

**Kernradien und -momente von ^{200}Rn ,
 ^{201}Rn und $^{201\text{m}}\text{Rn}$ gemessen mit einem
neuen α -Zerfallsnachweis für die
kollineare Laserspektroskopie**

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00047994

**Dissertation
von
Uwe Georg
Mainz 1996**

**Kernradien und -momente von ^{200}Rn , ^{201}Rn und $^{201\text{m}}\text{Rn}$
gemessen mit einem neuen α -Zerfallsnachweis für die
kollineare Laserspektroskopie**

Dissertation
zur Erlangung des Grades
"Doktor der Naturwissenschaften"
am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

Uwe Georg
geboren in Birkenfeld/Nahe

Mainz 1996

Meinen
Eltern und Großeltern

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die kollineare Laserspektroskopie am on-line Massenseparator ISOLDE	4
2.1	Der on-line Massenseparator ISOLDE	4
2.2	Das Prinzip der kollinearen Laserspektroskopie	8
2.2.1	Der Fluoreszenznachweis	13
2.2.2	Die Stoßionisationsmethode mit Teilchennachweis	15
2.2.3	Die neue Nachweismethode	16
3	Der Radioaktivitätsnachweis	20
3.1	Detektorgeometrie und Nachweiseffizienz	20
3.2	Die Detektoren	25
3.2.1	Die Sperrschichtdetektoren	25
3.2.2	Die Silizium-PIN-Photodioden	25
3.3	Die Funktionsweise und elektrische Verschaltung der Detektoren	26
4	Die Messungen	31
4.1	Vorbereitende Messungen	31

4.1.1	Bestimmung der Detektionseffizienz und des Auflösungsvermögens der PIN-Photodioden	31
4.1.2	Die α -Spektren auf Masse 200 und 201	34
4.2	Spektroskopische Messungen an den Referenzisotopen	35
4.3	Spektroskopische Messungen an ^{200}Rn	37
4.3.1	Testmessungen zur Normierung	37
4.4	Spektroskopische Messungen an ^{201}Rn	40
5	Die Auswertung der Spektren	43
5.1	Die A- und B-Faktoren von ^{201}Rn und ^{201m}Rn	44
5.2	Die Isotopieverschiebungen von ^{200}Rn , ^{201}Rn und ^{201m}Rn	45
6	Kernmomente und Ladungsradien	47
6.1	Die Kernmomente von ^{201}Rn und ^{201m}Rn	47
6.1.1	Magnetische Momente	47
6.1.2	Quadrupolmomente	50
6.2	Die mittleren quadratischen Ladungsradien	52
7	Interpretation der kernphysikalischen Ergebnisse	59
7.1	Radien und Deformation	59
7.1.1	Vergleich der Deformation mit theoretischen Berechnungen	64
	Das Finite-Range Droplet Modell (FRDM)	64
	Das Extended Thomas-Fermi plus Strutinsky Integral Modell (ETFSI)	65
	Berechnung zur Kerndeformation im Gebiet zwischen Gold und Radium	66

	Resümee	66
7.1.2	Vergleich mit lokalen Rechnungen bzw. Messungen	69
	Vergleich mit den Radien der Nachbarelemente	69
	Das odd-even staggering	71
	Vergleich mit den Resultaten kernspektroskopischer Experimente an Radon und Polonium	72
7.2	Spins und Momente von $^{201,201m}\text{Rn}$	74
7.2.1	Spins und magnetische Momente	74
	Vergleich mit den magnetischen Momenten der Nachbarelemente	74
7.2.2	Quadrupolmomente und Deformation	75
	Kernformkoexistenz bei ^{201}Rn	76
8	Zusammenfassung und Ausblick	78
	Literaturverzeichnis	81

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der Beschleunigerkomplex des Protonensynchrotrons	5
2.2	Überblick über den ISOLDE-Komplex am CERN	7
2.3	Die Produktionsraten für Radonisotope bei ISOLDE	9
2.4	Ausschnitt aus der Nuklidkarte	10
2.5	Die verschiedenen Nachweisvarianten zur kollinearen Laserspektroskopie	12
2.6	Das Thermschema von Radon I	14
2.7	Scannerbild der Massen 200 bis 213	17
2.8	Experimenteller Aufbau für diese Arbeit	18
3.1	Verschiedene Nachweisgeometrien beim α -Nachweis	22
3.2	Vergleich der verschiedenen Detektorgeometrien bzgl. Halbwertszeiten . .	24
3.3	Aufbau von Sperrschichtdetektoren und PIN-Dioden	27
3.4	Flußdiagramm zur Verschaltung der Detektorelektronik	30
4.1	Das α -Spektrum der Testquelle	32
4.2	Das α -Spektrum bei Masse 200	34
4.3	Die zeitliche Meßabfolge für ^{200}Rn	38
4.4	Resonanzen von ^{200}Rn zum Normierungstest	39

4.5	Die zeitliche Meßabfolge für ^{201}Rn	41
4.6	Die Spektren von $^{200,201,201m,210,212}\text{Rn}$	42
6.1	Die am Radon gemessenen Ladungsradien $\delta \langle r^2 \rangle$	58
7.1	Isodeformationslinien für sphärische Kerne von verschiedenen Droplet Modellen	62
7.2	Isodeformationslinien vom Finite-Range Droplet Modell	63
7.3	Deformationskarte nach dem Finite-Range Droplet Modell	65
7.4	Berechnungen zur Kernformkoexistenz	66
7.5	Vergleich des gemessenen Deformationsparameters β_2 mit verschiedenen Rechnungen	67
7.6	Die Radien der Elemente mit gerader Protonenzahl ($Z=78$ bis $Z=86$)	70
7.7	Das odd-even-staggering (OES)	72
7.8	Die 2^+ -Energien von Radon und Polonium	73
7.9	Magnetische Momente um $Z=82$	75

Tabellenverzeichnis

2.1	Die Produktionsraten der neutronenarmen Radonisotope $^{198-202}\text{Rn}$ bei ISOLDE	8
3.1	Die Anwendungsbereiche der verschiedenen Detektorgeometrien	24
3.2	Kenngößen der Sperrschichtdetektoren	26
3.3	Kenngößen der Silizium-PIN-Photodioden	27
3.4	Die Kenndaten des Vorverstärkers	28
4.1	Das α -Eichpräparat	32
4.2	Zusammensetzung des ISOLDE-Ionenstrahls bei Masse 200	35
4.3	Zusammensetzung des ISOLDE-Ionenstrahls bei Masse 201	36
5.1	Die A- und B-Faktoren von $^{201,201m}\text{Rn}$	44
5.2	Die Isotopieverschiebungen von ^{200}Rn , ^{201}Rn und ^{201m}Rn	45
6.1	Die magnetischen Momente von $^{201,201m}\text{Rn}$	49
6.2	Die spektroskopischen Quadrupolmomente von $^{201,201m}\text{Rn}$	52
6.3	Die Änderung der quadratischen Ladungsradien von ^{200}Rn und $^{201,201m}\text{Rn}$	57
7.1	Die experimentellen β_2 -Werte	64

Kapitel 1

Einleitung

Die kollineare Laserspektroskopie am schnellen Atom- bzw. Ionenstrahl hat sich seit Anfang der 80er Jahre, dank ihrer hohen Empfindlichkeit und hohen spektralen Auflösung, als ideale Methode zur Messung von Hyperfeinstruktur und Isotopieverschiebung instabiler Isotope etabliert. Aus diesen Größen ist eine Bestimmung von Kerneigenschaften wie Drehimpuls, magnetisches Dipolmoment, elektrisches Quadrupolmoment und quadratisch gemittelter Kernladungsradius möglich. So konnten im Laufe der Jahre viele verschiedene Isotopenketten bis in Gebiete weitab der β -Stabilität untersucht und zur Überprüfung und Erweiterung von Kernmodellen herangezogen werden.

Neben der Standardmethode mit dem Nachweis resonanter Laseranregung durch Fluoreszenzphotonen wurden in den letzten zehn Jahren weitere Nachweismöglichkeiten auf der Basis der viel effizienteren Teilchendetektion für die bei ISOLDE/CERN installierte Apparatur zur kollinearen Laserspektroskopie entwickelt. Sie führten zu einer teils erheblichen Steigerung der Empfindlichkeit und machten damit auch extrem schwach produzierte Isotope der Untersuchung durch die kollineare Laserspektroskopie zugänglich. Die Standardapparatur wurde dabei für die jeweilige Nachweismethode ergänzt. So existiert ein Aufbau zur zustandsselektiven Neutralisation von Kalzium- und Strontiumionen, ein weiterer zur Kernpolarisation durch optisches Pumpen und anschließendem β -Asymmetrienachweis bei Isotopen der leichten Alkalielemente und schließlich ein Aufbau zur zustandsselektiven Stoßionisation, mit der Isotopenketten der Edelgase von Argon bis Radon untersucht wurden [KBG96] [KAB95] [BAN89] [Bor89]. Eine Übersicht über die verschiedenen apparativen Aufbauten wird im nächsten Kapitel gegeben.

Die Nachweismethoden, die sich der Teilchendetektion bedienen, sind zwar weit empfindlicher als der Photonennachweis, sie sind andererseits aber auch darauf angewiesen, daß

die verwendeten Ionen- bzw. Atomstrahlen frei von Isobaren anderer Elemente sind. Dieses Problem besteht insbesondere bei leichten Massen, wo sich neben den Isotopen der Nachbarlemente auch Molekülionen aus dem Restgas und aus Verunreinigungen der Ionenquelle im Strahl befinden. Im Massenbereich von Blei bestehen die Ionenstrahlen bei ISOLDE eher aus einem Gemisch von Isotopen der verschiedenen Nachbarlemente.

Experimente an einer Reihe kurzlebiger Argonisotope, die als massengetrennte Strahlen von einem hohen Untergrund isobarer Kontaminationen begleitet sind, wurden erst durch den Umbau des Ionennachweissystems vom einfachen Teilchenmultiplier zu einem mit β -Szintillationsdetektoren ausgerüsteten Bandsystem möglich, bei dem die Radioaktivität zum Nachweis dient.

Diesem Konzept folgend bietet sich für Isotope schwererer Elemente, die über die Emission eines α -Teilchens zerfallen, die Verwendung von α -Detektoren an. α -Zerfälle haben den Vorteil scharfer Zerfallsenergien und erlauben daher eine fast völlige Unterdrückung des Untergrundes, auch wenn er von radioaktiven Strahlkontaminationen herrührt. Von besonderem Interesse im Rahmen der systematischen Untersuchungen der Kernstruktur sind für diesen Anwendungsfall die neutronenarmen Quecksilberisotope unterhalb ^{181}Hg wegen der in dieser Gegend bekannten Koexistenz verschiedener Kernformen [BHK76] sowie die neutronenarmen Radonisotope unterhalb ^{202}Rn .

Beim Radon ($Z = 86$) stellt sich die Situation bisher wie folgt dar. In einem ersten Schritt wurden sowohl die Isotopieverschiebung von ^{202}Rn bis ^{212}Rn und ^{218}Rn bis ^{222}Rn als auch die Hyperfeinstruktur der sieben Isotope mit ungerader Neutronenzahl in diesem Bereich mit konventionellem Fluoreszenznachweis gemessen. Später erlaubte dann die Anwendung der zustandsselektiven Stoßionisation mit nachfolgendem Teilchennachweis eine Ausdehnung der Messungen auf die Isotope ^{213}Rn und ^{223}Rn bis ^{228}Rn . Einer Erweiterung auf die neutronenarmen Isotope mit $A < 202$ stand bisher die Kontamination des ISOLDE-Ionenstrahles durch Isobare, d.h. Isotope der Nachbarlemente mit gleicher Massenzahl, im Wege. Den Hauptanteil daran bilden die stabilen Quecksilber-Isotope.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Methode der zustandsselektiven Stoßionisation durch Einführung eines α -Zerfalls-Nachweises weiterentwickelt, so daß eine Ausdehnung der Messungen auf die neutronenarmen Radonisotope ^{200}Rn und ^{201}Rn , sowie dessen Isomer ^{201m}Rn , möglich wurde.

Neben dem methodischen Aspekt und der Erweiterung der Radiensystematik besteht das besondere Interesse an einer Untersuchung weiterer neutronenarmer Radonisotope in der Tatsache, daß mehrere theoretische Studien, die sich mit Grundzustandseigenschaften von

Atomkernen beschäftigen, für das Gebiet der leichten Aktinide unterhalb der magischen Neutronenzahl $N = 126$ und oberhalb der magischen Protonenzahl bei Blei ($Z = 82$) ein ausgedehntes Deformationsgebiet vorhersagen [MWS63] [MN81] [MNM95] bzw. [APD95]. Erst 1994 untersuchten Freeman et al. die tiefsten Energieniveaus von ^{202}Rn , um daraus Aufschluß über die Kerndeformation zu erhalten. Nach den gängigen Vorhersagen ist ^{202}Rn das letzte Isotop mit nahezu sphärischem Grundzustand ($\epsilon_2 < 0.1$). Für die noch leichteren Isotope wird ein plötzliches Einsetzen der Deformation mit $\epsilon_2 > 0.2$ erwartet. Die Laserspektroskopie an ^{201}Rn und ^{200}Rn eröffnet daher die Möglichkeit der experimentellen Überprüfung.

Zu Beginn dieser Arbeit erfolgt eine Einführung in die kollineare Laserspektroskopie, wobei die Standard-Nachweismethode, d.h. der Fluoreszenzphotonennachweis, mit dem Stoßionisationsnachweis speziell unter dem Aspekt der Empfindlichkeit verglichen wird. Auch die anderen Methoden werden hier noch einmal kurz angesprochen. Für den Stoßionisationsnachweis werden dann die notwendigen methodischen Verbesserungen diskutiert, die später in der Durchführung des Experimentes ihren Niederschlag finden. Im darauffolgenden Kapitel wird der Aufbau und die Funktionsweise des α -Nachweises und seiner Detektoren beschrieben. Schließlich wird der experimentelle Teil mit der Erläuterung der durchgeführten Testmessungen und mit den eigentlichen laserspektroskopischen Messungen abgeschlossen.

Die zweite Hälfte der Arbeit beginnt mit der Auswertung der gemessenen Spektren. Aus den hierbei gewonnenen Isotopieverschiebungen und den A- und B-Faktoren der Hyperfeinstruktur werden Ladungsradien und Kernmomente berechnet. Anschließend werden diese Kerneigenschaften mit den Vorhersagen globaler Modelle zu Deformationen, Radien und Momenten verglichen, und zu lokalen, bei Nachbar-elementen oder -isotopen erzielten experimentellen oder theoretischen Ergebnissen in Beziehung gesetzt.

Im Rahmen der Zusammenfassung wird noch ein Ausblick auf weitere Anwendungsmöglichkeiten des hier entwickelten α -Nachweissystems im Rahmen der kollinearen Laserspektroskopie gegeben.

Kapitel 2

Die kollineare Laserspektroskopie am on-line Massenseparator ISOLDE

In diesem Abschnitt werden zuerst die lokalen Gegebenheiten des experimentellen Aufbaus sowie die Produktion der radioaktiven Isotope beschrieben. Anschließend werden die verschiedenen Ausbaustufen der Apparatur zur kollinearen Laserspektroskopie erläutert und ihre Anwendung unter dem Gesichtspunkt der jeweiligen Nachweiseffizienz für die einzelnen Isotope abgewogen.

2.1 Der on-line Massenseparator ISOLDE

Die Untersuchung kurzlebiger Isotope (die Halbwertszeit von ^{200}Rn beträgt 1.0 s) erfordert eine direkte Verbindung zwischen Produktionsstätte und Experiment. Die Apparatur zur kollinearen Laserspektroskopie am schnellen Atomstrahl befindet sich daher am Strahlrohr des on-line Massenseparators ISOLDE bei CERN in Genf.

Nach der Schließung des Synchrocyclotrons (SC) im Jahre 1990, das für ISOLDE 2 zur Isotopenerzeugung Protonen mit einer Energie von 600 MeV in einem quasi-kontinuierlichen Strahl lieferte, wurde die Apparatur in der Experimentierhalle des neuen ISOLDE-Massenseparators installiert. ISOLDE ist nun in den Beschleunigerkomplex des Protonensynchrotrons PS eingebunden (siehe Abbildung 2.1) und wird vom PS-Booster (PSB) mit Protonen versorgt. Diese haben eine Energie von 1 GeV und werden in einzelnen Pulsen von bis zu 3.2×10^{13} Teilchen mit einer Länge von jeweils $2.4 \mu\text{s}$ bereitgestellt. Insgesamt durchläuft die Pulsstruktur des PSB einen sog. Supercycle aus

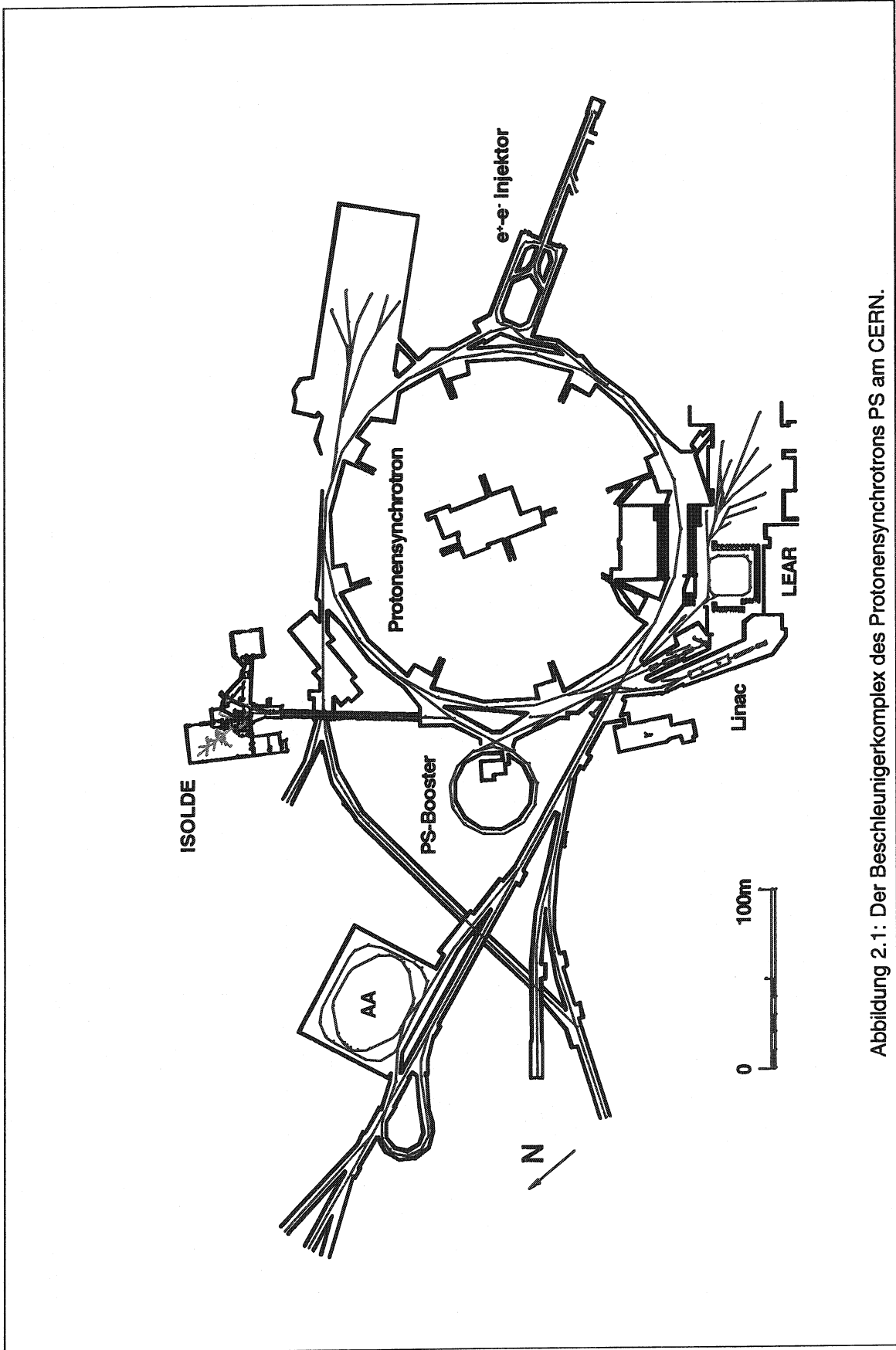


Abbildung 2.1: Der Beschleunigerkomplex des Protonensynchrotrons PS am CERN.

12 Pulsen mit einem Abstand von 1.2 s. Aus diesen 12 Pulsen steht zur Produktion von radioaktiven Isotopen an ISOLDE nur eine gewisse Auswahl zur Verfügung. Die zeitliche Abfolge und Anzahl im Supercycle hängt von den äußeren Gegebenheiten, d.h. von den Experimenten an den weiteren Beschleunigern, ab. Die daraus resultierenden Probleme und Randbedingungen für Experimente zur kollinearen Laserspektroskopie werden später noch näher diskutiert.

Die zu untersuchenden Isotope werden durch Spallation oder Spaltung in einem geeigneten Targetmaterial erzeugt, indem das Target mit dem 1 GeV Protonenstrahl aus dem PSB beschossen wird. Der Targetbehälter wird durch einen Strom von mehreren hundert Ampere¹ direkt geheizt, wodurch die erzeugten Isotope durch ein Röhrchen in die Ionenquelle diffundieren. Die Ionen werden auf 60 keV Strahlenergie beschleunigt, massensepariert und anschließend den Experimenten in der Experimentierhalle zugeführt. Einen Überblick über den neuen ISOLDE-Komplex gibt Abbildung 2.2. Dieser besteht aus zwei separierten Bereichen, dem Targetbereich und der Experimentierhalle. Im Targetbereich treffen die Protonen vom PS-Booster wahlweise auf die Frontenden zweier voneinander unabhängiger Massenseparatoren. Zur Handhabung der nach der Bestrahlung radioaktiven Targetcontainer, die sowohl das eigentliche Targetmaterial als auch die Ionenquelle enthalten, steht ein Roboter zur Verfügung. Die beiden Separatoren unterscheiden sich in ihrer Massenauflösung; der „general purpose separator“ (GPS) hat eine Auflösung $M/\Delta M = 2400$ und der „high resolution separator“ (HRS) $M/\Delta M = 30000$. Die massenseparierten Ionenstrahlen werden den Experimenten in der Experimentierhalle zur Verfügung gestellt. Am GPS ist es möglich, drei separierte Nachbarmassen parallel zu nutzen, wozu neben einem „central mass“- , noch ein „high mass“- und ein „low mass“-Strahlrohr aufgebaut wurden. Für die hier vorliegenden Messungen wurde der GPS benutzt, von dem aus die Ionen als zentrale Masse durch das Strahlrohrsystem zur Apparatur geführt wurden. Eine Verwendung des HRS war zum Zeitpunkt der Messung nicht möglich, da er sich noch in der Aufbauphase befand. Auch heute steht er erst mit einer Massenauflösung von $M/\Delta M = 6000$ zur Verfügung. Allerdings würde selbst eine Auflösung von 30000 nicht ausreichen, um bei schweren Elementen wie Radon, die direkten Nachbarelemente durch Massenseparation aus dem Ionenstrahl zu separieren. Eine ausführliche Beschreibung des ISOLDE-Komplexes und einiger dort durchgeführter Experimente findet sich in [KFJ92] und [ISO93].

Als Targetmaterial wurde Thoriumcarbid mit einer Thorium-Targetdicke von 57 g/cm^2 verwendet. Radon wird dabei über die Reaktion $^{232}\text{Th}(p, 5pxn)^{228-x}\text{Rn}$ gebildet. Als Io-

¹In diesem Fall bestand der Targetbehälter aus Tantal und wurde durch einem Strom von 785 A auf 2100°C geheizt.

ISOLDE am PSB CERN

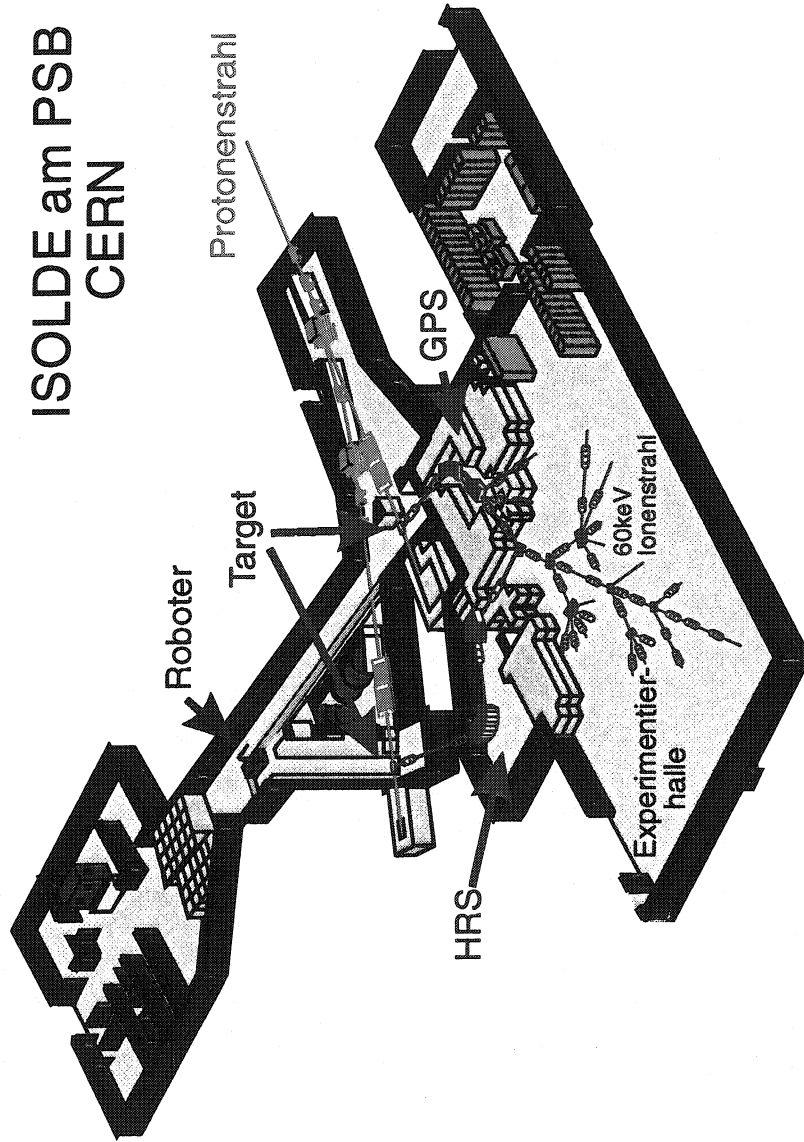


Abbildung 2.2: Überblick über den ISOLDE-Komplex mit der Experimentierhalle, den Targeträumen und den Massenseparatoren.

nenquelle diene eine Plasmaionenquelle mit einem Gasmisch aus Argon und Xenon als Trägergas. Außerdem wurde das Transferröhrchen zwischen Target und Quelle wassergekühlt, um ebenfalls produzierte Nachbareremente gegenüber dem Edelgas Radon zu unterdrücken. Eine Übersicht über die an ISOLDE erzeugten Radonisotope geben Tabelle 2.1 und Abbildung 2.3. Die Erzeugungsraten werden hierbei in Teilchen pro Mikrocou-

Tabelle 2.1: Die Produktionsraten für neutronenarme Radonisotope $^{198-202}\text{Rn}$ bei ISOLDE [IUG].

Massenzahl [A]	Halbwertszeit	Produktionsrate [Teilchen/ μC]
198	50 ms	< 5
200	1.06 s	3.3×10^4
201	7.0 s	1.9×10^6
202	9.85 s	4.5×10^7

lomb angegeben, da die Zahl der pro Zeiteinheit zur Produktion zur Verfügung stehenden Protonen entscheidend von dem bereits erwähnten Supercycle abhängt. Der Vergleich der beiden Produktionskurven in Abbildung 2.3 zeigt die typische Veränderung der Produktionsraten durch die Verwendung des höherenergetischen Protonenstrahles, wie er vom PS-Booster zur Verfügung gestellt wird. Die neuen Kurven haben ein breiteres Maximum, das im Absolutwert ungefähr dem früheren Maximalwert entspricht und an den Rändern, d.h. bei Isotopen mit kürzeren Halbwertszeiten, sind die Produktionsraten um einen Faktor 10 bis 100 erhöht. Die angegebenen Raten können für verschiedene Targets (mit gleichem Targetmaterial) bzw. im Laufe der Benutzung eines Targets für Isotope nahe des Produktionsmaximums um einen Faktor zwei bis drei und an den Rändern um bis zu einer Größenordnung nach unten schwanken.

Aus Abbildung 2.4, einem Ausschnitt aus der Nuklidkarte, kann man außerdem ersehen, welche Isobare bei den Massen 200 bzw. 201 eine Rolle spielen. Dieses sind insbesondere Astatin, Polonium und Quecksilber.

2.2 Das Prinzip der kollinearen Laserspektroskopie

Nachdem der Ionenstrahl massensepariert durch das Strahlrohrsystem zum Experiment geführt ist, wird er mit Hilfe eines elektrostatischen Ablenkens kollinear mit dem Laserstrahl überlagert. Die kollineare Geometrie von Laser- und Ionenstrahl hat den Vorteil so-

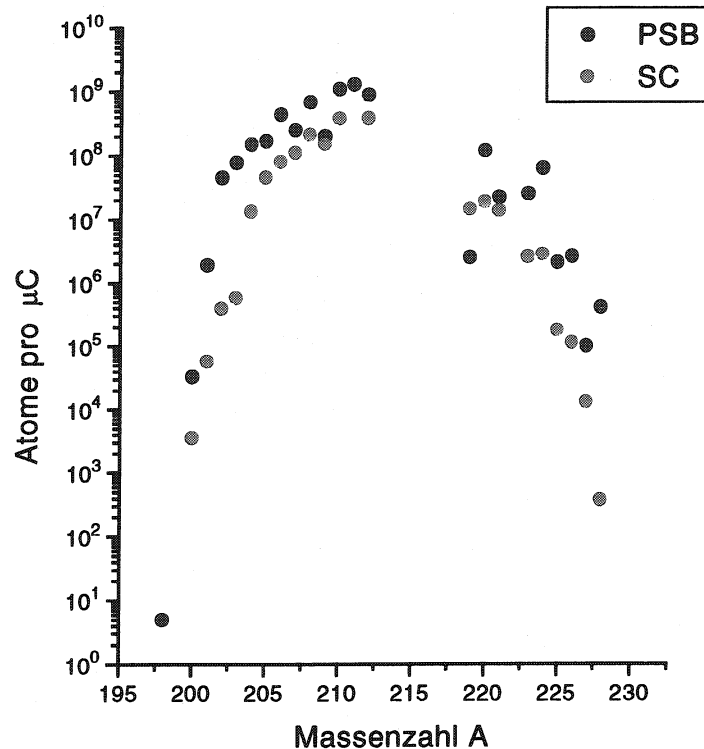


Abbildung 2.3: Die Produktionsraten eines Thoriumcarbidtargets für Radonisotope bei ISOLDE mit dem 600 MeV Protonenstrahl des SC (an ISOLDE-2) bzw. mit dem 1 GeV Protonenstrahl des Boosters. Die Werte sind dem Isolde Users Guide [IUG] entnommen.

wohl hochauflösend als auch sehr empfindlich zu sein, was eine entscheidende Voraussetzung für die Untersuchung der kleinen Teilchenströme radioaktiver Isotope darstellt.

Die hohe Auflösung resultiert aus der Reduzierung der Dopplerbreite $\delta\nu_D$ der Resonanzlinien durch die elektrostatische Beschleunigung des Ionenstrahls auf 60 keV Strahlenergie. Dies beruht auf der Tatsache, daß die Energieunschärfe δE , mit der die Ionen die Quelle verlassen, eine Konstante der Bewegung ist:

$$\delta E = \delta\left(\frac{1}{2}mv^2\right) = mv\delta v = \frac{mc^2}{\nu_0^2} \Delta\nu_D \delta\nu_D = const. \quad (2.1)$$

Das bedeutet, daß sich die Dopplerbreite $\delta\nu_D$ mit zunehmender Strahlgeschwindigkeit v bzw. mit der daraus resultierenden Dopplerverschiebung $\Delta\nu_D$ verringert. Für Strahlgeschwindigkeiten von $\frac{v}{c} \simeq 10^{-3}$ reduziert sich $\delta\nu_D$ etwa auf die Größe der natürlichen Linienbreite starker Spektrallinien. Die so gewonnene Reduzierung der Linienbreite führt auch zur Erhöhung der Empfindlichkeit, da nun praktisch alle im Strahl befindlichen Teil-

Rn 199 0,29 s 2,7 m α 6,59 β 5,9	Rn 200 1,0 s α 6,51	Rn 201 3,8 s 7,8 s α 6,59 β 5,9	Rn 202 9,85 s α 6,59 β 5,9	Rn 203 46 s α 6,59 β 5,9	Rn 204 1,24 m α 6,59 β 5,9	Rn 205 2,83 m α 6,59 β 5,9	Rn 206 5,67 m α 6,59 β 5,9	Rn 207 9,3 m α 6,59 β 5,9	Rn 208 24,4 m α 6,59 β 5,9	Rn 209 28,5 m α 6,59 β 5,9	Rn 210 2,4 h α 6,59 β 5,9	Rn 211 14,6 m α 6,59 β 5,9	Rn 212 24 m α 6,59 β 5,9
At 198 1,8 s α 6,59 β 5,9	At 199 7,0 s α 6,59 β 5,9	At 200 4,3 s 4,2 s α 6,59 β 5,9	At 201 1,5 m α 6,59 β 5,9	At 202 3,0 m α 6,59 β 5,9	At 203 7,4 m α 6,59 β 5,9	At 204 9,2 m α 6,59 β 5,9	At 205 26,2 m α 6,59 β 5,9	At 207 1,8 h α 6,59 β 5,9	At 209 5,4 h α 6,59 β 5,9	At 211 7,22 h α 6,59 β 5,9			
Po 197 26 s α 6,59 β 5,9	Po 198 1,76 m α 6,59 β 5,9	Po 199 4,2 m α 6,59 β 5,9	Po 200 11,5 m α 6,59 β 5,9	Po 201 3,0 m α 6,59 β 5,9	Po 202 7,4 m α 6,59 β 5,9	Po 203 9,2 m α 6,59 β 5,9	Po 204 26,2 m α 6,59 β 5,9	Po 205 3,33 h α 6,59 β 5,9	Po 206 8,8 d α 6,59 β 5,9	Po 207 2,8 s α 6,59 β 5,9	Po 208 2,898 a α 6,59 β 5,9	Po 209 102 a α 6,59 β 5,9	Po 210 138,38 d α 6,59 β 5,9
Bi 196 37 m α 6,59 β 5,9	Bi 197 7,7 s α 6,59 β 5,9	Bi 198 7,7 s α 6,59 β 5,9	Bi 199 7,7 s α 6,59 β 5,9	Bi 200 7,7 s α 6,59 β 5,9	Bi 201 7,7 s α 6,59 β 5,9	Bi 202 7,7 s α 6,59 β 5,9	Bi 203 7,7 s α 6,59 β 5,9	Bi 204 7,7 s α 6,59 β 5,9	Bi 205 7,7 s α 6,59 β 5,9	Bi 206 7,7 s α 6,59 β 5,9	Bi 207 7,7 s α 6,59 β 5,9	Bi 208 7,7 s α 6,59 β 5,9	Bi 209 100 α 6,59 β 5,9
Pb 195 3,4 m α 6,59 β 5,9	Pb 196 37 m α 6,59 β 5,9	Pb 197 4,8 m α 6,59 β 5,9	Pb 198 2,401 s α 6,59 β 5,9	Pb 199 3,4 m α 6,59 β 5,9	Pb 200 3,4 m α 6,59 β 5,9	Pb 201 3,4 m α 6,59 β 5,9	Pb 202 3,4 m α 6,59 β 5,9	Pb 203 3,4 m α 6,59 β 5,9	Pb 204 3,4 m α 6,59 β 5,9	Pb 205 3,4 m α 6,59 β 5,9	Pb 206 24,1 α 6,59 β 5,9	Pb 207 22,1 α 6,59 β 5,9	Pb 208 52,4 α 6,59 β 5,9
Tl 194 3,4 m α 6,59 β 5,9	Tl 195 3,4 m α 6,59 β 5,9	Tl 196 3,4 m α 6,59 β 5,9	Tl 197 3,4 m α 6,59 β 5,9	Tl 198 3,4 m α 6,59 β 5,9	Tl 199 3,4 m α 6,59 β 5,9	Tl 200 3,4 m α 6,59 β 5,9	Tl 201 3,4 m α 6,59 β 5,9	Tl 202 3,4 m α 6,59 β 5,9	Tl 203 29,524 α 6,59 β 5,9	Tl 204 3,4 m α 6,59 β 5,9	Tl 205 70,476 α 6,59 β 5,9	Tl 206 3,4 m α 6,59 β 5,9	Tl 207 3,4 m α 6,59 β 5,9
Hg 193 3,4 m α 6,59 β 5,9	Hg 194 3,4 m α 6,59 β 5,9	Hg 195 3,4 m α 6,59 β 5,9	Hg 196 0,15 α 6,59 β 5,9	Hg 197 3,4 m α 6,59 β 5,9	Hg 198 10,1 α 6,59 β 5,9	Hg 199 17,0 α 6,59 β 5,9	Hg 200 23,1 α 6,59 β 5,9	Hg 201 13,2 α 6,59 β 5,9	Hg 202 29,65 α 6,59 β 5,9	Hg 203 3,4 m α 6,59 β 5,9	Hg 204 6,8 α 6,59 β 5,9	Hg 205 3,4 m α 6,59 β 5,9	Hg 206 3,4 m α 6,59 β 5,9

Abbildung 2.4: Dieser Ausschnitt aus der Nuklidkarte zeigt das Gebiet der leichten Aktinide. Von besonderem Interesse für die hier vorliegenden Messungen sind dabei die Isobarenketten der Massen 200 und 201 sowie die Radonisotope.

chen gleichzeitig angeregt werden können und so zur Resonanz beitragen.

Die Dopplerverschiebung der Resonanzfrequenz wird im Experiment dazu benutzt, die Anregungsfrequenz im Ruhesystem der Strahlteilchen bei feststehender Laserfrequenz durchzustimmen. Durch dieses sog. Doppler-Tuning wird die aufwendige Absolutmessung der Laserfrequenz durch eine Präzisionsmessung der Strahlgeschwindigkeit, d.h. der Beschleunigungsspannung, und durch die Kenntnis der Resonanzfrequenz eines Referenzisotops ersetzt. Zur Variation der Strahlenergie dient das in Abbildung 2.5 gezeigte Retardierungssystem, das aus fünf hintereinander angeordneten Zylinderelektroden besteht. Hier kann eine Spannungsrampe von -1000 V bis +1000 V und eine zusätzliche Offsetspannung von ± 9 kV angelegt werden, wobei die erste Elektrode auf Massepotential liegt und die Spannung in vier Schritten über die übrigen Elektroden auf ihren Gesamtwert ansteigt. Da in der Regel neutrale Atome spektroskopiert werden sollen, schließt sich eine Ladungsaustauschzelle, die auf dem Potential der letzten Elektrode liegt, an. In ihr durchqueren die Ionen eine Alkali-Dampf-Atmosphäre, in diesem Fall Cäsium, und werden gemäß der Ladungsaustauschreaktion



neutralisiert. Der Wirkungsquerschnitt und damit die Effizienz dieses Vorganges sowie die Erhaltung der Strahlqualität bei der Neutralisation hängt entscheidend von der Resonanzbedingung $\Delta E = 0$ ab. Der Anteil nichtneutralisierter Strahlteilchen wird hinter der Zelle mit Hilfe eines elektrostatischen Ablenkens aus der Strahlachse gelenkt.

Sobald die Ionen neutralisiert sind, können sie als Atome bei geeigneter Laserfrequenz mit dem Laserlicht wechselwirken. Im Laufe der Jahre wurden verschiedene Methoden entwickelt, um die Anregung nachzuweisen. Einen Überblick hierüber gibt Abbildung 2.5. Sie zeigt die Apparatur zur kollinearen Laserspektroskopie mit den verschiedenen Nachweissystemen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden der Fluoreszenz- und der Stoßionisationsnachweis verwendet, die in Kapitel 2.2.1 und 2.2.2 näher erläutert werden.

Auf die beiden anderen Nachweismethoden soll hier kurz eingegangen werden. Die Methode der zustandsselektiven Neutralisation wurde bisher zur Untersuchung radioaktiver Kalzium- und Strontiumionen verwendet. Sie beruht auf der Tatsache, daß die schon oben erwähnte Ladungsaustauschreaktion um so effizienter abläuft, je besser das jeweilige atomare Energieniveau des Ions die Resonanzbedingung $\Delta E = 0$ erfüllt. Optisches Pumpen mit dem Laserlicht auf einer der Resonanzlinien $n s \ ^2S_{1/2} \rightarrow n p \ ^2P_{1/2,3/2}$ bevölkert die metastabilen $(n-1)d \ ^2D_{3/2,5/2}$ -Niveaus, für die der Ladungsaustausch mit Natrium fast resonant abläuft. Hierdurch wird es möglich, isobare Kontaminationen, die diese Bedin-

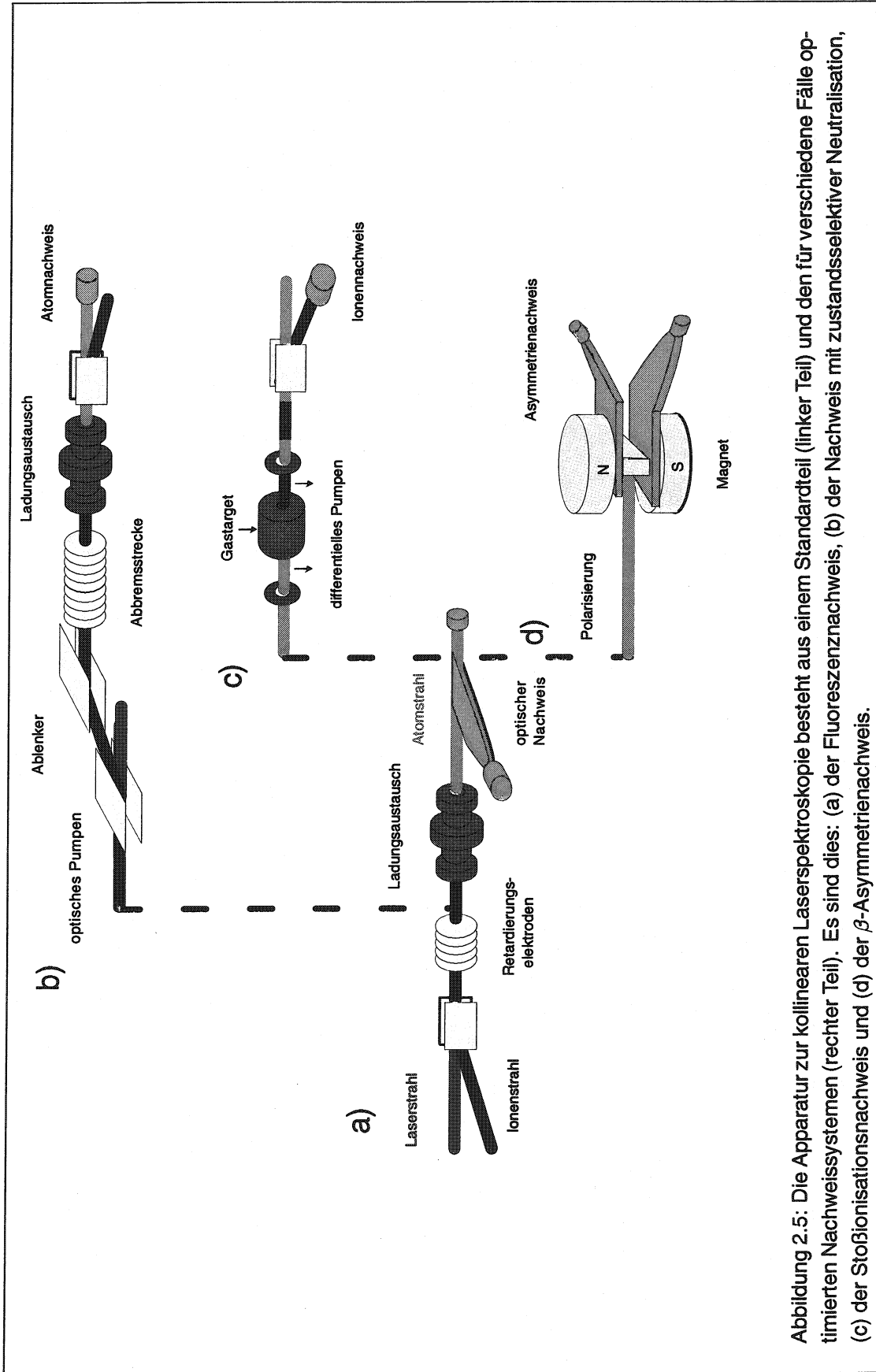


Abbildung 2.5: Die Apparatur zur kollinearen Laserspektroskopie besteht aus einem Standardteil (linker Teil) und den für verschiedene Fälle optimierten Nachweissystemen (rechter Teil). Es sind dies: (a) der Fluoreszenznachweis, (b) der Nachweis mit zustandsselektiver Neutralisation, (c) der Stoßionisationsnachweis und (d) der β -Asymmetrienachweis.

gung nicht erfüllen, zu unterdrücken. Bei einem Ionenstrahl der Energie 60 keV ist es sinnvoll, die Strahlenergie vor der Ladungsaustauschzelle auf wenige Kilovolt zu reduzieren, da sonst die Energieunschärfe der jeweiligen Energieniveaus während der Stoßzeit zu groß und die Resonanzbedingung nur noch wenig ausgeprägt ist. An die Ladungsaustauschzelle schließt sich ein Nachweissystem zum Zählen der erzeugten neutralen Atome an. Resonante Laseranregung, d.h. optisches Pumpen in die d-Niveaus, äußert sich durch ein Ansteigen der Atomzählrate. Eine genauere Beschreibung dieser Methode und der damit erzielten Ergebnisse sind in [VLS96], [VSL92] und [SLV88] zu finden.

Der β -Asymmetrienachweis kann sehr gut zur Untersuchung leichter Alkaliatome bzw. Erdalkalitionen eingesetzt werden. Hierbei werden die Teilchen durch optisches Pumpen mit einem zirkularpolarisierten Laserstrahl polarisiert und anschließend in einen Kristall implantiert, der sich innerhalb eines starken Magnetfeldes (einige Kilogauss) befindet. Die Laseranregung in einer der Resonanzlinien $ns^2S_{1/2} \rightarrow np^2P_{1/2}$ oder $ns^2S_{1/2} \rightarrow np^2P_{3/2}$ (D_1 - bzw. D_2 -Linie), d.h. die erzeugte Kernpolarisation, äußert sich hierbei in einer asymmetrischen Verteilung der beim β -Zerfall ausgesandten Elektronen, die mit Hilfe von Szintillatoren nachgewiesen wird. In einem weiteren Schritt ist es möglich, durch Kernresonanz an dem im Kristall implantierten Atomen (β -NMR) präzise Messungen des Kern-g-Faktors und des Kernquadrupolmomentes vorzunehmen. Eine genaue Beschreibung der experimentellen Methode sowie der an Lithium und Natrium erzielten Resultate finden sich in [ABG87], [ABK92], [KGK95] und [Kei96].

Der Fluoreszenznachweis kann mit jeder der anderen Methoden kombiniert werden, indem die Beobachtungsstrecke für den Photomultiplier zwischen der Ladungsaustauschzelle und dem Hauptnachweissystem eingebaut wird.

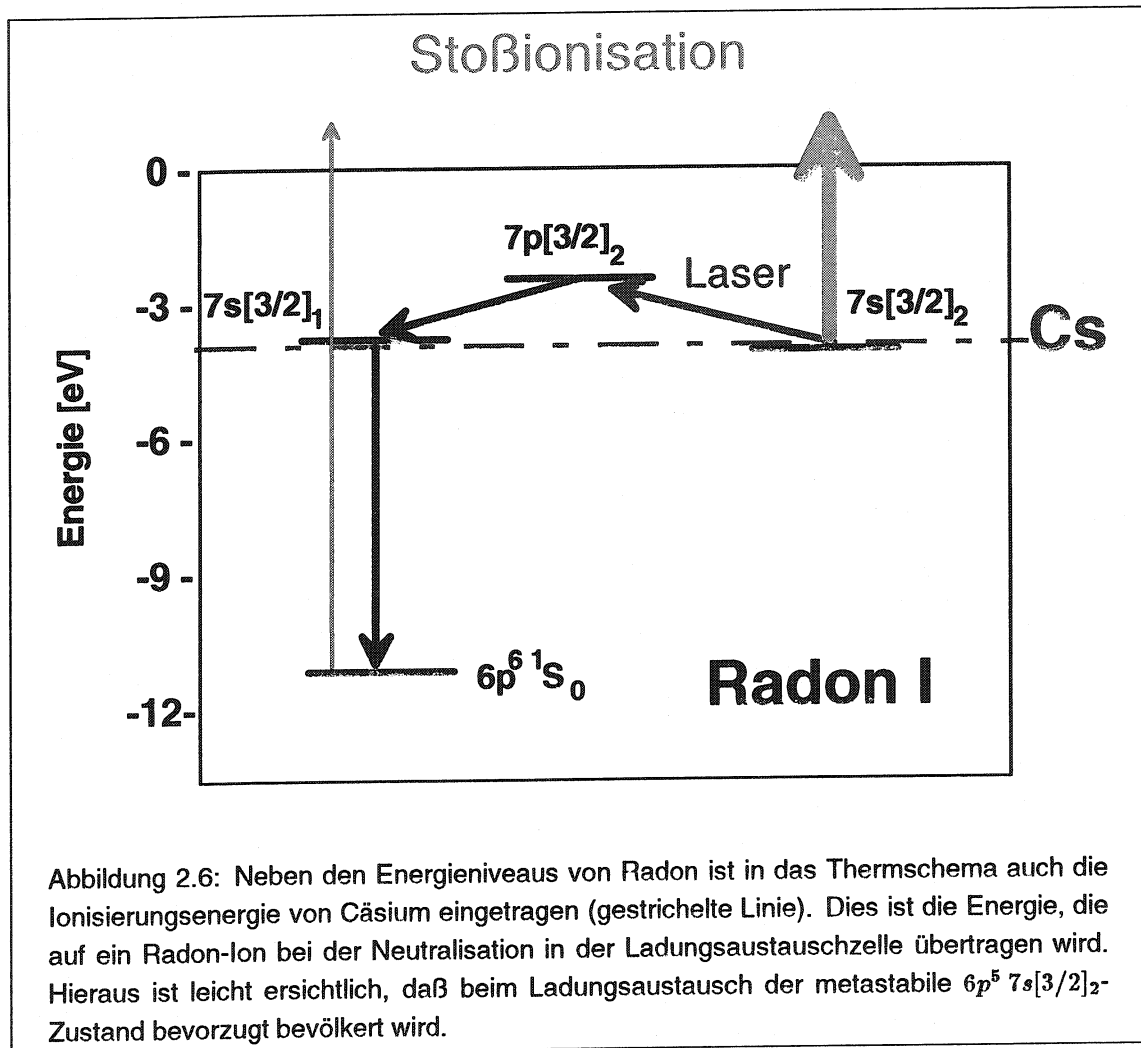
2.2.1 Der Fluoreszenznachweis

Beim Fluoreszenznachweis wird die Anregung der Atome durch den Laser über die Beobachtung des Fluoreszenzlichtes mit einem Photomultiplier nachgewiesen.

Die Nachweiseffizienz dieses Standardnachweises liegt bei 10^{-3} [MBK83] [Neu87], was sowohl auf den von der Optik erfaßten Raumwinkel als auch auf die Quanteneffizienz des Photomultipliers (10%) und Transmissionsverluste im Lichtleiter zwischen Strahlrohr und Photomultiplier zurückzuführen ist. Typischerweise verliert man eine weitere Größenordnung durch die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Atom ein Photon in der Beobachtungsregion emittiert. Eine Vergrößerung des Raumwinkels stößt hierbei an Grenzen, da ein Kompro-

miß zwischen Streulichtuntergrund und Nachweiseffizienz gefunden werden muß. Typische Nachweisgrenzen liegen daher bei Strahlströmen zwischen 10^5 bis 10^7 Teilchen pro Sekunde. In günstigeren Fällen, in denen eine Vielfachanregung auf der Resonanzlinie möglich ist, können auch Ströme von 10^4 Teilchen pro Sekunde ausreichen.

Für den konkreten Fall der optischen Spektroskopie am Radon stellt sich die Situation folgendermaßen dar. Wie aus Abbildung 2.6 ersichtlich wird, liegt der erste angeregte Zu-



stand des Spektrums, $6p^5 7s[3/2]_2$, etwa 7 eV über dem Grundzustand $6p^6 1S_0$. Dieser kann, da sein energetischer Abstand zur Ionisierungsgrenze bis auf 0.08 eV genau der Ionisierungsenergie von Cäsium entspricht, in der Ladungsaustauschzelle resonant besetzt werden. Weiterhin ist er mit Hüllendrehimpuls $J = 2$ metastabil gegenüber einem Zerfall in den Grundzustand. Daher wurde dieser Zustand, wie auch in früheren Experimenten, als Ausgangspunkt für die Spektroskopie gewählt. Für Messungen mit dem optischen Nachweissystem empfiehlt sich eine Anregung in den Zustand $6p^5 7p[5/2]_3$ (745.2 nm). Dieser

kann nur in den $6p^5 7s[3/2]_2$ -Zustand zurückzerfallen, also jedes Atom mehrfach angeregt werden. Trotzdem liegt der minimal benötigte Strahlstrom für die optische Spektroskopie an dieser Linie bei nahezu 10^6 Atomen pro Sekunde [UBD]. Die Gründe hierfür liegen vor allem in der für diese Wellenlänge noch geringeren Quanteneffizienz des Photomultipliers und der molekularen Anregung der aus der Ladungsaustauschzelle ausströmenden Cs_2 -Moleküle, was eine Erhöhung des Streulichtuntergrundes zur Folge hat. Außerdem erwachsen Verluste aus der Tatsache, daß nicht nur der metastabile $6p^5 7s[3/2]_2$ -Zustand, sondern auch die benachbarten $6p^5 7s$ -Zustände, die anschließend in den $6p^6 1S_0$ Grundzustand zerfallen, im Ladungsaustausch besetzt werden.

2.2.2 Die Stoßionisationsmethode mit Teilchennachweis

Ziel der Methode der zustandsselektiven Stoßionisation ist es, das im vorigen Abschnitt genannte Limit von 10^6 Teilchen pro Sekunde zu unterschreiten, damit eine Ausdehnung der Messungen auf Isotope mit geringeren Produktionsraten möglich wird. Das Prinzip des Nachweises einer resonanten Anregung durch den Laser beruht hierbei auf der Tatsache, daß Atome, die aus einem Anfangszustand A in einen energetisch möglichst verschiedenen Endzustand E gepumpt werden, beim Durchqueren einer Gasatmosphäre für diese beiden Zustände verschiedene Wirkungsquerschnitte für Stoßionisation aufweisen. Diese Situation findet man in Abbildung 2.6 wieder, wenn man den Zustand $6p^5 7s[3/2]_2$ als A und den Grundzustand $6p^6 1S_0$ als E wählt. Die Energiedifferenz zwischen diesen beiden Zuständen beträgt 6.772 eV. Die Laseranregung erfolgt zwischen dem metastabilen Niveau $6p^5 7s[3/2]_2$ und $6p^5 7p[3/2]_2$ (705.7 nm). Letzteres zerfällt entweder in das Ausgangsniveau zurück oder über $6p^5 7s[3/2]_1$ in den $6p^6 1S_0$ -Grundzustand. Wird nun nach dem Durchgang durch ein geeignetes Gastarget der Anteil der durch Stöße ionisierten Atome gemessen, so äußert sich die Laserresonanz in einer Abnahme der Ionenzahlrate. Die hierzu benötigte apparative Ergänzung ist ebenfalls in Abbildung 2.8 gezeigt. Hauptbestandteil ist ein Gastarget aus 1.3×10^{-3} mbar Chlorgas, das differentiell gepumpt wird. Die verschiedenen gaskinetischen Prozesse, die beim Durchgang der Atome durch das Gastarget eine Rolle spielen, wurden in [Bor89] und [Geo90] systematisch untersucht. So spielen neben der Ionisation aus dem metastabilen Ausgangszustand und dem Grundzustand auch Wirkungsquerschnitte für die erneute Neutralisation erzeugter Ionen in den Grundzustand sowie für das Aufstreuen des Atom- bzw. Ionenstrahles eine Rolle. Der optimale Betriebsdruck von 1.3×10^{-3} mbar sowie die Auswahl von Chlor als Targetgas ergibt sich aus der Optimierung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses. Während nämlich die Signaltiefe, das ist die relative Abnahme der Ionenzahlrate bei Laserresonanz, bei einem

Druck unterhalb von 3.5×10^{-4} ihr Maximum erreicht, liegt das Maximum für die absolute Anzahl der erzeugten Ionen bei ca. 4×10^{-3} mbar vor. Bei noch höherem Druck werden dann die Aufstreuereffekte zu groß, so daß dann nicht mehr alle Ionen nachgewiesen werden können, da sie nicht mehr von dem anschließenden elektrostatischen Ablenker, der die erzeugten Ionen unter 40° aus der Strahlachse lenkt und sie einem Elektronenmultiplier zum Zählen zuführt, erfaßt werden können. Die Ionen werden hierbei nicht direkt auf den Multiplier gelenkt, sondern sie treffen auf ein Metallband, aus dem sie Elektronen herausschlagen, die dann nachgewiesen werden. Dadurch ist es möglich, radioaktive Kontaminationen des Detektors zu vermeiden.

Neben den schon oben erwähnten Arbeiten bietet auch [Neu86] eine weitere detaillierte Beschreibung des Gastargets und seiner Anwendungsmöglichkeiten.

Die minimale Produktionsrate, bei der diese Nachweisteknik noch anwendbar ist, wurde in [Bor89] für ein Isotop mit gerader Protonen- und Neutronenzahl, das also keine Hyperfeinaufspaltung aufweist, mit 83 Teilchen pro Sekunde abgeschätzt. Hierzu sind jedoch folgende einschränkende Bemerkungen zu machen: Im Gegensatz zu der Standardnachweismethode mit einem Photomultiplier, bei der Strahlkontaminationen durch Isobare nicht zur Zählrate beitragen, da sie nicht vom Laser angeregt werden können², tragen beim Stoßionisationsnachweis diese Isobaren sehr wohl zur Zählrate bei, da sie mit nicht-verschwindenden Wirkungsquerschnitten ebenfalls neutralisiert und anschließend stoßionisiert werden. Ein anderes Problem kann bei solch niedrigen Zählraten³ der allgemeine Untergrund an Radioaktivität in der Nähe des Apparaturendes, wo die radioaktiven Ionen zerfallen, darstellen.

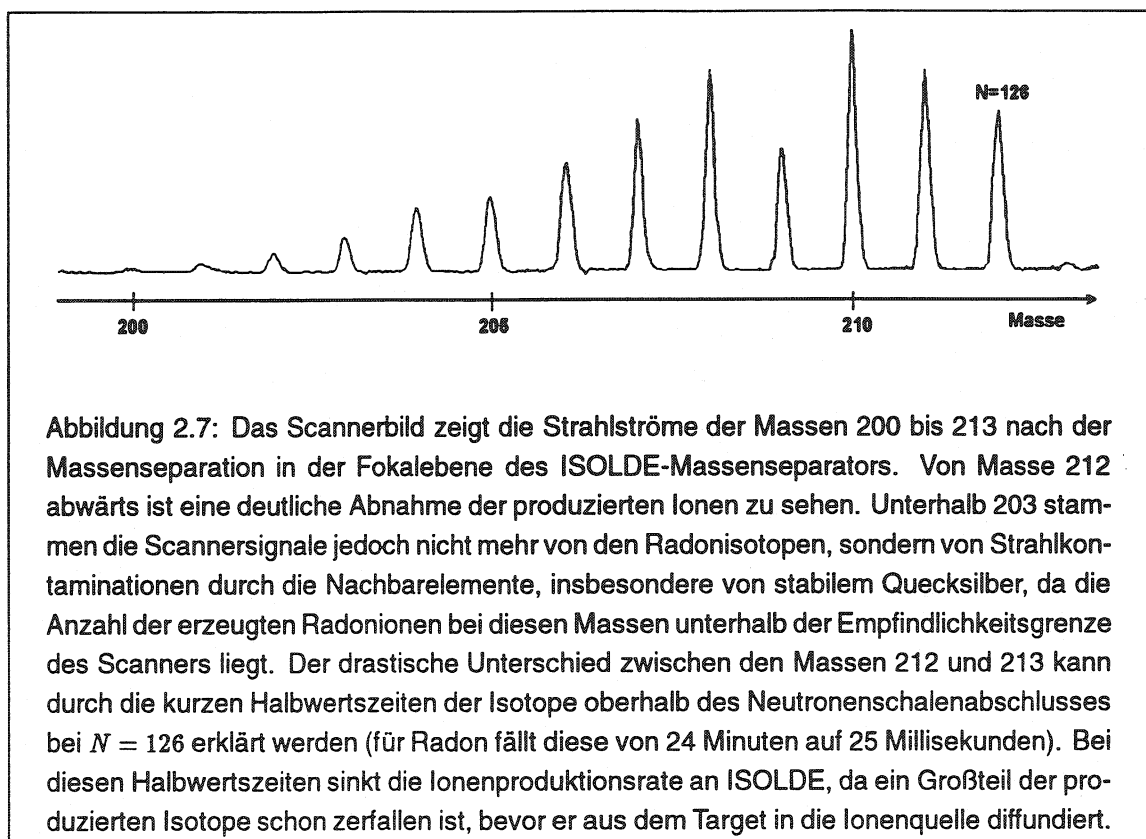
2.2.3 Die neue Nachweismethode

Wie aus Tabelle 2.1 und den Ausführungen in 2.2.1 ersichtlich wird, ist der Standardnachweis wegen der geringen Produktionsraten zur Messung von Hyperfeinstruktur und Isotopieverschiebung von ^{200}Rn und ^{201}Rn nicht geeignet. Der im letzten Abschnitt erläuterte Aufbau kann ebenfalls nicht angewendet werden, da für die beiden zu untersuchenden Isotope die isobare Kontamination durch stabile Quecksilberisotope und radioaktive Isotope der Nachbarelemente, trotz der schon erwähnten Kühlung des Transferröhrchens

²Die einzige Möglichkeit zur Erzeugung einer Zählrate liegt in dem sog. Strahlleuchten, das durch Stöße dieser Ionen mit dem Restgas entsteht sowie durch radioaktiven Zerfall der in der Beobachtungsregion durch Blenden gestoppten Atome.

³Bei einer Produktionsrate von 83 Teilchen pro Sekunde liegt die echte Zählrate am Detektor zwischen 5 und 10 Ereignissen pro Sekunde.

zwischen Target und Ionenquelle, um mehrere Größenordnungen über den Produktionsraten für Radon liegt. Dies wird auch aus Abbildung 2.7 deutlich, wenn man beachtet, daß Strahlströme einer Größenordnung von weniger als 10^7 bis 10^6 pro Sekunde nicht mehr in dem von einem Strahlscanner aufgenommenen Massenspektrum sichtbar sind. Eine Abschätzung der Kontaminationen durch radioaktive Isobare der Nachbar-elemente wird im übernächsten Kapitel gegeben, wo die am ISOLDE-Ionenstrahl gemessenen α -Spektren analysiert werden. Zur Abschätzung des dominierenden Anteils an stabilem Quecksilber reicht die Möglichkeit der direkten Messung des Strahlstromes mit Hilfe eines Faraday-Cups oder eines Strahlscanners (Abbildung 2.7) [FHJ94]. Hiernach dürfte sich der Strom auf 10^6 bis 10^7 Teilchen pro Sekunde belaufen.



Die oben genannten Probleme wurden überwunden, indem der Aufbau zum Stoßionisationsnachweis beibehalten, das Nachweiskonzept aber derart geändert wurde, daß nicht mehr die Ionen selbst, sondern deren α -Zerfall nachgewiesen wurde. Hierzu wurden PIN-Dioden bzw. Sperrschichtdetektoren eingesetzt.

A priori sind somit alle Strahlkontaminationen durch stabile Isobare unterdrückt. Durch eine zusätzliche α -Zerfallsenergieanalyse können auch noch die Zerfälle von radioaktiven Isobaren von denen der Radonisotope unterschieden werden, so daß eine quasi untergrundfreie Messung möglich ist.

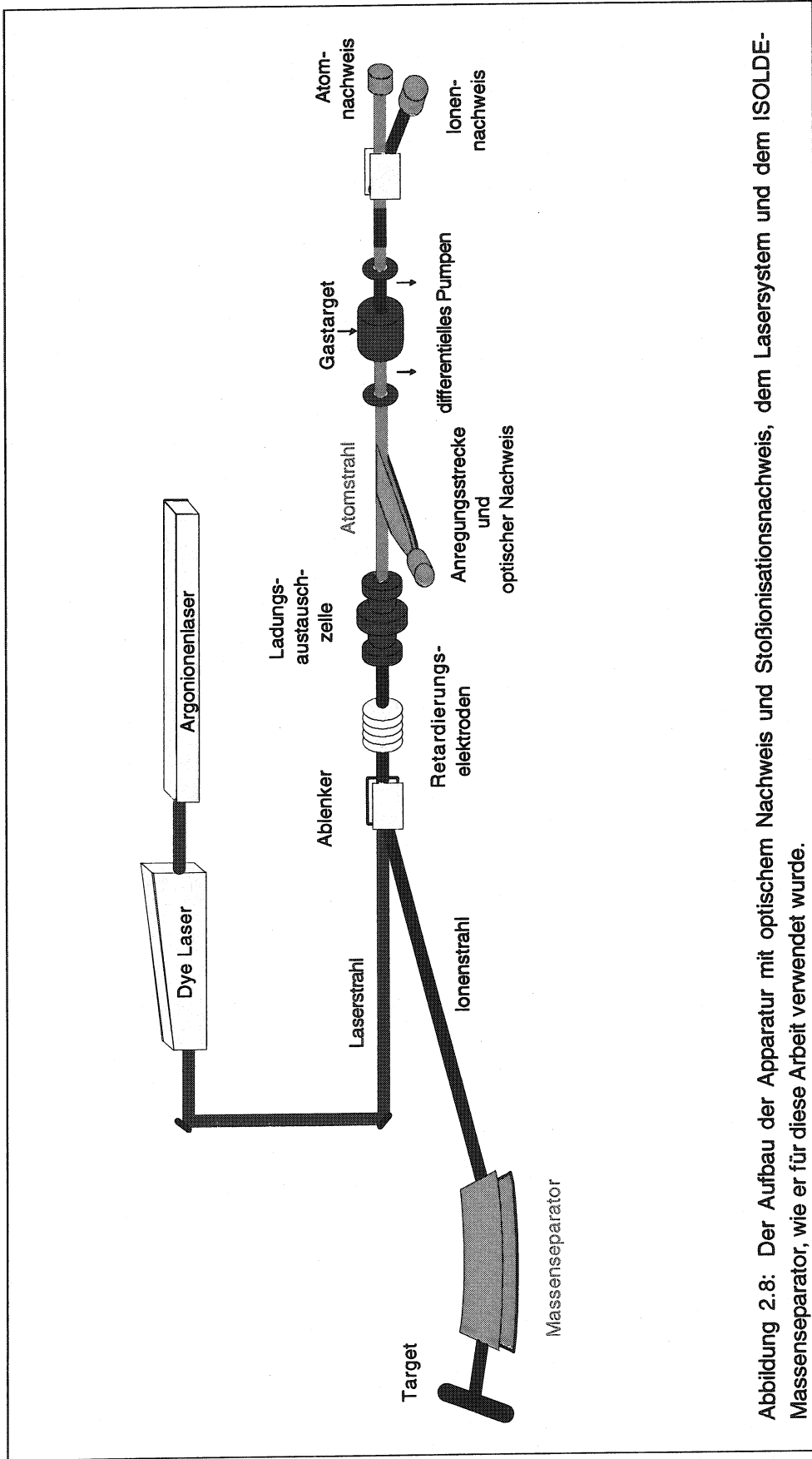


Abbildung 2.8: Der Aufbau der Apparatur mit optischem Nachweis und Stoßionisationsnachweis, dem Lasersystem und dem ISOLDE-Massenseparator, wie er für diese Arbeit verwendet wurde.

Einen Überblick über den für diese Arbeit benutzten Aufbau der Apparatur gibt Abbildung 2.8. Sie zeigt neben den schon erwähnten Elementen wie den Retardierungselektroden, Ladungsaustauschzelle, optischem Nachweis, Gastarget und Teilchennachweis auch den Massenseparator und das Lasersystem. Letzteres bestand aus einem Argonionenlaser als Pumplaser und einem Farbstoff-Ringlaser mit Pyridin 2 als Laserfarbstoff, der es erlaubt, die Laserwellenlänge von 690 nm bis 780 nm kontinuierlich durchzustimmen. Bei den früheren Messungen wurde Rhodamin 700 als Farbstoff verwendet. Er bietet etwas höhere Ausgangsleistung, einen weiteren Durchstimmbereich (700 nm bis 810 nm) und läuft über längere Zeit deutlich stabiler. Andererseits benötigt er aber einen Kryptonionenlaser als Pumplaser, welcher zum Zeitpunkt der Messungen nicht mehr zur Verfügung stand.

Der Ionennachweis, bestehend aus einem Bandsystem und mehreren α -Detektoren, ist in Abbildung 3.1 genauer dargestellt. Zu Normierungszwecken wurde für den neutralen Anteil des Strahls das gleiche Nachweissystem noch einmal in Geradeausrichtung installiert.

Kapitel 3

Der Radioaktivitätsnachweis

Wie im vorhergehenden Kapitel dargestellt, wurde im Rahmen der Messungen für diese Arbeit die Resonanz der Laseranregung mit Hilfe der Abnahme einer Ionenzählrate nachgewiesen. Die Ionen wurden dabei anhand ihres α -Zerfalls detektiert. Bei solchen Experimenten kommt es entscheidend auf eine maximale Nachweiseffizienz und für die Zerfallsenergieanalyse auch auf eine gute Energieauflösung an. Diese Größen hängen nicht nur von der Auswahl der Detektoren, sondern auch von der Geometrie der Detektoranordnung ab.

In diesem Kapitel werden verschiedene Detektoranordnungen diskutiert sowie die verschiedenen Detektoren, ihre prinzipielle Funktionsweise und die elektronische Verarbeitung der Detektorsignale vorgestellt.

3.1 Detektorgeometrie und Nachweiseffizienz

Für die später zu beschreibenden Messungen wurden unterschiedliche Detektorgeometrien erprobt. Welche Anordnung im konkreten Fall am günstigsten ist, hängt von der Halbwertszeit des zu untersuchenden Isotops und der relativen Anteile und Halbwertszeiten von Untergrund- und Tochteraktivitäten ab.

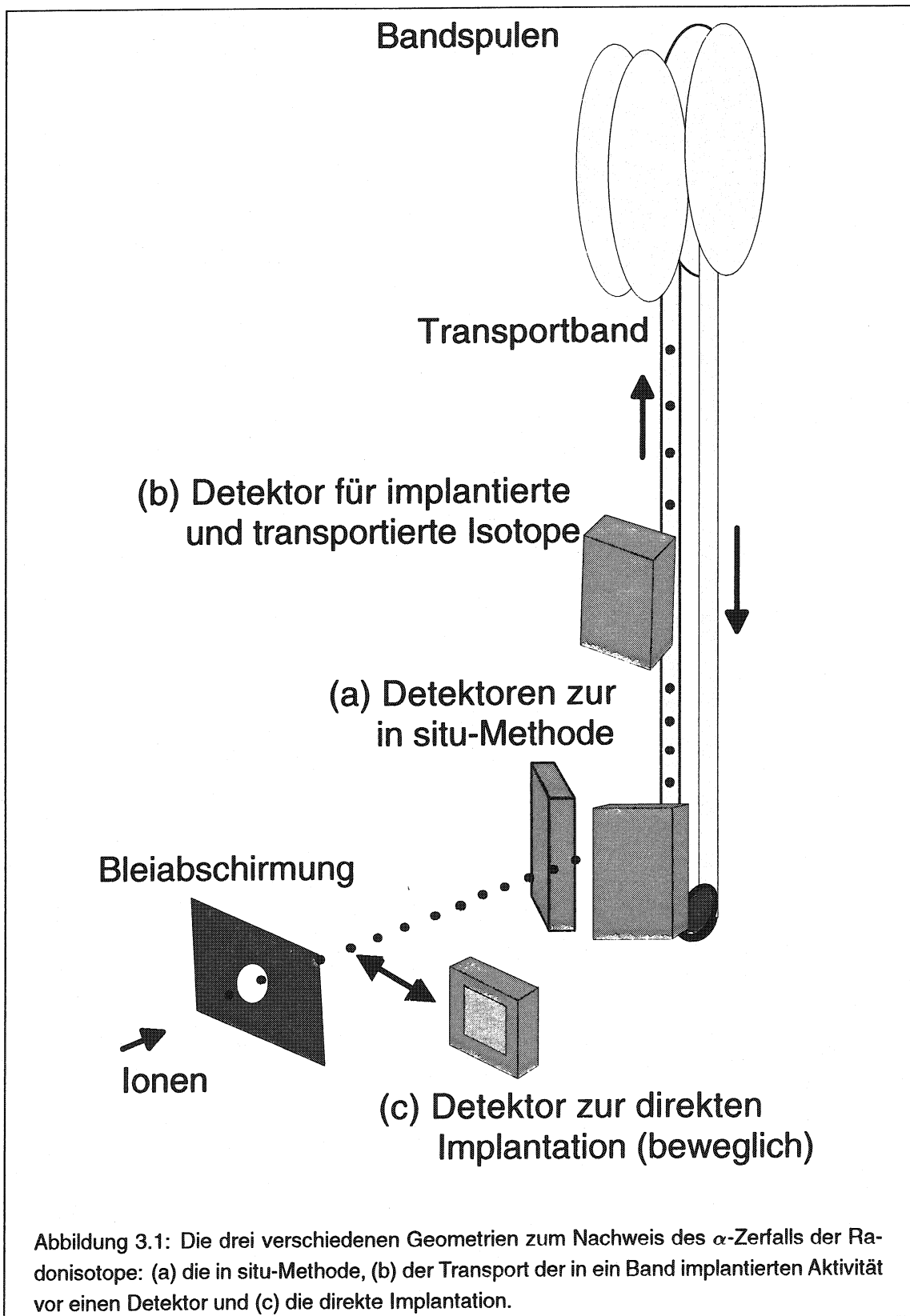
Abbildung 3.1 zeigt die gewählten Varianten. Zwei davon verwenden das Bandsystem, das bereits für die β -Aktivitätsmessungen an kurzlebigen Argon-Isotopen erfolgreich eingesetzt wurde [Kle95] [KBG96]:

- (a) Die Ionen werden in ein Band implantiert und die α -Zerfälle werden an Ort und Stelle (in situ) von geeignet angeordneten Detektoren mit möglichst großem Raumwinkel nachgewiesen. Langlebiger Untergrund und Tochteraktivitäten werden nach jedem Meßzyklus (Kanal) wegtransportiert.
- (b) Die implantierten Ionen werden vor einen Detektor gefahren, und während dort gezählt wird, kann eine neue Probe aufgesammelt werden. Bei längeren Halbwertszeiten sind weitere äquidistante Zählstellen möglich.
- (c) Wenn es der Untergrund erlaubt, ist eine direkte Implantation in den Detektor bzw. in eine dünne Folie vor dem Detektor am effizientesten.

Die drei Varianten haben verschiedene Vor- und Nachteile und je nach Anwendungsfall ihre Berechtigung. Der Hauptvorteil der in situ-Methode (a) ist, daß die Ionen auf einem Transportband gesammelt werden. Dies bietet die Möglichkeit, die ganze nach der jeweiligen Messung verbleibende Radioaktivität aus dem Bereich des Detektors wegzubefördern und so für nachfolgende Meßpunkte den radioaktiven Untergrund niedrig zu halten. Dies ist u.a. dann erforderlich, wenn Isotope mit langer¹ Halbwertszeit untersucht werden, so daß bis zum Beginn der Messung des nächsten Meßpunktes ein großer Teil der Kerne noch nicht zerfallen ist. Ein weiterer Anwendungsfall ist die Situation, daß zusätzlich zu den zu untersuchenden Ionen noch Ionen anderer Elemente als isobare Kontaminationen in die Nachweisregion gelangen oder Tochterkerne mit entsprechend langen Halbwertszeiten zerfallen. Diese können zwar beim Nachweis des α -Zerfalls durch ihre spezifische Zerfallsenergie von den gewünschten Ionen unterschieden werden, wird jedoch im Laufe der Messung zuviel Aktivität akkumuliert, so führt dies zu einer Erhöhung der Untergrundzählrate, welche letztendlich die Totzeiten des Detektors vergrößert und die Nachweiseffizienz reduziert. Während im ersten Anwendungsfall auch Verfahren (b) eingesetzt werden kann, bietet (a) gerade bei kurzlebigen Isotopen den Vorteil, daß deren α -Zerfälle schon während der Implantationszeit registriert werden können.

Der größte Nachteil der in situ-Methode liegt in dem geringen Raumwinkel, der von den α -Detektoren erfaßt wird. Das wird beim Betrachten von Abbildung 3.1 (a) deutlich. Zunächst - und das gilt für alle drei Anordnungen - emittieren 50% aller Ionen ihr α -Teilchen in das Transportband hinein bzw. vom Detektor weg, können also nicht nachgewiesen werden. Von den restlichen 2π Raumwinkel werden in Fall (a) lediglich 18% von den beiden Detektoren erfaßt. Eine deutliche Verbesserung ist kaum zu erreichen, wenn man bedenkt, daß man eine Öffnung für den einfallenden Ionenstrahl braucht, daß die Detektoren wegen der Energieauflösung möglichst senkrecht auf den Implantationsbereich

¹Lang bedeutet $T_{1/2}$ ist größer als die Meßzeit für einen Datenpunkt.



des Transportbandes ausgerichtet werden müssen², und daß die Nachweisoberfläche der Detektoren meist kleiner ist als die sie umgebenden Halterungselemente. Ferner ist es auch eine Kostenfrage, wieviele Detektoren gleichzeitig verwendet werden können, da jeder Detektor einer nicht zu vernachlässigenden Menge an Elektronikmodulen bedarf (hierauf wird weiter unten noch detaillierter eingegangen). Eine deutliche Steigerung des erfaßten Raumwinkels bieten die Methoden (b) und (c). Hiermit ist es möglich, 75 bzw. 90 Prozent der auf der Detektorseite aus dem Band bzw. aus der Schutzfolie austretenden α -Teilchen zu registrieren.

Neben den schon bei der Erläuterung von (a) erwähnten Vorzügen bietet (b) bei Verwendung von n äquidistanten Detektoren die Möglichkeit, bei der Untersuchung von Isotopen mit langer Halbwertszeit die Meßzeit zu verkürzen. Das Zählen der α -Zerfälle kann hier über die n -fache Dauer der Implantationszeit erfolgen.

Auch eine Kombination von (a) und (b) ist denkbar. Sie bietet im Falle von deutlich unterschiedlichen Halbwertszeiten zwischen Mutter- und Tochterkern bzw. Grundzustand und Isomer die interessante Möglichkeit, den einen Zerfall bei (a) und den anderen Zerfall bei (b) nachzuweisen. Es wäre somit möglich, Zählrate durch nachfolgende Zerfälle zu gewinnen bzw. eine Laserresonanz, je nachdem, ob sie in (a) oder (b) registriert wurde, direkt dem Grundzustand oder dem Isomer zuzuordnen.

Es sollte hier nicht unerwähnt bleiben, daß Methode (b) hohe Anforderungen an die Präzision des Bandtransportes stellt. So ist eine Positioniergenauigkeit bei dem Transport von ± 1 mm unabdingbar, was mit der momentanen Ausführung des Bandsystems über längere Zeit nicht erreicht wurde.

Eine Möglichkeit ganz ohne Bandsystem bietet Variante (c). Die Isotope werden hierbei in eine direkt vor dem Detektor angebrachte Hostaphan-Folie³ implantiert, welche auf der Implantationsseite zum Schutz vor elektrostatischen Aufladungseffekten mit einer dünnen Aluminiumschicht bedampft ist. Die Folie schützt den Detektor zum einen vor Verschmutzung und schirmt ihn zum anderen von einfallendem Licht ab. Die hier benutzten Halbleiterdetektoren sind besonders im roten und infraroten Spektralbereich, also auch bei der hier verwendeten Laserwellenlänge, sehr lichtempfindlich.

²Die senkrechte Ausrichtung der Detektoren ist erforderlich, da diese zum Schutz mit einer dünnen Folie abgedeckt sind. α -Teilchen, die diese Folie unter verschiedenen Winkeln passieren, verlieren dabei unterschiedlich viel Energie. Das gleiche gilt für die oberste Detektorschicht, die bei den hier verwendeten Detektoren bis zu 100 nm betragen kann [Kno89].

³Hostaphan ($C_{10}H_8O_4$) hat eine Dichte von 1.4 g/cm^3 . Die Stärke der hier eingesetzten Folie betrug $250 \mu\text{g/cm}^2$.

Eine Übersicht über die verschiedenen Anwendungsbereiche der drei oben genannten Nachweisvarianten bieten Tabelle 3.1 und Abbildung 3.2.

Tabelle 3.1: Übersicht über die Anwendungsbereiche der verschiedenen Detektorgeometrien; die Angaben zur Strahlkontamination beziehen sich nur auf solche Strahlanteile, die mit dem Detektor auch nachweisbar sind. Einen Vergleich bzgl. Halbwertszeiten gibt Abbildung 3.2.

Variante	Raumwinkel	Strahlkontamination	Art der Aktivität
(a) in situ	< 10%	hoch	Mutteraktivität
(b) Transport vor Detektor	< 50%	hoch	Mutter- und/oder Tochteraktivität
(c) direkte Implantation	< 50%	gering	Mutteraktivität

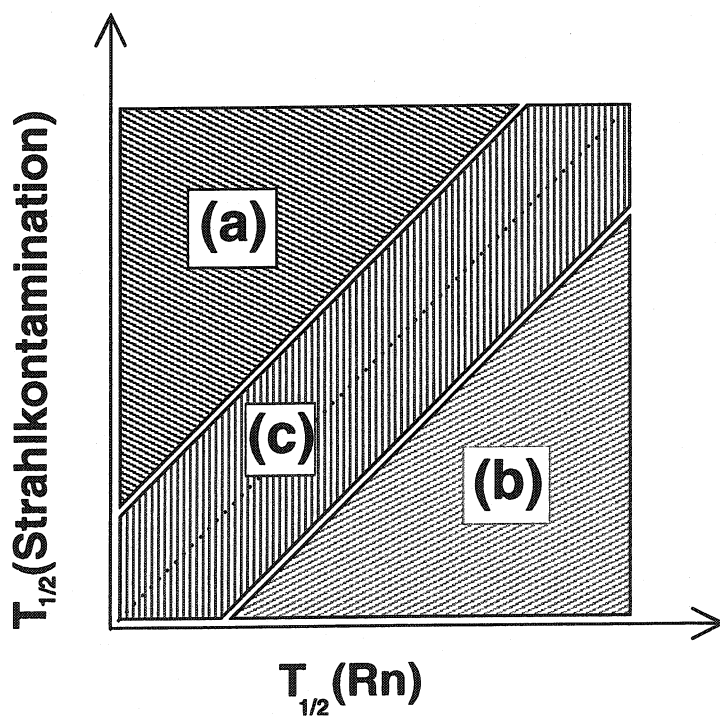


Abbildung 3.2: Vergleich bzgl. der unterschiedlichen Halbwertszeiten von Strahlkontamination und dem zu untersuchenden Isotop für die verschiedenen Detektorgeometrien unter der Annahme etwa gleicher Anteile im Ionenstrahl.

Im hier vorliegenden Fall, d.h. bei Messungen an Radon-Isotopen der Massen 200 und 201, bietet sich der zuletzt erwähnte Aufbau an, die direkte Implantation der Ionen in eine vor dem Detektor angebrachte dünne Folie. Wie sich im Laufe der Experimente herausgestellt hat, ist ein Problem mit Totzeitverlusten nicht gegeben, da die α -Aktivitäten der Isobarenkontaminationen von ^{200}Rn und ^{201}Rn in der gleichen Größenordnung liegen wie die der jeweiligen Radonisotope. Der Raumwinkel beträgt dann 45 Prozent. Das bedeutet, daß fast alle in den Halbraum um die Strahlrichtung emittierten α -Teilchen im Detektor nachgewiesen werden können. Dies hängt natürlich auch noch von der Nachweiseffizienz des Detektors ab, worauf in Abschnitt 4.1.1 näher eingegangen wird.

3.2 Die Detektoren

Es wurden zwei verschiedene Typen von Detektoren verwendet, und zwar Silizium-Sperrschichtdetektoren sowie Silizium-PIN-Photodioden verschiedener Größe. Die jeweiligen Positionen ergeben sich aus Abbildung 3.1 und den Ausführungen in den folgenden Abschnitten.

3.2.1 Die Sperrschichtdetektoren

Für die in situ-Variante (a) im Ionennachweis wurden zwei Oberflächensperrschichtdetektoren vom Typ PR-3-20-100-40 von Silena verwendet. Diese haben eine aktive Detektionsfläche von $20 \times 30 \text{ mm}^2$. Sie sind entsprechend dem in Abbildung 3.3 gezeigten runden Detektor aus Gold, n-dotiertem Silizium und Aluminium aufgebaut. Die Stärke der Elektrodenschicht beträgt sowohl für das Gold als auch für das Aluminium $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Weitere Kenngrößen können aus Tabelle 3.2 ersehen werden. Die Gesamtgröße eines solchen Detektorquaders inklusive der Halterung ist $40 \times 50 \times 20 \text{ mm}^3$.

3.2.2 Die Silizium-PIN-Photodioden

Als Alternative zu den oben beschriebenen Sperrschichtdetektoren bieten sich Silizium-PIN-Photodioden an. Für diese ist das Oberflächenverhältnis von Detektor zu Gehäuse bzw. Halterung deutlich günstiger, was den Einbau in die Vakuumkammern des Nachwei-

Tabelle 3.2: Die Zusammenstellung einiger Kenngrößen der Sperrschichtdetektoren gemäß Herstellerangaben:

aktive Fläche:	$3 \times 2 \text{ cm}^2$
Material:	n-typ Silizium
Minimale Sperrschichttiefe:	$210 \mu\text{m}$
Elektrodendicke:	Gold: $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Aluminium: $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
Sperrspannung:	+80 V
Leckstrom:	$0.5 \mu\text{A}$
α -Auflösung:	40 keV
(bei 5.5 MeV, $0.5 \mu\text{s}$)	

ses erheblich vereinfacht. Weiterhin bieten sie aufgrund ihrer technischen Eigenschaften etwa die gleichen Spezifikationen wie Oberflächen-Sperrschichtzähler bei deutlich niedrigeren Anschaffungskosten. Für die hier vorliegenden Messungen wurden Dioden der Serien S3590 und S2744 der Firma Hamamatsu eingesetzt. Erstere hat eine Detektionsfläche von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ und wurde zum direkten Implantieren im Ionennachweis verwendet. Vom zweiten Typ mit einer Detektionsfläche von $10 \times 20 \text{ mm}^2$ wurden zwei Dioden für den in situ-Nachweis der neutralen Atome in Geradeausrichtung eingesetzt. Beide Typen haben eine Waferdicke von $300 \mu\text{m}$ und verfügen nicht über die übliche Schutzschicht aus Epoxidharz, stattdessen wurde eine Hostaphanfolie vor dem Detektor angebracht. Der Aufbau der Dioden besteht, wie der Name schon sagt, aus einer Positiv dotierten, einer Intrinsischen und einer Negativ dotierten Siliziumschicht (siehe auch Abbildung 3.3). Während der Messungen wurden sie mit einer Sperrspannung von 15 bis 25 Volt betrieben. Einige Kenngrößen der PIN-Dioden sind in Tabelle 3.3 zusammengestellt.

3.3 Die Funktionsweise und elektrische Verschaltung der Detektoren

Treffen geladene Teilchen, wie in diesem Fall α -Teilchen, auf einen Silizium-Halbleiterzähler, so deponieren sie ihre Energie entlang einer Spur, deren Länge von der Energie

Tabelle 3.3: Die Zusammenstellung einiger Kenngrößen der Silizium-PIN-Photodioden gemäß Herstellerangaben:

Diodenkennnummer:	S3590-04	S2744-04
aktive Fläche:	$1 \times 1 \text{ cm}^2$	$1 \times 2 \text{ cm}^2$
Fenstermaterial	keines	keines
Waferdicke:	$300 \mu\text{m}$	$300 \mu\text{m}$
Minimale Sperrschichttiefe:	$100 \mu\text{m}$	$100 \mu\text{m}$
max. Sperrspannung:	100 V	100 V
Leckstrom:	3-10 nA	4-15 nA

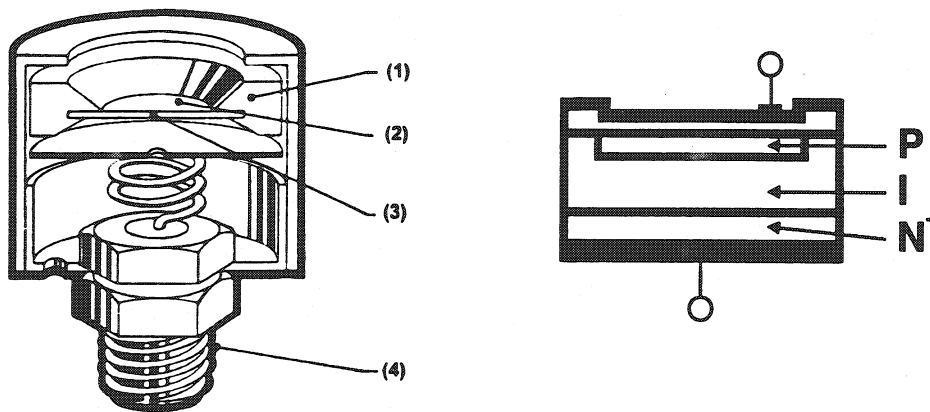


Abbildung 3.3: Der Aufbau eines Oberflächen-sperrschichtdetektors (links) [Ort95] und einer Silizium-PIN-Photodiode (rechts) ist hier in zwei Schnittzeichnungen dargestellt. Bei dem Sperrschichtdetektor sind folgende Bestandteile besonders markiert: isolierte Halterung (1), aufgedampfte Goldoberfläche (2), Siliziumwafer (3) und elektrischer Anschluß (4). Bei der PIN-Diode kann man die elektrischen Anschlüsse sowie drei verschiedene Schichten, eine Positiv dotierte, eine Intrinsische (reine) und eine Negativ dotierte, aus Silizium erkennen.

und dem charakteristischen Energieverlust pro Weglänge (dE/dx) des einfallenden Teilchens abhängt. Entlang dieser Spur werden Elektron-Loch-Paare erzeugt, deren Anzahl proportional zum Energieverlust ϵ ist. Für Silizium als Detektormaterial sind das bei Zimmertemperatur durchschnittlich 3.62 eV pro Paar [Ort95]. Ist die Dicke der Verarmungsschicht groß genug, so daß das einfallende Teilchen dort gestoppt wird, kann durch Integration über die erzeugten Ladungen die Energie, in diesem Fall die α -Zerfallsenergie, gemessen werden. Die Ladungen werden mittels der sog. Sperrspannung an den Elektroden des Detektors gesammelt.

Zu diesem Zweck wird ein ladungsempfindlicher Vorverstärker an den Detektor angeschlossen. Dieser legt die Sperrspannung an den Detektor an, integriert über die von den Elektron-Loch-Paaren erzeugten Impulse und stellt an seinem Ausgang ein Spannungssignal U_{vv} bereit. Dessen Amplitude U_0 ist der Energie des eingefallenen Teilchens proportional und umgekehrt proportional zur Rückkoppelkapazität C_{vv} des Vorverstärkers.

$$U_0 = \frac{Q_D}{C_{vv}}$$

Q_D ist die im Detektor freigesetzte Ladungsmenge und kann gemäß

$$Q_D = \frac{E \cdot e \cdot 10^6}{\epsilon}$$

berechnet werden, wenn E die Energie des einfallenden Teilchens in MeV, e die Elementarladung und ϵ die schon oben erwähnte Energie zum Erzeugen eines Elektron-Loch-Paares in eV ist. Das Signal steigt während der Integrationszeit T_{int} bis auf U_0 an und fällt dann exponentiell mit der Zeitkonstante τ ab.

$$U_{vv} = U_0 \exp(-t/\tau)$$

Die Zeitkonstante ist durch den Vorverstärker mittels seiner Größen C_{vv} und R_{vv} , dem Rückkopplungswiderstand, bestimmt.

$$\tau = R_{vv} C_{vv}$$

Als Vorverstärker wurden „standard-preamplifier“ des Typs 142 von ORTEC eingesetzt. Einige typische Kenngrößen sind in Tabelle 3.4 zusammengefaßt.

Tabelle 3.4: Eine Zusammenstellung der wichtigsten Kenndaten des „standard-preamplifier“ vom Typ 142 von ORTEC.

Ladungsempfindlichkeit	45mV/MeV
Energiebereich	0-200 MeV
Anstiegszeit (0 - 0.5 V Puls)	< 12 ns
Abklingzeit	500 μ s
C_{vv}	0.5 pF

Das Ausgangssignal des Vorverstärkers wird zur weiteren Verstärkung und Aufbereitung an einen spektroskopischen Hauptverstärker weitergeleitet. Dieser Hauptverstärker

verstärkt den Eingangspuls aus dem Millivoltbereich in den Bereich zwischen 0.1 und 10 Volt, damit eine genaue Pulshöhenanalyse mit Hilfe eines Analog-Digital-Konverters oder eines Einkanalanalysators vorgenommen werden kann. Außerdem wird auch die Form der Einzelpulse für die Pulshöhenanalyse optimiert, wodurch die Gefahr, daß sich zwei aufeinander folgende Pulse überlappen, minimiert wird.

Als spektroskopischer Hauptverstärker wurde ein ENERTEC 7175 4-Kanal Spektrometrie-Verstärker von Intertechnique verwendet. Dieser liefert eine maximale Ausgangsamplitude von ± 9 V bzw. ± 4.5 V bei einem 50Ω Anschluß. Die maximale Zählrate bei einer Zeitkonstanten von $2\ \mu\text{s}$ beträgt 65 kHz.

Das so gewonnene Signal kann nun zur Aufnahme und Analyse von α -Spektren verwendet werden. Hierzu wird das Signal an den Eingang eines Vielkanalanalysators angeschlossen. Dieser besteht aus einem Analog-Digital-Wandler und einer digitalen Einheit, die die Amplitude der einzelnen Pulse analysiert und sie in entsprechende Kanäle einsortiert. Hier wurde das System „Personal Computer Analyser (PCA-II)“ von Oxford Instruments Inc. verwendet. Es besteht aus einer Steckkarte für den Einbau in IBM-kompatible Personal Computer und dem dazugehörigen Steuer- und Analyseprogramm. Der Analog-Digital-Wandler kann Eingangspulsamplituden zwischen 0 und 8 Volt verarbeiten und verfügt über 8192 Kanäle. Einen Eindruck von diesem Meßsystem bekommt man aus Abbildung 3.4 unten links, wo die Darstellung am Computermonitor nach der Aufnahme eines α -Spektrums mit den Sperrschichtdetektoren wiedergegeben ist.

Für die laserspektroskopischen Messungen am Radon ist es erforderlich, ein Energiefenster über das α -Spektrum derart zu legen, daß nur die Impulse, die aus dem Zerfall eines Radonisotops resultieren, gezählt werden, während alle anderen α -Energien diskriminiert werden. Zu diesem Zweck wurde ein 4-fach Einkanalanalysator Modell 850 von ORTEC eingesetzt. Er wird am Eingang mit dem spektroskopischen Hauptverstärker verbunden. Am Ausgang erzeugen nur diejenigen Eingangsimpulse einen NIM-Signalspuls, deren Amplituden im vorgewählten Fenster liegen. Zur Einstellung des Fensters wird das Ausgangssignal als Trigger an den Vielkanalanalysator angeschlossen, so daß nur der Bereich des α -Spektrums angezeigt wird, der gerade im Energiefenster liegt. Während der laserspektroskopischen Messungen werden die Ausgangspulse dagegen als Meßpulse dem CAMAC-Datenaufnahmesystem zugeführt und gezählt [Neu96].

Abbildung 3.4 stellt die Verschaltung der Detektoren und der zugehörigen Elektronik anhand eines Diagramms dar.

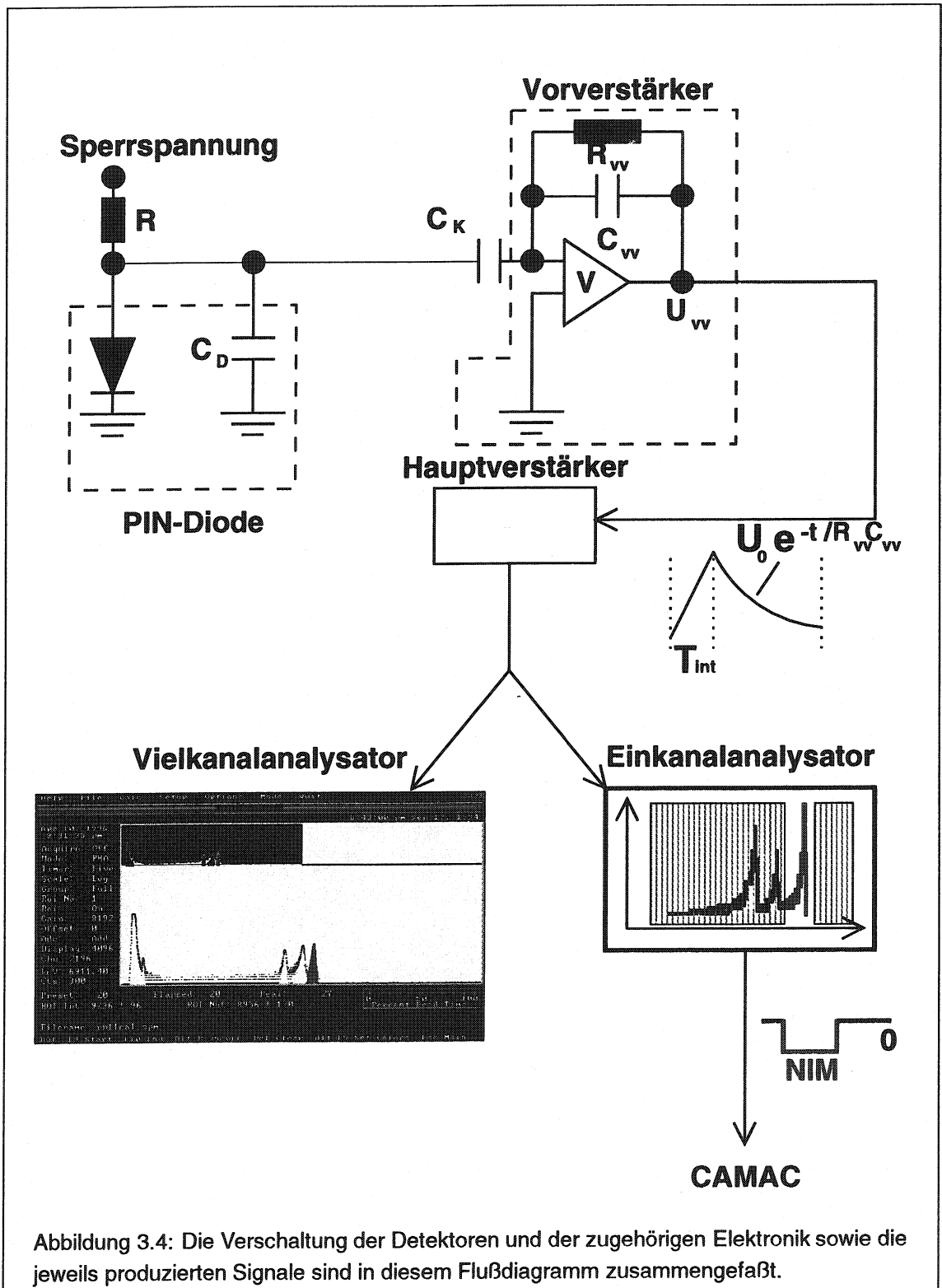


Abbildung 3.4: Die Verschaltung der Detektoren und der zugehörigen Elektronik sowie die jeweils produzierten Signale sind in diesem Flußdiagramm zusammengefaßt.

Kapitel 4

Die Messungen

In diesem Kapitel sollen die eigentlichen Messungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, vorgestellt und erläutert werden. Dies sind zunächst vorbereitende Messungen, wie die Bestimmung der Detektoreffizienz der Silizium-PIN-Photodioden und die Aufnahme von α -Spektren der von ISOLDE bei den Massen 200 und 201 gelieferten Nuklide. Anschließend folgt eine Beschreibung der laserspektroskopischen Messungen am Radon. In diesem Zusammenhang werden auch die durch die Pulsstruktur des Protonenstrahls ermöglichten Meßverfahren erläutert.

4.1 Vorbereitende Messungen

4.1.1 Bestimmung der Detektionseffizienz und des Auflösungsvermögens der PIN-Photodioden

Um Detektionseigenschaften wie Auflösungsvermögen und Nachweiseffizienz der PIN-Dioden zu überprüfen, wurde eine α -Quelle direkt vor der jeweiligen Diode montiert und ein Energiespektrum mit Hilfe des Vielkanalanalysators aufgenommen. Das Testpräparat bestand aus einem Gemisch der drei α -Emitter ^{241}Am , ^{244}Cu und ^{239}Pu , deren α -Aktivitäten mit Hilfe einer geeichten Quelle bestimmt wurden. Die wichtigsten Daten dieser Isotope, wie Halbwertszeit, α -Zerfallsenergien und -verhältnisse, sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt. Unter Berücksichtigung der Halbwertszeiten ergeben sich für den Zeitpunkt der Messung die in Tabelle 4.1 aufgeführten Verhältnisse von gemessenen Aktivitäten zu Soll-Aktivitäten, was zu einer Nachweiseffizienz von 75.7 (7)% führt. Die

Differenz zu einer hundertprozentigen Effizienz erklärt sich allein aus dem für diese Messungen zur Verfügung stehenden Raumwinkel, der bei 79(5)% lag.

Tabelle 4.1: Zusammenstellung der wichtigsten Daten der im Eichpräparat enthaltenen Isotope.

Isotop	$T_{1/2}$ [y]	Zerfallsenergie und (-verhältnis) [MeV] ([%])	Aktivitätsverhältnis [ist/soll %]
^{239}Pu	24400	5.103 (11.0%), 5.142 (15.0%) 5.155 (73.0%)	76.1 (1.0)
^{241}Am	433	5.442 (12.5%), 5.484 (85.2%)	75.8 (1.1)
^{244}Cu	17.8	5.763 (23.6%), 5.806 (76.4%)	73.9 (1.9)

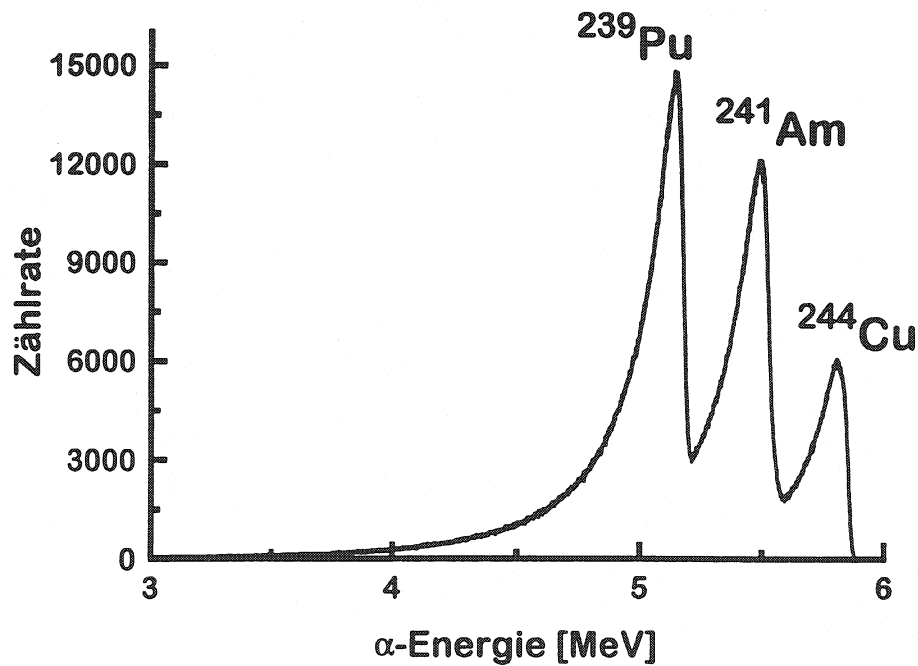


Abbildung 4.1: Ein α -Spektrum der Testquelle, wie es zur Bestimmung der Detektoreffizienz der PIN-Dioden aufgenommen wurde.

Weiterhin kann aus dem Spektrum die Energieauflösung der PIN-Dioden bestimmt werden, welche als die Breite einer Linie bei halber Maximalamplitude definiert ist. Für obige Messung wurde die Auflösung zu durchschnittlich 172 (7) keV bestimmt. Dies ist bei weitem mehr als die nominelle Linienbreite von 20 bis 30 keV bei PIN-Dioden [Kno89] und

erschwerte auch die Bestimmung der Aktivitäten der einzelnen Linien des Testpräparates, die auf der niederenergetischen Seite weit auslaufen und so mit den davor liegenden Linien überlagert sind. Der Grund für diese breite Energieverteilung liegt in dem großen Winkelbereich der einfallenden α -Strahlung und der Verwendung der Hostaphan-Schutzfolie vor der PIN-Diode. Da das Testpräparat direkt vor der Folie angebracht war, erreichten alle innerhalb eines Winkelbereiches von $\pm 68^\circ$ emittierten α -Teilchen den Detektor. Diese Tatsache bedingt wegen der unterschiedlichen Weglängen beim Durchqueren der Folie und der Totschicht an der Detektoroberfläche einen sehr unterschiedlichen Energieverlust. Das Passieren eines α -Teilchens unter 0° mit einer Energie von 6.9 MeV führt bereits zu einem Energieverlust von 200(50) keV [Sky67].

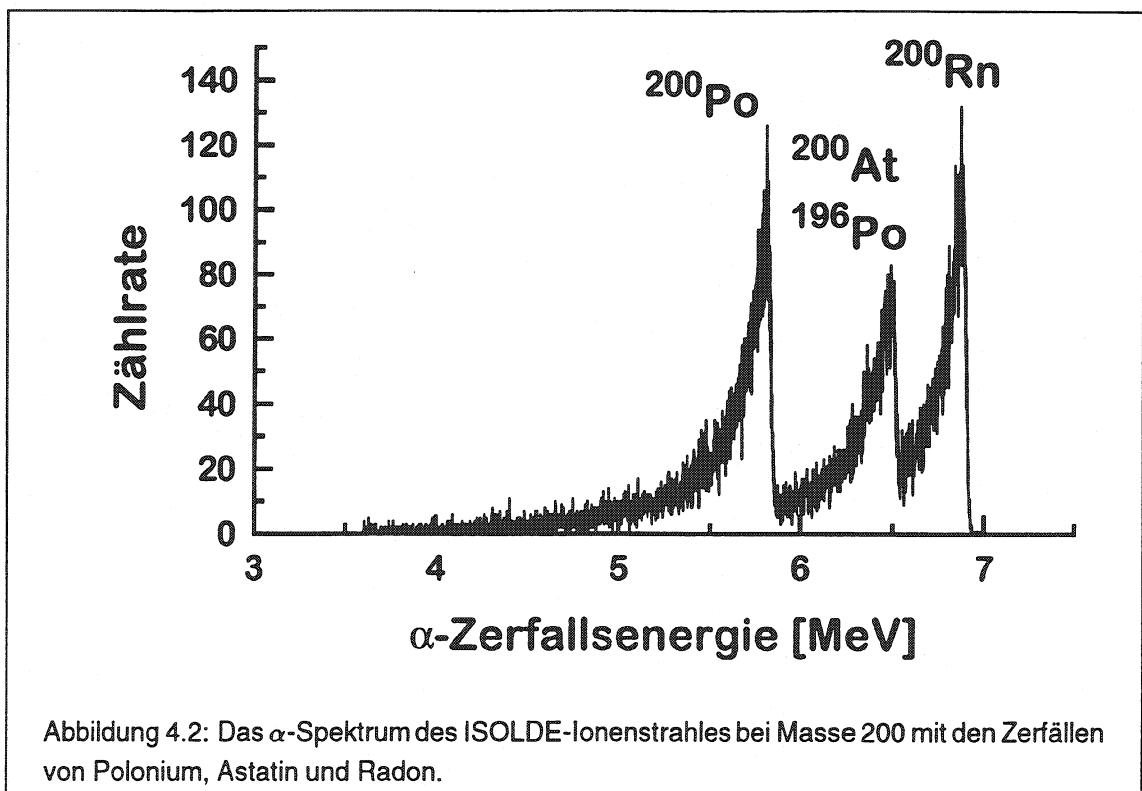
Eine Bestätigung hierfür findet man durch einen Vergleich der Spektren, die von ^{200}Rn einmal mit direkter Implantation in die Hostaphanfolie und von einer Probe in ca. 6 cm Entfernung aufgenommen wurden. Hierbei entspricht die direkte Implantation in etwa denselben Bedingungen wie bei dem Testpräparat und führt ebenfalls zu großen Linienbreiten (135 (10) keV), während im anderen Fall die Linienbreite deutlich geringer ist (ca. 70 (10) keV), obwohl auch hier die Detektoren mit der gleichen Schutzfolie abgedeckt wurden. Allerdings treffen hier durch den Abstand zwischen dem Implantationsort auf dem Transportband und dem Detektor nur α -Teilchen innerhalb eines kleineren Raumwinkelbereiches auf die Folie bzw. Totschicht, so daß deren effektive Stärken nicht so sehr variieren (zwischen dem ein- und zweifachen gegenüber bis zum fünffachen bei direkter Implantation).

Die mit kleinerem Raumwinkel gemessenen Linien sind im Gegensatz zu denen bei direkter Implantation auch symmetrisch (siehe links unten in Abbildung 3.4), d.h. gleichmäßig um das Maximum verbreitert, wogegen die Linienbreite bei direkter Implantation zu zwei Drittel von der energiearmen Seite herrührt.

Die gemessenen Energieauflösungen sind mit den unter den oben beschriebenen Randbedingungen berechneten Linienbreiten (110 keV bzw. 60 keV bei einer α -Energie von 6.9 MeV) recht gut zu erklären. Dabei ist zu beachten, daß der Energieverlust innerhalb der Folie sowie der Totschicht des Detektors in besonderem Maße von der Qualität der jeweils verwendeten Materialien abhängt. Die größere Linienbreite bei den Messungen des α -Testpräparates ist weitgehend auf die niedrigere α -Energie zurückzuführen. So bedingt der Unterschied von 7 zu 5 MeV eine Zunahme des Energieverlustes beim Passieren der Folie um etwa 25%.

4.1.2 Die α -Spektren auf Masse 200 und 201

Vor den eigentlichen laserspektroskopischen Messungen wurden die α -Spektren der vom ISOLDE-Separator auf den Massen 200 und 201 gelieferten Isobarengemische aufgenommen. Hierzu wurden die Ionenstrahlen während zehn Minuten aufgesammelt und die α -Zerfälle über eine Zeit von drei Minuten registriert. Es zeigt sich, daß trotz des gekühlten Transferröhrchens zwischen Target und Ionenquelle auch schwerer flüchtige Elemente als Radon in die Ionenquelle gelangen und im Strahl vorhanden sind. Anhand dieser Spektren wurden die Energiefenster für die Einkanalanalysatoren eingestellt. Ein bei Masse 200 aufgenommenes α -Spektrum zeigt Abbildung 4.2. Das Bild zeigt die Zerfälle von Polonium, Astatin und Radon nach einer Implantation in den Detektor, der im Ionennachweis direkt



in die Strahlachse gefahren wurde. Im Fall von Polonium sind neben den Zerfällen des Isotops ^{200}Po auch diejenigen von ^{196}Po zu sehen, dem Tochterisotop von ^{200}Rn . Durch Integration über die Zerfallsspektren und unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Halbwertszeiten sowie dem α -Anteil an den Zerfällen ergibt sich die in Tabelle 4.2 zusammengestellte Zusammensetzung des Ionenstrahls. Die Analyse erfaßt selbstverständlich nur kurzlebige α -Emitter. Daneben sind längerlebige Nuklide wie z.B. Wismuth und Blei, aber vor allem auch die stabilen Isobare des Quecksilbers als Strahlkontamination vorhanden. Die Quecksilber-Anteile liegen um Größenordnungen über dem der kurzlebigen Radonisotope. Bei den Ergebnissen der Tabellen 4.2 und 4.3 darf nicht übersehen werden,

Tabelle 4.2: Die Zusammensetzung des Isolde-Ionenstrahles aus α -Strahlern bei Masse 200. Die Bestimmung erfolgte mit Hilfe des in Abbildung 4.2 gezeigten Energiespektrums, daher sind die schon erwähnten Strahlanteile von stabilem Quecksilber nicht enthalten.

Isotop X	Halbwertszeit	α -Zerfallsenergie [MeV]	α -Anteil [%]	Isotopenverhältnis [X/ ^{200}Rn]
^{200}Rn	1.06s	6.909	98	1
^{200}At	4.3s; 43.0s	6.536, 6.465	10; 35	1.9
^{200}Po	11.5m	5.863	15	7.4

daß es sich bei den Ionen, die zur Strahlkontamination beitragen, nicht um die maximale von ISOLDE produzierte Rate handelt. Sie zeigen nur die unvollständige Unterdrückung schwerer flüchtiger Elemente trotz der Kühlung des Transferröhrchens zwischen Target und Ionenquelle. Dieser Anteil hängt in großem Maße davon ab, wie gut der Kühlmechanismus während der jeweiligen Meßzeit funktioniert, was signifikanten Schwankungen unterliegen kann. Hiervon sind die spektroskopischen Messungen mit Teilchennachweis jedoch dank der hohen Selektivität des α -Nachweises nun unabhängig.

Für die Masse 201 wurden ebenfalls α -Spektren aufgenommen und ausgewertet. Die Zusammensetzung des ISOLDE-Ionenstrahles, die sich daraus ergibt, ist in Tabelle 4.3 aufgelistet. Eine Unterscheidung zwischen den α -Zerfällen des Grundzustands und des Isomers von ^{201}Rn mit der Energiedifferenz von 49 keV ist in den Spektren wegen der unzureichenden Energieauflösung nicht möglich. Das Verhältnis Grundzustand zu Isomer liegt laut [VD94] bei ca. 1:2, was auch durch Auswertung der laserspektroskopischen Messungen bestätigt wird.

4.2 Spektroskopische Messungen an den Referenzisotopen

Bei den laserspektroskopischen Messungen werden durch Doppler-Tuning (siehe Abschnitt 2.2) die Differenzen von Übergangsfrequenzen bei bekannter Frequenz eines Referenzisotops, bekannten Atommassen und Beschleunigungsspannungen gemessen. Als

Tabelle 4.3: Die Zusammensetzung des Isolde-Ionenstrahles aus α -Strahlern bei Masse 201. Die Bestimmung erfolgte analog zur Analyse bei Masse 200. Auch hier sind daher die schon erwähnten Strahlanteile von stabilem Quecksilber nicht enthalten.

Isotop X	Halbwertszeit	α -Zerfallsenergie [MeV]	α -Anteil [%]	Isotopenverhältnis [X/ ^{201}Rn]
^{201}Rn	3.8s; 7.0s	6.770; 6.721	90; 80	1
^{201}At	1.58m	6.344	71	1.3
^{201}Po	15.3m; 8.9m	5.683; 5.786	1.6; 2.9	6.2

Referenzpunkte dienen die Übergangsfrequenzen von stabilen oder langlebigen Isotopen¹ des jeweiligen Elementes. Im vorliegenden Fall waren dies ^{212}Rn und ^{210}Rn . Der Frequenzabstand der beiden Referenzlinien dient hierbei auch als Test für die Stabilität der Laserwellenlänge bzw. der angelegten Spannungen. Aus diesem Grund wurden bei allen Messungen sowohl vor als auch nach jeder Messung des zu untersuchenden Isotops die beiden Referenzlinien aufgenommen. Abbildung 4.6 zeigt die beiden Referenzlinien. Dazu wurde der Standardnachweis durch Fluoreszenz verwendet. Um gut auswertbare Linienformen, insbesondere auch eine kleine Linienbreite zu erhalten, wurde die Laserleistung für die Messungen der Referenzlinien durch das automatische Einschwenken eines Transmissionsfilters von 0.1% in die Laserstrahlachse abgeschwächt. Weiterhin war es während der Referenzmessungen erforderlich, am 40° -Ionenvorablenker eine zusätzliche Spannung anzulegen, die verhinderte, daß im Gastarget erzeugte Ionen der langlebigen Referenzisotope in den 40° -Nachweisbereich gelangten und in den dort montierten Detektor implantiert wurden. Das Durchstimmen der Resonanz durch die Variation der an der Ladungsaustauschzelle angelegten Scanspannung, für diese sogenannten optischen Messungen, erfolgte kontinuierlich, d.h. ohne Berücksichtigung der durch den gepulsten Protonenstrahl hervorgerufenen Zeitstruktur der Ionenproduktion im ISOLDE-Target. Um über diese Schwankungen zu mitteln, wurden typischerweise 100 Scans pro Referenzlinie durchgeführt. Der Meßbereich wurde in 500 Kanäle aufgeteilt und die Meßzeit pro Kanal betrug 4 Millisekunden.

¹Die Lebensdauer der Referenzisotope ist nicht das eigentliche Auswahlkriterium. Vielmehr kommt es darauf an, daß man die Isotope mit der höchsten Produktionsrate verwendet, um die Meßzeit zu minimieren. Diese Voraussetzung wird aber im Normalfall von den Isotopen mit langer Lebensdauer am besten erfüllt.

4.3 Spektroskopische Messungen am ^{200}Rn

Für die spektroskopischen Messungen am ^{200}Rn wurde die bereits in den vorherigen Kapiteln detailliert beschriebene neue Variante der kollinearen Laserspektroskopie mit Reionisation an einem dünnen Gastarget und anschließendem Ionennachweis durch energieselektives Zählen der α -Teilchen aus dem Zerfall angewandt. Da es hierbei auf möglichst effizientes optisches Pumpen aus dem metastabilen $6p^5 7s[3/2]_2$ -Zustand über den $6p^5 7p[3/2]_2$ -Zustand in den Grundzustand ankommt, wurde hier im Gegensatz zu den Messungen an den Referenzisotopen die maximal verfügbare Laserleistung von ca. 200 mW, das bedeutet etwa 50 mW in der Wechselwirkungsregion, verwendet. Die im Gastarget erzeugten Ionen wurden direkt in den nach dem 40° -Ablenker montierten Detektor, in diesem Fall eine PIN-Diode, implantiert. Das in Abbildung 4.6 gezeigte Spektrum wurde durch Addition von drei Scans erzielt. Ein solcher Scan besteht aus 100 Kanälen. Der Beginn der Messung wurde für jeden Kanal mit den Protonenpulsen synchronisiert, d.h. jede Messung begann 6 Millisekunden², nachdem ein Protonenpuls das ISOLDE-Target getroffen hatte, und dauerte mit 3.2 Sekunden ca. 3 Halbwertszeiten. Die Protonenpulsfolge im Supercycle wurde so gewählt, daß die Pulse mit einem Abstand von 3.6 Sekunden zeitlich äquidistant waren (siehe Abbildung 4.3). Dies bringt den Vorteil, daß die Meßbedingungen für jeden Kanal bezüglich der aufgesammelten Menge an Radonisotopen sowie längerlebigerem Untergrund, gleich sind. Dies funktioniert allerdings nur, solange die Anzahl der in jedem Protonenpuls enthaltenen Protonen zeitlich wenig schwankt³. Diese Zahl wurde daher vom Meßprogramm protokolliert. Für den Fall, daß die Protonenzahl unter ein gesetztes Limit fiel, wurde der entsprechende Meßpunkt sofort automatisch wiederholt, bevor mit dem nächsten Kanal fortgefahren wurde. Die gemessenen Resonanzlinien weisen eine Halbwertsbreite von ca. 60 MHz bei einer Signaltiefe von 25 bis 30 Prozent auf.

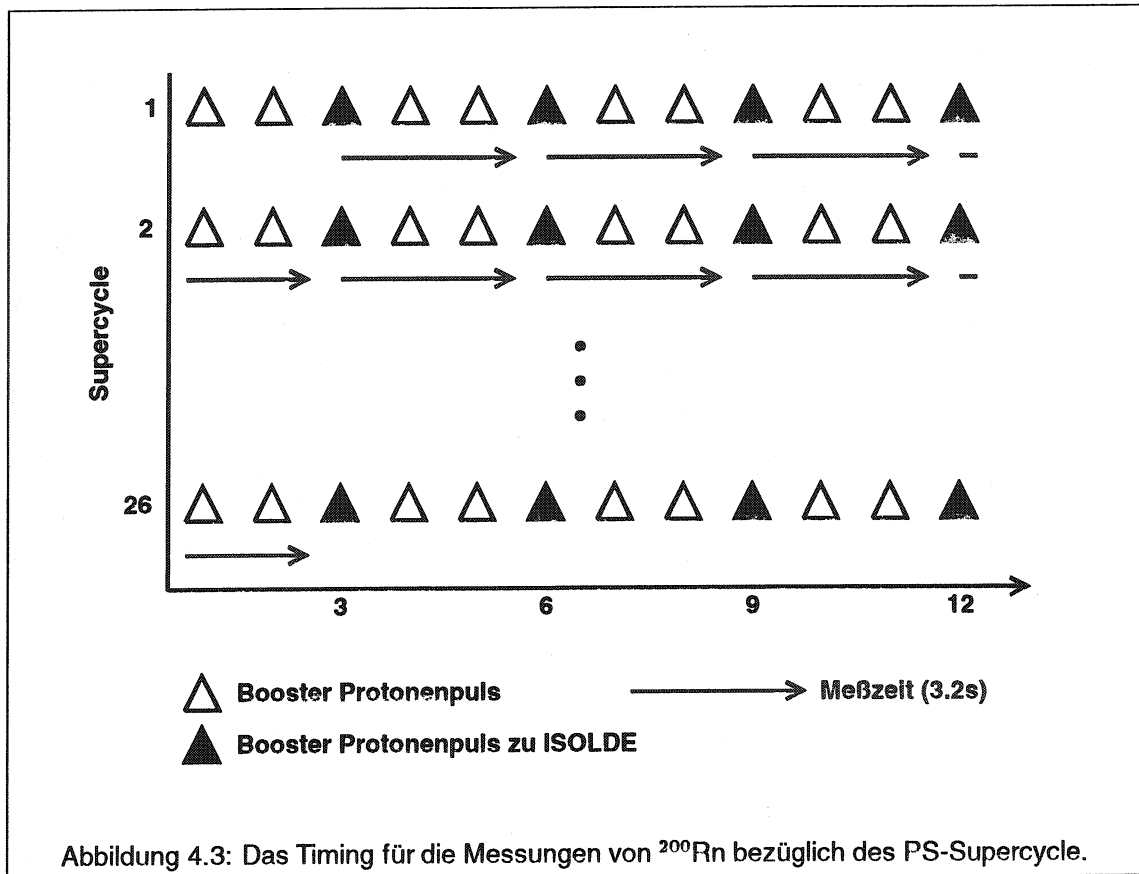
4.3.1 Testmessungen zur Normierung

Im Rahmen der Messungen an ^{200}Rn wurden auch Testmessungen durchgeführt mit dem Ziel, zu klären, ob die oben genannten Probleme mit der zeitlichen Struktur des Supercycles durch Normierung zu umgehen sind.

Hierzu wurden die Ionen in das Transportband implantiert und die α -Teilchen mit den bei-

²Dies ist die Zeit, die die Beschleunigungshochspannung an der ISOLDE-Ionenquelle braucht, um wieder stabil mit 60 kV anzuliegen, da sie bei jedem Protonenpuls auf 0 Volt reduziert wird.

³Das bedeutet in diesem Zusammenhang, daß die Protonenzahl um weniger als 10% schwankt.



den Sperrschichtdetektoren nachgewiesen (siehe (a) in Abbildung 3.1)⁴. Gleichzeitig wurde der Anteil der Radonatome, die nicht im Gastarget reionisiert wurden, in das Transportband in Geradeausrichtung implantiert und deren α -Zerfälle mit zwei PIN-Dioden detektiert. Die Zählraten dieser PIN-Dioden dienten als Normierung für die Zählraten der Sperrschichtdetektoren, dem eigentlichen Signal. Diese Messungen wurden sowohl mit einem regelmäßigen Supercycle, d.h. mit zeitlich äquidistanter Protonenpulsfolge, als auch mit einem unregelmäßigen Supercycle durchgeführt. Abbildung 4.4 zeigt die Resonanzkurven von ^{200}Rn sowohl vor als auch nach der Normierung. Die geringere Statistik dieser Kurven im Vergleich mit denen bei direkter Strahlimplantation resultiert aus dem zwangsläufig geringeren Raumwinkel des Nachweises der auf das Band implantierten Aktivität.

Während für den Fall einer regelmäßigen Protonenpulsfolge der Unterschied zwischen dem unnormierten (a) und dem normierten Spektrum (b) eher gering ausfällt und sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 6 auf 8 verbessert, zeigt sich in der unteren Reihe von Abbildung 4.4 die Notwendigkeit der Normierung bei unregelmäßiger Protonenpulsfolge.

⁴Der Wechsel von direkter Implantation zur Implantation in das Band erfolgte, da im Atomnachweis sonst der Detektor den Laserstrahl blockiert hätte. Eine Vorrichtung zum Ausschwenken des Detektors und zur vollständigen Lichtabschirmung war zum Zeitpunkt der Messung nicht vorhanden.

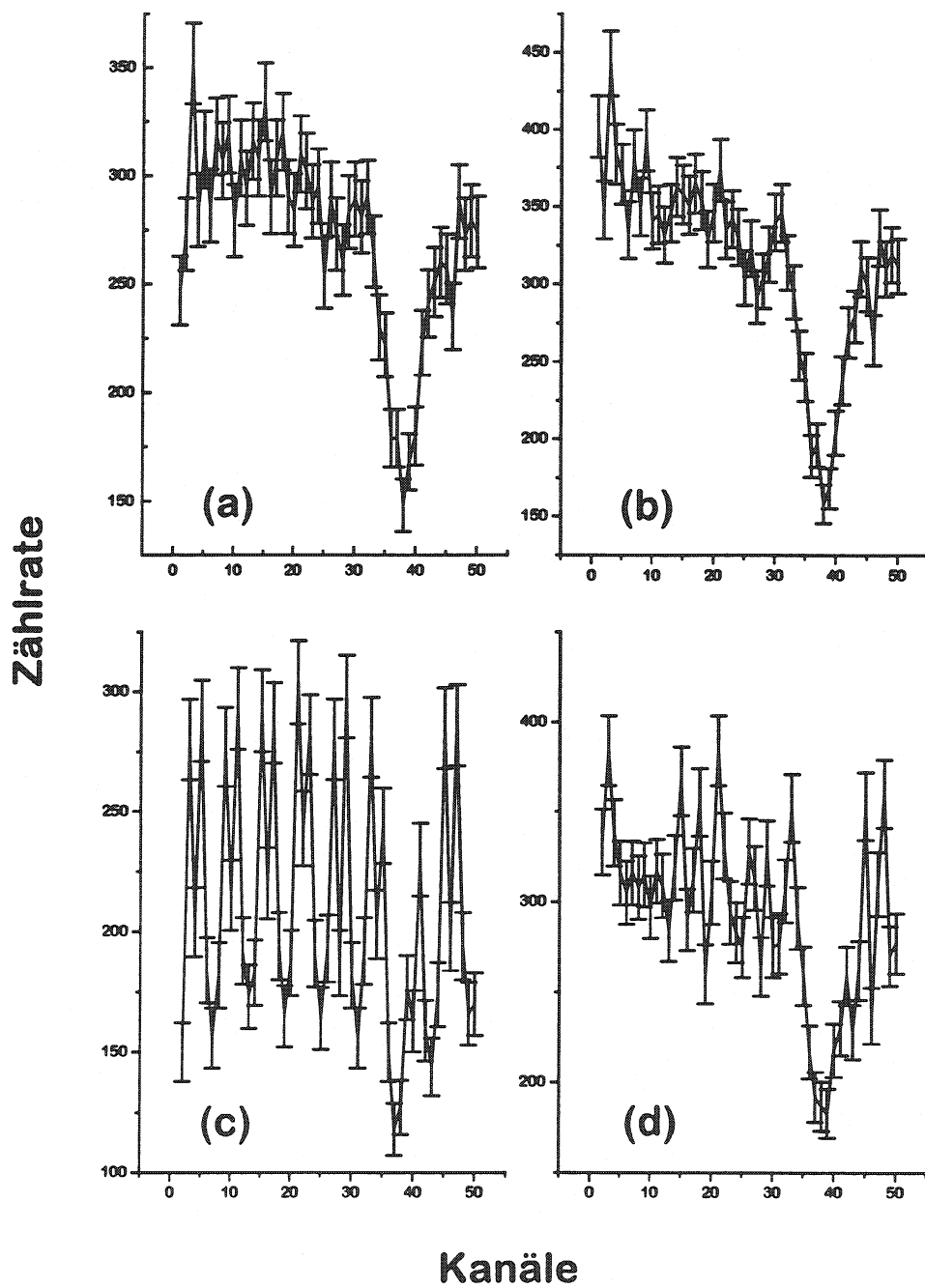


Abbildung 4.4: Die vier Resonanzen, die im Rahmen der Normierungstestmessungen mit ^{200}Rn aufgenommen wurden: mit regelmäßigem Supercycle (oben), mit unregelmäßigem Supercycle (unten), vor (links) und nach (rechts) der Normierung.

Im unnormierten Spektrum (c) ist die Resonanz von ^{200}Rn kaum zu erkennen, da das Bild hauptsächlich durch die Pulsstruktur des Protonensupercycles geprägt wird, der während dieser Messungen aus fünf Pulsen unterschiedlicher Abstände bestand. Es ist deutlich erkennbar, daß bei kürzerem Abstand der Protonenpulse die Anzahl der Ionen im Strahl zunimmt. Nach erfolgter Normierung (d) ist die Resonanz mit einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 4 wieder gut sichtbar.

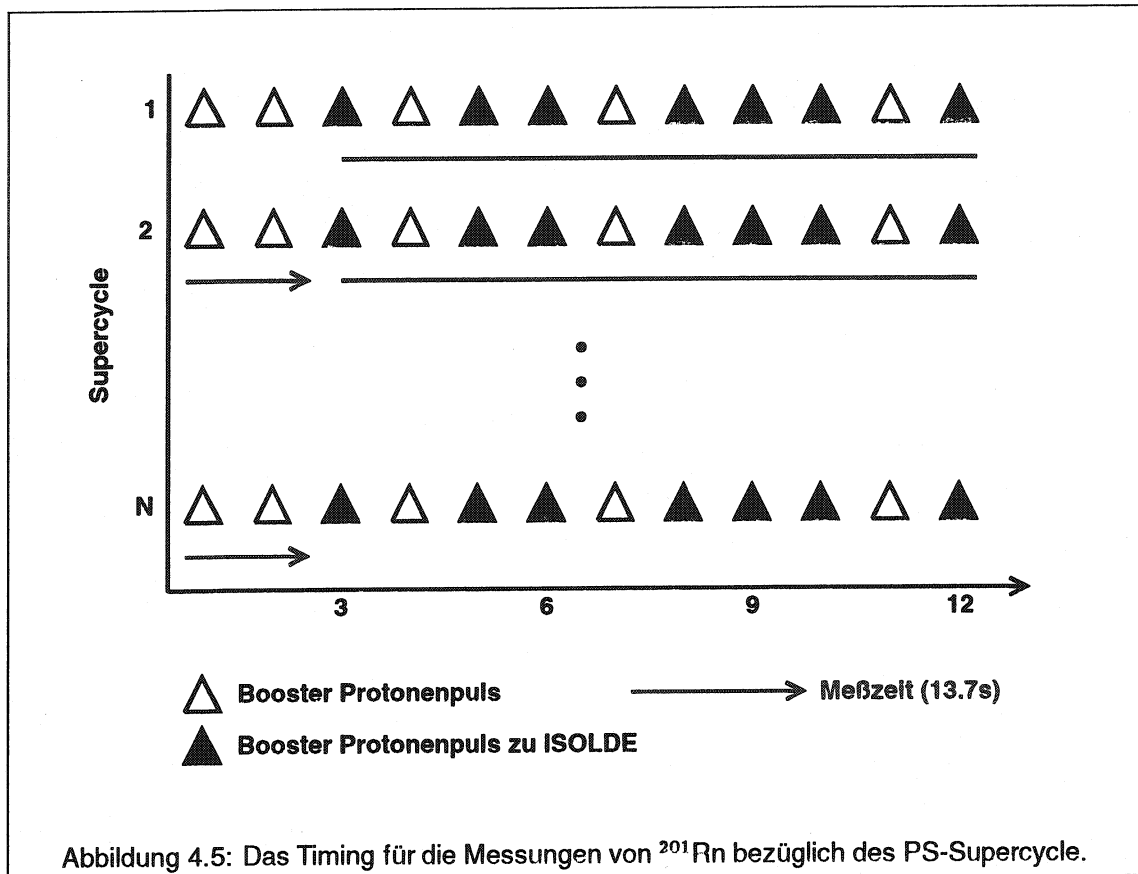
Zusammenfassend kann man festhalten, daß in diesem speziellen Fall die Normierung sehr gut funktioniert. Prinzipiell läßt sich damit die Meßzeit reduzieren, da mehr Protonenpulse pro Supercycle verwendet werden können. Es darf jedoch nicht übersehen werden, daß die Einsatzmöglichkeiten durch zwei Bedingungen sehr eingeschränkt werden. Sowohl im Ionen- als auch im Atomnachweis müssen isobare Strahlkontaminationen weitgehend unterdrückt werden. Ihre Anteile unterscheiden sich vom Radon im Zeitverlauf und verteilen sich auf die beiden Nachweissysteme entsprechend ihrer jeweiligen Neutralisations- und Ionisations-Wirkungsquerschnitte. Darüber hinaus darf die Spannung, mit der die Geschwindigkeit der Ionen verändert wird, nur über kleine Bereiche variiert werden⁵, da bei zu großen Veränderungen die ionenoptischen Eigenschaften der Apparatur und des Nachweisbereiches zu starken Schwankungen unterliegen. Dies ist auch der Grund, warum bei den im folgenden Abschnitt beschriebenen Messungen am ^{201}Rn die Normierung nicht verwendet wurde.

4.4 Spektroskopische Messungen am ^{201}Rn

Die Messung der Hyperfeinstruktur und Isotopieverschiebung von ^{201}Rn stellt deutlich höhere Anforderungen an die Stabilität der Meßbedingungen, d.h. an das Lasersystem und an die zur Isotopenproduktion zur Verfügung stehende Protonenpulsintensität, als im Fall von ^{200}Rn . Zwar ist die Anzahl der erzeugten Atome um fast zwei Größenordnungen höher, sie verteilt sich aber auf Grundzustand und Isomer sowie auf die verschiedenen Hyperfeinniveaus. Außerdem ist es durch die längeren Halbwertszeiten nicht mehr möglich, den α -Zerfall nach jeder Implantation über mehrere Halbwertszeiten zu beobachten, bevor im nächsten Kanal gemessen wird.

Wie schon bei ^{200}Rn wurden die stoßionisierten Radonisotope direkt in die PIN-Diode implantiert, die in der Strahlachse des Ionennachweises montiert war; die zeitliche Struktur der Messungen wurde jedoch völlig anders gewählt. So dauerte die Meßzeit für einen Meßpunkt 13.7 Sekunden, etwas kürzer als die Dauer eines Supercycles (14.4 Sekunden). Zur

⁵ Klein bedeutet hier 200 bis 300 Volt verglichen mit dem maximalen Scanbereich von ± 1000 Volt.



Isotopenerzeugung standen in dieser Zeit 7 Protonenpulse in unregelmäßiger zeitlicher Abfolge mit einer Intensität von 2.4×10^{13} Protonen pro Puls zur Verfügung (siehe Abbildung 4.5). Durch die Verwendung eines ganzen Supercycles pro Meßpunkt waren auch in diesem Fall gleiche Bedingungen bzgl. der Ionenstrahlintensität für alle Meßpunkte solange gegeben, wie die Protonenintensität nicht schwankte. In diesen Fällen wurde im Gegensatz zu den Messungen bei ^{200}Rn auf eine Wiederholung des Meßpunktes in Anbetracht der langen Kanalmeßzeiten verzichtet und die jeweilige Zählrate lediglich als ungültig angesehen.

Wegen der sehr breiten Aufspaltung der Hyperfeinstruktur mußte die Auflösung auf 20 Volt bzw. 56 MHz pro Kanal reduziert werden. Auch die Laserleistung in der Wechselwirkungszone wurde gegenüber den Messungen bei ^{200}Rn erhöht, da sonst die Breite einer Resonanzlinie nur etwas mehr als einen Kanal betragen hätte (siehe Abbildung 4.6). Die Gesamtaufspaltung für das Isomer und den Grundzustand beträgt zusammen ca. 13.8 GHz, entsprechend 4.8 kV Scanspannung. Dies bedeutet, daß eine Messung bis zu 100 Kanäle umfaßte, da der maximale Scanbereich ± 1000 Volt beträgt. Von diesen Messungen wurden mehrere aneinandergesetzt, um den ganzen Bereich der Hyperfeinstruktur zu erfassen.

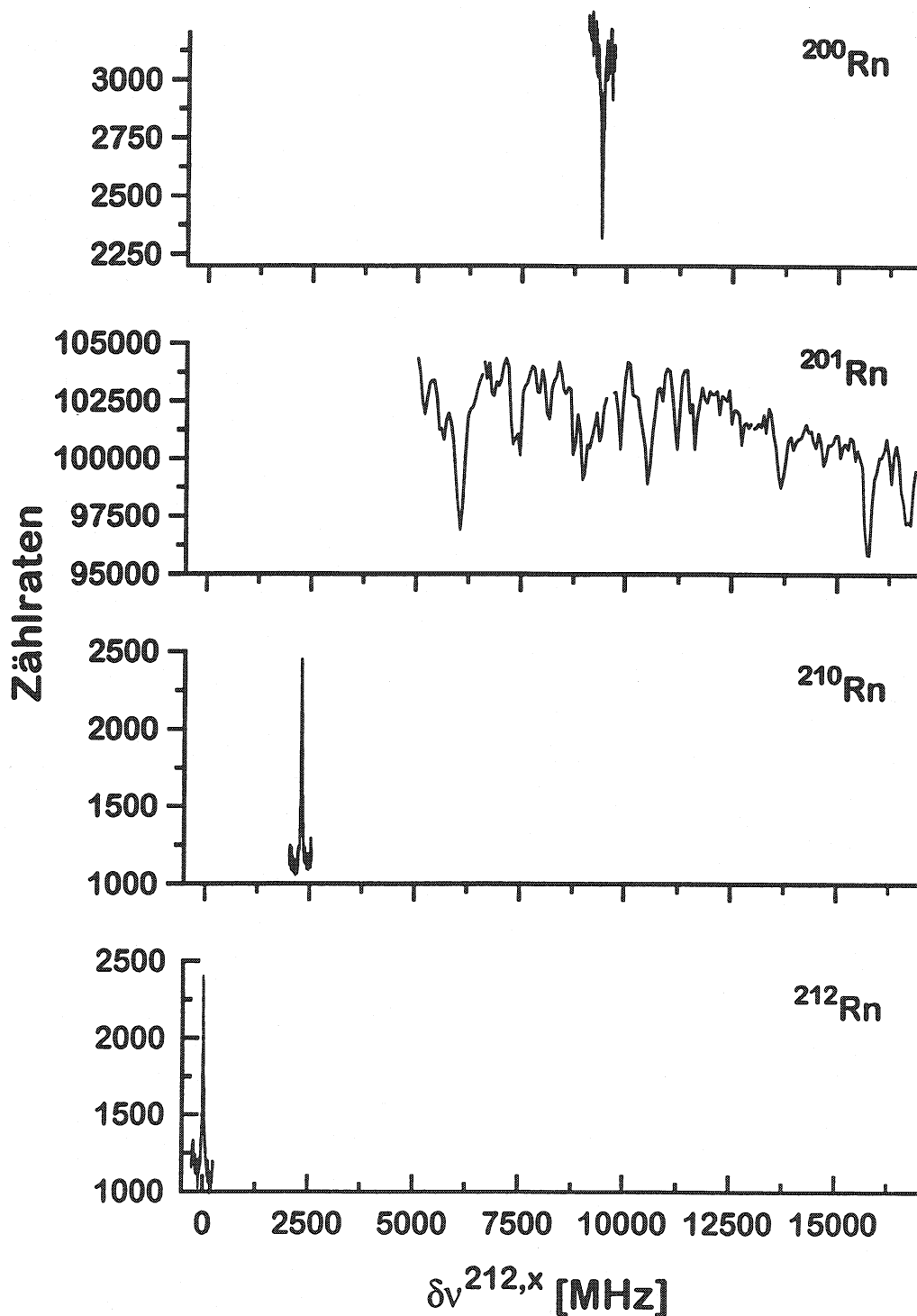


Abbildung 4.6: Die mit Hilfe der verschiedenen Nachweismethoden erzielten Spektren: optischer Nachweis für ^{210}Rn und ^{212}Rn , α -Nachweis für ^{200}Rn und $^{201,201m}\text{Rn}$.

Kapitel 5

Die Auswertung der Spektren

Die in den einzelnen Spektren gemessenen Linienlagen wurden bezüglich der Resonanzlinie des Referenzisotops ^{212}Rn ausgewertet, wobei neben den gemessenen Spannungsdifferenzen auch die Massen der verschiedenen Isotope über die Dopplerverschiebung mit in die Berechnungen eingehen. Diese Frequenzabstände wurden im Falle von ^{200}Rn und ^{210}Rn je nach Statistik zwischen 5 und 20 MHz genau sowie auf ca. 45 MHz genau für $^{201,201m}\text{Rn}$ bestimmt. Im Spektrum von 201 konnten insgesamt 15 Linien eindeutig identifiziert werden. Hiervon wurden neun den Hyperfeinübergängen des Isomers und sechs denen des Grundzustands zugeordnet. Die Resonanzen des Isomers sind größtenteils mit besserer Statistik gemessen, da das Isomer gegenüber dem Grundzustand etwa zweimal häufiger produziert wird, wie schon weiter oben erwähnt wurde. Die A- und B-Faktoren sowie die Isotopieverschiebung von $^{201,201m}\text{Rn}$ wurden durch eine χ^2 -Anpassung der Linienlagen an die Hyperfeinstrukturformel 5.1 mit Hilfe des MINUIT-Programms [Jam92] bestimmt.

$$\begin{aligned} \delta\nu_i^{212,A} = & \delta\nu^{212,A} + \left(\frac{A_a}{2} \cdot C_{a,i} + \frac{B_a}{4} \cdot \frac{\frac{3}{2}C_{a,i}(C_{a,i}+1) - 2I(I+1)J_a(J_a+1)}{I(2I-1)J_a(2J_a-1)} \right) \\ & - \left(\frac{A_m}{2} \cdot C_{m,i} + \frac{B_m}{4} \cdot \frac{\frac{3}{2}C_{m,i}(C_{m,i}+1) - 2I(I+1)J_m(J_m+1)}{I(2I-1)J_m(2J_m-1)} \right) \end{aligned} \quad (5.1)$$

wobei

$$\begin{aligned} C_{k,i} &= F_{k,i}(F_{k,i}+1) - J_k(J_k+1) - I(I+1) \\ I &= \text{Kernspin} \\ k &= a \text{ bzw. } m \\ J_k &= \text{Hüllendrehimpuls (in diesem Fall } J_k = 2) \end{aligned} \quad (5.2)$$

Auf der linken Seite steht hierbei mit $\delta\nu_i^{212,A}$ die i -te gemessene Linienlage des Isotops A relativ zur Referenzlinie, d.h. zu ^{212}Rn . Auf der rechten Seite steht als erster Term die Isotopieverschiebung $\delta\nu_i^{212,A}$. Die Terme in den großen Klammern beschreiben die Aufspaltung der Feinstruktur aufgrund der magnetischen und der elektrischen Hyperfeinwechselwirkung. Es kommt hierbei auf die Differenz der Aufspaltung zwischen dem angeregten Zustand (a) und dem metastabilen Ausgangszustand (m) an. Da in diese Formel auch der Kernspin I mehrfach eingeht, liefert nur der richtige Spin einen niedrigen Wert für das χ^2 der Anpassung, so daß der Kernspin als ein weiteres Ergebnis dieser Messungen angesehen werden kann. Hierauf wird noch weiter unten in Kapitel 7.2 eingegangen.

5.1 Die A- und B-Faktoren von ^{201}Rn und ^{201m}Rn

Die für Grundzustand und Isomer von ^{201}Rn durch die Anwendung von Formel 5.1 gewonnenen A- und B-Faktoren sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Außerdem wurden noch die

Tabelle 5.1: Die A- und B-Faktoren sowie der Kernspin I vom Grundzustand und dem Isomer von ^{201}Rn und vom Isomervon ^{203m}Rn . Der Index m steht hierbei für den $6p^5 7s[3/2]_2$ -Zustand und a für den $6p^5 7p[3/2]_2$ -Zustand. Die Werte für ^{203m}Rn stammen aus [UBD].

Isotop	I	A_m [MHz]	A_a [MHz]	B_m [MHz]	B_a [MHz]
^{201}Rn	3/2	-971 (26)	-194 (27)	6658 (179)	408 (176)
^{201m}Rn	13/2	-467 (3)	-92 (4)	-5761 (77)	-299 (117)
^{203m}Rn	13/2	-471.9 (6)	-	-5904.1 (6.1)	-

von Ulm et al. [UBD] gemessenen A- und B-Faktoren des metastabilen Zustandes von ^{203m}Rn zum Vergleich in der Tabelle aufgeführt¹. Der Grundzustand dieses Isotops ist leider unbekannt und konnte auch in dieser Arbeit wegen fehlender Meßzeit nicht gemessen werden. ^{203m}Rn ist zum Vergleich von besonderem Interesse, da hier beim Radon der $i_{13/2}$ -Neutronenzustand zum ersten Mal auftritt und dann auch bei den leichteren Isomeren mit ungerader Neutronenzahl vorliegt. Für diesen Zustand wurden auch die magnetischen Momente bei einigen leichteren Nachbar-elementen gemessen, worauf später (Kapitel 7.2) noch eingegangen wird. Der Vergleich der beiden Isotope hinsichtlich der A- und B-Faktoren dient der systematischen Einordnung der neu gewonnenen Ergebnisse bzw.

¹Bei diesen Messungen wurde der Übergang $6p^5 7s[3/2]_2$ nach $6p^5 7p[3/2]_3$ angeregt, so daß hier nur der Ausgangszustand zum Vergleich dienen kann.

ermöglicht deren Überprüfung, zumal das Verhältnis der A-Faktoren aus [Bor89] als Anhaltspunkt dienen kann:

$$A_{6p^5 7s[3/2]_2} / A_{6p^5 7p[3/2]_2} = 5.14$$

Die davon unabhängige Auswertung bei ^{201}Rn liefert das Verhältnis 5.08(23). Ein Vergleich der Verhältnisse der B-Faktoren erscheint hier nicht sinnvoll, da der Fehler im angeregten Zustand bei ca. 40 Prozent liegt.

Die Gesamtbreite des Spektrums beträgt 11.5 GHz für das Isomer und 13.8 GHz für den Grundzustand, wobei dessen gemessene Linien alle im Bereich des Isomers liegen und 7.3 GHz umfassen.

5.2 Die Isotopieverschiebungen von ^{200}Rn , ^{201}Rn und ^{201m}Rn

Die Isotopieverschiebungen wurden für ^{201}Rn und ^{201m}Rn aus der χ^2 -Anpassung gewonnen, während sie sich bei den Isotopen mit Kernspin $I = 0$, also ^{200}Rn und ^{210}Rn , direkt aus dem Abstand der Resonanzlinie zum Referenzisotop, also ^{212}Rn , ergibt. In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse zusammengefaßt. Zusätzlich ist noch die bei [Bor89] gemessene Isotopieverschiebung von ^{210}Rn zum Vergleich aufgeführt, mit der der neue Wert gut übereinstimmt. Der Fehler der Isotopieverschiebungen setzt sich aus einem statistischen und einem systematischen Anteil zusammen. Die systematische Unsicherheit rührt von den

Tabelle 5.2: Die im Übergang $6p^5 7s[3/2]_2$ nach $6p^5 7p[3/2]_2$ gemessenen Isotopieverschiebungen für ^{200}Rn , ^{201}Rn , ^{201m}Rn und ^{210}Rn . Der zweite Wert für ^{210}Rn ist als Vergleichswert aus [Bor89] entnommen. Der Meßfehler setzt sich aus einem statistischen () und einem systematischen [] Teil zusammen.

Isotop	$\delta\nu^{A,212}$ [MHz]	Meßfehler [MHz]
^{200}Rn	9414.19	(1.97)[4.89]
^{201}Rn	10425.33	(63.75)[5.15]
^{201m}Rn	9486.33	(24.24)[4.83]
^{210}Rn	2308.09	(0.80)[1.68]
^{210}Rn	2308.10	(1.5)[1.7]

Meßfehlern der erforderlichen Spannungsmessungen sowie den Unsicherheiten der atomaren Massen her. Eine detaillierte Beschreibung zur Berechnung kann bei Mueller et al. [MBK83] gefunden werden. Die Werte für die atomaren Massen stammen aus der Datensammlung von Wapstra et al. [WAH88], als Unsicherheit bei den Spannungsmessungen wurde $\Delta U/U = 10^{-4}$ angesetzt. Bei Borchers [Bor89] und anderen früheren Arbeiten, in denen eine Plasma-Ionenquelle eingesetzt wurde, wurde $\Delta U/U = 5 \times 10^{-4}$ angesetzt, um der Unsicherheit des Startpotentials der Ionen Rechnung zu tragen. Eichmessungen an $^{85,87}\text{Rb}$ haben ergeben, daß dies nicht notwendig ist [Kle95].

Kapitel 6

Kernmomente und Ladungsradien

Aus den im vorhergehenden Kapitel präsentierten A- und B-Faktoren können das magnetische Moment bzw. das elektrische Quadrupolmoment des jeweiligen Isotops bestimmt werden. Weiterhin ist es möglich, aus der Isotopieverschiebung die Änderung des quadratisch gemittelten Ladungsradius bezüglich eines Referenzisotops zu berechnen. Diese Berechnungen und die daraus resultierenden kernphysikalischen Ergebnisse werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt. Die Berechnungen folgen dabei weitgehend dem in [Bor89] für die schwereren Radonisotope vorgezeichneten Weg.

6.1 Die Kernmomente von ^{201}Rn und $^{201\text{m}}\text{Rn}$

6.1.1 Magnetische Momente

Das magnetische Dipolmoment μ eines Isotops mit Kernspin I und Hüllendrehimpuls J hängt gemäß folgender Gleichungen mit dem A-Faktor zusammen:

$$A = \frac{1}{I \cdot J} \langle II | \vec{\mu}(\vec{r}) \cdot \vec{H}(\vec{r}) | II \rangle \quad (6.1)$$

$$\mu = \langle II | \vec{\mu}(\vec{r}) | II \rangle \quad (6.2)$$

$\vec{H}(\vec{r})$ ist hierbei das von den Elektronen der Atomhülle erzeugte Magnetfeld und $\vec{\mu}(\vec{r})$ die lokale Magnetisierungsdichte des Kerns. Unter der Annahme, daß sich das Magnetfeld der Elektronenhülle im Bereich des Kernvolumens nur sehr wenig ändert, können die

beiden obigen Gleichungen zu folgendem Ausdruck zusammengefaßt werden:

$$A = \frac{\mu H_0 (1 + \epsilon)}{I \cdot J} \quad (6.3)$$

Der Term $(1 + \epsilon)$ berücksichtigt hierbei die vorgenommene Vereinfachung und H_0 steht für das Hüllenmagnetfeld am Kernmittelpunkt. Gleichung 6.3 bietet nun eine einfache Möglichkeit, die magnetischen Momente innerhalb einer Isotopenkette zu berechnen. Sobald das Moment eines Isotops bekannt ist, folgen alle anderen aus dem Verhältnis der A-Faktoren und der Kernspins gemäß:

$$\mu_2 = \mu_1 \frac{I_2 A_2}{I_1 A_1} (1 + \epsilon_1 - \epsilon_2). \quad (6.4)$$

Die Differenz ${}^1\Delta^2 = \epsilon_1 - \epsilon_2$ heißt Hyperfeinanomalie. Aus unabhängigen Messungen der Kern-g-Faktoren und Hyperfeinstrukturaufspaltungen weiß man, daß die Hyperfeinanomalie von der Größenordnung 10^{-4} bis 10^{-2} ist. Sie hängt im wesentlichen von der Zusammensetzung der Kernmomente aus Spin- und Bahnanteil ab und ist nur für den s-Elektronenanteil der Hyperfeinstruktur von Bedeutung [BW50]. Generell wächst sie mit dem Kernradius von leichten zu schweren Kernen und ist für Protonenmomente größer als für Neutronenmomente. In vielen Fällen kann sie neben dem experimentellen Fehler vernachlässigt werden. Wie systematische Untersuchungen am Quecksilber [ML73] zeigen, ist dies bei Radon nicht ohne weiteres zu erwarten. Andererseits gibt es keine zuverlässige theoretische Methode zur Korrektur der nach Gleichung 6.4 bestimmten magnetischen Momente. Das übliche Verfahren ist deshalb, die Hyperfeinanomalie abzuschätzen und in den Fehlern zu berücksichtigen. Dazu bietet sich der semi-empirische Ansatz von Moskowitz und Lombardi [ML73] an. Bei diesem Ansatz, der auf einer systematischen Untersuchung von zehn Quecksilberisotopen im $6s\ 6p^3\ P_1$ -Zustand beruht, findet man die Beziehung

$$\epsilon = \pm \frac{\alpha}{\mu}. \quad (6.5)$$

Die verschiedenen Vorzeichen gelten je nach Art der Kopplung von Spin und Bahndrehimpuls des ungepaarten Nukleons entsprechend $I = l \pm \frac{1}{2}$. Für die beiden hier gemessenen Zustände $p_{3/2}$ für ${}^{201}\text{Rn}$ und $i_{13/2}$ für ${}^{201m}\text{Rn}$ (siehe Abschnitt 7.2) gilt $I = l + \frac{1}{2}$. Die Konstante α hängt sowohl von der Elektronenkonfiguration als auch vom Element ab. Mit Hilfe dieses Zusammenhanges kann nun der Betrag der Differenz der magnetischen Momente mit und ohne Berücksichtigung der Hyperfeinanomalie abgeschätzt werden:

$$\begin{aligned} |\delta\mu| &= \left| \mu_{({}^1\Delta^2=0)} - \mu \right| \\ &= \left| \frac{\alpha_s}{k} \left(1 \mp \frac{\mu}{\mu_{ref}} \right) \right| \end{aligned} \quad (6.6)$$

mit $\alpha_s = 0.0135 \mu_N$ und $k = 2$

Der Faktor α_s repräsentiert die Anomalie eines s-Elektrons und kann aus der Kenntnis seiner Z-Abhängigkeit (aus [BW50]) und dem von Moskowitz und Lombardi gefundenen Wert für Quecksilber ($\alpha_{s,Hg} = 0.0113 \mu_N$) berechnet werden. Der Faktor k berücksichtigt, daß neben dem s-Elektron auch das p-Loch im Core einen Beitrag zum Hyperfeinfeld liefert. Ein Zahlenwert ist zwar für Radon nicht bekannt, wurde jedoch in Analogie zum Xenon [Bor89] mit $k = 2$ abgeschätzt. Das Vorzeichen in Gleichung 6.6 hängt von der schon erwähnten Kopplung von Spin und Bahnmoment des jeweiligen ungepaarten Nukleons ab. Es ist negativ, falls die Kopplung beim Referenzisotop und dem zu bestimmenden Isotop gleichsinnig erfolgt. Im Falle der gegensinnigen Kopplung, wie hier für den $f_{5/2}$ -Grundzustand des ^{209}Rn , ist es positiv.

Tabelle 6.1: Die magnetischen Momente von $^{201,201m}\text{Rn}$ sowie des Referenzisotops ^{209}Rn , wie sie mit Hilfe von Gleichung 6.4 berechnet wurden. Der Fehler setzt sich durch lineare Addition der beiden in der rechten Spalte aufgeführten Werte, der Meßunsicherheit () und der Hyperfeinanomalie [], zusammen.

Isotop	I	$\mu [\mu_N]$	$\Delta\mu[\mu_N]$
^{201}Rn	3/2	-0.456 (15)	(12) [3]
^{201m}Rn	13/2	-0.950 (7)	(6) [1]
^{209}Rn	5/2	0.83881(39)	

Die beiden für den Grundzustand und das Isomer von ^{201}Rn gemessenen magnetischen Momente sind in Tabelle 6.1 zusammen mit dem magnetischen Moment von ^{209}Rn aufgeführt. Letzteres diente als Referenzmoment in Gleichung 6.4 und 6.6. Für die Berechnung wurden die experimentell bestimmten A-Faktoren des $6p^5 7s[3/2]_2$ -Ausgangszustandes aus Tabelle 5.1 verwendet. In diesem ist zwar die Unsicherheit durch die Hyperfeinanomalie größer als im $6p^5 7p[3/2]_2$ -Zustand, andererseits ist der relative Meßfehler des A-Faktors aber auch um eine halbe Größenordnung kleiner, so daß dieser Nachteil mehr als ausgeglichen wird. Für das Referenzisotop wurde das von Kitano et al. [KCP88] mit Hilfe eines NMR-Experimentes gemessene magnetische Moment benutzt. Es wurde bereits in der Originalveröffentlichung mit dem diamagnetischen Korrekturfaktor aus Lederer und Shirley ($1/(1-\sigma)=1.0195$) [LS78] korrigiert. Als A-Faktor für ^{209}Rn wurde, wie in [Bor89], der Mittelwert des bei [Bor89] gemessenen A-Faktors und des von Ulm et al. [UBD] angegebenen Wertes verwendet; dieser beträgt 1072.0 (5) MHz. Der in der Tabelle angegebene Fehler der magnetischen Momente ergibt sich durch lineare Addition der Meßunsicherheit und der abgeschätzten Hyperfeinanomalie, die in der rechten Spalte noch einmal einzeln aufgeführt sind.

6.1.2 Quadrupolmomente

Wie schon bei der Erläuterung der Hyperfeinstrukturformel 5.1 festgestellt wurde, repräsentiert deren rechter Term, mit dem B-Faktor als Koeffizienten, den elektrischen Anteil der Hyperfeinwechselwirkung. Der Zusammenhang zwischen dem B-Faktor und dem spektroskopischen Quadrupolmoment Q_s kann durch die folgende Formel beschrieben werden:

$$B = eQ_s \langle \varphi_{ZZ}(0) \rangle \quad (6.7)$$

Hierbei steht e für die Elementarladung und $\langle \varphi_{ZZ}(0) \rangle$ für den Betrag des Erwartungswertes des von der Elektronenhülle am Kernort erzeugten elektrischen Feldgradienten. Die Unkenntnis von $\langle \varphi_{ZZ}(0) \rangle$ kann, analog zur Berechnung der magnetischen Momente, durch Verhältnisbildung der B-Faktoren mit dem Quadrupolmoment eines Referenzisotops, sofern ein solches bekannt ist, umgangen werden:

$$Q_{s,1} = Q_{s,2} \frac{B_1}{B_2} \quad (6.8)$$

Dies ist jedoch nur sinnvoll, wenn das Quadrupolmoment des Referenzisotops unabhängig von Messungen der Hyperfeinstruktur - z.B. aus den Spektren müonischer Atome - bekannt ist. Im gegenwärtigen Fall beruhen jedoch alle Werte bekannter Quadrupolmomente auf der Abschätzung des elektrischen Feldgradienten [Bor89] im Zustand $6p^5 7s[3/2]_2$. Es bietet sich also an, diesen Weg noch einmal zu beschreiten, da sich so die resultierenden Fehler der Quadrupolmomente nur aus der eigenen Meßunsicherheit der B-Faktoren und der Unsicherheit bei der Abschätzung des Feldgradienten zusammensetzen.

Der Erwartungswert des elektrischen Feldgradienten kann nach Kopfermann [Kop56] für ein alkali-ähnliches Einelektronensystem berechnet werden zu

$$\langle \varphi_{ZZ}(0) \rangle = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2j-1}{2j+2} \cdot \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle \cdot R_r. \quad (6.9)$$

Der Faktor R_r steht für eine relativistische Korrektur. Zur Berechnung des Erwartungswertes von $\langle r^{-3} \rangle$ gibt es zwei unterschiedliche Möglichkeiten. Zum einen kann dies mit Hilfe des Ansatzes von Breit und Wills [BW33] aus der Hyperfeinstruktur erfolgen. Da hierzu jedoch genaue Kenntnis der $np^5 (n+1)s$ -Konfigurationen benötigt wird, welche nicht zur Verfügung steht, wurde der zweite Weg beschritten. Hierbei erfolgt die Berechnung aus der Dublettaufspaltung¹ $\delta\tilde{W}$ der Feinstruktur:

¹Der Begriff Dublettaufspaltung trifft eigentlich nur bei alkali-ähnlichen Spektren zu. Hier handelt es sich jedoch vielmehr um ein erdalkali-ähnliches Spektrum mit einem p-Loch statt eines Elektrons, daher re-

$$\left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle = \frac{4\pi}{\mu_0} \cdot \frac{\delta\bar{W}}{2\mu_B^2 \left(l + \frac{1}{2}\right) Z_i H_r} \quad (6.10)$$

Neben H_r , einer weiteren relativistischen Korrektur, repräsentiert μ_B das Bohrsche Magneton und Z_i die effektive Kernladung, die für ein p-Elektron den Wert $Z - 4$, also 82, annimmt. Die eigentlich auf Einelektronensysteme beschränkte Gleichung von Kopfermann kann im Falle des hier vorliegenden metastabilen $6p^5 7s[3/2]_2$ -Zustandes dennoch verwendet werden, da zum B-Faktor nur der ${}^2P_{3/2}$ -Lochzustand beiträgt. Für die Berechnung des Quadrupolmomentes ergibt sich somit die Beziehung:

$$Q_s = -\frac{2(2j+2)\left(l + \frac{1}{2}\right)}{(2j-1)} \cdot \left(\frac{\mu_B}{ec}\right)^2 \cdot \frac{Z_i H_r}{R_r} \cdot \frac{B}{\delta\bar{W}} \quad (6.11)$$

Hierbei sind $\epsilon_0\mu_0$ durch das Quadrat der Lichtgeschwindigkeit c ersetzt worden. Das negative Vorzeichen berücksichtigt, daß es sich um einen Lochzustand handelt.

Die spektroskopischen Quadrupolmomente wurden durch Einsetzen der folgenden Zahlenwerte berechnet:

$$j = 3/2 \quad \text{und} \quad l = 1$$

$$B \quad \text{aus} \quad \text{Tabelle 5.1}$$

$$\delta\bar{W} = 31356(200) \text{ cm}^{-1}$$

$$\frac{Z_i H_r}{R_r} = 89.55$$

Die Aufspaltung $\delta\bar{W}$ der Feinstruktur zwischen den beiden Zuständen $6p^5 7s[3/2]_2$ und $6p^5 7s[1/2]_0$ wurden dem Tabellenwerk von Moore [Moo71] entnommen. Die Ursache für den relativ großen Fehler liegt darin, daß die Lage für den $6p^5 7s[1/2]_0$ -Zustand nicht gemessen, sondern von Edlen [Edl43] theoretisch abgeschätzt wurde. Das Verhältnis der relativistischen Korrekturen inklusive der effektiven Ladung wurde der Veröffentlichung von Schwartz [Sch57] entnommen.

Die beiden spektroskopischen Quadrupolmomente von ${}^{201}\text{Rn}$ und ${}^{201m}\text{Rn}$ sind in Tabelle 6.2 zusammengestellt. Als B-Faktoren wurden die des metastabilen Ausgangszustandes präsentiert $\delta\bar{W}$ den Abstand zwischen dem 3P_0 - und dem 3P_2 -Niveau innerhalb eines Triplets. Im Grenzfall reiner jj-Kopplung bilden die drei Niveaus des Triplets jedoch praktisch ein Dublett, da die beiden Niveaus 3P_0 und 3P_1 zusammenlaufen und nur noch eine Aufspaltung zwischen diesen beiden und 3P_2 gegeben ist (siehe Abbildung 1¹¹ in [CS53]).

Tabelle 6.2: Die spektroskopischen Quadrupolmomente von $^{201,201m}\text{Rn}$, wie sie mit Hilfe von Gleichung 6.11 berechnet wurden. Der Fehler setzt sich aus dem Meßfehler des B-Faktors und dem relativ großen Fehler aus der Bestimmung des elektrischen Feldgradienten zusammen. Deshalb wurde der Beitrag, der auf Meßunsicherheiten dieser Arbeit beruht, noch einmal extra in der rechten Spalte ausgewiesen.

Isotop	I	Q_s [barn]	$\Delta Q_s(\Delta B)$ [barn]
^{201}Rn	3/2	-1.77 (22)	0.05
^{201m}Rn	13/2	1.53 (17)	0.02

$6p^5 7s[3/2]_2$ aus Tabelle 5.1 verwendet. Neben dem Gesamtfehler aus der Bestimmung des elektrischen Feldgradienten, dessen Unsicherheit mit 10 Prozent abgeschätzt wurde [Bor89], und dem gemessenen B-Faktor ist der reine Meßfehler noch einmal in der rechten Spalte separat ausgewiesen.

Bei den Berechnungen wurde auf die sog. Sternheimer-Korrektur [Ste51], die dem Einfluß eines deformierten Kerns auf die Elektronenhülle Rechnung trägt analog zu [Bor89] verzichtet. Eine Betrachtung der entsprechenden Niveaus beim Xenon [BAN89] im Vergleich zur Messung des Quadrupolmoments über die Hyperfeinstruktur des müonischen ^{131}Xe zeigt, daß die Sternheimer-Korrektur klein ist.

6.2 Die mittleren quadratischen Ladungsradien

Neben den A- und B-Faktoren wurde mit Hilfe der Hyperfeinstrukturanpassung im letzten Kapitel auch die Isotopieverschiebung aus den gemessenen Spektren bestimmt. Dies ist der erste Term in Gleichung 5.1. Die Isotopieverschiebung $\delta\nu_i^{A,A'}$ ist die Verschiebung der Resonanzfrequenz eines optischen Überganges i beim Vergleich zweier Isotope A und A'. Bei Isotopen mit gerader Protonen- und Neutronenzahl ist dies direkt der Frequenzabstand, während bei Isotopen mit Hyperfeinaufspaltung der Schwerpunkt aller Resonanzlinien die Frequenzposition bestimmt.

$$\delta\nu_i^{A,A'} = \nu_i(A') - \nu_i(A) \quad (6.12)$$

Diese Frequenzverschiebung beruht auf zwei verschiedenen Effekten, dem Masseneffekt und dem Kernvolumeneffekt. Der Masseneffekt resultiert aus der Tatsache, daß der Kern nur eine endliche Masse besitzt, weshalb er einen von dieser Kernmasse abhängigen Teil der kinetischen Energie trägt. Bei einem Einelektronensystem kann dies durch

die Einführung der reduzierten Masse berücksichtigt werden. Dieser Anteil heißt daher „normaler“ Masseneffekt. Ein Mehrelektronensystem erfordert aber darüber hinaus die Berücksichtigung der gegenseitigen Beeinflussung der Elektronen untereinander. Sie führt zum „spezifischen“ Masseneffekt. Während diese beiden Terme bei Isotopen leichter Elemente einen beträchtlichen Teil der Isotopieverschiebung ausmachen, treten sie bei schweren Elementen wie Radon deutlich hinter dem sog. Kernvolumeneffekt zurück. Dieser wird durch die unterschiedliche Ladungsverteilung innerhalb der Atomkerne zweier Isotope A und A' verursacht und ermöglicht die Bestimmung der Differenz der mittleren quadratischen Ladungsradien $\delta \langle r^2 \rangle^{A,A'}$.

Die Isotopieverschiebung kann nach Heilig und Steudel [HS74] wie folgt geschrieben werden:

$$\delta \nu_i^{A,A'} = \frac{m_{A'} - m_A}{m_{A'} \cdot m_A} \cdot (m_e \nu_i + M_{SME,i}) + F_i \lambda^{A,A'} \quad (6.13)$$

Der erste Summand dieser Gleichung repräsentiert den Masseneffekt, während der zweite für den Volumeneffekt steht.

Der nukleare Parameter $\lambda^{A,A'}$ enthält die Änderung der Kernladungsverteilungen zwischen zwei Isotopen A und A' . Er kann durch die Summe der Änderungen der Erwartungswerte der geraden Potenzen der Ladungsradien zwischen den Isotopen A und A' beschrieben werden:

$$\lambda^{A,A'} = \delta \langle r^2 \rangle^{A,A'} + \frac{C_2}{C_1} \cdot \delta \langle r^4 \rangle^{A,A'} + \frac{C_3}{C_1} \cdot \delta \langle r^6 \rangle^{A,A'} + \dots \quad (6.14)$$

Die Koeffizienten C_n finden sich bei Seltzer [Sel69]. Sie wurden für K-Röntgenübergänge unter der Annahme einer Fermi-Kernladungsverteilung berechnet und können wegen der weitgehenden Unabhängigkeit der s-Wellenfunktion am Kernort von der Hauptquantenzahl direkt für optische Übergänge verwendet werden.

Der Faktor F_i kann in den elektronischen Faktor E_i und die Funktion $f(Z)$, die relativistische Korrekturen anbringt und der endlichen Ausdehnung der Kernladung Rechnung trägt, zerlegt werden.

$$F_i = E_i \cdot f(Z) \quad (6.15)$$

E_i enthält im wesentlichen die Änderung der nichtrelativistischen Elektronendichte am Ort eines Punktkerns bei einem Übergang i :

$$E_i = \frac{\pi a_0^3 \Delta |\psi(0)_i|^2}{Z} \quad (6.16)$$

Dabei ist a_0 der Bohr'sche Radius. Die Änderung der Elektronendichte $\Delta |\psi(0)_i|^2$ kann für den Fall eines alkali-ähnlichen Einelektronensystems beim Übergang ns nach np (im Fall von Radon gilt $n=7$), zunächst unter Vernachlässigung von Beiträgen der Core-Elektronen, folgendermaßen ersetzt werden:

$$\Delta |\psi(0)_i|^2 = |\psi_s(0)|^2 \cdot \beta_i \quad (6.17)$$

$|\psi_s(0)|^2$ ist dabei die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des ns -Elektrons im metastabilen Ausgangszustand $6p^5 7s[3/2]_2$. Der zusätzlich eingeführte Abschirmungsfaktor β_i berücksichtigt den Einfluß der Änderung der Abschirmung der inneren Elektronen beim Übergang i . Er kann durch Hartree-Fock-Rechnungen bestimmt werden, während die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des s -Elektrons am Kernort $|\psi_s(0)|^2$ mit dem semiempirischen Goudsmit-Fermi-Segré-Ansatz [Kuh69] bestimmt wird.

$$|\psi_s(0)|^2 = \frac{Z}{\pi a_0^3 n_a^3} \cdot \left(1 - \frac{d\sigma}{dn}\right) \quad (6.18)$$

mit: n_a = effektive Quantenzahl

σ = Quantendefekt

wobei: $n = n_a + \sigma$

n_a und $(1 - d\sigma/dn)$ können aus den Energielagen der $6p^5 ns[3/2]_2$ -Zustände (wobei $n = 7, 8, \dots$) bestimmt werden. $d\sigma/dn$ wird dabei nach Kopfermann [Kop56] aus der Rydberg-Ritz-Formel entwickelt:

$$\frac{d\sigma}{dn} = \frac{\frac{d\sigma}{dT}}{\frac{d\sigma}{dT} - \frac{n_a}{2T}} \quad (6.19)$$

Hierbei muß $d\sigma/dT$ aus dem parabolischen Verlauf von σ als Funktion der Termnagen T durch eine Anpassung bestimmt werden.

Die Korrekturfunktion $f(Z)$ kann durch das folgende Verhältnis ausgedrückt werden:

$$f(Z) = \frac{C_{unif}}{\lambda_{unif}} \quad (6.20)$$

Die Isotopieverschiebungskonstante C_{unif} für eine bestimmte Elektronenkonfiguration ist definiert als der Anteil des Kernvolumeneffektes an der Isotopieverschiebung, der durch eine homogen geladene Kugel (daher der Index *unif*) vom Radius $R = R_0 \cdot A^{1/3}$ erzeugt wird, dividiert durch den dazugehörigen elektronischen Faktor E_i . Für s -Elektronen wurde C_{unif} von Blundell et al. [BBP85] durch Lösen der Dirac-Gleichung bestimmt. Der entsprechende nukleare Parameter λ_{unif} kann mit Hilfe von Gleichung 6.14 durch das Einsetzen der angenommenen homogenen Ladungsverteilung berechnet werden.

Letztlich ist es so möglich, den Kernvolumenanteil an der Isotopieverschiebung zu berechnen, so daß hieraus der nukleare Parameter $\lambda^{A,A'}$ folgt. In $\lambda^{A,A'}$ ist gemäß Gleichung 6.14 die Information über die Änderung des quadratischen Ladungsradius $\delta \langle r^2 \rangle^{A,A'}$ enthalten. Zur Extraktion kann die bei Ahmad et al. [AKN88] für Radium beschriebene Prozedur herangezogen werden. Die geraden Momente (der Ordnung n) der Kernladungsradien werden dabei in einen sphärischen Anteil und einen Deformationsanteil zerlegt:

$$\delta \langle r^{2n} \rangle = \delta \langle r^{2n} \rangle_{sph} + \delta \langle r^{2n} \rangle_{def} \quad (6.21)$$

Für reine Quadrupoldeformation läßt sich das schreiben als:

$$\delta \langle r^{2n} \rangle = \frac{5n}{2n+3} \cdot R^{2n-2} \delta \langle r^{2n} \rangle_{sph} + \frac{3n}{4\pi} \cdot R^{2n} \delta \langle \beta^2 \rangle \quad \text{für: } n \geq 2. \quad (6.22)$$

Bis zur dritten Ordnung ausgeschrieben bedeutet dies für den nuklearen Parameter:

$$\lambda^{A,A'} = (1+x) \delta \langle r^{2n} \rangle_{sph} + (1+y) \frac{5}{4\pi} \langle r^{2n} \rangle_{sph} \delta \langle \beta^2 \rangle \quad (6.23)$$

mit

$$x = \frac{10}{7} \frac{C_2}{C_1} \cdot R^2 + \frac{5}{3} \frac{C_3}{C_1} \cdot R^4$$

$$y = 2 \frac{C_2}{C_1} \cdot R^2 + 3 \frac{C_3}{C_1} \cdot R^4$$

Wobei C_i die schon bekannten Seltzer-Koeffizienten sind und R^2 durch den modellabhängigen Ausdruck $\frac{5}{3} \langle r^{2n} \rangle_{sph}$ ersetzt wird. Die Änderung des quadratischen Ladungsradius kann nun aus folgendem Ausdruck berechnet werden:

$$\delta \langle r^2 \rangle = \frac{\lambda^{A,A'} - (x-y) \delta \langle r^2 \rangle_{sph}}{1+y} \quad (6.24)$$

Die Größe $\langle r^2 \rangle_{sph}$ wird mit Hilfe des Droplet-Modelles berechnet und ist im Prinzip vom jeweils verwendeten Parametersatz abhängig. Analog zu [Bor89] wurde für die hier vorliegenden Radien der Parametersatz von Berdichevsky und Tondeur [BT85] verwendet. Die Unterschiede der im Rahmen des Dropletmodells gängigen Parametersätze liegen jedoch unter einem Prozent und sind somit gegenüber anderen Unsicherheiten unerheblich. Darin drückt sich aus, daß die Berücksichtigung der Kernform bei der Korrektur auf höhere radiale Momente nur in Extremfällen von Bedeutung ist.

Die Änderungen der quadratischen Ladungsradien $\delta \langle r^2 \rangle$ wurden genau wie die gemessenen Isotopieverschiebungen relativ zu ^{212}Rn berechnet. Hierzu wurde mit Hilfe der obigen Gleichungen folgendermaßen vorgegangen.

Gemäß Gleichung 6.13 muß zuerst der Kernvolumenanteil an der Isotopieverschiebung bestimmt werden, wozu der Kernmasseneffekt von der gemessenen Isotopieverschiebung subtrahiert wurde. Der normale Masseneffekt kann leicht berechnet werden, so beträgt er z.B. für das Isotopenpaar $^{212,200}\text{Rn}$:

$$\delta\nu_{NME}^{212,200} = 65.5 \text{ MHz}$$

Der spezifische Masseneffekt muß dagegen abgeschätzt werden. Heilig und Steudel [HS74] schätzen für einen $ns \rightarrow np$ -Übergang $\delta\nu_{NME} = 0.3(0.9) \cdot \delta\nu_{SME}$ ab. Hier wurde die etwas großzügigere Abschätzung von [Bor89] für den Übergang $(n-1)p^{-1}ns \rightarrow (n-1)p^{-1}np$ übernommen:

$$\delta\nu_{SME}^{212,A'} = 0(1) \cdot \delta\nu_{NME}^{212,A'}$$

Zur Rechtfertigung einer solchen Abschätzung sollte nicht übersehen werden, daß der Anteil des gesamten Masseneffektes an der Isotopieverschiebung bei den hier untersuchten Isotopen unter einem Prozent liegt und selbst schon fast vernachlässigbar ist.

Zur Bestimmung des elektronischen Faktors E_i wurden n_a und der für $1 - d\sigma/dn$ bei [Bor89] aus den $6p^5 ns[3/2]_2$ -Termlagen bestimmte Wert übernommen:

$$1 - \frac{d\sigma}{dn} = 1.178(9)$$

$$n_a = 1.84975$$

Somit berechnet sich die Wahrscheinlichkeitsdichte für das $7s$ -Elektron am Kernort (Gleichung 6.18) zu:

$$|\psi_{7s}(0)|^2 = 5.09(4) \cdot \frac{1}{a_0}$$

Und aus Gleichung 6.16 folgt schließlich der elektronische Faktor E_i bei Verwendung des Abschirmfaktors β von Aufmuth [Auf85] $\beta = 1.13$:

$$E_{7s[3/2]_2 \rightarrow 7p[3/2]_2} = 0.1861(14)$$

Die Berechnung der Korrekturfunktion $f(Z)$ erfolgte nach Gleichung 6.20, wobei C_{unif} mit Hilfe der bei Blundell et al. angegebenen Methode berechnet wurde, während sich

λ_{unif} , wie schon oben erwähnt, durch Einsetzen der sphärischen homogenen Ladungsverteilung in Gleichung 6.14 ergibt. Der Radius R_0 wurde hierzu entsprechend der Berechnung von C_{unif} [BBP85] mit $R_0 = 1.2$ fm angesetzt. So ergibt sich z.B. $f(Z)$ für das Isotop ^{200}Rn zu:

$$f_{Z=86}^{212,200} = -114.25 \text{ GHz/fm}^2$$

Die Änderung des quadratischen Ladungsradius $\delta \langle r^2 \rangle$ kann unter Verwendung dieser Zahlenwerte sowie der in Tabelle 5.2 aufgeführten gemessenen Isotopieverschiebungen mit Gleichung 6.24 berechnet werden. Die Werte für ^{200}Rn und $^{201,201m}\text{Rn}$ bzgl. des Referenzisotops ^{212}Rn sind in Tabelle 6.3 aufgeführt. Neben dem Gesamtfehler Δ_{tot} sind dort auch die Einzelfehler wie der statistische Fehler Δ_{stat} und der systematische Fehler Δ_{sys} der Unsicherheiten, die sich aus den jeweiligen Unsicherheiten der Isotopieverschiebung ergeben, aufgeführt. Weiterhin ist der Fehler aus der Abschätzung des spezifischen Masseneffektes Δ_{SME} und der Fehler aus der Bestimmung des elektronischen Faktors Δ_{E_i} angegeben. Letzterer wurde pauschal mit fünf Prozent abgeschätzt. Er beinhaltet sowohl die im Laufe der Berechnungen angegebenen Fehler als auch die Unsicherheit des gewählten Verfahrens und überwiegt alle anderen Fehlerbeiträge bei weitem. Der Gesamtfehler ergibt sich aus einer linearen Addition der Einzelfehler. Wegen der Dominanz von Δ_{E_i} im Ge-

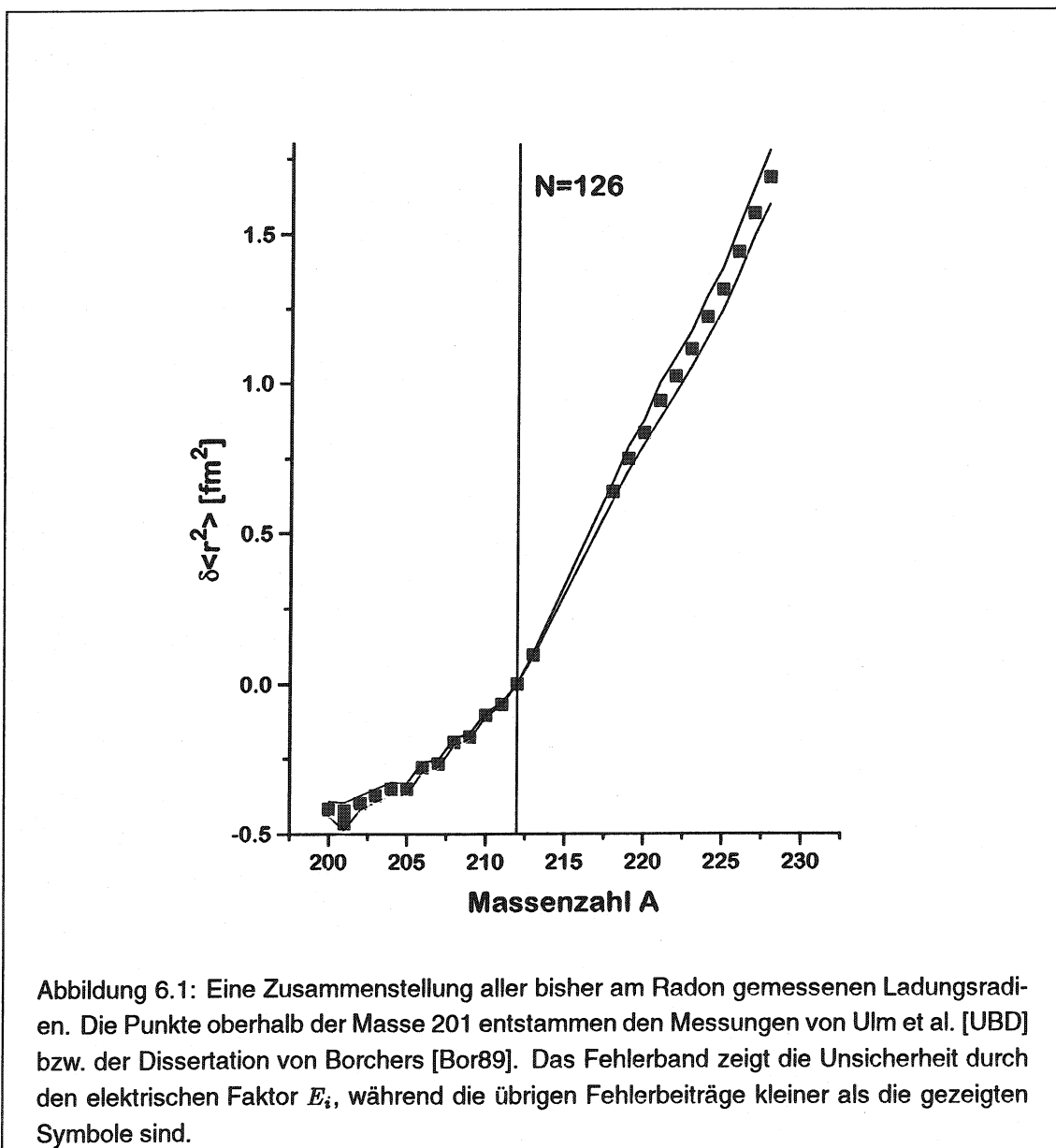
Tabelle 6.3: Die Änderung der quadratischen Ladungsradien von ^{200}Rn und $^{201,201m}\text{Rn}$ bzgl. des Referenzisotops ^{212}Rn . Neben λ , $\delta \langle r^2 \rangle$ und dem dazugehörigen Fehler Δ_{tot} sind auch die Einzelfehler aufgeschlüsselt. Die Einheit für die angegebenen Zahlenwerte ist fm^2 bzw. 10^{-3}fm^2 für die Einzelfehler. Das negative Vorzeichen bei Δ_{sys} soll andeuten, daß der Fehler für neutronenarme Isotope entgegengesetzt zu dem neutronenreicher Isotope anwächst.

Isotop	$\lambda^{212,A'}$	$\delta \langle r^2 \rangle$	Δ_{tot}	Δ_{stat}	Δ_{sys}	Δ_{SME}	Δ_{E_i}
^{200}Rn	-0.3945	-0.416	0.025	0.1	-0.2	3	22
^{201}Rn	-0.4365	-0.464	0.030	3	-0.2	3	24
^{201m}Rn	-0.3974	-0.421	0.026	1	-0.2	3	22

samtfehler sollte an dieser Stelle beachtet werden, daß eine Änderung des elektronischen Faktors E_i lediglich eine Änderung der Skalierung von $\delta \langle r^2 \rangle$ gegenüber dem Referenzisotop bedeutet, daß aber die relative Lage der einzelnen Punkte zueinander unverändert bleibt.

Einen Gesamtüberblick der am Radon gemessenen Ladungsradien bietet Abbildung 6.1. Sie zeigt neben den neuen Werten aus Tabelle 6.3 auch die Ergebnisse von [UBD] und

[Bor89]. Die Fehler ohne die Unsicherheit durch den elektronischen Faktor E_i sind kleiner als die Symbole. ΔE_i ist noch einmal extra durch das Fehlerband angedeutet. Bedingt durch die kleine Isomerieverschiebung liegen die beiden Meßpunkte bei Masse 201 sehr dicht zusammen, wobei der untere dem Grundzustand entspricht.



Kapitel 7

Interpretation der kernphysikalischen Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die erzielten Meßergebnisse kernphysikalisch interpretiert und anschließend mit Ergebnissen anderer, teils experimenteller, teils theoretischer Arbeiten über die Radonisotope bzw. die Isotope der Nachbarelemente verglichen. Im ersten Abschnitt wird insbesondere die Kerndeformation behandelt, die mit den gemessenen Ladungsradien im Zusammenhang steht, während im zweiten Teil auf die gemessenen Kernmomente und die Spins von $^{201,201m}\text{Rn}$ eingegangen wird.

7.1 Radien und Deformation

Die räumliche Ausdehnung eines Atomkerns ist eine ebenso fundamentale Größe wie dessen Masse. Im Laufe der letzten Jahrzehnte hat eine ständige Weiterentwicklung von Kernmodellen stattgefunden, um diese Größen quantitativ zu beschreiben.

Eine vollständige quantenmechanische Behandlung ist für ein Vielteilchenproblem, wie es ein Atomkern darstellt, nicht möglich. Aus diesem Grund greifen die meisten theoretischen Ansätze auf „makroskopische“ Beschreibungen zurück, die in Analogie zu einer Flüssigkeit den Atomkern als ein Tröpfchen aus „Kernmaterie“ auffassen. Zur Berücksichtigung quantenmechanischer Phänomene werden dann anschließend entsprechende „mikroskopische“ Korrekturterme hinzugefügt.

Durch die Schalenstruktur des Kernaufbaus wird die mathematische Beschreibung zusätz-

lich vereinfacht. Ähnlich dem Aufbau der atomaren Elektronenhülle werden die Schalen sukzessive mit Nukleonen aufgefüllt. Da Protonen und Neutronen unterscheidbar sind, gibt es sowohl Protonen- als auch Neutronenschalen, die sich durch die Coulomb-Wechselwirkung mit wachsendem Z gegeneinander verschieben. Kerne mit abgeschlossenen Nukleonenschalen sind energetisch besonders ausgezeichnet. Die Anzahl der Nukleonen solcher Kerne entspricht gerade den „magischen Zahlen“. Kerne, bei denen sowohl die Protonen- als auch die Neutronenschalen abgeschlossen sind, bezeichnet man als „doppelt magisch“. Die abgeschlossenen Schalen haben einen Gesamtspin von Null und sind sphärisch. Zur äußeren Struktur der Atomkerne tragen daher hauptsächlich Nukleonen bei, die sich außerhalb einer abgeschlossenen Schale befinden.

Im Rahmen des von Weizsäcker entwickelten Tröpfchenmodells [Wei35] ist die Materie innerhalb des Kerns nicht komprimierbar, daher wird die Dichte als über das Kernvolumen konstant angenommen. Hieraus folgt dann unmittelbar, daß der Kernradius proportional zur dritten Wurzel der Anzahl der Nukleonen, also zu $A^{\frac{1}{3}}$ ist. Eine Weiterentwicklung erfuhr das Tröpfchenmodell in den 60er und 70er Jahren durch das Droplet-Modell von Myers und Swiatecki [MS69] [Mye69] [Mye77], das z.B. eine Variation der Protonen- und Neutronendichte zuläßt, wodurch ein Atomkern sowohl einen Protonen- als auch einen Neutronenradius erhält. Kerne mit einem bedeutenden Neutronenüberschuß bilden danach eine Neutronenhaut aus. Die innerhalb dieses Ansatzes verwendeten Koeffizienten wurden durch Anpassung der Massenformel an experimentelle Daten ermittelt. Eine zusätzliche Verbesserung dieser Modelle brachte das ebenfalls Ende der 60er Jahre von Strutinsky entwickelte Verfahren zur Korrektur von Schaleneffekten [Str66] [Str67] [Str68].

Später wurden dann neben weiteren Ergänzungen des Droplet-Modells auch neue Parametersätze von Myers und Schmidt [MS83] und Berdichevsky und Tondeur [BT85] durch neue Anpassungen errechnet, wobei das Bestreben war, auch die experimentell gefundenen Ladungsradien neben den Atommassen richtig zu beschreiben.

Das 1984 von Möller et al. [MMS84] entwickelte Finite-Range Droplet Modell (FRDM) stellt eine weitere Verbesserung dar. Es kombiniert das Droplet-Modell mit dem folded-Yukawa-Ansatz, der eine endliche Reichweite der Nukleonenwechselwirkung bei der Berechnung der Oberflächenenergie berücksichtigt.

All diese verschiedenen Droplet-Ansätze bzw. Parametersätze bieten die Möglichkeit, Kernradien zu berechnen. Allerdings sind die Ergebnisse modell- bzw. parameterabhängig, d.h. man erhält für denselben Kern unterschiedliche Vorhersagen sowohl für die Absolutwerte der Radien als auch für ihre Abhängigkeit von der Neutronenzahl. Im Vergleich mit experimentellen Daten zeigt sich, daß die verschiedenen Ansätze jeweils in

bestimmten Bereichen der Nuklidkarte besonders gute Ergebnisse liefern.

Die Schalenkorrekturen, die von Einteilchenzuständen in einem deformierten mittleren Potential ausgehen [Nil55], können zu einer deformierten Gleichgewichtsgestalt des Kerns führen. Sie wird durch einen Deformationsparameter β_2 beschrieben, mit dem die Kernoberfläche durch

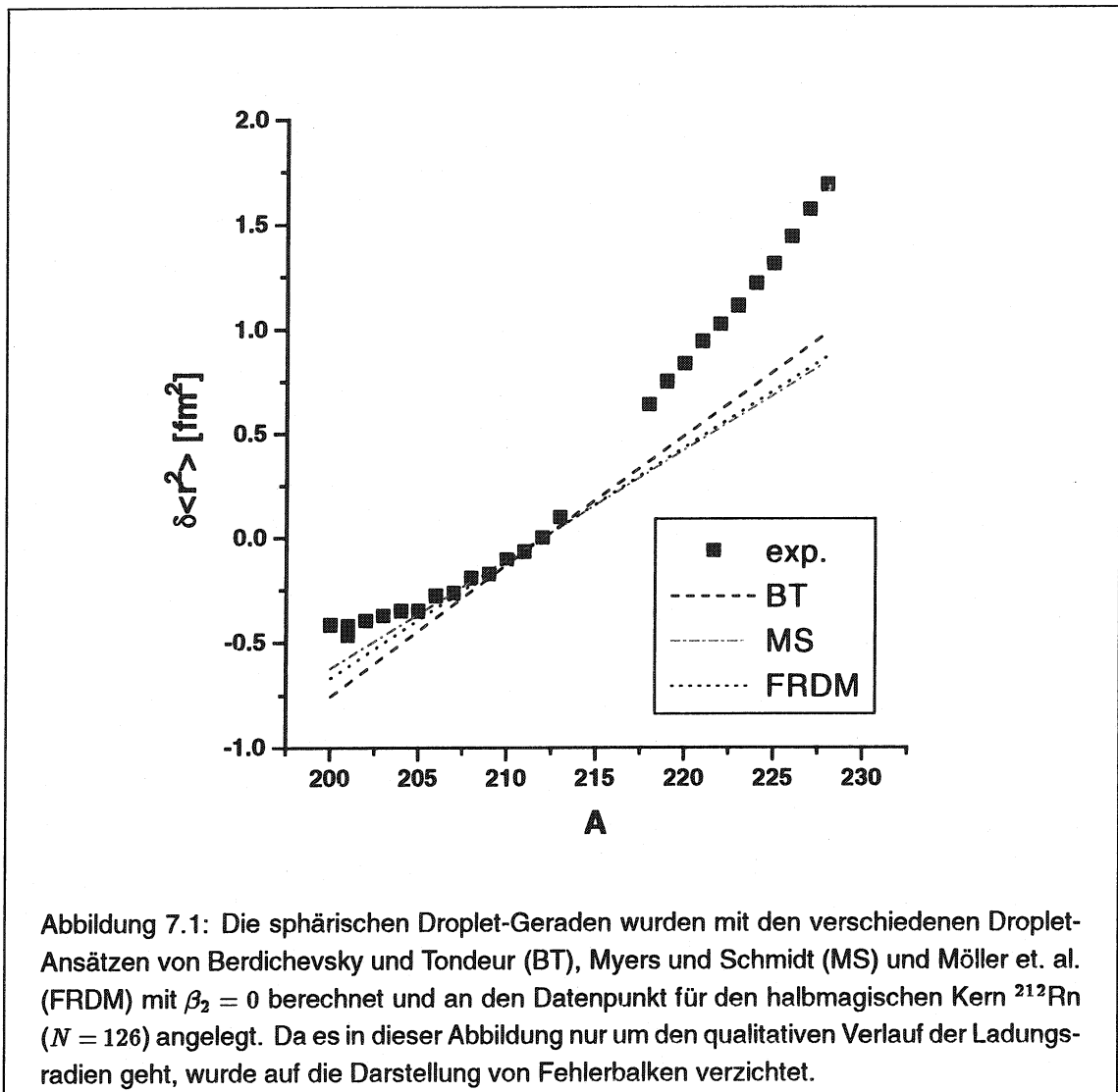
$$r(\Theta) = R(1 + \beta_2 \cdot Y_{20}(\Theta))$$

charakterisiert wird. Eine solche (Quadrupol-) Deformation beeinflusst unmittelbar den mittleren quadratischen Radius des Kerns. Im einfachsten Fall eines Tröpfchens mit scharfer Oberfläche ist

$$\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_{sph} \left(1 + \frac{5}{4\pi} \beta_2^2 \right).$$

Dabei gibt $\langle r^2 \rangle_{sph}$ den mittleren quadratischen Radius eines sphärischen Kerns mit gleichem Volumen an. Entsprechende Beziehungen im Rahmen des verfeinerten Droplet-Modells findet man in [MS83]. Zu beachten ist in diesem Bild, daß die Radien nicht zwischen statischen und dynamischen Deformationseffekten unterscheiden können, d.h. β_2^2 eigentlich durch $\langle \beta_2^2 \rangle \geq \beta_2^2$ zu ersetzen wäre. Im folgenden wird zwischen diesen beiden Größen nur dort unterschieden, wo es für das Verständnis notwendig ist. Die Betrachtung des Parameters β_2 ist hier von besonderem Interesse, da für Radon-Isotope mit $A < 202$ verschiedene Modellrechnungen das Auftreten starker Deformation vorhersagen. Eine direkte Messung von β_2 ist allerdings nicht möglich, da es keine Observable, sondern eine reine Modellgröße darstellt. Allerdings kann, da innerhalb des Droplet-Modells der Radius für sphärische Kerngestalt praktisch linear mit der Neutronenzahl anwächst, ein Deformationsanteil absepariert werden, der proportional zu $\langle \beta_2^2 \rangle$ ist, solange man nur Quadrupoldeformationen betrachtet. Zur Bestimmung des Deformationsparameters muß dann β_2 jeweils so gewählt werden, daß es die experimentell gefundenen Radien innerhalb eines Modells reproduziert.

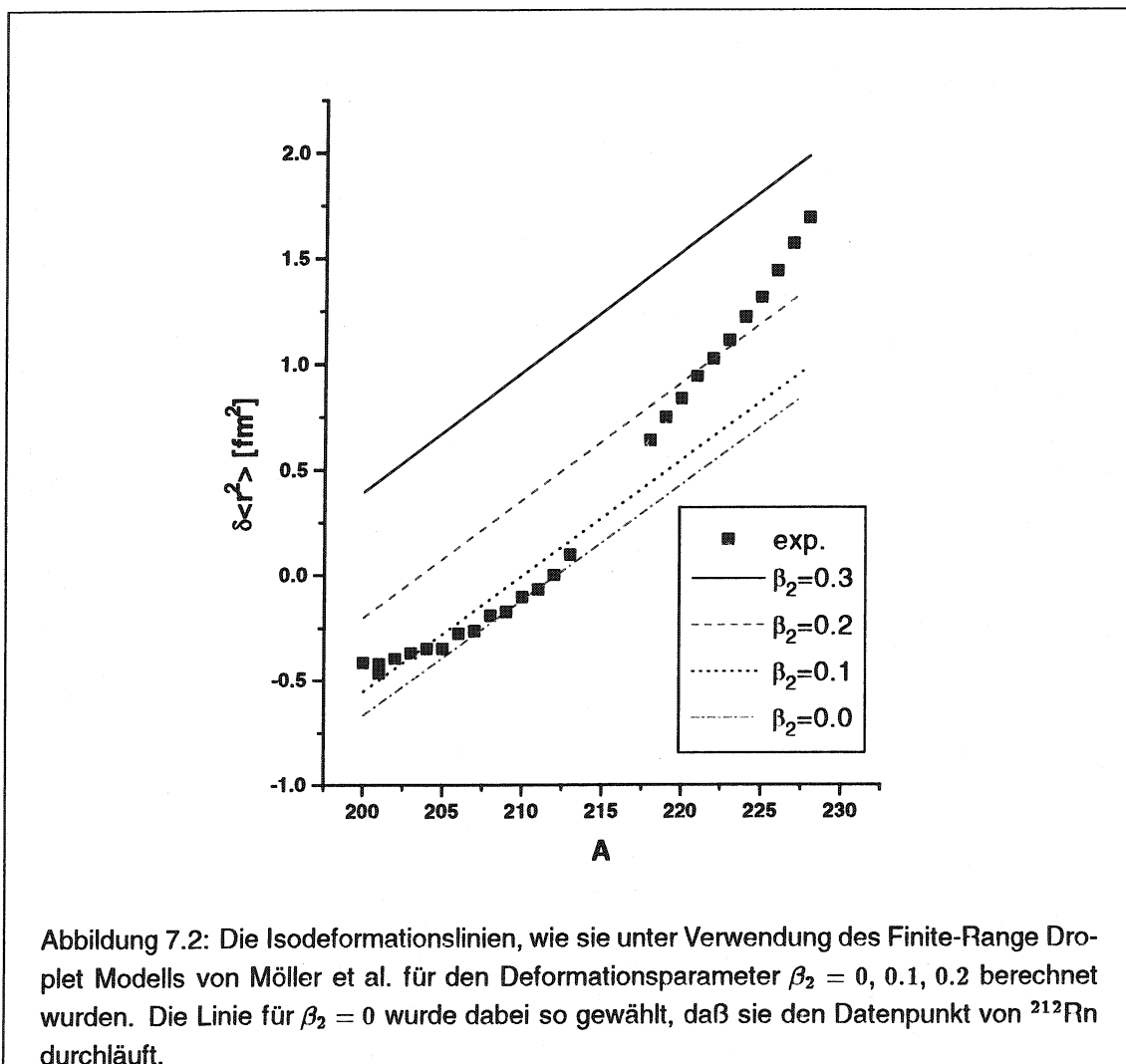
Um den besten Modellansatz für Radon zu finden und die Modellabhängigkeit des mit den Radien in Verbindung gebrachten Deformationsparameters deutlich zu machen, wurden in Abbildung 7.1 die jeweiligen Isodeformationslinien für $\beta_2 = 0$ mit den drei oben erwähnten Ansätzen derart berechnet, daß sie durch den Datenpunkt von ^{212}Rn ($N = 126$) laufen. Die Steigungen der einzelnen Geraden betragen $0.061 \text{ fm}^2/\text{Neutron}$ für den Parametersatz von Berdichevsky und Tondeur, während die beiden anderen Geraden mit $0.053 \text{ fm}^2/\text{Neutron}$ für die Parameter von Myers und Schmidt und $0.054 \text{ fm}^2/\text{Neutron}$ für den Finite-Range-Ansatz deutlich flacher verlaufen.



Wie bereits bei [Bor89] beschrieben, geben Ahmad et al. [AKN88] dem Parametersatz von Berdichevsky und Tondeur nach einem Vergleich von Radien, $B(E2)$ -Werten und 2^+ -Energien für Blei den Vorzug für Elemente oberhalb von $Z = 82$. Für die hier folgende Diskussion erscheint es aber sinnvoller, den FRDM-Ansatz zu wählen. Dieser geht in seinem theoretischen Konzept über das ursprüngliche Droplet-Modell hinaus und bietet sich auch wegen seiner guten Übereinstimmung in den globalen Massenberechnungen mit experimentellen Ergebnissen an. Die entsprechende sphärische Droplet-Gerade (in Abbildung 7.1 bzw. 7.2) beschreibt den Verlauf der Radien um $N = 126$ von ^{212}Rn zu niedrigeren Neutronenzahlen hin ebenfalls recht gut. Bezieht man weiter die im Rahmen des FRDM berechneten Deformationen mit ein, so ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den Radien bis einschließlich $N = 116$ bei ^{202}Rn . Das wird aus Abbildung 7.5 deutlich, in der die Radien umgekehrt durch entsprechende Werte des Deformationsparameters β_2

dargestellt sind.

Zur Illustration der Entwicklung des modellabhängigen Deformationsparameters¹ β_2 vom Neutronenschalenabschluß bei ^{212}Rn zum neutronenarmen ^{200}Rn bzw. zum neutronenreichen ^{228}Rn dienen die in Abbildung 7.2 gezeigten Isodeformationslinien mit $\beta_2 = 0, 0.1, 0.2$. Man kann ablesen, welche Werte der Deformationsparameter im FRDM an-



nimmt. Diese sind, entsprechend Abbildung 7.1, im Bereich der neu gemessenen Isotope niedriger als nach Berdichevsky und Tondeur (siehe [Bor89]). Eine Zusammenstellung der aus den gemessenen Radien extrahierten β_2 -Werte für die beiden Modellansätze gibt Tabelle 7.1. Auch wenn nun weiter im Rahmen des FRDM argumentiert wird, sind die wesentlichen Ergebnisse schließlich nicht von der speziellen Wahl des Droplet-Modellansatzes abhängig.

¹Im folgenden ist bei Zahlenwerten von β_2 immer der Absolutbetrag gemeint, es sei denn, ein Vorzeichen

Tabelle 7.1: Die experimentellen β_2 -Werte, wie sie mit Hilfe der Ansätze BT und FRDM berechnet wurden.

Isotop	β_2 (BT)	β_2 (FRDM)
^{200}Rn	0.172	0.148
^{201}Rn	0.142	0.113
^{201m}Rn	0.152	0.129

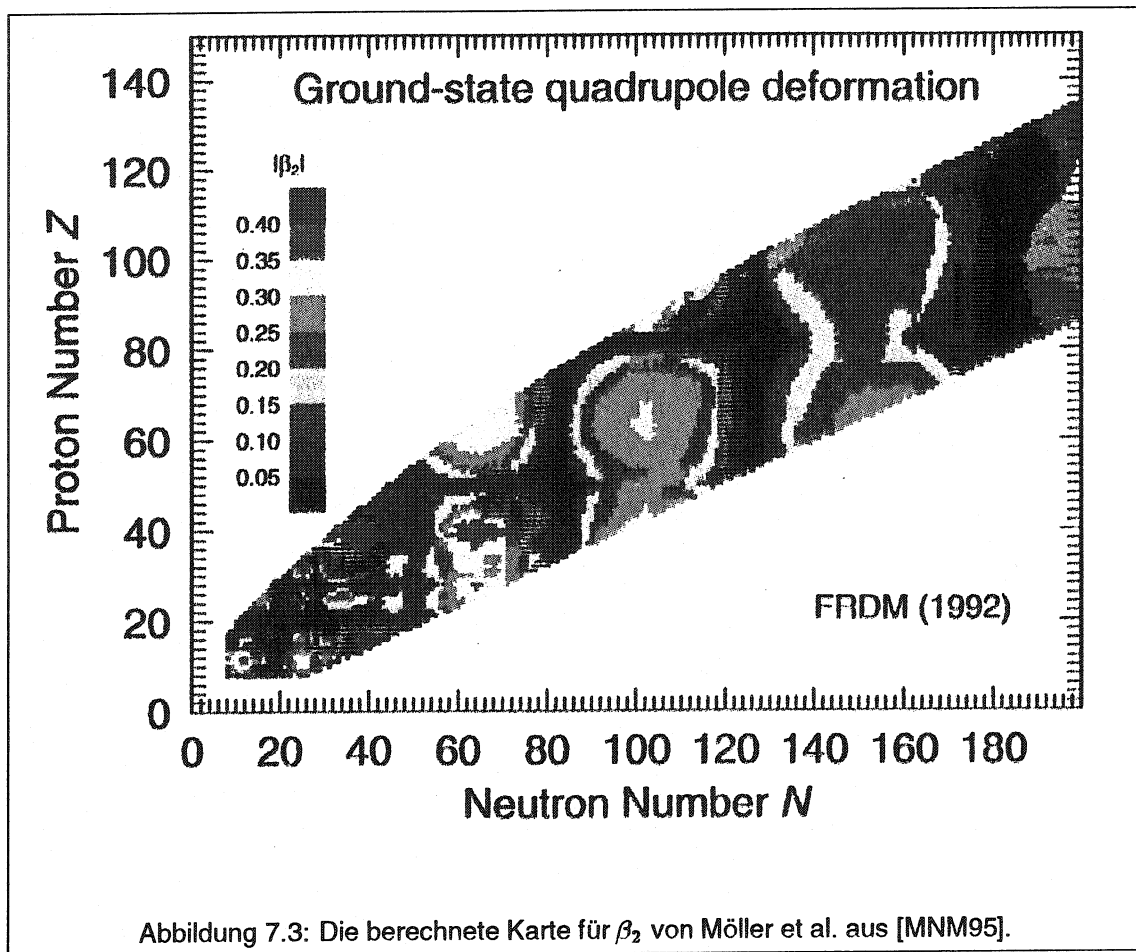
7.1.1 Vergleich der Deformation mit theoretischen Berechnungen

Um die aus den Radien gewonnenen Deformationen mit Berechnungen aus theoretischen Modellen zu vergleichen, bieten sich zunächst globale Vorhersagen von Kernmassen sowie von Radien und Deformationen an. Als global sollen in diesem Zusammenhang Modelle gelten, die Berechnungen über die ganze bekannte Nuklidkarte bzw. sogar über sie hinaus anbieten. Neben den neuesten Berechnungen von Möller et al. mit dem Finite-Range Droplet Modell [MNM95] kann hier auch der Extended Thomas-Fermi plus Strutinsky Integral-Ansatz (ETFSI) von Dutta et al. [DAP86] herangezogen werden. Darüber hinaus ist es interessant, einen Vergleich mit detaillierten lokalen Modellrechnungen zu ziehen, die sich auf ein spezielles Gebiet beschränken. Für Radon kommen hierfür die Berechnungen zu Kerndeformationen zwischen Gold und Radium von Satula et al. [SCN91] in Frage.

Das Finite-Range Droplet Modell (FRDM)

Den wohl am weitesten verbreiteten Ansatz zur theoretischen Vorhersage von Massen und Deformationen stellen die FRDM-Berechnungen von Möller et al. [MMS84] dar. Hierin wird für die neutronenarmen Isotope der leichten Aktinide ein Gebiet starker Deformation vorhergesagt. Für die Entwicklung des Deformationsparameters β_2 bedeutet dies, daß er am Neutronenschalenabschluß $N = 126$ mit $\beta_2 = 0$ beginnt und mit abnehmender Neutronenzahl bis $N = 116$ allmählich auf $\beta_2 = 0.104$ ansteigt. Beim Entfernen weiterer Neutronen wird dann ein sprunghafter Anstieg auf $\beta_2 = 0.199$ für ^{201}Rn bzw. $\beta_2 = 0.207$ für ^{200}Rn erwartet. Diese Vorhersage initiierte die Durchführung einiger Experimente, auf deren Ergebnisse noch eingegangen wird. Abbildung 7.3 zeigt die für die gesamte Nuklidkarte gemachten Berechnungen. Neben den anderen weitgehend bekannten Deformationsgebieten zeigt die Karte auch das experimentell noch nicht erreichte im Bereich $N < 126$

ist explizit angegeben.



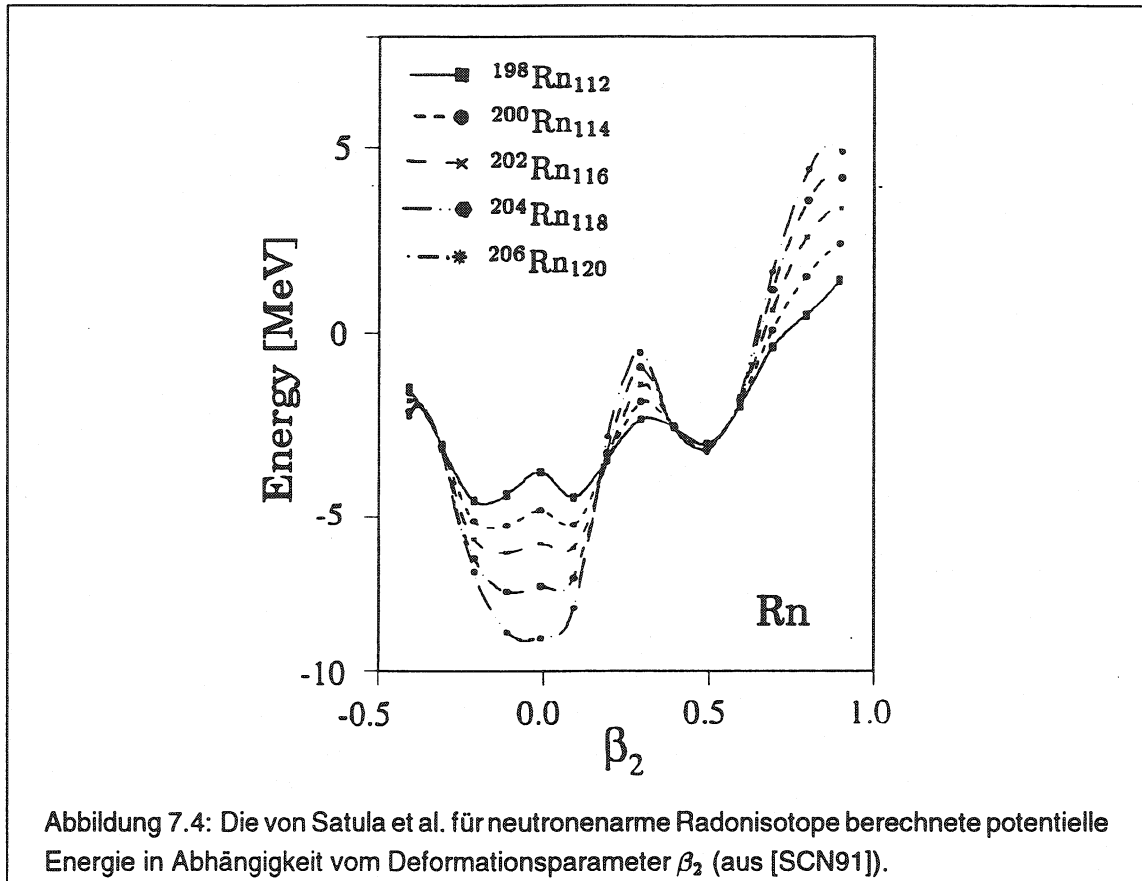
und $Z > 82$, dessen Beginn im Fall von Radon bei $N = 115$ postuliert wird.

Das Extended Thomas-Fermi plus Strutinsky Integral Modell (ETFSI)

Der ETFSI-Ansatz stellt eine weitere etablierte Methode zur Berechnung von Massen und Radien dar. Er wurde 1986 von Dutta et al. entwickelt [DAP86]. Im Gegensatz zu dem makroskopisch-mikroskopischen Ansatz des FRDM beruhen diese Berechnungen ausschließlich auf mikroskopischen Kräften. Hierbei werden die ETF-Rechnungen, welche eine semi-empirische Näherung eines Hartree-Fock-Ansatzes darstellen, mit Schalenkorrekturen durch den Strutinsky Integral-Ansatz versehen. Im letzten Jahr wurden von Aboussir et al. [APD95] Berechnungen für Massen, Radien und Deformationen veröffentlicht. Auch diese erwarten einen sprunghaften Anstieg des Deformationsparameters β_2 , allerdings erst zwischen ^{201}Rn und ^{200}Rn , wo eine Änderung von 0.12 nach 0.23 erfolgen soll.

Berechnung zur Kerndeformation im Gebiet zwischen Gold und Radium

Im Rahmen der theoretischen Untersuchungen über Superdeformation im Gebiet um Blei ($Z = 82$) wurde von Satula et al. die potentielle Energie in Abhängigkeit vom Deformationsparameter β_2 u.a. für neutronenarme Radon-Isotope berechnet [SCN91]. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.4 wiedergegeben. Man sieht deutlich ein flaches Grundzustandsmi-

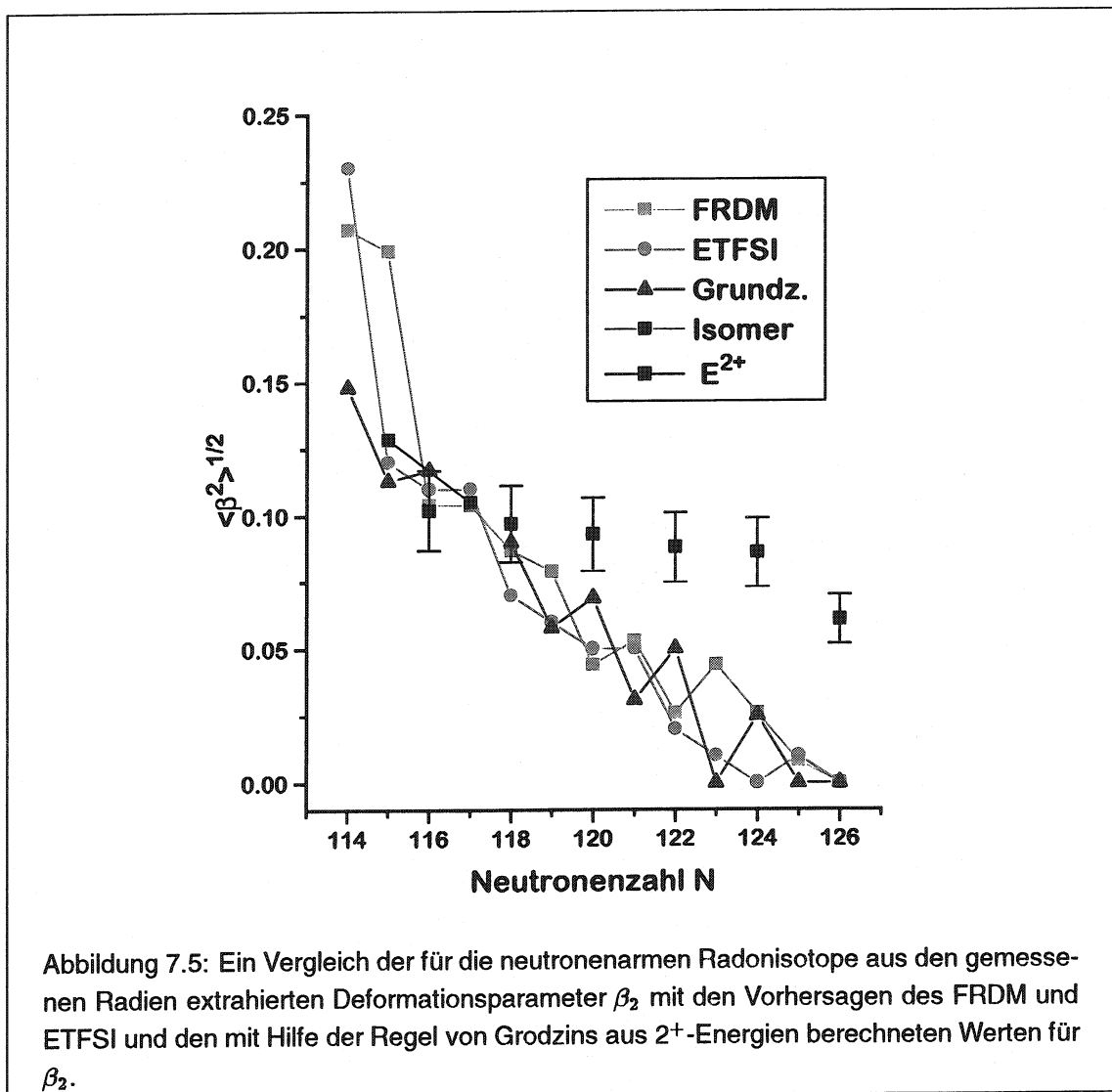


nimum, das sich mit abnehmender Neutronenzahl um β_2 kontinuierlich verbreitert. Dieses Aufweichen der sphärischen Kernform mit zunehmender Entfernung vom Schalenabschluß bei $N = 126$ entspricht qualitativ dem Verlauf der gemessenen Radien, wenn man die daraus extrahierten Deformationen als dynamische $\langle \beta_2^2 \rangle^{1/2}$ entsprechend den Nullpunktsschwingungen der Kernform interpretiert. Hinweise auf einen ausgeprägten Deformationssprung sind in dieser lokalen Berechnung nicht enthalten.

Resümee

Der Verlauf von β_2 im Bereich der neutronenarmen Radonisotope ist in Abbildung 7.5 für die genannten globalen Rechnungen und die der Droplet-Beschreibung der Radien entsprechenden experimentellen Werte graphisch zusammengestellt. Zusätzlich wurden noch die

aus den 2^+ -Energien mit Hilfe der Grodzins-Regel [Gro62] berechneten Werte für β_2 eingetragen. Auf die Diskrepanz zwischen dem Verlauf der letzteren Werte mit den übrigen



soll im folgenden kurz eingegangen werden. Die Beziehung zwischen β_2 und den 2^+ -Energien ist prinzipiell stark modellabhängig. Zu bevorzugen wäre der Vergleich mit experimentell bestimmten $B(E2)$ -Werten, die unter weitgehend realistischen Annahmen direkt mit $\langle \beta_2^2 \rangle$ in Verbindung gebracht werden können. Hier beruht dieser Vergleich auf einer semi-empirischen generellen Beziehung zwischen den 2^+ -Energien und den $B(E2)$ -Werten. Dazu wurden die in Raman et al. [RNK89] angegebenen Formeln unter Verwendung der Regel von Grodzins [Gro62] benutzt. Eine direkte Überprüfung dieser Formel bzw. eine Anpassung innerhalb des Fehlerspielraumes von 30% ist leider nicht möglich, da für den Bereich der neutronenarmen Radon-Isotope bisher keine $B(E2)$ -Werte experimentell bestimmt wurden. Allerdings gibt es einige Meßwerte im Bereich der neutronen-

armen Blei-, Quecksilber- und Platin-Isotope. Ein Vergleich der gemessenen $B(E2)$ -Werte mit den berechneten zeigt dort, daß die in die Berechnungen eingehende Annahme, daß das Produkt $B(E2) \cdot E_{2+} \cdot A$ konstant ist, nur als grobe Näherung gelten kann. Experimentell findet man für die Werte dieses Produkts eine mit zunehmender Neutronenzahl stark fallende Gerade. Dies führt dazu, daß die Werte für β_2^2 , welche direkt proportional zu den $B(E2)$ -Werten sind, für die Isotope nahe des Schalenabschlusses bei $N = 126$ deutlich zu groß und für Isotope mit niedriger Neutronenzahlen etwas zu klein vorhergesagt werden. Damit ist die in Abbildung 7.5 zutage tretende Diskrepanz praktisch aufgehoben.

Der von beiden globalen Modellen vorhergesagte, sprunghafte Anstieg der Deformation müßte auch in den Radien deutlich sichtbar sein. Er kann jedoch durch die experimentellen Ergebnisse nicht bestätigt werden. Er tritt weder zwischen ^{202}Rn und ^{201}Rn noch zwischen ^{201}Rn und ^{200}Rn auf. Stattdessen ist ein weiteres kontinuierliches Abweichen vom Verlauf für sphärische Kerne zu beobachten. Obwohl beide Modelle mit lediglich 9 bzw. 8 Parametern ca. 1500 Atommassen sehr gut berechnen, scheinen dennoch Defizite bei der Berechnung von Details in den Änderungen der Kernstruktur zu bestehen. Besonders das Einsetzen starker Deformation wird oft nicht in der richtigen Weise bzw. nicht genau an der richtigen Stelle vorausgesagt. Z.B. ergeben die Rechnungen im Bereich der Seltenen Erden bei Europium bis Holmium zwischen $N = 88$ und $N = 90$ [Neu88] eher einen kontinuierlichen Verlauf oder im Bereich Strontium - Zirkon tritt der berechnete Deformationssprung zwischen $N = 53$ und $N = 56$ in Wirklichkeit zwischen $N = 58$ und $N = 60$ auf. Auch für den Fall, daß ein vorhergesagter Sprung überhaupt nicht auftritt, gibt es Beispiele bei Krypton und Strontium. Dort wird - noch viel drastischer als bei Radon - für neutronenarme Isotope ein Deformationssprung bei $N = 42$ von $\beta_2 = 0.05$ auf $\beta_2 = 0.43$ berechnet, wogegen experimentelle Daten einen kontinuierlichen Verlauf anzeigen² [KAB95].

Es ist daher unsicher, ob bei Radon tatsächlich ein plötzlicher Einsatz starker Deformation bei noch leichteren Kernen auftreten wird, oder ob sich ein kontinuierlicher Übergang schon in den vorhandenen Daten andeutet.

Die Diskrepanz zwischen experimentellen Ergebnissen und den Berechnungen globaler Modelle ist nicht besonders überraschend, wenn man bedenkt, daß diese sehr empfindlich von Schaleneffekten wie den Einteilchenenergien der Nilsson-Orbitale abhängen. Daher sind Modelle, die nur lokale Vorhersagen treffen und ihre Parameter an die lokalen Gegebenheiten anpassen, bei solchen Rechnungen im Vorteil.

Interessant scheint in diesem Zusammenhang noch eine Veröffentlichung aus dem Jahre

²Die hier gemachten Zahlenangaben beziehen sich auf das FRDM, qualitativ sind die Aussagen jedoch auch für Rechnungen mit dem ETFSI-Ansatz zutreffend.

1963 von Marshalek et al. [MWS63], in der ebenfalls ein Deformationsgebiet in der Region $N < 126, Z > 82$ vorhergesagt wird, allerdings mit einem stetigen Anstieg.

7.1.2 Vergleich mit lokalen Rechnungen bzw. Messungen

In diesem Abschnitt sollen die gemessenen Radien und die daraus gewonnenen Informationen über Deformationen mit Ergebnissen anderer Experimente sowie evtl. diese begleitende Rechnungen verglichen werden.

Vergleich mit den Radien der Nachbarelemente

Zur Einordnung der Ladungsradien in die Systematik unter- und oberhalb des Protonenschalenabschlusses bei Blei ($Z = 82$) sind in Abbildung 7.6 die quadratischen Ladungsradien $\langle r^2 \rangle$ für die Isotopenketten der Elemente mit gerader Protonenzahl von Platin ($Z = 78$) bis Radon ($Z = 86$) aufgetragen. Die gezeigten Absolutradien wurden dabei aus verschiedenen experimentell gewonnenen $\delta \langle r^2 \rangle$ -Messungen berechnet, indem diese zu dem bei $N = 126$ mit Hilfe des Droplet-Modells und der Annahme $\beta_2 = 0$ berechneten Werten für $\langle r^2 \rangle$ addiert wurden. Im Falle von Platin, für das kein Meßwert am Neutronenschalenabschluß verfügbar ist, wurde stattdessen $\langle r^2 \rangle^{194\text{Pt}}$ mit $\beta_2 = 0.1434$ [HBB92] berechnet. Die Radien für Blei verlaufen von $N = 126$ abwärts bis $N = 112$ nahezu auf einer Geraden. Unterhalb von $N = 112$ ist dann ein leichter Trend weg von diesem geraden, sphärischen Kernen entsprechenden Verlauf zu größeren Radien zu erkennen. Beim Passieren des Schalenabschlusses $N = 126$ ist der hierfür typische Knick zwischen dem Verlauf der Radien oberhalb und der unterhalb zu erkennen. Wie schon an anderer Stelle [Ott89] diskutiert wurde, ist dieser Knick bei $N = 126$ im Vergleich zu anderen magischen Neutronenzahlen ($N = 50, N = 82$) nicht sehr ausgeprägt. Die Radien von Polonium und Quecksilber laufen weitgehend parallel zum Blei, wobei allerdings bei Polonium nur relativ wenige Datenpunkte zur Verfügung stehen und bei Quecksilber das Abweichen von der Geraden nur im Bereich der Kernformkoexistenz (unterhalb von $N = 106$) deutlich ist. Im Falle von Radon, das bereits vier Protonen vom Schalenabschluß entfernt ist, setzt der Trend zu größeren Radien bzw. zu leichter Deformation bereits deutlich früher, nämlich ab $N = 120$, ein. Der Grund hierfür liegt wohl in der größeren Entfernung vom Protonenschalenabschluß und dem damit verbundenen Aufweichen der sphärischen Kernform. Als Anzeichen für beginnende starke Deformation ist dieser Effekt jedoch deutlich zu schwach. Beim Platin ist der Bereich unmittelbar unterhalb von $N = 126$ nicht untersucht. Ab $N = 120$ bis $N = 114$ ist ein paralleler Verlauf der Radien zu denen beim Blei

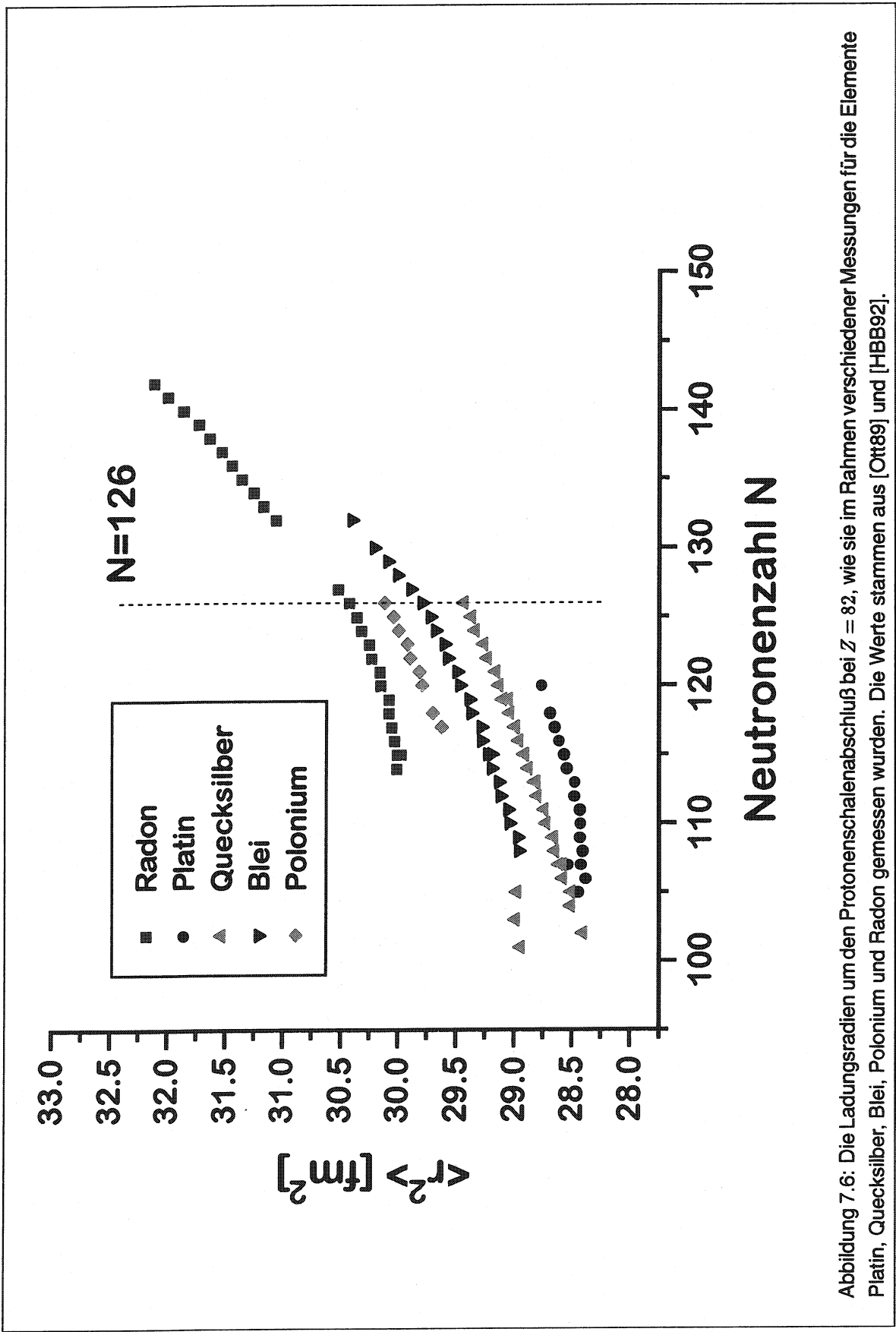


Abbildung 7.6: Die Ladungsradien um den Protonenschalenabschluß bei $Z = 82$, wie sie im Rahmen verschiedener Messungen für die Elemente Platin, Quecksilber, Blei, Polonium und Radon gemessen wurden. Die Werte stammen aus [Ott89] und [HBB92].

zu erkennen, bevor dann die Datenpunkte, ähnlich wie bei Radon, deutlich vom Trend der anderen Meßkurven hin zu größeren Radien abweichen. Diese Abweichung wurde von Hilberath et al. [HBB92] untersucht und kann durch ein stetiges Ansteigen von β_2 mit abnehmender Neutronenzahl und somit einer graduellen Veränderung der Kernform erklärt werden.

Das odd-even staggering

Beim Betrachten des Verlaufes der Radien vom Neutronenschalenabschluß $N = 126$ zu den leichteren Isotopen ist ein zunehmendes „odd-even-staggering“ (OES) festzustellen. Damit ist die Differenz des Ladungsradius eines Isotops mit ungerader Neutronenzahl und dem Mittelwert der Radien seiner geradzahlig Nachbarisotope gemeint. Als normales OES wird der Fall bezeichnet, in dem, wie auch hier, die Radien der ungeraden Isotope kleiner sind. Ein invertiertes OES kann bei einigen neutronenreichen Radon- und Radiumisotopen beobachtet werden und wird als Hinweis auf eine vorliegende Oktopoldeformation verstanden. Hierauf wird in [AKN88] und bei Borchers [Bor89] näher eingegangen. Das OES kann mit Hilfe des OES-Parameters D beschrieben werden, der wie folgt definiert ist:

$$\begin{aligned} D &= \langle r^2 \rangle^A - \frac{1}{2} \left(\langle r^2 \rangle^{A-1} + \langle r^2 \rangle^{A+1} \right) \\ &= \delta \langle r^2 \rangle^{A-1,A} - \frac{1}{2} \delta \langle r^2 \rangle^{A-1,A+1} \end{aligned} \quad (7.1)$$

$A =$ ungerade Massenzahl

Neben dem OES-Parameter für Radon wurde in Abbildung 7.7 auch der für Blei gegen die Neutronenzahl N aufgetragen, wobei ein bemerkenswert ähnlicher Verlauf festgestellt werden kann, die Werte liegen für $N = 125$ und $N = 123$ direkt aufeinander. Zur qualitativen Erklärung dieses Phänomens gibt es folgenden Ansatz. Bei Systemen gerader Neutronenzahl N mit Vibrationscharakter tritt ein Paarungseffekt für die kollektive potentielle Energie auf, was zu einem größeren Wert für $\langle \beta_2^2 \rangle^{1/2}$ als bei den Nachbarkernen mit ungeradem N [RS71] [Zaw85] führt. Die Behinderung dieses Paarungseffekts durch das ungepaarte Neutron heißt „blocking“. Die Größe des OES hängt hierbei auch vom jeweiligen Orbital des ungepaarten Neutrons ab.

Der in Abbildung 7.7 gezeigte Verlauf des OES unterstützt bei Betrachtung der Grundzustandsradien die qualitative Erklärung, allerdings nimmt das (negative) staggering vom Schalenabschluß bei $N = 126$ unabhängig vom Zustand des jeweiligen Neutrons ($p_{1/2}$,

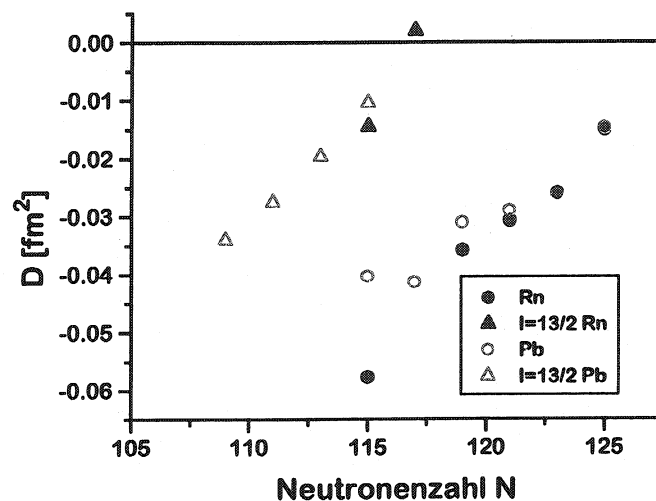


Abbildung 7.7: Die Entwicklung des in Gleichung 7.1 definierten OES-Parameters bei den neutronenarmen Radon- und Bleiisotopen; die Isotope mit $i_{13/2}$ -Neutronenzustand sind jeweils besonders gekennzeichnet.

$f_{5/2}$ und $p_{3/2}$) stetig zu. Ähnlich und davon unabhängig verhalten sich die Neutronen des isomeren $i_{13/2}$ -Zustands. So beginnt deren OES erneut bei kleinen Werten und steigt mit zunehmender Entvölkerung der Unterschale zur Schalenmitte hin kontinuierlich an.

Bei Dutta et al. [DKK91] wird der Verlauf des OES beim Blei mit Rechnungen von Regge und Zawischa [RZ88] verglichen. Diese vermögen es zwar einen mittleren Wert für das OES richtig anzugeben, scheitern jedoch bei der Beschreibung des deutlichen Trends im Verlauf als Funktion der Neutronenzahl. Genauso verhält es sich mit Berechnungen nach Talmi [Tal84] bei Anselment et al. [AFG86].

Vergleich mit den Resultaten kernspektroskopischer Experimente an Radon und Polonium

Kollektive Eigenschaften von gg-Kernen erkennt man zunächst aus den Anregungsenergien aus dem Grundzustand. Zu deren Messung wurden Experimente mit direkter γ -Spektroskopie oder, wenn das nicht möglich war, Untersuchungen der Feinstruktur des α -Zerfalls des entsprechenden Mutterkerns durchgeführt. Ebenfalls durch die theoretischen Rechnungen von Möller und Nix animiert, wurden dazu in den letzten Jahren gleich mehrere Experimente im Bereich der neutronenarmen Radonisotope durchgeführt [Fre95] [FSW94] [Enq96] [LUA96].

Die 2^+ -Energien der Radonisotope unterhalb von $N = 126$ sind zusammen mit denen

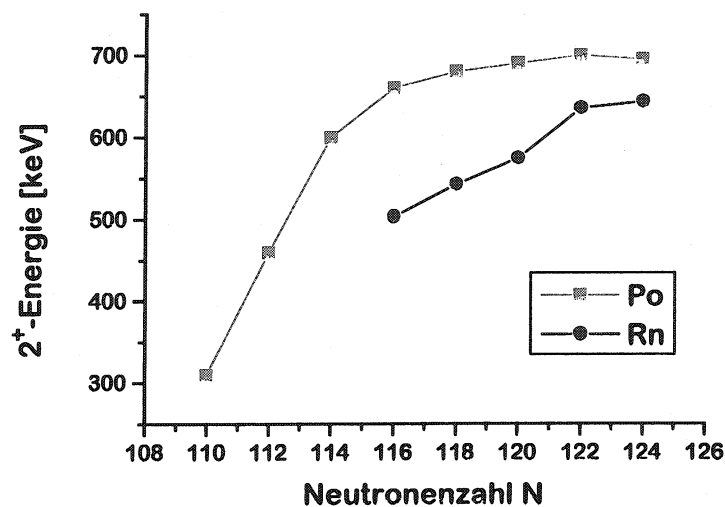


Abbildung 7.8: Die Entwicklung der 2⁺-Energien vom Neutronenschalenabschluß bei $N = 124$ zu $N = 116$. Als Vergleich sind hier ebenfalls die 2⁺-Energien von Polonium eingetragen ($N = 124$ bis $N = 110$)

von Polonium in Abbildung 7.8 gegen die Neutronenzahl aufgetragen. Eine Zunahme der Kerndeformation würde sich hierbei, wie bereits weiter oben erwähnt, in einer Abnahme der 2⁺-Energie bemerkbar machen. Einer Deformation von $\beta_2 = 0.207$, wie sie von Möller et al. für ^{200}Rn berechnet wurde, entspräche eine 2⁺-Energie von ca. 140 keV [LUA96] gegenüber 643.8 keV für ^{210}Rn [NDS81]. Während Freeman et al. [FSW94] nur bis ^{202}Rn vordringen konnten und dort keine Anzeichen für eine Deformation fanden ($E_{2^+}^{202\text{Rn}} = 504$ keV), konnten Leino et al. [LUA96] beim Zerfall von ^{204}Ra keine Anzeichen einer Feinstruktur des α -Zerfalles finden und geben daher $\beta_2^{200\text{Rn}} \approx 0.12$ als oberes Limit an, was als Bestätigung der Resultate dieser Arbeit aufgefaßt werden kann.

Im Falle des Nachbarelementes Polonium wurde das bereits erwähnte starke Absinken der 2⁺-Energien im Rahmen von kernspektroskopischen Experimenten gefunden (siehe Abbildung 7.8) [YCJ95] bzw. [BDF95]. Allerdings sollte nicht übersehen werden, daß für wirklich stark deformierte Kerne die 2⁺-Energie in diesem Massenbereich deutlich unter 100 keV absinkt ($E_{2^+}^{228\text{Ra}} = 63.8\text{keV}$). Die Interpretation für den Charakter der sich ändernden Deformation wird kontrovers zwischen der Möglichkeit eines zunehmenden Vibrationscharakters [BCJ95] bzw. dem Hinweis auf Kernformkoexistenz [BDF95] [BCH95] geführt, welche auch in theoretischen Arbeiten für das Gebiet um Blei ($Z = 82$) erwartet wird [HIW83] [WHN92]. Auf die Kernformkoexistenz wird auch im nächsten Abschnitt noch eingegangen.

7.2 Spins und Momente von $^{201,201m}\text{Rn}$

In diesem Abschnitt werden nun die für ^{201}Rn und ^{201m}Rn gemessenen Momente und Spins unter kernphysikalischen Aspekten betrachtet.

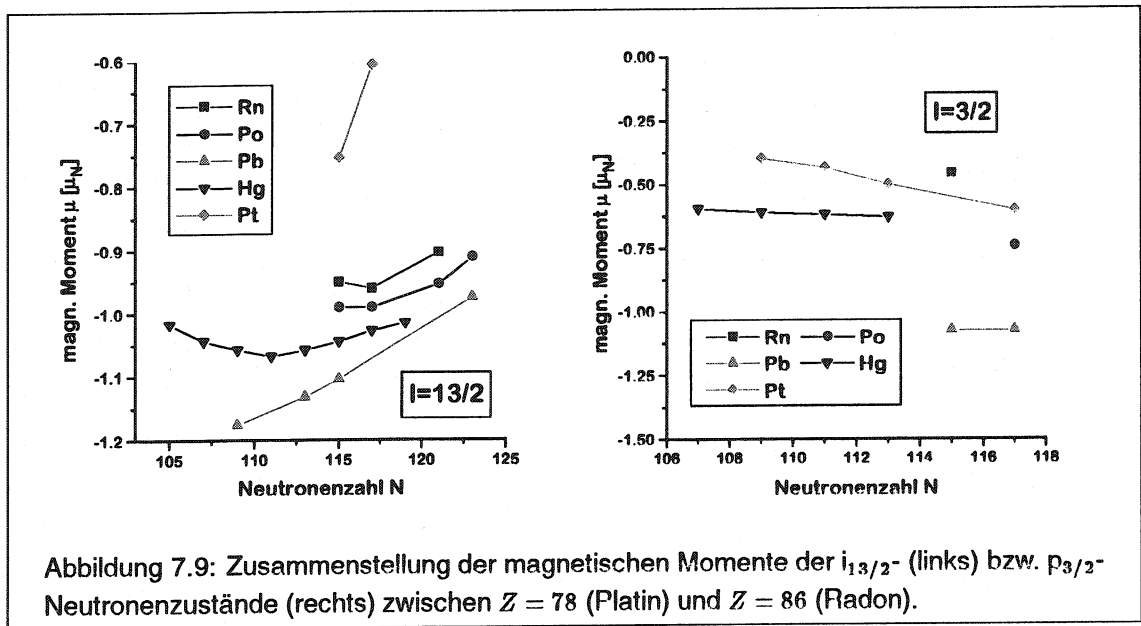
7.2.1 Spins und magnetische Momente

Das magnetische Moment eines Atomkerns hängt weitgehend nur von dem Einteilchenzustand ab, den das jeweilige (ungepaarte) Leuchtnukleon besetzt. Für die hier zu besprechenden Kerne ^{201}Rn und ^{201m}Rn konnte das ungepaarte Neutron dem $p_{3/2}$ -Zustand für den Grundzustand bzw. dem $i_{13/2}$ -Zustand für das Isomer zugeordnet werden. Daß die magnetischen Momente nicht dem Schmidt-Wert von $\mu = -1.91 \mu_N$ entsprechen, kann durch Core-Polarisation erklärt werden. Für den $i_{13/2}$ -Zustand werden für das Gebiet um $Z = 82$ bei Castel und Towner [CT90] verschiedene Methoden zur Berechnung der Diskrepanz zwischen Schmidt-Wert und gemessenem Wert aufgezeigt. Hierbei liefert die Berechnung von Arima und Huang-Lin [AH72] zur Core-Polarisation 1. Ordnung, die an ^{207}Pb exemplarisch für den $i_{13/2}$ -Zustand durchgeführt wurde, mit $\delta\mu = 0.85 \mu_N$ das beste Resultat ($\delta\mu_{exp}^{207\text{Pb}} = 0.92 \mu_N$). Die Differenz für Radon ist mit ($\delta\mu_{exp}^{201m\text{Rn}} = 0.96 \mu_N$) nur etwas größer. Für den $p_{3/2}$ -Zustand stehen keine entsprechenden Berechnungen zur Verfügung.

Vergleich mit den magnetischen Momenten der Nachbarelemente

Durch einen Vergleich der magnetischen Momente der $i_{13/2}$ - bzw. $p_{3/2}$ -Neutronenzustände im Bereich von Blei soll die Entwicklung der Core-Polarisation untersucht werden. Hierzu wurden alle gemessenen Momente zu diesen beiden Zuständen in Abbildung 7.9 zusammengestellt. Die Daten stammen aus der Tabelle von Raghavan [Rag89].

In beiden Bildern fällt auf, daß die Momente betragsmäßig bei $Z = 82$ am größten sind, d.h. die Differenz zwischen den reinen Einteilchenmomenten und den experimentellen Werten am kleinsten ist. Die Core-Polarisation ist also bei vollständig besetzten Protonenschalen am geringsten. Innerhalb der $i_{13/2}$ -Neutronenschale erscheint dieser Sachverhalt ähnlich. So nimmt auch hier der Betrag der magnetischen Momente mit Entfernung vom Schalenabschluß ab. Das Einteilchenbild mit den üblichen qualitativ verstandenen Änderungen in der Core-Polarisation scheint also für diesen Zustand sehr gut zuzutreffen. Im Falle der $p_{3/2}$ -Zustände ist es schwer, eine Aussage zu treffen, da nur wenige Meßpunkte vorhanden sind. Die magnetischen Momente dürften außerdem durch Mischung des $p_{3/2}$ - mit dem



$i_{5/2}$ -Zustand beeinflusst sein [EWS76].

Insgesamt bleibt jedoch festzuhalten, daß sich die neuen Momente in die Systematik bisheriger Messungen einfügen, was die Zuordnung der Neutronenzustände bestätigt.

7.2.2 Quadrupolmomente und Deformation

Im Gegensatz zum magnetischen Dipolmoment ist das elektrische Quadrupolmoment eine kollektive Größe, d.h. es wird von der Ladungsverteilung der Protonen im Kern und nicht von einem einzelnen Nukleon bestimmt. Hierdurch ist es möglich, auch aus dem Quadrupolmoment einen modellabhängigen Deformationsparameter β_2 zu berechnen und diesen mit dem Resultat aus den Kernradien zu vergleichen. Zur Berechnung von β_2 ist es erforderlich, das gemessene spektroskopische Quadrupolmoment Q_s in das intrinsische Quadrupolmoment Q_0 zu überführen. Hierzu steht eine Projektionsformel zur Verfügung:

$$Q_0 = Q_s \frac{(I+1)(2I+3)}{3K^2 - I(I+1)} \quad (7.2)$$

bzw.

$$= Q_s \frac{(I+1)(2I+3)}{I(2I-1)}$$

falls $K = I$

Zwar gilt diese Formel nur unter der Annahme starker Kopplung, andererseits kann diese Annahme aber auch durch Anwendung der Formel überprüft werden. Es ergibt sich somit für das ^{201m}Rn -Isomer ein intrinsisches Quadrupolmoment von $Q_0 = 2.35 \text{ b}$ und daraus ein Deformationsparameter von $\beta_2^Q = 0.076$, der deutlich kleiner ist als der Wert aus der Isotopieverschiebung $\beta_2^{IS} = 0.13$. Dies ist das gleiche Resultat, was auch Dutta et al. [DKK91] im Falle ihrer Messungen an Blei berichten. Es stellt sich also auch hier die Frage, ob die Annahme der starken Kopplung nicht gerechtfertigt war und die Berechnungen eines anderen Kopplungsschemas bedürfen. Andererseits sollte nicht übersehen werden, daß für die gleiche Neutronenzahl, d.h. am oberen Schalenende der $i_{13/2}$ -Schale, die starke Kopplung im Falle der wenig deformierten Quecksilber-Isotope anerkannt ist und daß β_2^Q nur eine statische Deformation wiedergibt, während β_2^{IS} zusätzlich dynamische Oberflächeneffekte beinhalten kann.

Die Tatsache, daß β_2^Q kleiner als β_2^{IS} ist, bestätigt also die Ergebnisse aus den Isotopieverschiebungen bzw. den Radien, daß ^{201}Rn weit weniger deformiert ist, als von den theoretischen Rechnungen vorhergesagt wird. Diese berücksichtigen nämlich nur statische Deformationseffekte, die gerade im Quadrupolmoment sichtbar werden müßten.

Kernformkoexistenz bei ^{201}Rn

Die Existenz verschiedener Kernformen bei niedriger Anregungsenergie ist ein weithin akzeptiertes Phänomen im Bereich von Schalenabschlüssen [WHN92]. Wie bereits weiter oben erwähnt, wird auch das Gebiet um Blei mit Hilfe kernspektroskopischer Studien systematisch untersucht. Sofern die Beziehung 7.2 gilt, ist eine direkte Bestimmung der Kernform durch das Vorzeichen des Quadrupolmomentes gegeben, welches eines der Ergebnisse laserspektroskopischer Untersuchungen ist.

Beim Betrachten der Quadrupolmomente von $^{201,201m}\text{Rn}$ fällt auf, daß das des Grundzustandes negativ ist, während das des Isomers ein positives Vorzeichen trägt. Unter der Annahme, daß sich dieses auch beim Übergang auf das intrinsische Quadrupolmoment Q_0 nicht ändert, kann dies als Hinweis auf die Koexistenz von prolater (zigarrenförmiger) und oblater (diskusförmiger) Kernform verstanden werden³. Dem Grundzustand fällt dabei die oblate Form zu. Einer solchen Interpretation der Quadrupolmomente stehen aber eindeutig die aus den Radien bestimmten kleinen Werte für β_2 entgegen. Auch die Tatsache kleiner Isomerieverschiebung ist ein deutlicher Hinweis auf nahezu identische Kernform für den Grundzustand und das Isomer.

³Da Formel 7.2 für $p_{3/2}$ mit Sicherheit nicht gilt, kann hier leider nur spekuliert werden.

Die Existenz des Phänomens Formkoexistenz im Bereich um Blei ist am besten von den neutronenarmen Quecksilberisotopen her bekannt, wo sie zu einem riesigen odd-even-staggering führt (siehe weiter oben). Es kann durch verschiedene Minima der potentiellen Energie erklärt werden, wobei diese in Bereichen verschiedener Deformation liegen. Über ähnliche Verhältnisse im Bereich sehr leichter Radon- oder Radiumisotope wurde bereits bei Satula et al. [SCN91] spekuliert, da die dort berechneten Minima der potentiellen Energie sehr flach verlaufen und sich mit abnehmender Neutronenzahl beidseits von $\beta_2=0$ je ein Minimum herausbildet (siehe Abbildung 7.4). Diese Minima sind allerdings im Bereich von ^{201}Rn kaum ausgeprägt. So würde man für eine eindeutige Kernformkoexistenz Tiefen von mindestens 1 MeV erwarten.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Dissertation wurden nukleare Grundzustandseigenschaften, speziell die mittleren quadratischen Ladungsradien, Spins und Momente der Radon-Isotope ^{200}Rn , ^{201}Rn und ^{201m}Rn mit Hilfe der kollinearen Laserspektroskopie am on-line-Massenseparator ISOLDE/CERN gemessen.

Da die Produktionsraten dieser Isotope weit unter der Nachweisgrenze des (optischen) Standardnachweises liegen, wurde die Methode der zustandsselektiven Stoßionisation mit anschließendem Teilchennachweis verwendet. Zur Unterdrückung von isobaren Strahlkontaminationen durch die Isotope der Nachbarlemente, die mehrere Größenordnungen über den Radonausbeuten liegen, wurde der Teilchennachweis mit α -Detektoren, in diesem Fall Silizium-PIN-Dioden und Sperrschichtdetektoren, ausgestattet. Sie erlauben es, die Radonisotope anhand ihrer α -Zerfallsenergie zu identifizieren und praktisch untergrundfreie laserspektroskopische Messungen durchzuführen. Die Effizienz liegt bei dieser Methode bei ca. 4.5 Prozent, was aus der Tatsache resultiert, daß nur etwa 10 Prozent des Atomstrahls innerhalb des Gastargets stoßionisiert werden und daß selbst bei direkter Implantation in den Detektor nur die Hälfte aller α -Teilchen in Richtung des Detektors emittiert werden. Es ergibt sich somit als Untergrenze für den Teilchenstrom, bei dem es noch möglich ist, in einer vertretbaren Meßzeit ein Isotop mit Kernspin $I = 0$ zu messen, ca. 20 Teilchen pro Sekunde¹.

Durch diese methodische Weiterentwicklung wurde es möglich, die Hyperfeinstruktur von $^{201,201m}\text{Rn}$ sowie die Isotopieverschiebung von $^{200,201,201m}\text{Rn}$ zu messen. Die aus diesen Meßgrößen folgenden Spins, Kernmomente und Ladungsradien wurden mit anderen

¹Dieser Wert beruht auf der bei Borchers [Bor89] in Kapitel 11 beschriebenen Abschätzung. Abweichend von den dort gemachten Annahmen wurde hier von einer untergrundfreien Messung ausgegangen.

Messungen im Bereich der leichten Aktinide aber auch mit theoretischen Vorhersagen globaler Kernmodelle verglichen. Hierbei konnte die Vorhersage des Finite-Range Droplet Modells, daß zwischen ^{202}Rn und ^{201}Rn ein plötzlicher Anstieg der Kerndeformation stattfindet, nicht verifiziert werden. Stattdessen wurde der Deformationsparameter zu $\beta_2^{201}\text{Rn} < 0.113$ abgeschätzt, was einem leichten, aber kontinuierlichen Anstieg bei abnehmender Neutronenzahl entspricht.

Ein Vergleich mit dem Verlauf der Radien der Nachbarlemente um den Protonenschalenabschluß bei Blei ($Z = 82$) zwischen Platin ($Z = 78$) und Radon ($Z = 86$) zeigt einen ähnlichen Verlauf sowohl im generellen Trend als auch bei Betrachtung des odd-evenstaggering von Radon und Blei.

Der beim Polonium mit Hilfe von kernspektroskopischen Experimenten gefundene Anstieg der Deformation bei den neutronenarmen Isotopen konnte beim Radon bisher nur als Andeutung gefunden werden. Hierbei muß allerdings beachtet werden, daß die Messungen bis zu ^{194}Po hinabreichen, was einer Neutronenzahl von $N = 110$ entspricht, während ^{200}Rn noch 114 Neutronen besitzt. Andererseits muß aber auch beim Radon wegen der Quadrupolmomente von $^{201,201m}\text{Rn}$ über die Koexistenz verschiedener Kernformen bei neutronenarmen Isotopen der Elemente im Gebiet um $Z = 82$ spekuliert werden.

Eine Fortsetzung der laserspektroskopischen Messungen am Radon wäre daher sehr interessant, wird jedoch durch mehrere Punkte erschwert. So fällt unterhalb von ^{200}Rn die Halbwertszeit drastisch, so daß unter diesem Aspekt allenfalls noch ^{199}Rn und ^{198}Rn als zugänglich erscheinen. Die Produktionsraten dieser beiden Isotope bei ISOLDE verringern sich auf 1000-2000 bzw. unter 5 Ionen/ μC . In Anbetracht der bei ^{199}Rn zu erwartenden großen Hyperfeinaufspaltung sowie der Existenz eines Isomers und der geringen Produktionsraten bei ^{198}Rn würde somit die Meßzeit vom Bereich von Stunden für die hier vorliegenden Messungen in den Bereich von Tagen ansteigen.

Eine andere mögliche Fortsetzung der Kernstrukturuntersuchungen an neutronenarmen Radonisotopen unterhalb Masse 200 wird in einem kernspektroskopischen Experiment am gasgefüllten Rückstoßseparator RITU in Finnland vorgeschlagen [VD96]. Hierbei sollen die Feinstrukturen des α -Zerfalls der korrespondierenden Radiumisotope untersucht und damit 2^+ -Energien im Radon bestimmt werden, um daraus Rückschlüsse auf die Kerndeformation zu ziehen.

Eine weitere Einsatzmöglichkeit für die hier entwickelte Methode der kollinearen Laserspektroskopie mit zustandsselektiver Ionisation und anschließendem α -Zerfallsnachweis bietet sich im Bereich der neutronenarmen Quecksilberisotope an, wo Untersuchungen zur

Kernformkoexistenz unterhalb von ^{181}Hg weitergeführt werden könnten. Hierzu wurden bereits Testmessungen zur Anwendung der Stoßionisation im Rahmen einer Diplomarbeit gemacht [Kle90] [LAB92]. Eine Untersuchung der Quecksilberisotope bei ISOLDE scheiterte aber bis vor kurzem an technischen Problemen mit dem Produktionstarget. Diese konnten mittlerweile weitgehend gelöst werden, so daß Messungen an ^{180}Hg bis ^{178}Hg möglich erscheinen. Bei ^{179}Hg mit seiner ungeraden Neutronenzahl ergeben sich aber wegen der riesigen Hyperfeinstrukturaufspaltung ähnliche Probleme, wie sie für ^{199}Rn zu erwarten sind. Die Produktionsraten werden mit 10^5 für ^{180}Hg , mit 6×10^3 für ^{179}Hg und mit 220 für ^{178}Hg Teilchen pro Protonenpuls bei der für dieses Produktionstarget maximal zulässigen Protonenintensität angegeben [Let96].

Literaturverzeichnis

- [ABG87] E. Arnold, J. Bonn, R. Gegenwart, W. Neu, R. Neugart, E.W. Otten, G. Ulm, K. Wendt, Phys. Lett. **197B** (1987) 311.
- [ABK92] E. Arnold, J. Bonn, A. Klein, R. Neugart, M. Neuroth, E.W. Otten, P. Lievens, H. Reich, W. Widdra, Phys. Lett. **281B** (1992) 16.
- [AFG86] M. Anselment, W. Faubel, S. Göring, A. Hanser, G. Meisel, H. Rebel, G. Schatz, Nucl. Phys. **A451** (1986) 471.
- [AH72] A. Arima, L.J. Huang-Lin, Phys. Lett. **41B** (1972) 435.
- [AKN88] S.A. Ahmad, W. Klempt, R. Neugart, E.W. Otten, P.-G. Reinhard, G. Ulm, K. Wendt, Nucl. Phys. **A483** (1988) 244.
- [APD95] Y. Aboussir, J.M. Pearson, A.K. Dutta, F. Tondeur, At. Data Nucl. Data Tables **61** (1995) 127.
- [Auf85] P. Aufmuth, private Mitteilung in [Bor89].
- [BAN89] W. Borchers, E. Arnold, W. Neu, R. Neugart, K. Wendt, G. Ulm, Phys. Lett. **B216** (1989) 7.
- [BBP85] S.A. Blundell, P.E.G. Baird, C.W.P. Palmer, D.N. Stacey, G.K. Woodgate, D. Zimmermann, Z. Phys. **A321** (1985) 31.
- [BCH95] N. Bijnens, J.G. Correia, M. Huyse, H.Y. Hwang, R. Kirchner, G. Reusen, P. Van Duppen, J. v. Schwarzenberg, J. Wauters, Phys. Scr. **T56** (1995) 110.
- [BCJ95] L.A. Bernstein, J.A. Cizewski, H.-Q. Jin, W. Younes, R.G. Henry, L.P. Farris, A. Charos, M.P. Carpenter, V.F. Janssens, T.L. Khoo, T. Lauritsen, I.G. Bearden, D. Ye, J.A. Becker, E.A. Henry, M.J. Brinkman, J.R. Hughes, A. Kuhnert, T.F. Wang, M.A. Stoyer, R.M. Diamond, S. Stephens, M.A. Deleplanque, A.O. Macchiavelli, I.Y. Lee, B. Cerderwall, J.R.B. Oliveira, J. Burde, P. Fallon, C. Duyar, J.E. Draper, E. Rubel, D.T. Vo, Phys. Rev. **C52** (1995) 621.

- [BDF95] N. Bijnens, P. Decrock, S. Franchoo, M. Gaclens, M. Huysse, H.-Y. Hwang, I. Reusen, J. Szerypo, J. v. Schwarzenberg, J. Wauters, J.G. Correia, A. Jokinen, P. Van Duppen, *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 4571.
- [BHK76] J. Bonn, G. Huber, H.-J. Kluge, E.W. Otten, *Z. Phys.* **A276** (1976) 203.
- [Bor89] W. Borchers, Dissertation Mainz, 1989.
- [BT85] D. Berdichevsky, F. Tondeur, *Z. Phys.* **A322** (1985) 141.
- [BW33] G. Breit, L.A. Wills, *Phys. Rev.* **44** (1933) 470.
Siehe auch: A. Lurio, M. Mandel, R. Norvick, *Phys. Rev.* **126** (1962) 1758.
- [BW50] A. Bohr, V.F. Weisskopf, *Phys. Rev.* **77** (1950) 94.
- [CS53] E.U. Condon and G.H. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra*, University Press, Cambridge (1953).
- [CT90] B. Castel and I.S. Towner, *Modern Theories of Nuclear Moments*, Clarendon Press, Oxford (1990).
- [DAP86] A.K. Dutta, J.-P. Arcoragi, J.M. Pearson, R. Behrman, F. Tondeur, *Nucl. Phys.* **A456** (1986) 77.
- [DKK91] S.B. Dutta, R. Kirchner, O. Klepper, T.U. Kühl, D. Marx, G.D. Sprouse, R. Menges, U. Dinger, G. Huber, S. Schröder, *Z. Phys. A* **341** (1991) 39.
- [Edl43] B. Edlen, *Ark. Mat. Astr. Fys. (Stockholm)* **29A** No. 21 (1943) 1.
- [Enq96] T. Enqvist, Dissertation, Res. Rep. No. 3/1996, Dept. of Physics, University of Jyväskylä Finland (1996).
- [EWS76] C. Eckström, G. Wannberg, Y.S. Shishodia, *Hyperf. Interact.* **1** (1976) 437.
- [FHJ94] G.J. Focker, F. Hockemeijer, O.C. Jonsson, E. Kugler, H.L. Ravn, CERN-PPE/94-181, CERN Preprint Genf (1994).
- [Fre95] S.J. Freeman, *Phys. Scr.* **T56** (1995) 249.
- [FSW94] S.J. Freeman, A.G. Smith, S.J. Warburton, B.B. Back, I.G. Bearden, D.J. Blumenthal, M.P. Carpenter, B. Crowell, C.N. Davids, D. Henderson, R.V.F. Janssens, T.L. Khoo, T. Lauritsen, C.J. Lister, D. Nisius, H.T. Penttilä, J.A. Becker, P. Chowdhury, E.F. Moore, *Phys. Rev.* **C50** (1994) R1754.
- [Geo90] U. Georg, Diplomarbeit Mainz, 1990.

- [Gro62] L. Grodzins, Phys. Lett. **2** (1962) 88.
- [HBB92] T. Hilberath, S. Becker, G. Bollen, H.-J. Kluge, U. Krönert, G. Passler, J. Rikowska, R. Wyss, Z. Phys. A **342** (1992) 1.
- [HIW83] K. Heyde, P. Van Isacker, M. Waroquier, J.L. Wood, R.A. Meyer, Phys. Rep. **102** (1983) 291.
- [HS74] K. Heilig, A. Steudel, At. Data Nucl. Data Tables **14** (1974) 613.
- [ISO93] ISOLDE laboratory portrait, Nucl. Phys. News Vol. 3 No. 2 (1993) 5.
- [IUG] ISOLDE User's Guide, ed. H.-J. Kluge, CERN Yellow Report 86-05, CERN, Genf (1986).
Bzw. ISOLDE User's Guide, On line-Datenbank bei ISOLDE/CERN, Genf (1996).
- [Jam92] F. James, MINUIT reference manual, version 92.1, CERN, Genf (1992).
- [KAB95] M. Keim, E. Arnold, W. Borchers, U. Georg, A. Klein, A. Neugart, L. Vermeeren, R.E. Silverans, P. Lievens, Nucl. Phys. A **586** (1995) 219.
- [KBG96] A. Klein, B.A. Brown, U. Georg, M. Keim, P. Lievens, R. Neugart, M. Neuroth, R.E. Silverans, L. Vermeeren, Nucl. Phys. A (1996) in Druck.
- [KCP88] M. Kitano, F.P. Calaprice, M.L. Pitt, J. Clayhold, W. Happer, M. Kadar-Kallen, M. Musolf, G. Ulm, K. Wendt, T. Chupp, J. Bonn, R. Neugart, E.W. Otten, H.T. Duong, Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 2133.
- [Kei96] M. Keim, Dissertation Mainz, 1996.
- [KFJ92] E. Kugler, D. Fiander, B. Jonson, H. Haas, A. Przewłoka, H.L. Ravn, D.J. Simon, K. Zimmer, Nucl. Instr. Meth. **B70** (1992) 41.
- [KKG95] M. Keim, U. Georg, A. Klein, R. Neugart, M. Neuroth, S. Wilbert, P. Lievens, L. Vermeeren, Hyperf. Interact. **97/98** (1995) 543.
- [Kle90] A. Klein, Diplomarbeit Mainz, 1990.
- [Kle95] A. Klein, Dissertation Mainz, 1995.
- [Kno89] G.F. Knoll, Radiation detection and measurement, 2nd edition, John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, (1989).

- [Kop56] H. Kopfermann, Kernmomente, Akademische Verlagsgesellschaft mbH, Frankfurt (1956).
- [Kuh69] H.G. Kuhn, Atomic Spectra, 2nd Ed., Longman Group Ltd., London (1969) 342.
- [LAB92] P. Lievens, E. Arnold, W. Borchers, F. Buchinger, U. Georg, A. Klein, W. Neu, R. Neugart, M. Neuroth, C. Schulz, R.E. Silverans, L. Vermeeren, Nucl. Instr. Meth. **B70** (1992) 532.
- [Let96] J. Lettry, Private Mitteilung (1996).
- [LS78] Table of Isotopes, ed. C.M. Lederer, V.S. Shirley, Wiley, New York (1978).
- [LUA96] M. Leino, J. Usitalo, R.G. Allatt, P. Armbruster, T. Enqvist, K. Eskola, S. Hofmann, S. Hurskanen, A. Jokinen, V. Ninov, R.D. Page, W.H. Trzaska, Z. Phys. **A355** (1996) 157.
- [MBK83] A.C. Mueller, F. Buchinger, W. Klempt, E.W. Otten, R. Neugart, C. Eckström, J. Heinemeier, Nucl. Phys. **A403** (1983) 234.
- [ML73] P.A. Moskowitz, M. Lombardi, Phys. Lett. **B46** (1973) 334.
- [MMS84] P. Möller, W.D. Myers, W.J. Swiatecki, J. Treiner, in Proceedings of the 7th Int. Conf. on Nucl. Masses and Fund. Constants, (AMCO-7), ed. O. Klepper, Darmstadt (1984) 457.
- [MN81] P. Möller, J.R. Nix, At. Data Nucl. Data Tables **26** (1981) 165.
- [MNM95] P. Möller, J.R. Nix, W.D. Myers, W.J. Swiatecki, At. Data Nucl. Data Tables **59** (1995) 185.
- [Moo71] C.E. Moore, Atomic Energy Levels, Vol. III, Nat. Bur. Stand. (U.S.), Washington (1971).
- [MS69] W.D. Myers, W.J. Swiatecki, Ann. Phys. **55** (1969) 395.
- [MS83] W.D. Myers, K.-H. Schmidt, Nucl. Phys. **A410** (1983) 61.
- [MWS63] E. Marshalek, L. Wu Person, R.K. Sheline, Rev. Mod Phys. **35** (1963) 108.
- [Mye69] W.D. Myers, Phys. Lett. **B 30** (1969) 451.
- [Mye77] W.D. Myers, Droplet model of atomic nuclei, IFI/Plenum Data, New York (1977).

- [NDS81] Nuclear Data Sheets **34** (1981) 792.
- [Neu86] R. Neugart, W. Klempt, K. Wendt, Nucl. Instr. Meth. **B17** (1986) 254.
- [Neu87] R. Neugart, Progr. in Atomic Spectroscopy, Part D, Hrsg. H.J. Beyer und H. Kleinpoppen, Plenum Press (1987).
- [Neu88] W. Neu, Dissertation Mainz, 1988.
- [Neu96] M. Neuroth, Dissertation Mainz, 1996.
- [Nil55] S.G. Nilsson, Dan. Mat. Fys. Medd. **29** (1955) 1.
- [Ort95] Modular Pulse-Processing Electronics and Semiconductor Radiation Detectors, EG&G ORTEC, Oak Ridge USA (1995).
- [Ott89] E.W. Otten, in Treatise on Heavy Ion Science **8**, ed. D.A. Bromley, Plenum Press, New York (1989).
- [Rag89] P. Raghavan, At. Data Nucl. Data Tables **42** (1989) 189.
- [RNK89] S. Raman, C.W. Nestor jun., S. Kahane, K.H. Bhatt, At. Data Nucl. Data Tables **42** (1989) 1.
- [RS71] B.S. Rechal, R.A. Sorensen, Nucl. Phys. **A161** (1971) 385.
- [RZ88] U. Regge, D. Zawischa, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 149.
- [Sch57] C. Schwartz, Phys. Rev. **105** (1957) 173.
- [SCN91] W. Satula, S. Cwiok, W. Nazarewicz, R. Wyss, A. Johnson, Nucl. Phys. **A529** (1991) 289.
- [Sel69] E.C. Seltzer, Phys. Rev. **188** (1969) 1916.
- [Sky67] D.J. Skyrme, Nucl. Instr. Meth. **57** (1967) 61.
- [SLV88] R.E. Silverans, P. Lievens, L. Vermeeren, E. Arnold, W. Neu, R. Neugart, K. Wendt, F. Buchinger, E.B. Ramsay, G. Ulm, Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 2607.
- [Ste51] R.M. Sternheimer Phys. Ref. **84** (1951) 244.
- [Str66] V.M. Strutinsky, Sov. J. Nucl. Phys. **3** (1966) 449.
- [Str67] V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. **95** (1967) 420.

- [Str68] V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. **122** (1968) 1.
- [Tal84] I. Talmi, Nucl. Phys. **A423** (1984) 189.
- [UBD] G. Ulm, W. Borchers, H.T. Duong, R. Neugart, E.W. Otten, K. Wendt, noch nicht veröffentlicht.
 Siehe auch: W. Borchers, R. Neugart, E.W. Otten, H.T. Duong, G. Ulm, K. Wendt, Hyperf. Interact. **34** (1987) 25.
- [WAH88] A.H. Wapstra, G. Audi, R. Hoekstra, At. Data Nucl. Data Tables **39** (1988) 281.
- [Wei35] C.F. Weizsäcker, Z. Phys. **96** (1935) 431.
- [VD94] P. Van Duppen, private Mitteilung (1994).
- [VD96] P. Van Duppen, private Mitteilung (1996).
- [VLS96] L. Vermeeren, P. Lievens, R.E. Silverans, U. Georg, M. Keim, A. Klein, R. Neugart, M. Neuroth, F. Buchinger, J. Phys. **G** (1996) in Druck.
- [VSL92] L. Vermeeren, R.E. Silverans, P. Lievens, A. Klein, R. Neugart, C. Schulz, F. Buchinger, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 1679.
- [WHN92] J.L. Wood, K. Heyde, W. Nazarewicz, M. Huyse, P. Van Duppen, Phys. Rep. **215** (1992) 101.
- [YCI95] W. Younes, A. Cizewski, H.-Q. Jin, L.A. Berstein, D.P. McNabb, C.N. Davids, R.V.F. Janssens, T.L. Khoo, C.J. Lister, D.J. Blumenthal, M.P. Carpenter, D. Henderson, R.G. Henry, T. Lauritsen, D. Nisius, H.T. Penttilä, M.W. Drigert, Phys. Rev. **C52** (1995) R1723.
- [Zaw85] D. Zawischa, Phys. Lett. **155B** (1985) 309.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zunächst danke ich meinem Doktorvater Prof. Dr. Rainer Neugart für die interessante Themenstellung und für seine Unterstützung mit Rat und Tat während der Messungen und der Anfertigung dieser Arbeit. Auch danke ich ihm für die Abordnung ans CERN, die mir einen vielfältigen Einblick in die Arbeit bei ISOLDE ermöglichte.

Ein herzliches Dankeschön auch meinen Mitstreitern am COLLAPS-Experiment: Matthias Keim, der mich bei Um- und Aufbau der Apparatur für die entscheidende Strahlzeit tatkräftig unterstützte. Dr. Michael Neuroth, der jeden Wunsch an das Meßprogramm sofort in Bits und Bytes verwandelte und es auch am Laser verstand, für die richtige Wellenlänge zu sorgen sowie Dr. Alexander Klein für seine Entwicklungsarbeit am Radioaktivitätsnachweis. Meinen belgischen Kollegen Dr. Peter Lievens und Dr. Ludo Vermeeren von der Katholieke Universiteit Leuven danke ich, daß sie die Zeit fanden, mir bei der Durchführung des Experimentes zur Seite zu stehen. Für die gute Zusammenarbeit bei so manch anderer Strahlzeit möchte ich mich außerdem bei Stefan Wilbert bedanken.

Bei den Mitgliedern der ISOLDE-Arbeitsgruppe bedanke ich mich für die freundliche Aufnahme in Genf sowie für die Unterstützung mit Equipment und wertvollen Ratschlägen bei Problemen der α -Spektroskopie. Hier seien besonders Dr. Olof Tengblad und Prof. Dr. Piet Van Duppen, dem ich auch für seine stete Diskussionsbereitschaft und sein Interesse an den Ergebnissen meiner Arbeit danken möchte, erwähnt. Desgleichen bin ich Prof. Dr. Henry H. Stroke für die zahlreichen Diskussionen, die wir während seiner Sommeraufenthalte an ISOLDE führten, zu Dank verpflichtet.

Dr. Doris Forkel-Wirth und ihrem Ehemann Dr. Harald Wirth danke ich für ihre Freundschaft und so manches kulinarische Highlight.

Mein besonderer Dank gilt meiner Familie, die mir das Studium der Physik ermöglichte und mich auch während meiner Promotion unterstützt hat.

Last but not least gilt mein herzliches Dankeschön Maria-Theresia Schwarz für das Verständnis, das sie meiner Arbeit sowie meiner Abordnung ans CERN und den damit verbundenen hohen Telefonrechnungen entgegenbrachte. Außerdem danke ich ihr für unermüdetes Korrekturlesen bei der Fertigstellung dieser Arbeit.

Lebenslauf

Uwe Georg

geboren am 31. Juli 1965 in Birkenfeld

Eltern		Egon Georg Irmgard Georg, geb. Scherer
Schulbildung	1971 bis 1975 1975 bis 1984 Juni 1984	Grundschule Birkenfeld Gymnasium Birkenfeld Abitur
Studium	Oktober 1984 März 1987 März 1990 September 1990 November 1990 September 1992	Aufnahme des Physikstudiums an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz Vordiplom Fertigstellung der Diplomarbeit „Untersuchungen zum Stoßionisationsnachweis bei kollinearer Laser- spektroskopie am Xenon“ bei Prof. Dr. E.-W. Otten Diplomhauptprüfung Beginn der Promotion „Kernradien und -momente von ^{200}Rn , ^{201}Rn und ^{201m}Rn gemessen mit einem neuen α -Zerfallsnach- weis für die kollineare Laserspektroskopie“ bei Prof. Dr. Rainer Neugart Anstellung als wissenschaftlicher Angestellter der Johannes Gutenberg-Universität Mainz Abordnung zum europäischen Laboratorium für Teilchenphysik CERN in Genf