

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN

FAKULTÄT FÜR PHYSIK

PHYSIK-DEPARTMENT E12

**Ein Detektorteleskop zur Bestimmung  
der Zerfallskonstante  
des gebundenen Beta-Zerfalls  
von  ${}_{81}^{205}\text{Tl}^{81+}$**

Diplomarbeit

von

**Ludwig Maier**

Juni 2000



# Zusammenfassung

Aufgabe dieser Diplomarbeit war die Entwicklung eines Detektorteleskops zur Bestimmung der Halbwertszeit von nackten  $^{205}\text{Tl}^{81+}$ -Kernen. Neutrale  $^{205}\text{Tl}$ -Atome sind gegen Beta-Zerfall stabil, vollständig ionisierte  $^{205}\text{Tl}^{81+}$ -Kerne zerfallen durch gebundenen Beta-Zerfall zu H-ähnlichen  $^{205}\text{Pb}^{81+}$ -Ionen.

Das Interesse an diesem Zerfall liegt in einer Bestimmung seines Übergangsmatrixelements, welches ebenso den Übergang von neutralem  $^{205}\text{Tl}$  zu  $^{205}\text{Pb}$  durch Neutrinoeinfang bestimmt. Eine Messung des Verhältnisses  $^{205}\text{Tl}/^{205}\text{Pb}$  in geologischen Proben läßt bei Kenntnis dieses Matrixelements Rückschlüsse auf den solaren Neutrinofluß, gemittelt über die letzten Jahrtausende, zu.

Im Experimentier-Speicherung der GSI sollen  $^{205}\text{Tl}^{81+}$ -Ionen über einen Zeitraum von mehreren Stunden gespeichert werden. Die im Laufe der Zeit durch gebundenen Beta-Zerfall entstandenen H-ähnlichen  $^{205}\text{Pb}^{81+}$ -Ionen laufen auf Grund ihres ähnlichen  $A/q$ -Verhältnisses auf der Bahn des Primärstrahls um. Um sie zu zählen, werden sie am Ende der Speicherphase mit einem Gastarget gestrippt und auf Grund der nun stärkeren Ablenkung im nachfolgenden Dipolmagneten mit dem Detektorteleskop nachgewiesen. Da das Teleskop in die verfügbaren „Detektortaschen“ eingebaut werden muß, steht nur ein begrenzter Raum mit 37 mm Tiefe in Strahlrichtung zur Verfügung. Um eine ausreichende Untergrounddiskriminierung zu erreichen, besitzt das Detektorteleskop einen Stapel aus vierzehn Si-PIN-Dioden mit einer Gesamtdicke von  $1.3\text{ g/cm}^2$ , die es ermöglichen, Kernladungszahlen im Bereich von  $Z = 82$  aufzulösen. Daneben enthält es zusätzlich noch jeweils einen X- und Y-Si-Streifenzähler, um über die Ortsinformation die umgeladenen von gestreuten Ionen unterscheiden zu können.

Das entwickelte Detektorteleskop wurde an einem  $^{238}\text{U}$ -Strahl getestet. Dabei ergab sich die relative Energieauflösung des Diodenstapels zu  $\delta(\Delta E)/\Delta E = 1.16\%$  (FWHM). Die Nachweiseffektivität des Detektors beträgt  $\eta = 97\%$ . Somit erfüllt das Detektorteleskop optimal die gestellten Anforderungen und soll im August diesen Jahres in einem ersten Experiment eingesetzt werden.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Meßidee</b>	<b>5</b>
<b>3</b>	<b>Möglicher Ablauf des Experimentes</b>	<b>9</b>
3.1	Produktion der Tl-Kerne . . . . .	9
3.1.1	Projektilfragmentation . . . . .	9
3.1.2	Separation im FRS . . . . .	10
3.2	Speicherung im ESR . . . . .	13
3.2.1	Der ESR . . . . .	13
3.2.2	Einschuß und Reinigung . . . . .	16
3.2.3	Brutphase . . . . .	21
3.2.4	Auslese . . . . .	21
3.3	Bestimmung der Zerfallskonstante $\lambda_b$ . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Der Detektor</b>	<b>27</b>
4.1	Grundlagen . . . . .	27
4.1.1	Energieverlust in Materie . . . . .	27
4.1.2	Halbleiter-Detektoren . . . . .	29
4.2	Aufbau . . . . .	32
4.2.1	Ein erster Prototyp . . . . .	33
4.2.2	Ausleseelektronik . . . . .	36
4.2.3	Das endgültige Detektorteleskop . . . . .	36
4.3	Testexperiment und Ergebnisse . . . . .	36
4.3.1	Strahlenschäden . . . . .	37
4.3.2	Ortsspektren der Streifen-zähler . . . . .	39
4.3.3	Energieauflösung des Diodenstapels . . . . .	39
<b>5</b>	<b>Ausblick</b>	<b>47</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>51</b>



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Vergleich von gebundenem und freiem Beta-Zerfall . . . . .	1
1.2	Niveauschema zum Beta-Zerfall $^{205}\text{Tl}$ und $^{205}\text{Pb}$ . . . . .	4
2.1	Die Beschleunigeranlage der GSI . . . . .	6
3.1	Fragmentseparator FRS . . . . .	11
3.2	Der Experimentier-Speichering ESR . . . . .	14
3.3	Bahnverlauf im ESR bei Ladungsänderung . . . . .	15
3.4	Strahlreinigung am Gastarget . . . . .	18
3.5	Anzahl der Tl- und Pb-Ionen während der Reinigung . . . . .	20
3.6	Ortsspektrum Re-Experiment . . . . .	24
4.1	Energieverlust von Pb-Ionen in Si . . . . .	28
4.2	Querschnitt durch eine Si-PIN-Diode . . . . .	30
4.3	Eigenschaften von Si-PIN-Dioden . . . . .	31
4.4	Schematische Darstellung des ersten Prototyps . . . . .	33
4.5	Si-PIN-Diodenstapel . . . . .	35
4.6	Schematische Darstellung des endgültigen Detektors . . . . .	37
4.7	Beispiel eines Strahlenschadens an einer Si-PIN-Diode . . . . .	38
4.8	Ortsspektren der Streifenzähler . . . . .	40
4.9	Energiespektrum einer einzelnen Diode . . . . .	41
4.10	Auflösung der einzelnen Si-PIN-Dioden . . . . .	42
4.11	Arithmetisches Mittel der Einzelspektren . . . . .	43
4.12	Beispiel zur Bestimmung der Fragmentationsposition . . . . .	44
4.13	Auflösungsvermögen vs. Diodenzahl . . . . .	46



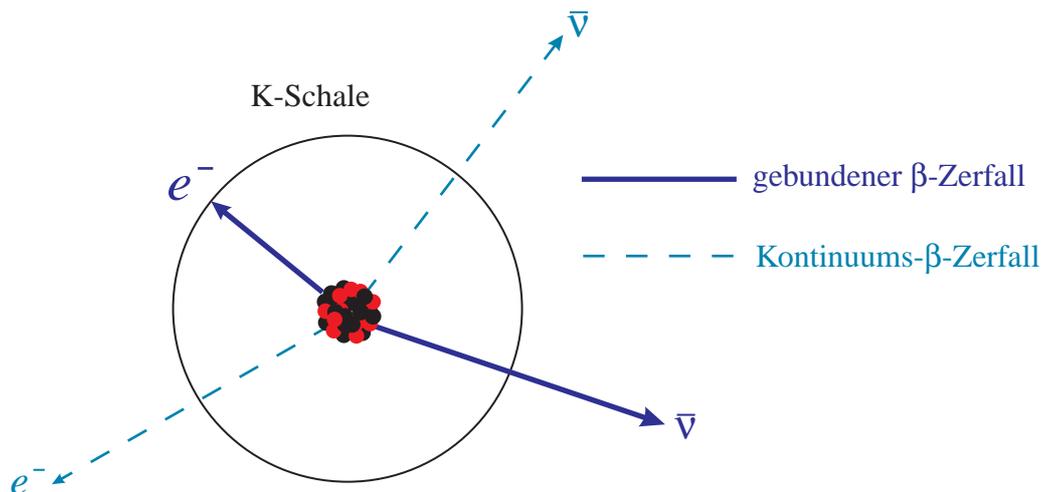
# Kapitel 1

## Einleitung

Der dem *gebundenen Beta-Zerfall* zu Grunde liegende Zerfallsprozeß besteht, wie beim freien Beta-Zerfall, in einem  $\beta^-$ -Zerfall, also in dem Übergang eines Neutrons in ein Proton unter gleichzeitiger Erzeugung eines Elektrons  $e^-$  und Antineutrinos  $\bar{\nu}_e$ :



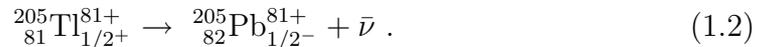
Der Unterschied zwischen den beiden Zerfallskanälen des  $\beta^-$ -Zerfalls ergibt sich aus dem Endzustand, den das auftretende Zerfallselektron einnehmen kann. Wie in der Abbildung 1.1 dargestellt, wird dieses im Fall des freien Zerfalls zusammen mit dem Antineutrino ins Kontinuum emittiert. Das hieraus resultierende kontinuierliche Energiespektrum der Zerfallselektronen konnte schon 1914 von J. Chadwick bei der Messung mit magnetischen Spektrometern beobachtet werden. Beim gebundenen Beta-Zerfall hingegen nimmt das Zerfallselektron einen freien



**Abbildung 1.1:** Vergleich von gebundenem (durchgezogene Linie) und freiem Beta-Zerfall (gestrichelte Linie).

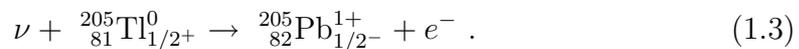
Zustand in der Atomhülle des Tochterkerns ein<sup>1</sup> (Man spricht daher auch von einem *Beta-Zerfall in gebundene Zustände des Elektrons*). Das ins Kontinuum emittierte Antineutrino kann, da es sich nun um einen zwei-Körper-Zerfall handelt, nur einen definierten Energiezustand einnehmen und ist somit monoenergetisch. Die sich daraus ergebende Phasenraumreduktion des Antineutrinos resultiert in einer, verglichen mit dem freien Zerfall, stark verminderten Zerfallskonstante. Andererseits bewirkt die zusätzlich zur Zerfallsenergie (Q-Wert) freiwerdende Bindungsenergie des Zerfallelektrons eine Erhöhung der Zerfallskonstante.

Im Fall neutraler Atome fällt der Betrag der Bindungsenergie nur gering aus, da nach dem Pauliprinzip das Elektron nur Zustände in den schwach gebundenen (einige eV) äußeren Schalen besetzen kann. Daher ist der gebundene Beta-Zerfall gegenüber dem Kontinuums-Zerfall stark unterdrückt. Ein experimenteller Nachweis unter Normalbedingungen ist daher kaum möglich[Tak87]. Für hochionisierte Atome besteht hingegen die Möglichkeit, daß die Bindungsenergie auf Grund der nun leeren inneren Schalen soweit ansteigt (einige keV), daß der gebundene Zerfall in Konkurrenz zum freien Zerfall treten kann. Wie man aus dem Niveauschema in Abbildung 1.2 entnehmen kann, ergibt sich im Fall des <sup>205</sup>Tl sogar folgende interessante Situation: im *neutralen* Zustand ist <sup>205</sup>Tl stabil, im *vollständig ionisierten* Zustand hingegen ist es instabil gegen einen gebundenen Beta-Zerfall in die K-Schale des Tochternuklids <sup>205</sup>Pb<sup>81+</sup>. Der Übergang erfolgt fast ausschließlich in den ersten angeregten Zustand des H-ähnlichen <sup>205</sup>Pb (Anregungsenergie 2.3 keV) gemäß



Dieser Zerfallskanal ist nur mit einer Paritätsänderung verbunden, der Drehimpuls bleibt erhalten ( $\Delta J = 0$ ). Er gehört somit zu Klasse der *einfach verbotenen* Übergänge[Oga88]. Der Übergang zum  $5/2^-$  Niveau ist sowohl mit einer Paritäts- als auch einer Drehimpulsänderung verknüpft und daher stark unterdrückt.

Das Interesse am gebundenen Beta-Zerfall von <sup>205</sup>Tl<sup>81+</sup> liegt nun nicht primär in einem experimentellen Nachweis für einen gebundenen Beta-Zerfall<sup>2</sup>, sondern in der Messung des ihm zugrundeliegenden Übergangsmatrixelements. Dieses bestimmt nämlich ebenso die Übergangswahrscheinlichkeit von neutralem <sup>205</sup>Tl<sup>0+</sup> zu <sup>205</sup>Pb<sup>0+</sup> durch Neutrinoeinfang:



Die Schwellenenergie liegt dabei bei  $Q_{\nu c} = 53.6 \text{ keV}$ , der Übergang kann also durch niederenergetische Sonneneutrinos aus dem solaren Verbrennungsprozeß



<sup>1</sup>Dies entspricht dem zeitgespiegelten Prozeß des Elektroneneinfangs (EC=Elektron Capture), also der Umwandlung eines Protons in ein Neutron unter Einfang eines Elektrons aus der Atomhülle.

<sup>2</sup>Experimentell wurde dieser schon zweimal untersucht, erstmals 1992 am Zerfall  ${}_{66}^{163}\text{Dy}^{66+} \rightarrow {}_{67}^{163}\text{Ho}^{66+} + \bar{\nu}$  von M. Jung et al.[Jun92, Jun93]. Ein weiterer Nachweis gelang 1996 E. Wefers et al. am Zerfall des  ${}_{75}^{187}\text{Re}^{75+} \rightarrow {}_{75}^{188}\text{Os}^{75+} + \bar{\nu}$ [Wef96, Bos96]

induziert werden.

Die Idee besteht nun darin, den solaren Neutrinofluß integriert über die letzten paar Millionen Jahre aus dem gemessenen Verhältnis von  $^{205}\text{Pb}$ - zu  $^{205}\text{Tl}$ -Atomen in geologischen Gesteinsproben zu ermitteln[Fre88, Fre76]. Das Verhältnis entspricht dabei dem Gleichgewichtszustand, der sich auf Grund der beiden Prozesse, bestehend aus der Reaktion (1.3) und dem Rückzerfall von  $^{205}\text{Pb}^{0+}$  durch Elektroneneinfang zu  $^{205}\text{Tl}^{0+}$  einstellt<sup>3</sup>, ergibt (vgl. untere Hälfte des Levelediagramms in Abbildung 1.2). Letzterer Übergang ist *unique einfach verboten* ( $\Delta J = 2$ ; Paritätsänderung). Der Q-Wert wurde mittels Transferreaktionen zu  $Q_{EC} = 51.3(6) \text{ keV}$ [Lin90] bestimmt, die Halbwertszeit ist mit  $T_{1/2}^{EC} = 1.5 \cdot 10^7$  Jahre entsprechend lang. Aus dem Matrixelement des gebundenen Beta-Zerfalls ließe sich dann der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion (1.3) berechnen. Zusammen mit dem gemessenen Verhältnis  $^{205}\text{Tl}/^{205}\text{Pb}$  ergäbe sich somit eine Information über den solaren Neutrinofluß. Im Gegensatz zu den sonstigen radiochemischen Sonnen-Neutrinoexperimenten<sup>4</sup>, die den Neutrinofluß gemittelt über etwa 30 Tage oder kürzer bestimmen, erstreckt sich bei dieser Methode die Mittelung über einen Zeitraum in der Größenordnung von der Halbwertszeit des EC-Prozesses  $^{205}\text{Pb}(e,\nu)^{205}\text{Tl}$ . Die theoretischen Vorhersagen für die Halbwertszeit des gebundenen Beta-Zerfalls von  $^{205}\text{Tl}^{81+}$  schwanken zwischen 121 Tagen[Tak87] und 10 Jahren[Fre88]. Daraus wird ersichtlich, daß nur eine experimentelle Bestimmung der Halbwertszeit einen verlässlichen Wert für das Matrixelement liefern kann.

---

<sup>3</sup>Daneben existieren keine weiteren Zerfallskanäle, die einen Einfluß auf das Verhältnis Tl/Pb haben könnten.

<sup>4</sup>mit  $^{37}\text{Cl}(\nu, e^-)^{37}\text{Ar}$  (35d) und  $^{71}\text{Ga}(\nu, e^-)^{71}\text{Ge}$  (11d).

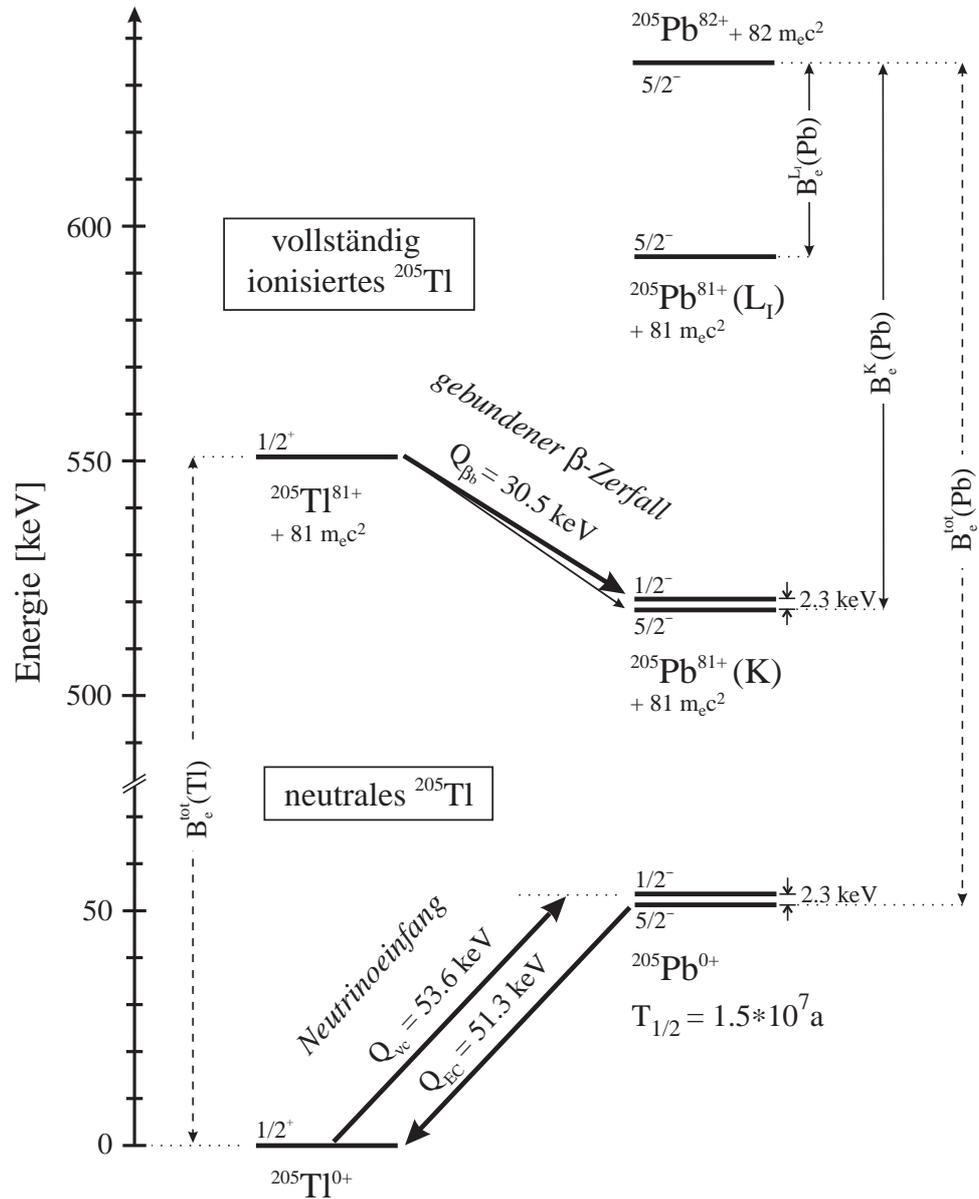


Abbildung 1.2: Niveauschema für Beta-Zerfälle zwischen  $^{205}\text{Tl}$  und  $^{205}\text{Pb}$ .

# Kapitel 2

## Meßidee

Um die Halbwertszeit des gebundenen Beta-Zerfall von  $^{205}\text{Tl}^{81+}$  zu bestimmen, benötigt man zum einen eine geeignete Beschleunigeranlage zur Produktion hochionisierter (nackter) Schwerionen. Zum anderen sollte eine Speichervorrichtung für die Schwerionen vorhanden sein, damit sich in der angenommenen Halbwertszeit von 121 Tagen eine nachweisbare Anzahl an Tochternukliden bilden kann.

Beides bietet die Beschleunigeranlage der GSI-Darmstadt (Gesellschaft für Schwerionenforschung). Einen Überblick über den Grundriß der Anlage vermittelt Abbildung 2.1. Im UNILAC<sup>1</sup> werden die in einer Ionenquelle erzeugten Schwerionen auf bis zu 20MeV/u vorbeschleunigt und über eine Stripperfolie weiter ionisiert. Über eine Transferstrecke und einen weiteren Stripper-Abschnitt gelangen die Teilchen dann in das SIS<sup>2</sup>[Bla85], in dem die Beschleunigung der Teilchen auf die für das entsprechende Experiment vorgesehene Energie erfolgt. Die Maximale Teilchenenergie liegt dabei bei etwa 2 GeV/u. Der Umfang des SIS beträgt 216.72 m, die max. Magnetische Steifigkeit 18 Tm.

Im Prinzip könnten also Tl-Ionen in einer Ionenquelle erzeugt, in UNILAC und SIS beschleunigt und gestrippt, und anschließend im ESR<sup>3</sup>, dem Speicherring der GSI, gespeichert werden. Eine grundlegende Schwierigkeit besteht dabei aber in der Toxizität des Tl's. Die hieraus entstehenden Sicherheitsprobleme im Bereich der Ionenquelle sind nur mit unverhältnismäßig hohen Investitionskosten in den Griff zu bekommen, weshalb dieses Experiment bisher zurückgestellt wurde.

In der Zwischenzeit bietet sich aber durch die erhöhte Strahlintensität des SIS's<sup>4</sup> eine Alternative zur direkten Erzeugung der Tl-Ionen in einer Ionenquelle an. Durch Fragmentation eines  $^{206}\text{Pb}^{81+}$ -Strahls an einem Be-Target und anschließender Separation im FRS<sup>5</sup> können nackte  $^{205}\text{Tl}^{81+}$  Kerne in ausreichender Anzahl produziert und daraufhin in den ESR injiziert werden. Dort werden sie dann über einen Zeitraum von etwa vier Stunden gespeichert, in dem ein Teil von ihnen durch gebundenen Beta-Zerfall zu H-ähnlichen  $^{205}\text{Pb}^{81+}$ -Ionen zerfällt. Diese haben wegen ihres nahezu gleichen Ladung/Masseverhältnisses von  $q/A_{Pb} = 2.53$

---

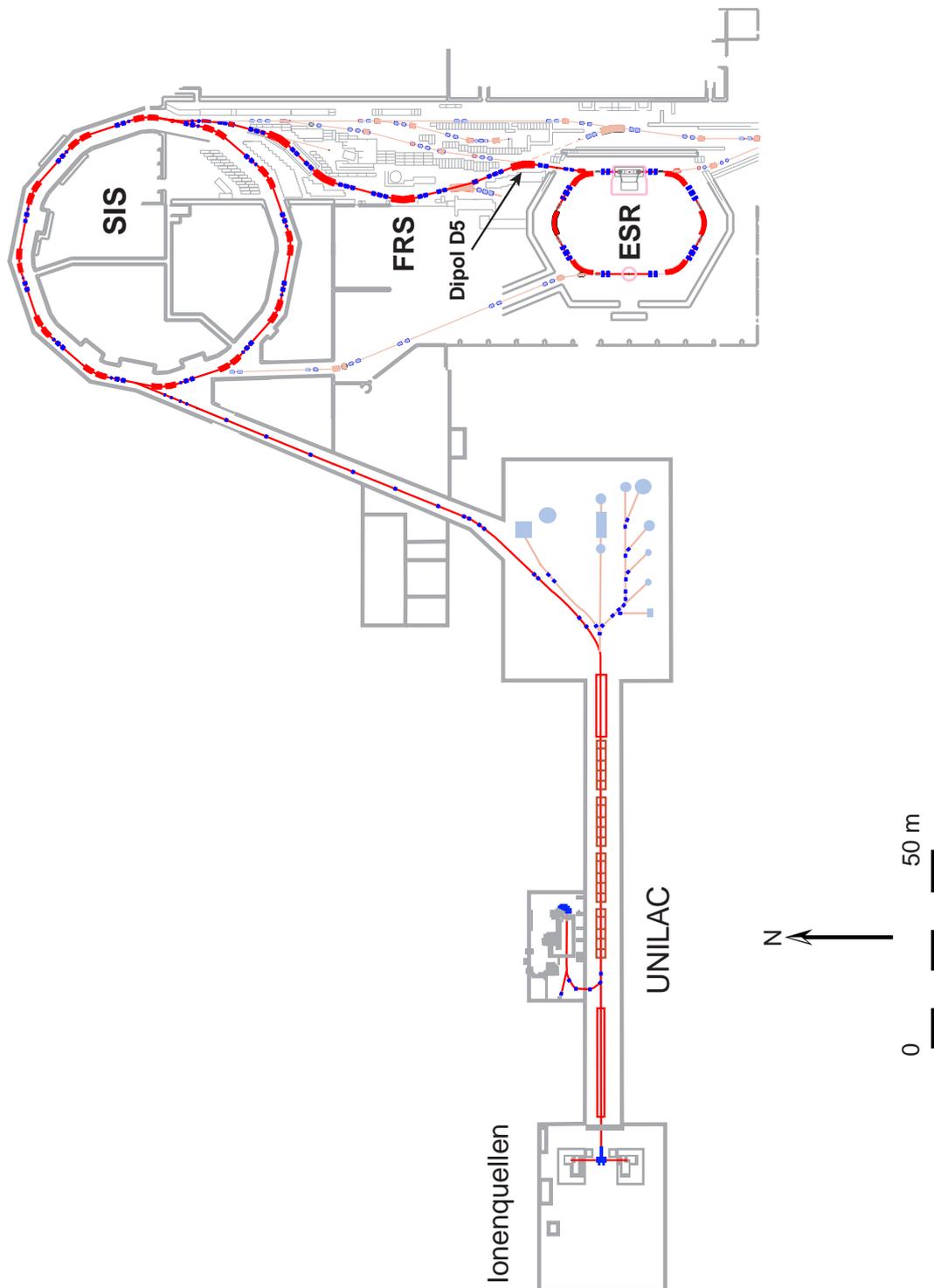
<sup>1</sup>Universal linear accelerator

<sup>2</sup>SchwerIonen-Synchrotron

<sup>3</sup>Experimentier-Speicher-Ring

<sup>4</sup>Dies wurde durch die Installation eines Elektronenkühlers im SIS erreicht.

<sup>5</sup>Fragment-Separator



**Abbildung 2.1:** Überblick der Beschleunigeranlage der GSI. Eingezeichnet ist der Weg der  $^{206}\text{Pb}$ -Ionen, wie er für das Experiment geplant ist: Beschleunigung und Stripping in UNILAC und SIS, Projekttilfragmentation im FRS zur Erzeugung nackter Tl-Ionen mit anschließender Injektion und Speicherung im ESR.

dieselbe Umlaufbahn wie der Primärstrahl der nackten  $^{205}\text{Tl}^{81+}$  Kerne.

Um sie am Ende der Brutzeit von den Tl-Kernen getrennt identifizieren zu können, werden sie mittels des internen Gastargets des ESR vollständig gestrippt. Die resultierende Änderung des Ladung/Masseverhältnisses führt dann im folgenden Dipolmagneten zu einer Ablenkung der  $^{205}\text{Pb}^{82+}$ -Ionen auf eine innere Bahn, so daß sie mit einem hinter dem Dipolmagneten (Position C in Abbildung 3.2) installierten Detektorsystem nachgewiesen werden können. Aus der so bestimmten Anzahl der während der Speicherzeit entstandenen  $^{205}\text{Pb}^{81+}$  Tochterkerne kann dann die gesuchte Zerfallskonstante  $\lambda_b$  des gebundenen Betazerfalls von  $^{205}\text{Tl}^{81+}$  ermittelt werden.



# Kapitel 3

## Möglicher Ablauf des Experimentes

In diesem Kapitel soll der Ablauf des Experimentes, wie er in Kapitel 2 grob geschildert wurde, genauer diskutiert werden. Da das eigentliche Experiment bisher nicht sattgefunden hat, stützen sich die folgenden Berechnungen auf theoretische Modelle und Abschätzungen aus früheren Experimenten.

### 3.1 Produktion der Tl-Kerne

Am Anfang des Experimentes steht die Produktion von nackten Tl-Kernen. Aus dem in Kapitel 2 genannten Grund geschieht dies nicht in einer der Ionenquelle des UNILAC's, sondern durch Projektilfragmentation eines im SIS auf etwa  $1.0 \text{ GeV}/u$  beschleunigten  $^{206}\text{Pb}^{81+}$  Strahls an einem vor dem FRS plazierten  $^9\text{Be}$ -Targets. Durch Abstreifen eines Protons entstehen so u.a.  $^{205}\text{Tl}$ -Kerne, die anschließend im FRS vom Primärstrahl und all den anderen im Target entstandenen Fragmenten getrennt werden.

#### 3.1.1 Projektilfragmentation

Die Projektilfragmentation ist der kinematisch inverse Prozeß zur Targetfragmentation. Bei der Fragmentation der Schwerionen an einem Target unterscheidet man zwischen zwei Reaktionstypen[[Irn93](#)]. Die entscheidende Größe ist der Stoßparameter  $b$ , also der Abstand zwischen Projektil- zu Targetkern.

Ist der Stoßparameter kleiner als die Summe der beiden Kernradien, so kommt es zur *nuklearen Fragmentation*, d.h. bei der Kollision der Kerne wird der geometrische Überlapp abgestreift. Eine Abregung des Restkerns (Prefragments) geschieht sowohl durch  $\gamma$ -Emission als auch durch Abdampfen weiterer Nukleonen.

Ist  $b$  größer, so regt das Coulombfeld des Targetkerns den passierenden Projektilkern zu Riesenresonanzen<sup>1</sup> an. Die Anregungsenergie kann dann durch Emission

---

<sup>1</sup>Kollektive Schwingung der Protonen gegen die Neutronen.

von wenigen Nukleonen aus dem Kernverband abgegeben werden. Man bezeichnet diesen Prozeß als *elektromagnetische Dissoziation*. Bevorzugt werden dabei ein bis zwei Neutronen emittiert, da diese im Gegensatz zu den Protonen nicht die Coulombbarriere des Kerns überwinden müssen. Dies bedeutet aber für die Fragmentation des  $^{206}\text{Pb}$ -Strahls zu  $^{205}\text{Tl}$ , daß die elektromagnetische Dissoziation nicht die gewünschte Produktionsrate liefern kann, da hierzu ein Proton abgestreift werden muß. Das Target sollte daher so gewählt werden, daß die nukleare Fragmentation überwiegt. Dazu eignen sich Targets mit einer geringen Kernladungszahl  $Z$ , wie z.B.  $^9\text{Be}$ . Wegen des geringen Coulombfelds der Kerne ist bei diesen der Anteil der elektromagnetischen Dissoziation klein, der der nuklearen Fragmentation auf Grund der höheren Streuzentrendichte im Vergleich zu schweren Targets groß. Vorteilhaft wirkt sich auch die niedrige Elektronendichte aus, wodurch die Energieverluststreuung (vgl. Abschnitt 4.1.1) und damit verbunden eine Verbreiterung der Impulsunschärfe  $\Delta p/p$  des Strahls beim Durchgang durch das Target gering gehalten wird<sup>2</sup>.

### 3.1.2 Separation im FRS

Der FRS[Gei92] ist ein erweitertes Magnetspektrometer, dessen Funktionsweise und Vorteile gegenüber einem einfachen Magnetspektrometer im folgenden kurz erläutert werden.

Ein einfaches Magnetspektrometer besteht aus einem Dipolmagneten, der einen Strahl geladener Teilchen auf Grund seiner Dispersion entsprechend ihrer magnetischen Steifigkeit  $\chi_m$  ablenkt.

$$\chi_m = B\rho = \frac{p}{q} = \frac{\gamma m v}{q} . \quad (3.1)$$

(Mit  $B$  = Magnetische Flußdichte,  $\rho$  = Bahnradius,  $p$  = Teilchenimpuls,  $\gamma m$  = relativistische Teilchenmasse,  $q$  = Ladungszahl,  $v$  = Geschwindigkeit.)

In der Dispersionsebene hinter dem Dipol entsteht so eine Abbildung der magnetischen Steifigkeit, bzw. des Masse/Ladungsverhältnisses  $\frac{A}{q}$  für den Fall, daß die Teilchengeschwindigkeiten  $v$  in etwa gleich sind. In diesem Fall gilt

$$\chi_m = \frac{\gamma m v}{q} \propto \frac{A}{q} . \quad (3.2)$$

Die Selektion eines bestimmten  $\frac{A}{q}$ -Verhältnisses geschieht dann mit Hilfe eines Schlitzes. Da aber immer verschiedene Isotope mit annähernd demselben  $\frac{A}{q}$ -Verhältnis auftreten können, ist eine isotopenreine Trennung der Teilchen nicht möglich. Daneben stellt die aus der Impulsunschärfe  $\Delta p$  resultierende breite Ortsverteilung der selektierten Teilchen ein weiteres Problem dar, wenn diese z.B. in einem Strahlrohr zum Experimentierplatz weitergeleitet werden sollen. Um das System zu optimieren, bedarf es also einiger Erweiterungen, wie sie der FRS besitzt.

<sup>2</sup>Dies begünstigt die Transmission sowohl durch den FRS als auch in den ESR.

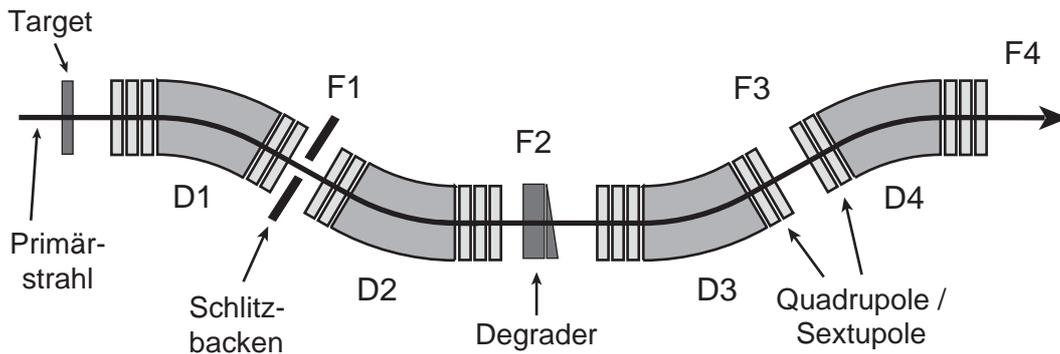


Abbildung 3.1: Der Fragmentseparator FRS.

In Abbildung 3.1 ist der Aufbau des FRS illustriert. Zu erkennen sind die vier magnetischen  $30^\circ$  Dipole (D1 bis D4) und eine Reihe von Quadrupol- und Sextupolmagneten, die der Strahlfokussierung dienen. In den Fokalebene F1 bis F4 zwischen den Dipolen können Apparaturen wie Schlitze und Detektoren<sup>3</sup> positioniert werden.

Die Separation des gewünschten Isotops (Sollfragments) erfolgt in zwei Stufen, bestehend aus den Dipolen D1 und D2 bzw. D3 und D4<sup>4</sup>. Die erste Stufe entspricht dem oben beschriebenen, einfachen Magnetspektrometer. In ihr erfolgt die Selektion der Teilchen nach ihrer magnetischen Steifigkeit innerhalb eines gewissen Akzeptanzbereiches (Dispersion an F2:  $\Delta x/(\Delta p/p) = 68 \frac{\text{mm}}{\%}$ ), der durch Schlitze an F1 und F2 definiert wird.

Die Ionenoptik der zweiten Stufe ist spiegelsymmetrisch zu der der ersten ausgelegt, so daß der auf Grund der Impulsunschärfe in F2 stark verbreiterte Teilchenstrahl in der Fokalebene F4 auf die ursprüngliche Strahlleckbreite<sup>5</sup> refokussiert wird. Ein solches optisches System bezeichnet man als *achromatisch*, d.h. alle Ionen einer Sorte, die den Separator passieren können, werden auf denselben Punkt abgebildet, unabhängig von ihrer magnetischen Steifigkeit bzw. Impulsunschärfe.

Um ein einzelnes Isotop separieren zu können, bringt man an F2 einen Degradier<sup>6</sup> an, der die Teilchen entsprechend ihrer Ladungszahl  $q$  abbremst ( $\Delta E \propto q^2$ , vgl. Abschnitt 4.1.1). Die hieraus resultierende Änderung der magnetischen Steifigkeit bewirkt eine zusätzliche *ladungsabhängige* Selektion in der zweiten Stufe. Ihre Optik wird in Hinblick auf den erlittenen Energieverlust des Sollfragments so rejustiert, daß dieses wieder auf den ursprünglichen Punkt wie vor dem Einbau des Degradiers fokussiert wird. Für alle anderen Fragmente ergibt sich an F4 eine

<sup>3</sup>z.B. Ortsauflösende Viel-Draht-Kammern oder Szintillatoren für Flugzeit-Messungen.

<sup>4</sup>Im Falle des Einschusses in den ESR übernimmt der baugleiche Dipol D5 (siehe Abbildung 2.1) die Aufgabe von Dipol D4.

<sup>5</sup>Abgesehen von der Verbreiterung durch das optische System des FRS.

<sup>6</sup>ein Stück Materie, z.B. Al.

Verteilung entsprechend ihrer Ladungszahl  $q$ .

Trotz der offensichtlichen Verbesserungen gegenüber dem einfachen Magnet-spektrographen ist auch diese Methode nicht perfekt.

So entstehen durch Umladungsprozesse in Target und Degradier immer Isotope, die dieselbe magnetische Steifigkeit und Ladung wie das Sollfragment besitzen. Diese können dann nicht von diesem getrennt werden. Weiterhin nimmt die Impulsunschärfe  $\Delta p$  der Teilchen beim Abbremsprozeß im Degradier auf Grund der damit verbundenen Energieverluststreuung zu. Hierdurch kommt es vor allem bei sehr dicken Degradieren zu einem gewissen Überlappen benachbarter Isotope in der Fokalebene F4. Ebenfalls treten im Degradier Verluste durch Kernreaktionen auf, die die Ausbeute des Sollfragments verringern. Besonders problematisch ist dies bei Sollfragmenten, deren Häufigkeit auf Grund eines niedrigen Produktionsquerschnitts im Target gering ist. Um die Qualität der Isotopentrennung zu verbessern, kann zwar die Selektivität des FRS, z.B. durch sehr enge Schlitze, erhöht werden, dies führt jedoch auch zu einer verminderten Intensität des Sollfragments. Bei der Abstimmung des FRS auf die jeweiligen Bedürfnisse des Experimentes muß also immer ein Kompromiß zwischen Reinheit und Intensität des Sollfragmentes gefunden werden.

Das eigentliche Hauptproblem im Falle des Tl-Experiments ergibt sich aus den oben angeführten Umladungsprozessen in Target und Degradier. Diejenigen Fragmente, die nicht sauber vom  $^{205}\text{Tl}^{81+}$  getrennt werden können und somit mit in den ESR gelangen, sind H-ähnliche  $^{205}\text{Pb}^{81+}$ -Ionen, also gerade die Ionen, die während der Speicherzeit durch gebundenen Betazerfall der Tl-Kerne entstehen und aus deren Anzahl später die Zerfallskonstante bestimmt werden soll. Ziel muß es also sein, diesen Untergrund vor Beginn der Brutphase so weit wie möglich zu reduzieren.

Im Folgenden wird versucht, eine Abschätzung für das zu erwartende Verhältnis zwischen  $^{205}\text{Pb}^{81+}$  und  $^{205}\text{Tl}^{81+}$ -Ionen zu liefern. Es wird von einem  $^{206}\text{Pb}$ -Strahl mit einer Energie von 900 MeV/u ausgegangen, der auf ein  $^9\text{Be}$ -Target mit einer Dicke von  $d_{Be}=6310\text{ mg/cm}^2$  ( $\equiv 9.5 \cdot 10^{22}$  Atome/cm<sup>2</sup>) trifft. Der Produktionswirkungsquerschnitt für  $^{205}\text{Pb}$  und  $^{205}\text{Tl}$ -Ionen ist bei der nuklearen Fragmentation in etwa gleich und beträgt  $\sigma_{nukl} \approx 25\text{ mbarn}$ [Sue00]. Somit ist das Verhältnis  $N_{205\text{Tl}}/N_{205\text{Pb}} = 1:1$  nach dem Target. Mittels Stripper-Folien kann dieses Verhältnis in Richtung Tl verschoben werden. Man bringt z.B. direkt hinter dem Target einen 221 mg/cm<sup>2</sup> dicken Nb-Stripper an<sup>7</sup>, und der FRS sei so eingestellt, daß nur nackte Tl-Ionen bzw. H-ähnliche Pb-Ionen diesen passieren können. Das Verhältnis Tl/Pb entspricht dann der Gleichgewichtsladungsverteilung<sup>8</sup>, die die

<sup>7</sup>Diese Kombination wird standardmäßig am FRS als Target angeboten.

<sup>8</sup>Durchqueren Ionen ein Stück Materie, so stellt sich nach einer gewissen Wegstrecke (der Gleichgewichtsdicke) ein Gleichgewicht zwischen Ionisations- und Elektroneneinfangprozessen ein. Die resultierende Verteilung der Ladungszustände bezeichnet man als Gleichgewichtsladungsverteilung.

Ionen im Nb-Stripper einnehmen, also

$$\frac{N_{Tl^{81+}}}{N_{Pb^{81+}}} = \frac{0.71}{0.26} = 2.7 : 1 \quad (3.3)$$

(Die Werte für die Gleichgewichtsladungsverteilung wurden mit CHARGE[Sch98] berechnet, vgl. Abschnitt 3.2.2). Stellt man einen weiteren Nb-Stripper z.B. an der Fokalebene F1 in den Strahlengang, so kann das Verhältnis weiter gesteigert werden. Es ergibt sich dann durch Quadrieren von (3.3) zu  $N_{Tl^{81+}}/N_{Pb^{81+}} = 7.3 : 1$ . Es muß aber beachtet werden, daß mit steigender Anzahl der Stripper-Folien auch die Verluste an den Tl-Ionen quadratisch zunehmen. Sie betragen bei zwei Stripperrn schon 50% der ursprünglich am Target produzierten Tl-Ionen. Dazu kommen noch die Verluste durch die Ionenoptik des FRS, sie betragen etwa 65%[Sue00]. Für zwei Stripper ergibt sich die Transmission<sup>9</sup> der Tl-Ionen somit  $T_{Tl} = 0.18$ . Geht man von einer Primärstrahlintensität von ca.  $N_{spill} = 2.4 \cdot 10^8$  pro Teilchenpaket (spill) aus, dann ergibt sich die Anzahl der Tl-Ionen an F5 zu

$$N_{Tl}^{F5} = N_{spill} \cdot \sigma_{nukl} \cdot d_{Be} \cdot T_{Tl} \approx 1.0 \cdot 10^5 \text{ Ionen/spill} . \quad (3.4)$$

und entsprechend für die Pb-Ionen

$$N_{Pb}^{F5} \approx 1.4 \cdot 10^4 \text{ Ionen/spill} . \quad (3.5)$$

## 3.2 Speicherung im ESR

Das eigentliche Experiment soll, wie in Kapitel 2 beschrieben, im ESR stattfinden. Der folgende Abschnitt soll einen Überblick über seine Eigenschaften und die für das Experiment benötigten Komponenten vermitteln.

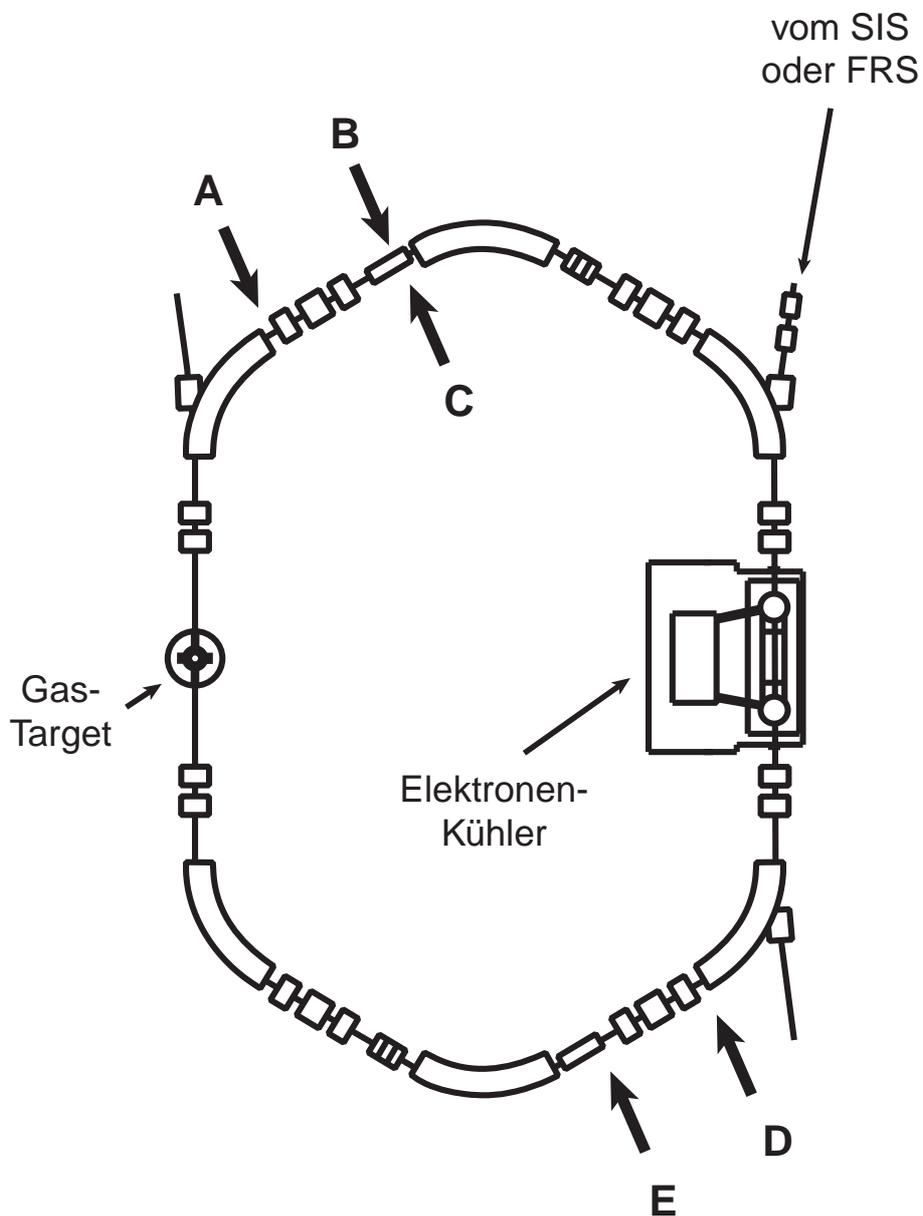
### 3.2.1 Der ESR

Eine Detaildarstellung des ESR[Fra87] ist in Abbildung 3.2 gegeben. Sein Umfang beträgt 108.36 m, ist also halb so groß wie der des SIS, wodurch eine Synchronisation in Bezug auf die umlaufenden Teilchenpakete gewährleistet wird. In ihm werden die Teilchen von sechs 60° Dipolmagneten (maximale Biegekraft von 10 Tm) auf einer stabilen Umlaufbahn gehalten, eine Speicherung von z.B. U-Ionen bis 560 MeV/u und Ne-Ionen bis 1500 MeV/u ist somit möglich.

Um eine größere Anzahl Ionen überhaupt längerfristig (mehrere Stunden) speichern zu können, ist eine geringe Impulsunschärfe  $\frac{\Delta p}{p}$  des Ionenstrahls bzw. eine Kompression des Phasenraums nötig. Zu diesem Zwecke verfügt der ESR über einen Elektronenkühler, mit dem die „heißen“ Ionen mittels „kalter“ Elektronen

---

<sup>9</sup>Verhältnis aus der Anzahl der Teilchen, die den FRS passieren können, zu der Anzahl, die am Target produziert wurden.



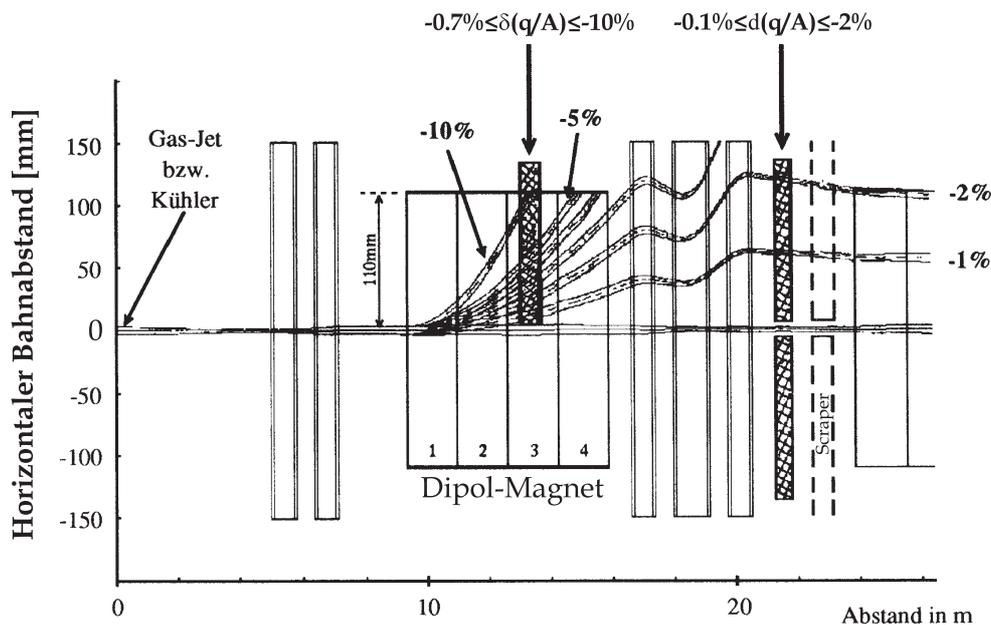
**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung des ESR. An den Positionen A bis E können Teilchenzähler in den Ring eingefahren werden. An Position E befand sich das Detektorteleskop während des Testexperimentes. Für das Hauptexperiment wird es an Position C eingebaut.

„gekühlt“ werden können (*e-cooling*). Erreicht wird dies durch einen dem Ionenstrahl überlagerten Elektronenstrahl gleicher Geschwindigkeit aber hoher Impulsschärfe. Auf einer Strecke von 2.5 m findet hierbei unter Coulomb-Wechselwirkung (Mott-Streuung) zwischen den Elektronen und den umlaufenden Ionen ein Impulsaustausch statt, bis sich schließlich ein thermisches Gleichgewicht einstellt. Das Ergebnis ist eine im Vergleich zum Zeitpunkt des Einschusses in den ESR reduzierte Impulsunschärfe des Ionenstrahls von  $\frac{\Delta p}{p} \sim 10^{-3}$  um zwei Größenordnungen auf  $\frac{\Delta p}{p} \sim 10^{-5}$ . Ein Nachteil bei diesem Kühlverfahren sind die Verluste, die durch Elektroneneinfang der Ionen entstehen. Ein Maß hierfür liefert der Verlustfaktor<sup>10</sup>  $\lambda^{REC}$ , der sich für nackte Kerne wie folgt abschätzen läßt[Kle99]

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

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

Eine weitere, für das Experiment wichtige Komponente stellt das interne Gasstarget dar, welches im zweiten geraden Teilabschnitt gegenüber dem Elektronenkühler eingebaut ist. Gase wie Stickstoff, Wasserstoff, Argon und He können mit hohem Druck in Form eines gut kollimierten Gasstrahls (Durchmesser: ca. 5 mm) senkrecht zur Umlaufbahn der Ionen durch den Ring geschossen werden.



**Abbildung 3.3:** Bahnverlauf im ESR bei Ladungsänderung. Die Balken links und rechts des Dipolmagneten symbolisieren Quadrupolmagnete.

Ändert sich das Ladung/Masse Verhältnis eines Teilchens  $q/A$  durch Reaktionen im Gasjet, Kühler oder Restgas, so erfährt es im darauffolgenden Dipol-

<sup>10</sup>REC = Radiative Electron Capture

magneten eine Ablenkung relativ zur Bahn des Primärstrahls. Zum Nachweis dieser Teilchen besteht die Möglichkeit, an den in Abbildung 3.2 mit A bis E gekennzeichneten Positionen Teilchendetektoren anzubringen. Montiert werden sie in Detektortaschen, die das Ultrahochvakuum des ESR nach außen hin abschotten. Durch ein in der Tasche angebrachtes Fe-Fenster ( $50 \mu\text{m}$  dick, Fläche  $A=40 \times 120 \text{ mm}^2$ ) treffen die Teilchen dann auf den Detektor. Das Einfahren der Detektoren in den Ring geschieht über Linearmotoren mit einer Genauigkeit von  $0.25 \text{ mm}$  [Kle90].

Die Größe der Ablenkung relativ zum Primärstrahl ergibt sich aus der Dispersion des Dipolmagneten und beträgt an Position C

$$\frac{\Delta x}{\frac{\delta(B\rho)}{B\rho}} = 60 \frac{\text{mm}}{\%} . \quad (3.7)$$

In Abbildung 3.3 ist der Bahnverlauf von Teilchen gleicher Geschwindigkeit für verschiedene  $\delta(q/A)$  dargestellt. Die Ionenoptik des ESR ist so ausgelegt, daß bei voll eingefahrenen Detektoren Reaktionsprodukte mit  $0.1\% < \delta(q/A) < 2.0\%$  nachgewiesen werden können[Wef96].

### 3.2.2 Einschub und Reinigung

Der Füllvorgang der Teilchen in den ESR erfolgt im sogenannten Stackingverfahren. Dabei werden die am Target erzeugten und im FRS separierten Ionen paketweise in den ESR zuerst auf eine äußere Bahn (Stacking Bahn) injiziert. Von der Stacking-Bahn aus erfolgt dann mittels eines Kicker-Magneten eine Bahnverlagerung auf eine stabile innere Bahn. Daraufhin beginnt ein neuer Stacking-Zyklus. Wichtig hierbei ist die Transmission in den ESR, also wieviel Prozent der aus dem FRS kommenden Ionen in den ESR injiziert werden können. Momentan beträgt sie schätzungsweise  $T_{ESR} \approx 5\%/\text{spill}$ [Sue00]<sup>11</sup>. Um  $1.0 \cdot 10^6$  Tl-Ionen in den ESR zu füllen, benötigt man

$$N_{Stack} = \frac{1.0 \cdot 10^6}{N_{Tl}^{F5} \cdot T_{ESR}} \approx 200 \text{ Stacking - Zyklen} \quad (3.8)$$

(mit  $N_{Tl}^{F5}$  aus (3.4)). Bei ca. 7 Sekunden pro Zyklus entspricht dies einer Stacking-Zeit von 23 Minute.

Bevor nun die eigentliche Brutphase beginnt, muß noch geklärt werden, wie mit dem Untergrund der ebenfalls aus dem FRS in den ESR gelangten H-ähnlichen  $^{205}\text{Pb}$ -Ionen verfahren werden soll. Eine Möglichkeit bestünde in einer exakten Messung ihrer Anzahl, so daß man diese später bei der Auswertung der Meßdaten entsprechend berücksichtigen könnte. Die erforderliche Genauigkeit einer solchen Messung soll hier einmal abgeschätzt werden. Wie oben angenommen, sollen sich  $N_{Pb^{81+}}^0 = 1.0 \cdot 10^6$  Tl-Ionen im Ring befinden, die Anzahl der

<sup>11</sup>Nach Umbauten am ESR in Hinblick auf eine Optimierung der Akzeptanz fehlt bisher (bis zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit) noch eine experimentelle Bestätigung.

Pb-Ionen<sup>12</sup> ist dann nach Abschnitt 3.1.2  $N_{Pb^{81+}}^0 = 1.4 \cdot 10^5$ . In einer Speicherzeit von etwa vier Stunden entstehen dann für einen angenommenen Wert für die Zerfallskonstante von  $\lambda_{\beta_b} = 2.4 \cdot 10^{-4} \text{h}^{-1}$ <sup>13</sup>

$$N_{Pb^{81+}}^{\beta_b} \approx 670 \quad (3.9)$$

zusätzliche Pb-Ionen<sup>14</sup>. Aus dem Verhältnis

$$\frac{N_{Pb^{81+}}^{\beta_b}}{N_{Pb^{81+}}} \approx 0.5 \% \quad (3.10)$$

folgt, daß der Fehler bei der Bestimmung von  $N_{Pb^{81+}}$  nicht mehr als 0.05 % betragen dürfte, um dessen Beitrag zum Gesamtfehler bei der Messung von  $N_{Pb^{81+}}^{\beta_b}$  unter 10 % zu drücken. Da aber keine Möglichkeit besteht, eine Messung mit obiger Auflösung ohne eine Zerstörung des Strahls durchzuführen, bleibt als Alternative nur die Reinigung des Tl-Strahls von den Pb-Ionen, um so definierte Anfangsbedingungen zu schaffen.

Die Reinigung erfolgt mit Hilfe von Umladungsprozessen der H-ähnlichen Pb-Ionen am Gastarget, wodurch diese im nachfolgenden Dipolmagneten aus der Sollbahn heraus auf die benachbarten Umlaufbahnen gelenkt werden, wo sie dann mit in den Ring eingefahrenen Schlitzbacken vernichtet werden können. Als Gas sollte Ar verwendet werden, da die mit Ar erreichbare Targetdicke von  $d_{Ar} = 6.4 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$  um eine Größenordnung höher liegt als die der anderen Gassorten[Jun93]. Im Fall der Tl-Kerne kommt als Umladungsprozeß nur der Elektroneneinfang in Frage. Bei dem Ziel, diese Verluste so gering wie möglich zu halten, spielt die Energie der Teilchen eine wichtige Rolle. Je höher diese gewählt wird, desto geringer ist der Wirkungsquerschnitt für den EC-Prozeß und somit die Verlustrate der Tl-Ionen. Gleichzeitig erhöht sich dabei die Ionisationsrate der Pb-Ionen, d.h. je größer die Teilchengeschwindigkeit ist, desto effizienter kann der Reinigungsprozeß ablaufen. Im ESR wird die maximale Teilchenenergie durch die begrenzte Beschleunigungsspannung des Elektronenkühlers bestimmt und liegt bei etwa 400 MeV/u.

Um den Reinigungsvorgang quantitativ beschreiben zu können, benötigt man die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Umladungsprozesse, wie sie in Tabelle 3.1 aufgeführt sind. Sie wurden mit Hilfe des Programmes *CHARGE*[Sch98] ermittelt, dessen berechnete Daten gut mit denen aus Experimenten übereinstimmen. Mit ihnen kann die zeitliche Entwicklung von  $N_{Pb^{81+}}(t)$  und  $N_{Tl^{81+}}(t)$  während der Reinigungsphase in Form einer Ratengleichung beschrieben werden. Dabei wird berücksichtigt, daß ein hoher Kühlerstrom des Elektronenkühlers gewählt

<sup>12</sup>Die während des Füllvorgangs durch gebundenen Beta-Zerfall entstandene Pb-Ionen werden hierbei vernachlässigt.

<sup>13</sup>Dies entspricht der theoretisch vorhergesagten Halbwertszeit von 121 Tagen (vgl. Kapitel 1).

<sup>14</sup>Es wird von einem idealen ESR ausgegangen, d.h. alle Verluste während der Speicherzeit werden nicht berücksichtigt.

	$^{205}\text{Tl}^{81+}$	$^{205}\text{Tl}^{80+}$	$^{205}\text{Pb}^{81+}$	$^{205}\text{Pb}^{80+}$
Ionisation $\sigma^I$ ( $10^3$ barn)	—	1.4890	1.4210	2.8780
Elektroneneinfang $\sigma^C$ ( $10^3$ barn)	0.7611	0.4795	0.5003	0.3154

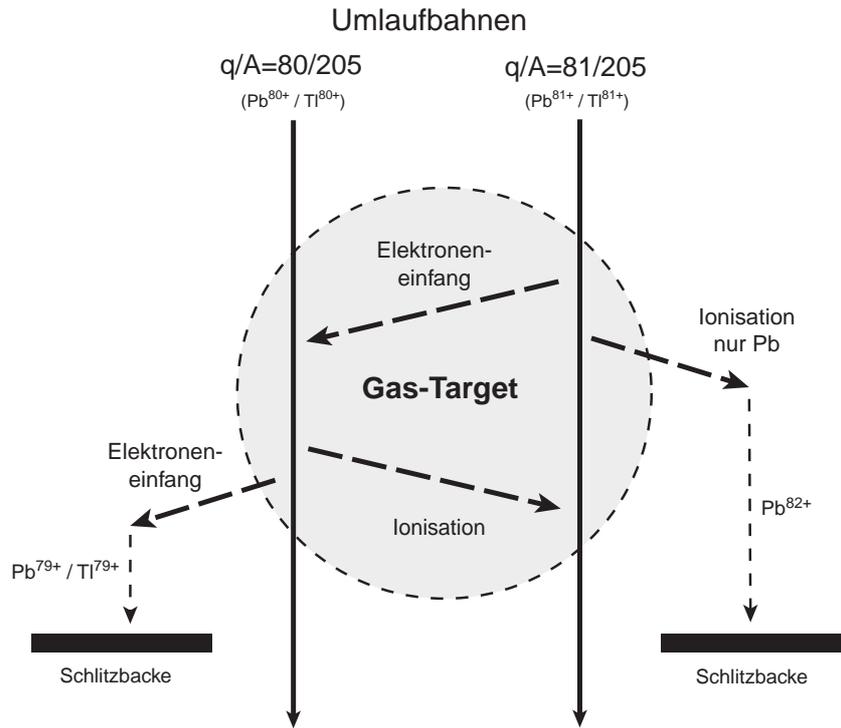
**Tabelle 3.1:** Wirkungsquerschnitte für Umladungsprozesse von Tl und Pb bei einer Teilchenenergie von 400 MeV/u an Argon (berechnet mit *CHARGE*). Alle Angaben in  $10^3$  barn.

werden muß ( $I_{Kühler} = 250$  mA)<sup>15</sup>, um die Aufheizung des Strahls durch Stöße am Gastarget auszugleichen. Die Verluste sind dann nach (3.6) entsprechend groß. Im Vergleich dazu fallen die Verluste, die durch Streuprozesse und Kernreaktionen am Gasstrahl und Restgas des ESR entstehen, relativ gering aus und können in den folgenden Ratengleichungen vernachlässigt werden:

$$\dot{N}_{Tl^{81}}(t) = -N_{Tl^{81}}(t) \cdot \{ \lambda_{Tl^{81}}^C + \lambda_{Tl^{81}}^{REC} \} \quad (3.11)$$

$$\dot{N}_{Pb^{81}}(t) = -N_{Pb^{81}}(t) \cdot \{ \lambda_{Pb^{81}}^C + \lambda_{Pb^{81}}^I + \lambda_{Pb^{81}}^{REC} \} . \quad (3.12)$$

$\lambda^I$  und  $\lambda^C$  sind die Verlustraten für Ionisation (I) bzw. Elektroneneinfang (EC).



**Abbildung 3.4:** Überblick über die möglichen Umladungsprozesse am Gastarget während der Reinigungsphase.

<sup>15</sup>Im normalen Speicherbetrieb reicht ein Kühlerstrom von  $I_{Kühler} \approx 20$  mA aus, um die Ionen auf einer stabilen Bahn zu halten.

Sie ergeben sich aus den entsprechenden Wirkungsquerschnitten  $\sigma$ , der Dicke des Targets  $d$  (in  $\frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ ; Argon:  $d_{Ar} = 6.4 \cdot 10^{12} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ , siehe oben) und der Umlauffrequenz  $\nu_u$  der Teilchen ( $\nu_u = 1.976 \text{ MHz}$  bei  $400 \text{ MeV}/u$ ) zu

$$\lambda = \sigma \cdot d \cdot \nu_u . \quad (3.13)$$

Die Verlustrate durch den Elektronenkühler ergibt sich aus (3.6). Für H- oder

		$^{205}\text{Tl}^{81+}$	$^{205}\text{Tl}^{80+}$	$^{205}\text{Pb}^{81+}$	$^{205}\text{Pb}^{80+}$
Ionisation	$\lambda^I (10^{-3} \text{ s}^{-1})$	—	18.84	17.98	36.41
Elektroneneinfang	$\lambda^C (10^{-3} \text{ s}^{-1})$	9.63	6.07	6.33	4.00
Elektronenkühler	$\lambda^{REC} (10^{-3} \text{ s}^{-1})$	0.59	0.58	0.59	0.58

**Tabelle 3.2:** Verlustraten von Tl und Pb am Gastarget (Argon) und Elektronenkühler während der Reinigungsphase. Berechnet für das Gastarget nach (3.13) und den Wirkungsquerschnitten aus Tabelle 3.1. Für den Elektronenkühler bei  $I_{Kühler} = 250 \text{ mA}$  nach (3.6).

He-ähnliche Ionen berücksichtigt man die Abschirmung der Kernladung durch die Hüllenelektronen, indem man  $Z$  in (3.6) durch eine effektive Kernladungszahl  $Z_{eff}$  ersetzt. Diese beträgt  $Z_{eff} = Z - 1$  für ein bzw.  $Z_{eff} = Z - 1.7$  für zwei Hüllenelektronen. Die Lösung von (3.12) und (3.11) erhält man durch einfache Integration.

$$N_{Tl^{81}}(t) = N_{Tl}(0) \cdot e^{-(\lambda_{Tl^{81}}^C + \lambda_{Tl^{81}}^{REC}) \cdot t} \quad (3.14)$$

$$N_{Pb^{81}}(t) = N_{Pb}(0) \cdot e^{-(\lambda_{Pb^{81}}^I + \lambda_{Pb^{81}}^C + \lambda_{Pb^{81}}^{REC}) \cdot t} \quad (3.15)$$

Mit den am Anfang dieses Abschnittes angegebenen Werten für die Anzahl der Tl- und Pb-Ionen zu Beginn der Reinigungsphase ( $N_{Tl}(0)$  bzw.  $N_{Pb}(0)$ ) und den Werten aus Tabelle 3.2 berechnet sich die Reinigungszeit für eine Reduktion der Pb-Ionen um einen Faktor  $10^4$  zu  $T_{Rein} = 370 \text{ s}$ . Der Verlust an Tl-Ionen  $\Delta N_{Tl}$  beträgt dann

$$\Delta N_{Tl} \approx 9.8 \cdot 10^5 \quad \sim 98 \%. \quad (3.16)$$

Diese recht hohen Verluste können verringert werden, indem man die Position der Schlitzbacken so wählt, daß der Orbit der  $Tl^{80+}/Pb^{80+}$ -Ionen nicht vernichtet wird, sondern im Ring als zweiter Strahl umlaufen kann<sup>16</sup>. Dadurch haben diese die Möglichkeit, durch Ionisation wieder auf die Sollbahn zu gelangen. Einen Überblick über die möglichen Umladungsprozesse ist in Abbildung 3.4 gegeben. Obige Ratengleichungen (3.12) und (3.11) sind entsprechend zu erweitern:

$$\dot{N}_{Tl^{81}}(t) = -N_{Tl^{81}}(t) \cdot \{ \lambda_{Tl^{81}}^C + \lambda_{Tl^{81}}^{REC} \} + N_{Tl^{80}}(t) \cdot \lambda_{Tl^{80}}^I \quad (3.17)$$

$$\dot{N}_{Tl^{80}}(t) = -N_{Tl^{80}}(t) \cdot \{ \lambda_{Tl^{80}}^C + \lambda_{Tl^{80}}^I + \lambda_{Tl^{80}}^{REC} \} + N_{Tl^{81}}(t) \cdot \lambda_{Tl^{81}}^C \quad (3.18)$$

$$\dot{N}_{Pb^{81}}(t) = -N_{Pb^{81}}(t) \cdot \{ \lambda_{Pb^{81}}^C + \lambda_{Pb^{81}}^I + \lambda_{Pb^{81}}^{REC} \} + N_{Pb^{80}}(t) \cdot \lambda_{Pb^{80}}^I \quad (3.19)$$

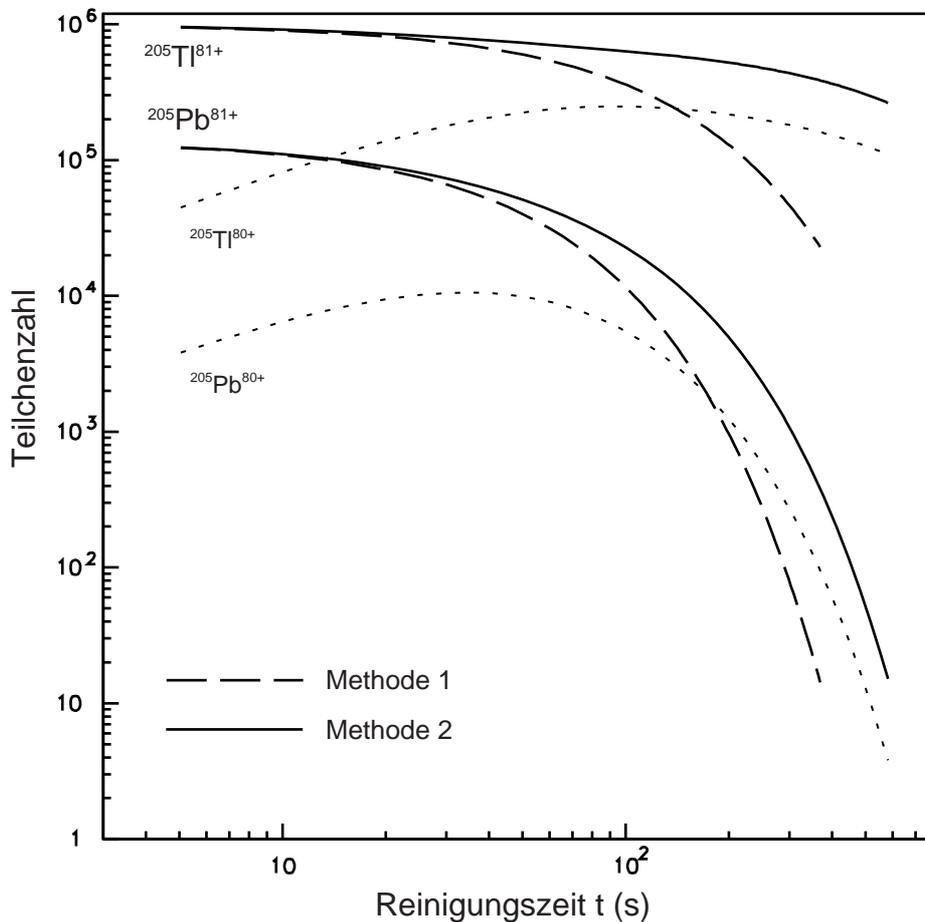
$$\dot{N}_{Pb^{80}}(t) = -N_{Pb^{80}}(t) \cdot \{ \lambda_{Pb^{80}}^C + \lambda_{Pb^{80}}^I + \lambda_{Pb^{80}}^{REC} \} + N_{Pb^{81}}(t) \cdot \lambda_{Pb^{81}}^C \quad (3.20)$$

<sup>16</sup>Dieser wird dann erst am Ende der Reinigungsphase vernichtet.

Eine Lösung ist nun nicht mehr so einfach. In Abbildung 3.5 ist der zeitliche Verlauf von  $N_{Tl81}(t)$  und  $N_{Tl80}(t)$ , wie ihn eine numerische Lösung liefert, dargestellt (durchgezogene Linien). Man erkennt den deutlich langsameren Abfall der Anzahl der Tl-Kerne im Vergleich zum Verlauf bei der ersten Methode (gestrichelte Linie). Am Ende der Reinigungsphase beträgt deren Verlust jetzt nur noch

$$\Delta N_{Tl} \approx 7.4 \cdot 10^5 \quad \sim 74 \% . \quad (3.21)$$

Die Reinigungszeit steigt um  $\approx 57\%$  auf  $T_{Rein} = 580$  s. Dieser Zeitunterschied rechtfertigt, daß in obigen Gleichungen die relativ hohe Verlustrate am Elektronenkühler berücksichtigt wurde, um einen realistischen Vergleich zwischen den beiden Methoden zu erhalten.



**Abbildung 3.5:** Zeitliche Entwicklung der Anzahl der im Ring gespeicherten  $^{205}\text{Pb}^{81+}$ - und  $^{205}\text{Tl}^{81+}$ -Ionen während der Reinigungsphase nach Methode 1 (nur ein Orbit zugelassen, gestrichelte Linie) und Methode 2 (zwei Orbits zugelassen, durchgezogene Linie; ebenfalls eingezeichnet die Anzahl der  $^{205}\text{Pb}^{80+}$ - und  $^{205}\text{Tl}^{80+}$ -Ionen auf der Nebenbahn mit  $q/A = 80/205$ , gepunktete Linie).

### 3.2.3 Brutphase

Nachdem der ESR gefüllt und der Tl-Strahl gereinigt worden ist, kann nun das eigentliche Experiment beginnen. Bei der angenommenen Halbwertszeit von 121 Tagen ist eine Speicherzeit von mehreren Stunden nötig, um eine statistisch ausreichende Anzahl an  $^{205}\text{Pb}$ -Tochterkernen zu erbrüten. Sie ergibt sich, wie in Abschnitt 3.2.2, aus entsprechende Ratengleichungen. Die Verluste, die während dieser Zeit entstehen, resultieren aus den schon bekannten Verlusten am Elektrokühler ( $\lambda^{REC}$ ) und am Restgas des ESR ( $\lambda^{RG}$ )

$$\dot{N}_{Tl^{81}}(t) = -N_{Tl^{81}}(t) \cdot \{\lambda_{Tl}^{REC} + \lambda^{RG} + \lambda_{\beta_b}\} = -N_{Tl^{81}}(t) \cdot \lambda_{Tl}^{tot} \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned} \dot{N}_{Pb^{81}}(t) &= -N_{Pb^{81}}(t) \cdot \{\lambda_{Pb}^{REC} + \lambda^{RG}\} + N_{Tl^{81}}(t) \cdot \lambda_{\beta_b} \\ &= -N_{Pb^{81}}(t) \cdot \lambda_{Pb}^{tot} + N_{Tl^{81}}(t) \cdot \lambda_{\beta_b} . \end{aligned} \quad (3.23)$$

Gleichung (3.22) läßt sich mit der Randbedingung  $N_{Tl^{81}}(0) = \text{Anzahl Tl-Kerne nach der Reinigung}$  einfach integrieren und man erhält

$$N_{Tl^{81}}(t) = N_{Tl^{81}}(0) \cdot e^{-\lambda_{Tl}^{tot} \cdot t} . \quad (3.24)$$

Die Lösung für Gleichung (3.23) kann mit der Methode der Variation der Konstanten gefunden werden[Bro91]. Unter Berücksichtigung der Randbedingung  $N_{Pb^{81}}(t) = \text{Anzahl Pb-Ionen nach der Brutphase}$  ergibt sich:

$$\begin{aligned} N_{Pb^{81}}(t) &= \left\{ N_{Pb^{81}}(0) - \frac{N_{Tl^{81}}(0) \cdot \lambda_{\beta_b}}{\Delta\lambda} \right\} \cdot e^{-\lambda_{Pb}^{tot} \cdot t} + \\ &\quad + \frac{N_{Tl^{81}}(0) \cdot \lambda_{\beta_b}}{\Delta\lambda} \cdot e^{-\lambda_{Tl}^{tot} \cdot t} \\ &= N_{Pb^{81}}(0) \cdot e^{-\lambda_{Pb}^{tot} \cdot t} + \\ &\quad + N_{Tl^{81}}(0) \cdot \frac{\lambda_{\beta_b}}{\Delta\lambda} \cdot e^{-\lambda_{Tl}^{tot} \cdot t} \cdot [1 - e^{-\Delta\lambda \cdot t}] \end{aligned} \quad (3.25)$$

mit  $\Delta\lambda = \lambda_{Pb}^{tot} - \lambda_{Tl}^{tot} \neq 0$ .

Da das Gastarget während der Brutphase deaktiviert ist, ist ein Kühlerstrom von  $I_{Kühler} = 20 \text{ mA}$  ausreichend, um die Teilchen über mehrere Stunden speichern zu können. Die Verlustrate reduziert sich dabei gemäß (3.6) auf 8 % im Vergleich zur Füll- und Reinigungsphase. Vernachlässigt man die Verluste am Restgas<sup>17</sup>, und setzt  $\lambda_{Pb}^{REC} \approx \lambda_{Tl}^{REC}$  so gilt  $\Delta\lambda = -\lambda_{\beta_b}$ . Mit  $N_{Tl^{81}}(0) = 2.6 \cdot 10^5$  und  $N_{Pb^{81}}(0) = 10$  aus Abschnitt 3.2.2 beträgt die Anzahl der Pb-Ionen nach einer Speicherzeit von 4 Stunden

$$N_{Pb^{81}}(t = 4 \text{ h}) \approx 100 \text{ Ionen} . \quad (3.26)$$

### 3.2.4 Auslese

Am Ende der Speicherzeit erfolgt die Messung der Anzahl der erbrüteten Pb-Ionen. Da sie dieselbe Umlaufbahn wie die Tl-Kerne haben, müssen sie zuerst

<sup>17</sup>Diese liegen in der Größenordnung von  $\lambda^{RG} \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ [Jun93].

von diesen separiert werden, um sie dann mit einem Detektor nachweisen und zählen zu können. Wie in Kapitel 2 beschrieben, geschieht dies durch Ionisation der H-ähnlichen Pb-Ionen am Gastarget, wodurch sie im anschließenden Dipolmagneten auf eine weiter innen liegende Bahn gelenkt werden. Die Stärke der Ablenkung wird durch die Dispersion des Dipolmagneten bestimmt, siehe (3.6). Bei der Änderung der magnetischen Steifigkeit der Pb-Ionen von

$$\frac{\Delta(B\rho)}{B\rho} = \frac{\frac{1}{q_{Pb^{81+}}} - \frac{1}{q_{Pb^{82+}}}}{\frac{1}{q_{Pb^{81+}}}} = 1.22\% \quad (3.27)$$

beträgt der Abstand zwischen den beiden Bahnen  $73.2\text{ mm}$ . Mit einem entsprechend weit in den Ring eingefahrenen Teilchendetektor hinter dem Dipolmagneten nach dem Gastarget (Position C in Abbildung 3.2) können die nun separierten Pb-Kerne gezählt werden.

Es stellt sich nun die Frage nach der (totalen) Effizienz  $\eta^{tot}$  dieser Meßmethode, also wieviele der im ESR erzeugten Pb-Ionen tatsächlich nachgewiesen werden können. Sie setzt sich dabei aus zwei Anteilen zusammen, der Effizienz  $\eta^I$ , mit der die Pb-Ionen am Gastarget ionisiert werden und der Effizienz  $\eta^{det}$ , mit der sie im Detektor nachgewiesen werden können

$$\eta^{tot} = \eta^I \cdot \eta^{det} \quad . \quad (3.28)$$

Auf die Detektoreffizienz  $\eta^{det}$  wird Abschnitt 4.3 eingegangen. Hier soll nur  $\eta^I$  betrachtet werden, die folgenden Berechnungen erfolgen dabei analog zu denen in Abschnitt 3.2.2 und 3.2.3.

Die Anzahl der pro Zeiteinheit  $dt$  am Gastarget ionisierten Pb-Ionen ergibt sich aus der Verlustrate  $\lambda_{Pb^{81}}^I$  zu

$$dN_I = \lambda_{Pb^{81}}^I \cdot N_{Pb}(t) \cdot dt = \lambda_{Pb^{81}}^I \cdot N_{Pb}(0) \cdot e^{-\lambda^{tot} \cdot t} \cdot dt \quad . \quad (3.29)$$

$\lambda^{tot}$  beinhaltet hierbei sämtliche Verluste, die der Pb-Strahl während der Meßphase erleidet, also alle Verlustprozesse am Gastarget (inklusive Ionisation), am Restgas und am Elektronenkühler<sup>18</sup>.  $N_{Pb}(0)$  ist die Anzahl der am Beginn der Messung im ESR befindlichen Pb-Ionen. Integration von (3.29) über die Meßdauer  $T$  und Division mit  $N_{Pb}(0)$  liefert die gesuchte Effizienz

$$\eta^I(T) = \frac{N_I(T)}{N_{Pb}(0)} = \frac{\lambda_{Pb^{81}}^I}{\lambda^{tot}} \cdot \left[ 1 - e^{-\lambda^{tot} \cdot T} \right] \quad . \quad (3.30)$$

Das Ergebnis ist leicht verständlich. Der hintere Term beschreibt die in der Zeit  $T$  auftretenden Gesamtverluste des Pb-Strahls, der Quotient davor den Anteil, der durch Ionisation am Gastarget entsteht. Es handelt sich hier also im Gegensatz zu  $\eta_{det}$  um eine von der Meßdauer  $T$  zeitabhängige Effektivität. Mit den Verlustraten

<sup>18</sup>Dieser muß wie in der Reinigungsphase wegen des Gastargets wieder mit einem hohen Kühlerstrom von  $I_{Kühler} = 250\text{ mA}$  betrieben werden.

aus Tabelle 3.2 und  $T = 4 \text{ min}$  ergibt sich eine geschätzte Ionisationseffizienz von  $\eta^I = 72.0 \%$ .

Ein wichtiger Aspekt bei der Messung der Anzahl der Pb-Ionen besteht in Untergrundereignissen aus am Gastarget oder Restgas gestreuten Tl-Ionen oder dort entstandenen Kernreaktionsprodukten, die ebenfalls in den Detektor gelangen können<sup>19</sup>. Wegen der zu erwartenden geringen Zählrate an Pb-Kernen sollte das verwendete Detektorsystem daher eine hohe Untergrunddiskriminierung ermöglichen.

Die Pb-Kerne erfahren nach einem Ionisationsprozeß nur eine durch die Dispersion des Dipolmagneten wohldefinierte Ablenkung in X-Richtung aus ihrer ursprünglichen Bahn heraus, ihre Y-Position bleibt nahezu unverändert. Sie werden somit in der Detektorebene auf einen Bereich in der Größenordnung der Strahlfleckbreite abgebildet. Im Gegensatz dazu findet man die gestreuten Ionen über die gesamte Detektorebene verteilt. Durch eine Messung der Ortsspektren in X- und Y-Richtung des Eintreffpunktes der Teilchen in die Detektorebene kann so ein großer Teil der Untergrundereignisse identifiziert werden. In Abbildung 3.6 ist ein solches Ortsspektrum in X-Richtung dargestellt. Er stammt aus dem ebenfalls am ESR durchgeführten Experiment zur Messung des gebundenen Betazerfalls von  $^{187}\text{Re}^{75+}$  zu  $^{187}\text{Os}^{75+}$  [Wef96] und wurde mittels eines Mikrostreifenzählers aufgenommen. Schön zu erkennen ist die gaußförmige Verteilung des Strahlprofils der Os-Kerne mit einer Halbwertsbreite von etwa  $3 \text{ mm}$ . Der eingezeichnete Verlauf des Untergrundes aus Streu- und Kernreaktionsprozessen wurde mittels geeigneter Fit-Routinen ermittelt. Aus der Abbildung wird aber auch deutlich, daß die Ortsspektren alleine zu einer fast vollständigen Untergrunddiskriminierung nicht ausreichen. Wenn man aber zusätzlich die Teilchen durch Messung der Kernladungszahl  $Z$  eindeutig identifiziert, ist es möglich, eine sehr hohe Untergrunddiskriminierung zu erreichen.

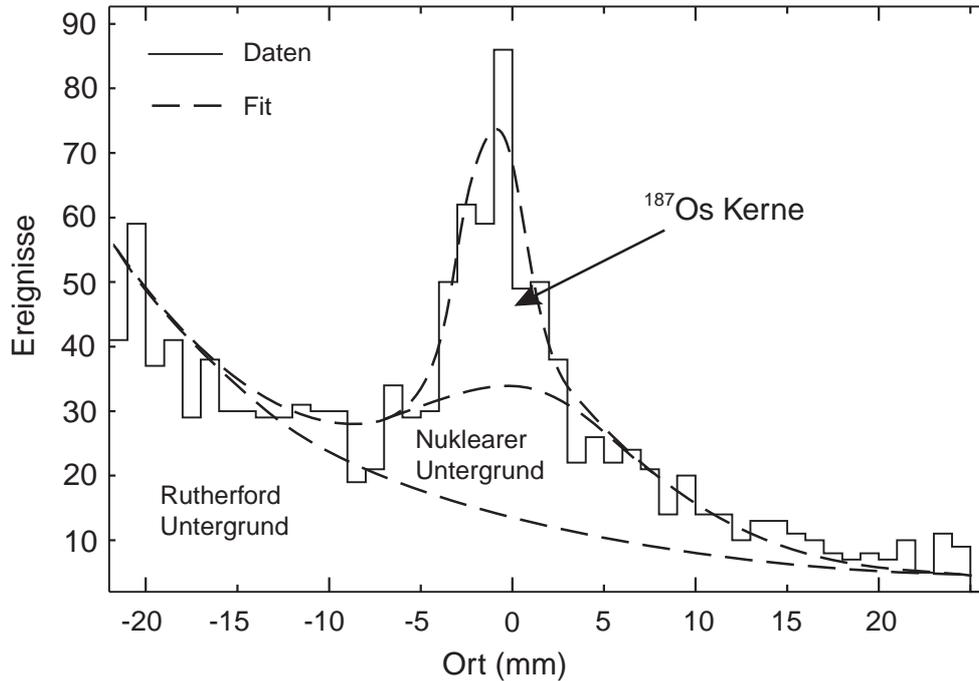
Aus den oben aufgeführten Aspekten ergeben sich die Anforderungen an das Detektorteleskop, das bei dem Experiment zum Einsatz kommen soll. Sie bestehen in einer Ortauflösung über die gesamte Detektorebene (also X und Y) und einer Identifikation der Teilchen nach ihrer Kernladungszahl  $Z$  und eventuell ihrer Masse  $A$ .

### 3.3 Bestimmung der Zerfallskonstante $\lambda_b$

In diesem Abschnitt wird beschrieben, wie aus der gemessenen Anzahl an Pb-Ionen die gesuchte Zerfallskonstante  $\lambda_{\beta_b}$  des gebundenen Beta-Zerfalls von  $^{205}\text{Tl}^{81+}$  bestimmt werden kann und welche weiteren Parameter dabei noch berücksichtigt werden müssen. Die Grundlage bildet dabei Gleichung (3.25). Aufgelöst nach  $\lambda_{\beta_b}$

---

<sup>19</sup>Da die Anzahl der Pb-Ionen im Verhältnis zu den Tl-Ionen sehr gering ist, werden die folgenden Betrachtungen nur für die Tl-Kerne durchgeführt.



**Abbildung 3.6:** Ortsspektrum aufgenommen mit einem Mikrostreifen­zähler beim Experiment zur Untersuchung des gebundenen Beta-Zerfalls von  $^{187}\text{Re}^{75+}$ .

lautet sie

$$\lambda_{\beta_b} = \frac{N_{Pb^{81}}(t) - N_{Pb^{81}}(0) \cdot e^{-\lambda_{Pb}^{tot} \cdot t}}{N_{Tl^{81}}(t) \cdot e^{-\lambda_{Tl}^{tot} \cdot t}} \cdot K \quad (3.31)$$

$$N_{Tl^{81}}(t) = N_{Tl^{81}}(0) e^{-\lambda_{Tl}^{tot} \cdot t}$$

$$K = \frac{\Delta\lambda}{1 - e^{-\lambda_{Tl}^{tot} \cdot t}}$$

Dabei muß beachtet werden, daß auf der rechten Seite in  $N_{Tl^{81}}(t)$  die Zerfallskonstante  $\lambda_{\beta_b}$  in  $\lambda_{Tl}^{tot}$  mit enthalten ist, d.h.  $\lambda_{\beta_b}$  ergibt sich durch Iteration von (3.31).

Um im realen Experiment  $\lambda_{\beta_b}$  messen zu können, müssen sämtliche Parameter, die in (3.31) auftauchen und in den vorherigen Abschnitten nur abgeschätzt wurden, experimentell bestimmt werden. Im einzelnen sind dies

1. die Anzahl der zu Beginn der Brutphase im Ring gespeicherten Tl- und Pb-Ionen. Sie ergibt sich aus Anzahl  $N_{Teilchen}$  aller im Ring gespeicherten Teilchen und dem Verhältnis zwischen Tl- zu Pb-Ionen nach der Reinigungsphase. Aus dem vom Stromtransformator des ESR gelieferten Ionenstrom  $I_{ion}$  erhält man

$$N_{Teilchen} = \frac{I_{ion}}{q \cdot \nu_u} \quad (3.32)$$

Das Verhältnis Tl/Pb zu bestimmen ist komplizierter, da es nicht nur von der Qualität der Strahlreinigung, sondern auch von der Separation im FRS abhängig ist. Wie es sich für verschiedene Reinigungszeiten und FRS Einstellungen ergibt, muß in mehreren Eichmessungen genauer untersucht werden.

2. Die Verlustfaktoren  $\lambda_{Pb}^{tot}$  und  $\lambda_{Tl}^{tot}$  der Pb- bzw. Tl-Ionen während der Brutphase. Dazu führt man Eichmessungen durch, bei denen der Speicherring mit der jeweiligen Ionensorte gefüllt<sup>20</sup> und unter den Bedingungen<sup>21</sup> wie in der Brutphase betrieben wird. Durch Messung der zeitlichen Änderung des Ionenstroms ergibt sich dann die entsprechende Verlustrate.
3. Die Verlustrate  $\lambda_{Pb^{81}}^I$  und  $\lambda_{Pb^{81}}^{tot}$ , um daraus die Ionisationseffektivität  $\eta^I$  (3.30) zu bestimmen. Dazu verfährt man analog zu Punkt 2. Zur Messung von  $\lambda_{Pb^{81}}^I$  plaziert man aber einen zusätzlichen Teilchenzähler hinter dem Dipol nach dem Gastarget (Position C in Abbildung 3.2).

---

<sup>20</sup>Pb kann als Primärstrahl direkt in den ESR injiziert werden.

<sup>21</sup>ohne Gastarget, Strom des Elektronenkühlers auf 20 mA.



# Kapitel 4

## Der Detektor

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem Detektorsystem, welches in dem Experiment zum Einsatz kommen soll und dessen Entwicklung Aufgabe dieser Diplomarbeit war. Zum besseren Verständnis der Funktionsweise des Detektors werden zunächst ein paar Grundlagen erklärt. In Abschnitt 4.2 wird dann der Aufbau eines ersten Prototyps genau beschrieben. Die Modifikationen am ersten Prototypen, die dann zum endgültigen Detektorsystem führten, sind ebenfalls Thema dieses Abschnitts. Die Ergebnisse aus einem Testexperiment zur Überprüfung der Funktionsweise des Detektorsystems werden zum Schluß dieses Kapitels präsentiert.

### 4.1 Grundlagen

#### 4.1.1 Energieverlust in Materie

Der Energieverlust schwerer Ionen beim Durchgang durch einen Absorber erfolgt hauptsächlich durch unelastische Stöße mit den gebundenen Elektronen des Mediums, resultierend in einer Ionisation bzw. Anregung der Atome oder Moleküle. Diesen Prozeß bezeichnet man als *Ionisationsbremsung*. Daneben wird ein weiterer Teil der Energie über elastische Stöße mit den Atomkernen oder ganzen Atomen in Form von Rückstoßenergie auf diese übertragen. Diese Kernprozesse spielen aber erst bei relativ niedrigen Ionenenergien ( $< 1 \text{ MeV/u}$ ) eine Rolle[Mus88].

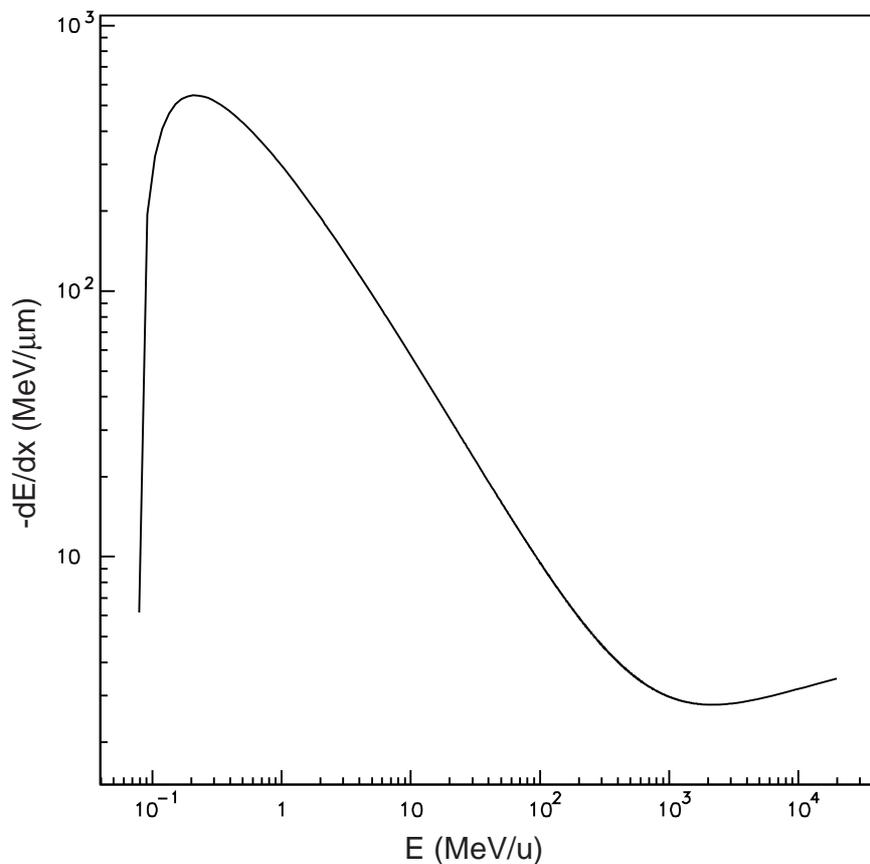
Eine klassische Beschreibung des Energieverlusts durch die Ionisationsbremsung wurde zuerst von N. Bohr durchgeführt. Eine exaktere quantenmechanische Ableitung durch Bethe und Bloch liefert die *Bethe-Bloch* Gleichung[Bet30]:

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dx} &= \frac{e^4 \rho N_A}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \frac{Z_m z_i^2}{A_m \beta^2} \left\{ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{\langle E_b^{(e)} \rangle} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right\} \\ &= C \cdot \frac{z_i^2}{v^2} \cdot f(v) . \end{aligned} \quad (4.1)$$

Hierbei bezeichnet  $Z_m$  die Kernladungszahl,  $A_m$  die Massenzahl,  $\rho$  die Dichte und  $\langle E_b^{(e)} \rangle$  das mittlere Ionisationspotential des Mediums ( $\langle E_b^{(e)} \rangle = 172 \text{ eV}$  für

Si[Rei90]).  $z_i$  und  $\beta = \frac{v_i}{c}$  bezeichnen die Ladung bzw. die Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens.

In Abbildung 4.1 ist der Energieverlust pro Weglänge von Pb-Kernen durch Si gegenüber der Teilchenenergie aufgetragen, wie er sich aus obiger Gleichung ergibt. Bis zu Energien von etwa 2 GeV/u nimmt dieser mit zunehmender Teilchenenergie ab. Dies kann anschaulich damit erklärt werden, daß die Wechselwirkungszeit der Ionen mit den Elektronen und damit der übertragene Impuls infolge steigender Teilchengeschwindigkeit abnimmt. Für sehr schnelle Teilchen (ab 2 GeV/u) nimmt der Energieverlust auf Grund relativistischer Effekte wieder zu.



**Abbildung 4.1:** Energieverlust von Pb-Ionen in Si nach der Bethe-Bloch-Formel (4.1). Aufgetragen ist der Energieverlust  $-dE/dx$  in  $\text{MeV}/\mu\text{m}$  gegen die Teilchenenergie  $E$  in  $\text{MeV}/u$ .

Für Absorber, deren Dicke klein gegen die Reichweite des Teilchens ist, kann in (4.1) die Änderung der Geschwindigkeit  $v$  des Teilchens durch den Abbremsprozeß vernachlässigt werden. Einfache Integration von (4.1) liefert dann für die Energie  $\Delta E$ , die in der Materie deponiert wird

$$\Delta E \propto Z^2 . \quad (4.2)$$

Und für die Auflösung ergibt sich

$$\frac{\delta(\Delta E)}{\Delta E} = 2 \frac{\delta Z}{Z} . \quad (4.3)$$

Will man also zwei benachbarte Kerne mit der selben Geschwindigkeit  $v$  in der Region von  $Z = 81$  auflösen können ( $\delta Z = 1$  (FWHM)), so erfordert dies nach obiger Näherung eine Energieauflösung des Detektors von mindestens  $\frac{\delta(\Delta E)}{\Delta E} \approx 2.47\%$  (FWHM).

Die Auflösung des Detektors wird dabei durch die statistische Natur des Abbremsprozesses limitiert. So ist die deponierte Energie  $\Delta E$  immer mit einer Energieverluststreuung<sup>1</sup>  $\delta(\Delta E)_{str}$  verbunden. Für dünne Absorber kann diese durch die Formel von Bohr beschrieben werden[Ahl80]:

$$\delta(\Delta E)_{str} = K \cdot z_i \cdot \frac{(1 - \frac{1}{2}\beta^2)}{(1 - \beta^2)} . \quad (4.4)$$

Somit ergibt sich für die relative Streuung

$$\frac{\delta(\Delta E)_{str}}{\Delta E} \propto \frac{1}{z_i} \cdot g(v) . \quad (4.5)$$

Einen weiteren Aspekt stellen die Umladungsprozesse durch Ionisation und Elektroneneinfang der Ionen beim Durchgang durch die Materie dar. Je nach Dicke des Absorbers haben sie einen großen Einfluß auf die erreichbare Energieauflösung. Der ständig wechselnde Ladungszustand  $z_i$  des Teilchens kann bei der Berechnung von  $\Delta E$  dadurch berücksichtigt werden, daß man in (4.1)  $z_i$  durch eine effektive Ladungszahl  $Z_{eff}$  ersetzt. Diese ergibt sich aus einer entsprechenden Mittelung über die Ladungszustände, die während des Abbremsprozesses eingenommen werden. Die Verteilung der effektiven Ladungszahl  $Z_{eff}$  und damit verbunden die des Energieverlustes  $\delta(\Delta E)$  wird dabei um so schärfer, je höher die Statistik der Umladungsprozesse ist.

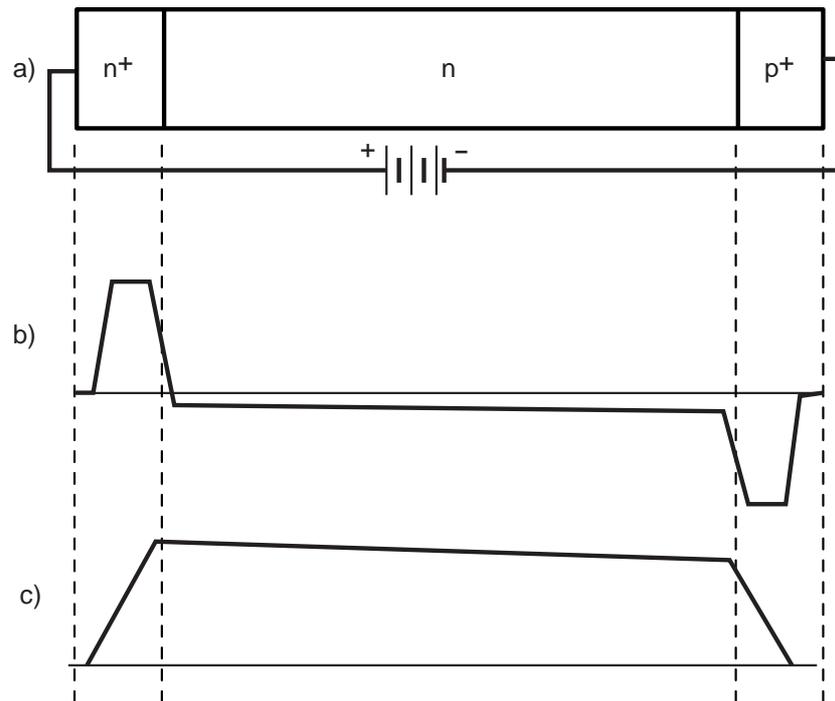
### 4.1.2 Halbleiter-Detektoren

Ein Halbleiter-Detektor besteht im Prinzip aus einer einfache Diode, deren pn-Übergang in Sperrrichtung betrieben wird, d.h. an die p-Seite wird ein zur n-Seite negatives Potential angelegt. Es fließt nur ein geringer Sperrstrom. Wenn nun ein Teilchen auf den Detektor trifft, so bilden sich entlang seines Weges durch das Detektorvolumen auf Grund von Ionisation Elektron-Loch-Paare aus. Bevor diese rekombinieren können, werden sie durch die große Feldstärke in der an freien Ladungsträgern verarmten Raumladungszone getrennt. Ein an der Vorder- oder Rückseite angeschlossener ladungsempfindlicher Vorverstärker generiert dann ein zur erzeugten Ladung proportionales Signal. Die Raumladungszone stellt also das

---

<sup>1</sup>energystraggling





**Abbildung 4.3:** Eigenschaften von Si-PIN-Dioden. a) Schematischer Aufbau, b) Dotierungsprofil, c) Elektrische Feldstärke.

1. Die mittlere Anzahl  $N_{el}$  der erzeugten Elektron-Loch-Paare ist statistischen Schwankungen unterworfen. Diese werden durch den von der Teilchensorte relativ unabhängigen Fano-Faktor  $F$  [Fan47] ( $F_{Si} \approx 0.1$  in Silizium) beschrieben. Bei einem Energieverlust von  $\Delta E_{ion}$  des Teilchens im Detektor beträgt das Schwankungsquadrat

$$\sigma_{N_{el}}^2 = F \cdot N_{el} = F \cdot \frac{\Delta E}{w} \quad . \quad (4.6)$$

$w$  steht hierbei für die mittlere Energie zur Bildung eines Elektron-Loch-Paares ( $w=3.66$  eV in Si). Für die relative Energieauflösung auf Grund der Ladungsträgerstatistik ergibt sich somit

$$\frac{\delta(\Delta E)_{Fano}}{\Delta E} = 2.35 \cdot \frac{\sqrt{\sigma_{N_{el}}^2}}{\Delta E} \propto \frac{1}{\sqrt{\Delta E}} \quad (\text{FWHM}) \quad . \quad (4.7)$$

2. Inhomogenitäten der Raumladungszone verursachen ein ortsabhängiges Energieverlustsignal. Die resultierende Breite  $\delta(\Delta E)_{Inhomo}$  ist von der jeweils verwendeten HL-Diode abhängig und muß experimentell bestimmt werden.

Zum Schluß dieses Abschnitts soll noch auf einen weiteren, oft verwendeten Typ von HL-Diode eingegangen werden, die Streifen-zähler. Mit ihnen kann

der Einfallort eines Teilchens in der Diodenebene bestimmt werden. Im Prinzip unterscheiden sie sich vom Aufbau her nicht von den oben beschriebenen Si-PIN-Dioden. Der Unterschied besteht in der Beschichtung der Oberfläche, die nicht homogen, sondern in mehrere horizontale oder vertikale Streifen unterteilt ist. Die in der Raumladungszone entlang des Teilchenweges erzeugten Ladungsträger wandern dann entlang der aus der Strukturierung der Oberfläche resultierenden elektrischen Feldlinien zum nächstgelegenen Streifen. Ist man nur an einer reinen Ortsinformation interessiert, so reicht es aus, die einzelnen Streifen mittels einer Widerstandskette auszulesen<sup>3</sup>. Dabei sind die Verbindungspunkte der Widerstände jeweils mit einem Streifen elektrisch verbunden. Die beiden Enden der Widerstandskette werden mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern ausgelesen. Durch die Verknüpfung der Pulshöhen  $P1$  und  $P2$  erhält man dann die Ortsinformation gemäß

$$ORT \propto \frac{P1 - P2}{P1 + P2}. \quad (4.8)$$

## 4.2 Aufbau

In Abschnitt 3.2.4 wurden die Anforderungen an das Detektorsystem, das bei dem Experiment zum Einsatz kommen soll, formuliert. Zur Reduktion des Untergrundes wurde eine Ortsmessung und Identifikation der Teilchen in Bezug auf ihre Kernladungszahl  $Z$  und eventuell ihrer Masse  $A$  gefordert. Das Hauptproblem bei der Realisierung dieser Forderungen liegt darin, mit den durch die Detektortasche vorgegebenen räumlichen Randbedingungen von nur  $37 \times 57$  mm (Höhe  $\times$  Breite) eine Auflösung benachbarter Kernladungszahlen zu erreichen. Häufig werden hierfür Ionisationskammern verwendet. Um aber mit einer Ionisationskammer die Kernladungszahl benachbarter Kerne auflösen zu können, muß die Dicke des aktiven Zählervolumens ein Vielfaches der Umladungslänge der nachzuweisenden Ionen betragen. Diese liegt im Bereich von ca. 10 cm (für 1 bar Argon/Isobutan-Gemisch[Wef96]). So beträgt z.B. die Dicke einer an der GSI standardmäßig verwendeten Ionisationskammer, der *MUSIC*[Pfu94], 600 mm. Eine Ionisationskammer kommt daher aus den oben erwähnten Platzgründen nicht in Frage. Stattdessen wird der Detektor auf Grund der kurzen Umladungslänge von etwa  $0.1 \text{ mm}^4$  aus Si-Dioden aufgebaut, von denen sich mehrere äußerst kompakt in der engen Tasche unterbringen lassen. Die  $Z$  Identifikation ergibt sich aus der Messung des Energieverlustes, den die Teilchen beim Durchgang durch einen Stapel aus Si-PIN-Dioden erfahren. Die Messung des Eintrittsorts der Teilchen in die Detektorebene erfolgt jeweils mit einem X- und Y-Si-Streifenzähler.

<sup>3</sup>Das starke Rauschen einer Widerstandskette verhindert eine gute Energieauflösung.

<sup>4</sup>Dieser Wert ergibt sich aus den Umladungsquerschnitten (berechnet mit CHARGE, vgl. 3.2.2) für 400 MeV Pb-Ionen in Si.

### 4.2.1 Ein erster Prototyp

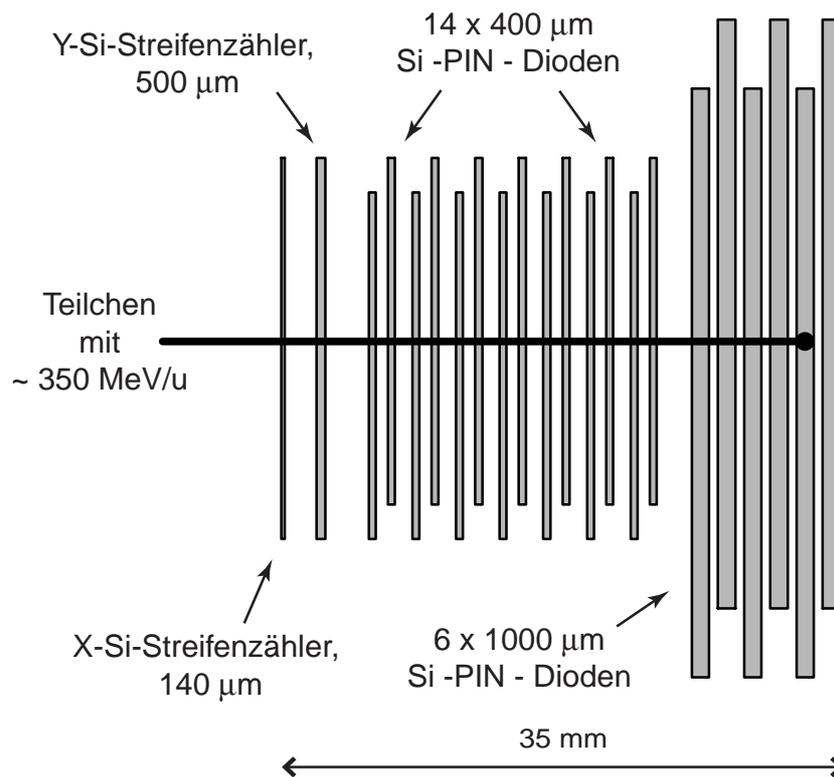
Der erste Prototyp des Detektorteleskops war so ausgelegt, daß er zusätzlich zur Kernladungszahl auch die Masse der Teilchen bestimmen sollte. Hierzu wurde die Dicke des Detektorvolumens so groß gewählt, daß die Teilchen in ihm vollständig gestoppt werden und so ihre gesamte kinetische Energie  $E_{kin}$  gemessen werden kann. Da die Geschwindigkeit des im Ring umlaufenden Strahls und damit die Teilchenenergie  $E_u$  (in Energie/Nukleon) bekannt ist<sup>5</sup>, erhält man die Masse  $A$  der Teilchen aus

$$A = \frac{E_{kin}}{E_u} . \quad (4.9)$$

Für die Auflösung gilt

$$\frac{\delta E_{kin}}{E_{kin}} = \frac{\delta A}{A} . \quad (4.10)$$

Eine Massenauflösung  $\delta A = 1$  (FWHM) im Bereich von  $A = 205$  erfordert somit eine Energieauflösung des Detektors von  $\delta(\Delta E)/\Delta E < 0.49\%$  (FWHM).



**Abbildung 4.4:** Schematische Darstellung der Anordnung der Si-Dioden im ersten Prototyp des Detektorteleskops.

Die Skizze in Abbildung 4.4 zeigt einen Querschnitt durch die Anordnung der Si-Dioden des ersten Prototyps. Die Dicke des Detektorvolumens beträgt

<sup>5</sup>Sie ist durch den Elektronenkühler vorgegeben, siehe Kapitel 3.2.1.

insgesamt 12.24 mm. Sie reicht aus, um Pb-Kerne bis zu einer maximalen Energie von etwa 360 MeV/u zu stoppen. Zuerst treffen die Teilchen auf die beiden Si-Streifenzähler. Dahinter befinden sich zwei Stapel aus insgesamt 20 Si-PIN-Dioden. Der erste besteht aus vierzehn 0.4 mm dicken Dioden von SIEMENS, Typ SFH872/F272. In Tabelle 4.1 sind einige vom Hersteller angegebene technische Daten aufgeführt.

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

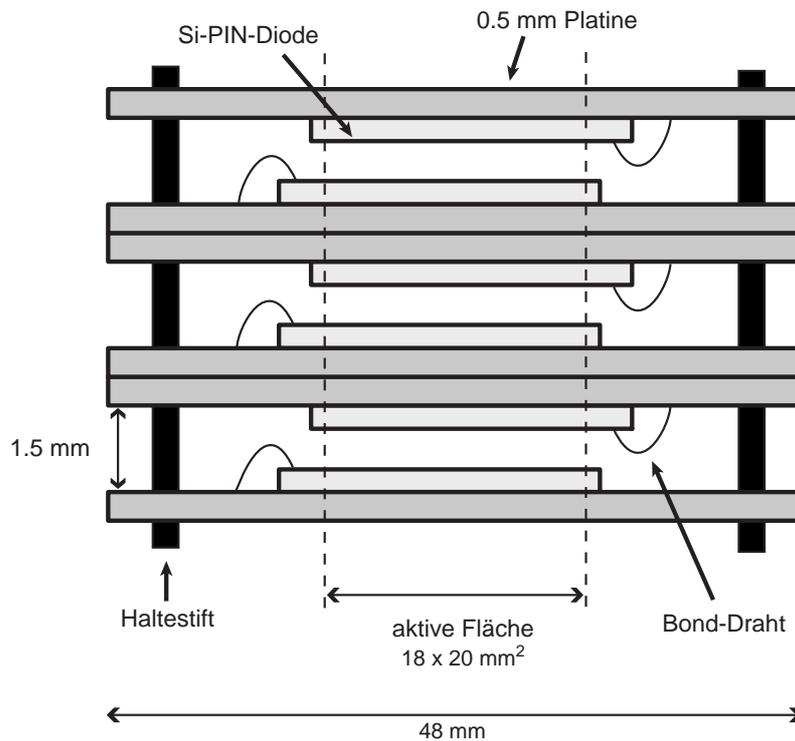
**Tabelle 4.1:** Herstellerangaben zu Siemens Si-PIN-Diode, Typ SFH872/F272

Um die Dioden möglichst dicht stapeln zu können, wurden einzelne Rahmen aus 0.5 mm dickem Platinenmaterial gefertigt. Die Aussparung in der Mitte ist so gewählt, daß sich jeweils eine Diode mit ein wenig Überlapp ( $\approx 0.5 \text{ mm}$ ) an den Rändern auf einen Rahmen kleben läßt. Verwendet wurde hierbei ein spezieller Leitkleber, der die Rückseite (n-Seite) der Diode mit einer den Rand umgebenden Leiterbahn elektrisch verbindet. Die Kontaktierung zwischen Vorderseite der Diode (p-Seite) und einer zweiten Leiterbahn erfolgte mit einem Bonddraht. Die einzelnen Rahmen werden dann, wie in Abbildung 4.5 dargestellt, mit Hilfe von vier Haltestiften, die in einer 1 mm dicken Grundplatte verankert sind, zu einem Stapel zusammengefügt. Die vertikale Versetzung schützt dabei die Bonddrähte vor Kontakt mit der benachbarten Diode. Weiterhin verhindert die alternierende Reihenfolge von Vorder und Rückseite größere Potentialgradienten zwischen den Dioden. Ein gewisser Nachteil dieser kompakten Anordnung der Dioden ergibt sich aus der verringerten aktiven Fläche des Diodenstapels, sie ist aber mit  $18 \times 20 \text{ mm}^2$  (Höhe×Breite), für die Anforderungen dieses Experimentes völlig ausreichend.

Der zweite Stapel besteht aus sechs 1.0 mm dicken Si-PIN-Dioden vom Hersteller MICRON. Ihre Fläche beträgt  $38 \times 54 \text{ mm}^2$  (Höhe×Breite), Vorder- und Rückseite sind jeweils Al bedampft. Zur Befestigung sind sie im Gegensatz zu den 400  $\mu\text{m}$  dicken Dioden *in* die Aussparung einer jeweils 1 mm dicken Halterungsplatine auf Stoß geklebt. Dadurch ergibt sich eine Platzersparnis von 1 mm pro Diode. Die Kontaktierung erfolgt wieder mittels Bonddraht (Vorderseite) und Leitkleber (Rückseite). Die weitere Montage ist äquivalent zu der des ersten Stapels.

	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 4.2:** Angaben zu den verwendeten Streifenzählern.



**Abbildung 4.5:** Seitenansicht auf einen Teil des Diodenstapels. Insgesamt ist er aus 14 Si-PIN-Dioden zusammengesetzt.

Als Halterung für die Si-Streifenzähler dienen wie im Fall der Si-PIN-Dioden entsprechend gefertigte Platinenrahmen. Die wichtigsten Daten zu den verwendeten Streifenzählern sind in Tabelle 4.2 aufgeführt. Die Auslese übernimmt jeweils eine aus  $81 \Omega$  bestehende Widerstandskette (siehe Abschnitt 4.1.2), die aus Platzgründen direkt auf dem Platinenrahmen angebracht ist. Die Kontaktierung der einzelnen Streifen erfolgt mittels Bonddrähten. Um später eine Ortseichung in Bezug auf die Mitte der aktiven Fläche zu ermöglichen, ist an der entsprechenden Position in der Widerstandskette jeweils ein Einkoppelkondensator angeschlossen. Auf diesen kann dann während des Experimentes von außen ein Pulssignal gegeben und so der Nullpunkt bestimmt werden.

Das ganze System ist auf einer Trägerplatte montiert, die in die Detektortasche eingefahren wird. Der Betrieb des Detektors erfolgt im Vakuum, da sich in früheren Experimenten mit Si-Dioden herausgestellt hat, daß die Sperrströme der Dioden in einer Luft oder Spülgasatmosphäre (z.B. Stickstoff) großen Schwankungen unterliegen. Eine genaue Erklärung für dieses Verhalten wurde noch nicht gefunden. Es wird vermutet, daß sich ionisierte Gasteilchen an der Oberfläche der Dioden anlagern und dadurch Kriechströme verursachen [Sch99].

### 4.2.2 Ausleseelektronik

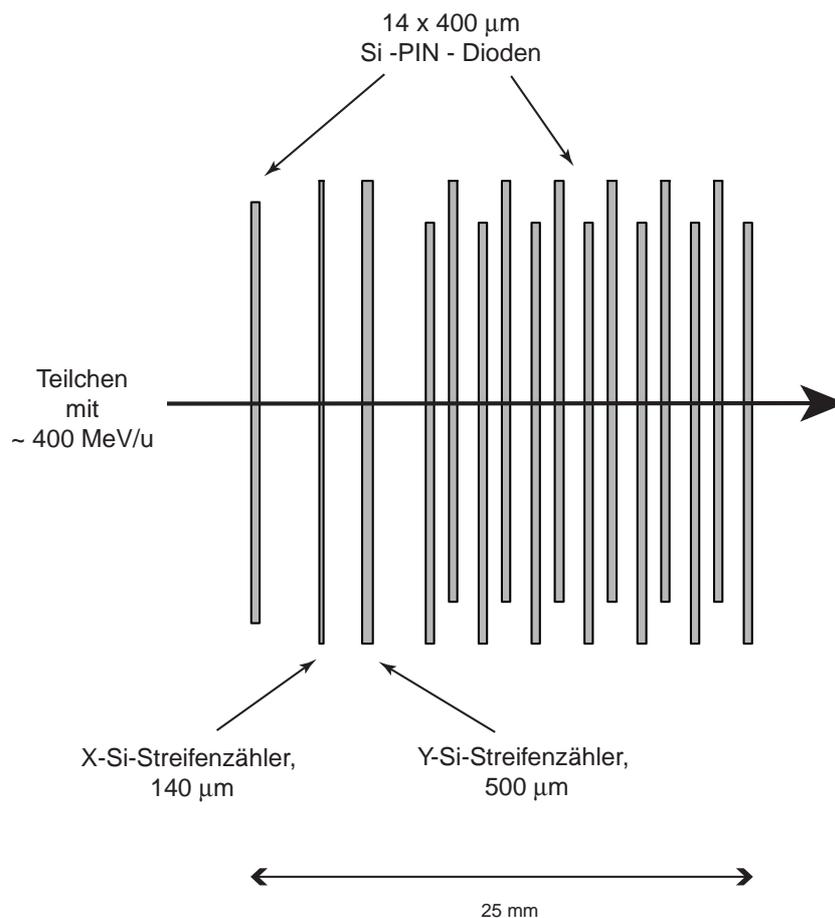
Für die Auslese der Dioden wurde eigens ein ladungsempfindlicher Vorverstärker mit 16 Kanälen entwickelt. Er ist für Signale bis zu einer Energie von 15 GeV ausgelegt. Um elektromagnetische Einstrahlungen in die Signalkabel so gering wie möglich zu halten, ist er direkt an der Detektortasche angebracht. Ausgelesen werden die auf negatives HV-Potential gelegten Vorderseiten (p-Seite) der Dioden. Die Rückseiten sind mit der Masse verbunden. Im ersten Diodenstapel sind die ersten acht Dioden zu vier Zweiergruppen, die restlichen sechs Dioden zu zwei Dreiergruppen zusammengefaßt. Die 1 mm dicken Si-PIN-Dioden sowie die Streifen-zähler (beide Enden der Widerstandskette) werden einzeln ausgelesen. Die weitere Signalverarbeitung erfolgt mit Standartelektronik. Im Fall der Testexperimente bestand diese aus vier „4-Kanal-Endverstärkern“ von EMETRON und zwei „8-Kanal-ADC“ von SILENA.

### 4.2.3 Das endgültige Detektorteleskop

Bei einem ersten Testexperiment mit dem oben beschriebenen Prototypen zeigte sich, daß die erzielte Energieauflösung nicht für eine Massenaufklärung ausreichend ist. Weiterhin war das Auflösungsvermögen der 1 mm dicken Dioden des zweiten Stapels im Vergleich zu den Dioden des ersten Stapels um einen Faktor 2 schlechter. Zudem konnten bei den 1 mm dicken Dioden vereinzelt gravierende Anzeichen von Strahlenschäden beobachtet werden. Es wurde daher beschlossen, in Zukunft auf den zweiten Diodenstapel zu verzichten. Aus Abbildung 4.6 erkennt man die Modifikationen: Der Stapel aus den 1 mm dicken Dioden kommt, wie oben erwähnt, nicht mehr zum Einsatz, d.h. die Teilchen werden im Detektor nicht mehr gestoppt. Es wird nur noch eine Energieverlustmessung mit dem ersten Stapel vorgenommen, die Identifikation beschränkt sich daher auf die  $Z$ -Auflösung. Da die Energieauflösung der Streifen-zähler wesentlich schlechter ist als die der Si-PIN-Dioden, wurde eine Si-PIN-Diode vor die Streifen-zähler gestellt, um die Anzahl der in den Streifen-zählern fragmentierten Teilchen besser bestimmen zu können. Ansonsten ist der Aufbau identisch mit dem des ersten Prototypens. Die freigewordenen sechs Kanäle der 1 mm dicken PIN-Dioden werden auf die restlichen Dioden verteilt. Bis auf die letzten drei Dioden des Stapels, die weiterhin zu einer Gruppe zusammengefaßt sind, wird nun jede Diode einzeln ausgelesen. Dadurch können der Abbremsprozeß und die Fragmentationsprozesse der Teilchen beim Weg durch das Detektorvolumen wesentlich besser nachvollzogen werden. Zusätzlich wurden die Signalkabel durch einzeln geschirmte Kabel ersetzt, wodurch ein leichtes Übersprechen der Kanäle behoben werden konnte.

## 4.3 Testexperiment und Ergebnisse

Die in Abschnitt 4.2.1 und 4.2.3 beschriebenen Detektorsysteme wurden am ESR an  $^{238}\text{U}$ -Kernen mit einer Energie von etwa 297 MeV/u getestet. Testkriterien



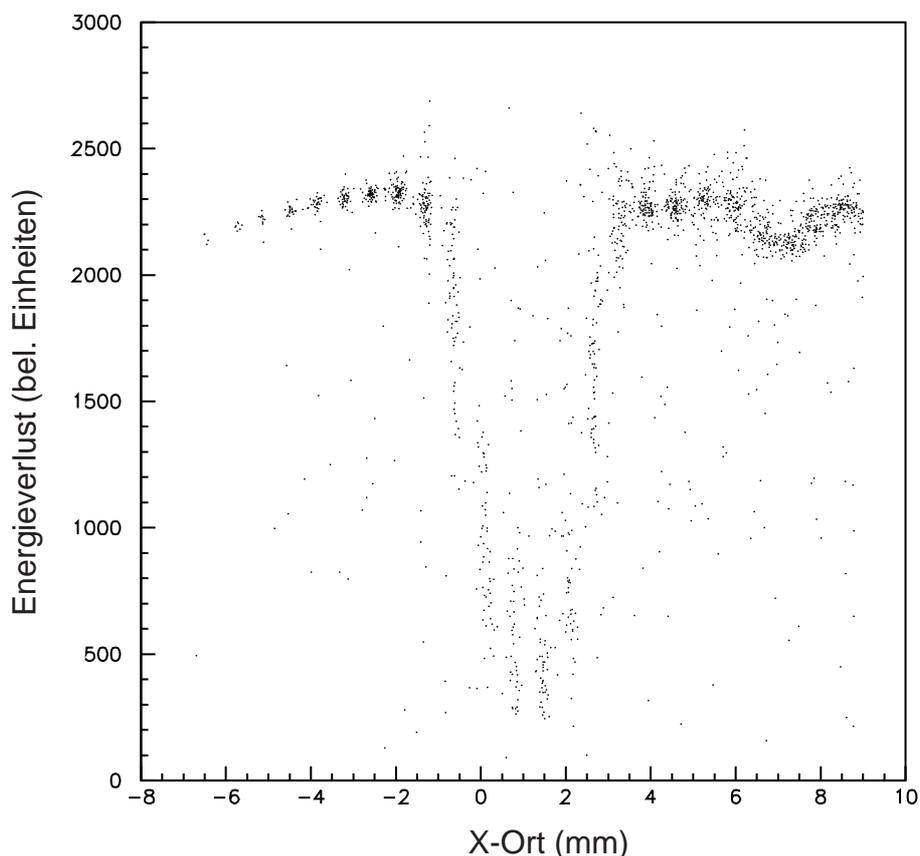
**Abbildung 4.6:** Anordnung der Dioden im endgültigen Detektorteleskop. Die beim ersten Prototypen verwendeten 1 mm dicken Si-PIN-Dioden kommen nicht mehr zum Einsatz.

waren die Orts- und Energieauflösung des Detektors sowie sein Verhalten in Hinblick auf eventuell auftretende Strahlenschäden der Dioden. Während des Testexperimentes befand sich der Detektor in der Tasche nach dem Elektronenkühler (Position E in Abbildung 3.2), so daß er mit einer kontinuierlichen Rate von am Kühler umgeladenen H-ähnlichen  $^{238}\text{U}$  Ionen getroffen wurde. Die im Folgenden präsentierten Ergebnisse resultieren (sofern nicht anders angegeben) aus dem Testexperiment mit dem endgültigen Detektorteleskop.

### 4.3.1 Strahlenschäden

Ein großer Nachteil von Halbleiter-Dioden gegenüber Ionisationskammern, bei denen das Detektorgas fortlaufend erneuert wird, ist ihre Anfälligkeit gegenüber Strahlenschäden. Diese bestehen hauptsächlich in Kristallfehlern des Halbleitersubstrats auf Grund von Versetzungen. Sie entstehen, wenn durch einen Stoß an einem Gitteratom diesem so viel Energie übertragen wird, daß es seinen Gitter-

platz verlassen kann ( $> 50$  eV). Bei einem entsprechend großen Energieübertrag kann das losgelöste Atom dann weitere Gitteratome aus ihrer Position schlagen, es entsteht eine ganze Kaskade von Teilchen, die weitere Gitterfehler verursachen. Zwar bilden sich die meisten Versetzungen (98%)[Lin87] durch thermische Bewegung schon bei Zimmertemperatur wieder zurück, die restlichen thermisch stabilen Störstellen führen aber mit zunehmender Anzahl zu einer wesentlichen Beeinträchtigung in der Funktionsweise der Diode. Zum einen kommt es an den Störstellen zu Ladungsträgerereinfang, resultierend in einem Pulshöhenabfall der Signale und einer Verschlechterung der Auflösung. Zum anderen wirken die Störstellen wie eine zusätzliche Dotierung, d.h. es entstehen Energieniveaus im verbotenen Band, die dann, je nach Lage, wie ein Akzeptor- (p-Typ) oder Donatorniveau (n-Typ) wirken. Bemerkbar macht sich dies durch einen Anstieg im Sperrstrom auf Grund erhöhter thermischer Ladungsträgergeneration in der Bandlücke. Das dadurch erhöhte Rauschen verursacht eine weitere Reduktion im Auflösungsvermögen.



**Abbildung 4.7:** Strahlenschädigung in Form eines Pulshöhendefektes bei einer der 1 mm dicken Si-PIN-Dioden. Aufgetragen ist das Energieverlustsignal gegenüber dem Ortsspektrum in X-Richtung.

Beim Test der  $400\ \mu\text{m}$  dicken Si-PIN-Dioden konnten keine Anzeichen von

Strahlenschäden gefunden werden. Zwar stieg der Sperrstrom nach einer Gesamtdosis von ca.  $6 \cdot 10^6$  Teilchen (erstes und zweites Testexperiment) von anfänglich  $I_{sperr} \approx 20 \text{ nA}$  auf etwa  $I_{sperr} \approx 80 \text{ nA}$  an, dieser Wert liegt aber immer noch im Rahmen der vom Hersteller angegebenen Toleranzgrenze (siehe Tabelle 4.1). Weder Pulshöhendefekte noch eine Verschlechterung in der Auflösung konnten beobachtet werden.

Dagegen konnten bei der Untersuchung der 1 mm dicken Si-PIN-Dioden und den Streifenzählern leichte Anzeichen von Pulshöhendefekten gefunden werden. Eine der 1 mm Dioden war aber ganz besonders stark betroffen, wie aus Abbildung 4.7 zu entnehmen ist. Aufgetragen ist das Energieverlustsignal gegenüber dem Ortspektrum in X-Richtung. An der Stelle, an der die Diode vom Strahl getroffen wurde, sieht man einen gravierenden Abfall in der Pulshöhe. Die Breite entspricht in etwa der der Strahlfleckbreite. Leichte lokale Pulshöhendefekte treten auch bei den beiden Streifenzählern, vor allem bei dem Y-Zähler, auf. Auf die Ortsinformation hat dies aber keine Auswirkung, da hierfür nur das Pulshöhenverhältnis zwischen den beiden Enden der Widerstandskette benötigt wird (siehe Abschnitt 4.1.2). Es muß aber erwähnt werden, daß die Streifenzähler und die 1 mm Si-PIN-Dioden schon früher in verschiedenen Experimenten mit relativistischen Schwerionen zum Einsatz kamen. Eine Rekonstruktion der gesamten Strahlendosis jeder einzelnen Diode war somit nicht möglich. Eine Aussage über die Qualität im Hinblick auf die Strahlenfestigkeit im Vergleich zu den  $400 \mu\text{m}$ , ungebrauchten Dioden ist daher äußerst schwierig.

### 4.3.2 Ortsspektren der Streifenzähler

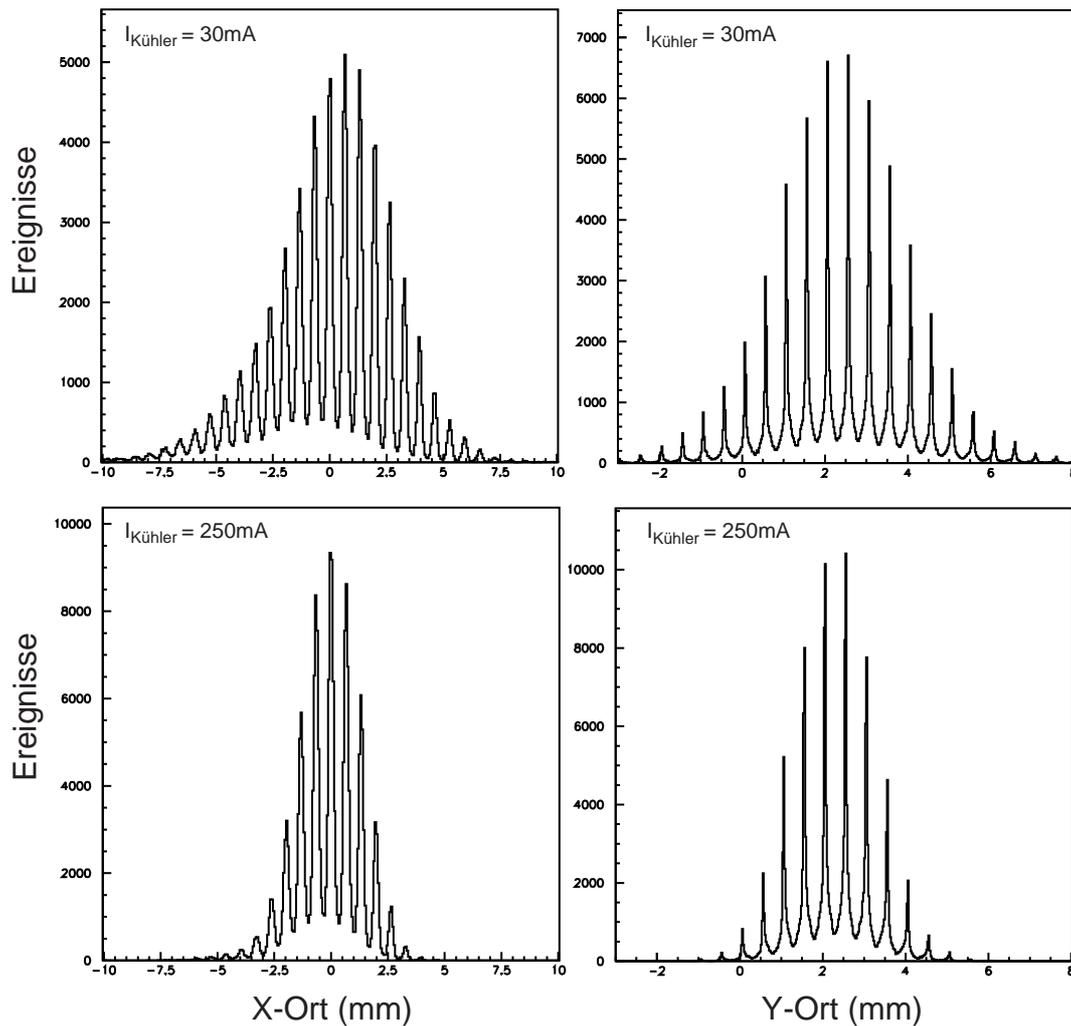
In der oberen Hälfte von Abbildung 4.8 sind die beiden Ortsspektren der Streifenzähler abgebildet, aufgenommen bei einem Kühlerstrom von 30 mA. Deutlich zu erkennen ist das Strahlprofil und die klare Auflösung der einzelnen Streifen der Dioden. Der Test zeigt, daß die Streifenzähler auch für schwere relativistische Ionen problemlos verwendet werden können. Die Ortsauflösung des Detektorteleskops beträgt demnach entsprechend der Anordnung der Streifen auf den Dioden  $\Delta X = 0.65 \text{ mm}$  und  $\Delta Y = 0.5 \text{ mm}$  (vgl. Abschnitt 4.1.2). Die Ortseichung wurde mit Hilfe eines Pulsers, wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben, durchgeführt, der Nullpunkt liegt danach mittig auf der aktiven Fläche. Zum Vergleich befinden sich darunter die Ortsspektren, wie sie sich bei einem Kühlerstrom von 250 mA ergeben. Schön zu erkennen ist, wie sich das Strahlprofil auf Grund der erhöhten Phasenraumkomprimierung verjüngt.

### 4.3.3 Energieauflösung des Diodenstapels

Die Energieauflösung des Diodenstapels soll zunächst an Hand der Energiespektren der einzelnen Si-PIN-Dioden (hier der dritten Diode<sup>6</sup>, Abbildung 4.9) ge-

---

<sup>6</sup>Die Nummerierung erfolgt entlang der Strahlachse.

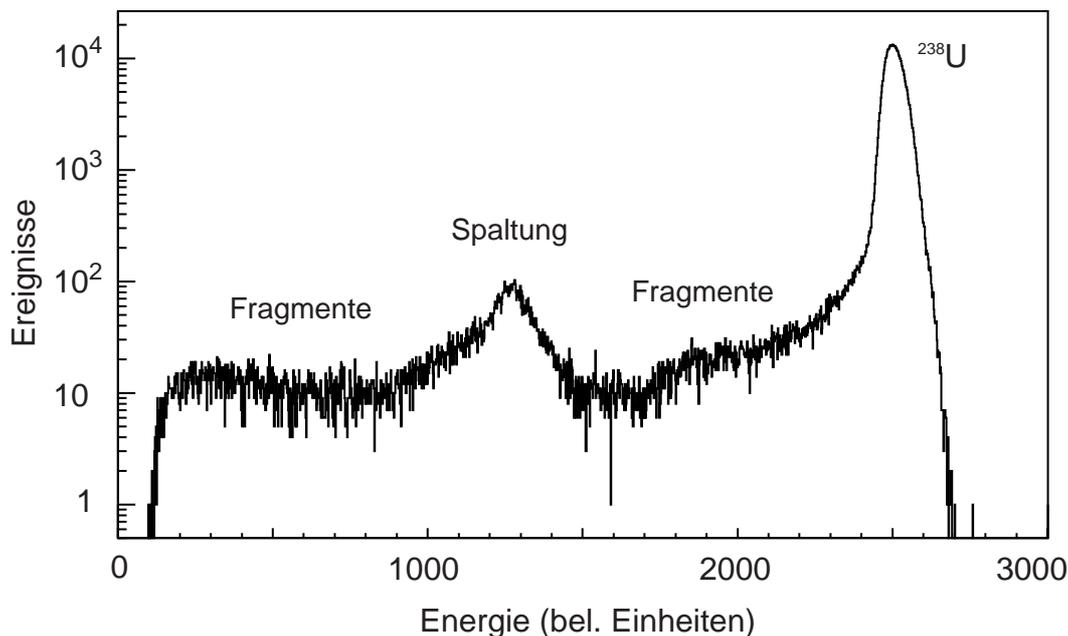


**Abbildung 4.8:** Ortsspektren der X- und Y-Streifenzähler, aufgenommen bei einem Kühlerstrom von 30 mA (obere Hälfte) und 250 mA (untere Hälfte). Deutlich getrennt zu erkennen sind die einzelnen Streifen der Dioden und das Strahlprofil der  $^{238}\text{U}$ -Ionen, das sich mit zunehmendem Kühlerstrom verjüngt.

nauer diskutiert werden. Die Energieeinheiten der Abszisse sind beliebig gewählt, eine absolute Energieeichung wurde nicht vorgenommen<sup>7</sup>. Wie erwartet, erkennt man ein deutliches Hauptmaximum (Kanal 2500), verursacht durch den Energieverlust der  $^{238}\text{U}$ -Ionen. Zu niedrigeren Energien hin gibt es eine kontinuierliche Verteilung von Ereignissen mit einem Nebenmaximum bei  $\approx$  Kanal 1250. Diese letztere Verteilung ist auf Fragmentation der Teilchen im Detektorvolumen<sup>8</sup> zurückzuführen. Entsprechend (4.1) verursachen die Fragmente wegen ihrer ge-

<sup>7</sup>Dies ist auch nicht nötig, da im Experiment nur die relative Lage der Energieverluste der Tl- und Pb-Ionen zueinander von Interessen ist.

<sup>8</sup>ebenso im Fe-Fenster der Detektortasche.



**Abbildung 4.9:** Energiespektrum einer einzelnen Si-PIN-Diode (hier Diode Nr. 3).

ringeren Kernladungszahl auf ihrem weiteren Weg durch den Detektor einen geringeren Energieverlust. Zusätzlich zur Fragmentation können bei <sup>238</sup>U-Kernen auch Spaltreaktionen auftreten. Die Kernladungszahl der beiden Spaltprodukte beträgt dabei im Mittel etwa  $Z_{SP} \approx Z_U/2$ . Der Energieverlust, den beide Spaltprodukte in den nachfolgenden Dioden verursachen, liegt dann bei

$$\Delta E_{SP} \propto 2 \cdot \left( \frac{Z_U}{2} \right)^2 = \frac{1}{2} \cdot Z_U^2 . \quad (4.11)$$

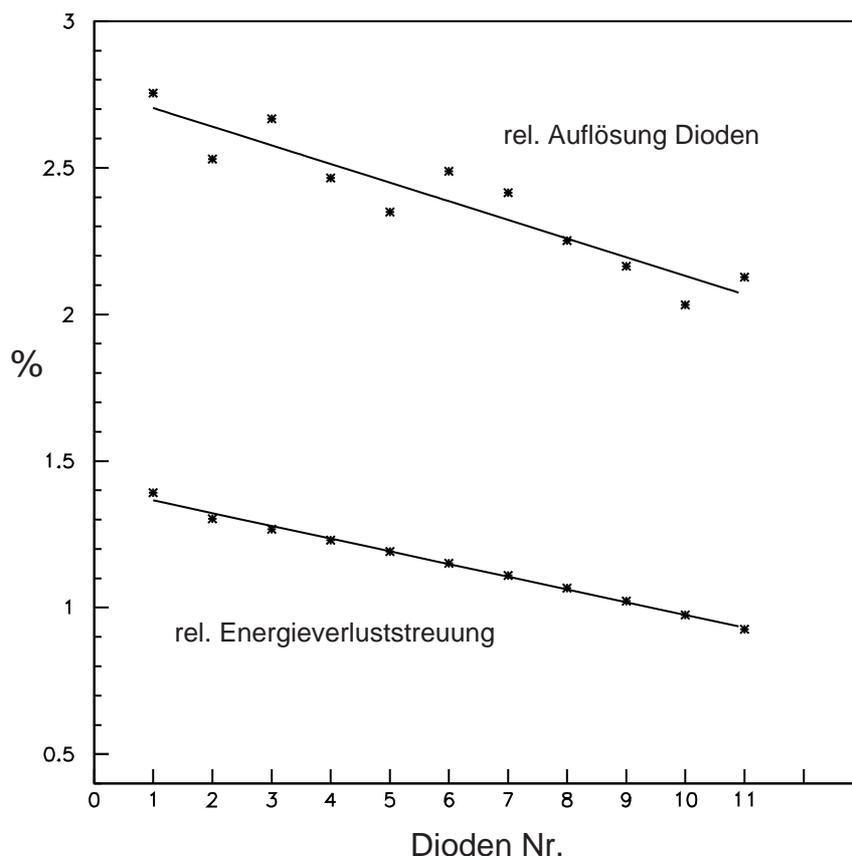
Überträgt man dieses Ergebnis in das Energiespektrum, so ergibt sich die Position des Nebenmaximums.

Als nächstes wird das Auflösungsvermögen der einzelnen Dioden untersucht. Die Schwankung  $\delta(\Delta E)$  des gemessenen Energieverlustes einer einzelnen Diode ergibt sich aus dem elektronischen Rauschen, der Verbreiterung durch die Ladungsträgerstatistik und Inhomogenitäten der Diode (Abschnitt 4.1.2) und der Energieverluststreuung (Abschnitt 4.1.1) zu

$$\delta(\Delta E)^2 = \delta(\Delta E)_{rausch}^2 + \delta(\Delta E)_{Fano}^2 + \delta(\Delta E)_{Inhomo}^2 + \delta(\Delta E)_{str}^2 . \quad (4.12)$$

Zur Bestimmung der Energieauflösungen der einzelnen Dioden  $\delta(\Delta E_i)$ , wurden die Hauptmaxima der einzelnen Spektren jeweils mittels eines Gauß-Fits angenähert. Der resultierende Verlauf der relativen Auflösung der ersten 11 Dioden<sup>9</sup>

<sup>9</sup>Diode 12 bis 14 sind zu einem Kanal zusammengefaßt und werden hier nicht berücksichtigt (vgl. Abschnitt 4.2.3).



**Abbildung 4.10:** Relative Auflösung (FWHM) der einzelnen Si-PIN-Dioden (obere Kurve). Die untere Kurve zeigt die relative Energieverluststreuung (FWHM).

ist in Abbildung 4.10 aufgetragen (obere Kurve). Zum Vergleich ist ebenfalls die relative Energieverluststreuung  $\delta(\Delta E)_{str}/\Delta E$  in den einzelnen Dioden, wie sie sich aus einer Berechnung mit ATIMA<sup>10</sup> ergeben, eingezeichnet (untere Kurve). Man erkennt, daß beide Kurven annähernd denselben Verlauf zeigen, d.h die Verbesserung in der Auflösung der einzelne Dioden rührt von der geringeren relativen Energieverluststreuung her. Der Beitrag der restlichen Parameter (vgl. (4.12)) zur Schwankung des Energieverlustsignals ist dann für alle Dioden in etwa gleich groß. Er ergibt sich aus der Differenz zwischen der Energieverluststreuung und der gemessenen Auflösung der Dioden im Mittel zu 2,0 % (FWHM). Davon werden etwa 0,3% durch das elektronische Rauschen verursacht<sup>11</sup>. Die Schwankung auf Grund der Ladungsträgerstatistik beträgt  $\delta(\Delta E)_{Fano}/\Delta E = 3,2 \cdot 10^{-3} \%$  (FWHM)<sup>12</sup> und kann vernachlässigt werden. Die restlichen 1,9 % sind damit auf

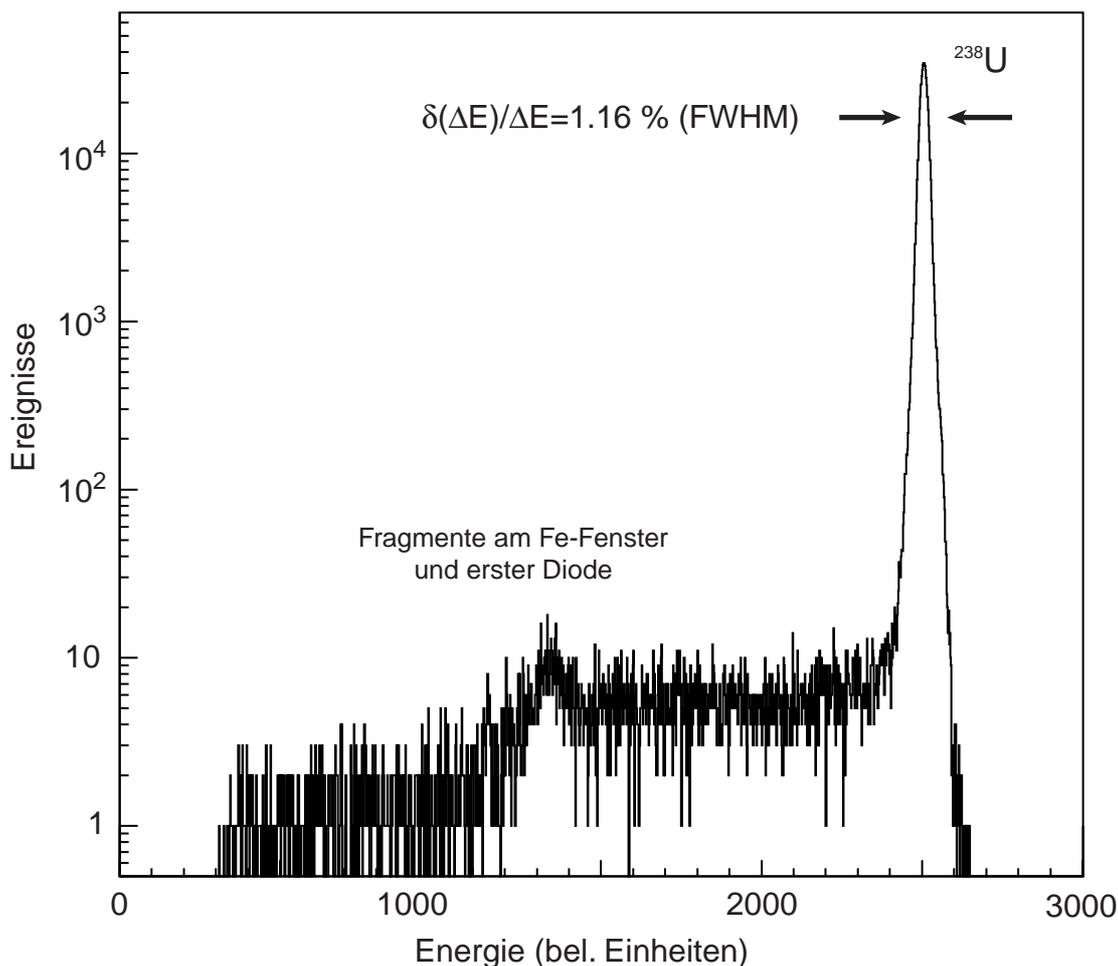
<sup>10</sup>Mit diesem an der GSI entwickelten Programm lassen sich die wichtigsten physikalischen Parameter des Abbremsprozesses von relativistischen Schwerionen in Materie berechnen.

<sup>11</sup>Wurde mit Hilfe eines Pulsers bestimmt.

<sup>12</sup>Ergibt sich aus Gleichung (4.7) mit einem mittleren Energieverlust in einer Diode von  $\Delta E \approx 2 \text{ GeV}$  der <sup>238</sup>U-Ionen bei 297 MeV/u.

Inhomogenitäten in den Dioden zurückzuführen.

Schlußendlich soll nun geklärt werden, wie aus den Einzelspektren das Energiespektrum des gesamten Stapels gebildet werden kann. Für das Tl-Experiment besteht die Aufgabe des Detektors in der Auflösung der Nachbarisotope  $\text{Tl}^{81+}$  und  $\text{Pb}^{82+}$ . Die Analyse der Meßdaten konzentriert sich daher nur auf einen kleinen Teilbereich des gesamten Energiespektrums. In diesem Fall können die Einzelspektren der Dioden als das Ergebnis einer wiederholten Messung eines Ereignisses (Teilchens) aufgefaßt werden. Aus dem arithmetisches Mittel über alle Einzelspektren ergibt sich dann das Gesamtspektrum <sup>13</sup>. Für die Auflösung



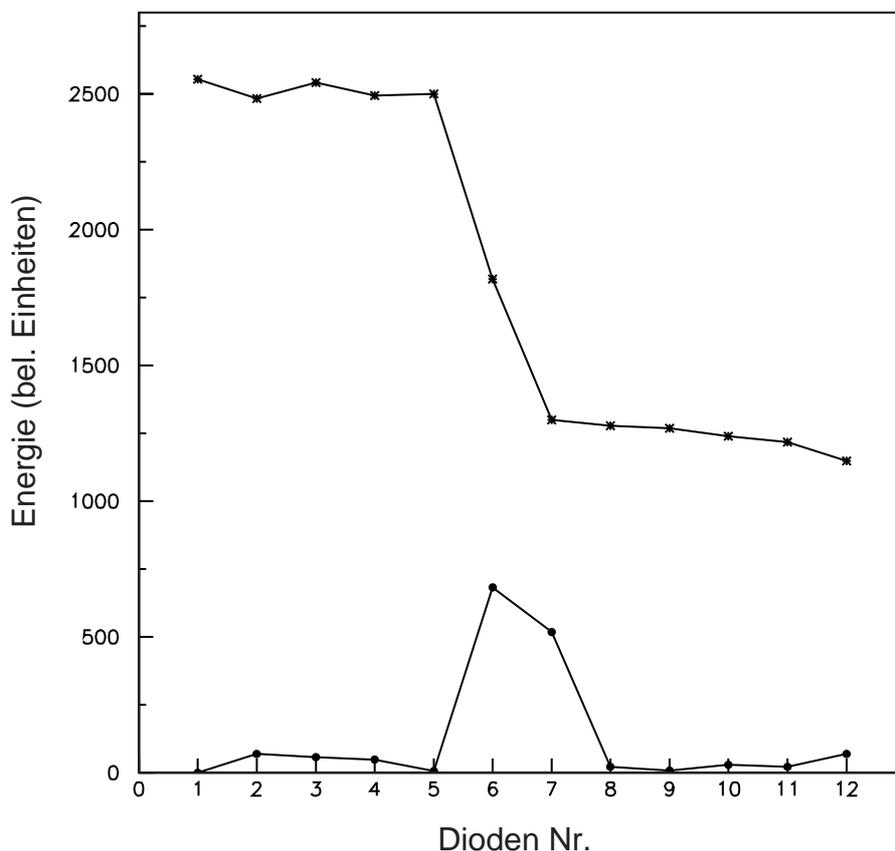
**Abbildung 4.11:** Gesamtspektrum, wie es sich aus dem arithmetischen Mittel über die 14 Einzelspektren der Si-PIN-Dioden ergibt. Die relative Energieauflösung beträgt  $\delta(\Delta E)/\Delta E = 1.16\%$  (FWHM). Die Nachweiseffektivität  $\eta^{det} = 97.1\%$

<sup>13</sup>Erstreckt sich der Bereich über viele Isotope, so variiert das Verhältnis der Geschwindigkeiten der einzelnen Kerne  $Z_i$  bei jeder Einzelmessung auf Grund des unterschiedlichen Abbremsvermögens. Die Einzelmessungen können dann nicht mehr als gleichwertig angesehen werden, eine arithmetische Mittelung liefert daher kein korrektes Ergebnis.

erwartet man entsprechend der Anzahl  $N_{mess}$  der Einzelmessungen

$$\frac{\delta(\Delta E)}{\Delta E} \propto \frac{1}{\sqrt{N_{mess}}} . \quad (4.13)$$

Abbildung 4.11 zeigt das Spektrum, wie es sich aus dem arithmetischen Mit-



**Abbildung 4.12:** Beispiel zur Bestimmung der Fragmentationsposition: die obere Kurve zeigt den Verlauf des gemessenen Energieverlusts eines Teilchens in den einzelnen Dioden. Die untere Kurve gibt den Differenzbetrag der Energieverluste aufeinanderfolgender Dioden wieder. Wie man sieht, fand in Diode Nr. 6 eine Kernreaktion statt.

tel der Daten aus dem  $^{238}\text{U}$ -Testexperiment ergibt. Dabei wird berücksichtigt, daß die Ionen im Detektorvolumen fragmentieren oder spalten können. In diesen Fällen wird die Mittelung ab der Diode, in der die Kernreaktion stattfindet, abgebrochen. Die Position der Kernreaktion läßt sich ermitteln, indem der Weg der Teilchen durch den Detektorstapel verfolgt wird. Überschreitet die Differenz zwischen den Energieverlustsignalen aufeinanderfolgender Dioden eine signifikante Grenze, so kann man davon ausgehen, daß eine Kernreaktion stattgefunden hat. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 4.12 (obere Kurve) der Verlauf des Energieverlusts eines Teilchens über die einzelnen Dioden aufgetragen. Die untere Kurve

ergibt sich aus dem Differenzbetrag der Energieverluste aufeinanderfolgender Dioden. Wie leicht zu erkennen ist, fand bei diesem Ereignis eine Kernreaktion in der sechsten Diode statt.

Nach den bisherigen Betrachtungen kann nun die relative Auflösung des Diodenstapels für  $^{238}\text{U}$ -Ionen bei einer Energie von 297 MeV/u angegeben werden. Sie ergibt sich aus einem Gaußfit an das Gesamtspektrum zu

$$\frac{\delta(\Delta E)}{\Delta E} = (1.16 \pm 0.14) \% \quad (\text{FWHM}) . \quad (4.14)$$

An dieser Stelle soll noch der Zusammenhang zwischen der Anzahl der Dioden und der damit zu erreichenden Auflösung gezeigt werden. Dazu ist in Abbildung 4.13 die Auflösung des Diodenstapels in Abhängigkeit von der Anzahl der Einzelspektren, die bei der arithmetischen Mittelung berücksichtigt wurden, aufgetragen. An die Meßwerte wurde eine Fit-Funktion gemäß (4.13) angepaßt. Man sieht, daß das Auflösungsvermögen, in guter Übereinstimmung mit (4.13), mit der Anzahl der Dioden zunimmt.

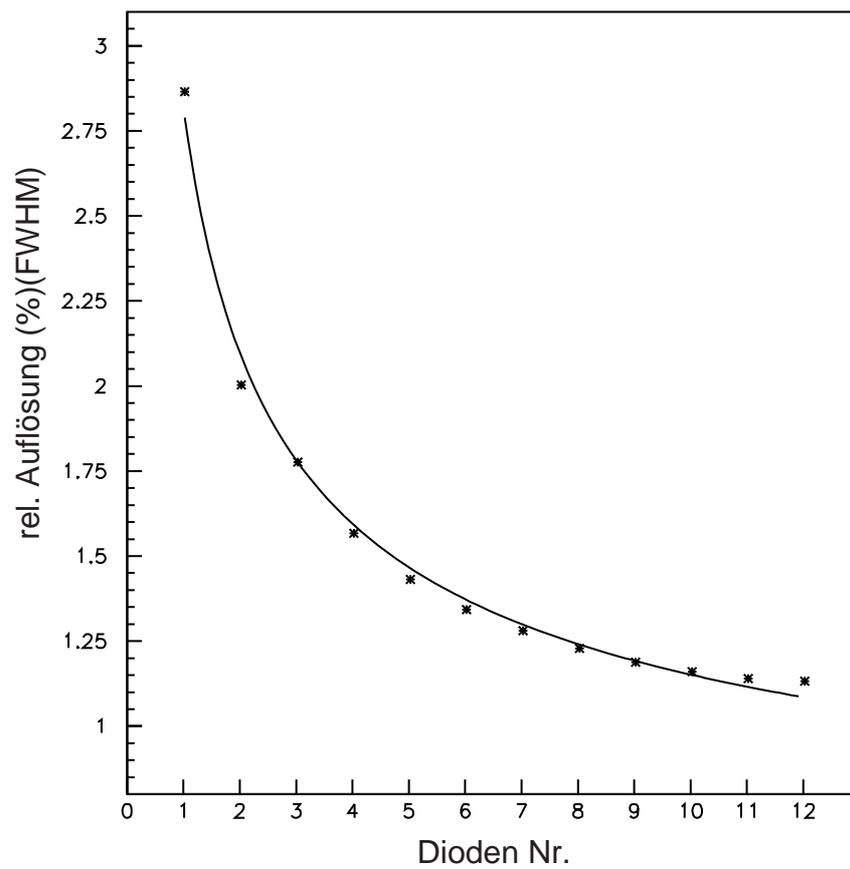
Die gemessene Nachweiseffizienz des Detektors beträgt:

$$\eta^{det} = (97.1 \pm 0.2) \% . \quad (4.15)$$

Die fehlenden 3 % sind nicht auf die Nachweiseffizienz der Dioden zurückzuführen<sup>14</sup>, sondern resultieren aus den im Fe-Fenster der Detektortasche fragmentierten  $^{238}\text{U}$ -Ionen. Diese können dann von dem Detektorsystem nicht mehr als solche identifiziert werden. Eine Kontrollrechnung mit dem Programm MOCADI[Sch96] lieferte für die Anzahl der Fragmentationen im Fe-Fenster 2.2 %. Die Summe aller Fragmentationen im Detektorvolumen wurde mit 13.7 % berechnet. Die Analyse der Daten ergab für diesen Wert 12.2 %. Dies zeigt, daß die oben besprochene Methode der Wegverfolgung der Teilchen durch den Detektor verlässliche Werte liefert.

---

<sup>14</sup>Diese beträgt bei Si-PIN-Dioden nahezu 100 %.



**Abbildung 4.13:** Auflösungsvermögen des Detektors in Abhängigkeit von der Anzahl der bei der Mittelung berücksichtigten Dioden. Als Grundlage für die Fit-Funktion diente Gleichung (4.13).

# Kapitel 5

## Ausblick

Im August dieses Jahres findet ein erstes Experiment mit einem  $^{206}\text{Pb}$ -Strahl statt. Im Vordergrund steht dabei die Produktion der Tl-Ionen und deren Injektion und Speicherung im ESR. Dabei wird untersucht werden, inwieweit die Transmission in den ESR gesteigert und eine hohe Unterdrückung des Untergrundes aus den H-ähnlichen  $^{205}\text{Pb}$ -Ionen erreicht werden kann, um so optimale Voraussetzungen für das anstehende Hauptexperiment zu schaffen.

Daneben ergibt sich die Möglichkeit, das Detektorteleskop unter den realen Bedingungen des Hauptexperiments in Hinblick auf die erreichbare Untergrunddiskriminierung hin zu untersuchen. Es wird erwartet, daß mit diesem Detektorteleskop eine erhebliche Steigerung der Untergrunddiskriminierung im Vergleich zu den Detektorsystemen, die bisher für die Untersuchung der gebundenen Beta-Zerfälle von  $^{163}\text{Dy}$ [Jun93] und  $^{187}\text{Re}$ [Wef96] am ESR eingesetzt wurden, erreicht wird. Im Vergleich zum Detektorsystem, das z.B. beim Re-Experiment verwendet wurde, ergibt sich allein aus der erhöhten Ortsauflösung in zwei Dimensionen eine Verminderung des Untergrundes um ca. einen Faktor 3. Auf Grund der Steigerung der Energieauflösung auf  $\delta(\Delta E)/\Delta E = 1.16\%$ , wird davon ausgegangen, daß der verbleibende Untergrund fast vollständig unterdrückt werden kann. Somit erfüllt das vorliegende Detektorteleskop alle nötigen Voraussetzungen für eine exakte Messung der Halbwertszeit des gebundenen Beta-Zerfalls von  $^{205}\text{Tl}^{81+}$ .



# Literaturverzeichnis

- [Ahl80] S. Ahlen, *Reviews of Modern Physics* 52(1) (1980) 121–173.
- [Bet30] H. Bethe, *Annalen der Physik* 5 (1930) 325.
- [Bla85] K. Blasche et al., *IEEE Transactions on Nuclear Science* NS-32(5) (1985) 2657–2661.
- [Bos96] F. Bosch et al., *Physical Review Letters* 77(26) (1996) 5190–5193.
- [Bro91] I. Bronstein und K. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart, Leipzig, 25 Auflage, 1991.
- [Fan47] U. Fano, *Physical Review* 72(1) (1947) 26–29.
- [Fra87] B. Franzke, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B* 24/25 (1987) 18–25.
- [Fre76] M. Freedman et al., *Science* 193 (1976) 1117.
- [Fre88] M. 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.
- [Irn93] H. Irnich, *Der Fragmentseparator als 'GSI-Sekundärstrahlenfabrik': Massen- und Lebensdauermessung hochaufgelöster Isomere*, Dissertation, Justus-Liebig Universität Gießen, 1993.
- [Jun92] M. Jung et al., *Physical Review Letters* 69(15) (1992) 2164–2167.
- [Jun93] M. Jung, *Erste Messung des Betazerfalls in gebundene Zustände des Elektrons:  ${}^{163}_{66}\text{Dy}^{66+} \rightarrow {}^{163}_{67}\text{Ho}^{66+} + \bar{\nu}_e$* , Dissertation, TU München, 1993.
- [Kle90] O. Klepper, GSI, Interner Bericht .
- [Kle99] O. Klepper, *persönliche Mitteilung*, 1999.
- [Lin87] V. A. J. van Lint, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 253(3) (1987) 453–459.

- [Lin90] H. Lindner et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 297(1-2) (1990) 217–222.
- [Mus88] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, und D. Seeliger, *Kern- und Elementarteilchenphysik*, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 1988.
- [Oga88] K. Ogawa and K. Arita, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 271(2) (1988) 280–285.
- [Pfu94] M. Pfuetzner et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B 86(3-4) (1994) 213–218.
- [Rei90] J. Reinhold, *Kernladungsmessung relativistischer Schwerionen mit Photodioden*, Diplomarbeit, TU München, 1990.
- [Sch96] C. Scheidenberger et al., Phys. Rev. Lett. 73 (1996) 50.
- [Sch98] C. Scheidenberger et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 142(4) (1998) 441–462.
- [Sch99] R. Schneider, *persönliche Mitteilung*, 1999.
- [Sue00] K. Suemmerer, *persönliche Mitteilung*, 2000.
- [Tak87] K. Takahashi et al., Physical Review C 36(4) (1987) 1522–1528.
- [Wef96] E. Wefers, *Bestimmung der Zerfallskonstante des gebundenen Beatzersfalls von  ${}_{75}^{187}\text{Re}^{75+}$* , Diplomarbeit, TU München, 1996.

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich zunächst bei allen Angehörigen von E12 bedanken, die mir bei der Entstehung dieser Arbeit geholfen haben. Besonderer Dank gebührt aber:

- Herrn Prof. Dr. H.J. Körner und Herrn Prof. Dr. P. Kienle für die freundliche Aufnahme am Lehrstuhl;
- Herrn Dr. T. Faestermann für die engagierte Betreuung während meiner Diplom-Arbeit;
- Herrn E. Wefers, Herrn A. Stolz und Herrn Dr. H. Gilg für ihre ständige Hilfsbereitschaft, besonders aber für die angenehme Büroatmosphäre;
- Herrn Dr. R. Schneider für die Hilfe beim Bau des Vorverstärkers;
- Herrn Dr. O. Klepper für die tatkräftige Unterstützung während diverser Nachtschichten bei der ESR-Strahlzeit;
- Herrn Prof. Dr. Dr. F. Bosch und Herrn Dr. C. Kozhuharov sowie allen Mitgliedern der ESR-Gruppe für ihre Hilfe bei der Durchführung des Testexperimentes;
- Herrn Dr. J. Homolka für die geduldige Hilfe bei der Lösung meiner anfänglichen Hardware-Probleme;
- Frau S. Winkler für das Bonden der Dioden;
- Herrn R. Lang und Herrn M. Klöckner für die zuverlässige und schnelle Fertigung verschiedenster Teile für den Detektor.