

# **Laserspektroskopie der 1s-Hyperfeinstrukturaufspaltung an wasserstoffähnlichem $^{207}\text{Pb}^{81+}$**

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik  
der Johannes Gutenberg-Universität  
in Mainz

von

Peter Seelig  
aus Weilbach/Ts

Mainz 1999

ausgeführt an der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt

vom Fachbereich Physik der  
Johannes Gutenberg-Universität in Mainz als Dissertation angenommen

Datum der mündlichen Prüfung: 21. Dezember 1999

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>A</b>	
<b>    Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
<b>2. Die magnetische Hyperfeinwechselwirkung</b>	<b>7</b>
2.1. Die 1s-HFS bei hoher Kernladungszahl . . . . .	11
2.1.1. Relativistische Korrektur . . . . .	13
2.1.2. Ladungsverteilung . . . . .	15
2.2. Das magnetische Kernmoment . . . . .	19
2.2.1. Das magnetische Kernmoment von $^{207}\text{Pb}$ . . . . .	20
2.2.2. Die diamagnetische und chemische Korrektur . . . . .	21
2.3. Die Magnetisierungsverteilung (Bohr-Weisskopf-Effekt) . . . . .	24
2.4. Lebensdauer des angeregten Hyperfeinstruktur-niveaus . . . . .	35
2.4.1. Der g-Faktor des gebundenen Elektrons . . . . .	36
<b>3. Test der Quantenelektrodynamik</b>	<b>39</b>
3.1. QED-Korrekturen zur 1s-HFS hochgeladener Ionen . . . . .	41
3.1.1. Selbstenergie . . . . .	42
3.1.2. Vakuumpolarisation . . . . .	43
3.1.3. Numerische Resultate der QED-Rechnungen zur HFS . . . . .	44
3.1.4. Der Einfluß der Kernstruktur auf die QED-Korrekturen . . . . .	48
<b>B</b>	
<b>    Messung der 1s-HFS an <math>^{207}\text{Pb}^{81+}</math></b>	<b>49</b>
<b>4. Experimentelle Grundlagen</b>	<b>51</b>
4.1. Erzeugung und Speicherung wasserstoffähnlicher schwerer Ionen . . . . .	51
4.2. Die Beschleunigeranlage der GSI . . . . .	52
4.2.1. Der Experimentierspeicherring ESR . . . . .	54
4.2.2. Kühlung und Diagnose des Ionenstrahls . . . . .	57
4.3. Spektroskopie an relativistischen Ionen . . . . .	60

<b>5. Der Experimentaufbau</b>	<b>65</b>
5.1. Die Laseranregung	65
5.1.1. Der frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser	67
5.1.2. Das OPO-System	68
5.2. Datenaufnahme und Experimentsteuerung	71
5.3. Der Fluoreszenzlicht-Nachweis	73
5.4. Effizienzbetrachtung zur laserinduzierten Fluoreszenzlicht-Spektroskopie	78
<b>6. Durchführung der Messung</b>	<b>83</b>
6.1. Untergrundprobleme beim Nachweis geringer Signalraten	83
6.2. Reduzierung des Untergrundes mittels Referenz-”Bunch”	87
6.3. Synchronisation von Laser, Bunch und Detektion	89
6.3.1. Signalsuche	91
6.4. Das Resonanzsignal	94
6.4.1. Bestimmung der Übergangsenergie	94
6.4.2. Bestimmung der Laser-Wellenlänge	98
6.4.3. Winkelunsicherheiten zwischen Ionenstrahl und Laserstrahl	100
6.5. Die Lebensdauer messung des oberen Hyperfeinniveaus	103
6.6. Ergänzende Auswertungen	104
6.6.1. Bestimmung der Speicherzeit der $^{207}\text{Pb}$ -Ionen im ESR	104
6.6.2. Bestimmung der Bunch-Länge aus dem Untergrundsignal	105
<b>7. Diskussion der Ergebnisse</b>	<b>107</b>
7.1. Die Übergangsenergie	107
7.1.1. Experimente an der Super-EBIT	114
7.2. Übergangsrate und Bestimmung des g-Faktors am gebundenen Elektron	115
7.3. Zusammenfassung und Ausblick	117
7.3.1. Ausblick	119
<b>A. Anhang</b>	<b>123</b>
A.1. Konstruktionsmerkmale des Spiegelsystems	123
A.1.1. Technische Realisierung des Spiegelsystemes	125
A.1.2. Detektoraufbau	128
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>133</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1.	Die Hyperfeinstruktur des Wasserstoffgrundzustandes $1^2S_{1/2}$ . . . . .	8
2.2.	Die Hyperfeinstruktur wasserstoffähnlicher Schwerionen . . . . .	11
2.3.	Die Wellenfunktion des 1s-Elektrons von Blei und Wasserstoff . . . . .	12
2.4.	Die relativistische Korrektur zur 1s-HFS . . . . .	14
2.5.	Die Ladungsdichteverteilung im 1s-Grundzustand . . . . .	15
2.6.	Beispiele für unterschiedliche Verteilungen der Kernladung . . . . .	16
2.7.	Der Breit-Rosenthal-Parameter $\delta$ als Funktion der Ordnungszahl $Z$ . . . . .	18
2.8.	Modellfunktionen für die Magnetisierungsverteilung . . . . .	25
2.9.	Der Bohr-Weisskopf-Effekt . . . . .	29
2.10.	Virtuelle Teilchen-Loch-Anregung im $^{207}\text{Pb}$ -Kern . . . . .	31
2.11.	Die Magnetisierungsverteilung . . . . .	33
2.12.	Die berechnete Lebensdauer $\tau_0$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge . . . . .	37
2.13.	Die QED-Beiträge zum g-Faktor des gebundenen Elektrons . . . . .	38
3.1.	Die elektrische und magnetische Feldstärke am Ort des Kernes . . . . .	41
3.2.	Feynman-Diagramme für die Selbstenergie . . . . .	42
3.3.	Anschauliche Darstellung für die Polarisation des Vakuums . . . . .	43
3.4.	Feynman-Diagramme für die Vakuumpolarisation . . . . .	44
3.5.	Die QED-Beiträge zur Hyperfeinstruktur als Reihenentwicklung . . . . .	45
3.6.	QED-Korrekturen in Abhängigkeit von $Z$ . . . . .	47
4.1.	Die Beschleunigeranlage an der GSI . . . . .	53
4.2.	Der Experimentierspeicherring ESR . . . . .	55
4.3.	Die horizontale und vertikale Betafunktion . . . . .	57
4.4.	Schottky-Spektren eines $U^{92+}$ -Ionenstrahls . . . . .	58
4.5.	Der relativistische Doppler-Effekt . . . . .	63
4.6.	Abberationsbeziehung . . . . .	63
4.7.	Das Intensitätsverhältnis als Funktion vom Beobachtungswinkel . . . . .	64
5.1.	Der experimentelle Aufbau zur Messung der 1s-HFS an $^{207}\text{Pb}^{81+}$ . . . . .	66
5.2.	Aufbau des Optischen Parametrischen Oszilators . . . . .	69
5.3.	Das "Relay"-Teleskop . . . . .	71

5.4.	Der Lichtsammel-Reflektor im Querschnitt . . . . .	75
5.5.	Der Lichtsammel-Reflektor im Querschnitt parallel zum Ionenstrahl . . .	76
5.6.	Das komplett montierte Spiegelsystem . . . . .	77
6.1.	Massenspektroskopische Bestimmung des Restgases im ESR . . . . .	86
6.2.	Die Untergrundraten bei unterschiedlichem Ionenstrom. . . . .	87
6.3.	Ein Spektrum aus der Strahlzeit Februar 1995 . . . . .	88
6.4.	Die Synchronisation zwischen Laserpuls und Ionenbunch . . . . .	89
6.5.	Zeitspektrum des Untergrundsignales . . . . .	90
6.6.	Spektren des Signalbunches und Referenzbunches . . . . .	92
6.7.	Die Bunchfrequenz in Abhängigkeit der Elektronenkühlerspannung . . . .	93
6.8.	Das erste Spektrum mit dem Resonanzsignal . . . . .	95
6.9.	Das Resonanzsignal der 1s-HFS von $^{207}\text{Pb}^{81+}$ . . . . .	96
6.10.	Das Interferenzmuster der vier Fizeau-Interferometer . . . . .	100
6.11.	Spektrale Breite des Nd:YAG Lasers . . . . .	101
6.12.	Winkelunsicherheiten zwischen Laserstrahl und Ionenstrahl . . . . .	102
6.13.	Die Lebensdauermessung . . . . .	104
6.14.	Zeitliche Abnahme der im ESR gespeicherten Ionen . . . . .	105
6.15.	Zeitspektrum des Untergrundsignals . . . . .	106
7.1.	Die Korrekturen zur 1s-HFS bei wasserstoffähnlichen Schwerionen . . . .	108
7.2.	Vergleich von Theorie und Experiment (magnet. Moment aus OP-Mesung)	112
7.3.	Vergleich von Theorie und Experiment (magnet. Moment aus NMR- Messung) . . . . .	113
7.4.	Vergleich von Theorie und Experiment bei den bisher untersuchten Isotopen	114
A.1.	Die nachweisbaren Winkelbereiche bei den unterschiedlichen Experiment- situationen . . . . .	124
A.2.	Der vom Beobachtungswinkel abhängige Nachweisraumwinkel . . . . .	125
A.3.	Die spektralen Reflexioneigenschaften der verwendeten Materialien . . . .	127
A.4.	Das im Strahlrohr montierte Spiegelsystem . . . . .	128
A.5.	Das komplett montierte Detektorsystem . . . . .	129
A.6.	Messung der Nachweiseffizienz des Spiegelsystems . . . . .	131

# 1 Einleitung

Das Spektrum des Wasserstoffatoms ist eine der wichtigsten Quellen für die Grundlagen der modernen Physik. Seit mehr als einem Jahrhundert wird die Wechselwirkung von Licht und dem einfachsten atomaren System untersucht, um Aufschluß über die Struktur der Materie zu gewinnen. Dieses Gebiet der Grundlagenforschung profitierte nicht nur von den neuen technischen Entwicklungen in der Physik, sondern hat diese auch vorangetrieben mit dem Ziel, in experimentell neuartige Gebiete vorzudringen und höhere Genauigkeiten zu erreichen. Dabei hat die Erforschung wasserstoffähnlicher Systeme bis zum heutigen Tage nicht an Bedeutung verloren. Die Bemühungen, die experimentellen Ergebnisse korrekt zu beschreiben motivierte zu neuen Theorien mit dem Ziel, deren Leistungsfähigkeit in bisher nicht untersuchten Bereichen zu überprüfen.

Die Quantenelektrodynamik (QED) erwies sich hier als die grundlegende Theorie in der modernen Physik. Mit der Entdeckung der Energieverschiebung zwischen den  $2S_{1/2}$ - und  $2P_{1/2}$ -Zuständen im atomaren Wasserstoff durch Lamb und Retherford [Lam47] und dem anomalen magnetischen Moment des Elektrons [Naf47], d.h. der Abweichung des g-Faktors vom Wert 2, wurde die QED begründet und konnte das Verhalten von Elektronen in schwachen äußeren Feldern hervorragend beschreiben. Bei Experimenten an niedrig geladenen Atomen, die inzwischen die Theorie mit extrem hoher Genauigkeit bestätigt haben, kommen allerdings nur QED-Effekte niedrigster Ordnung zum Tragen.

Weniger gut getestet wurde die QED unter dem Einfluß starker Felder. Hier muß untersucht werden inwieweit nichtlineare Effekte bzw. QED-Korrekturen höherer Ordnung zu berücksichtigen sind [Ion88]. Dazu eignen sich in hervorragender Weise Experimente an wasserstoffähnlichen Systemen bei hoher Kernladung. Zum einen werden hier Störungen durch weitere Hüllenelektronen vermieden und zum anderen erfährt ein im  $1s$ -Zustand gebundenes Elektron mit steigender Kernladungszahl  $Z$  eine starke Zunahme der elektrischen und magnetischen Felder, was zur Folge hat, daß hier die relativistischen und quantenelektrodynamischen Effekte wesentlich an Bedeutung gewinnen.

Die bisherige Erforschung von Ein-Elektronen-Systemen bei Atomen hoher Kernladung wurde durch die zu deren Erzeugung notwendige vielfache Ionisation und die hohe

Ionisierungsgrenze der K-Schalen-Elektronen behindert. Erst vor wenigen Jahren gelang am Beschleuniger der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (GSI) und seit kurzem auch an der Super-EBIT (Electron Beam Ion Trap) am Lawrence Livermore National Laboratory die Produktion hochgeladener Ionen – bis hin zu vollständig ionisiertem Uran.

Durch die Erweiterung der GSI Beschleunigeranlage um das Schwerionensynchrotron SIS und den Speicherring ESR können Ionenstrahlen mit hoher Intensität und Strahlqualität gespeichert werden, die es erlauben Präzisionsexperimente an wasserstoffähnlichen Schwerionen durchzuführen.

Zum Test von QED-Korrekturen an gebundenen Systemen unter dem Einfluß starker elektromagnetischer Felder gelangen hier Messungen der Lamb-Shift und der 1s-Hyperfeinstruktur. Die Experimente zur Untersuchung der Lamb-Shift wurden am ESR an wasserstoffähnlichem Uran [Bey95] und [Stö96] vorgenommen und stützen sich auf die Rekombinationsspektren im Röntgen-Bereich.

Da die Hyperfeinstruktur (HFS) aus der magnetischen Wechselwirkung zwischen Atomkern und Elektronenhülle resultiert, können hier auch QED-Korrekturen, die den zusätzlichen Einfluß starker Magnetfelder berücksichtigen, überprüft werden. Neben der quadratischen Zunahme der elektrischen Feldstärke skaliert das am Kernort vom Elektron erzeugte Magnetfeld mit  $Z^3$  (nicht relativistisch), und der 1s-Hyperfeinstruktur-Übergang verschiebt sich bei den schwersten Ionen in den optischen Spektralbereich. Hier lassen sich die Methoden der Laserspektroskopie anwenden. Beim atomaren Wasserstoff liegt die 1s-HFS bei 21 cm Wellenlänge und ist aus der Radioastronomie bzw. vom Wasserstoff-Maser bekannt. Sie gilt als eine der genauesten Meßgrößen in der Physik [Ess71]. Dieser magnetische Dipolübergang hat mit 8 Millionen Jahren eine sehr geringe spontane Übergangswahrscheinlichkeit. Da die Lebensdauer des oberen Hyperfein-Niveaus mit  $1/\nu^3$  skaliert, ist die Übergangsrate in der Blei-Gegend um 16 Größenordnungen kürzer. Daher kann dieser Übergang durch den Nachweis des Fluoreszenzlichtes im Labor beobachtet werden.

Die herausragenden Möglichkeiten, die Grundzustands-HFS wasserstoffähnlicher Schwerionen mit hoher experimenteller Genauigkeit zu untersuchen gab die Motivation, die Übergangsenergie der experimentell zugänglichen Isotope mit hoher Präzision zu berechnen. Die präzise Beschreibung der Energieniveaus ist wegen der Einfachheit der binären Struktur der Systeme möglich, doch muß bei hoher Kernladungszahl aufgrund der hohen Aufenthaltswahrscheinlichkeit des 1s-Elektrons in Kernnähe neben einer relativistischen Behandlung, auch die Struktur des Kernes berücksichtigt werden. Die relative Größe der zusätzlichen Korrekturen durch die Quantenelektrodynamik ist gegenüber dem Wasserstoffatom um fast zwei Größenordnungen höher und rückt damit in den Prozentbereich. Die Messung der Energiedifferenz der HFS-Niveaus bei Atomen mit hoher Kernladungszahl erweist sich als ein hervorragendes Instrument zu einem besseren Verständnis



---

atom- und kernphysikalischer Fragestellungen.

Bei der 1994 erfolgten Untersuchung der 1s-HFS an  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  im Speicherring ESR wurde die Übergangswellenlänge bei 243,87(4) nm gemessen [Kla94]. Im Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen zeigte sich eine Diskrepanz, die weit außerhalb der Unsicherheiten des Meßergebnisses und des theoretischen Wertes liegt. Zur Klärung dieser Situation ist es notwendig, die quantenelektrodynamischen Korrekturen und den starken Einfluß der Kernstruktur auf die HFS-Aufspaltung voneinander zu trennen. Dies kann durch die weitere Untersuchung an geeigneten Isotopen erreicht werden, wobei das Verständnis des Kernmagnetismus von wesentlicher Bedeutung ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Untersuchung der 1s-HFS an  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  vorgestellt. Der Kern diesen Isotopes unterscheidet sich wie das bereits untersuchte  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  nur in einem Nukleon zum doppelt magischen Blei, dessen Kernstruktur weit besser verstanden ist als bei Kernen die nicht in der Nähe zu einem doppelten Schalenabschluß liegen. Beim  $^{207}\text{Pb}$  läßt sich allerdings, im Gegensatz zum Wismut, das magnetische Verhalten im Rahmen einfacher Kernmodelle weit besser erklären.

Im ersten Teil der Arbeit werden die grundlegenden Schritte zur Berechnung der HFS an wasserstoffähnlichen Schwerionen wiedergegeben. Dies betrifft einerseits die QED-Korrekturen und andererseits die unterschiedlichen Beiträge durch die Struktur ausgedehnter Kerne. In den nachfolgenden Kapiteln wird der experimentelle Teil der Arbeit beschrieben. Zur Untersuchung der HFS am Blei mit der Laserfluoreszenzspektroskopie am Speicherring wurde die Entwicklung neuartiger Experimentiertechniken notwendig. Der Übergang liegt mit über 1  $\mu\text{m}$  Wellenlänge im nahen infraroten Spektralbereich und weist mit 50 ms eine extrem lange Lebensdauer auf. Hier werden hohe Anforderungen sowohl an die Laseranregung als auch an einen effektiven und untergrundarmen Fluoreszenzlichtnachweis gestellt. Abschließend erfolgt die Diskussion der Ergebnisse, die mit den numerischen Resultaten der zahlreichen theoretischen Publikationen zu vergleichen sind. Hier zeigt sich, inwieweit die Theorie in der Lage ist, das Spektrum wasserstoffähnlicher Ionen bei großer Kernladungszahl  $Z$  mit einer Genauigkeit im Prozent-Bereich zu beschreiben.



# A

## Theoretische Grundlagen

In diesem Teil der Arbeit wird ein Überblick über die Berechnung der HFS im Grundzustand wasserstoffähnlicher Ionen gegeben. Um Ergebnisse mit hoher Genauigkeit zu erreichen, müssen in unterschiedlichen Bereichen detaillierte Untersuchungen erfolgen. Eine ausführliche Darstellung dieser Themenbereiche erfolgte in jüngster Zeit in zahlreichen Publikationen deren Ergebnisse in den folgenden Abschnitten dargestellt werden.

Die Grundlagen der magnetischen Hyperfeinwechselwirkung werden in dem ersten Kapitel vorgestellt. Eine relativistische Behandlung von Spin  $1/2$ -Teilchen erfolgt im Rahmen der Dirac-Theorie. Dabei kann die Abweichung der Kernladungsverteilung vom Coulombpotential durch eine Ladungsverteilungsfunktion implementiert werden. Zur präzisen Berechnung der HFS wasserstoffähnlicher Schwerionen ist das Verständnis des Kernmagnetismus von wesentlicher Bedeutung. Zum einen stellt die präzise Angabe des Wertes für das magnetische Kernmoment einen neuralgischen Punkt dar, und zum anderen ist die HFS sensitiv auf die Form der räumlichen Verteilung des magnetischen Kernmomentes über das Kernvolumen. Dazu werden Modellansätze diskutiert, die in unterschiedlicher Weise die innere Struktur der Kerne berücksichtigen.

In dem nachfolgenden Kapitel wird die Bedeutung der QED in wasserstoffartigen, d.h. Ein-Elektronen-Systemen, dargestellt. Die Berechnung der QED-Korrekturen unter dem Einfluß hoher elektrischer und magnetischer Felder wurde von mehreren Autoren in unabhängigen Rechnungen behandelt, deren Resultate hier zusammenfassend wiedergegeben werden.

Ein Vergleich der numerischen Ergebnisse aus der theoretischen Behandlung der Grundzustands-HFS mit den experimentell bestimmten Werten aus dieser Arbeit erfolgt im letzten Kapitel.



## 2 Die magnetische Hyperfeinwechselwirkung

Der frühen Entdeckung der Feinstruktur durch Michelson und Morley [Mic87] folgte 1891 die ebenfalls von Michelson zum ersten Mal beobachtete Hyperfeinstruktur in den Spektren schwerer Atome. Erst Pauli [Pau24] schrieb diese Beobachtung der magnetischen Wechselwirkung zwischen Atomkern und Hüllenelektron zu und verband mit dem Drehmoment des Kernes ein magnetisches Moment. Die Größe der HFS-Aufspaltung ist proportional zu dem Skalarprodukt aus dem magnetischen Kernmoment  $\vec{\mu}_I$  und dem durch die Hüllenelektronen am Kernort erzeugten Magnetfeld  $\vec{B}(0)$ .

$$V_{HFS} = -\vec{\mu}_I \vec{B}(0) \quad (2.1)$$

Zu einer numerischen Bestimmung der Wechselwirkungsenergie muß zum einen das magnetische Moment des Kernes bekannt sein und zum anderen  $\vec{B}(0)$  berechnet werden.

Das magnetische Moment der Elektronenhülle setzt sich im allgemeinen aus den Beiträgen der Bahnbewegung des Elektrons, aus dem Spin des Elektrons und aus dem sogenannten Fermi-Kontakt-Term, nämlich der Spinmagnetisierung am Kernort zusammen. Im Grundzustand wasserstoffähnlicher Systeme liefert der Fermi-Kontakt-Term (s-Elektronen) den einzigen Beitrag zur Hyperfeinstrukturaufspaltung. Das am Ort des Kernes von den Elektronen erzeugte Magnetfeld  $\vec{B}$  wirkt also auf das magnetische Moment des Kernes und orientiert den Kernspin. Nach den Regeln der Quantenmechanik koppeln der Drehimpuls der Elektronen  $\vec{J}$  und des Kernes  $\vec{I}$  zu einem Gesamtdrehimpuls  $\vec{F}$ .

Für die möglichen Einstellungen des Kernspins läßt sich dann die Hyperfeinwechselwirkungs-Energie berechnen:

$$\Delta E_{HFS} = \frac{A}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad (2.2)$$

mit

$$A = \frac{g_I \mu_N \vec{B}(0)}{\sqrt{J(J+1)}}. \quad (2.3)$$

Die Hyperfeinkonstante  $A$  beschreibt die Wechselwirkung des magnetischen Dipolmomentes des Kernes  $\vec{\mu}_I(0)$  mit dem Magnetfeld der Elektronenhülle  $B(\vec{0})$  am Kernort.

Bei einer Behandlung stark deformierter Kerne müssen zusätzliche Terme zur Beschreibung der Quadrupolmomente berücksichtigt werden, die hier nicht weiter behandelt werden müssen, da  $^{207}\text{Pb}$  einen sehr stabilen, sphärischen Kern besitzt. Zum einen besitzen exakt sphärische Kerne kein Quadrupolmoment, und zum anderen verschwindet der Drehimpulsterm der Quadrupolaufspaltung für s-Elektronen, so daß die Hyperfeinstruktur nicht sensitiv auf ein vorhandenes Quadrupolmoment ist.

### Die Hyperfeinstruktur des Wasserstoffatoms

Beim Wasserstoffatom ergeben sich im Grundzustand zwei Hyperfeinniveaus: Mit den Drehimpulsquantenzahlen  $j=1/2$  für das Elektron und  $I=1/2$  für den Kern bzw. das Proton ergeben sich  $F=1$  für parallele Einstellung und  $F=0$  für antiparallele Einstellung von Elektronen- und Kernspin. Für die beiden Hyperfeinniveaus erhält man mit der Hyperfeinkonstante  $A$ :

$$\rightarrow E_{HFS}(F=0) = E_{1s_{1/2}} - \frac{3}{4}A \quad (2.4)$$

$$E_{HFS}(F=1) = E_{1s_{1/2}} + \frac{1}{4}A \quad (2.5)$$

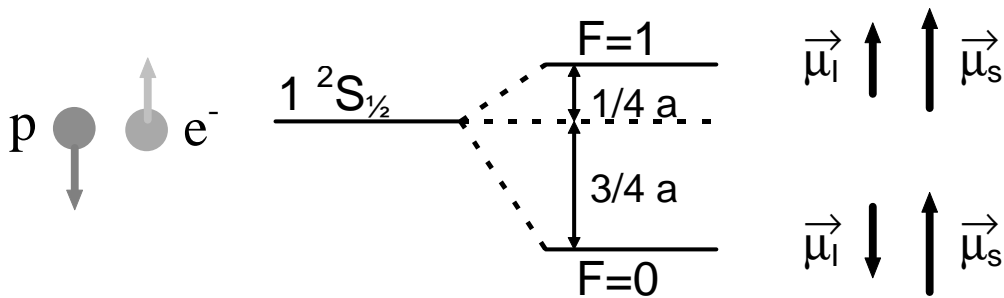


Abbildung 2.1. Die Hyperfeinstruktur des Wasserstoffgrundzustandes  $1^2S_{1/2}$ .

Zur Beschreibung der Hyperfeinstruktur alkaliähnlicher Atome wurden bereits von Fermi [Fer30] und Breit [Bre31] Rechnungen mit quantenmechanischen Methoden ausgeführt.

---

Hier wurde vorausgesetzt, daß sich der Kern durch eine elektrische Punktladung und einen magnetischen Punktdipol darstellen läßt. Bei einer Berechnung der Energieniveaus bei Systemen hoher Kernladung ist diese Näherung nicht mehr ausreichend. Hier muß der Struktur des Kernes in Form einer realistischen Kernladungsverteilung und einer für das betrachtete Isotop spezifischen Magnetisierungsverteilung Rechnung getragen werden. Die Feldstärke der Elektronen am Kernort kann also nicht unabhängig von den magnetischen Eigenschaften des Kernes bestimmt werden. Eine exakte Berechnung von  $\vec{B}(0)$  ist nur in einfachen Fällen, nämlich beim Wasserstoffatom, möglich.

$$A = \frac{2}{3} \mu_0 g_e \mu_B g_I \mu_N |\psi(r=0)|^2 \quad (2.6)$$

Bei s-Elektronen wird das Magnetfeld durch die nichtverschwindende Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort verursacht und man erhält bei nichtrelativistischer Betrachtung:

$$|\psi(r=0)|^2 = \frac{Z^3}{a_0^3 n^3} \quad (2.7)$$

(Z ist die Kernladung, n die Hauptquantenzahl, und  $a_0$  der Bohrsche Radius). Damit ergibt sich die bekannte Fermiformel zur Berechnung der Hyperfeinaufspaltung wasserstoffähnlicher Systeme im 1s  $S_{1/2}$ -Grundzustand:

$$\Delta E = \frac{8}{3} \frac{hcR_\infty \alpha^2 Z^3}{n^3} g_I \frac{m_e}{m_p} \quad (2.8)$$

(wobei  $R_\infty$  die Rydbergkonstante,  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante,  $g_I$  den g-Faktor des Protons,  $m_e$  die Masse des Elektrons und  $m_p$  die Masse des Protons angibt).

Die 1s-HFS des Wasserstoffatoms selbst ist durch die 21 cm Linie bekannt. Die spontane Übergangsrate von dem HFS-Niveau F=1 nach F=0 ist extrem schwach ( $\tau = 11 \cdot 10^6$  Jahre) und kann nur aufgrund des großen Wasserstoffvorkommens im Weltall beobachtet werden.

Da der A-Faktor sich proportional zu  $Z^3/n^3$  verhält, steigt in wasserstoffähnlichen hochgeladenen Ionen die HFS-Übergangsenergie stark an und liegt für  $Z \geq 60$  im optischen Bereich.

Eine präzise Berechnung der Aufspaltungsenergie bei hoher Kernladung ist nicht mehr mit der "Fermi-Formel" möglich. Es müssen hier Korrekturen berücksichtigt werden, die den starken elektrischen und magnetischen Feldern in Kernnähe und dem nicht mehr als punktförmig zu betrachtenden Kern Rechnung tragen.

Eine relativistische Berechnung atomarer Spektren erfolgt im Rahmen der Dirac-Theorie: Mit der relativistischen Energie-Impulsbeziehung

$$E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2 \quad (2.9)$$

machte Dirac den folgenden Ansatz:

$$\hat{H}\psi = c\hat{\alpha} \cdot \hat{p} + \beta \cdot mc^2, \quad (2.10)$$

$\alpha$  und  $\beta$  sind Matrizen vom Rang 4 und sind zur Erfüllung der angegebenen Gleichung folgendermaßen festgelegt:

$$\alpha_x = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \alpha_y = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \alpha_z = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

und

$$\beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

Für die Wellenfunktion  $\psi$  wird folgender Lösungsansatz gemacht:

$$\psi(\vec{x}) = \left( \bar{r}g(r) \chi_{\kappa}^m(\hat{r}) i f(r) \chi_{-\kappa}^m(\hat{r}) \right), \quad (2.13)$$

wobei  $-\kappa$  der Eigenwert von  $\hat{K}$  ist und  $m$  der Eigenwert von  $\hat{j}_z$ .  $g(r)$  und  $f(r)$  sind die große und kleine radiale Komponente der Elektronenwellenfunktion, und die  $\chi_{\kappa}^m(\hat{r})$  sind zweikomponentige Kugelspinoren, mit den Pauli-Spinoren

$$\chi_{1/2} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \chi_{-1/2} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Mit dem Eigenwert  $j(j+1)$  von  $\hat{j}^2$  gilt

$$\kappa = -(l+s) - \frac{1}{2} \quad \text{für} \quad j = l+s, \quad (2.14)$$

$$\kappa = (l+s) - \frac{1}{2} \quad \text{für} \quad j = l-s. \quad (2.15)$$

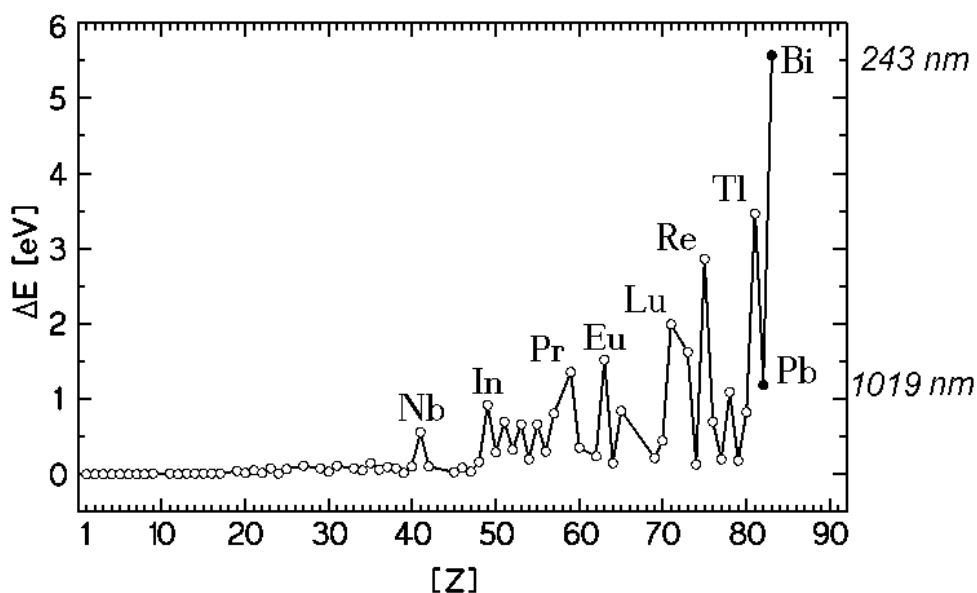
Mit den Definitionen  $G(r) := rg(r)$  und  $F(r) := rf(r)$  erhält man die gekoppelten radialen Dirac-Gleichungen

$$\frac{d}{dr}G(r) = -\frac{\kappa}{r}G(r) + [E + m - V(r)]F(r), \quad (2.16)$$

$$\frac{d}{dr}F(r) = \frac{\kappa}{r}F(r) - [E - m - V(r)]G(r). \quad (2.17)$$

Die Elektronendichte ist durch  $|F(r)|^2 + |G(r)|^2$  gegeben.





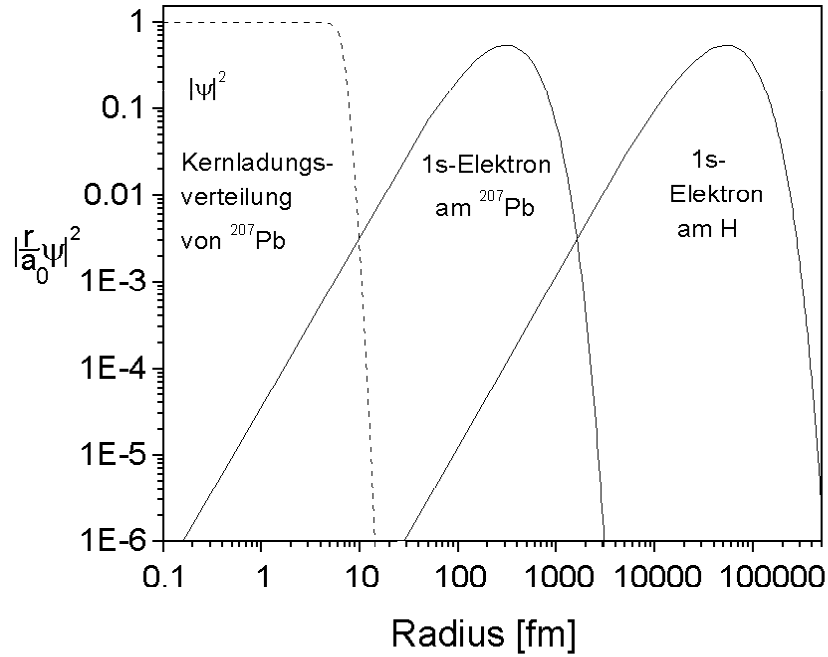
**Abbildung 2.2.** Die Hyperfeinstruktur wasserstoffähnlicher Schwerionen. Bei  $Z \geq 60$  liegt die Übergangsenergie im optischen Bereich und kann mit laserspektroskopischen Methoden untersucht werden.

## 2.1 Die 1s-HFS bei hoher Kernladungszahl

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, daß zur Berechnung der Grundzustands-HFS am Wasserstoffatom eine analytische Lösung für die Wellenfunktion des 1s-Elektrons angegeben werden kann. Mit der daraus resultierenden Fermi-Formel ergibt sich eine relative Abweichung gegenüber dem experimentellen Wert von  $10^{-3}$ . Zu einer präziseren theoretischen Beschreibung müssen hier Korrekturen berücksichtigt werden, die die relativistische Berechnung der Wellenfunktionen, die Struktur des Protons und quantenelektrodynamische Effekte beinhalten.

Bei schweren hochgeladenen Ionen kommt der Einfluß der Relativistik und der Quantenelektrodynamik wesentlich stärker zum Tragen. Außerdem muß bei der Berechnung der HFS-Niveaus aufgrund des großen Überlappes der Wellenfunktionen des 1s-Elektrons und der Kernbausteine (siehe Abb. 2.3), auch die Struktur des Kernes berücksichtigt werden.

Die Kernradien im Bereich von  $Z \approx 80$  sind im Vergleich zum Proton rund fünfmal größer, und der Bohr-Radius des 1s Elektrons ist um den Faktor  $1/Z$  reduziert. Bei leichten Kernen ( $Z \leq 10$ ) ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen im Bereich zwischen 5000 und 50.000 fm, wobei der RMS Radius dieser Kerne zwischen 1 und 3 fm beträgt.



**Abbildung 2.3.** Die nichtrelativistische Wellenfunktion des 1s-Elektrons (hier  $|\frac{r}{a_0}\psi|^2$ ) von Blei und Wasserstoff. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des 1s-Elektrons liegt bei Blei um 3 Größenordnungen dichter am Kern, dessen Ladungsdichte mit einer Fermi-Verteilung dargestellt ist. Bei hoher Kernladung muß daher die präzise Berechnung der Energieniveaus unter Berücksichtigung der Struktur des Kernes erfolgen.

Bei der präzisen Berechnung der HFS-Aufspaltung wasserstoffähnlicher Schwerionen muß die innere Struktur des Kernes und die hohen elektromagnetischen Feldstärken berücksichtigt werden. Zur Veranschaulichung der unterschiedlichen Einflüsse werden zu der nichtrelativistischen "Fermi-Formel" mit Punktkernnäherung (hier in einer gegenüber Gl. 2.8 anderen Darstellungsform) folgende Korrekturfaktoren angegeben:

$$\Delta E_{HFS} = \frac{4}{3} \alpha (\alpha Z)^3 \frac{\mu}{\mu_N} \frac{m_e}{m_p} \frac{2I + 1}{2I} m_e c^2 \times ((A(\alpha Z))(1 - \delta)(1 - \varepsilon) + X_{QED}) \quad (2.18)$$

Hier ist  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante,  $Z$  die Kernladungszahl,  $m_e$  und  $m_p$  die Elektronen- und Protonenmasse,  $\mu$  das magnetische Moment des Kernes und  $\mu_N$  das Kernmagneton,  $I$  der Kernspin und die Korrekturfaktoren:

- **$A(\alpha Z)$  relativistische Korrektur:**  
Gibt die Abweichung der relativistischen Elektronendichte  $|f|^2 + |g|^2$  aus der Dirac-Gleichung von  $|\psi|^2$  an (f und g geben den Radialteil der Dirac'schen Wellenfunktionen an (Gl. 2.13)).

- **(1 -  $\delta$ ) Ladungsverteilung (Breit-Schawlow):**  
Es wird die Änderung von  $f^2+g^2$  durch die Ladungsverteilung des Kernes angegeben.
- **(1 -  $\varepsilon$ ) Magnetisierungsverteilung (Bohr-Weisskopf):**  
Kennzeichnet die Korrektur zur HFS aufgrund der Verteilung des magnetischen Kernmomentes über das Kernvolumen.
- **$X_{QED}$  Quantenelektrodynamik:**  
Bei den extrem starken Feldern H-artiger Ionen bei  $Z \approx 80$  müssen Beiträge der Vakuumpolarisation und Selbstenergie berücksichtigt werden.

Die relative Größe dieser Korrekturen zur HFS ist in Abb. 7.1 gezeigt, wobei die Grundlagen zu deren Berechnung in den nachfolgenden Abschnitten dargestellt werden.

Die ersten Berechnungen der 1s-HFS für hochgeladene Ein-Elektronen-Systeme wurden in [Fin94] und [Sch95] vorgestellt. Dies erfolgte mittels der relativistischen Dirac-Gleichung, wobei die Lösungen der radialen Wellenfunktionen mit numerischen Methoden bestimmt wurden.

Um die ausgedehnte Ladungsverteilung des Kernes zu berücksichtigen, kann anstatt des Coulombpotentials eine Modellfunktion benutzt werden, die die realistischen Ladungsverteilung über das Kernvolumen beschreibt (siehe Abschnitt 2.6).

Das über das Kernvolumen verteilte magnetische Dipolmoment führt ebenfalls zu einer Energieverschiebung der HFS und kann durch unterschiedliche Modellansätze berücksichtigt werden, die in Abschnitt 2.9 beschrieben werden.

Die Behandlung der quantenelektrodynamischen Effekte erfolgt in Kap. 3.6.

### 2.1.1 Relativistische Korrektur

Im Vergleich zur nichtrelativistischen Ladungsdichte des 1s-Elektrons hat Breit [Bre30] folgende Korrektur angegeben:

$$F_r = \frac{4j(j+1/2)(j+1)}{\gamma(4\gamma^2-1)} \text{ mit } \gamma = \sqrt{(j+1/2)^2 - (\alpha Z)^2}. \quad (2.19)$$

Diese Formel liefert allerdings keine korrekten Werte für die Innerschalenelektronen bei schweren Systemen. In [Sha95] findet man für die relativistische Korrektur  $A(\alpha Z)$ :

$$A(\alpha Z) = \frac{n^3(2l+1)\kappa[2\kappa(\gamma+n_r) - N]}{N^4\gamma(4\gamma^2-1)}, \quad (2.20)$$

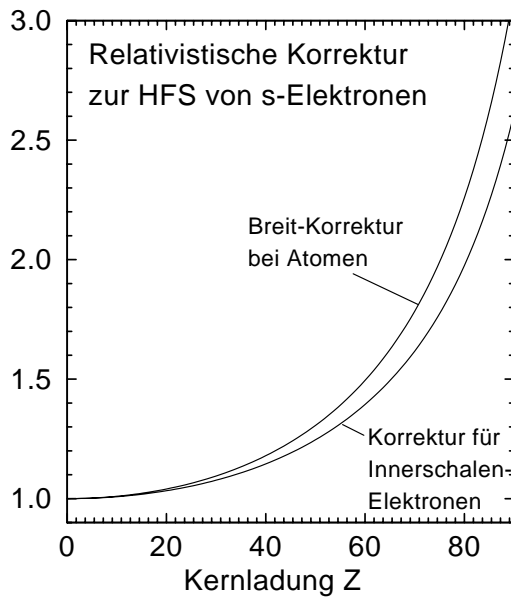
wobei  $\kappa = (-1)^{j+l+\frac{1}{2}}(j+\frac{1}{2})$ ,  $\gamma = \sqrt{\kappa^2 - (\alpha Z)^2}$ ,  $N = \sqrt{n_r^2 + 2n_r\gamma + \kappa^2}$  und  $n_r$  die radiale Quantenzahl  $n = n_r + \kappa$  ist.

Für den 1s Grundzustand wasserstoffähnlicher Systeme reduziert sich diese Formel auf:

$$A(\alpha Z) = \frac{1}{\gamma(2\gamma - 1)} = 1 + \frac{3}{2}(\alpha Z)^2 + \frac{17}{8}(\alpha Z)^4 + \dots \quad (2.21)$$

mit  $\gamma = \sqrt{1 - (\alpha Z)^2}$

In Abb. 2.4 ist der relativistische Korrekturfaktor zur Berechnung der Hyperfeinstruktur-Aufspaltung als Funktion der Kernladungszahl  $Z$  aufgetragen.



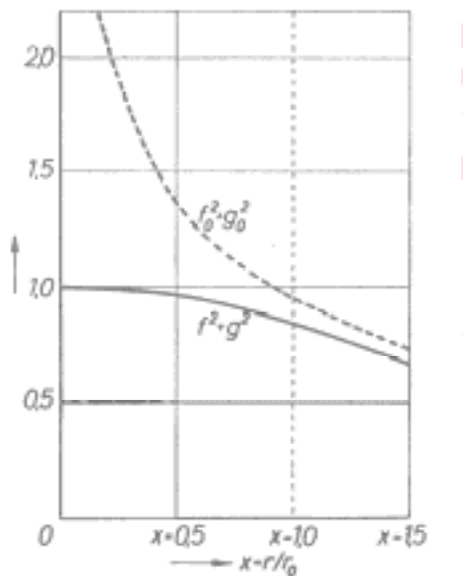
**Abbildung 2.4.** Die relativistische Korrektur zur 1s-HFS in Abhängigkeit von der Kernladung. Für  $Z=82$  (Blei) ergibt sich eine um das 2,1-fache größere HFS-Aufspaltung gegenüber einer nicht relativistischen Behandlung.

Während sich für Wasserstoff selbst eine Korrektur von weniger als  $10^{-4}$  ergibt, sind es bei H-ähnlichem Blei bereits über 50 %. Umgekehrt dazu verhält sich die Korrektur durch die reduzierte Masse bei der Bewegung des Elektrons um den gemeinsamen Schwerpunkt mit dem Kern. Die Übergangsenergie verringert sich hier um den Faktor  $(\frac{M}{M+m})^3$ , wobei  $M$  die Kernmasse und  $m$  die Elektronenmasse bezeichnet. Beim Wasserstoff erhält man eine Korrektur von  $-1,6 \cdot 10^{-3}$ , beim Blei ist sie jedoch mit  $7,9 \cdot 10^{-6}$  gegenüber anderen Korrekturen mit wesentlich größeren Unsicherheiten zu vernachlässigen.

### 2.1.2 Ladungsverteilung

Zur Berechnung der 1s-HFS-Niveaus müssen Lösungen zu den gekoppelten Dirac'schen Differentialgleichungen (Gl. 2.17) gefunden werden. Dazu ist es notwendig den Verlauf des zentralen Potentials  $V(r)$  zu kennen. Bei der Annahme eines Coulomb-Potentials lassen sich zwar analytische Lösungsfunktionen angeben, doch bedingt dies eine punktförmige Kernladungsverteilung. Eine über das Kernvolumen ausgedehnte Ladungsverteilung verursacht aber innerhalb des Kernes eine Abweichung vom Coulomb-Potential.

Daher muß bei schweren hochgeladenen Ionen eine an die physikalische Wirklichkeit angepaßte Kernladungsverteilung zur Anwendung kommen, die dann zu einer Änderung der radialen Eigenfunktionen  $g(r)$  und  $f(r)$  führt und somit gegenüber der Punktkernnäherung eine andere elektronische Ladungsdichte im Kernbereich zur Folge hat (siehe Abb. 2.5). Die aus der Punktkernannahme resultierenden Orbitale wären zu dicht an den Kern gebunden und es ergäbe sich eine zu große HFS-Aufspaltung.



**Abbildung 2.5.**  $f_0^2 + g_0^2$  (gestrichelte Linie) zeigt die elektronische Ladungsdichteverteilung für eine Punktkernnäherung und  $f^2 + g^2$  (durchgezogene Linie) gibt eine homogene Kernladungsverteilung bei einem  $Z=90$  an [Kop56].

Diese Abhängigkeit der Wellenfunktion von der Kernladungsverteilung ist mit den Namen Breit, Rosenthal, Crawford und Schawlow verbunden [Ros32,Cra49]. In zahlreichen neueren Publikationen, wie z.B. in [Fin93,Sch95,Gus95,Sha94] wird die Abweichung der HFS von einer Punktkernbetrachtung mit dem Parameter  $(1-\delta)$  beschrieben, wobei

$$\Delta E_{HFS} = \Delta E_{HFS}^{Punkt kern} (1 - \delta) \quad (2.22)$$

ist.

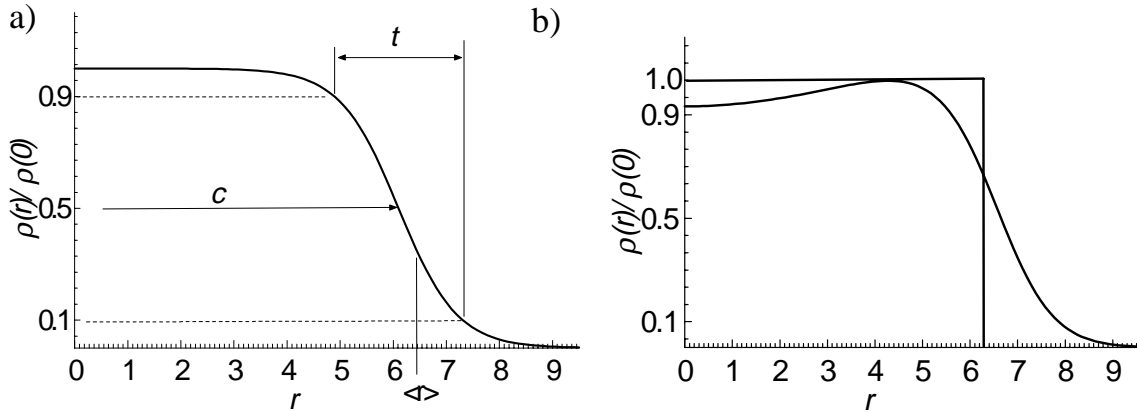
Mit der Annahme einer homogenen Kernladungsverteilung können bereits in vielen Bereichen gute Ergebnisse erreicht werden, doch zur präzisen Beschreibung der HFS sind hier detailliertere Modelle notwendig. Die dazu notwendigen Kenntnisse lassen sich aus den Daten von Elektronenstreuexperimenten [Vri87] gewinnen.

Die neusten Rechnungen zur Modellierung der räumlichen Kernladungsverteilung wurden für Wismut und Blei von Finkbeiner [Fin92, Fin93], Shabaev [Sha94] und Gustavson [Gus95] durchgeführt.

Das einfachste Modell für eine realistische Kernladungsverteilung beschreibt das 2-parametrische Fermi-Modell. Die Ladungsdichte  $\rho(r)$  wird durch

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\left(\frac{r-c}{t}\right)}} \quad (2.23)$$

gegeben, wobei  $c$  den Abstand beschreibt, nachdem die Ladungsdichte auf die Hälfte abgesunken ist und  $t$  ein Parameter zur Beschreibung der Haut- bzw. Oberflächendicke ist (siehe Abb. 2.6).  $t$  ist definiert als der Abstand, nach dem die Ladung von 90 % auf 10 % der zentralen Dichte abfällt.



**Abbildung 2.6.** Beispiele für unterschiedliche Verteilungen der Kernladung [Jac74]. a) Fermi-Verteilung mit den Parametern  $c$  und  $t$ . b) Zum Vergleich ist die homogene Ladungsdichte mit scharf definiertem Radius und eine Fermi-Gauß-Verteilung mit 3 Parametern angegeben (siehe Tab. 2.1).

Eine bessere Anpassung für den inneren Kernbereich erhält man durch eine 3-parametrische Fermi-Gauß Verteilung:

$$\rho(r) = \frac{\rho(0) \left(1 + \frac{wr^2}{c^2}\right)}{1 + e^{\left(\frac{r^2-c^2}{z^2}\right)}} \quad (2.24)$$

**Tabelle 2.1.** Die Parameter der Fermi- und der Fermi-Gauß-Verteilung, die für  $^{209}\text{Bi}$  verwendet wurden und die Parameter der Fermi-Verteilung für  $^{207}\text{Pb}$  [Vri87].

		$c$ [fm]	$z$ [fm]	$w$ [fm]	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ [fm]
$^{209}\text{Bi}$	(Fermi-Verteilung)	6,75(7)	0,468(39)		5,51(5)
	(Fermi-Gauß-Verteilung)	6,315(10)	2,881(8)	0,39(6)	5,521(2)
$^{207}\text{Pb}$	(Fermi-Verteilung)	6,62(6)	0,546(10)		5,513(32)

Durch den zusätzlichen Parameter  $w$  berücksichtigt man, daß die Kernladungsverteilung im Inneren ein lokales Minimum aufweist.

Bei beiden Modellen muß der Normierungsparameter so bestimmt werden, daß sich die Kernladung  $Z$  ergibt mit:

$$Z = 4\pi \int_0^\infty \rho(r)r^2 dr \quad (2.25)$$

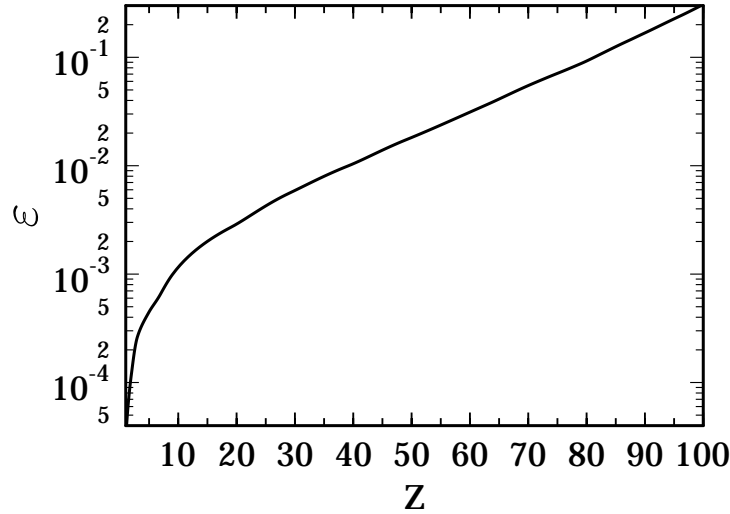
In der Tab.2.1 sind die Parameter für die Fermi- und Fermi-Gauß-Verteilung angegeben, die für Bi und Pb verwendet wurden.

Ein weiteres Modell wird in [Gus95] vorgestellt, das eine noch detailliertere Beschreibungen der Ladungsverteilung zuläßt. Da die experimentellen Eingabedaten eine hohe Genauigkeit aufweisen, kann durch eine Fourier-Bessel-Entwicklung eine modell-unabhängige Auswertung der experimentellen Eingabedaten vorgenommen werden. Hier zeigen sich insbesondere Vorteile, um den Randbereich des Atomkerns zu beschreiben.

In Abb. 2.7 ist die relative Abweichung der HFS-Übergangsenergie unter Berücksichtigung eines endlich ausgedehnten Kerns gegenüber Punktkernnäherung dargestellt. Für die 1s-HFS am  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  ergibt sich ein Unterschied von 11 %. Geht man von dem Dirac-Wert in der Punktkernnäherung von 885,76 nm aus, so ergibt sich unter Verwendung der Fermi-Verteilung ein Wert von 980,96 nm, der einer geringeren Aufspaltung entspricht.

### Unsicherheiten aus der Ladungsverteilung

Bei den Berechnungen der 1s-HFS des  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  wurden unterschiedliche Modelle für die Ladungsverteilung ausführlich untersucht. Bei der Berechnung der HFS ergaben sich



**Abbildung 2.7.** Der Breit-Rosenthal-Parameter  $\delta = 1 - \frac{\Delta E_{\text{HFS}}^{\text{ausgedehnter Kern}}}{\Delta E_{\text{HFS}}^{\text{Punktkern}}}$  als Funktion der Ordnungszahl  $Z$  [Sch95].  $\delta$  ist also ein Maß für die relative Korrektur unter Berücksichtigung des ausgedehnten Kernvolumens gegenüber einer Punktkernnäherung.

unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Modelle Abweichungen in der Aufspaltungsenergie von bis zu  $7,5 \cdot 10^{-5}$ .

Für eine zuverlässige Fehlerangabe spielt vor allem eine Rolle, wie groß die Unsicherheiten der experimentellen Daten aus den Elektronenstreuexperimenten sind und wie diese sich auf die Parametrisierung der Ladungsverteilung und der daraus resultierenden HFS-Aufspaltung auswirken. In [Sch95] wird für die Berechnung in Störungstheorie 1. Ordnung aufgrund der Unsicherheiten der nuklearen Ladungsverteilung eine relative Genauigkeit von  $2 \cdot 10^{-4}$  angegeben. Bei der Berechnung der Übergangsenergie der HFS von  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  ergibt sich damit eine Unsicherheit von 0,24 meV oder 0,2 nm in der Wellenlänge bzw. 2 Wellenzahlen.



## 2.2 Das magnetische Kernmoment

Bei der Untersuchung der HFS wasserstoffähnlicher Schwerionen werden große Anstrengungen unternommen, um experimentell und theoretisch zu Ergebnissen mit hoher Präzision zu gelangen. In diesem Rahmen ist zu klären, inwieweit die erreichbare Genauigkeit durch experimentelle Eingabedaten eingeschränkt werden kann. Da die Größe der HFS-Aufspaltung proportional zu dem Betrag des magnetischen Kernmomentes ist, kommt der Genauigkeit mit der das magnetischen Kernmoment angegeben werden kann eine Schlüsselrolle zu.

Bei dem Isotop  $^{207}\text{Pb}$  besteht die Problematik darin, daß man in der Literatur [Led78,Rag89,Fir96] zwei unterschiedliche Werte für das magnetische Moment findet, die voneinander um 2% abweichen. Im Rahmen der Untersuchung der 1s-HFS am  $^{207}\text{Pb}$  wurde eine ausführliche Diskussion zur Interpretation dieser Diskrepanz<sup>1</sup> hervorgerufen. Prinzipiell besteht bei der Messung der magnetischen Kernmomente die Schwierigkeit darin, daß bisher keine Messungen direkt am "nackten" Kern erfolgten, sondern die Untersuchungen am neutralen oder schwach geladenen Atom durchgeführt wurden.

Um das magnetische Verhalten der Elektronenhülle zu berücksichtigen, werden die in der Literatur [Led78,Rag89,Fir96] verzeichneten magnetischen Momente mit einer Korrektur versehen. Allerdings bezieht sich die dabei angegebene Genauigkeit nur auf das experimentelle Meßverfahren zur Bestimmung der magnetischen Momente und somit beinhalten die tabellierten Werte keine Fehlerangaben bezüglich der diamagnetischen und chemischen Korrektur.

### Methoden zur Bestimmung der magnetischen Kernmomente

Die Untersuchung magnetischer Momente war ein intensives Forschungsgebiet in den 50er und 60er Jahren dieses Jahrhunderts. Während die Theorie unterschiedliche Kernmodelle entwickelte, um die magnetischen Eigenschaften der Kerne zu beschreiben, erfolgt eine präzise Bestimmung des magnetischen Dipolmomentes mit experimentell unterschiedlichen Methoden:

#### NMR – Nuclear Magnetic Resonance/magnetische Kernresonanz

Bei diesem Meßverfahren werden meist flüssige oder kristalline Proben benutzt, deren Teilchen diamagnetische Elektronenhüllen besitzen, so daß der Paramagnetismus allein von den Atomkernen herrührt. Neben dem Magnetfeld  $B_0$  wirkt zusätzlich ein hochfrequentes elektromagnetisches Wechselfeld auf die Probe. Liegt Resonanz mit der Larmorfrequenz

$$\nu_l = \mu_I B_0 / h I = g_I \mu_N B_0 / h \quad h: \text{Plancksches Wirkungsquantum} \quad (2.26)$$

<sup>1</sup>M. Gustavson [Gus98] hat hier einen Anstoß zu dieser sehr wesentlichen Diskussion gegeben.

vor, so wird ein Absorptionssignal beobachtet.

### **ABMR – Atomic Beam Magnetic Resonance/magnetische Atomstrahlresonanz**

Bei dieser Methode wird ein kolimierter Atomstrahl durch ein Magnetfeld  $B_0$  geführt. Durch Hochfrequenz oder Laserspektroskopie können die im äußeren Magnetfeld aufgespaltenen Hyperfeinmultipletts vermessen und dadurch der A-Faktor bestimmt werden.

### **OP – Optisches Pumpen**

Die Meßmethode ist ähnlich wie bei der ABRM, allerdings befindet sich hier die Probe in gasförmigem Zustand zusammen mit einem Puffergas in einer Zelle.

Bei allen Verfahren wird das magnetische Kernmoment in einem äußeren Magnetfeld  $B_0$  bestimmt, wobei die Meßgröße dann proportional zu  $\mu_I \cdot B_0$  ist. Da eine Absolutbestimmung von  $B_0$  schwierig ist, erfolgt meist eine Eichung mit einem Meßkandidaten dessen magnetisches Moment mit hoher Genauigkeit bekannt ist.

Bei der Berechnung der HFS werden die in der Literatur [Led78,Rag89,Fir96] tabellierten Werte der magnetischen Kernmomente verwendet. Die hier genannten Tabellen bauen chronologisch aufeinander auf, d.h. sie wurden jeweils um die neueren Ergebnisse erweitert und geben eine Zusammenstellung der zahlreichen, voneinander unabhängigen experimentell bestimmten magnetischen Momente an.

Der Betrag des magnetischen Dipolmomentes  $\mu_I$  ergibt sich aus dem Kernspin  $I$ , dem g-Faktor des Kernes  $g_I$  und dem Kernmagneton  $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p}$

$$\mu_I = g_I I \mu_N. \quad (2.27)$$

### **2.2.1 Das magnetische Kernmoment von $^{207}\text{Pb}$**

Die Bestimmung des magnetischen Dipolmomentes von  $^{207}\text{Pb}$  wurde mit unterschiedlichen Methoden durchgeführt. Bereits 1932 konnte durch Hyperfeinstrukturmessungen von Kopfermann diesem Isotop ein Kernspin von  $1/2$  und ein  $\mu = 0,6\mu_N$  zugeordnet werden. Eine wesentlich präzisere Messung führte 1950 Proctor [Pro50] mit der NMR-Methode durch und erhielt für  $\mu(^{207}\text{Pb}) = 0,5837(1)\mu_N$ .

Gibbs und White [Gib69] führten 1969 eine Messung durch optisches Pumpen (OP) am Blei-Gas durch und fanden den Wert  $\mu_{\text{Pb}}(\text{OP}) = 0,57237(2)\mu_N$ . Dazu wurde am ladungsneutralen  $^{207}\text{Pb}$  der Übergang  $6s^26p^2\ ^3P_0$  zwischen  $m_F=-1/2$  und  $m_F=1/2$  vermessen, wobei sich die Meßgenauigkeit aus dem Verhältnis der magnetischen Momente von  $\mu_I(^{207}\text{Pb})/\mu_I(^{199}\text{Hg}) = 1,4960(4)$  ergibt.

Lutz und Stricker [Lut71] bestimmten 1971 erneut das magnetische Moment durch eine NMR-Messung. Das magnetische Moment wurde hier aus dem Verhältnis der Lamorfrequenzen von  $\nu(^{207}\text{Pb})/\nu(^2\text{H})=1.35888(2)$  zu  $\mu_{\text{Pb}}(\text{NMR}) = 0.582563(9)\mu_N$  berechnet. Der Meßwert der ersten NMR-Messung [Pro50] wurde bestätigt.

Während bei den Messungen mit den beiden unterschiedlichen Methoden nur kleine Meßfehler angegeben werden (bei der OP-Messung [Pro50]  $2 \cdot 10^{-4}$  und bei der NMR-Messung [Gib69] nur  $3,5 \cdot 10^{-5}$  relativ zum Meßwert), zeigen deren Ergebnisse eine Differenz von 2%.

### 2.2.2 Die diamagnetische und chemische Korrektur

Die experimentelle Bestimmung magnetischer Kernmomente erfolgt in einem äußeren Magnetfeld, wobei die Messungen in der Regel an neutralen bzw. schwach geladenen Ionen ausgeführt werden. Bei allen Meßverfahren wird durch das äußere Feld  $\mathbf{B}$  in der diamagnetischen Elektronenhülle ein Abschirmungsfeld induziert. Dieser ist zwar relativ schwach, verringert aber das am Kernort wirkende Feld um bis zu zwei Prozent, so daß der Meßwert korrigiert werden muß. Bei Messungen, die mit der NMR-Methode durchgeführt wurden, ist eine zusätzliche Korrektur durch die chemische Umgebung des zu messenden Isotopes notwendig. Das tatsächliche magnetische Dipolmoment ergibt sich dann mit

$$\mu = \frac{\mu_{\text{gemessen}}}{1 - (\sigma_D + \sigma_{\text{chem.}})}, \quad (2.28)$$

wobei  $\sigma_D$  die diamagnetische Korrektur der Elektronenhülle angibt und von dem jeweiligen Ladungszustand abhängt. Mit  $\sigma_{\text{chem.}}$  wird die chemische Korrektur beschrieben, die von dem Umgebungsstoff bzw. der Lösung bestimmt wird. Durch die chemische Bindung befindet sich das Isotop in einem schwach geladenen Zustand, und somit wird zum einen die Elektronendichte am Kernort beeinflusst und zusätzlich wird diese durch die Umgebungsmoleküle verändert.

In der Literatur [Fir96,Rag89,Led79] wird für die beiden Meßwerte aus [Gib69] und [Lut71] allerdings derselbe diamagnetische Abschirmungsfaktor von 1,0172 bzw. ein  $\sigma=0,01686$  verwendet. Dieser Wert wird ursprünglich in [Fei68] für zweifach ionisiertes Blei ( $\text{Pb}^{2+}$ ) angegeben. Hier wurden Rechnungen mit relativistischen Wellenfunktionen für Atome und Ionen mit abgeschlossenen Unterschalen durchgeführt. In der oben genannten Literatur bleiben Korrekturen aufgrund der chemischen Umgebung und anderen Ladungszuständen unberücksichtigt.

Hier stellt sich die Frage, wie groß der Unterschied in der diamagnetischen Abschirmung durch zwei zusätzliche Elektronen zwischen neutralem und zweifach positiv geladenem Blei sein kann.

Während sich bei den in [Sax67] dargestellten Rechnungen für das zweifach positiv geladene  $^{207}\text{Pb}$  gegenüber dem neutralen Atom nur eine  $3 \cdot 10^{-4}$  größere Abschirmungskonstante ergibt, wird in [Fei69] ein diamagnetischer Korrekturfaktor von  $\sigma=1,02055$  für ein chemisch ungestörtes Blei-Isotop angegeben. Dies führt zu einer Gesamtabweichung von 0,36 % für das diamagnetisch korrigierte Moment.

Die in [Dic50],[Sax67] mit geringen Abweichungen berechneten  $\sigma$  Werte stehen hier im Widerspruch zu den von Feiok und Johnson in [Fei69] angegebenen Werten mit ungewöhnlich großer Differenz für neutrales und zweifach positiv geladenes Blei.

Dieser Wert zeigt auch eine erstaunliche hohe Abweichung gegenüber anderen Isotopen mit ähnlichem Z. Die Konfiguration  $6s^2 6p^2$  im Grundzustand von neutralem Blei müßte also einen wesentlichen Beitrag zur diamagnetischen Abschirmung leisten.

Auf diese Problematik wird auch in [Lut71] hingewiesen, wobei die in [Fei69] dargestellten Rechnungen als schwierig und nicht "sehr verlässlich" <sup>2</sup> bezeichnet werden. Dagegen werden die in [Fei68] durchgeführten Rechnungen, die sich nur auf abgeschlossene Unterschalen beziehen als sehr zuverlässig angesehen.

### Interpretationen zur Diskrepanz der magnetischen Momente

Will man nicht an der Korrektheit der Meßergebnisse zweifeln, muß man die Ursache der Diskrepanz in den Unterschieden der Elektronen-Konfiguration und/oder in der chemischen Umgebung der Meßproben suchen.

Bei der Vorbereitung des Experimentes zur Messung der HFS an  $^{207}\text{Pb}$  wurde davon ausgegangen, daß die Problematik der magnetischen Momente wesentlich komplexer durch die chemische Umgebung bei der NMR-Messung ist. Daher wurde ein Wert in der Nähe zum Ergebnis aus der Optischen Pump-Messung angenommen, bei dem eine Beschreibung der relativ "sauberen" Umgebung einfacher erschien. Zur Klärung dieser Situation läßt die Literatur unterschiedliche Interpretationen zu:

In [Lut71] wird die Diskrepanz von 2% zwischen dem Wert vom optischen Pumpen gegenüber dem NMR-Wert mit der dort notwendigen chemischen Korrektur erklärt. Hier lag die Blei-Probe in einer Nitrat-Verbindung als  $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$  vor. Allerdings wurde in [Bas96] eine Neuauswertung der diamagnetischen Abschirmung der NMR-Messung an  $^{209}\text{Bi}$  vorgenommen, wobei hier die Messung in einer  $\text{Bi}(\text{NO}_3)_3$ -Lösung erfolgte. Hier

---

<sup>2</sup>als Zitat [13] in [Fei69] W. R. Johnson, private communication

ergab sich für die chemische Korrektur ein Wert von weniger als 0,1%.

Eine alternative Erklärung der Diskrepanz könnte durch eine große Wechselwirkung des  $^3P_1$ -Niveaus mit dem  $^3P_0$ -Niveau an neutralem  $^{207}\text{Pb}$  (optisches Pumpen) begründet werden. Dies wird bereits als "private communication" in der Zusammenstellung von Fuller [Ful76] angegeben.

In [Sus78] erfolgt eine Berechnung der Beimischungen aufgrund von Hyperfein-Wechselwirkungen von dem  $^3P_1$ -Niveau zu dem  $^3P_0$ -Niveau. Das  $^3P_1$ -Niveau hat einen energetischen Abstand von etwa 1 eV zu dem  $^3P_0$ -Niveau und besitzt ein elektronisches Dipolmoment. Damit induziert es einen zusätzlichen Beitrag zu dem magnetischen Dipolmoment.

$$\delta\mu = 2Re \left( \frac{\langle ^3P_0 | \vec{\mu}_e | ^3P_1 \rangle \langle ^3P_1 | H_{HFS} | ^3P_0 \rangle}{E_{^3P_0} - E_{^3P_1}} \right) \approx -0,0118\mu_N \quad (2.29)$$

Damit ergibt sich ein durch diesen Beitrag verändertes magnetisches Moment:

$$\mu'_{OP} = \mu_{OP} - \delta\mu = 0,584\mu_N \quad (2.30)$$

Dieser Wert liegt relativ nahe am Ergebnis der NMR-Messung.

In [Bre88] wird ebenfalls eine Neuauswertung des von Gibbs und White an  $^{207}\text{Pb}$  gemessenen magnetischen Momentes vorgeschlagen. Hier wurden Hochfrequenzmessungen an der Grundzustandskonfiguration  $6s^26p^2$  von  $^{208}\text{Pb}$  und  $^{207}\text{Pb}$  durchgeführt. Dabei wurde festgestellt, daß bei der Berechnung der Zeeman-Aufspaltung im starken Magnetfeld der Einfluß benachbarter Feinstruktur-niveaus erst durch Störungsrechnung in 2. Ordnung berücksichtigt wird. In [Bre88] wird das magnetische Moment von  $^{207}\text{Pb}$  unter Einbeziehung der in [Gib69] nicht berücksichtigten Interkonfigurationsstörungen neu berechnet. Der dort angegebene Wert von  $\mu = 0,5797(14)\mu_N$  ist um 1,3 % größer.

## 2.3 Die Magnetisierungsverteilung (Bohr-Weisskopf-Effekt)

Bei den ersten Berechnungen der HFS-Aufspaltung [Fer33] wurde das magnetische Moment des Kernes als Punktdipol betrachtet. Bereits von Kopfermann [Kop40] wurde darauf hingewiesen, daß diese Betrachtung nicht ausreichend für schwere Kerne ist. In [Bit49],[Bit49b] werden die Abweichungen der Messungen der Verhältnisse der magnetischen Momente bei den beiden stabilen Rubidium-Isotopen zu den theoretischen Vorhersagen durch eine ausgedehnte Magnetisierung über das Kernvolumen erklärt.

Erste Rechnungen zur Modifikation der HFS durch eine räumliche Magnetisierungsverteilung gegenüber einem Punktdipol wurden von Bohr und Weisskopf vorgenommen [Boh50]. Der danach benannte Bohr-Weisskopf-Effekt wird mit dem Parameter  $\varepsilon$  charakterisiert, wobei hier die Abweichung der Aufspaltungsenergie gegenüber der Annahme eines Punktdipolkernes bezeichnet wird:

$$\Delta E^{HFS} = (1 - \varepsilon)\Delta E_{Punktdipol}^{HFS} \quad (2.31)$$

Analog zu der Korrektur der HFS-Aufspaltung aufgrund der ausgedehnten Ladungsverteilung führt eine über das Kernvolumen ausgedehnte Magnetisierung ebenfalls zu einer geringeren Übergangsenergie. Zur Berechnung des Parameters  $\varepsilon$  ist daher eine genaue Kenntnis der Magnetisierungsverteilung notwendig. Eine Herleitung aus experimentellen Daten, ähnlich wie es bei der Bestimmung der Ladungsverteilung möglich ist, liefert hier unzureichende Ergebnisse. Prinzipiell kann man zwar durch elastische Elektronenstreuung die Magnetisierungsverteilung bestimmen [Bor77], allerdings trägt bei solchen Untersuchungen der elektrische Formfaktor wesentlich stärker als der magnetische Formfaktor zum differentiellen Wirkungsquerschnitt bei. Nur bei Streuung in Rückwärtsrichtung kann dies vermieden werden, doch liegen hier keine ausreichenden experimentellen Ergebnisse vor. Somit erwartet man präzisere Ergebnisse von theoretischen Modellvorstellungen die die magnetischen Eigenschaften der Atomkerne erklären.

### Erste Abschätzungen der Bohr-Weisskopf-Korrektur

In [Boh50] wird der Einfluß der endlichen Kerngröße auf die HFS-Aufspaltung mit einfachen Modellen für die Magnetisierungsverteilung berechnet. In einer qualitativen Betrachtung wird für eine über das Kernvolumen "ausgeschmierte" Magnetisierungsverteilung folgende Abschätzung gegeben:

$$\varepsilon = \frac{ZR_0}{a_0} \frac{r^2}{R_0^2}, \quad (2.32)$$

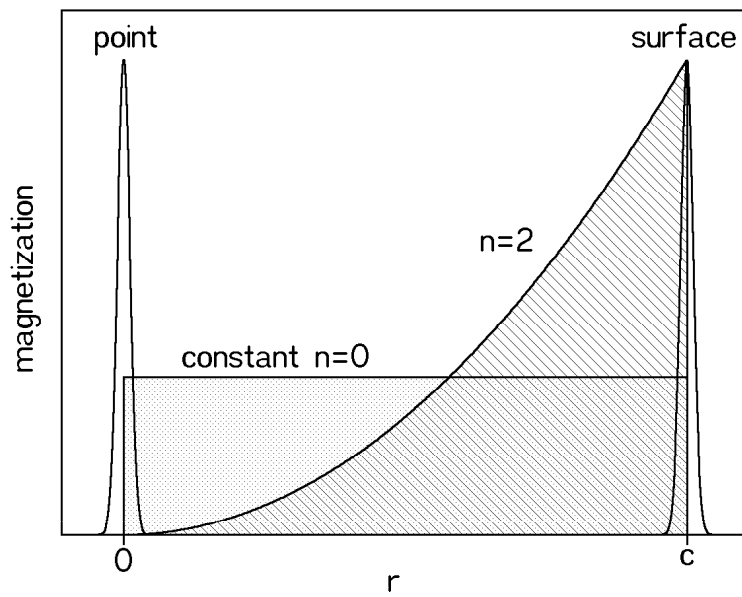
bzw. unter Berücksichtigung der Relativistik bei schweren Atomen:

$$\varepsilon = \frac{ZR_0}{a_0} \frac{r^2}{R_0^2} \cdot \left( \frac{a_0}{2ZR_0} \right)^{2(1-\rho)} \quad \text{mit } \rho = (1 - Z^2\alpha^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.33)$$

wobei  $Z$  die Kernladung,  $r$  den Abstand vom Kernmittelpunkt,  $a_0$  den Radius des Wasserstoffatoms ( $5,29 \cdot 10^{-11} \text{m}$ ),  $R_0$  den Kernradius ( $5,497 \text{ fm}$  für  $^{207}\text{Pb}$ ) und  $\alpha = 1/137$  die Feinstrukturkonstante angibt.

Ist das magnetische Kernmoment gleichmäßig über das Kernvolumen verschmiert, so wird  $\frac{r^2}{R_0^2} = \frac{3}{5}$ , allerdings für eine Oberflächenverteilung gleich 1. Für Blei ergeben sich damit  $\varepsilon$  Werte zwischen 0,026 und 0,043.

Zur Vorhersage der 1s-HFS von  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  werden in [Fin92] in ähnlicher Weise, ohne die Struktur des Kernes zu berücksichtigen, verschiedene Extremmodelle untersucht. Hier wird die Magnetisierungsverteilung durch eine analytische Form angegeben, wobei mit der Variation eines Parameters ausgehend von einer punktförmigen Magnetisierung über eine homogen magnetisierte Kugel bis hin zu einer Oberflächenmagnetisierung der Einfluß auf die HFS berechnet werden kann (siehe Abb. 2.8). Bei einem  $Z=83$  wird in [Kla94] für  $n=2$  vorgeschlagen, was gegenüber der punktförmigen Magnetisierung zu einer 2,2 Prozent kleineren HFS-Aufspaltung führt.



**Abbildung 2.8.** Modellfunktionen für die Magnetisierungsverteilung (aus [Fin92]). Die Extremwerte des Parameters  $n$  geben bei dem Wert 0 eine über das Kernvolumen konstante Magnetisierung an und bei dem Wert  $\infty$  eine am Ort des Ladingradius  $R_0$  liegende Oberflächenmagnetisierung.

Mit diesen vereinfachten Modellen kann allerdings nicht die Hyperfeinanomale zweier Isotope des gleichen Elementes erklärt werden. Ein Deutungsversuch dazu ist, daß das

magnetische Moment des Kernes aus zwei Komponenten, aus dem Spinnmoment und dem Bahnmoment der Nukleonen, resultiert.

Die Grundlage zu einer derartigen theoretischen Beschreibung der Magnetisierungsverteilung bilden Kernmodelle mit denen die Größe der magnetischen Kernmomente erklärt werden. In einer direkten Erweiterung dieser Problematik wird die Verteilung der Magnetisierung über das Kernvolumen behandelt.

Die neusten Arbeiten zur Berechnung des Bohr-Weisskopf-Effektes der 1s-HFS an Isotopen, für die experimentelle Ergebnisse vorliegen, wurden von V. Shabaev et al. [Sha94,Sha97] und M. Tomaselli et al. [Tom96,Tom98] veröffentlicht. Während die Rechnungen in [Sha94,Sha97] im wesentlichen auf dem Ein-Teilchen-Modell basieren, werden in [Tom96,Tom98] aufgrund von Kernpolarisationen auch Konfigurationsmischungen berücksichtigt, die zum magnetischen Kernmoment beitragen.

Im folgenden werden die unterschiedlichen Modellansätze skizziert, wobei die numerischen Ergebnisse in Kap. 7 diskutiert werden.

### Ein-Teilchen-Modell

Im sogenannten Ein-Teilchen-Modell wird davon ausgegangen, daß das Kernmagnetfeld allein von nicht gepaarten Nukleonen des betrachteten Kernes erzeugt wird. Mit dieser Vorstellung läßt sich dann die Magnetisierungsverteilung aus den Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der ungepaarten Nukleonen berechnen.

Daher wird erwartet, daß der Radius der Magnetisierung  $\langle r_m^2 \rangle$  größer als der Ladungsradius  $\langle r_c^2 \rangle$  ist. Bei der Untersuchung der Kernmomente hat sich gezeigt, daß Kerne mit gerader Anzahl von Protonen und gerader Anzahl von Neutronen (gg-Kerne) kein magnetisches Moment besitzen. Die gu- und ug-Kerne dagegen besitzen im Grundzustand ein magnetisches Moment und halbzahligen Kernspin, d. h. die Protonen- und Neutronenspins tendieren jeweils zum paarweisen Absättigen. Im Schalenmodell für Kerne wird den Protonen neben ihrem Eigenspin auch ein Bahndrehimpuls zugeschrieben, während bei den Neutronen aufgrund ihrer fehlenden Ladung aus dem Bahndrehimpuls kein magnetisches Moment resultiert. Die magnetischen Momente des freien Protons und Neutrons wurden gemessen und betragen:

$$\mu_{Proton} = 2,7928\mu_n \qquad \mu_{Neutron} = 1,9130\mu_n \qquad (2.34)$$

Mit einem Spin 1/2 ergeben sich die g-Faktoren:

$$\text{für das Proton } g_s = 5,5856 \qquad g_l = 1 \qquad (2.35)$$

$$\text{für das Neutron } g_s = -3,8261 \qquad g_l = 0, \qquad (2.36)$$

wobei  $g_s$  für den Spin- und  $g_l$  für den Bahndrehimpuls stehen.



Damit werden im Rahmen des Ein-Teilchen-Modells die magnetischen Momente der gu- und ug-Kerne angegeben

$$\mu_I = g_I I \mu_n = (g_s \vec{s} \cdot \vec{I} + g_l \vec{l} \cdot \vec{I}) \mu_n. \quad (2.37)$$

Mit  $I$  wird der Kernspin und mit  $g_I$  der g-Faktor des Kernes angegeben. In der quantenmechanischen Schreibweise erhält man für

$$g_I = g_s \frac{I(I+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2I(I+1)} + g_l \frac{I(I+1) + l(l+1) - s(s+1)}{2I(I+1)}. \quad (2.38)$$

Damit ergeben sich die beiden Kopplungsmöglichkeiten für den Spin- und Bahndrehimpuls

$$\mu_I = I \left[ g_l \pm \frac{1}{2l+1} (g_s - g_l) \right] \cdot \mu_n \quad I = l \pm \frac{1}{2}. \quad (2.39)$$

Die daraus resultierenden  $\mu$ -Werte beschreiben die sogenannten Schmidt-Linien. Für den  $^{207}\text{Pb}$  Kern ergibt sich damit ein  $\mu = 0,6377\mu_n$ , was relativ nahe zu dem experimentellen Wert des magnetischen Moments von  $\mu = 0,59258\mu_n$  liegt. Bei den magnetischen Momenten der meisten anderen Kerne findet man keine Übereinstimmung mit den Schmidt-Werten. So weicht z.B. im Falle des  $^{209}\text{Bi}$  Kernes der Wert um fast den Faktor 2 vom wirklichen Wert ab ( $\mu_{\text{Bi}}(\text{Schmidt}) = 2,6241\mu_n$  und  $\mu_{\text{Bi}}(\text{Exp}) = 4,0909\mu_n$ ).

Eine Erklärung dafür ergibt sich aus der Vorstellung, daß sich das gemessene magnetische Moment des freien Protons und des freien Neutrons von dem Moment der im Kern gebundenen Nukleonen unterscheiden könnte. Dabei stützt man sich auf die Vorstellung, daß das Neutron durch die Emission eines virtuellen  $\pi^-$ -Mesons elektromagnetisch wechselwirken kann und daher trotz fehlender Ladung ein magnetisches Bahnmoment besitzt. Dementsprechend kann das Proton aufgrund der Emission eines virtuellen  $\pi^+$ -Mesons zusätzlich elektromagnetisch wechselwirken.

Für das gebundene Nukleon könnte aufgrund der Phasenraumdichte die Emission eines Pions unterdrückt sein und die  $g$ -Faktoren würden sich im Grenzfall auf die Dirac'schen  $g$ -Faktoren ( $g_s(p) = 2$  und  $g_s(n) = 0$ ) reduzieren.

Im Ein-Teilchen-Modell lassen sich die Werte des magnetischen Momentes dann reproduzieren, falls man die  $g_s$ -Faktoren geeignet wählt.

Mit der Vorstellung, daß das magnetische Moment allein von dem nicht gepaarten Nukleon herrührt, wurde bereits in [Bo51] gezeigt, daß sich die Verteilung des magnetischen Momentes aus der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Nukleons berechnen läßt.

Im allgemeinen spaltet der Bohr-Weisskopf-Parameter in einen Spin- und Bahndrehimpulsanteil auf,

$$\varepsilon_{\text{BW}} = \alpha_s \bar{\kappa}_s + \alpha_l \bar{\kappa}_l, \quad (2.40)$$

wobei  $\alpha_s$  und  $\alpha_l$  die Wichtung der jeweiligen Anteile angibt. Mit  $g_I = g_s \alpha_s + g_l \alpha_l$  lassen sich die Koeffizienten unter Berücksichtigung von Gl. (2.38) berechnen

$$\alpha_s = \frac{g_s g_I - g_l}{g_I g_s - g_l}, \quad (2.41)$$

$$\alpha_l = 1 - \alpha_s. \quad (2.42)$$

$\alpha_s \bar{\kappa}_s$  und  $\alpha_l \bar{\kappa}_l$  geben die Abweichungen gegenüber einem Punktdipolwert an [Boh50]. Dabei erhält man für den Spinanteil

$$\bar{\kappa}_s = N_K \int_0^\infty dR w(R) \int_0^R g(r) f(r) dr \quad (2.43)$$

mit der Normierungskonstanten  $N_K = \int_0^\infty g(r) f(r) dr$  und  $w(R) = (1/4\pi)w(\vec{R})/R^2$ ;  $g(r)$  und  $f(r)$  geben die radialen Dirac-Wellenfunktionen an.

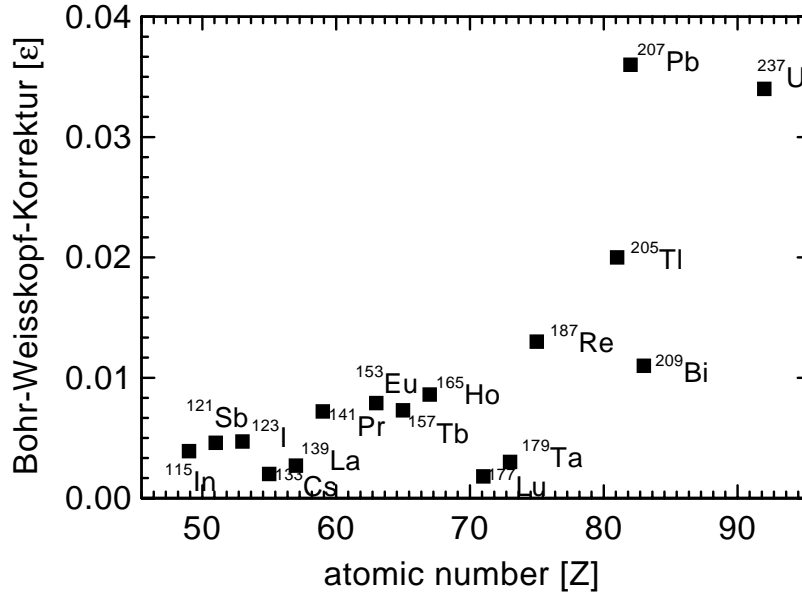
Der Bahndrehimpulsanteil ist durch

$$\bar{\kappa}_l = N_K \int_0^\infty dR w(R) \int_0^R \left(1 - \frac{r^3}{R^3}\right) g(r) f(r) dr \quad (2.44)$$

gegeben. Hierbei soll  $w(R) = (1/4\pi)|\phi(\vec{R})|^2/R^2$  gelten, wobei die Dichteverteilung  $w(\vec{R})$  des Magnetfeldes mit  $\int d^3R w(\vec{R}) = 1$  normiert wird und  $f(r)$  und  $g(r)$  die beiden Radialanteile der Dirac'schen Wellenfunktion darstellen.

Bei den neueren Rechnungen werden zusätzliche Korrekturen für die Spin-Bahn-Wechselwirkungen berücksichtigt. Der Spin-Bahn-Term trägt allerdings bei  $^{207}\text{Pb}$  nicht zum magnetischen Moment bei, da von dem ungepaarten Neutron kein magnetischer Beitrag aus dem Bahndrehimpuls resultiert.

Eine Berechnung des Bohr-Weisskopf-Effektes für den elektronischen Grundzustand (1s) schwerer wasserstoffähnlicher Isotope wurde von Shabaev et al. durchgeführt [Sha94]. Die Berechnung basiert im Wesentlichen auf dem oben erläuterten Modellansatz. Dabei wird der  $g_s$ -Faktor (g-Faktor für den Spin des Valenznukleons) derart gewählt, daß im Ein-Teilchen-Modell der Meßwert des magnetischen Moments verifiziert wird. Dazu wird in [Sha94]  $g_s = -3,56$  gewählt ("gequenschter" Wert) und für  $g_l = 0$  der Wert des freien Neutrons. Damit ergibt sich für  $^{207}\text{Pb}$  ein  $\varepsilon = 0,036$ .



**Abbildung 2.9.** Der Parameter  $\varepsilon$  beschreibt die Abweichung der HFS aufgrund der über das Kernvolumen ausgedehnten Magnetisierungsverteilung gegenüber einer Punktdipolbetrachtung (Bohr-Weisskopf Effekt). Die aufgetragenen Werte wurden in [Sha96] nach dem Ein-Teilchen-Modell berechnet.

### Winkelasymmetrie

Bei der bisherigen Betrachtung der Verteilung des magnetischen Momentes wurde von einer kugelsymmetrischen Verteilungsfunktion des Spinanteils ausgegangen. In [Boh51a] und [Boh51b] wurde der Einfluß von asymmetrischen Kernen auf den Bohr-Weisskopf-Effekt diskutiert. Dieser läßt sich im Ein-Teilchen-Modell durch Einführung des Asymmetrie-Parameters  $\xi$  berücksichtigen. Dabei muß ausgehend von der bisherigen Beschreibung aus Abschnitt 2.40  $\kappa_s$ , das die Anomalie der HFS im Spinanteil beschreibt, durch  $\kappa_s^*$  ersetzt werden, wobei

$$\kappa_s^* = \kappa_s + \xi (\kappa_s + \kappa_l) \text{ ist.} \quad (2.45)$$

Für  $\xi$  gilt:

$$\xi = \frac{2I - 1}{4(I + 1)} \text{ mit } I = l + \frac{1}{2} \text{ und} \quad (2.46)$$

$$\xi = \frac{2I + 3}{4I} \text{ mit } I = l - \frac{1}{2}. \quad (2.47)$$

In [Sha94] wurde dieser Asymmetrieterm nicht berücksichtigt, da er für  $\xi$  bei den meisten betrachteten Kandidaten klein und damit zu vernachlässigen war. Bei  $^{207}\text{Pb}$  erhält man allerdings im Vergleich zu anderen Kernen einen verhältnismäßig großen Asymmetrieeffekt, der durch die Wellenfunktion des  $3p_{1/2}$  Valenz-Neutrons hervorgerufen wird. Nach Gl. 2.47 ergibt sich mit  $l=1$  und  $I = l - \frac{1}{2} = \frac{1}{2}$  für  $\xi = 2$ . Bei  $^{209}\text{Bi}$  erhält man dagegen mit dem Valenz-Proton im  $h_{9/2}$  Zustand mit  $l=5$  und  $I = l - \frac{1}{2} = \frac{9}{2}$  für  $\xi = 0,667$ . In [Sha97] wird für die Bohr-Weisskopf-Korrektur ein korrigierter Wert mit  $\varepsilon = 0,0419$  angegeben.

### Kernpolarisation und Konfigurationsmischungsmodell

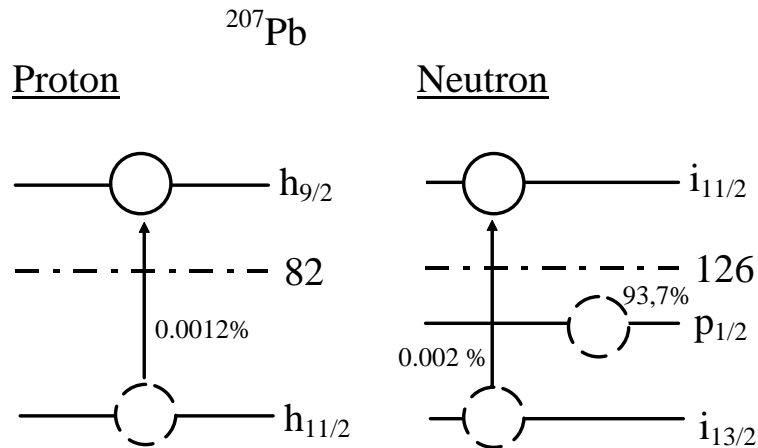
Im Ein-Teilchen-Schalenmodell werden die Abweichungen der magnetischen Momente von den Schmidt-Linien dadurch erklärt, daß aufgrund mesonischer Austauschströme zwischen den Nukleonen die  $g_s$  Faktoren von gebundenen Nukleonen sich von denen freier Nukleonen unterscheiden. Von Arima [Ari78] wurde darauf hingewiesen, daß sich damit nicht die Unterschiede zwischen leichten und schweren Kernen erklären lassen, da sich dort die mesonischen Austauschströme nicht unterscheiden sollten. Während in der Nachbarschaft von  $^{16}\text{O}$  und  $^{40}\text{Ca}$  nur geringe Abweichungen der magnetischen Momente von den Schmidt-Werten auftreten, ergeben sich in der Nachbarschaft von  $^{208}\text{Pb}$  (mit der Ausnahme von  $^{207}\text{Pb}$ ) beachtliche Unterschiede.

Arima und Horie [Ari55] schlugen ein Modell vor, bei dem nicht nur die Valenznukleonen zum magnetischen Moment beitragen, sondern auch die Nukleonen abgeschlossener Schalen. Dabei nimmt man an, daß nukleare Restwechselwirkungen zu virtuellen Teilchen-Lochanregungen führen und Nukleonenpaare, die eigentlich zum Drehimpuls 0 koppeln sollten, im angeregten Zustand zum Gesamtdrehimpuls I koppeln. Diese zusätzlichen Beiträge werden auch als Konfigurationsmischungen bezeichnet.

Erste Rechnungen dazu wurden in [Ari55] durchgeführt, wobei für die  $g$ -Faktoren der Nukleonen die der freien Nukleonen benutzt wurden und sich der Kernmagnetismus aus dem ungepaarten Nukleon und aus Beimischungen der Teilchen-Loch-Anregungen ergibt.

Die Korrelationen der Mischungsbeiträge, die in der Wellenfunktion des Kernes enthalten sind, werden auch als Kernpolarisation bezeichnet.

Bei [Bau73] werden in einem weiterentwickelten Modell außer der Kernpolarisation auch Effekte der Kernkräfte, d.h. Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen, berücksichtigt. Zur Erklärung der magnetischen Eigenschaften von Isotopen in der Blei-Gegend erfolgten theoretische Untersuchungen in [Kha73] unter gleichzeitiger Berücksichtigung unterschiedlicher Ansätze. Hier wurden neben Kernpolarisationseffekten in erster Ordnung und Mischungsbeiträgen in höherer Ordnung durch Kernwechselwirkungen auch das



**Abbildung 2.10.** Die Niveaus des am niedrigsten angeregten Kernzustands für  $^{207}\text{Pb}$  im Ein-Teilchen Modell. Mit den gestrichelten Kreisen werden die "Loch"-Zustände symbolisiert. Derartigen virtuelle Teilchen-Loch-Anregungen tragen zum magnetischen Moment bei, wobei die hier gezeigten angeregten Zustände die wichtigste Beiträge darstellen und mit den Prozentzahlen der relative Beitrag zum magnetischen Moment bezeichnet ist.

"Quenching", d.h. die Änderung der gyromagnetischen Faktoren aufgrund mesonischer Austauschströme, behandelt. Außer dem magnetischen Moment lassen sich auch Korrekturen zur Hyperfeinstruktur-Aufspaltung berechnen, die sich aufgrund der räumlichen Verteilung der Magnetisierung ergeben.

### Berechnung der 1s-HFS am $^{207}\text{Pb}$ mit dem dynamischen Korrelationsmodell

Bei  $^{207}\text{Pb}$  kann das  $3p_{1/2}$  Neutronen-Loch-Valenz-Teilchen den Kern polarisieren und zu einer virtuellen Teilchen-Loch-Anregung führen.

Berechnungen der magnetischen Kerneigenschaften für experimentell relevante Isotope wurden nach dem Dynamischen-Korrelations-Modell (DCM) von M. Tomaselli durchgeführt. In [Tom98] werden Kerne mit einem fehlenden Neutron oder Proton zur abgeschlossenen Schale behandelt. Im DCM koppelt dieser "Loch-Zustand" zu dem "kollektiven Zustand" des dazugehörigen Kerns mit abgeschlossenen Schalen.

Die Berechnungen basieren auf einer konsistenten Behandlung von Kernpolarisation und "Quenching" der gyromagnetischen Faktoren mit einem nicht störungstheoretischen Ansatz. Bei der Beschreibung von  $^{207}\text{Pb}$  tragen alle angeregten Zustände von  $^{206}\text{Pb}$  bei, die unter Berücksichtigung des Pauli-Prinzipes (Orthonormalisierung) an den  $3p_{1/2}$ -Loch-Zustand gekoppelt sind. Auch kleine Amplituden der "beigemischten Terme" können

durch kohärente Überlagerung von Wellenfunktionen große Beiträge liefern.

In Abb. 2.11 sind die Magnetisierungsverteilungen des Valenzneutrons (bzw. des Neutronenloch-Zustandes) nach dem Ein-Teilchen-Modell sowie die Beiträge durch die "dynamischen Korrelationen" gezeigt.

Ein Test der unterschiedlichen Modellansätze läßt sich besonders gut an myonischen Atomen durchführen, da hier die Struktur des Kernes sich wesentlich stärker auf das Spektrum des myonischen Atomes auswirkt. Da das Myon die 206-fache Masse des Elektrons besitzt, ist auch seine Aufenthaltswahrscheinlichkeit entsprechend näher am Kern. Zum Beispiel zeigt die Messung der HFS am myonischen Wismut [Rut86] eine Anomalie relativ zur Magnetisierung eines Punktkernes von 33 %. Sowohl die Rechnungen in [Joh70] als auch die von [Tom78, Tom88] konnten bei der Berechnung der HFS-Aufspaltung von myonischem  $^{203}\text{Th}$  und  $^{205}\text{Th}$  oder am  $^{209}\text{Bi}$  im Vergleich zum Experiment [Bac79, Rut86] ihre Leistungsfähigkeit beweisen.

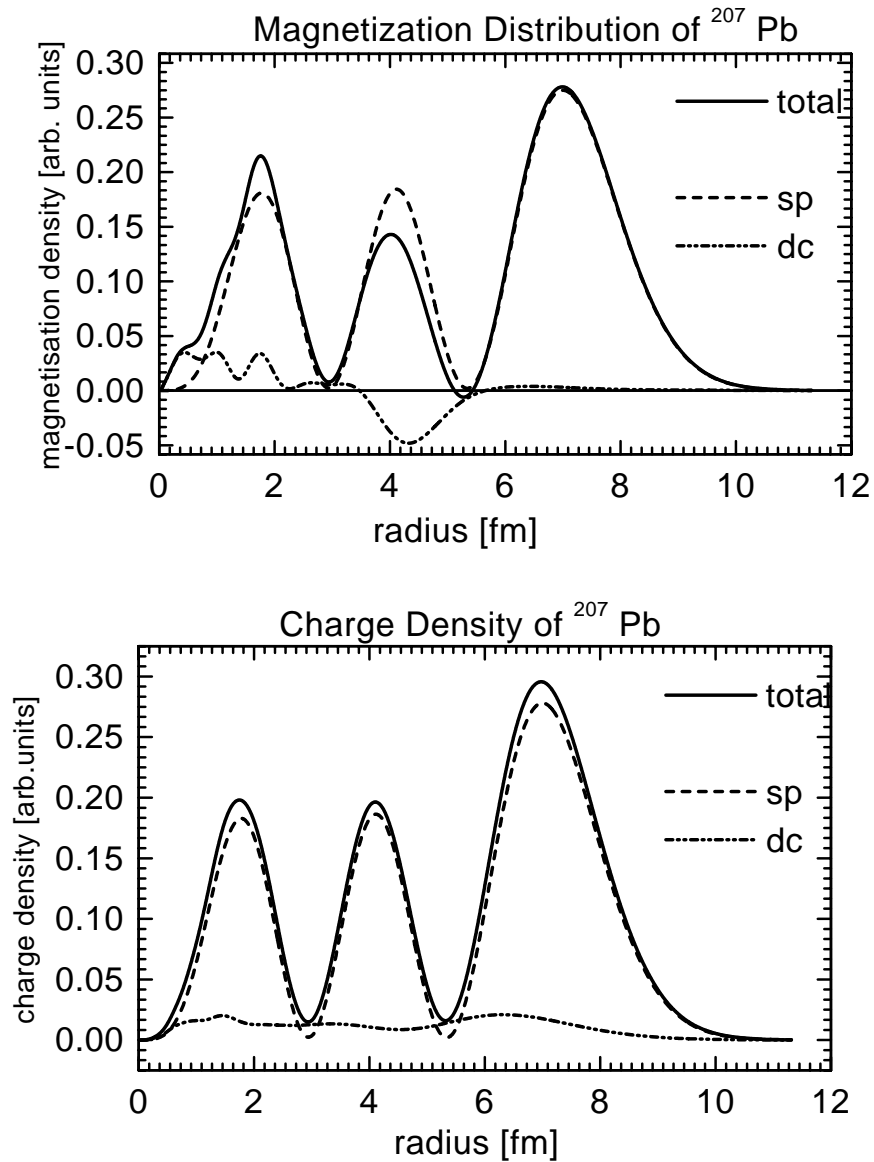
In [Tom95, Tom98] wurden mit hoher Genauigkeit die magnetischen Eigenschaften von  $^{209}\text{Bi}$  und  $^{207}\text{Pb}$  in ihrem nuklearen Grundzustand reproduziert. Neben der Berechnung der HFS-Aufspaltung konnte mit dem Dynamischen Korrelationmodell das magnetische Moment, der Ladungsradius und das Quadrupolmoment berechnet werden. In einem Vergleich (Tab. 2.2) zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der theoretischen Resultate mit den Meßwerten.

**Tabelle 2.2.** *Verschiedene Größen, die sich aus den Berechnungen nach dem Konfigurationsmischungs-Modell (DCM) [Tom95, Tom98] ergeben, werden mit experimentellen Ergebnissen verglichen; hier für die Isotope  $^{209}\text{Bi}$  und  $^{207}\text{Pb}$ .*

		DCM	Experiment
$^{209}\text{Bi}$	RMS Radius	5,5 fm	5,521(2) fm [Vri87]
	magnet. Moment	$4,11\mu_N$	$4,1106\mu_N$ [Tin53]
	Quadrupolmoment	-0,35 barn	0,40 barn [Kop56]
	$\Delta E_{HFS}$ Myon	4,45 keV	4,44(15) keV [Rue84]
	$\Delta E_{HFS}$ 1s-Elektron	5,091 eV	5,0841(4) eV [Kla94]
$^{207}\text{Pb}$	RMS Radius	5,496 fm	5,494(6) fm [Vri87]
	magnet. Moment	$0,580\mu_N$	$0,58219(2)\mu_N$ [Gib69]
	Quadrupolmoment	0	
	$\Delta E_{HFS}$ 1s-Elektron	$1,2150(53)^*$ eV	1,2159(2) eV [See98]

\* siehe Diskussion der Ergebnisse (Kap. 7)

In den von Tomaselli vorgenommenen Rechnungen erhält man ein direktes Resultat



**Abbildung 2.11.** Die Magnetisierungsverteilung (obere Abbildung) und die Ladungsverteilung (untere Abbildung) für den  $3p_{1/2}^{-1}$ -Zustand des  $^{207}\text{Pb}$  Kernes. Die Kurven zeigen jeweils die Wellenfunktionen  $|r\psi|^2$  die sich für das Valenznukleon nach dem Ein-Teilchen-Modell (sp) ergibt sowie die Beiträge, die sich bei einer Kernanregung aus den "dynamischen Korrelationen" (dc) ergeben und außerdem die daraus resultierende Summenfunktion (total)[Tom98].

der HFS-Aufspaltung unter Berücksichtigung der Magnetisierungsverteilung. Um trotzdem eine quantitative Angabe für den Bohr-Weisskopf-Effekt zu erhalten, werden die in [Sha96] berechneten Werte ohne der dort berücksichtigten Bohr-Weisskopf-Korrektur von den Resultaten aus [Tom98] subtrahiert. Die in [Tom98] Rechnungen nach dem Dynamischen Korrelations-Modell ergeben ein magnetisches Kernmoment  $^{207}\text{Pb}$  von  $0,58\mu_N$  das mit dem Wert aus [Gib69] (Optisches Pumpen) verträglich ist. Der Wert aus [Lut71] (NMR-Messung) kann nur dann im Rahmen diesen Modelles erklärt werden, wenn die Eingabevariable der Spin-Bahn-Wechselwirkungsenergie erheblich größer gewählt wird, wobei sich als Konsequenz der Bohr-Weisskopf-Parameter von  $\varepsilon = 0,29$  auf  $\varepsilon = 0,44$  erhöht. Unter diesen Umständen kann allerdings das Anregungsspektrum von  $^{207}\text{Pb}$  nicht mehr richtig wiedergegeben werden. In Tabelle 2.3 sind die  $\varepsilon$ -Werte aus unterschiedlichen Modellansätzen aufgeführt.

**Tabelle 2.3.** Die ausgedehnte Magnetisierungsverteilung ergibt im Vergleich zu einer punktförmigen Magnetisierung eine HFS-Aufspaltung die um den Beitrag des Bohr-Weisskopf-Effekts verringert ist. Der Parameter  $\varepsilon$  (siehe Gl. 2.3) wird hier für mehrere Isotope angegeben, wobei eine Berechnung mit unterschiedlichen Modellansätzen erfolgte. Der unter <sup>(2)</sup> gekennzeichnete Wert kann nur mit Einschränkungen angegeben werden (siehe Text).

	$^{209}\text{Bi}^{82+}$	$^{207}\text{Pb}^{81+}$	$^{185}\text{Re}^{74+}$	$^{165}\text{Ho}^{66+}$	Referenz
Single Particle	0,011	0,036	0,013	0,0086	[Boh50][Sha94]
S.P.+Assymetrieterm	0,0118	0,0419	0,0122	0,089	[Sha97]
DCM	0,0206	0,029 <sup>(1)</sup> (0,044 <sup>(2)</sup> )	0,028	0,0139	[Tom95][Tom98] [Tom98b]

<sup>(1)</sup> unter Verwendung von  $\mu=0,58219\mu_N$  aus [Gib68]

<sup>(2)</sup> unter Verwendung von  $\mu=0,59258\mu_N$  aus [Lut71]



## 2.4 Lebensdauer des angeregten Hyperfeinstrukturniveaus

Der Übergang zwischen den beiden Hyperfeinniveaus  $F=1$  und  $F=0$  stellt einen magnetischen Dipolübergang (M1) dar. Beim Wasserstoffatom selbst beträgt die Lebensdauer dieses Übergangs  $\tau \approx 10^7$  Jahre. Nur aufgrund des riesigen Wasserstoffvorkommens im Weltraum ist der spontane Übergang (21 cm-Linie) überhaupt zu beobachten. Im Labor kann man nur einen induzierten Übergang nachweisen (z.B. am Wasserstoff-Maser). Da die Übergangsfrequenz mit  $Z^3$  skaliert, kann dieser Übergang bei wasserstoffähnlichen Schwerionen im optischen Spektrum nachgewiesen werden. Gleichzeitig skaliert aber auch die Übergangsrate mit der Übergangsenergie ( $\Gamma \sim \Delta E^3$ ). Dadurch ist die Lebensdauer des oberen Hyperfein-Niveaus des 1s-Grundzustandes bei einem  $Z \approx 80$  18 Größenordnungen kürzer gegenüber der am Wasserstoff selbst und liegt damit im ms-Bereich.

Die genaue Kenntnis der Lebensdauer ist einerseits zur experimentellen Vorbereitung von großem Interesse, da aufgrund der langen Lebensdauer die Voraussetzungen für einen ausreichenden Fluoreszenzlichtnachweis geschaffen werden müssen. Andererseits wurde von Shabaev [Sha98] vorgeschlagen, durch eine Lebensdauerermessung den g-Faktor des gebundenen Elektrons experimentell zu bestimmen.

### Übergangswahrscheinlichkeit

Die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit magnetischer Dipolübergänge in wasserstoffähnlichen Systemen wird in [Fin93,Sch95] und [Sha98] ausgeführt.

Nach der zeitabhängigen Störungstheorie ist die Übergangsrate vom Zustand  $|f\rangle$  in den Zustand  $|i\rangle$  gegeben durch

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f|H'|i\rangle|^2 \rho(E_f). \quad (2.48)$$

Dabei ist  $\rho(E_f)$  die Dichte der Endzustände und  $H'$  der Störoperator. Die Zustände  $|i\rangle$  und  $|f\rangle$  entsprechen den Wellenfunktionen des gesamten Ions mit  $F = I + \frac{1}{2}$  und  $F = I - \frac{1}{2}$ .

Für wasserstoffähnliche Atome findet man in [Sha98]:

$$\Gamma_{F \rightarrow F'} = \alpha \frac{\omega^3 (2F' + 1)(2j + 1)^3}{c^2 3j(j + 1)} \left\{ \begin{matrix} j & F' & I \\ F & j & 1 \end{matrix} \right\}^2 \left[ \int_0^\infty g(r) f(r) r^3 dr \right]^2. \quad (2.49)$$

$\Gamma$  ist die Übergangsfrequenz und  $g(r)$  und  $f(r)$  sind die obere und untere Radialkomponente der Dirac-Wellenfunktion. Die Berechnung der Übergangsrates erfolgt hier unter Vernachlässigung der ausgedehnten Ladungsverteilung. Die Abweichung gegenüber einer punktförmigen Betrachtung des Kernes beträgt nur  $5 \cdot 10^{-4}$ . Damit ergibt sich für einen Punktkern:

$$\int_0^{\text{inf}} g(r)f(r)r^3 dr = \frac{2\kappa E - mc^2}{4mc^2} \frac{\hbar}{mc} \quad (2.50)$$

mit  $E$  für die Dirac-Coulomb Energie

$$E = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 + \left(\frac{\alpha Z}{\gamma + n_r}\right)^2}}. \quad (2.51)$$

Für s-Elektronen erhält man:

$$\frac{E}{m_e c^2} = \gamma \text{ und } \gamma = \sqrt{1 - (Z\alpha)^2} \quad (2.52)$$

$$\Gamma_{F \rightarrow F'} = \alpha \omega^3 \frac{\hbar^2}{m^2 c^4} \frac{4}{27} \frac{I}{2I + 1} [2\gamma + 1]^2 \quad (2.53)$$

Für die Lebensdauer der 1s-HFS an  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  ergibt sich mit  $F=1/2$  und einer Übergangswellenlänge von 1020 nm:

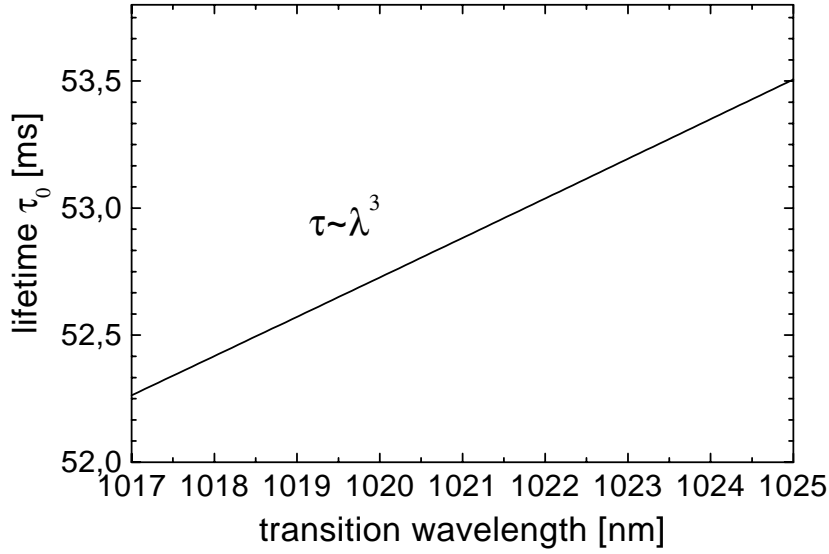
$$\tau = 1/\Gamma = 52,28 \text{ ms} \quad (2.54)$$

Die Unsicherheit für die Berechnung der Lebensdauer ergibt sich aus Gleichung 2.55 und wird in [Sha98] aufgrund der  $\Delta E^3$ -Abhängigkeit mit dem dreifachen Wert der Unsicherheit der Übergangsenergie angegeben. In Abb. 6.13 ist die Lebensdauer als Funktion der Übergangswellenlänge innerhalb des in Frage kommenden "Suchbereiches" angegeben.

### 2.4.1 Der g-Faktor des gebundenen Elektrons

Die Hyperfeinaufspaltung ergibt sich aus der magnetischen Wechselwirkung des Kernmomentes und dem von der Elektronenhülle herrührenden Magnetfeld. Da die Wellenlänge des HFS-Überganges groß gegenüber der geometrischen Ausdehnung des Atomes ist, kann die Übergangswahrscheinlichkeit mit hoher Genauigkeit in einer Dipolnäherung beschrieben werden. Für den Grundzustand wasserstoffähnlicher Systeme läßt sich dann die Übergangsrates in der zu Gl. 2.12 sehr ähnlichen Form angeben [Sha98a]

$$\Gamma = \frac{1}{\tau} = \frac{\alpha \omega^3}{3} \frac{\hbar^2}{m^2 c^4} \frac{I}{2I + 1} \left[ g^{(e)} - g^{(n)} \frac{m_e}{m_p} \right]^2. \quad (2.55)$$



**Abbildung 2.12.** Die berechnete Lebensdauer  $\tau_0$  der 1s-HFS an  $^{207}\text{Pb}$  von dem Hyperfein-niveau  $F=1$  nach  $F=0$  in Abhängigkeit von der Übergangswellenlänge.

Dabei sind  $g^{(e)}$  und  $g^{(n)}$  der g-Faktor des Elektrons bzw. des Kernes und  $m_p$  die Protonenmasse.

Durch diesen direkten Zusammenhang läßt sich also  $g^{(e)}$  durch eine Messung der Übergangsrate bzw. Lebensdauer bestimmen.

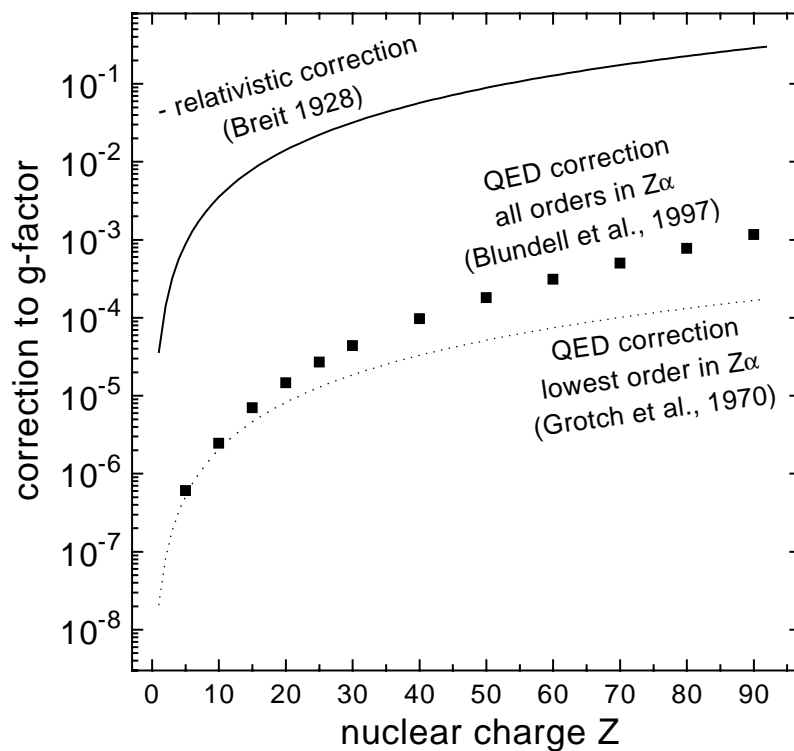
Mit dem g-Faktor des Elektrons wird sein magnetisches Moment  $\mu$  mit dem Spinmoment  $s$  in Verbindung gesetzt. Hier beschreibt  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton und  $\hbar$  die Planck-Konstante.

$$\frac{|\mu|}{\mu_B} = g \frac{|s|}{\hbar} \quad (2.56)$$

Aus der Dirac-Theorie folgt  $g^{(e)}=2$  für ein freies Elektron. Im gebundenen Zustand kann sich  $g^{(e)}$  erheblich davon unterscheiden. Der g-Faktor des gebundenen Elektrons setzt sich dann folgendermaßen zusammen:

$$g^{(e)} = g_0 + \Delta g_{QED} + \Delta g_{nc}. \quad (2.57)$$

$g_0$  gibt den relativistisch korrigierten Wert an,  $\Delta g_{QED}$  beschreibt die Strahlungskorrekturen und  $\Delta g_{nc}$  gibt die Korrekturen aufgrund der Kerngröße an. In Abb. 2.13 sind die Korrekturen als Funktion von  $Z$  aufgetragen, und in Tabelle 2.4 werden numerische Werte für den g-Faktor des 1s Elektrons am wasserstoffähnlichen  $^{207}\text{Pb}$  gegeben.



**Abbildung 2.13.** Die QED-Beiträge und die relativistische Korrektur (ohne Vorzeichen) zum  $g$ -Faktor des  $1s$ -Elektrons als Funktion der Kernladung [Qui98].

**Tabelle 2.4.** Die theoretischen Beiträge zum  $g$ -Faktor des gebundenen Elektrons bei  $^{207}\text{Pn}^{81+}$  [Sha98].

Dirac-Theorie	2,0000
relativistische Korrektur	-0,2651
QED aus [Per97]	+0,0029
Kern-Korrekturen	+0,0005
Theorie (gesamt)	1,7383

# 3 Test der Quantenelektrodynamik

Die Quantenelektrodynamik (QED) stellt eine relativistische Quantentheorie dar, die die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen und Photonen beschreibt, und kann damit die Theorie der Atome mit einer extrem hohen Genauigkeit angeben. Mit der Entdeckung der Energieverschiebung zwischen den  $2s_{1/2}$  und  $2p_{1/2}$  Zuständen im atomaren Wasserstoff durch Lamb und Retherford [Lam47] zeigte sich, daß auch die Dirac-Theorie keine vollständige Beschreibung atomarer Systeme liefert. Die fehlende Entartung dieser beiden Zustände ist heute als Lamb-Shift bekannt und läßt sich im Rahmen der Quantenelektrodynamik erklären.

Hervorragende Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment konnte insbesondere bei leichten atomaren Systemen erreicht werden. Beispiele dafür sind die Messung der HFS und der Lamb-Shift an Wasserstoff [Ess71], Positronium [Rit84,Mil75], Myonium [Mar82] und  $\text{He}^+$  [Sch69].

Der g-Faktor des freien Elektrons konnte mit einer relativen Genauigkeit von  $4 \cdot 10^{-12}$  bestimmt werden [Deh90], wobei die Theorie diesen Wert auf 10 Stellen verifizieren kann [Kin90].

Eine Überprüfung der QED in wasserstoffähnlichen Systemen ist aufgrund der dort einfachen atomaren Struktur von besonderem Interesse. Die 1s-Lamb-Shift konnte mit Doppler-freier Laserspektroskopie bis zu einer Genauigkeit von  $10^{-11}$  gemessen werden [Wei94]. Eine Verschiebung der Energieniveaus aufgrund der QED tritt prinzipiell bei allen atomaren Zuständen auf. Am bedeutendsten sind allerdings die Korrekturen bei den s-Zuständen der innersten Schalen, wenn die durch die radiale Wellenfunktion bestimmte Ladungsdichte am Kernort am größten ist.

Eine besondere Rolle kommt der Untersuchung der Hyperfeinstrukturaufspaltung (HFS) zu, da hier neben der Coulomb-Wechselwirkung auch die magnetische Wechselwirkung zwischen Kern und Elektron zum Tragen kommt. Bei der experimentellen Bestimmung der HFS des Grundzustandes am Wasserstoffatom konnte eine Genauigkeit von  $10^{-13}$  erreicht werden [Hell70, Ess71]. Dieser Meßwert stellt somit eine der am präzisesten gemessenen Größen überhaupt dar und wird mit

$$\nu_{HFS}(1s) = 1420,4057517667(9) \text{ MHz} \quad \text{angegeben.} \quad (3.1)$$

Die Beiträge der QED zur HFS wurden bis zu einer Ordnung  $\alpha^3$  berechnet und sind damit auf  $10^{-5}$  bekannt [Kar96,Kar97] ( $\alpha \approx 1/137 \rightarrow$  Feinstrukturkonstante). Ein Test der QED scheitert hier am Einfluß der Struktur des Protons, da hier die Unsicherheiten größer als die gesamten QED Korrekturen sind.

#### **QED-Korrekturen unter dem Einfluß starker Felder**

Ein Test der (QED) unter dem Einfluß starker Felder scheiterte in der Vergangenheit an den fehlenden experimentellen Voraussetzungen. Durch die Entwicklung neuer Experimentiertechniken, insbesondere durch die Beschleunigertechnik und die Möglichkeiten hochgeladene Teilchen in Speicherringen und Fallen zu speichern, wurde das Experimentierfeld erweitert. Damit wurde es möglich, Wenig-Elektronensysteme bei hoher Kernladungszahl mit Präzisionsmessungen zu untersuchen.

An der GSI in Darmstadt konnte die 1s-Lamb-Shift an H-ähnlichem Uran gemessen werden [Sto96,Bey95]. Dies läßt sich durch die Auswertung des bei der Rekombination emittierten Röntgenspektrums der im ESR gespeicherten Uran-Ionen realisieren. Die Zwei-Elektronen Lamb-Shift an Helium-ähnlichen Ionen wurde an der Super-EBIT am LLNL vermessen [Stö96b].

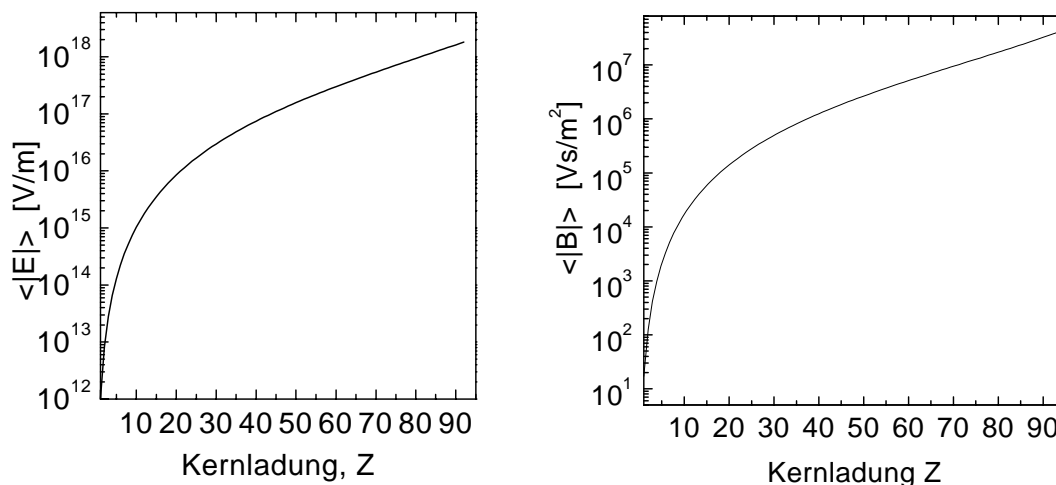
Eine weitere Möglichkeit zum Test von QED-Effekten unter dem Einfluß starker Felder besteht durch die Messung des g-Faktors des gebundenen Elektrons an hochgeladenen Ionen. An der Universität Mainz werden derartige Experimente in einer Penningfalle durchgeführt, wobei vor kurzem eine Messung an H-ähnlichem Kohlenstoff mit einer relativen Genauigkeit von  $10^{-7}$  durchgeführt wurde [Her98]. Untersuchungen bei höherem Z sind geplant [Qui98].

In dieser Arbeit werden die laserspektroskopischen Untersuchungen der 1s-HFS an wasserstoffähnlichen Schwerionen am Speicherring ESR behandelt. Diese Experimente erreichen eine relative Genauigkeit von etwa  $10^{-4}$  und geben zum ersten Mal die Möglichkeit, QED-Korrekturen unter dem gleichzeitigen Einfluß starker magnetischer und elektrischer Felder zu testen<sup>1</sup>.

Die in Kernnähe auftretenden Feldstärken zeigen eine Zunahme mit der dritten Potenz der Kernladung Z (siehe Abb. 3.1). Die Feldstärken sind bei einem  $Z=82$  (Blei) gegenüber dem Wasserstoffatom fast 6 Größenordnungen stärker und weisen an der Kernoberfläche Werte von  $|\mathbf{E}| \approx 10^{19}$  V/cm und eine maximale magnetische Feldstärke von  $|\mathbf{B}| \approx 10^{12}$  Gauß auf. Daher müssen bei der Berechnung der Energieniveaus hochgeladener Ionen die relativen Korrekturen durch die QED-Effekte wesentlich stärker

---

<sup>1</sup>Die in [Her98,Qui98] zitierten g-2 Experimente erfolgen ebenfalls in einem Magnetfeld, doch während es sich dort um ein homogenes äußeres Magnetfeld handelt, weist das bei den HFS-Untersuchungen vom Kern herrührende Magnetfeld einen starken Feldgradienten auf.



**Abbildung 3.1.** Die am Ort des Kernes auftretenden Feldstärken in H-artigen Ionen zeigen eine Zunahme von  $Z=1$  nach  $Z=90$  um 6 Größenordnungen. In der linken Grafik ist die mittlere elektrische Feldstärke  $\langle |E| \rangle$  gezeigt, die ein Elektron im 1s-Zustand erfährt und rechts ist die vom Elektron erzeugte magnetische Feldstärke am Kernort als Funktion der Kernladungszahl  $Z$  dargestellt.

berücksichtigt werden. Beim Wasserstoffatom beträgt die QED-Korrektur zur 1s-HFS etwa  $10^{-4}$ , während sie bei wasserstoffartigen schweren Systemen mit  $Z \approx 80$  im Prozentbereich der Aufspaltungsenergie liegt.

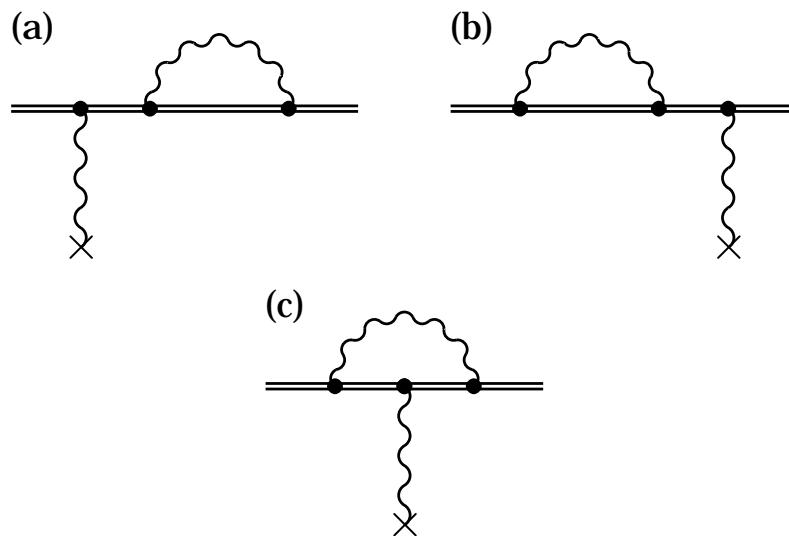
### 3.1 QED-Korrekturen zur 1s-HFS hochgeladener Ionen

Die quantenelektrodynamischen Korrekturen zur Hyperfeinstruktur wasserstoffähnlicher Ionen wird im Rahmen der QED gebundener Systeme in äußeren Feldern behandelt. Die aufgrund von QED-Effekten notwendigen Korrekturen am atomaren Spektrum lassen sich mit der Wechselwirkung des Elektrons mit den Vakuumfluktuationen des elektromagnetischen Strahlungsfeldes erklären und werden daher auch Strahlungskorrekturen genannt.

Die wesentlichen QED-Beiträge gebundener Systeme bestehen aus der Selbstenergie (Abb. 3.2) und der Vakuumpolarisation (Abb. 3.4).

### 3.1.1 Selbstenergie

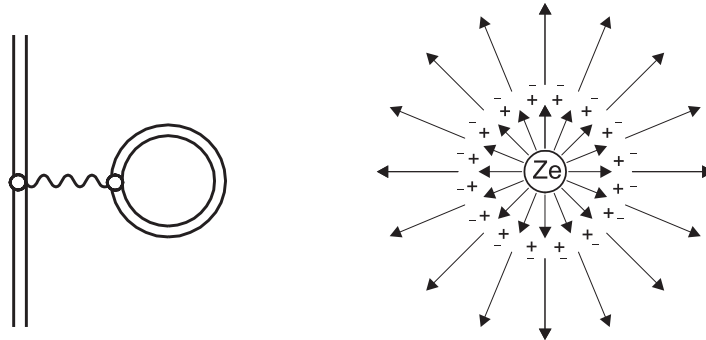
Die Selbstenergie des Elektrons wird als wichtigster, aber auch als am schwierigsten zu berechnender Effekt angesehen [Per93]. Bei der Berechnung der Energieeigenwerte führt sie zu einer Verminderung der Bindungsenergie, die sich bei der HFS mit einer kleineren Aufspaltung äußert. Dies kann mit der Emission und Reabsorption eines virtuellen Photons interpretiert werden, was jedoch in der klassischen Theorie zu einer unendlichen Masse und somit zu einem unendlichen Selbstenergiebeitrag führt [Hei54]. Mit der Methode der sogenannten "Renormierung" der Elektronenmasse konnte dieses Problem gelöst werden [Bet47]. Das in Abb. 3.2 gezeigte Feynman-Diagramm entspricht der Selbstenergie. Die doppelte Linie steht für das gebundene Elektron und ist das graphische Äquivalent zu Elektronenwellenfunktionen und -propagatoren im äußeren Feld. Mit der geschlängelten Linie wird die Emission und Absorption eines virtuellen Photons beschrieben. Die Kreuze symbolisieren die Ankopplung an ein externes Feld, hier das vom Kern resultierende Magnetfeld, das die Hyperfeinwechselwirkung hervorruft.



**Abbildung 3.2.** Die Feynman-Diagramme für die Selbstenergie zur HFS-Aufspaltung in erster Ordnung im Magnetfeld: a) und b) sind die äußeren Korrekturen und c) ist die exakte Vertexkorrektur [Sch95].



### 3.1.2 Vakuumpolarisation

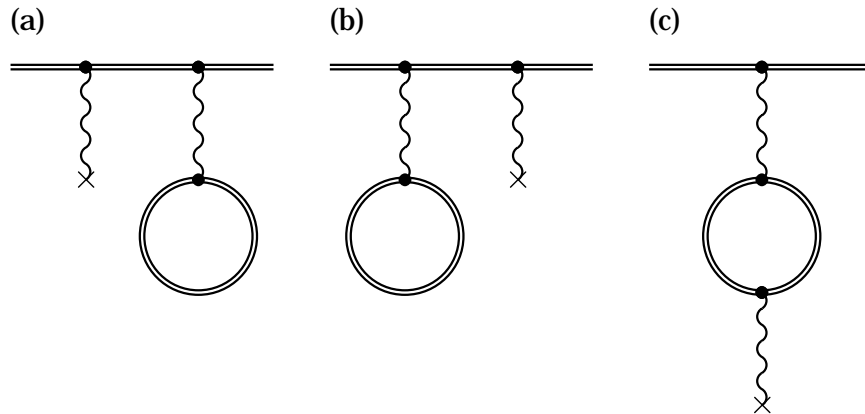


**Abbildung 3.3.** Anschauliche Darstellung für die Polarisation des Vakuums.

Als Vakuumpolarisation wird die Energieverschiebung bezeichnet, die sich aus der Wechselwirkung des Elektrons mit einem virtuellen Positron-Elektron-Paar ergibt [Hei54]. Absorbiert ein Elektron aus dem negativen Energiekontinuum (Dirac-See) ein Photon mit einer Energie  $\hbar\omega \leq 2mc^2$ , erfolgt ein Übergang in den positiven Energiebereich. Der Dirac-See hat damit ein Teilchen mit negativer Ladung verloren, und das Loch erscheint damit als Teilchen mit positiver Ladung, d.h. als Positron. Die Existenz der erzeugten Elektron-Positron-Paare ist von sehr kurzer Dauer und ist durch die Heisenbergsche Unschärferelation begrenzt. Während ihrer Lebensdauer erzeugt das Paar eine Störung des Vakuums. Das Positron wird im elektrischen Feld des Atomkernes abgestoßen und das Elektron angezogen. Dadurch erfolgt eine Polarisierung des Vakuums. Die Elektronen in einem atomaren System spüren die Wirkung, d.h. die Vakuumpolarisation muß als eine Korrektur zum Coulomb-Potential betrachtet werden. Das entsprechende Feynman-Diagramm ist in Abb. 3.4 gezeigt. Die doppelten Linien symbolisieren wieder exakte Wellenfunktion im Coulombfeld und die Kreuze stehen für die Ankopplung an das Magnetfeld.

Die Vakuumpolarisation erster Ordnung kann in drei Anteile zerlegt werden:

- Uehling-Term:  
Der Uehling-Term [Ueh35] stellt den dominierenden Anteil der Vakuumpolarisation dar. Dieser Term beschreibt die Wechselwirkung zwischen dem gebundenen Elektron und allen Elektron-Positron-Paaren, die genau einmal mit dem Kern wechselwirken.
- Die Wichmann-Kroll-Korrektur:  
Dieser Term [Wic56] gibt die Wechselwirkung an zwischen dem gebundenen Elektron und all denen Elektron-Positron-Paaren, die mehr als einmal mit dem Kern



**Abbildung 3.4.** Die Feynman-Diagramme für die Vakuumpolarisation in 1. Ordnung zur HFS-Aufspaltung. Die Kreuze stehen hier für die Wechselwirkung mit dem Magnetfeld. a) und b) sind die äußeren Vakuumpolarisationskorrekturen und c) ist die exakte "Loop"-Korrektur zur Hyperfeinwechselwirkung [Sch95].

wechselwirken. Dieser Beitrag ist viel kleiner gegenüber dem Uehling-Term (etwa  $1/10$  bei  $Z \approx 80$ ) und hat das umgekehrte Vorzeichen.

- "zero potential" Term:  
Dieser Term bezeichnet die Wechselwirkung zwischen dem gebundenen Elektron und allen nicht gestörten positiven und negativen Zuständen, wobei die Beiträge der positiven Zustände sich gegen die der negativen aufheben.

### 3.1.3 Numerische Resultate der QED-Rechnungen zur HFS

Die ersten Berechnungen der QED-Korrekturen zur Hyperfeinstruktur wurden für das Wasserstoffatom vorgenommen, da hier seit langem Meßergebnisse mit hoher Präzision vorlagen. Die Ergebnisse dazu wurden in [Sch95] zusammengefaßt.

Die grundlegenden Rechnungen in [Kar52] und [Kro52] wurden mit nichtrelativistischen Wellenfunktionen durchgeführt, und die QED-Korrekturen werden als Korrekturen bis zu der Ordnung  $\alpha(Z\alpha)$  zur bereits relativistisch korrigierten (klassischen) Fermi-Formel angegeben (siehe Kapitel 2.1, Gl. 2.8)

$$\Delta E_{Fermi} = \frac{8\pi}{3} \mu_I \vec{s} \vec{I} |\psi_s(0)|^2 \quad (3.2)$$

mit der Breit-Korrektur:

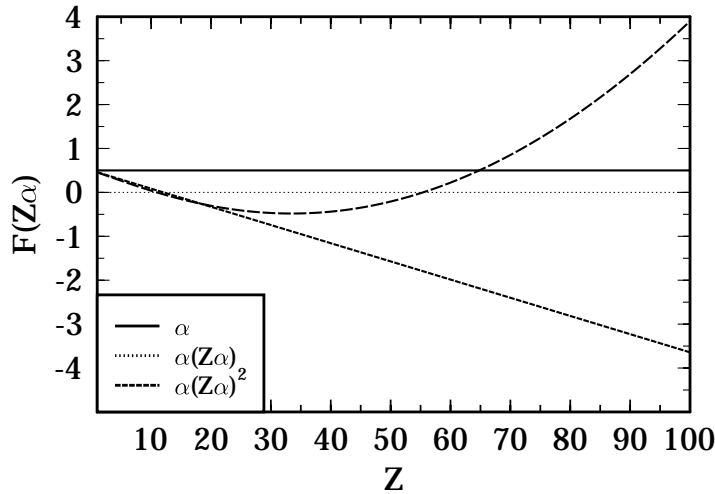
$$\Delta E_0 = \Delta E_{Fermi-Breit} = \Delta E_{Fermi} \cdot \left(1 + \frac{3}{2}(Z\alpha)^2\right) \quad (3.3)$$

Als Korrektur in erster Ordnung ergibt sich:

$$\Delta E^{(1)} = \Delta E_0 \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} - \frac{1}{2}(Z\alpha)(5 - 2\ln 2)\right) \quad (3.4)$$

Später wurde dieses Resultat mit Korrekturtermen proportional zu  $\alpha(Z\alpha)^2$  erweitert [Zwa61],[Bro66],[Sap83]:

$$\begin{aligned} \Delta E^{(1+2)} = & \frac{\alpha(Z\alpha)^2}{\pi} \Delta E_0 \left(-\frac{2}{3} \ln^2(1/(Z\alpha)^2) + \right. \\ & \left. \left(\frac{37}{72} + \frac{4}{15} - \frac{8}{3}(\ln 2)\ln(1/(Z\alpha)^2) + (14, 88)\right)\right) \end{aligned} \quad (3.5)$$



**Abbildung 3.5.** Die QED-Beiträge zur Hyperfeinstruktur als Reihenentwicklung bis zur Ordnung  $\alpha$ ,  $\alpha(Z\alpha)$  und  $\alpha(Z\alpha)^2$  [Sch95]. Die Funktionen zeigen bei einem  $Z \geq 20$  ein sehr unterschiedliches Verhalten, weshalb sich hier für höhere Ordnungen in  $(Z\alpha)$  keine Voraussagen treffen lassen.

Bei der Berechnung der QED-Korrekturen in extrem starken elektrischen und magnetischen Feldern sind die Rechenmethoden, die bei der Berechnung leichter Systeme Verwendung fanden, nicht mehr ausreichend. Bei niedrigem  $Z$  kann das Feld des Kernes als

Störung der Wellenfunktion der Schrödinger- bzw. Dirac-Gleichung betrachtet werden, und es kann eine Entwicklung nach der effektiven Kopplungskonstanten  $Z\alpha$  erfolgen ( $\alpha$ : Feinstrukturkonstante). In der Blei-Gegend ist  $Z\alpha \approx 0,6$ , und eine Reihenentwicklung ist nicht mehr möglich, da die Reihe zu langsam konvergiert. Bei den wasserstoffähnlichen Systemen bei hoher Kernladung kann daher kein störungstheoretischer Ansatz mehr erfolgen, sondern es mußten Rechenmethoden entwickelt werden, die den Elektronenpropagator in allen Ordnungen in  $Z\alpha$  beschreiben. Derartige Rechnungen wurden bereits zur präzisen Berechnung der Lamb-Shift an hochgeladenen Ionen durchgeführt. Die Hauptschwierigkeit bei der Berechnung der QED-Korrekturen liegt in der komplizierten analytischen Form des Propagators für das gebundene Elektron. Hier sind die Möglichkeiten zur Separation der divergenten Terme für Masse und Ladung beschränkt, die sich gegenseitig aufheben würden.

Zur Berechnung der QED-Korrekturen der Hyperfeinstrukturaufspaltung werden zunächst die renormierten (d.h. endlichen) Korrekturen der Lamb-Shift für die Selbstenergie und der Vakuumpolarisation berücksichtigt. Man betrachtet den Einfluß des Magnetfeldes als kleine Störung und wendet die Methoden der Störungstheorie auf die bekannten QED-Korrekturen an.

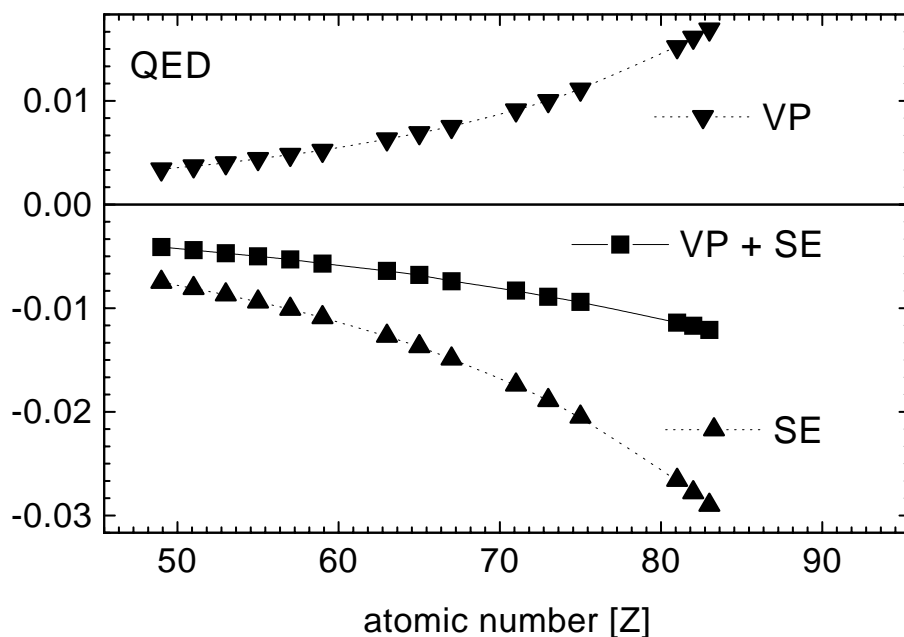
Eine Überprüfung dieser neuen Rechenmethoden erfolgte in einem Vergleich der Ergebnisse für niedrig geladene Systeme mit den Ergebnissen aus Reihenentwicklungen. In [Sun98] findet man numerische Resultate bis  $Z=10$ .

Die Berechnung der QED Korrekturen zur  $1s$ -HFS an wasserstoffähnlichen Schwerionen wird für ihre beiden Komponenten, die Vakuumpolarisation und die Selbstenergie separat durchgeführt. Während zum Zeitpunkt des Wismut-Experimentes nur Ergebnisse für die Berechnung der Vakuumpolarisation abgeschlossen waren [Sch95], liegen inzwischen numerische Ergebnisse für die hier behandelten Meßkandidaten Blei und Wismuth [Sha97,Blu97,Sun98] unabhängigen Rechnungen für die Vakuumpolarisation und die Selbstenergie vor. Die Ergebnisse sind für Blei und Wismut in Tabelle 3.1 gezeigt.

**Tabelle 3.1.** Die QED-Korrekturen zur  $1s$  HFS in eV aus unabhängigen Rechnungen.

Ion	Referenz	SE	VP	SE+VP
$^{209}\text{Bi}^{82+}$	[Sha97]	-0,06207	0,0343	-0,0278
	[Per96],[Sun98]	-0,06196	0,0317	-0,0303
	[Blu97]	-0,06210	–	–
$^{207}\text{Pb}^{81+ (*)}$	[Sha97]	-0,0150	0,0082	-0,0068
	[Per96][Sun98]	-0,01496	0,00759	-0,00737

(\*) unter Verwendung von  $\mu=0,59258\mu_N$  aus [Lut71]



**Abbildung 3.6.** Die QED-Korrekturen zur 1s-HFS wasserstoffähnlicher Ionen. Die Werte auf der Ordinatenachse entsprechen dem Korrektur-Beitrag  $X_{QED}$  nach Gl. 2.18 auf Seite 12. Die Selbstenergie (SE) führt zu einer Verringerung der Aufspaltung, während die Vakuumpolarisation (VP) einen positiven Beitrag liefert. Zusätzlich ist der effektive Beitrag (VP + SE) gezeigt, der bei hohem Z im Prozentbereich der HFS liegt.

### Vakuumpolarisation

Die Berechnung der Vakuumpolarisation wurde zuerst von S. Schneider et al. durchgeführt [Sch95]. Später wurden unabhängig davon nach Rechnungen von V. Shabaev et al. Ergebnisse veröffentlicht, die eine gute Übereinstimmung zeigten [Sha96]. Die aktuellsten Werte findet man in [Sun98], wo die erste vollständige Berechnung der Wichmann-Kroll-Korrektur erfolgte. P. Sunnergren berechnete hier auch den "magnetic loop" der Wichmann-Kroll-Korrektur, der einen unerwartet großen Beitrag liefert und bei früheren Rechnungen vernachlässigt wurde. So findet man zwischen den Resultaten aus [Sha97] und [Sun98] eine Differenz von fast 10 %, die aber insgesamt zu einer nur 0,1 % großen Abweichung in der HFS-Aufspaltung führt.

### Selbstenergie

Die ersten Ergebnisse für die Selbstenergie wurden von Persson, Schneider et al. [Per96] veröffentlicht, wobei hier bereits ein endlich ausgedehntes Kernvolumen berücksichtigt wurde. Die von V. Shabaev, v. Yerokhin et al. in [Yer97] durchgeführten Rechnungen

zeigen Abweichungen von weniger als 1%. Weitere Rechnungen von Blundell, Cheng und Saphirstein sind in [Blu97] zu finden, deren Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit den in [Sha97] und [Sun98] veröffentlichten Werten sind. Der Formalismus zur Berechnung der Korrekturen war bei diesen Gruppen sehr ähnlich, doch wurden dabei unterschiedliche numerische Techniken verwendet [Sha98]. Bei einem Vergleich der Ergebnisse für die Selbstenergie findet man hervorragende Übereinstimmung, wobei die relativen Unterschiede bei einigen zehntel Prozent liegen.

Für die hier aufgeführten numerischen Resultate wird ein relativer Fehler von etwa 1% erwartet. Während die Effekte der QED die HFS-Aufspaltung insgesamt um etwa 1% verringert, erhöhen sich damit die Unsicherheiten der HFS um weniger als  $10^{-4}$  [Sun98].

### 3.1.4 Der Einfluß der Kernstruktur auf die QED-Korrekturen

Die von V. Shabaev et al. durchgeführte Berechnung der Selbstenergie wurde zuerst für eine Punktkernnäherung angegeben [Sha96]. Später erfolgten Rechnungen unter Berücksichtigung endlich ausgedehnter Kerne [Yer97], wobei man bei einem  $Z=83$  eine 22% geringere Korrektur fand.

In [Sun98] wurde untersucht, wie sich eine ausgedehnte Magnetisierungsverteilung auf die Strahlungskorrekturen der 1s-HFS auswirken. Die Ergebnisse aus dem Punktdipol-Modell, einer über das Kernvolumen homogenen Magnetisierung ( $n=0$ ) und einer mehr auf den Kernrand betonten Magnetisierung ( $n=2$ ) sind für  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  in Tab. 3.2 dargestellt, wobei der Parameter  $n$  in [Fin93] definiert wird (siehe Abb. 2.8).

**Tabelle 3.2.** Die QED-Korrekturen zur 1s-HFS bei unterschiedlichen Magnetisierungsverteilungen in eV (siehe Abb. 2.8). [Sun98]

Ion	$\Delta E_{Fermi}$	Modell	SE	VP	SE+VP
$^{207}\text{Pb}^{81+}$ (*)	pnt	1,2755	-0,01496	0,00759	-0,00737
	n=0	1,2526	-0,01444	0,00715	-0,00729
	n=2	1,2486	-0,01434	0,00707	-0,00727

(\*) unter Verwendung von  $\mu=0,59258\mu_N$  aus [Lut71]

Die relativen Unterschiede betragen für die Vakuumpolarisation weniger als 4% und für die Selbstenergie etwa 7%. In der Summe gleichen sich die beiden Effekte fast vollständig aus, so daß sich nur noch ein relativer Unterschied von 1,3% bei der gesamten QED-Korrektur ergibt.

# B

## Messung der 1s-HFS an $^{207}\text{Pb}^{81+}$

In diesem Teil der Arbeit wird die Durchführung der Messung zur Grundzustandshyperfeinstruktur an wasserstoffähnlichem  $^{207}\text{Pb}$  vorgestellt. Zunächst wird die Erzeugung und Speicherung wasserstoffähnlicher Schwerionen an der GSI erläutert, wobei eine ausführliche Beschreibung des Experimentier-Speicher-Ringes ESR gegeben wird. Dort erfolgte die experimentelle Durchführung, wobei hier Entwicklungsarbeiten zur Laseranregung und zum Fluoreszenzlichtnachweis durchgeführt worden sind.

Ein herausragendes Merkmal des experimentellen Teils der Arbeit stellt die Entwicklung einer neuen Meßmethode dar, mit der eine höhere Effizienz bei der Laseranregung und beim Nachweis ein besseres Signal-zu-Untergrund-Verhalten erreicht wird. Abschließend werden die experimentellen Ergebnisse im Vergleich mit den theoretischen Resultaten diskutiert.





# 4 Experimentelle Grundlagen

## 4.1 Erzeugung und Speicherung wasserstoffähnlicher schwerer Ionen

Die Untersuchung fundamentaler Wechselwirkungen unter dem Einfluß starker elektromagnetischer Felder kann man optimal an hochionisierten schweren Atomen durchführen. Die Schwierigkeit bei der Erzeugung derartig hochgeladener Ionen, wie sie sonst nur in der Materie heißer Sternplasmen auftreten, ist es die hohe Bindungsenergie der inneren Elektronenschalen zu überwinden. Die Ionisationsenergie skaliert quadratisch mit der Kernladungszahl  $Z$  und berechnet sich – nicht relativistisch – für  $n=1$ :

$$E_{\text{Ionisation}} = -\frac{me^4}{2\hbar} Z^2 = 13,6 \text{ eV} \cdot Z^2 \quad (4.1)$$

Bei den schweren Elementen sind die K-Schalen stärker gebunden als dies in der nichtrelativistischen Näherung angegeben wird. Zur Herstellung von wasserstoffähnlichem Blei muß zur Ionisation des K-Schalenelektrons im Vergleich zu den bekannten 13,6 eV beim atomaren Wasserstoff eine Bindungsenergie von 105 keV überwunden werden.

Die Produktion wasserstoffähnlicher oder auch vollständig ionisierter Schwerionen kann mit prinzipiell unterschiedlichen Methoden erfolgen.

An der Beschleunigeranlage der GSI werden dazu niedrig geladene Ionen sukzessive zu immer höherer Energie beschleunigt, so daß sie beim Durchdringen von gasförmigen und festen Targets ihre Elektronenhülle verlieren. Zu einer vollständigen Ionisation von Atomen mittels Schwerionenstoß ist eine Projektilenergie notwendig, die etwa dem Produkt aus Bindungsenergie und dem Verhältnis von atomarer Masseneinheit zur Elektronenmasse entspricht (Bohrsches Kriterium).

$$E_P = M/m \cdot E_{\text{Bin}} \text{ mit } E_{\text{Bin}}(\text{Pb})=105 \text{ keV und } M/m=1823 \Rightarrow 200 \text{ MeV/Nukleon}$$

Bei einer anderen Methode werden mit einem hochenergetischen Elektronenstrahl durch elastischen Stoß die am Kern gebundenen Elektronen abgetrennt. Dies geschieht

in einer Penning-Ionenfalle, in der auch die produzierten Ionisationszustände gespeichert werden. Am Lawrence Livermore National Laboratory, USA, konnte mit der sogenannten Super-EBIT (Electron Beam Ion Trap) ebenfalls vollständig ionisiertes Uran nachgewiesen werden, allerdings mit nur sehr kleinen Teilchenzahlen [Mar94]. Eine Reduzierung der *Temperatur* der Teilchen wird mit unterschiedlichen Verfahren erreicht (Elektronenkühlung, Laserkühlung, sympathetisches und stochastisches Kühlen; siehe Abschnitt 4.2.2). Dies erlaubt die Erhöhung der Phasenraumdichte der gespeicherten Teilchen oder die Durchführung von Präzisionsexperimenten an extrem *kalten* Ionen [Mer98].

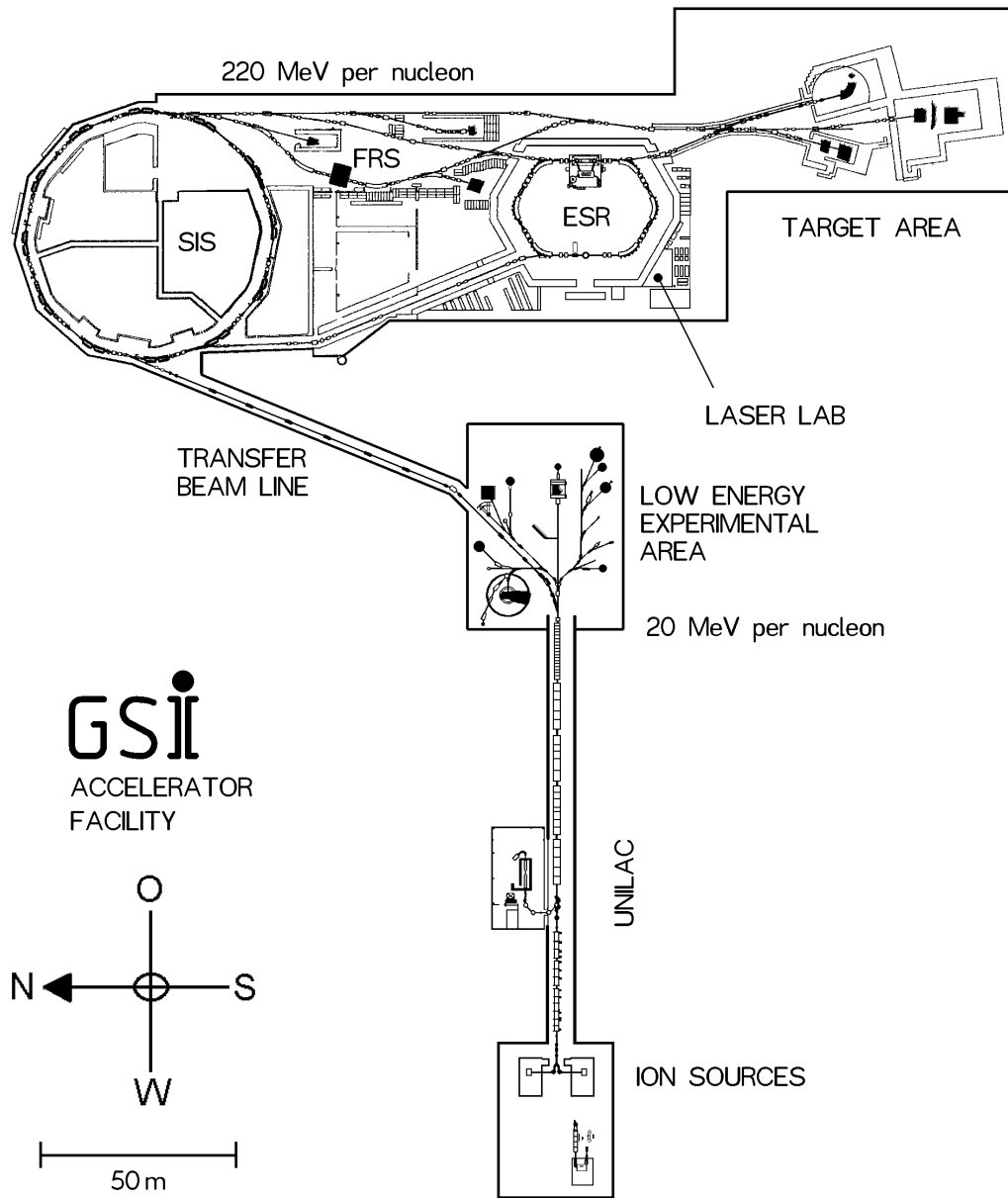
Erst die Möglichkeit, hochgeladene Ionen, aber auch andere exotische Teilchen wie Antiprotonen oder radioaktive Isotope zu speichern, erlaubt lange Untersuchungszeiten, die zur Durchführung von Präzisionsexperimenten notwendig sind [Bosch96]. Geladene Teilchen können in einer Falle oder einem Speicherring mit elektrischen und magnetischen Feldern in einem begrenzten Volumen eingeschlossen werden, wobei die Speichermethode an die Methode zur Erzeugung des zu untersuchenden Teilchens abgestimmt sein muß.

Bei der GSI können die bei hoher kinetischer Energie (ca. 220 MeV/Nukleon) erzeugten Ionen in den Speicherring ESR transferiert und zur Erhöhung der Intensität akkumuliert werden. Die Speicherung hochgeladener Ionen in einer Falle bei niedriger kinetischer Energie kann derzeit nur an der EBIT erfolgen, ist aber zukünftig nach einer Abbremsung im Beschleuniger an der GSI vorgesehen [Qui97].

Die im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden am Experimentierspeicher-Ring ESR der GSI durchgeführt.

## 4.2 Die Beschleunigeranlage der GSI

Die Beschleunigeranlage der GSI (siehe Abb. 4.1) wurde zur Erzeugung, Beschleunigung und Untersuchung schwerer Elemente bzw. Isotope errichtet. Es lassen sich Ionen bis zu 1 GeV/Nukleon beschleunigen und dabei Ladungszustände bis hin zu nacktem Uran erzeugen. Es sollen hier kurz die Komponenten erläutert werden, die zur Erzeugung und Speicherung von wasserstoffähnlichem  $^{207}\text{Pb}$  benötigt werden. In einer Penning-Ionenquelle wird Blei in einem "Sputter"-Verfahren schwach ionisiert, und bei dem Transfer zur ersten Beschleunigungsstufe wird das gewünschte Isotop in einem Dipolmagnet selektiert. Da natürlich vorkommendes Blei das Isotop 207 nur zu 22 % enthält, kann zur Erhöhung der Intensität die Ionenquelle mit angereichertem Blei



**Abbildung 4.1.** Die Beschleunigeranlage der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH. Zur Erzeugung wasserstoffähnlicher Pb-Ionen wird das in den Ionenquellen leicht ionisiert. Anschließend werden die mehrfach geladenen Pb-Ionen zunächst im Linearbeschleuniger (UNILAC) und dann im Synchrotron SIS sukzessive beschleunigt. Beim Transfer zum ESR werden die Ionen bei einer kinetischen Energie von 220 MeV/Nukleon gestrippt, und die  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  Fraktion wird im ESR akkumuliert und gekühlt. Diese Ionen können mit den Methoden der Laserspektroskopie untersucht werden.

geladen werden<sup>1</sup>. In dem ca. 120 m langen Linearbeschleuniger (UNILAC) werden die Ionen auf bis zu 20 MeV/Nukleon beschleunigt. Dies erfolgt zuerst über eine "Wideröe"-Beschleunigerstruktur. Dadurch erfolgt eine weitere Ionisation, wobei nur ein Ladungszustand in einer "Alvarez"-Beschleunigerstruktur und nachfolgenden Einzelresonatoren weiterbeschleunigt wird. Die hier erreichte Energie ist nicht für eine vollständige Ionisation ausreichend. Über eine 150 m lange Transferstrecke kann man die Ionen in das 1990 fertiggestellte Schwer-Ionen-Synchrotron (SIS) einspeisen. Das SIS hat einen Umfang von 216 m und besitzt zwei Hochfrequenzbeschleunigerstrecken. Hier wird der Ionenstrahl zu vier Teilchenpaketen (Bunche) komprimiert und dann sukzessive zur gewünschten Energie beschleunigt. Ein Beschleunigungszyklus dauert ca. 1 s. Zur Erzeugung von wasserstoffähnlichem Blei werden die etwa 70-fach geladenen Ionen durch eine Kupferfolie mit einer Dichte von  $50 \text{ mg/cm}^2$  geschossen. Eine optimale Ausbeute von ca. 40 % wasserstoffähnlicher Ionen erfolgt bei 238 MeV/Nukleon [Stö98], wobei diese dann im Experimentierspeicherring ESR akkumuliert werden.

### 4.2.1 Der Experimentierspeicherring ESR

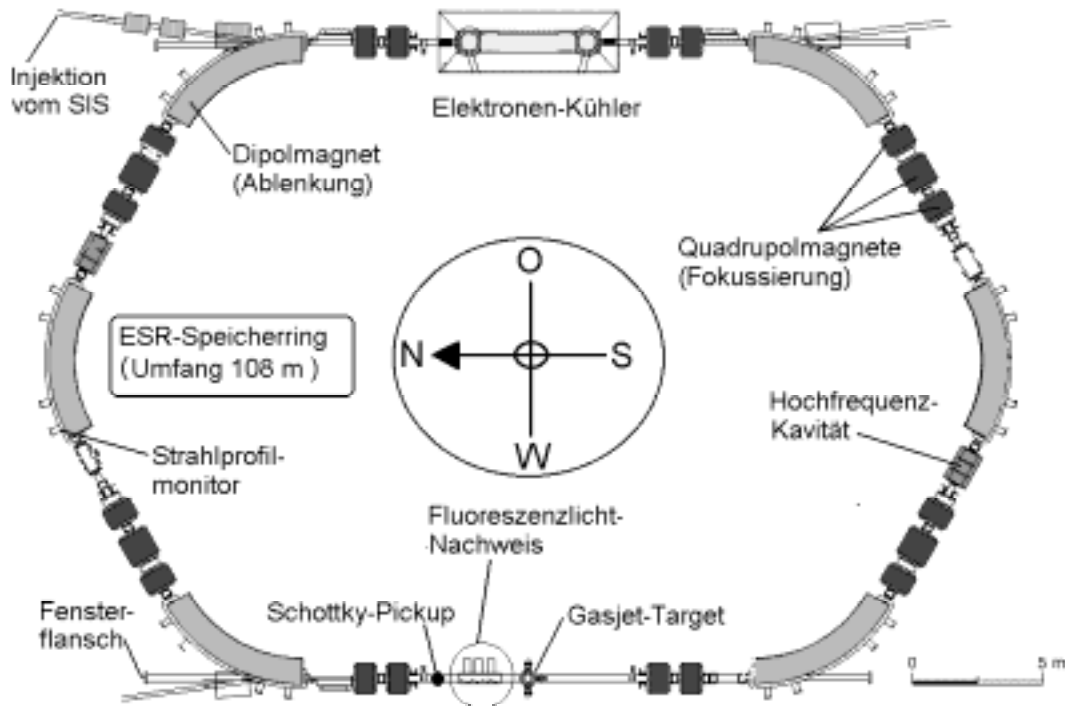
Der ESR hat mit 108,36 m genau den halben Umfang des Schwerionensynchrotrons SIS. Von den vier im SIS beschleunigten "Bunchen" können innerhalb eines Extraktionszyklus mit Hilfe eines schnellen *Kickermagneten* jeweils zwei in den ESR injiziert werden. Die Speicherung des gewünschten Ladungszustandes im ESR erfolgt bei der durch das SIS vorgegebenen kinetischen Energie [Fra87].

**Tabelle 4.1.** Aufstellung einiger Parameter des Experimentierspeicherrings ESR.

Umfang	108,36 m	Rf-Cavities	2
mittlerer Radius	17,246 m	Frequenzbereich	0,8-5 MHz
Apertur	250 mm	Spannung	5 kV
Dipolmagnete	6	Betatrontune $Q_x; Q_y$	2,31; 2,27
Ablenkwinkel	60°	Transitionsenergie $\gamma_{tr}$	2,66
Anlenkradius	6,25 m	Ionenstrahl	C <sup>6+</sup> -U <sup>92+</sup>
max. Feldstärke	1,6 T	kinet. Energie	50-370 MeV/u
max. Rampgeschwindigkeit	1 T/s	Strom	bis 4 mA (Pb <sup>81+</sup> )
Quadrupolmagnete	20	Vakuum	$5 \cdot 10^{-11}$ mbar
max. Feldgradient	6,1 T/m	Ausheiztemperatur	300°C

Das Verfahren des Speicherns gestaltet sich dabei in einen periodischen Prozeß. In

<sup>1</sup>Die Verwendung von angereicherten Ionenquellen ist mit hohen Beschaffungskosten verbunden. Für das im Feb./95 durchgeführte Experiment wurden 20 g des zu 92 % angereicherten <sup>207</sup>Pb angeschafft. Die Kosten lagen bei DM 5,70/mg [Lei99]



**Abbildung 4.2.** Der Experimentierspeicherring ESR mit seinen wichtigsten Komponenten. Für die meisten Messungen wurden die Ionen auf der Seite des Elektronen-Kühlers mit dem Laserstrahl kollinear angeregt und auf der gegenüberliegenden Seite wurde das Fluoreszenzlicht nachgewiesen.

einem im SIS beschleunigten Bunch befinden sich typischerweise  $10^7$  Teilchen, wobei sich aufgrund der SIS-Emitanz sich eine Injektionseffizienz von etwa 10 % ergibt. Der noch recht heiße Strahl im ESR wird dann elektronengekühlt und dabei auf seine "Soll-Bahn" (die durch die ionenoptischen Magnetfeldeinstellung festgelegt ist) gebracht. Nach etwa 20 s erfolgt dann eine erneute Injektion, und die Ionen können akkumuliert werden. Dieser Prozeß nimmt nur anfänglich linear zu und geht in Sättigung, wenn die gleichzeitig auftretenden Verlustprozesse (siehe Kap.6.6.1) genauso groß wie der Gewinn an Ionen pro Injektionszyklus ist. Bei der 1997 durchgeführten Strahlzeit konnten maximal  $2 \cdot 10^8$  wasserstoffähnliche Blei-Ionen gespeichert werden.

In Abb. 4.2 ist der ESR mit seinen zum Speicherbetrieb notwendigen Komponenten und Diagnoseeinrichtungen dargestellt. Geometrisch ist der ESR als langgestrecktes Sechseck aufgebaut. Die sechs  $60^\circ$  Dipolmagnete haben eine maximale magneti-

sche Steifigkeit von 10 Tm und begrenzen damit die Ionenenergie im ESR auf z.B. 550 MeV/u für  $U^{92+}$ . Mit zusätzlichen ionenoptischen Elementen wird der Ionenstrahl über magnetische Linsen, die als sechs Quadrupol-Triplets und -Duplets ausgebildet sind, auf der Sollbahn gehalten. Die Teilchen führen bei ihrem Umlauf im Speicherring kleine Schwingungen, die sogenannten "Betatronschwingungen", um die ideale Sollbahn aus. Die Betatronoszillation (Abb.4.3), die die Amplitude der Schwingung am Bahnort (s) in einer transversalen Koordinate (x) beschreibt, setzt sich zusammen aus der Amplitudenfunktion  $\beta_x(s)$ , die durch die magnetischen Führungsfelder bestimmt ist, und der Emittanz  $\epsilon_x$  des Strahls.

Die Anzahl der Perioden der Betatronschwingungen pro Umlauf wird als "Tune"  $Q_x$  bezeichnet.

$$Q_x = \frac{1}{2\pi} \oint_c \frac{1}{\beta_x(s)} ds \quad (4.2)$$

Um keine resonanten Verstärkungen von Bahnstörungen zu erhalten, darf  $Q$  keine rationale Zahl sein, da sonst die Teilchen bei jedem Umlauf eine phasengleiche Auslenkung erfahren würden.

Abweichungen von dem Sollimpuls  $p_o$  führen zu einer anderen Umlaufbahn, die in einer Änderung der Umlauffrequenz resultieren. Aus der longitudinalen Impulsunschärfe ergibt sich die folgende Frequenzverteilung:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \left( \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_{tr}^2} \right) \cdot \frac{\Delta p}{p_0} \quad (4.3)$$

Der Proportionalitätsfaktor ergibt sich aus der relativistischen Impuls-Geschwindigkeitsbeziehung und dem  $\gamma_{tr}$ , das als "transition- $\gamma$ " bezeichnet wird. Es ist meist identisch mit dem horizontalen Tune  $Q_x$ .

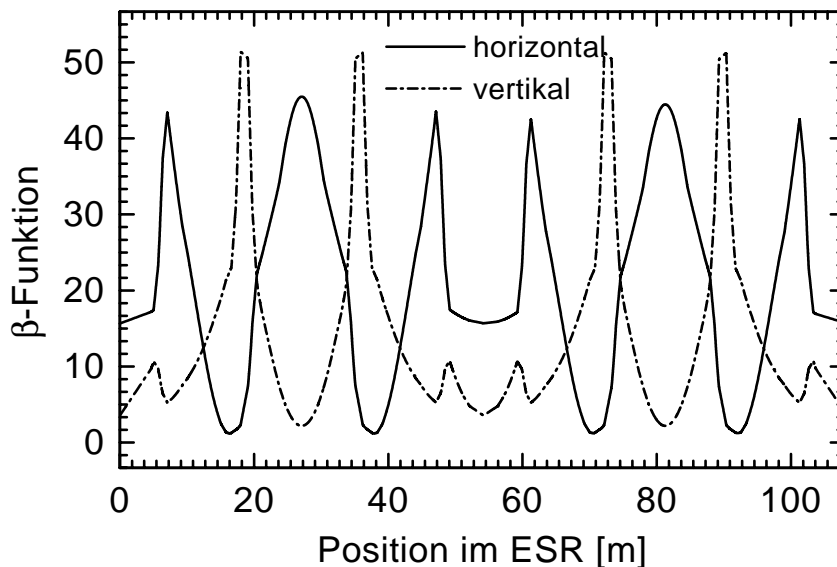
Bei den Laserexperimenten am ESR sind die Kenntnisse über den Ionenstrahldurchmesser und die Impulsverteilung der Ionen von großem Interesse. Die maximale transversale Auslenkung der Ionen an der jeweiligen Position im Speicherring erhält man durch das Produkt aus der Emittanz und der Funktion der "Betatronoszillationen". Die transversalen Emittanzen und die longitudinale Impulsbreite wurden am ESR für eine große Anzahl unterschiedlicher Ionensorten in Abhängigkeit von Ionen- und Elektronenstrom gemessen [Ste94]. Davon ausgehend wird in [Win96] eine funktionelle Abhängigkeit bei einer Ionenenergie vom 250 MeV/u und einen Elektronenstrom von 250 mA angegeben:

$$\epsilon_x = 7,7 \cdot 10^{-6} \text{ mm mrad} \cdot N^{0,6} \quad (4.4)$$

$$\epsilon_z = 4 \cdot 10^{-5} \text{ mm mrad} \cdot N^{0,48} \quad (4.5)$$

$$\frac{\Delta p}{p} = 6,8 \cdot 10^{-7} \cdot N^{0,27} \quad (4.6)$$

Die Ausdehnung des Ionenstrahls beträgt dann auf den beiden Experimentierstrecken – in Abb.4.3 an Position 0 m und 54 m– bei einer typischen Teilchenzahl von  $1 \cdot 10^8$  mit  $\epsilon_x = 0,48$  und  $\beta_x = 16$  transversal 7,8 mm und mit  $\epsilon_z = 0,69$  und  $\beta_z = 4$  vertikal 2,8 mm.



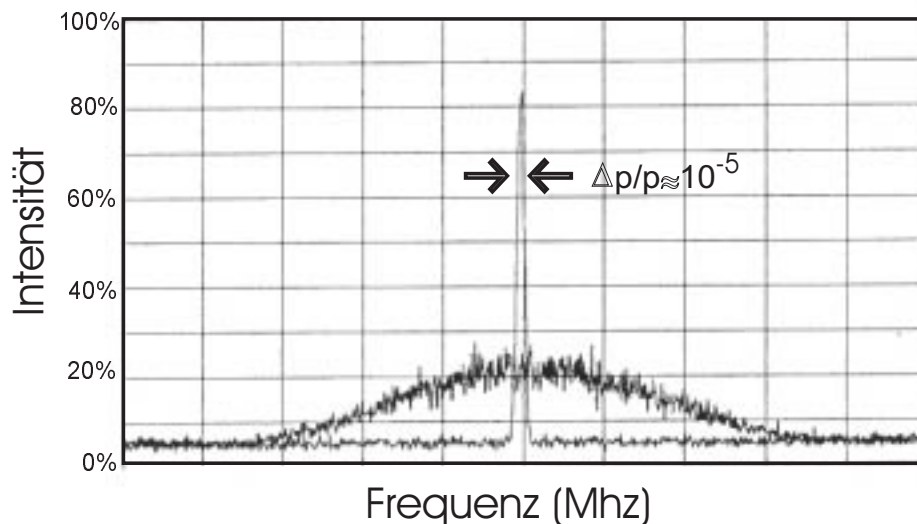
**Abbildung 4.3.** Die horizontale und vertikale Betafunktion entlang des Speicherringes. Der Elektronenkühler liegt im Bereich 50-60 m und der Fluoreszenzlichtnachweis bei der Position -2 m bzw. bei 106 m. Die maximale transversale Auslenkung der Ionen an der jeweiligen Position im Speicherring erhält man durch das Produkt aus der Emittanz und der Funktion der "Betatronoszillationen".

Auf der östlichen Längsseite des ESR befindet sich der Elektronenkühler (in der Abb.4.1 und 4.2 oben), mit dem eine Reduzierung der Impulsverteilung der gespeicherten Ionen erreicht wird. Mit einer im ESR integrierten Hochfrequenzkavität lassen sich die über die gesamte Speicherbahn verteilten Ionen in Pakete ("Bunche") komprimieren. Im "gebunchten" Speicherbetrieb können die Ionen-"Bunche" beschleunigt bzw. abgebremst werden und somit die für das Experiment notwendige kinetische Energie eingestellt werden. Die experimentellen Einrichtungen am ESR, die der Laserfluoreszenz-Spektroskopie dienen, werden in Kapitel 5 beschrieben.

#### 4.2.2 Kühlung und Diagnose des Ionenstrahls

Die Kontrolle und Verringerung der Impulsbreite der gespeicherten Ionen ist eine Voraussetzung für Präzisionsexperimente. Zur Erhöhung der Teilchendichte im Speicherring

kann die Temperatur der Ionen auf unterschiedliche Weise reduziert werden. Große Impulsunschärfen können mit der stochastischen Kühlung reduziert werden [Mee85]. Dabei wird an einer bestimmten Stelle im Speicherring über die Amplitude der Oszillation ein elektrisches Signal induziert, das verstärkt und phasenrichtig auf der gegenüberliegenden Ringseite eingespeist wird, um die Abweichungen von der Sollbahn zu dämpfen. Bei den im Rahmen dieser Arbeit besprochenen Experimenten am ESR erfolgt die Strahlkühlung mit einem Elektronenkühler [Pot90]. Dabei wird dem Ionenstrahl ein Elektronenstrahl mit hoher Energieschärfe und kleiner Divergenz auf 2,5 m Länge überlagert. Die kalten Elektronen wechselwirken mit den heißen Ionen und führen zu einer effektiven Kühlung der Ionen. Diese Methode wurde bereits 1966 von G. I. Budker vorgeschlagen [Bud67] und wurde zum ersten Mal 1974 experimentell zur Kühlung von Protonen am Speicherring in Novosibirsk eingesetzt [Bud76]. Die erreichbare Impulsunschärfe reicht bis zu einem  $\Delta p/p$  von  $10^{-6}$ , ist aber durch das "Intra-Beam-Scattering" begrenzt. Bei mehr als  $10^4$  im ESR gespeicherten Teilchen bestimmen die Coulomb-Stöße zwischen den Ionen die minimal erreichbare Temperatur. Bei den Laser-Experimenten sind maximale Ionenströme erforderlich. Bei  $10^8$  Teilchen beträgt  $\Delta p/p$  typischerweise  $10^{-4}$ . Dies verursacht bei der Spektroskopie atomarer Übergänge eine starke Doppler-Verbreiterung.



**Abbildung 4.4.** Schottky-Spektren eines ungekühlten und eines gekühlten  $U^{92+}$ -Ionenstrahls, der bei einer kinetischen Energie von 294 MeV/u ESR gespeichert wurde [Eic91].



Der zerstörungsfreien Strahldiagnose kommt in Speicherringen eine bedeutende Rolle zu. Zum erfolgreichen Betrieb müssen Strahllage, transversale Emittanzen, Impulsverteilung und Zeitstruktur sowie der "Betatron-Tune" gemessen werden. Die Diagnose der Ionengeschwindigkeit und deren Temperatur erfolgt durch das Schottky-Spektrum. Dieses entsteht aus einer Fouriertransformation der statistischen Stromschwankungen, die von einzelnen Ionen hervorgerufen werden. Die Signale werden durch die zirkulierenden Ionen an kapazitiven Strahlsonden (Schottky-Pickup) induziert, wobei die Intensität proportional zum Ionenstrom ist. In dem Frequenzspektrum des Rauschsignales treten Linien bei jeder Harmonischen der Umlauffrequenz  $f_0$  auf, deren Breite proportional zur Impulsverteilung der Ionen ist. In Abb. 4.4 ist das Schottky-Spektrum eines ungekühlten und eines (elektronen-) gekühlten Ionenstrahls gezeigt.

Eine weitere Reduzierung der Iontemperatur kann durch Laserkühlen erreicht werden. Hier erfolgt der Impulsübertrag durch Photonen, die von einer bestimmten Geschwindigkeitsklasse der Ionen in einem atomaren Übergang absorbiert werden. Am Testspeicherring TSR (MPI für Kernphysik in Heidelberg) konnten Temperaturen von 30 meV erreicht werden [Sch90a, Sch90b]. Experimente zur Laserkühlung an  $^{24}\text{Mg}^+$  werden derzeit am ESR durchgeführt [Schr98].

### 4.3 Spektroskopie an relativistischen Ionen

Bei den Laserexperimenten zur Bestimmung der HFS an wasserstoffähnlichen Schwerionen werden die Ionen im ESR bei typischerweise 60% der Lichtgeschwindigkeit gespeichert, was die Berücksichtigung der Effekte der speziellen Relativitätstheorie erfordert. Daher ist es erforderlich alle Meßgrößen vom bewegten System  $K'$  in das Laborsystem  $K$  bzw. umgekehrt zu transformieren. So ändert sich beispielsweise die Anregungswellenlänge des Lasers im bewegten System um den Faktor 2, und die Lebensdauer von Strahlungsübergängen wird durch die Zeitdilatation um 25 % länger beobachtet. Bei der Konstruktion des Lichtsammelsystems für den Fluoreszenzlichtnachweis muß die besondere Emissionscharakteristik schnell bewegter "Lichtquellen" berücksichtigt werden. In diesem Abschnitt werden alle Gleichungen diskutiert, die bei der Laserspektroskopie an relativistischen Schwerionen von Interesse sind. Deren Herleitung folgt aus der Lorentz-Transformation und wird in zahlreichen Lehrbüchern bzw. Arbeiten behandelt, die zu diesem Themenbereich erschienen sind. Insbesondere sei hier auf die Arbeiten verwiesen, in denen die spezielle Relativitätstheorie mit einer neuen, bisher nicht erreichten Präzision unter Beweis gestellt wurde [Kle91,Gri94a,Gri94b].

Die Transformation von dem bewegten System zu einem gegenüber dem Beobachter ruhenden System, erfolgt über die Vierervektoren im Minkowski-Raum. Die Koordinaten eines Systems beschreibt man mit dem 4 – *dimensionalen* Vektor  $(x, y, z, ct)$ . Im folgenden gelten die "ungestrichenen" Größen im ruhenden System und die "gestrichenen" in dem dazu bewegten System. Für die Koordinaten eines mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}_z$  in z-Richtung bewegten Systems ergibt sich:

$$x' = x \tag{4.7}$$

$$y' = y \tag{4.8}$$

$$z' = \gamma(z - \beta ct) \tag{4.9}$$

$$ct' = \gamma(ct - \beta z) \tag{4.10}$$

wobei der  $\gamma$  – *Faktor* durch

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \text{ und } \beta = \frac{v_z}{c} \text{ gegeben ist.} \tag{4.11}$$

#### Eigenschaften der Lorentz-Transformation

Aus den relativistischen Transformationsgleichungen für bewegte Systeme ergibt sich für:

$$\text{die Zeit } \Delta t' = \gamma \cdot \Delta t, \tag{4.12}$$

$$\text{den Impuls } \vec{p} = m_o \gamma \vec{v} \text{ und die Masse } m = \gamma m_o, \quad (4.13)$$

$$\text{die Gleichung für die Gesamtenergie } E = mc^2 = m_o c^2 + E_{kin}, \quad (4.14)$$

$$\text{die kinetische Energie } E_{kin} = (m - m_o)c^2 = m_o c^2 (\gamma - 1). \quad (4.15)$$

Wird die Energie der Ionen angegeben, ergibt sich nach  $\beta$  aufgelöst

$$\beta = \sqrt{1 - \left( \frac{1}{1 + \frac{E_{kin}}{m_o c^2}} \right)^2}. \quad (4.16)$$

Zusätzlich werden folgende Ableitungen angegeben, die häufig bei spektroskopischen Untersuchungen zur Umrechnung benötigt werden. So führt die Variation der kinetischen Energie der Ionen von  $\Delta E_{kin}$  oder  $\Delta\beta$  zur Doppler-verschobenen Frequenzänderung.

$$\Delta\nu = \nu \frac{\Delta E_{kin}}{\gamma \cdot \beta \cdot m_o c^2} \quad (4.17)$$

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \gamma^2 \cdot \beta \cdot \frac{\Delta\beta}{\beta} \quad (4.18)$$

$$\Delta\gamma = \gamma^3 \cdot \beta \cdot \Delta\beta \quad (4.19)$$

$$\Delta p = m_o c \cdot \gamma^3 \cdot \Delta\beta \rightarrow \frac{\Delta p}{p} = \gamma^2 \cdot \frac{\Delta\beta}{\beta} \quad (4.20)$$

### Dopplereffekt

Bei der Beobachtung einer bewegten Quelle, die elektromagnetische Strahlung emittiert, wird eine gegenüber der Emissionsfrequenz verschobene Frequenz nachgewiesen, je nachdem ob sich die Quelle (hier werden die gespeicherten Ionen als Lichtquelle betrachtet) auf den Beobachter zu oder sich von ihm weg bewegt. Bei relativistischen Geschwindigkeiten wird mit der Doppler-Formel die Frequenzverschiebung in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels beschrieben. In folgenden wird mit den gestrichenen (') Variablen das bewegte System bezeichnet, und die ungestrichenen Größen gelten für den Beobachter im "ruhenden" System.

Die Gleichung für den optischen Doppler-Effekt lautet

$$\nu = \nu' \cdot \gamma \cdot (1 + \beta \cos\theta') \quad \text{bzw. als Wellenlänge} \Rightarrow \quad \lambda = \lambda' \cdot \frac{1}{\gamma(1 + \beta \cos\theta')}. \quad (4.21)$$

Es sollen die folgenden drei Spezialfälle betrachtet werden:

- Beobachter und Quelle bewegen sich aufeinander zu

$$\theta = 0 \Rightarrow \cos \theta = 1 \Rightarrow \lambda = \lambda' \cdot \frac{1}{\gamma(1 + \beta)} = \lambda' \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}, \quad (4.22)$$

man erhält also eine "Blauverschiebung" des Lichtes.

- Beobachter und Quelle bewegen sich von einander weg

$$\theta = 180 \Rightarrow \cos \theta = -1 \Rightarrow \lambda = \lambda' \cdot \frac{1}{\gamma(1 - \beta)} = \lambda' \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}, \quad (4.23)$$

man erhält also eine "Rotverschiebung" des Lichtes.

- Der Beobachter sieht die Quelle unter  $90^\circ$  zur Bewegungsrichtung

$$\theta = 90 \Rightarrow \cos \theta = 0 \Rightarrow \lambda = \lambda' \cdot \frac{1}{\gamma} \quad (4.24)$$

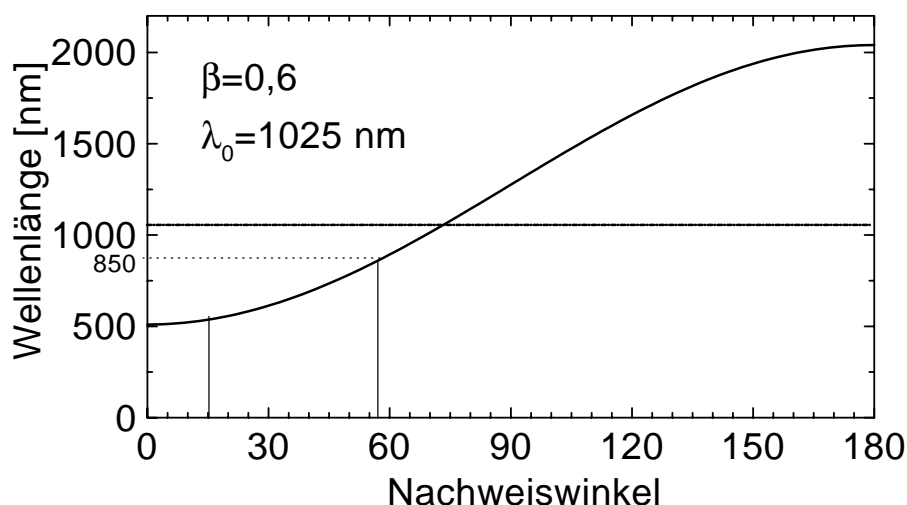
Bei senkrechter Beobachtung zur Bewegungsrichtung ergibt sich bei relativistischen Geschwindigkeiten eine leichte "Rotverschiebung" im Gegensatz zum klassischen Dopplereffekt!

Bei der Laseranregung sind diese Formeln ebenso anzuwenden, allerdings werden dann die Ionen als "Beobachter" angesehen und der Laser als Lichtquelle, die sich scheinbar auf die Ionen zu bzw. von den Ionen weg bewegt. Wird der Laser parallel zur Bewegungsrichtung bei einem  $\beta = 0,6$  eingestrahlt, so muß seine Wellenlänge die Hälfte der Resonanzwellenlänge besitzen bzw. bei antiparalleler Einstrahlung die doppelte Wellenlänge. Damit läßt sich bei der Laserspektroskopie im Speicherring durch eine geeignete Wahl der Ionengeschwindigkeit das Spektrum der zur Verfügung stehenden Laserwellenlängen erheblich erweitern.

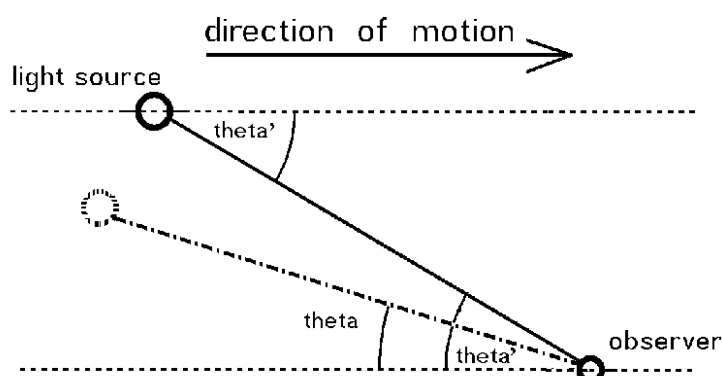
### Aberrationsbeziehung

Nun werden die angeregten Ionen, die Fluoreszenzlicht emittieren, als Quellen gesehen. Die Aberrationsbeziehung besagt, daß die von einer bewegten Lichtquelle  $Q'$  unter einem bestimmten Winkel  $\theta'$  ausgesandten Photonen vom ruhenden Beobachter unter einem anderen Winkel  $\theta$  gesehen werden (siehe Abb. 4.6)

$$\cos \theta = \frac{\cos \theta' + \beta}{1 + \beta \cos \theta'}. \quad (4.25)$$

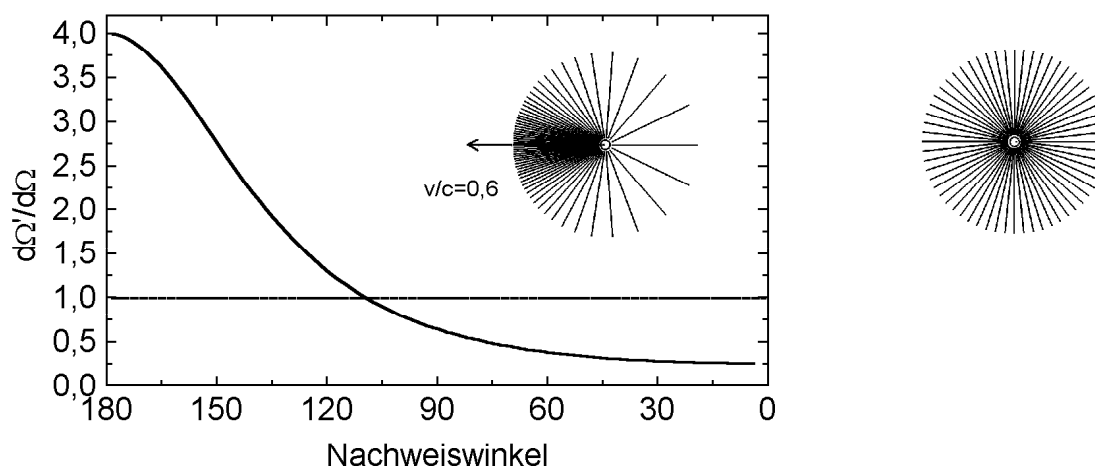


**Abbildung 4.5.** Der relativistische Doppler-Effekt. Das von relativistischen Ionen ( $v/c=0,6$ ) emittierte Fluoreszenzlicht (hier ist  $\lambda_0 = 1025 \text{ nm}$ ) wird in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel mit einer Doppler-verschobenen Frequenz nachgewiesen.



**Abbildung 4.6.** Das unter dem Winkel  $\theta'$  von der bewegten Lichtquelle emittierte Licht wird vom ruhenden Beobachter unter dem Winkel  $\theta$  gesehen.

Aufgrund dieser Aberrationsbeziehung erhält man eine vom Beobachtungswinkel abhängige Intensität der bewegten Lichtquelle, die sich im ruhenden System als isotrop darstellen würde (siehe Abb. 4.7). Die Lichtverteilung scheint in Vorwärtsrichtung konzentriert zu sein. Bewegt sich die Lichtquelle mit nahezu Lichtgeschwindigkeit, erhält man einen *scheinwerferartigen* Lichtkegel ("Boost") in Vorwärtsrichtung (4.7).



**Abbildung 4.7.** Dem ruhenden Beobachter stellt sich eine schnell bewegende isotrope Lichtquelle als scheinwerferartiger Lichtkegel dar. In der Grafik ist das Intensitätsverhältnis  $\frac{I(\theta)}{I(\theta')}$  als Funktion vom Beobachtungswinkel  $\theta$  dargestellt. Bei  $v/c=0,6$  werden von vorne eine 16-fach größere Anzahl von Photonen gegenüber der Rückwärtsrichtung detektiert.

Für das Verhältnis der Strahlungsintensitäten zwischen der Intensität einer ruhenden Lichtquelle zu der einer bewegte Lichtquelle in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels ergibt sich

$$\frac{I(\theta)}{I(\theta')} = \frac{\sin \theta' \delta \theta'}{\sin \theta \delta \theta} = K(\theta) = \frac{1 - \beta^2}{(1 + \beta \cos \theta')^2} \tag{4.26}$$

Dies ist gerade das Quadrat der Funktion, mit der sich die Wellenlänge des Lichtes in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel ändert.

Bei einem Nachweis entgegengesetzt zur Bewegungsrichtung der Ionen weist man in einem Raumwinkelelement 16 mal mehr Photonen nach (bei  $v/c=0,6$ ) verglichen mit einem gleich großen Raumwinkelelement in Rückwärtsrichtung.

# 5 Der Experimentaufbau

Im folgenden wird der experimentelle Aufbau zur Laserfluoreszenz-Spektroskopie am Speicherring ESR beschrieben. Die Anordnung der zur Experimentdurchführung notwendigen Geräte wie Laser, optische Komponenten, Detektor, Elektronik und Rechner zur Datenaufnahme ergeben sich aus geometrischen und physikalischen Randbedingungen des Speicherrings und sind in Abb. 5.1 gezeigt.

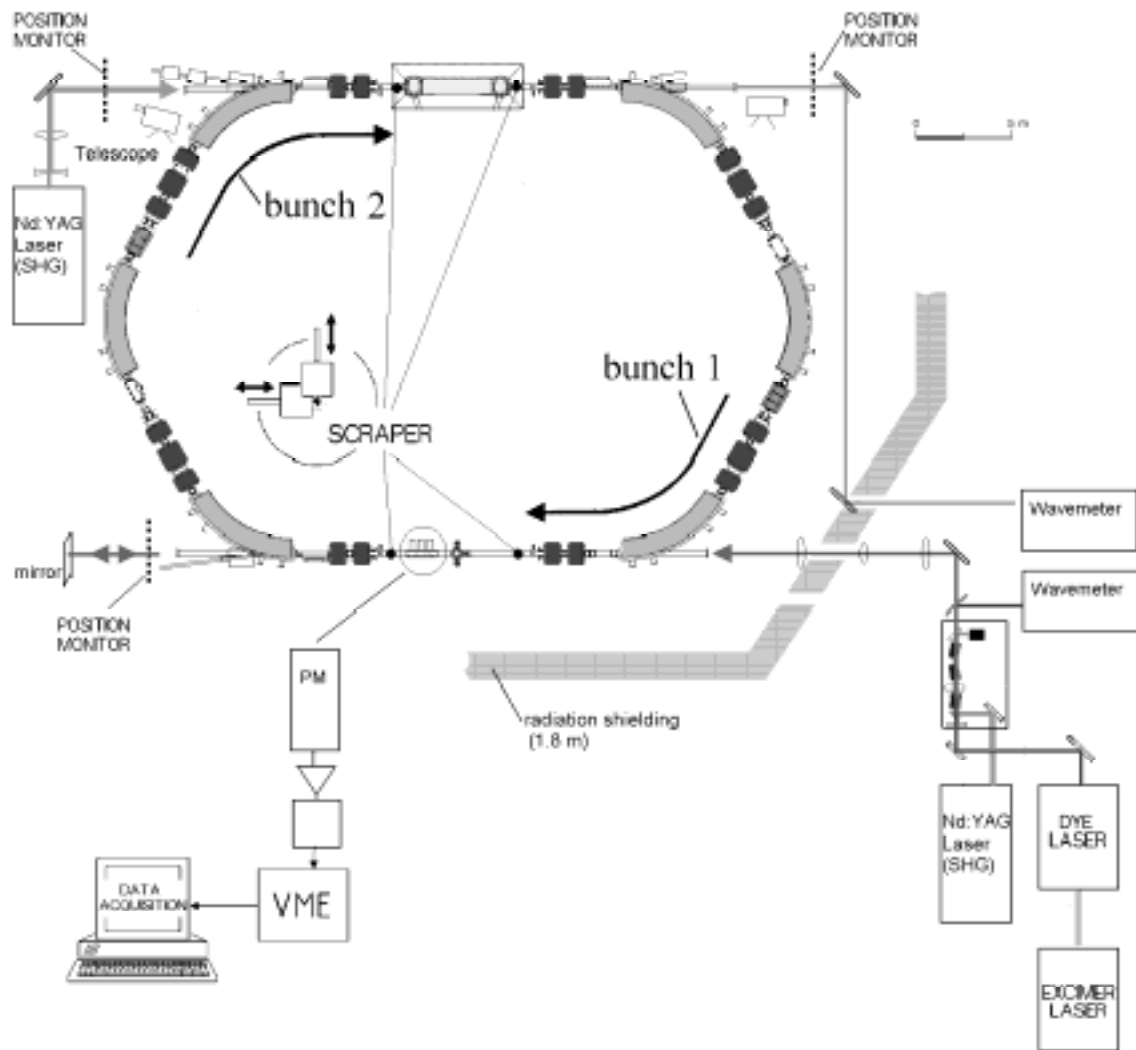
Aufgrund der während des Beschleunigerbetriebes entstehenden Neutronenstrahlung ist der ESR aus Sicherheitsgründen von einer massiven Betonabschirmung mit einer Stärke von mindestens 1,6 m umgeben. Der Zugang zum Speicherring ist nur nach dem Abschalten des Beschleunigers möglich. Die Steuerung aller beim Experiment benötigten Geräte muß deshalb von außerhalb des ESR-„Caves“ erfolgen. Um die Strecke für den Laserstrahltransport gering zu halten, befindet sich in Verlängerung der westlichen Längsseite des ESR auf der Außenseite der Betonabschirmung das Laserlabor. Von hier aus muß das Laserlicht über Spiegel und Prismen zur Wechselwirkungszone im ESR transportiert werden.

Auf den beiden Längsseiten des ESR ist es möglich, dem Ionenstrahl einen Laserstrahl kollinear zu überlagern, wobei die Einstrahlung des Laserlichtes parallel oder antiparallel zur Bewegungsrichtung der Ionen erfolgen kann. An den entsprechenden Vakuumkammern sind deshalb Fensterflansche mit passenden Stützen ausgestattet.

Auf der westlichen Längsseite befindet sich zwischen den Quadrupol-Fokussiermagneten eine ca. 10 m lange Experimentierstrecke, die frei von elektrischen und magnetischen Feldern ist und in die das optische Nachweissystem für Fluoreszenzlichtexperimente eingebaut ist (siehe Abschnitt 5.3). Die Signale der zur Detektion verwendeten Photomultiplier werden nach einer Vorverstärkung über BNC-Kabel zur Weiterverarbeitung in das Laserlabor geführt.

## 5.1 Die Laseranregung

Die Messung der Aufspaltungsenergie der Grundzustands-Hyperfeinstruktur an wasserstoffähnlichen Schwerionen, hier an  $^{207}\text{Pb}$ , soll durch eine resonante Laseranregung aus



**Abbildung 5.1.** Der experimentelle Aufbau zur Messung der  $1s$ -HFS an  $^{207}\text{Pb}^{81+}$ . Der Ionenstrahl mit zwei Bunchen wird mit dem Laserstrahl in einem Bunch bei  $532\text{ nm}$  angeregt. Ein Lasersystem fester Frequenz (Nd:YAG) wird im ESR-Cave betrieben, wobei der Laserstrahl nach der Experimentierstrecke in das Laserlabor (rechts unten im Bild) gespiegelt wird, um dort die Laserfrequenz zu messen. Mit einem abstimmbaren gepulsten Lasersystem kann bei  $2\text{ }\mu\text{m}$  Wellenlänge eine antiparallele Anregung auf der Nachweistrecke realisiert werden. Die geometrische Überlagerung von Ionenstrahl und Laserstrahl wird dadurch gewährleistet, daß der Ionenstrahl mit mechanischen Blenden ("Scraper") abgetastet werden kann und der Laserstrahl mit Hilfe von kalibrierten Meßpunkten justiert wird. Während der Strahlzeit kann eine Strahlverlagerung mit einklappbaren "Targets" und Videokameras (Position Monitor) ferngesteuert durchgeführt werden.



dem unteren Hyperfeinniveau mit  $F=0$  in das obere mit  $F=1$  erfolgen. Die anschließende, zeitlich mit dem gepulsten Laser korrelierte Beobachtung des Fluoreszenzlichtes des spontanen Zerfalles in das untere Niveau stellt den Nachweis für die erfolgte selektive Anregung dar. Die spezifischen Anforderungen an den Laser ergeben sich aus den physikalischen und experimentiertechnischen Randbedingungen:

Einerseits hat der zu untersuchende M1-Übergang der HFS eine extrem lange Lebensdauer von etwa 50 ms und damit eine geringe Übergangsrate, andererseits ist die eigentlich sehr geringe natürliche Linienbreite von  $\delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau} \approx 3 \text{ Hz}$  durch die Impulsverteilung der Ionen ( $\delta p/p \approx 1 \cdot 10^{-4}$ ) extrem Doppler-verbreitert. Um bei der Suche nach der Resonanzlinie möglichst viele der gespeicherten Ionen anzuregen, muß die spektrale Breite des Lasers und die Linienverbreiterung des Übergangs berücksichtigt werden.

Die geringe Anregungswahrscheinlichkeit des Übergangs erfordert eine hohe Laserleistung bei gleichzeitig großer spektraler Breite. Diese Anforderungen werden optimal durch den Einsatz gepulster Laser erfüllt.

Die Speicherung der Ionen erfolgt bei einer Injektionsenergie von 220 MeV/Nukleon, was etwa 60% Lichtgeschwindigkeit entspricht. Aufgrund der speziellen Relativitätstheorie (siehe Abschnitt 4.3) muß die Laseranregung bei einer um den Faktor 2 Doppler-verschobenen Übergangswellenlänge erfolgen.

Bei der hier zu untersuchenden HFS am  $^{207}\text{Pb}$  mit einer Resonanzwellenlänge von etwa 1020 nm bietet sich die besondere Situation, daß eine zur Bewegungsrichtung der Ionen parallele als auch antiparallele Laseranregung durchführbar ist.

Wird der Resonanzübergang mit beiden Lasern vermessen, kann damit die Ionengeschwindigkeit unabhängig von den herkömmlichen Meßmethoden bestimmt werden und ist damit nicht mehr durch deren relativ große Unsicherheiten limitiert. Durch eine geeignete Wahl der Speicherenergie konnte hier zum einen ein frequenzverdoppelter Nd:YAG Laser mit 532 nm Wellenlänge eingesetzt werden, der sich durch seine hohe Pulsenergie von 250 mJ auszeichnet. Andererseits gab die Entwicklung eines leistungsstarken Optisch Parametrischen Oszillators (OPO) die Möglichkeit, IR-Laserlicht bei etwa 2000 nm zur Verfügung zu stellen.

### 5.1.1 Der frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser

Zum Einsatz kam ein frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser (Firma: CONTINUUM, Gerät: Powerlite 6050). Der Laser besteht aus einem Oszillator und einem Verstärkerblock, in dem die 8 cm langen Nd:YAG- Kristalle einen Durchmesser von 6 mm besitzen und zur Erzeugung der Besetzungsinversion von je einer Blitzlampe gepumpt werden.

Die Repetitionsrate beträgt 50 Hz. Die maximale Leistung von 550 mJ bei 1064 nm wird durch einen gütegeschalteten Betrieb gewährleistet, wobei die Pulsdauer 12 ns beträgt. Dazu wird eine Pockelszelle verwendet, die 618 ns nach Zündung der Blitzlampen freigeschaltet wird. Die Pulsenergie wird durch die Änderung des zeitlichen Abstandes zwischen Zündung der Blitzlampen und der Ansteuerung der Pockelszelle geregelt, d.h. ein Abbau der Inversion innerhalb des Verstärkerkristalls erfolgt schon vor dem Erreichen der maximalen Inversion. Bei der hohen Laserpulsleistung wird eine effektive Frequenzverdopplung in einem BBO-Kristall erreicht. Bei 532 nm beträgt die maximale Pulsenergie 250 mJ. Die spektrale Breite des Lasers ergibt sich aus dem Laserübergang. Bei Raumtemperatur ist die Hauptlinie bei  $1,06 \mu\text{m}$  durch thermische Gitterschwingungen homogen verbreitert [Koe92]. Üblicherweise wird eine Linienbreite von etwa ca. 30 GHz angegeben. Bei der Auswertung der Interferenzmuster eines Fizeau-Interferometer (siehe Kap. 6.4.2) wurde das Spektrum des frequenzverdoppelten Lasers (532 nm) auf 18 GHz bestimmt. Durch den Einbau eines Etalons konnte die spektrale Breite auf 8 GHz verringert werden.

### 5.1.2 Das OPO-System

Die Übergangswellenlänge der  $1s\text{-HFS}$  am  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  bei etwa 1020 nm erlaubt die gleichzeitige Laseranregung parallel und antiparallel zur Bewegungsrichtung der Ionen. Bei einer solchen Messung läßt sich die bisher erreichte Genauigkeit bis zu zwei Größenordnungen steigern. Dabei kann auch die Ionengeschwindigkeit unabhängig von der Elektronenkühler-Spannung und der Shottky-Diagnose bestimmt werden. Zur antiparallelen Anregung der  $1s\text{-HFS}$  am  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  wird ein kontinuierlich drehstimmbarer Laser bei  $2 \mu\text{m}$  Wellenlänge benötigt.

Infrarotes Laserlicht bei hoher Leistung kann durch den Einsatz eines Optischen Parametrischen Oszilators (OPO) bereitgestellt werden. In einem OPO wird die Strahlung eines Pumplaser in einem nichtlinearen Kristall in zwei Frequenzen zerlegt, wobei die Bedingungen sowohl für Energieerhaltung als auch Phasenanpassung erfüllt werden muß:

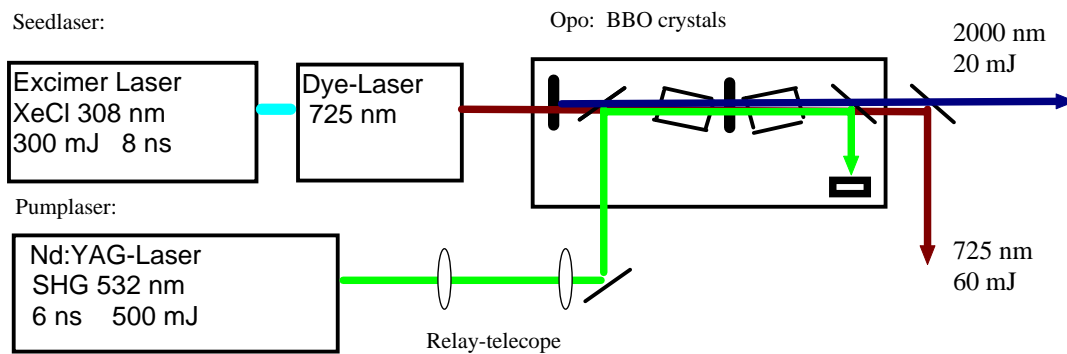
$$h\nu_p = h\nu_s + h\nu_i \quad (5.1)$$

$$h\vec{k}_p = h\vec{k}_s + h\vec{k}_i \quad (5.2)$$

Mit den Indizes  $_s$  und  $_i$  werden die Signal- und Idler-Welle bezeichnet. Der Brechungsindex des Kristalls ist von der Wellenlänge und dem Winkel zu einer Symmetrieachse des Kristalls abhängig. In einem doppelbrechenden Kristall (hier wurde BBO verwendet) können die beiden Gleichungen 5.1 und in unterschiedlichen Polarisations Ebenen bei

unterschiedlichen Wellenlängen erfüllt werden. Die Abstimmung der Wellenlängen wird durch das Drehen des Kristalls erreicht.

Eine hohe Konversionseffizienz wird aufgrund der nichtlinearen Prozesse erst bei hohen Leistungsdichten erreicht, die durch den Einsatz gepulster Laser bereitgestellt werden. Ein schematischer Aufbau des Lasersystemes ist in Abb.5.2 dargestellt.



**Abbildung 5.2.** Der Aufbau eines mehrstufigen Optischen Parametrischen Oszillators OPO [Wür98]. Bei hoher Pulsleistung des Nd:YAG-Lasers werden nichtlineare Prozesse in dem BBO-Kristall erzeugt. Durch das Drehen des Kristalls innerhalb des Resonators können die erzeugte Signal- und Idlerwellenlänge abgestimmt werden. Mit der zusätzlichen Überlagerung mit einem Seed-Laser erfolgt eine Ankopplung an dessen spektrale Linienbreite.

Durch das zusätzliche Einstrahlen von Laserlicht bei der Signalwellenlänge (Injection seeding) wird eine Modenkopplung der Laser erreicht und somit nimmt der OPO die spektrale Breite des Seed-Lasers an.

Bei dem in Abb.5.2 gezeigten Aufbau kommt bei einer Pumpleistung von 400 mJ bei 532 nm/in 6 ns eine Ausgangsleistung von 80 mJ erreicht werden, wobei sich die Energie verteilt mit 60 mJ bei der Signal-Welle (725 nm ) und 20 mJ auf die Idler-Welle (2000 nm). Die spektralen Breite bei 725 nm beträgt 3 GHz (gepulster Dye-Laser) und 1 GHz bei 2000 nm.

### Transport und Positionskontrolle des Laserstrahles

Die Experimente am Speicherring stellen besondere Anforderungen an den Laserstrahltransport. Der Abstand der beiden Fensterflansche für Laserein- und Austritt auf den Längsseiten des ESR beträgt immerhin 25 m. In den meisten Fällen ist der Betriebs- und Wartungsaufwand der Laser derart aufwendig, daß sie vom Laserlabor außerhalb des ESR-Caves betrieben werden müssen und daher der Laserstrahl zusätzlich durch die gesamte Halle geführt werden muß (siehe Abb 4.2).

Der Nd:YAG-Laser bot allerdings die nötige Zuverlässigkeit<sup>1</sup> und Betriebssicherheit und erlaubte einen ferngesteuerten Betrieb, so daß der Laser im ESR-Cave installiert werden konnte. Der dadurch verringerte Strahltransportweg von ca. 80 m auf etwa 20 m, äußerte sich in einer sehr stabilen Strahlführung. Nach dem Durchgang durch die Experimentierstrecke des ESR wurden Schwankungsamplituden von weniger als 2 mm am Ort des ESR Austrittsfensters beobachtet.

Nach dem Austritt aus dem Gehäuse zeigte der Laserstrahl einen Durchmesser von 6 mm und wies eine Divergenz von weniger als 0,5 mrad auf. Mit einem Galileischen Teleskop, bestehend aus einer  $f=-50$  mm bikonkav und einer  $f=100$  mm bikonvex Linse (Breitband Antireflex beschichtet), wurde der Strahl auf ca. 12 mm Durchmesser aufgeweitet. Damit konnte ein über die Experimentierstrecke nahezu paralleler Strahl erzeugt werden.

### ”Relay”-Teleskop

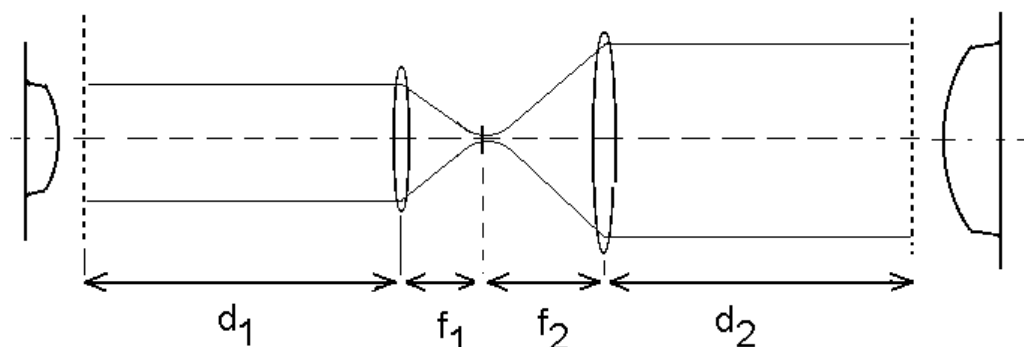
Eine verbesserte Strahlübertragung kann durch die Verwendung von abbildenden Teleskopen erreicht werden. So wird auch die Strahlqualität eines OPO's außer durch den Resonatoraufbau im Wesentlichen durch die Strahlqualität des Pump-Laserstrahles beeinflusst. Daher ist es von großem Vorteil, bei der Anpassung des Durchmessers des Pumpstrahles an die freie Apertur des OPO-Kristalles, anstatt eines Galilei-Teleskopes (Konkav + Konvex-Linse) ein sogenanntes ”Relay-Teleskop” zu verwenden bei der die Strahlvergrößerung mit zwei Konvex Linsen geschieht (siehe. Abb. 5.3). Dabei werden der Bildabstand und die Brennweiten der Linsen derart gewählt, daß die Vergrößerung  $M = \frac{f_2}{f_1}$  ist und man eine Abbildung von der Ebene im Abstand  $d_1$  in die Ebene in  $d_2$  erhält [Sie78, S.739]. Hier besteht allerdings die Problematik der extrem hohen elektrischen Feldstärken in den Foki (Luftdurchschläge), sodaß der Strahlengang durch Vakuumzellen geführt werden muß. Zur Strahlübertragung des OPO-Lasers wurde ein 3-linsiges ”Relay-Teleskop eingesetzt (siehe Abb.5.1).

### Geometrische Strahlüberlagerung

Um eine geometrische Überlagerung von Ionenstrahl und Laserstrahl zu gewährleisten, muß deren Lage in dem relevanten Strahlabschnitt bestimmt werden. Die Position des Laserstrahls läßt sich über je zwei ”Target”-Ständer in der direkten Verlängerung der beiden Experimentierstrecken auf die Achse der Strahlrohrmitte positionieren. Zur Ermittlung der Ionenstrahllage im ESR stehen mehrere Meßverfahren zur Verfügung. Um eine zerstörungsfreie Strahllagemessung durchzuführen, werden mehrere Strahlprofilmonitore eingesetzt. Diese zeigen orts aufgelöst die Position des Ionenstrahls

---

<sup>1</sup>Die Lebensdauer der Blitzlampen von ca.  $10^8$  Schuß gewährleistet einen Dauerbetrieb des Lasers von drei Wochen.



**Abbildung 5.3.** Bei dem "Relay"-Teleskop werden der Bildabstand und die Brennweite der Linsen derart gewählt, daß die Vergrößerung  $M = \frac{f_2}{f_1}$  ist und eine Abbildung von der Ebene im Abstand  $d_1$  in die Ebene in  $d_2$  erreicht wird [Sie78].

indem das durch die gespeicherten Teilchen ionisierte Restgas nachgewiesen wird<sup>2</sup> [Unv96]. Außerdem kann in den beiden Experimentierstrecken die Überlagerung mit dem Laserstrahl sehr zuverlässig mit mechanischen Blenden gewährleistet werden. Auf beiden Seiten werden dazu an jeweils zwei Positionen in vertikaler und horizontaler Richtung Blenden in den Ionenstrahl gefahren. Die Messung mit einer Ortsauflösung von 1 mm erfolgt durch den Nachweis einer reduzierten Anzahl der im ESR gespeicherten Teilchen.

## 5.2 Datenaufnahme und Experimentsteuerung

Die Registrierung der bei dem Experiment relevanten Meßgrößen und die Experimentsteuerung erfolgte über eine computergestützte Datenaufnahme durch einen VME-Bus-Rechner (Eltec E7\_20). Die wichtigste Meßgröße ist die Anzahl der am Photomultiplier nachgewiesenen Photonenzahl. Diese wird durch das "Single-Photon-Counting" registriert und als Impulsrate dargestellt. Zur Messung der Signalrate in Abhängigkeit der Ionengeschwindigkeit bzw. der Wellenlänge des Anregungslasers und zur Bestimmung der Lebensdauer des HFS-Überganges wurden unterschiedliche Programme benutzt.

Als Betriebssystem des E7\_20-Rechners wurde "LYNX" (UNIX-verwandt) verwendet. Die unterschiedlichen Meßprogramme sind in C geschriebene Routinen, die in

<sup>2</sup>Ein problemloser Einsatz von diesem Meßverfahren ist derzeit nur bei geringen Teilchenzahlen möglich.

die "MBS-Umgebung" eingebunden werden. MBS (Multi Branch System) ist eine von der GSI entwickelte Software-Umgebung, die eine aufwendige Datenaufnahme auch mit mehreren Rechnern ermöglicht, wie sie bei Experimenten an Beschleunigeranlagen notwendig ist. Bei dem hier vorliegenden Experiment mußten im wesentlichen die Meßprogramme und der Transport der Daten zu den Speichermedien und zu einem weiteren Rechner für die "Online"-Analyse gesteuert werden. Die Sicherung der Daten erfolgte gleichzeitig auf einer Festplatte und einem Bandlaufwerk.

Bei der Messung konnten folgende Informationen registriert werden:

- Photonen-Rate der drei Photomultiplier aus Bunch 1
- Photonen-Rate der drei Photomultiplier aus Bunch 2
- Kühlerspannung / Laserwellenlänge
- Ionenstrom (Rate)
- Elektronenkühlerstrom (Rate)
- Zahl der Laserpulse
- Zeit seit Beginn der Messung
- Laserleistung

Alle Raten wurden von einem 16-Kanal Scaler (V560E), der als VME-Modul vorlag, registriert. Die Ansteuerung des durchstimmbaren Lasers erfolgte über eine IEEE-Schnittstelle. Da während der Strahlzeit noch keine Treiber-Software (unter LYNX-OS) zur Ansteuerung von IEEE-Modulen für den VME-Bus zur Verfügung standen, mußte dies über einen CAMAC-Bus erfolgen.

Zur Messung der Lebensdauer des angeregten Hyperfeinstrukturüberganges (etwa 50 ms) wurde die Signalrate ebenfalls in einen Scaler eingelesen, aber dieser nach jeder Millisekunde ausgelesen. Die Zeitkalibrierung erfolgte über eine 10 MHz-Uhr.

Zusätzlich zu den beiden Meßprogrammen für die Signalsuche und die Lebensdauerermessung konnte dazu alternativ mit einem TDC ein Zeitspektrum mit einer Auflösung im Nanosekunden-Bereich aufgenommen werden. Zu Beginn des Experimentes mußte die durch den gebunchten Ionenstrahl periodische Struktur des Untergrundes mit einer Auflösung im ns-Bereich gemessen werden. Mit dieser Zeitinformation ließ sich die zur Synchronisation von Laserpuls und Ionenbunch notwendige Phasenanpassung realisieren. Diese Meßroutine war allerdings zur Aufnahme der Übergangslbensdauer ungeeignet, da aufgrund der zeitlich begrenzten Häufigkeit zur Auslese der Daten nur etwa ein Zehntel der wirklichen Rate registriert werden konnte.

## 5.3 Der Fluoreszenzlicht-Nachweis

Die Experimente zur Messung der HFS an wasserstoffähnlichen Ionen bedienen sich der Methode der Fluoreszenzlichtspektroskopie. Die Lebensdauern der zu untersuchenden M1-Übergänge liegen im Millisekunden-Bereich und liefern daher nur ein geringes Fluoreszenzlichtsignal. Eine zusätzliche Schwierigkeit ergibt sich aus dem großen Umfang des Speicherrings, da die Emission des Fluoreszenzlichtes auf dem gesamten Umfang des Speicherrings erfolgt. Hier zeigt sich ein Nachteil des Speicherrings gegenüber einer Ionenfalle.

In einer groben Abschätzung erwartet man für das Blei-Experiment ohne zusätzliche Nachweisoptiken im statistischen Mittel eine Rate von 20 Fluoreszenzphotonen. Dies ergibt sich aus folgenden Annahmen:

- 10  $cm^2$  großen Detektorfläche (z. Bsp. einer Photomultiplierkathode)
- 25 cm Detektorabstand zur Strahlrohrmitte
- $\Rightarrow$  Nachweisraumwinkel bezogen auf den gesamten Speicherring:  $8 \cdot 10^{-6}$
- 10 % Nachweiseffizienz
- Übergangsrate von 20 Hz (Lebensdauer des oberen Hyperfein-Niveaus  $\tau = 50 \text{ ms}$ )
- $1 \cdot 10^6$  angeregten Ionen im Speicherring

Bei der Untersuchung von langlebigen Strahlungsübergängen an Speicherringen ist eine Optimierung der Fluoreszenzlichtausbeute von existentieller Bedeutung. Zur Erhöhung des Nachweisraumwinkels wurde für das hier beschriebene Experiment ein spezielles Lichtsammelsystem entwickelt, das sich für den Einbau in den ESR Vakuumbereich eignet. Wegen der Packungsdichte von Magneten, Pumpen und verschiedenen anderen Elementen, die zum Betrieb des Speicherrings notwendig sind, reduziert sich die zur Verfügung stehende Strecke für das Nachweissystem auf weniger als 1 m. Das Ziel dabei war es, einen möglichst großen Anteil, des vom Ionenstrahl emittierten Lichtes, mit Detektoren nachzuweisen. Großflächige Detektoren haben den Nachteil eines ungünstigen Signal-Rausch Verhaltens. Daher sollte eine Fokussierung des Fluoreszenzlichtes über Spiegelsegmente auf eine kleinere Fläche erreicht werden.

Die praktikabelste Lösung zur Erhöhung des Raumwinkels lag in der Entwicklung eines transversal zum Ionenstrahl fokussierenden Spiegelsystems. Das vom Ionenstrahl radial emittierte Licht wird dann über Spiegelsegmente in die im Strahlrohr montierten Fensterflansche reflektiert. Außerhalb der Vakuumkammer können auf der Außenseite der Fensterflansche die geeigneten Detektoren installiert werden (siehe Abb. 5.4).

Um eine möglichst hohe Lichtausbeute bei gleichzeitig geringem Detektorrauschen zu erhalten, werden zum Einzel-Photonen-Nachweis spezielle Photomultiplier ausgewählt (Hamamatsu Typ: R1017).

Für die Untersuchung der 1s-HFS am  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  wurde bereits ein Nachweissystem mit Spiegelsegmenten entwickelt [See94] dessen Leistungsfähigkeit durch das 1993 erfolgreich durchgeführte Experiment unter Beweis gestellt wurde [Kla94]. Am MPI für Kernphysik in Heidelberg wurde später ebenfalls ein derartiges System eingesetzt, wobei es in der Größe auf die dort geometrischen Verhältnisse des Speicherrings TSR angepaßt wurde. Dort konnten langlebige Zustände in niedrig geladenen Ionen nachgewiesen werden [Doe94].

Zur Messung der HFS am Blei wurde aufgrund der gegenüber der Wismut-Messung veränderten Experimentanforderungen eine Neuentwicklung des Nachweissystemes notwendig. Die wesentlichen Gründe dafür ergeben sich aus dem im nahen Infrarot liegenden Spektrum der nachzuweisenden Fluoreszenzphotonen sowie in der über zwei Größenordnungen geringeren spontanen Übergangsrate des angeregten HFS-Niveaus. Der Nachweis der 1s-HFS am  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  bei einer Übergangswellenlänge von etwa 1020 nm kann nur aufgrund des Doppler-verschobenen Emissionsspektrums relativistischer Ionen mit Photomultipliern durchgeführt werden.

Zum Verständnis der Sammel- und Transmissionseigenschaften der gesamten Nachweisapparatur, unter Berücksichtigung der besonderen Emissionscharakteristik eines ausgedehnten relativistischen Ionenstrahls, wurden in [See95] umfangreiche Simulationsrechnungen durchgeführt. Ein experimenteller Test des Nachweissystemes erfolgte unter definierten Bedingungen durch Rayleigh-Streuung eines Laserstrahls an gasförmigem Stickstoff (siehe Anhang).

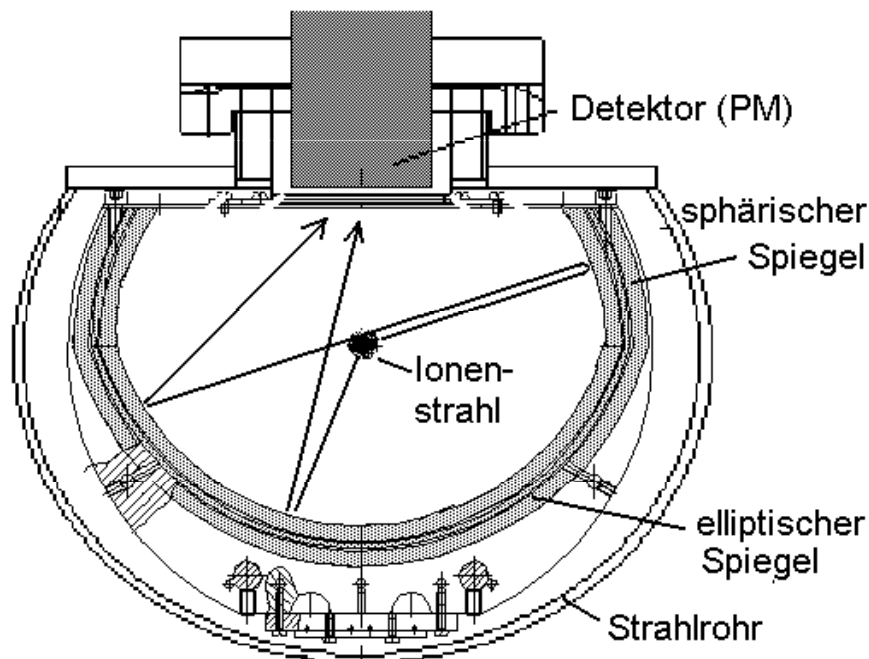
### **Berücksichtigung der Emissionscharakteristik eines relativistischen Ionenstrahls**

Um bei der Detektion des vom Ionenstrahl emittierten Fluoreszenzlichtes einen optimalen Nachweisraumwinkel zu erhalten, müssen sowohl die geometrischen als auch die relativistischen Eigenschaften dieser speziellen "Lichtquelle" berücksichtigt werden.

Im Kap. 4.3 werden die relevanten Transformationen physikalischer Größen aus einem schnell bewegten System in ein ruhendes System beschrieben. Der Resonanzübergang an relativistischen Ionen wird in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel mit einer gegenüber der Resonanz Doppler-verschobenen Wellenlänge nachgewiesen (siehe Abb. 4.5). Durch die geeignete Anordnung von Reflektoren kann das in Vorwärtsrichtung emittierte Licht bei kürzerer Wellenlänge auf einer Photokathode detektiert werden. Außer der



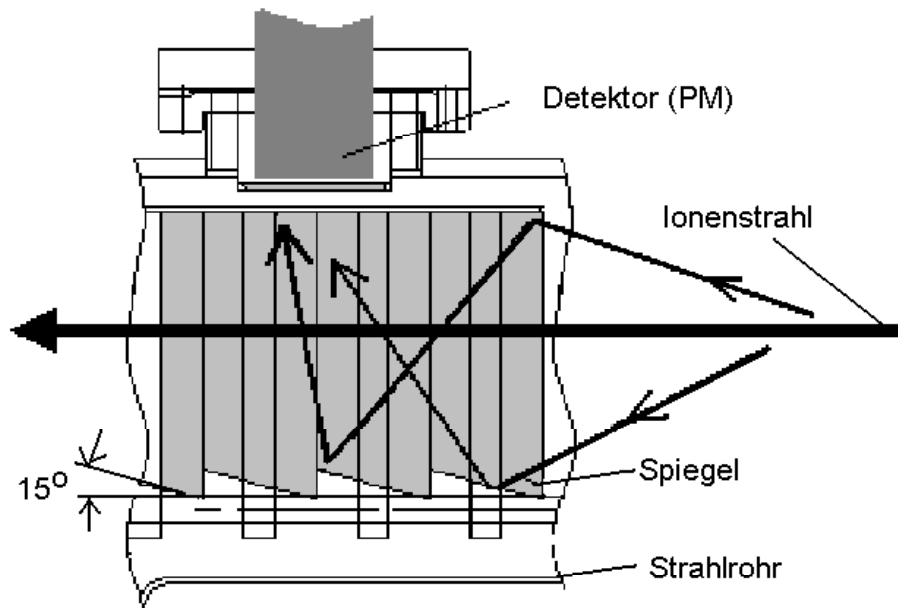
vom Beobachtungswinkel abhängigen Wellenlänge beobachtet man auch eine anisotrope Intensitätsverteilung der emittierten Photonen<sup>3</sup>. Diese beiden relativistischen Phänomene ergaben wesentliche Anforderungen bei der Konstruktion des Nachweissystemes. Im Anhang werden die Überlegungen wie sich die konkreten physikalischen Randbedingungen auf die Konstruktion des Spiegelsystemes auswirken dargestellt.



**Abbildung 5.4.** Der Lichtsammel-Reflektor im Querschnitt. Das vom Ionenstrahl nach unten emittierte Licht wird über eine Reflexion in den Detektor gelenkt. Das nach oben emittierte Licht fällt entweder direkt auf die Detektorfläche, oder es wird von dem sphärischen Spiegelteil in sich zurück reflektiert und gelangt durch eine zweite Reflexion am elliptischen Teil zum Detektor. Am oberen abgeflachten Teil des Strahlrohres sind kleine Reflektoren zu erkennen, die eine Fresnel-artige Fortsetzung des sphärischen Abschnittes darstellen.

Zur Realisierung der Nachweisoptik ergab sich folgende geometrische Gestalt: In transversaler Richtung wird die Lichtsammlung in einer Kombination aus elliptischen und sphärischen Reflexionssegmenten erreicht, wobei in Abb. 5.4 das Spiegelsystem im Querschnitt gezeigt ist.

<sup>3</sup>Eine anisotrope Emission aufgrund der polarisierten Laseranregung ist wegen der vielen tausend Umläufe während der langen Lebensdauer des Überganges zu vernachlässigen.

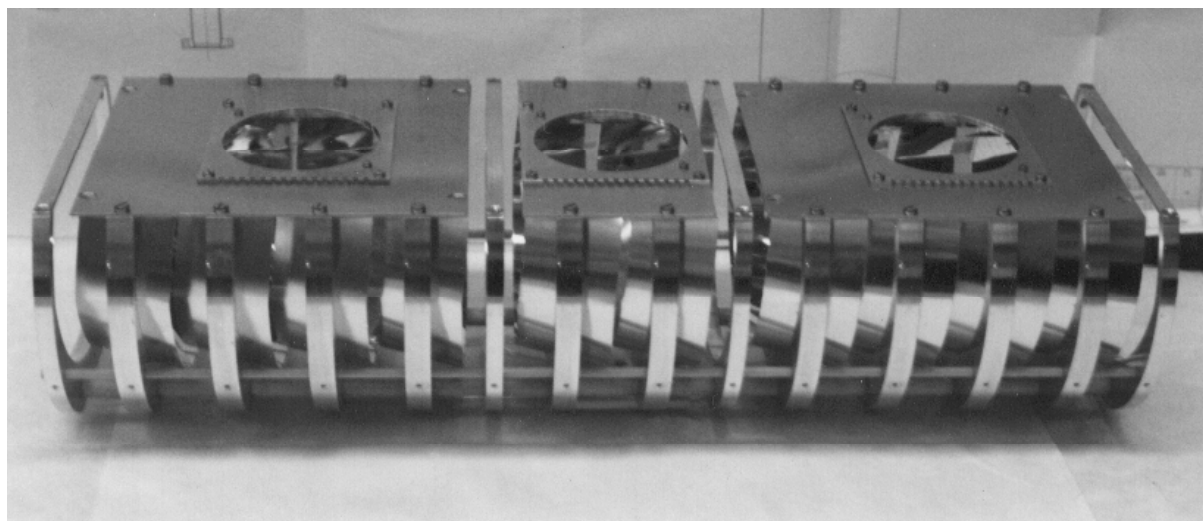


**Abbildung 5.5.** Der Lichtsammel-Reflektor im Querschnitt parallel zum Ionenstrahl. Das vom Ionenstrahl nach vorne emittierte Licht wird in den unteren Spiegelsegmenten, die eine Neigung von  $15^\circ$  aufweisen abgelenkt. Das nach oben emittierte Licht fällt auf die sphärischen Spiegelsegmente und gelangt nach einer zweiten Reflexion an den elliptischen Segmenten zum Detektor. Nach zwei Reflexionen wird der Strahl um insgesamt  $60^\circ$  abgelenkt.

Die Ellipsenparameter sind so gewählt, daß der eine Brennpunkt auf der Ionenstrahlachse und der zweite in der Ebene der Detektoroberfläche liegt. Somit wird das vom Ionenstrahl nach unten emittierte Licht über eine Reflexion in den Detektor gelenkt. Das nach oben emittierte Licht fällt entweder direkt auf die Detektorfläche oder es wird von dem sphärischen Spiegelteil in sich zurück reflektiert und gelangt durch eine zweite Reflexion am elliptischen Teil zum Detektor.

Bei der Lichtsammlung in Strahlrichtung will man das nach vorne emittierte Licht nachweisen. Dies ist zum einen blauverschoben und zum anderen erhält man durch den "Boost"-Effekt (siehe Kap. 4.3) eine höhere Lichtintensität.

Für eine realisierbare Formgebung des Reflektors ergibt sich damit unterhalb der Strahlrohrmitte eine sich in Ionenstrahlrichtung verjüngende Ellipsen-Halbschale und oberhalb ein sich verjüngender Zylinder. Aus den geometrischen Randbedingungen wurde ein Aufbau gewählt bei dem die Reflektoren in mehrere Sektionen längs des Strahlrohres aufgeteilt wurden. Dadurch konnte eine Neigung von  $15^\circ$  erreicht werden ohne dabei den Speicherbetrieb einzuschränken. In Abb. 5.5 ist ein Abschnitt des Nachweissystems



**Abbildung 5.6.** Das komplett montierte Spiegelsystem für den Fluoreszenzlichtnachweis. Mit den zehnfach segmentierten Spiegelementen werden die vom Ionenstrahl in Vorwärtsrichtung emittierten Photonen um 30 Grad abgelenkt. Oben sind die drei Öffnungen zu erkennen, durch die das Fluoreszenzlicht zum Detektor reflektiert wird.

im Querschnitt parallel zum Ionenstrahl gezeigt. Ein Photo des komplett montierten Spiegelsystems ist in Abb. 5.6 zu sehen.

### Der Detektor

Der Photonennachweis wurde mit Hilfe von rauscharmen, gekühlten Photomultipliern (PM) (Firma Hamamatsu, Typ R1017) geführt. Diese besitzen eine "red-extended" Multialkali Photokathode mit einer lichtempfindlichen Fläche von 2 Zoll Durchmesser, um längs der Strahlachse, in der keine Lichtfokussierung erfolgt, eine möglichst große Detektionsfläche bereitzustellen. Die drei zur Messung benutzten PM, wurden hinsichtlich eines optimalen Verhaltens in der Verstärkung und im Dunkelstrom selektiert. Eine minimale Dunkelrate von 20 c/s konnte durch Kühlung der PM erreicht werden. Dazu wurden Standardkühlgehäuse verwendet, die mit Peltierelementen ausgestattet sind und Temperaturen von  $-20^{\circ}\text{C}$  erreichen.

Eine weitere Reduzierung des Streulichts erfolgte mittels Farbglasfilter. Dazu kamen spezielle Glas-Kunststoff-Verbundfilter (KV 550, Firma Schott) zum Einsatz, die eine sehr geringe Fluoreszenzemission aufweisen. Diese Filter wurden direkt vor die Photomultiplierkathode geklebt, so daß der Lichteinfall unterhalb von 520 nm auf weniger als  $10^{-5}$  geblockt wurde.

## 5.4 Effizienzbetrachtung zur laserinduzierten Fluoreszenzlicht-Spektroskopie

Grundlage zu einer erfolgreichen Durchführung der Laserexperimente am ESR ist die Verwendung von geeigneten Lasern (hinsichtlich seiner Wellenlänge, spektralen Bandbreite, cw oder gepulst, Pulslänge, Strahlqualität) und die Entwicklung eines effizienten Fluoreszenzlichtnachweises. Insbesondere durch die strikte zeitliche Limitierung von Meßzeiten am ESR und aufgrund der Unsicherheiten der theoretischen Vorhersagen zur spektralen Lage des gesuchten HFS-Resonanzsignals ist eine Abschätzung der notwendigen Meßdauer erforderlich, in der ein statistisch signifikantes Signal erwartet wird.

Dazu wird im folgenden unter Berücksichtigung der experimentellen Parametern der im ESR gespeicherten Ionen und den spektralen Eigenschaften der eingesetzten Laser die Anregungswahrscheinlichkeit für den zu untersuchenden HFS-Übergang berechnet. Mit der Anzahl der angeregten Ionen, der spontanen Zerfallsrate des Überganges der einer Effizienzbetrachtung des Detektorsystemes kann die erwartete Signalrate abgeschätzt werden.

### Berechnung der Anregungswahrscheinlichkeit

Die Beschreibung von Übergangswahrscheinlichkeiten diskreter Energieniveaus  $E_2 - E_1 = h\nu$  erfolgt mit den Einsteinkoeffizienten:

- $A_{21}$  für die spontane Emission,
- $B_{12}$  für die induzierte Absorption,
- $B_{21}$  für die induzierte Emission.

Die Einsteinkoeffizienten stehen dabei im folgenden Zusammenhang:

$$B_{12} = \frac{g_1}{g_2} B_{21} \quad \text{und} \quad A_{21} = \frac{8\pi \cdot h\nu^3}{c^3} \cdot B_{21}. \quad (5.3)$$

$A_{21}$  ergibt sich aus der inversen Lebensdauer des angeregten Niveaus, die in Kap. 6.13 berechnet wurde und beträgt für den magnetischen Dipolübergang (M1) der 1s-HFS am  $^{207}\text{Pb}^{81+} \approx 50 \text{ ms}$ .

Daher ergibt sich eine extrem schmale natürliche Linienbreite die durch

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi \cdot \tau} = 3\text{Hz} \quad (5.4)$$

gegeben ist.

Erfolgt eine Laseranregung mit einer Linienbreite  $\Delta\nu_{laser}$  die breiter ist als die Absorptionslinienbreite, kann der Absorptionsquerschnitt mit

$$\sigma_{12} = \frac{B_{12} \cdot h\nu}{c \cdot \Delta\nu_{Laser}} \quad (5.5)$$

angegeben werden [Sie86].

Werden die Ionen einem resonanten Laserstrahlungsfeld ausgesetzt, ergibt sich für die Anzahl der höher besetzten Niveaus [Lou79]

$$N_2 = N_1 \cdot B_{12} \overline{W} \Delta t. \quad (5.6)$$

$$P = B_{12} \cdot \overline{W} \cdot \Delta t \quad (5.7)$$

gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß im Strahlungsfeld des Lasers ein Photon von einem Ion absorbiert wird. Diese ergibt sich aus dem Einsteinkoeffizienten  $B_{12}$ , der spektralen Energiedichte des Lasers  $\overline{W}$  und der Wechselwirkungszeit  $\Delta t$ , in der das Strahlungsfeld auf das Ion einwirkt. Dies gilt allerdings nur für geringe Besetzungsdichten, d.h. solange man den Übergang nicht sättigt.

Bei einer laserinduzierten Anregung mit einem gepulsten Laser ergibt sich die mittlere Energiedichte  $\overline{W}$  des Strahlungsfeldes aus der Pulsenergie des Lasers  $E_{Puls}$ , der geometrischen Länge  $L$  des Pulses (ergibt sich aus der Pulsdauer  $t_P$ :  $L = t_P \cdot c$ ), dem Radius  $r$  des Strahles und den spektralen Eigenschaften des Lasers.

Der zur Anregung verwendete Nd:YAG-Laser wird durch einen Q-Switch gepulst bei einer Wellenlänge von  $532 \text{ nm}$  betrieben, wobei die Laseremission über eine spektrale Breite von  $\Delta\nu = 18 \text{ GHz}$  erfolgt. Bei einer Resonatorlänge  $L$  von  $65 \text{ cm}$  ergibt sich ein longitudinaler Modenabstand von  $\delta M = \frac{c}{2L} = 230 \text{ MHz}$ . Die Linienbreite einer einzelnen Mode ist im Q-Switch Betrieb durch die Pulszeit (hier  $t_p = 12 \text{ ns}$ ) Fourier-begrenzt und beträgt nach [Koe92, S. 236]

$$\Delta\nu = \frac{2 \ln 2}{\pi \cdot t_p} = 36 \text{ MHz}. \quad (5.8)$$

Zur weitere Rechnungen wird hier näherungsweise angenommen, daß die Pulsenergie des Lasers sich gleichmäßig auf 78 Moden verteilt. Die spektrale Energiedichte pro Lasermode ergibt sich dann mit

$$\overline{W} = \frac{E_{Puls}/78}{t_P c \cdot \pi r^2 \cdot \Delta\nu}. \quad (5.9)$$

Hier ist von Interesse bei welcher spektralen Energiedichte der Übergang gesättigt ist. Diese ergibt sich mit der Wechselwirkungszeit  $\Delta t = 12 \text{ ns}$ , der Übergangsfrequenz  $\nu = 1/\lambda = 2,94 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$  und  $A_{21} = 1/\tau = 1/0,050 \text{ ms}$  zu

$$\bar{W} = \frac{1}{2 \cdot B_{12} \cdot \Delta t} = \frac{1}{2 \cdot \Delta t} \frac{8\pi \cdot h\nu^3}{c^3 \cdot A_{21}} = 6,5 \cdot 10^{-8} \frac{\text{J}}{\text{m}^3} / \text{Hz}. \quad (5.10)$$

Bei der Spektroskopie an relativistischen Ionen müssen die in Kap. 4.3 besprochenen Transformationen berücksichtigt werden, d.h. bei der zur Bewegungsrichtung der Ionen parallelen Laseranregung verliert man den Faktor 2 (bei  $v/c=0,6$ ) der Laserpulsenergie und bei einer antiparallelen Anregung wirkt die doppelte Laserenergie auf die Ionen. Eine entsprechende Umrechnung muß auch für die spektralen Breiten der Laser durchgeführt werden. Aus der Zeittransformationen ergibt sich im Bezugssystem der Ionen einerseits eine höhere Laserleistung, da der Laserpuls in kürzerer Zeit beobachtet wird, aber andererseits verkürzt sich ebenfalls die Wechselwirkungszeit mit den Ionen, und somit heben sich bei der Berechnung der Anregungswahrscheinlichkeit beide Effekte gegeneinander auf<sup>4</sup>.

Im folgenden ist die spektrale Energiedichte mit den relevanten Laserparameter angegeben.

Aufgrund relativistischer Effekte kommt die spektrale Energiedichte im System der Ionen um den Faktor vier verringert zum Tragen (parallele Anregung).

Ausgehend von einer maximalen Anregungswahrscheinlichkeit von  $P=0.5$  ergibt sich die Anzahl der Ionen im angeregten Zustand nun folgendermaßen:

Im ESR erfolgt die Bestimmung der Anzahl der gespeicherten Teilchen durch eine Strommessung. Ein gemessener Strom von 1 mA entspricht bei einem Ladungszustand von  $\text{Pb}^{81+}$  und einer Umlauffrequenz von 1,6 MHz einer Anzahl von  $4,7 \cdot 10^7$  gespeicherter Ionen.

Von den Ionen, die über die 108 m lange Umlaufbahn verteilt sind, kann man bei einer Laseranregung im Elektronenkühler nur die auf der 2,5 m langen Strecke befindlichen Ionen mit dem Laserstrahl geometrisch erreichen<sup>5</sup>. Im "gebunchten" Speicherbetrieb sind die Ionen allerdings auf zwei jeweils 8,1 m lange "Bunche" komprimiert, so daß mindestens 15% der gespeicherten Ionen dem Laserlicht ausgesetzt sind ( $N=7,3 \cdot 10^6$ ).

Durch die Impulsverteilung der Ionen erhält man für die Doppler-verbreiterte Resonanzlinie mit einer Breite von 27 GHz, d.h. mit einem Laser der eine spektrale Bandbreite von 30 GHz und die oben diskutierte Modenstruktur besitzt können nur

---

<sup>4</sup>In dem hier betrachteten Fall ist die Lebensdauer des Überganges wesentlich länger als der Laserpuls.

<sup>5</sup>Der Ionenstrahl erfährt durch die Solonoidmagnete im E-Kühler einen Strahlversatz von etwa 1 cm.

**Tabelle 5.1.** Parameter zur Berechnung der spektralen Energiedichte.

	Nd:YAG (ohne Etalon)	Nd:YAG (mit Etalon)
Wellenlänge	532 nm	532 nm
Pulsenergie	250 mJ	250 mJ
Laserpulsdauer $t_p$	12 ns	12 ns
Strahlradius r des Lasers	5 mm	5 mm
spektrale Breite des Lasers	18 GHz	8 GHz
→ spektrale Energiedichte $\overline{W}$ (konstante Intensität innerhalb $\Delta\nu$ )	$4,8 \cdot 10^{-8} \frac{Js}{m^3}$	$1,1 \cdot 10^{-7} \frac{Js}{m^3}$
Modenabstand	230 MHz	230 MHz
Zahl der longitud. Moden	78	35
Energie pro Mode	3,2 mJ	7,1 mJ
→ spektrale Energiedichte $\overline{W}$ pro Lasermode ( $\Delta\nu = 36 MHz$ )	$3,2 \cdot 10^{-7} \frac{Js}{m^3}$	$7,5 \cdot 10^{-7} \frac{Js}{m^3}$
Wechselwirkungszeit $\Delta t$	12 ns	12 ns
Anregungswahrscheinlichkeit $P = B_{12} \cdot W \cdot \Delta t$	0,5	0,5 (Sättigung)

etwa 20% der "beleuchteten" Ionen wechselwirken ( $N=1,5 \cdot 10^6$ ). Durch den Einbau eines Etalon (Laserbandbreite 8 GHz) in den Nd:YAG-Laser ergibt sich zwar eine Erhöhung der spektralen Leistungsdichte, aber man kann dann nur noch 5 % der Ionen spektral erreichen. Das entspricht  $4 \cdot 10^5$  Ionen und mit einer Anregungswahrscheinlichkeit von  $P=0,5$  werden etwa  $2 \cdot 10^5$  Ionen/Laserschuß angeregt.

### Abschätzung der Signalrate

Während der Lebensdauer des angeregten Niveaus von 50 ms umkreisen die Ionen 80.000 mal den Speicherring, d.h. die Emission des Fluoreszenzlichtes erfolgt über die ganze Umlaufbahn verteilt.

Unter der Abschätzung eines effektiven Nachweisraumwinkels (siehe Anhang) von  $3 \cdot 10^{-4} \cdot (4\pi)$  sollten also bei  $2 \cdot 10^5$  angeregten Ionen/Laseranregung 60 Fluoreszenzphotonen auf das Nachweifenster fallen.

Neben einer Quanteneffizienz von 10 % des verwendeten Photomultipliers müssen zusätzliche Verluste aufgrund der Reflexions- und Transmissionseigenschaften an allen optischen Elementen berücksichtigt werden, die mit einem Verlustfaktor von etwa 3 abgeschätzt werden.

Da aber weniger als 5% aller (im Ziel-"Bunch" vorhandenen) Ionen angeregt werden

und die spontane Lebensdauer 50 ms beträgt, kann diese Zahl mit der Repetitionsrate des Lasers multipliziert werden und man sollte im Resonanzfall eine Signalrate von 100 Hz erwarten.

Die hier vorgenommene Abschätzung der zu erwartenden Signalrate läßt sich mit der tatsächlichen Signalhöhe vergleichen <sup>6</sup>. Das in Abb.6.9 gezeigte Meßsignal zeigt eine Resonanzüberhöhung von 25.000 counts/Meßpunkt. Dies ist die Summe aller drei PM und einer Meßdauer von 60 s/Meßpunkt. Die Resonanzkurve wurde auf einen Ionenstrom von 2,1 mA (Beginn der Messung) normiert. Bei einem Ionenstrom von 1 mA entspräche das einer Rate von 66 Hz, was sehr gut mit der erwarteten Rate übereinstimmt.

---

<sup>6</sup>Es zeigte sich, daß derartige Abschätzungen im Vergleich zu den Meßergebnissen bei der Bestimmung der 1s-HFS am Wismut eine verlässliche Vorhersage für die Nachweisrate lieferten. Im Experiment konnten 63% der aus der Simulation erwarteten Rate nachgewiesen werden.



## 6 Durchführung der Messung

In diesem Kapitel wird die Suche des Resonanzsignales, d.h. die Messung der Übergangsenergie der Grundzustands-Hyperfeinstruktur am  $^{207}\text{Pb}^{81+}$ , und die Messung der Lebensdauer des angeregten HFS-Niveaus beschrieben. Zur Laserspektroskopie an Speicherringen wurden neue Experimentiertechniken entwickelt, die den besonderen physikalischen und geometrischen Anforderungen gerecht werden. Dazu zählen insbesondere die Berücksichtigung der relativistischen Effekte, die geometrische Verteilung der Abstrahlung des Fluoreszenzsignals auf der gesamten Länge der Speicherbahn sowie die relative Geschwindigkeitsverteilung bzw. Temperatur der gespeicherten Ionen. Die Reduzierung des Untergrunds spielt hier, wie bei allen Experimenten mit geringen Signalaraten, eine entscheidende Rolle. Dazu wurde eine spezielle Nachweisteknik am Speicherring entwickelt, die in einem Subtraktionsverfahren einen effektiveren Signalnachweis zuläßt.

### 6.1 Untergrundprobleme beim Nachweis geringer Signalaraten

Bei dem hier beschriebenen Experiment wird das emittierte Fluoreszenzlicht des zu untersuchenden atomaren Überganges mittels Photomultiplier gemessen. Die Detektion des langlebigen (hier ca.  $\tau=50$  ms) M1-Überganges erfolgt über einen Einzel-Photonen-Nachweis, um eine optimale Lichtausbeute und eine Reduzierung des Detektorrauschens zu erreichen. Bei der Messung kleiner Signalaraten können Störungen, hier hauptsächlich durch das Auftreten von zusätzlichen Lichtsignalen, das Auffinden des zu untersuchenden Resonanzsignales erschweren bzw. aufgrund der begrenzten Meßzeit unmöglich machen. Es werden die Ursachen der unterschiedlichen Störsignale beim Nachweis einzelner Photonen untersucht und Möglichkeiten zu deren Reduzierung mit einer neuartigen Experimentiertechnik aufgezeigt.

### **Detektorrauschen**

Bei dem Betrieb eines Photomultipliers werden, auch ohne das Auftreffen von Photonen auf die Photokathode, durch thermische Emission Elektronen von der Kathode ausgelöst. Diese werden ebenso von der Dynodenkette vervielfacht und als Signale beobachtet, die nicht von Lichtsignalen zu unterscheiden sind. Die Ursachen für diese Dunkelzählrate sind Höhenstrahlung, Strahlung radioaktiver Isotope innerhalb und außerhalb des Photomultipliers und die thermische Emission von Elektronen aus der Kathode. Diese ist von dem Material der Kathode abhängig und ist insbesondere aufgrund der niedrigen Austrittsarbeit der Elektronen bei infrarotempfindlichen Photomultipliern der dominierende Anteil. Durch Kühlung der Photokathode auf ca.  $-20^{\circ}\text{C}$  (siehe Kapitel 5.3) konnte der Dunkelstrom der Kathode auf ca. 20 Ereignisse pro Sekunde reduziert werden.

### **Streulichtquellen innerhalb und außerhalb des Speicherringes**

Bei einem Einsatz von Photomultipliern (PM) an dem Experimentaufbau am Speicherring beobachtet man eine Untergrundrate, die weit über der des PM-Dunkelstromes liegt. Die Ursache dafür liegt an unterschiedlichen Restlichtquellen. Diese konnten selektiv nachgewiesen und durch geeignete Maßnahmen reduziert werden.

So müssen alle optische Öffnungen am ESR sowie lichtdurchlässige Keramikdurchführungen sorgfältig gegen Raumlicht aus der ESR-Halle abgedichtet werden. Die größten Öffnungen stellen allerdings die Fensterflansche mit einer Apertur von 60 mm zur Einstrahlung des Laserlichtes dar. Durch die Montage von Kantenglasfiltern im Brewsterwinkel konnte einerseits das verlustfreie Einstrahlen des Lasers gewährleistet werden und andererseits das eintretende Raumlicht minimiert werden.

Zusätzlich kann innerhalb des Speicherringes ein beachtlicher Untergrund durch vakuuntechnische Einrichtungen entstehen.

- Vakuummeßröhren stellen die größten Lichtquellen dar; zu deren Betrieb wird ein Wolframdraht auf ca.  $2000^{\circ}\text{C}$  erwärmt.
- Bei den Penningmeßröhren und den Ionenzerstäuberpumpen treten Gasentladungen auf.
- Die Quadrupolmassenfilter die sich auf der Meßstrecke befinden tragen ebenfalls zum Untergrund bei.

Daher müssen alle in der unmittelbarer Nähe des Nachweissystemes installierten Geräte während des Meßbetriebes abgeschaltet werden, da sonst eine Untergrundrate von meh-

rerer 100.000 Hz nachgewiesen würde (bei dem Einsatz Infrarotempfindlicher PM). Dadurch ließ sich der Untergrund auf etwa 500 Hz reduzieren<sup>1</sup>.

### **Laserstreulicht**

Bei der Überlagerung von Laser und Ionenstrahl in derjenigen Strahlstrecke, in der auch der Nachweis des Fluoreszenzlichtes erfolgt, können Störungen durch Laserstreulicht auftreten. Laserstreulicht entsteht insbesondere durch Reflexionen an den Ein- und Austrittsfenstern des ESR. Dieses gelangt durch Vielfachreflexionen am Strahlrohr zum Detektor. Aufgrund der hohen Ausheiztemperaturen (300°C) am ESR können die Eintrittsfenster nicht antireflexbeschichtet werden. Auch durch Streuung an Verunreinigungen und divergente Anteile des Laserlichtes bzw. dessen Beugung an Kanten entstehen Störungen beim Nachweis.

Für die Laseranregung parallel zur Bewegungsrichtung der Ionen mit dem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser (Pulsenergie ca. 250 mJ bei 4 eV Photonen) waren die Streulichtsignale am Photomultiplier trotz optimaler Strahlführung derart stark, daß dieser übersteuert wurde und dadurch eine mehrere Millisekunden dauernde Totzeit aufwies. Detaillierte Untersuchungen zur Streulichtunterdrückung und "gaten" der Photokathode, bzw. "gaten" der Dynodenkette, wurden in [Kü80],[See95] durchgeführt. Die Ergebnisse zeigten, daß durch das Anlegen einer invertierten Spannung an die Kathode bzw. an eine oder mehrere Dynoden in der Elektronen-Vervielfachungskette eine Unterdrückung des starken Streulichtpulses durchaus möglich ist, aber die nachfolgende "Totzeit" und das heftige Nachpulsen nach einem starken Lichteinfall nicht vermieden werden kann. Bei der Untersuchung von Übergängen mit Lebensdauern von mehreren ms (hier ca. 50 ms) ist der Einsatz dieser Technik sehr wirkungsvoll.

Um jegliche Störungen durch Laserstreulicht zu vermeiden, erfolgte bei diesem Experiment die Überlagerung von Laser und Ionenstrahl nicht auf der Strecke des Fluoreszenzlichtnachweises, sondern auf der gegenüberliegenden Strahlstrecke – der Elektronen-Kühlerseite (siehe Abb. 4.2).

Die große Zuverlässigkeit des verwendeten Festfrequenzlasers erlaubte einen Fernbetrieb, und damit konnte der Laser im ESR-Cave betrieben werden. Dies reduzierte den erforderlichen Laserstrahl-Transport auf ca. 20 m gegenüber 80 m, wenn der Laser vom Labor aus betrieben werden muß.

Bei einer Laseranregung antiparallel zur Bewegungsrichtung waren keine Störsignale zu beobachten, da hier die Wellenlänge des Laser von ca. 2000 nm bzw. die Photonenenergie von 0,5 eV unterhalb der Elektronenaustrittsarbeit der Multialkali-Photokathode liegt.

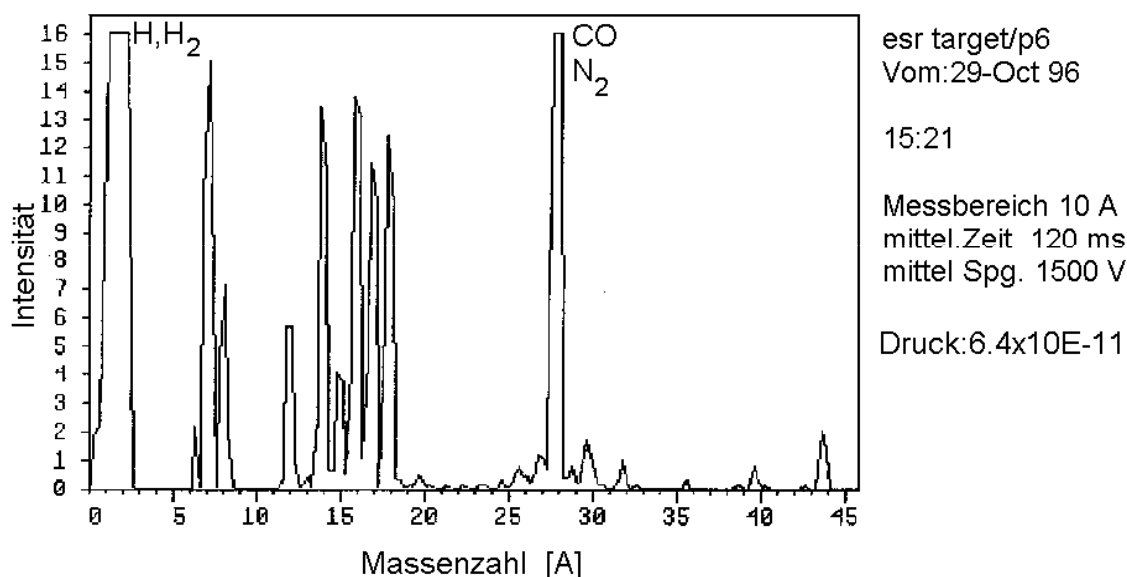
---

<sup>1</sup>Bei gleichen Experimentbedingungen wurde zum Vergleich mit einem Solarblind-PM Raten von 10-20 Hz erreicht.

### Zum Ionenstrahl korrelierter Untergrund

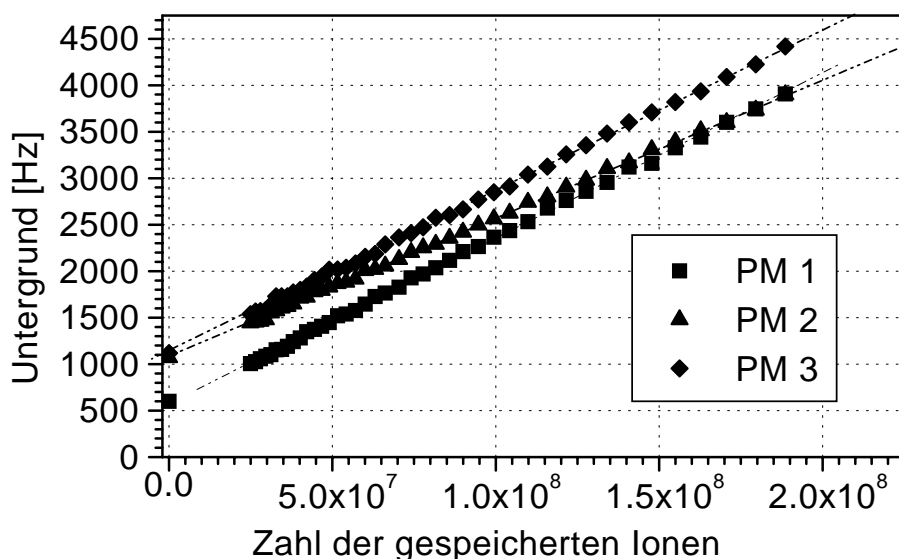
Zusätzlich zu den bisher besprochenen Ursachen für den Untergrund zeigte sich eine lineare Erhöhung der Zählrate mit der Anzahl der gespeicherten Ionen (siehe Abb. 6.2). Die Ursache dafür liegt in der Wechselwirkung der hochenergetischen Ionen mit dem im Vakuumbereich vorkommenden Restgas. Bei der Änderung des Ladungszustand, d.h. durch eine Restgasionisation aufgrund von Elektroneneinfang kollidieren die umgeladenen Ionen am Strahlrohr und dabei werden Photonen emittiert.

Bei einer Restgasanalyse wurde insbesondere ein sehr hoher Anteil von Argon festgestellt. Aufgrund des großen Wirkungsquerschnittes von Argon, wirkte sich dieses, im Gegensatz zum dem aus Wasserstoff oder Helium bestehenden Restgas, besonders störend auf die Lebensdauer der gespeicherten Ionen aus.



**Abbildung 6.1.** Massenspektroskopische Bestimmung des Restgases im ESR. Aufgetragen ist die relative Intensität über der Massenzahl.

Besonders nachteilig für den Fluoreszenzlichtnachweis wirkten sich starke nichtstatistische Schwankungen aus, die teilweise in ähnlicher Höhe und Breite zu dem erwarteten Meßsignal auftraten und daher dieses leicht verdecken konnten. In Abb. 6.3 ist ein derartiges Spektrum gezeigt. Bei extremen Schwankungen war ein solches Spektrum zur Auswertung unbrauchbar und mußte wiederholt werden. Es zeigte sich die Notwendigkeit zur Entwicklung einer neuartigen Meßmethode, die eine Reduzierung des Untergrundes erlaubt.



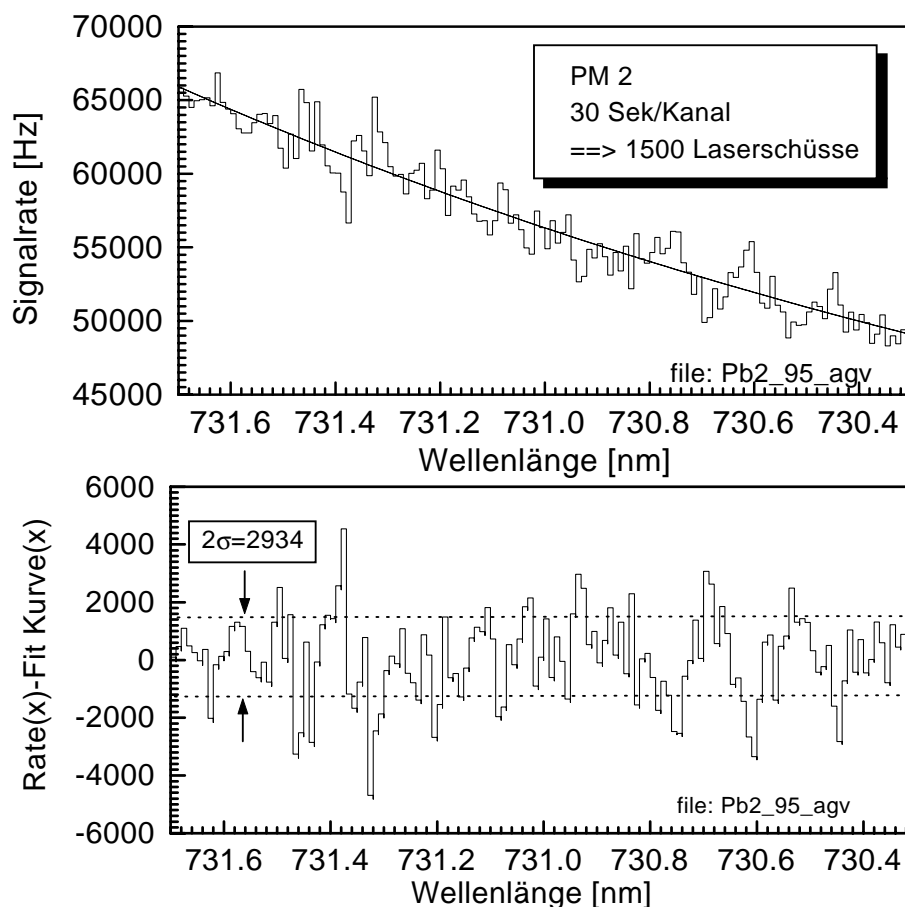
**Abbildung 6.2.** Die Untergrundraten der drei Photomultiplier in Abhängigkeit von der Anzahl der im ESR gespeicherten Ionen. Ohne Ionenstrahl ergibt sich bei den PM 2 und 3 ein Untergrund von 1,1 kHz und am PM 1 von 0,6 kHz. Der wesentlich niedrigere Wert bei PM 1 ist mit den Reflexionseigenschaften des Spiegelsystemes zu erklären und daher die Position am PM 1 weniger empfindlich gegenüber Streulicht im ESR ist.

## 6.2 Reduzierung des Untergrundes mittels Referenz-”Bunch”

Bei der Überlagerung der im ESR gespeicherten Ionen mit einem gepulsten Laser kann nur ein Teil der Ionen geometrisch erreicht werden. D.h. nur die Ionen, die sich zeitgleich mit dem Laserpuls (8 ns Pulsdauer entspricht einer Länge von 2,4 m) in der Wechselwirkungszone befinden, können zum Meßsignal beitragen. Während der Zeit, in der die nicht beleuchteten Ionen den Detektor passieren (über 80 %), wird nur Untergrund gemessen.

Bei einem Speicherbetrieb mit einem ”gebunchten” Ionenstrahl ergeben sich hier wesentliche Verbesserungen. Dazu wurden durch das Anlegen einer Wechselspannung (hier 20 V) an die im ESR befindliche Hochfrequenzkavität bei der 2. Harmonischen der Umlauffrequenz (3,2 MHz) die gespeicherten Ionen in zwei Pakete bzw. Bunche komprimiert. Mit einem gepulsten Laser lassen sich damit alle Ionen aus einem Bunch geometrisch erreichen, was im Vergleich zum kontinuierlichen Speicherbetrieb einer um den Faktor 10 höheren Effizienz entspricht.

Ein weiterer wesentlicher Vorteil bietet der Speichermodus mit zwei ”Bunchen”. Hier



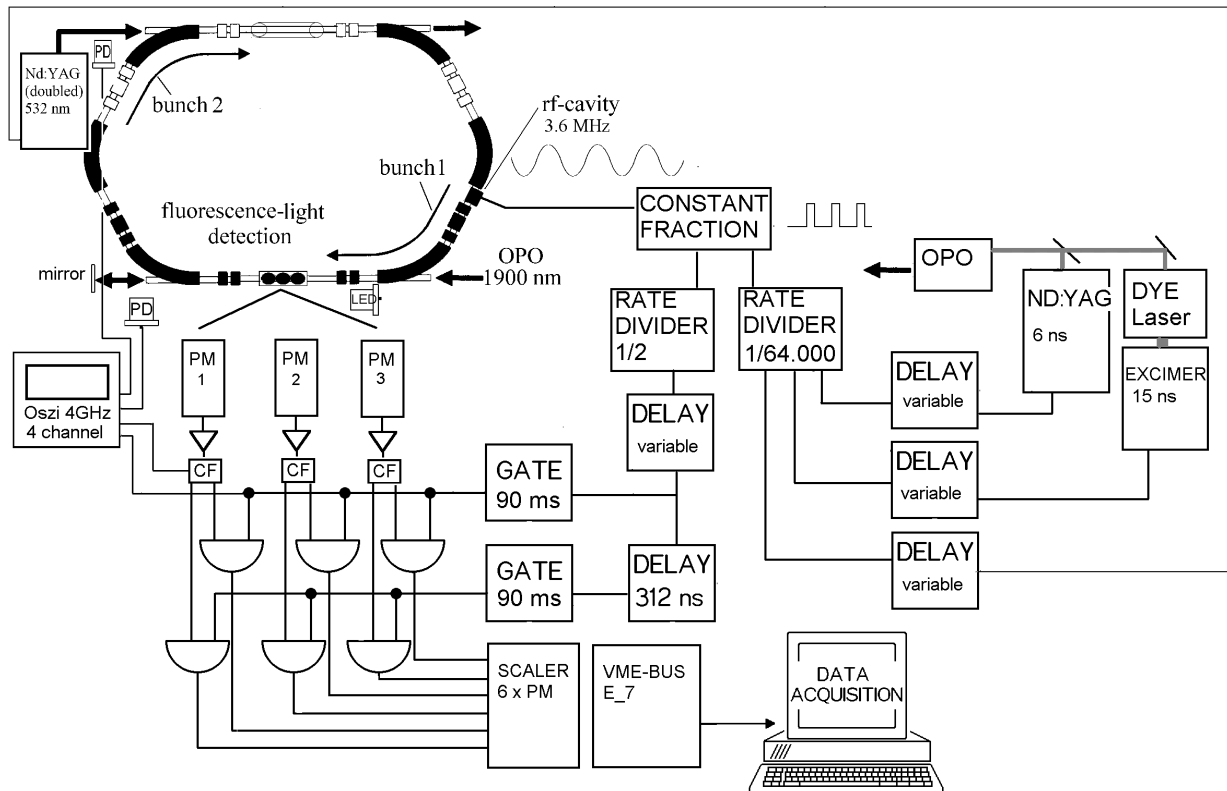
**Abbildung 6.3.** Ein Spektrum aus der Strahlzeit im Februar 1995. In dem unteren Bild ist zu erkennen, daß die beobachteten Signalschwankungen um den Faktor 7 über den statistisch erwarteten Schwankungen lagen.

läßt man den Laser nur mit einem der beiden umlaufenden "Bunche" wechselwirken, und der zweite "Bunch" wird als Referenz-Bunch benutzt. Dabei werden die Signale, die während des Passierens der Bunche am Detektor registriert werden, in getrennte Kanäle der Datenaufnahme eingelesen. Nach der Normierung der jeweiligen Zählraten lassen sich durch Subtraktion der gemessenen Spektren die nicht statistischen Schwankungen unterdrücken.

Bei der Anwendung dieser Subtraktionsmethode und einer Repetitionsrate von 50 Hz des Lasersystemes muß eine Synchronisation zwischen Bunchfrequenz und Laser sichergestellt werden. Nicht nur der Zeitpunkt zur Zündung des Lasers muß bestimmt sein, sondern auch die Zahl der Umläufe bis zum nächsten Laserschuß muß eine natürliche Zahl sein. In der Zeit bis zum nächsten Laserschuß (20 ms) ist das Fluoreszenzsignal

noch nicht abgeklungen, so daß der Laser immer den selben Bunch treffen muß.

### 6.3 Synchronisation von Laser, Bunch und Detektion

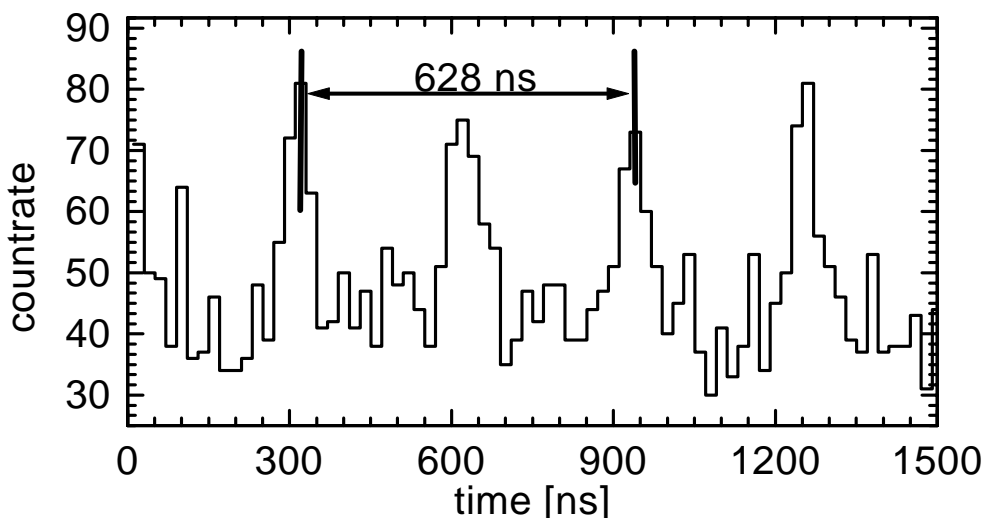


**Abbildung 6.4.** Die Synchronisation zwischen Laserpuls und Ionenbunch wird durch Zeitmessung des Laserpulses am ESR mittels Photodioden und des vom Ionenbunch erzeugten Untergrundsignals am Photomultiplier überprüft. Um eine Untergrundreduktion mittels "Referenzbunch" zu ermöglichen, müssen die beiden "Bunche" bei einer Umlauffrequenz von 1,6 MHz in getrennte "Meßfenster" eingelesen werden. Zur Ansteuerung des Lasers muß die Umlauffrequenz auf die Repetitionrate des Lasers von 50 Hz heruntergeteilt werden.

Bei einem "gebunchten" Speicherbetrieb des ESR mit der 2. Harmonischen der Umlauffrequenz (hier 3,2 MHz) und der Verwendung von gepulsten Lasersystemen mit typischen Pulsdauern von 12 ns muß die Synchronisation von Bunch und Laser gewährleistet sein. Je nachdem, welche Seite des ESR (Kühler- bzw. Nachweisseite) als Anregungsstrecke

verwendet werden soll, muß der Laser extern so angesteuert werden, daß der Laserpuls (12 ns bzw. 3,6 m Länge) zeitlich mit dem Ionenbunch (ca. 7 m) auf der ca. 10 m langen feldfreien Strecke zwischen den Dipolmagneten überlagert wird. Durch den Abgriff des sinusförmigen Bunchsignals von der Hochfrequenz-Kavität wird die Synchronisation realisiert. Da das verwendete Lasersystem mit einer Repetitionsrate von maximal 50 Hz betrieben werden kann, wurden die 3,2 MHz der Bunchfrequenz durch einen Frequenzteiler ( $1/64.000$ ) der Repetitionsrate des Lasers angepaßt. Zur Gewährleistung der Synchronisation im Nanosekunden-Bereich muß zur Vermeidung der gerätetypischen Jitterschwankungen außer den Blitzlampen auch der Q-Switch (Güte-Schaltung) des verwendeten Nd:YAG-Lasers extern getriggert werden. Zur Festlegung des Zündzeitpunktes muß allerdings auch die Phase angepaßt werden. Dazu muß einerseits die wirkliche Position des Bunches innerhalb des Speicherringes bestimmt werden und andererseits die Position des vom Laser ausgesandten Lichtpulses (12 ns) vermessen werden.

Zur Lokalisierung des "Bunches" im ESR wurde der mit dem Ionenstrom korrelierte Untergrund nachgewiesen. Bei einer zeitaufgelösten Messung mittels TDC (siehe Abschnitt 5.2) ergibt sich das in Abb. 6.5 gezeigte Spektrum. Die darin enthaltene Struktur spiegelt die Bunche wieder, die in einem Abstand von 312 ns ( $=1/\text{Umlauffrequenz}$ ) den Detektor passieren.



**Abbildung 6.5.** Zeitspektrum des Untergrundsignals. Man erkennt deutlich die mit den Bunchen korrelierte erhöhte Rate.

Um eine zusätzliche Reduzierung des Untergrundes zu erreichen, wurde vor der Datenaufnahme elektronisch ein zeitliches Fenster gesetzt (90 ns), so daß nur in dem Zeitbereich Signale registriert werden, in dem der Ionen-Bunch den Detektor passiert. Bei einer



Veränderung der Phase von Bunch und Meßfenster wird eine unterschiedliche Nachweisrate am Photomultiplier festgestellt, je nachdem wie gut der zeitliche Überlapp von Bunch und Meßfenster realisiert ist. Maximal konnte hier ein Anstieg der Rate von 300 Hz auf 400 Hz bei einem Ionenstrom von 200  $\mu\text{A}$  beobachtet werden.

Im Vergleich der beiden Methoden zur Festlegung der Synchronisation wurde eine Differenz von nur 2 ns festgestellt.

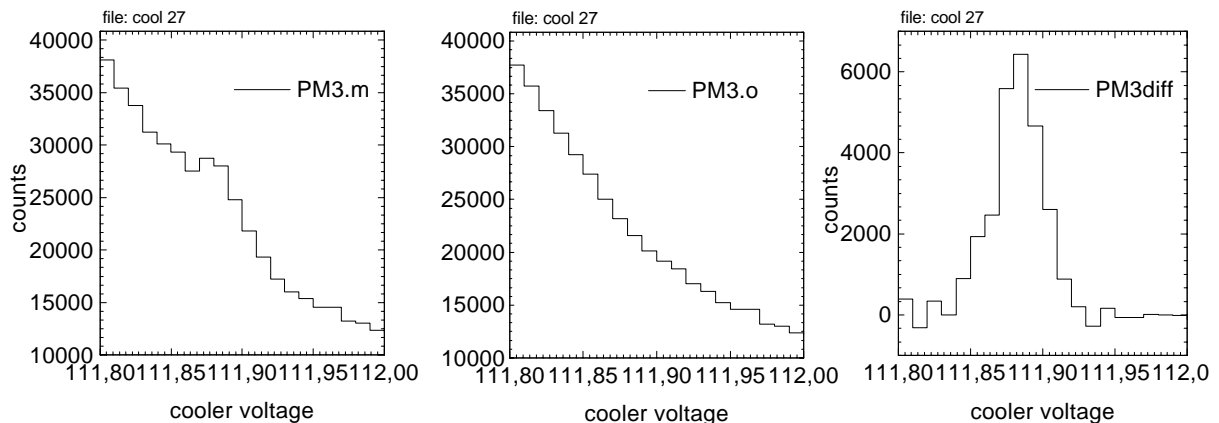
Die zeitliche Messung der Laserpulse erfolgte mit schnellen Si-PIN-Photodioden (Firma: EG&G, Typ: FND 100-Q;  $\tau \approx 1 \text{ ns}$ ), die jeweils am Eintritts- und Austrittsfenster am ESR befestigt sind. Die Signallaufzeiten durch die Kabel und durch die Elektronik von Verstärker und Pulsanpassung wurden ausgemessen. Die größte Unsicherheit ergab sich für die Laufzeit der Elektronen innerhalb der Dynodenkette des Photomultipliers, die im Datenblatt mit 20 ns angegeben wird. Die zeitliche Detektion des Laserpulses bei 2  $\mu\text{m}$  erfolgte mit einer speziellen IR-Photodiode. Die InAs-Photodiode (Typ J12-18C-R250U, Laser Components) mit einer Zeitkonstanten von unter 1 ns erfüllte die Anforderungen. Eine Überprüfung der Synchronisation, d.h. der Stabilität gegenüber Langzeit-„Drifts“ durch z.B. thermische Effekte, mußte während der Strahlzeit möglich sein.

Dazu konnte der Laserpuls (der während der Messung am Detektor nicht nachweisbar sein sollte) durch eine direkt an den Photomultiplier montierte LED simuliert werden. Diese konnte zeitgleich mit dem Lasertrigger über einen schnellen Pulser (1 ns) angesteuert werden. Die erforderliche Zeitverzögerung erfolgte hier ausschließlich über Kabelllaufzeiten. Die Messung der einzelnen Signale erfolgte mit einem 4-Kanal-Oszilloskop (Tektronix 864), das mit einer „Sample“-Rate von 5 GHz eine Zeitmessung mit einer Genauigkeit von weniger als 1 ns erlaubt.

#### 6.3.1 Signalsuche

Die Suche nach der Resonanzlinie konnte mit zwei unterschiedlichen Methoden erfolgen: Entweder durch die Verwendung eines durchstimmbaren Laser oder unter Beibehaltung der Laserfrequenz und durch die Veränderung der kinetischen Energie der Ionen, d.h. durch Ausnutzung der geschwindigkeitsabhängigen Doppler-Verschiebung. Bei diesem Experiment wurde die zuletzt genannte Methode zur Signalsuche verwendet. Aufgrund der wesentlich höheren Laserleistung des Nd:YAG-Festfrequenzlasers gegenüber dem durchstimmbaren, aber wesentlich aufwendigeren OPO-Lasersystem wurde eine bessere Fluoreszenzlichtausbeute erwartet.

Die ursprüngliche theoretischen Vorhersage für die Übergangswellenlänge ergab einen Wert von etwa 1025 nm. Bei der Laseranregung mit dem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser bei 532,22 nm ergibt das unter Berücksichtigung des Doppler-Effektes eine Ionen-geschwindigkeit von 0,5753  $c$  ( $c$ =Lichtgeschwindigkeit). Dies entspricht einer kinetischen Energie von 207,33 MeV/Nukleon bzw. einer Elektronenenergie von 113,74 keV.



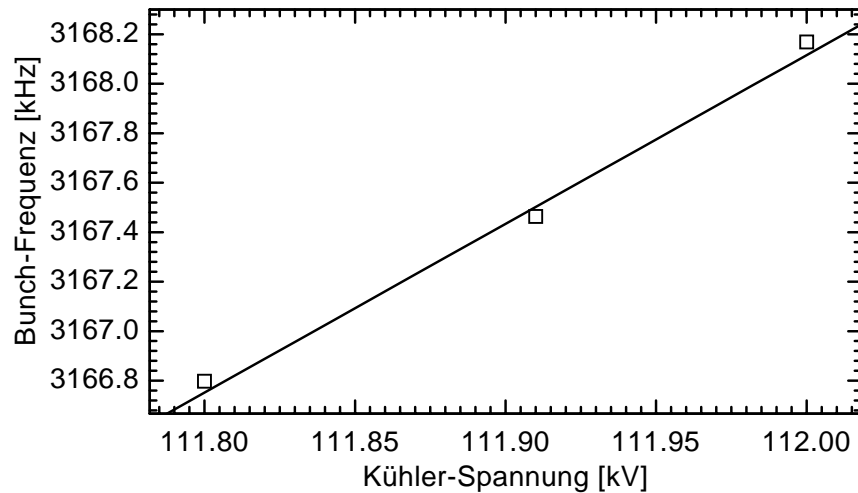
**Abbildung 6.6.** In den Spektren links und in der Mitte ist die am Detektor registrierte Signalarate dargestellt. Die Signale, die von dem mit dem Laser überlagerten Bunch und von dem nicht beleuchteten Bunch resultieren, wurden in getrennte Kanäle eingelesen. Zur Online-Analyse konnte das durch einfache Subtraktion gebildete Spektrum dargestellt werden, wobei diese Darstellung sich hervorragend für die Signalsuche eignet.

Da die mittlere kinetische Energie der im ESR gespeicherten Ionen durch die Elektronenkühlung bestimmt wird, mußte zur Signalsuche die an dem Elektronenkühler angelegte Spannung variiert werden. Die jeweiligen Magnetfeldeinstellungen, die die Ionen auf der Speicherbahn halten, erlauben eine Toleranz von etwa  $\pm 1\%$  in der Energieänderung. Nachdem das Resonanzsignal nicht innerhalb des vorausgesagten Intervalls zu finden war, mußte der Suchbereich erweitert werden. Dies erforderte eine Neueinstellung der Speicherring-Parameter.

Durch eine Variation der Ionengeschwindigkeit ergibt sich die Änderung der Umlauffrequenz und daher ist im gebunchten Speicherbetrieb eine Anpassung der Bunchfrequenz notwendig.

Da sich die Umlauffrequenz nur in geringen Grenzen linear mit einer Energieerhöhung ändert, mußte diese bei jeder Meßbereichsänderung festgelegt werden. Dazu wurde die exakte Umlauffrequenz mit der Schottky-Diagnose am Anfangswert, Mittenwert und Endwert des Meßbereiches gemessen. Durch einen linearen "Fit" ergaben sich die Bunchfrequenzen zu den jeweiligen Spannungswerten am Elektronenkühler.

Zur Einstellung der einzelnen Werte mußten dann die gewünschten Parameter in die Eingabemaske des ESR-Maschinensteuerungsrechners eingeben werden. Die relativ lange Zeit zur Umsetzung der eingegebenen Parameter bestimmte die Meßdauer von 1 Minute pro Meßpunkt. Anfänglich wurde eine Energieabstufung von 10 V der Kühlerspannung gewählt. Bei einer Beschleunigungsspannung von 118 keV entspricht dieses Verhältnis



**Abbildung 6.7.** Die einzustellende Bunchfrequenz ergibt sich aus der Ionengeschwindigkeit und der Bahnlänge der zirkulierenden Ionen. Um unerwünschte Aufheizprozesse der Ionen zu vermeiden, mußte in jedem Meßbereich die optimale Bunchfrequenz bei den entsprechenden Elektronenkühlerspannungen aus dem Schottky-Spektrum ermittelt werden.

der halben Impulsunschärfe der Ionen von  $2 \cdot 10^{-4}$ . Für das Fluoreszenzsignal erwartet man eine Doppler-Verbreiterung von von 30 GHz bei einer Übergangswellenlänge von 1020 nm.

Während einer Messung mit typischerweise 50 Meßpunkten ergab sich eine starke Abnahme des Ionenstromes, so daß hier bei der Analyse eine Normierung auf den Ionenstrom erfolgte. Die Zahl der gespeicherten Ionen wird über einen Transformator am ESR gemessen und als Strom angezeigt. Typischerweise wurden etwa  $10^8$  Ionen gespeichert, die einem Strom von 1,5 mA entsprechen. Bei einem Ionenstrom unterhalb von 0,3 mA wurde die Messung zum Akkumulieren der Ionen im ESR unterbrochen.

## 6.4 Das Resonanzsignal

Das Resonanzsignal wurde bei einer Elektronenkülerspannung von 111,885 kV gefunden. Alle drei Photomultiplier zeigten eine deutliche Resonanzüberhöhung von ca. 5000 counts bei einem Untergrund von 23.000 counts bei einer Meßdauer von 1 min/Meßpunkt und einem Ionenstrom von 0,4 mA. Nach weiteren Messungen erfolgte eine "Nullmessung" mit exakt gleichen Experimentbedingungen, bei eingeschaltetem Laser, dessen Licht allerdings mechanisch ausgeblendet wurde. Hier wurde kein Resonanzsignal gefunden. Nach einer Experimentunterbrechung konnte die Laserbandbreite mit einem Etalon auf ca. 8 GHz verringert werden und ein erneutes Spektrum mit besserer Auflösung aufgenommen werden.

In diesem Spektrum wurde die mittlere Übergangsenergie bei einer Elektronenkülerspannung von 111,885 keV gefunden. Um die in Abb. 6.9 gezeigte Resonanzlinie zu erhalten, wurde das registrierte Spektrum auf den Ionenstrom normiert. Die eingezeichneten Fehlerbalken geben die statistischen Schwankungen an, wobei aufgrund der Normierung am Ende des Spektrums größere Fehlerbalken angegeben werden.

Die Form der Resonanzkurve ergibt sich im wesentlichen aus einer Faltung der Impulsverteilung der gespeicherten Ionen mit der spektralen Breite des Lasers. Die Impulsverteilung der Ionen wird durch die Wechselwirkung der Kühlerelektronen bestimmt, deren Relativbewegung wiederum aus der Temperatur der Kathode des Elektronenkülers resultiert. Mit Hilfe der Schottky-Diagnose kann die Impulsverteilung der Ionen gemessen werden und ergibt  $\Delta p/p = 1.2 \cdot 10^{-4}$  was gut mit der hier gemessenen Impulsbreite übereinstimmt.

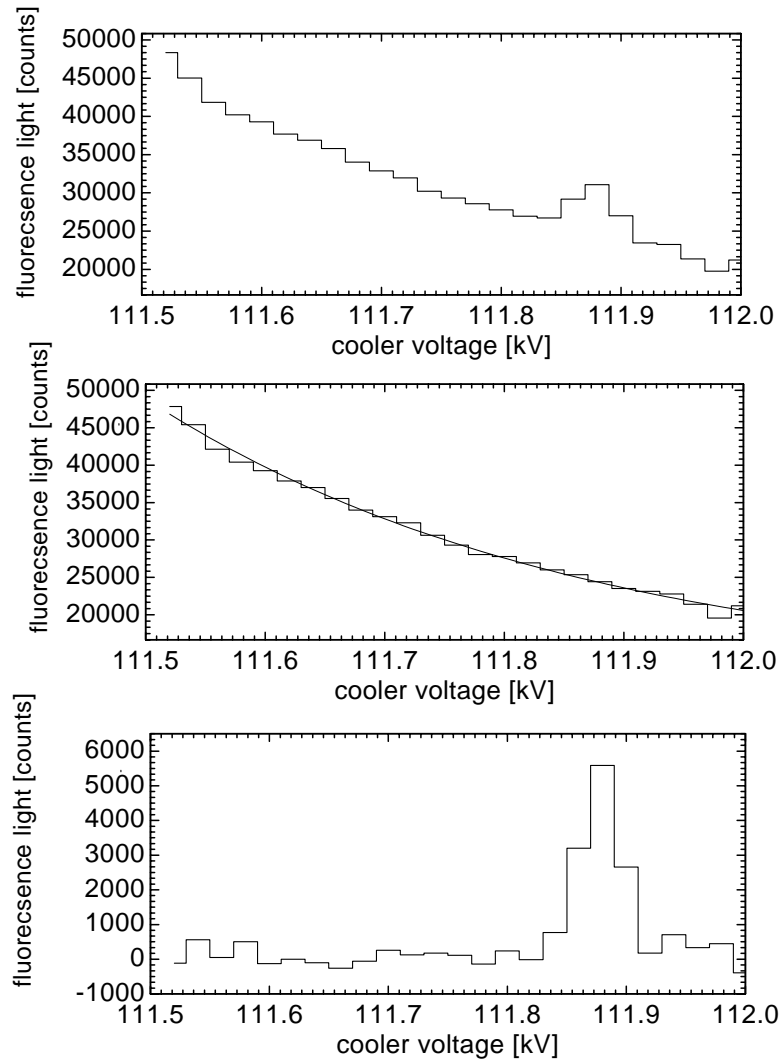
Die spektrale Breite des Nd:YAG-Lasers beträgt im freilaufenden Betrieb etwa 30 GHz, und mit eingebauten Etalon wurde sie auf 8 GHz bestimmt. Das Resonanzsignal konnte sehr gut mit einer Gaußkurve *gefittet* und dadurch die Linienmitte mit einer Genauigkeit von weniger als 10 % der Signalbreite festgelegt werden. Die Linienlage kann also mit einem relativen Fehler von  $1 \cdot 10^{-5}$  angegeben werden.

### 6.4.1 Bestimmung der Übergangsenergie

Die Genauigkeit mit der die Übergangsenergie der HFS bestimmt wird, resultiert aus den beiden experimentellen Parametere:

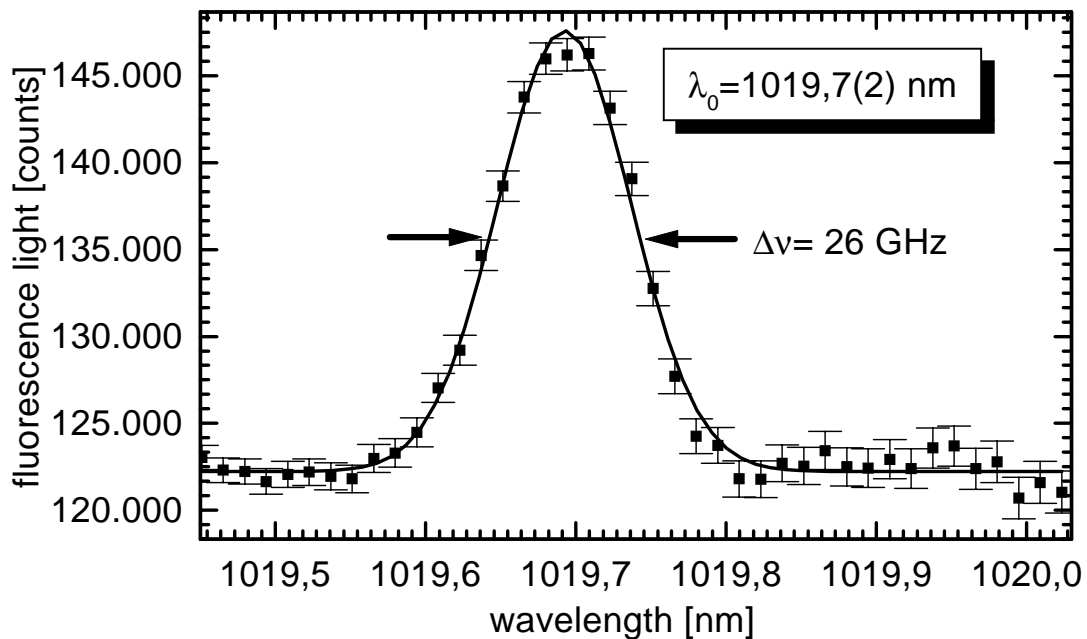
mittlere kinetische Ionenenergie und Wellenlänge des Anregungslasers

Die Messung der Laserwellenlänge wird im anschließenden Abschnitt erläutert, stellt aber im Rahmen der angegebenen Meßgenauigkeit keine Limitierung dar. Wesentlich ist hier die Angabe der Geschwindigkeit der Ionen, da bei spektroskopischen Messungen an den umlaufenden Schwerionen die optische Übergangsfrequenz durch den Dopplereffekt der bewegten Ionen verschoben ist. Bei Experimenten, bei denen die absolute



**Abbildung 6.8.** Das erste Spektrum das das Resonanzsignal beinhaltet. Im Vergleich dazu ist das Spektrum des Referenzbunches (ohne Signal) gezeigt, der nur den exponentiellen Abfall des Untergrundes aufgrund des sinkenden Ionenstromes zeigt. Die Subtraktion der beiden Spektren ergibt außerhalb des Resonanzbereiches nur noch statistische Schwankungen um die Nulllinie.

Übergangsfrequenz eine Rolle spielt, ist es daher wichtig, die exakte Geschwindigkeit der Ionen zu kennen. Die Größe der Doppler-Korrektur ergibt sich nach der speziellen Relativitätstheorie in Abhängigkeit von dem Winkel zwischen dem eingestrahlt Laserlicht und dem Ionenstrahl (siehe Kapitel 8.1). Bei antiparalleler Anregung und einer Ionengeschwindigkeit nahe  $\beta=0,6$  variiert die Übergangsenergie nahezu linear mit



**Abbildung 6.9.** Das Resonanzsignal der  $1s$ -HFS von  $^{207}\text{Pb}^{81+}$ . Für das gezeigte Spektrum wurden die Signalrate der drei eingesetzten Photomultiplier berücksichtigt. Um dem exponentiell abfallenden Ionenstrom Rechnung zu tragen, wurde die Signalrate auf den synchron registrierten Ionenstrom normiert. Die durchgezogene Linie zeigt einen Fit einer Gaußkurve durch das Resonanzsignals. Die Breite der Resonanzkurve resultiert aus der Faltung der Impulsverteilung der gespeicherten Ionen mit der spektralen Breite des Lasers (6 GHz). Die Resonanz wird hier bei  $1019,7(2) \text{ nm}$  angegeben, wobei die Genauigkeit der bergangsennergie der HFS durch weitere Parameter beeinflusst wird (siehe Text).

kleinen Änderungen der Ionengeschwindigkeit.

Die Ionengeschwindigkeit kann am ESR mit zwei Methoden ermittelt werden. Entweder kann dies durch die Schottky-Diagnose [Boh74] erfolgen oder durch eine Spannungsmessung am Elektronenkühler.

Bei der Schottky-Diagnose werden in einer kapazitiven Sonde ("Schottky-Pickup") die statistischen Stromschwankungen, verursacht durch die im ESR zirkulierenden Ionen, aufgenommen. Mit einem FFT-Spektrumanalyser läßt sich dann die Umlauffrequenz und die Impulsbreite der Ionen bestimmen. Die daraus zu berechnende Ionengeschwindigkeit hängt von der Länge der Umlaufbahn ab. Diese kann in den Dipolmagneten je nach Einstellung variieren und kann daher nur mit einer Genauigkeit von  $10^{-3}$  ( $\pm 8 \text{ cm}$  auf

einem Umfang von 108,36 m) angegeben werden. Somit ist die genaue Kenntnis der Kühlerspannung zur Bestimmung der Übergangsenergie notwendig.

### Messung der Spannung des Elektronenkühlers

Der Betrieb des Elektronenkühlers an der GSI ist bis zu einer Elektronenenergie von 300 keV ausgelegt. Eine präzise Messung in diesem Bereich ist nicht trivial. Üblicherweise wird zur Messung derart hoher Potentiale die Spannung über Widerstände heruntergeteilt. An der PTB in Braunschweig besteht die Möglichkeit, Widerstandsmessungen bis zu  $10^{-5}$  durchzuführen [Mar86]. Mit einer dort durchgeführten Vergleichsmessung einer Widerstandskette erfolgte die Kalibrierung des Elektronenkühlers des ESR. Die relative Genauigkeit der Spannungsmessung wird mit  $1 \cdot 10^{-4}$  angegeben [Ste98]. Bei dem Blei-Experiment wurde der Elektronenkühler bei einer Spannung von etwa 111 kV betrieben, so daß sich eine Unsicherheit von  $\pm 10$  V ergibt.

Höhere Genauigkeiten werden durch schwer kontrollierbare Effekte, wie Kriechströme der Widerstände und Alterung erschwert [Pei79]. Da die Spannungsbestimmung am Elektronen-Kühler für viele Experimente am ESR die limitierende Meßgröße darstellt, soll zukünftig mit einem neuartigen Meßverfahren die Spannungsmessung in eine Laserfrequenz-Messung überführt werden [Kna98], um somit eine höhere Genauigkeit zu erreichen. Dazu wird die zu messende Spannung am Elektronen-Kühler abgegriffen und mit diesem Potential an einer gesonderten Strahlrohrstrecke Ionen beschleunigt. Mit der Methode der Laser-Fluoreszenzspektroskopie kann dann die Größe des Doppler-Effekts und somit die Geschwindigkeit bzw. die kinetische Energie der Ionen bestimmt werden. Als Meßkandidaten eignen sich Ionen, deren atomare Übergänge mit hoher Präzision bekannt sind. Mit Hilfe von erprobten Frequenzstandards soll eine Spannungsmessung mit einer relativen Genauigkeit im  $10^{-7}$ -Bereich möglich sein.

### Berechnung der effektiven Elektronenenergie

Für die genaue Bestimmung der Ionenstrahlenergie müssen aufgrund von Raumladungseffekten Korrekturen gegenüber der eingestellten Kühlerspannung berücksichtigt werden. Die Raumladung des Elektronenstrahls führt zu einer Potentialverteilung, die eine Energievariation der Elektronen innerhalb des Strahlquerschnittes zur Folge hat. Eine Berechnung der räumlichen Potentialverteilung findet sich in [Win96]. Für die Potentialabsenkung  $\Phi_0$  in der Strahlrohrmitte ( $r=0$ ) ergibt sich

$$\Phi_0 = \frac{I_{el}}{4\pi\epsilon_0\beta c} \left[ 1 + 2\ln\frac{R_D}{R_E} \right], \quad (6.1)$$

wobei  $I_{el}$  der Elektronenstrom,  $\beta c$  die Geschwindigkeit der Elektronen und  $\epsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante im Vakuum ist. Am Elektronenkühler hat der Elektronenstrahl einen Radius  $R_E=2,5$  cm und das Driftrohr  $R_D=10$  cm<sup>2</sup>. Dadurch reduziert sich das Potential um

$$\Phi_0 = -0,126 \text{ V} \cdot \frac{I_{el} [\text{mA}]}{\beta}. \quad (6.2)$$

So kann das Potential in der Strahlrohrmitte des Elektronenkühlers um mehr als 100 V (1 A Elektronenstrom) gegenüber dem Driftrohr abgesenkt sein. Umgekehrt können, durch die Ionisation von Restgasatomen, positiv geladene Ionen im Raumladungspotential gefangen werden und die Raumladung der Elektronen teilweise reduzieren. Am ESR werden allerdings diese Restgasionen schnell abgezogen, und die Kompensation der Raumladung durch den gespeicherten Ionenstrahl ist daher vernachlässigbar. Bei den Meßreihen zur Bestimmung der HFS am Blei wurde der Elektronenkühler bei 50 mA betrieben, so daß sich bei der Kühlerspannung von 111,85 kV (bei der die Resonanzfrequenz gefunden wurde) bei einem  $\beta=0,57$  das effektive Potential um 11 V reduziert.

## 6.4.2 Bestimmung der Laser-Wellenlänge

Die Messung gepulster Laserstrahlung kann mit einem Fizeau-Wavemeter erfolgen [Mor84]. Hier wird mit Hilfe mehrerer Fizeau-Interferometer, die einen unterschiedlich großen Spektralbereich besitzen, aus der Lage und dem Abstand der jeweiligen Interferenzmaxima die Wellenlänge berechnet. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen stand ein Wavemeter der Firma ATOS ( $\lambda$ -meter LM-007 [Ato96]) zur Verfügung, womit die Vakuum-Wellenlänge des gepulsten frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers mit 532,22(4) nm bestimmt wurde.

Das Gerät ist zur Analyse von sowohl kontinuierlicher als auch von gepulster Laserstrahlung geeignet. Die Meßgenauigkeit wird mit  $0,003 \text{ cm}^{-1}$  angegeben, die einem relativen Fehler der Wellenlängenangabe von  $10^{-7}$  entspricht. Die Kalibrierung des Gerätes erfolgte mit einem stabilisierten Helium-Neon-Laser, dessen Wellenlänge mit einer relativen Genauigkeit von  $10^{-8}$  angegeben wird.

Zur Bestimmung der Wellenlänge wird die Laserstrahlung kollimiert über ein Objektiv eingekoppelt. Mit Hilfe eines Zylinderspiegels und vier Strahlteiler-Prismen wird das Laserlicht durch vier unterschiedliche Fizeau-Interferometer, die sich in einem thermisch stabilisierten Glasblock befinden, geführt. Die von den Interferometern erzeugten Interferenzmuster werden von je einem linearen CCD-Detektor (1024 Pixel) aufgezeichnet.

---

<sup>2</sup>Der Driftrohrradius von  $R_D$  wurde bei dem ESR-Kühlerumbau 1996 von 12 cm auf 10 cm reduziert. (Private Mitteilung von T. Winkler, GSI)



Die Daten werden mit einem PC über eine spezielle Konvertierungskarte ausgelesen und auf dem Bildschirm dargestellt (siehe Abb. 6.10). Zur Bestimmung der Wellenlänge des verwendeten Nd:YAG-Lasers ist das Interferometer Nr. 4 nicht geeignet, da hier die spektrale Breite des Lasers größer als der freie Spektralbereich ist. Mit dem Interferometer Nr. 3 ergibt sich ein nominales Auflösungsvermögen von  $0,14 \text{ cm}^{-1}$ , was bei einer Wellenlänge von 532 nm einer relativen Genauigkeit von  $7,5 \cdot 10^{-5}$  entspricht. Die Parameter der Fizeau-Interferometer sind in Tab. 6.1 angegeben.

Somit stellt die Wellenlängenmessung im Vergleich zu der oben diskutierten Messung der Ionengeschwindigkeit (mit einer relativen Genauigkeit von  $2 \cdot 10^{-4}$ ) keine Einschränkung dar.

Eine höhere Genauigkeit und Verlässlichkeit bei der Bestimmung der Laserwellenlänge läßt sich durch Emissions- oder Absorptionsmessungen an einem atomaren oder molekularen Standard erreichen. Im sichtbaren Spektrum bieten sich die Absorptionslinien des Iod- oder Tellurmoleküls an, da diese mit hoher Genauigkeit vermessen und tabelliert sind [Ger78]. Ein spezielles Meßverfahren zur genauen Bestimmung der Wellenlänge von gepulster, spektral breiter Laserstrahlung wurde von V. Dombrowski und P. Kunz [Kun97] an der Universität Mainz entwickelt.

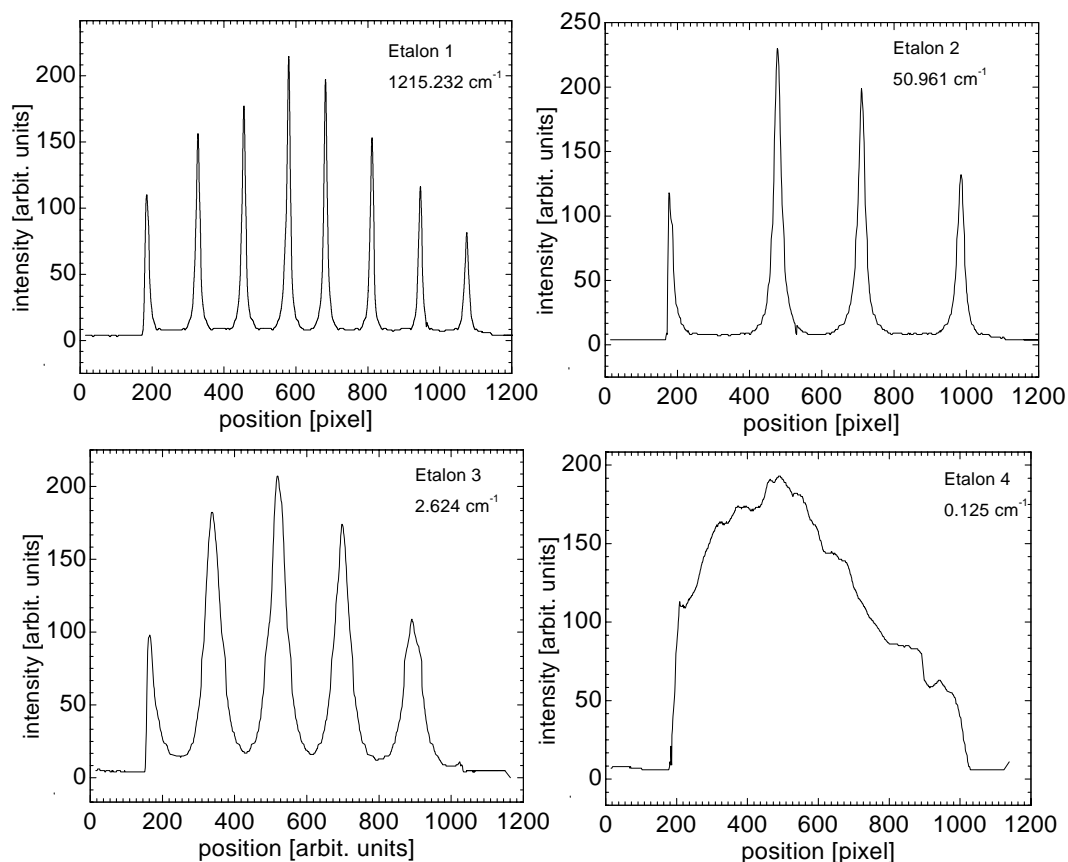
**Tabelle 6.1.** Die Messung der Laserwellenlänge wurde mit dem "Wavemeter" der Firma ATOS durchgeführt [Ato96]. Die einzelnen Interferometer werden folgendermaßen charakterisiert.

Nr.	Basis-Länge	FSR	Auflösung	Finesse
1	3 $\mu\text{m}$	1000 $\text{cm}^{-1}$	33,3 $\text{cm}^{-1}$	30
2	50 $\mu\text{m}$	48,9 $\text{cm}^{-1}$	2,5 $\text{cm}^{-1}$	20
3	1,5 $\mu\text{m}$	2,7 $\text{cm}^{-1}$	0,14 $\text{cm}^{-1}$	20
4	40 $\mu\text{m}$	0,125 $\text{cm}^{-1}$	0,01 $\text{cm}^{-1}$	15

Durch die Auswertung der Interferenzmuster kann eine Messung der spektralen Linienbreite des Lasers erfolgen möglich.

Die Breite der Interferenzmuster ergibt sich dann aus der Faltung der Laserbreite mit der durch das Etalon bestimmten Übertragungsfunktion. Die Messung der gerätebedingten Linienbreite erfolgte mit einem He:Ne-Laser, da dieser eine wesentlich geringere Linienbreite aufweist. In Abb. 6.11 sind jeweils eine Linie aus dem Interferenzmuster von Etalon 3 dargestellt. Mit den in die Meßkurven gefitteten Lorenz-Kurven ist eine einfache Bestimmung der Linienbreite möglich, da sich hier die Linienbreiten einfach addieren lassen.

In der Abb. 6.11 sind die spektralen Breiten des frequenzverdoppelten Nd:YAG Lasers bei 532 nm ohne Etalon und das Interferenzmuster eines He:Ne-Lasers am selben Fizeau-

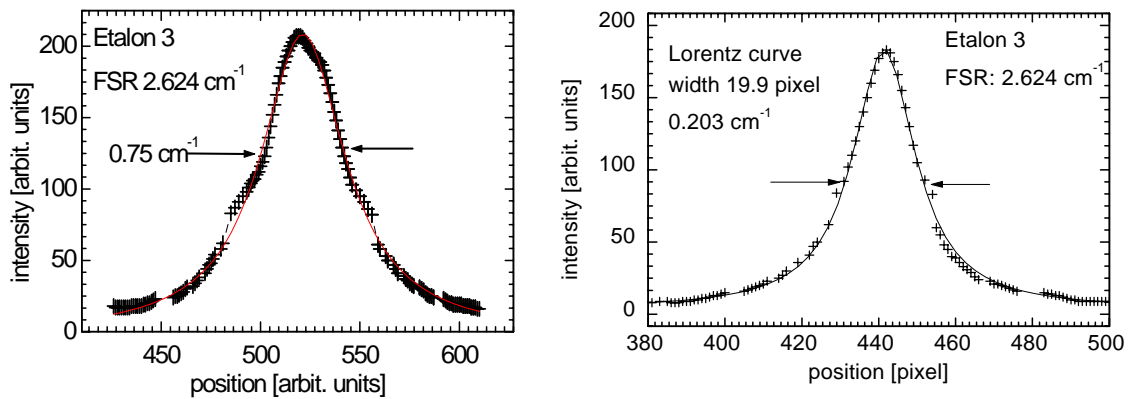


**Abbildung 6.10.** Die Bestimmung der Laserwellenlänge des frequenzverdoppelten Nd-YAG-Lasers erfolgte mit einem Fizeau-Wavemeter der Firma ATOS [ATO96]. In dem Gerät wird kolliminiertes Laserlicht über Strahlteiler in vier Fizeau-Interferometer gelenkt. Hier sind die mit CCD-Detektoren aufgenommenen Interferenzmuster abgebildet, aus denen die Wellenlänge berechnet wird.

Interferometer gezeigt. Es ergeben sich Linienbreiten von 24 GHz bzw. 6 GHz. Nach einer Entfaltung mit der Etalonfunktion des verwendeten Wavemeters ergab sich eine spektrale Breite von 18 GHz

### 6.4.3 Winkelunsicherheiten zwischen Ionenstrahl und Laserstrahl

Aufgrund der relativistischen Ionengeschwindigkeit ergibt sich eine gegenüber der Resonanz Doppler-verschobene Anregungsfrequenz, die sich aus der Lorentz-Transformation



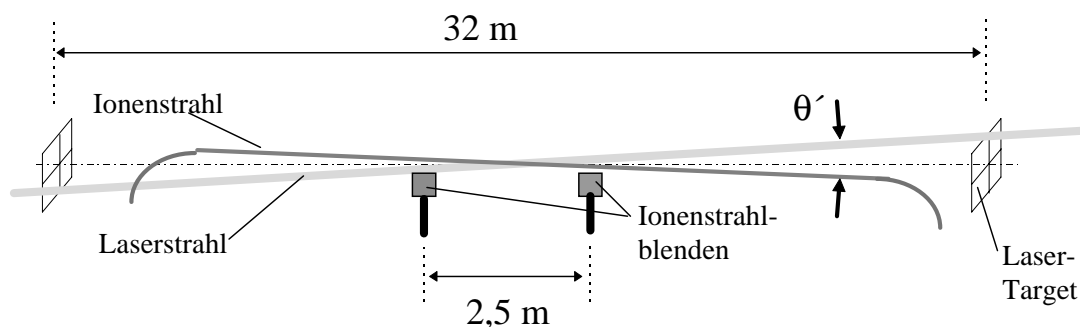
**Abbildung 6.11.** Die spektralen Breite des frequenzverdoppelten Nd:YAG Lasers bei 532 nm ohne Etalon und die Linienbreite bei einem He:Ne-Laser. Es ergeben sich Linienbreiten von 24 GHz bzw. 6 GHz.

(siehe Kap. 4.3) ableiten läßt:

$$\nu = \nu' \cdot \gamma \cdot (1 + \beta \cos \theta'). \quad (6.3)$$

$\theta' = 0^\circ$  und  $\theta' = 180^\circ$  beschreiben die Spezialfälle für antiparallele und parallele Laseranregung. In wieweit ein kleiner Winkel zwischen Ionenstrahl und Laserstrahl die Meßgenauigkeit einschränken kann, soll im folgenden untersucht werden.

Die relative Strahlage des Lasers zur Strahlrohrmitte läßt sich durch zwei Meßpunkte in der Verlängerung der Experimentierstrecken (Abstand etwa 32 m) ausmessen. Die Lage des Ionenstrahls und der Überlapp mit dem Laserstrahl kann in den beiden Experimentierstrecken des ESR mit mechanischen Blenden an je zwei Positionen horizontal und vertikal überprüft werden. Die Laseranregung erfolgte auf der Elektronenkühlerseite. Dort beträgt der Abstand der Blenden etwa 2,5 m. Die Positionsmessung mit den Blenden läßt eine Genauigkeit von weniger als  $\pm 2$  mm zu. Dieser Wert soll ebenfalls für die Positionsmessung des Lasers an den Blenden außerhalb des ESR angenommen werden. Damit ergibt sich eine maximale geometrische Winkelunsicherheit zwischen Ionenstrahl und Laserstrahl von  $0,1^\circ$ . Bei der Untersuchung an relativistischen Ionen unterliegt allerdings auch dieser Winkel der Transformation durch die Aberrationbeziehung (Gl. 4.25). Das führt bei paralleler Laseranregung zu einem Winkel  $\theta = 0,2^\circ$ . (Bei antiparalleler Anregung würde dies zu einer Verringerung der Winkelunsicherheit führen.)



**Abbildung 6.12.** Aus den Winkelunsicherheiten zwischen Laserstrahl und Ionenstrahl ergibt sich ein geringer Meßfehler aufgrund der Doppler-verschobenen Anregungswellenlänge (siehe auch Abb.5.1).

Mit der Doppler-Verschiebung (Gl. 6.3) führt der Winkel  $\theta$  zu einer relativen Frequenzänderung der Resonanz:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \beta^2\theta^2 = 1,2 \cdot 10^{-5} \quad (6.4)$$

Dieser Betrag ist im Vergleich zu den Unsicherheiten der Spannungsmessung am Elektronenkühler nicht relevant. Eine Verminderung dieser Unsicherheit könnte leicht durch eine Laseranregung auf der Gastargetseite des ESR erfolgen, da hier der Blendenabstand mit 8 m wesentlich größer ist, gegenüber dem Abstand auf der Kühlerseite. Bei einer Messung mit gleichzeitiger paralleler und antiparalleler Laseranregung könnte hier eine Optimierung notwendig sein.

## 6.5 Die Lebensdauerermessung des oberen Hyperfeinniveaus

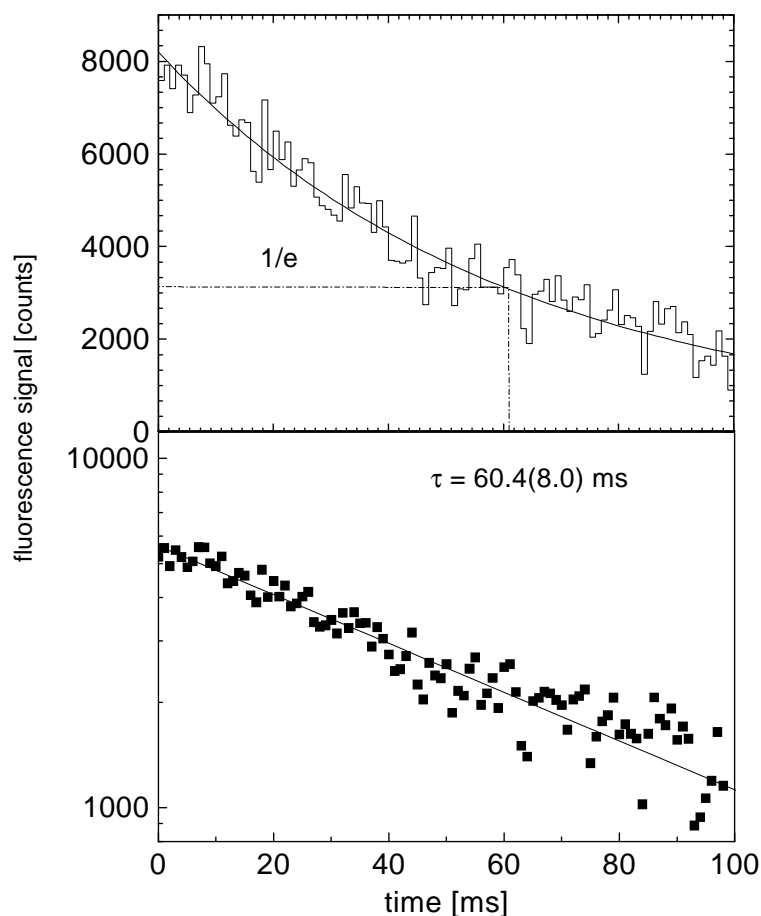
Neben der Aufspaltungsenergie der HFS konnte auch die natürliche Lebensdauer des oberen Hyperfeinniveaus des 1s-Elektrons an  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  gemessen werden. Dazu wurde der Elektronenkühler auf 111,885 kV eingestellt. Das entspricht der Mitte der Resonanzlinie bei einer parallelen Laseranregung bei 532,22 nm. Da die berechnete Lebensdauer im Bereich von 50 ms erwartet wurde, mußte die Repetitionsrate des Lasers von 50 Hz auf 10 Hz reduziert werden. Nach jedem Laserpuls wurde dann über eine Dauer von 100 ms die Signalrate registriert. Die Kalibrierung der Meßzeit erfolgte über eine 10 MHz Uhr. Zur Erzeugung des in Abb. 6.13 gezeigten Spektrums mit 100 Kanälen wurde der Scaler jede Millisekunde, d.h. nach 10.000 Frequenzpulsen, ausgelesen und wieder gelöscht. Das Auslesen und Löschen des Scalers kann mit weniger als 5  $\mu\text{s}$  angegeben werden, wobei dies nicht zu einer Verlängerung der Meßdauer führt, sondern es werden bei jedem Kanal während der Ausleseprozedur keine Signale registriert. Insgesamt wurden zu dem in Abb. 6.13 gezeigten Spektrum zweimal 20 Minuten Daten akkumuliert, wobei jeweils zu Beginn der Messung erneut Ionen gespeichert werden.

Es wurden zwei unabhängige Datensätze aufgenommen mit jeweils 20.000 Laserpulsen. Die Lebensdauern konnten durch das *Anfitten* einer e-Funktion bzw. durch lineare Regression in der Darstellung mit logarithmischer Ratenskala.

$$\tau = 49,5(6,5) \text{ ms.} \quad (6.5)$$

Im Vergleich dazu wird der Theoriewert (siehe Kapitel 2.4) mit 52,3(2) ms um 3,2 % länger angegeben, liegt aber damit im Fehlerbereich des Meßwertes.

Die Beobachtung einer verkürzten Lebensdauer aufgrund von Strahlverlusten im ESR kann vernachlässigt werden. Der Verlust der gespeicherten Ionen im ESR wird in Abschnitt 6.6.1 besprochen und mit einer Zeitkonstanten von etwa 20 Minuten bzw. 1200 s angegeben. Daraus resultiert eine relative Verkürzung der gemessenen Übergangslbensdauer von  $5 \cdot 10^{-5}$ .



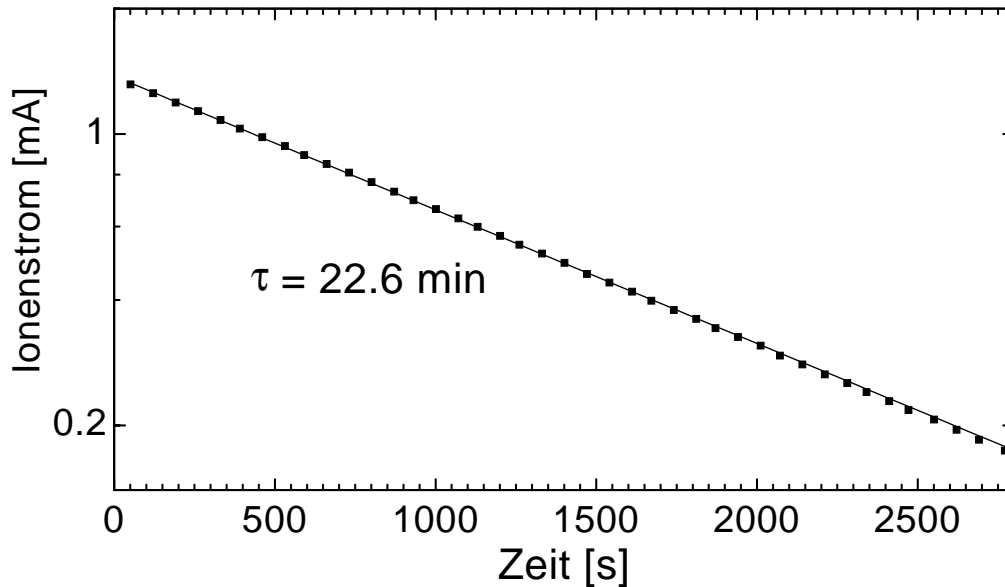
**Abbildung 6.13.** Der zeitliche Abfall des Fluoreszenzlichtes über 100 ms nach der Laseranregung des Resonanzsignals der 1s-HFS von  $^{207}\text{Pb}^{81+}$ . Gezeigt ist die lineare und logarithmische Darstellung der Zerfallsrate. Aufgrund der relativistischen Geschwindigkeit der Ionen ist die wahre Lebensdauer durch  $\tau_0 = \gamma\tau = 49,5(6,5)$  ms gegeben.

## 6.6 Ergänzende Auswertungen

### 6.6.1 Bestimmung der Speicherzeit der $^{207}\text{Pb}$ -Ionen im ESR

Die Aufnahme eines Spektrums, d. h. die gemessene Signalrate als Funktion der Ionenenergie, erfolgte in einem Zeitraum von einigen zehn Minuten. Der Ionenstrom nimmt über diesen Zeitraum erheblich ab. Da in der Datenaufnahme zu jedem Kanal auch die Zeit registriert wird, läßt sich somit die Lebensdauer der im ESR gespeicherten Ionen bestimmen. Da allerdings mehrere Ladungszustände gleichzeitig im ESR gespeichert werden können, läßt sich aus dem Untergrundsignal keine Information über den zeitlichen Verlauf des wasserstoffähnlichen Anteiles der Ionen gewinnen. Durch Elektroneneinfang bilden sich auch helium- oder lithiumähnliche Ionen, die ebenso zum Untergrund beitra-

gen. Bei nicht vollständig ionisierten Projektilen ist die Ionisation durch Restgasstöße der dominierende Prozeß für den Strahlverlust [Win96].



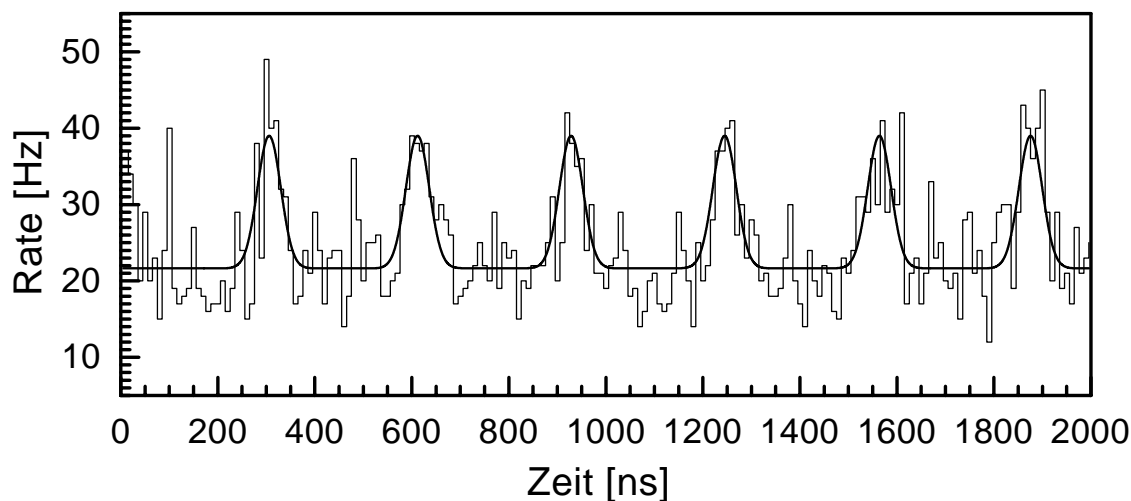
**Abbildung 6.14.** Zeitliche Abnahme der im ESR gespeicherten Ionen während einer 35 minütigen Messung. Bei der logarithmischen Darstellung des Untergrundsignals läßt sich aus der Steigung, der an die Meßpunkte gefitteten Geraden, die Zeitkonstante bestimmen. Damit ergab sich für die im ESR gespeicherten  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  Ionen eine Lebensdauer von 23 Minuten.

In Abb. 6.14 ist ein Zeitspektrum des Strahluntergrundes gezeigt. Bei der logarithmischen Darstellung des Untergrundsignals läßt sich aus der Steigung der an die Meßpunkte gefitteten Geraden die Lebensdauer der im ESR gespeicherten Ionen bestimmen. Diese betrug für  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  bei einer kinetischen Energie von 238 MeV/Nukleon und einem Restgasdruck von  $5 \cdot 10^{-11}$  mbar 23 Minuten.

### 6.6.2 Bestimmung der Bunch-Länge aus dem Untergrundsignal

Wie bereits in Abschnitt 6.1 diskutiert, wird am Detektor der zu der Anzahl der gespeicherten Ionen proportionale Untergrund gemessen. Bei der Aufnahme eines Zeitspektrums läßt sich darin die Struktur des gebunchten Ionenstrahles wiedererkennen (siehe Abb. 6.15). Diese Zeitinformation aus dem Untergrundsignal gewährleistet die Synchronisation von Laserpuls und Ionenbunch (siehe Abschnitt 6.4).

Da die zeitliche Auflösung der Datenaufnahme mit einem TDC bei einer Nanosekunde liegt, kann eine Bestimmung der Länge der Bunche bzw. der longitudinalen Dichteverteilung der Ionenbunche erfolgen. Die Dichteverteilung innerhalb eines Bunches kann mit einer Gaußverteilung wiedergegeben werden. In der Abb. 6.15 ist ein Zeitspektrum des Untergrundes gezeigt. Innerhalb von 2000 ns sind sechs Bunche zu erkennen die mit Gaußkurven angefitet wurden. Der mittlere Abstand der Peaks spiegelt die halbe Umlaufdauer der Ionen im Speicherring wieder. Aus der an der Hochfrequenzkavität eigestellten Bunchfrequenz von 3,186917 MHz ergibt sich für den Bunchabstand 313,783 ns. Aus dem Verhältnis der Halbwertsbreite 46,9 ns der Bunche, der Umlaufdauer von 627,5 ns und einer Bahnlänge von 108,36 kann die Bunchlänge mit etwa 8,1 m angegeben werden.



Nr.	1	2	3	4	5	6	
Peak Mitte [ns]	305,20	613,23	928,69	1243,7	1563,5	1875,1	$\Delta t$ : 313,69 ns

**Abbildung 6.15.** Der wesentliche Anteil des Untergrundes resultiert aus der Wechselwirkung der im ESR zirkulierenden Ionen mit dem Restgas. Im Zeitspektrum des Untergrundsignals läßt sich die gebunchte Struktur des Ionenstrahles wiedererkennen. Auf diese Struktur wurden Gaußkurven gefitet, aus deren Halbwertsbreite von 46,9 ns sich die Länge der Ionenbunche (8,1 m) ergibt.



## 7 Diskussion der Ergebnisse

Mit der Messung am  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  konnte zum zweiten Mal – nach dem 1994 erfolgreichen Experiment am  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  – die Grundzustands-Hyperfeinstruktur an einem wasserstoffähnlichen Schwerion mit der Laserspektroskopie untersucht werden.

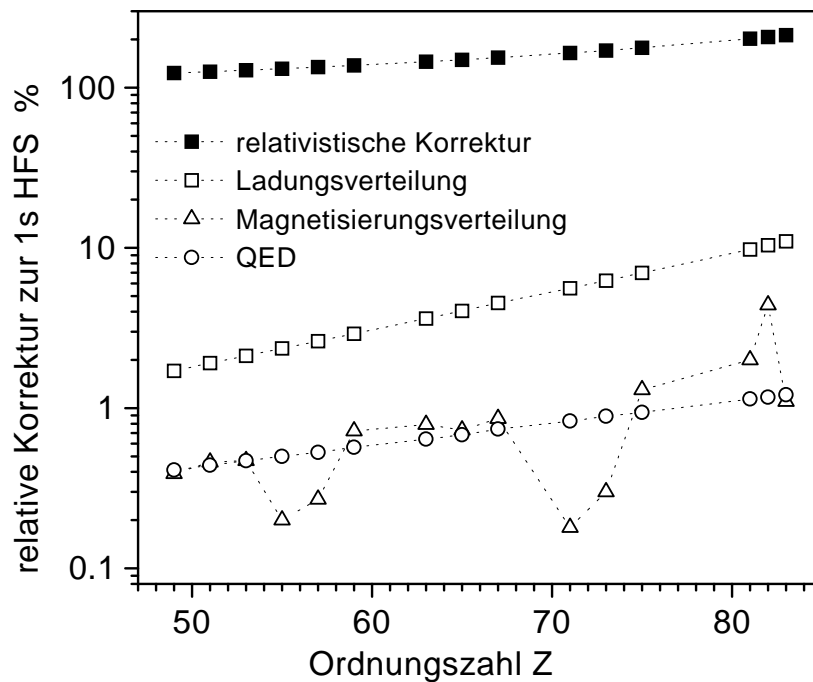
Die Berechnung der unterschiedlichen Beiträge zur 1s-HFS wasserstoffähnlicher Schwerionen erfolgte in zahlreichen Publikationen die bereits im ersten Teil dieser Arbeit besprochen wurde. Hier werden die aktuellsten Ergebnisse zusammengetragen und mit den experimentellen Resultaten dieser Arbeit, der Messung der Übergangsenergie und der spontanen Übergangsrate des oberen Hyperfeinniveaus verglichen.

### 7.1 Die Übergangsenergie

Bei der Messung der Übergangsenergie wurde folgendes Ergebnis erzielt:

$$\begin{array}{c} \hline \hline 1\text{s-HFS von } ^{207}\text{Pb}^{81+} \\ \hline 1019,7(2) \text{ nm} \\ \text{(Vakuumwellenlänge)} \\ \text{oder} \\ 1,2159(2) \text{ eV} \\ \hline \hline \end{array}$$

Der Meßwert wird mit einer relativen Fehler von  $2 \cdot 10^{-4}$  angegeben, wobei dieser aus der begrenzten Kenntnis der Ionengeschwindigkeit bzw. aus der Beschleunigungsspannung der "Kühler"-Elektronen resultiert. Eine Steigerung der Meßgenauigkeit für die Übergangsenergie um mehr als eine Größenordnung läßt sich durch eine verbesserte Spannungsmessung erreichen (siehe Abschnitt 6.4.1) oder bei einer Durchführung des Experimentes mit gleichzeitiger Laseranregung parallel und antiparallel zur Ionenbewegung. Aufgrund der stark Doppler-verschobenen Anregungswellenlängen kann dann die Übergangsenergie unabhängig von der Ionengeschwindigkeit bestimmt werden. Bei dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment war zusätzlich zu der parallelen Anregung mit 532 nm eine antiparallele Anregung mit einem OPO (optisch parametrischen Oszillator) bei 1980 nm vorgesehen. Aufgrund der am ESR begrenzten Experimentierzeit konnte



**Abbildung 7.1.** Die relative Größe der Korrekturen zur 1s-HFS bei wasserstoffähnlichen Schwerionen. Während die relativistische Korrektur, die Korrekturen durch die ausgedehnte Ladungsverteilung und die QED stetig mit  $Z$  skalieren, zeigt der Effekt der Magnetisierungsverteilung bei benachbarten Isotopen extreme Unterschiede.

allerdings bei einem ersten Spektrum kein signifikantes Resonanzsignal gefunden werden.

Die beiden am Speicherring der GSI untersuchten Kandidaten Blei und Wismut liefern Resultate mit einer Genauigkeit von etwa  $10^{-4}$  der Aufspaltungsenergie, während die relative Korrektur durch die QED mit etwa 1% zur 1s-HFS schwerer Kerne beiträgt. Damit ist die Unsicherheit des experimentellen Ergebnisses der Übergangsenergie um fast zwei Größenordnungen geringer als der Betrag der QED-Korrekturen. Damit liegen hier hervorragende experimentelle Voraussetzungen vor, die ausreichend sensitiv zum Test der QED-Beiträge bei hohen Feldstärken sind. Zu einem Vergleich zwischen dem experimentellen Ergebnis mit der Theorie sollen hier noch einmal alle fehlerbehafteten Beiträge zur Berechnung der Übergangsenergie betrachtet werden. Die relative Größe dieser Beiträge zur 1s-HFS wird in Abb.7.1 als Funktion von  $Z$  gezeigt ist.

Im folgenden wird angegeben in welchem Maße fehlerbehaftete Parameter zur Unsicherheit des berechneten Wertes der 1s-HFS Aufspaltung von  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  beitragen:

- Meßwerte des magnetischen Momentes  $\approx 10^{-5}$   
In der Literatur [Rag87] werden zwei unterschiedliche Werte für das magnetische Moment von  $^{207}\text{Pb}$  angegeben, die jeweils eine hohe Meßgenauigkeit aufweisen, sich aber um 2% von einander unterscheiden. Mögliche Gründe für die Diskrepanz sind in Kap. 2.2 diskutiert, wobei im folgenden alle theoretischen Resultate für beide Werte angegeben werden.
- Berechnung der 1s-HFS im Rahmen der Dirac-Theorie  $\leq 3 \cdot 10^{-4}$   
Die relativistische Berechnung der 1s-HFS in 1. Ordnung für einen Punktkern kann besser als  $\leq 5 \cdot 10^{-5}$  angegeben werden. Dieser Wert weicht zwar über 100% von dem Wert aus einer nichtrelativistischen Behandlung ab, läßt sich aber mit hoher Genauigkeit berechnen. Der Effekt der ausgedehnten Ladungsverteilung (Breit-Schawlow-Crawford) kann mit Hilfe einer Fermi-Verteilung implementiert werden. Dies führt zu einer etwa 11% geringeren Aufspaltung und kann auf 0,3% genau angegeben werden.
- Quantenelektrodynamische Korrekturen  $\approx 2 \cdot 10^{-4}$   
Zur Berechnung der QED Korrekturen an hochgeladenen Ionen wurden neue Methoden entwickelt, die alle Ordnungen in  $(Z\alpha)$  berücksichtigen. Inzwischen liegen Ergebnisse von unabhängigen Arbeitsgruppen vor, die sowohl die Vakuumpolarisation als auch die Selbstenergie beinhalten<sup>1</sup>. Weil die Vakuumpolarisation einen positiven und die Selbstenergie einen negativen Beitrag zur HFS liefern, führt die gesamte von der QED hervorgerufene Korrektur zu einer Verringerung der Aufspaltung von etwa 0,5%. Die aktuellsten Ergebnisse sind in [Sun98] veröffentlicht.
- Magnetisierungsverteilung (Bohr-Weisskopf)  $\leq 4 \cdot 10^{-3}$   
Der Einfluß der Magnetisierungsverteilung ist individuell von der Struktur des betrachteten Kernes abhängig. Die in [Sha96] gezeigten Ergebnisse stützen sich auf eine Berechnung nach dem Ein-Teilchen-Modell und ergeben einen unerwartet großen Beitrag von 4%. Die in [Tom95, Tom98] durchgeführten Rechnung mit dem Dynamischen Korrelations-Modell liefert derzeit die detaillierteste Beschreibung für den Kernmagnetismus. Die HFS-Aufspaltung ergibt sich dabei implizit unter Berücksichtigung der ausgedehnten Ladungsverteilung und der kernspezifischen Magnetisierungsverteilung. Die hier gegebenen Unsicherheiten resultieren aus einem Vergleich mit den Berechnungen der HFS an myonischen Atomen bei denen der Bohr-Weisskopf Effekt mit über 30 % zur Aufspaltung beiträgt [Tom88]. Der Fehlerbereich wurde dabei auf 10% der Bohr-Weisskopf Korrektur abgeschätzt.

<sup>1</sup>Bei der Auswertung des Wismut-Experimentes lagen nur die Ergebnisse zur Vakuumpolarisation vor, wobei der Beitrag der Selbstenergie nur grob abgeschätzt wurde.

**Tabelle 7.1.** Die einzelnen Beiträge in eV zur 1s-HFS in  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  für die beiden Meßwerte der magnetischen Kernmomente  $\mu = 0,592583(9)\mu_N$  und  $\mu = 0,58219(2)\mu_N$ . Die Berechnung der HFS erfolgt mit der Dirac-Gleichung mit einer Fermi-Ladungsverteilung des Kernes. Als historischer Bezug sind hier auch Korrekturterme gegenüber einfacheren Modellrechnungen angegeben; für eine nichtrelativistische Berechnung, eine Berechnung nach der Dirac-Gleichung und Punktkernnäherung, sowie der Breit-Rosenthal-Effekt, der die ausgedehnte Kernladung berücksichtigt. Für den Bohr-Weisskopf-Effekt sind Werte aus unterschiedlichen Modellansätzen [Sha97, Tom98] angegeben. Eine graphische Darstellung der Situation ist in Abb. 7.2 und 7.3 gezeigt.

magnet.Moment	0,58219(2) $\mu_N$ <sup>a</sup>		0,592583(9) $\mu_N$ <sup>b</sup>	
nichtrelativist.	0,67554(2)		0,68760(1)	
Dirac-Wert	1,3996 <sup>c</sup>		1,4246 <sup>c</sup>	
Ladungsverteilung (Breit-Rosenthal)	-0,1468(2) 1,2528 <sup>c</sup>		-0,1494(2) 1,2752 <sup>c</sup>	
Magnetisierungsv. (Bohr-Weisskopf)	-0,0534(53) <sup>d</sup> 1,1994	-0,0362(18) <sup>e</sup> 1,2166	-0,0525(53) <sup>d</sup> 1,2228	-0,056(3) <sup>e</sup> 1,2192
Vacuum Polarisat.	+0,0074		+0,0076	
Selbstenergie	-0,0145		-0,0149	
Gesamte QED	-0,0071 <sup>f</sup>		-0,0073 <sup>f</sup>	
Theoriewert	1,1923(53)	1,2095(18)	1,2155(53)	1,2119(30)
Experiment	1,2159(2) <sup>g</sup>			
$\Delta E(\text{Th.}-\text{Exp.})$	-0,024	-0,0064	-0,0004	-0,004
$\frac{\Delta E(\text{Th.}-\text{Exp.})}{\text{Exp.}}$	-1,9 %	-0,53 %	-0,03 %	-0,33 %

<sup>a</sup> [Gib69] Messung durch Optische Pumpen am  $^3P_0$ -Zustand an Pb

<sup>b</sup> [Pro50, Lut71] NMR-Messung im  $^1S_0$ -Zustand an  $\text{Pb}^{2+}$

<sup>c</sup> [Sha96]

<sup>d</sup> [Sha97], <sup>e</sup> [Tom98]

<sup>f</sup> [Sun98]

<sup>g</sup> diese Arbeit, [See98]

Eine weitere Unsicherheit ergibt sich durch die diamagnetische Abschirmung in neutralen Atomen oder mehrfach geladenen Ionen. Die Näherungsverfahren basieren auf einfachen statistischen Modellen (siehe Kap. 2.2.2).

Die größte Unsicherheit bei den theoretischen Werten liegt derzeit bei der Berechnung des Bohr-Weisskopf-Effektes, wobei diese aber immer noch um den Faktor 2 unter der Größe der QED-Korrekturen liegt. Die Resultate aus der zitierten Literatur [Sha97] und

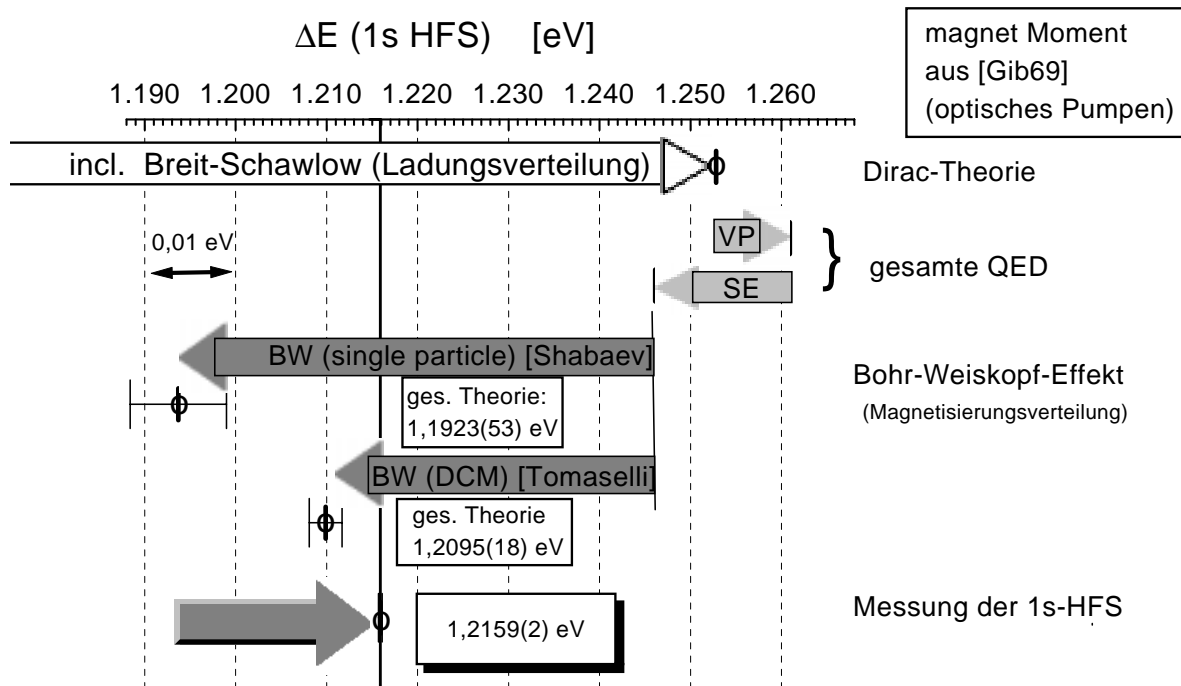
[Tom98] zeigen bei der Bohr-Weisskopf-Korrekturen Differenzen die zum Teil über die angegebenen Fehlergrenzen hinweggehen. Da die verwendeten Methoden zur Berechnung dieser Korrektur auch die theoretische Beschreibung der Größe des magnetischen Momentes beinhaltet, werden je nach dem verwendeten Ansatz zur Beschreibung der Kernstruktur unterschiedliche Parameter angepaßt. Die verwendeten Modellansätze reagieren unterschiedlich sensitiv auf das verwendete magnetische Moment, so daß aufgrund der Problematik bei dem magnetischen Moment am  $^{207}\text{Pb}$  auch Unterschiede in den Bohr-Weisskopf-Korrekturen auftreten können.

Die eindeutige Bestimmung der wirklichen Größe des magnetischen Momentes am  $^{207}\text{Pb}$  kann daher auch zur Aufklärung der Unsicherheiten in der Bohr-Weisskopf-Korrektur beitragen.

In Tab. 7.1 sind die numerischen Resultate gezeigt, die sich aus den beiden Werten ergeben. Eine eindeutige Interpretation der theoretischen Ergebnisse wird hier durch die Existenz der beiden unterschiedlichen Werte für das magnetische Moment von  $^{207}\text{Pb}$  erschwert. In den Abbildungen 7.2 und 7.3 werden die Verhältnisse im Vergleich zu dem experimentellen Wert noch einmal graphisch dargestellt. Die jeweiligen Theoriewerte sind mit den durch den Bohr-Weisskopf-Effekt dominierten Fehlerbalken eingetragen.

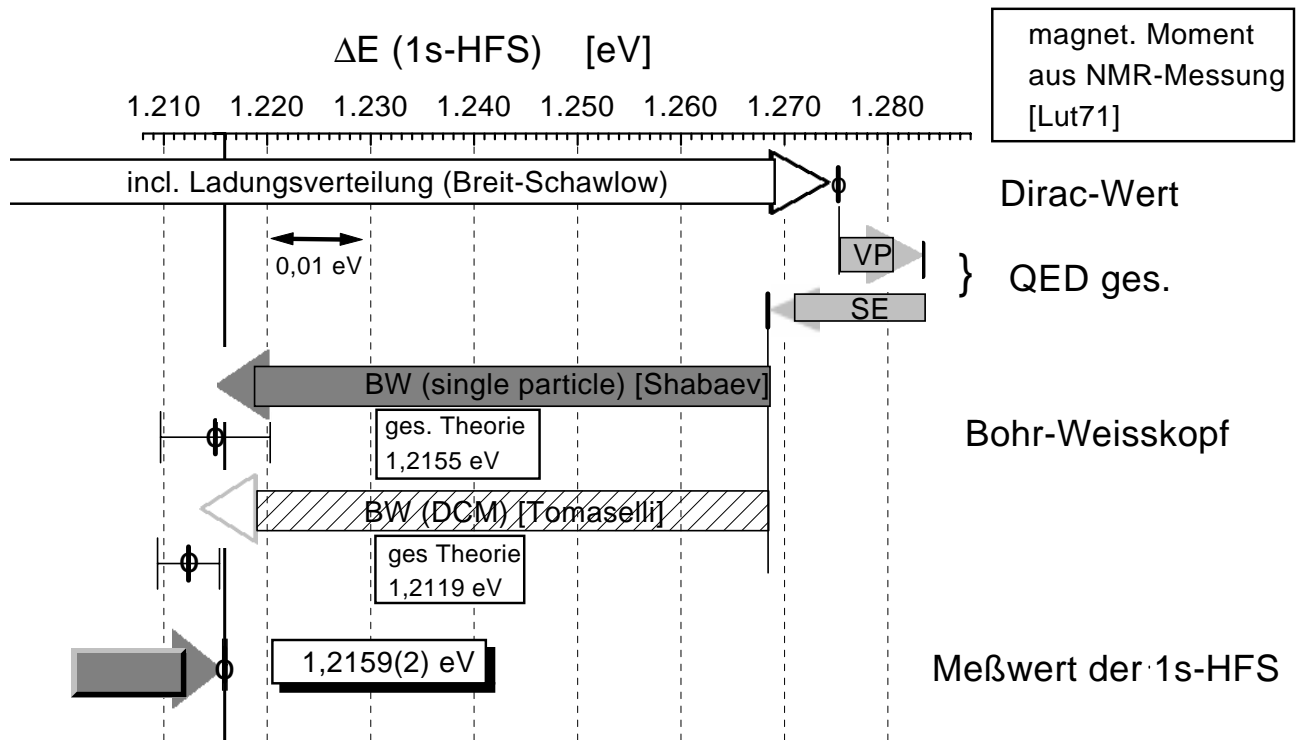
Derzeit kann hier kein abschließendes Urteil über einen QED-Test mit den am ESR untersuchten Isotopen  $^{209}\text{Bi}$  und  $^{207}\text{Pb}$  gefällt werden. Legt man zur Berechnung der HFS beim Pb das magnetische Moment, das sich aus der Messung mit "Optischem Pumpen" ergab [Gib69] zu Grunde, erhält man hier die gleiche relative Abweichung zu dem experimentell bestimmten Wert der HFS, wie sie sich auch beim Wismut darstellt. Allerdings kann beim Blei die Diskrepanz einerseits durch eine unzureichende diamagnetische Korrektur des magnetischen Moments erklärt werden und andererseits wurden Argumente aufgeführt, die die Berücksichtigung von zusätzlichen Beiträgen zum magnetischen Moment im äußeren Magnetfeld begründen.

Insbesondere die in [Sus78] durchgeführte Rechnung ergibt eine Korrektur aufgrund von Hyperfeinwechselwirkungen der Valenzelektronen, die sich im Rahmen der Unsicherheiten mit dem magnetischen Moment aus der NMR-Messung überdecken. Bei der Verwendung dieses Resultates ergeben die Rechnungen von V. Shabaev (mit dem in [Sha97] berechneten Bohr-Weisskopf-Effekt) für Blei eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Nach der von M. Tomaselli durchgeführten Rechnung mit dem DCM-Modell wird durch eine Anpassung eines Eingabeparameters dieses magnetische Moment reproduziert und kann mit dem daraus resultierenden Bohr-Weisskopf-Effekt ebenfalls den Experimentwert beschreiben.



**Abbildung 7.2.**

Vergleich von Theorie und Experiment. Die horizontale Achse gibt eine Energieskala in eV an. Ganz oben ist der Dirac-Wert der 1s-HFS von  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  für das magnetische Moment aus [Gib69] (optisches Pumpen) angegeben, wobei hier bereits der Effekt der ausgedehnten Ladungsverteilung berücksichtigt wurde. Mit den eingetragenen Balken werden die Größenverhältnisse der einzelnen Korrekturbeiträge gezeigt. Für den Bohr-Weisskopf-Effekt werden zwei Werte dargestellt: der aus dem Ein-Teilchen-Modell [Boh51,Sha98] und der der aus dem Dynamischen Korrelations Modell (DCM)[Tom98] resultiert. Mit dem in [Sha97] angegebenen Bohr-Weisskopf-Effekt ergibt sich ein Wert der 2 % unter dem experimentellen Wert der HFS-Aufspaltung liegt. Der in [Tom98] mit dem DCM-Modell berechnete Bohr-Weisskopf-Effekt ist geringer. Damit liegt die Theorie nur 0,5% unter dem experimentellen Wert. Der Vergleich des experimentellen Ergebnisses der 1s-HFS am  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  von 243,87(2) nm mit dem Theoriewert von 245,13(58) nm ergab ebenfalls eine Diskrepanz von einem halben Prozent. In wie weit hier eine Systematik vorliegt kann erst nach der Klärung der in Kap. 2.2 behandelten Problematik des magnetischen Kernmomentes gezeigt werden.



**Abbildung 7.3.**

Entsprechend zu der vorhergehenden Abbildung 7.2 sind die Korrekturen zur 1s-HFS am  $^{207}\text{Pb}$  dargestellt. Hier wurde allerdings zur Berechnung der Aufspaltung das magnetische Moment aus [Pro50,Lut71] (NMR-Messungen) verwendet. Mit dem in [Sha96] angegebenen Bohr-Weisskopf-Effekt führt dies zu einem theoretischen Wert, der sehr nahe an dem gemessenen Wert der HFS-Aufspaltung liegt. Diese sehr gute Übereinstimmung basiert allerdings auf der Annahme, daß bei der Messung des magnetischen Momentes mit der NMR-Methode (Nuclear Magnetic Resonance) die chemische Umgebung keinen Beitrag zur diamagnetischen Abschirmung liefert<sup>2</sup> (siehe Kap. 2.2). Der aus dem DCM-Modell resultierende Bohr-Weisskopf-Effekt ist nur gestrichelt eingezeichnet, da sich der Wert für das magnetische Moment nur dann reproduzieren läßt, wenn nicht der experimentell bestimmte Wert für die Spin-Bahn-Kopplungsenergie gewählt wird, sondern ein fast doppelt so großer Wert (siehe Kap.2.9). Unter diesen Umständen liegt dann allerdings das theoretische Resultat im Rahmen der Fehlerangaben wesentlich verträglicher mit der Messung.

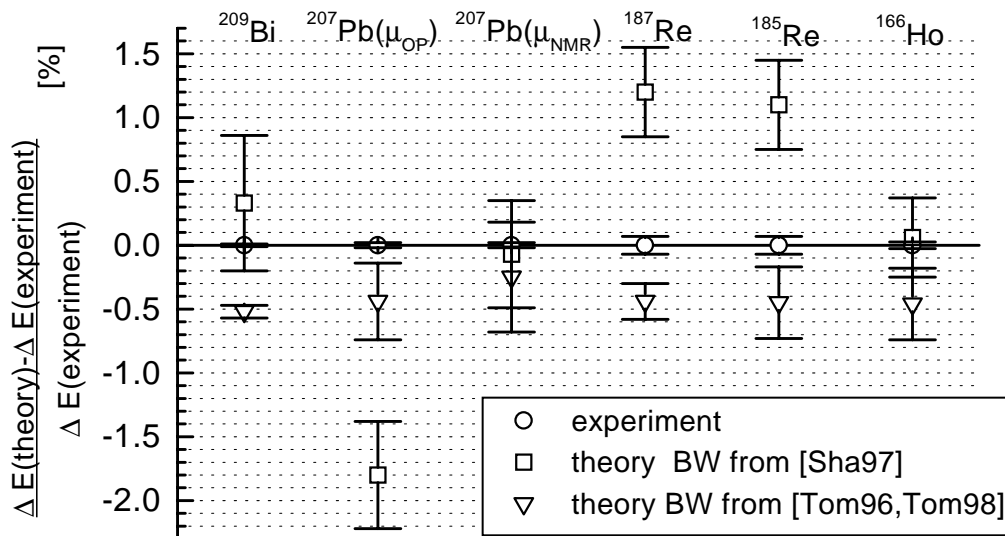
<sup>2</sup>In [Bas96] erfolgte eine Berechnung der diamagnetischen Korrektur für die chemische Umgebung bei der NMR-Messung des magnetischen Momentes von  $^{209}\text{Bi}$ . Es ergab sich eine relative Modifikation der HFS von weniger als  $10^{-5}$ .

### 7.1.1 Experimente an der Super-EBIT

Außer den beiden an der GSI durchgeführten Experimenten zur Bestimmung der Hyperfeinstruktur an hochgeladenen Schwerionen wurden derartige Untersuchungen an der Super-EBIT (Electron Beam Ion Trap) am Lawrence Livermore National Laboratory, USA, durchgeführt. Hier wurde die  $1s$ -HFS an  $^{166}\text{Ho}^{66+}$  und an den beiden Isotopen  $^{185}\text{Re}^{74+}$  und  $^{187}\text{Re}^{74+}$  gemessen. Die Ergebnisse sind in Tab. 7.2 dargestellt.

**Tabelle 7.2.** Die Ergebnisse aus den  $1s$ -HFS Messungen am LLNL

$^{166}\text{Ho}^{66+}$	572,79(15) nm	[Cre97]
$^{185}\text{Re}^{74+}$	456,05(39) nm	[Cre98]
$^{187}\text{Re}^{74+}$	451,69(30) nm	[Cre98]



**Abbildung 7.4.** Zu einem Vergleich von Theorie und Experiment bei den bisher untersuchten Isotopen sind die Theoriewerte als prozentuale Abweichung von der Aufspaltungsenergie aufgetragen. Es werden für jedes Isotop jeweils zwei Theoriewerte angegeben, wobei sich die Unterschiede aus den verschiedenen Modellansätzen zur Berechnung des Bohr-Weiskopf-Effektes ergeben.  $^{209}\text{Bi}$  [Kla94] und  $^{207}\text{Pb}$  [See98] wurden am ESR der GSI untersucht und  $^{166}\text{Ho}$  [Cre98],  $^{185}\text{Re}$  und  $^{187}\text{Re}$  [Cre96] an der Super-EBIT am LLNL gemessen.



Im Gegensatz zu den Experimenten am Speicherring der GSI mit einer selektiven Laseranregung wird in der Super-EBIT das obere HFS-Niveau durch die Rekombinations-elektronen besetzt, wobei die Messung der Übergangsenergie mit einem Prismenspektrometer erfolgt. Der experimentelle Fehler ergibt sich aus dem Auflösungsvermögen des verwendeten Spektrometers und seiner geometrischen Eichung beim Experimentaufbau. In Abbildung 7.4 werden die theoretischen Resultate als prozentuale Abweichung zu allen experimentellen Ergebnissen dargestellt. Es werden jeweils zwei Werte angegeben, die sich aus den unterschiedlichen Ansätzen zur Berechnung des Bohr-Weisskopf-Effektes ergeben. Bei der Verwendung der in [Tom96, Tom98] berechneten Werte ergibt sich bei fast allen Meßkandidaten eine um 0,5% zu geringe Aufspaltung. Mit den in [Sha97] angegebenen Werten erhält man nur bei Blei und Wismut eine gute Übereinstimmung.

## 7.2 Übergangsrate und Bestimmung des g-Faktors am gebundenen Elektron

Die gemessene Lebensdauer des spontanen Zerfalls des oberen HFS-Überganges von  $F=1$  nach  $F=0$  am  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  wurde mit  $49,5(6,5)$  ms bestimmt. Dieser Wert ist gegenüber dem berechneten von  $52,3(7)$  ms [Sha97] um etwa 5% geringer, liegt jedoch innerhalb des relativ großen statistischen Fehlerbereiches. Aufgrund des langlebigen M1-Überganges und der dadurch bedingten geringen Nachweisrate konnte innerhalb der kurzen Meßdauer von insgesamt 1 Stunde keine höhere Meßgenauigkeit erreicht werden. Die theoretische Lebensdauer wird bei bekannter Übergangswellenlänge mit einer relativen Genauigkeit von weniger als  $10^{-3}$  angegeben. Der oben gezeigte Wert bezieht sich bereits auf die gemessene Übergangsenergie.

In Abschnitt 2.4 wurde der Zusammenhang von Übergangsrate und g-Faktor des gebundenen Elektrons dargestellt. Daher läßt sich mit der Lebendauermessung der g-Faktor eines an einem wasserstoffähnlichen Schwerion gebundenen Elektrons bestimmen.

Durch Umstellen von Gl. 2.55 zeigt sich, daß die Lebensdauerermessung nur mit der Wurzel in die Bestimmung des g-Faktors eingeht und sich dadurch der Meßfehler halbiert.

$$\omega = g^{(e)} = g^{(n)} \frac{m_e}{m_p} + \sqrt{\left( \tau \cdot \frac{\alpha \omega^3}{3 m^2} \frac{I}{2I + 1} \right)^{-1}} \quad (7.1)$$

Aus Gleichung 7.1 ergibt sich für das 1s-Elektron am  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  ein  $g_e(\text{Experiment}) = 1,78(12)$ , welcher im Rahmen des experimentellen Fehlers mit dem Theoriewert von  $g_e(\text{Theorie}) = 1,7383$  gut übereinstimmt. Diese Messung kann damit bereits als Test der

relativistischen Korrekturen zum g-Faktor des gebundenen Elektrons angesehen werden. Die Strahlungskorrekturen zum g-Faktor eines am Blei gebundenen K-Schalenelektrons betragen etwa  $2 \cdot 10^{-3}$ . Unsicherheiten durch die Kernstruktur haben hier – im Vergleich zu der Bestimmung der Übergangsenergie der 1s-HFS – nur einen sehr geringen Anteil. In Gl. 7.1 wird deutlich, daß die Unsicherheit des g-Faktors des Kernes um das Verhältnis von Kern- zu Elektronenmasse reduziert ist.

Ein Test der QED ist im Rahmen der hier diskutierten Lebensdaueremessung noch nicht möglich. Dazu müßte die relative Genauigkeit um das 50-fache gesteigert werden. Der hier angegebene statistische Fehler der Lebensdaueremessung läßt sich durch eine (quadratisch) längere Meßdauer reduzieren. Unter Berücksichtigung der kurzen Meßzeit von einer Stunde bei dieser Messung ist eine Steigerung der Meßgenauigkeit um mehr als eine Größenordnung realistisch. Weitere experimentelle Verbesserungen lassen sich bei der Untersuchung von Isotopen mit kürzerer Übergangslbensdauer erreichen, wie zum Beispiel am Wismut mit  $\tau_{Theorie} = 399 \mu s$ <sup>3</sup>.

---

<sup>3</sup>**Anmerkung zum Resultat der Lebensdaueremessung der 1s-HFS am  $^{209}Bi^{82+}$**

Im Rahmen der Bestimmung der 1s-HFS am  $^{209}Bi^{82+}$  [Kla94] wurde die Lebensdauer des oberen Hyperfeinniveaus  $F=1$  bestimmt. Hier wurde der Meßwert mit  $351 \pm 16 \mu s$  15 % unterhalb des Theoriewertes von  $400 \mu s$  gefunden [Fin93], was in diesem Fall außerhalb des experimentellen Fehlerbereiches (4,5 %) lag. Inzwischen zeigte eine erneute Messung der Lebensdauer ein Ergebnis, das mit der Theorie wesentlich verträglicher ist [Win99].

Die in [Kla94] diskutierten Abregungsmechanismen durch Spinaustausch im Elektronenkühler oder eine Abregung durch magnetische Felder in den Dipolmagneten haben sich bei der Blei-Messung als unbegründet erwiesen. Die aus derartigen Prozessen resultierende Abregungsrate würde sich zur Übergangsrate der natürlichen Lebensdauer addieren. Der beim Wismut-Experiment relativ kleine Anteil würde allerdings bei der um den Faktor 140 längeren Lebensdauer beim Blei dominieren, so daß sich eine Lebensdauer von 2,7 ms ergeben hätte.

## 7.3 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wird die Untersuchung der Grundzustands-Hyperfeinstruktur an wasserstoffähnlichem  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  vorgestellt. Die Experimente dazu wurden mit der Laserfluoreszenz-Spektroskopie am Speicherring ESR an der Beschleunigeranlage der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH durchgeführt. Dort kann man schwere Ionen auf 200 MeV/u beschleunigen und nach fast vollständiger Ionisation im wasserstoffähnlichen Zustand im Speicherring akkumulieren. Die Motivation für dieses Experiment ergibt sich aus der Möglichkeit, einen noch ausstehenden Test der Quantenelektrodynamik unter dem Einfluß starker elektromagnetischer Felder durchzuführen. Die 1s-Hyperfeinstruktur wasserstoffähnlicher Schwerionen ist dazu in besonderer Weise geeignet, da hier neben der Coulombwechselwirkung auch die magnetische Wechselwirkung zum Tragen kommt. Bei der Messung kann eine hohe Genauigkeit erreicht werden, da die Aufspaltungsenergie des magnetischen Dipolübergangs mit  $Z^3$  skaliert, daher der Übergang bei den schwersten stabilen Isotopen im optischen Spektralbereich liegt und somit die Methoden der Laserspektroskopie angewendet werden können.

Während die QED-Effekte bei leichten Atomen hervorragend bestätigt wurden, stellt sich bei den hohen Feldstärken die Frage, in wie weit etwaige nichtlineare Phänomene zu berücksichtigen sind.

Im ersten Teil der Arbeit wird ein Überblick über die Theorie der HFS in hochgeladenen Ein-Elektronensystemen gegeben. Die Berechnung der Übergangsenergie beinhaltet außer den QED-Korrekturen die Berücksichtigung der ausgedehnten Ladungsverteilung und die kernspezifische Beschreibung der nuklearen Magnetisierungsverteilung. Aufgrund der gut verstandenen Kernstruktur des  $^{207}\text{Pb}$ -Isotopes, das sich nur um ein Neutron von dem doppelt *magischen*  $^{208}\text{Pb}$ -Kern unterscheidet, geht man hier von sehr zuverlässigen theoretischen Ergebnissen aus. Daher stellt die experimentelle Untersuchung der 1s-Hyperfeinstruktur an  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  eine interessante Ergänzung zu dem bereits vermessenen Übergang an  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  dar. Ob die Ursache der dort bestehenden signifikanten Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment kernphysikalischer Natur ist oder durch die QED-Korrekturen hervorgerufen wird, soll durch den Vergleich der beiden Meßkandidaten geklärt werden.

Die Wellenlänge des M1-Überganges zwischen den Grundzustands-Hyperfeinstruktur-Niveaus liegt bei etwa  $1\ \mu\text{m}$ . Die daraus resultierende Lebensdauer des oberen Hyperfeinniveaus  $F=1$  wurde zu  $\tau = 50\ \text{ms}$  berechnet. Die Übergangsrate ist damit rund 80 Mal geringer gegenüber dem Experiment an  $^{209}\text{Bi}^{82+}$ . Ein besonderer Schwerpunkt dieser Arbeit war die Entwicklung neuer Experimentiertechniken, die es erlauben, langlebige Strahlungsübergänge im nahen infraroten Spektralbereich

mit Hilfe der Fluoreszenz-Laserspektroskopie am Speicherring zu untersuchen. Nur aufgrund der relativistischen Geschwindigkeit der gespeicherten Ionen konnte das Doppler-verschobene Fluoreszenzlicht mit Photomultipliern nachgewiesen werden. Dazu wurde eine spezielle Lichtsammeloptik entwickelt, bei der die Emissionscharakteristik des hochrelativistischen Ionenstrahles und die geometrischen Besonderheiten des Speicherringes berücksichtigt wurden.

Mit einer neuen Meßmethode am gebunchten Ionenstrahl ließ sich das Signal/Untergrund-Verhältnis gegenüber früheren Experimenten um den Faktor 10 vergrößern. Durch die Erzeugung eines Referenzbunches konnte mit einem Subtraktionsverfahren der nichtstatistische Untergrund auf die rein statistischen Schwankungen reduziert werden. Die Laseranregung erfolgte mit einem gepulsten frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser bei einer Wellenlänge von 532,22 nm, wobei im Speicherring der Laserstrahl dem Ionenstrahl kollinear überlagert und mit dem Ionen-”Bunch” synchronisiert wurde. Die Übergangswellenlänge der 1s-HFS am  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  wurde bei 1019,7(2) nm gemessen. Der Meßfehler liegt dabei um das 10-fache unter der Größe der QED-Korrekturen.

Die bisherigen Ergebnisse der laserspektroskopischen Messungen der 1s-HFS-Aufspaltung am  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  und  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  konnten bisher nicht befriedigend mit der Theorie in Einklang gebracht werden. Während im Fall vom Wismut Unsicherheiten bei der Berechnung des Bohr-Weisskopf-Effektes diskutiert werden, sollte diese Korrektur im Fall vom Blei aufgrund der dort sehr gut verstandenen Kernstruktur wesentlich zuverlässiger sein. Hier wird allerdings der Vergleich des experimentellen Ergebnisses mit der Theorie durch die Unsicherheiten des magnetischen Kernmomentes erschwert. Neuere Interpretationen der Literatur, (zu dem Themengebiet ”magnetische Kernmomente”) schlagen den NMR-Wert [Lut71] als Grundlage zur Berechnung der 1s-HFS von  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  vor. Unter dieser Annahme findet man – im Rahmen der verbleibenden Unsicherheiten aller Korrekturen – Übereinstimmung mit dem Experiment. Beim Wismut hingegen war es bisher nicht möglich, eine ausreichende Erklärung für die Diskrepanz von einem halben Prozent zu geben<sup>4</sup>.

Die Messung der natürlichen Lebensdauer des oberen Hyperfein-Niveaus ergibt 49,5(6,5) ms und zeigt damit keine wesentliche Abweichung gegenüber dem Theorie-wert von 52,3(2) ms. Mit dieser Messung kann der g-Faktor des gebundenen Elektrons experimentell bestimmt werden. Man erhält  $g_e(\text{experimentell}) = 1,78(12)$ . Durch eine Erhöhung der Meßgenauigkeit wird es möglich sein, einen QED-Test durchzuführen, der wesentlich unempfindlicher auf die Struktur des Kernes und auf das magnetische

---

<sup>4</sup>Die 1s-HFS von  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  wurde im Nov. 1998 [Win99] erneut mit einer anderen Meßmethode und einem anderen Lasersystem vermessen und zeigte keinerlei Abweichungen in der Übergangsenergie zu dem in [Kla94] durchgeführten Experiment.

Kernmoment ist.

### 7.3.1 Ausblick

#### Klärung der Unsicherheiten des magnetischen Kernmomentes von $^{207}\text{Pb}$

Die bei der bisherigen Auswertung aufgedeckten Schwachstellen des experimentell bestimmten magnetischen Momentes von  $^{207}\text{Pb}$  können zwar die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment erklären, doch zu einer eindeutigen Klärung ist eine erneute Untersuchung der diamagnetischen Abschirmung des magnetischen Kernmomentes oder eine erneute Messung des magnetischen Kernmomentes notwendig.

An der Universität Mainz, in der Arbeitsgruppe von Prof. Werth, werden derzeit die Möglichkeiten untersucht, den g-Faktor an einfach positiv geladenem  $^{207}\text{Pb}^+$  mit einem Laser-Mikrowellen-Doppelresonanzexperiment in einer Penningfalle zu messen. Hier wird eine relative Genauigkeit von mindestens  $2 \cdot 10^{-5}$  erwartet [Mar98]. In einem Vergleich zu den bereits durchgeführten Messungen sollte sich so der magnetische Beitrag der  $6p^2$ -Elektronen bestimmen lassen.

Die Durchführung derartiger Messungen an wasserstoffähnlichen Schwerionen in einer Ionenfalle kann derzeit auch an der EBIT am LLNL, USA oder in Zukunft auch an der GSI durchgeführt werden. Dort soll nach einer Extraktion und Abbremsung der im ESR gespeicherten Ionen, die anschließende Speicherrung in einer Präzisionsmeßfalle erfolgen [Qui98].

#### Messung der 2s-HFS an lithiumähnlichen Schwerionen

Die bisherigen Untersuchungen der 1s-HFS wasserstoffähnlicher Ionen zeigten zwar eine hohe Genauigkeit bei der experimentellen Bestimmung, aber bei der Auswertung der theoretischen Ergebnisse zeigten sich Unsicherheiten bei der Berechnung des Bohr-Weisskopf-Effektes und dem magnetischen Moment. Eine Trennung der Strahlungskorrekturen von den kernphysikalischen Beiträgen läßt sich durch den direkten Vergleich der 1s-HFS an einem wasserstoffähnlichen Ion mit der 2s-HFS an dem lithiumähnlichen System des gleichen Isotopes erreichen. Die Berechnung der 2s-HFS an lithiumähnlichen Ionen läßt sich mit einer im Vergleich zu den wasserstoffartigen Ionen ähnlich guten Genauigkeit berechnen. Zusätzliche QED-Korrekturen durch die interelektronischen Wechselwirkungen konnten berechnet werden und zeigen nur einen kleinen Korrekturbeitrag. Die Korrekturen  $\delta$  (Ladungsverteilung) und  $\varepsilon$  (Magnetisierungsverteilung) durch die Kernstruktur zeigen bei s-Elektronen nur eine schwache Abhängigkeit von der Hauptquantenzahl  $n$ . Daher läßt sich bei der Berechnung des Bohr-Weisskopf-Effektes unter

**Tabelle 7.3.** Die individuellen Beiträge zur 2s-HFS in lithiumähnlichem  $^{209}\text{Bi}^{80+}$ . Der Bohr-Weisskopf-Effekt wird aus dem experimentellen Wert der 1s-HFS ermittelt. [Sha98c]

relativistischer Ein-Elektron-Wert	0,8453(2) eV
Bohr-Weisskopf-Effekt	-0,0139(2) eV
Ein-Elektron QED	-0,0046 eV
Interelektronische Wechselwirkung	-0,02936(4) eV
Interelektronische QED-WW	+0,00016(8) eV
Theorie (total)	0,7976(2) eV oder 1454,5(4) nm

Benutzung desselben Kernmodelles das **Verhältnis** der Parameter  $\varepsilon_{1s}/\varepsilon_{2s}$  des 1s- und des 2s-Zustandes mit hoher Genauigkeit angeben.

Für Wismut ( $Z=83$ ) wird dabei folgender Wert angegeben [Sha98]:

$$\frac{\varepsilon_{2s}}{\varepsilon_{1s}} = b(Z = 83) = 1,0782(3) \quad (7.2)$$

Unter der Annahme einer (bis auf die Bohr-Weisskopf-Korrektur) korrekten Berechnung der 1s-HFS von wasserstoffartigem Wismut unter Berücksichtigung der Relativistik und ausgedehnten Ladungsverteilung ( $\Delta E_{Dirac}^{1s}$ ), den Beiträgen der QED ( $\Delta E_{QED}^{1s}$ ) und der Verwendung des experimentellen Wertes der 1s-HFS-Aufspaltung kann der Bohr-Weisskopf-Effekt aus folgender Gleichung ermittelt werden:

$$\varepsilon_{1s} = \frac{\Delta E_{1s}^{Dirac} + \Delta E_{1s}^{QED} - \Delta E_{1s}^{Exp}}{\Delta E_{1s}^{Dirac}} = 0,0152(2) \quad (7.3)$$

Mit Gl. 7.2 erhält man dann  $\varepsilon_{2s}=0,0164(3)$ .

Bei der Verwendung des derart bestimmten  $\varepsilon_{2s}$  läßt sich die 2s-HFS unabhängig von den Unsicherheiten einer theoretischen und modellabhängigen Behandlung des Bohr-Weisskopf-Effektes berechnen. In Tab. 7.3 werden die numerischen Resultate aus [Sha98] gezeigt.

Bei einem Experiment an der Super-EBIT am LLNL konnte der 2s-HFS-Übergang am  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  in Rekombinationsspektren gefunden werden:

$$\Delta E_{Exp} = 0,820(26)eV \quad [\text{Bei98}] \quad (7.4)$$

Das Meßergebnis weißt allerdings keine ausreichend hohe Genauigkeit auf, um quantenelektrodynamische Effekte oder Kernstruktur-Effekte zu testen.

Die Laserexperimente am ESR erreichen eine relative Genauigkeit von etwa  $1 \cdot 10^{-4}$  und somit können die QED-Korrekturen auf etwa 15 % ihrer Größe getestet werden.

Bei der Untersuchung der HFS lithiumähnlicher Schwerionen rücken die Übergänge aufgrund der geringeren Bindungsenergie in der L-Schale in den infraroten Spektralbereich, der sich für die Laserfluoreszenz-Spektroskopie als schwierig erweist. Allerdings haben die in dieser Arbeit beschriebenen Entwicklungen zur Laserfluoreszenz-Spektroskopie am Speicherring einen Stand erreicht, die eine Messung der 2s-HFS an  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  erlauben. Während die Steigerung der experimentellen Genauigkeit bei einer einzelnen Messung eines wasserstoffähnlichen Kandidaten "nur" von meßtechnischem Interesse ist, geht sie bei einer Messung im direkten Vergleich mit dem lithiumähnlichen System direkt in die Genauigkeit des QED-Tests ein. Die 2s-HFS an  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  hat im Ruhesystem eine Wellenlänge von 1560 nm. Wird es bei einem  $\beta = 0,65$  im ESR gespeichert kann eine gleichzeitige Laseranregung parallel und antiparallel zur Ionenbewegung bei 720 nm und bei 3,4  $\mu\text{m}$  erfolgen. Aufgrund der relativistischen Emissioncharakteristik läßt sich das Fluoreszenzlicht noch mit Photomultipliern nachweisen.





# A. Anhang

## A.1. Konstruktionsmerkmale des Spiegelsystems

Für die Laserexperimente am Speicherring ESR wurde ein spezielles Nachweissystemes für Fluoreszenzlicht entwickelt. Durch die Konstruktion eines im Strahlrohr montierten Lichtsammelsystemes konnte der Nachweisraumwinkel erheblich vergrößert werden und erlaubte die Messung der langlebigen M1-Übergänge der 1s HFS am  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  und am  $^{207}\text{Pb}^{81+}$ .

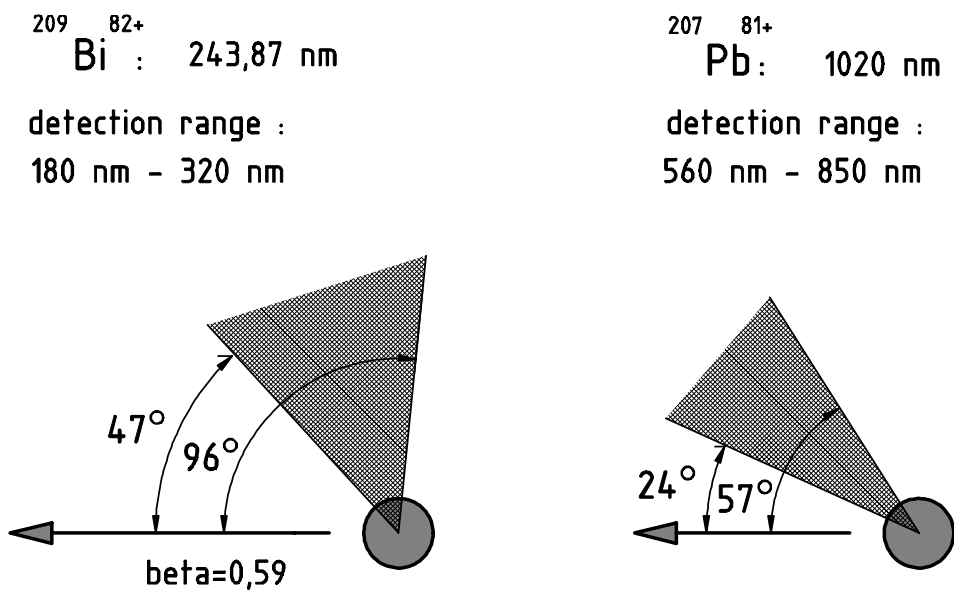
Die Hauptschwierigkeit, den Ionenstrahl effizient abzubilden liegt in seiner longitudinalen Ausdehnung. Während man alle Raumwinkel einer Punktlichtquelle mit optischen Elementen wieder auf einen Punkt abbilden kann, gelingt am Ionenstrahl nur transversal eine Lichtsammlung mit einer Kombination aus elliptischen und sphärischen Spiegelsegmenten (siehe Abb. 5.4). In longitudinaler Richtung kann eine wirkungsvolle Fokussierung nur begrenzt erfolgen. Die Spiegelsegmente müssen entweder dafür optimiert werden alle Raumrichtungen eines bestimmten Punktes des Ionenstrahles zu fokussieren oder aber auf einem längeren Abschnitt des Ionenstrahles nur begrenzte Winkelbereiche der Emissionsrichtungen auf den Detektor abzubilden.

Bei dem Wismut-Experiment war die Beobachtung des in Bewegungsrichtung emittierten und in den vakuumultravioletten Spektralbereich verschobenen Lichts eingeschränkt. Unter Berücksichtigung der spektralen Transmissions- und Reflexionseigenschaften der Detektorkomponenten war der Nachweis senkrecht zum Ionenstrahl am geeignetsten.

Für das Blei-Experiment mit einer Übergangswellenlänge von etwa 1020 nm ergeben sich bei der Detektion des Fluoreszenzlichtes keine Einschränkungen hinsichtlich der Transmission, sondern hier ist man auf das blauverschobene Fluorezenzlicht angewiesen, um einen Nachweis mit Photomultipliern durchführen zu können, da diese bei Wellenlängen oberhalb von 850 nm nicht mehr empfindlich sind. Der mögliche Nachweiswinkel für das Blei-Experiment ist damit einerseits durch den Empfindlichkeitsbereich des Detektors – 850 nm entspricht einem Beobachtungswinkel von  $57^\circ$  (siehe Abb. 4.21) – und andererseits geometrisch beschränkt, da man in Bewegungsrichtung der Ionen, d.h. im

Strahlweg, keine Detektoren bzw. optischen Elemente einbringen kann.

Ein erster Versuch, diese spezielle Emissionscharakteristik zu berücksichtigen, wurde in [Sch95] durchgeführt. Dazu wurde der Nachweis in der Art modifiziert, daß ein longitudinal in Ionenstrahlrichtung verjüngender Zylinder vor das bestehende Spiegelsystem angeordnet wurde. Mit einem Neigungswinkel von  $3^\circ$  konnte mit einer Reflexion eine vergrößerte Winkelakzeptanz von  $6^\circ$  erreicht werden. Bei dem hier verwendeten Nachweissystem konnte durch eine geeignete Anordnung von Reflexionselementen eine Betonung des in Vorwärtsrichtung zwischen  $15^\circ$  und  $57^\circ$  emittierten Lichtes erreicht werden. In Abb. A.1 sind zum Vergleich die nachweisbaren Winkelbereiche der beiden Experimentsituationen dargestellt.



**Abbildung A.1..** Die nachweisbaren Winkelbereiche bei den unterschiedlichen Experimentsituationen.

Die Berechnung des effektiven Raumwinkels muß unter Berücksichtigung der vom Beobachtungswinkel abhängigen Intensitätsverteilung einer relativistischen Lichtquelle erfolgen. Die Transformation des Raumwinkels ergibt sich aus der in Kap. 4.3 diskutierten Aberrationbeziehung:

$$K(\theta) = \frac{d\Omega'}{d\Omega} = \gamma^2(1 - \beta \cos \theta)^2 \quad (\text{A.1})$$

In Abb. A.2 ist der nachweisbare Winkelbereich markiert. Der Raumwinkel ergibt sich dann durch Bildung des Oberflächenintegrals über die vom Beobachtungswinkel abhängige Intensitätsverteilung, die man sich rotationssymmetrisch um die Strahlachse vorstel-

len muß. Für einen Punkt im Ionenstrahl berechnet sich der Anteil  $A(\theta_{a,b})$  der Gesamtemission:

$$A(\theta_{a,b}) \cdot 4\pi = 2\pi \int_{\theta_a}^{\theta_b} K(\theta) \sin(\theta) d\theta \quad (\text{A.2})$$

Wird also das zwischen  $\theta_a=15^\circ$  und  $\theta_b=57^\circ$  emittierte Licht nachgewiesen, ergibt sich ein Anteil von 48% des insgesamt emittierten Lichtes. Beim Bi-Experiment war der Winkelbereich ( $47^\circ-96^\circ=49^\circ$ ) nachweisbar, was einer Gesamtemission von nur 40% entsprach.

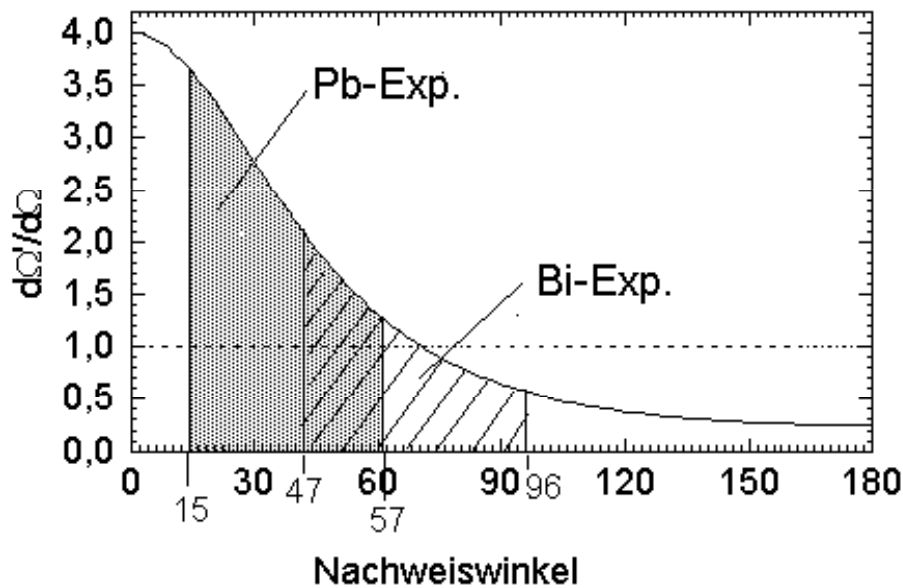


Abbildung A.2.. Die gleich großen Winkelbereiche bei den unterschiedlichen Experimentsituationen ergeben unter Berücksichtigung der vom Beobachtungswinkel abhängigen Intensität unterschiedliche Nachweisraumwinkel.

### A.1.1. Technische Realisierung des Spiegelsystemes

Außer den Vorgaben zu einem optimalen Fluoreszenzlichtnachweis aus dem vorangegangenen Abschnitt, müssen bei der Konstruktion die technischen Randbedingungen des ESR-Speicherringes berücksichtigt werden. Die gesamten zur Lichtsammlung notwendigen Reflexionselemente sollten im ESR-Strahlrohr montiert werden. Alle dort vorgesehenen Bauteile mußten somit den Anforderungen für das Ultrahochvakuum (im ESR besser als  $10^{-10}$  mbar) genügen und eine beim "Ausheizen" geforderte Temperaturbeständigkeit von  $300^\circ\text{C}$  aufweisen. Zusätzliche Anforderungen an die Konstruktion wurden durch die

gleichzeitige Nutzung des metallischen Spiegelsystemes als "drift-tube" gestellt<sup>1</sup>. Dazu mußte eine Unterteilung in mehrere Spiegelabschnitte erfolgen, die gegeneinander und gegenüber dem ESR-Strahlrohr isoliert montiert wurden. Um Potentiale von bis zu 5000 V zu ermöglichen, wurde ein Abstand von 1 cm auf allen Seiten gefordert.

Um die Lichtdetektion außerhalb des Vakuumbereiches zu ermöglichen, wurde der zur Verfügung stehende Strahlrohrrabschnitt (ca. 80 cm) mit drei senkrecht zur Strahlrichtung in einem Abstand von 180 mm in Strahlrichtung gesehen hintereinander angeordneten Flanschen (CF150) versehen (siehe Abb.A.4).

An diesen Flanschen wurden speziell angefertigte Quarzglasfenster montiert. Diese sogenannten "Reentrance"-Flansche sind derart gefertigt, daß die Quarzfenster über ein Rohrstück wieder in den Flanschstützen hineinragen (siehe Abb. A.5). Eine Apertur der Fenster und Rohrstützen von 60 mm ermöglichen die Montage eines 2" Photomultipliers mit Frontkathode. Damit kann ein minimaler Abstand von Photokathode zum Ionenstrahl von 80 mm erreicht werden und somit der Raumwinkel für das in direkter Sicht zu beobachtende Licht erhöht werden.

Um eine problemlose Ionenspeicherung im ESR in allen Betriebsmoden zu gewährleisten wird ein minimale Apertur in der Strahlrohrmitte gefordert. Diese beträgt horizontal 200 mm und vertikal 100 mm. Damit steht im Strahlrohr nur eine 20 mm breite Randzone für die Montage der Reflexionselemente zur Verfügung.

Daher wurde das insgesamt 650 mm lange Spiegelsystem in zehn Teilabschnitte zerlegt. Auf den jeweils 55 mm langen Abschnitten konnte eine Neigung des Reflektors von 15° erreicht werden. Bei einer Reflexion wird das Licht also um 30° stärker abgelenkt. Beispielsweise werden die unter 15° in Strahlrichtung beobachteten Photonen nach der Reflexion unter 45° vom Detektor gesehen bzw. nach zweifacher Reflexion treffen sie senkrecht auf den Detektor.

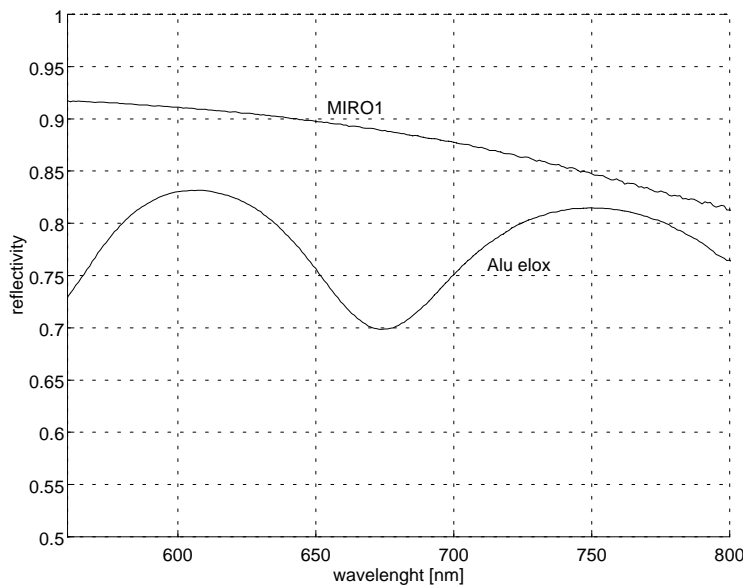
Trotz der geneigten Flächen sollen auf den einzelnen Reflektorabschnitten die Foki der Ellipse auf der Ionenstrahlachse und der Ebene der PM-Kathode liegen. Daher ergeben sich an unterschiedlichen Positionen auch unterschiedliche Radien der Ellipsenhalfachsen, analoges gilt für die sphärischen Segmente.

Die Erstellung einer derartigen Form aus einem Vollvolumen kann nur unter Verwendung einer 3D-CNC-Fräßmaschine erstellt werden. Die Herstellung hochreflektierender Flächen mit einem solchen Fertigungsverfahren ist problematisch, da die unterschiedlichen Fräspositionen nicht kontinuierlich, sondern digital, also in Stufen, angefahren werden, so daß sehr aufwendige Polierverfahren notwendig würden.

---

<sup>1</sup>Bei Experimenten mit Laserkühlung am Ionenstrahl kann durch Anlegen von elektrischen Potentialen an diese "drift-tube" eine Fangbereichserweiterung erreicht werden [Wan96].

Bei den bereits zur Anwendung gekommenen Spiegelversionen wurde Aluminium als optimales Reflexionsmaterial ausgewählt, da es für unterschiedliche Experimente ein über einen großen Spektralbereich hohes Reflexionsvermögen aufweist. Durch die Verwendung von hochglanz-eloxierten Aluminiumblechen wurde die Problematik der Oxidation von Reinstaluminium vermieden. Zum Einsatz kam das neu entwickelte Material mit der Bezeichnung Miro1 der Firma Alanod, das gegenüber dem bereits vorher verwendeten Material durch zusätzliche dielektrische Schichten besseres Reflexionsvermögen im infraroten Spektralbereich besitzt (um bis zu 15% bei etwa 750 nm).

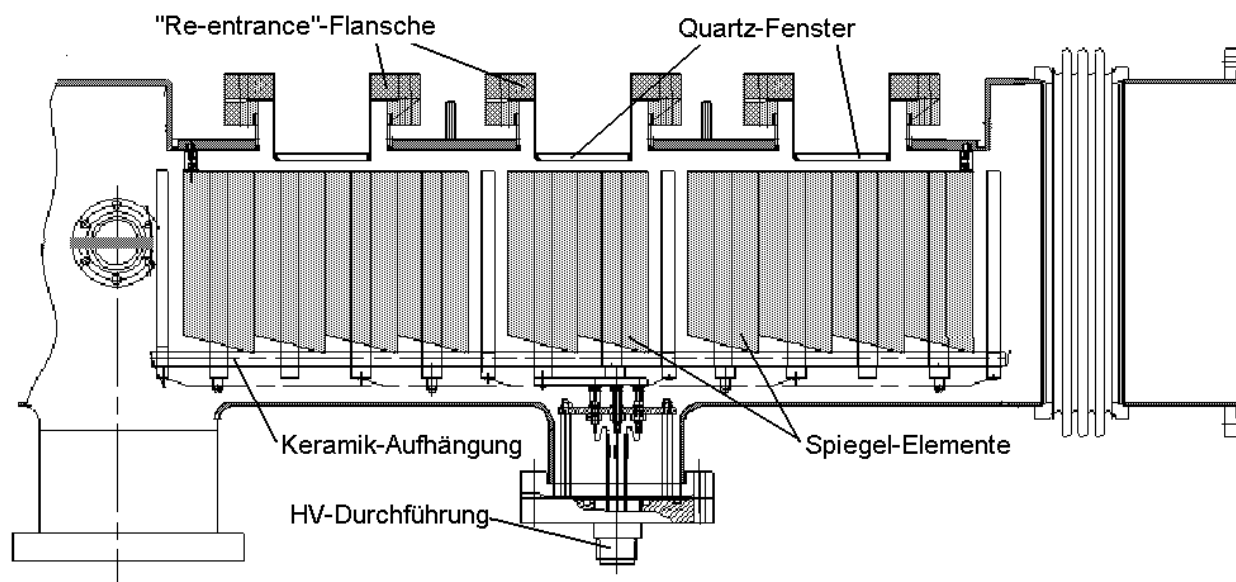


**Abbildung A.3.** Die spektralen Reflexioneigenschaften der verwendeten Materialien.

Um die gewünschte Formgebung zu erreichen, wurden die Bleche in ringförmige Elemente gespannt, die auf ihren Innenseiten, die als Auflageflächen für die Bleche dienen, als Ellipsen- und Kreisabschnitte ausgebildet sind. Um diese bewährte Konstruktionstechnik beizubehalten, mußte die gewünschte Form mit den in Strahlrichtung verjüngenden Spiegelementen leicht variiert werden.

Dabei wurden die Ellipsenabschnitte mit unterschiedlichen Radien in den zur Reflexion relevanten Bereichen mit Kreisabschnitten angenähert. Nur in den Randbereichen ist eine Abweichung des Kurvenverlaufes zu erkennen. Falls der Mittelpunkt dieser Kreisabschnitte auf einer Achse liegt, kann die Spiegelform durch einen Abschnitt einer Kegelstumpfoberfläche realisiert werden. Eine derartige Form läßt sich auf einer Ebene "abrollen" und damit aus einem zweidimensionalen, also ebenen Blech ausschneiden. Die Formgebung ergibt sich dann später durch das Einspannen der ausgeschnittenen Bleche in entsprechende Spanten mit den vorgegebenen Ellipsen- bzw. Kreisradien.

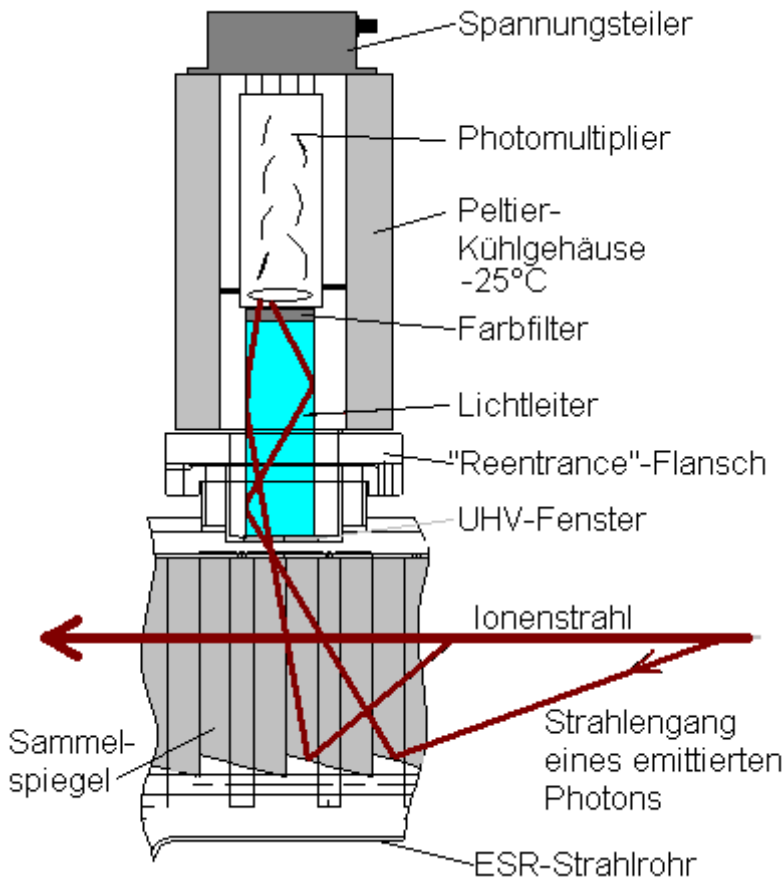
In der Abbildung A.4 ist das komplett montierte im Strahlrohr eingebaute Spiegelsystem gezeigt. Das System ist räumlich in drei Gruppen untergliedert, um eine gleichzeitige Nutzung als "Drifttube" zu ermöglichen. An den Enden und in den Zwischenräumen sind zusätzlich Ringe zu sehen. An allen Elementen können unabhängig voneinander Potentiale von bis zu 5 kV angelegt werden.



**Abbildung A.4..** Das im Strahlrohr montierte Spiegelsystem. Oberhalb der drei Nachweisfenster kann der Nachweis mit beliebigen Detektoren erfolgen. Durch die "Re-Entrance-Flansche" wird ein minimaler Detektorabstand von 80 mm zum Ionenstrahl ermöglicht. Unterhalb der Reflektorelementen sind die HV-Durchführung und die Anschlüsse an die gegeneinander isoliert aufgehängten Spiegelsegmente gezeigt. Mit Spannungen bis zu 5 kV läßt sich das Spiegelsystem auch als "Drift-Tube" nutzen.

### A.1.2. Detektoraufbau

Der technische Aufbau des Nachweissystemes sieht die Möglichkeit vor, die Photomultiplier direkt an die Nachweisfenster in einem Abstand von 80 mm vom Ionenstrahl zu installieren. Da es aber erforderlich ist, die Photokathode auf mindestens  $-20^{\circ}\text{C}$  zu kühlen und um das Beschädigungsrisiko der Nachweisfenster zu mindern, wurde ein größerer Abstand notwendig. Um die Abbildungseigenschaften der Sammeloptik zu erhalten, wird das in die Ebene des Nachweisfensters abgebildete Licht mit Hilfe eines 130 mm langen und 50 mm Durchmesser aufweisenden Plexiglaslichtleiters zum Photomultiplier geführt. In Abb. A.5 ist der Aufbau des Detektors gezeigt.



**Abbildung A.5..**  
*Der Aufbau für den Fluoreszenz-Lichtnachweis. Oberhalb des Nachweisfenster ist der Photomultiplier mit dem Kühlsystem gezeigt. Das in das Nachweisfenster fokussierte Licht wird mit einem Plexiglas-Lichtleiter zu dem im Kühlgehäuse montierten Photomultiplier gespiegelt.*

Zur Reduzierung von Reflexionsverlusten wurden die einzelnen optischen Komponenten (Lichtleiter-Filter-PM) mit "index-matching-fluid" verbunden. Die Transmissionseffizienz des Lichtleiters wurde bei einem Testexperiment überprüft.

Dazu wurde die Nachweisrate eines direkt am Nachweisfenster montierten PM's mit der eines hinter dem Lichtleiter montierten PM's verglichen. Es ergab sich eine um etwa 20% geringere Signalrate bei der Messung mit Lichtleiter, die von zusätzlichen Reflexionsverlusten herrühren. An einigen Stellen ist die Totalreflexion auf der Innenseite des Lichtleiters durch Halterungen und geringe Beschädigungen an dem empfindlichen Plexiglasmaterial gestört.

### **Bestimmung der effektiven Nachweiseffizienz**

Um eine quantitative Aussage zur Nachweiseffizienz des Lichtsammelsystems zu erhalten wurden in [See94] Simulationsrechnungen durchgeführt. Dabei wurde in einem Computerprogramm ein ausgedehnter Ionenstrahl mit Gauß'scher Intensitätsverteilung simuliert, von dem Photonen emittiert werden und durch Mehrfachreflexionen an den einzelnen Spiegelementen zum Nachweisfenster gelangen. Unter Berücksichtigung der relativistischen Emissionscharakteristik, (Dopplerverschiebung und dem "Boost" in Vorwärtsrichtung) und der spektralen Reflexionseigenschaften des Spiegelmaterials konnte der Nachweisraumwinkel berechnet werden.

Dabei ergab sich für einen Detektor mit einer lichtempfindlichen Nachweisfläche von 2 Zoll Durchmesser ein Nachweisraumwinkel von etwa  $1,5 \cdot 10^{-4} \cdot (4\pi)$  (pro Nachweisfenster) bezogen auf den gesamten Speicherring.

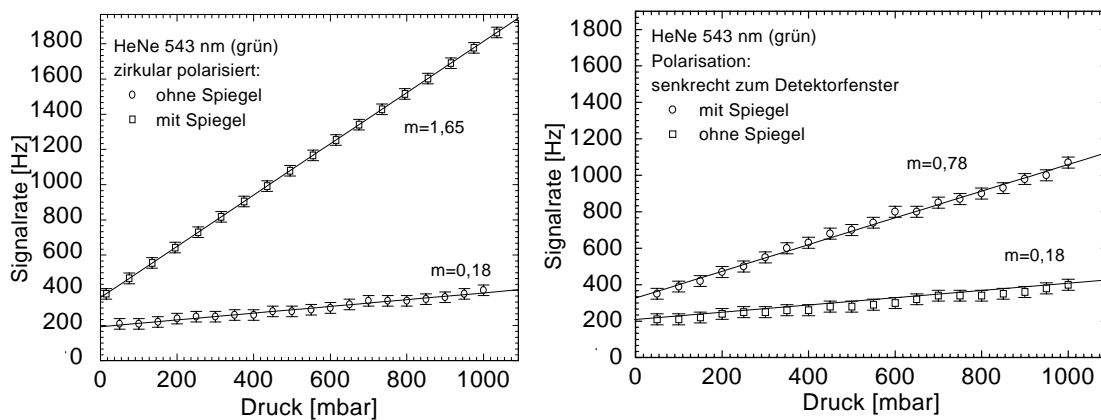
### **Test des Nachweissystemes durch Rayleigh-Streuung an N<sub>2</sub>**

Außerdem konnte in einem Testexperiment die Effizienz des Spiegelsystems, daß bei der Messung der 1s-HFS am Wismut eingesetzt wurde, gemessen werden. Dazu wurde der Photonen emittierende Ionenstrahl simuliert, indem man die von einem Laser erzeugte Rayleigh-Streuung an gasförmigem Stickstoff nachwies (siehe Abb. A.6).

Die gemessene Intensität der Rayleigh-Streuung ließ sich zwar im Rahmen einer groben Abschätzung verifizieren, doch konnte die Effizienz des Nachweissystemes in einem direkten Vergleich der Intensitäten mit und ohne Spiegelsystem bestimmt werden. Im Mittel ergab sich eine um den Faktor 6,8 höhere Rate, was sehr gut mit den numerischen Ergebnissen aus der Monte-Carlo-Simulation übereinstimmt.

Für das derzeitige Nachweissystem wird eine mindestens um den Faktor 2 höhere Gesamteffizienz erwartet, da aufgrund der veränderten Experimentsituation bessere Reflexionseigenschaften und ein größerer Nachweisraumwinkel zum Tragen kommen.





**Abbildung A.6..** Zum Test der Nachweiseffizienz des Spiegelsystems wurde der Strahlrohranschnitt mit eingebauten Spiegelsystem (nicht im ESR montiert) mit Stickstoff geflutet. Der auf der Strahlachse geführte Laserstrahl (He:Ne bei 543 nm) verursacht Rayleigh-Streuung und kann somit einen leuchtenden Ionenstrahl simulieren. Die Signalrate nimmt linear mit der der Teilchendichte (Druck) in der Testkammer zu. Zum Vergleich wurde die Rate mit und ohne abgedeckter Spiegelfläche aufgenommen. Dabei zeigte sich eine um den Faktor 6,8 höhere Signalrate.



# Literaturverzeichnis

- [Ari55] A. Arima, H. Horie, Prog. Theoret. Phys. **11** (1955) 509
- [Ari78] A. Arima, Prog. Part. and Nuc. Phys. **1** (1978) 41
- [Ato96] ATOS,  $\lambda$ -meter, Model LM-007, Manual on hard- and software, 1996
- [Bac79] H. Backe, R. Engfer, E. Kankeleit, R. Link, R. Michaelsen, C. Petitjean, M. Baranger, F. J. Dyson, E. E. Salpeter, Phys. Rev. **88** (1952) 680
- [Bar53] M. Baranger, H. A. Bethe, R. P. Feynman, Phys. Rev. **92** (1953) 482
- [Bas96] T. Bastug, B. Fricke, M. Finkbeiner, W. R. Johnson, Z. Phys., D **37**, 281 (1996)
- [Bei98] T. Beier, P. J. Mohr, H. Persson, and G. Soff, Phys. Rev. A **58** (1998) 954
- [Bei98] P. Beiersdorfer, A. Osterheld, J. Scofield, J. Crespo Lopez-Urrutia, K. Widmann, Phys. Rev. Lett. (1998)
- [Bet47] H.A. Bethe, Physical Review **72**, (1947) 339
- [Bey95] H.F. Beyer, G. Menzel, D. Liesen, A. Gallus, F. Bosch, R. Deslattes, P. Indelicato, Th. Stölker, O. Klepper, R. Moshhammer, F. Nolden, H. Eickhoff, B. Franzke, and M. Steck, Z. Phys. D **35** (1995) 169
- [Bit49a] F. Bitter, Phys. Rev. **75** (1949) 1326
- [Bit49b] F. Bitter, Phys. Rev. **76** (1949) 150
- [Blu97] S. A. Blundell, K. T. Cheng, J. Saphirstein, Phys. Rev. A **55** (1997) 1857
- [Boh50] A. Bohr, V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **77** (1950) 94
- [Boh51] A. Bohr, Phys. Rev. **81** (1951) 331

- [Boh74] J. Bohre, P. Bramham, H. G. Hereward, K. Hübner, W. Schnell and L. Thorndal, Proc. 9th Int. Conf. On High Energy Accel., Stanford, 1974 (U.S. Atomic Energy Commission, (1974) 53
- [Bor77] G.L. Borchert, P. G. Hansen, B. Jonson, O. W. Schult P. Tidemand-Peterson, Phys. Rev. Lett., **72**, (1977) 207
- [Bos96] *Exotic Particles in Small and Large Ion Traps*, F. Bosch, H.-J. Kluge, Acta Physica Polonica B **27** (1996) 323
- [Bre30] G. Breit, Phys. Rev. **35** (1930) 1447
- [Bre47] G. Breit, Phys. Rev. **72** (1947) 984
- [Bre88] *Hochfrequenzspektroskopische Messungen an den Zuständen der Grundzustandskonfiguration  $6s^26p^2$  von  $^{208}\text{Pb}$  und  $^{207}\text{Pb}$* , T. Brenner, Dissertation Bonn 1988
- [Bud67] G.I. Budker, Sov. J. Atom. Energy **22** (1967) 438
- [Bud76] G.I. Budker, N.S. Dikansky, V.I. Kudelainen, I.N. Meshkov, V.V. Parkhomchuk, D.V. Pestrikov, A.N. Skrinsky und B.N. Sukhina, Part. Acc. **7** (1976) 197
- [Cra49] M. Crawford, A. Schawlow, Phys. Rev. **76** (1949) 1310
- [Cre96] J.R. Crespo Lopez-Urrutia, P. Beiersdorfer, B.B. Birkett, K. Widmann, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 826 D.W. Savin, and K. Widmann, Phys. Rev. A **57** (1998) 879
- [Deh90] H.G. Dehmelt, Rev. Mod. Phys. **62** (1990) 525
- [Dic50] W. C. Dickinson, Phys. Rev. **80**, (1950) 563
- [Doe94] J. Doerfert, E. Träbert, A. Wolf, D. Habs, D. Schwalm, R. Repnow; EAS-15 (1994) 8
- [Don68] E. D. Donets, V.I. Ilyuschenko and V. A. Alpert, Preprint JINR R7-4124, Dubna (1968)
- [Eic91] H. Eickhoff et al., *Cooler Rings and Their Applications*, World Scientific, Singapore (1991) 11
- [Ess71] L. Essen, R.W. Donaldson et al., Nature **229** (1971) 110

- [Fei68] F. D. Feiock and W. R. Johnson, Phys. Rev. Lett. **21**, (1968) 785
- [Fei69] F. D. Feiock and W. R. Johnson, Phys. Rev. **187**, (1969) 39
- [Fer30] E. Fermi, Z. Phys. **60** (1930) 320
- [Fer33] E. Fermi, Z. Phys. **82** (1933) 729
- [Fin92] M. Finkbeiner, *Berechnung von Übergangsenergien und Lebensdauern im relativistischen Ein-Elektronen-System*, Diplomarbeit, Kassel, 1992
- [Fin93] M. Finkbeiner, B. Fricke, T. Kühl, Phys. Lett **A176** (1993) 113
- [Fir96] R. B. Firestone, Table of Isotopes, 8th ed. (John Wiley & Sons, New York, 1996)
- [Ful76] G. H. Fuller, J. Phys. Chem. Ref. Data **5**, 835 (1976)
- [Ger78] S. Gerstenkorn, P. Luc, *Atlas du Spectre d'Absorption de la molécule Iode*, Lab. Aime Cotton, Orsay France (1978)
- [Ger98] M. Gerlach, *Fasergekoppeltes Injection Seeding eines Titan-Saphir-Puls laser für laserinduzierte Rekombinationsexperimente an Speicherringen*, Diplomarbeit, Frankfurt, (1998 )
- [Gib69] H. M. Gibbs, C. W. White, Phys. Rev. **188** (1969) 180
- [Gre85] W. Greiner, B. Müller, J. Rafelski, *Quantum Electrodynamics of Strong Fields*, (Springer, Berlin, 1985)
- [Gri94a] R. Grieser, R. Klein, G. Huber, S. Dickopf, I. Klaft, P. Knoblauch, P. Merz, F. Albrecht, M. Grieser, D. Habs, D. Schwalm and T. Kühl, Appl. Phys. B59, (1994) 127
- [Gri94b] R. Grieser, *Präzisionsspektroskopie an gekühlten  $Li^+$  Ionen im Schwerionenspeicherring als experimenteller Test der speziellen Relativitätstheorie*, Dissertation, Mainz 1994
- [Gus95] M. G. H. Gustavsson, *Realistic Nuclear Models in Atomic Calculations*, Master of Science-Thesis, Göteborg, 1995
- [Gus98] M. G. H. Gustavsson, A.-M. Martensson-Pendrill, *Modern Trends in Atomic Physics*, ed. by D. Hanstorp and H. Persson (Advances in Quantum Chemistry, in press) 1998

- [Gus98] M. G. H. Gustavsson, A.-M. Martensson-Pendrill, Phys. Rev. A **58**, (1998) 3611
- [Hei54] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, Clarendon Press, (1954)
- [Hel70] H. Hellwig et al., IEEE Trans. Instr. Meas. IM **19** (1970) 200
- [Ion88] D.C. Ionescu, J. Reihardt, B. Müller, W. Greiner, G. Soff, Phys. Rev. A **38**, (1988) 616
- [Jac74] D. F. Jackson, Rep. Prog. Phys. **37** (1974) 55
- [Joh70] *Magnetic Hyperfine Structure of Muonic Atoms*, J. Johnson, R. A. Sorensen, Phys. Rev. C **2** (1970) 102
- [Joh88] W. R. Johnson, S. A. Blundell, J. Saphirstein, Phys. Rev. **A37** (1988) 2764
- [Kar52] R. Karplus, A. Klein, Phys. Rev. **85** (1952) 972
- [Kar96] S. G. Karshenboim, Z. Phys. D **36** (1996) 11
- [Kar97] S. G. Karshenboim, Phys. Lett. A **225** (1997) 97
- [Kin90] T. Kinoshita, *Quantum Electrodynamics* World Scientific, Singapur (1990)
- [Kla94a] I. Klaft, S. Borneis, T. Engel, B. Fricke, R. Grieser, G. Huber, T. Kühl, D. Marx, R. Neumann, S. Schröder, P. Seelig, L. Völker, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 2425
- [Kla94b] I. Klaft, *Messung der Hyperfeinstruktur im Grundzustand von wasserstoffartigem  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  am Schwerionen-Speicherring ESR*, Dissertation, Mainz, 1994
- [Kle91] R. Klein, *Präzisionsspektroskopie an gekühlten  $\text{Li}^+$  Ionen im Schwerionenspeicherring als experimenteller Test der speziellen Relativitätstheorie*, Dissertation, Mainz, 1991
- [Kna98] K.-M. Knaak, private Mitteilung, (1998)
- [Koe92] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Springer Verlag 1992
- [Kop32] H. Kopfermann, Zeits. f. Physik **75** (1932) 363
- [Kop56] H. Kopfermann, *Kernmomente*, Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt am Main, 1956

- [Kro52] N. M. Kroll, F. Pollock, Phys. Rev. **85** (1952) 876
- [Kun97] P. Kunz, *Entwicklung eines Absolut-Wellenzahlmeßgerätes für breitbandige gepulste Farbstofflaser auf dem Prinzip der I<sub>2</sub>-Absorptionsspektroskopie*, Diplomarbeit, Mainz 1997 V. Dombrovski, Diplomarbeit: ausgeführt an der Universität Mainz, eingereicht an der Universität Vilnius, Litauen, 1996
- [Lab93] L. Labzowsky, G. Klimchitskaya, Yu Dmitriev, *Relativistic Effects in the Spectra of Atomic Systems*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1993
- [Lab95] L. N. Labzowsky, W. R. Johnson, S. M. Schneider, G. Soff, Phys. Rev. **A51** (1995) 4597
- [Lam41] W. E. Lamb, Jr., Phys. Rev. **60** (1941) 817
- [Lam47] W. E. Lamb, R. C. Retherford, Phys. Rev. **72** (1947) 741
- [Lan89] L. D. Landau, E. M. Lifschitz, *Lehrbuch der theoretischen Physik, Band IV: Quantenelektrodynamik*, (Akademie-Verlag, Berlin, 1989)
- [LeB63] M. LeBellac, Nucl. Phys. **40** (1963) 645
- [Led78] Table of Isotopes, 7th ed., C. M. Lederer and V. S. Shirley (John Wiley & Sons, New York, 1978)
- [Lei99] K. D. Leible, GSI Darmstadt, private Mitteilung (1999)
- [Lin95] I. Lindgren, H. Persson, S. Salomonson, L. Labzowsky, Phys. Rev. **A51** (1995) 1167
- [Lid92] D.R.Lide, *Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press, 1991
- [Lut71] O. Lutz, G. Stricker, Phys. Lett. **35A** (1971) 397
- [Mar82] F. G. Mariam, W. Beer, P. R. Bolton, P. O. Egan, C. J. Gardner, V. W. Hughes, D. C. Lu, P. A. Souder, H. Orth, J. Vetter, U. Moser, and G. zu Putlitz Phys. Lett. **49** (1982) 993
- [Mar86] R. Marx und K.Schon, *Internationale Vergleichsmessungen an einem Gleichspannungsteiler bis 100 kV*, PTB-Mitteilungen Band 96 (1986)
- [Mar98] G. Marx, private Mitteilung (1998)

- [Mee85] S. van der Meer, Review of Modern Physics (3) **57** (1985) 689
- [Mer98] P. Merz, Proc. 3rd Euroconference on "Atomic Physics with Stored Highly Charged Ions", Ferrara, Italy, Sept. 22.-26. 1997, Hyperfine Int. 115 (1998) 53
- [Mic87] Michelson und Morley, Phil. Mag. (5) **24**, (1887) 46
- [Mil77] A. P. Mills, Jr. and G. H. Bearman Phys. Rev. Lett **34**, (1977) 246
- [Mor84] M.B. Morris et al. *Fizeau Wavemeter for pulsed wavelength measurement* Appl. Opt., **23**, 3862 (1984)
- [Naf47] J.E. Nafe, E.B. Nelson, I.I. Rabi, Phys. Rev. **71**, (1947) 914
- [Ott89] E.W. Otten, *Nuclear Radii and Moments of unstable Isotopes*, Treatise on Heavy-Ion Science **8** (1989) 519
- [Pau24] W. Pauli, Naturwiss. **12**, (1924) 741
- [Pei79] D. Peier und V. Graetsch, *A 300kV DC Measuring Device with High Accuracy*, Int. Symposium on High Voltage engineering, Milano, (1979)
- [Per93] H. Persson, *QED Effects in Highly Charged Ions*, Dissertation, Göteborg, 1993
- [Per95] H. Persson, S. M. Schneider, G. Soff, W. Greiner, I. Lindgren, Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 1433
- [Per97] H. Persson, S. Salomonson, P. Sunnergren, I. Lindgren, Phys. Rev. A **56**, (1997) R2499
- [Plu95] G. Plunien, G. Soff, Phys. Rev. **A51** (1995) 1119
- [Pot90] H. Pot, Phys. Reports, **196** (1990) 135
- [Pro50] W. G. Proctor, Phys. Rev. **79** (1950) 35
- [Qui95] W. Quint, Physica Scripta T59 (1995) 203
- [Qui98] HITRAP Proposal: A Facility for Experimentation with Trapped Highly Charged Ions at GSI, W. Quint, GSI Darmstadt (1998)
- [Rag89] P. Raghavan, At. Data Nucl. Data Tables **42** (1989) 189
- [Rit84] M. W. Ritter, P. O. Egan, W. Hughes and K. A. Woodle, Phys Rev., **A 30** (1984) 1331



- 
- [Ros32] E. Rosenthal, G. Breit, Phys. Rev. **41** (1932) 459
- [Rue84] A. Rüetschli, L. Schellenberg, T. Q. Phan, G. Piller, L. A. Schaller, H. Schneuwly, Nucl. Phys. **A422** (1984) 461
- [Sap83] J. R. Saphirstein, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 985
- [Sax67] K. M. Saxena, P. T. Narasimhan, Int. J. Quant. Chem. **1**, (1967) 735
- [Sch48] J. Schwinger, Phys. Rev. **73** (1948) 416
- [Sch69] H. A. Schuessler, E. N. Fortson and H. G. Dehmelt Phys. Rev. **187**, (1969) 5
- [Sch90a] S. Schröder, Dissertation Mainz (1991)
- [Sch90b] S. Schröder, R. Klein, N. Boos, M. Gerhard, R. Gieser, G. Huber, M. Krieg, N. Schmitt, T. Kühl, R. Neumann, V. Balykin, M. Grieser, D. Habs, E. Jaeschke, D. Krämer, M. Kristensen, M. Music, W. Petrich, D. Schwalm, P. Sigray, M. Steck, B. Wanner, and A. Wolf, Phys. Rev. Lett. **64** (1991) 22
- [Sch94] S. M. Schneider, G. Soff, W. Greiner, Phys. Rev. **A50** (1994) 118
- [Sch95] S. M. Schneider, *Die Hyperfeinstrukturaufspaltung von Einelektronenatomen*, Dissertation, Frankfurt am Main (1995)
- [Sch96] F. Schmitt, *Weiterentwicklung eines optischen Nachweissystemes zur Laserspektroskopie am Speicherring ESR*, Diplomarbeit, TH Darmstadt 1996
- [Schr98] U. Schramm, A. Peters, D. Habs, Proc. 3rd Euroconference on "Atomic Physics with Stored Highly Charged Ions", Ferrara, Italy, Sept. 22.-26. 1997, Hyperfine Int. 115 (1998) 57
- [See94] P. Seelig, *Entwicklung eines optischen Nachweissystems zur Fluoreszenzspektroskopie am Experimentierspeicherring der GSI*, Diplomarbeit, Frankfurt 1994
- [See98] P. Seelig, A. Dax, S. Faber, M. Gerlach, G. Huber, T. Kühl, D. Marx, P. Merz, W. Quint, F. Schmitt, H. Winter, M. Würtz, Proc. 3rd Euroconference on "Atomic Physics with Stored Highly Charged Ions", Ferrara, Italy, Sept. 22.-26. 1997, Hyperfine Int. 115 (1998) 135
- [See98] P. Seelig, S. Borneis, A. Dax, T. Engel, S. Faber, M. Gerlach, C. Holbrow, G. Huber, T. Kühl, D. Marx, K. Meier, P. Merz, W. Quint, F. Schmitt, M. Tomaselli, L. Völker, H. Winter, M. Würtz, K. Beckert, B. Franzke, F. Nolden, H. Reich, M. Steck, and T. Winkler, Phys. Rev. Lett., **81** 4824 (1998)

- [Sha94] V. M. Shabaev, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys **27** (1994) 5825
- [Sha96] V. M. Shabaev, V. Yerokhin, JETP Lett. **63** (1996) 316
- [Sha97] V. M. Shabaev, M. Tomaselli, T. Kühl, A. N. Artemyev, V. Yerokhin, Phys. Rev. A **56** (1997) 252
- [Sha98a] V. M. Shabaev, M. B. Shabaeva, I.I. Tupitsyn, V. A. Yerokhin, Proc. 3rd Euroconference on "Atomic Physics with Stored Highly Charged Ions", Ferrara, Italy, Sept. 22.-26. 1997, Hyperfine Inter. **114** (1998) 129
- [Sha98b] V. M. Shabaev, private Mitteilung, 1998
- [Sie86] A.E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, California 1986
- [Sof97] G. Soff, T. Beier, M. Greiner, H. Person, G. Plunien, Phys. Rev. A (1997)
- [Ste94] M. Steck, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, O. Klepper, R. Moshammer, F. Nolden, P. Spädtke, and T. Winkler, World Scientific, Singapore (1995) 1183
- [Ste98] M. Steck, private Mitteilung, 1998
- [Sto96] T. Stöhlker, *Das Röntgenspektrum des wasserstoffähnlichen Uran*, Physik. Blätter **52** (1996) 1, 42
- [Sto96b] T. Stöhlker, S.R. Elliot, and R.E. Marrs, Hyperfine Inter. **99**, (1996) 217
- [Sun95] P. Sunnergren, H. Persson, S. Salomonson, S. M. Schneider, I. Lindgren, and G. Soff, Phys. Rev. A **58** (1998) 1055
- [Sus78] O.P. Sushkov, V. V. Flammbaum, and I. B. Khriplovich, Opt. Spectrosc. **44**, 3 (1978)
- [Tin53] Y. Ting, D. Williams, Phys. Rev. **89** (1953) 595
- [Tom78] M. Tomaselli, D. Herold, and L. Grünbaum, Nuovo Cimento **46**,(1978) 1431
- [Tom88] M. Tomaselli, Phys. Rev. **C37** (1988) 349
- [Tom95] M. Tomaselli, S. M. Schneider, E. Kankeleit, T. Kühl, Phys. Rev. **C51** (1995) 2989

- [Tom98] M. Tomaselli, T. Kühl, P. Seelig, C. Holbrow, E. Kankeleit, Phys. Rev. **C58** (1998)
- [Ueh35] E. A. Uehling, Phys. Rev. **48** (1935) 55
- [Vri87] H. de Vries, C. W. de Jager, C. de Vries, At. Data Nucl. Data Tables **36** (1987) 495
- [Way76] L. Wayne-Fullerton, G. A. Rinker, Jr., Phys. Rev. **A13** (1976) 1283
- [Wer97] G. Werth, private Mitteilung , Universität Mainz, 1997
- [Wic56] E. H. Wichmann, N. M. Kroll, Phys. Rev. **101** (1956) 843
- [Win96] *Untersuchung zur Elektronenkühlung hochgeladener schwerer Ionen*, T. Winkler, Dissertation Universität Heidelberg 1996
- [Win99] H. Winter, Dissertation Technische Universität Darmstadt, 1999
- [Yer97] V. Yerokhin, V. M. Shabaev, A. N. Artemyev JETP Lett. **66** (1997) 18



# Lebenslauf

## Persönliche Angaben:

Name: Peter Seelig  
Geburtstag: 7.6.1967  
Geburtsort: Flörsheim am Main  
Staatsangehörigkeit: deutsch  
Familienstand: ledig

## Schulausbildung:

1974 – 1978 Grundschule Weilbach  
1978 – 1984 Leibniz-Gymnasium Frankfurt-Höchst  
1984 – 1987 Technisches Gymnasium in Mainz, Abitur

Juli 1987 – Sept. 1988 Grundwehrdienst in Göttingen  
Sep. 1988 – Okt. 1988 metallverarbeitendes Praktikum, AEG Frankfurt

## Diplomstudium:

Okt. 1988 – Okt. 1994 Universität Frankfurt am Main,  
Fachbereich Physik, Studiengang Diplom  
Okt. 1990 Vordiplom  
Anfertigung der Diplomarbeit mit dem Titel:  
„Entwicklung eines optischen Nachweissystems zur  
Fluoreszenzspektroskopie am Experimentierspeicherring der GSI“  
Sep. 1994 Diplom  
Sep. 1994 – Dez. 1994 Auslandsstudium an der University of Southampton, England

## Promotionsstudium:

seit Jan. 1994 Wiss. Mitarbeiter am Institut für Physik der Universität Mainz,  
Anfertigung einer Dissertation mit dem Titel:  
„Laserspektroskopie der 1s-Hyperfeinstruktur an  
wasserstoffähnlichem  $^{207}\text{Pb}^{81+}$ “

Mai 1997 – Sep. 1997 Forschungsaufenthalt am Lawrence Livermore National Lab., USA

Frankfurt am Main, den 15. Mai 1999