

Fakultät für Physik der Technischen Universität München
Physik-Department E12

Speicherringexperiment zum gebundenen Beta-Zerfall vollständig ionisierter ^{207}Tl Kerne

Ludwig W. Maier

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Univ.-Prof. Dr. Harald Friedrich

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. Reiner Krücken

2. Univ.-Prof. Dr. Lothar Oberauer

Die Dissertation wurde am 04.09.2007 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 04.10.2007 angenommen.

Zusammenfassung

Diese Arbeit befasst sich mit der Untersuchung des Beta-Zerfalls vollständig ionisierter $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne. Im Unterschied zu neutralen ^{207}Tl Atomen, die über einen Kontinuumszerfall mit einer Halbwertszeit von 4.77 min zum $^{207}\text{Pb}^{82+}$ zerfallen, eröffnet sich diesen Kernen im vollständig ionisierten Zustand die Möglichkeit, zusätzlich über den Kanal des Beta-Zerfalls in gebundene Zustände des Elektrons – in der Kurzform auch als *gebundener Beta-Zerfall* bezeichnet – zu wasserstoffartigen $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Ionen überzugehen. Bei dieser speziellen Form des Beta-Zerfalls wird das Zerfallselektron nicht ins Kontinuum emittiert, sondern nimmt einen gebundenen Zustand in der Elektronenhülle des Tochterkerns ein. Der Q-Wert der Reaktion erhöht sich um die Bindungsenergie des Zustandes, den das Elektron einnimmt. Dies führt dazu, dass mit steigendem Ionisationsgrad die Wahrscheinlichkeit für einen gebundenen Beta-Zerfall zunimmt.

Um die Zerfallskonstanten der beiden Zerfallsarten zu messen, wurden $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne durch Fragmentation eines ^{208}Pb Strahls beim Beschuss eines Be-Targets erzeugt, im Fragmentseparator der GSI von den anderen Fragmenten absepariert und schließlich in den Speicherring ESR injiziert. Im Gegensatz zu zwei früheren Experimenten, die den gebundenen Beta-Zerfall von ^{163}Dy und ^{187}Re nur indirekt nachwiesen, konnten während der jeweils halbstündigen Speicherphasen erstmalig die beiden Zerfallskanäle direkt beobachtet und quantitativ ausgewertet werden.

Hierzu kamen zwei unabhängig voneinander operierende Detektorsysteme zum Einsatz. Das erste basiert auf der Frequenzanalyse des von den umlaufenden Ionen hervorgerufenen Schottky-Rauschens (Schottky-Analyse). Diese erlaubt es, die im Ring gespeicherten Ionen zu jedem Zeitpunkt zu identifizieren und ihre Anzahl zu bestimmen. So lieferte sie Daten über den zeitlichen Verlauf der Abnahme der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne und der Zunahme der durch den gebundenen Beta-Zerfall gebildeten $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Ionen. Damit diese Methode funktionieren kann, ist es nötig, den durch den Fragmentationsprozess aufgeheizten Ionenstrahl zu kühlen. Zusätzlich zu einer Elektronenkühlung wurde das Verfahren der stochastischen Vorkühlung erfolgreich angewendet, wodurch die Kühlphase auf weniger als 10 Sekunden verkürzt werden konnte.

Zur Auswertung der Daten der Schottky-Analyse wurde ein neuartiges, computergestütztes Analyseverfahren entwickelt. Basierend auf einem Satz weniger, vorher festgelegter Parameter wertete dieses die insgesamt etwa 400000 einzelnen Schottky-Spektren selbständig aus, wodurch eine objektive Datenanalyse aller Versuchsdurchgänge gewährleistet wurde.

Als zweites System wurde ein Detektorteleskop entwickelt, welches in den Ring eingefahren wurde und simultan zur Schottky-Analyse die aus dem freien Zerfall stam-

menden $^{207}\text{Pb}^{82+}$ Kerne im Sinne eines klassischen Zählerexperimentes nachwies. Um eventuellen Untergrund unterdrücken zu können, verfügt dieses Detektorsystem über einen Stapel von vierzehn Si-PIN-Dioden, mit denen über eine Energieverlustmessung die eintreffenden Teilchen anhand ihrer Kernladungszahl Z identifiziert werden. Dass eine Z -Identifikation mit dieser Methode möglich ist, zeigt das ermittelte Auflösungsvermögen von $\delta Z = 0.55$ (FWHM) in der Region von $Z = 82$. Eine Bestimmung des Auftreffortes in den Zähler mithilfe ortsempfindlicher Si-Streifenzähler liefert ein weiteres Kriterium zur Untergrundunterdrückung.

Die Zuverlässigkeit der angewandten Messmethode konnte durch die konsistenten Ergebnisse der beiden unabhängigen Detektorsysteme eindeutig belegt werden. Die Zerfallskonstanten wurden mit einer Präzision von besser als 1.5 % bestimmt. Die gemessenen Zerfallskonstanten des freien Beta-Zerfalls von $\lambda_{\beta_c} = (23.23 \pm 0.21) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ und die des gebundenen Beta-Zerfalls von $\lambda_{\beta_b} = (4.32 \pm 0.06) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ werden von den theoretischen Werten $\lambda_{\beta_c}^{th} = (23.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ und $\lambda_{\beta_b}^{th} = (4.06 \pm 0.02) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ gut beschrieben. Dabei muss berücksichtigt werden, dass die theoretischen Fehler noch nicht den Einfluss aufgrund der Unsicherheit des Q -Werts beinhalten. Die Abweichung von etwa 4 Sigma bei λ_{β_b} deutet aber darauf hin, dass die theoretischen Modelle weiterer Korrekturen bedürfen. Insbesondere müsste der Bahndrehimpulsübertrag auf das Neutrino von $L = 1$ (einfach verbotener Übergang) explizit berücksichtigt werden.

Der Q -Wert des gebundenen Beta-Zerfalls wurde mit einer Genauigkeit von 6 keV zu 1507 keV ermittelt, in sehr guter Übereinstimmung mit der theoretischen Berechnung von $Q_{\beta_b}^{th} = (1502 \pm 5) \text{ keV}$.

Mit dieser Arbeit konnte somit gezeigt werden, dass im ESR Lebensdauermessungen mit einer Genauigkeit im Prozentbereich möglich sind, was der Genauigkeit der verfügbaren Theorie entspricht. Dies ist besonders im Hinblick auf die geplanten neuen Speicherringe beim Ausbau der GSI-Anlagen wichtig. Ebenso hat sich das Detektorsystem bewährt und dient bereits als Modellsystem für geplante Experimente an den neuen Speicherringen, um von den schweren Rückstoßkernen nach Kernreaktionen die Kernladungszahl und über die Position den Impuls zu bestimmen.

Abstract

This work presents investigation results for the beta-decay of completely ionized $^{207}\text{Tl}^{81+}$ nuclei. Neutral ^{207}Tl atoms decay via a continuum beta-decay to $^{207}\text{Pb}^{82+}$ with a radioactive half-life of 4.77 min. If ^{207}Tl is completely ionized, the possibility of the so called bound state beta-decay channel opens up. In this case the decay electron is not emitted into the continuum, but occupies a bound state in an electron shell of the daughter nucleus, leading to hydrogen-like $^{207}\text{Pb}^{81+}$. The Q-value of the reaction increases with the binding energy of the occupied state. Therefore the probability for a bound state beta-decay rises with higher ionisation degree.

In order to measure the decay constants of the two decay types, bare $^{207}\text{Tl}^{81+}$ nuclei were generated by fragmentation of a ^{208}Pb beam in a Be production target, separated by the fragment separator of GSI and finally injected into the storage ring ESR. In contrast to two earlier experiments, in which the bound state beta-decay of ^{163}Dy and ^{187}Re could be observed only indirectly, both decay channels were directly observed for the first time and quantitatively evaluated.

For this experiment two independent detection systems were used. The first one is based on the frequency analysis of the Schottky noise caused by the circulating ions (Schottky analysis). This allows to identify the ions stored in the ring at any time and determine their quantity. Thus it provides the temporal evolution of the decrease of the $^{207}\text{Tl}^{81+}$ nuclei and the increase of the hydrogen-like $^{207}\text{Pb}^{81+}$ ions formed by the bound state beta-decay. For this method to be applicable it is necessary to cool down the secondary ^{207}Tl ion beam heated by the fragmentation process. In addition to electron cooling the procedure of stochastic precooling was successfully applied, whereby the cooling time could be shortened to less than 10 seconds.

To evaluate the data of the Schottky analysis a new, computer-assisted analysis procedure was designed. Given a fixed set of a few previously determined parameters it was able to analyse the altogether about 400000 individual Schottky spectra independently. By this an objective data analysis of all runs could be assured.

As the second system a semiconductor detector telescope was developed and inserted into the ring. Complementary to the Schottky analysis it counted the $^{207}\text{Pb}^{82+}$ nuclei originating from the free beta-decay, similar to a classical counter experiment. The detector system consists of a stack of fourteen Si PIN-Diodes. By measuring the ion energy loss in these diodes the incidenting particles are identified on the basis of their nuclear charge number Z . The observed resolution of $\delta Z = 0.55$ (FWHM) proves the feasibility of a Z -identification in the region of $Z = 82$. A position measurement by Si Strip-Detectors in front of the PIN diode stack delivered further criteria for background

suppression.

The reliability of the applied measurement method was uniquely verified by the consistent results of the two independent detection systems. The decay constants were determined with a precision of better than 1.5 %. The measured decay constant of the free beta-decay of $\lambda_{\beta_c} = (23.23 \pm 0.21) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ and that of the bound state beta-decay of $\lambda_{\beta_b} = (4.32 \pm 0.06) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ are well confirmed by the theoretical values of $\lambda_{\beta_c}^{th} = (23.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ and $\lambda_{\beta_b}^{th} = (4.06 \pm 0.02) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. It should be noted that the theoretical uncertainties do not yet take into account the influence of the uncertainty of the Q-value. The deviation of approximately 4 sigma at λ_{β_b} indicates that the theoretical models require further corrections. In particular, the angular momentum transfer of $L = 1$ (simply forbidden transition) to the neutrino should be considered explicitly.

The Q-value of the bound state beta-decay was determined with an accuracy of 6 keV to 1507 keV, in very good agreement with the theoretical calculation of $Q_{\beta_b}^{th} = (1502 \pm 5) \text{ keV}$.

Within this work it could be shown that the ESR allows for such measurements with an accuracy in the per cent range which corresponds to the accuracy of the available theory. This is important particularly regarding the new storage-rings within the planned upgrade of the GSI facility. Likewise, the detector system performed well and serves as a prototype system for planned experiments at the new storage rings in which momenta and nuclear charge of heavy recoil nuclei produced by nuclear reactions are to be measured.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Der Beta-Zerfall in gebundene Zustände des Elektrons	1
1.2	Physikalische Bedeutung des gebundenen Beta-Zerfalls	2
1.2.1	Nukleosynthese	2
1.2.2	Altersbestimmung unserer Galaxie	4
1.2.3	Langzeitnachweis von Sonnenneutrinos	4
1.3	Der Zerfall nackter $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne	6
2	Aufbau des Experimentes	9
2.1	Prinzip	9
2.2	Produktion und Separation der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Ionen im FRS	10
2.3	Speicherung der Ionen im ESR	13
2.4	Kühlung des Ionenstrahls	16
2.4.1	Elektronenkühlung	16
2.4.2	Stochastische Vorkühlung	17
2.5	Schottky-Analyse	19
2.5.1	Funktionsweise der Schottky-Analyse	19
2.5.2	Datenaufnahmesystem	21
2.6	Si-Detektorteleskop	23
2.6.1	Aufbau	25
2.6.2	Ausleseelektronik und Datenaufnahme	27
3	Analyse der Daten	29
3.1	Analyse der Schottky-Daten	29
3.1.1	Liniensucher	31
3.1.2	Bestimmung der Teilchenzahl	38
3.2	Analyse der Daten des Detektorteleskopes	42
3.2.1	Ortsspektren	42
3.2.2	Identifikation der Ionen	44
3.2.3	Zerfallsratenspektren des Detektorteleskopes	52
4	Ergebnisse und Diskussion	55
4.1	Bestimmung der Zerfallskonstanten	56
4.2	Vergleich der Zerfallskonstanten	60
4.3	Interpretation der gemessenen Zerfallskonstanten	64

4.4	Q-Wert Bestimmung des gebundenen Beta-Zerfalls	64
4.5	Lebensdauer des isomeren Zustandes von $^{207}\text{Tl}^{81+}$	66
5	Ausblick	69
A	Ergebnisse der einzelnen Versuchsdurchgänge in Tabellenform	71
A.1	Ergebnisse der Schottky-Analyse (ohne stochastische Vorkühlung) . . .	71
A.2	Ergebnisse der Schottky-Analyse (mit stochastischer Vorkühlung) . . .	72
A.3	Ergebnisse des Detektorteleskopes (ohne stochastische Vorkühlung) . . .	74
A.4	Ergebnisse des Detektorteleskopes (mit stochastischer Vorkühlung) . . .	74
	Danksagung	81

Abbildungsverzeichnis

1.1	s-Prozess in der Gegend von ^{163}Dy	3
1.2	Niveauschema der Übergänge zwischen ^{205}Tl und ^{205}Pb	5
2.1	Die Beschleunigeranlage der GSI	10
2.2	Der Fragmentseparator FRS	11
2.3	Fragmentverteilung an F2 und F6	12
2.4	Der Experimentierspeicherring ESR	14
2.5	Skizze der Teilchenbahnen im ESR	15
2.6	Elektronenkühlung	17
2.7	Stochastische Kühlung	18
2.8	Prinzip der Verarbeitung der Schottky-Signale	20
2.9	Photographie des Tektronix 3066 Frequenzanalysators	22
2.10	Ortsspektrum Re-Experiment	24
2.11	Aufbau des Detektorteleskopes	26
2.12	Skizze des Detektorstapels aus Si-PIN-Dioden	27
2.13	Photographie des Detektorteleskopes	28
3.1	Beispiel eines Schottky-Spektrums	30
3.2	Beispiel eines Wasserfallspektrums	31
3.3	Vier aufeinanderfolgende Schottky-Spektren	32
3.4	Skizze des Liniensuchalgorithmus	33
3.5	Liniensuchalgorithmusfunktion $r(x)$	34
3.6	Ergebnis der Linienidentifikation	35
3.7	Schottky-Spektrum $^{140}\text{Pr}^{58+}$ Experiment	36
3.8	Liniensucher $^{140}\text{Pr}^{58+}$ Experiment	37
3.9	Zeitlicher Verlauf des Untergrundes	38
3.10	Messunsicherheit der Teilchenzahl	40
3.11	Relativer Fehler vs. Anzahl Mittelungen	40
3.12	Intensitätsverlauf der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ und $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Linien	41
3.13	Ortsspektren der Streifenzähler	42
3.14	Kalibration der Streifenzähler	44
3.15	Berechnung der Energieverluste in den Si-PIN-Dioden	45
3.16	Energieverlustsignale in den Si-PIN-Dioden	46
3.17	Verlauf der Diodensignale ΔE_i	47
3.18	Spontane Signalschwankung in Diode Nr. 4	48
3.19	Energiesverlustspektrum der erweiterten Analyse	49

3.20	Z-Spektrum während der Kühlphase	50
3.21	Auflösungsvermögen des Si-PIN-Dioden Stapels	51
3.22	Zerfallsratenspektrum des Detektorteleskopes	52
4.1	Fit des Intensitätsverlaufs der Schottky-Analyse	57
4.2	Zerfallsratenspektrum Detektorteleskop	58
4.3	Zerfallskonstante aller Versuchsdurchgänge	59
4.4	Korrelation zwischen λ_{loss} und λ_{tot}	60
4.5	Energieverlust gegen Y-Position	62
4.6	Q-Wert des gebundenen Beta-Zerfalls	65
4.7	Halbwertszeit des $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Isomers	66

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Der Beta-Zerfall in gebundene Zustände des Elektrons

Der β^- -Zerfall, wie er in der Literatur beschrieben wird, ist ein Prozess der schwachen Wechselwirkung, der die Umwandlung eines Neutrons n in ein Proton p unter Aussendung eines Elektrons e^- und eines Antielektronen-neutrinos $\bar{\nu}_e$ beschreibt.

$$\beta^- : \quad n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e . \quad (1.1)$$

Ist das Neutron zum Zeitpunkt des Zerfalls in den Kernverband eines Atoms eingebunden, so wird aus (1.1) (1.2), der Mutterkern X wandelt sich in den Tochterkern Y um, das Elektron und das Antielektronen-neutrino werden ins Kontinuum emittiert.

$${}^A_Z X \longrightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_e . \quad (1.2)$$

Die Energie, die bei diesem Prozess freigesetzt wird, bezeichnet man als Q -Wert. Für elektrisch neutrale Atome wird dieser in (1.3) aus der Massendifferenz der atomaren Massen, also der Kernmasse plus der Masse der gebundenen Hüllenelektronen, abgeleitet. Der Vollständigkeit halber ist dort die Masse des Antineutrinos und die Bindungsenergie des äußersten Valenzelektrons ebenfalls berücksichtigt, diese könnten aber aufgrund ihrer geringen Größe von $m_{\bar{\nu}_e} < 2 \text{ eV}$ [Yao06] und $BE_V < 25 \text{ eV}$ auch vernachlässigt werden.

$$Q_n = M(Z) - [M(Z+1) + BE_V + m_{\bar{\nu}_e}] \quad (1.3)$$

mit $M(Z)$ = atomare Masse eines Atoms der Ladungszahl Z , BE_V = Bindungsenergie des Valenzelektrons. Die Einheit der Massen ist eV.

Welchen Einfluss auf den Q -Wert und damit auf die Lebensdauer des betrachteten Atoms hat es, wenn statt neutraler Atome nun ionisierte Atome untersucht werden? Deutlich wird dies, wenn man den Grenzfall vollständig ionisierter Atome in Gleichung (1.4) betrachtet.

$$\begin{aligned} Q_0 &= [M(Z) + BE_n(Z)] - [M(Z+1) + BE_n(Z+1) + m_{\bar{\nu}_e}] \\ &= Q_n - [BE_n(Z+1) - BE_n(Z)] \end{aligned} \quad (1.4)$$

mit $BE_n(Z)$ = Summe der Bindungsenergie aller Hüllenelektronen.

Da die Bindungsenergie mit der Kernladungszahl Z ansteigt, ist der zweite Term in (1.4) stets positiv und der Q-Wert Q_0 somit kleiner als der entsprechende Q-Wert Q_n des neutralen Atoms. Für bestimmte Isotope kann es vorkommen, dass $Q_n < [BE_n(Z + 1) - BE_n(Z)]$ ist, der Beta-Zerfall ins Kontinuum ist dann energetisch nicht mehr möglich. Ein Beispiel hierfür ist der Zerfall vollständig ionisierter ^{187}Re oder ^{241}Pu Kerne [Tak87].

Auf der anderen Seite eröffnet sich ein weiterer Zerfallskanal, der *Beta-Zerfall in gebundene Zustände des Elektrons* (kurz auch *gebundener Beta-Zerfall* genannt), will heißen, das Elektron wird nicht ins Kontinuum abgegeben, sondern nimmt im Endzustand einen gebundenen Zustand in der Hülle des Tochterkerns ein. Der Q-Wert erhöht sich in solch einem Fall um die zusätzliche Bindungsenergie des Zustandes, den das Elektron besetzt. Für vollständig ionisierte Atome ergäbe sich, wenn das Elektron beispielsweise einen Zustand in der K-Schale einnähme:

$$Q_K = Q_n - [BE_n(Z + 1) - BE_n(Z)] + BE_K = Q_0 + BE_K \quad . \quad (1.5)$$

mit BE_K = Bindungsenergie der K-Schale.

Prinzipiell steht dieser Zerfallskanal immer in Konkurrenz zum freien Beta-Zerfall. Da bei neutralen Atomen die Anzahl der freien Zustände für das erzeugte Elektron aber stark begrenzt ist und diese eine geringe Bindungsenergie besitzen, ist er typischerweise um viele Größenordnungen unterdrückt. Erst mit steigendem Ionisationsgrad nimmt die Wahrscheinlichkeit für einen gebundenen Beta-Zerfall mehr und mehr zu. Demnach kann der Ionisationsgrad eines Atoms einen erheblichen Einfluss auf dessen Lebensdauer haben. So gibt es Isotope, die im neutralen Zustand stabil sind und erst vollständig ionisiert über den gebundenen Beta-Zerfall zerfallen können. Ein Beispiel hierfür ist das stabile ^{163}Dy ; ohne Hüllenelektronen beträgt die Halbwertszeit nur noch 42 Tage [Jun92].

1.2 Physikalische Bedeutung des gebundenen Beta-Zerfalls

Die im vorherigen Kapitel beschriebene Änderung der Lebensdauer in Abhängigkeit des Ionisationsgrades der Isotope spielt in der *normalen* Umgebung keine Rolle. Erst wenn man Systeme untersucht, bei denen die Temperaturen hoch genug sind, dass dort hochionisierte Atome vorliegen, müssen die Einflüsse auf die Lebensdauern berücksichtigt werden. An den folgenden Beispielen soll dies verdeutlicht werden.

1.2.1 Nukleosynthese

Um die Häufigkeitsverteilung der Isotope der heute vorzufindenden schweren Elemente jenseits des Eisens zu verstehen, werden verschiedene Prozesse der Nukleosynthese angenommen. Dabei wird die Produktion eines Großteils der Elemente auf den sogenannten *s-Prozess* (s für ‘slow’) und *r-Prozess* (r für ‘rapid’) zurückgeführt. Bei diesen

Prozessen werden die schweren Elemente durch sukzessiven Neutroneneinfang mit anschließendem Beta-Zerfall gebildet. Der Unterschied der beiden Prozesse besteht in der Neutronendichte, denen die Kerne ausgesetzt sind.

Ist der Neutronenfluss sehr hoch, so spricht man vom r-Prozess. Es lagern sich in kürzester Zeit viele Neutronen an einen Kern an. Dies kann bis an die Grenze der Stabilität der Kerne gegenüber Neutronenemission, der *n-Dripline*, geschehen. Die Neutroneneinfangrate ist dabei deutlich höher als die Zerfallsrate der betroffenen Isotope, Elemente bis hin zum Uran können erzeugt werden. Solch hohe Neutronendichten werden in Supernovae vermutet.

Charakteristisch für den s-Prozess ist die im Vergleich zum r-Prozess geringe Neutronendichte. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Kern zerfällt, bevor er ein weiteres Neutron einfängt, dominiert. Daher verläuft der Pfad der beim s-Prozess entstehenden Isotope entlang des Stabilitätstales; Isotope bis hin zum Bi können von diesem Prozess erreicht werden. Mögliche Orte für den s-Prozess sind die Phase der Heliumfusion eines *roten Riesen*. Einen Beleg hierfür lieferte der spektroskopische Nachweis von Technetium in roten Riesen. Von diesem Element existieren keine stabilen Isotope, die Halbwertszeit beträgt nur wenige Millionen Jahre. Dies führt zu dem Schluss, dass es durch den s-Prozess in den roten Riesen produziert worden sein muss [Mer52].

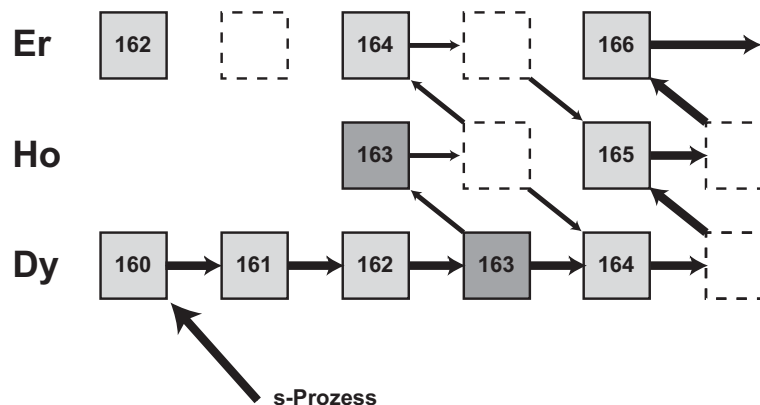


Abbildung 1.1: Pfad des s-Prozesses in der Gegend von ^{163}Dy . Die stabilen Isotope sind mit einer durchgehenden Linie umrandet. Der gebundene Beta-Zerfall des ^{163}Re eröffnet einen zusätzlichen Pfad zum ^{163}Ho .

Um diese Prozesse in theoretischen Modellen beschreiben zu können, benötigt man neben den Informationen über z.B. die Neutroneneinfangsquerschnitte etc. vor allem die korrekten Zerfallskonstanten der beteiligten Isotope. Bei den Temperaturen der Szenarien, in denen der s-Prozess stattfindet, liegen die Atome in hochionisierter Form vor, der Einfluss auf die Halbwertszeiten muss beachtet werden. Als Beispiel zeigt Abbildung 1.1 einen Ausschnitt des s-Prozesspfades in der Gegend von ^{163}Dy . Wie im vorherigen Abschnitt erwähnt, ist dieses Element unter Normalbedingungen stabil. Vollständig ionisiert kann es nun zu ^{163}Ho zerfallen. Es resultiert ein weiterer möglicher Pfad des

s-Prozesses, der eine zusätzliche Produktion von ^{164}Er erklären kann.

Die Messung der Halbwertszeit vollständig ionisierter $^{163}\text{Dy}^{66+}$ Kerne war der erste experimentelle Nachweis des gebundenen Beta-Zerfalls. Sie wurde an der Beschleunigeranlage der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) durchgeführt [Jun92].

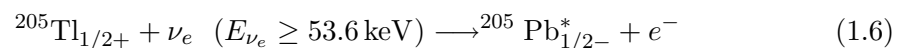
1.2.2 Altersbestimmung unserer Galaxie

Das zweite Beispiel betrifft ein ebenfalls an der GSI durchgeführtes Experiment, in dessen Mittelpunkt die Messung der Halbwertszeit vollständig ionisierter $^{187}\text{Re}^{75+}$ Kerne stand. Wie unter [Bos96] erläutert, zerfällt ^{187}Re im neutralen Zustand über β^- -Zerfall in den Grundzustand des stabilen ^{187}Os , die Halbwertszeit beträgt wegen des niedrigen Q-Wertes von 2.7 keV und des kleinen Übergangsmatrixelements des „unique“ einfach verbotenen Übergangs $T_{1/2} = 42 \cdot 10^9 \text{ a} = 42 \text{ Gyr}$. Vollständig ionisiert ist der Beta-Zerfall ins Kontinuum energetisch nicht mehr erlaubt, dafür aber der gebundene Beta-Zerfall mit dem Elektron in der K-Schale des ^{187}Os . Zusätzlich besteht nun aber, mit einem Q-Wert von 73 keV, die Möglichkeit eines Übergangs in den ersten angeregten Zustand des ^{187}Os . Der höhere Q-Wert und das größere Matrixelement dieses einfach verbotenen Übergangs bewirken eine drastische Reduktion der Halbwertszeit des ^{187}Re um neun Größenordnungen auf 33 a.

Diese Erkenntnis muss bei dem sogenannten *Re/Os-Chronometer* berücksichtigt werden. In Analogie zu der in der Archäologie angewandten Radiokarbonmethode zur Altersbestimmung organischer Materialien [Lib64], kann dieses Isotopenpaar zur Altersbestimmung unsere Galaxie herangezogen werden. Hierzu wird ein Modell benötigt, welches die Produktionsraten der ^{187}Re und ^{187}Os Atome innerhalb der Nukleosynthese (s.o) zuverlässig beschreibt. Der Beta-Zerfall des extrem langlebigen ^{187}Re führt mit der Zeit zu einer Verschiebung des Isotopenverhältnisses, wie es sich aus den theoretischen Produktionsraten ergäbe, hin zum Osmium. Aus dem in Meteoriten gefundenen „solaren“ Isotopenverhältnis kann dann das Alter der Galaxie abgeschätzt werden. Ein wichtiger Korrekturfaktor, der bei dieser Berechnung berücksichtigt werden muss, ist die bereits oben erwähnte drastische Änderung der Halbwertszeit des ^{187}Re , wenn dieses z.B. in heißer, stellarer Umgebung eingebunden ist. Dies motivierte die experimentelle Messung der Halbwertszeit der $^{187}\text{Re}^{75+}$ Kerne. Die genauen Details und weitere Korrekturfaktoren dieses komplexen theoretischen Modells zur Altersbestimmung der Galaxie findet man unter [Cla64].

1.2.3 Langzeitnachweis von Sonnenneutrinos

Im Gegensatz zu den vorherigen Beispielen geht es in diesem Fall nicht um die Veränderung der Lebensdauer hochionisierter Atome, sondern die Untersuchung des gebundenen Beta-Zerfalls bietet in diesem Beispiel die einzige Möglichkeit, ein unbekanntes Übergangsmatrixelement zu bestimmen. Es handelt sich um den Neutrinoefang neutraler, stabiler ^{205}Tl Atome, wie in (1.6) aufgezeigt.



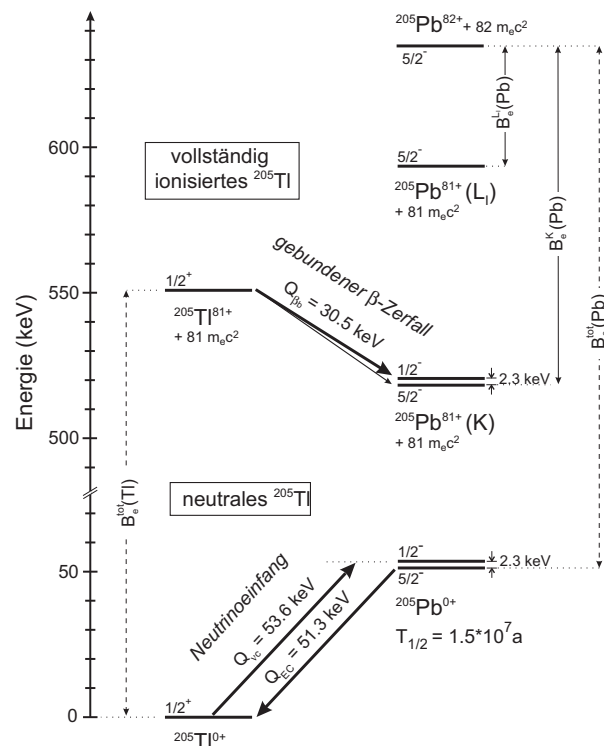


Abbildung 1.2: Niveauschema der Übergänge zwischen ^{205}Tl und ^{205}Pb im Fall neutraler und vollständig ionisierter Atome. Durch Messen des gebundenen Beta-Zerfalls des nackten Thalliums kann das Übergangsmatrixelement des Neutrinoeinfangprozesses des neutralen Thalliums bestimmt werden.

Zum größten Teil endet dieser Übergang im ersten angeregten Zustand des $^{205}\text{Pb}^*$ mit einer Anregungsenergie von 2.3 keV und einem Kernspin von $I = 1/2^-$. Die Energieschwelle des Prozesses beträgt 53.6 keV. Es gibt Überlegungen, diesen Übergang als Nachweis des solaren Neutrinoflusses, gemittelt über die letzten paar Millionen Jahre, heranzuziehen, zuerst vorgeschlagen von [Fre76]. Ziel ist es, zu einem besseren Verständnis des Standardmodells der Sonne beizutragen, nachdem die Mischung der verschiedenen Neutrino flavours inzwischen etabliert ist.

Die Idee besteht darin, in Lorandite, einem thalliumhaltigen Mineral (TlAsS_2), nach Spuren von ^{205}Pb zu suchen. Dieses zerfällt im neutralen Zustand über einen Elektroneneinfangprozess (EC) zum ^{205}Tl mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 1.5 \cdot 10^7 \text{ a}$, der Q-Wert beträgt 51.6 keV [Lin90]. Kennt man den Wirkungsquerschnitt für den Neutrinoeinfang und die Untergrundrate der ^{205}Pb Produktion über andere Kanäle, z.B. durch Muonen, so kann aus der gefundenen Menge des ^{205}Pb in der Probe auf den mittleren solaren Neutrinofluss während der letzten paar Halbwertszeiten von ^{205}Pb , also einige 10^7 a , rückgeschlossen werden. Der Vorteil von ^{205}Tl liegt in der niedrigen Energieschwelle des Einfangprozesses. Somit können die aus dem solaren pp-Prozess

(siehe (1.7)) stammenden Neutrinos nachgewiesen werden.



Eine essenzielle Größe für dieses Projekt ist natürlich das bis dato unbekannte Übergangsmatrixelement des Einfangprozesses in (1.6) zum ersten angeregten Zustand. Die einzige Möglichkeit, dieses zu bestimmen, liegt in der Untersuchung des gebundenen Beta-Zerfalls vollständig ionisierter ${}^{205}\text{Tl}^{81+}$ Kerne [Fre88]. Ein Blick auf das Niveauschema in Abbildung 1.2 verdeutlicht dies. Im Fall neutraler Atome ist das ${}^{205}\text{Tl}$ stabil. Im vollständig ionisierten Zustand kann das Thallium nun über einen gebundenen Beta-Zerfall auch (und das dominant) in den ersten angeregten Zustand des Bleis zerfallen; der Übergang ist der zeitlich inverse Prozess zum Neutrinoeinfang des neutralen ${}^{205}\text{Tl}$ -Atoms. Dieser Übergang ist nur mit einer Paritätsänderung verbunden (einfach verbotener Übergang) und so gegenüber dem Zerfall in den Grundzustand des Bleis, welcher zusätzlich eine Kernspinänderung von $\Delta I = 2$ fordert („unique“ einfach verbotener Übergang), deutlich bevorzugt. Andere Kanäle des gebundenen Zerfalls, z.B. mit einem Elektron in der L-Schale des Blei-Atoms, sind energetisch nicht möglich. Bestimmt man die Halbwertszeit nackter ${}^{205}\text{Tl}^{81+}$ Kerne, erhält man zusammen mit dem Q-Wert der Reaktion den $\log ft$ -Wert und damit direkt das gesuchte Übergangsmatrixelement.

1.3 Der Zerfall nackter ${}^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne

Das in dieser Arbeit vorgestellte Experiment diente der Untersuchung der Zerfallskanäle vollständig ionisierter ${}^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne. Ebenfalls an der GSI durchgeführt, konnte zum ersten Mal der gebundene Beta-Zerfall *direkt* beobachtet werden. Um den Ausdruck *direkt* zu verstehen, soll zuerst das grundsätzliche Prinzip der Messung der Lebensdauer vollständig ionisierter Kerne mithilfe eines Speicherringes vorgestellt werden. Für die Details und Fachbegriffe sei auf die folgenden Kapitel verwiesen; hier wird nur ein kurzer, grober Überblick gegeben.

Bei den oben angesprochenen ${}^{163}\text{Dy}$ und ${}^{187}\text{Re}$ Experimenten erfolgte die Untersuchung des gebundenen Beta-Zerfalls immer durch Einschuss der vollständig ionisierten Isotope in den Speicherring der GSI. Mit der Methode der Schottky-Analyse kann die Anzahl der im Ring gespeicherten Ionen bestimmt werden, die unterschiedlichen Ionensorten werden anhand ihres Masse/Ladungsverhältnisses $\frac{m}{q}$ identifiziert. Beim gebundenen Beta-Zerfall ändert sich aber nur die Masse um den Q-Wert des Übergangs, die Ladungszahl bleibt erhalten. Da bei dem Re- und Dy-Zerfall der Q-Wert nur gering ist, lag die Änderung von $\frac{m}{q}$ unterhalb des Auflösungsvermögens der Schottky-Analyse, d.h. die während der Speicherzeit produzierten Tochterkerne konnten nicht von den Mutterkernen getrennt identifiziert werden. Um deren Anzahl am Ende der Speicherzeit von mehreren Stunden dennoch messen zu können, bediente man sich eines Tricks: durch Einschalten eines Gasjettargets wurden die Elektronen der wasserstoffartigen Tochterkerne entfernt, die Änderung der Ladungszahl ermöglichte der Schottky-Analyse dann die Identifikation und Teilchenzahlbestimmung der Tochterkerne. Dieses

Verfahren stellt demnach einen indirekten Nachweis des gebundenen Beta-Zerfalls dar. Ein direkter Nachweis ist möglich, wenn der Q-Wert des Beta-Zerfalls oberhalb des Auflösungsvermögens der Schottky-Analyse liegt; in diesem Fall kann die Erzeugung der Tochterkerne während der Speicherzeit direkt verfolgt und aufgezeichnet werden.

Aus diesem Grund fiel die Wahl des in dem Experiment zu untersuchenden Isotops auf $^{207}\text{Tl}^{81+}$. Der Q-Wert des gebundenen Übergangs liegt mit 1502 keV deutlich oberhalb des Auflösungsvermögens der Schottky-Analyse. Damit war es möglich, alle Zerfallskanäle zum ersten Mal direkt zu beobachten und simultan zu untersuchen. Ein weiterer Vorteil lag in der kurzen Halbwertszeit von nur 4.77 Minuten. Eine Speicherzeit von einer halben Stunde war ausreichend, um den Zerfall der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne beobachten zu können; die Anzahl der in der bewilligten Experimentierperiode durchgeführten Versuchsdurchgänge fiel entsprechend hoch aus.

Es sollte noch erwähnt werden, dass ein Vorgängerexperiment an der GSI stattgefunden hatte, welches den Zerfall nackter $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne mit der gleichen Methodik untersuchte. Bei diesem führten aber technische Probleme dazu, dass die Anzahl der Versuchsdurchgänge nur gering ausfiel. Dies motivierte die Durchführung eines weiteren Experiments, dessen Ergebnisse unter [Oht05] veröffentlicht sind.

Kapitel 2

Aufbau des Experimentes

2.1 Prinzip

Ziel des Experimentes war, die Zerfallskanäle vollständig ionisierter $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne, also die Beta-Zerfälle in gebundene Zustände des Elektrons als auch ins Kontinuum, direkt zu beobachten und mit einer zeitlichen Auflösung von wenigen Sekunden simultan zu vermessen. Die Schwerionenbeschleunigeranlage GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) bietet die hierzu nötige Infrastruktur in idealer Weise an. Abbildung 2.1 zeigt einen Überblick des zum Zeitpunkt des Experimentes vorhandenen Aufbaus der GSI¹. Die für das Experiment relevanten Elemente sind der Linearbeschleuniger UNILAC², das Schwerionensynchrotron SIS, der Fragmentseparator FRS und schließlich der Experimentierspeicherring ESR. Die zu untersuchenden $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne wurden durch Projekttilfragmentation eines im UNILAC und SIS auf $838 \frac{\text{MeV}}{u}$ beschleunigten ^{208}Pb Strahls erzeugt, im FRS von den bei der Fragmentation ebenfalls entstandenen unerwünschten Nebenprodukten separiert und anschließend in den ESR eingeschossen und dort gespeichert.

Während der etwa 30 minütigen Speicherzeit wurde die Entwicklung des umlaufenden $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Strahls von zwei unabhängigen Detektorsystemen aufgezeichnet. Zum einen geschah dies mit einem am ESR fest installierten, auf dem Prinzip der Schottky-Analyse basierenden Diagnosesystem. In vorgegebenen Zeitintervallen lieferte es fortlaufend Intensitätsspektren der Verteilung des Masse/Ladungsverhältnisses $\frac{A}{q}$ der im Ring umlaufenden Ionen, ohne diese dabei merklich zu beeinflussen. Anhand dieser Spektren konnten die unterschiedlichen Ionensorten eindeutig identifiziert und ihre zum jeweiligen Zeitpunkte vorliegende Anzahl bestimmt werden. Alle Spektren zusammen ergaben schlussendlich den zeitlichen Verlauf der Abnahme der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Mutterkerne und die Zunahme der durch den gebundenen Beta-Zerfall erzeugten $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Tochterkerne.

Zum anderen wurde ein aus einem Stapel von Si-PIN-Dioden bestehendes Detektor-teleskop in den Ring eingebracht. Es war so positioniert, dass es von den aus den Kontinuumszerfällen stammenden $^{207}\text{Pb}^{82+}$ Kernen getroffen wurde, diese nach der Kernladungszahl identifizierte und somit nachwies. Dieser Aufbau entsprach also dem eines

¹Momentan wird der Ausbau der GSI im Rahmen des FAIR Projektes vorbereitet.

²Universal Linear Accelerator

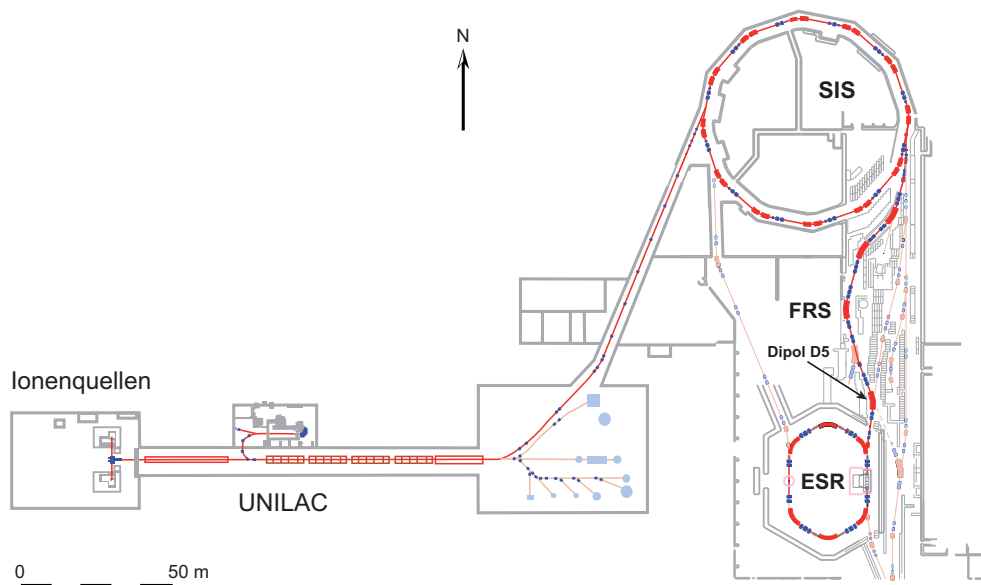


Abbildung 2.1: Überblick der Beschleunigeranlage der GSI. Ebenfalls eingezeichnet ist der Strahlverlauf (rote Linie).

klassischen „Zählerexperimentes“. Aus dem zeitlich exponentiellen Abfall der Nachweisrate der $^{207}\text{Pb}^{82+}$ Kerne konnte ebenfalls die Gesamtlebensdauer des $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Strahls bestimmt werden, und ein Vergleich mit der mittels Schottky-Methode bestimmten Lebensdauer angestellt werden.

In den folgenden Abschnitten werden die oben beschriebenen Teilaspekte des Experimentes im Einzelnen genauer erörtert.

2.2 Produktion und Separation der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Ionen im FRS

Zur Produktion der vollständig ionisierten $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne wurden zuerst ^{208}Pb Ionen in einer Ionenquelle erzeugt und im Linearbeschleuniger UNILAC auf eine Energie von ca. $10 \frac{\text{MeV}}{\text{u}}$ vorbeschleunigt. Anschließend erfolgte die Beschleunigung auf die gewünschte Endenergie im Schwerionensynchrotron SIS. Mit ihm sind maximale Teilchenenergien von 2 GeV/u für Neonkerne bis zu 1 GeV/u im Falle von Urankernen möglich. Um die Pb Ionen vor der Injektion in den SIS vollständig zu ionisieren, befinden sich auf der Transferstrecke zwischen UNILAC und SIS mehrere Umladungsfolien³. Die nun mit einer Energie von etwa $900 \frac{\text{MeV}}{\text{u}}$ versehenen $^{208}\text{Pb}^{82+}$ Kerne wurden aus dem SIS extrahiert und auf ein direkt vor dem Eingang des Fragmentseparators FRS befindliches, $4 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ dickes Berillium Target geschossen. In den darauffolgenden Magnetstufen des FRS wurden aus der Vielzahl der bei der Projekttilfragmentation entstandenen Teilchen die $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Ionen herausgefiltert. Insbesondere galt es, die später zu untersuchenden,

³Stripper-Folien.

durch den gebundenen Beta-Zerfall der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ -Kerne gebildeten, wasserstoffartigen $^{207}\text{Pb}^{81+}$ -Ionen daran zu hindern, in den Ring eingeschossen zu werden.

Der als 0° Spektrometer ausgelegte FRS [Gei92] besteht, wie der Abbildung 2.2 zu entnehmen ist, aus vier 30° Dipolmagneten (D1 bis D4) und mehreren Oktupol- und Sextupolmagneten als Fokussierungselementen. Im Folgenden bilden die Dipole D1 und D2 die erste Stufe, die Dipole D3 und D4 die zweite Stufe des FRS. Durchlaufen Fragmente die erste Stufe, so werden sie entsprechend ihrer magnetischen Steifigkeit χ_m (2.1) mehr oder weniger stark abgelenkt⁴.

$$\chi_m = B\rho = \frac{p}{q} = \frac{\gamma m v}{q} . \quad (2.1)$$

(Mit B = Magnetische Feldstärke, ρ = Bahnradius, p = Teilchenimpuls, γm = relativistische Teilchenmasse, q = Ladungszahl, v = Geschwindigkeit.)

An der Fokalebene F2 entsteht in der horizontalen Ebene eine Verteilung von χ_m . Unter der Annahme, dass die Geschwindigkeitsverteilung Δv der Fragmente klein gegenüber ihrer mittleren Geschwindigkeit \bar{v} ist (in (2.1) $\gamma v \approx$ konstant), entspricht dies einer örtlichen Aufspaltung der Fragmente nach ihrem Masse/Ladungsverhältnis $\frac{m}{q}$. Nur Teilchen, deren χ_m innerhalb des Akzeptanzbereiches des FRS liegt, können bis zur Fokalebene F2 vordringen, die übrigen stoßen gegen die Wand des Strahlrohres und werden somit aus dem Strahl herausgefiltert. Der Akzeptanzbereich kann durch einfahrbare Schlitze an F1 und F2 entsprechend der jeweiligen Zielsetzung weiter eingeschränkt werden.

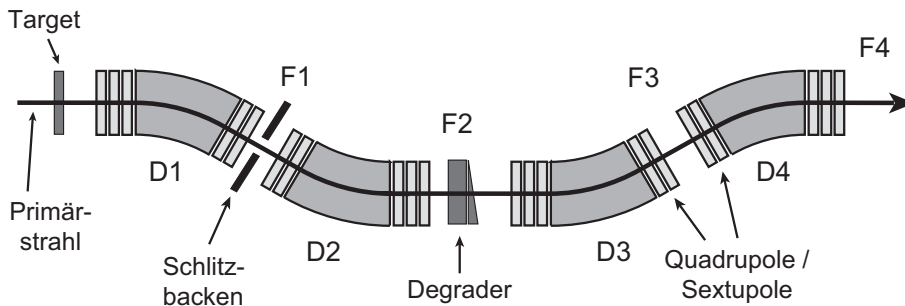


Abbildung 2.2: Aufbau des Fragment separators FRS.

Die zweite Stufe des FRS, bestehend aus den Dipolen D3 und D4, ist ein spiegelsymmetrisches Abbild der ersten Stufe. Dies führt dazu, dass alle Teilchen, die die erste Stufe passieren konnten, am Ende der zweiten Stufe, der Fokalebene F4, wieder auf die ursprüngliche Strahlfleckbreite refokussiert werden. Diese als *achromatisch* bezeichnete Einstellung der Ionenoptik des FRS bildet alle Fragmente unabhängig von ihrer magnetischen Steifigkeit, sofern diese innerhalb des eingestellten Akzeptanzbereiches liegt, auf einen Punkt in der Fokalebene F4 ab. Die Dipole und Schlitze werden nun so einjustiert, dass die erwünschten Fragmente (das *Sollfragment*, in diesem Experiment die

⁴Die Dispersion an F2 beträgt bei achromatischer Einstellung des FRS in etwa $\frac{\Delta x}{\Delta p/p} \approx 68 \frac{\text{mm}}{\%}$.

$^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne) ungehindert den FRS durchqueren können, hingegen all die anderen unerwünschten Fragmente möglichst ausgefiltert werden.

Um aber einen reinen $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Strahl zu erhalten, ist eine weitere Trennung nach der Kernladungszahl Z erforderlich. Wie oben erwähnt, sollte in erster Linie verhindert werden, dass wasserstoffartige $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Ionen, die später zu untersuchenden Tochterkerne des gebundenen Beta-Zerfalls der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne, deren magnetische Steifigkeit sich nur unwesentlich von der der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Ionen unterscheidet, ebenfalls in den Ring gelangen. Um eine solche Trennung zu erreichen, nutzt man den nach der Bethe-Bloch Gleichung $\frac{dE}{dx} \propto \frac{z^2}{v^2}$ [Bet30] in erster Näherung proportional zum Quadrat der Kernladungszahl abhängigen Energieverlust aus, den Ionen beim Passieren einer Materieschicht erleiden. Eine solche als *Degrader* bezeichnete Materieschicht aus Aluminium ist an F2 angebracht, woraufhin eine Impulsänderung und folglich eine Abnahme der magnetischen Steifigkeit des jeweiligen Fragmentes entsprechend dessen Kernladungszahl bewirkt wird. Das Resultat ist eine an der Fokalebene F4 örtliche Verteilung der Fragmente nach ihrer Kernladungszahl Z . Die Optik der zweiten Stufe wird im Vergleich zur Einstellung ohne Degrader so rejustiert, dass das Sollfragment wieder auf einen Punkt an F4 abgebildet wird. Da nach obiger Gleichung der Energieverlust ebenfalls umgekehrt proportional vom Geschwindigkeitsquadrat abhängt, ist der Degrader keilförmig aufgebaut⁵. Die Keilform wird so ausgerichtet, dass der Energieverlust der Ionen des Sollfragmentes möglichst unabhängig von deren Geschwindigkeit konstant bleibt, indem die schnelleren Teilchen im Gegensatz zu den langsameren eine entsprechend dickere Materieschicht durchlaufen müssen. Analog zur ersten Stufe wird mit Schlitzen an F3 und F4 die Akzeptanz auf den ungehinderten Durchlass des Sollfragmentes optimiert. Abbildung 2.3⁶ zeigt die Ortsverteilungen einer *MOCADI*-Simulation⁷ der Fragmente an F2 und F6. Man erkennt, wie unter Zuhilfenahme des Degraders die an F2 noch

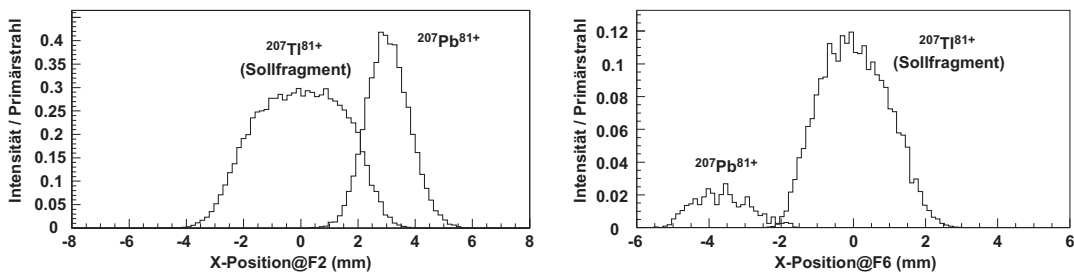


Abbildung 2.3: Mit Hilfe von *MOCADI* berechnete Fragmentverteilung an den Fokalebene F2 und F6.

starke Überlagerung der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ und $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Ionen an F6 fast aufgelöst ist und die Injektion eines fast reinen $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Strahls in den Ring ermöglicht wird.

⁵auch als *Wedge Degrader* bezeichnet.

⁶mit freundlicher Genehmigung der FRS Gruppe.

⁷ein an der GSI entwickeltes Softwarepaket zur Simulation der Produktionsquerschnitte und der Ionenoptik des FRS [Iwa97].

Nebenwirkung eines Degraders hingegen ist eine Impulsverbreiterung der Teilchen aufgrund der Energieverluststreuung. Des Weiteren kommt es, da jede Materieschicht auch ein Reaktionstarget darstellt, zu Verlusten aufgrund weiterer Kernreaktionen oder Umladungsprozesse. Diese Problematik spielte aber in dem hier beschriebenen Experiment keine wesentliche Rolle, da nur die Produktion von ca. 2000 $^{207}\text{Tl}^{81+}$ -Ionen pro Extraktionspuls, engl. ‘Spill’, angestrebt wurde.

Es sei noch angemerkt, dass in den obigen Ausführungen im Falle eines Ionenstrahltransfers vom FRS in den ESR der Dipol D4 durch den weiter entfernten Dipol D5 zu ersetzen ist (vgl. Abbildung 2.1).

2.3 Speicherung der Ionen im ESR

Die $^{207}\text{Tl}^{81+}$ -Ionen werden nun über eine Transferstrecke in Richtung des ESR überführt. Mittels eines beim Einschuss aktivierten Kicker Magneten wird den einfallenden Ionen eine Ablenkung aufgezwungen, so dass sie auf die Speicherbahn des ESR umgelenkt werden.

Die Hauptelemente des ESR [Fra87] sind die in Abbildung 2.4 dargestellten sechs 60° Dipolmagnete mit einer Biegekraft von maximal 10 Tm, die die Teilchen auf einer Umlaufbahn mit einem mittleren Umfang von ≈ 108 m halten. Daneben dienen diverse Oktupol- und Sextupolmagnete der weiteren Strahlfokussierung. Mit dieser Anordnung lassen sich Ionen von $^{20}\text{Ne}^{10+}$ mit $830 \frac{\text{MeV}}{\text{u}}$ bis $^{238}\text{U}^{92+}$ mit $560 \frac{\text{MeV}}{\text{u}}$ im Ring speichern. Bei Umlauffrequenzen von z.B. ≈ 2 MHz (für Ionen mit einer Energie von $400 \frac{\text{MeV}}{\text{u}}$) ist ein sehr gutes Ultrahochvakuum vonnöten, um die Verluste durch Streuung oder Umladung der gespeicherten Ionen an Atomen des Restgases zu minimieren. Beim ESR beträgt dieses $\approx 10^{-11}$ mbar, Speicherzeiten von mehreren Stunden werden so ermöglicht⁸. An dem östlichen geraden Teilstück ist ein Elektronenkühler angebracht. Ein internes Gastarget befindet sich auf dem zweiten geraden Teilstück gegenüber des Elektronenkühlers. Bei Bedarf generiert dieses einen wohl kollimierten, unter hohem Druck stehenden, aus Stoffen wie Wasserstoff, Stickstoff, Argon oder Helium bestehenden Gasstrahl (Durchmesser ca. 5 mm), der senkrecht zur Umlaufbahn der Ionen durch den Ring geschossen wird. Die für die Schottky-Analyse benötigten Pickupelektroden sind an der Position S montiert. An den in der Abbildung 2.4 mit A bis E gekennzeichneten Positionen befinden sich Detektortaschen, die in den Speicherring eingefahren werden können. Durch ein $25 \mu\text{m}$ dickes Eintrittfenster aus Eisen, welches das Vakuum des ESR gegen die Umgebung abschirmt, können Teilchen, die aus der Standardumlaufbahn aufgrund von z.B. Ladungs- bzw. Masseänderungen, Reaktionen im Gastarget oder Kollisionen mit Atomen des Restgases abgelenkt wurden, durch in den Taschen befindliche Detektoren nachgewiesen und analysiert werden. Speziell in diesem Experiment waren dies die aus dem freien Beta-Zerfall der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ -Kerne stammenden $^{207}\text{Pb}^{82+}$ -Ionen. Die Ladungsänderung von $\Delta Q = +1$ bewirkte ihre Ablenkung auf eine weiter innen liegende Umlaufbahn. Diese nachzuweisen war die Aufgabe des unter 2.6 beschriebenen Si-Detektorteleskops, welches zu diesem Zweck in der Tasche

⁸Verlustrate Restgas: $\lambda_{RG} \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1} \rightarrow T_{1/2}^{RG} \approx 64 \text{ h}$ [Jun92].

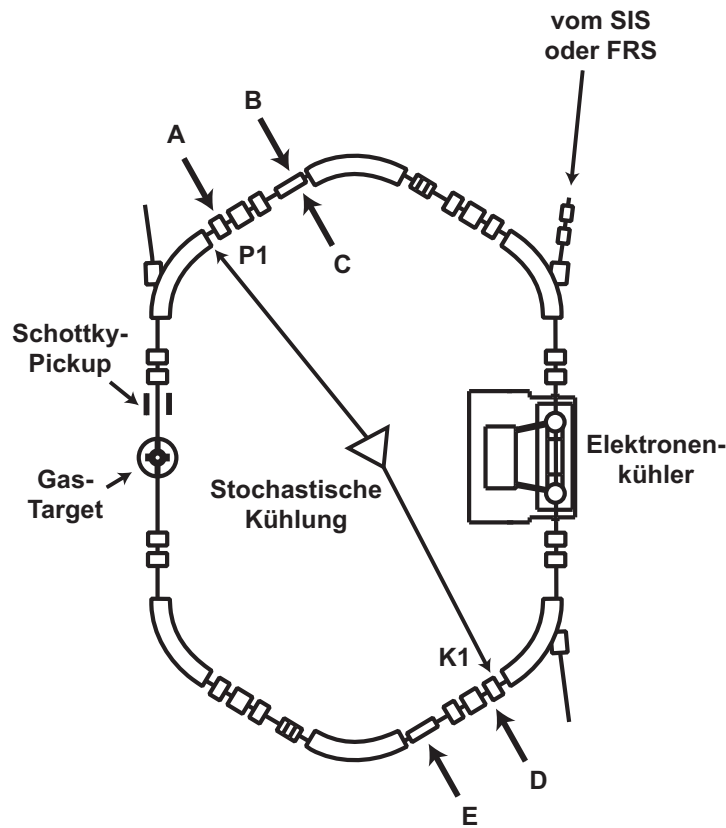


Abbildung 2.4: Aufbau des ESR.

direkt nach dem Dipol hinter dem Gastarget (Position C in Abbildung 2.4) montiert war.

In Abbildung 2.5 ist die Situation im Ring anschaulich verdeutlicht. Die $^{207}\text{Tl}^{81+}$ -Ionen zirkulieren auf der äußersten Umlaufbahn. Eine Strahlkühlung sorgt dafür, dass alle im Ring gespeicherten Ionen dieselbe Geschwindigkeit $v = \text{const}$ besitzen. Die magnetische Steifigkeit χ_m und damit der Radius ρ der Umlaufbahn eines Ions ist nach (2.1) allein durch die Masse A und die Ladung q bestimmt, also $\rho \propto \frac{A}{q}$. Somit besitzen alle Ionen einer Sorte denselben Umlaufradius und folglich dieselbe Umlauffrequenz.

Zerfällt nun ein $^{207}\text{Tl}^{81+}$ -Ion über einen gebundenen Beta-Zerfall zu $^{207}\text{Pb}^{81+}$, so ändert sich seine Ladung nicht, da ja das Zerfallselektron in einer Schale der Elektronenhülle gebunden wird. Seine Masse hingegen verringert sich um den Q -Wert des Zerfalls, woraufhin es auf eine etwas weiter innen liegende Umlaufbahn gezwungen wird. Bei einem Beta-Zerfall ins Kontinuum zum $^{207}\text{Pb}^{82+}$ hingegen bewirkt die Ladungsänderung von $\Delta Q = +1$ zusammen mit der Abnahme der Masse eine Verlagerung des Tochterkerns auf eine deutlich weiter innen liegende Umlaufbahn. Die Einstellungen der Ionenoptik des ESR werden so gewählt, dass diese Umlaufbahn noch in der Akzep-

tanz des Speicherringes liegt. Innerhalb eines Umlaufes treffen diese Ionen auf das in den Ring eingefahrene Detektorteleskop und werden somit von diesem nachgewiesen.

Die Messung der Intensität der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ und der $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Ionen erfolgt mithilfe der Schottky-Analyse (siehe Abschnitt 2.5). Mit dieser ist es möglich, die Umlauffrequenzen der gespeicherten Ionen in Form eines Frequenzspektrums fortlaufend aufzuzeichnen, ohne dabei den Umlauf der Ionen zu stören. Anhand der Frequenzlinien des Spektrums lassen sich die Ionen eindeutig identifizieren. Zugleich ist der Flächeninhalt einer Linie direkt proportional zur Anzahl der Ionen, die sie verursachen. Man erhält ein Frequenzspektrum, aus dem sich die momentane Anzahl der Ionen einer gewissen Sorte ablesen lässt. Kennt man die Ladungszustände q der Ionen, so erhält man hieraus direkt die Masse der Ionen. Dies ist in der Tat eines der Hauptanwendungsgebiete des ESR. Mit ihm wurden schon viele präzise Massenmessungen an unbekanntem und kurzlebigen Isotopen durchgeführt [Lit07b].

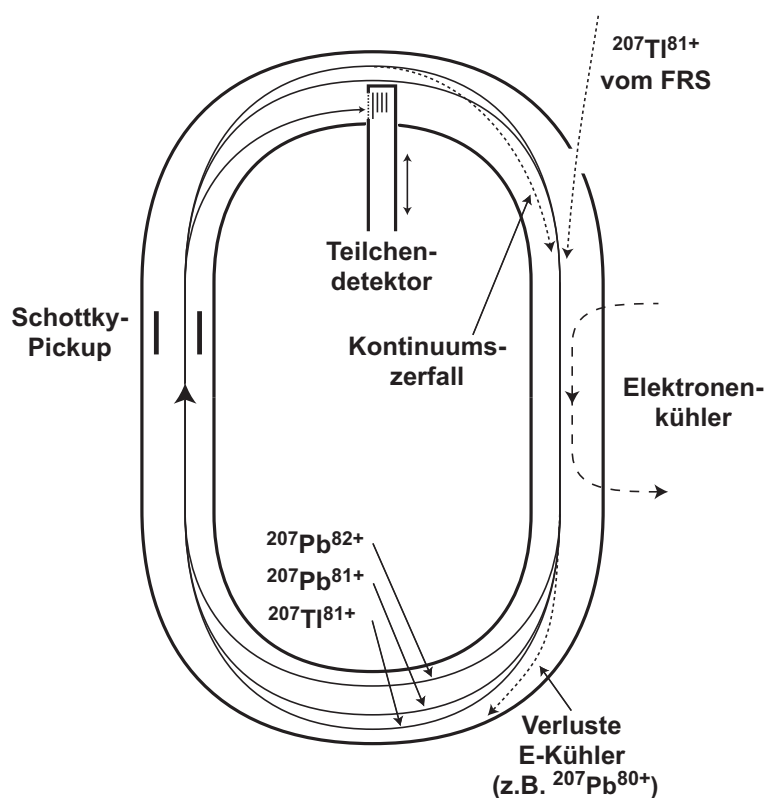


Abbildung 2.5: Skizze der Teilchenbahnen im ESR.

2.4 Kühlung des Ionenstrahls

Damit die Schottky-Analyse in der Lage ist, hochaufgelöste Intensitätsspektren aufzunehmen, muss die Breite der Geschwindigkeitsverteilung $\frac{\Delta v}{\bar{v}}$ der Teilchen im Ring so gering wie möglich ausfallen. Ebenfalls sollte die mittlere Geschwindigkeit \bar{v} über die Speicherzeit hinweg möglichst konstant gehalten werden. Dies zu bewerkstelligen ist die Aufgabe des im allgemeinen als *Strahlkühlung* bezeichneten Verfahrens. Die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen ist nach Passieren des FRS aufgrund des Fragmentationprozesses und der Energieverluststreuung im Target und Degradier des FRS stark verbreitert, der Strahl ist *heiß*. Nach dem Einschuss der Ionen in den Ring bei gleichzeitigem Einschalten der Kühlung wird sich nach einer gewissen Zeit, die hier als Kühlzeit bezeichnet werden soll, ein Gleichgewicht zwischen den Strahl aufheizenden und abkühlenden Effekten einstellen. Ziel ist es, die Kühlzeit möglichst kurz zu gestalten, um so früh wie möglich verwertbare Schottky-Spektren zu erhalten. Auch muss im weiteren Verlauf die Strahlkühlung ständig aktiviert sein, da durch Kollisionen der Ionen mit den Atomen des Restgases und Stöße der Ionen des Strahls untereinander (*intra-beam scattering*) zum einen der Strahl kontinuierlich an Energie verliert, zum anderen die Geschwindigkeitsverteilung weiter verbreitert wird. Am ESR sind zwei Methoden der Strahlkühlung installiert, die Elektronenkühlung und die stochastische Kühlung, die nachfolgend beschrieben werden.

2.4.1 Elektronenkühlung

Bei der Elektronenkühlung generiert der Elektronenkühler des ESR einen Elektronenstrahl, der dem gespeicherten Ionenstrahl auf einer Strecke von 2.5 m überlagert wird. Da der Elektronenstrahl in einem elektrostatischen Feld fortlaufend generiert und beschleunigt wird, besitzt er eine wohldefinierte mittlere Geschwindigkeit und seine Geschwindigkeitsverteilung fällt entsprechend schmal aus. Durch Mott-Streuung der Ionen mit den Elektronen des Strahls findet ein Impulsaustausch statt, der innerhalb der Kühlzeit T_K zu einem Angleichen der Ionengeschwindigkeit v_i an die mittlere Elektronengeschwindigkeit \bar{v}_e führt. Veranschaulichen lässt sich der Vorgang am besten, wenn man sich in das Ruhesystem des Elektronenstrahls begibt, wie in Abbildung 2.6 angedeutet. Die Geschwindigkeitsüberschüsse der Ionen relativ zu den ruhenden Elektronen werden durch elastische Stöße auf diese übertragen und, aufgrund der fortlaufenden Erneuerung der Elektronen, aus dem System abgeführt.

Die Hochspannung des Elektronenkühlers U_{EC} kann im „Standardbetrieb“ zwischen 1.6 keV bis 230 keV gewählt werden. Sind höhere Teilchengeschwindigkeiten verlangt, so konnte bisher, durch langandauerndes Konditionieren der Hochspannungsanlage, eine maximale Spannung von $U_{EC} = 265$ keV erreicht werden [Ste04], dies entspricht einer kinetischen Energie der im Ring gespeicherten Ionen von $E_{kin} \approx 483 \frac{\text{MeV}}{u}$.

Mit der Elektronenkühlung kann eine Reduktion der Geschwindigkeitsverteilung auf bis zu $\frac{\Delta v}{\bar{v}} = 10^{-5}$ erreicht werden. Der Zusammenhang zwischen der Kühlzeit und der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen lässt sich für große Δv mit $T_K \propto \Delta v^3$ beschreiben, d.h. je kleiner die Differenz der Ionengeschwindigkeit von der mittleren

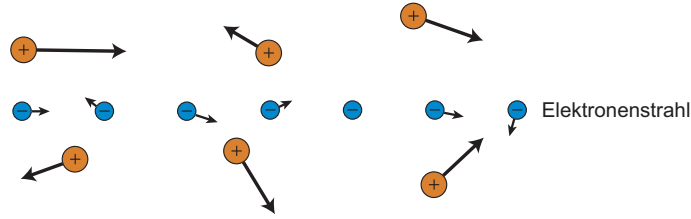


Abbildung 2.6: Skizze der Prozesse bei der Elektronenkühlung im Ruhesystem des Elektronenstrahls. Durch Streuung der Ionen (+) an den Elektronen (-) wird überschüssiger Impuls an diese übertragen und aus dem System abgeführt.

Geschwindigkeit der Elektronen ist, desto kürzer wird die benötigte Kühlzeit [Pot90]. Ist der Strahl sehr aufgeheizt, wie im Falle des Transfers von Ionen aus dem FRS in den ESR, kann es eine erhebliche Zeit in Anspruch nehmen, bis alle Ionen gekühlt sind (bis zu 2 Minuten). Im Vergleich hierzu beträgt die Kühlzeit bei einem direkten Einschuss mit den vergleichsweise kalten Ionen ($\frac{\Delta v}{v} \approx 10^{-3}$) aus dem SIS⁹ nur wenige Sekunden.

Eine Nebenwirkung der Elektronenkühlung sind die Strahlverluste, die durch Elektroneneinfang der Ionen entlang der Interaktionstrecke mit dem Elektronenstrahl hervorgerufen werden. Durch die Abnahme des Ladungszustandes von $\Delta q = -1$ werden diese Ionen in den der Kühlerstrecke folgenden Dipolen aus dem Strahl gelenkt und prallen gegen die Außenwand des Rings. Die Verlustrate lässt sich anhand einer empirischen Formel (2.2) abschätzen [Kle99].

$$\lambda_{EC} = 3.6 \cdot 10^{-10} \cdot Z^2 \cdot I_{Kühler} \quad (\text{s}^{-1}) \quad (2.2)$$

mit $I_{Kühler}$ = Kühlerstrom in mA, Z = Kernladungszahl.

Zugleich erreicht man aber mit einem höheren Kühlerstrom, der maximal 1000 mA betragen kann, wegen der erhöhten Elektronendichte eine schmalere Geschwindigkeitsverteilung. Die Wahl des Kühlerstromes stellt somit immer einen Kompromiss zwischen der benötigten Kühlstärke und einer noch akzeptablen Verlustrate dar. Im Fall des $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Experimentes wurde der Elektronenkühler innerhalb der ersten 25 Sekunden nach dem Einschuss mit einer Stromstärke von 500 mA betrieben, um den heißen Strahl aus dem FRS so schnell wie möglich herunterzukühlen. Im weiteren Verlauf der Speicherzeit wurde die Stromstärke dann auf 100 mA reduziert.

2.4.2 Stochastische Vorkühlung

Um die im vorhergehenden Abschnitt besprochene Problematik der langen Kühlzeit beim Einschuss heißer Fragmente in den ESR zu entschärfen, existiert die Möglichkeit, den Strahl mithilfe einer stochastischen Kühlung vorzukühlen. An dieser Stelle soll die stochastische Vorkühlung nur stark vereinfacht dargestellt werden. Eine detaillierte Beschreibung der am ESR installierten Kühlung findet sich unter [Nol96].

⁹Dieser verfügt ebenfalls über einen Elektronenkühler.

Das Prinzip der stochastischen Kühlung basiert darauf, mithilfe einer Pickupelektrode die Geschwindigkeitsabweichung eines Teilchens vom Sollwert zu vermessen. Diese Information wird elektronisch verarbeitet und verstärkt und einer Kickerelektrode zugeführt, die dem Teilchen dann ein Signal aufprägt, welches die Abweichung zu kompensieren versucht. Die elektronische Verarbeitung des Pickupsignals ist natürlicherweise immer mit einer zeitlichen Verzögerung verbunden. Damit das Kompensationssignal rechtzeitig zur Kickerelektrode gelangt, also synchron zum Eintreffen des Teilchens am Ort der Kickerelektrode, sind Pickup- und Kickerelektrode räumlich am Ring so positioniert, dass durch die kürzere Wegstrecke, die das Signal im Vergleich zu dem im Ring umlaufenden Teilchen zurücklegt, die Verzögerung ausgeglichen werden kann (siehe Abbildung 2.7). Zwar kann die Signallaufzeit im begrenzten Rahmen zur Optimierung variiert werden, im Großen und Ganzen diktiert jedoch die geometrische Anordnung die Geschwindigkeit, mit der die Ionen im Ring umlaufen müssen.

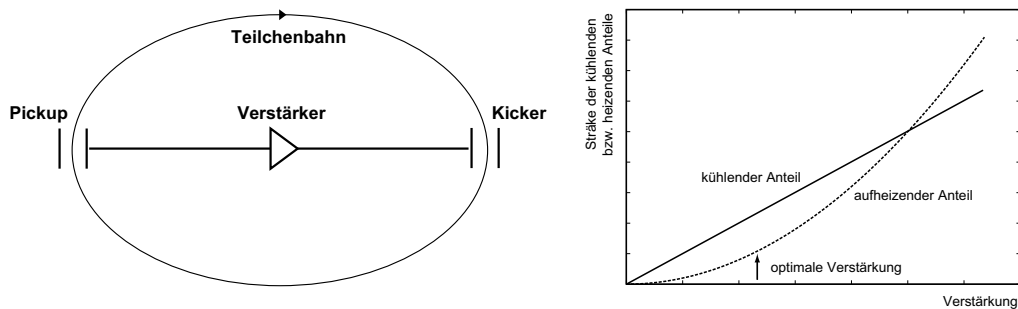


Abbildung 2.7: Links: Prinzipieller Aufbau einer stochastischen Kühlung. Rechts: Qualitativer Verlauf der kühlenden und aufheizenden Beiträge zur gesamten Kühlstärke in Abhängigkeit von der Verstärkung.

Nun sind in einem Ring aber üblicherweise nicht ein einzelnes, sondern sehr viele Ionen gleichzeitig gespeichert, das Signal der Pickupelektrode und das hieraus generierte Kickersignal besteht folglich aus einer Überlagerung der Signale mehrerer Ionen. Die Wirkung, die das Kickersignal auf ein einzelnes Ion hat, besteht daher zum einen aus einem kühlenden Anteil, zum anderen aus einem aufheizenden Anteil aufgrund der Beiträge aller anderen Teilchen. In erster Ordnung heben sich die aufheizenden Effekte im statistischen Mittel auf. Die Terme höherer Ordnung sind quadratisch von der Stärke des Kickersignals abhängig, wohingegen der kühlende Anteil linear hiervon abhängt. Durch geeignete Wahl der Verstärkung kann so eine kühlende Wirkung auf den Strahl als Ganzes erreicht werden, siehe Abbildung 2.7 rechts. Der Name stochastische Kühlung leitet sich aus der Tatsache her, dass stochastisch verteilte Signale verarbeitet werden, die Kühlmethode an sich ist kein stochastischer Prozess [Mee93].

Im Fall des ESR ist die Pickupelektrode an einer Stelle mit hoher Dispersion angebracht (P1 in Abbildung 2.4). Dort sind die Geschwindigkeitsschwankungen der Ionen unmittelbar mit einer Ortsabweichung von der Sollbahn verknüpft. Aus dem Differenzsignal der beiden Platten der Pickupelektrode wird die Ortsabweichung gewonnen, mit

elektronischen Verstärkern weiterverarbeitet und mittels Mikrowellenleiter auf direktem Weg zu einer longitudinalen Kickerelektrode auf der gegenüberliegenden Seite des ESR geleitet (K1 in Abbildung 2.4).

Obwohl die stochastische Kühlung nicht in der Lage ist, eine, verglichen mit der Elektronenkühlung, so schmale Geschwindigkeitsverteilung zu erreichen, liegt ihr entscheidender Vorteil in der sehr kurzen Kühlzeit. Diese ist $\tau \propto \frac{N}{W}$, wobei N die Anzahl der gespeicherten Ionen und W die Bandbreite der Apparatur bezeichnen. Wenn die stochastische Kühlung der Elektronenkühlung vorgeschaltet wird, kann diese die Geschwindigkeitsverteilung in kurzer Zeit derart reduzieren, dass es der Elektronenkühlung ermöglicht wird, das angestrebte $\frac{\Delta v}{v} \approx 10^{-5}$ innerhalb weniger Sekunden zu erreichen. Durch die sukzessive Kombination der beiden Kühlmethoden war es möglich, die Kühlzeit von ca. 40 Sekunden bei alleiniger Elektronenkühlung auf weniger als 10 Sekunden zu reduzieren.

Zum Schluss dieses Abschnitts sei noch erwähnt, dass bei früheren Experimenten beobachtet wurde, dass unterhalb einer Teilchenzahl von ca. 2000 Teilchen anscheinend eine Art Phasenübergang stattfindet, bei dem sich die gespeicherten Ionen in Form einer linearen Kette anordnen [Ste96]. Dies zeigt sich in einer sprunghaften Abnahme der Breite der Geschwindigkeitsverteilung auf bis zu $\frac{\Delta v}{v} \approx 10^{-7}$. Um den mit diesem Effekt verbundenen Gewinn des Auflösungsvermögens der Schottky-Analyse auszunutzen, wurden pro Versuchsdurchgang im Mittel nicht mehr als 1000 bis 2000 Ionen in den Ring injiziert.

2.5 Schottky-Analyse

Im Folgenden soll das Prinzip und die Methodik der Schottky-Analyse inklusive des dabei verwendeten Datenaufnahmesystems erläutert werden.

2.5.1 Funktionsweise der Schottky-Analyse

Die Grundvoraussetzung für eine erfolgreiche Teilchenidentifizierung mit der Schottky-Analyse ist ein sehr gut gekühlter Strahl, d.h. alle Teilchen im Ring müssen etwa dieselbe Geschwindigkeit besitzen. Ist dies der Fall, so ist die Umlauffrequenz jedes Teilchens alleine durch die Wegstrecke bestimmt, die dieses pro Umlauf zurücklegen muss. Diese wiederum wird durch die Dispersion der Dipole des ESR in Abhängigkeit von $\frac{p}{q} = \frac{\gamma m v}{q}$, und da hier $v = konst.$ gilt, vom Masse/Ladungsverhältnis $\frac{m}{q}$ des Ions vorgegeben. Um verschiedene Ionensorten voneinander unterscheiden und deren Anzahl bestimmen zu können, bietet es sich an, ein Frequenzspektrum der im Ring gespeicherten Teilchen aufzunehmen. Zu diesem Zweck existiert am ESR eine Schottky-Pickupelektrode. Diese besteht aus zwei sich gegenüberstehenden metallischen Platten, die in der Strahlrohrinnenseite angebracht sind. Durchquert ein Ion die Pickupelektrode, so induziert es dort ein Signal, welches proportional zur Ladung q des Ions ist. Die Ortsabhängigkeit der Signalstärke vom Abstand des Ions zur Pickupelektrode kann in erster Näherung dadurch kompensiert werden, dass die Summe der Signale der beiden Elektroden gebildet

wird. Nach Durchlaufen diverser Verstärkerstufen und Filter wird das Summensignal einem Frequenzanalysator zugeführt.

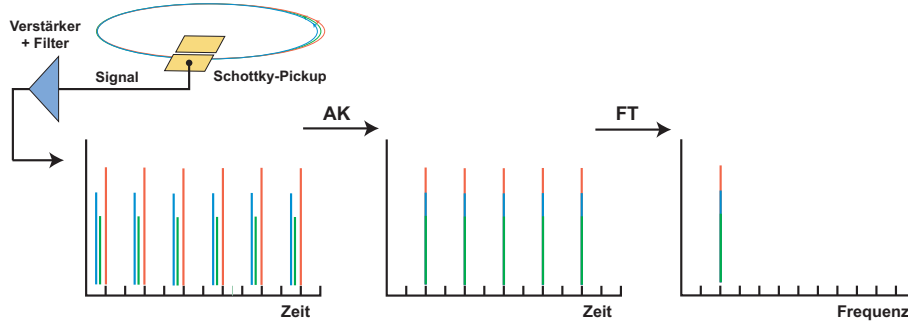


Abbildung 2.8: Prinzip der Konversion des Zeitsignals der Pickupelektroden in ein Schottky-Spektrum. Von links her aufgetragen sind das ursprüngliche Zeitsignal dreier Ionen gleicher Umlauffrequenz aber unterschiedlicher Phase, die Autokorrelationsfunktion und das schlussendlich resultierende Schottky-Spektrum (die Oberschwingungen sind nicht berücksichtigt).

Das Eingangssignal wird zuerst mit einer aus einem *Local Oszillator* ‘Frequenzgenerator’ stammenden Frequenz gemischt, um den zu untersuchenden Frequenzbereich auf einen für den folgenden Digitalisierungsprozess des Analysators zugänglichen Bereich zu verschieben. Innerhalb eines vorgegebenen Zeitfensters errechnet der Analysator aus dem digitalen Datenstrom die Autokorrelationsfunktion

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} u(t) \cdot u(t - \tau) dt \quad (2.3)$$

und wendet darauf eine *Fast Fouriertransformation* (abgekürzt *FFT*), also eine ‘schnelle Fouriertransformation’, an.

Der Zwischenschritt der Autokorrelationsfunktion lässt sich verstehen, wenn man den Fall mehrerer gespeicherter Ionen betrachtet, die dieselbe Umlauffrequenz, aber zufällig verteilte Phasenbeziehungen zueinander haben. Man kann zeigen, dass eine Fouriertransformation wegen der unterschiedlichen Phasen kein verwertbares Resultat ergeben würde. Abbildung 2.8 soll dies anschaulich verdeutlichen. Links gezeigt ist das Zeitsignal $u(t)$ dreier Ionen gleicher Umlauffrequenz f aber unterschiedlicher Phase, das in den Schottky-Pickups erzeugt werden würde. Lässt man die Anzahl der Ionen gedanklich, bei zufällig gleichverteilten Phasen, gegen Unendlich wachsen, so nähert sich das Zeitsignal einer Konstanten an. Die Fouriertransformierte einer Konstanten ist aber eine Deltafunktion bei der Frequenz 0. Bildet man vorher die Autokorrelationsfunktion, so ergibt sich ein Signal, wie es in Abbildung 2.8 in der Mitte gezeigt ist, d.h. die Phasenanteile werden quasi herausgefiltert. Die folgende Fouriertransformation liefert dann das Ergebnis mit der erwarteten Frequenz f (rechtes Spektrum, die höheren harmonischen Frequenzanteile sind nicht eingezeichnet). Eine mathematisch vollständige Erläuterung des Sachverhaltes findet man unter [Sch97].

Die im vorherigen Absatz erwähnte FFT ist ein numerisches Verfahren zur Berechnung einer *diskreten Fouriertransformation* (DFT). Die Anzahl der Rechenoperationen für eine DFT mit N Abtastpunkten beträgt $O_{DFT} \approx N^2$, wohingegen eine FFT hierfür nur $O_{FFT} \approx N \cdot \log_2 N$ Operationen benötigt. Bei z.B. $N = 1024$ Datenpunkten ist die FFT schon um einen Faktor ≈ 100 schneller im Vergleich zu einer *herkömmlichen* DFT [Pre92].

Das Ergebnis der Fouriertransformation ist das sogenannte *Power Spectrum* (Leistungsspektrum) des Schottky-Signals, im Folgenden einfach als *Schottky-Spektrum* bezeichnet. In diesem ist die Leistungsdichte $\frac{dP}{df}(f)$ gegenüber der Frequenz aufgetragen (die Einheiten sind $\frac{\text{V}^2}{\text{Hz}}$)¹⁰. Die Leistung, die ein einzelnes Ion in solch einem Spektrum induziert, ist aufgrund der in der Berechnung enthaltenen Autokorrelationsfunktion (2.3) proportional zum Quadrat seiner Ladung q .

Zur Optimierung des Auflösungsvermögens wird üblicherweise der Frequenzbereich des Analysators nicht auf die Grundumlauffrequenz der Ionen eingestellt, sondern auf den Bereich einer entsprechend den Anforderungen gewählten h -ten Harmonischen. Der Abstand zwischen den Linien wächst proportional mit h , die relative Breite $\frac{\delta f}{f}$ hingegen bleibt erhalten. Dies funktioniert natürlich nur, solange sich benachbarte harmonische Frequenzbänder nicht überschneiden und der gewählte Frequenzbereich innerhalb der zulässigen Bandbreite der gesamten Schottky-Apparatur liegt. Die Umlauffrequenz erhält man in einem solchen Fall aus $f_{rev} = \frac{f_h}{h}$ ¹¹. Im vorliegenden Experiment wurde im Bereich der 31-sten Harmonischen gemessen. Die mittlere Frequenz lag bei etwa $f_h = 61.26$ MHz, somit betrug die mittlere Umlauffrequenz $f_{rev} = 1.98$ MHz. Bei einem Ringumfang von ≈ 108 m ergibt sich hieraus $\beta = 0.713$ und entsprechend $\gamma = 1.427$ ¹².

2.5.2 Datenaufnahmesystem

Als Frequenzanalysator kam ein *Tektronix 3066 Real-time Spectrum Analyzer* zum Einsatz. Dieser ist in der Lage, aus dem Schottky-Signal in Echtzeit die Schottky-Spektren zu generieren und fortlaufend auf einem Datenträger zu speichern. Zeitgleich werden die Messergebnisse auf einem Monitor in verschiedenen Darstellungsvarianten präsentiert. In Abbildung 2.9, einer Photographie des Bildschirms des *Tektronix 3066*, sieht man in der oberen Hälfte das momentan aufgenommene Schottky-Spektrum mit drei erkennbaren Linien. Von rechts gesehen sind dies die Linien der $^{207}\text{Pb}^{81+}$ und $^{207}\text{Tl}^{81+}$ -Ionen, die dritte Linie ist das zu Anfang der Speicherzeit noch sichtbare $^{*207}\text{Tl}^{81+}$ Isomer (mehr hierzu in Kapitel 4.4). Darunter liefert ein sogenanntes *Wasserfallspektrum* einen Überblick über die zeitliche Entwicklung der Intensitätsverteilung seit Beginn der Messreihe. Farblich kodiert ist hier in Abhängigkeit von der Zeit (Y-Achse, Verlauf von oben nach unten) und der Frequenz (X-Achse) die Leistung des Schottky-Signals aufgetragen. Schön zu erkennen ist im oberen Abschnitt die Kühlphase (die Linien sind noch nicht

¹⁰Der Frequenzanalysator stellt das Spektrum in Einheiten von $\frac{\text{mW}}{\text{Hz}}$ dar, gemäß $P = \frac{U^2}{R}$ bezogen auf den $50\ \Omega$ Abschlusswiderstand des Signaleingangs des Analysators.

¹¹rev steht hier für *revolution* ‘Umlauf’.

¹²Den exakten Wert für γ bestimmt man anhand der Spannung des Elektronenkühlers, siehe Kapitel 4.2.

ausgebildet), und im Weiteren der Verlauf der Frequenzlage und die Intensität der Linien.

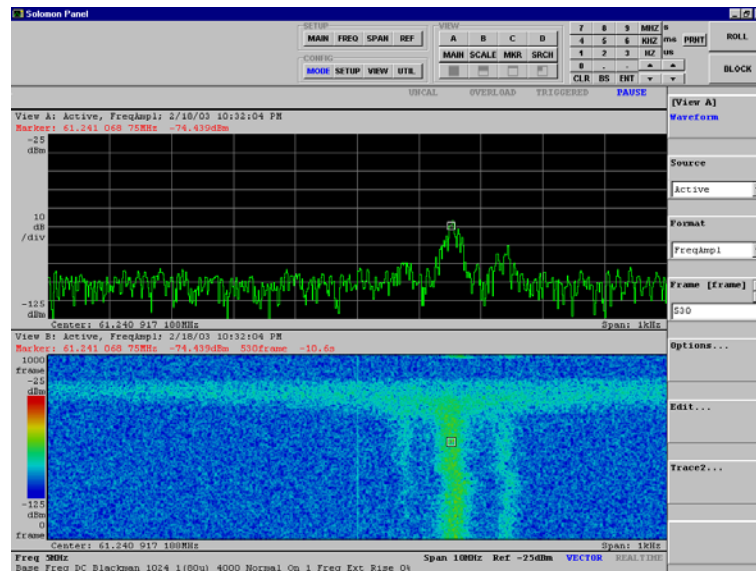


Abbildung 2.9: Bildschirmphotographie des *Tektronix 3066* Frequenzanalysators. Oben abgebildet das momentane Schottky-Spektrum, unten das sogenannte *Wasserfallspektrum* (siehe Text).

Von den vielen einstellbaren Parametern des Frequenzanalysators werden hier nur die wichtigsten aufgeführt. Für eine detaillierte Beschreibung der technischen Daten und möglichen Betriebsmodi des Analysators sei auf das Handbuch des *Tektronix 3066* verwiesen.

Als erstes muss ein geeigneter Frequenzbereich gewählt werden. Je schmalbandiger dieser ausfällt, desto höher ist die erreichbare Frequenzauflösung. Es kann dann aber nur ein kleiner Ausschnitt der in der Akzeptanz des Ringes liegenden Umlauffrequenzen untersucht werden, d.h. nicht alle Ionen, die im Ring gespeichert sind, können gleichzeitig beobachtet werden. Da die Umlauffrequenzen der beiden zu untersuchenden Linien sehr eng beieinander liegen, wurde der kleinste zur Verfügung stehende Frequenzbereich von 1 kHz gewählt. Bei dieser Einstellung bestehen die resultierenden Schottky-Spektren aus 641 äquidistanten Frequenzpunkten (*Bins*), die Frequenzauflösung beträgt demnach 1.56 Hz.

Ein weiterer Parameter betrifft die Länge des Zeitfensters, auf welches die Fouriertransformation zur Gewinnung des Schottky-Spektrums angewendet wird. Je größer dieses gesetzt wird, desto besser fällt aufgrund der höheren Statistik das Signal- zu Untergrundverhältnis (also im Spektrum das Verhältnis der Signalstärke der Linien zur Basislinie) aus. Auf der anderen Seite sollte das Zeitfenster aber kurz genug sein, um Änderungen in der Frequenzlage und Intensität der Linien auflösen zu können. In diesem Experiment wurde eine Länge von 640 ms gewählt. Dies ist bei einer Lebensdauer

des $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Strahls von etwa 5 Minuten hinreichend kurz und liefert dennoch klare Schottky-Spektren, in denen sich die Linien deutlich vom Untergrund abheben. Sollte die Länge einmal zu klein gewählt worden sein, so besteht in der späteren Analyse immer noch die Möglichkeit, mehrere aufeinanderfolgende Schottky-Spektren arithmetisch zu mitteln, um so nachträglich das Signal- zu Untergrundverhältnis zu verbessern.

Ein letzter Parameter ist der zeitliche Abstand zwischen den einzelnen Schottky-Spektren. Dieser wurde auf 480 ms eingestellt, d.h. alle 480 ms generierte der Frequenzanalysator ein neues Schottky-Spektrum, welches wiederum einen Zeitbereich von 640 ms abdeckt. Somit überlappen sich aufeinanderfolgende Spektren jeweils in einem Bereich von 140 ms. Die Schottky-Spektren sind in 641 Einheiten (*Bins*) unterteilt, man erhält somit pro Spektrum 641 Frequenzpunkte plus deren zugehörige Intensität.

Das Startsignal (Starttrigger) für den Beginn der Datenaufzeichnung wird vom Kickermagneten geliefert, der beim Einschuss der Ionen aus dem FRS in den Ring aktiviert wird. Dieses Signal wird von einem elektronischen Logikmodul abgegriffen und direkt mit dem Triggereingang des Frequenzanalysators verbunden.

2.6 Si-Detektorteleskop

Dieser Abschnitt behandelt das Si-Detektorteleskop, wie es bei diesem Experiment zum Einsatz kam. Wie bereits erwähnt, diente es dem direkten Nachweis der $^{207}\text{Pb}^{82+}$ Ionen aus dem Beta-Zerfall der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne ins Kontinuum. Im Prinzip wäre hierzu ein einfacher Teilchenzähler ausreichend gewesen, z.B. ein Plastikszintillator mit angeschlossenen Photomultiplier, wie sie standardmäßig am ESR zur Verfügung stehen. Das hier vorgestellte Detektorteleskop verfügt aber über erweiterte Fähigkeiten. So lässt es neben einer Ortsbestimmung in horizontaler und vertikaler Richtung auch eine Identifikation der einfallenden Teilchen anhand ihrer Kernladungszahl Z zu. Das Auflösungsvermögen ist ausreichend, um schwere Ionen bis in den Bereich von $Z = 90$ getrennt identifizieren zu können. Diese Information dient vornehmlich der Unterdrückung von eventuell auftretenden Untergrundereignissen. Im hier beschriebenen Experiment wären dies z.B. $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne, die aufgrund einer Kollision mit Atomen des Restgases aus ihrer Bahn abgelenkt werden und in den Detektor gelangen könnten. Aber auch im Hinblick auf zukünftige Experimente besteht ein Interesse an Ringdetektoren, die diese Eigenschaften aufweisen. Erwähnt sei vor allem die momentane Entwicklung von Detektoren für die neuen Speicherringe im Rahmen des gegenwärtigen Ausbaus der GSI zur *Facility for Antiproton and Ion Research*, kurz *FAIR* [Gut06a].

Als Beispiel soll das in Kapitel 1.2.3 vorgestellte Experiment zur Messung der Lebensdauer nackter $^{205}\text{Tl}^{81+}$ Kerne dienen, auf dessen Bedürfnisse die Entwicklung dieses Teleskopes ursprünglich abgestimmt war. Es zeigt die Vorteile, die eine Orts- und Teilchenidentifikation bieten kann. Da im Gegensatz zum $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Experiment der Q-Wert des gebundenen Beta-Zerfalls der $^{205}\text{Tl}^{81+}$ Kerne von ≈ 30.5 keV unterhalb des Auflösungsvermögens der Schottky-Analyse liegt, kann der Zerfall nicht direkt beobachtet werden. Um dennoch die Halbwertszeit bestimmen zu können, werden die

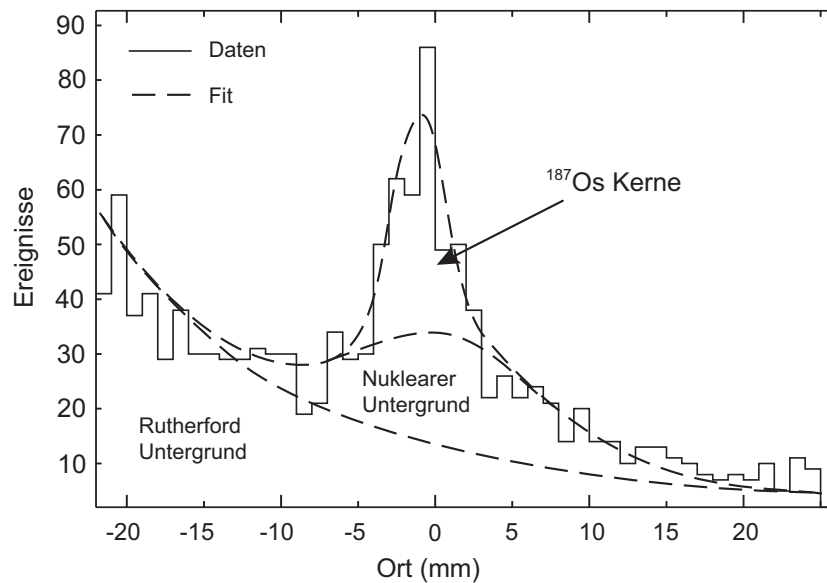


Abbildung 2.10: Ortsspektrum aufgenommen mit einem Mikrostreifen­zähler beim Experiment zur Untersuchung des gebundenen Beta-Zerfalls von $^{187}\text{Re}^{75+}$. Mit bestem Dank aus [Wef96].

$^{205}\text{Tl}^{81+}$ Kerne über mehrere Stunden¹³ im Ring gespeichert und anschließend die Anzahl der in dieser Zeit erzeugten Tochterkerne bestimmt. Dazu schaltet man zum Ende des Versuchsdurchlaufes das Gastarget des ESR ein. Dieses übernimmt in diesem speziellen Fall die Funktion eines Umladers, indem die wasserstoffartigen $^{205}\text{Pb}^{81+}$ Ionen beim Passieren des Targets ihr zusätzliches Elektron verlieren und im darauffolgenden Dipol auf einer wohldefinierten Bahn auf das Detektorteleskop gelenkt werden. Neben den erwünschten Umladungsprozessen erzeugt das Gastarget aber auch einen erheblichen Untergrund: so können die verbliebenen $^{205}\text{Tl}^{81+}$ Kerne an Gasatomen gestreut werden und in den Detektor gelangen. Weiterhin finden Kernreaktionen statt, deren Produkte ebenfalls in den Detektor gelangen können. In Abbildung 2.10 sei dies anhand eines Ortsspektrums demonstriert. Es stammt aus dem, schon in Kapitel 1.2.2 angesprochenen, an der GSI durchgeführten Experiment zur Untersuchung der Halbwertszeit vollständig ionisierter $^{187}\text{Re}^{75+}$ Kerne, die ebenfalls via gebundenen Beta-Zerfalls zu $^{187}\text{Os}^{75+}$ zerfallen [Bos96]. Die Durchführung erfolgte analog zu der hier beschriebenen Methode. Das Ortsspektrum wurde mithilfe eines für dieses Experiment entwickelten Mikrostreifen­zählers aufgenommen. Man erkennt, dass anhand der Ortsinformation der Rutherford-Untergrund schon stark unterdrückt werden kann. Um den zusätzlichen nuklearen Untergrund zu vermindern, ist aber eine Identifikation der Teilchen vonnöten. Zwar verfügte der Mikrostreifen­zähler zusätzlich über eine kompakte Ionisationskammer, die diesem Zwecke diene, aber das Auflösungsvermögen von $\Delta Z = 1.5$ erwies sich

¹³etwa 4 Stunden.

als nicht ausreichend, um die Kerne getrennt identifizieren zu können. Der Grund hierfür lag sicherlich an den räumlichen Randbedingungen der Detektortasche, die mit 57 mm Höhe und einer Tiefe von 37 mm nur wenig Platz für einen Detektor bietet. Folglich fiel das Energieverlustsignal, das die Teilchen in dieser Ionisationskammer induzierten, mit 60 MeV nur klein aus, die Ladungsträgerstatistik, mitverantwortlich für ein gutes Auflösungsvermögen, war entsprechend gering. Zum Vergleich besitzen die Ionisationskammern *MUSIC* [Pfu94], die erfolgreich zur Z -Identifikation am FRS eingesetzt werden, ein Gasvolumen von 600 mm Dicke.

Diese Tatsache führte zu dem Beschluss, das Detektorteleskop vollständig aus Si-PIN-Dioden aufzubauen. Wegen der hohen Massenbelegung werden unter den gegebenen Umständen Energieverlustsignale von bis zu 2 GeV erzielt. Ein Nachteil, im Gegensatz zu einer Ionisationskammer, ist die durch Strahlenschäden hervorgerufene begrenzte Lebensdauer der Silizium Dioden. Diese Strahlenschäden zeigen sich vor allem in einem kontinuierlichen Anstieg der Sperrströme und einem Absinken der Energieauflösung. Es zeigte sich aber, dass die Eigenschaften der Dioden trotz der sehr hohen Energiepositionen über den Verlauf des Experimentes stabil blieben.

2.6.1 Aufbau

In Abbildung 2.11 ist der Aufbau des Si-Detektorteleskopes im Querschnitt gezeigt. Durch ein $50\ \mu\text{m}$ dickes Fe-Fenster mit einer Fläche von $40 \times 120\ \text{mm}^2$ können die Teilchen auf die Dioden des Detektors treffen. Wie oben bereits erwähnt, wird die Kernladungszahl Z in der späteren Analyse anhand der Energieverlustsignale, die Ionen in einem Stapel aus vierzehn $400\ \mu\text{m}$ dicken Si-PIN-Dioden mit einer aktiven Fläche von $20 \times 20\ \text{mm}^2$ erzeugen, bestimmt. Der totale Energieverlust ist gemäß der Bethe-Bloch-Formel für Ionen derselben Geschwindigkeit in erster Näherung proportional zum Quadrat der Kernladungszahl Z .

Jede einzelne Diode wurde auf einen aus 0.5 mm dickem Platinenmaterial gefertigten Rahmen montiert, auf welchem zugleich die Zuleitungen für die Kontaktierung der Diode angebracht sind. Die Rückseite der Diode wurde mittels Leitleber mit der entsprechenden Kontaktfläche auf der Platine verbunden. Die Vorderseitenkontaktierung erfolgte mithilfe eines Bonddrahtes. Schließlich wurden alle Rahmen in einer Art Sandwich-Verfahren auf eine aus vier Haltestiften bestehende Halterung zu einem Stapel zusammengefasst, wie in Abbildung 2.12 skizziert. Die alternierende Reihenfolge von Vorder- und Rückseite soll größeren Potentialgradienten zwischen den Dioden entgegenwirken. Die versetzte Anordnung in vertikaler Richtung der Dioden gewährleistet für die Bonddrähte bei solch räumlicher Enge den benötigten Platz, um nicht beschädigt zu werden. Diese Art der Anordnung ermöglichte eine sehr stabile und zugleich kompakte Bauform des Diodenstapels. Eine der Dioden ist getrennt vom Diodenstapel als erstes hinter dem Eintrittsfenster der Detektortaschen angebracht; somit erfolgt als erstes eine Energieverlustmessung des Ions. Dies hat Auswirkungen auf das in Kapitel 3 beschriebene Analyseverfahren.

Die Ortsbestimmung erfolgt mit zwei in horizontaler bzw. vertikaler Richtung einseitig segmentierten Si-Streifenzählern, die einen Streifenabstand von 0.5 mm bzw.

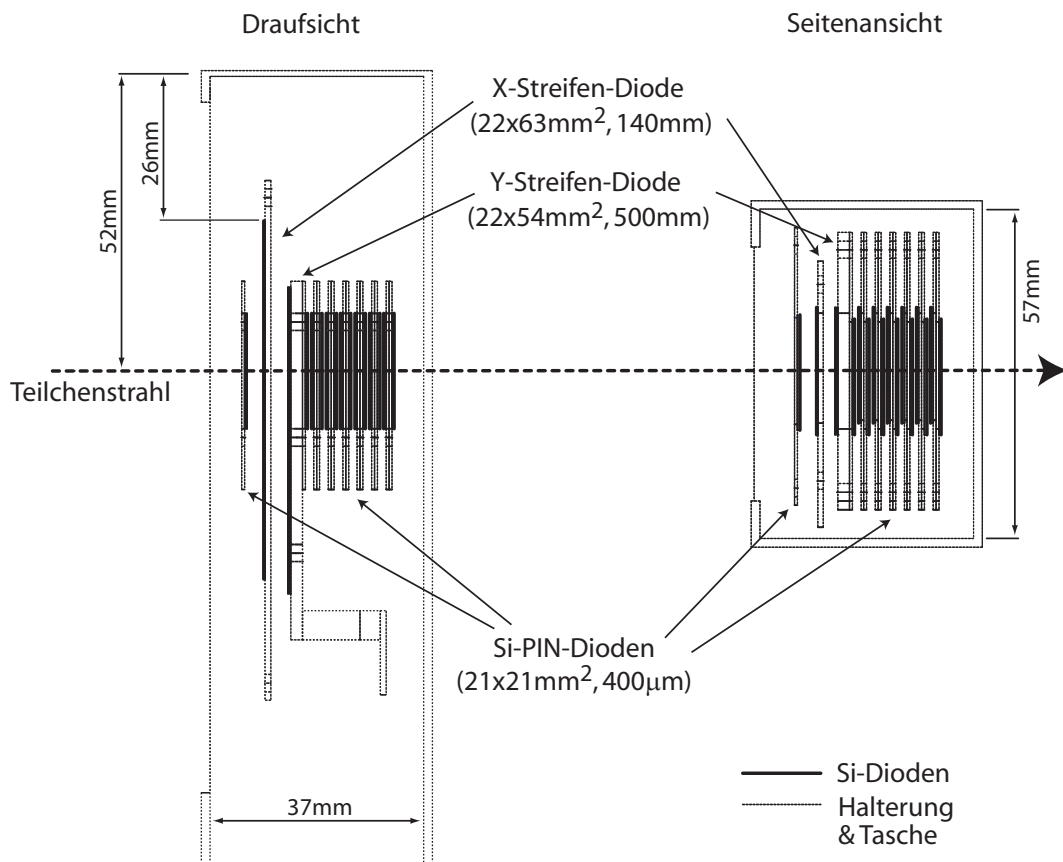


Abbildung 2.11: Maßstabgetreue Darstellung des Aufbaus des Detektorteleskops und dessen Lage in der Detektortasche. Links eine Draufsicht, rechts die Seitenansicht. Die Teilchen treffen von links auf den Detektor.

0.65 mm besitzen. Um die Anzahl der auszulesenden Kanäle in Grenzen zu halten, werden die Streifenzähler mithilfe einer Widerstandskette ausgelesen. Dabei werden sukzessiv jeweils benachbarte Streifen mit einem Widerstand (81Ω) verbunden. Aus dem Verhältnis der Signalhöhen der beiden Enden der entstandenen Widerstandskette kann dann der getroffene Streifen bestimmt werden (siehe Kapitel 3.2.1). Zwar verursachen die Widerstände ein zusätzliches thermisches Rauschen auf den Signalen, dieses ist aber verglichen mit der Signalhöhe¹⁴, die die Schwerionen in den Dioden induzieren, vernachlässigbar gering. Des Weiteren steht bei dieser Anwendung die Ortsinformation im Vordergrund. Auf ein hochaufgelöstes Energieverlustsignal kann verzichtet werden. Dies ist die Aufgabe des nachfolgenden Siliziumstapels.

Zum Abschluss dieses Abschnitts sind die technischen Daten der verwendeten Siliziumdioden tabellarisch angegeben.

¹⁴im Fall des 140μ dicken X-Streifenzählers werden pro Kanal im Mittel etwa 300 MeV deponiert.

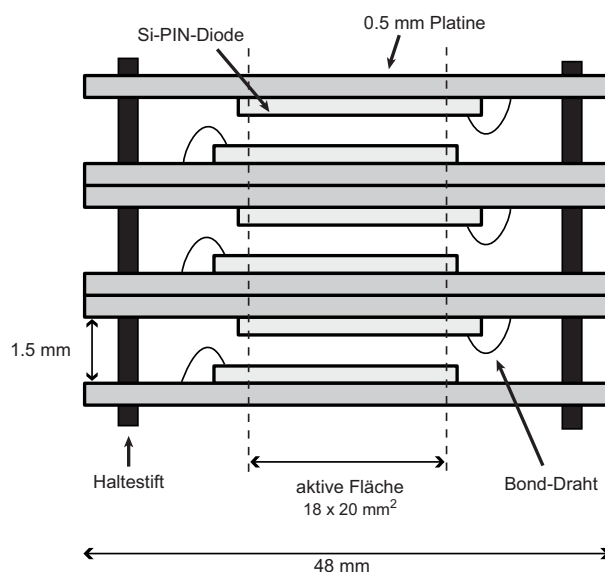


Abbildung 2.12: Seitenansicht auf den Aufbau des Detektorstapels. Die Si-PIN-Dioden sind einzeln auf Halterungen aus Platinenmaterial geklebt und werden mit Haltestiften zu einem kompakten Stapel zusammengefügt.

	Größe (Höhe×Breite)	Dicke	Streifenabstand
X-Streifenzähler	$22 \times 63 \text{ mm}^2$	$140 \mu\text{m}$	0.65 mm
Y-Streifenzähler	$22 \times 54 \text{ mm}^2$	$500 \mu\text{m}$	0.50 mm

Tabelle 2.1: Technische Daten zu den verwendeten Streifenzählern vom Hersteller *Micron*.

2.6.2 Ausleseelektronik und Datenaufnahme

Um die in den Dioden erzeugte Ladung auszulesen, wurde eigens ein ladungsempfindlicher Vorverstärker mit sechzehn Kanälen entwickelt und direkt an der Detektortasche angebracht. Die Verbindung der Eingangskanäle mit den Dioden bestand aus einzeln geschirmten Kabeln, um ein in einem vorherigen Testexperiment beobachtetes Übersprechen der einzelnen Kanäle untereinander zu unterdrücken. Die Si-Streifenzähler benötigen jeweils vier Kanäle; die restlichen zwölf Kanäle wurden auf die einzelnen Dioden verteilt, wobei die letzten vier Dioden des Stapels zu je zwei Zweiergruppen zusammengefasst wurden.

Das Digitalisieren und Aufzeichnen der Signale auf Datenträger erfolgte unter Verwendung von vier *4-Kanal Endverstärkern* von *Emetron* und zwei *8-Kanal Silena ADCs*. Als Zeitsignal diente ein 1 MHz Taktgeber, dessen Signal von einem *Scaler Module*, einem ‘Taktzähler’, aufgezeichnet wurde. Um das Zeitsignal mit dem Datenaufnahmesystem der Schottky-Analyse synchronisieren zu können, war das Signal des Kickermagneten mit einem weiteren Kanal des Scalers verbunden. Die Steuerung und Auslese

Kontaktierung	Größe	Dicke	Aktive Fläche	I_{Sperr} bei 100 V
p-Seite 1.4 μm Al n-Seite 0.4 μm Au	21 \times 21 mm ²	400 μm	20 \times 20 mm ²	< 100 nA

Tabelle 2.2: Herstellerangaben zu den *Siemens* Si-PIN-Dioden, Typ SFH872/F272.

der Module sowie das Sichern der Daten auf Magnetbänder übernahm das Datenaufnahmesystem *MBS*¹⁵.

Den Trigger lieferte der X-Streifenzähler, da er zum einen von allen Dioden die größte aktive Fläche besitzt, zum anderen am weitesten in den Ring hineinreicht (vgl. Abbildung 2.11). Wird der Streifenzähler in der Randzone getroffen, so fällt eines der beiden Signale der Widerstandskette deutlich schwächer aus. Um sicherzustellen, dass unabhängig von der Position ein Trigger generiert wird, wurden beide Signale jeweils von einem Schwellendiskriminator ausgewertet. Die logische Verknüpfung der Ausgangssignale der beiden Diskriminatoren mit einem *ODER-Gatter* ergab schlussendlich das Startsignal zur Auslese des Detektors.

Zum Ende dieses Kapitels zeigt Abbildung 2.13 noch eine Photographie des Detektorteleskopes.

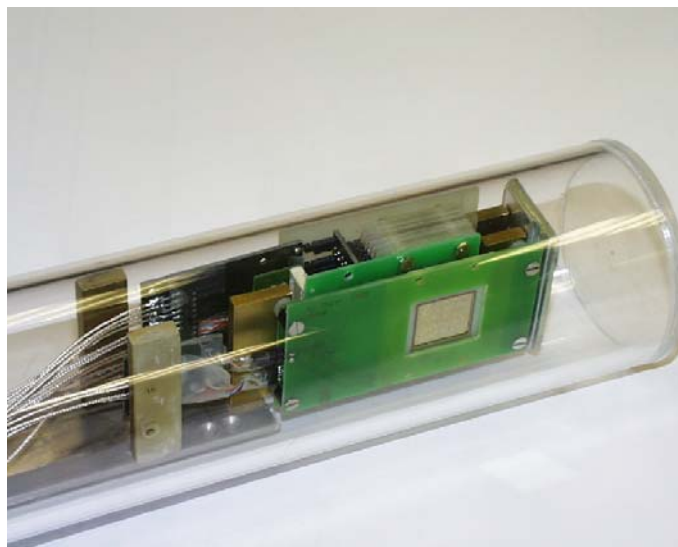


Abbildung 2.13: Photographie des Detektorteleskopes.

¹⁵*MBS*, Abk. für ‘Multi Branch System’, ein an der GSI entwickeltes, flexibel einsetzbares Datenaufnahmesystem [Ess96].

Kapitel 3

Analyse der Daten

Das vorherige Kapitel beschrieb den Aufbau des Experimentes und die Datenaufnahme der verwendeten Detektorsysteme. Ziel der im Folgenden beschriebenen Analyse der Daten war es, die unabhängig voneinander aufgenommenen Datensätze der Schottky-Analyse und des Detektors miteinander für jeden einzelnen Versuchsdurchgang in einem gemeinsamen Datensatz zusammenzufassen, um mögliche Korrelationen der beobachtbaren Größen untersuchen und darstellen zu können. Geschrieben wurde die Analyse in *C++* unter Zuhilfenahme der am *CERN* entwickelten *ROOT* Bibliotheken [Bru97].

Der zur Auswertung vorliegende Datensatz ist in zwei Abschnitte zu unterteilen. Der erste besteht aus 55 Versuchsdurchgängen, bei denen die stochastische Vorkühlung nicht zum Einsatz kam. Im anschließenden zweiten Teil des Experiments wurden 40 Versuchsdurchgänge mit aktivierter stochastischer Vorkühlung aufgezeichnet. Abgesehen von geringfügigen Anpassungen der Ionenoptik des Speicherrings an die stochastische Vorkühlung sind die Versuchsbedingungen in beiden Datensätzen identisch, die Parameter der Schottky-Analyse und der Datenaufnahme des Detektorteleskops blieben unverändert. Da die Analysemethoden unabhängig von der Art der Kühlung sind, entstammen alle Beispielspektren, die in diesem Kapitel präsentiert werden, ausschließlich dem ersten Teil des Datensatzes ohne stochastische Vorkühlung. Eventuelle Unterschiede in den physikalischen Ergebnissen, die sich durch die verschiedenen Kühlmethoden ergeben könnten, werden im Detail im darauffolgenden Kapitel 4 untersucht.

3.1 Analyse der Schottky-Daten

Wie in Kapitel 2.5.1 erläutert, liefert die Schottky-Analyse fortlaufend in äquidistanten Zeitabständen Fourierspektren des Schottky-Signals. In diesen ist die Intensitätsverteilung der Umlauffrequenzen der im Ring gespeicherten Ionen aufgetragen. Unter der Voraussetzung, dass der Strahl hinreichend gekühlt, also die mittlere Geschwindigkeit \bar{v} aller Ionen dieselbe ist (siehe Kapitel 2.4), entspricht die Umlauffrequenz dem Masse/Ladungsverhältnis $\frac{m}{q}$. Die einem Frequenzintervall zugeordnete Intensität wiederum ist direkt proportional zu der Anzahl der Ionen innerhalb dieses Frequenzintervalls, vorausgesetzt diese tragen dieselbe Ladung q . Aus dem vorliegenden Datensatz ausgewählt, zeigt Abbildung 3.1 exemplarisch ein solches Schottky-Spektrum. Deutlich zu erkennen sind die zwei dicht beieinander liegenden Linien. Die Linie bei der niedrigeren Frequenz

oder entsprechend dem höheren $\frac{m}{q}$ lässt sich den $^{207}\text{Tl}^{81+}$ -Kernen zuordnen. Daneben, mit der um den Q-Wert des gebundenen Beta-Zerfalls reduzierten Masse m_{Pb} , aber der gleicher Ladung $q = 81+$, erscheint die Linie der wasserstoffartigen $^{207}\text{Pb}^{81+}$ -Ionen. Die Fläche unter der Linie ist direkt proportional zur Anzahl N der Teilchen, gemäß $A = \kappa \cdot N \cdot q^2$. Dabei ist κ die Signalstärke, die ein einzelnes Ion im Schottky-Spektrum induziert; sie ist eine Kalibrationsgröße, die gesondert bestimmt werden muss (wird in Kapitel 3.1.2 behandelt). Hier ist die Ladung der zu untersuchenden Ionen geschickterweise dieselbe, die Flächeninhalte können daher ohne vorherige Skalierung direkt miteinander verglichen werden.

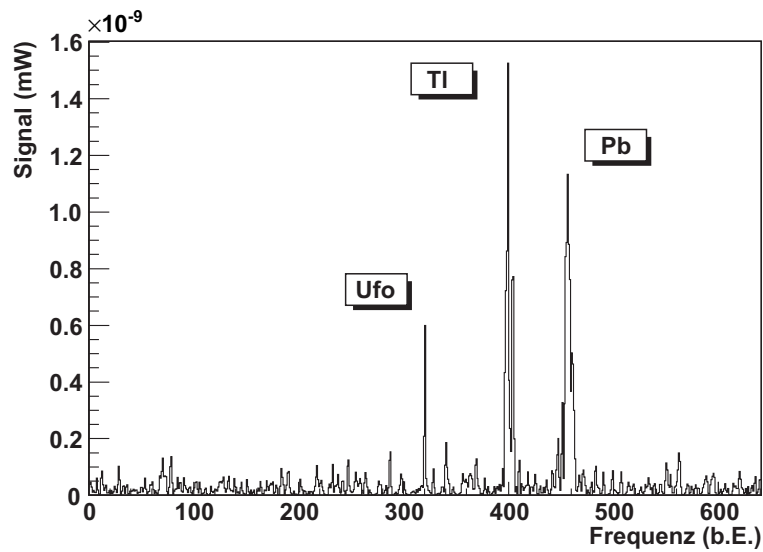


Abbildung 3.1: Beispiel eines einzelnen Schottky-Spektrums.

Die dritte, sehr schmale Linie in Abbildung 3.1, ist ein durch äußere Frequenzeinflüsse hervorgerufenenes Störsignal. Solche treten häufig, auch mehrfach, in den Schottky-Spektren auf und werden gerne als *UFOs* bezeichnet. Im Allgemeinen lassen sich diese Linien aber sehr leicht von den *echten* Linien unterscheiden. Zum einen, wie im vorliegenden Fall, schon rein anhand ihrer Form, zum anderen wird der *UFO-Test* durchgeführt: hierzu variiert man die Hochspannung des Elektronenkühlers ein wenig. Die den Ionen im Ring dadurch aufgezwungene Geschwindigkeitsänderung verursacht ein Schieben der Linien im Spektrum. Allein die Störsignale bleiben unverändert an ihrer ursprünglichen Frequenzposition bestehen.

Angemerkt sei noch, dass die Einheit der Frequenz in den folgenden Spektren nicht in Hz sondern, zugunsten der Übersicht, mit Nummern von 0 bis 641 angegeben wird. Dies entspricht der Anzahl der FFT-Werte, die der Frequenzanalysator pro Spektrum liefert. Die Umrechnung in die Umlauffrequenz kann mittels (3.1) vollzogen werden.

$$f_{rev} = \frac{1}{31} \cdot (N_{bin} * 1.5625 + 61.2404 \cdot 10^6) \text{ Hz} \quad (3.1)$$

Die Aufgabe der Analyse der Daten besteht nun darin, in jedem einzelnen Spektrum die Linien der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ und $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Ionen zu identifizieren, deren Flächeninhalte abzüglich des ebenfalls zu bestimmenden Untergrundes zu ermitteln und die gewonnenen Informationen in einem Dateiformat so abzulegen, dass am Ende die Zerfallskonstanten durch Anpassen der entsprechenden Theoriefunktionen bestimmt werden können. Bei viertausend Spektren pro Versuchsdurchgang wird die Notwendigkeit einer computergestützten Analyse ersichtlich, um die Aufgabe in endlicher Zeit bewerkstelligen zu können. Ziel bei der Entwicklung der Analyse war es, es dieser durch Bereitstellung eines überschaubaren, vorher festgelegten Satzes an Parametern zu ermöglichen, ohne weitere Interaktion des Benutzers alle Datensätze selbstständig auswerten zu können.

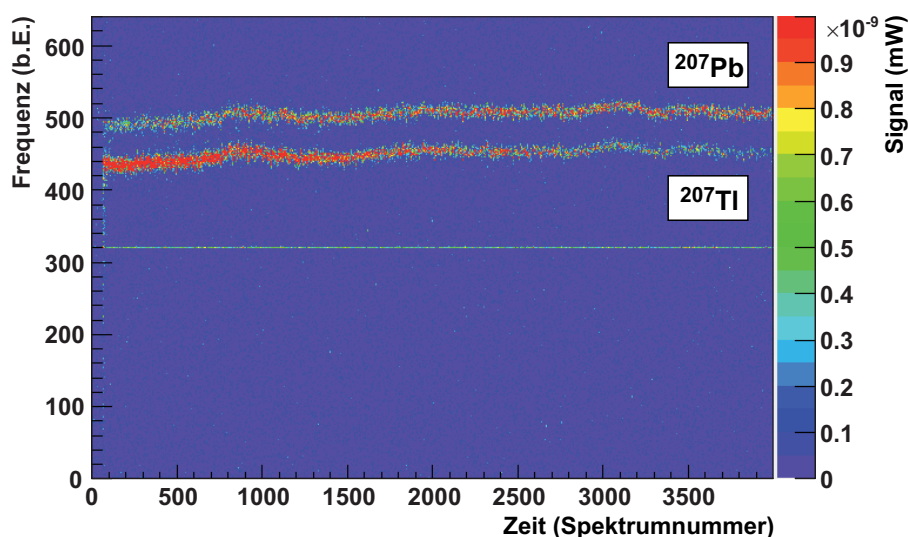


Abbildung 3.2: Beispiel eines Wasserfallspektrums eines Versuchsdurchganges.

3.1.1 Liniensucher

Wie man im Wasserfallspektrum in Abbildung 3.2 sieht, ist die Frequenzlage der Linien aufgrund leichter Schwankungen in der Feldstärke der Magnete des ESR, verursacht durch Instabilitäten der Stromversorgung der Netzteile, zeitlich nicht konstant. Somit ist der Einsatz eines geeigneten Liniensuchers erforderlich. Die Schwierigkeiten, die ein solcher Algorithmus zu bewerkstelligen hat, sei in Abbildung 3.3 verdeutlicht. Diese zeigt vier zeitlich direkt aufeinanderfolgende Schottky-Spektren, die die starken Variationen der Linienformen verdeutlichen. Ein Liniensucheralgorithmus, der die Linien im Spektrum anhand einer zu erwartenden Linienform, typischerweise einer Normalverteilung, zu identifizieren versucht, wird daher zum Scheitern verurteilt sein. Der in der Analyse zur Anwendung kommende Algorithmus muss sich daher auf die verbleibende Eigenschaft einer Linie beschränken, dass diese sich über den Bereich ihrer Breite deut-

lich von der Untergrundlinie abhebt, oder anders ausgedrückt, ein Flächenintegral über die Linie fällt größer aus als ein entsprechendes Integral im Bereich des angrenzenden Untergrundes.

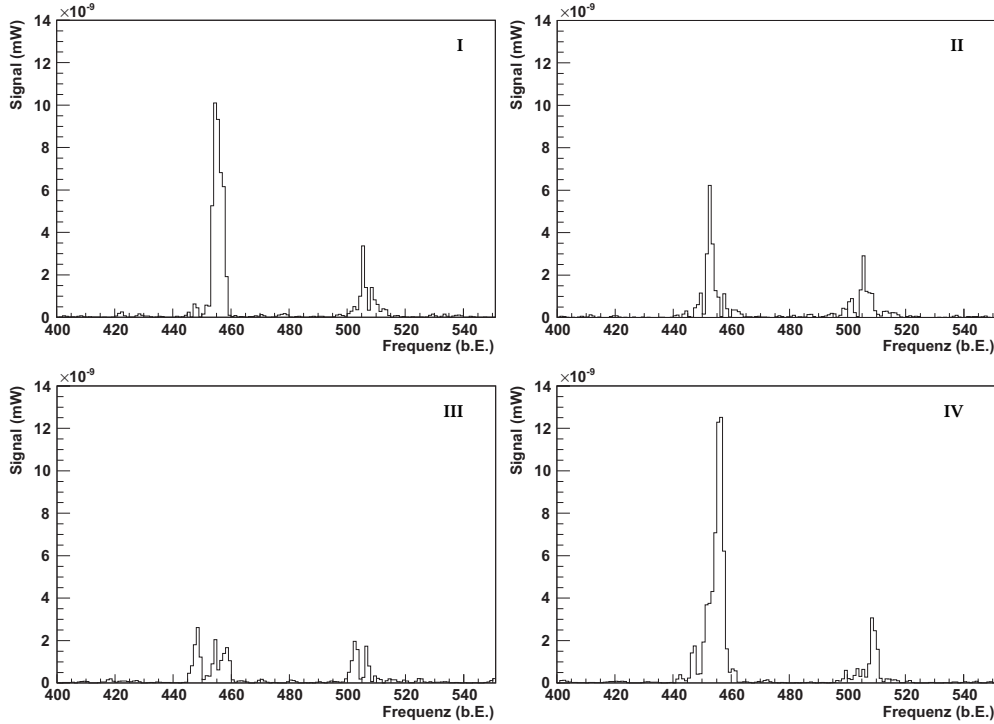


Abbildung 3.3: Beispiel von vier aufeinanderfolgenden Schottky-Spektren im Abstand von jeweils 480 ms (Ausschnittsvergrößerung des Frequenzbereiches). Deutlich erkennbar sind die Schwankungen der Intensität und der Form der Linien.

Die Vorgehensweise des Liniensuchers lässt sich am besten anhand von Abbildung 3.4 verdeutlichen. Gebildet wird für jeden Frequenzpunkt x im Spektrum das Integral¹ von drei benachbarten Intervallen L , U_1 und U_2 . Die Breite l entspricht dabei der erwarteten Linienbreite, u definiert die Intervalllänge des Bereiches des Untergrundes links und rechts von der Linie, der bei der Kalkulation miteinbezogen werden soll. Normiert auf die jeweilige Breite liefert das Verhältnis von L zur Summe von U_1 und U_2 ein Maß dafür, wie stark der Bereich L sich vom benachbarten Untergrund abhebt. Die exakte Formel ist in (3.2) gegeben².

$$r(x) = \frac{2u}{l} \cdot \frac{\sum_{i=x-\frac{l}{2}}^{x+\frac{l}{2}} y_i}{\sum_{i=x-\frac{l}{2}-u}^{x-\frac{l}{2}} y_i + \sum_{i=x+\frac{l}{2}}^{x+\frac{l}{2}+u} y_i} - 1 = \frac{2u}{l} \cdot \frac{L}{U_1 + U_2} - 1 \quad (3.2)$$

¹Das Integral wird in diesem Fall wegen der diskreten Werte durch eine Summenbildung ersetzt.

²Der Abzug von -1 von dem Ergebnis ist reine Konvention. Ein Wert von 0 stellt somit keine Erhöhung dar, 1 hingegen eine Erhöhung um 100 %.

Befindet sich keine Linie innerhalb des Intervalls L , so ist das Verhältnis $r(x) \approx 0$,

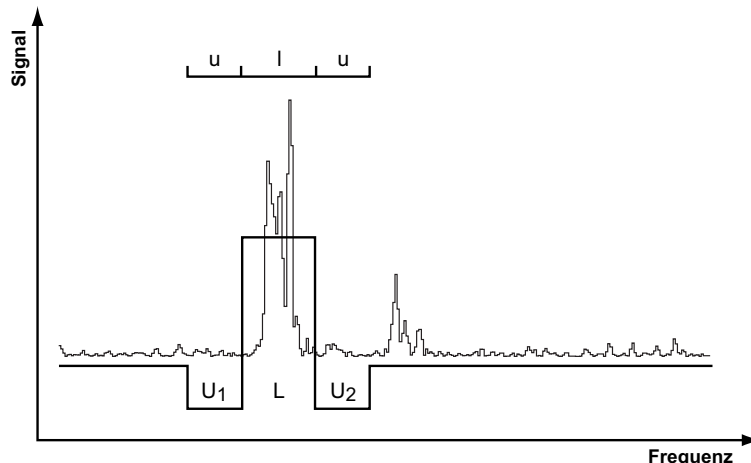


Abbildung 3.4: Skizze des Liniensucheralgorithmus. Die durchgezogene Linie zeigt die drei Integrationsbereiche von $r(x)$ in (3.2) (siehe Text).

im anderen Fall wird ein deutlich über 0 liegender Wert erwartet. Abbildung 3.5 zeigt im oberen Abschnitt das Schottky-Spektrum, darunter ist das Ergebnis entsprechend der Funktion $r(x)$ aufgezeichnet. Erkennbar wird, wie der Algorithmus das Spektrum insgesamt glättet und Abschnitte, in denen sich Linien befinden, deutlich hervorhebt. Ersetzt man in der Abszisse die Frequenz durch die Zeit, betrachtet man das Spektrum analog zu einem Zeitsignal, so kann der Liniensucher als ein einfacher digitaler Bandpassfilter interpretiert werden. Alle hochfrequenten Anteile (lokale Schwankungen der einzelnen Frequenzintervalle) und ebenso die niederfrequenten Komponenten (absolute Lage der Untergrundlinie) werden stark unterdrückt, unberührt bleiben Signalformen, die in ihrer Länge und Stärke den aufzufindenden Linien entsprechen.

Eine Linie wird bestimmt, indem eine Schwelle auf $r(x)$ angewendet wird. Das Verhältnis $r(x)$ wird nach zusammenhängenden Bereichen durchsucht, die zum einen oberhalb der Schwelle liegen und zum anderen eine Mindestbreite b_{min} besitzen. Diese Breite ist ein weiterer der Analyse zu übergebender Parameter, er liegt in der Größenordnung der erwarteten Linienbreite (hier 8). Ist ein solcher Bereich gefunden, wird innerhalb dessen das lokale Maximum von $r(x)$ ermittelt, dieses entspräche im Idealfall der Frequenzposition der Linien. In einem letzten Schritt wird in einer Umgebung um dieses Maximum innerhalb des Schottky-Spektrums der gewichtete Mittelwert gebildet und dieser als Frequenzposition der Linien genommen.

Die hier angesprochenen Parameter sind Werte, die durch Iteration optimiert werden müssen. Dabei sollen einerseits möglichst alle Linien korrekt aufgefunden werden und gleichzeitig so wenig wie möglich Fehlidentifikationen passieren. Es hat sich gezeigt, dass mit einem so gefundenen Parametersatz erfolgreich alle unter den gleichen Bedingungen aufgenommenen Versuchsdurchläufe ausgewertet werden können. Nun ist man also in der Lage, pro Spektrum die möglichen Linien aufzulisten. Als Nächstes

erfolgt die Identifikation der Linien. Die noch vorhandenen Fehlidentifikationen werden im folgenden Schritt entfernt.

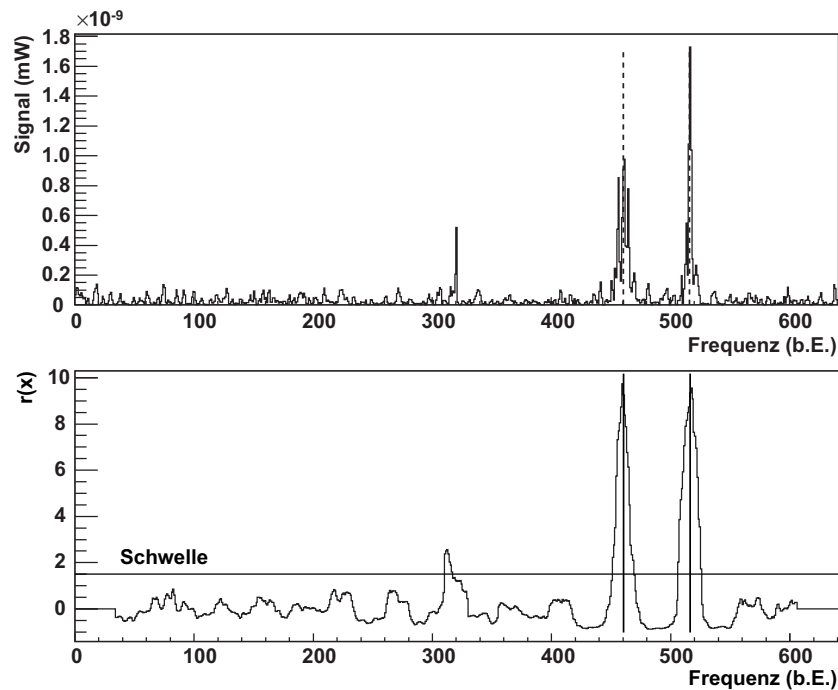


Abbildung 3.5: Oben ist das Schottky-Spektrum gezeigt, unten ist das Ergebnis der Linienalgorithmusfunktion $r(x)$ dargestellt. Die vertikalen Linien zeigen die Positionen der vom Liniensucher gefundenen Linien im Spektrum an.

Linienidentifikation

Aus der Liste der durch den Liniensucher aufgefundenen Linien müssen nun diejenigen identifiziert werden, die physikalisch von Interesse sind. Dazu wird der Analyse eine Art Datenbank zur Verfügung gestellt, in der die erwarteten Frequenzen der zu untersuchenden Linien zusammen mit einer Identifikationskennung abgelegt sind. Jede Linie in der Datenbank wird mit jeder Linie aus der Liste des Liniensuchers paarweise verglichen, indem die Differenz der Frequenzen gebildet wird. Liegt der Absolutbetrag dieser Differenz unterhalb einer maximalen Abweichung Δf_{max} , so gilt diese Linie als eindeutig identifiziert und ihr wird die entsprechende Identifikationskennung zugeordnet. Gibt es mehrere Linien, die diese Bedingung erfüllen, so wird diejenige mit der größten Stärke (dem vom Liniensucher ermittelten Verhältnis $r(x)$) gewählt. Dies basiert auf der Beobachtung, dass in solchen Fällen in der Regel nur einer der Linienkandidaten der *Richtige* ist, die anderen sind Fehlerkennungen des Liniensuchers, also typischerweise Schwankungen im Untergrund, die eine geringe Stärke aufweisen.

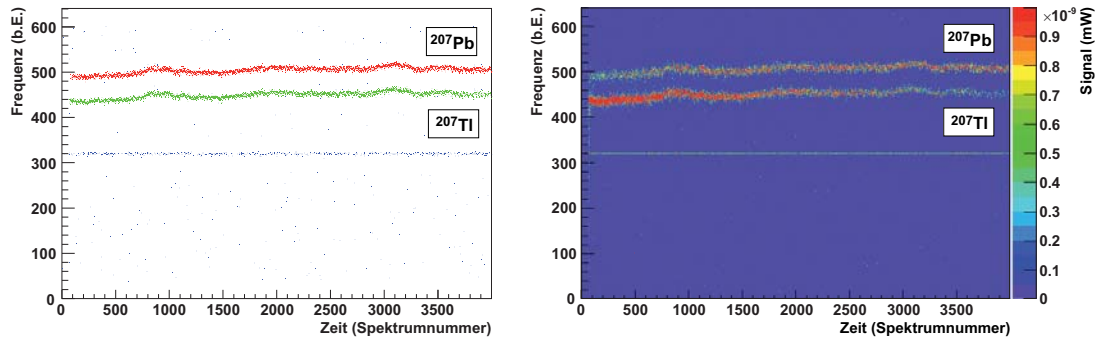


Abbildung 3.6: *Links:* Ergebnis einer erfolgreichen Linienidentifikation. Die grünen und roten Punkte markieren die identifizierten $^{207}\text{Tl}^{81+}$ bzw. $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Linien. Alle anderen Einträge (blau) zeigen Fehlidentifikationen des Liniensuchers. *Rechts:* Das zugehörige Wasserfallspektrum aus Abbildung 3.8 als Vergleich.

Um die Linien auch im darauffolgenden Spektrum identifizieren zu können, werden die in der Datenbank abgelegten Frequenzen fortlaufend aktualisiert. Bei erfolgreicher Identifizierung einer Linie wird die Referenzfrequenz in der Datenbank durch die Frequenz der soeben gefundenen Linie aktualisiert. Sollte eine Linie in mehreren aufeinanderfolgenden Spektren nicht erkannt werden, so wird ihre Referenzfrequenz anhand des bekannten Abstandes³ zu den benachbarten Linien aktualisiert. Das gesamte Verfahren setzt augenscheinlich Frequenzverschiebungen voraus, die kleiner als die maximale Abweichung Δf_{max} und kleiner als der kleinste Abstand zweier benachbarter Linien sind. Große Frequenzsprünge zwischen zwei Spektren können nicht bewältigt werden, sind aber unter normalen Bedingungen auch nicht zu erwarten und wären ohnehin ein Indiz für ein akutes technisches Problem der Komponenten des Speicherrings, wie z.B. Stabilitätsprobleme der Magnete des Speicherrings oder der Hochspannung des Elektronenkühlers.

Das Bestimmen der Startparameter der Frequenzen der Datenbank kann einen gewissen Aufwand darstellen und muss im ungünstigsten Fall von Hand erfolgen. Nach einem ersten Durchlauf der Analyse über alle Datensätze entnimmt man diesen die Lage der aufgefundenen Linien zu Beginn des Versuchsdurchlaufs und speichert diese in eine dafür vorgesehene Datei ab. In den meisten Fällen wird man aber durch eine einfache Routine diese Werte aus den Daten automatisch bestimmen können. Bei diesem Experiment erwartet man 60 Sekunden nach dem Einschuss der Ionen in den Ring, wenn die Kühlung des Strahls abgeschlossen ist, dass die zwei starken Linien der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ bzw. $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Ionen klar zu erkennen sind. Durchsucht man den Datensatz um diesen Zeitraum herum nach Spektren, in denen zwei starke Linien in der Liste des Liniensuchers auftauchen, die zudem den erwarteten Abstand von ca. 54 Einheiten (entspricht ≈ 86 Hz) zueinander aufweisen, so hat man das Startwertproblem mit

³Die Abstände zu den Liniennachbarn sind aufgrund der in der Datenbank abgelegten Frequenzpositionen ebenfalls bekannt.

geringem Aufwand gelöst.

Einen Überblick der Ergebnisse der Linienidentifikation liefert die linke Darstellung in Abbildung 3.6. Äquivalent zum Wasserfallspektrum sind hier gegenüber der Zeit, genauer der Nummer des Schottky-Spektrums, die Frequenzen der vom Liniensucher gefundenen Linien aufgetragen. Farblich mit grün bzw. rot markiert sind diejenigen Linien, die als die gesuchte $^{207}\text{Tl}^{81+}$ bzw. $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Linie erkannt wurden. Blau markiert sind die restlichen Linien, die als Fehlidentifikation des Liniensuchers interpretiert wurden, darunter am häufigsten die *UFO*-Linie (siehe Abschnitt 3.1). Rechts in Abbildung 3.6 ist zum Vergleich noch einmal das zu diesem Versuchsdurchgang gehörige Wasserfallspektrum dargestellt. Der dortige, für das menschliche Auge offensichtliche Verlauf der Frequenzpositionen der $^{207}\text{Pb}^{81+}$ und $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Linien deckt sich exakt mit dem vom Liniensucher ermittelten Verlauf in der linken Abbildung. Diese Übereinstimmung konnte für alle vorliegenden Versuchsdurchgänge nachgewiesen werden.

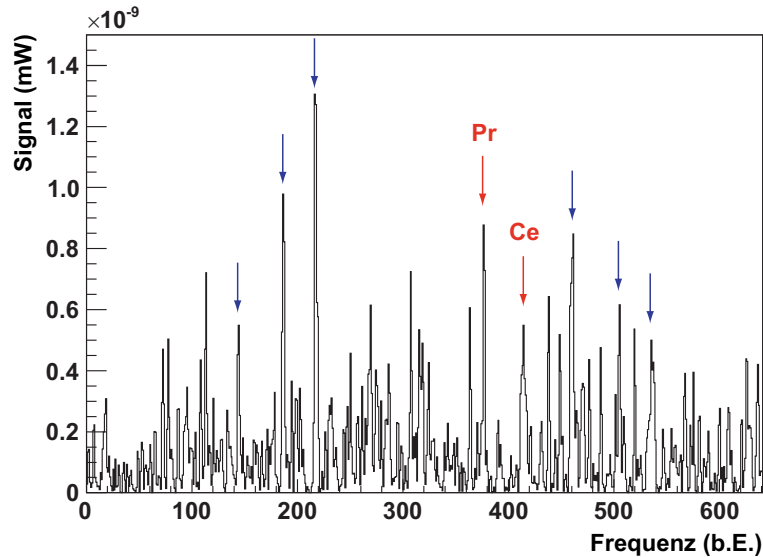


Abbildung 3.7: Schottky-Spektrum aus dem Datensatz des $^{140}\text{Pr}^{58+}$ Experimentes. Das Signal- zu Untergrundverhältnis fällt erkennbar gering aus. Die Pfeile markieren die vom Liniensucher gefundenen Linien. Zusätzlich mit einer Beschriftung versehen sind diejenigen Linien, die von der Analyse den $^{140}\text{Pr}^{58+}$ bzw. $^{140}\text{Ce}^{58}$ Ionen zugeordnet wurden.

Man könnte einwenden, dass es bei den hier vorgestellten Spektren keine Kunst ist, die Linien zu finden. Die Qualität des Liniensuchverfahrens lässt sich aber sehr schön am Beispiel eines weiteren Datensatzes demonstrieren. Untersucht wurde bei diesem Experiment [Lit07a] der Beta-Zerfall von im Ring gespeicherten, wasserstoffähnlichen $^{140}\text{Pr}^{58+}$ Ionen via Elektroneneinfang zu nackten $^{140}\text{Ce}^{58}$ Kernen.



Im Gegensatz zum $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Experiment gab es Versuchsdurchläufe, bei denen nur zwei

bis fünf $^{140}\text{Pr}^{58+}$ Ionen in den Ring eingespeist wurden, mit dem Ziel, die einzelnen Zerfälle der Ionen direkt beobachten zu können. Die aufgenommenen Schottky-Spektren zeigen im Vergleich zum $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Experiment ein deutlich niedrigeres Signal- zu Untergrundverhältnis. Dies liegt erstens an der geringeren Teilchenzahl, zweitens an der kleineren Ladung⁴ von $q = 58$, und drittens war, um eine höhere Zeitaufösung zu erreichen, die Länge des Zeitfensters der FFT des Frequenzanalysators mit nur 128 ms um einen Faktor 5 kürzer gewählt als beim $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Experiment.

In dem in Abbildung 3.7 gezeigten Beispiel eines solchen Spektrums erkennt man den Verlust an Signalstärke. Die Linien der im Ring gespeicherten Ionen lassen sich von denen, die aus dem Untergrund erwachsen, auf den ersten Blick nicht unterscheiden. Entsprechend viele werden von der ersten Stufe des Liniensuchers als eine mögliche Linie erkannt; diese sind im Spektrum mit einem Pfeil markiert. Es ist aber auch ersichtlich, dass der Liniensucher nicht alle augenscheinlichen Linien akzeptiert, sondern entsprechend der Suchparameter eine Vorauswahl trifft. Im zweiten Schritt, der Iden-

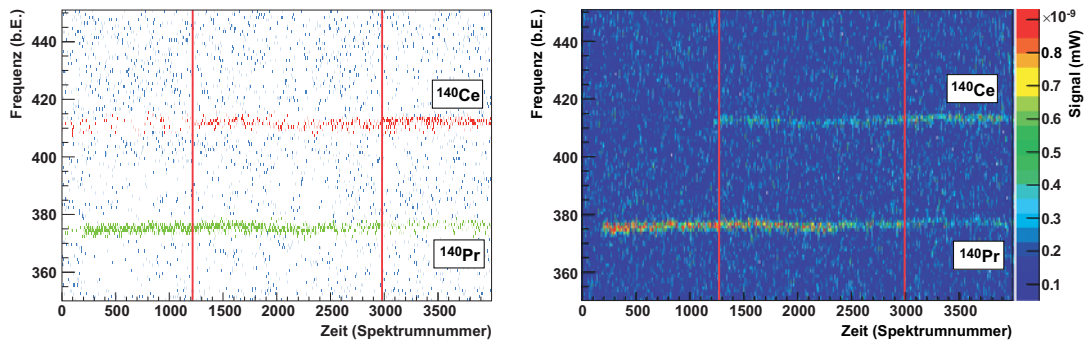


Abbildung 3.8: Links gezeigt das Resultat des Liniensucheralgorithmus beim $^{140}\text{Pr}^{58+}$ Experiment. Zum Vergleich rechts daneben das zugehörige Wasserfallspektrum. Der Spurverlauf in beiden Spektren deckt sich weitestgehend; trotz der *erschwert* Bedingungen ist eine erfolgreiche Linienidentifikation noch möglich.

tifikation, erkennt der Liniensucher dann erfolgreich die beiden Linien der Praseodym und der Cer Ionen, im Spektrum mit den beschrifteten Pfeilen gekennzeichnet. Dass die Zuordnung des Liniensuchers korrekt ist, erkennt man beim Vergleich des zugehörigen Wasserfallpektrums in Abbildung 3.8 rechts mit dem links gezeigten Verlauf der Ergebnisse des Liniensuchers. Im Wasserfallspektrum taucht zu Beginn nur die Spur der $^{140}\text{Pr}^{58+}$ Ionen bei einer Frequenz von etwa 375 auf, zum Zeitpunkt $t_1 \approx 1250 \equiv 80$ s zerfällt eines der Praseodym Ionen und der dabei gebildete Cer Tochterkern erscheint als zweite Spur bei einer Frequenz von ≈ 415 . Ein weiterer Zerfall ereignete sich zum Zeitpunkt $t_2 \approx 3000 \equiv 192$ s, zu erkennen an der gleichzeitigen Ab- und Zunahme der Intensität der Praseodym bzw. der Cer Spur. Das Resultat des Liniensucheralgorithmus, die grüne Spur der Praseodym Ionen und die rote Spur der Cer Kerne, deckt sich weitestgehend mit dem Spurverlauf im Wasserfallspektrum, wenn auch viele Fehliden-

⁴Zur Erinnerung, die Ladung trägt quadratisch zur Signalstärke bei, siehe Kapitel 2.5.

tifikationen zu erkennen sind. Vor allem werden im Zeitraum bis zum ersten Zerfall bei t_1 des öfteren schon Cer Ionen identifiziert; dies sind eindeutige Fehlidentifikationen. Um das zu unterdrücken bedürfte es einer Weiterentwicklung des Liniensucheralgorithmus. Man könnte z.B. eine Bedingung an die Häufigkeit, mit der eine Linie in aufeinanderfolgenden Spektren gefunden wird, stellen. Erst bei einer Mindestanzahl von Identifikationen innerhalb eines vorgegebenen Zeitintervalls, wenn eine Spur eine hinreichende *Dichte* aufweist, wird die Spur als physikalisch sinnvoll erachtet.

Es muss noch erwähnt werden, dass die im Wasserfallspektrum ersichtlichen Spuren nur deswegen klar hervortreten, weil bei der Erstellung des Spektrums jeweils vier Schottky-Spektren arithmetisch gemittelt wurden, um das Signal zu Untergrundverhältnis zugunsten der Darstellbarkeit zu verbessern. Ohne diese Maßnahme sind die Spuren im Wasserfallspektrum kaum zu erkennen, wie das Einzelspektrum in Abbildung 3.7 vermuten lässt. Die Ergebnisse des Liniensucheralgorithmus basieren aber auf einer Auswertung der nicht gemittelten Einzelspektren.

3.1.2 Bestimmung der Teilchenzahl

Sind die Linien gefunden und identifiziert, erfolgt im letzten Schritt der Analyse die Bestimmung des Flächeninhaltes der Linien oder äquivalent hierzu die Bestimmung der Anzahl der Teilchen, die zu einer Linie beitragen. Wegen der schon besprochenen Variationen der Linienformen ist eine Bestimmung der Breite der einzelnen Linie schwer möglich. Als weiterer Parameter der Analyse wird daher eine feste Breite für alle Linien festgelegt (hier 25 Frequenzeinheiten). Dies ist eine vernünftige Annahme, da die Breite der Linien das Auflösungsvermögen der Schottky-Apparatur wiedergibt, welches für die Linien im betrachteten Frequenzbereich als konstant angenommen werden kann. Die Fläche ergibt sich dann aus einem einfachen Integral über die vorgegebene Intervallbreite um die vom Liniensucher ermittelte Position der Linie herum.

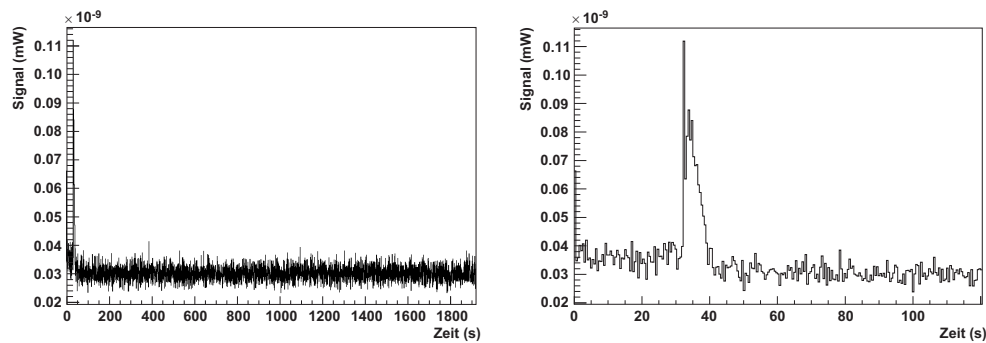


Abbildung 3.9: *Links:* Zeitlicher Verlauf des Untergrundes, bestimmt durch arithmetisches Mittel über einen festgelegten Bereich im Schottky-Spektrum. *Rechts:* Ausschnittsvergrößerung der ersten 120 Sekunden der Strahlkühlphase.

Um den Nettoinhalt einer Linie zu erhalten, muss noch der Beitrag des Untergrun-

des abgezogen werden, aus dem die Linien herauswachsen. Eine Möglichkeit wäre es, den Untergrund aus der unmittelbaren Umgebung rechts und links von einer Linie zu gewinnen, wie es im Algorithmus des Liniensuchers verwirklicht ist. Die Untersuchung der vorliegenden Spektren zeigt aber, dass die Randbereiche in den Intervallen von 0 bis ca. 300 und ebenfalls von 560 bis 640 in allen Spektren frei von Linien bleiben und dort der Untergrund zudem über den gesamten Frequenzbereich, abgesehen von den statistischen Fluktuationen, konstant ist. Um die Messgenauigkeit durch die höhere Statistik zu verbessern, bietet es sich daher an, den Untergrund des jeweiligen Spektrums durch Bildung des arithmetischen Mittels über diese beiden Bereiche zu bestimmen.

Die zeitliche Entwicklung des Untergrundes während eines Versuchsdurchganges, bestimmt nach obiger Methode, ist in Abbildung 3.5 verdeutlicht. Abgesehen vom Anfang, den ersten 120 Sekunden der Einkühlphase, ist der Untergrund zeitlich konstant. Der kurze starke Anstieg zum Zeitpunkt $t = 30\text{ s}$ wird ersichtlich, wenn man das Wasserfallspektrum des Versuchsdurchganges in Abbildung 3.2 betrachtet. Dort sieht man zu Beginn der Zeitachse eine vertikale Spur, die durch den Frequenzbereich der Untergrundbestimmung verläuft und somit für den kurzen Anstieg verantwortlich ist.

Aus dem Flächeninhalt der Linie kann die Teilchenzahl bestimmt werden, sofern die Proportionalitätskonstante S , also die Signalstärke, die ein einzelnes Teilchen im Schottky-Spektrum induziert, bekannt ist. Um diese zu bestimmen dürfen sich nur wenige Teilchen im Ring befinden, z.B. indem man, wie in diesem Experiment geschehen, lange genug abwartet, bis die Intensität der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Teilchen verschwindet. Gegen Ende der Messung sollten die einzelnen Teilchen in Form von diskreten Sprüngen in der Intensität sichtbar werden, woraus sich dann der Skalierungsfaktor ermitteln lässt. In diesem Experiment wurden solche Messungen ebenfalls durchgeführt. Die Signalstärke pro Teilchen mit der Ladung $Z = 81$ ergab sich zu $S \approx 0.2 \cdot 10^{-9}\text{ mW}$. So deutlich, wie eben beschrieben, waren die Stufen im Intensitätsverlauf nicht erkennbar, es ist daher möglich, dass der Wert für S um einen Faktor 2 falsch bestimmt wurde. Dies hat aber auf die Analyse keine Auswirkungen, da in dieser an keiner Stelle die *wahre* Teilchenzahl als solche benötigt wird. Wenn im Folgenden also von der Teilchenzahl gesprochen wird, so ist immer der Flächeninhalt der Linie gemeint, die Einheit ist somit mW. In Ausnahmefällen wird gesondert darauf hingewiesen.

Messunsicherheit der Teilchenzahl

Ein letzter, aber wichtiger Punkt, der geklärt werden muss, ist die Frage nach der Messunsicherheit der im vorherigen Abschnitt determinierten Flächeninhalte der Linien. Es sei noch einmal auf die in Abbildung 3.3 dargestellte Abfolge vierer Schottky-Spektren verwiesen. Innerhalb des Zeitraumes von zwei Sekunden können die Schwankungen des Flächeninhaltes augenscheinlich an die 50 % betragen. Wie im folgenden Kapitel 4 noch gezeigt wird, beträgt die totale Zerfallswahrscheinlichkeit der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne im Ring etwa $\lambda_{tot} \approx 0.002\text{ s}^{-1}$, d.h. innerhalb von zwei Sekunden wird eine Änderung der Teilchenzahl von $\approx 0.4\%$ erwartet und kann bei den folgenden Betrachtungen vernachlässigt werden. Die Messunsicherheit in der Teilchenzahl wird demnach durch die Unsicherheiten in der Schottky-Analyse dominiert. Sie setzt sich aus den Fehlern der

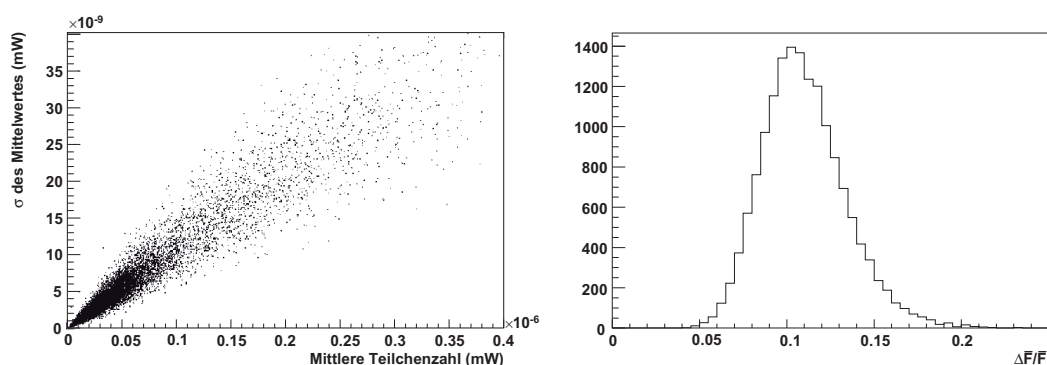


Abbildung 3.10: *Links:* Messunsicherheit der Teilchenzahl aufgetragen in Abhängigkeit von der mittleren Teilchenzahl für die Linien der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ und $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Ionen. Im Rahmen der Schwankungen ist ein linearer Zusammenhang eindeutig ersichtlich. *Rechts:* Verteilung des relativen Fehlers der mittleren Teilchenzahl für die Linien der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ und $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Ionen.

gesamten Elektronik der Schottky-Apparatur, also der Pickupelektroden, Signalverarbeitung und den Unsicherheiten des Frequenzanalysators zusammen und ist schwer ad hoc vorherzusagen. Zur Ermittlung des Fehlers bei der Messung des Flächeninhaltes einer Linie wurde daher ein rein empirischer Ansatz gewählt.

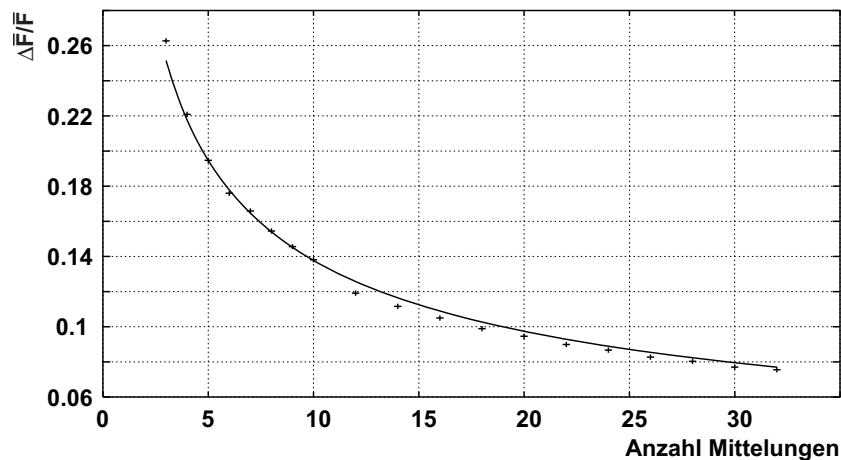


Abbildung 3.11: Relativer Fehler $\frac{\Delta \bar{F}}{\bar{F}}$ des Flächeninhaltes aufgetragen in Abhängigkeit von der Anzahl der gemittelten Spektren \bar{N} . Der Verlauf lässt sich gut durch (3.4) annähern (durchgezogene Linie).

Aus einer vorgegebenen Anzahl N aufeinanderfolgender Einzelspektren wurde für die $^{207}\text{Tl}^{81+}$ und $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Linien jeweils der Mittelwert und die Standardabweichung des Mittelwertes der in den Spektren gefundenen Flächeninhalte bestimmt. Das Ergebnis für alle Versuchsdurchgänge, die Standardabweichung des Mittelwertes aufgetragen

gegen den Mittelwert selbst, ist in Abbildung 3.10 links für $N = 16$ gezeigt. Im Rahmen der Schwankungen ist ein linearer Zusammenhang zwischen der Standardabweichung und dem Mittelwert des Flächeninhaltes eindeutig ersichtlich, die Messunsicherheit kann demzufolge durch einen konstanten relativen Fehler $\frac{\Delta\bar{F}}{\bar{F}}$ beschrieben werden. Rechts in Abbildung 3.10 ist die Verteilung der relativen Fehler, wie sie sich aus dem linken Spektrum ergeben, abgebildet. Der Schwerpunkt der annähernd normalverteilten Verteilung für $N = 16$ liegt bei $\frac{\Delta\bar{F}}{\bar{F}} = 0.11$. Wiederholt man diese Untersuchung für unterschiedliche Anzahlen N der zu mittelnden Spektren, so erwartet man, dass der relative Fehler umgekehrt proportional zur Wurzel aus N abnimmt, also

$$\frac{\Delta\bar{F}}{\bar{F}}(N) = \frac{\Delta\bar{F}}{\bar{F}}(1) \cdot \frac{1}{\sqrt{N}} \quad N = 1, 2, \dots \quad (3.4)$$

Für $N = 3$ bis 32 ist in Abbildung 3.11 der Verlauf von $\frac{\Delta\bar{F}}{\bar{F}}(N)$ aufgezeigt. Wie erwartet, kann eine Ausgleichsgerade (durchgezogene Linie) gemäß (3.4) den Verlauf der Datenpunkte gut wiedergeben. Für ein Einzelspektrum ($N = 1$) ergibt sich der Wert für den relativen Fehler des Flächeninhaltes einer Linie zu $\frac{\Delta\bar{F}}{\bar{F}}(1) = 0.43$. Dies deckt sich mit der zu Beginn dieses Abschnitts gemachten Aussage der beobachtbaren, ca. 50 %-igen Schwankungen des Flächeninhaltes.

Intensitätsverlauf der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ und $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Linien

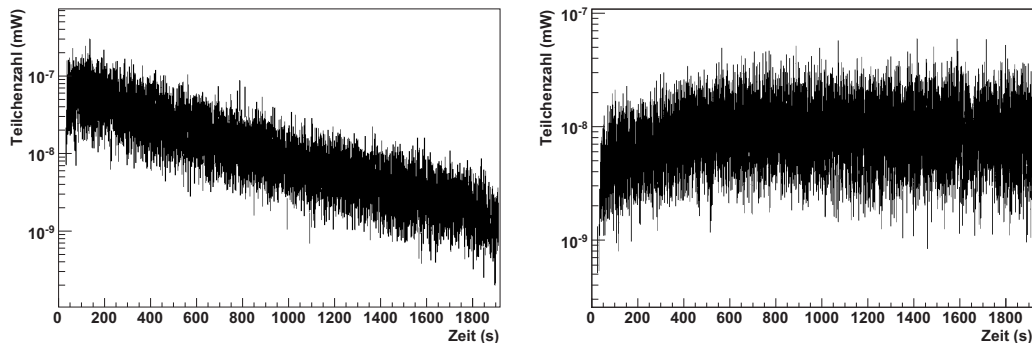


Abbildung 3.12: Intensitätsverlauf der Linien der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ (links) und $^{207}\text{Pb}^{81+}$ (rechts) Ionen.

Zum Schluss sei nun das Ergebnis der in diesem Kapitel beschriebenen Analyse der Schottky-Daten am Beispiel eines Versuchsdurchganges präsentiert. Abbildung 3.12 zeigt links den Intensitätsverlauf der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne. Man erkennt den theoretisch erwarteten exponentiellen Abfall über die Speicherzeit von 1800 Sekunden. Nur innerhalb der ersten 120 Sekunden ist eine Zunahme der Intensität zu beobachten. Dies liegt an der schon oft erwähnten Kühlphase des Strahls, vor deren Abschluss nicht alle im Ring gespeicherten Ionen von der Schottky-Analyse detektiert werden können. Abbildung 3.12 rechts stellt den Intensitätsverlauf der aus dem gebundenen Beta-Zerfall stammenden wasserstoffartigen $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Ionen dar. Dieser nimmt bis zum Zeitpunkt von

$t \approx 800 \text{ s}$ zuerst stetig zu. Ab diesem Zeitpunkt gehen mehr $^{207}\text{Pb}^{81+}$ -Kerne durch die Ringverluste verloren als durch den Zerfall der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ -Ionen erzeugt werden. Als Folge nimmt die Intensität der $^{207}\text{Pb}^{81+}$ -Ionen allmählich wieder ab.

3.2 Analyse der Daten des Detektorteleskopes

Im Gegensatz zur Analyse der Schottky-Daten stellt die Analyse der Daten des Detektorteleskopes einen vergleichsweise geringeren Aufwand dar. Prinzipiell handelt es sich um ein klassisches Zählerexperiment. Lediglich ein eventuell vorhandener Untergrund, also Teilchen, die, in Bezug auf dieses Experiment, nicht $^{207}\text{Pb}^{81+}$ -Teilchen sind, könnten die Messergebnisse verfälschen.

Daher wird in den nächsten Abschnitten diskutiert, ob der Detektor über das benötigte Auflösungsvermögen verfügt, um Untergrundereignisse unterdrücken zu können. Wie in Kapitel 2.6 beschrieben, besteht er aus einem Stapel von Si-PiN-Dioden, aus deren Energieverlustsignalen auf die Kernladungszahl der eintreffenden Ionen geschlossen werden soll. Des Weiteren liefert er eine Ortsinformation, die ebenfalls der Untergrundunterdrückung dienen kann. Zudem ist diese Information bei der Analyse wichtig, um sicherzustellen, dass das Teilchen nicht den Randbereich des Diodenstapels getroffen hat, was zu einer Verfälschung der Diodensignale führen kann.

3.2.1 Ortsspektren

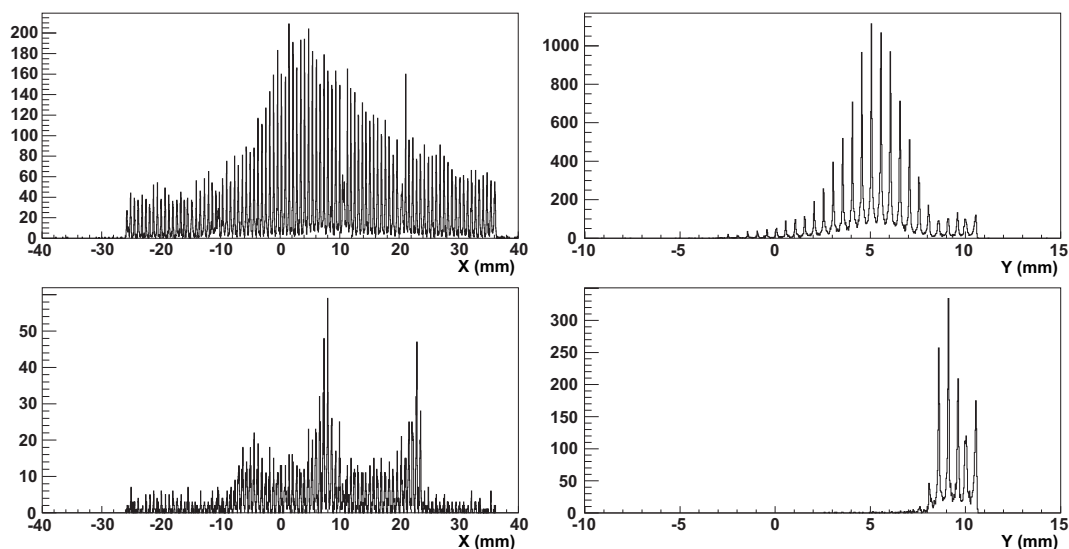


Abbildung 3.13: Ortsspektren des X- und Y-Streifenzählers, oben für den Zeitraum $t < 60 \text{ s}$ (Kühlphase des Strahls), darunter für $t > 120 \text{ s}$. Die einzelnen Streifen werden in Form sehr schmaler Linien abgebildet. Die Ortsauflösung erreicht somit mindestens den Streifenabstand der Zähler.

Die Ortsinformation über den Eintritt des Teilchens liefern die beiden Si-Streifen-zähler. Gebildet wird der Ort aus dem Verhältnis der an den beiden Enden der Widerstandskette ausgelesenen Pulshöhen $P1$ und $P2$ nach

$$X(P1, P2) \propto \frac{P1 - P2}{P1 + P2} . \quad (3.5)$$

In Abbildung 3.13 sind zur Demonstration der Funktionsfähigkeit der Streifen-zähler die Ortsspektren des X- und Y-Zählers aufgetragen, gebildet aus den Ereignissen aller Versuchsdurchgänge. Im oberen Teil befinden sich die Spektren der ersten 60 Sekunden, während der Strahl noch gekühlt wird. Darunter die beiden Spektren für den Zeitraum 120 Sekunden nach dem Einschuss. Die Einheiten der Spektren sind feiner gewählt als die eigentliche Streifenbreite der Zähler. Zu erkennen ist, wie die einzelnen Streifen in Form sehr schmaler Linien abgebildet werden. Die erreichbare Ortsauflösung entspricht somit mindestens dem Streifenabstand der Dioden, also 0.65 mm in X-Richtung und 0.5 mm in Y-Richtung.

In der Ortsverteilung des Y-Zählers wird das Strahlprofil ersichtlich, da der Ring in Y-Richtung nicht dispersiv sein sollte. Während der Kühlphase liegt sein Schwerpunkt bei etwa 5 mm und besitzt eine Breite von ca. 3.8 mm (FWHM). Nach der Kühlphase verlagert sich der Schwerpunkt nach oben hin zu ~ 9.3 mm, die Breite verringert sich infolge der Kühlung auf ~ 2.1 mm (FWHM). Wie in diesem Kapitel später noch gezeigt wird, wird die kinetische Energie der Teilchen durch den Elektronenkühler etwas angehoben, womit, laut der Y-Spektren, der Strahl leicht nach oben hin verschoben wird. Somit besteht, zumindest an der Detektorposition, zwischen der vertikalen Lage des Strahls im Ring und dessen Energie eine gewisse Abhängigkeit. Die Ortssignale des X-Streifen-zählers hingegen sind in beiden Spektren über die gesamte Breite des Zählers verteilt. Je nach der Position im Ring, an der ein $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kern über den Kontinuumszerfall zu einem $^{207}\text{Pb}^{82+}$ Kern zerfällt, fällt die folgende Ablenkung auf die innere Bahn und damit der Auftreffort des Teilchens auf den Detektor unterschiedlich aus. Wäre die Änderung der magnetischen Steifigkeit örtlich lokalisiert, z.B. durch einen Umladungsprozess im Gastarget wie im Falle des in Kapitel 2.6 angesprochenen Re-Experimentes, so erhielte man auch im X-Spektrum ein Abbild des Strahlprofils, wie es in Abbildung 2.10 zu sehen ist.

Die Kalibration der Streifen-zähler erfolgt durch Abbilden der in Abbildung 3.13 erkennbaren Linien auf die zugehörige Ortsposition im Abstand der bekannten Streifenabstände. Die Information über die absolute Lage der Streifen-zähler relativ zu dem Diodenstapel gewinnt man aus dem erkennbaren Abfall des Energieverlustsignals, wenn die Teilchen auf den Randbereich einer Diode treffen. Dies ist in Abbildung 3.14 am Beispiel des X-Streifen-zählers demonstriert. Es wird vereinbart, dass der jeweilige Nullpunkt in den Ortsspektren die Mitte der aktiven Fläche des dahinterliegenden Diodenstapels markiert. Man sieht in Abbildung 3.14 aber auch Ereignisse, die von der geometrischen Anordnung der Dioden her keinen Sinn ergeben. Gemeint sind diejenigen Einträge, die, trotz eines hohen Energieverlustsignals in der Diode, laut der Ortsinformation des Streifen-zählers diese nicht getroffen haben können; sie liegen außerhalb des Randbereiches. Hier liegt aller Wahrscheinlichkeit nach ein Fehler in der Elektronik

der Datenaufnahme vor, eines der beiden Signale der Widerstandskette fällt zu gering aus und verfälscht so die resultierende Ortsinformation. Auf diese Ereignisse wird im folgenden Abschnitt noch einmal eingegangen.

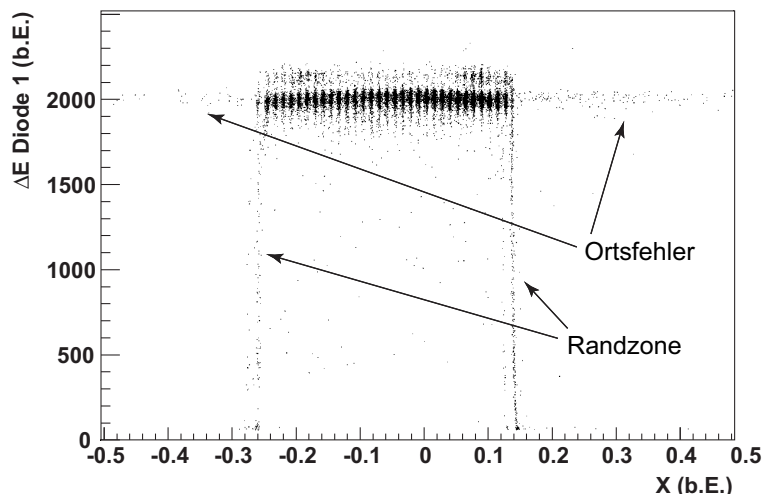


Abbildung 3.14: Aufgetragen ist der Energieverlust in der Si-PIN-Diode Nummer 1 gegen die Position des X-Streifenzählers. Mithilfe dieser Darstellung wird die Lage der Streifenzähler bezüglich des Diodenstapels ermittelt (siehe Text).

3.2.2 Identifikation der Ionen

Wie in Kapitel 2.6 erläutert, wird die Kernladungszahl der Ionen anhand des Energieverlustes bestimmt, den diese während des Abbremsprozesses in dem Stapel aus vierzehn Si-PIN-Dioden deponieren. Der Energieverlust, den geladene Teilchen beim Durchqueren von Materie erfahren, wird in der Theorie beschrieben durch die *Bethe-Bloch*-Gleichung [Bet30].

$$\begin{aligned}
 -\frac{dE}{dx} &= \frac{e^4 \rho N_A}{4\pi \epsilon_0 m_e c^2} \frac{Z_m Z^2}{A_m \beta^2} \left\{ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{\langle E_b^{(e)} \rangle} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right\} \\
 &= C \cdot \frac{Z^2}{v^2} \cdot f(v) .
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

Hierbei bezeichnet Z_m die Kernladungszahl, A_m die Massenzahl, ρ die Dichte und $\langle E_b^{(e)} \rangle$ das mittlere Ionisationspotential des Mediums ($\langle E_b^{(e)} \rangle = 173$ eV für Si[Sel82]). Z und $\beta = \frac{v}{c}$ stehen für die Ladung bzw. die Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens.

Der totale Energieverlust ΔE ergibt sich aus dem Integral von (3.6) über die Wegstrecke s , die ein Ion in der Materieschicht zurücklegt. Unter der Bedingung, dass die Anfangsgeschwindigkeit β aller Teilchen gleich ist, wie es im Speicherring durch die

Strahlkühlung gewährleistet wird, ist der Energieverlust ΔE beim Durchdringen eines bekannten Absorbers ein direktes Maß für die jeweilige Ladung Z eines Ions. Am FRS hingegen, wo die Geschwindigkeitsverteilung sehr breit ist, müssen die Daten der dort verwendeten Ionisationskammern *MUSICs* durch entsprechende Flugzeitinformationen korrigiert werden, um eine Identifikation erst zu ermöglichen [Sto01].

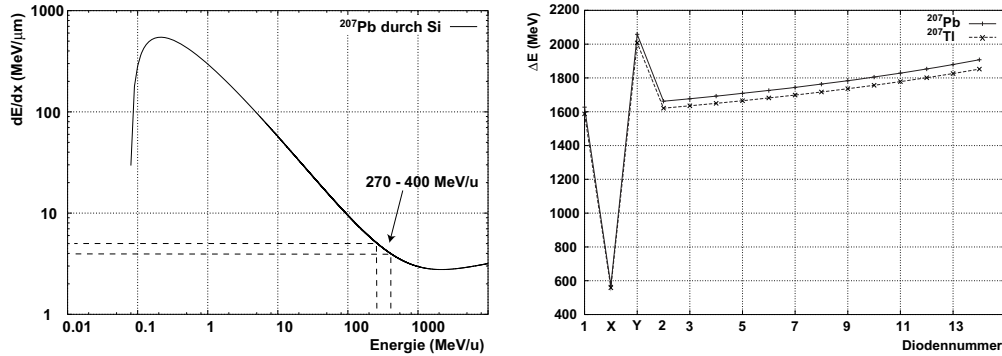


Abbildung 3.15: *Links:* Graphische Darstellung der Bethe-Bloch-Formel (3.6), berechnet für $^{207}\text{Pb}^{82+}$ Ionen in Silizium. *Rechts:* Mit dem Programm *ATIMA* kalkulierte Energieverluste in den Streifenzählern (X und Y) und den vierzehn Si-PIN-Dioden (Nummer 1,...,14) für die $^{207}\text{Tl}^{81+}$ und $^{207}\text{Pb}^{82+}$ Kerne bei einer Eintrittsenergie von $400 \frac{\text{MeV}}{\text{u}}$.

Abbildung 3.15 links zeigt die Bethe-Bloch-Formel berechnet für $^{207}\text{Pb}^{82+}$ Ionen in Silizium. Der totale Energieverlust, den die $^{207}\text{Pb}^{82+}$ Ionen bei einer Energie von $400 \frac{\text{MeV}}{\text{u}}$ in dem Stapel erleiden, beträgt nach einer Kalkulation mit dem Programm *ATIMA*⁵ in etwa 27 GeV, d.h. beim Austritt hat sich ihre Geschwindigkeit auf $270 \frac{\text{MeV}}{\text{u}}$ verringert. Dieser Bereich ist in dem Bethe-Bloch-Diagramm in Abbildung 3.15 mit einem Pfeil markiert. Die Änderung von $\frac{dE}{dx}$ innerhalb dieses Bereiches von $\sim 4 \frac{\text{MeV}}{\mu\text{m}}$ auf $\sim 5 \frac{\text{MeV}}{\mu\text{m}}$ fällt nur geringfügig aus. Demnach kann in einer einfachen Näherung von einem konstanten $\frac{dE}{dx}$ ausgegangen werden; dies ist gleichzusetzen mit einer Vernachlässigung der Geschwindigkeitsabnahme während des Abbremsprozesses, also $v = \text{konst.}$ in (3.6). Der Zusammenhang zwischen Energieverlust und Z vereinfacht sich so zu

$$\Delta E \propto Z^2. \quad (3.7)$$

Hieraus kann eine Abschätzung abgeleitet werden, wie gut die Auflösung des in den Dioden gewonnenen Energieverlustsignals sein muss, um, in Bezug auf die Kernladungszahl Z , benachbarte Ionen trennen zu können.

$$\frac{\delta(\Delta E)}{\Delta E} \propto 2 \frac{\delta Z}{Z}. \quad (3.8)$$

⁵ *ATIMA* ist ein an der GSI entwickeltes Programm für präzise Energieverlustrechnungen hochenergetischer Schwerionen und wird dort in vielen Bereichen, vor allem am FRS, erfolgreich eingesetzt. Eine direkte Referenz zu *ATIMA* existiert laut GSI nicht; Informationen zu den Untersuchungen des Energieverlustes relativistischer Schwerionen in Materie, auf denen die Entwicklung von *ATIMA* basiert, findet sich z.B. unter [Sch96].

Für $Z = 81$ und $\delta Z \leq 1$ sollte der Diodenstapel nach (3.8) mindestens ein Auflösungsvermögen von $\frac{\delta(\Delta E)}{\Delta E} \leq 2.4\%$ ermöglichen.

Der Detektorstapel liefert zwölf Energieverlustsignale⁶ ΔE_i . In Abbildung 3.15 rechts gezeigt ist eine Kalkulation (ebenfalls mit *ATIMA*, s.o.) der erwarteten Energieverluste in den Streifenzählern und den vierzehn Si-PIN-Dioden für $^{207}\text{Pb}^{82+}$ bzw. $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne, die mit einer Energie von $400 \frac{\text{MeV}}{u}$ auf den Detektor treffen. Der Unterschied des Energieverlustes der ersten zur letzten Diode beträgt in etwa 2.3 GeV, dies entspricht einer Zunahme von ca. 13%. Es ist daher möglich, den mittleren Energieverlust in dem Stapel durch einfaches Bilden des arithmetischen Mittels über alle ΔE_i zu bestimmen und diesen mittleren Energieverlust $\overline{\Delta E}$ zur Identifikation der Kernladungszahl Z heranzuziehen.

Zur Kalibration des Detektorstapels wurden die Ereignisse ab 120 Sekunden nach dem Einschuss, wenn der Strahl eingekühlt ist, verwendet. Ab diesem Zeitpunkt sollten fast ausschließlich die $^{207}\text{Pb}^{82+}$ Kerne aus dem freien Beta-Zerfall der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne in den Detektor treffen und im Energieverlustspektrum eine eindeutige identifizierbare Linie bilden, so wie es in Abbildung 3.16 links gezeigt ist. Die Energieverlustsignale der einzelnen Dioden wurden so skaliert, dass die Pb Linie auf den Kanal 2000 abgebildet wird.

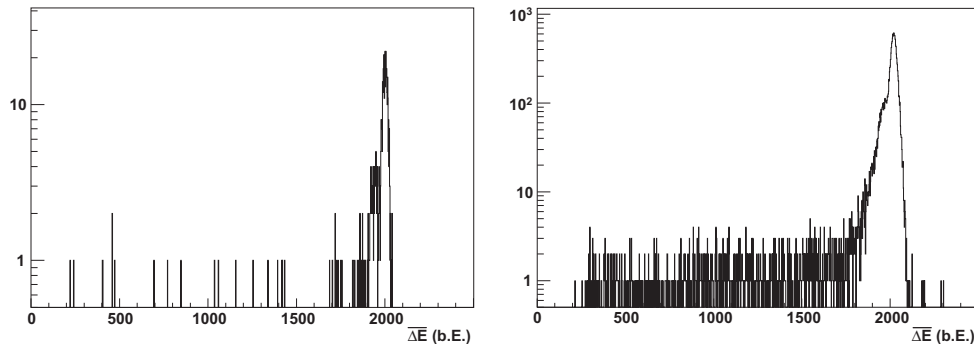


Abbildung 3.16: Energieverlustspektren gebildet aus dem arithmetischen Mittel aller zwölf Diodensignale. Links für den Zeitraum nach erfolgter Strahlkühlung, rechts für die ersten 120 Sekunden direkt nach dem Einschuss.

In Abbildung 3.16 rechts ist das Energieverlustspektrum dargestellt, wie es sich für die ersten 120 Sekunden, Einschuss und Kühlphase, ergibt. Bevor diskutiert wird, warum auch hier anscheinend eine Pb Linie mit deutlich höherer Statistik auftaucht, soll erst die Linienform untersucht werden. Man sieht, dass die Linie eine deutliche Schulter zu niederen Energien besitzt. Des Weiteren existiert eine nicht vernachlässigbare Anzahl von Ereignissen, die kontinuierlich über den niederenergetischen Bereich verteilt sind. Um dies zu verstehen ist zu beachten, dass der Detektor mit einer Dicke von insgesamt

⁶Zur Erinnerung: zwölf statt vierzehn, da die letzten vier Dioden zu je zwei Zweiergruppen zusammengefasst sind, siehe Kapitel 2.6.

6.24 mm Silizium, oder entsprechend $1453.9 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$, selbst ein massives Fragmentationsziel für die eintreffenden Teilchen darstellt. Fragmentiert ein Teilchen in einer der Dioden, so misst man in den folgenden Dioden einen geringeren Energieverlust, da die Summe der Energieverluste der Fragmente wegen der quadratischen Abhängigkeit von Z in (3.7) geringer sein wird. Abbildung 3.17 zeigt ein solches Fragmentationsereignis (durchgezogene Linie) im Vergleich zu einem Ereignis ohne Fragmentation (gestrichelte Linie). Aufgetragen sind die Energieverlustsignale ΔE_i gegenüber der Diodennummer. In der Diode Nummer 5 ereignete sich demnach eine Fragmentation. Um die Mittelwertbildung frei von solchen, nicht zu vermeidenden, Fragmentationsereignissen zu halten, durchsucht die Analyse jedes Ereignis genau auf solche Signaturen. Das Energieverlustsignal ΔE_i einer jeden Diode wird mit dem Mittelwert, gebildet aus den Verlustsignalen der davorliegenden Dioden, verglichen. Überschreitet die relative Abweichung eine vorgegebene Schwelle, wird dieses Ereignis als Fragmentation erkannt, entsprechend markiert und von der späteren Mittelwertbildung ausgeschlossen.

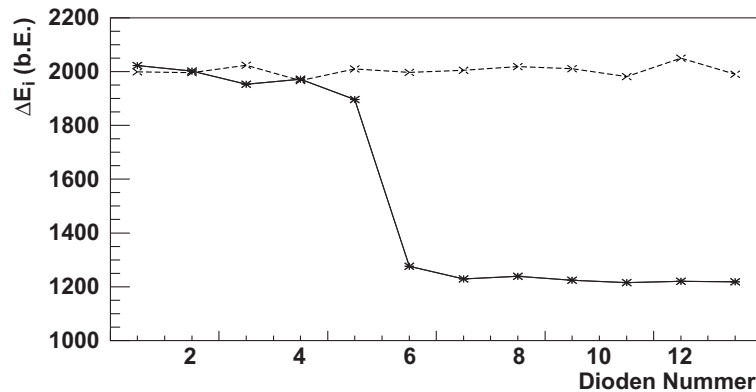


Abbildung 3.17: Verlauf der einzelnen Diodensignale ΔE_i im Vergleich für ein Ereignis mit einer Fragmentation in der 5-ten Diode (gestrichelte Linie) und eines ohne solch eine Fragmentation (gestrichelte Linie).

Ein Problem, das bei diesem Analyseschritt auftaucht, ist der Umstand, dass die Anzahl der nach obiger Methode bestimmten Fragmentationsereignisse mit 55 % deutlich über dem theoretisch zu erwartenden Wert liegt. Berechnungen unter Zuhilfenahme der empirischen Parametrisierungsformel für Fragmentationsquerschnitte *EPAX* [Sue00] zufolge sollte die Anzahl der Fragmentationen nur in der Größenordnung von 5 % liegen. Damit wäre die Nachweiseffizienz des Detektors nur $\eta \approx 45\%$. Untersucht man aber diese Ereignisse und betrachtet die einzelnen Energieverlustsignale der Dioden, so findet man, dass es sich in den meisten Fällen nicht um eine Fragmentation handelt, sondern dass eines der Diodensignale unerwartete Schwankungen von bis zu 50 % zu niedrigeren Energien und bis zu 10 % zu höheren Energien hin aufzeigt, die Signale der übrigen Dioden bleiben hingegen stabil. In Abbildung 3.18 links sind die Signale aller Dioden für Ereignisse aufgetragen, die von der Analyse als Fragmentationsprozess in der Diode Nummer 4 gewertet wurden. Neben den Fragmentationsprozessen, bei

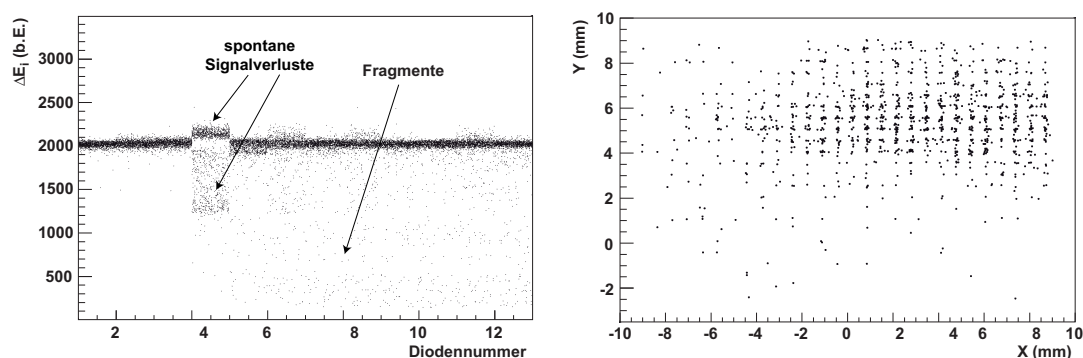


Abbildung 3.18: *Links:* Energieverlustsignale ΔE_i aller Dioden für Ereignisse, bei denen eine spontane Signalabweichung in der Diode Nummer 4 auftrat. *Rechts:* Ortsverteilung der links dargestellten Ereignisse.

denen die Signale der folgenden Dioden 5 - 12 abgenommen haben, erkennt man klar die spontanen Signalschwankungen der 4ten Diode.

Woher kommen diese Signalschwankungen? Zwei mögliche Ursachen sind zu nennen: Zum einen könnte es ein Problem mit der Ladungssammlung der Dioden geben, zum anderen wäre ein Fehler in der signalverarbeitenden Elektronik möglich. Wäre es ein Problem der Ladungssammlung, verursacht durch Strahlenschädigung oder Dickschwankungen der Raumladungszone der Dioden, so sind diese Störungen typischerweise örtlich lokalisiert, d.h. es müsste eine Korrelation zwischen dem Eintreffort des Teilchens und der abweichenden Signalhöhe bestehen. Die rechte Seite von Abbildung 3.18 zeigt eine solche Ortsverteilung. Die aufgetragenen Ereignisse stammen aus der links daneben gezeigten Signalhöhenverteilung, die in Diode Nummer 4 eine Signalschwankung aufweist. Im Rahmen der möglichen Auflösung von $(0.65 \times 0.5) \text{ mm}^2$ ist eine Korrelation mit dem Ort nicht erkennbar, die Orte sind gleichmäßig über den Bereich der eintreffenden Ionen verteilt. Ein zweiter Punkt, der gegen einen Fehler in der Ladungssammlung der Dioden spricht, wurde bereits in Abschnitt 3.2.1 angesprochen. Dort sind in Abbildung 3.14 Ereignisse zu sehen, bei denen offensichtlich der Ort falsch bestimmt wurde. Begründet wird dies durch den Verlust an Signalhöhe eines der beiden Kanäle des X-Streifenzählers. Läge eine Störung der Ladungssammlung des Streifenzählers vor, so wäre die Ortbestimmung davon nicht betroffen, da diese nach (3.5) unabhängig von der in der Diode gesammelten Ladungsmenge ist. Somit wird die falsche Ortsbestimmung durch eine fehlerhafte Ausleseelektronik des Streifenzählers verursacht. Dieselbe Elektronik wird aber ebenfalls für die Auslese der Si-PIN-Dioden verwendet. Es spricht daher alles dafür, dass die Ausleseelektronik sowohl für die fehlerhafte Ortsbestimmung als auch für die Signalschwankungen der Dioden verantwortlich ist, ein Schaden der Dioden kann ausgeschlossen werden. Es bedeutet aber auch, dass die Ortsinformation der Streifenzähler ebenfalls mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit fehlerhaft ist. Die mittlere Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Fehlers bei einem der zwölf Kanäle des Diodenstapels beträgt in etwa 4%. Bei zwei Kanälen pro Strei-

fenzähler läge die Fehlerquote für die Ortsbestimmung dann bei $\approx 8\%$. Prinzipiell stellt diese Erkenntnis die Funktionalität des Detektors aber nicht in Frage. Fehler in der Elektronik können diagnostiziert und behoben werden, um bei einem künftigen Einsatz dieses oder eines Detektors ähnlicher Bauart eine derartige Problematik zu vermeiden.

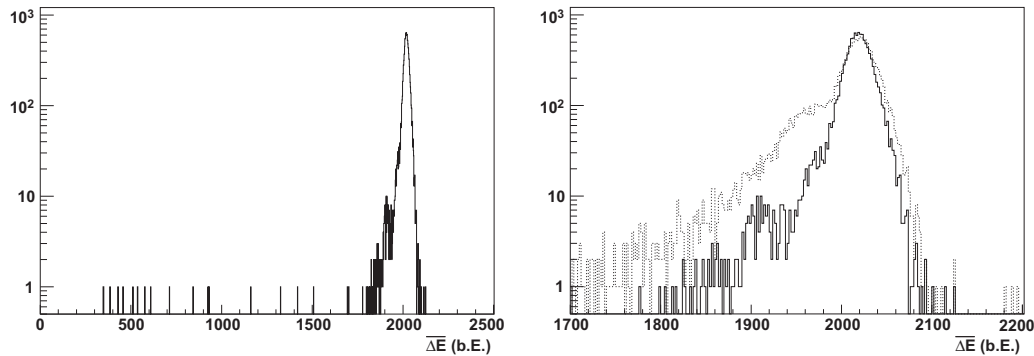


Abbildung 3.19: Das Energieverlustspektrum der erweiterten Analyse, links im Überblick, recht die Ausschnittsvergrößerung, dort zum Vergleich ebenfalls eingezeichnet das Spektrum aus Abbildung 3.16 (gestrichelte Linie).

Welche Lösung bietet sich nun an, um die Nachweiseffizienz des Detektors von momentan 45 % zu erhöhen? Da es sich um Schwankungen einer einzelnen Diode handelt, ist es vertretbar, diese Signale bei der Mittelwertbildung zu verwerfen. Die Analyse erkennt die Ereignisse, indem sie nach dem Abweichen eines Diodensignals die folgenden Signalhöhen daraufhin untersucht, ob diese wieder in den ursprünglichen Zustand zurückkehren, sich sozusagen wieder *erholen*. Ist dies der Fall, so wird die Diode als ungültig markiert und bei der Mittelung vernachlässigt. Betrachtet man aber noch einmal die Abbildung 3.18 links, so tauchen dort zusätzlich Ereignisse auf, bei denen eine der nachfolgenden Dioden einen weiteren Ausreisser in der Signalhöhe zeigt. Solche Ereignisse werden von der Analyse komplett verworfen. Der Gewinn in Bezug auf die Nachweiseffizienz ist erheblich, diese liegt jetzt bei $\eta \approx 75\%$. Der Anteil an Ereignissen, in denen Fragmentationen auftauchen, die von der Analyse nun erkannt werden können, ergibt sich zu ca. 4%, in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert von 5% (s.o.).

Den Erfolg dieses weiteren Analyseschrittes sieht man in Abbildung 3.19. Noch einmal, wie in Abbildung 3.16 rechts, ist das Energieverlustspektrum für alle Ereignisse während der Kühlphase abgebildet. Im linken Spektrum sieht man, dass die meisten niederenergetischen Einträge nun aber verschwunden sind. Die verbliebenen Einträge stammen von Fragmentationen, die sich im Eintrittsfenster der Detektortasche ereignen. Sie können von dem Algorithmus nicht erkannt werden, da noch kein Vergleichswert für den Energieverlust in der ersten Diode vorliegt. Dies begründet, nebenbeimemerkt, die Platzierung einer Si-PIN-Diode an vorderster Position des Detektorstapels (vgl. Abbildung 2.11), damit ein verlässliches Energieverlustsignal bereitgestellt wird, um

die Fragmentationen in den darauffolgenden Streifenzählern identifizieren zu können⁷.

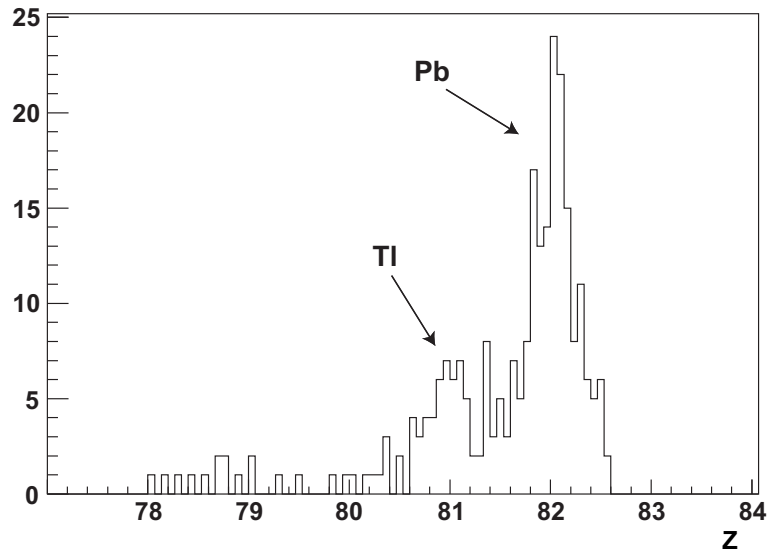


Abbildung 3.20: Z-Spektrum der ersten 2 Sekunden nach dem Einschuss. Es belegt die Fähigkeit des Detektors, Kernladungszahlen in der Region $Z = 82$ auflösen zu können.

Im rechten Spektrum der Abbildung 3.19, einer Ausschnittsvergrößerung des linken Spektrums, ist zum besseren Vergleich zusätzlich das Spektrum aus Abbildung 3.16 eingetragen (gestrichelte Linie). In dem Bereich, in dem sich zuvor noch die niederenergetische Schulter der Pb Linie befand, taucht jetzt eine detailliertere Struktur auf, die zusätzliche Linien vermuten lässt. Wenn der Strahl aus dem FRS in den Ring eingeleitet wird, besteht dieser erwartungsgemäß nicht nur aus $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kernen, sondern enthält zusätzliche Fragmente, die im FRS nicht absepariert wurden und von ihrer magnetischen Steifigkeit χ_m in der Akzeptanz des ESR liegen. Dort können sie ebenfalls auf den Detektor treffen.

Fakt ist, dass das Energieverlustspektrum zu Anfang eine Linie bei Kanal 2020 zeigt, eine weitere, schwache bei Kanal 1971. Innerhalb der nächsten 10 Sekunden verschiebt sich diese Linie zu Kanal 2000 hin, dem Eichpunkt für $Z = 82$. Wenn es sich tatsächlich um Pb Ionen handelt, dann bedeutet dies nach der Bethe-Bloch-Formel (3.6), dass die Pb Ionen, so wie sie aus dem FRS kommen, beim Einschuss in den Ring eine etwas geringere mittlere Geschwindigkeit besitzen und somit mehr Energie in den Dioden deponieren. Erst durch die Kühlung wird die Geschwindigkeit auf die des Elektronenkühlers angepasst und die Pb Linie nähert sich dem Kanal 2000 an. Die schwächere Linie, die nur innerhalb der ersten 2 Sekunden zu sehen ist und dann verschwindet, liegt bei Kanal 1971. Wenn man nach der einfachen Näherung (3.7) die Kernladungszahl Z berechnen will, so erhält man unter der Annahme, auch diese

⁷Zugegebenermaßen hätte man die Streifenzähler auch einfach hinter dem Stapel der Si-PIN-Dioden platzieren können.

Teilchen besitzen dieselbe Geschwindigkeit wie die Pb Ionen, $Z = 81$

Um zu prüfen, ob die im Spektrum von Abbildung 3.19 rechts sich abzeichnenden Linien durch zusätzliche Ionen mit anderem Z als $Z = 82$ hervorgerufen werden, wird folgender Test unternommen. Dasselbe Spektrum wird, limitiert auf den Zeitbereich der ersten 2 Sekunden nach dem Einschuss, erneut erstellt. Grund hierfür ist der Versuch, möglichst stabile Randbedingungen zu schaffen, vor allem um die Geschwindigkeitsänderung der Ionen aufgrund der aktivierten Elektronenkühlung zu minimieren. Die Linie bei Kanal 2020 wird als Referenzpunkt für $Z = 82$ aufgefasst und anhand dieser zusammen mit der Näherung aus Gleichung (3.7) werden die Energieverlustsignale in eine Kernladungszahl Z transformiert. Das sich hieraus ergebende Spektrum ist in Abbildung 3.20 gezeigt. Wegen der Kürze des Zeitintervalls fällt die Statistik entsprechend gering aus, dennoch ist bei $Z = 81$ eindeutig eine Linie zu erkennen, die auf den Nachweis von Tl Ionen schließen lässt. Wenn obige Annahmen richtig sind, dann ist dieses Spektrum der anschauliche Beweis für die Fähigkeit des Detektors, eine Z -Identifikation von Ionen im Bereich von $Z = 82$ zu ermöglichen.

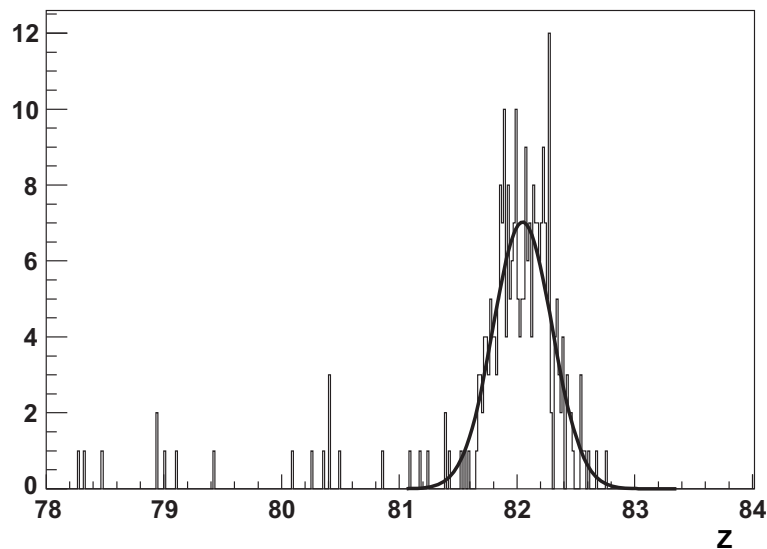


Abbildung 3.21: Z -Spektrum für den Zeitraum nach der Kühlphase. Das Resultat des eingezeichneten Gauß-Fits liefert für das Auflösungsvermögen des Diodenstapels $\delta Z = 0.55 \pm 0.03$ (FWHM).

Das erreichbare Auflösungsvermögen in der Region $Z = 82$ kann aber zweifelsfrei durch ein Energieverlustspektrum für den Zeitraum nach der Kühlphase belegt werden. Hier sind die Randbedingungen bekannt, der gespeicherte Strahl ist gekühlt und in den Detektor treffen fast ausschließlich $^{207}\text{Pb}^{82+}$ Kerne. Gezeigt in Abbildung 3.21 ist das mit Kanal 2000 als Referenzpunkt für $Z = 82$ (s.o) erstellte Z -Spektrum für diesen Zeitraum. Aus dem ebenfalls eingezeichneten Gauß-Fit ergibt sich das Auflösungsvermögen des Detektors zu $\delta Z = 0.55 \pm 0.03$ (FWHM) oder $\frac{\delta Z}{Z} = 0.67 \pm 0.04\%$ (FWHM).

3.2.3 Zerfallsratenspektren des Detektorteleskopes

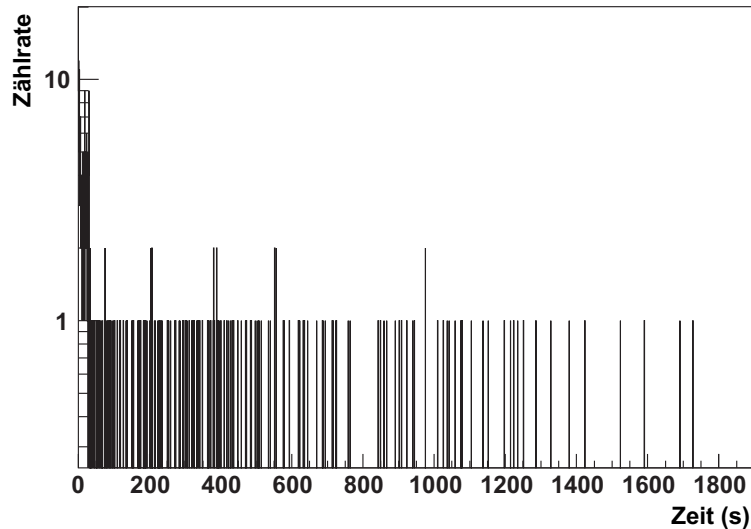


Abbildung 3.22: Typischer Vertreter eines Zerfallsratenspektrums, wie es sich aus den Daten eines Versuchsdurchganges des Detektorteleskopes ergibt.

Nachdem im vorherigen Abschnitt belegt wurde, dass der Detektor das angestrebte Ziel einer verlässlichen Z -Identifikation in der Region $Z = 82$ und einer funktionierenden Ortsinformation erfüllt, können nun die Zerfallsratenspektren aus den analysierten Daten extrahiert werden. Das Spektrum in Abbildung 3.21 hat gezeigt, dass die meisten Teilchen, die nach der Kühlphase in den Detektor gelangen, $^{207}\text{Pb}^{82+}$ Kerne sind. Die Anzahl der Untergrundereignisse, also $Z < 82$, beträgt ca. 9 %. Die Statistik dieses Spektrums ist äußerst gering, obwohl es aus allen Versuchsdurchgängen gebildet wurde. Dies erklärt sich beim Blick auf die in Abbildung 3.13 gezeigten Ortsspektren. In X-Richtung sind die Einträge über die gesamte Fläche des X-Streifenzählers verteilt, in Y-Richtung liegt das Strahlprofil an der oberen Grenze des Y-Zählers. Nur Ereignisse, die von ihrer X- und Y-Position in einem Fenster von -9 mm bis 9 mm liegen, induzieren in allen Dioden des Detektorstapels ein verwertbares Signal zur Identifizierung. Die größten Verluste durch diese Positionseinschränkung werden durch die ungünstige Lage des Strahls in vertikaler Richtung hervorgerufen, nur noch ein Drittel der Ereignisse des Y-Spektrums in Abbildung 3.13 rechts unten liegt innerhalb des Ortfensters. Von all den Teilchen, die den Detektor treffen, können daher nur an die 8 % identifiziert werden. Zwar wurde während des Experimentes versucht, die Strahlage mittels eines Ablenkmagneten vor dem Detektorteleskop nach unten hin zu verschieben, daraufhin konnte der Strahl im Ring aber nicht mehr gespeichert werden und ging nach wenigen Sekunden verloren.

Um dennoch vernünftige Zerfallsratenspektren mit hinreichender Statistik zu erstellen, wird als einzige Bedingung für den Nachweis eines $^{207}\text{Pb}^{82+}$ Kerns aus dem Kon-

tinuumszerfall eines $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Ions eine gültige Ortsinformation des X-Streifenzählers verlangt. Die Verteilung in Abbildung 3.21 wird als Stichprobe aller den Detektor treffenden Teilchen aufgefasst, die aus ihr bestimmte Untergrundrate auf alle Ereignisse des Detektorsystems extrapoliert. Unter dieser Annahme ist davon auszugehen, dass in einem Zerfallsratenspektrum 9 % der Einträge auf Untergrundereignissen basieren.

Ein typischer Vertreter eines solchen Zerfallsratenspektrums ist zum Ende dieses Kapitels in Abbildung 3.22 abgebildet. Die Intervalle der Zeitachse sind, angepasst an die Zeitabstände der zugehörigen Spektren der Schottky-Analyse, zu 480 ms gewählt. Die Einträge innerhalb der ersten ~ 30 Sekunden stammen aus der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Einschuss- und Kühlphase des Strahls. In den restlichen 1800 Sekunden werden in diesem Spektrum 189 Kontinuumszerfälle registriert. Theoretisch erwartet man einen exponentiellen Abfall der Zerfallsrate, aus der sich die Gesamtlebensdauer des $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Strahls im Ring ergibt. Wie sich die Zerfallskonstante aus Spektren mit solch geringer Statistik ermitteln lässt, ist unter anderem Thema des folgenden Kapitels.

Kapitel 4

Ergebnisse und Diskussion

Im vorherigen Kapitel wurde die Auswertung der Daten sowohl der Schottky-Analyse als auch der des Detektorteleskops erörtert. In diesem Kapitel soll gezeigt werden, wie aus den so vorbereiteten Datensätzen die Zerfallskonstanten extrahiert werden. Die Gesamtlebensdauer der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ -Ionen lässt sich sowohl aus den Daten der Schottky-Analyse als auch aus denen des Teilchendetektors bestimmen. Ein Vergleich der Ergebnisse beider prinzipiell unterschiedlicher Messverfahren bietet eine gute Kontrolle an, ob die vorgenommene Messung zuverlässige Werte liefern kann.

Pro Zeitintervall erhält man zum einen aus der Analyse der Schottky-Daten die Anzahl der noch im Ring befindlichen $^{207}\text{Tl}^{81+}$ bzw. $^{207}\text{Pb}^{81+}$ -Ionen und die Frequenzposition der zugehörigen Linien im Spektrum, zum anderen liefert das Detektorteleskop die Anzahl der innerhalb dieses Intervalls registrierten Zerfälle von $^{207}\text{Tl}^{81+}$ -Kernen zu $^{207}\text{Pb}^{82+}$ über den Kanal des Beta-Zerfalls ins Kontinuum.

Die beiden Zerfallskonstanten, die ermittelt werden sollen, sind die des Beta-Zerfalls der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ -Kerne ins Kontinuum λ_{β_c} und die des gebundenen Beta-Zerfalls, im Folgenden mit λ_{β_b} bezeichnet. Aus dem zeitlichen Verlauf der Anzahl der im Ring gespeicherten $^{207}\text{Tl}^{81+}$ -Ionen kann die Gesamtzerfallskonstante des Primärstrahles λ_{tot} bestimmt werden. Diese setzt sich wiederum zusammen aus der Summe der beiden Zerfallskonstanten der beiden Beta-Zerfallskanäle λ_{β} und den zusätzlichen Verlusten λ_{loss} , denen der Strahl während der Speicherzeit ausgesetzt ist, also

$$\lambda_{tot} = \lambda_{\beta} + \lambda_{loss} \quad (4.1)$$

$$= \lambda_{\beta_c} + \lambda_{\beta_b} + \lambda_{RG} + \lambda_{EC} \quad (4.2)$$

λ_{loss} selber besteht aus den Verlusten durch Umladungsprozesse am Elektronenkühler λ_{EC} und Streuung der Ionen an Atomen des Restgases λ_{RG} . λ_{RG} kann, da es ca. zwei Größenordnungen kleiner ist als λ_{EC} (siehe Kapitel 2.3), vernachlässigt werden. Im Folgenden ist unter λ_{loss} immer nur die durch den Elektronenkühler verursachte Verlustrate zu verstehen. Der Intensitätsverlauf bzw. die Anzahl der gespeicherten $^{207}\text{Tl}^{81+}$ -Ionen folgt einem einfachen exponentiellen Abfall:

$$N_{Tl}(t) = N_{Tl}^o \cdot e^{-\lambda_{tot} \cdot t} \quad (4.3)$$

mit $N_{Tl}^o =$ Anzahl der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ -Ionen zum Zeitpunkt $t = 0$ s.

Aus den Detektordaten erhält man λ_{tot} ebenfalls durch einen einfachen exponentiellen Fit an die Zerfallsrate $Z_{\beta_c}(t)$, wie aus (4.4) ersichtlich wird.

$$Z_{\beta_c}(t) = N_{Tl}(t) \cdot \lambda_{\beta_c} \cdot \eta \quad (4.4)$$

$$= N_{Tl}^{\circ} \cdot e^{-\lambda_{tot} \cdot t} \cdot \lambda_{\beta_c} \cdot \eta \quad (4.5)$$

$$= K \cdot e^{-\lambda_{tot} \cdot t} \quad (4.6)$$

mit η für die Nachweiseffizienz des Detektors.

Um schließlich auch λ_{β_b} ermitteln zu können, benötigt man den Intensitätsverlauf der wasserstoffartigen $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Ionen. Dieser kann ähnlich zu einer klassischen Zerfallsreihe aus der zugehörigen Differenzialgleichung (4.7) berechnet werden und man erhält (4.8).

$$\frac{d}{dt} N_{Pb} = N_{Tl} \cdot \lambda_{\beta_b} - N_{Pb} \cdot \lambda_{loss} \quad (4.7)$$

$$N_{Pb}(t) = N_{Pb}^{\circ} \cdot e^{-\lambda_{loss} \cdot t} + \frac{\lambda_{\beta_b}}{\lambda_{tot} - \lambda_{loss}} N_{Tl}^{\circ} \left[e^{-\lambda_{loss} \cdot t} - e^{-\lambda_{tot} \cdot t} \right] \quad (4.8)$$

N_{Pb}° ist die Anzahl der $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Ionen zum Zeitpunkt $t = 0$ s

Bei der Herleitung von (4.8) wird vorausgesetzt, dass für die $^{207}\text{Pb}^{81+}$ bzw. $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Ionen dieselbe Verlustrate λ_{loss} angenommen werden darf. Wie in früheren Experimenten gezeigt werden konnte, ist diese Annahme für benachbarte, wasserstoffartige und nackte Kerne gültig und die Unterschiede in den Verlustraten können in diesem Fall vernachlässigt werden [Bos96].

Die Aufgabe besteht nun darin, zuerst pro Versuchsdurchgang einen Fit an den Intensitätsverlauf der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Ionen anhand von (4.3) vorzunehmen. Mit den daraus gewonnenen Parametern für λ_{tot} und N_{Tl}° wird anschließend gemäß (4.8) ein Fit an den Intensitätsverlauf der $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Ionen durchgeführt, mit λ_{β_b} , λ_{loss} und N_{Pb}° als freien Parametern.

4.1 Bestimmung der Zerfallskonstanten

Zum allgemeinen Verständnis dieses Kapitels sollten folgende Vorbemerkungen beachtet werden.

Im Folgenden wird zwischen den Versuchsdurchgängen, die mit und ohne aktivierter stochastischer Vorkühlung aufgenommen wurden, unterschieden. Die Zerfallskonstanten werden pro Versuchsblock getrennt bestimmt und die Ergebnisse anschließend miteinander verglichen. Die Angabe der Zerfallskonstanten erfolgt zunächst im Laborsystem, die Umrechnung in das Ruhesystem des im Ring umlaufenden Teilchenstrahls geschieht am Ende des Kapitels.

Wie bereits in Kapitel 2.5.2 erwähnt, besteht die Möglichkeit, die Schottky-Spektren vor der eigentlichen Analyse arithmetisch zu mitteln, um z.B. das Signal- zu Untergrundverhältnis zu verbessern. Bei den hier vorgestellten Ergebnissen wurden jeweils fünf aufeinanderfolgende Schottky-Spektren gemittelt, die Anzahl der Spektren pro

Versuchsdurchgang verringert sich somit von ursprünglich 4000 auf 800 Spektren. Das Zeitintervall, das von einem Spektrum abgedeckt wird, beträgt $5 \cdot 0.48 = 2.4$ s, die Zeitintervalle der Zerfallsratenspektren des Detektorteleskopes (vgl. Abbildung 3.22) werden ebenfalls diesem Wert angeglichen. Dies geschieht nicht, weil das Signal- zu Untergrundverhältnis zu gering für eine erfolgreiche Analyse wäre, sondern dient rein der Darstellbarkeit der zu zeigenden Spektren, da diese ansonsten, wie die Intensitätsverläufe in Abbildung 3.12 zeigen, wegen der vielen Einträge recht unübersichtlich erscheinen.

Nun zurück zur Bestimmung der Zerfallskonstanten. Diese erfolgt, wie eingangs erwähnt, mittels eines Fits der Funktionen (4.3) und (4.8) an den Intensitätsverlauf der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ bzw. $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Linien der Schottky-Spektren und von (4.6) an die Zerfallsrate des Teilchendetektors. Als Fitroutine für die Schottky-Daten kommt das Standardverfahren der *Methode der kleinsten Quadrate*, auch als χ^2 -Fit bezeichnet, zur Anwendung. Der Zeitbereich, über den der Fit läuft, beginnt nach abgeschlossener Kühlphase des Strahls, also für die Versuchsdurchgänge ohne bzw. mit stochastischem Vorkühlen bei 100 s bzw. bei 50 s, er endet bei 1800 s. Abbildung 4.1 zeigt exemplarisch das Er-

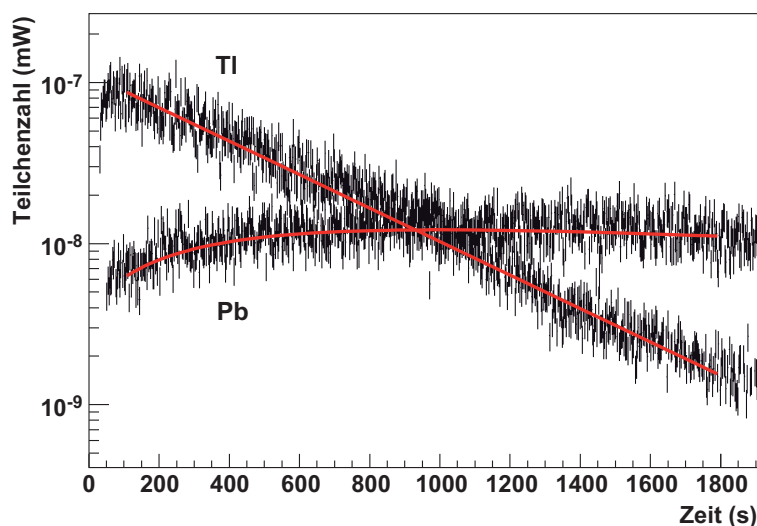


Abbildung 4.1: Beispiel der Fit-Funktionen (4.3) und (4.8) (rote Linien) an den Intensitätsverlauf der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ und $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Ionen.

gebnis eines solchen Fits an den Intensitätsverlauf der $^{207}\text{Pb}^{81+}$ und $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Ionen eines Versuchs ohne stochastisches Vorkühlen. Die Zerfallskonstanten ergeben sich zu $\lambda_{tot} = (2.40 \pm 0.02) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ und $\lambda_{\beta_b} = (2.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Die reduzierten χ^2 -Werte der Fits von $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}_{\lambda_{tot}} = \frac{876.6}{681} = 1.29$ und $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}_{\lambda_{\beta_b}} = \frac{744.2}{698} = 1.07$ bestätigen, dass der Intensitätsverlauf durch die jeweilige Theoriefunktion korrekt wiedergegeben werden kann und die in Kapitel 3.1.2 ermittelte Messunsicherheit der Teilchenzahl die statistischen Schwankungen der Messwerte beinahe richtig beschreibt.

Das Anpassen einer exponentiellen Abfallfunktion an die Zählrate des Detektortele-

skopes ist aufgrund der geringen Statistik mit einem χ^2 -Fit nicht möglich. Stattdessen kann die unter [Yao06] beschriebene *Log-Likelihood*-Methode verwendet werden, die die Poissonstatistik korrekt berücksichtigt. Die zu minimierende Funktion ist in (4.9) gegeben.

$$\chi_{log}^2 = 2 \cdot \sum_{i=1}^N \left[\nu_i - n_i + \underbrace{n_i \cdot \ln \frac{n_i}{\nu_i}}_{=0 \text{ für } n_i=0} \right] \quad (4.9)$$

mit ν_i = theoretisch erwartete Werte, n_i = Messwerte.

Das Minimum dieser Funktion ist ebenfalls χ^2 verteilt und kann wie bei einem χ^2 -Fit interpretiert werden. Der Verlauf der Fit-Funktion an das Zerfallsratenspektrum aus demselben Versuchsdurchgang ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Für die Zerfallskonstante ergibt sich $\lambda_{tot} = (2.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

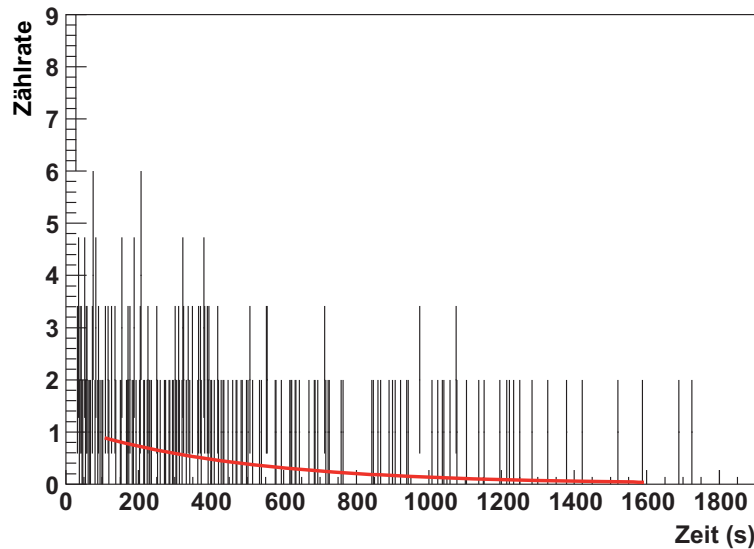


Abbildung 4.2: Zerfallsratenspektrum des Detektorteleskops. Die rote Linie zeigt den Verlauf der Fit-Funktion nach (4.6).

Die Resultate aller Zerfallskonstanten für jede Messung sind in Abbildung 4.3 einzeln aufgezeigt, getrennt nach den Durchgängen ohne und mit stochastischer Kühlung. Zuerst sei ein Blick auf die Ergebnisse der Schottky-Analyse geworfen, die obersten drei Reihen in Abbildung 4.3. Auffällig für alle Messreihen ist die Streuung der Verteilung der Zerfallskonstanten, die durch die Fehlerbalken der einzelnen Messwerte nicht wiedergegeben wird. Eine mögliche Erklärung hierfür ließe sich aus dem Verlauf der Verlustrate λ_{loss} herleiten. Wären die Messwerte samt ihrer Unsicherheiten richtig, so bedeutete dies eine tatsächliche zeitliche Variation der Verlustrate des Rings. Ein Grund hierfür wären z.B. eine Veränderung der Lage des Ionenstrahls relativ zum Elektronenstrahl. Mit dieser Argumentation könnte nach (4.1) die Streuung der Messwerte

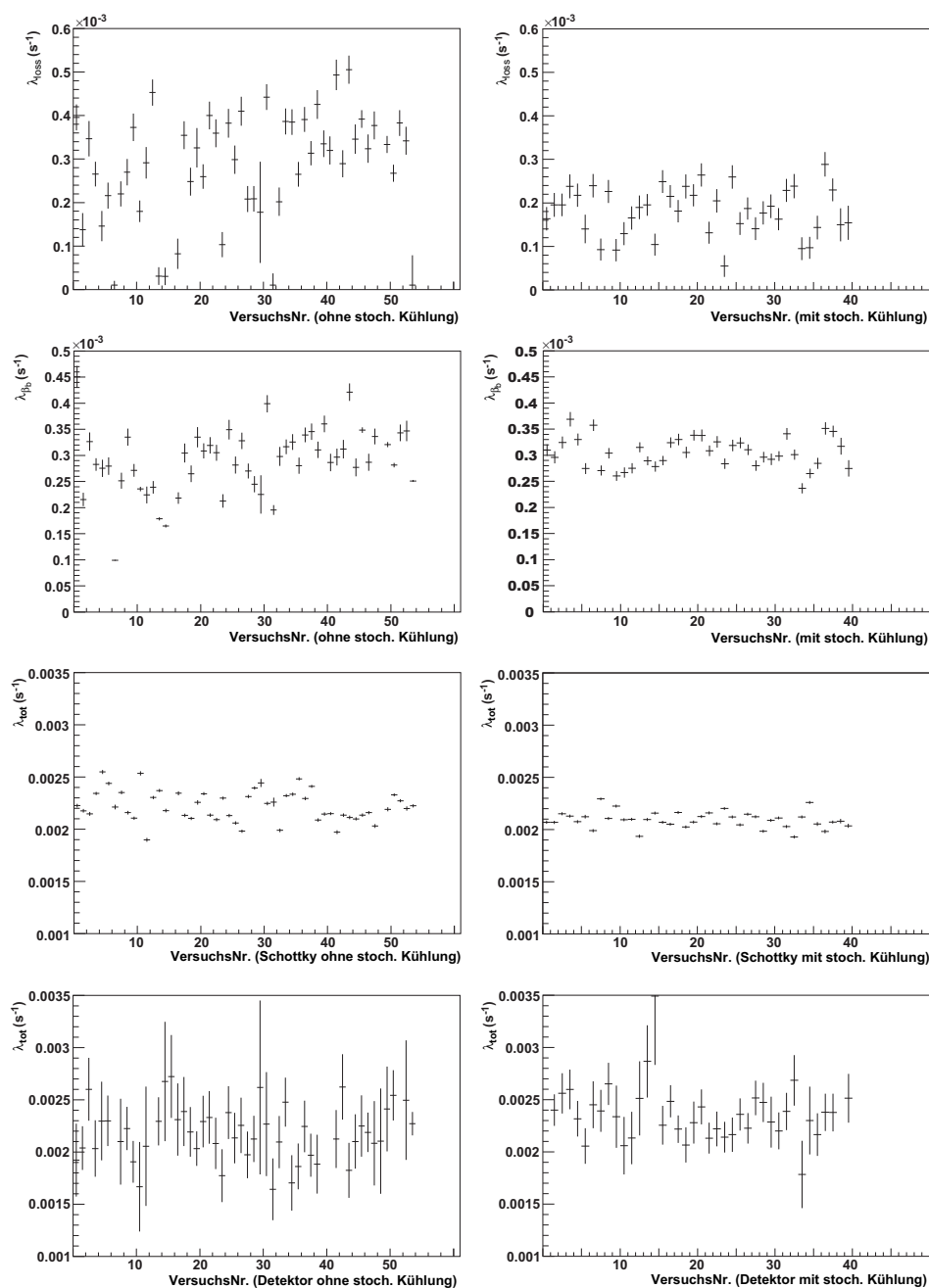


Abbildung 4.3: Die Zerfallskonstanten aller Versuchsdurchgänge für λ_{loss} , λ_{β_b} und λ_{tot} bestimmt aus den Daten der Schottky-Analyse, und zum Vergleich λ_{tot} ermittelt aus den Detektordaten. Die linke Spalte enthält die Ergebnisse der Versuche ohne stochastisches Vorkühlen, die rechte Spalte entsprechend die mit aktivierter Vorkühlung.

für λ_{tot} begründet werden, es müsste eine strenge Korrelation zwischen λ_{tot} und λ_{loss} ersichtlich sein. Abbildung 4.4 beweist das Gegenteil, es ist keinerlei linearer Zusammenhang erkennbar. Ebenfalls sprechen die Werte für die Zerfallskonstante des gebundenen Beta-Zerfalls λ_{β_b} in Abbildung 4.3 dagegen. Unter obiger Annahme müssten diese unabhängig von den Schwankungen in λ_{loss} sein und innerhalb der Grenzen der eingezeichneten Messunsicherheiten liegen. Die Schlussfolgerung ist, dass die Streuung

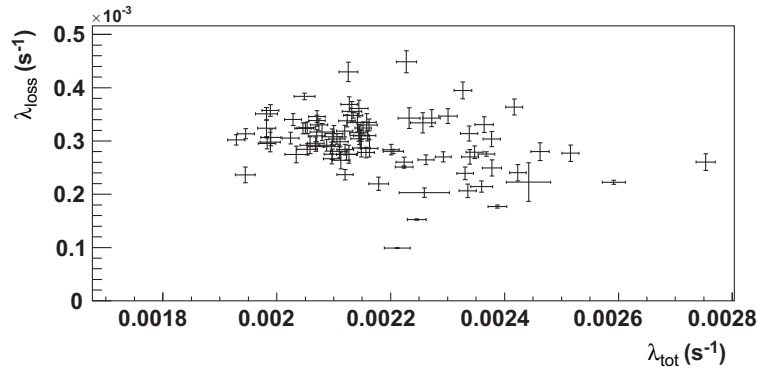


Abbildung 4.4: Verteilung der Zerfallskonstanten λ_{loss} aufgetragen gegenüber λ_{tot} . Der Darstellung ist keine erkennbare Korrelation zwischen λ_{loss} und λ_{tot} zu entnehmen.

der Zerfallskonstanten die Messgenauigkeit des Versuchsaufbaus und der Analyse wiedergeben. Die Messunsicherheit, die die Analyse für die einzelnen Zerfallskonstanten angibt, kann deren Streuung aber augenscheinlich nicht beschreiben. Es muss weitere, aus den Daten nicht ableitbare Faktoren geben, die die Streuung der Zerfallskonstanten bewirken. Es wurde daher beschlossen, die resultierenden Zerfallskonstanten aus dem einfachen Mittelwert der Einzelmessungen zu bilden und die Messunsicherheit aus der zugehörigen Standardabweichung des Mittelwertes.

Im Vergleich zur Schottky-Analyse liefert die Analyse der Daten des Detektorteleskopes schlüssige Messwerte für die totale Zerfallskonstante λ_{tot} (siehe unterste Reihe in Abbildung 4.3). Bei den Versuchen mit stochastischer Kühlung nimmt die Messgenauigkeit mit der erhöhten Anzahl an gespeicherten Ionen im Ring ebenfalls zu. Die Fehler sind, wegen der insgesamt geringen Zählrate, mit im Durchschnitt $\sim 12\%$ deutlich grösser, stehen aber im Einklang mit der Streuung der einzelnen Messwerte. Zur Berechnung des Mittelwertes von λ_{tot} über alle Messungen ist es daher gerechtfertigt, den gewichteten Mittelwert zu bilden.

4.2 Vergleich der Zerfallskonstanten

Die Resultate der Mittelungen der Zerfallskonstanten sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Eine Abschätzung von λ_{loss} nach der nach Formel in (2.2) mit $Z = 81$ und einem Kühlerstrom von $I_{Kühler} = 100 \text{ mA}$ ergibt $\lambda_{loss} = 2.4 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Dies stimmt schon

	ohne stoch. Vorkühlung	mit stoch. Vorkühlung
λ_{loss}	$(2.78 \pm 0.19) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$(1.80 \pm 0.09) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
λ_{β_b}	$(2.89 \pm 0.09) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$(3.06 \pm 0.05) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
λ_{tot}^S	$(22.43 \pm 0.23) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$(20.95 \pm 0.13) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
λ_{tot}^D	$(21.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$(23.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$

Tabelle 4.1: Mittelwerte der Zerfallskonstanten getrennt nach den Versuchsdurchgängen ohne bzw. mit aktivierter stochastischer Vorkühlung.

sehr gut mit den Werten der Tabelle überein. Zusätzlich wurde λ_{loss} mithilfe spezieller Langzeitversuche bestimmt, von denen drei ohne und vier mit der stochastischen Vorkühlung aufgenommen wurden. Von den Parametern des Frequenzanalysators der Schottky-Analyse wurde nur der Zeitabstand zwischen der Aufnahme der einzelnen Spektren von 0.48 s auf 1.0 s erhöht, ein Versuchsdurchgang erstreckte sich damit über 4000 s. Ab etwa 2500 s können keine $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne mehr in den Schottky-Spektren nachgewiesen werden; die Abnahme der Intensität der stabilen $^{207}\text{Pb}^{81+}$ Kerne ist ab diesem Zeitpunkt allein durch die Zerfallskonstante λ_{loss} bestimmt und kann durch Anpassen eines einfachen exponentiellen Abfalls ermittelt werden (vgl. (4.7) für $N_{Tl} = 0$). Die Verlustraten von $\lambda_{loss}^e = (3.2 \pm 0.7) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ und $\lambda_{loss}^s = (1.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ decken sich ebenfalls mit den Tabellenwerten.

Die Zerfallskonstanten λ_{β_b} für die stochastisch gekühlten und rein elektronenstrahlgekühlten Versuche passen gut zusammen.

Interessanter präsentiert sich der Vergleich der totalen Zerfallskonstante λ_{tot} der Schottky-Analyse mit der des Detektors. Für die Durchgänge ohne stochastische Vorkühlung stimmen die beiden Werte zwar innerhalb der Fehlergrenzen nicht ganz überein, die Übereinstimmung ist aber immer noch akzeptabel und die Abweichung von nur 4 % ist in Anbetracht dessen, dass es sich um zwei völlig unterschiedliche Messmethoden handelt, zufriedenstellend. Die Obergrenzen für einen eventuell vorhandenen systematischen Fehler des Messaufbaus kann somit mit $< 4 \%$ abgeschätzt werden.

Hingegen überrascht die Abweichung bei den stochastisch gekühlten Durchgängen: die Zerfallskonstante der Schottky-Analyse nimmt im Vergleich zu der ohne stochastische Kühlung, aufgrund der Abnahme von λ_{loss} , erwartungsgemäß ab, die des Detektors jedoch nimmt zu, so dass die Differenz beider schließlich ganze 11 % beträgt. Dies ist nicht mehr akzeptabel und wirft die Frage nach der Ursache dieser Abweichung auf. An den Parametern beider Messsysteme wurde nichts verändert, lediglich die Einstellungen des Ringes mussten an die stochastische Kühlung angepasst werden. Da die Schottky-Analyse für beide Versuchsblöcke in sich schlüssige Werte liefert, ist ein die Zählrate des Teilchendetektors verfälschender Störfaktor zu vermuten. Dies könnten z.B. nicht identifizierte Untergrundereignisse sein. In der Tat existiert ein solches Indiz hierfür, zu sehen in Abbildung 4.5. In den vier Diagrammen ist die Y-Position gegen den mittleren Energieverlust der den Detektor treffenden Teilchen aufgetragen für den Zeitraum der Kühlphase nach dem Einschuss (obere Reihe) und die restliche Zeit danach (untere Reihe). Zudem dargestellt ist wieder der Vergleich zwischen den

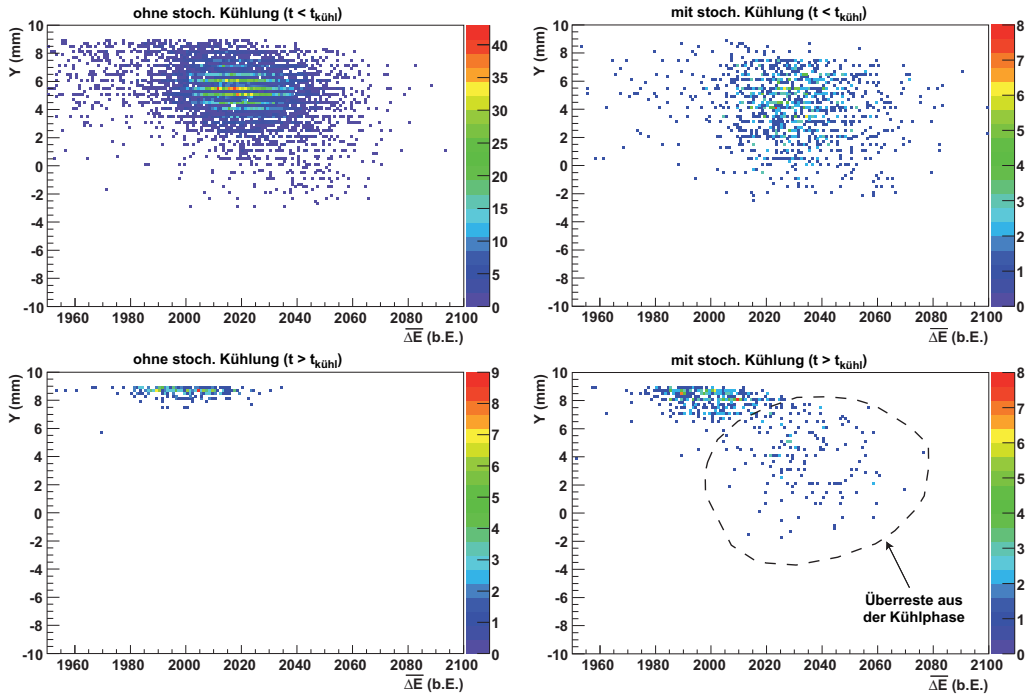


Abbildung 4.5: Mittleres Energieverlustsignal aufgetragen gegenüber der Y-Position für die Zeiträume während (oben) und nach der Kühlphase (unten), einmal ohne stochastische Vorkühlung (links), einmal mit (rechts).

beiden Experimentierblöcken, links ohne stochastische Vorkühlung, rechts mit. Erstellt wurden die Diagramme aus dem Datensatz aller Versuchsdurchgänge. In Kapitel 3.1.1 wurde erläutert, dass der Detektor zu Beginn eines jeden Versuches von zusätzlichen Teilchen aus dem FRS getroffen wird. In den oberen beiden Abbildungen von Abbildung 4.5 erkennt man die typische Signatur dieser Teilchen: der mittlere Energieverlust liegt bei Kanal $\sim 2020 - 2030$ und nicht bei Kanal 2000, welcher den $^{207}\text{Pb}^{82+}$ -Kernen im gekühlten Zustand entspräche. Des Weiteren ist die Y-Position weiter nach unten hin verschoben als nach der Kühlphase (vgl. Abbildung 3.13). Betrachtet man nun die Verteilungen nach der Kühlphase (Abbildung 4.5 unten), so zeigt sich, dass in der rechten Abbildung, den stochastisch gekühlten Messungen, weiterhin Teilchen mit dieser Signatur auftreten. Dies kann nur bedeuten, dass neben dem $^{207}\text{Tl}^{81+}$ -Strahl weitere Teilchen aus der Einschussphase im Ring umlaufen, in den Detektor gelangen und folglich die Zählrate verfälschen. Laut Kapitel 3.2.3 werden mangels genügender Statistik alle Ereignisse als $^{207}\text{Pb}^{82+}$ -Ionen gewertet, die den X-Streifenzähler treffen. Um diese Hypothese zu testen wurde versucht, Zählratenspektren mit der Bedingung einer eindeutigen Teilchenidentifikation, also einem Energieverlustsignal in der Umgebung des Kanals 2000, zu erstellen. Der resultierende Mittelwert der Zerfallskonstante liegt in diesem Fall bei $\lambda_{\text{tot}}^D = (21.0 \pm 1.6) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ und somit deutlich näher am erwarteten

Wert von $\lambda_{tot}^S = 20.95 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, aber ebenso lässt die, wegen der geringen Statistik gestiegene Messunsicherheit von $\sim 8\%$, verlässliche Aussagen nicht mehr zu. Trotzdem bestätigt dies die obige Hypothese und zeigt anschaulich, welche wichtige Rolle eine Teilchenidentifikation einnehmen kann.

Das wesentliche Problem bei den Daten des Teilchendetektors dürfte sein, dass die Bahn der umlaufenden Teilchen weit außerhalb der Mittelebene des ESR lag, sodass sie nur zu einem Teil in dem Detektor nachgewiesen werden konnten. Zusätzlich ist die geringe aktive Fläche des Si-Stapels bei Versuchen dieser Art, bei denen die Teilchen über einen weiten Bereich in der horizontalen Ebene gestreut auftreten, von Nachteil. Dem Detektorteleskop war es daher nicht möglich, sein volles Potential auszuspielen. In zukünftigen Teilchendetektoren sollte die Fläche der Si-PIN-Dioden des Detektorstapels daher deutlich größer ausfallen.

Die Konsequenz ist, dass die Messergebnisse des Detektorteleskops für die Versuchsdurchgänge mit aktivierter stochastischer Kühlung als ungültig verworfen werden müssen.

Zum Schluss dieses Absatzes werden aus den Werten der beiden Experimentierblöcke, die mit und ohne stochastisches Vorkühlen in Tabelle 4.1 aufgelistet sind, die physikalisch relevanten Messgrößen gebildet. λ_{β_b} ergibt sich einfach aus dem Mittelwert, λ_{β_c} wird jeweils für jeden Block nach (4.1) aus λ_{loss} und λ_{tot} berechnet und anschließend der Mittelwert genommen. Zur Umrechnung der gemessenen Größen in das Ruhesystem des im Ring umlaufenden Ionenstrahls benötigt man zusätzlich den Lorentzfaktor γ , welcher aus der Spannung des Elektronenkühlers U_{EC} gemäß (4.10) berechnet werden kann.

$$\gamma = 1 + \frac{e \cdot U_{EC}}{m_e c^2} \quad (4.10)$$

m_e = Elektronenmasse, e = Elementarladung.

Mit der im Experiment verwendeten Kühlerspannung von $U_{EC} = 220000 \text{ V}$ ergibt sich

$$\gamma = 1.4305 \quad . \quad (4.11)$$

Die endgültigen Messwerte der Zerfallskonstanten, transformiert ins Ruhesystem des Ionenstrahls, sind im Folgenden aufgelistet.

$$\lambda_{\beta_b} = (4.32 \pm 0.06) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

$$\lambda_{\beta_c} = (23.23 \pm 0.21) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

$$\frac{\lambda_{\beta_b}}{\lambda_{\beta_c}} = 0.186 \pm 0.004$$

$$\lambda_{\beta} = (27.55 \pm 0.20) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

$$T_{1/2} = (251.6 \pm 1.8) \text{ s}$$

4.3 Interpretation der gemessenen Zerfallskonstanten

Als allererstes sollte ein Vergleich der in diesem Experiment gefundenen Zerfallskonstanten mit denen des in Kapitel 1.3 erwähnten Vorgängerexperiments erfolgen. Wie man unter [Oht05] nachlesen kann, lauten diese:

$$\lambda_{\beta_b} = (4.29 \pm 0.29) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

$$\lambda_{\beta_c} = (22.9 \pm 1.2) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

$$\frac{\lambda_{\beta_b}}{\lambda_{\beta_c}} = 0.188 \pm 0.018$$

All diese Werte stimmen hervorragend mit den hier gemessenen Werten überein. Wegen der höheren Statistik haben sich die Fehler des Messwertes aber merklich verringert. So sinkt z.B. der relative Fehler für λ_{β_b} von 6.8 % auf 1.4 %. Damit stimmen die in [Oht05] angegebenen theoretischen Werte, basierend auf Berechnungen von [Tak87] [Tak83], innerhalb der Fehlergrenzen nicht mehr vollständig überein. Für die Zerfallskonstante des gebundenen Beta-Zerfalls ist der theoretische Wert $\lambda_{\beta_b}^{th} = (4.06 \pm 0.02) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Die Abweichung vom gemessenen Wert $\lambda_{\beta_b} = (4.32 \pm 0.06) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ beträgt ~ 4 Sigma oder 6 %. Ähnliches gilt für die Lebensdauer des Beta-Zerfalls ins Kontinuum. Mit $\lambda_{\beta_c}^{th} = (23.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ weicht er ~ 2 Sigma oder 2 % ab. Es muss hinzugefügt werden, dass die Fehlerangaben der theoretischen Werte noch nicht den Einfluss aufgrund der Unsicherheit des Q-Wertes von 6 keV beinhalten. Zudem müsste der Bahndrehimpulsübertrag auf das Neutrino von $L = 1$ (einfach verbotener Übergang) in der Theorie explizit berücksichtigt werden.

Die qualitative Änderung der Zerfallskonstante deckt sich mit den theoretischen Erwartungen. Die des freien Beta-Zerfalls nimmt, verglichen mit der für neutrale ^{207}Tl -Atome von $\lambda_{\beta_c} = 24.24$, um 4 % ab, da der Q-Wert der Reaktion nach (1.4) mit steigender Ionisation ebenfalls sinkt. Auf der anderen Seite verkürzt sich die Lebensdauer der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ -Kerne insgesamt um knapp 14 % von 286 s auf 251.6 s, erklärbar durch den zusätzlichen Zerfallskanal des gebundenen Beta-Zerfalls, der im vollständig ionisierten Zustand 15.8 % aller Zerfälle ausmacht.

4.4 Q-Wert Bestimmung des gebundenen Beta-Zerfalls

Bisher wurde aus den Schottky-Spektren nur die Information über die Intensität einer ausgesuchten Linie extrahiert, die Frequenzinformation spielte nur in Hinblick auf die Identifikation selbiger eine Rolle. Da die Frequenz ein Maß für das Masse/Ladungsverhältnis $\frac{m}{q}$ ist, kann bei bekannter Ladung zweier Ionensorten aus deren Differenz auf deren Massendifferenz, oder wie im vorliegenden Fall, auf den Q-Wert des gebundenen Beta-Zerfalls geschlossen werden. Der Zusammenhang zwischen dem relativen Frequenzabstand und dem relativen Masse/Ladungsverhältnis $\frac{m}{q}$ zweier Linien ist in erster Ordnung gegeben durch (4.12), diese Näherung ist für kleine $\Delta(\frac{m}{q})$ gültig [Sch97].

$$\frac{\Delta f}{f} \simeq -\alpha_p \cdot \frac{\Delta(\frac{m}{q})}{(\frac{m}{q})} \quad (4.12)$$

α_p bezeichnet den sogenannten *momentum compaction factor*. Dies ist eine von der Einstellung der Ionenoptik des Speicherringes abhängige Eichgröße und muss für jede Einstellung gesondert bestimmt werden. α_p wird bei der Massenspektroskopie durch hinreichend viele Eichpunkte, z.B. durch Einschuss von Ionen bekannter Massen, bestimmt.

Die kurze Kühlzeit der stochastischen Kühlung eröffnet die Möglichkeit, den isomeren Zustand von Tl zu untersuchen, welcher bei der Fragmentation ebenfalls produziert und in den Ring eingeschossen wird. Dieser besitzt laut Literatur eine Halbwertszeit von $T_{1/2} = (1.33 \pm 0.011) \text{ s}$ [Mar93] und eine Anregungsenergie von $E^* = (1348.1 \pm 0.3) \text{ keV}$ [Jon81]. Die Anregungsenergie ist groß genug, um von der Schottky-Analyse aufgelöst zu werden und somit innerhalb der ersten 15 Sekunden in den Schottky-Spektren ersichtlich. In den Messungen ohne stochastisches Vorkühlen ist der Zustand nach Abschluss der Kühlphase schon längst zerfallen, als dass er in den Spektren noch nachgewiesen werden könnte. Im unteren Teil von Abbildung 2.9, einem Wasserfallspektrum einer stochastisch gekühlten Messung, ist dieser Zustand als die niederfrequenteste Linie zu sehen. Durch einen Eintrag in die Datenbank, die die aufzufindenden Linien

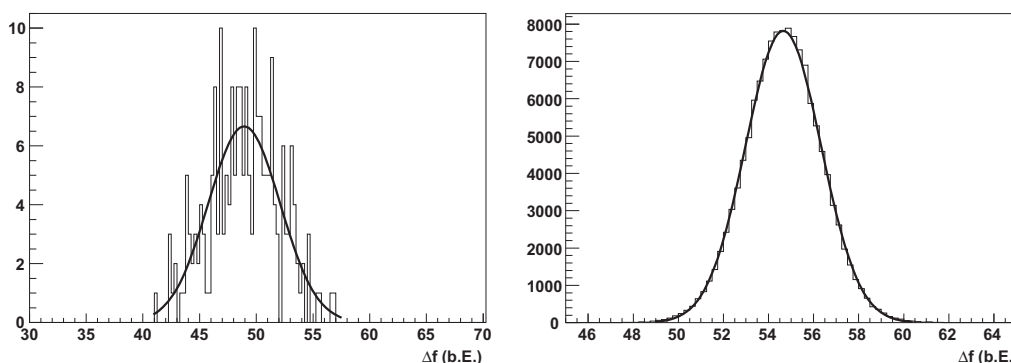


Abbildung 4.6: Verteilung der Frequenzabstände Δf der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ -Linien zu der Linie des isomeren Tl Zustandes (links) und der $^{207}\text{Pb}^{82+}$ -Linie (rechts). Aus diesen beiden Werten wird der Q-Wert des gebundenen Beta-Zerfalls von $^{207}\text{Tl}^{81+} \rightarrow ^{207}\text{Pb}^{81+}$ bestimmt.

enthält (siehe Kapitel 3.1.1), wurde die Analyse angewiesen, ebenfalls die Frequenzposition und den Intensitätsverlauf des isomeren $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Zustandes zu ermitteln. Da die Anregungsenergie des isomeren Zustandes bekannt ist, dient die Linie des Isomers als ein Eichpunkt für α_p . Bestimmt man zusätzlich den Abstand zwischen der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ und der $^{207}\text{Pb}^{81+}$ -Linie, so kann nach (4.12) der Q-Wert des gebundenen Beta-Zerfalls von $^{207}\text{Tl}^{81+}$ zu $^{207}\text{Pb}^{81+}$ bestimmt werden, da die Änderung von $\Delta(\frac{m}{q})$ nur gering ist und α_p somit als konstant angenommen werden kann.

Abbildung 4.6 zeigt links die Verteilung der Differenzfrequenz Δf_{iso} der Linien des isomeren Zustandes und des Grundzustandes der Tl Kerne für alle Versuchsdurchgänge mit aktivierter stochastischer Kühlung. Ein Gauß-Fit an die Verteilung liefert für $\Delta f_{iso} = 48.9 \pm 0.2$. Rechts daneben die entsprechende Verteilung für den Abstand zwischen der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ und $^{207}\text{Pb}^{81+}$ -Linie, man erhält $\Delta f_{\beta_b} = 54.661 \pm 0.005$. Die Ein-

heiten sind wie üblich in Kanälen angegeben (vgl. Gleichung (3.1)). Der aus diesen Werten resultierende Q-Wert ist:

$$Q_{\beta_b} = (1507 \pm 6) \text{ keV} \quad . \quad (4.13)$$

Dies stimmt mit der theoretischen Vorhersage von $Q_{\beta_b}^{th} = (1502 \pm 5) \text{ keV}$ hervorragend überein. Berechnet wurde dieser Wert von $Q_{\beta_b}^{th}$ mit der Formel für den Q-Wert des gebundenen Beta-Zerfalls (1.5) aus Kapitel 1.1. Der Q-Wert des Beta-Zerfalls für neutrale ^{207}Tl -Atome von $Q_n = 1418 \pm 5 \text{ keV}$ wurde aus [Aud03] entnommen. Die entsprechenden Bindungsenergien der Hüllenelektronen von $BE_n(82) = 568.3 \text{ keV}$ für ein Pb- bzw. $BE_n(81) = 551.0 \text{ keV}$ für ein Tl-Atom und die Bindungsenergie des Elektrons in der K-Schale des Pb-Ions von $BE_K = 101.5 \text{ keV}$ entstammen *relativistischen Dirac-Fock* Rechnungen von [Des73].

4.5 Lebensdauer des isomeren Zustandes von $^{207}\text{Tl}^{81+}$

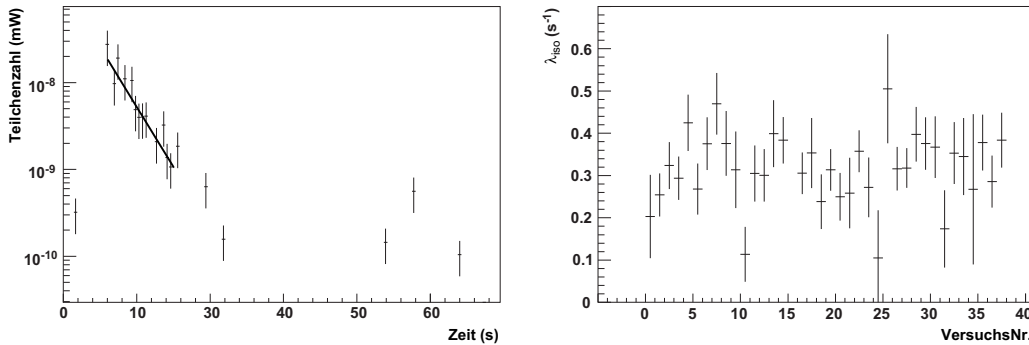


Abbildung 4.7: : *Links:* Intensitätsverlauf des $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Isomers innerhalb der ersten 60 Sekunden. *Rechts:* Die aus allen Messungen mit stochastischer Vorkühlung bestimmten Zerfallskonstanten des $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Isomers.

Zusätzlich kann anhand des Intensitätsverlaufs der $^{207}\text{Tl}^{81+}$ -Isomer Linie die Zerfallskonstante des isomeren Zustandes $\lambda_{\text{Tl}}^{iso}$ gemessen werden. Wieder wird ein exponentieller Abfall an den Intensitätsverlauf der einzelnen Versuchsdurchgänge angepasst. Der Zeitraum des Fits wurde zwischen 6 s und 15 s Sekunden nach dem Einschuss in den Ring gewählt. Innerhalb dessen ist der isomere Zustand in den Spektren nachweisbar. Die linke Seite von Abbildung 4.7 zeigt beispielhaft den Intensitätsverlauf der $^{207}\text{Tl}^*$ Linie und die zugehörige Fit-Funktion. Die Einträge bei Zeiten größer als 15 s sind Fehlidentifikationen des Liniensuchers; sie treten sporadisch auf, da eine Beschränkung des Liniensuchers auf einen bestimmten Zeitbereich (hier wären es die ersten 15 Sekunden) in der Analyse noch nicht implementiert ist. Auf der rechten Seite sind die einzelnen Zerfallskonstanten gegenüber der Versuchsnummer aufgetragen. Aus den Werten ergibt sich im Mittel eine Zerfallskonstante von $\lambda = (0.318 \pm 0.011) \cdot \text{s}^{-1}$ und folglich eine

Halbwertszeit im Ruhesystem des Ionenstrahls (mit (4.11)) von

$$T_{1/2} = (1.52 \pm 0.05) \text{ s} \quad . \quad (4.14)$$

Diese ist länger als der oben angegebene Literaturwert der Halbwertszeit für neutrale Tl Isomere von $T_{1/2} = (1.33 \pm 0.11) \text{ s}$. Verständlich wird dies, wenn man bedenkt, dass dem vollständig ionisierten Tl Isomer keine Hüllenelektronen mehr zur Verfügung stehen, um durch *Innere Konversion* in den Grundzustand überzugehen. Es bleibt alleinig die Abregung durch einen Gammazerfall übrig, die Zerfallskonstante λ_γ sollte demnach mit der hier gemessenen übereinstimmen. Aus dem Verhältnis der Anzahl der Zerfallsprozesse durch Innere Konversion zu denen durch Gammazerfälle, welches in der Literatur mit $\alpha_{ICC} = \frac{\lambda_{IC}}{\lambda_\gamma} = 0.146 \text{ s}^{-1}$ [Mar93]¹ angegeben ist, kann zusammen mit $\lambda = \lambda_\gamma + \lambda_{IC}$ direkt λ_γ oder entsprechend die theoretische Halbwertszeit des isomeren Zustandes vollständig ionisierter $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Kerne berechnet werden. Man erhält $T_{1/2}^{th} = (1.52 \pm 0.13) \text{ s}$. Dieser Wert passt ebenfalls sehr gut mit dem gemessenen Wert aus (4.14) zusammen.

¹ICC = internal conversion coefficient.

Kapitel 5

Ausblick

Die Ergebnisse dieser Arbeit haben gezeigt, dass Lebensdauermessungen mit der vorgestellten Methode zuverlässige Ergebnisse mit einer Genauigkeit im Prozentbereich liefern können. Das sehr kompakt aufgebaute Detektorteleskop ist in der Lage, mithilfe von Si-Dioden die Kernladungszahl und den Ort eintreffender Schwerionen zu identifizieren.

Wie in den vorherigen Kapiteln schon erwähnt, ist eine Weiterentwicklung des Teilchendetektors in Hinblick auf den Ausbau der GSI im Rahmen des FAIR-Projektes von Interesse. Auf den umfassenden Ausbau soll hier nicht im Detail eingegangen werden, diese findet man unter [Gut06a]. Kurz zusammengefasst soll unter anderem durch den Bau neuer supraleitender Synchrotrons die momentane Primärstrahlintensität um das mehr als Hundertfache erhöht werden. Durch die Erweiterung der Akzeptanz aller Komponenten, die an der Strahlführung beteiligt sind, z.B. des neuen, ebenfalls aus supraleitenden Magneten aufgebauten Fragmenteseparators Super-FRS, erwartet man eine Verbesserung der Sekundärstrahlintensität um bis zu einen Faktor 10000, sodass die Produktion sehr exotischer Nuklide fernab des Stabilitätstales in ausreichender Menge ermöglicht wird. Diese können dann mit dem aus mehreren Speicherringen bestehenden Komplex untersucht werden.

In Zukunft werden die Fragmente aus dem Super-FRS zuerst in einen Kollektorring (CR) eingeschossen, der wegen seiner erhöhten Akzeptanz den Großteil des heißen Fragmentstrahls aus dem Super-FRS aufnehmen kann. Dort werden die Ionen mithilfe einer stochastischen Kühlung vorgekühlt und anschließend in den neuen Experimentierspeicherring NESR transferiert, sofern die Lebensdauer der Teilchen dies zulässt. Anderenfalls erfolgt die Untersuchung der Isotope direkt im CR. Im NESR übernimmt dann wieder eine Elektronenkühlung die weitere Strahlkühlung.

Projekte, die Experimente an den neuen Speicherringen durchführen wollen, sind u.a. das ILIMA-Projekt und das EXL-Projekt¹ [Gut06b]. Ersteres hat es sich zur Aufgabe gemacht, die bisher schon an der GSI erfolgreich durchgeführten Massen- und Lebensdauermessungen an exotischen Nukliden in Richtung der Stabilitätsgrenzen der Nuklidkarte auszuweiten. Zur Diagnose verfügt der NESR über ein weitaus verbessertes Schottky-Analysesystem. So wird z.B. durch den Einsatz mehrerer Pickupelektroden das Auflösungsvermögen verbessert und das System in die Lage versetzt, auch sehr

¹Exotic nuclei studied in Light-ion induced reactions at the NESR storage ring.

kurzlebige Nuklide zu untersuchen. Für den Nachweis der Teilchen, die aufgrund eines Zerfalls eine Änderung der magnetischen Steifigkeit erfahren, ist auch hier geplant, diese mit einem kompakten Detektorsystem, wie es im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, nachzuweisen.

Das zweite Projekt, EXL, beschäftigt sich mit Stoßprozessen leichter Ionen an exotischen Schwerionen in inverser Kinematik. Als Target wird ein Gasjettarget zum Einsatz kommen. Um das Gastarget herum wird ein Detektorsystem aufgebaut, welches im Ultrahochvakuum des NESR operieren und fast den gesamten Raumwinkel abdecken wird. Es dient der Identifikation und Vermessung der bei den Reaktionen gestreuten, leichten Teilchen. Um ebenfalls die Impulsverteilung der an der Reaktion beteiligten Schwerionen zu bestimmen, sollen auch hier an den als Schwerionenspektrometer fungierenden Dipolen nach dem Gastarget Teilchendetektoren angebracht werden, die den Ort und damit den Impuls bestimmen und die schweren Rückstoßkerne identifizieren sollen.

In gleicher Weise sollen Teilchendetektoren bei AIC² eingesetzt werden, wo Reaktionen von Antiprotonen mit Schwerionen dazu verwendet werden sollen, Protonen- und Neutronenverteilungen exotischer Kerne zu messen.

Ein weiteres zukünftiges Projekt wäre die in Kapitel 1.2.3 angesprochene Messung der Lebensdauer nackter $^{205}\text{Tl}^{81+}$ Kerne. Bisher war es leider nicht möglich, dieses Experiment an der GSI durchzuführen, da im Gegensatz zum ^{163}Dy und $^{187}\text{Re}^{75+}$ Experiment das direkte Einbringen von Thallium in die Ionenquelle wegen dessen hoher Toxizität aus sicherheitstechnischen Aspekten nicht möglich ist oder nur mit horrenden Unkosten zu bewerkstelligen wäre. Eine Möglichkeit, dieses Problem zu umgehen, bestünde darin, die $^{205}\text{Tl}^{81+}$ Kerne durch Fragmentation eines Blei-Strahls zu erzeugen und diese in den Ring einzuschießen. Hierzu wären aber wegen der erwarteten Lebensdauer von ca. 100 Jahren mindestens 10^6 Teilchen pro Messung vonnöten, um genügend Tochterkerne zu erbrüten. Das $^{207}\text{Tl}^{81+}$ Experiment zeigte nebenbei auch, dass eine solch hohe Anzahl an Sekundärteilchen mit der Akzeptanz der Transferstrecke FRS zum ESR nicht zu erreichen ist. Mit der ausgebauten Beschleunigeranlage und den neuen Speicherringen stünde einem solchen Experiment aber nichts mehr im Wege. Das Detektorteleskop, welches ursprünglich für dieses Experiment entwickelt wurde, wäre ein wesentlicher Bestandteil dieses Experimentes.

²Antiproton-Ion-Collider

Ergebnisse der einzelnen Versuchsdurchgänge in Tabellenform

Im Folgenden tabellarisch aufgelistet sind die Zerfallskonstanten der einzelnen Versuchsdurchgänge. Die Werte beziehen sich auf das Laborsystem. Zur Umrechnung in das Ruhesystem ist der Lorentzfaktor $\gamma = 1.4305$ aus (4.11) zu verwenden.

A.1 Ergebnisse der Schottky-Analyse (ohne stochastische Vorkühlung)

Dateiname	$\lambda_{tot} \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$		$\lambda_{\beta_b} \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$		$\lambda_{loss} \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	
	Wert	Fehler	Wert	Fehler	Wert	Fehler
tl480_05.iq	22.28	0.17	4.49	0.21	3.94	0.30
tl480_06.iq	21.79	0.17	2.20	0.12	1.44	0.38
tl480_07.iq	21.42	0.18	3.35	0.18	3.53	0.40
tl480_08.iq	23.47	0.15	2.79	0.12	2.58	0.28
tl480_11.iq	27.53	0.17	2.60	0.16	1.20	0.33
tl480_13.iq	24.62	0.16	2.80	0.17	2.20	0.29
tl480_15.iq	22.11	0.22	0.99	0.01	0.10	0.10
tl480_16.iq	23.78	0.16	2.49	0.15	2.18	0.29
tl480_17.iq	21.58	0.16	3.35	0.16	2.70	0.30
tl480_18.iq	21.10	0.15	2.80	0.12	3.87	0.31
tl480_19.iq	25.92	0.19	2.23	0.04	1.31	0.24
tl480_20.iq	19.45	0.17	2.36	0.15	3.01	0.34
tl480_21.iq	23.31	0.14	2.39	0.12	4.51	0.30
tl480_23.iq	23.87	0.16	1.77	0.03	0.27	0.20
tl480_24.iq	22.46	0.16	1.52	0.01	0.10	0.02
tl480_31.iq	23.60	0.19	2.14	0.11	0.71	0.34
tl480_32.iq	21.47	0.16	3.04	0.18	3.52	0.32
tl480_33.iq	21.13	0.15	2.64	0.16	2.46	0.32
tl480_34.iq	22.57	0.22	3.34	0.19	3.23	0.45
tl480_39.iq	23.77	0.15	3.04	0.14	2.52	0.28
tl480_40.iq	21.44	0.16	3.15	0.16	3.95	0.32
tl480_42.iq	20.97	0.17	3.08	0.15	3.57	0.32
tl480_43.iq	23.35	0.15	2.07	0.13	0.90	0.29

Dateiname	$\lambda_{tot} \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$		$\lambda_{\beta_b} \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$		$\lambda_{loss} \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	
	Wert	Fehler	Wert	Fehler	Wert	Fehler
tl480_44.iq	21.32	0.17	3.56	0.19	3.86	0.33
tl480_45.iq	20.59	0.17	2.92	0.16	3.11	0.32
tl480_46.iq	19.82	0.15	3.24	0.16	4.02	0.33
tl480_47.iq	23.39	0.15	2.70	0.14	2.07	0.29
tl480_48.iq	24.23	0.14	2.40	0.15	2.02	0.29
tl480_49.iq	24.42	0.39	2.23	0.36	1.62	1.15
tl480_50.iq	23.27	0.15	3.95	0.16	4.24	0.29
tl480_51.iq	22.59	0.43	2.03	0.09	0.10	0.38
tl480_52.iq	19.88	0.17	2.98	0.18	2.02	0.33
tl480_53.iq	23.38	0.15	3.14	0.14	3.81	0.30
tl480_54.iq	23.64	0.16	3.31	0.15	3.91	0.29
tl480_55.iq	25.16	0.15	2.77	0.15	2.60	0.28
tl480_56.iq	23.01	0.16	3.47	0.14	3.98	0.29
tl480_57.iq	24.17	0.14	3.64	0.15	3.28	0.27
tl480_58.iq	21.00	0.16	3.14	0.15	4.29	0.33
tl480_59.iq	21.44	0.15	3.61	0.16	3.36	0.30
tl480_60.iq	21.49	0.15	2.87	0.17	3.18	0.32
tl480_61.iq	19.90	0.17	3.07	0.16	5.08	0.34
tl480_62.iq	21.45	0.16	3.11	0.18	2.87	0.31
tl480_63.iq	21.26	0.16	4.30	0.18	5.14	0.35
tl480_64.iq	21.27	0.15	2.75	0.17	3.42	0.34
tl480_66.iq	21.34	0.16	3.48	0.05	3.90	0.20
tl480_67.iq	21.63	0.15	2.86	0.16	3.23	0.32
tl480_68.iq	20.49	0.17	3.84	0.06	4.39	0.22
tl480_70.iq	22.05	0.17	2.80	0.04	2.00	0.18
tl480_71.iq	23.68	0.14	2.75	0.04	2.55	0.20
tl480_72.iq	22.72	0.15	3.43	0.16	3.83	0.29
tl480_82.iq	22.24	0.15	2.51	0.02	0.10	0.69

A.2 Ergebnisse der Schottky-Analyse (mit stochastischer Vorkühlung)

Dateiname	$\lambda_{tot} \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$		$\lambda_{\beta_b} \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$		$\lambda_{loss} \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	
	Wert	Fehler	Wert	Fehler	Wert	Fehler
tlsto480_83.iq	20.70	0.15	3.10	0.11	1.64	0.27
tlsto480_84.iq	20.68	0.15	2.96	0.12	1.95	0.27
tlsto480_86.iq	21.52	0.14	3.24	0.11	1.95	0.26

Dateiname	$\lambda_{tot} \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$		$\lambda_{\beta_b} \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$		$\lambda_{loss} \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	
	Wert	Fehler	Wert	Fehler	Wert	Fehler
tlsto480_87.iq	21.27	0.14	3.69	0.14	2.38	0.27
tlsto480_88.iq	20.74	0.15	3.30	0.11	2.17	0.27
tlsto480_90.iq	21.22	0.17	2.75	0.10	1.40	0.33
tlsto480_91.iq	19.89	0.15	3.57	0.11	2.39	0.27
tlsto480_92.iq	22.93	0.14	2.70	0.10	0.93	0.25
tlsto480_93.iq	21.06	0.14	3.04	0.10	2.26	0.27
tlsto480_94.iq	22.24	0.14	2.60	0.09	0.91	0.25
tlsto480_95.iq	20.97	0.14	2.67	0.10	1.29	0.27
tlsto480_96.iq	20.97	0.14	2.75	0.10	1.65	0.27
tlsto480_97.iq	19.46	0.15	3.14	0.10	1.87	0.27
tlsto480_98.iq	20.96	0.14	2.89	0.09	1.96	0.25
tlsto480_99.iq	21.57	0.14	2.78	0.10	1.04	0.25
tlsto480_110.iq	20.50	0.14	3.24	0.10	2.15	0.26
tlsto480_111.iq	21.62	0.14	3.30	0.11	1.81	0.26
tlsto480_113.iq	20.24	0.15	3.05	0.11	2.38	0.28
tlsto480_114.iq	20.71	0.14	3.38	0.10	2.17	0.26
tlsto480_116.iq	21.23	0.15	3.38	0.11	2.64	0.27
tlsto480_117.iq	21.59	0.14	3.10	0.10	1.33	0.25
tlsto480_118.iq	20.54	0.15	3.25	0.11	2.03	0.27
tlsto480_119.iq	22.01	0.14	2.84	0.10	0.55	0.25
tlsto480_120.iq	21.19	0.14	3.19	0.11	2.60	0.27
tlsto480_121.iq	20.46	0.14	3.24	0.11	1.52	0.26
tlsto480_122.iq	21.49	0.14	3.10	0.10	1.85	0.26
tlsto480_123.iq	21.20	0.14	2.84	0.10	1.45	0.26
tlsto480_124.iq	19.83	0.15	2.95	0.10	1.76	0.27
tlsto480_125.iq	20.88	0.15	2.92	0.11	1.92	0.27
tlsto480_126.iq	21.11	0.14	2.99	0.09	1.63	0.25
tlsto480_127.iq	20.29	0.15	3.40	0.11	2.27	0.27
tlsto480_128.iq	19.29	0.15	3.02	0.10	2.40	0.28
tlsto480_129.iq	21.20	0.14	2.37	0.10	0.95	0.26
tlsto480_130.iq	22.62	0.14	2.65	0.09	0.96	0.25
tlsto480_131.iq	20.54	0.18	2.84	0.11	1.43	0.27
tlsto480_132.iq	19.82	0.19	3.51	0.12	2.88	0.28
tlsto480_133.iq	20.71	0.14	3.46	0.11	2.30	0.26

A.3 Ergebnisse des Detektorteleskopes (ohne stochastische Vorkühlung)

Dateiname	$\lambda_{tot} \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$		Dateiname	$\lambda_{tot} \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	
	Wert	Fehler		Wert	Fehler
tl480_05.iq	19.2	3.5	tl480_46.iq	22.5	2.7
tl480_06.iq	20.4	2.1	tl480_47.iq	19.7	2.2
tl480_07.iq	26.0	3.0	tl480_48.iq	21.3	2.2
tl480_08.iq	20.3	2.7	tl480_49.iq	26.2	8.3
tl480_11.iq	23.0	3.8	tl480_50.iq	22.7	5.0
tl480_13.iq	23.0	2.4	tl480_51.iq	16.4	3.0
tl480_16.iq	21.0	4.1	tl480_52.iq	20.9	2.5
tl480_17.iq	22.3	2.1	tl480_53.iq	24.8	2.4
tl480_18.iq	19.1	2.0	tl480_54.iq	17.0	2.7
tl480_19.iq	16.7	4.3	tl480_55.iq	18.6	2.2
tl480_20.iq	20.6	5.7	tl480_56.iq	22.4	2.5
tl480_23.iq	22.9	2.3	tl480_57.iq	19.7	2.1
tl480_24.iq	26.8	5.7	tl480_58.iq	18.8	2.8
tl480_25.iq	27.2	4.0	tl480_61.iq	21.2	2.8
tl480_31.iq	23.1	3.5	tl480_62.iq	26.2	3.1
tl480_32.iq	23.9	3.3	tl480_63.iq	18.2	2.6
tl480_33.iq	21.9	2.4	tl480_64.iq	21.0	2.6
tl480_34.iq	20.3	1.7	tl480_66.iq	22.5	2.9
tl480_39.iq	22.9	2.5	tl480_67.iq	21.9	1.9
tl480_40.iq	23.3	2.5	tl480_68.iq	20.8	4.0
tl480_42.iq	20.8	2.5	tl480_69.iq	21.0	5.0
tl480_43.iq	17.7	2.5	tl480_70.iq	24.1	4.1
tl480_44.iq	23.8	2.5	tl480_71.iq	25.4	2.4
tl480_45.iq	21.3	2.4	tl480_82.iq	22.7	1.1

A.4 Ergebnisse des Detektorteleskopes (mit stochastischer Vorkühlung)

Dateiname	$\lambda_{tot} \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$		Dateiname	$\lambda_{tot} \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	
	Wert	Fehler		Wert	Fehler
tlsto480_84.iq	24.0	1.5	tlsto480_116.iq	24.3	1.7
tlsto480_86.iq	25.6	1.9	tlsto480_117.iq	21.3	1.5
tlsto480_87.iq	26.0	1.9	tlsto480_118.iq	22.2	1.7

Dateiname	$\lambda_{tot} \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$		Dateiname	$\lambda_{tot} \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	
	Wert	Fehler		Wert	Fehler
tlsto480_88.iq	23.2	1.7	tlsto480_119.iq	21.4	1.5
tlsto480_90.iq	20.6	1.7	tlsto480_120.iq	21.6	1.6
tlsto480_91.iq	24.5	2.2	tlsto480_121.iq	23.6	1.5
tlsto480_92.iq	23.9	2.0	tlsto480_122.iq	22.3	1.5
tlsto480_93.iq	26.5	2.0	tlsto480_123.iq	25.2	1.7
tlsto480_94.iq	23.4	3.0	tlsto480_124.iq	24.7	1.9
tlsto480_95.iq	20.6	2.8	tlsto480_125.iq	22.8	2.4
tlsto480_96.iq	21.3	2.5	tlsto480_126.iq	22.0	1.8
tlsto480_97.iq	25.1	3.6	tlsto480_127.iq	23.9	1.8
tlsto480_98.iq	28.7	3.5	tlsto480_128.iq	26.8	2.4
tlsto480_99.iq	34.9	6.6	tlsto480_129.iq	17.8	3.2
tlsto480_110.iq	24.8	1.5	tlsto480_130.iq	23.0	3.2
tlsto480_111.iq	22.2	1.3	tlsto480_131.iq	21.7	2.0
tlsto480_113.iq	20.7	1.7	tlsto480_132.iq	23.8	1.8
tlsto480_114.iq	22.8	2.0	tlsto480_133.iq	23.8	1.8

Literaturverzeichnis

- [Aud03] G. Audi, A. H. Wapstra, and C. Thibault, *Nuclear Physics A* 729 (2003) 337–676.
- [Bet30] H. Bethe, *Annalen der Physik* 5 (1930) 325.
- [Bos96] F. Bosch et al., *Physical Review Letters* 77(26) (1996) 5190–5193.
- [Bru97] R. Brun and F. Rademakers, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 389 (1997) 81–86.
- [Cla64] D. D. Clayton, *Astrophysical Journal* 139 (1964) 637–663.
- [Des73] J. P. Desclaux, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 12(4) (1973) 311–406.
- [Ess96] H. Essel et al., *Nuclear Science, IEEE Transactions on Nuclear Science* 43(1) (1996) 132.
- [Fra87] B. Franzke, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B* 24/25 (1987) 18–25.
- [Fre76] M. S. Freedman et al., *Science* 193 (1976) 1117–1118.
- [Fre88] M. S. Freedman, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 271 (1988) 267–276.
- [Gei92] H. Geissel et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B* 70 (1992) 286–297.
- [Gut06a] H. H. Gutbrod et al., *FAIR Baseline Technical Report - Executive Summary*, 1, Facility for Antiproton and Ion Research, 2006.
- [Gut06b] H. H. Gutbrod et al., *FAIR Baseline Technical Report - Experiment Proposals on Nuclear Structure and Astro Physics 9NUSTAR*, 4, Facility for Antiproton and Ion Research, 2006.
- [Iwa97] N. Iwasa et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B* 126 (1997) 284–289.
- [Jon81] B. Jonson et al., in *Proc. Int. Conf. Nuclei Far from Stability*, 640–643, CERN, 1981.

- [Jun92] M. Jung et al., *Physical Review Letters* 69(15) (1992) 2164–2167.
- [Kle99] O. Klepper, *persönliche Mitteilung*, 1999.
- [Lib64] W. F. Libby, *Nobel Lectures Chemistry 1942-1962* (1964) 1960.
- [Lin90] H. Lindner et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 297 (1990) 217–222.
- [Lit07a] Y. A. Litvinov et al., *GSI Scientific Report 2006 1* (2007) 98.
- [Lit07b] Y. A. Litvinov et al., *Nuclear Physics A* 787 (2007) 315c–320c.
- [Mar93] M. Martin, *Nuclear Data Sheets* 70(2) (1993) 315–386.
- [Mee93] S. van der Meer, *Nobel Lectures Physics 1981-1990* (1993) 1984.
- [Mer52] P. W. Merrill, *Science* 115 (1952) 484.
- [Nol96] F. Nolden, *Zur stochastischen Vorkühlung am ESR*, Ph.D. thesis, Technische Universität München, 1996.
- [Oht05] T. Ohtsubo et al., *Physical Review Letters* 95(052501) (2005) 1–4.
- [Pfu94] M. Pfuetzner et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B* 86(3-4) (1994) 213–218.
- [Pot90] H. Poth, *Physics Reports* 196 (1990) 135–297.
- [Pre92] W. Press, S. Teukolsky, W. Vetterling, and B. Flannery, *Numerical Recipes in C*, Press Syndicate of the University of Cambridge, Cambridge, 2 edition, 1992.
- [Sch96] C. Scheidenberger et al., *Physical Review Letters* 77(19) (1996) 3987–3990.
- [Sch97] B. Schlitt, *Schottky Mass Spectrometry at the Heavy Ion Storage Ring ESR*, Ph.D. thesis, Universität Heidelberg, 1997.
- [Sel82] S. Seltzer et al., *Int. J. of Applied Rad.* 33 (1982) 1189.
- [Ste96] M. Steck et al., *Physical Review Letters* 77(18) (1996) 3803–3806.
- [Ste04] M. Steck et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 532 (2004) 357–365.
- [Sto01] A. Stolz, *Untersuchung des Gamov-Teller-Zerfalls in der Nachbarschaft von ^{100}Sn* , Ph.D. thesis, Technische Universität München, 2001.
- [Sue00] K. Suemmerer and B. Blank, *Physical Review C* 61(0364607) (2000) 1–10.
- [Tak83] K. Takahashi et al., *Nuclear Physics A* 404 (1983) 578–598.

-
- [Tak87] K. Takahashi et al., *Physical Review C* 36(4) (1987) 1522–1528.
- [Wef96] E. Wefers, *Bestimmung der Zerfallskonstante des gebundenen Beatzzerfalls von ${}_{75}^{187}\text{Re}^{75+}$* , Master's thesis, TU München, 1996.
- [Yao06] W.-M. Yao et al., *Journal of Physics G* 33 (2006) 1.

Danksagung

Zum Schluss möchte ich mich gerne noch bei all denen bedanken, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben. Besonderer Dank geht an:

Den Institutsleiter Herrn Prof. Dr. Reiner Krücken, dessen Unterstützung diese Arbeit erst ermöglicht hat. Vor allem aber muss ich mich bei ihm für seine Geduld bedanken, die er mir gegenüber beim Verfassen dieser Arbeit hat zukommen lassen.

Herrn Prof. Dr. Hans-Joachim Körner, unter dessen damaliger Leitung des Lehrstuhles E12 ich die Arbeit beginnen durfte. Unglücklicherweise bleibt es mir verwehrt, mich zum Abschluss dieser Arbeit persönlich bei ihm zu bedanken.

Herrn Dr. Thomas Faestermann, der mir jederzeit mit Rat und Tat zur Seite stand. Dank seiner langjährigen Erfahrung konnten stundenlange Problemlösungsversuche, z.B nach einem kurzen Blick auf das Oszi, mit einem lapidaren „Ach so, ja das kenn' ich ...“ beiseitegeschafft werden. Merke, schon die Literatur weist darauf hin, von Zeit zu Zeit vielleicht doch erst mal den Meister um Rat zu ersuchen ...

»In die Ecke,
Besen! Besen!
Seids gewesen!
Denn als Geister
Ruft euch nur zu seinem Zwecke
Erst hervor der alte Meister. «

Herrn Prof. Dr. Fritz Bosch, den Spezialisten der Ringzerfälle. Eine Nachtschicht auf Strahlzeit mit ihm, wenn die momentane Sternkonstellation ebenso wichtig wie das laufende Experiment ist, lehrt einen, mit welcher Freude man Physik auch betreiben kann.

Herrn Dr. Roman Gernhäuser, stets zu Diensten. Er trug einen großen Anteil am Gelingen der Analyse bei — *shape it, babe*.

Herrn Dr. Otto Klepper, der mir so oft beim Einbau des Detektorteleskops behilflich war und von dem ich eigentlich hätte lernen müssen, wie man ein ordentliches Protokollbuch führt.

Die vielen Beteiligten an der GSI, vor allem der FRS und der ESR Gruppe, deren Arbeit den Bärenanteil an diesem Experiment ausmachte.

Die gesamte Besatzung von E12. Die abwechslungsreiche Arbeitsatmosphäre erleichterte das manchmal doch sehr nervenaufreibende Geschäft erheblich. Dennoch möchte ich hier ein paar wenige Personen besonders hervorheben, z.B.

Benjamin Sailer (Gut ist nicht gut genug! Lehrte mich die Grundlagen des Computer-Admin-Business), Michael Böhmer (manche mögen denken 1 oder 0, aber hier existiert mehr als nur ein diskreter Zustand), Tassilo Christ (hmm — der Tassilo halt), Thomas Eberl (die Ruhe in sich, Mr. Cool), Andreas Stolz (weiß Alles), Elmar Wefers (take it easy) und Robert Schneider (ungeschlagener Meister der analogen Elektronik).

Meine Eltern natürlich für die jahrelang uneingeschränkte Unterstützung.