sollbahn führen zu Betatronoszillationen um den idealen Orbit [57]. Die Amplitude

¹Lithium-like Bismuth Experiment using Laser Light at the ESR

3. Experimenteller Aufbau

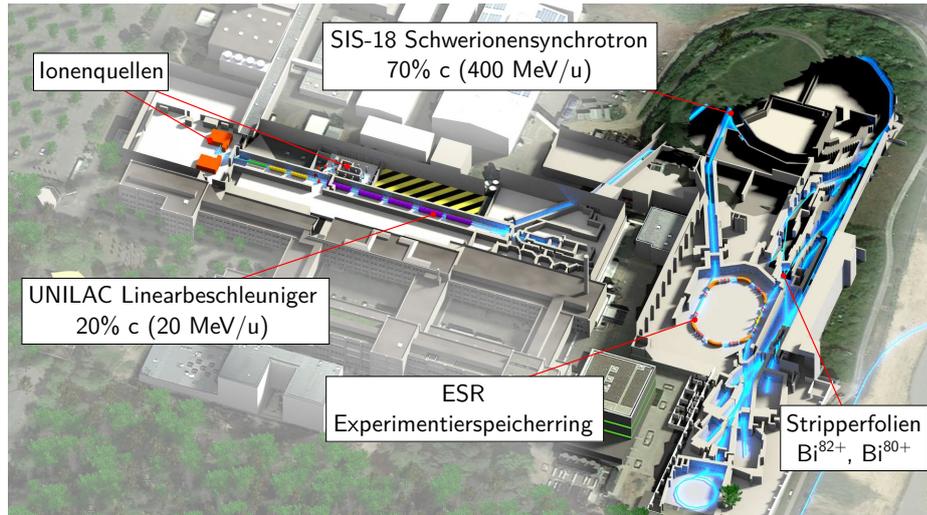


Abbildung 3.1.: Die Beschleunigeranlage des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung [56]. Niedrig geladene Ionen werden in Ionenquellen erzeugt und durch den universellen Linearbeschleuniger UNILAC und den Schwerionensynchrotron SIS-18 auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt. Mit Stripperfolien werden hohe Ladungszustände bis zu U^{92+} erzeugt und im Experimentierspeicherring ESR gespeichert.

dieser Schwingungen hängt von der Geometrie der Magnetfelder im Ring und von der Emittanz des Ionenstrahls ab. Da bei der Laserspektroskopie sowohl die Geschwindigkeit der Ionen, als auch der Winkel zwischen Ionen- und Laserstrahl relevant sind (siehe Abschnitt 3.2), sollte die Geschwindigkeitsverteilung und die Amplitude der Betatronoszillationen für eine genaue Messung möglichst klein sein. Da nach dem Theorem von Liouville die Emittanz eines Ionenstrahls durch die Ionenoptik nicht beeinflusst werden kann, sind entsprechende Kühltechniken nötig. Üblicherweise werden am ESR das stochastisches Kühlen [58] und Elektronenkühlen [59] eingesetzt. Während die Temperatur, bzw. Impulsverteilung $\Delta p/p$ der Ionen mit stochastischer Kühlung schnell auf etwa $\Delta p/p = 10^{-3}$ verringert werden kann, erreicht das Elektronenkühlen noch geringere Impulsverteilungen von $\Delta p/p = 10^{-6}$. Eine weitere Reduktion der Impulsverteilung wird durch Wechselwirkung mit Photonen beim Laserkühlen [60] erreicht, diese Technik unterliegt an Speicherringen jedoch Beschränkungen² und kann in diesem Experiment nicht eingesetzt werden. In Abschnitt 3.3 wird die hier angewendete Elektronenkühlung beschrieben.

²Ein schneller optischer Übergang im zu kühlenden Ion ist nötig, alternativ kann sympathetisches Kühlen über eine zweite Ionensorte eingesetzt werden. Diese Technik befindet sich derzeit im Entwicklungsstadium.

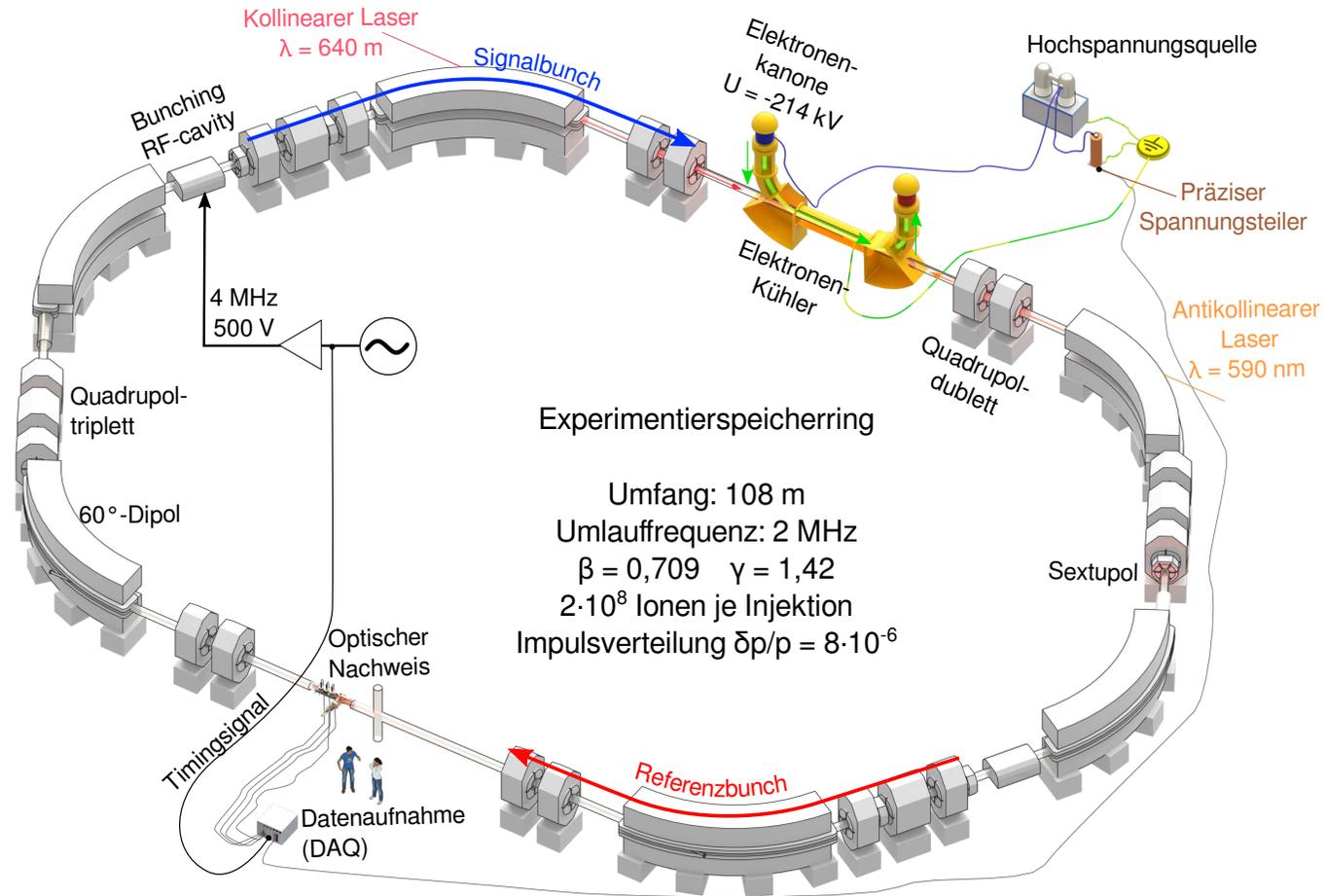


Abbildung 3.2.: Schematische Darstellung des Experimentierspeicherrings ESR der GSI. Die Ionen durchlaufen die ringförmige Vakuumkanne mit einer Umlauffrequenz von $\approx 2 \text{ MHz}$ auf einem Orbit von 108 m Umfang. Mit der zweiten Harmonischen der Umlauffrequenz werden in einer Kavität zwei Ionenpakete (*bunches*) erzeugt (siehe Abschnitt 3.4). Die Laserstrahlen (Abschnitt 3.5) werden mit dem vom Elektronenkühler (Abschnitt 3.3) gekühlten Ionenstrahl überlagert. Auf der gegenüberliegenden Seite befindet sich die optische Nachweisesektion (siehe Abschnitt 3.7).

3. Experimenteller Aufbau

Zur Bestimmung des Ionenstroms wird ein DC-Transformer eingesetzt. Dieser besteht aus zwei hintereinander um den Ionenstrahl angeordneten Eisenringen, denen durch Spulen ein magnetisches Wechselfeld aufgeprägt ist. Durchläuft der Ionenstrahl die Ringe, erzeugt das zusätzliche Magnetfeld des Ionenstrahls eine asymmetrische Verschiebung der Hysteresekurve der Magneten. Das Summensignal der induktiv an den Ringen abgegriffenen Wechselspannungen ist proportional zum Ionenstrom [61] und steht als TTL-Frequenz im Messraum des ESR zur Verfügung. Während der Strahlzeit wurden Ionenströme von bis zu 2 mA in den ESR injiziert.

3.2. Laserspektroskopie am Speicherring ESR

Die $\text{Bi}^{82+}, 80+$ -Ionen sind im ESR bei Geschwindigkeiten in der Nähe der Lichtgeschwindigkeit gespeichert. Durch den relativistischen Doppler-Effekt sind die Wellenlängen der untersuchten Übergänge im Laborsystem verschoben. Eine im Laborsystem gemessene Wellenlänge λ_{Labor} kann in die Wellenlänge im Ruhesystem der Ionen

$$\lambda_0 = \lambda_{\text{Labor}} [\gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1} \quad (3.1)$$

transformiert werden. Die Geschwindigkeit der Ionen geht dabei mit dem Verhältnis zur Lichtgeschwindigkeit $\beta = v/c$ und dem relativistischen Dopplerfaktor $\gamma = (\sqrt{1 - \beta^2})^{-1}$ ein. Diverse Methoden zur Geschwindigkeitsbestimmung sind in [62] diskutiert. Die Bestimmung über die Elektronenkühlerspannung (siehe Abschnitt 3.3) stellte sich als genaueste Methode heraus. Weiterhin ist der Winkel θ zwischen den Bewegungsrichtungen der Ionen und der anregenden Photonen von Belang. Maximale Verschiebungen zu kleineren Wellenlängen im Laborsystem lassen sich durch kollineare ($\theta = \pi$) oder zu größeren Wellenlängen durch antikollineare ($\theta = 0$) Anregung erreichen.

In einem Ionenstrahl aus wasserstoffähnlichem Bismut bei $\beta = 0,7$ wird die Wellenlänge der Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustands von $\lambda_0^{(1s)} \approx 243$ nm bei antikollinearer Anregung zu einer Laborwellenlänge von ca. 591 nm verschoben. Im lithiumähnlichen Ladungszustand wird durch kollineare Anregung die Ruhewellenlänge 1555 nm zu einer Laborwellenlänge von 641 nm transformiert. So lassen sich beide Übergänge mit einem leistungsstarken, kommerziellen Farbstofflasersystem (siehe Abschnitt 3.5) anregen, bei dem lediglich der Farbstoff gewechselt werden muss, um den Übergang im jeweils anderen Ladungszustand zu treiben. Beide Übergänge

auf die gleiche Laborwellenlänge zu schieben, war leider nicht möglich, da die Geschwindigkeit der Ionen durch die Hochspannung des Elektronenkühlers begrenzt ist.

Wie in Abb. 3.2 dargestellt, wird das Laserlicht in der geraden Sektion des ESR kollinear (Bi^{80+}), bzw. antikollinear (Bi^{82+}) mit dem Ionenstrahl überlagert. Die Detektion der von den Ionen emittierten Fluoreszenz findet auf der gegenüberliegenden Seite statt.

Im Ultrahochvakuum des Speicherrings ESR (Abb. 3.2) wird der Druck bis auf etwa 10^{-11} mbar gesenkt, der Ionenstrahl regt jedoch die verbleibenden Gasmoleküle durch Stöße zur Fluoreszenz an. Der durch den Laser angeregten Fluoreszenz wird dadurch ein ionenstrahlabhängiges Untergrundsignal überlagert. Für eine effektive Untergrundkorrektur wird der Ionenstrahl in zwei Pakete (*bunches*, siehe Abschnitt 3.4) geteilt. Ein *bunch* wird durch einen Laserpuls zur Fluoreszenz angeregt, während der andere nur das Untergrundsignal erzeugt. Mit einer schnellen Datenaufnahme (siehe Abschnitt 3.8) werden die *bunches* aufgelöst und der stoßinduzierte Untergrund durch Differenzbildung eliminiert.

3.3. Elektronenkühlung

3.3.1. Funktion des Elektronenkühlers

Durch die Beschleunigung der Ionen im Synchrotron und die Erzeugung der hohen Ladungszustände beim Durchflug durch die Stripperfolie vor der Injektion in den ESR besitzt der Ionenstrahl eine für die Laserspektroskopie relativ große longitudinale und transversale Impulsverteilung, einhergehend mit großem Stahldurchmesser und Emittanz.

Im Elektronenkühler wird dem Ionenstrahl daher ein Elektronenstrahl annähernd gleicher mittlerer Geschwindigkeit überlagert, dessen Elektronen aufgrund der elektrostatischen Beschleunigung eine sehr geringe Impulsverteilung aufweisen. Ionen, deren Geschwindigkeit höher als die der Elektronen ist, übertragen ihre Energie durch Coulomb-Stöße auf die Elektronen, während langsamere Ionen durch Stöße beschleunigt werden. Die Elektronen werden nach einer Überlagerungsstrecke von ca. 2 m von dem Ionenstrahl separiert und zum Kollektor gelenkt. Da die Ionen bei jedem Umlauf mit neuen, kalten Elektronen in Kontakt kommen, verringert sich die Impulsverteilung des Ionenstrahls. Stöße der Ionen untereinander (*intrabeam scattering*) wirken der Kühlkraft entgegen, wodurch nach einigen Sekunden Kühlzeit ein Gleichgewicht

3. Experimenteller Aufbau

beider Effekte erreicht wird.

Die Kühlkraft steigt bei kleinen Relativgeschwindigkeiten bis zu einem Maximum bei 10^4 m/s und fällt bei weiter steigender Relativgeschwindigkeit rasch ab [63]. Zu Beginn einer Strahlzeit mit elektronengekühltem Ionenstrahl wird der Speicherring so eingestellt, dass die Elektronenkühlung optimal arbeitet und die Relativgeschwindigkeit minimal ist. Die absolute Geschwindigkeit der Elektronen wird durch die Beschleunigungsspannung U zwischen Elektronenkanone und der geerdeten Driftröhre festgelegt, in der Ionen- und Elektronenstrahl überlagert sind

$$\beta(U_{\text{EC}}) = \left[1 - \left(1 + \frac{eU_{\text{EC}}}{m_e c^2} \right)^{-2} \right]^{1/2}. \quad (3.2)$$

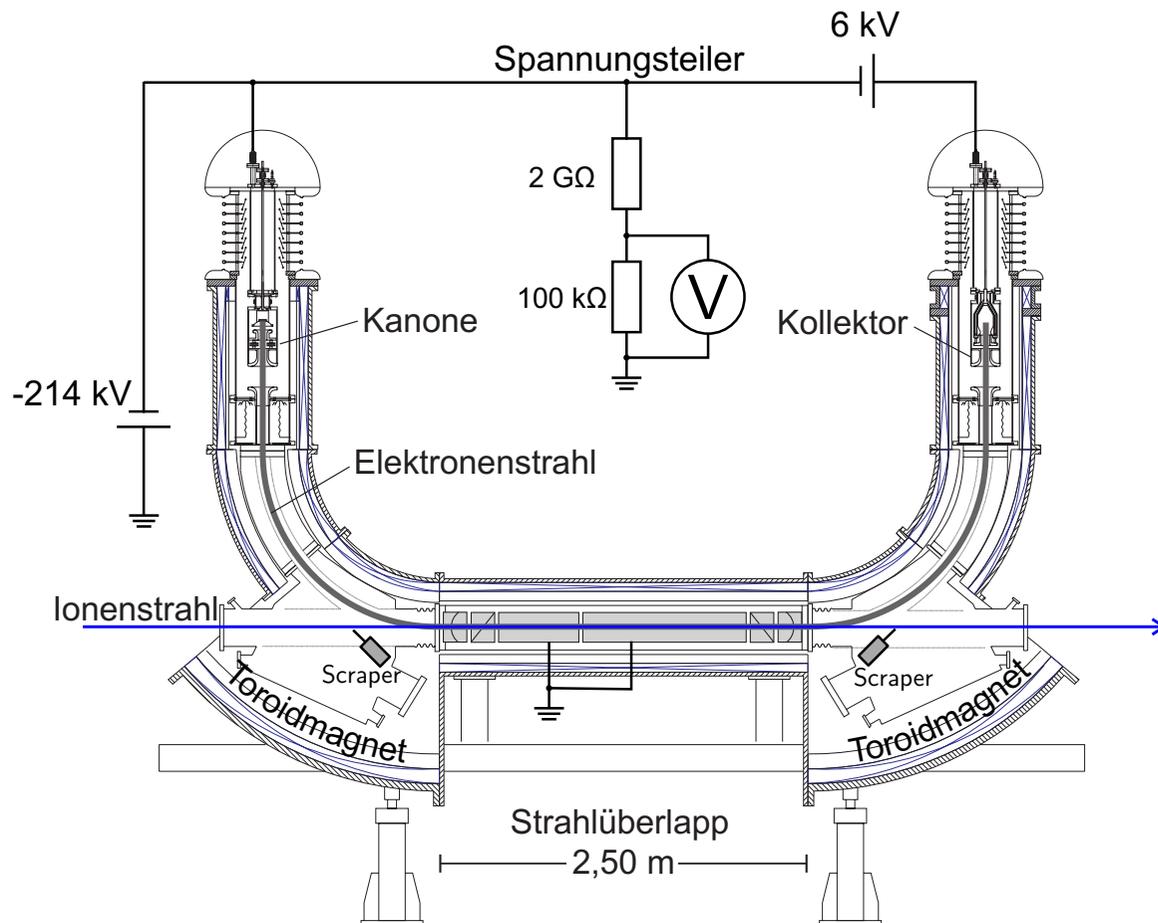
Die mittlere Geschwindigkeit eines Ionenstrahls im Gleichgewicht zwischen Elektronenkühlung und *intrabeam scattering* ist identisch mit $\beta(U_{\text{EC}})$.

3.3.2. Aufbau des Elektronenkühlers

Der Elektronenkühler des ESR ist in Abb. 3.3(a) schematisch dargestellt. Eine Plattform mit weiteren Netzgeräten zur Stromversorgung von Kathode und Anode wird mit einem Hochspannungsnetzgerät vom Modell Heinzinger HNCs 320000–10 neg auf die Beschleunigungsspannung gelegt. In der Elektronenkanone wird eine mit Barium beschichtete Wolframkathode indirekt auf 1300 K geheizt, sodass der Heizstrom keinen Einfluss auf die Elektronengeschwindigkeit hat. Mittels einer gegenüber der Kathode auf wenige kV positiv geladenen Anode wird der Elektronenstrahl extrahiert zur geerdeten Driftröhre beschleunigt [65]. Durch die elektrostatische Beschleunigung verringert sich die ursprüngliche Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung in longitudinaler Richtung um mehrere Größenordnungen, da die Energieunschärfe δE konstant bleibt und sich die Geschwindigkeitsunschärfe δv gemäß

$$\delta v = \frac{\delta E}{m_e v}. \quad (3.3)$$

mit wachsender Geschwindigkeit v reduziert. Solenoidmagnete erzeugen ein longitudinales Magnetfeld das den Elektronenstrahl um 90° ablenkt und durch eine Driftröhre führt, in der er mit dem Ionenstrahl überlagert wird. Schließlich werden die Strahlen mit einem weiteren Solenoiden getrennt und die aufgeheizten Elektronen zu dem Kollektor geleitet, der ebenfalls auf Hochspannung liegt. Hier wird der Elektronenstrahl



(a)



(b)

Abbildung 3.3.: (a) Schematische Darstellung des Elektronenkühlers am ESR. In der Elektronenkanone wird durch eine indirekt geheizte Kathode ein Elektronenstrahl erzeugt und gegen Erde beschleunigt. Ein gekrümmtes Solenoidfeld überlagert Ionen- und Elektronenstrahl und führt beide Strahlen in Driftröhren, wo die Kühlung stattfindet. In gleicher Weise werden die Strahlen anschließend getrennt und die Elektronen im Kollektor aufgefangen. Die Hochspannung wird mit dem Hochspannungsteiler HVDC2.1 [64] gemessen, der an die Hochspannungsplattform angeschlossen und auf der linken Seite des Fotos (b) zu sehen ist. Auf der rechten Seite ist hier zusätzlich ein Hochspannungskondensator angeschlossen, mit dem die Spannung auf hochfrequente und transiente Störungen (*ripple*) untersucht wurde. Dieser war während der Strahlzeit jedoch nicht im Einsatz.

3. Experimenteller Aufbau

durch ein gegenüber der Elektronenkanone leicht positives Potential aufgesammelt. Damit wird die Leistung limitiert, die das Hochspannungsnetzgerät des Elektronenkühlers zur Verfügung stellen muss [63].

3.3.3. Messung der Elektronen-Beschleunigungsspannung

In früheren Experimenten [18, 62, 66, 67] wurde die Elektronenkühlerspannung durch eine Messung der Kühlerspannung mit einem Hochspannungsteiler vor oder nach der Strahlzeit bestimmt. Der entsprechende Teiler wurde einmal an der PTB in Braunschweig kalibriert und konnte nur mit Spannungen von maximal 130 kV verwendet werden. Für höhere Spannungen wurde die beobachtete Relation zwischen Hochspannungsmessung und Setzwert des Hochspannungsnetzgerätes zu Spannungen bis 220 kV extrapoliert. Die Genauigkeit dieser Methode stellte sich jedoch als unzureichend heraus [62].

Zur Messung der Elektronenkühlerspannung wurde hier der mobile Referenzspannungsteiler HVDC2.1 (siehe Abb. 3.3(b)) eingesetzt, der von der PTB in einem Verbundprojekt europäischer Standardisierungsinstitute gebaut wurde [64]. Mit dem Spannungsteiler HVDC2.1 können Spannungen zwischen 10 und 200 kV mit einer Genauigkeit von $\Delta U/U = 1,3 \cdot 10^{-5}$ gemessen werden. Die Hochspannung wurde am Gehäuse der Hochspannungsplattform im Faradayraum am Elektronenkühler abgegriffen, welche direkt mit dem Hochspannungsnetzgerät verbunden ist. In Verbindung mit dem ebenfalls von der PTB bereitgestellten Referenzmultimeter Fluke 8505A konnte die Beschleunigungsspannung des ESR-Elektronenkühlers erstmals während des gesamten Experiments *in situ* gemessen werden. Dies war insbesondere bei der Fehlersuche während der ersten Hälfte der Strahlzeit von entscheidender Bedeutung. Ein zweites Multimeter des Typs Agilent 3458A wurde an den Niederspannungsabgriff des im Hochspannungsnetzgerät verbauten Regelungsteilers angeschlossen. Damit konnten vom Netzgerät hervorgerufene Spannungsschwankungen von externen Störungen, z.B. durch veränderte Last, unterschieden werden. Wie sich im Nachhinein herausstellte, war jedoch der Innenwiderstand dieses Messgerätes auf 10 M Ω eingestellt, statt auf die Standardeinstellung von >10 G Ω für genaue Gleichspannungsmessungen. Dadurch wurde jedoch nur das Verhältnis von gesetzter Spannung zu tatsächlicher Spannung verändert. Eine Kalibrierung des Setzwertes des Hochspannungsnetzgerätes anhand der Messung mit dem Spannungsteiler HVDC2.1 war dadurch im Nachhinein nicht möglich. Dies hatte jedoch keinen Einfluss auf die Messungen der Hochspannung in der Strahlzeit, da die tatsächlich angelegte Spannung gemessen wurde. Weitere Infor-

mationen zur Hochspannungsmessung sind in Kapitel 4 zusammengestellt.

3.4. Bunching

Die reduzierte Impulsverteilung des elektronengekühlten Ionenstrahls bildet zwar eine gute Basis für die Laserspektroskopie, die geringe Übergangsrate des magnetischen Dipolüberganges der Hyperfeinstruktur resultiert jedoch in einer geringen Signalrate an Fluoreszenzphotonen. Eine höhere Ausbeute kann durch eine Erhöhung der Ionendichte erreicht werden. Die lokale Ionendichte im kontinuierlichen Ionenstrahl ist jedoch beschränkt durch die Phasenraumakzeptanz des Speicherrings. Bei der Injektion wird dieser Akzeptanzbereich aufgefüllt und dann das Phasenraumvolumen der Ionen durch Elektronenkühlen verringert. Eine weitere Erhöhung der Dichte ist nun nur noch durch eine weitere Injektion möglich. Bei sehr niedrigen Produktionsraten der Ionen wird diese sogenannte *stacking*-Technik angewandt [68]. Eine andere Möglichkeit besteht in der longitudinalen Konzentration des Ionenstrahls in Paketen, sogenannten *bunches*. Dazu wird ein Sinussignal an eine Hochfrequenz-(HF-)Kavität im Speicherring angelegt und dessen Frequenz auf eine Harmonische der freien Umlauffrequenz³ abgestimmt. Ein Ion trifft bei jedem Umlauf im Resonator auf die gleiche Phase der Sinusschwingung und es kommt zur Ausbildung einer mittleren Kraft, die das Teilchen in jeden zweiten Nulldurchgang der Schwingung mit steigender Flanke treibt. Im Ruhesystem der Ionen entspricht dies der Ausbildung eines quasistatischen Potentials, dem sogenannten *bucket*. Die so entstehenden Synchrotronschwingungen um die Bucketmitte werden durch das Elektronenkühlen gedämpft. durch die heizende Wirkung der *bunching*-HF und das durch die erhöhte Ionendichte verstärkte *intrabeam scattering* bleibt die Impulsverteilung jedoch etwas größer als im kontinuierlichen Betrieb. Die ca. 10^8 gespeicherten Bismutionen wurden üblicherweise mit der zweiten Harmonischen der Umlauffrequenz angeregt, wobei eine Amplitude von 500 V an den Resonator angelegt wurde. Die beiden so entstandenen *bunches* haben eine Länge von etwa 6 m [69].

Das zum *bunching* verwendete Sinussignal wurde auch zur Synchronisation der Datenaufnahme (siehe Abschnitt 3.8), sowie zum Timing der Laserpulse (Abschnitt 3.5) verwendet.

³Die freie Umlauffrequenz ist die durch die Elektronenkühlung festgelegte Umlauffrequenz der Ionen im kontinuierlichen Strahl.

3.5. Lasersystem

Die Anregung der magnetischen Dipolübergänge der Hyperfeinstruktur stellt eine Herausforderung dar, da die natürliche Linienbreite nur wenige Hertz beträgt. Ein Ion wird daher nur von einem sehr kleinen Teil des um mehrere Größenordnungen breiteren Laserspektrums angeregt. Für eine effiziente Anregung ist daher Laserlicht mit hoher Intensität nötig. Die Impulsverteilung im Ionenstrahl sorgt zusätzlich für eine Dopplerverbreiterung von etwa 20 GHz. Die Bandbreite des Laserlichts muss daher entsprechend breit und die Wellenlänge verstimmbar sein. Ein Laserstrahl mit einigen GHz Bandbreite und hoher Intensität wird hier mit einem Farbstofflaser erzeugt, der von einem Festkörperlaser gepumpt ist. Das Lasersystem ist in Abb. 3.4 dargestellt.

Der blitzlampengepumpte Nd:YAG Laser des Typs Spectra Physics Quanta-Ray Pro-290-30 erzeugt Pulse mittels Güteschaltung (*Q-switching*) des Resonators. Dieser enthält zwei Zellen mit elliptischem Querschnitt, in deren Brennpunkten je eine Blitzlampe als Pumpquelle und ein Nd:YAG-Stab als aktives Medium montiert sind. Die wassergekühlten Lampen werden mit einer Repititionsrate von 30 Hz gezündet und die Resonatorgüte mit Hilfe einer Pockelszelle etwa 200 μs nach Zündung der Lampen schlagartig verbessert, wodurch 7 ns lange Pulse entstehen. Diese werden durch zwei ähnlich den Resonatorzellen aufgebaute Verstärkerzellen geleitet und auf eine Pulsenergie von 1,6 J verstärkt. Anschließend wird die Frequenz des infraroten Laserlichts in einem Kaliumdideuteriumphosphatkristall (KDP) mit einer Effizienz von etwa 50 % verdoppelt. Für eine optimale Stabilität wurde der Pump laser stets mit nomineller Leistung betrieben und die Intensität des linear polarisierten Lichts zum Pumpen des nachfolgenden Farbstofflasers mit Hilfe einer Kombination aus $\lambda/2$ -Platte und polarisierendem Strahlteiler eingestellt.

Im Farbstofflaser wird der Pump-Puls in drei Teile geteilt, von denen zwei eine rechteckige Farbstoffzelle vertikal versetzt pumpen. Der untere Teil befindet sich innerhalb des Resonators und dient zur Erzeugung des spektral schmalen Laserpulses, welcher den oberen Teil nach dem Verlassen des Resonators zur Vorverstärkung durchläuft. Im Experiment 2011 wurde der Resonator in Littrow-Konfiguration mit einem verkippbaren Gitter mit 1800 Linien/mm betrieben. Durch unterschiedliche Ausleuchtung des Gitters wurden Laserlinienbreiten von 60 GHz und 20 GHz realisiert. Die größere Linienbreite wurde zum ersten Auffinden der Resonanz eingesetzt, während die kleinere bei der eigentlichen Spektroskopie verwendet wurde. Da die Lage der Resonanz für die im Rahmen dieser Arbeit angestrebten Untersuchungen bereits bekannt war, wur-

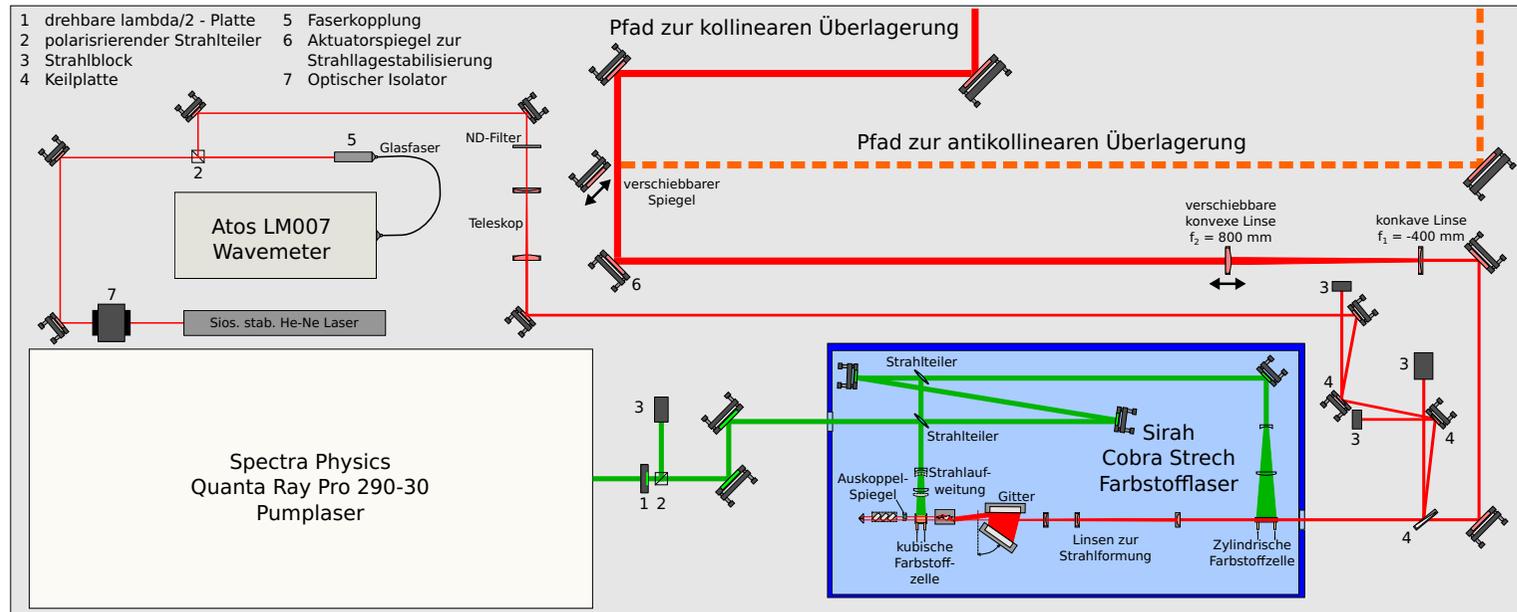


Abbildung 3.4.: Aufbau des Lasersystems. Ein Festkörperpulslaser pumpt einen Farbstofflaser mit verstimmbarem Resonator. Die Kollimation des Lasers über die notwendige Transportstrecke von bis zu 80 m wird mit einem Galileiteleskop sichergestellt. Die Einstrahlung des Lichts in den Speicherring erfolgt über je eine Strahlführung für kollineare und antikollineare Anregung. Zur Messung der Wellenlänge werden 3% der Leistung mit einer Keilplatte abgezweigt und mit zwei weiteren Keilplatten auf $6 \mu\text{J}$ abgeschwächt. Die Kalibrierung des Wellenlängenmessgerätes wird mit einem stabilisierten Helium-Neon-Laser durchgeführt.

3. Experimenteller Aufbau

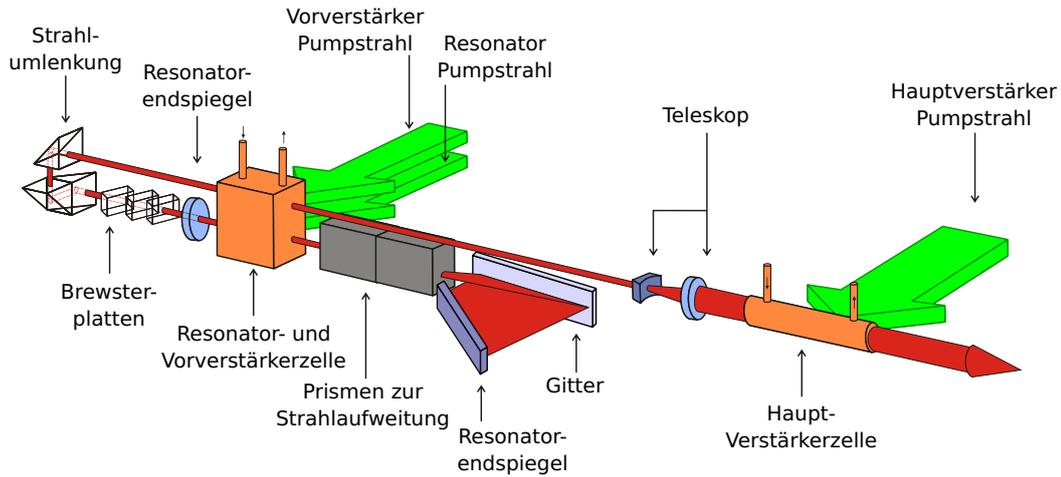


Abbildung 3.5.: Schematische Darstellung des Farbstofflasersystems. Für Details siehe Text. ([70], modifiziert)

de der Laser auf eine um eine Größenordnung kleinere spektrale Breite umgerüstet. Die in dieser Arbeit verwendete Konfiguration ist in Abb. 3.5 dargestellt. Der Resonator besteht aus einem Auskoppelspiegel, der Farbstoffzelle, sowie aus Prismen zur Strahlaufweitung und einer Kombination aus optischem Gitter und Resonatorspiegel in Littmann-Anordnung. Hier wurde ein 60 mm langes Gitter mit 2400 Linien/mm in streifendem Einfall verwendet, dessen erste Beugungsordnung von einem Spiegel in den Resonator zurück reflektiert wird. Durch gezielte Verkippung des Spiegels mit einem Schrittmotor wird die Frequenz des Lasers verändert. Die Linienbreite des Lasers von 2 GHz ($\delta\lambda = 2,7 \text{ pm}$) kann durch Veränderung des Prismensatzes zur Strahlaufweitung verdreifacht werden. Dazu sind zwei verschiedene Prismensätze im Laser installiert, die durch Verdrehen des Halters ausgetauscht werden können. Im breitbandigen Betrieb wird der Strahl dabei weniger aufgeweitet und nur ein Teil des Gitters ausgeleuchtet.

Das aus dem Resonator ausgekoppelte Licht wird durch den oberen, ebenfalls gepumpten Teil der Farbstoffzelle gelenkt und dort vorverstärkt. Ein Teleskop korrigiert die elliptische Strahlform mit einer Zylinderlinse und kollimiert den Strahl. Der Hauptteil der Pumpleistung regt den Farbstoff in der nachfolgenden zylindrischen Hauptverstärkerzelle an, in der der Strahl auf eine Pulsenergie von ca. 150 mJ verstärkt wird. In Tabelle 3.1 sind die Farbstoffe und Konzentrationen aufgelistet, mit denen der Laser betrieben wurde. Der Transport über etwa 40 m zur antikollinearen Überlagerung mit wasserstoffähnlichem Bismut und etwa 80 m zur kollinearen Überlagerung mit lithiumähnlichem Bismut erfolgt über hochreflektierende 76 mm-Spiegel.

	Bi ⁸²⁺	Bi ⁸⁰⁺
Laborwellenlänge	591 nm	641 nm
Farbstoff	Pyromethen 597	DCM special
Lösungsmittel	Ethanol	Ethanol+DMSO (1:1)
Konzentration Resonatorzelle	0,16 g/l	0,3 g/l
Konzentration Verstärkerzelle	0,018 g/l	0,0375 g/l
erreichte Effizienz	36%	30%

Tabelle 3.1.: Eigenschaften der verwendeten Farbstoffe.

Dazu wird der Strahl auf einen Durchmesser von 15 mm mittels eines Galilei-Teleskops aufgeweitet, um einen möglichst kollimierten Laserstrahl zu erhalten. Einflüsse auf die Laserstrahlage, wie z.B. Luftströmungen, wurden mit einem Strahlagestabilisierungssystem (beschrieben in [71]) kompensiert. Hierzu werden motorisierte Spiegelhalterungen in Verbindung mit positionssensitiven Detektoren vor der Einkopplung in den Speicherring verwendet; mit letzteren erkannte Änderungen in der Strahlage werden durch gezielte Verkippungen der Spiegel korrigiert. Vor dem Einkoppelfenster des ESR werden mit einer Keilplatte noch einmal 4% der Pulsenergie abgezweigt und auf einen Schirm gelenkt, dessen Abstand dem der Keilplatte zur Mitte der Überlagerungsregion mit dem Ionenstrahl entspricht. So kann während der Justage der Laserstrahlführung mit einer CCD-Kamera das Strahlprofil vermessen werden und während des Experimentbetriebs mit einer Kamera die grobe Lage des Strahls auf dem Schirm visuell überwacht werden.

3.6. Wellenlängenmessung

Zur Messung der Wellenlänge werden auf dem Lasertisch 3% der Pulsenergie des Lasersystems mit einem Keilfenster, bei dem eine Fläche um 1° geneigt ist um unerwünschte Interferenzen zu vermeiden, abgezweigt und mit zwei weiteren Keilplatten auf unter 6 μ J abgeschwächt. Mit einem Teleskop wird der Strahldurchmesser reduziert und vor der Einkopplung in das Wellenlängenmessgerät (Wavemeter) mit einem Neutraldichtefilter nochmals abgeschwächt, um eine Beschädigung der Glasfaser zu vermeiden. Im Wavemeter des Typs Atos LM-007 sind vier Fizeau-Interferometer mit verschiedenen freien Spektralbereichen verbaut. Dadurch wird sowohl ein großer Messbereich im gesamten sichtbaren Spektrum, als auch eine hohe Auflösung erreicht.

3. Experimenteller Aufbau

Jedes Interferometer erzeugt aus dem eingestrahnten Laserlicht ein Interferenzmuster, dessen Maxima sich abhängig von der Wellenlänge des Lichts verschieben. Das Interferenzmuster wird mit CCD-Zeilen registriert, deren Ausleserate mit der Repetitionsfrequenz des Pulslasers synchronisiert ist. Durch die Linienbreite des Lasers von 2 GHz können nur in den ersten drei Interferometern die Interferenzmuster aufgelöst werden, da im vierten der freie Spektralbereich zu gering ist. Dies verbesserte die Genauigkeit um zwei Größenordnungen gegenüber der Strahlzeit 2011, als aufgrund der zehnfach größeren Laserlinienbreite nur zwei Interferometer genutzt werden konnten. Während der Strahlzeit wurde das Wavemeter regelmäßig mit einem stabilisierten Helium-Neon-Laser des Typs SIOS SL 02/1 kalibriert, dessen Wellenlänge von 632,9914(3) nm zwischen den Laserwellenlängen von 590 nm und 640 nm liegt. Eine mögliche verbleibende Abweichung, z.B. aufgrund eines asymmetrischen spektralen Profils, wurde mittels Absorptionsspektroskopie an molekularem Jod evaluiert (siehe Abschnitt 6.1).

3.7. Detektoren

3.7.1. Detektionssystem für Bi^{82+}

Die Fluoreszenz der Ionen wird mit empfindlichen Photo-Sekundärelektronenvervielfachern (Photomultiplier, PMT) detektiert. Durch ihren Aufbau müssen diese Detektoren außerhalb der Vakuumkammer betrieben werden, wodurch sich der Raumwinkel verringert, unter dem Licht detektiert werden kann. Für die Detektion des Übergangs in wasserstoffähnlichem Bismut werden invertierte Fensterflansche eingesetzt, durch die die PMTs so nah wie möglich am Ionenstrahl platziert sind. Die Lichtausbeute des mit einer breiten Winkelverteilung abgestrahlten Fluoreszenzlichts wird mit einem System aus um 15° gegen die Ionenstrahlachse geneigten Spiegeln erhöht (siehe Abb. 3.6). Dieses Spiegelsystem ist eine Weiterentwicklung des schon für das erste Bismutexperiment am ESR eingesetzten Systems [66], welches speziell für die Detektion der Fluoreszenz von $^{207}\text{Pb}^{81+}$ -Ionen bei 60% der Lichtgeschwindigkeit angefertigt wurde und auch in früheren Versuchen des Nachweises der Resonanz in Bi^{80+} Verwendung fand. Es besteht in der unteren Hälfte aus elliptisch geformten Spiegelblechen aus Aluminium (Typ Alanod MIRO), deren Brennpunkte auf der Strahlachse und auf den Fenstern liegen. Im oberen Teil sind die Segmente von zylinderförmiger Geometrie und sollen das Licht auf die gegenüberliegenden ellipsenförmigen Segmente

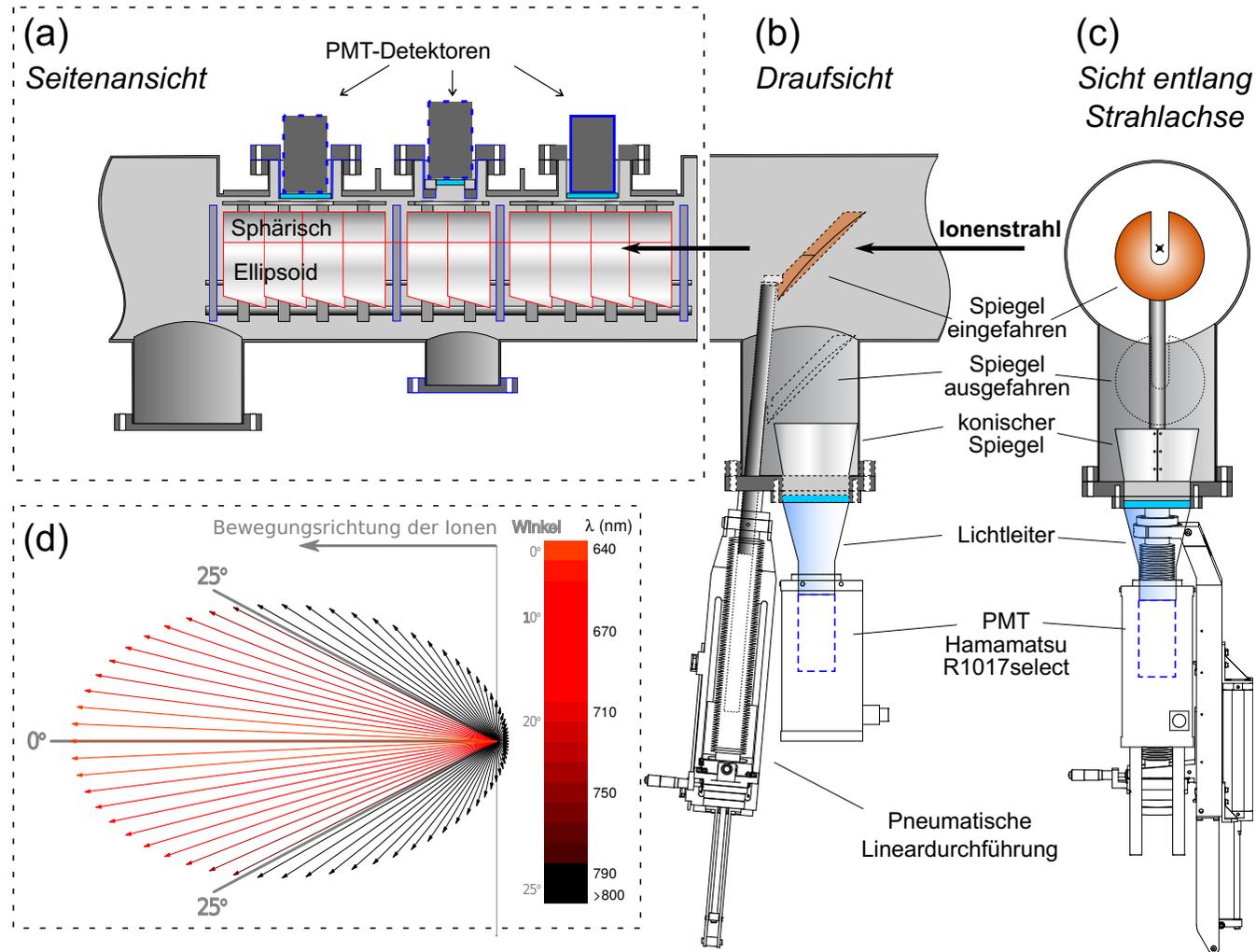


Abbildung 3.6.: Optischer Detektionsbereich. (a) Die Photo-Sekundärelektronenvervielfacher (PMT) für die Detektion der Fluoreszenz im UV-Bereich für Bi^{82+} sind in invertierten Fensterflanschen angebracht. Darunter ist innerhalb der Vakuumkammer ein Spiegelsystem montiert, das Photonen reflektiert, die unter kleineren Winkeln abgestrahlt werden. (b), (c) Der für die Resonanz in Bi^{80+} verwendete, verfahrbare parabolische Kupferspiegel lenkt aus kleinen Emissionswinkeln unter 25° zur Bewegungsrichtung abgestrahlte Photonen zum Detektor. (d) Die Fluoreszenz der Bi^{80+} -Ionen zeigt eine in Flugrichtung der Ionen gerichtete Abstrahlcharakteristik. Die Länge der Pfeile entspricht der Intensität und die Wellenlängen sind farbkodiert (entnommen aus [17] und modifiziert).

3. Experimenteller Aufbau

reflektieren. Der detaillierte Aufbau ist in [67] beschrieben.

Schwierigkeiten bei der Detektion der Fluoreszenz des Bi^{82+} während der Strahlzeit 2011 [62] wurden auf eine ungenügende Transmission des UV-Lichts durch das verwendete Quarzfenster zurückgeführt. Daher wurden alle vorhandenen Flansche oberhalb des Spiegelsystems mit UV-kompatiblen Fenstern bestückt. Die Transmission aller Fensterflansche wurde mit einem 257 nm-Laser im Vorfeld vermessen und nach maximaler Transmission $T_{257\text{nm}}$ ausgewählt. Zum Einsatz kamen ein schon in [62, 67] bewährtes Fenster des Typs UKAEA STGQ/085 aus VITREOSIL-Quarzglas (Transmission $T_{257\text{nm}} = 81\%$ bei 257 nm), ein Magnesiumfluoridfenster des Typs CERAMTEC 19163-03CF ($T_{257\text{nm}} = 91\%$) und ein neues Fenster des Typs Special Technics 60CV mit SPECTROSIL-Quarzglas ($T_{257\text{nm}} = 91\%$). Es wurden *solar blind*-PMTs eingesetzt, die bei Wellenlängen $\lambda < 400$ nm sensitiv sind und daher nur einen geringen Untergrund durch Photonen des sichtbaren Spektrums aufweisen. Neben den schon für das vorherige Experiment verwendeten PMT vom Typ Thorn EMI 9422A [62] wurden PMTs vom Typ Electron Tubes (ET) 9423B und ET 9422 genutzt, mit maximalen Quanteneffizienzen von 10% (130 nm bis 140 nm) und 14% (190 nm bis 230 nm). Bei letzterem zeigte sich das höchste Signal-zu-Rausch-Verhältnis von $S/N \approx 4$ im *bunched beam*-Betrieb des Speicherrings (siehe Abschnitt 3.4).

Bei kontinuierlichem Ionenstrahl (*coasting beam*) ist die lokale Ionendichte viel geringer als im *bunched beam*-Betrieb, wodurch weniger Ionen mit dem Laserstrahl angeregt werden und das Fluoreszenzsignal daher nur geringfügig größer als die Dunkelzählrate der Detektoren ist. Da die Lebensdauer des angeregten Zustands lediglich 556 μs [72] beträgt, die Dauer zwischen zwei Laserpulsen jedoch 33 ms, wird darüber hinaus für 93 % der Zeit nur Untergrundrauschen detektiert. Das daraus resultierende Signal-zu-Rauschverhältnis konnte verbessert werden, indem mit Hilfe eines Gate-Generators vom Typ LeCroy 222 und Koinzidenz-Modulen die Beobachtungszeit der Fluoreszenzphotonen mit den PMTs auf ein Zeitfenster von 1 ms nach dem Laserpuls limitiert wurde. So konnte der Untergrund um einen Faktor 30 reduziert und ein ähnliches Signal-zu-Rauschverhältnis wie im *bunched beam*-Betrieb erreicht werden.

3.7.2. Detektionssystem für Bi^{80+}

Das im vorherigen Abschnitt dargestellte Spiegelsystem wurde in [73] eingehend durch eine Monte-Carlo-Simulation (GEANT4) analysiert und stellte sich als unzureichend für die Detektion des Übergangs in lithiumähnlichem Bismut heraus. Ursache dafür ist die Abstrahlcharakteristik der relativistisch bewegten Ionen. Die Emission der

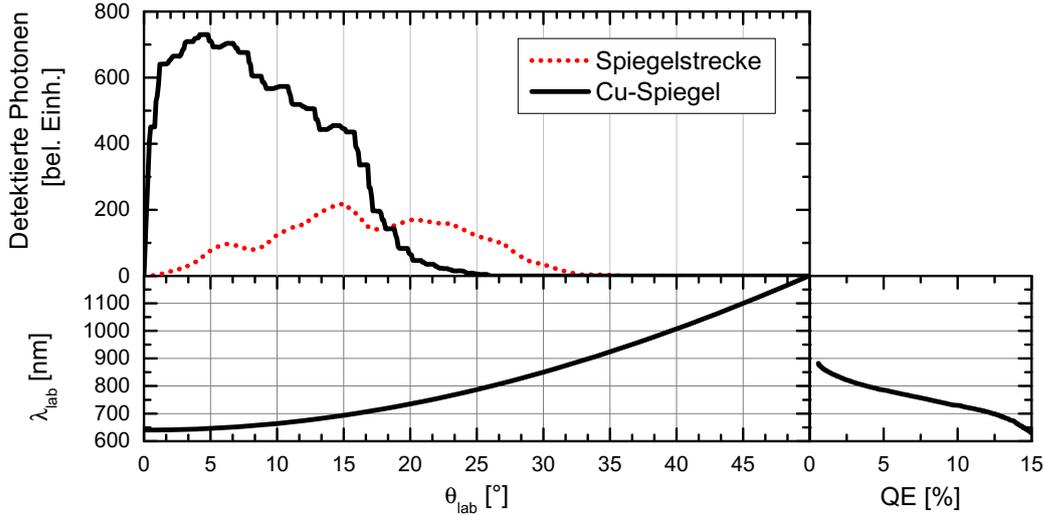


Abbildung 3.7.: Ergebnisse der Signalsimulation für Spiegelsystem und Kupferspiegel. In der Mitte ist die Wellenlänge λ_{lab} der emittierten Photonen abhängig vom Abstrahlwinkel im Laborsystem θ_{lab} dargestellt, oben mit gleicher Abszisse die simulierte Anzahl detektierte Photonen an den Fenstern der Spiegelstrecke und am Kupferspiegel. Auf der rechten Seite ist die Wellenlängenabhängige Quanteneffizienz (QE) des Detektors R1017select aufgetragen (entnommen aus [62]).

Fluoreszenz im Ruhesystem der Ionen erfolgt isotrop bei der Wellenlänge von etwa 1555 nm. Im Laborsystem hingegen zeigt die Wellenlänge eine Winkelabhängigkeit durch den Dopplereffekt nach Gleichung (3.1). Zusätzlich erfahren die Photonen bei der Beobachtung im Laborsystem einen sogenannten Lorentzboost in Bewegungsrichtung, wie er in Abb. 3.6d dargestellt ist. Photonen, die im Ruhesystem der Ionen in einem Raumwinkel Ω' , abgestrahlt werden, erscheinen gemäß der relativistischen Aberration unter dem Raumwinkel Ω im Laborsystem. Die Winkelverteilung der Photonen im Laborsystem ergibt sich aus dem Verhältnis der Raumwinkel

$$\frac{\Omega'}{\Omega} = \frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta \cos \Theta)^2}, \quad (3.4)$$

wobei Θ den Raumwinkel im Laborsystem beschreibt, unter dem das Photon beobachtet wird und $\beta = v/c$ die Geschwindigkeit der Ionen in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit [74]. Ein in Bewegungsrichtung ($\Theta = 0$) beobachtetes Photon stammt daher aus einem fast 6-fach größeren Raumwinkel im Ruhesystem, während das Raumwinkelverhältnis unter 30° noch $\frac{\Omega'}{\Omega}(30^\circ) \approx 3$ und senkrecht zur Bewegungsrichtung nur noch $\frac{\Omega'}{\Omega}(90^\circ) \approx 0,5$ beträgt. Es werden demnach unter kleinen Winkel viel mehr Photonen

3. Experimenteller Aufbau

beobachtet, als unter großen Winkeln. In Rückwärtsrichtung wird die Emissionsrate entsprechend um einen Faktor ≈ 6 gesenkt. Die beobachtete Wellenlänge verschiebt sich nach Gleichung (3.1) von etwa 640 nm in Bewegungsrichtung in den infraroten Bereich, wie in Abb. 3.6d dargestellt.

Der eingesetzte PMT vom Typ Hamamatsu R1017 select ist hinsichtlich eines optimalen Verhaltens in Verstärkung und Dunkelstrom selektiert. Im Wellenlängenbereich oberhalb von 600 nm besitzt er eine Quanteneffizienz von über 10 %, die jedoch bei Wellenlängen über 850 nm unter 1 % fällt [74]. Dieser Wellenlängenbereich entspricht Photonen, die mit Winkeln zwischen 0° und 30° relativ zur Bewegungsrichtung abgestrahlt werden. Wie in Abb. 3.7 dargestellt, erreichen ihn bei Installation an dem Spiegelsystem (Abb. 3.6a) vorwiegend Photonen, die mit größeren Winkeln abgestrahlt werden. Aus diesem Grund ist es in mehreren Strahlzeiten nicht gelungen, die Resonanz in lithiumähnlichem Bismut mit dem Spiegelsystem zu finden. Für eine Geschwindigkeit von $\beta = 0,71$ ergab die Simulation in [73], dass das Signal-zu-Untergrundverhältnis selbst im optimalen Fall maximal 2% beträgt und Messdauern pro Wellenlängenschritt im Minutenbereich für eine signifikante Messung nötig wären.

Mit einem neu entwickelten Spiegel [74], konnte 2011 die Resonanz erstmals detektiert werden. Der hierfür verwendete parabolische Kupferspiegel ist in Abb. 3.6 dargestellt. Durch einen 30 mm breiten Spalt kann der Ionenstrahl den Spiegel in der Mitte passieren, wie in Abb. 3.6 gezeigt. Da der Ionenstrahl unmittelbar nach der Injektion durch seine große Impulsverteilung auch eine größere transversale Ausdehnung besitzt und damit viele Ionen durch Kollision mit dem Spiegel verloren gehen würden, kann der Spiegel mittels einer linearen Durchführung verfahren werden. Vor der Injektion wird der Spiegel aus dem Ionenstrahlbereich herausgefahren, sodass dem injizierten, heißen Strahl das gesamte Phasenraumvolumen des ESR zur Verfügung steht. Nach der Elektronenkühlung ist der Strahldurchmesser auf deutlich unter 10 mm gesunken und der Spiegel kann ohne signifikante Ionenstrahlverluste (typischerweise 5 bis 10%) in die Detektionsposition gefahren werden. Eine genaue Beschreibung des Spiegels und die Simulation der Signalaraten finden sich in [73, 74]. Anhand Abb. 3.7 zeigt sich der Vorteil des Kupferspiegels. Im Gegensatz zur Spiegelstrecke lenkt er vor allem die unter kleinen Winkeln emittierten Photonen auf den Detektor und nutzt so dessen hohe Quanteneffizienz bei den entsprechenden Wellenlängen aus.

Bauartbedingt ist der Untergrund rot- und infrarotsensitiver Photomultiplier deutlich höher als der UV-empfindlicher *solar blind*-Detektoren, da sich die viel energieärmeren Photoelektronen nicht von den thermisch angeregten Elektronen diskriminieren

lassen. Außerdem trägt jegliches Streulicht im sichtbaren und infraroten Bereich zum Untergrund bei.

Eine Kombination optischer Filter wird eingesetzt, um diesen Untergrund weitgehend zu eliminieren. Dabei kann ausgenutzt werden, dass durch den Kupferspiegel nur Fluoreszenzlicht aus Winkeln $< 20^\circ$ reflektiert wird, wodurch Signalwellenlängen in einem Bereich zwischen 640 nm bis 740 nm zu erwarten sind. Infrarotlicht wird von einem Filter des Typs Linos CALFLEX X unterdrückt, dessen Transmission für Wellenlängen über 740 nm auf etwa 1 % sinkt. Sichtbares Licht mit Wellenlängen unter 600 nm wird von einem Filter des Typs Linos OG590 blockiert [75]. Da von der Photokathode des Sekundärelektronenvervielfachers bei Raumtemperatur vermehrt Elektronen thermisch ausgelöst werden, wird der Detektor auf -10°C gekühlt und damit ebenfalls die Dunkelzählrate vermindert.

3.8. Datenaufnahme

Das Datenaufnahmesystem (*data acquisition system*, DAQ) ist in Abb. 3.8 dargestellt und verarbeitet und speichert die Signale der detektierten Photonen und die weiteren Mess- und Stellwerte. Die Photomultiplier werden von Spannungsversorgungen vom Typ Iseg NHQ204M, NHQ205M und NHQ224M mit konstanten Hochspannungen von 1,8 kV für die *solar blind*-PMTs und 1,3 kV für den im roten Spektralbereich sensitiven PMT betrieben. Die Pulse der Photomultiplier werden mit einem schnellen Verstärker des Typs Caen N979 verstärkt, in den Messraum („Messhütte“) übertragen und mit einem *constant fraction discriminator* des Typs Caen N843 in ein standardisiertes NIM-Signal⁴ umgewandelt. Die Datenaufnahme für die Laserspektroskopie am ESR wurde im Rahmen der Dissertation [62] völlig neu konzipiert und ist dort ausführlich beschrieben. Die wichtigste Neuerung ist eine FPGA-basierte Verarbeitung der Fluoreszenzsignale mit einer zeitlichen Auflösung von 3,33 ns wodurch jedes vom Detektor registrierte Ereignis einen individuellen Zeitstempel erhält.

Eine Übersicht über die Datenaufnahme ist in Abb. 3.8 dargestellt. Das Herzstück des Systems zur Aufnahme der Fluoreszenzdaten ist das von der Abteilung Experiment-Elektronik der GSI entwickelte, universelle VME-Modul VUPROM⁵ [76]. Das Modul besitzt 192 Scalerkanäle, von denen 16 zusätzlich als Time-to-digital-Converter (TDC) eingesetzt werden. Signale in den TDC-Kanälen werden zeitauf-

⁴Nuclear Instrumentation Modul-Standard

⁵VME Universal Processing Module

3. Experimenteller Aufbau

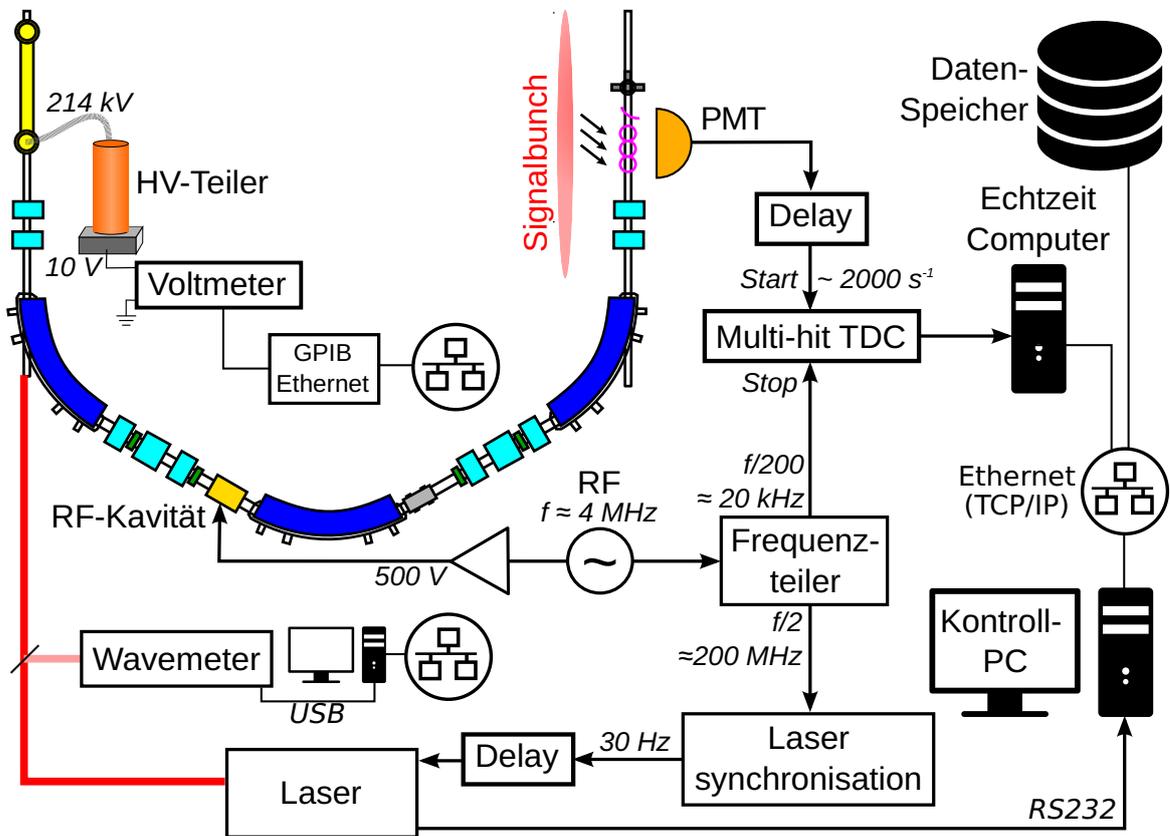


Abbildung 3.8.: Übersicht über das Datenaufnahmesystem. Fluoreszenzereignisse dienen als Startsignale für einen *Time-to-Digital Converter* (TDC), während die zum *bunching* verwendete, heruntergeteilte Hochfrequenz (RF) als Stoppsignal genutzt wird. Damit erhalten alle Ereignisse eine eindeutige Phasenbeziehung zur Umlauffrequenz. Die RF wird zusätzlich als Synchronisationssignal für die Auslösung der Laserpulse eingesetzt. Wavemeter, Spannungsmessung und die Datenaufnahme sind über TCP-Sockets verbunden. In einem Echtzeitcomputer werden die Daten gesammelt und in einem Datenspeicher archiviert.

gelöst registriert, während die an den Scalern eingehenden Signale lediglich gezählt werden. Langsam veränderliche Messwerte müssen dazu in Frequenzen umgesetzt werden, was mittels Spannungs-Frequenz-Konvertern realisiert ist. Die in den Detektoren ausgelösten Pulse werden durch einen schnellen Verstärker des Typs CAEN N979 verstärkt, in den Kontrollraum übertragen, induktiv entkoppelt und mit einem CFD⁶ des Typs CAEN N843 diskriminiert. Im TDC wird bei Ankunft jedes Pulses ein Zähler gestartet, der die Takte der 300 MHz-CPU zählt. Zur zeitlichen Synchronisation des Signals mit dem Ionenbunch wird die zum *bunching* verwendete Sinusschwingung von 4 MHz auf 20 kHz heruntergeteilt und dient als Stoppsignal. Jedem registrierten Photon wird damit eine Zeitinformation im Bereich zwischen 0 und 50 μ s mit einer festen Phasenbeziehung zur Umlauffrequenz der Ionen zugeordnet. Aus der Taktrate des Prozessors ergibt sich eine Zeitauflösung von 10/3 ns. Neben den Signalen der PMTs wurden noch weitere zeitkritische Signale in TDC-Kanälen erfasst. Eine vollständige Auflistung der aufgenommenen Signale findet sich im Anhang.

Gegenüber der Strahlzeit im Jahr 2011 wurde die Datenaufnahme weiter entwickelt. Dazu mussten mit verschiedenen Raten anfallende Signale und digitale Daten in Einklang gebracht werden. Dazu wurden die mit geringen Datenraten anfallenden Messwerte des Wavemeters, der Spannungsmessung und der Lasersteuerung auf dem Kontroll-PC zusammengefasst und über eine TCP-Socketverbindung an den RIO4-Computer mit Echtzeitbetriebssystem gesendet. Dort werden diese Daten an die mit viel höherer Rate anfallenden TDC-Daten angehängt und gemeinsam an einen zentralen Massenspeicher gesendet.

⁶ *Constant Fraction Diskriminator*, Proportionaldiskriminator

4. Hochspannungsmessung

In diesem Kapitel werden die Versuche zur Etablierung einer präzisen und permanenten Installation zur Hochspannungsmessung am Elektronenkühler des ESR beschrieben. Diese Aktivitäten gehen weit über das notwendige Maß für die Messung der Bismutionen hinaus. Sie lieferten wichtige Informationen für Experimente mit dem HITRAP Entschleuniger, zum Channeling und für das Laserkühlen am ESR. Daher sind sie an dieser Stelle dokumentiert. Für den Leser, der vorwiegend am Ergebnis der Bismut Laserspektroskopie interessiert ist, sind Abschnitt 4.1 und Abschnitt 4.3.1 relevant.

4.1. Motivation für Spannungsmessung am Speicherring

Die Bestimmung der Ionengeschwindigkeit am Speicherring ist vor allem für Laserspektroskopieexperimente wie das in dieser Arbeit vorgestellte von großer Bedeutung. Im Zuge der Datenauswertung des vorangegangenen Experiments stellte sich die bisherige Bestimmung der Elektronenkühlerspannung als unzureichend heraus [62].

Die Nützlichkeit einer *in situ* Hochspannungsmessung zeigte sich vor allem während der Fehlersuche im Laufe der Strahlzeit. Illustriert wird dies in Abb. 4.1. Hier ist die Spannungsmessung einem gleichzeitig aufgenommenen Schottkyspektrum gegenübergestellt. Letzteres wird durch Fouriertransformation des Schrotrauschens (Schottky-Rauschen) eines um den Ionenstrahl angeordneten Resonators erzeugt. Aufgrund der begrenzten Bandbreite des Spektrumanalysators wird meist eine höhere Harmonische (hier die 125.) der Umlauffrequenz analysiert [77]. Nicht eindeutig zuordenbare Schwankungen und Sprünge im Schottkyspektrum konnten durch die eindeutige Korrelation mit der gemessenen Hochspannung auf ein Problem am Elektronenkühler eingegrenzt werden. In Abb. 4.1 wurden prägnante Stellen zur Führung des Auges mit Pfeilen markiert. Man kann die klare Korrelation der Schottkyfrequenz mit den Daten des Hochspannungsteilers erkennen. Damit konnte ein Artefakt in der Hochspan-

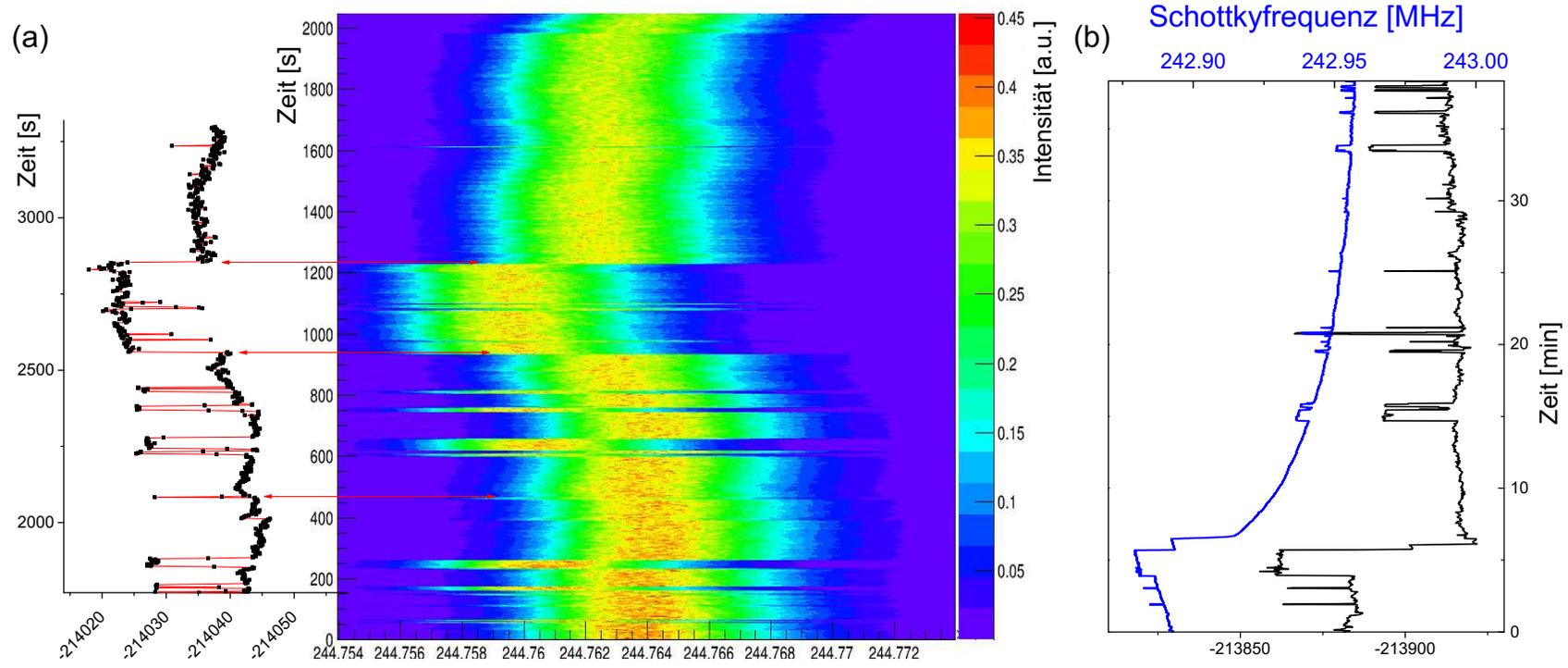


Abbildung 4.1.: (a) Vergleich der Spannungsmessung (links) mit dem Schottkyspektrum (rechts). Die Zeitachse verläuft von unten nach oben. Da Sprünge sowohl in der Umlauffrequenz der Ionen, als auch in der Hochspannungsmessung sichtbar sind, liegt deren Ursache in der Regelung der Hochspannungsquelle im Elektronenkühler. (b) Verlauf des Schwerpunkts der Schottkyfrequenz und der Elektronenkühlerspannung aufgrund der Aufladung der nicht geerdeten Driftröhre durch kollidierende Elektronen.

nungsmessung klar ausgeschlossen und die Ursache in der Erzeugung der Hochspannung lokalisiert werden. Nach dem Ende der Strahlzeit wurden bei der Untersuchung des Hochspannungsgenerators Instabilitäten in der Spannungsregelung entdeckt, die vermutlich die beobachteten Sprünge ausgelöst haben.

Eine weitere Beobachtung bei der sich die in-situ Messung der Hochspannung als extrem wichtig herausstellte, wurde nach einem Ausfall des Elektronenkühlers gemacht. Nach dem Wiedereinschalten war die Spannung am Elektronenkühler bereits lange konstant, während sich über einige Minuten die Schottkyfrequenz langsam veränderte. Dies konnte durch Ein- und Abschalten des Elektronenkühlers reproduziert und auch bei einer Veränderung des Kühlerstroms beobachtet werden. Bei einer Reduktion des Stroms driftete die Schottkyfrequenz zu höheren, bei einer Erhöhung zu niedrigeren Frequenzen. In allen Fällen blieb die Kühlerspannung allerdings konstant. Letztlich konnte dies darauf zurückgeführt werden, dass die Driftröhren, in denen Elektronen- und Ionenstrahl überlagert sind (siehe Abb. 3.3(a)), nicht geerdet waren. Durch positive Aufladung der Röhren bei der Injektion des Ionenstrahls und allmähliche negative Aufladung durch die ständig kollidierenden Elektronen war damit keine eindeutige Aussage über den Potentialunterschied, der die Elektronen beschleunigt, möglich. Die Erdung der Driftröhren stabilisierte diesen Effekt, sodass in den letzten Tagen der verlängerten Strahlzeit noch die Daten aufgenommen werden konnten, auf denen die Ergebnisse dieser Arbeit beruhen.

Eine genaue Kenntnis der kinetischen Energie der Ionen ist neben Laserspektroskopieexperimenten auch für zukünftige Ionenfallenexperimente an schweren Elementen von Interesse, denn zur Bereitstellung der Ionen an der HITRAP-Anlage wird der Ionenstrahl im Speicherring zunächst abgebremst und mit dem Elektronenkühler in mehreren Stufen zwischengekühlt. Nach dem Abbremsen auf 4 MeV/u wird der Strahl extrahiert und in den HITRAP Entschleuniger injiziert. Zu diesem Zeitpunkt ist eine sehr genaue Information über die Energie des Strahls notwendig, um die folgenden Entschleunigerstrukturen optimal einzustellen [78]. Auch für Experimente, bei denen *channeling*-Effekte in Kristallen zur Spektroskopie an Röntgenlinien in schweren Ionen genutzt werden [79], ist eine genaue Kenntnis der kinetischen Energie der Ionen erforderlich.

In den folgenden Abschnitten werden die Aktivitäten beschrieben, die im Rahmen dieser Arbeit unternommen wurden, um eine ausreichend genaue Messung der Hochspannung des Elektronenkühlers in verschiedenen Spannungsbereichen für mehrere Experimente zur Verfügung zu stellen.

4.2. Möglichkeiten der Hochspannungsmessung am ESR

Eine Methode zur direkten Messung einer Hochspannung in der Größenordnung von 200 kV, wie sie für das hier besprochene Experiment benötigt wird, ist gegenwärtig nicht verfügbar. Absolute Spannungen lassen sich zwar durch den Vergleich mit Spannungsreferenzen basierend auf dem Josephson-Effekt, dem Quantennormal für Spannungen, sehr genau bestimmen. Da der Josephson-Effekt jedoch sehr klein ist, muss schon für eine Erzeugung einer Spannungen von 10 V ein Josephson-Array mit etwa 70 000 Josephson-Kontakten zusammengeschaltet werden. Größere Arrays stehen momentan nicht zur Verfügung. Eine Messung von Hochspannungen kann daher gegenwärtig nur indirekt über Spannungsteiler realisiert werden. Dabei wird die Hochspannung durch eine Kette präziser Widerstände auf Spannungen unter 10 V heruntergeteilt. Hochgenaue Spannungsmessgeräte lassen sich in diesem Messbereich mit Josephson-Referenzspannungsquellen kalibrieren. Ein Quantenstandard für hohe Spannungen existiert derzeit noch nicht. Die genauesten Hochspannungsteiler der europäischen Metrologieinstitute (u. a. der PTB) werden daher regelmäßig miteinander verglichen und als Referenz genutzt.

Die direkte Rückführung einer Hochspannung auf ein Quantennormal wäre mit Hilfe kollinearer Laserspektroskopie an einem genau bekannten atomaren Übergang möglich. Mit der zu messenden Spannung werden die Ionen beschleunigt und der Geschwindigkeitszuwachs der Ionen aus Messungen der Dopplerverschiebungen vor und nach der Beschleunigung bestimmt. Daraus kann die Beschleunigungsspannung ermittelt werden. Diese Idee wurde bereits in den achtziger Jahren des letzten Jahrhunderts von Poulsen vorgeschlagen [80], konnte jedoch bis jetzt noch nicht mit der entsprechenden Genauigkeit realisiert werden. Ein neuer Anlauf dazu findet gerade mit dem ALIVE-Experiment¹ an der TU Darmstadt statt. Hier soll zunächst eine mit den genauesten Spannungsteilern vergleichbare Genauigkeit erreicht werden [81]. Da die Spannungsmessung in diesem Fall auf eine Frequenzmessung zurückgeführt wird, besteht die Hoffnung langfristig die Genauigkeit der aufwändigsten Spannungsteiler noch zu übertreffen.

Diese Technik befindet sich gegenwärtig in der Entwicklung und konnte am ESR noch nicht eingesetzt werden. Prinzipiell wäre natürlich auch eine ähnliche Bestimmung der Geschwindigkeit der Ionen im ESR durch die Messung der Dopplerver-

¹Accurate Laser Involved Voltage Evaluation

schiebung eines genau bekannten ionischen Übergangs denkbar, die bei der gleichen Elektronenkühlerspannung im Ring gespeichert sind. Dafür benötigt man dennoch eine einfache Möglichkeit, die Gleichheit der Elektronenkühlerspannungen nachzuweisen. Außerdem ist derzeit kein entsprechender Übergang in einem Ion bekannt, das sich bei der maximalen magnetischen Steifigkeit des ESR mit einer Energie von 400 MeV/u noch speichern lässt. Außerdem wurde noch die Möglichkeit diskutiert die Geschwindigkeit der Elektronen über Thomson-Rückstreuung von Photonen zu ermitteln, wurde jedoch als eigenes, aufwändiges Experiment verworfen.

Es sei an dieser Stelle noch erwähnt, dass die gleichzeitige Messung des Übergangs in kollinear und antikollinearer Geometrie die Unsicherheit der Ionengeschwindigkeit vollständig eliminieren würde. Dies lässt sich sofort an Gleichung (3.1) erkennen, wenn man das Produkt der beiden Fälle für $\theta = 0$ mit der zugehörigen Laborwellenlänge λ_1 und $\theta = \pi$ mit der gemessenen Laborwellenlänge λ_2 bildet, ergibt sich

$$\lambda_0^2 = \lambda_1 \gamma (1 + \beta) \lambda_2 \gamma (1 - \beta) = \lambda_1 \lambda_2 \gamma^2 (1 - \beta^2) = \lambda_1 \lambda_2. \quad (4.1)$$

Leider stehen keine Lasersysteme für die entsprechenden Wellenlängen von etwa 100 nm für die kollineare Anregung des wasserstoffartigen Bismuts und etwa 3,6 μm für die antikollineare Anregung des lithiumähnlichen Bismuts zur Verfügung.

Für die im März 2014 durchgeführte Strahlzeit wurde ein Spannungsteiler vom Typ Ohm-Labs HVS-250 beschafft, mit dem die Beschleunigungsspannung des Elektronenkühlers von 214 kV gemessen werden sollte. Es stellte sich allerdings heraus, dass dieser Teiler die geforderten Spezifikationen nicht erreichte (siehe Abschnitt 4.4). Für die Strahlzeit wurde stattdessen ein stabiler Spannungsteiler der PTB in Braunschweig eingesetzt. Dessen Aufbau und der anderer Teiler, die im Rahmen dieser Arbeit genutzt wurden, wird im folgenden Abschnitt beschrieben. Nach Abschluss der Strahlzeit wurde der HVS-250 im Rahmen dieser Arbeit durch umfangreiche Messungen in Kooperation mit der Arbeitsgruppe Hochspannungsmesstechnik der PTB spezifiziert, notwendige Verbesserungen am Teiler vorgenommen und der verbesserte Teiler am ESR eingesetzt. Diese Aktivitäten sind in Abschnitt 4.4 dargestellt.

4.3. Verwendete Spannungsteiler

Um die im weiteren vorkommenden Spannungsteiler einzuführen, werden deren Spezifikationen im Folgenden kurz aufgeführt. Die beiden wichtigsten Teiler für die Ex-

4. Hochspannungsmessung

perimente werden dabei etwas ausführlicher beschrieben.

4.3.1. PTB HVDC2.1

Der Spannungsteiler HVDC2.1 ist im Rahmen eines gemeinsamen Projekt europäischer Metrologieinstitute innerhalb des European Metrology Research Programme (EMRP) aufgebaut worden. Der Teiler kann bis zu einer Spannung von 200 kV betrieben werden und ermöglicht mit vier weiteren, baugleichen Modulen anderer europäischer Institute die Messung von bis zu 1 MV. Der HVDC2.1 kann als genauester, mobiler Referenzspannungsteiler Deutschlands im Bereich bis 200 kV angesehen werden. Die Widerstandskette des HVDC2.1 besteht aus 204 ausgewählten 10 M Ω -Präzisionswiderständen. Neben der Gleichspannungsmessung ist der Teiler mit einer parallel zur Widerstandskette geschalteten Kondensatorkette ausgestattet. So wird die Messung von Spannungstransienten und Wechselspannung ermöglicht und Beschädigungen durch Spannungsüberschläge vorgebeugt. Die Präzisionswiderstände sind an einer Macor-Stützstruktur innerhalb einer geschlossenen Glasfaserröhre befestigt, die mit SF₆ gefüllt ist. Das elektrische Feld wird durch eine zweite Widerstandskette geformt, während parallel geschaltete Kondensatoren die Messung transienter und Wechselspannungen ermöglichen. Die relative Messunsicherheit von $1,3 \cdot 10^{-5}$ ist maßgeblich durch die Bestimmung des Teilerfaktors, Temperatureffekte in den einzelnen Widerständen und Leckströme limitiert [64]. Durch den robusten Aufbau ist der Teiler transportabel und konnte daher als erster präziser Spannungsteiler am Elektronenkühler des ESR bei einer Spannung von 214 kV eingesetzt werden.

4.3.2. Spellmann HVD400

Ein kommerzieller Teiler, der von der PTB-Arbeitsgruppe Hochspannungsmesstechnik verwendet wird, ist der Spellmann HVD400. Dieser ist auf eine relative Genauigkeit von $2,5 \cdot 10^{-3}$ spezifiziert und wurde zur Überprüfung des HVDC2.1 auf Transportschäden eingesetzt.

4.3.3. PTB T300, MT300

Der T300 ist ein ausgemusterter Spannungsteiler für Spannungen bis 300 kV, mit dem Messungen an der PTB überwacht werden, um Effekte des Prüflings von denen der Spannungsquelle zu unterscheiden. Als aktueller Referenzteiler der PTB für Span-

nungen bis 300 kV wird der MT300 eingesetzt. Dieser ist in der Spannungsquelle im Hochspannungslabor der PTB als Regelteiler eingebaut.

4.3.4. JRL HVA-100

Aus früheren Experimenten an der kollinearen Laserspektroskopieapparatur COL-LAPS (ISOLDE/CERN)² stammt der Spannungsteiler des Typs JRL HVA-100. Er wird derzeit hauptsächlich für das ALIVE-Experiment an der TU Darmstadt verwendet. Da das Gerät vor beinahe 40 Jahren beschafft wurde, sind die Alterungsprozesse der Widerstände schon sehr weit vorangeschritten, sodass der Teiler inzwischen eine relative Genauigkeit von 10^{-5} erreicht. Dies zeigte ein Vergleich des HVA mit dem präzisen Hochspannungsteiler, der für das KATRIN-Experiment aufgebaut wurde und Spannungen bis 65 kV mit 10^{-7} Genauigkeit misst [82]. Der Maßstabsfaktor des HVA beträgt demnach 10 000,05(8):1. Durch eine Temperaturstabilisierung soll die Messgenauigkeit des HVA zukünftig noch weiter ausgereizt werden. Um Beschädigungen durch Überschläge an dem Teiler auszuschließen, wurde er am Elektronenkühler nur mit Maximalspannungen bis zu 80 kV betrieben.

4.3.5. Spannungsteiler Ohm-Labs HVS-250

In Abb. 4.2(a) ist ein Foto des aus fünf Segmenten bestehenden Gerätes dargestellt. Jedes Segment ist für eine Spannung von 50 kV ausgelegt und beinhaltet 25 seriell verbundene $2\text{ M}\Omega$ Widerstände, die jeweils in einem kurzen Messingrohr verbaut und lt. Hersteller hermetisch verschlossen sind. Isolierte, gekrümmte Kupferrohre verbinden die Messringrohre mechanisch und sind elektrisch über angelötete $10\text{ M}\Omega$ -Widerstände mit ihnen verbunden. Damit sind die Messwiderstände geschützt vor Luftdruck- und -feuchtevariation, während die äußere Widerstandskette zur Anpassung des elektrischen Feldes am Ort der Präzisionswiderstände dient. Im Sockel des Gerätes befinden sich die Niederspannungsanschlüsse und Lüfter, mit denen ein gleichmäßiger Luftstrom zum Abtransport der Jouleschen Wärme erzeugt wird und dadurch die Temperatur des Spannungsteilers auf die Umgebungstemperatur stabilisiert werden soll. Die Messung der Niederspannung erfolgt über einen präzisen und kalibrierten $10\text{ k}\Omega$ Widerstand. Die relative Genauigkeit des Spannungsteilers ist auf 10^{-4} spezifiziert, bei einem nominalen Messbereich bis 250 kV. Aufgrund dieser spezifizierten Genauig-

²COLlinear LAsEr SPectroscopy Setup an der „Isotopenfabrik“ ISOLDE des europäischen Kernforschungszentrums CERN

4. Hochspannungsmessung

keit ist zur Messung der Niederspannung ein Spannungsmessgerät vom Typ Keysight 34465A mit einer Anzeigegenauigkeit von 6,5 Stellen vorgesehen.

4.4. Spezifizierung und Verbesserung des HVS-250

Da der Spannungsteiler ab Werk nur bis 150 kV kalibriert werden konnte, wurde zunächst eine Kalibration an der Physikalisch-technischen Bundesanstalt (PTB) anberaumt. Dabei wurden starke Schwankungen der Messwerte festgestellt, die nach eingehender Prüfung des Teilers auf eine defekte Lötverbindung im äußeren Schirmteiler zurückgeführt wurde, wie in Abb. 4.2(b) zu sehen ist. Eine Reparatur brachte jedoch nicht den gewünschten Erfolg und eine Instandsetzung durch den Hersteller konnte durch die logistischen Laufzeiten erst nach der Strahlzeit erfolgen.

Aufgrund des Angebots seitens der PTB-Arbeitsgruppe Hochspannungsmesstechnik, den mobilen Spannungsteiler HVDC2.1 (siehe Abschnitt 3.3.3 und Abschnitt 4.3.1) leihweise zur Verfügung zu stellen, war die Durchführung der Strahlzeit dennoch möglich.

4.4.1. Spezifizierung an der PTB

Nach Ende der Strahlzeit wurden im April 2014 Messungen im PTB-Hochspannungslabor mit dem Hochspannungsteiler HVS-250 (Abb. 4.2(a)) durchgeführt und drei defekte Segmente identifiziert, deren Stabilität außerhalb der Spezifikation von 10^{-4} lag. Nach Reparatur der Segmente wurden die Messungen im Dezember 2014 wiederholt. In Abb. 4.3 ist der verwendete Aufbau schematisch dargestellt. Durch Messung der Hochspannung U_{HV} durch einen Spannungsteiler mit bekanntem Teilungsverhältnis (Maßstabsfaktor:1) wird der Maßstabsfaktor des HVS-250 gemäß

$$M_{\text{HVS-250}} = \frac{U_{\text{HV}}}{U_{\text{HVS-250,Mess}}} \quad (4.2)$$

aus dessen Niederspannungsmesswert $U_{\text{HVS-250,Mess}}$ ermittelt. Die Linearitätsmessung zwischen 50 und 250 kV ist in Abb. 4.2(c) dargestellt. Auf der linken Achse ist hier die relative Änderung des Maßstabsfaktors aufgetragen. Zusätzlich zum HVS-250 wurde der Maßstabsfaktor des ausgemusterten PTB-Teilers T300 zum Vergleich gemessen. Vor allem kurz nach der Änderung der Spannungen zeigt der HVS-250 deutliche Instabilitäten. Die zahlreichen Lötverbindungen und die Form der Schwankungen geben Grund zu der Vermutung, dass dieses Verhalten durch Aufwärmprozesse in den

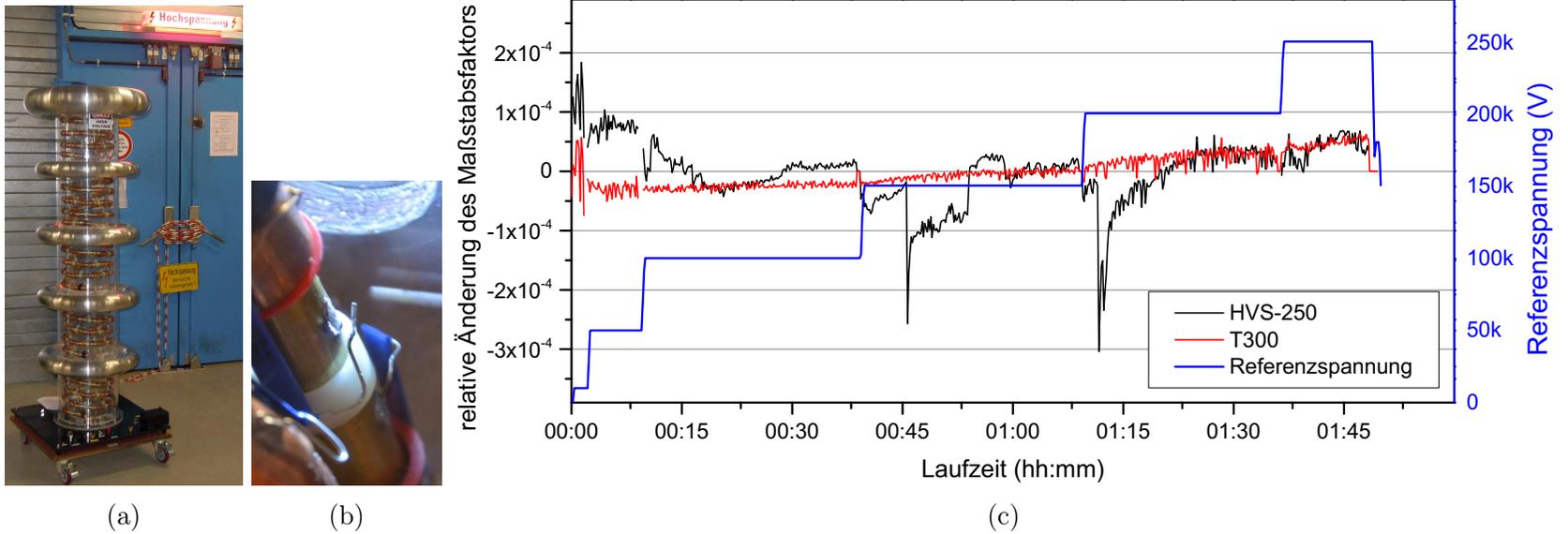


Abbildung 4.2.: (a) Der Hochspannungsteiler HVS-250 vor der Tür zum Farady-Raum des ESR-Elektronenkühlers. (b) Mindestens eine defekte Lötstelle des Schirmteilers verursachte Instabilitäten, die den Einsatz bei der Stahlzeit verhinderten. (c) Messung des Maßstabsfaktors (linke Skala) des Hochspannungsteilers HVS-250 (grün) nach der Reparatur durch den Hersteller im Vergleich zu dem ausgemusterten PTB-Referenzteiler T300 (blau). Die rote Kurve beschreibt an der rechten Ordinate die gemessene Spannung des MT300.

4. Hochspannungsmessung

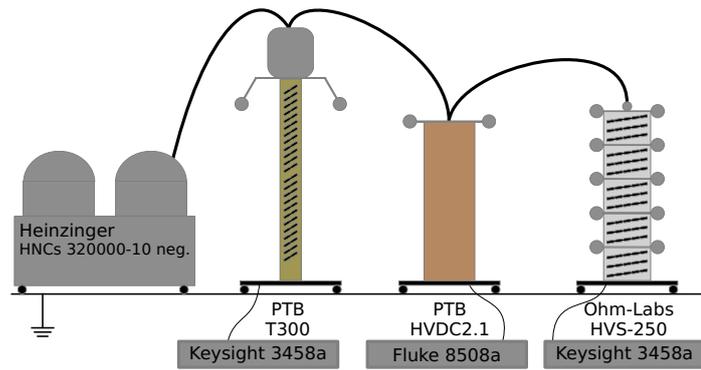


Abbildung 4.3.: Skizze des Aufbaus im Hochspannungslabor der PTB in Braunschweig.

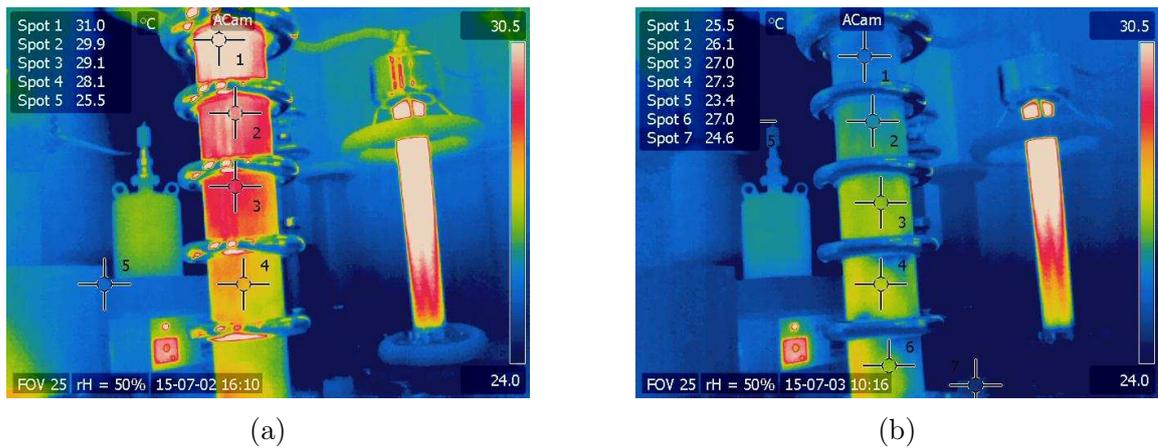


Abbildung 4.4.: Infrarot-Bilder des HVS-250 Teilers nach je 20-minütiger Messung bei 250 kV. (a) Lüfter im Sockel erzeugen einen aufsteigenden Luftstrom, (b) Lüfter erzeugen einen absteigenden Luftstrom. Die Erwärmung der einzelnen Stufen wird durch Fadenkreuze Spots 1 bis 4 gemessen, Punkt 5 misst die Raumtemperatur. Sowohl der Temperaturunterschied zwischen den Stufen, als auch die mittlere Temperatur ist in (b) geringer.

Lötverbindungen zustande kommt. Veränderungen im Gefüge der Lötunkte bei der Erwärmung ändern kurzzeitig die Leitfähigkeit und stabilisieren sich schließlich. Mit dem Gesamtwiderstand des Teilers von $250\text{ M}\Omega$ wird bei einer angelegten nominalen Spannung von 250 kV eine Leistung von 275 W erzeugt, die als Wärme an den Widerständen anfällt. Um die Temperatureffekte auf die Widerstände zu minimieren, werden Präzisionsspannungsteiler üblicherweise mit viel höheren Gesamtwiderständen entworfen. So erzeugt der HVDC2.1 der PTB bei einem Gesamtwiderstand von $2,04\text{ G}\Omega$ lediglich eine Wärmeleistung von 30 W bei einer Spannung von 200 kV .

Die Wärmebelastung des Spannungsteilers soll durch vier im Sockel angebrachte Lüfter verringert werden. Diese Lüfter sind jedoch nur für Aufbauten mit bis zu drei Stacks und Spannungen von 150 kV ausgelegt. Durch die größeren Abmessungen des HVS-250 mit fünf Segmenten und dem quadratischen Anstieg der Leistung $P = UI = U^2R$ mit der Spannung erwärmt sich der Spannungsteiler bei hohen Spannungen sehr stark. Die Belastung der Widerstände ist im oberen Teil des Spannungsteilers am stärksten, da die an allen Widerständen gleich anfallende Wärme durch Konvektion und die Lüftung nach oben steigt. Der Effekt ist auf dem Infrarotbild in Abb. 4.4(a) sichtbar; hier erwärmt sich der obere Teil um rund 3 K mehr, als der untere Teil. Eine leichte Verringerung der Wärmebelastung konnte durch einen Austausch der Lüfter mit leistungsstärkeren Modellen erreicht werden. Eine weitere Belastung der oberen Widerstände konnte verringert werden, indem die Lüfter umgedreht wurden und so einen Luftstrom im Spannungsteiler von oben nach unten erzeugt wurde (Abb. 4.4(b)). So konnte der Temperaturunterschied innerhalb des Teilers auf $1,8\text{ K}$ fast halbiert werden. In beiden Fällen waren 250 kV für ca. 20 Minuten angelegt.

4.4.2. Kommissionierung des HVS-250

Mit der verbesserten Lüftung wurde der Spannungsteiler an der PTB wiederholt spezifiziert. Dabei blieben die Messwerte innerhalb der Spezifikation von 10^{-4} und es traten keine Sprünge, wie in Abb. 4.2(c) mehr auf.

Für die Messung der Niederspannung wurde ein Digitalmultimeter des Typs Keysight 34465A beschafft, dessen Genauigkeit von $3 \cdot 10^{-5}$ für die spezifizierte Messgenauigkeit des Teilers von 10^{-4} ausreicht. Da das Multimeter innerhalb des Hochspannungsraums des Elektronenkühlers installiert ist, muss die Verbindung zum Auslesen der Spannung über isolierte Glasfaserkabel erfolgen. Dafür wurde das Multimeter über einen vorhandenen Ethernet-Glasfaser-Konverter mit dem lokalen Netzwerk verbunden.

4. Hochspannungsmessung

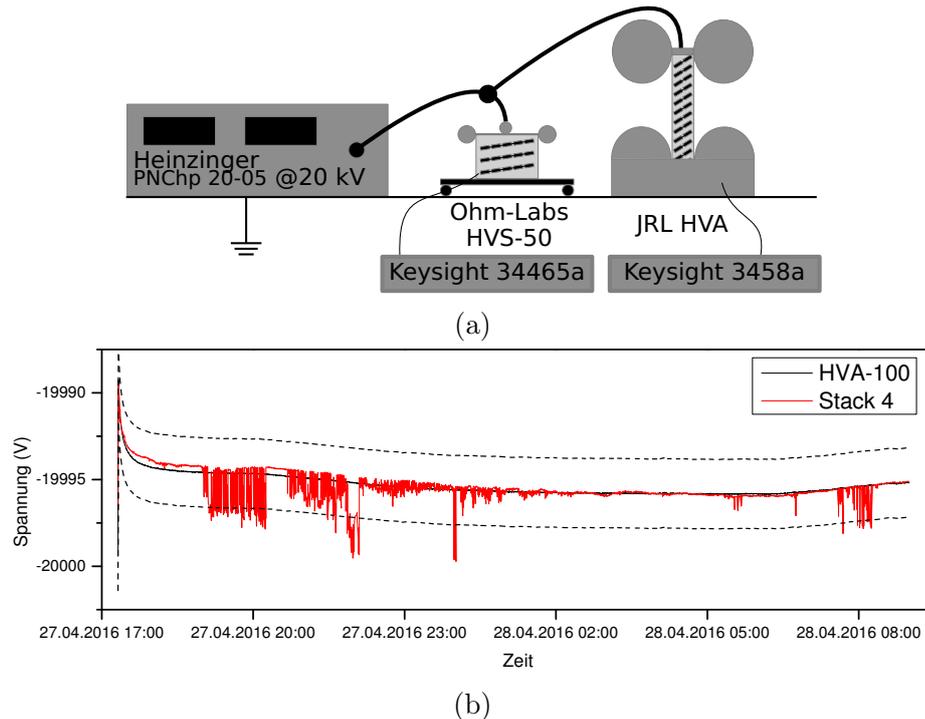


Abbildung 4.5.: (a) Skizze des Aufbaus im ALIVE-Labor an der TU Darmstadt. (b) Langzeitmessung von Stack 4 des HVS-250. Die gestrichelten Linien zeigen den Toleranzbereich von 10^{-4} um den Messwert des HVA-100. Die Ausschläge der gemessenen Spannung treten sporadisch auf und scheinen mit fortschreitender Messung weniger zu werden.

Erste Testmessungen der einzelnen Stacks bis 20 kV wurden im Vergleich zu dem Spannungsteiler JRL HVA-100 (Genauigkeit: 10^{-5}) durchgeführt. In Abb. 4.5(a) ist der Aufbau dargestellt. Hier traten bei einem Segment sporadische Sprünge in der gemessenen Spannung auf, deren Höhe die spezifizierte Genauigkeit überschritt. In Abb. 4.5(b) ist das Ergebnis einer Langzeitmessung dieses Segments (Stack 4) über Nacht dargestellt. Hier zeigte sich, dass die Anzahl und Höhe der Sprünge mit der Zeit abzunehmen schien.

Bei zwei der anderen Stacks zeigte sich dieses Verhalten nicht, während die verbleibenden beiden Stacks zwar ein ähnliches Verhalten zeigten, sich jedoch nur nach kurzer Zeit stabilisierten. Dies gab dennoch Anlass zur Sorge, da derartige Spitzen bei konstanter Hochspannungsquelle für einen Spannungsteiler ungewöhnlich sind.

Für weitere Tests wurde der zusammengesetzte HVS-250 gegen den HVA-100 bei Spannungen bis 80 kV getestet. Dazu wurden die Spannungsteiler im Hochspannungsraum des Elektronenkühlers installiert. Ein Schema des Aufbaus ist in Abb. 4.6(a)

4.4. Spezifizierung und Verbesserung des HVS-250

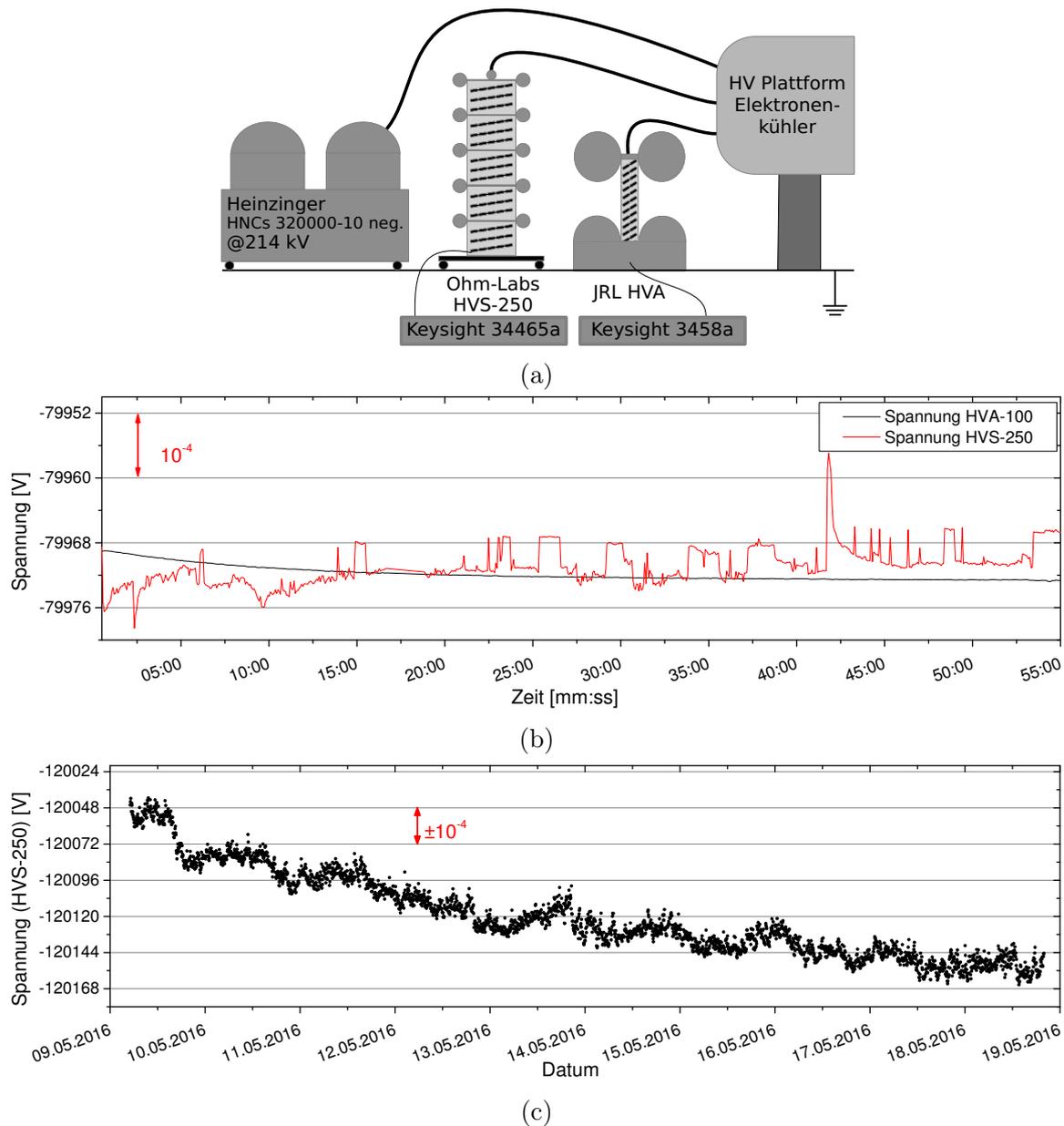


Abbildung 4.6.: (a) Skizze des Aufbaus zum Vergleich des HVA-100 mit dem HVS-250 und der Langzeitmessung des HVS am Elektronenkühler des ESR in Darmstadt. (b) Vergleichsmessung bei 80 kV. An der Messwerten des HVA-100 zeigt sich die Stabilität der Spannungsquelle. Der HVS zeigt hingegen sporadische Sprünge, die die Spezifikation teilweise überschreiten. (c) Langzeittest des Hochspannungsteilers HVS-250. Relative Schwankungen im Stundenbereich von bis zu $2 \cdot 10^{-4}$ sind mit einer täglichen mittleren Drift von ca. 12 V überlagert. Die Ursache für die Drift ist höchstwahrscheinlich eine Alterung der Widerstände durch die Wärmeleistung von ca. 0,5 W je Widerstand.

4. Hochspannungsmessung

dargestellt. Auch hier zeigte der HVS-250 deutliche sporadische Sprünge, die jedoch meist innerhalb der Spezifikation blieben, wie in Abb. 4.6(b) gezeigt. Für einen Test mit höheren Spannungen musste der HVA-100 entfernt werden, da er nur bis maximal 100 kV ausgelegt ist. Das Ergebnis einer Langzeitmessung bei 120 kV über neun Tage ist in Abb. 4.6(c) dargestellt. Auffällig ist hier die Streuung der Messwerte, die über wenige Stunden im Bereich von $2 \cdot 10^{-4}$ schwankt und darüber hinaus eine Langzeitdrift von ca. 12 V pro Tag zeigt. Die Ursache dafür ist höchstwahrscheinlich die Alterung der Widerstände durch eine Leistung von 0,5 W, die von jedem Widerstand aufgenommen wird und ihn erwärmt. Da die geforderte Genauigkeit von 10^{-4} mit diesem Spannungsteiler nicht erreicht werden kann, wird momentan in Kooperation mit dem Hersteller ein verbesserter Aufbau mit einem höheren Gesamtwiderstand im Hochspannungsteil evaluiert.

Die Messergebnisse bei 80 kV zeigten jedoch eine gute Stabilität des Hochspannungsnetzgerätes, welches nach einer halben Stunde Einlaufzeit nur noch Veränderungen $< 1 \cdot 10^{-5}$ zeigte. Daher wurde angenommen, dass die Stabilität des Netzgerätes auch bei höheren Spannungen auf einem ähnlichen Niveau ist. Dies wird mit der Beobachtung des üblicherweise ähnlich stabilen Signals des Schottky-Spektrums [77] eines elektronengekühlten Ionenstrahls untermauert. Eine Spezifikation des eingestellten Spannungswertes an der Spannungsquelle (Setzwert) ist daher sinnvoll, um auch ohne direkte Spannungsmessung ein hinreichend genaues Ergebnis für die Elektronenkühlspannung zu erhalten.

4.4.3. Spezifikation des Setzwertes des Netzgerätes

Durch die im vorigen Abschnitt gezeigten großen Schwankungen und Drifts des HVS-250 konnte keine genaue Aussage über die Hochspannung am Elektronenkühler getroffen werden.

Die nach einer Einlaufzeit von etwa einer halben Stunde durchgeführte Messung in Abb. 4.6(b) zeigte, dass die Spannungsquelle eine stabile Spannung liefert. Eine hinreichende Genauigkeit bei der Ermittlung der Hochspannung kann daher über eine Kalibrierung des am Netzgerät eingestellten Wertes erzielt werden. Obwohl zu diesem Zeitpunkt an der PTB die Rückführung aller Spannungsteiler auf das Primärnormal kurz bevorstand, konnte ein Spannungsteiler Spellman HVD400 für Vergleichsmessungen zur Verfügung gestellt werden. Der Aufbau für die Messung ist in Abb. 4.7(a) dargestellt. Die vom der Spannungsquelle Heinzinger HNC 320 000-10 erzeugte Hochspannung wurde von der Hochspannungsplattform abgegriffen und mit

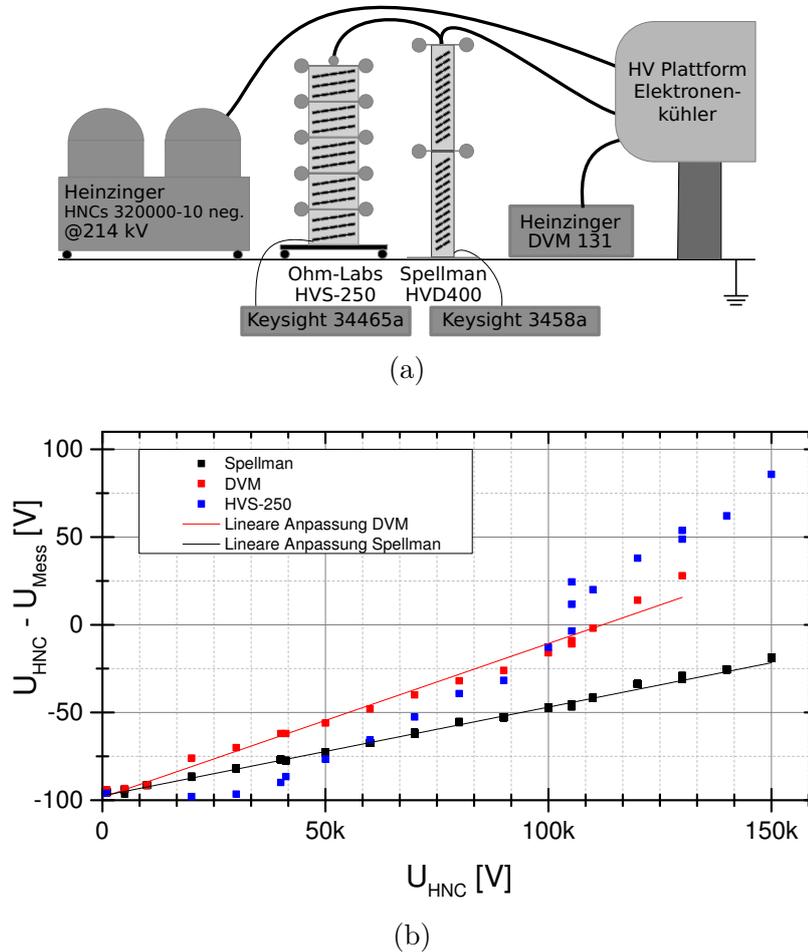


Abbildung 4.7.: (a) Schema des Aufbaus am Elektronenkühler zur Kalibration des Setzwertes. Neben dem HVS-250 (Abschnitt 4.4) wurde ein von der PTB zur Verfügung gestellter Spellman HVD400 verwendet. (b) Ergebnis der Abweichungen der mit den Spannungsteilern gemessenen Werte ΔU von der Setzspannung U_{Set} , als Funktion ebendieser. Während der HVS sich nichtlinear verhält, zeigt der Spellman-Teiler die geringste Abweichung von der linearen Funktion mit der Geradengleichung $\Delta U = 97,51(5) \text{ V} - 5,058(6) \text{ V/kV} \cdot U_{\text{Set}}$. Die Lineare Anpassung an die Werte des DVM 131 ergibt $\Delta U = 98(2) \text{ V} - 8,8(2) \text{ V/kV} \cdot U_{\text{Set}}$.

4. Hochspannungsmessung

beiden Spannungsteilern verbunden. Zusätzlich wurde das am Elektronenkühler vorhandenen Spannungsmessgerät Heinzinger DVM 131 angeschlossen, dessen Messbereich bis 130 kV reicht und das nicht während des Strahlbetriebs verwendet werden kann.

In Abb. 4.7(b) ist die Abweichung des Setzwertes vom gemessenen Wert $\Delta U = U_{\text{HNC}} - U_{\text{Mess}}$ über den Setzwert U_{HNC} aufgetragen. Die Spannung wurde in 10 kV-Schritten erhöht und bei jedem Messpunkt etwa 3 min Einschwingzeit abgewartet. Alle Messgeräte zeigen ein nahezu lineares Verhalten, dessen Ursache in der Spannungsquelle liegt. Die geringsten Abweichungen von einer linearen Funktion zeigt der HVD400. Dieser wurde wenige Tage nach der Messung an die PTB zurückgebracht und dort im Rahmen der oben genannten Rückführungen vermessen. Der so ermittelte Maßstabsfaktor dieses Teilers beträgt $M_{\text{HVD400}} = 39612(4)$. Daraus ergibt sich für die Abweichung

$$\Delta U = -97,51(5) \text{ V} + 5,058(6) \text{ V/kV} \cdot U_{\text{Set}} \quad (4.3)$$

wobei hier nur die Unsicherheit der linearen Anpassung in Abb. 4.7(b) angegeben ist. Aus Zeitmangel musste im Rahmen der hier gezeigten Messungen auf eine Überprüfung der Wiederholbarkeit verzichtet werden. Diese Kalibration wurde dem Experiment zum Channeling zur Verfügung gestellt.

Die Abweichung des Setzwertes liefert einen Anhaltspunkt zur Ermittlung der Hochspannung am Elektronenkühler, bis ein verbesserter Spannungsteiler zur *in situ*-Spannungsmessung zur Verfügung steht.

5. Analyse der Resonanzdaten

In diesem Kapitel wird die Vorgehensweise bei der Analyse der Fluoreszenzdaten dargestellt. Das dazu verwendete Programm wurde ausgehend von der Analyse in [62] weiterentwickelt und ist in den Programmiersprachen C++ und Python geschrieben. Zur besseren Übersicht ist die Analyse in sieben Schritte geteilt.

5.1. Erzeugung der Spektren im Laborsystem aus den Rohdaten

Während der Analyse werden die Fluoreszenzdaten zunächst für jeden Wellenlängenschritt analysiert. Mit Hilfe des *common stop*-Signals ist jedem Photon die entsprechende Phase des Umlaufs der Ionen im Ring zugeordnet (siehe Abschnitt 3.8). Alle Messwerte und Stellgrößen werden während der typischen 3 s Verweilzeit bei einem Wellenlängenschritt gemittelt. Wie in Abb. 5.1 dargestellt, erfolgen für jeden Wellenlängenschritt des Lasers die ersten vier Analyseschritte mit Hilfe des GO4-Systems¹ [83], während die weiteren drei Schritte in Python realisiert sind. Die Struktur der GO4-Analyse ist modular, sodass ausgewählt werden kann, welche Analyseschritte ausgeführt werden. Die Datenstruktur der Ausgabe eines jeden Schrittes wird in einer *event*-Klasse festgelegt. Die Berechnungen erfolgen jeweils durch die Funktion „BuildEvent“ in der *event processor*-Routine.

Im ersten Schritt werden die in ein *MBS event* verpackten Datensätze zerlegt und entsprechenden Variablen zugeordnet. Die vom LabView-Server gesendeten Datensätze mit u.a. den Messwerten des Wavemeters und der Spannungsmessung, sowie die der Scalerkanäle werden in Integerarrays gespeichert. In den TDC-Kanälen gespeicherte Ankunftszeiten der PMT-Signale werden in ein zweidimensionales Array gespeichert, dessen Dimensionen der Anzahl der TDC-Kanäle und der Zahl der gezählten Ereignisse (bei *multi-hit* > 1) entspricht.

¹GSI Object Oriented On-line Off-line system

5. Analyse der Resonanzdaten

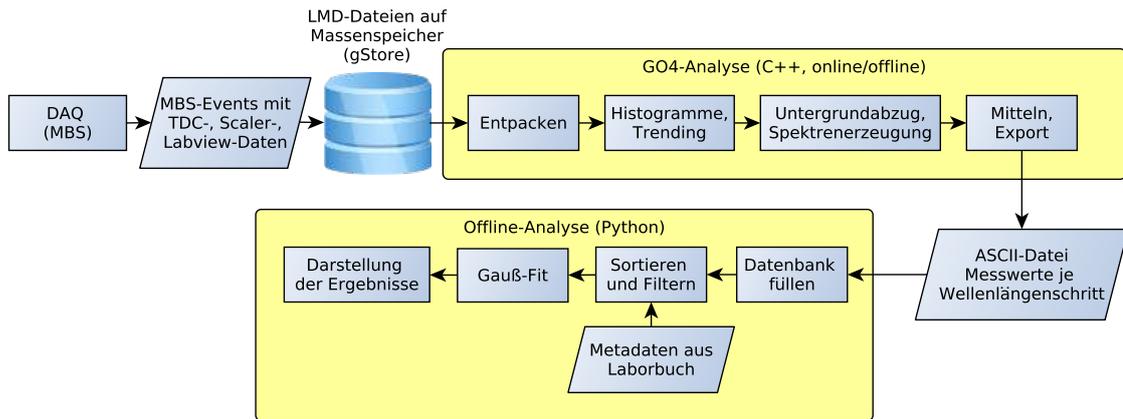


Abbildung 5.1.: Flussdiagramm des Analyseprozesses. Die von der Datenaufnahme (DAQ) erzeugten Daten liegen in LMD-Dateien auf einem Massenspeicher vor (siehe Abschnitt 3.8). Mit der Analysesoftware GO4 werden zunächst ASCII-Dateien erzeugt, in denen die Daten für je einen Wellenlängenschritt gemittelt sind. Die weitere Analyse der Daten erfolgt mit vier Python-Skripten. Die einzelnen Analyseschritte werden im Text näher beschrieben.

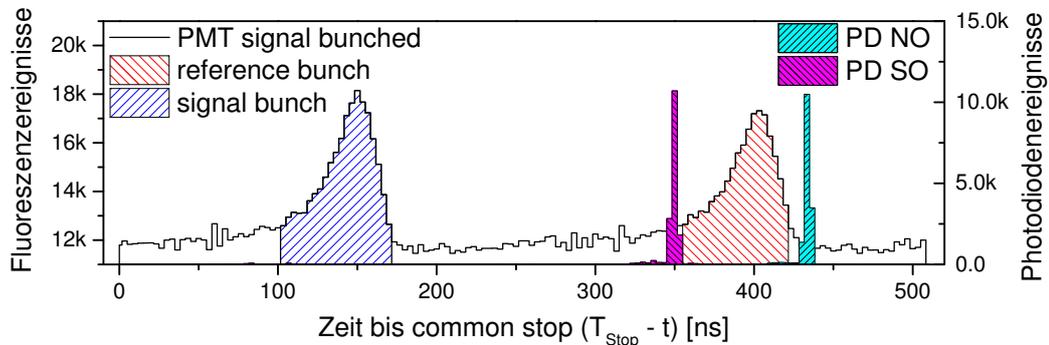


Abbildung 5.2.: Fluoreszenzsignal lithiumähnlichen Bismuts in Abhängigkeit von der zeitlichen Phase der Ionen im Ring. Die Spanne der horizontalen Achse entspricht einer Umlaufperiode (500 ns). Die Zeit verläuft hier von rechts nach links. Die schraffierten Flächen markieren die während der Analyse festgelegten Signal- und Referenzfenster, deren Summen zur Untergrundkorrektur voneinander abgezogen werden. Grün und Cyan schraffiert sind die Signale der Photodioden dargestellt, deren Signal die Ankunft des Laserstrahls am Ein-, bzw. Austrittsfenster des ESR zeigt.

5.1. Erzeugung der Spektren im Laborsystem aus den Rohdaten

Der zweite Schritt wird zur Darstellung der Daten auf einer Zeitachse mit einer Auflösung von einer Sekunde genutzt (*trending*), was für die Fehlersuche vor und während der Strahlzeit hilfreich ist. Desweiteren werden die Ankunftszeiten der in den TDCs registrierten Ereignissen einer Phase² auf der Umlaufperiode der Ionen im Ring zugeordnet. In Abb. 5.2 ist beispielhaft die Zahl der registrierten Photonen über der Phase in der Umlaufperiode dargestellt. Dazu werden die Ankunftszeiten der Photonen relativ zum *common stop* (CS) ($t_{CS} - t_{\text{Photon}}$) gemäß

$$\tau_{\text{Umlauf}} = (t_{CS} - t_{\text{Photon}}) \bmod T_{\text{Umlauf}} \quad (5.1)$$

mit der Umlaufperiode T_{Umlauf} in Beziehung gebracht. Die horizontale Achse zeigt eine Umlaufperiode der Ionen im Ring von ≈ 500 ns, wobei die Zeit von rechts nach links verläuft. Für dieses Bild wurden drei Scans des Lasers über die Resonanz akkumuliert, um die Struktur des gebunchten Ionenstrahls mit guter Statistik darzustellen. Die gleich groß festgelegten Fenster, in denen die Photonen dem Signal- bzw. Referenzbunch zugeordnet werden, sind schraffiert dargestellt.

Im dritten Analyseschritt werden die Fluoreszenzdaten mit den gemessenen Laserwellenlängenschritten kombiniert und so ein Spektrum erstellt. Die Veränderung der Wellenlänge erfolgt schrittweise mit einer typischen Schrittlänge von 0.01 nm und typischer Verweilzeit von 3 s je Wellenlängenschritt. Für jede Stufe werden die innerhalb der Fenster gezählten Photonen summiert. Durch Differenzbildung der Signale im Signal- und Referenzfenster wird der Untergrund abgezogen. Zur späteren Ermittlung der statistischen Unsicherheit jedes Datenpunkts wird die Summe der in beiden Fenstern gezählten Ereignisse berechnet [62]. Im vorhergehenden Experiment wurde neben dieser noch eine weitere Methode zur Ermittlung der Differenz der Peakflächen in Abb. 5.2 verwendet. Hierbei wurde an das Signal eine aus zwei versetzten Gaußfunktionen zusammengesetzte Funktion angepasst, bei der die Differenz der Peakflächen als Parameter enthalten ist [84]. Es stellten sich beide Methoden als gleichermaßen geeignet heraus [17].

Im letzten Schritt der GO4-Analyse werden die Daten mehrerer aufgenommener Spektren für die Onlineanalyse akkumuliert dargestellt. Die Signale der PMTs werden mit der Totzeit der Datenaufnahme korrigiert und zur späteren Analyse in Python in ASCII-Textdateien gespeichert. In der Ausgabedatei entspricht jede Zeile einem Wellenlängenschritt und enthält neben den akkumulierten Signalen der Detektoren

²Mit Phase ist hier und im Folgenden die Zeit während eines ca. 500 ns währenden Umlaufs relativ zu einer fixierten aber willkürlich gewählten Startzeit gemeint.

5. Analyse der Resonanzdaten

die gemittelten Messwerte des Wavemeters und der Hochspannungsmessung, sowie Laserparameter und das komplette Phasenarray. Letzteres besteht aus den zeitlich aufgelösten Fluoreszenzsignalen (vgl. Abb. 5.2) für jeden Wellenlängenschritt und ist in Abb. 5.4 als Falschfarbenbild dargestellt.

Der fünfte Analyseschritt ist der erste, der in Python realisiert ist. Hier werden die ca. 260 auszuwertenden Textdateien eingelesen und deren Inhalt in eine SQLite-Datenbank übertragen, die im Arbeitsspeicher erzeugt wurde. Sind alle Dateien eingelesen, wird die Datenbank in eine Datei kopiert. Auf diese Weise wird jeweils nur lesend oder schreibend auf die Festplatte zugegriffen, was die Verarbeitungszeit minimiert. Zugriffe auf diese Datenbank der Rohdaten erfolgen mit SQLite-Befehlen im Klartext, wodurch die nachfolgenden Analyseschritte leicht am Quellcode nachvollziehbar sind. Wie in Abschnitt 3.8 beschrieben, wurden die aufgenommenen Rohdaten in LMD-Dateien geschrieben. Während der Strahlzeit wurde in der Regel der Ionenstrahl in den ESR injiziert und anschließend mit der Laserwellenlänge mehrfach über die Resonanz gescannt. Dabei wurde für jede Injektion eine neue LMD-Datei angelegt. Die einzelnen Laserscans (auch „Loop“ genannt) wurden nummeriert. So ist jede aufgenommene Resonanz durch die Nummer der LMD-Datei und die des Loops identifizierbar. Da Loops im Laufe der Strahlzeit teilweise vorzeitig abgebrochen wurden, wird überprüft, ob die Anzahl der Laserwellenlängenschritte mit den mitgeschriebenen Werten für Startwellenlänge, Schrittweite und Endwellenlänge übereinstimmt. Als vollständig erkannte Loops werden in einer Tabelle verzeichnet, mit der ein späterer Zugriff auf einen beliebigen Loop in der Rohdatenbank vereinfacht wird. Hier werden auch Metadaten über die aufgenommenen Spektren eingetragen und mit Parametern angereichert, die nur im Laborbuch dokumentiert wurden. Dafür wird eine Excel-Tabelle eingelesen, in der die experimentell ermittelten Werte für die Raumladungskorrektur, *bunching*-Amplitude und -Frequenz eingetragen sind.

5.2. Anpassung der Gaußfunktion an die Resonanzkurve

Die Linienform der Resonanz wird hauptsächlich durch die Impulsverteilung im Ionenstrahl bestimmt. Bei der Elektronenkühlung entsteht nach wenigen Sekunden ein Gleichgewicht zwischen der Kühlkraft der Elektronen und den Stößen der Ionen untereinander (*intra-beam scattering*). Der Elektronenstrahl ist durch die elektrostatische Beschleunigung nicht gaußverteilt, da Elektronen, die in der Kathode mit kinetischer

5.2. Anpassung der Gaußfunktion an die Resonanzkurve

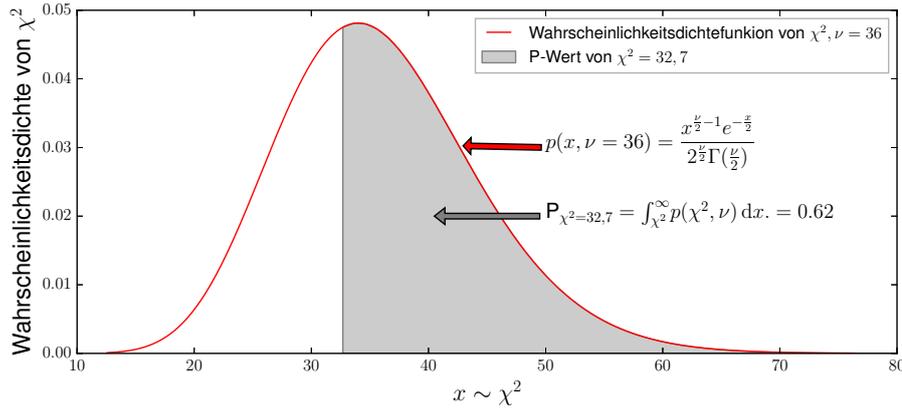


Abbildung 5.3.: Typische χ^2 -Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung für $\nu = 36$ Freiheitsgrade eines Gaußfits an ein Spektrum mit 41 Datenpunkten. Der integrale P-Wert für das aus den Daten ermittelte χ^2 ist grau dargestellt und zeigt eine gute Übereinstimmung der Residuen mit der Fitfunktion an.

Energie entgegen der Beschleunigungsrichtung starten, in ihrer Richtung umgekehrt werden. So entsteht eine Impulsverteilung in Form einer halbierten Gaußverteilung. Da das *intra-beam scattering* jedoch ein statistischer Prozess ist [85] und im Gegensatz zur Elektronenkühlung über den gesamten Ringumfang verteilt stattfindet, stellt sich im Ionenstrahl eine durch *intra-beam scattering* dominierte Geschwindigkeitsverteilung ein. Die Resonanz kann daher gut mit einer Gaußfunktion

$$f(\lambda) = y_0 + \frac{A}{2\pi\sigma} \exp\left(\frac{-(\lambda - \lambda_{\text{Fit}})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.2)$$

mit Untergrund y_0 , Fläche A , Breite σ und Zentralwellenlänge λ_{Fit} als freie Parameter beschrieben werden.

Da sowohl die Fluoreszenzdaten, als auch die Wellenlängen als unabhängige Variable mit Unsicherheiten behaftet sind, wurde eine Fitroutine gewählt, mit der eine mit beiden Unsicherheiten gewichtete Anpassung möglich ist. Mit *orthogonal distance regression* (ODR) werden die Quadratsummen der orthogonalen Abstände von Datenpunkten zur Fitfunktion minimiert [86]. Der ODR-Algorithmus basiert auf dem Levenberg-Marquardt-Algorithmus, bei dem die Methode der kleinsten Quadrate angewandt wird. Da die statistische Unsicherheit der Wellenlängenmessung jedoch etwa eine Größenordnung kleiner als die Unsicherheit der Fluoreszenzdaten ist, kann erstere im Folgenden vernachlässigt werden.

In Abb. 5.4 sind exemplarisch Resonanzsignale mit daran angepassten Gaußfunktio-

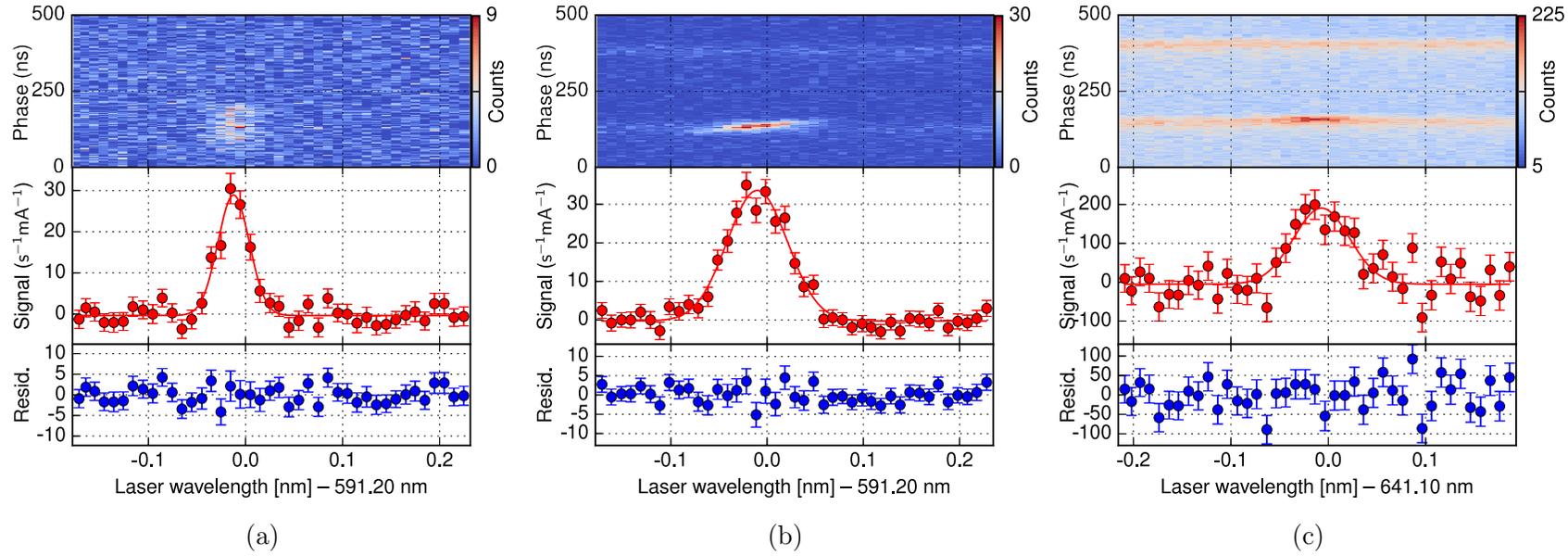


Abbildung 5.4.: Resonanzen des (a) wasserstoffähnlichen Bismuts, aufgenommen mit kontinuierlichem Ionenstrahl (*coasting beam*) und (b) im *bunched beam*-Betrieb. Resonanzen des lithiumähnlichen Bismuts (c) konnten aufgrund der deutlich schlechteren Statistik nur mit *bunched beam* beobachtet werden. Im oberen Teil der Diagramme ist jeweils die Zahl der registrierten Ereignisse farbkodiert als Funktion der Laserwellenlänge und der zeitlichen Phase während der Umlaufperiode im Ring auf der vertikalen Achse dargestellt. In der Mitte ist das auf Ionenstrom- und Aufnahmezeit der Datenaufnahme normierte Signal mit seiner statistischen Unsicherheit als Fehlerbalken zu sehen. Die rote Kurve stellt das Ergebnis der Anpassung einer Gaußfunktion nach Gleichung (5.2) an die Datenpunkte dar und die entsprechenden Residuen sind im unteren Teil der Graphen dargestellt.

5.2. Anpassung der Gaußfunktion an die Resonanzkurve

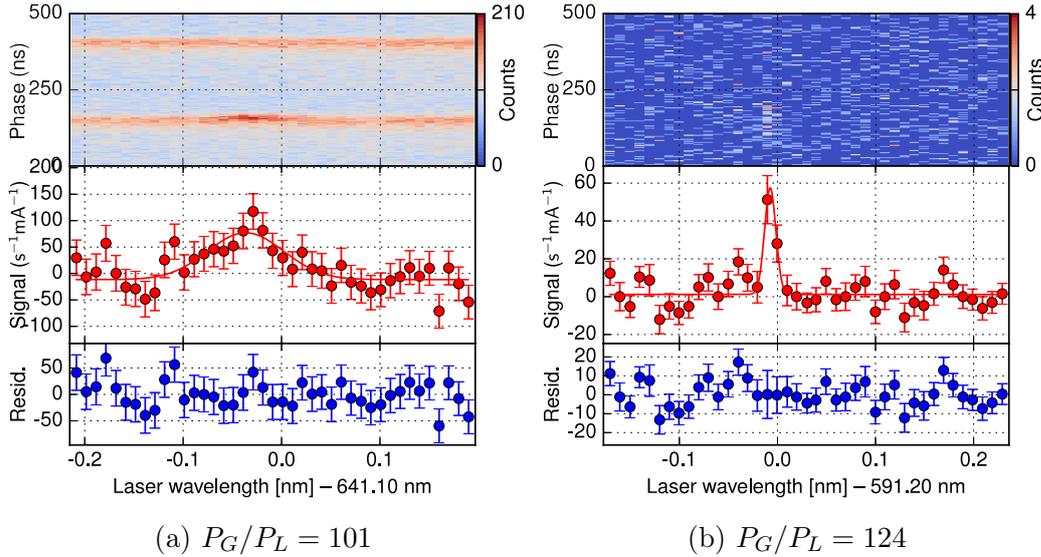


Abbildung 5.5.: Resonanzen in (a) lithiumähnlichem und (b) wasserstoffähnlichem Bismut, deren ermittelte Werte für das Verhältnis der P -Werte der Anpassung an die Gaußfunktion und an eine Gerade P_G/P_L knapp oberhalb der gesetzten Schwelle von $P_G/P_L = 100$ liegen.

nen dargestellt. Das Rohsignal der Detektoren, d.h. die Zahl der detektierten Photonen, ist jeweils im oberen Bildteil farbkodiert dargestellt, mit der zeitlichen Phase der registrierten Ereignisse auf der vertikalen Achse (vgl. Abb. 5.2). Nach Normierung auf die tatsächliche Messzeit der Datenaufnahme (*live time*) und den Ionenstrom ergibt sich das darunter abgebildete Signal mit der statistischen Unsicherheit der Zahl der Ereignisse als Fehlerbalken. Das unterste Diagramm zeigt die Residuen der Anpassung. Alle drei Graphen sind in Abhängigkeit von der Laserwellenlänge dargestellt. In Abb. 5.4(b) und Abb. 5.4(c) ist in den Rohdaten im oberen Teil deutlich die Bunchstruktur sichtbar. Das schlechtere Signal-zu-Rauschverhältnis in Abb. 5.4(c) ist vornehmlich auf die kleinere Übergangsrate in Bi^{80+} und die geringere Quanteneffizienz der Detektoren zurückzuführen (siehe Abschnitt 3.7). Die Anpassungsgüte wird anhand der Größe des Residuums $R_j = X_j - E_j$ bewertet, in welches der gemessene Datenpunkt X_j und der Wert der Fitfunktion E_j an gleicher Stelle auf der x-Achse eingeht. Einen Kennwert stellt die χ^2 -Statistik dar, bei der die Quadratsumme der Residuen, normiert mit der Unsicherheit des Datenpunkts w_j gemäß

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^n \frac{(X_j - E_j)^2}{w_j^2} \quad (5.3)$$

5. Analyse der Resonanzdaten

für eine aus n Wellenlängenschritten bestehende Resonanz berechnet wird. Die Güte einer Anpassung mit ν Freiheitsgraden wird üblicherweise anhand des reduzierten $\chi_{\text{red}}^2 = \chi^2/\nu$ -Wertes evaluiert. Die Unterschiede im Signalverhalten der Detektoren und systematische Tests erzeugen Spektren mit teils sehr unterschiedlichen Signal-zu-Rauschverhältnissen, sodass die Aussagekraft von χ_{red}^2 allein gering ist. Nach Untergrundkorrektur und Normierung der Daten (Abschnitt 5.1) kann davon ausgegangen werden, dass die Residuen der Anpassung normalverteilt sind. Dann beschreibt

$$p_{\chi}(x^2, \nu) = \frac{(x^2)^{1/2(\nu-2)} e^{-x^2/2}}{2^{\nu/2} \Gamma(\nu/2)} \quad (5.4)$$

die Wahrscheinlichkeitsverteilung für χ^2 mit ν Freiheitsgraden, die aus der Normalverteilung abgeleitet und in [87, S. 195] näher beschrieben ist. Nützlich für die Bewertung der Anpassungsgüte ist die integrale Wahrscheinlichkeit

$$P_{\chi}(\chi^2, \nu) = \int_{\chi^2}^{\infty} p_{\chi}(x^2, \nu) dx, \quad (5.5)$$

einen Datensatz mit einem χ^2 zu erhalten, das größer oder gleich dem aus Gleichung (5.3) ermittelten χ^2 ist. Eine Aussage über die Signifikanz eines Ergebnisses wird oft allein mit diesem sogenannten P-Wert getroffen, für den eine Schwelle festgelegt wird (z.B. $P_{\chi} = 0,05$). Bei herkömmlichen Hypothesentests beschreibt die Signifikanz die Abweichung von der Normalverteilung, je kleiner P_{χ} ist, desto größer die Signifikanz. Bei der Anpassung der Gaußfunktion an die Daten wird der umgekehrte Fall geprüft. Bei einem Wert von $P_{\chi} = 0,5$ beträgt $\chi^2 = \nu$, $\chi_{\text{red}}^2 = 1$, sodass die gemessene Verteilung der Residuen einer Normalverteilung entspricht.

Zur automatisierten Auswahl signifikanter Fits musste eine Maßzahl festgelegt werden, mit der Spektren mit einem niedrigen Signal-zu-Rauschverhältnis von Anpassungen der Gaußfunktion an reines Rauschen unterschieden werden können. Ein Datensatz, der ausschließlich aus Rauschen besteht, wird besser durch eine Gerade beschrieben als durch eine Gaußfunktion. Daher wird der P-Wert des Gaußfits $P_{\chi G}$ mit dem eines linearen Fits $P_{\chi L}$ verglichen, da bei der Anpassung an reines Rauschen beide Fitfunktionen ähnliche Residuen und damit gleiche Werte von P_{χ} erzeugen. Das Verhältnis der P-Werte $P_{\chi G}/P_{\chi L}$ stellte sich als eine sensible Maßzahl heraus, die sehr groß wird für signifikante Gaußfits. Bei der Analyse der Daten in dieser Arbeit wurden Fits mit einem Schwellwert von $\Delta P = P_G/P_L < 100$ als nicht signifikant aussortiert. In Abb. 5.5 sind Resonanzen dargestellt, bei denen ΔP knapp oberhalb

5.2. Anpassung der Gaußfunktion an die Resonanzkurve

dieses Schwellwertes liegt und die damit in die Analyse einfließen.

Als weitere Akzeptanzkriterien wurden für die Fit-Unsicherheiten der Zentralwellenlängen Bereiche von $0,001 < \delta\lambda_{Li} < 0,01$ nm und $0,001 < \delta\lambda_H < 0,004$ nm ausgewählt, sowie für die Breite des Fits Werte von $\sigma_{Li} > 0,01$ nm und $\sigma_H > 0,001$ nm mit Fit-Unsicherheiten von $\delta\sigma_{Li} < 0,05$ nm und $\delta\sigma_H < 0,005$ nm gewählt.

Die ermittelten Laborwellenlängen wurden mittels Gleichung (3.1) in Ruhewellenlängen umgerechnet, wobei die Ionengeschwindigkeit aus der mittleren Spannung des Elektronenkühlers über die Aufnahme der Resonanz ermittelt wurde. Raumladungskorrekturen wurden mehrfach ermittelt und die Resonanzen der jeweils zeitlich nächstliegenden zugeordnet.

Eine Übersicht über alle analysierten Resonanzen findet sich in Abb. B.2 im Anhang.

6. Diskussion systematischer Einflüsse

Durch die Präparation des Ionenstrahls und die experimentelle Anordnung ist die Position der Resonanz einer Reihe systematischer Einflüsse ausgesetzt. In [62] sind einige davon bereits ausgiebig diskutiert worden. Daher wird in diesem Kapitel lediglich auf Effekte eingegangen, die bisher nicht berücksichtigt wurden oder einer Anpassung an die veränderten Gegebenheiten bedurften.

6.1. Einflüsse auf die Laborwellenlänge

6.1.1. Wellenlängenmessung

Eine Abweichung in der Wellenlängenmessung hat einen erheblichen Einfluss auf das Ergebnis der spezifischen Differenz. Wesentlich ist hierbei die Genauigkeit des Wellenlängenmessgeräts (Wavemeter) ATOS LM-007. Diese ist maßgeblich durch die Finesse der darin verwendeten Interferometer bestimmt. Interferometer mit hoher Finesse lassen sich jedoch nur entsprechend schmaler Laserlinienbreite nutzen.

Eine Kalibration des Wavemeters wurde während der Strahlzeit täglich mit einem kalibrierten und stabilisierten Helium-Neon-Laser durchgeführt. Dessen Wellenlänge von 632,9914(3) nm liegt zwischen den Wellenlängen des Farbstoff-Lasers von 591 nm und 641 nm. Eine mögliche wellenlängenabhängige Messabweichung wird dabei jedoch nicht berücksichtigt, kann jedoch mittels Absorptionsspektroskopie an molekularen Jod ermittelt werden. Im Jodmolekül lassen sich zahlreiche Resonanzen im sichtbaren Spektralbereich anregen. Deren Frequenzen sind genau bekannt und im Jodatlas [88, 89] zusammengefasst. Die Jodlinien werden daher häufig zur Kalibrierung und Stabilisierung von Lasern herangezogen. Im Gegensatz zu [62] wurde im Rahmen dieser Arbeit die Genauigkeit des Wavemeters anhand der Jodspektroskopie direkt ermittelt, statt sie konservativ durch die Finesse abzuschätzen. Der hierfür verwendete Aufbau

6. Diskussion systematischer Einflüsse

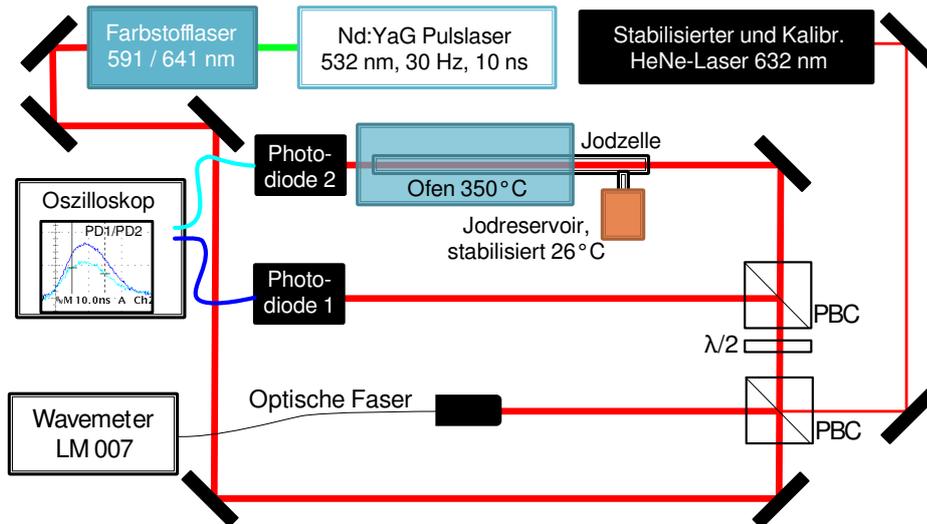
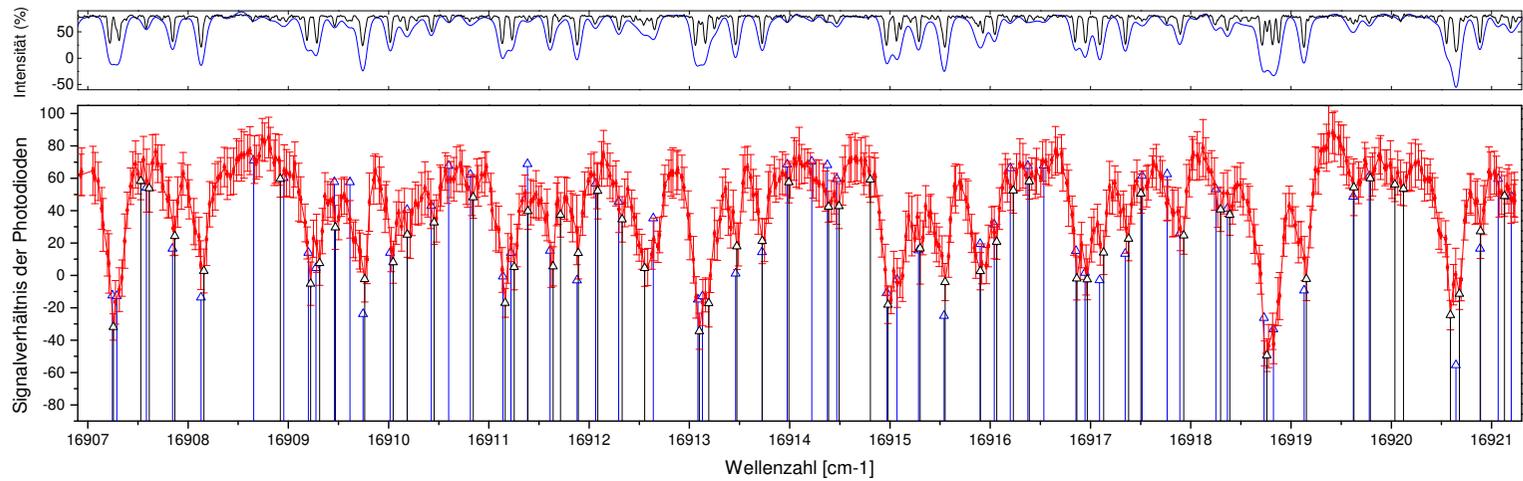


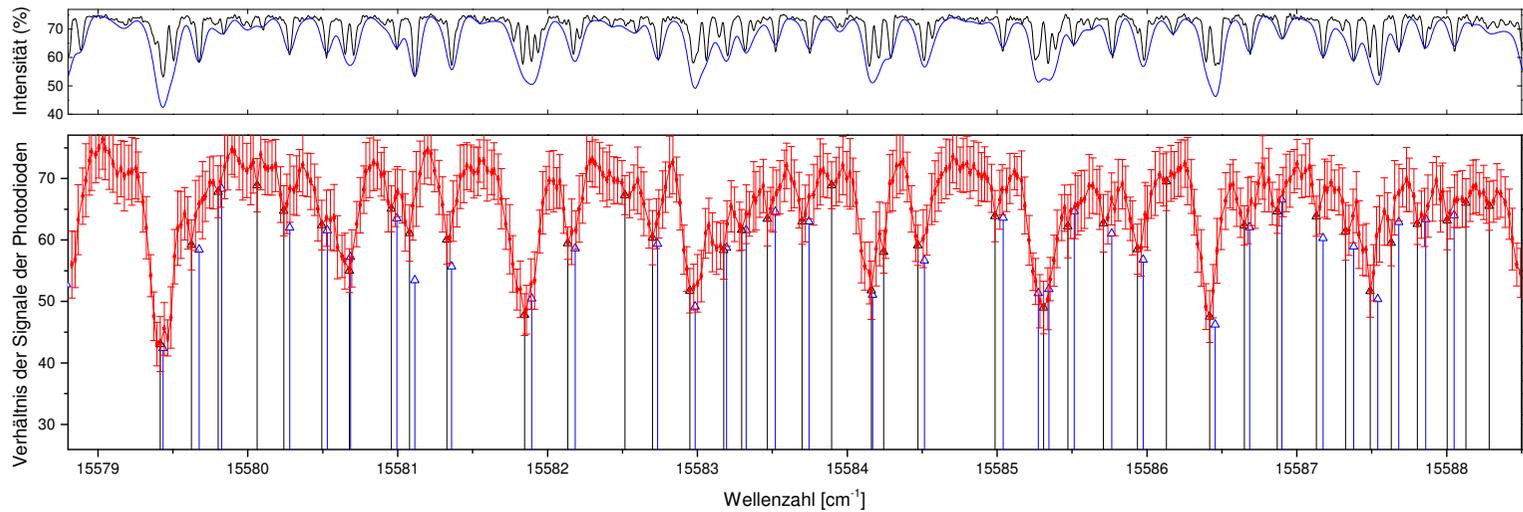
Abbildung 6.1.: Experimenteller Aufbau zur Kalibration des Wavemeters Atos LM-007.

ist in Abb. 6.1 gezeigt. Im oberen Teil der Abbildung ist der für die Spektroskopie an Bismut genutzte Farbstofflaser gezeigt. Im Vergleich mit den Messungen während der Strahlzeit waren nur geringe Pulsenergien nötig, daher wurde die Farbstoffzelle des Hauptverstärkers entfernt. Der Pumplaser und die Resonator-/Vorverstärkerzelle wurden jedoch unter gleichen Bedingungen betrieben, um systematische Verschiebungen gegenüber der Strahlzeit zu vermeiden. Zusätzlich wurde die Energie der Pulse mit Strahlteilerplatten abgeschwächt und über eine Faser in das Wavemeter eingekoppelt sowie auf zwei baugleiche, schnelle PIN-Photodioden gelenkt. Das Signal der Photodiode 2 fungiert dabei als Referenz, während vor der Photodiode 1 eine Gaszelle mit molekularem Jod installiert ist. Diese befindet sich in einem Ofen, um eine ausreichende thermische Anregung molekularer Vibrationszustände in Jod zu erhalten.

Die Absorptionslinien im spektralen Bereich der Laserwellenlängen um 600 nm sind auf Anregungen aus einem Vibrationszustand v'' im elektronischen $X^1\Sigma_g^+$ -Grundzustand des Moleküls in einen v' -Zustand des angeregten elektronischen Zustands $B^3\Pi_{0u}^+$ zurückzuführen. Im Bereich um $\lambda = 591$ nm ($\tilde{\nu} \approx 16920$ cm $^{-1}$) können Übergänge aus dem Vibrationsgrundzustand und den benachbarten Zuständen $v'' = \{0,1,2\}$ angeregt werden, bei Raumtemperatur ist jedoch hauptsächlich $v'' = 0$ ausreichend besetzt. Um $\lambda = 641,5$ nm ($\tilde{\nu} \approx 15585$ cm $^{-1}$) sind nur Übergänge ausgehend von $v'' = \{3,4\}$ möglich, deren Besetzungswahrscheinlichkeit bei Raumtemperatur gering ist [88]. Um die Absorption zu erhöhen, wurde der Joddampf in einem Ofen auf 350°C erhitzt, wodurch eine thermische Population der Ausgangszustände erreicht wird. Um Druck-



(a) Absorptionsspektrum an I₂ bei 591 nm (Laborwellenlänge ²⁰⁹Bi⁸²⁺)



(b) Absorptionsspektrum an I₂ bei 641 nm (Laborwellenlänge ²⁰⁹Bi⁸⁰⁺)

Abbildung 6.2.: Ergebnis der Absorptionsspektroskopie an I₂ zur Absolutkalibration des Wavemeters. Im oberen Teil der Bilder ist jeweils der entsprechende Ausschnitt aus dem Jodatlas als schwarze Linie und die Faltung mit der Laserlinie in blau dargestellt.

6. Diskussion systematischer Einflüsse

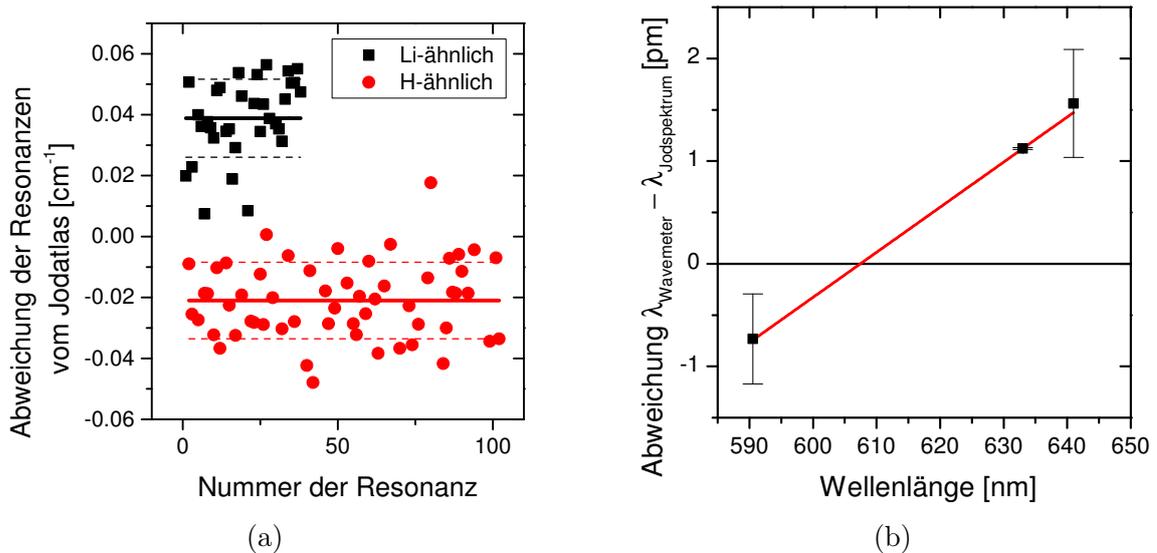


Abbildung 6.3.: Die gefundenen Maxima sind im Mittel gegenüber den Maxima im Jodatlas leicht versetzt. In (a) sind die Abweichungen der Peaks dargestellt. Aus den Mittelwerten der Abweichungen, die Linie dargestellt sind und deren Standardabweichung (gestrichelt) ergibt sich in (b) ein linearer Zusammenhang. Die Messung der Wellenlänge des auf 0,5 ppm genau kalibrierten He-Ne-Lasers stützt diese Linie.

verschiebungen der Übergangsfrequenzen zu vermeiden, wurde das Jodreservoir mit einem Peltierelement auf eine Temperatur von 26°C stabilisiert. Zur Aufnahme des Absorptionsspektrums wurden die Signale der beiden Photodioden mit einem Oszilloskop ausgelesen und die beiden Signalverläufe dividiert.

In Abb. 6.2 sind die ermittelten Spektren (rot) gegen die vom Wavemeter gemessene Wellenlängen um 591 nm (Abb. 6.2(a)) und 641 nm (Abb. 6.2(b)) aufgetragen. Die Fehlerbalken resultieren aus der statistischen Unsicherheit der Messung. Im oberen Teil der Graphen ist das Referenzspektrum aus [89] (schwarz) gezeigt. Die blaue Kurve stellt das Referenzspektrum, gefaltet mit einer Gaußverteilung dar, deren Breite der Laserlinienbreite entspricht. Um frequenzabhängige Einflüsse des Wavemeters zu ermitteln, wurden die Lagen der Absorptionslinien aus dem Referenzspektrum (blaue Pfeile) und der durch die hier durchgeführte Iodspektroskopie ermittelten Linien (schwarze Pfeile) verglichen. Die Lage der Minima wurde dazu mit Hilfe der *Peak Analyzer*-Funktion der Auswertesoftware Origin Version 9.0SR2 bestimmten Minima gekennzeichnet, wobei blaue Pfeile die gefundenen Minima in dem gefalteten Spektrum und schwarze Pfeile im durch die Spektroskopie ermittelten Spektrum markieren. Für beide Spektren wurde dieselbe Methode verwendet: Lokale Minima werden ausge-

hend vom globalen Maximalwert des Datensatzes als Basislinie gesucht. Minima mit einer Höhe von unter 20% des globalen Minimums werden gefiltert. Die Positionen der eindeutig in beiden Spektren gefundene Linien werden anschließend verglichen.

Die Abweichungen der gemessenen Linien relativ zu den Literaturwerten [89] sind in Abb. 6.3(a) dargestellt. Im Mittel zeigt sich, dass bei 641 nm die Abweichung tendenziell positiv und bei 591 nm negativ ist. Gezeigt ist der Mittelwert mit Standardabweichung (gestrichelt). Trägt man die mittlere Abweichung der Wellenlänge gegen die Referenz der Iodspektren auf, so ergibt sich unter Berücksichtigung des während der Strahlzeit zur Kalibration verwendeten Helium-Neon-Lasers bei 632,9914(3) nm der Zusammenhang in Abb. 6.3(b). Dies zeigt, dass das Wavemeter offenbar im Zeitraum zwischen der Strahlzeit und Jod-Spektroskopie gedriftet ist. Die Software des Gerätes erlaubt eine Korrektur des Wertes, was einer vertikalen Parallelverschiebung der Linie in Abb. 6.3(b) bedeutet, mit einem x-Achsen-Schnittpunkt bei 632,9 nm. Durch die regelmäßige Kalibration des Wavemeters während der Strahlzeit wurde sichergestellt, dass der Langzeitdrift vermieden wird. Die Steigung in Abb. 6.3(b) wird durch die Kalibration jedoch nicht korrigiert. Die bei 591 nm gemessenen Wellenlängen müssen daher um +0,76 pm und die bei 640 nm gemessenen um -0,14 pm korrigiert werden.

6.1.2. Asymmetrie der Laserlinie

Neben der Kalibration des Wavemeters muss noch eine mögliche Asymmetrie der spektralen Zusammensetzung der Pulse des Farbstofflasers berücksichtigt werden, die vom Wavemeter nicht aufgelöst wird, aber zur Verschiebung des Schwerpunkts der Resonanz führen kann. Wie in Abb. 3.5 dargestellt, wird der Pumpstrahl im Farbstofflaser durch Zylinderlinsen zu einer Linie geformt und leuchtet so die Farbstoffzelle im Resonator aus. Die Linsen wurden zur Maximierung der Effizienz so justiert, dass die gesamte optische Achse des Resonators ausgeleuchtet wird. Dadurch schwingen mehrere Resonatormoden gleichzeitig und es ist möglich, dass die spektrale Linie nicht symmetrisch ist. Durch Verkipfung des Pumpstrahls ist der Betrieb mit nur einer Resonatormode möglich, was jedoch mit entsprechenden Leistungseinbußen verbunden ist, daher wurde dieser Modus während der Strahlzeit nicht angewandt. Analog zu den Betrachtungen in [62, S. 114] wird die Asymmetrie mit einem Viertel der Laserlinienbreite abgeschätzt. Laut Datenblatt des Farbstofflasers (60 mm langes Gitter, 2400 Linien/mm) beträgt die Linienbreite 2,7 pm, wodurch sich eine Unsicherheit im Laborsystem von 0,67 pm ergibt.

6.2. Einflüsse auf die Ionengeschwindigkeit

6.2.1. Bunching

Nach der Injektion ist im Speicherring zunächst ein Ionenstrahl gespeichert, der den ganzen Ring ausfüllt (*coasting beam*). Die bei der Beschleunigung im SIS-18 und der anschließenden Erzeugung der hochgeladenen Ionen mit einer Stripperfolie erzeugte breite Impulsverteilung des Ionenstrahls wird im Elektronenkühler reduziert. Die mittlere Umlauffrequenz der Ionen wird durch die Beschleunigungsspannung der Elektronen im Kühler festgelegt.

Durch Anlegen einer sinusförmigen Spannung, die der zweiten Harmonischen der Umlauffrequenz der Ionen entspricht, an eine Kavität im Speicherring (siehe Abb. 3.2) wird ein Quasipotential, das sogenannte *bucket* erzeugt. Dies führt zur Bildung zweier Ionenpakete (*bunches*), die bei Speicherung von ca. 10^8 Ionen je etwa 6 m lang sind [69]. Damit wird die Teilchendichte lokal erhöht, sodass durch ein geeignetes Timing der Gütegeschalteten Laserpulse die Hälfte der Ionen im Ring angeregt werden kann. Im *coasting beam*-Modus wird dagegen nur ein Viertel der Ionen aufgrund der begrenzten Überlagerungsstrecke von Laser- und Ionenstrahl mit dem Laser wechselwirken.

Der Einschluss der Ionen in das *bucket*-Potential verändert die relative Geschwindigkeitsverteilung der Ionen und kann einen Einfluss auf die globale Geschwindigkeit und somit die Lage der Resonanz haben. Dies ist insbesondere der Fall, wenn die Bunchfrequenz nicht exakt mit einem Vielfachen der Umlauffrequenz der Ionen übereinstimmt. Um dies weitestgehend zu kompensieren wird am gekühlten Strahl zunächst bei kurzgeschlossener RF-Kavität mit den Schottky-Detektoren des ESR die freie Umlauffrequenz der Ionen gemessen und dann die entsprechende Harmonische am Hochfrequenzgenerator eingestellt.

Ist diese Abstimmung ungenügend, so arbeiten beide Systeme gegeneinander, was einen unquantifizierbaren Einfluss auf die globale Ionengeschwindigkeit ausübt. Eine verbleibende Unsicherheit der Abstimmung ist unvermeidlich aufgrund der begrenzten Genauigkeiten von Hochspannungsmessung und der Ermittlung der Umlauffrequenz mit der Schottky-Analyse. Allerdings kann der Effekt des *bunching* durch Variation der Amplitude der Hochfrequenz ermittelt werden. In Abb. 6.4 sind die Ergebnisse für den wasserstoffähnlichen (linken Spalte) und für den lithiumähnlichen Ladungszustand (rechts) dargestellt. Die einzelnen Messpunkte sind durch Kreuze (grau) und blaue, bzw. rote Fehlerbalken angedeutet. Violette Fehlerbalken symbolisieren die Standardabweichung der Werte um den gewichteten Mittelwert (gefüllte Punkte). Wie zu er-

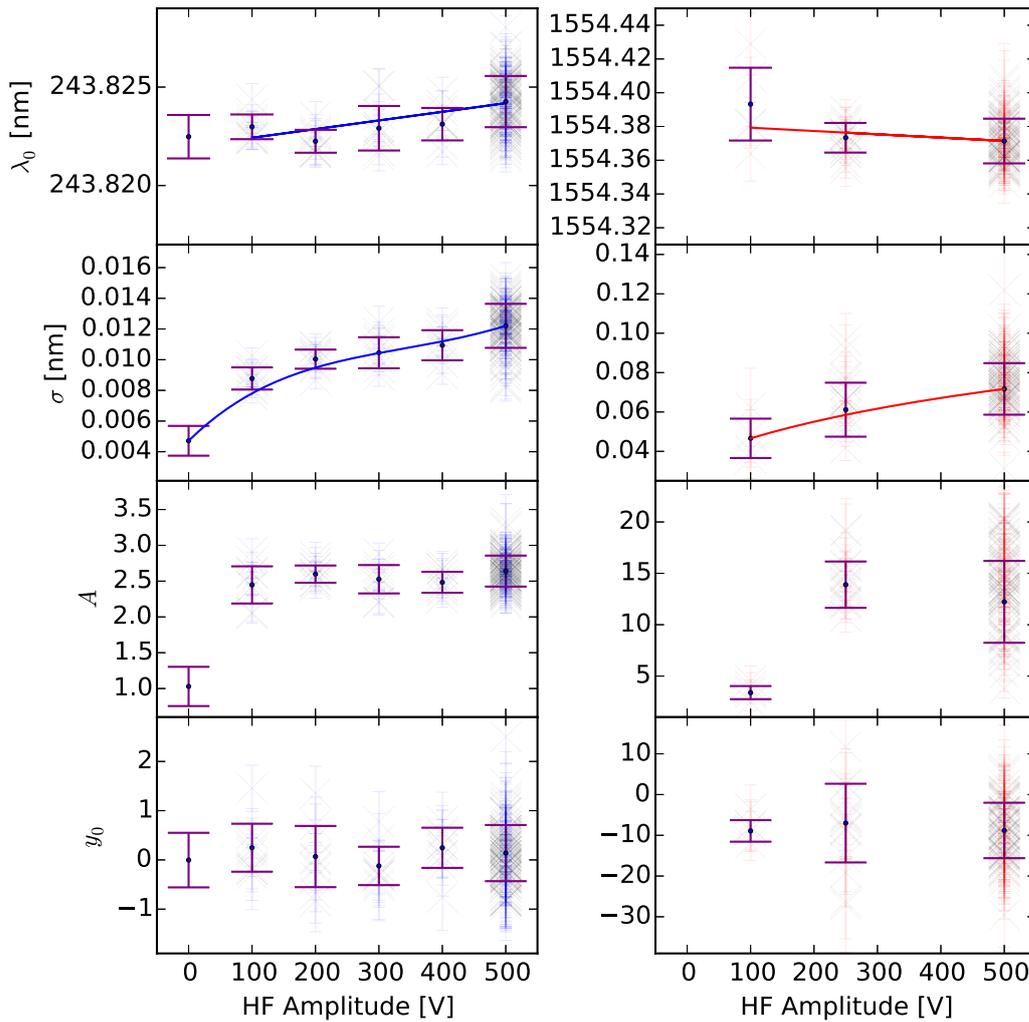


Abbildung 6.4.: Einfluss der Bunching-(HF-)Amplitude auf die Ergebnisse der Anpassung der Spektren an eine Gaußfunktion. Linke Spalte: wasserstoffähnliches Bi^{82+} , rechte Spalte: lithiumähnliches Bi^{80+} ; von oben: Wellenlänge λ_0 im Ruhesystem, Breite σ und Amplitude A der Resonanz, sowie der Untergrund y_0 . In den oberen beiden Zeilen wurde zur Führung des Auges eine Gerade, bzw. eine Spline-Interpolation angepasst. Die Ermittlung der systematischen Unsicherheit wird anhand der Ruhewellenlänge in Abb. 6.5 näher beschrieben. Eine verstärkte Anregung von Synchrotronschwingungen zeigt sich in der steigenden Breite σ der Gaußfunktion. Die gegenüber den Messungen mit *coasting beam* erhöhte Amplitude zeigt die verbesserte Effizienz der Anregung durch die größere Ionendichte im *bunch*. Auf den Untergrund hat die HF-Amplitude keinen Einfluss.

6. Diskussion systematischer Einflüsse

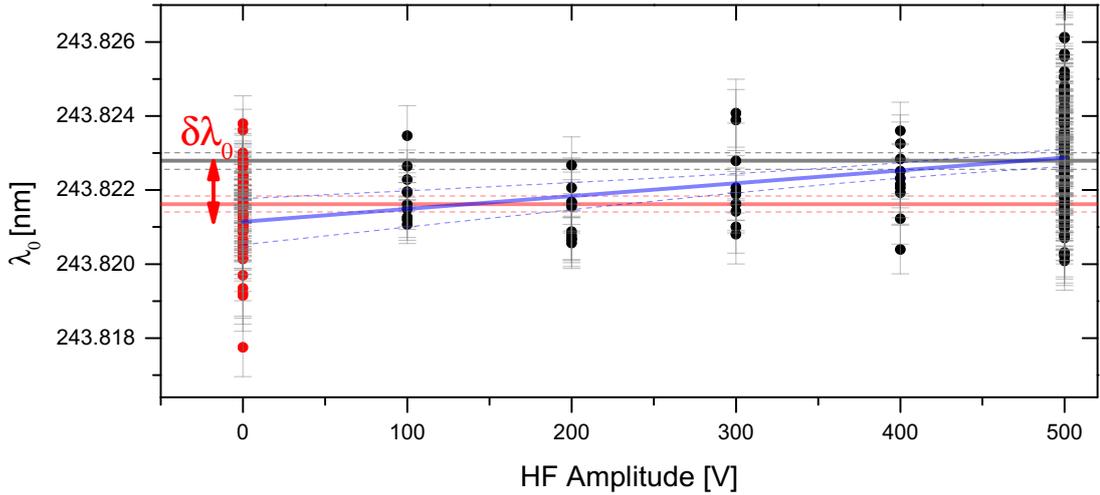


Abbildung 6.5.: Zur Ermittlung der Unsicherheit durch Effekte des *bunching* wurden die ermittelten Resonanzpositionen als Funktion der *bunching*-Amplitude aufgetragen. Eine schwarze Linie kennzeichnet den gewichteten Mittelwert der Resonanzen mit 95%-Signifikanzniveau (gestrichelt), die mit gebunchtem Strahl aufgenommen wurden (●). Eine rote Linie zeigt analog den Mittelwert der Messungen mit *coasting beam* (●). Die Lineare Anpassung trifft recht genau den Mittelwert der *coasting beam*-Daten. Die Lineare Anpassung an die *bunched beam*-Daten ist blau dargestellt. Der Abstand des Mittelwertes von dem Wert der angepassten Gerade bei 0 V wird als systematische Unsicherheit $\delta\lambda_0$ angenommen.

kennen ist, zeigen die Ruhewellenlängen λ_0 eine leichte linearen Abhängigkeit, welche in der obersten Zeile angedeutet ist und auf die unten näher eingegangen wird. In der zweiten Zeile ist die Abhängigkeit der Fit-Breite σ mit einer Spline-Interpolation zur Führung des Auges dargestellt. Wie zu erwarten, verbreitert sich die Resonanzlinie, da eine steigende HF-Amplitude vermehrt Synchrotronschwingungen angeregt, die nicht vollständig durch den Elektronenkühler gedämpft werden. Die dadurch erhöhte Impulsverteilung der Ionen schlägt sich in der Breite der Resonanz nieder. In der dritten Zeile zeigt sich anhand der Amplitude A der angepassten Gaußfunktionen, dass die volle Effizienz des Bunchens im wasserstoffähnlichen Bismut bereits bei einer HF-Amplitude von 100 V vorliegt. Im lithiumähnlichen Ladungszustand ist aufgrund der geringeren Nachweiseffizienz der Detektoren eine höhere HF-Amplitude nötig, um eine ausreichende Signalhöhe zu erreichen. Der Untergund der Gaußfunktion y_0 (unterste Zeile in Abb. 6.4) wird von der HF-Amplitude nicht beeinflusst.

Anhand eines Vergleichs der Lage der Resonanzfrequenz im *bunched beam*-Modus

mit dem bei *coasting beam* (HF-Amplitude von 0 V), kann der Einfluss des Effektes der HF-Amplitude abgeschätzt werden. Zur besseren Übersicht ist in Abb. 6.5 das Teilbild links oben Abb. 6.4 vergrößert dargestellt. Die *coasting beam*-Resonanzen sind als rote Punkte und ihr gewichteter Mittelwert mit 95%-Konfidenzbereich als rote Linie dargestellt. Analog stellt die schwarze Linie den gewichteten Mittelwert der im *bunched beam*-Betrieb gemessenen Resonanzen (schwarze Punkte) dar. Eine lineare Anpassung an die *bunched beam*-Daten ist in blau gezeigt und verbindet beide Mittelwerte mit überlappenden Konfidenzbereichen. Die Steigung der Gerade beträgt $3,5(7) \cdot 10^{-6}$ nm/V. Die systematische Unsicherheit durch den Einfluss der HF-Amplitude wird aus der maximalen Abweichung der eingezeichneten Geraden bei 0 V Amplitude bestimmt. Es ergibt sich aus dem Mittelwert der *bunched beam*-Daten von 243,82279(4) nm und dem Schnittpunkt der angepassten Gerade mit der vertikalen Achse von 243,8211(3) nm eine Abweichung von 1,7 pm, was einer relativen Unsicherheit von 7 ppm entspricht.

Da *coasting beam*-Resonanzen jedoch nur im wasserstoffähnlichen Ladungszustand gemessen werden konnten, ist eine ähnliche Betrachtung für lithiumähnliches Bismut nicht möglich. Die in Abb. 6.4 gezeigte Steigung beträgt $-1,5(1,1) \cdot 10^{-5}$ nm/V und ist innerhalb von $1,4\sigma$ mit Null verträglich. Als konservative Abschätzung des Effektes der HF-Amplitude wird daher ein gleich großer Effekt angenommen, wodurch sich die gleiche relative Unsicherheit von etwa 7 ppm ergibt.

6.2.2. Beschleunigungsspannung am Elektronenkühler

Die Transformation der Laborwellenlänge ins Ruhesystem der Ionen setzt eine genaue Kenntnis der Geschwindigkeit der Ionen voraus. Diese wird anhand der Beschleunigungsspannung der Elektronen im Elektronenkühler ermittelt, da diese gleich der mittleren Ionengeschwindigkeit ist (siehe Abschnitt 3.3.1). Dazu wird der Potentialunterschied zwischen der Kathode des Elektronenkühlers und den Driftröhren bestimmt, in denen Ionen- und Laserstrahl überlagert sind. Die Messung dieser Hochspannung wurde mit dem Hochspannungsteiler HVDC2.1 durchgeführt, welcher in Abschnitt 4.3.1 beschrieben ist. Die heruntergeteilte Niederspannung im einstelligen Volt-Bereich wurde mit einem hochgenauen Fluke 8508A Referenzmultimeter gemessen. Die statistische Unsicherheit der Spannungsmessung lag während der Strahlzeit bei etwa der Hälfte der systematischen Unsicherheit des Teilers. Die Integrationszeit des Messgeräts betrug dazu 64 50 Hz-Netzyklen, was 1,28 s entspricht.

Zur Diagnose der Hochspannungsquelle wurde die Niederspannung an deren Rege-

6. Diskussion systematischer Einflüsse

lungsteiler mit einem Agilent 3458a Digitalmultimeter gemessen. Damit konnten durch das Netzgerät verursachte Spannungsschwankungen von Einflüssen des angeschlossenen Elektronenkühlers unterschieden werden. Nicht geerdete Driftröhren innerhalb des Elektronenkühlers konnten so in Abschnitt 4.1 als Ursache für Instabilitäten identifiziert werden.

6.2.3. Raumladung

Die Endgeschwindigkeit der Elektronen wird nicht nur vom Potentialunterschied zwischen Kathode und der geerdeten Driftröhre im Elektronenkühler bestimmt, sondern hängt auch von Raumladungseffekten im Elektronenstrahl ab. Durch die Raumladung des Elektronenstroms wird das Potential der Driftröhre im Zentrum des Elektronenstrahls teilweise durch die äußeren Elektronen abgeschirmt. Da der Ionenstrahl einen um etwa eine Größenordnung kleineren Durchmesser als der Elektronenstrahl besitzt, erfolgt die Kühlung in dem durch die äußeren Elektronen abgeschirmten Bereich. Die effektive Beschleunigungsspannung $U_{\text{eff}} = \Phi_{\text{Kathode}} - \Phi$ der mit den Ionen wechselwirkenden Elektronen ist daher um das Raumladungspotential Φ gegenüber der Beschleunigungsspannung $U_{\text{EC}} = \Phi_{\text{Kathode}} - \Phi_{\text{Drift}}$ ($\Phi_{\text{Drift}} = 0$) reduziert. Diesem Effekt wirkt die Raumladung der positiv geladenen Ionen entgegen. Nach [63] lässt sich das ortsabhängige Potential der Raumladung innerhalb des Elektronenstrahls ($r < R_E$) durch

$$\Phi(r) = \varphi \frac{I_{\text{el}}}{\beta} \quad (6.1)$$

$$\varphi(r) = \frac{1}{4\epsilon\pi c} \left[\frac{r^2}{R_E^2} - 1 - 2 \ln \frac{R_D}{R_E} \right] \quad (6.2)$$

beschreiben. Dabei wird ein homogener, zylinderförmiger Elektronenstrahl mit Radius R_E angenommen, der konzentrisch durch die Driftröhre mit Radius R_D verläuft. Dabei ist I_{el} der Elektronenstrom, ϵ die elektrische Feldkonstante und β die Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit. Unter der Annahme eines Elektronenstrahls mit $R_E = 25$ mm, der eine Driftröhre mit $R_D = 100$ mm Radius durchfließt, ergibt sich in der Strahlmitte ein Raumladungspotential von $\varphi(0) = 0,112 \frac{\text{V}}{\text{mA}}$ und bei einem Elektronenstrom von 250 mA ein Wert von $\Phi(0) = 40$ V. Dies sind typische Werte für den Elektronenkühler des ESR [90].

Die Lineare Abhängigkeit des Potentials vom Elektronenstrom macht eine einfache experimentelle Bestimmung des Faktors φ möglich, bei dem sowohl die Elektronen-, als auch die Ionenraumladung berücksichtigt wird. Dazu wird zunächst der Elektro-

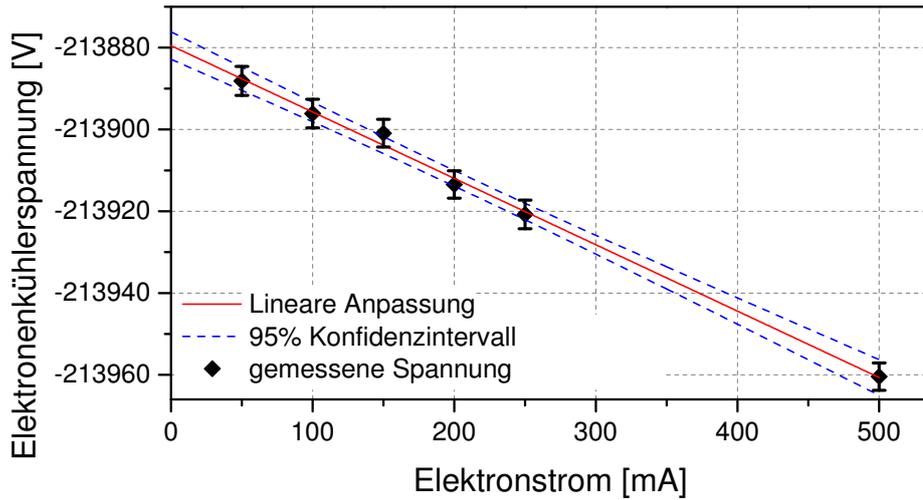


Abbildung 6.6.: Ermittlung der Raumladungskorrektur. Aufgetragen sind die Elektronenkühlerspannungen, mit denen eine über alle Elektronenkühlerströme konstante Umlauffrequenz erreicht wird. Die Steigung der Geraden ist proportional zum Raumladungspotential (siehe Text).

nenstrom verändert, was eine Änderung des Raumladungspotentials und damit der Strahlenergie zur Folge hat. Relative Änderungen der Umlauffrequenz können durch Fourieranalyse des Schottky-Rauschens [77] verfolgt werden, das der Ionenstrahl in einem Resonator im Speicherring erzeugt. Durch die nachfolgende, gezielte Anpassung der Beschleunigungsspannung des Elektronenkühlers wird die Verschiebung der Umlauffrequenz wieder kompensiert, sodass eine konstante Ionengeschwindigkeit bei den verschiedenen Elektronenströmen sichergestellt ist. Aus der dazu notwendigen Änderung der Kühlerspannung lässt sich der Parameter φ in Gleichung (6.1) ermitteln. In Abb. 6.6 sind die ermittelten Spannungen als Funktion des Elektronenkühlerstroms bei konstanter Umlauffrequenz dargestellt. Die Steigung der ermittelten Gerade entspricht $\varphi\beta$ und aus dem Schnittpunkt mit der Ordinate kann β gemäß Gleichung (3.2) ermittelt werden. So ergibt sich ein Wert von $\varphi = 0,114 \frac{\text{V}}{\text{mA}}$, der mit der theoretischen Vorhersage übereinstimmt.

Während der Strahlzeit wurde mehrmals die Raumladung mit dieser Methode gemessen. Die systematische Unsicherheit der Raumladungsmessung beruht auf der Unsicherheit der linearen Anpassung in Abb. 6.6, wobei die Fehlerbalken die statistische Unsicherheit der Messung zeigen. Da für die Raumladungsbestimmung meist nur die Werte der Extrempunkte bei 50 und 500 mA ermittelt wurden, beträgt die Unsicherheit 6,8 ppm der Ruhewellenlängen.

6.2.4. Ionenstrom

Im Speicherring werden Restgasdrücke in der Größenordnung von 10^{-10} mbar erreicht. In diesem Ultrahochvakuum sind noch ausreichend viele Gasteilchen enthalten, mit denen die relativistischen Strahlionen kollidieren können. Durch den Energieverlust und vor allem durch Umladungsprozesse gehen die Strahlionen verloren, sodass sie letztlich mit der Wand der Vakuumkammer kollidieren. Der Ionenstrom im Speicherring fällt daher exponentiell mit der Zeit. Zusätzlich variiert die Anzahl der injizierten Ionen je nach den Bedingungen bei der Ionenstrahlproduktion und in den vorhergehenden Beschleunigerstrukturen. Um Variationen in der Teilchenzahl zu kompensieren, wird das Signal der Photodetektoren auf den Ionenstrom normiert, was den abfallenden Untergrund auf dem Resonanzsignal weitgehend korrigiert und auch unterschiedliche Injektionsströme berücksichtigt. Zudem wird die Raumladung des Ionenstrahls bei einem typischen Ionenstrom durch die Raumladungsmessung gemäß Abschnitt 6.2.3 mit berücksichtigt. Ein verbleibender Einfluss bei Messungen mit besonders hohen oder niedrigen Ionenströmen auf die Resonanzposition kann damit jedoch nicht ausgeschlossen werden.

Um dies zu untersuchen, sind die Parameter der Anpassung an die Gaußfunktion in Abhängigkeit von dem mittleren Ionenstrom bei deren Aufnahme in Abb. 6.7 dargestellt. In der linken Spalte sind die Ergebnisse für wasserstoffähnliches und in der rechten Spalte für lithiumähnliches Bismut dargestellt und von oben jeweils die Resonanzwellenlänge λ_0 , -breite σ , Amplitude A und der Untergrund y_0 . Unterschiede zwischen *bunched*- und *coasting beam*-Modus sind in der linken Spalte für wasserstoffähnliches Bismut erkennbar. Die geringere Ionendichte in letzterem erzeugt geringere Signalamplituden A , während die Anregung von Synchrotronschwingungen durch das *bunching* die Linien verbreitert. Die Abhängigkeit der Amplitude A in lithiumähnlichem Bismut auf der rechten Seite ist nicht geklärt. Die Amplitude fällt über den gesamten Strahlzeitverlauf kontinuierlich, obwohl währenddessen Justagen des Ionenstrahls und der Überlagerung des Lasers durchgeführt wurden. Gleichzeitig konnte der Ionenstrom gesteigert werden, wie in Abb. B.2 im Anhang zu sehen ist.

In Abb. 6.8 ist der Graph oben links aus Abb. 6.7 vergrößert dargestellt. Die eingezeichneten linearen Anpassungen ergeben Steigungen von $-0,058(38)$ pm/mA (*bunched beam*) und $-1,34(42)$ pm/mA (*coasting beam*) mit entsprechenden Schnittpunkten mit der vertikalen Achse bei $243,82433(46)$ nm und $243,82147(34)$ nm. Die Steigung mit *bunched beam* ist mit Null verträglich und zeigt, dass ein Einfluss der Raumladung des Ionenstrahls durch das *bunching* kompensiert wird. Geringe Potentialveränderun-

gen am Elektronenkühler, wie sie durch die geänderte Raumladung des Ionenstrahls auftreten, können sich im *bunched beam*-Betrieb aufgrund der wesentlich größeren Potentialtiefe des *buckets* nicht auswirken. Diese Kompensation ist im *coasting beam*-Modus nicht gegeben und die Raumladung eines hohen Ionenstroms kann hier eine Verschiebung der Resonanzposition bewirken. Nach [62] beträgt bei Ionenströmen von 2 mA die Raumladung der Ionen etwa 4 V. Die Verschiebung der Ruhewellenlänge pro Volt Spannungsänderung entspricht im wasserstoffähnlichen Ladungszustand nach Gleichungen (3.1) und (3.2) 0,47 pm/V. Der Abstand der Achsenschnittpunkte in Abb. 6.8 von 2,86 pm entspricht demnach einem Potentialunterschied von 6 V, was gut mit der Abschätzung der Ionenraumladung übereinstimmt. Der Unterschied zwischen den beiden Verteilungen im Bild kann demnach darauf zurückgeführt werden, dass bei der Einstellung des Speicherrings die Bunchingfrequenz bei einem relativ hohen Ionenstrom auf die freie Umlauffrequenz justiert wurde. Bei ähnlich hohen Strömen wurde auch die Raumladungsmessung durchgeführt, bei der die Raumladung des Ionenstroms enthalten ist. Daher sind die Messungen bei hohen und mittleren Strömen verträglich.

Als Abschätzung der systematischen Unsicherheit durch den Ionenstrom wurde der Abstand der y -Achsenschnittpunkte der angepassten Geraden verwendet. Analog zu Abschnitt 6.2.1 wird die systematische Unsicherheit der Resonanzwellenlänge aufgrund der Raumladung des Ionenstroms für lithiumähnliches Bismut abgeschätzt. Unter der Annahme, dass der Effekt im lithiumähnlichen Bismut von ähnlicher Größe ist, wurde hier die gleiche relative Unsicherheit von 11,7 ppm abgeschätzt.

6.2.5. Winkelabweichung zwischen Ionen- und Laserstrahl

Der Einfluss des Winkels auf die Ruhewellenlänge ergibt sich aus Gleichung (3.1). Ein Winkel α als Abweichung von der perfekten Überlagerung beider Strahlen geht in $\theta = \pi + \alpha$ für antikollineare und $\theta = \alpha$ für kollineare Anregung ein. In [62] wurde der Winkel zwischen Ionen- und Laserstrahl sehr konservativ anhand der Lage des Laserstrahls relativ zu den Eintritts- und Austrittsfenstern des ESR abgeschätzt. Dies ergab einen maximalen Winkel zwischen verkippten Laserstrahl und dem Ionenstrahl auf der Designachse des Speicherrings von 2,6 mrad. Um eine bessere Abschätzung des Winkelfehlers zu erhalten wurden im Vorfeld der Strahlzeit daher die Fenster für die Lasereinkopplung auf die Designachse¹ des Ionenstrahls mit einem Theodoliten

¹Die Designachse verläuft auf der geraden Sektion durch die Mittelpunkte der Quadrupolmagnete vor und hinter dem Elektronenkühler.

6. Diskussion systematischer Einflüsse

ausgerichtet. Der Laserstrahl passierte so während der Strahlzeit zentral die Fenster. Die Überlagerung mit dem Ionenstrahl erfolgte mit Hilfe von *scraper*-Blechen (siehe Abb. 3.3(a)), die transversal oder horizontal in den Ionenstrahl gefahren werden. Dabei treffen zuerst die Ionen auf die Bleche, die die größte Betatronamplitude besitzen. Je weiter das Scraperblech in den Strahl gefahren wird, umso weiter sinkt der Ionenstrom. Die Position der *scraper*-Kante, bei der der Ionenstrahl vollständig vernichtet ist, entspricht der Position des zentralen Orbits.

Bei der Technik der Überlagerung muss berücksichtigt werden, dass sich die Scraper noch im Toroidfeld des Elektronenkühlers befinden. Dies verdeutlicht Abb. 6.9(a), die den ionenoptisch simulierten Ionenorbit und dessen Einhüllende für eine Emittanz von 1 mm mrad zeigt [91]. Hat der Ionenstrahl den ersten Scraper passiert, so verläuft dieser noch etwa 59,5 cm durch das Toroidfeld, bevor er parallel mit dem Elektronenstrahl überlagert ist. Dies führt zu einer Auslenkung des Ionenstrahls um etwa 0,5 mm für Bi^{82+} und 0,49 mm für Bi^{80+} gegenüber der Strahlachse im Inneren des Elektronenkühlers. Auf der entgegengesetzten Seite beim Verlassen des Elektronenkühlers treibt die Lorentzkraft die Ionen in Richtung Ringmitte, sodass der Ionenstrahl an der Scraperposition symmetrisch zum Eintritt um etwa 0,5 mm in Richtung Ringmitte verschoben ist. Gegenüber der Achse des Ionenstrahls entlang des zentralen Teils des Kühlers ist der Laserstrahl daher um einen Winkel von $2 \cdot 0,5 \text{ mm} / 3,69 \text{ m} = 0,27 \text{ mrad}$ verkippt [91]. Das entspricht Wellenlängenverschiebungen im Ruhesystem der Ionen von $-0,026 \text{ pm}$ (Bi^{82+}) und $0,029 \text{ pm}$ (Bi^{80+}).

Wie man anhand von Abb. 6.9(b) erkennen kann, können außerhalb des Elektronenkühlers aufgrund des Verlaufs des Ionenstrahls durch die Quadrupolmagnete deutlich größere Winkel auftreten. Auf den etwa 8 m Strecke zwischen Elektronenkühler und Quadrupolmagnet ergibt sich ein Winkel von ca. 5 mrad. Der Versatz von etwa 40 mm würde den Überlapp zwischen Laserstrahl und Ionenstrahl deutlich reduzieren. Um die Relevanz dieser Abschätzung zu untersuchen, wurden die Daten im *coasting beam*-Betrieb mit wasserstoffähnlichem Bismut einer näheren Analyse unterzogen.

Es zeigte sich, dass eine relativ gleichmäßige Anregung des Ionenstrahls über die gesamte gerade Sektion erfolgt. In Abb. 6.10(a) ist die Zeitstruktur des Signals im bunched beam- (oben) und *coasting beam*-Modus dargestellt. Die Anzahl der Fluoreszenzereignisse ist dazu abhängig von der Umlaufperiode dargestellt (siehe Abschnitt 3.8). Laser- und Ionenstrahl wurden mit bunched beam justiert und für den *coasting beam*-Modus nur die *bunching*-Amplitude auf 0 V gesetzt. Das führt dazu, dass der Ionenstrahl den Ring komplett ausfüllt, der Laserpuls jedoch noch immer

synchron zum Umlauf der Ionen ausgelöst wird. Daher ergibt sich bei der zeitaufgelösten Analyse eine Bunchstruktur und aus der zeitlichen Länge der Fluoreszenz kann auf die Überlappstrecke zwischen Laserpuls und Ionenstrahl geschlossen werden. Im unteren Bild zeigt sich ein Bereich mit verstärkter Fluoreszenz, dessen Breite rund 21% der Umlaufperiode ausmacht. Aus dem Umfang des ESR von 108 m ergibt das eine Länge von etwa 23 m, was gut mit der tatsächlichen Länge der geraden Sektion von 18 m zwischen den Umlenkdiplomagneten übereinstimmt, wenn man zusätzlich berücksichtigt, dass während des Durchlaufens des Laserpulses weitere Ionen in die gerade Sektion eintreten.

Zur Analyse des Bereichs der Fluoreszenz wurden die in Abb. 6.10(a) markierten Sektionen getrennt analysiert (siehe Abschnitt 5.1). Für jeden Wellenlängenschritt wurden dazu von den summierten Ereignissen jeder Sektion die Summe eines gleich breiten Bereichs mit einem zeitlichen Versatz von einer halben Umlaufperiode abgezogen (in der Abb. grau markiert). Zum Vergleich wurde die gesamte Periode zusätzlich in zwei Hälften geteilt und diese voneinander abgezogen. Das Ergebnis der Analyse ist in Abb. 6.10(b) abhängig vom Elektronenstrom dargestellt. Eine graue Linie markiert den Mittelwert aller Resonanzen, der sich unter Verwendung von Fenstern wie im bunched beam-Modus im oberen Teil von Abb. 6.10(a) ergibt. Die Werte zeigen keine konsistente Struktur, streuen jedoch um den Gesamtmittelwert. Da die meisten Resonanzen mit einem Elektronenstrom von 250 mA aufgenommen wurden, koinzidieren das Ergebnis für die in zwei Hälften aufgeteilte Periode (\star) und der Mittelwert bei 200 mA.

Die Streuung der Resonanzwellenlängen in Abb. 6.10(b) zeigt keine signifikante Abhängigkeit vom Elektronenstrom und beinhaltet alle relativen Winkelabweichungen zwischen Laser- und Ionenstrahl, die eine Auswirkung auf die Resonanzlage haben könnten. Die Streubreiten betragen etwa 0,8 pm was nach Gleichung (3.1) einem maximalen Winkel von 1,7 mrad entspricht. Da ein Winkel zwischen Ionen- und Laserstrahl stets den Dopplerboost in Gleichung (3.1) verringert, muss die Unsicherheit nur einseitig, d.h., positiv für antikollineare und negativ für kollineare Anregung berücksichtigt werden.

6.2.6. Kontaktpotentiale

An Grenzflächen von Materialien unterschiedlicher Austrittsarbeit treten Kontaktpotentiale auf, deren Größenordnung meist im einstelligen Volt-Bereich liegt. Zusätzlich zur gemessenen Elektronenkühlerspannung muss das Kontaktpotential des Kathoden-

6. Diskussion systematischer Einflüsse

materials gegenüber dem Material der Driftröhre berücksichtigt werden.

Als indirekt geheizte Kathode des Elektronenkühlers wird eine *dispenser cathode* der Firma SPECTRAMAT eingesetzt. Sie besteht aus Wolfram und ist mit Barium beschichtet. Die weiteren Elektroden der Elektronenkanone, sowie die restliche Vakuumkammer des Elektronenkühlers sind aus Edelstahl gefertigt [65].

Die Austrittsarbeiten von Wolfram und Eisen, bzw. Stahl sind annähernd gleich ($W_{A,Fe} \approx 4,5 \text{ eV}$), während die von Barium $W_{A,Ba} = 2,7 \text{ eV}$ beträgt [92]. Die Bariumbeschichtung senkt die Austrittsarbeit der Kathode und steigert so die Effizienz des Bauteils. In [19] wird für eine Wolfram-Bariumverbindung eine Austrittsarbeit von $W_{A,W-Ba} = 1,66 \text{ eV}$ angegeben. Da die tatsächliche Austrittsarbeit von der individuellen Struktur des verbauten Materials abhängt und daher schwer abzuschätzen ist, wird das Kontaktpotential als systematische Unsicherheit in einer Höhe von

$$U_{\text{Kontakt}} = 1/e(W_{A,Fe} - W_{A,W-Ba}) = 2,84 \text{ V} \quad (6.3)$$

angenommen. Die daraus resultierende Dopplerverschiebung der Wellenlängen führt zu einer relativen Unsicherheit von 5,4 ppm.

6.3. Zusammenfassung der Systematiken

Die in den vorigen Abschnitten diskutierten Einflüsse auf die Ruhewellenlänge sind in Tabelle 6.1 als relative Unsicherheiten zusammengefasst. Die deutlichste Verbesserung gegenüber der Strahlzeit 2011 stellt die um zwei Größenordnungen verringerte Unsicherheit der Elektronenkühlerspannung dar, wobei sich die systematische Unsicherheit aus Unsicherheit des Maßstabsfaktors des Teilers ergibt. Die konservativen Abschätzungen zum Effekt des Ionenstroms ergeben nun die dominante Unsicherheit. Während die angegebene Korrektur der Wellenlängenmessung des Wavemeters auf alle Resonanzen angewandt wurde, zeigt die Korrektur der Raumladung einen exemplarischen Wert, da die Raumladungsmessung mehrfach durchgeführt wurde. Jeder Resonanz wurde so ein Raumladungswert zugeordnet, der kurz zuvor ermittelt wurde. Die Asymmetrie der Unsicherheit, die sich aus der Abschätzung des Winkels zwischen Ionen- und Laserstrahl ergibt, hat keinen signifikanten Einfluss auf die Gesamtunsicherheit. Daher wird diese symmetrisch angegeben. Die Gesamtunsicherheit ist durch quadratische Addition der einzelnen statistischen und systematischen Unsicherheiten gegeben.

Tabelle 6.1.: Relative Unsicherheiten und Korrekturen der Ruhewellenlängen in ppm.

	$^{209}\text{Bi}^{82+}$			$^{209}\text{Bi}^{80+}$		
	Korrektur	Statistische Unsicherheit	Systematische Unsicherheit	Korrektur	Statistische Unsicherheit	Systematische Unsicherheit
Anpassung an Gaußfunktion		2,9			5,1	
Wellenlängenmessung	+3,1	0,4		-0,5	0,3	
Asymmetrie der Laserlinie			1,1			1,0
Kalibration des HeNe-Lasers			0,5			0,5
Effekt des <i>bunching</i>			7,4			7,3
Effekt des Ionenstroms			11,7			11,7
Bestimmung der Raumladung	-73,9		6,8	-85,6		6,8
Hochspannungsmessung		1,4	5,4		1,1	5,4
Kontaktpotentiale			5,4			5,4
Überlappwinkel			+4,9			-0,8
Gesamtunsicherheit		3,3	17,7		5,2	17,0
Ruhewellenlängen λ_0	243,8221(8)(43) nm			1554,377(8)(28) nm		
Energiedifferenz des Übergänge ΔE	5085.03 (2)(9) meV			797.645 (4)(14) meV		

6. Diskussion systematischer Einflüsse

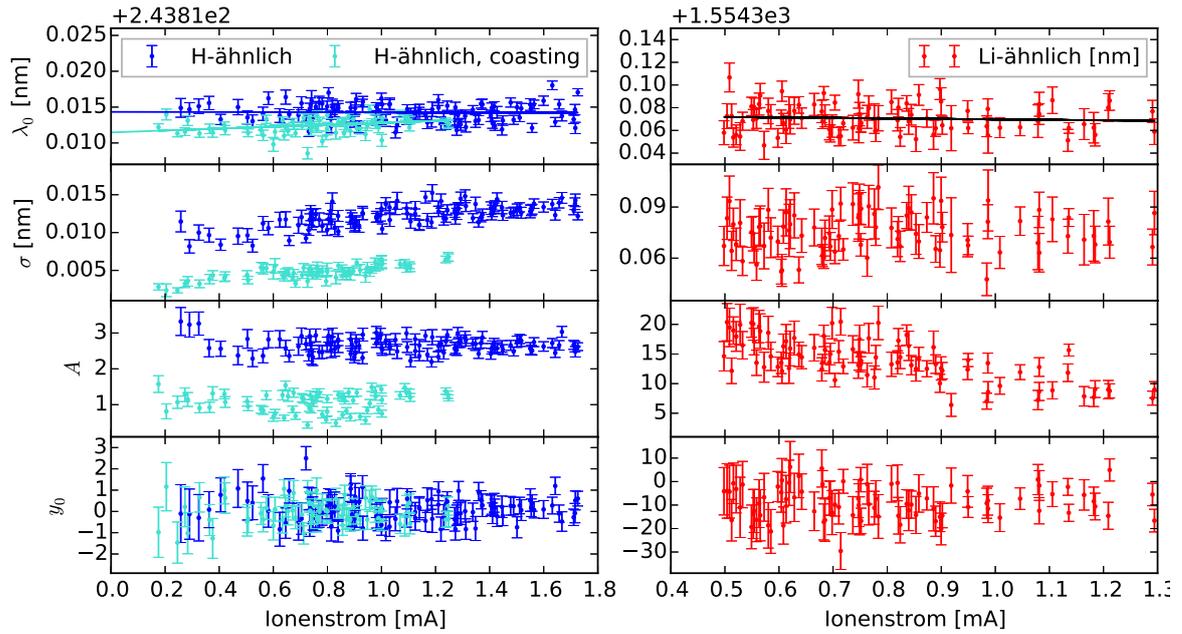


Abbildung 6.7.: Einfluss des Ionenstroms I_{Ion} auf die Fit-Ergebnisse. Linke Spalte: wasserstoffähnliches Bismut *coasting beam* (hellblau) und *bunched beam* (dunkelblau), Rechte Spalte: lithiumähnliches Bismut; v.o.: Resonanzwellenlänge λ_0 , -breite σ , Amplitude A und Untergrund y_0 . Die Steigung für lithiumähnliches Bismut beträgt $-6,0(6,3) \text{ pm}\cdot\text{mA}^{-1}$ und ist, wie zu erwarten, mit Null verträglich.

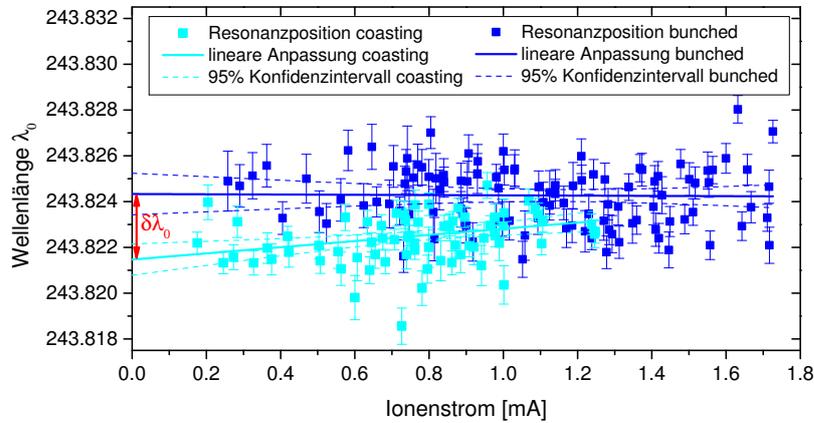
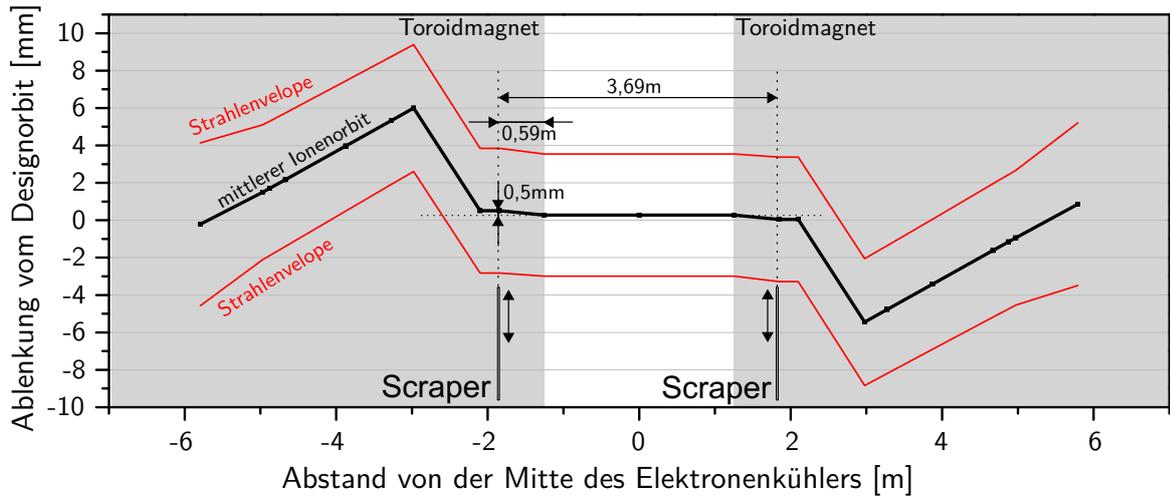
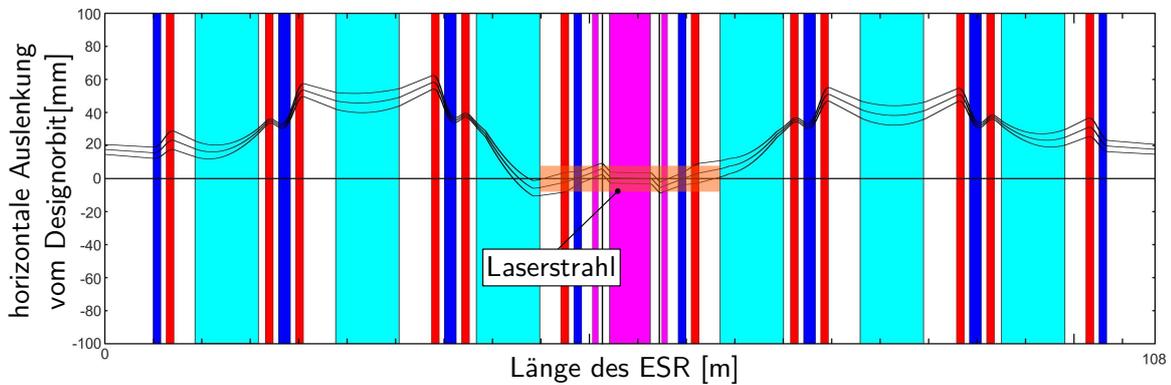


Abbildung 6.8.: Ermittlung der systematischen Unsicherheit aufgrund variierenden Ionenstroms. Aufgetragen sind die ermittelten Ruhewellenlängen abhängig vom Ionenstrom im *bunched*-, bzw. *coasting beam*-Betrieb. Die Steigung der linearen Anpassung an die *bunched beam*-Resonanzen ist mit $-0,06(38) \text{ pm}/\text{mA}$ verträglich mit Null, wohingegen mit *coasting beam* eine Abhängigkeit mit einer Steigung von $1,34(42) \text{ pm}/\text{mA}$ zu sehen ist, was auf den Einfluss der Ionenraumladung zurückzuführen sein könnte.



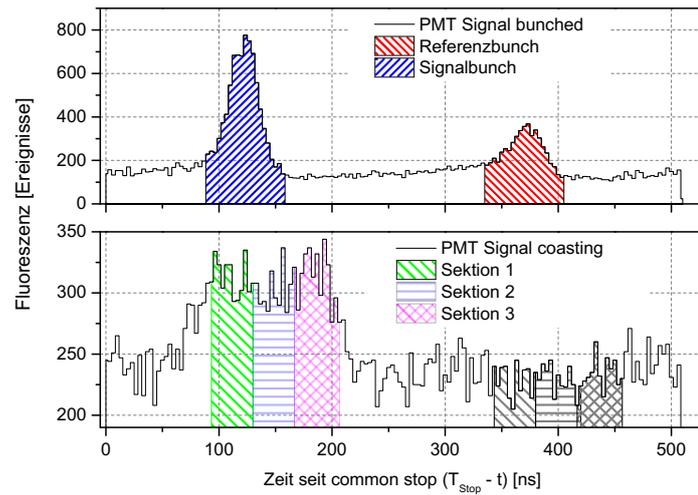
(a)



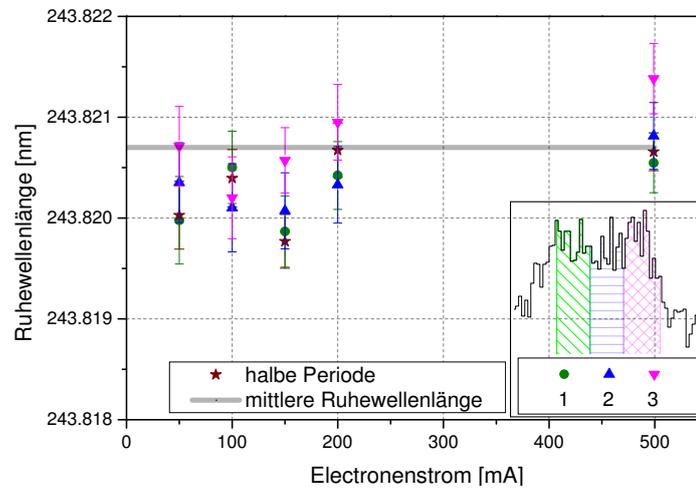
(b)

Abbildung 6.9.: (a) Abschätzung des Winkelfehlers anhand des simulierten Ionenstrahlorbits und der -envelope [91]. Laser- und Ionenstrahl wurden mit Hilfe von Scraperblechen überlagert. Diese sind innerhalb der Toroidmagnete des Elektronenkühlers (grau, siehe auch Abb. 3.3(a)) eingebaut. Durch dessen Feld wird der Ionenstrahl leicht abgelenkt, sodass der auf die Scraper justierte Laserstrahl innerhalb der Driftrohren des Kühlers unter einem Winkel zum $0,3 \text{ mrad}$ zum Ionenstrahl liegt. (b) Simulation des horizontalen Ionenorbits und dessen Strahlumhüllenden entlang des Umfangs des ESR. Die Umlenk dipole sind hellblau dargestellt, während fokussierende Elemente rot, defokussierende blau und die Elemente des Elektronenkühlers in der Mitte magenta gefärbt sind. Der Überlappbereich mit dem Laserstrahl ist rot eingezeichnet.

6. Diskussion systematischer Einflüsse



(a)



(b)

Abbildung 6.10.: (a) Zeitstruktur des Fluoreszenzsignals im bunched beam- (oben) und *coasting beam*-Modus (unten). Aufgetragen sind die Anzahl der Fluoreszenzereignisse über der Umlaufperiode von etwa 500 ns. Die schraffierten Flächen im oberen Teil markieren Signal- und Referenzfenster, welche bei der Analyse summiert und voneinander abgezogen werden. Für die Analyse der *coasting beam*-Daten im unteren Teil wurden Sektionen 1 bis 4 getrennt ausgewertet und jeweils ein gleich großes und um eine halbe Periode nach rechts verschobenes Referenzfenster subtrahiert. (b) Fitergebnisse der Ruhewellenlänge, abhängig vom Elektronenstrom. Die Resonanzen wurden durch Auswertung der mit 1 bis 3 bezeichneten Sektionen analysiert. Auf Grundlage der im oberen Teil von (a) markierten Bereiche ergibt sich für alle Resonanzen eine mittlere Ruhewellenlänge, die durch die graue Linie dargestellt ist. Zusätzlich wurden Bereiche bis auf die Hälfte der Umlaufperiode ausgedehnt (\star).

7. Diskussion der Ergebnisse

7.1. Ergebnisse der Ruhewellenlängen

Aus den Übergangswellenlängen im Ruhesystem ergeben sich die Energiedifferenzen

$$\Delta E^{(1s)} = 5085,03(2)(9) \text{ meV und} \quad (7.1)$$

$$\Delta E^{(2s)} = 797,645(4)(14) \text{ meV,} \quad (7.2)$$

jeweils mit deren statistischer und systematischer Unsicherheit. Die Ergebnisse der Übergangsenergien im Ruhesystem der Ionen sind in Abb. 7.1(a) im Vergleich zu bisherigen Messungen (blau) und theoretischen Vorhersagen (rot) dargestellt.

Die in dieser Arbeit ermittelten experimentellen Ergebnisse beider Ladungszustände sind vollständig kompatibel zu den bisherigen Messungen. Die Ergebnisse von Lochmann [16] und Kluft [1] wurden ebenfalls bei Laserspektroskopieexperimenten am ESR und der Wert von Beiersdorfer [95] mittels Röntgenspektroskopie in einer Elektronenstrahlfalle (EBIT) gemessen.

Die große Streuung der theoretischen Werte für den Übergang im wasserstoffähnlichen Bismut [37, 39, 41, 42, 93, 94] verdeutlicht hier noch einmal die Kernmodellabhängigkeit des Bohr-Weisskopf-Effekts, die in Abschnitt 2.1.3 diskutiert wurde.

Für das lithiumähnliche Bismut ergibt sich im unteren Teil von Abb. 7.1(a) ein ähnliches Bild für die Berechnungen, die sich allein auf die Theorie stützen [36, 42, 96]. Sie zeigen eine ähnliche Streuung, wie in wasserstoffähnlichem Bismut. Die bisher genauesten Vorhersagen für den Übergang und die letzten experimentellen Werte in lithiumähnlichem Bismut sind vergrößert dargestellt [50, 94, 97]. Für diese theoretischen Werte wurde jedoch der experimentelle Wert für wasserstoffähnliches Bismut von Kluft [1] in Verbindung mit dem theoretischen Wert der spezifischen Differenz verwendet [15] (siehe auch Abschnitt 2.2.2), wodurch sich die Unsicherheit verringert.

7. Diskussion der Ergebnisse

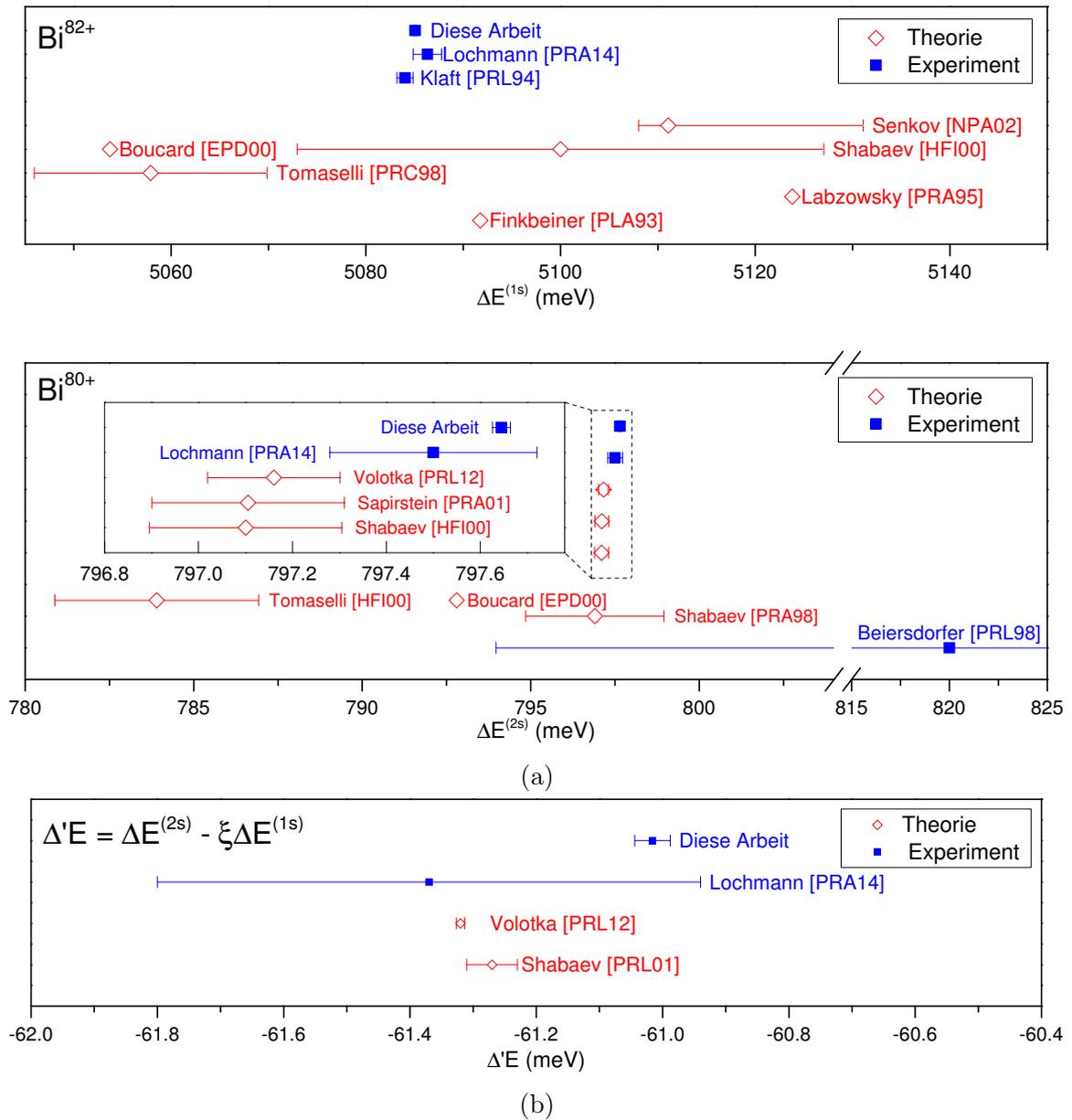


Abbildung 7.1.: (a) Experimentell ermittelte Übergangsenergien $\Delta E^{(1s)}$ in wasserstoffähnlichem (oben) [1, 16, 37, 39, 41, 42, 93, 94] und $\Delta E^{(2s)}$ in lithumähnlichem Bismut [16, 36, 42, 50, 94–97]. Die theoretischen Werte in der Vergrößerung wurden unter Verwendung des $\Delta E^{(1s)}$ -Wertes von Kluft [1] und der spezifischen Differenz ermittelt. (b) Vergleich der experimentellen Ergebnisse [16] für die spezifische Differenz mit theoretischen Werten [15, 42, 50].

7.2. Ergebnis der spezifischen Differenz

Laut Shabaev [15] ist ein aussagekräftiger QED-Test der Hyperfeinstruktur in Bismut nur über die spezifische Differenz möglich, in der sich die Effekte der Kernstruktur aufheben. Aus den experimentell ermittelten Energiedifferenzen in Ruhesystem der Ionen ergibt sich ein Wert von

$$\Delta'E = \Delta E^{(2s)} - \xi \Delta E^{(1s)} = -61,012(5)(21) \text{ meV}, \quad (7.3)$$

wobei die statistischen Unsicherheiten der Energiedifferenzen quadratisch und die systematischen linear addiert wurden, um eventuelle Korrelationen zu berücksichtigen. In Abb. 7.1(b) sind die Werte für die spezifische Differenz unter Verwendung des Parameters $\xi = 0,16886$ aufgetragen. Die Genauigkeit des zuerst von Shabaev publizierten Wertes [15] wurde durch weitergehende Berechnungen der interelektronischen Wechselwirkung [50] und zur *screened QED* [52–54] verbessert. Vergleicht man den hier vorgestellten experimentellen Wert mit der bisher genauesten theoretischen Vorhersage und kombiniert beide Unsicherheiten linear ($\sigma = \sigma_{\text{Volotka}} + \sigma_{\text{Exp.}}$), so ergibt sich eine Abweichung der Mittelwerte von 8σ und ein Abstand der einander zugewandten Enden der Fehlerbalken von 7σ .

Die im Rahmen dieser Arbeit gemessene Abweichung könnte nach Gleichung (3.1) von experimenteller Seite durch Fehlmessungen der Laborwellenlänge, der Ionengeschwindigkeit, bzw. Elektronenkühlerspannung oder durch einen verbleibenden Winkel zwischen Ionen- und Laserstrahl bedingt sein. Im Folgenden wird aufgezeigt, in welchem Maße diese Größen fehlbestimmt sein müssten, um die beobachtete große Diskrepanz zu erklären.

Laborwellenlänge

Die Laborwellenlängen $\lambda_{\text{Lab,H}}$, $\lambda_{\text{Lab,Li}}$ müssten durch einen hypothetischen systematischen Effekt um $\Delta\lambda_{\text{Lab,H}} = -0,21 \text{ nm}$ oder $\Delta\lambda_{\text{Lab,Li}} = 0,24 \text{ nm}$ verschoben sein, um die Abweichung zu erklären. Die in Abschnitt 6.1 vorgestellte Jod-Spektroskopie widerspricht dieser Hypothese, da die hier ermittelte lineare Abweichung beider Wellenlängen um mehr als zwei Größenordnungen kleiner ausfällt, als die oben genannten.

Elektronenkühlerspannung

Einen ähnlich starken Einfluss hat die kinetische Energie der Ionen, die durch Messung der Beschleunigungsspannung der Elektronen im Elektronenkühler bestimmt ist (siehe Abschnitt 3.3.3). Raumladungseffekte von Ionen und Elektronen sind durch die in Abschnitt 6.2.3 dargestellte Methode berücksichtigt. Eine hypothetische Offsetspannung, die nicht durch die Spannungsmessung erfasst wurde, müsste den Betrag der Spannung konstant um 95 V erhöhen um den experimentellen Wert mit der Theorie in Einklang zu bringen. Die Tatsache, dass die Elektronen eine höhere Energie besitzen müssten, um Experiment und Theorie in Einklang zu bringen, schließt viele mögliche systematische Einflüsse aus. So kann beispielsweise ein partieller Transfer von longitudinaler kinetischer Energie in transversale Freiheitsgrade wie er in den gekrümmten Magnetfeldern auftreten könnte, als Erklärung ausgeschlossen werden. Im Aufbau des Elektronenkühlers konnte jedoch keine Quelle für eine solche massive Offsetspannung gefunden werden. Auch eine Absenkung des Erdpotentials an den Driftröhren könnte von der Spannungsmessung unabhängig die Beschleunigungsspannung erhöhen. Zwei der Driftröhren, in denen Ionen- und Elektronenstrahl überlagert sind, waren im ersten Teil der Strahlzeit nicht geerdet. Dies führte zu einem langsamen Driften der Umlaufgeschwindigkeit, das durch den Vergleich von Umlauffrequenz und Elektronenkühlerspannung identifiziert werden konnte. Diese Drift wurde auf ein Aufladen der Driftröhre durch Elektronen zurück geführt. Durch eine sorgfältige Erdung der Verbindungen zu den Driftröhren konnte das Problem gelöst und gleichzeitig eine solche Offset-Spannung ausgeschlossen werden.

Winkel zwischen Elektronen- und Ionenstrahl

Ein Winkel zwischen Ionen- und Elektronenstrahl kann die Geschwindigkeit der Ionen beeinflussen, da die effektive Geschwindigkeit der Ionen dann nur der Projektion des Geschwindigkeitsvektors der Ionen auf den der Elektronen entspricht. Dieser hypothetische Effekt ist auch bei einem sehr großen angenommenen Winkel von 1 mrad noch drei Größenordnungen kleiner, als die in Abb. 7.1(b) dargestellte Abweichung. Daher bleibt dieser systematische Effekt unberücksichtigt.

Winkel zwischen Ionen- und Laserstrahl

Die Auswirkungen eines Winkels zwischen Ionen- und Laserstrahl wurde bereits in Abschnitt 6.2.5 diskutiert und als systematische Unsicherheit betrachtet. Selbst ein

hypothetischer, konstanter Winkel von 2 mrad würde den Wert von $\Delta'E$ jedoch nur um 0,008 meV verschieben. Die dadurch notwendig werdende Korrektur eines solchen Winkels würde aufgrund der kollinearen und antikollinearen Anregung die Abweichung von der Theorie allerdings noch vergrößern. Aufgrund der kollinearen Anregung führt eine Abweichung von der exakt kollinearen Geometrie dazu, dass eine längere Wellenlänge und damit kleinere Energie eingestrahlt werden muss. Die dadurch notwendige Korrektur für $\Delta E^{(2s)}$ würde zu einer positiven Korrektur führen. Analog wäre für die kollineare Anregung eine Korrektur von $\Delta E^{(1s)}$ zu kleineren Werten notwendig. Damit würde der Betrag der spezifischen Differenz kleiner werden und die Abweichung vom theoretischen Wert vergrößert. Auch eine große Abweichung der Geometrie bei nur einer der beiden Resonanzen – die aufgrund der geringen Unterschiede in den ionenoptischen Einstellungen des Rings und den gut reproduzierbaren Überlagerungen von Laser- und Ionenstrahl kaum zu erklären wäre – die Diskrepanz nicht reduzieren sondern lediglich vergrößern.

Experimentell gibt es nach sorgfältiger Analyse aller betrachteten Systematiken und Fehlerquellen damit keinen Hinweis auf eine Einflussgröße, die die beobachtete Abweichung erklären könnte.

Von theoretischer Seite aus betrachtet deutet die Größe der Abweichung von etwa 0,3 meV darauf hin, dass die Ursache zunächst nicht in unbekanntem Effekten jenseits der QED zu suchen ist. So übersteigt die Abweichung schon den Beitrag der *screened*-QED um 30% und ist auch größer als die interelektronische Wechselwirkung zweiter Ordnung ($1/Z^2$) (siehe Tabelle 2.3). Daher scheint ein fundamentaleres Problem in der Berechnung der spezifischen Differenz zu liegen. Als experimentell ermittelte Größe geht das magnetische Kernmoment von ^{209}Bi direkt und proportional in die Berechnung der spezifischen Differenz ein. So ist es möglich, dass der Literaturwert des magnetischen Kernmoments von ^{209}Bi in Zweifel gezogen werden muss. Wie in Abschnitt 2.1.2 dargestellt, basiert der aktuell akzeptierte Wert auf NMR-Messungen aus den 1950er Jahren [27, 28]. Die Unsicherheiten für die nötigen Korrekturen des von der Elektronenhülle oder der chemischen Umgebung veränderte Magnetfelds am Kernort könnten unterschätzt sein, wie es bereits in [30] beschrieben ist. Aus der experimentell ermittelten spezifischen Differenz $\Delta'E_{\text{Exp}}$ und der theoretisch bestimmten $\Delta'E_{\text{Theo}}$ lässt sich gemäß

$$\mu_{I,\text{Exp}} = \frac{\Delta'E_{\text{Exp}}}{\Delta'E_{\text{Theo}}} \cdot \mu_{I,\text{Lit}} \quad (7.4)$$

auf das Kernmoment zurückschließen, wobei $\mu_{I,\text{Lit}} = 4,1106(2) \mu_{\text{N}}$ der in $\Delta'E_{\text{Theo}}$ ver-

7. Diskussion der Ergebnisse

wendete Literaturwert ist. Daraus ergibt sich ein Kernmoment von $\mu_{I,\text{Exp}} \approx 4,09 \mu_{\text{N}}$ und für die Bohr-Weisskopf-Korrektur in Wasserstoff ein Wert von $\varepsilon \approx 0,0097$ [98], was etwa dem von R. Sen'kov berechneten Wert entspricht [39]. Betrachtet man nur das hier ermittelte Ergebnis der Aufspaltungsenergie in lithiumähnlichem Bismut $\Delta E^{(2s)} = 797\,645(18) \text{ meV}$, ergeben auch die Berechnungen von Sapirstein und Cheng einen Wert von $\mu_{I,\text{Sapirstein}} = 4,08 \mu_{\text{N}}$ [97].

Erst wenn die Zweifel an dem aktuellen Literaturwert $\mu_{I,\text{Lit}}$ z. B. durch eine Neuvermessung ausgeräumt sind, können weitere Schlüsse hinsichtlich der Aussagekraft der spezifischen Differenz gezogen werden. Welche experimentellen Untersuchungen weiteres Licht auf diese unerwartete Diskrepanz werfen können, wird im folgenden und letztem Kapitel der Arbeit diskutiert.

8. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Dissertation wurde das Experiment zur Bestimmung der Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustands in wasserstoff- und lithiumähnlichen Bismutionen vorgestellt, bei dem erstmals eine Genauigkeit erreicht wurde, die prinzipiell einen Test der Quantenelektrodynamik in starken magnetischen Feldern ermöglicht.

Die Reduzierung der mit Abstand dominanten Unsicherheit des vorhergehenden Experiments wurde vor allen Dingen durch eine präzise *in situ*-Messung der Hochspannung des Elektronenkühlers erreicht. Die ermittelten Wellenlängen im Ruhesystem der Ionen ergeben sich zu

$$\begin{aligned}\lambda_{0,\text{H}} &= 243,8221(8)(43) \text{ nm und} \\ \lambda_{0,\text{Li}} &= 1554,377(8)(28) \text{ nm}\end{aligned}\tag{8.1}$$

mit jeweils der Statistik der Messwerte als erste Unsicherheit, während die zweite die systematischen Unsicherheiten zusammenfasst. Aus diesen Wellenlängen ergeben sich Übergangsenergien von

$$\begin{aligned}\Delta E^{(1s)} &= 5085,03(2)(9) \text{ meV und} \\ \Delta E^{(2s)} &= 797,645(4)(14) \text{ meV,}\end{aligned}\tag{8.2}$$

wobei selbiges für die Unsicherheiten gilt. Die nach V. Shabaev aus den Übergangsenergien ermittelte spezifische Differenz [15] ergibt sich zu

$$\Delta' E = \Delta E_{\text{Bi}^{80+}} - 0,16886 \cdot \Delta E_{\text{Bi}^{82+}} = -61,012(5)(21) \text{ meV,}\tag{8.3}$$

mit quadratisch addierten statistischen Unsicherheiten und linear addierten systematischen Unsicherheiten der Übergangsenergien. Dieser Wert weicht um das siebenfache der kombinierten Unsicherheiten des genauesten theoretischen Wertes [50] und aus Gleichung (8.3) von der Theorie ab. Durch Untersuchung systematischer Effekte während und nach der Strahlzeit konnte keine experimentelle Ursache für diese

8. Zusammenfassung und Ausblick

Abweichung identifiziert werden.

Von theoretischer Seite aus wird zunächst das magnetische Dipolmoment des ^{209}Bi -Kerns in Frage gestellt. Der von [15, 50] verwendete Literaturwert stammt aus über 60 Jahre alten NMR-Messungen und über die Jahre neu berechneten Korrekturen der Elektronenhülle [33]. Mögliche Einflüsse der chemischen Umgebung sind umstritten [30], könnten jedoch potentiell die Abweichung von der Theorie erklären. Eine Möglichkeit, diese Unsicherheit auszuräumen ist die Neuvermessung des magnetischen Kernmoments. Die in Abschnitt 2.1.2 diskutierten Messkorrekturen können vernachlässigt werden, wenn die Larmorfrequenz des fast vollständig von der Elektronenhülle befreiten Kerns vermessen wird. In der Ionenfalle des ARTEMIS-Experiments wird eine solche Messung an wasserstoffähnlichem Bismut möglich sein, die Falle befindet sich momentan jedoch noch im Teststadium [99]. Die hier präsentierten verbesserten Messungen der Aufspaltung in wasserstoffähnlichem Bismut sind für diese Messungen eine wichtige Information, um den extrem schmalen Übergang an den kalten Ionen finden zu können.

Eine weitere Möglichkeit bietet die Wiederholung der NMR-Messung mit einem modernen Spektrometer. Hierbei können die experimentellen Parameter den Anforderungen angepasst werden, die sich aus der Berechnung der Korrekturen ergeben. Die Korrektur der chemischen Umgebung wird beispielsweise durch eine Messung an $\text{Bi}(\text{NO}_3)_3$ in konzentrierter Salpetersäure vereinfacht, da sich hier statt einer Vielzahl von Bismutverbindungen vornehmlich ein Bismutkomplex mit sechs Wassermolekülen bildet [100]. Die NMR-Messung wird gegenwärtig in Zusammenarbeit mit dem Institut für Festkörperphysik an der TU Darmstadt vorbereitet.

Mit einer weiteren Strahlzeit am ESR können weitere Indizien für Ursachen der Abweichung gefunden werden. Ähnlich der hier vorgestellten Messung sollen die Hyperfeinstrukturaufspaltungen des Grundzustands in wasserstoff- und lithiumähnlichem ^{208}Bi ermittelt werden. Das Nachbarisotop hat eine Halbwertszeit von 370 ka und einen ganzzahligen Spin. Besteht ^{209}Bi aus einem ^{208}Pb -Kern mit einem ungepaarten Proton, so fehlt dem ^{208}Bi -Kern zusätzlich ein Neutron zum $N=126$ Schalenabschluss. Dies führt zu einer Änderung im magnetischen Kernmoment von etwa 10% und es kann eine signifikant andere Magnetisierungsverteilung angenommen werden. Auch hier wird für die spezifischen Differenz $\Delta'E_{208\text{Bi}}$ eine Abweichung zur Theorie erwartet. Entspricht die relative Abweichung der dem Verhältnis der magnetischen Momente von ^{208}Bi und ^{209}Bi , so erhärtet dies den Verdacht auf einen fehlerhaften Literaturwert des Letzteren. So gäbe das Ergebnis Anlass zum Zweifel an der Validität

der spezifischen Differenz, bzw. an der Annahme, dass durch den Faktor $\xi = 0,16886$ tatsächlich alle Kernstruktureigenschaften eliminiert sind.

Die gemessenen Werte liefern zusätzlich einen Ausgangspunkt für eine Erhöhung der experimentellen Präzision, indem Laserspektroskopie an wasserstoff- und lithiumähnlichen Bismutationen in einer Ionenfalle durchgeführt wird. Die in dieser Arbeit ermittelten Werte sind als Startwerte für eine schmalbandige Spektroskopie sehr wichtig. Hier wird eine Genauigkeit erwartet, die einen Test der Ein-Elektron-QED ermöglicht, sobald die gegenwärtigen Probleme mit der spezifischen Differenz, die in dieser Arbeit erstmals aufgedeckt wurden, beseitigt sind.

Die Erfahrung aus den letzten Laserspektroskopieexperimenten am Speicherring ESR zeigten deutlich die Notwendigkeit einer genauen Messung der Elektronenkühlerspannung. Neben Aufbau, Durchführung und Datenanalyse des Laserspektroskopieexperimentes wurde daher im Rahmen dieser Arbeit ein Spannungsteiler zur Hochspannungsmessung am Elektronenkühler des ESR getestet, verbessert und eingesetzt. Da sich der Teiler trotz aller Verbesserungen als zu instabil zeigte, wird in Kooperation mit dem Hersteller das Konzept des Gerätes überarbeitet. Ein auf unseren Vorschlägen basierender, verbesserter Prototyp ist von Hersteller angekündigt und soll demnächst an der PTB und anschließend am Elektronenkühler des ESR getestet werden. Für den Elektronenkühler des neuen Speicherrings CRYRING wird an der Universität Münster ein Spannungsteiler für bis zu 30 kV und einer relativen Genauigkeit von 10^{-5} vorbereitet.

Literatur

1. Klaft, I. *u. a.* Precision laser spectroscopy of the ground state hyperfine splitting of hydrogenlike $209\text{Bi}82+$. *Physical Review Letters* **73**, 2425 (1994).
2. Crespo López-Urrutia, J. R., Beiersdorfer, P., Savin, D. W. & Widmann, K. Direct Observation of the Spontaneous Emission of the Hyperfine Transition $F = 4$ to $F = 3$ in Ground State Hydrogenlike $^{165}\text{Ho}66+$ in an Electron Beam Ion Trap. *Physical Review Letters* **77**, 826–829 (1996).
3. Crespo López-Urrutia, J. R. C. *u. a.* Nuclear magnetization distribution radii determined by hyperfine transitions in the 1s level of H-like ions $^{185}\text{Re}74+$ and $^{187}\text{Re}74+$. *Physical Review A* **57**, 879–887 (1998).
4. Seelig, P. *u. a.* Ground State Hyperfine Splitting of Hydrogenlike $207\text{Pb}81+$ by Laser Excitation of a Bunched Ion Beam in the GSI Experimental Storage Ring. *Physical Review Letters* **81**, 4824 (1998).
5. Beiersdorfer, P. Testing QED and atomic-nuclear interactions with high-Z ions. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **43**, 074032 (2010).
6. Lamb, W. E. & Retherford, R. C. Fine Structure of the Hydrogen Atom by a Microwave Method. *Physical Review* **72**, 241–243 (3 Aug. 1947).
7. Nafe, J., Nelson, E. & Rabi, I. The hyperfine structure of atomic hydrogen and deuterium. *Physical Review* **71**, 914 (1947).
8. Hanneke, D., Fogwell, S. & Gabrielse, G. New measurement of the electron magnetic moment and the fine structure constant. *Physical Review Letters* **100**, 120801 (2008).
9. Sturm, S. *u. a.* g-factor measurement of hydrogenlike $28\text{Si}13+$ as a challenge to QED calculations. *Physical Review A* **87**, 030501 (2013).
10. Bennett, G. W. *u. a.* Final report of the E821 muon anomalous magnetic moment measurement at BNL. *Phys. Rev. D* **73**, 072003 (2006).
11. Pohl, R. *u. a.* The size of the proton. *Nature* **466**, 213–216 (2010).

12. Pohl, R. *u. a.* Laser spectroscopy of muonic deuterium. *Science* **353**, 669–673 (2016).
13. Gumberidze, A. *u. a.* Precision tests of QED in strong fields: experiments on hydrogen-and helium-like uranium in *Journal of Physics: Conference Series* **58** (2007), 87.
14. Mohr, P. J., Plunien, G. & Soff, G. QED Corrections in Heavy Atoms. *Physics Reports* **293**, 227–369 (1998).
15. Shabaev, V. M., Artemyev, A. N., Yerokhin, V. A., Zherebtsov, O. M. & Soff, G. Towards a Test of QED in Investigations of the Hyperfine Splitting in Heavy Ions. *Physical Review Letters* **86**, 3959 (2001).
16. Lochmann, M. *u. a.* Observation of the hyperfine transition in lithium-like bismuth $209\text{Bi}80+$: Towards a test of QED in strong magnetic fields. *Physical Review A* **90**, 030501 (2014).
17. Sánchez, R. *u. a.* Laser spectroscopy measurement of the 2s-hyperfinesplitting in lithium-like bismuth. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* (2017).
18. Winter, H. *Laserspektroskopie an schweren Ionen: Laserinduzierte Zweistufen-Rekombination, Hyperfeinstrukturaufspaltung und g-Faktor des gebundenen Elektrons* Dissertation (Technische Universität Darmstadt, 1999).
19. Demtröder, W. *Experimentalphysik 3 Atome, Moleküle und Festkörper* ISBN: 3-540-21473-9 (Springer, 2005).
20. Pauli, W. Zur Quantenmechanik des magnetischen Elektrons. *Zeitschrift für Physik* **43**, 601–623. ISSN: 0044-3328 (1927).
21. Dirac, P. A. M. The Quantum Theory of the Electron. *Proceedings of the Royal Society of London, Series A: Mathematical and Physical Sciences* **117**, 610–624. ISSN: 0950-1207 (1928).
22. Bransden, B. H. & Joachain, C. J. *Physics of Atoms and Molecules* (Longman Scientific und Technical, 1983).
23. Kopfermann, H. in *Nuclear Moments* (Hrsg. Massey, H. S. W.) übers. von Schneider, E. E. (Academic Press Inc., 1958).
24. Beier, T. The g_j Factor of a Bound Electron and the Hyperfine Structure Splitting in Hydrogenlike Ions. *Physics Reports* **339**, 79 (2000).

25. Pyykkö, P., Pajanne, E. & Inokuti, M. Hydrogen-like relativistic corrections for electric and magnetic hyperfine integrals. *International Journal of Quantum Chemistry* **7**, 785–806. ISSN: 1097-461X (1973).
26. Mooser, A. *u. a.* Direct high-precision measurement of the magnetic moment of the proton. *Nature* **509**. Letter, 596–599. ISSN: 0028-0836 (Mai 2014).
27. Proctor, W. G. & Yu, F. C. On the Nuclear Magnetic Moments of Several Stable Isotopes. *Physical Review* **81**, 20–30 (1 Jan. 1951).
28. Ting, Y. & Williams, D. Nuclear Gyromagnetic Ratios. IV. *Physical Review* **89**, 595–596 (1953).
29. Sheriff, R. E. & Williams, D. Nuclear Gyromagnetic Ratios. III. *Physical Review* **82**, 651–655 (5 Juni 1951).
30. Gustavsson, M. G. H. & Mårtensson-Pendrill, A.-M. Need for remeasurements of nuclear magnetic dipole moments. *Physical Review A* **58**, 3611 (1998).
31. Flynn, C. P. & Seymour, E. F. W. Nuclear Magnetic Resonance in Bismuth. *Proceedings of the Physical Society* **73**, 945 (1959).
32. Raghavan, P. Table of nuclear moments. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **42**, 189–291. ISSN: 0092-640X (1989).
33. Bastug, T., Fricke, B., Finkbeiner, M. & Johnson, W. The magnetic moment of Bi-209 - A molecular determination of the diamagnetic shielding. *Zeitschrift für Physik D: Atoms, Molecules and Clusters* **37**, 281. ISSN: 0178-7683 (Juli 1996).
34. Shabaev, V. M. *u. a.* QED effects in heavy few-electron ions. *International Journal of Mass Spectrometry* **251**, 109–118. ISSN: 1387-3806 (2006).
35. Elizarov, A. A., Shabaev, V. M., Oreshkina, N. S. & Tupitsyn, I. I. Hyperfine splitting in heavy ions with the nuclear magnetization distribution determined from experiments on muonic atoms. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **235**, 65–70. ISSN: 0168-583X (2005).
36. Shabaev, V. M. *u. a.* Transition energy and lifetime for the ground-state hyperfine splitting of high-Z lithiumlike ions. *Physical Review A* **57**, 149 (1998).
37. Labzowsky, L. N., Johnson, W. R., Soff, G. & Schneider, S. M. Dynamic proton model for the hyperfine structure of the hydrogenlike ion ${}^{209}_{83}\text{Bi}^{82+}$. *Physical Review A* **51**, 4597–4602 (6 Juni 1995).

38. Tomaselli, M., Schneider, S. M., Kankeleit, E. & Kühl, T. Ground state magnetization of ^{209}Bi in a dynamic correlation model. *Physical Review C* **51**, 2989–2997 (1995).
39. Sen'kov, R. A. & Dmitriev, V. F. Nuclear magnetization distribution and hyperfine splitting in Bi^{82+} ion. *Nuclear Physics A* **706**, 351–364. ISSN: 0375-9474 (2002).
40. Bohr, A. & Weisskopf, V. F. The Influence of Nuclear Structure on the Hyperfine Structure of Heavy Elements. *Physical Review* **77**, 94 (1950).
41. Finkbeiner, M., Fricke, B. & Kühl, T. Calculation of the hyperfine structure transition energy and lifetime in the one-electron Bi^{82+} ion. *Physics Letters A* **176**, 113–117. ISSN: 0375-9601 (1993).
42. Boucard, S. & Indelicato, P. Relativistic many-body and QED effects on the hyperfine structure of lithium-like ions. *European Physical Journal D: Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics* **8**, 59–73 (2000).
43. Shabaev, V. M., Tomaselli, M., Kühl, T., Artemyev, A. N. & Yerokhin, V. A. Ground-state hyperfine splitting of high-Z hydrogenlike ions. *Physical Review A* **56**, 252 (1997).
44. Rosenthal, J. E. & Breit, G. The Isotope Shift in Hyperfine Structure. *Physical Review* **41**, 459 (1932).
45. Shabaev, V. M. Hyperfine structure of hydrogen-like ions. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **27**, 5825–5832 (1994).
46. Gustavsson, M. G. H. & Mårtensson-Pendrill, A.-M. Four Decades of Hyperfine Anomalies. *Advances in Quantum Chemistry* **30**, 343–360. ISSN: 0065-3276 (1998).
47. Artemyev, A. N., Shabaev, V. M. & Yerokhin, V. A. Relativistic nuclear recoil corrections to the energy levels of hydrogenlike and high-Z lithiumlike atoms in all orders in αZ . *Physical Review A* **52**, 1884–1894 (3 Sep. 1995).
48. Volotka, A. V., Glazov, D. A., Plunien, G. & Shabaev, V. M. Progress in quantum electrodynamics theory of highly charged ions. *Annals of Physics* **525**, 636–646 (2013).
49. Nefiodov, A., G.Plunien & G.Soff. Nuclear-polarization effect to the hyperfine structure in heavy multicharged ions. *Physics Letters B* **552**, 35–40 (2003).

50. Volotka, A. V. *u. a.* Test of Many-Electron QED Effects in the Hyperfine Splitting of Heavy High-Z Ions. *Physical Review Letters* **108**, 073001 (2012).
51. Volotka, A. V. *u. a.* Ground-state hyperfine structure of H-, Li-, and B-like ions in the intermediate-Z region. *Physical Review A* **78**, 062507 (6 2008).
52. Glazov, D. A., Volotka, A. V., Shabaev, V. M., Tupitsyn, I. I. & Plunien, G. Evaluation of the screened QED corrections to the g factor and the hyperfine splitting of lithiumlike ions. *Physical Review A* **81**, 062112 (2010).
53. Volotka, A. V., Glazov, D. A., Shabaev, V. M., Tupitsyn, I. I. & Plunien, G. Screened QED Corrections in Lithiumlike Heavy Ions in the Presence of Magnetic Fields. *Physical Review Letters* **103**, 033005 (2009).
54. Andreev, O. V., Glazov, D. A., Volotka, A. V., Shabaev, V. M. & Plunien, G. Evaluation of the screened vacuum-polarization corrections to the hyperfine splitting of Li-like bismuth. *Physical Review A* **85**, 022510 (2012).
55. Volotka, A. V. & Plunien, G. Nuclear Polarization Study: New Frontiers for Tests of QED in Heavy Highly Charged Ions. *Physical Review Letters* **113**, 023002 (2014).
56. Geithner, W. *persönliche Mitteilung* 2017.
57. Kerst, D. W. & Serber, R. Electronic Orbits in the Induction Accelerator. *Physical Review* **60**, 53–58 (1 Juli 1941).
58. Van der Meer, S. Stochastic cooling and the accumulation of antiprotons. *Reviews of Modern Physics* **57**, 689–697 (1985).
59. Poth, H. Electron Cooling - Theory, Experiment, Application. *Physics Reports-Review Section of Physics Letters* **196**, 135–297 (1990).
60. Schramm, U. & Habs, D. Crystalline ion beams. *Progress in Particle and Nuclear Physics* **53**, 583–677 (2004).
61. Forck, P. *Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics* <http://www-bd.gsi.de/conf/juas/juas_script.pdf> (2011).
62. Lochmann, M. *Laserspektroskopie der Grundzustands-Hyperfeinstruktur des lithiumähnlichen $^{209}\text{Bi}^{80+}$* Diss. (Universität Mainz, 2013). <<http://ubm.opus.hbz-nrw.de/volltexte/2013/3492/>>.
63. Winkler, T. *Untersuchungen zur Elektronenkühlung hochgeladener schwerer Ionen* Diss. (Heidelberg, 1996).

64. Hallstrom, J. *u. a.* Performance of a Wideband 200-kV HVDC Reference Divider Module. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **63**, 2264–2270 (2014).
65. Schulte, H. & Spädtke, P. in *Scientific Report 1985* (Hrsg. Grundinger, U.) (GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, 1986).
66. Klaft, I. *Messung der Hyperfeinstruktur im Grundzustand von Wasserstoffartigem Bismut am Schwerionen Speicherring ESR* Thesis (1994).
67. Seelig, P. *Laserspektroskopie der 1s-Hyperfeinstrukturaufspaltung an wasserstoffähnlichem $^{207}\text{Pb}^{81+}$* Dissertation (1999).
68. Steck, M. *u. a.* Recent Results from ESR. *Physica Scripta*, 64 (2003).
69. Wen, W. Q. *u. a.* Optical measurement of the longitudinal ion distribution of bunched ion beams in the ESR. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment* **711**, 90–95. ISSN: 0168-9002 (2013).
70. Sanchez, R. *private Mitteilung* 2016.
71. Ullmann, J. *Laserstrahlführung und -stabilisierung zur Spektroskopie von gespeicherten, relativistischen und gekühlten hochgeladenen Ionen* Masterarbeit (Ernst-Abbe-Fachhochschule Jena, 2013).
72. Vollbrecht, J. *u. a.* Laser spectroscopy of the ground-state hyperfine structure in H-like and Li-like bismuth. *Journal of Physics: Conference Series* **583**, 012002. ISSN: 1742-6596 (2015).
73. Anielski, D. *Entwicklung eines Detektoraufbaus zur Bestimmung der 2s-Hyperfeinstrukturaufspaltung von $^{209}\text{Bi}^{80+}$ am Experimentierspeicherring an der GSI* Diplomarbeit (Universität Münster, 2010). <http://www.uni-muenster.de/Physik.KP/AGWeinheimer/Files/theses/Diplom_Denis_Anielski.pdf>.
74. Hannen, V. *u. a.* Detection system for forward emitted photons at the Experimental Storage Ring at GSI. *Journal of Instrumentation* **8**, 09018. ISSN: 1748-0221 (2013).
75. Coto, R. L. *Test and commissioning of the detector system in the $^{209}\text{Bi}^{80+}$ experiment at the Experimental Storage Ring (ESR) at GSI* Magisterarb. (Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2010).

76. Minami, S. *VUPROM as 192-ch Multi-hit TDC and Scaler* 2010. <http://www.gsi.de/fileadmin/EE/Module/VUPROM/vuprom_tdc.pdf>.
77. Franzke, B., Geissel, H. & Munzenberg, G. Mass and lifetime measurements of exotic nuclei in storage rings. *Mass Spectrometry Reviews* **27**, 428–469. ISSN: 0277-7037 (2008).
78. Andjelkovic, Z., Bharadia, S., Sommer, B., Vogel, M. & Nörtershäuser, W. Towards high precision in-trap laser spectroscopy of highly charged ions. *Hyperfine Interactions* **196**, 81–91 (2010).
79. Nakano, Y. *u. a.* Resonant coherent excitation of the lithiumlike uranium ion: A scheme for heavy-ion spectroscopy. *Physical Review A* **87**, 060501 (6 Juni 2013).
80. Poulsen, O. & Riis, E. Absolute Determination of High Voltages Using Fast-Beam Laser Velocimetry. *Metrologia* **25**, 147. ISSN: 0026-1394 (1988).
81. König, K. *u. a.* First high-voltage measurements using Ca⁺ ions at the ALIVE experiment. *Hyperfine Interactions* **238**, 24. ISSN: 1572-9540 (2017).
82. Bauer, S. *u. a.* Next generation KATRIN high precision voltage divider for voltages up to 65kV. *Journal of Instrumentation* **8**, P10026. ISSN: 1748-0221 (2013).
83. Adamczewski-Musch, J. & Linev, S. *Homepage des Analyseframeworks Go4* <<http://www-win.gsi.de/go4/>> (2017).
84. Jöhren, R. *Spectroscopy of the hyperfine transition in lithium-like bismuth at the ESR at GSI and an APD-based single-photon detector for laser spectroscopy on highly charged ions* Dissertation (Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2013).
85. Piwinski, A. *Intra-Beam-Scattering in Proceedings of the 9th International Conference on High Energy Accelerators, Stanford, CA* (1974), 405.
86. Boggs, P. T. & Rogers, J. E. in *Contemporary Mathematics* 186 (American Mathematical Society, 1990).
87. Bevington, P. R. *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences* (McGraw-Hill, New York, 1969).

88. Gerstenkorn, S., Verges, J. & Chevillard, J. *Atlas du Spectre d'Absorption de la Molecule d'Iode* <<http://www.lac.u-psud.fr/spip.php?rubrique264&lang=en>> (besucht am 19.03.2017) (1982).
89. Salami, H. & Ross, A. J. A molecular iodine atlas in ascii format. *Journal of Molecular Spectroscopy* **233**, 157–159. ISSN: 0022-2852 (2005).
90. Brandau, C. *Messungen zur Photorekombination hochgeladener lithiumähnlicher Atome* Dissertation (Justus-Liebig-Universität Gießen, 2000).
91. Steck, M. *persönliche Mitteilung* 2017.
92. Lide, D. R. *CRC handbook of chemistry and physics : a ready reference book of chemical and physical data* (CRC Press, 1996).
93. Tomaselli, M., Kühl, T., Seelig, P., Holbrow, C. & Kankeleit, E. Hyperfine splittings of hydrogenlike ions and the dynamic-correlation model for one-hole nuclei. *Physical Review C* **58**, 1524–1534 (1998).
94. Shabaev, V. M. *u. a.* Calculation of the hyperfine structure of heavy H- and Li-like ions. *Hyperfine Interactions* **127**, 279–286 (2000).
95. Beiersdorfer, P., Osterheld, A. L., Scofield, J. H., López-Urrutia, J. R. C. & Widmann, K. Measurement of QED and Hyperfine Splitting in the $2s_{1/2}$ - $2p_{3/2}$ X-Ray Transition in Li-like $^{209}\text{Bi}^{80+}$. *Physical Review Letters* **80**, 3022–3025 (1998).
96. Tomaselli, M., Fritzsche, S., Kühl, T. & Winter, H. Hyperfine structure of Li-like bismuth. *Hyperfine Interactions* **127**, 315–318 (2000).
97. Sapirstein, J. & Cheng, K. T. Hyperfine splitting in lithiumlike bismuth. *Physical Review A* **63**, 032506 (2001).
98. Volotka, A. V. *persönliche Mitteilung* 2016.
99. Von Lindenfels, D. *u. a.* Experimental access to higher-order Zeeman effects by precision spectroscopy of highly charged ions in a Penning trap. *Physical Review A* **87**, 023412 (2013).
100. Hamaed, H., Laschuk, M. W., Terskikh, V. V. & Schurko, R. W. Application of Solid-State ^{209}Bi NMR to the Structural Characterization of Bismuth-Containing Materials. *Journal of the American Chemical Society* **131**. PMID: 19462954, 8271–8279 (2009).

101. Barth, R. *u. a. GSI Multi-Branch System User Manual* (2000). <https://www.gsi.de/fileadmin/EE/MBS/Gm_mbs_i_2.pdf>.
102. Goeringer, H., Feyerabend, M. & Sedykh, S. High Performance Experiment Data Archiving with gStore. *Journal of Physics: Conference Series* **396**, 042023 (2012).
103. Essel, H. G. & Kurz, N. *GSI Multi-Branch System User Manual* <http://web-docs.gsi.de/~mbs/v51/manual/gm_mbs_c.pdf> (2003).

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Dissertation selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet. Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs-, bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorliegenden Dissertation stehen. Die Arbeit wurde bisher weder im In-, noch Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungskommission vorgelegt. Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 30.03.2017

Johannes Ullmann

Thesen

1. Die Eignung der spezifischen Differenz als Test der QED-Effekte auf gebundene Elektronen in starken Feldern ist durch Messung der Hyperfeinübergänge im Grundzustand relativistischer, elektronengekühlter, wasserstoff- und lithium-ähnlicher Bismutionen mit hoher Genauigkeit in Frage gestellt.
2. Die Geschwindigkeit der Ionen ist durch eine *in situ* Hochspannungsmessung der Beschleunigungsspannung der Elektronen im Elektronenkühler bestimmt.
3. Raumladungseffekte im Elektronenkühler sind durch Messungen der Spannung bei niedrigen und hohen Elektronenströmen bei konstanter Umlauffrequenz bestimmt und werden korrigiert.
4. Die Energiedifferenzen der gemessenen Hyperfeinübergänge betragen in $^{209}\text{Bi}^{82+}$ $\Delta E^{(1s)} = 5085,03(2)(9)$ meV und $\Delta E^{(2s)} = 797,645(4)(14)$ meV in $^{209}\text{Bi}^{80+}$
5. Die aus den gemessenen Energiedifferenzen ermittelte spezifische Differenz von $\Delta' E = -61,012(5)(21)$ meV nach V. Shabaev weicht um das siebenfache der addierten experimentellen und theoretischen Unsicherheiten vom theoretischen Wert ab.
6. Eine Fehlbestimmung der kinetischen Energie der Ionen wird durch Hochspannungsmessung, Raumladungskorrektur und Betrachtung von Kontaktpotentialen ausgeschlossen.
7. Ein Winkel zwischen Ionen- und Laserstrahl kann für die Abweichung nicht ursächlich sein.
8. Die Abweichung resultiert nicht aus einer linearen Messabweichung des Wellenlängenmessgerätes oder dessen Kalibration.
9. Die Ergebnisse demonstrieren, dass die Bestimmung magnetischer Momente ohne diamagnetische und chemische Korrekturen für Präzisionsexperimente von entscheidender Bedeutung ist.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei meinen Kollegen, Freunden und meiner Familie für die jahrelange Unterstützung bedanken, die ich von ihnen erhalten habe.

Bei Prof. Dr. Wilfried Nörtershäuser und Prof. Dr. Thomas Stöhlker bedanke ich mich zuerst für die umfassende Betreuung und Förderung meiner Promotion, viele Hilfestellungen und erhellende Diskussionen.

Mein weiterer Dank geht an Dr. Christopher Geppert, dessen unermüdlicher Kampf gegen technische und bürokratische Windmühlen den LIBELLE-Strahlzeiten Erfolg beschert hat.

Bei Dr. Matthias Lochmann bedanke ich mich für die vielen Gespräche und Ideen, die mir sowohl Erkenntnisse, als auch Kopfzerbrechen bereiteten.

Dr. Andrey Volotka verdanke ich Einblicke in die Berechnungen und Annahmen der spezifischen Differenz.

Dr. Rodolfo Sánchez möchte ich für seine Geduld und sein ruhiges Händchen danken, das gemeinsam mit einer Prise Voodoo den letzten Puls aus der Cobra gekitzelt haben.

Dr. Wolfgang Geithner danke ich für seine faszinierenden 3D-Bilder.

Ich danke Dr. Johann Meisner und Matthias Schmidt vom Fachbereich Elektrische Energiemesstechnik der PTB, die durch das Bereitstellen ihres Spannungsteilers die Strahlzeit gerettet haben.

Für das kritische Korrekturlesen des Manuskripts danke ich Prof. Dr. Wilfried Nörtershäuser, Dr. Stefan Schmidt und Dr. Matthias Lochmann.

Dr. Carsten Brandau und Christian Trageser danke ich für die Bereitstellung der Daten ihrer neuen Schottky-Datenaufnahme.

Mein Dank geht an Dr. Zoran Andelkovic, Dr. Andreas Dax, Christian Gorges, Dr. Michael Hammen, Dr. Volker Hannen, Kristian König, Simon Kaufmann, Dr. Yuri Litvinov, Bernhard Maass, Dr. Tobias Murböck, Dr. Markus Steck, Prof. Dr. Richard C. Thompson, Dr. Jonas Vollbrecht und Prof. Dr. Christian Weinheimer ohne deren Einsatz keine Strahlzeit hätte stattfinden können.

Für ihre Zeit und die kontroverse Auseinandersetzung mit dem Ergebnis dieser Arbeit danke ich weiterhin Dr. Christoph Kozhuharov, Prof. Dr. Heinz-Jürgen Kluge, Prof. Dr. Thomas Kühl, Prof. Dr. Fritz Bosch und Dr. Fritz Nolden.

Den Teams der Graduiertenschulen HGS-HiRe und RS-APS danke ich für die Unterstützung, sowie für die Erweiterung meines Horizonts durch Lecture Weeks und Softskill-Kurse.

Ich danke allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Nörtershäuser am Institut für Kernphysik der TU Darmstadt, sowie der gesamten Abteilung Atomphysik an der GSI für das angenehme Arbeitsumfeld.

Zu guter Letzt danke ich meiner Frau Sophie und meinen Eltern, die mich trotz aller Umstände und Wagnisse stets geduldig unterstützen. Der bloßen Existenz unseres kleinen Sonnenscheins Theodor habe ich die Versüßung der letzten Wochen bis zur Abgabe dieser Arbeit zu verdanken.

Anhang

A. Datenaufnahme

In Tabelle 1 sind die verwendeten TDC- und Scalerkanäle aufgeführt. Einige Signale wie das Ausgabesignal des Lasers liefern nur einen statischen Zustand (in diesem Falle +5 V, wenn das Gitter im Resonator bewegt wird und sonst 0 V). Um in der Datenanalyse zu jeder Zeit die Zustände unterscheiden zu können, werden sie mit einem konstanten 1 MHz-Signal in Koinzidenz geschaltet. Die Fluoreszenzsignale der PMTs werden in den ersten fünf Kanälen gespeichert, wobei „PMT Boden“ einen zusätzlich in der Nähe des Strahlrohres aufgestellter PMT bezeichnet, der mögliche Ionenstrahlunabhängige Ereignisse und Störeinflüsse der im Seicherring-Cave reichhaltig vorhandenen elektrischen und magnetischen Komponenten aufzeichnen sollte. Wie in Abschnitt 3.7 erläutert, wurde das Signal zweier *solar blind*-PMTs durch einen Gategenerator auf ein Zeitfenster von 1 ms nach dem Q-Switch-Trigger des Lasers beschränkt und in den Kanälen 5 und 6 registriert. Es wurde mit Hilfe der Kanäle 7 bis 10 versucht, auch ein Signal lithiumähnlichen Ladungszustands im *coasting beam*-Modus zu erhalten. Dazu wurde die Messzeit zwischen zwei Laserpulsen durch entsprechende Zeitfenster in drei Teile zerlegt, wobei der im dritten Zeitfenster detektierte Untergrund von dem im ersten Zeitfenster detektierten Signal abgezogen werden sollte. Ein Resonanzsignal konnte mit dieser Technik jedoch nicht detektiert werden. Für die Messung der mit etwa 100 ms sehr langen Lebensdauer des angeregten Zustands in lithiumähnlichem Bismut musste die Anregung durch den Laser kurzzeitig unterdrückt werden. Dazu wurde ein mechanischen Shutter im Strahlengang des Lasers für 100 ms geöffnet und anschließend für 500 ms geschlossen, sodass das gesamte abklingende Fluoreszenzsignal aufgenommen werden konnte. Die zeitliche Synchronisation des Lasers mit dem Ionenbunch wurde mit schnellen Photodioden kontrolliert, die an den Laser-Eintrittsfenstern montiert sind. Die Parameter in den Kanälen 16 s bis 21 stammen aus dem Beschleunigersystem der GSI, wobei die Messwerte in Form der Rate eines TTL-Signals bereitgestellt werden.

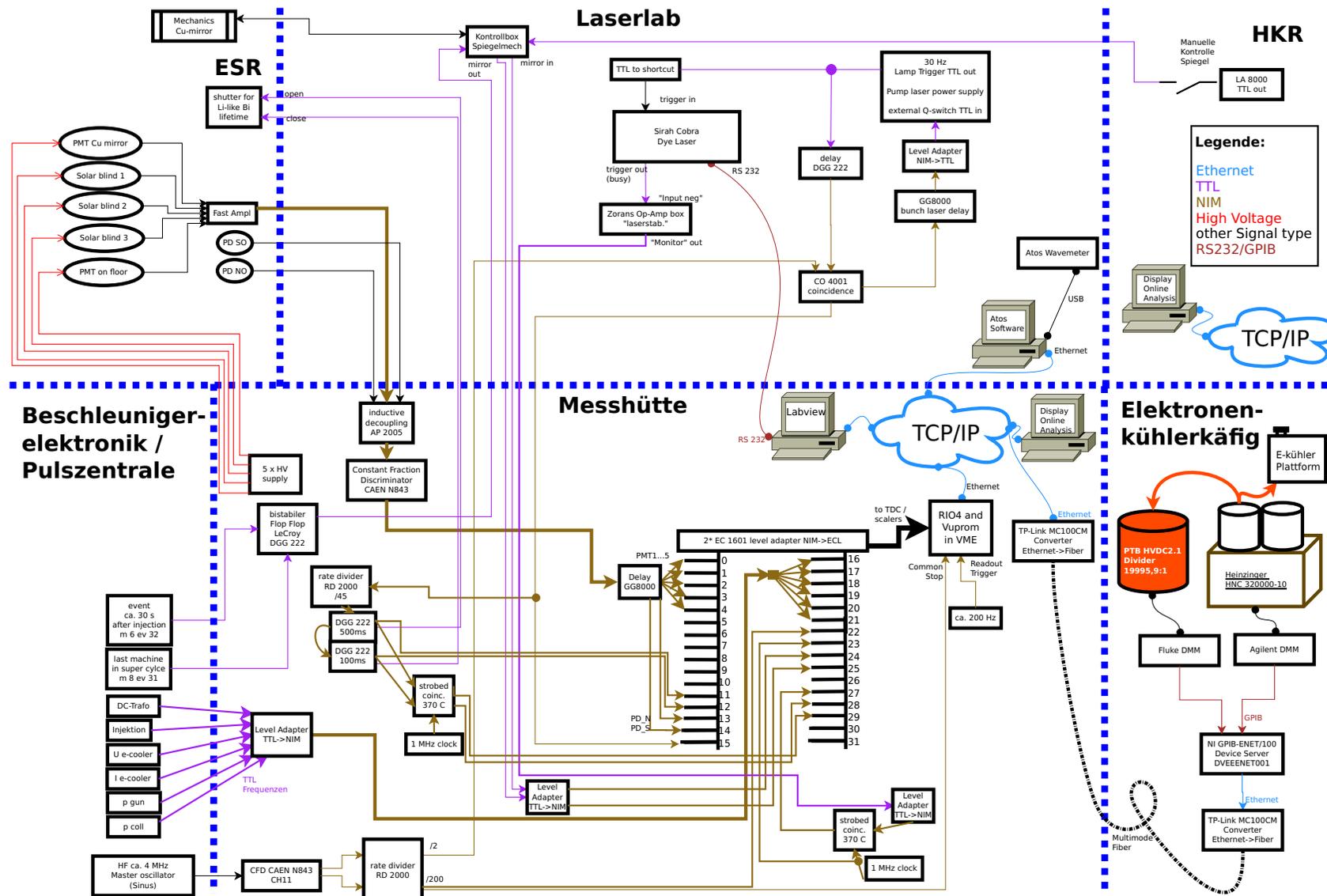


Abbildung A.1.: Übersicht über das Datenaufnahmesystem. Die Abtrennung zwischen den Bereichen des Experiments wird durch blau gestichelte Linien verdeutlicht. Kernstück der Datenaufnahme ist die Integration von Lasersteuerung, Wellenlängen- und Spannungsmessung in die Echtzeitdatenaufnahme über TCP/IP.

TDC- und Scalerkanäle		Scalerkanäle	
Kanal	Bezeichnung	Kanal	Bezeichnung
0	PMT Cu mirror	16	DC Trafo (Ionenstrom)
1	PMT solar blind Süd	17	Injektionstrigger
2	PMT solar blind Mitte	18	Elektronenkühlerspannung
3	PMT solar blind Nord	19	Elektronenkühlerstrom
4	PMT Boden	20	Druck Elektronenkanone
5	PMT Süd (1 ms Gate)	21	Druck Elektronenkollektor
6	PMT Nord (1 ms Gate)	22	Bunchingfrequenz/200 (common stop)
7	(defekt)	23	1 MHz Referenzsignal
8	PMT Cu Gate 3	24	Cu-Spiegel Endlagentaster innen
9	PMT Cu Gate 2	25	Cu-Spiegel Endlagentaster außen
10	PMT Cu Gate 1	26	(ungenutzt)
11	Laser shutter offen	27	laser busy (S)
12	Laser shutter geschlossen	28	Laser shutter offen (S)
13	Photodiode Nord-Ost	29	Laser shutter geschlossen (S)
14	Photodiode Süd-Ost	30	PMT Cu Gate 3 (S)
15	Q-Switch Trigger	31	PMT Cu Gate 1 (S)

Tabelle 1.: Kanalbelegung der TDCs und Scaler. Die mit (S) gekennzeichneten Signale sind statisch, d.h., mit Frequenzen von unter 1 Hz und zur besseren Verarbeitung in Koinzidenz mit dem 1 MHz Referenzsignal geschaltet.

In den TDCs werden die gezählten Signalpulse der Detektoren mit einem Zeitstempel relativ zu einem *common-stop*-Triggersignal versehen. Dieses wird durch Teilen der *bunching*-Frequenz erzeugt und erhält dadurch eine feste Phase zur Umlauffrequenz. Mit einem *common-stop*-Trigger werden die Ankunftszeiten der Signale, die während 100 Umläufen der Ionen im Ring aufgenommen wurden, in einem Event zusammengefasst. Da der TDC *multi-hit*-fähig ist, können bis zu 16 Signalpulse pro Detektorkanal bis zum nächsten *common-stop*-Trigger aufgenommen werden. Durch die Taktrate des VUPROM-Prozessors von 300 MHz wird eine zeitliche Auflösung von 3,33 ns erreicht, sodass die Umlaufperiode der Ionen im Ring (500 ns) in etwa 150 Kanäle (bins) geteilt wird. Um die Totzeit durch das Auslesen gering zu halten, werden zwei Pufferspeicher verwendet, in die abwechselnd die Daten der Scaler und TDCs geschrieben, bzw. aus denen gelesen wird. Das Auslesen erfolgt mit einer Frequenz von ca. 200 Hz durch das MBS-Programm¹ [101] auf einem RIO4-Computer mit LynxOS-Echtzeitbetriebssystem. Eine im Rahmen dieser Arbeit realisierte Neuerung der Datenaufnahme gegenüber der Strahlzeit 2011 war die in MBS integrierte

¹Multibranch System

LabView-Kanäle			
Nr.	Bezeichnung	Nr.	Bezeichnung
0	Unix Zeitstempel (lokal)	10	Cobra motor pos. unterer Teil
1	fortlaufender ms-Timer	11	Nummer des Loops
2	Elektr.-Kühlerspannung [μV]	12	Status Cobra
3	Cobra Setz Wellenlänge [fm]	13	Atos Zähler
4	Atos Wavemeter Wellenlänge [fm]	14	Cobra Startwellenlänge [fm]
5	Atos Intensität (8 Bit)	15	Cobra Endwellenlänge [fm]
6	Atos Anzahl der Interferometer	16	Cobra Inkrement [fm]
7	Status Fluke Voltmeter	17	Cobra Step Nummer
8	Status Atos Wavemeter	18	Heinzinger Regelspannung [μV]
9	Cobra motor pos. oberer Teil	19	Status Agilent Voltmeter

Tabelle 2.: Kanäle der LabView-Datenaufnahme und Experimentsteuerung

Aufnahme von Parametern der Experimentsteuerung und bis dahin gesondert aufgenommenen Messdaten. Die Steuerung des Lasers und die Auslese des Wavemeters, sowie der Hochspannungsmessung am Elektronenkühler wurden mit LabView realisiert. Die während des Experiments aufgezeichneten Einstellungen und Messergebnisse sind in Tabelle 2 aufgelistet. Die Einheiten der Messwerte werden der Einfachheit halber als ganze Zahlen mit maximal 10 Stellen gewählt. Zur Überprüfung der zeitlichen Synchronisation des VME-basierten Echtzeitsystems und dem LabView-PC wird ein Linux-Zeitstempel (Auflösung 1 s, Kanal 0) und ein fortlaufender Millisekundenzähler (Kanal 1) für die relative Genauigkeit verwendet. Neben der von dem HVDC2.1-Spannungsteiler heruntergeteilten und mit einem Fluke Referenzmultimeter aufgenommenen Elektronenkühlerspannung (Kanal 2) wird auch die Niederspannung des Regelungsspannungsteilers im Heinzinger-Netzgerät gemessen (Kanal 18). Der Messwert des Wavemeters (Kanal 4) wird gemeinsam mit mehreren Diagnoseparametern (Kanäle 5,6 und 13) aufgenommen. Zur Lasersteuerung wird die Funktion *Triggered Scan* aus der Programmierbibliothek des Laserherstellers verwendet. Damit wird das Gitter im Laser schrittweise von einem Startwert (Kanal 14) zu einem Endwert (Kanal 15) gefahren, wobei nach jedem Schritt (*step*, Kanal 17), ca. 3 s gewartet wird, um ausreichend Statistik zu sammeln. Die aktuelle Motorposition wird durch eine 13-stellige Zahl repräsentiert, sodass sie in zwei Kanäle geteilt werden musste (Kanäle 9 und 10). In der Regel werden bei der Aufnahme von Resonanzen mehrere dieser *Loops* hintereinander ausgeführt und sind daher nummeriert (Kanal 11). Die Verbindung zu den Messgeräten wurde durch boolesche Statuskanäle dokumentiert (Kanäle 7,8,12 und 19). Im LabView-Programm werden die in Tabelle 2 gelisteten Werte in einen

Datensatz zusammengefasst und über das Übertragungsprotokoll TCP an MBS gesendet. Die Labview-Experimentsteuerung fungierte dabei als TCP-Server, basierend auf einem Entwurf von H. Brand. Das MBS-Programm stellt beim Start eine Verbindung zum LabView-Server her und erhält alle 500 ms einen Labview-Datensatz. Zur Verhinderung von Pufferüberläufen in MBS muss hierbei eine stets gleichbleibende Länge der Daten geachtet werden. Jeder der Werte in Tabelle 2 wird daher in eine 10-stellige Zeichenfolge umgewandelt und ggf. mit Nullen aufgefüllt, sodass die Länge des gesamten Datensatzes gleich bleibt. Da die Daten in LabView mit Frequenzen von 0,3 Hz bis 2 Hz anfallen, wurde mit maximaler Frequenz gesendet und fehlende Datenfelder mit Nullen aufgefüllt. In MBS werden die Scaler- und TDC-Daten aus dem VUPROM-Puffer, sowie der empfangene LabView-Datensatz mit einem Long-Integer-Pointer zusammengefügt. Mit einem Linux-Zeitstempel versehen, werden die Daten in ein *MBS event*-Paket gepackt und an das Massenspeichersystem gStore[102]² zur Archivierung gesendet [103]. Dort werden in Dateien vom Format *List mode data* (LMD) gespeichert, welches in [101] beschrieben ist. Gleichzeitig werden die Daten durch einen Event-Server bereitgestellt, mit dem online auf die Messdaten zugegriffen werden kann. Auf diese Weise können die Rohdaten während des Experimentierbetriebs mit Hilfe des auf dem ROOT-Framework³ basierenden GO4-Systems⁴ ausgewertet werden (siehe Abschnitt 5.1).

B. Verlaufsgraph der analysierten Resonanzen

In Abb. B.2 werden die Ergebnisse der Fits über den Verlauf der Strahlzeit dargestellt, im oberen Teil für lithiumähnliches und unten für wasserstoffähnliches Bismut. Fehlerbalken zeigen die Fit-Unsicherheit. Markante Zeitpunkte sind mit Pfeilen gekennzeichnet. Mit blauen Kreuzen sind die eingestellten Amplituden der Bunching-HF und mit grünen Punkten die Breite der Fits eingetragen. Zeitlich zusammengehörende Messblöcke sind zusammengefasst in den rechten beiden Graphen als Kerndichteverteilungen mit den einzelnen Resonanzpositionen als kurze Striche am unteren Rand. Die Kerndichteverteilung kann als kontinuierliches Histogramm angesehen werden und ergibt sich, indem jeder Resonanzposition ein Gaußprofil zugeordnet wird und für jede Stelle der x-Achse die Summe der Profile gebildet wird. Im mittleren Graph sind die Verteilungen für die Ruhewellenlänge und rechts die der Linienbreite aufgetragen.

²GSI Archive storage system for experiment data

³ROOT's Object Oriented Technologies, a data analysis framework developed at CERN

⁴GSI Object Oriented On-line Off-line system

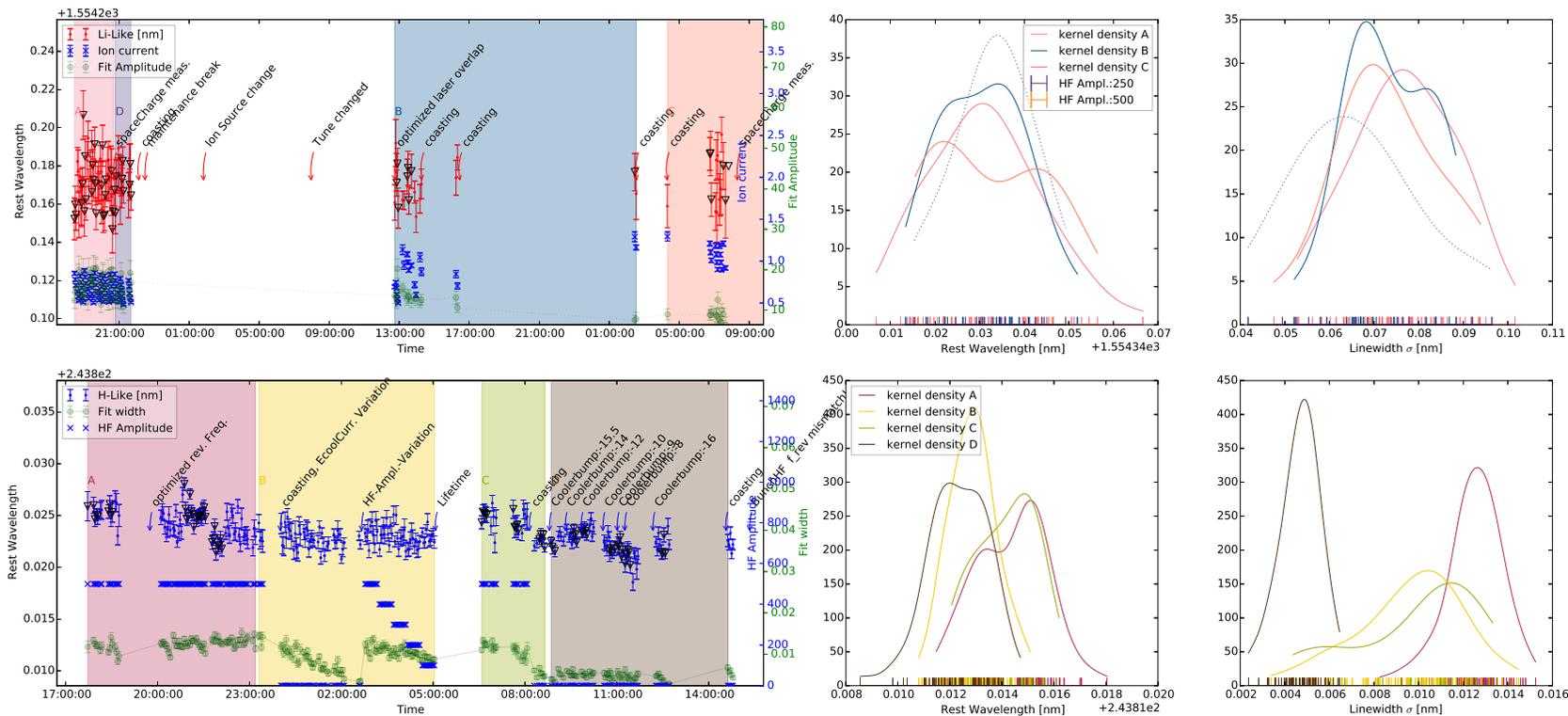


Abbildung B.2.: Links: Ergebnis der Resonanzen für lithiümähnliches (oben) und wasserstoffähnliches Bismut (unten) über den Verlauf der Strahlzeit. Markante Zeitpunkte sind mit Pfeilen markiert, die rechten Achsen zeigen die Bunchingamplitude und die Breite der Fits. Mitte: Kerndichteverteilungen der Resonanzen in den im linken Panel markierten Zeitbereichen. Rechts: Kerndichteverteilungen der Resonanzbreiten für selbige Bereiche.

Johannes Ullmann

Lebenslauf

Heidelberger Str. 6
69198 Schriesheim
Deutschland
✉ johannes.ullmann@yahoo.de

Ausbildung

- 1992–1996 **Grundschule Talschule, Jena.**
1996–2004 **Adolf-Reichwein-Gymnasium, Jena, Abschluss: Abitur.**
10.2005–08.2010 **Fachhochschule Jena, Jena, Abschluss: Bachelor of Engineering.**
10.2010–02.2013 **Fachhochschule Jena, Jena, Abschluss: Master of Engineering.**
03.2013–06.2017 **Friedrich-Schiller-Universität Jena, Jena, Abschluss: Dr. rer. nat..**

Bachelorarbeit (B. Eng.)

Titel: Optimierung des Weißabgleiches für das konfokale Scanning Mikroskop Axio CSM 700

Hochschulbetreuer Prof. Dr. Burkhard Fleck
Betreuer Dr. Waldemar Kühner, Dr. Franz Reischer

Masterarbeit (M. Eng.)

Titel: Laserstrahlführung und -stabilisierung zur Spektroskopie von gespeicherten, relativistischen und gekühlten hochgeladenen Ionen

Hochschulbetreuer Prof. Dr. Harald Bergner
Betreuer Prof. Dr. Wilfried Nörtershäuser, Dr. Danyal Winters

Publikationen (peer review)

- J. Ullmann, Z. Andelkovic, A. Dax, W. Geithner, C. Geppert, C. Gorges, M. Hammen, V. Hannen, S. Kaufmann, K. König, Y. Litvinov, M. Lochmann, B. Maass, J. Meisner, T. Murböck, R. Sánchez, M. Schmidt, S. Schmidt, M. Steck, T. Stöhlker, R. C. Thompson, J. Vollbrecht, C. Weinheimer, and W. Nörtershäuser, *An improved value for the hyperfine splitting of hydrogen-like $^{209}\text{Bi}^{82+}$* , Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **48**, 144022 (2015)
- J. Vollbrecht, Z. Andelkovic, A. Dax, W. Geithner, C. Geppert, C. Gorges, M. Hammen, V. Hannen, S. Kaufmann, K. König, Y. Litvinov, M. Lochmann, B. Maass, J. Meisner, T. Murboeck, W. Nörtershäuser, R. Sánchez, S. Schmidt, M. Schmidt, M. Steck, T. Stöhlker, R. C. Thompson, J. Ullmann, and C. Weinheimer *Laser spectroscopy of the ground-state hyperfine structure in H-like and Li-like bismuth* Journal of Physics: Conference Series **583**, 012002 (2015)

- D. Winters, T. Beck, G. Birkl, C. Dimopoulou, V. Hannen, T. Kühl, M. Lochmann, M. Loeser, X. Ma, F. Nolden, W. Nörtershäuser, B. Rein, R. Sánchez, U. Schramm, M. Siebold, P. Spiller, M. Steck, T. Stöhlker, J. Ullmann, T. Walther, W. Wen, J. Yang, D. Zhang, and M. Bussmann *Laser cooling of relativistic heavy-ion beams for FAIR* Physica Scripta **2015**, 014048 (2015)
- R. Sanchez, J. Ullmann, J. Vollbrecht, Z. Andelkovic, A. Dax, W. Geithner, C. Geppert, C. Gorges, M. Hammen, V. Hannen, S. Kaufmann, K. König, Y. A. Litvinov, M. Lochmann, B. Maaß, J. Meisner, T. Murböck, W. Nörtershäuser, S. Schmidt, M. Schmidt, M. Steck, T. Stöhlker, R. C. Thompson, and C. Weinheimer *Hyperfine transition in $^{209}\text{Bi}^{80+}$ – one step forward* Physica Scripta **2015**, 014021 (2015)
- J. Ullmann, Z. Andelkovic, A. Dax, W. Geithner, C. Geppert, C. Gorges, M. Hammen, V. Hannen, S. Kaufmann, K. König, Y. Litvinov, M. Lochmann, B. Maass, J. Meisner, T. Murböck, R. Sánchez, M. Schmidt, S. Schmidt, M. Steck, T. Stöhlker, R. C. Thompson, J. Vollbrecht, C. Weinheimer, and W. Nörtershäuser, *High precision hyperfine measurements in Bismuth challenge bound-state strong-field QED*, im Druck bei Nature Communications (2017)

Beiträge zu Konferenzen

- 09.2014 **9th International Conference on Atomic and Molecular Data and Their Applications**, Jena.
Poster, Titel: Investigations of ground-state hyperfine splittings in highly charged bismuth ions
- 02.2015 **288. PTB–Seminar „HVDC - Erzeugung, Messung und Anwendung“**, Braunschweig.
Poster, Titel: Laser spectroscopy of highly charged bismuth ions
- 03.2015 **Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft**, Heidelberg.
Vortrag, Titel: Determination of ground-state hyperfine splitting energies in highly charged bismuth ions
- 05.2015 **Atomphysikseminar des GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung**, Darmstadt.
Vortrag, Titel: Laser spectroscopy at ESR: a QED-test is finally in reach!
- 09.2016 **12th European Conference on Atoms Molecules and Photons**, Frankfurt/Main.
Poster, Titel: Investigations of ground-state hyperfine splittings in highly charged bismuth ions
- 09.2016 **18th International Conference on the Physics of Highly Charged Ions**, Kielce, Polen.
Vortrag, Titel: Ground State Hyperfine Splitting in Lithiumlike and Hydrogenlike Bismuth
- 09.2016 **13th SPARC Topical Workshop**, Krakau, Polen.
Vortrag, Titel: Recent results from hyperfine spectroscopy experiment at the ESR
- 03.2017 **Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft**, Mainz.
Vortrag, Titel: Determination of ground-state hyperfine splitting energies in highly charged bismuth ions to test QED