Dynamische Formeffekte in ^{158}Er und Weiterentwicklungen in der Targetfertigung

I n a u g u r a l - D i s s e r t a t i o n
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität zu Köln

vorgelegt von

Stephan Kasemann
aus Lüdenscheid

copy team cologne

Köln 2001

Berichterstatter:	Prof. Dr. P. von Brentano
	Prof. Dr. W. Neuwirth
Tag der mündlichen Prüfung:	16.2.2001

Für Christine und Laurah Maddalena

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung **vii**

Abstract **ix**

1 Einleitung **1**

2 Messung von Lebensdauern **3**
2.1 Die RDDS–Methode 4
2.2 Die DDC–Methode 5
2.2.1 Bestimmung von Lebensdauern mittels DDCM 6
2.2.2 Die DDC-Methode bei Koinzidenzexperimenten 8

3 Das GAMMASPHERE–Experiment **11**
3.1 Der Kölner Kugelplunger 11
3.2 Das GAMMASPHERE–Spektrometer 12
3.3 Durchführung des Experiments 14

4 Auswertung der Daten **17**
4.1 Erstellen der Koinzidenzmatrizen 17
4.2 Abstandseichung 19
4.3 Normierung der Daten 19
4.4 Bestimmung von v/c 21
4.5 Bestimmung der Lebensdauern 22
4.5.1 Bestimmung der Intensitäten 23
4.5.2 Die Anwendung der DDC–Methode 24

5 Experimentelle Ergebnisse **27**
5.1 Lebensdauern in der Grundzustandsbande von ^{158}Er 27
5.2 Lebensdauern der S–Bande 1 30

6 Diskussion der Ergebnisse **31**

7 Weiterentwicklungen in der Targetfertigung **37**
7.1 Konzeption und Aufbau einer ölfreien Aufdampfanlage 38
7.2 Software zur Berechnung von Targeteigenschaften 43
7.2.1 Das vtl–Modul `Temperature calculation` 44
7.2.2 Das vtl–Modul `Stopping Power` 46
7.2.3 Das vtl–Modul `Bumps in plunger targets` 46
7.2.4 Das Modul `Catalogue of Elements` 48

Literaturverzeichnis **49**

Veröffentlichungen **53**

A Diagramme **57**
A.1 Termschema von ^{158}Er 57
A.2 Normierung 60
A.3 τ–Kurven 65

B Das Programm `beam` **75**

Abbildungsverzeichnis

2.1 Das Prinzip der RDDS-Methode 5
2.2 Skizze eines Termschemas 6
2.3 Koinzidenzmatrix (schematisch) 9

3.1 Der Kölner Kugelplunger 11
3.2 Das GAMMASPHERE–Spektrometer 13

4.1 Foldverteilung der Grundzustandsübergänge 18
4.2 Abstandseichung 20
4.3 v/c–Bestimmung 22
4.4 Anwendung der DDC–Methode 26

5.1 Ausschnitt aus dem Termschema von ^{158}Er 28

6.1 Q_t–Werte in der Grundzustandsbande von ^{158}Er 33
6.2 Q_t–Werte in der Grundzustandsbande von ^{152}Sm 33
6.3 Nilsson–Diagramm für Neutronen 34
6.4 Ausschnitt aus dem Nilsson–Diagramm 35

7.1 Das Vakuumsystem der Aufdampfanlage 40
7.2 Gesamtansicht der Aufdampfanlage 42
7.3 Das Programm `vtl` 43
7.4 Das Modul `Temperature calculation` 45
7.5 Das Modul `Stopping Power` 46
7.6 Das Modul `Bumps in plunger targets` 47
7.7 Das Modul `Catalogue of Elements` 48

A.1 Termschema von ^{158}Er 58
A.2 Ausschnitt aus dem Termschema von ^{158}Er 59

B.1 Das Programm `beam` 76

Tabellenverzeichnis

3.1 Genauigkeit der Abstandsmeßsysteme. 12
3.2 GAMMASPHERE–Winkelgruppen 14

4.1 Übersicht der Nebenreaktionen 19
4.2 Eingestellte Target – Stopper – Abstände 20
4.3 Normierungsfaktoren $N(d)$ pro Abstand d. 21

5.1 Lebensdauern in der Grundzustandsbande von ^{158}Er. 29
5.2 Lebensdauern in der S–Bande 1 30

6.1 Q_T – Werte in der Grundzustandsbande 32

7.1 Technische Daten der Aufdampfanlage 41

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Kern ^{158}Er untersucht. Hierzu wurde ein RDDS – Koinzidenz – Experiment mit dem Kölner Kugelplunger am GAMMASPHERE – Spektrometer des kalifornischen *Lawrence – Berkeley – National – Laboratory* durchgeführt. Die daraus gewonnenen Daten wurden mit Mitteln der **D**ifferential – **D**ecay – **C**urve – **M**ethod (DDCM) analysiert. Dadurch konnten die Lebensdauern von 6 Niveaus aus der Grundzustandsbande und 5 Niveaus aus der ersten Quasiteilchenbande S 1 bestimmt werden. Die sich daraus ergebenden Werte der Übergangsquadrupolmomente als Maß für die Deformation des Kerns belegen die erwartete Deformationsänderung innerhalb der Grundzustandsbande. Diese läßt sich durch Wechsel eines Valenzneutronenpaares aus einem deformationshemmenden Nilsson – Orbital der $h\frac{11}{2}$–Unterschale in ein deformationstreibendes Orbital der $i\frac{13}{2}$–Unterschale erklären. Die Ergebnisse wurden mit dem $N = 90$ – Kern ^{152}Sm verglichen. Zu erwarten war eine gute Übereinstimmung der Übergangsquadrupolmomente, da ^{152}Sm mit $Z = 62$ 6 Valenzprotonenpaare oberhalb des $Z = 50$ – Schalenabschlußes besitzt. ^{158}Er hat 7 Protonenlöcher unterhalb des $Z = 82$ Schalenabschlußes, somit liegt in beiden Kernen eine ähnliche Situation vor. Diese Übereinstimmung konnte im Vergleich der entsprechenden Daten verifiziert werden. Die Durchführung des Experiments sowie die Auswertung und Interpretation der Daten ist in den ersten Kapiteln der vorliegenden Arbeit beschrieben.

Der zweite Teil beschäftigt sich mit im Laufe der Arbeit durchgeführten Weiterentwicklungen im Bereich der Targetherstellung. Es wurde eine Vakuum – Aufdampfanlage auf der Basis eines vollständig ölfreien Pumpsystems konzeptioniert, realisiert und in die Targetproduktion im Kölner Targetlabor integriert. Weiterhin wurde ein Software – Paket zur Berechnung des mechanischen und thermischen Verhaltens von Targets im Strahl entwickelt, das bereits an mehreren Instituten eingesetzt wird.

Abstract

Within the scope of the present work, the nucleus ^{158}Er was investigated. An coincidence – experiment using the recoil – distance – doppler – shift technique with the Cologne plunger was performed at the GAMMASPHERE – Spectrometer of the *Lawrence – Berkeley National – Laboratory* in California. The obtained data were analyzed by means of the **D**ifferential – **D**ecay – **C**urve – **M**ethod (DDCM). Thus, the lifetimes of 6 levels of the ground state band as well as the lifetimes of 5 levels in the first quasiparticle band S 1 could be determined. The derived values for the transition – quadrupole moments Q_t give evidence of the expected increasing deformation within the ground state band below the first s–band crossing. This shape change can be explained by the transition of a pair of valence neutrons from a deformation repressive Nilsson orbital of the $h\frac{11}{2}$ subshell into a deformation driving orbital of the $i\frac{13}{2}$ subshell. The results were compared with the $N = 90$ nucleus ^{152}Sm. ^{152}Sm has 6 pairs of valence protons above the shell closure at $Z = 50$, whereas ^{158}Er has 7 pairs of proton holes below the $Z = 82$ shell closure. Since the situation in both nuclei is similar, a good agreement was expected and could be verified by comparison of the appropriate Q_t values. Details of the performed experiment as well as the analysis and the interpretation of the obtained data is presented in the first chapters of the present work.

The second part describes the developments in the field of target preparation carried out within the scope of this work. A vacuum evaporation system on the basis of a completely oil free pumping system was planned, realized and integrated into the target preparation at the cologne target laboratory. Furthermore, software tools for the calculation of the mechanical and thermal behavior of targets in ion beams were developed and are now used at several institutes.

Kapitel 1

Einleitung

Der Kern $^{158}_{68}$Er liegt in einer Übergangsregion zwischen Kernen sphärischer Form und stark deformierten Kernen. In dieser Region sind die Kerne im Grundzustand nur schwach deformiert.
Ein Maß für die Deformation des Kerns sind die Übergangsquadrupolmomente Q_t für Übergänge zwischen angeregten Zuständen. Für einen Kern, der durch einen starren Rotor beschrieben wird, sind die Q_t–Werte innerhalb einer Rotationsbande (wie z.B. der Grundzustandsbande) konstant. Tritt eine deutliche Abweichung von dieser Konstanz auf, so ist dies ein Zeichen für eine Änderung der Deformation innerhalb der Bande. Eine mögliche Ursache für eine solche Deformationsänderung ist z.B. der Wechsel eines Valenzteilchenpaares aus einem deformationshemmenden in ein deformationstreibendes Orbital im Rahmen des Nilsson–Modells. Dies sollte besonders bei Kernen zu beobachten sein, die im Nilsson–Diagramm (in dem für die einzelnen Orbitale und Unterschalen Energie gegen Deformation aufgetragen ist) sehr nahe an einem Kreuzungspunkt von zwei solchen gegenläufigen Orbitalen liegen. Es ist zu erwarten, daß solche Kerne die charakteristische Signatur einer dynamischen Formveränderung, also den Anstieg der Q_t–Werte innerhalb einer Rotationsbande zeigen.
Betrachtet man das Nilsson – Diagramm für Neutronen im Bereich $82 \leq N \leq 126$, so liegt der Kern $^{158}_{68}$Er mit $N = 90$ und einer Grundzustandsdeformation von $\beta \approx 0.26$, dessen Valenzneutronen die $h\frac{11}{2}$–Unterschale besetzen, gerade an einem solchen Punkt, nämlich am Kreuzungspunkt eines deformationshemmenden Orbitals der $h\frac{11}{2}$ – Unterschale mit einem deformationstreibenden Orbital der $i\frac{13}{2}$ – Unterschale. Ähnlich ist die Situation auch bei anderen Kernen mit $N = 90$, wie z.B. ^{152}Sm. Aus diesem Grund ist die Untersuchung der Übergangsquadrupolmomente in der Grundzustandsbande von ^{158}Er von Interesse, um den beschriebenen Effekt nachzuweisen.
Die Übergangsquadrupolmomente lassen sich aus den reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten berechnen. Die mit diesen verknüpfte Observable der Messung ist die Lebensdauer der entsprechenden Kernniveaus. Um diese zu bestimmen, bietet sich ein RDDS–Experiment an. Ein solches Experiment zur Untersuchung des Kerns ^{158}Er wurde am GAMMASPHERE – Spektrometer des *Lawrence – Berkeley – Laboratory* in Berkeley, Kalifornien durchgeführt, aus den gemessenen Daten konnten die

gesuchten Lebensdauern bestimmt werden. Von großem Vorteil gegenüber früheren Messungen [Osh86, Bec88] war die hohe Efficiency des Spektrometers. Diese führte zu guter Statistik in den angelegten Koinzidenzmatrizen, so daß die Auswertung mit Hilfe der DDC–Methode im Koinzidenzverfahren erfolgen und die statistischen Fehler klein gehalten werden konnten. Das Meßprinzip des RDDS–Experiments, die Auswertung mittels der DDC–Methode sowie deren Ergebnisse werden in den folgenden Kapiteln vorgestellt und diskutiert.

In Kapitel 7 werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Weiterentwicklungen auf dem Gebiet der Targetherstellung vorgestellt. Es wurden zum einen Programme zur Berechnung von mechanischen und thermischen Eigenschaften ein– und mehrschichtiger Targets entwickelt, zum anderen wurde eine Vakuum – Aufdampfanlage auf Basis eines vollständig ölfreien Pumpsystems realisiert und in die Targetproduktion integriert.

Kapitel 2

Messung von Lebensdauern im Pikosekundenbereich

Ein Standardverfahren zur Messung von Lebensdauern angeregter Kernzustände in der Kernphysik ist die sogenannte **R**ecoil – **D**istance – **D**oppler – **S**hift –Methode (RDDS). Diese ist durch ständige Weiterentwicklung und Verbesserung zu einem Verfahren von sehr hoher Präzision geworden und deckt den Bereich von ca. 0.5 bis 1000 ps ab. RDDS–Experimente ermöglichen mittlerweile Lebensdauerbestimmungen mit sehr kleinen relativen Fehlern (2–3%), was den Vergleich mit theoretischen Modellen auch in Fällen ermöglicht, in denen die unterschiedlichen Vorhersagen nur geringfügig voneinander abweichen. Um eine solch hohe Genauigkeit in einer RDDS–Messung zu erreichen, müssen alle Parameter des Experiments so weit wie möglich optimiert werden. Einen wesentlichen Einfluß haben hier z.B.:

- die für den zu untersuchenden Kern im Hinblick auf Nebenreaktionen optimale Wahl der Reaktion und der Strahlenergie.
- die Statistik, d.h., das Experiment sollte an einem Spektrometer mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit für γ–Quanten durchgeführt werden, wie sie derzeit z.B. von GASP, EUROBALL oder GAMMASPHERE geboten wird.
- die Präzision der Abstandsmessung und –regelung (vgl. Kapitel 3.1, d.h., sowohl das Meß– und Regelsystem als auch die verwendeten Target– und Stopperfolien müssen von hoher Güte sein.
- systematische Fehler bei der Auswertung der Daten. Hier hat sich die sogenannte DDC–Methode in Verbindung mit einem Koinzidenzexperiment als Auswerteverfahren bewährt (s. Kap. 2.2).

Darüber hinaus werden die Ergebnisse noch durch andere Ungenauigkeiten beeinflußt, wie z.B. relativistische Effekte, Unterschiede in der Detektor–Efficiency zwischen Flug– und Stoppeak–Energie sowie (vor allem bei kurzen Lebensdauern im Bereich

unterhalb von 1 ps) durch den Effekt der endlichen Abbremszeit der Rückstoßkerne im Stopper.
Das Prinzip der RDDS–Methode soll an dieser Stelle kurz beschrieben werden.

2.1 Die RDDS–Methode

Die **R**ecoil–**D**istance–**D**oppler–**S**hift–Methode (RDDS) basiert auf der Ausnutzung des Doppler–Effekts. Abbildung 2.1 zeigt schematisch die wesentlichen Bestandteile eines typischen RDDS–Experiments. In der Vakuum–Reaktionskammer sind zwei straff gespannte Metallfolien, die Target– und Stopperfolien, im Abstand d parallel zueinander montiert. Der Ionenstrahl trifft auf die Targetfolie, wo eine Fusionsreaktion zwischen Projektil– und Targetkernen stattfindet. In kurzer Zeit (in der Größenordnung von etwa 10^{-22}s) dampfen nun je nach Reaktionskanal einige Nukleonen ab. Der entstandene hoch angeregte Compoundkern trägt aufgrund der Kinematik des vorangegangenen Stoßes einen Impuls in Strahlrichtung und verläßt die Targetfolie. Seine Fluggeschwindigkeit v liegt (je nach verwendeter Projektil–Target–Kombination und Strahlenergie) typischerweise im Bereich von ca. 1–5% der Lichtgeschwindigkeit. Nach der Distanz d wird der Rückstoßkern in der Stopperfolie vollständig abgestoppt. Die energetisch hoch angeregten Kerne gehen in einer Kaskade von γ–Übergängen in den Grundzustand über. Bei der Beobachtung der hierbei emittierten γ–Strahlung mittels der Germaniumdetektoren des Spektrometers müssen nun zwei mögliche Situationen unterschieden werden: Ist der Kern zum Zeitpunkt des beobachteten Übergangs bereits vollständig abgestoppt, so wird unabhängig vom Winkel Θ zwischen Detektor und Strahlachse die unverschobene γ–Energie E_U des Übergangs registriert. Befindet sich der Kern jedoch noch im Flug, so registriert der Detektor in Abhängigkeit vom Winkel Θ eine aufgrund des Doppler–Effekts um $\Delta E = \frac{v}{c} \cdot \cos\Theta$ verschobene Energie

$$E'_\gamma = E_S = E_U \cdot (1 + \frac{v}{c} \cdot \cos\Theta) \tag{2.1}$$

Somit ergeben sich in einem RDDS-Experiment im Energiespektrum eines Detektors für jeden γ–Übergang zwei Peaks, einen unverschobenen *Stoppeak* und einen um $\Delta E(\Theta)$ verschobenen *Flugpeak*. Da die Geschwindigkeit der Rückstoßkerne durch Streuung innerhalb der Targetfolie um einen Mittelwert $< v >$ schwankt, ergibt sich statt eines exakten Wertes für v nur eine statistische Geschwindigkeitsverteilung $< v >$. Das führt im Spektrum zu einer Verbreiterung des Flugpeaks gegenüber dem Stoppeak, dessen Breite lediglich von der Energieauflösung des Detektors abhängt. Der in Abb. 2.1 dargestellte Ausschnitt aus dem Spektrum des Kerns ^{158}Ergibt die beschriebene Situation sehr deutlich wieder.
Eine Variation des Abstands d zwischen Target– und Stopperfolie ändert entsprechend die Flugzeit $t = d/v$ der Kerne. Aus den für verschiedene Abstände separat ermittelten Intensitäten von Flug– und Stoppeaks können mittels der im folgenden beschriebenen DDC–Methode die Lebensdauern angeregter Kernniveaus bestimmt werden.

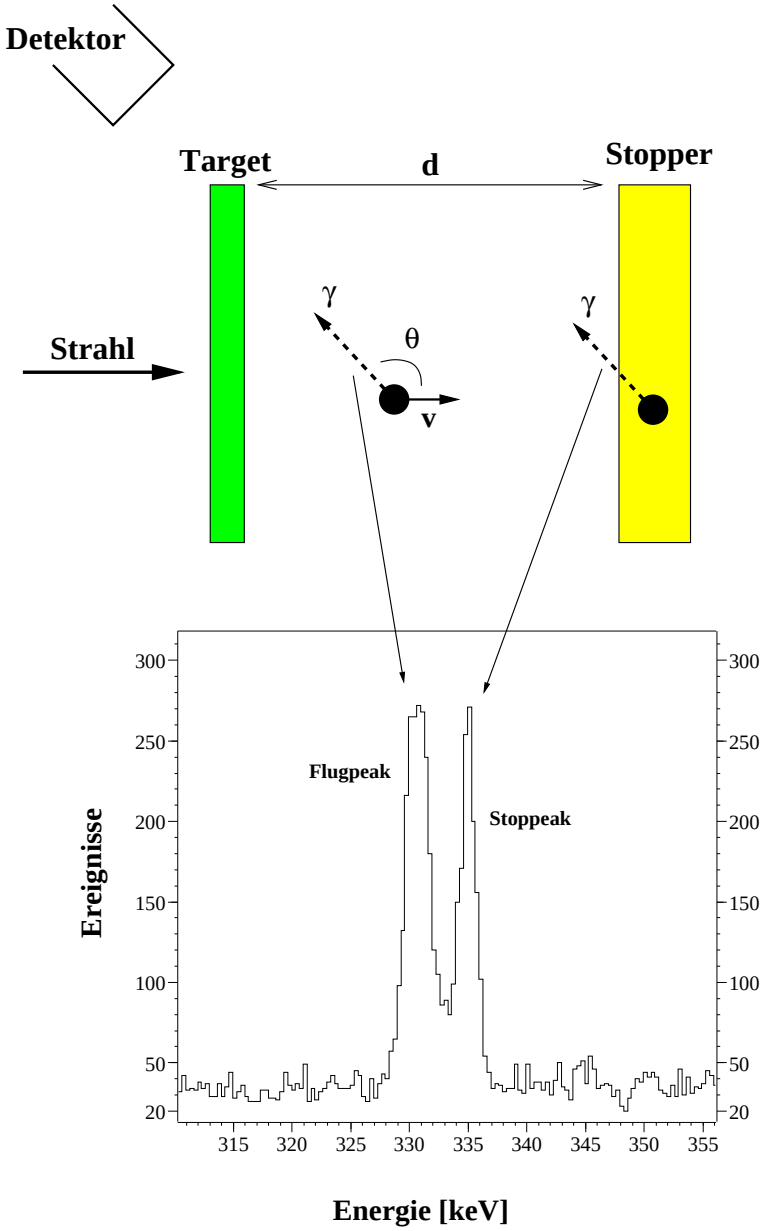


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der RDDS–Methode am Beispiel des $4^+_1 \rightarrow 2^+_1$ im untersuchten Kern ^{158}Er. Gut zu erkennen ist die Verbreiterung des Flugpeaks.

2.2 Die DDC–Methode

Die **D**ifferential–**D**ecay–**C**urve–**M**ethod (kurz: DDCM) wurde 1989 in Köln von A. Dewald et al. entwickelt und eingeführt [Dew89, Böh93]. Sie ist inzwischen zum Standardverfahren für die Bestimmung von Lebensdauern aus RDDS-Experimenten geworden. Die wesentlichen Grundlagen und Vorteile der Methode (speziell in Verbindung mit einem Koinzidenzexperiment) werden in den folgenden Abschnitten vorge-

stellt.

2.2.1 Bestimmung von Lebensdauern mittels DDCM

Abbildung 2.2 stellt schematisch einen Ausschnitt aus einem Termschema dar. In die-

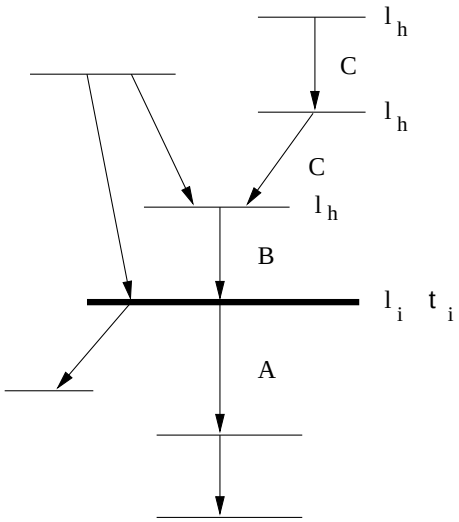


Abbildung 2.2: Schematisch dargestellter Ausschnitt aus einem Termschema

sem Beispiel soll die Lebensdauer τ_i des Niveaus l_i bestimmt werden. Die Bevölkerung des Niveaus l_i geschieht durch den Zerfall energetisch höherliegender Niveaus l_h, die Entvölkerung geschieht durch Zerfall in tieferliegende Zustände. Direkt entvölkernde Übergänge sind mit A, direkt bevölkernde mit B und indirekt bevölkernde Übergänge mit C bezeichnet.
Die Bevölkerung des Niveaus l_i geschieht durch eine Kaskade von γ–Übergängen, daher wird der zu beobachtende Zerfall von l_i maßgeblich durch die Be– und Entvölkerungsgeschichte aller höher liegenden Niveaus l_h der Kaskade beeinflußt. Aus dem Zerfallsgesetz $\dot{n}_i = -\lambda n_i(t)$ mit der Zerfallswahrscheinlichkeit $\lambda_i = 1/\tau_i$ ergibt sich durch Superposition aller beteiligten Zustände die Differentialgleichung

$$\dot{n}_i(t) = -\lambda_i n_i(t) + \sum_h b_{hi}\lambda_h n_h(t) \tag{2.2}$$

mit:

$n_h(t)$: Anzahl der Kerne in einem höherliegenden bevölkernden Niveau l_h, zur Zeit t
$\lambda_{i,h}$: Zerfallswahrscheinlichkeiten $\lambda_i = 1/\tau_i$ bzw. $\lambda_h = 1/\tau_h$
b_{hi} : Verzweigungsverhältnis des Zerfalls vom Niveau l_h zum Niveau l_i

Die experimentell beobachtete Zeitspanne entspricht einer Integration der Zerfallswahrscheinlichkeit über eben diesen Zeitraum. Gleichung 2.2 lautet in integraler Form:

$$\int_t^\infty \dot{n}(t')dt' = -\int_t^\infty \lambda_i n_i(t')dt' + \int_t^\infty \sum_h \lambda_h n_h(t') b_{hi} dt' \tag{2.3}$$

Die Integrale der rechten Seite der Gleichung 2.3 lassen sich direkt meßbaren Größen zuordnen. Für die Anzahl N_z der Kerne, die nach der Zeit t aus dem Niveau z zerfallen, gilt:

$$N_z(t) = \int_t^\infty \lambda_z n_z(t')dt' \tag{2.4}$$

Daraus folgt:

$$\frac{d}{dt}N_z(t) = -\lambda_z n_z(t). \tag{2.5}$$

Für die linke Seite von Gleichung 2.3 ergibt sich

$$\int_t^\infty \dot{n}(t')dt' = n_i(\infty) - n_i(t) = -n_i(t), \tag{2.6}$$

denn für endliche Lebensdauern ist $n_i(\infty) = 0$. Gleichung 2.3 kann also geschrieben werden als

$$-n_i(t) = \frac{1}{\lambda_i}\frac{d}{dt}N_i(t) = -N_i(t) + \sum_h b_{hi} N_h(t) \tag{2.7}$$

Da die Lebensdauer τ_i und die Zerfallswahrscheinlichkeit λ_i eines Niveaus l_i durch den einfachen Zusammenhang $\tau_i = 1/\lambda_i$ verknüpft sind, ergibt sich die grundlegende Gleichung der DDC–Methode zur Berechnung von Lebensdauern:

$$\tau_i(t) = \frac{-N_i(t) + \sum_h b_{hi} N_h(t)}{\frac{d}{dt}N_i(t)} \tag{2.8}$$

In einem RDDS–Experiment sind N_i und N_h direkt proportional zu meßbaren Observablen, sie entsprechen den Intensitäten von Flug– bzw. Stoppeak. Sollen diese Intensitäten für verschiedene Target–Stopper–Abstände d_k verglichen werden, so muß natürlich auf die gleiche Anzahl erzeugter Kerne pro Abstand normiert werden. Neben diesem Normierungsfaktor gehen im Fall einer Singles–Messung in die Proportionalitätskonstante auch noch die energieabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors[1] sowie der Winkelverteilungskoeffizient ein. Mit Hilfe von Gleichung 2.8 läßt sich die Lebensdauer eines Kernniveaus direkt aus den gemessenen Daten bestimmen, wenn man ein eventuelles *Sidefeeding* außer Acht läßt. Als *Sidefeeding* bezeichnet

[1] die sog. *Efficiency*

man eine zusätzliche, unbeobachtete Bevölkerung des untersuchten Niveaus. Da dies in den meisten Fällen schwer abzuschätzen ist, treten bei Singles–Messungen leicht systematische Fehler auf.
Als wesentliche Vorteile der DDC–Methode sind vor allem zwei Punkte hervorzuheben:

- Die sich aus Gleichung 2.8 ergebenden Lebensdauern sind unabhängig von den Lebensdauern bevölkernder Niveaus
- Für jeden Wert $t_k = d_k/v$ der Flugzeit der Rückstoßkerne (und somit für jeden eingestellten Abstand d_k) erhält man einen *unabhängigen* Wert $\tau_k(d_k)$ für die Lebensdauer. Die sogenannte τ–Kurve, also die gegen den Abstand d aufgetragenen Werte τ_k sollten natürlich innerhalb der statistischen Fehler einen konstanten Verlauf zeigen. Weicht die τ–Kurve von diesem idealen Verhalten ab, so ist dies ein deutlicher Hinweis auf systematische Fehler.

Systematische Fehler rühren in den meisten Fällen von falschen Annahmen über Feederintensitäten, Kontamination, Sidefeeding und auf dem Deorientierungseffekt. Beim Deorientierungseffekt handelt es sich um eine Hyperfeinwechselwirkung zwischen dem Spin der Rückstoßkerne und ihrer Elektronenhülle, die zu einer Intensitätsänderung für einen gegebenen Winkel mit der Flugzeit führt.

2.2.2 Die DDC-Methode bei Koinzidenzexperimenten

Um die erwähnten, bei Singlesmessungen oftmals unvermeidlichen systematischen Fehler möglichst zu umgehen, bietet es sich an, ein Koinzidenzexperiment durchzuführen. Die hieraus gewonnen Daten lassen sich ebenfalls mittels der (geringfügig erweiterten) DDC–Methode auswerten. Der Vorteil hierbei ist, daß im Koinzidenzverfahren beliebige γ–Kaskaden durch geeignete Wahl der Koinzidenzbedingungen (Koinzidenzschnitt auf den Flugpeak eines bevölkernden Übergangs) isoliert betrachtet werden können. Fehler aus den (bei Singlesmessungen erforderlichen) Abschätzungen über Intensitäten von Feedern, eventuell vorhandenem Sidefeeding oder Kontaminationen können so eliminiert werden. Analog zum Singles–Experiment ergibt sich für den Koinzidenz–Fall die Gleichung:

$$\tau_i(t) = \frac{-N_i^{co}(t) + \sum_h b_{hi}^{co} N_h^{co}(t)}{\frac{d}{dt} N_i^{co}(t)} \tag{2.9}$$

Abbildung 2.3 stellt schematisch eine $\gamma\gamma$–Koinzidenzmatrix dar.
Die dargestellte Situation basiert auf zwei aufeinanderfolgenden, koinzidenten γ–Übergängen in der zeitlichen Reihenfolge $Y \longrightarrow X$. Die Koinzidenzintensität $\{Y, X\}$ bezeichnet hierbei die Intensität des Übergangs X unter der Koinzidenzbedingung Y. $\{Y, X\}$ läßt sich in folgende Teilintensitäten zerlegen:

$$\{Y, X\} = \{Y_U, X_U\} + \{Y_S, X_U\} + \{Y_U, X_S\} + \{Y_S, X_S\} \tag{2.10}$$

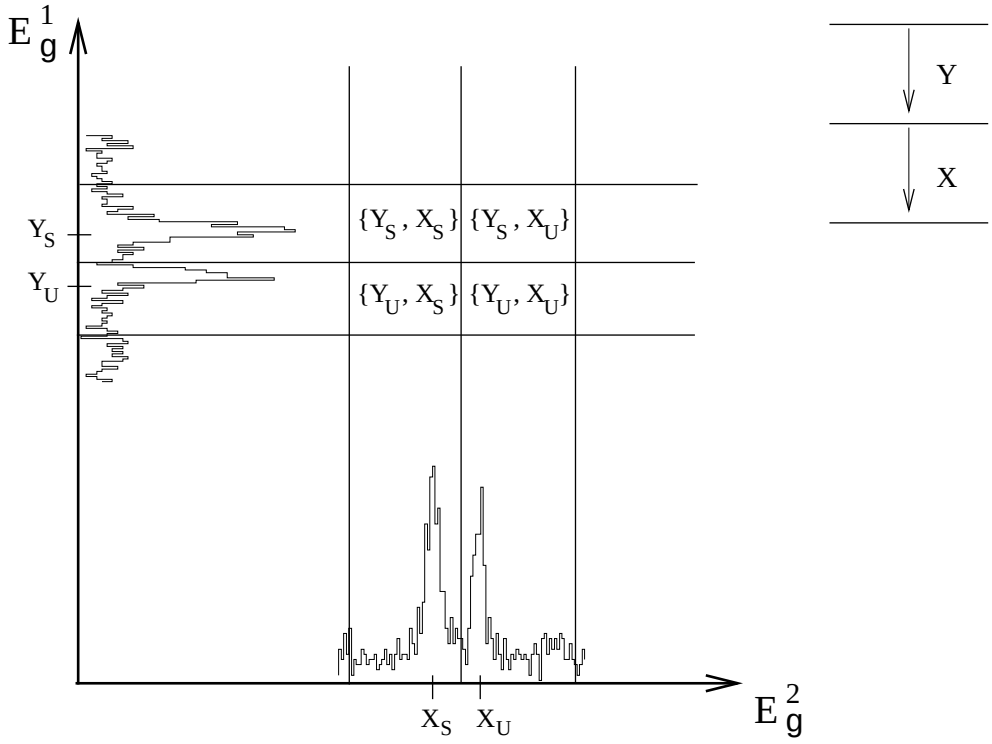


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung einer $\gamma\gamma$–Koinzidenzmatrix. Für zwei Übergänge X und Y einer γ–Kaskade sind die einzelnen Teilintensitäten von $\{Y, X\}$ dargestellt.

Hierbei steht der Index U jeweils für den Stoppeak (*unshifted*), S steht für den jeweiligen Flugpeak (*shifted*). Da X nach Y erfolgt, ist klar, daß Ereignisse, die im Stoppeak von Y (Y_U) registriert werden, keinen Beitrag mehr zum Flugpeak von X (X_S) leisten können. Somit ist

$$\{Y_U, X_S\} = 0 \tag{2.11}$$

Analog zum Singles–Experiment kann nun für jede Flugzeit $t_k = d_k/v$ ein unabhängiger Wert $\tau(t_k)$ für die Lebensdauer bestimmt werden [Dew89]:

$$\tau(t_k) = \frac{\{C_S, A_U\}(t_k) - \alpha\{C_S, B_U\}(t_k)}{\frac{d}{dt}\{C_S, A_S\}(t_k)} \,. \tag{2.12}$$

A, B, C sind hierbei Übergänge wie in Abbildung 2.2 skizziert. Es müssen natürlich noch mögliche Efficiency–Unterschiede für die unterschiedlichen Energien E_A und E_B und aus dem gewählten Zerfallsweg herausführende, Das Niveau l_i entvölkernde Übergänge berücksichtigt werden. Dies geschieht durch den Koeffizienten α, dem Verhältnis der Koinzidenzintensitäten $\{C, A\}$ und $\{C, B\}$, das für alle gewählten d_k konstant ist:

$$\alpha = \frac{\{C, A\}}{\{C, B\}} = \frac{\{C_S, A_U\} + \{C_S, A_S\}}{\{C_S, B_U\} + \{C_S, B_S\}} \tag{2.13}$$

Für die Untersuchung der direkt bevölkernden Übergänge kann Gleichung 2.12 zu folgendem Ausdruck vereinfacht werden:

$$\tau(t_k) = \frac{\{B_S, A_U\}(t_k)}{\frac{d}{dt}\{B_S, A_S\}(t_k)} \; . \tag{2.14}$$

Insgesamt bietet sich also ein RDDS–Koinzidenzexperiment in Verbindung mit der DDC–Methode auf Grund maßgeblicher Vorteile als optimaler Weg zur Lebensdauerbestimmung im ps–Bereich an:

- Absolute Target–Stopper–Abstände müssen nicht gemessen werden, da in die Auswertung lediglich relative Distanzen eingehen.
- Für jeden relativen Target–Stopper–Abstand läßt sich ein unabhängiger Lebensdauer – Wert bestimmen, der Verlauf der sich ergebenden τ–Kurve bietet ein gutes Maß für eventuelle systematische Fehler.
- Der Verlauf der jeweiligen Detektor–Efficiency spielt keine Rolle
- Durch geeignete Wahl von Koinzidenzbedingungen oberhalb des zu zu untersuchenden Niveaus können gezielt bestimmte Zerfallswege selektiert werden. Fehleranfällige Abschätzungen für Intensitäten bevölkernder Übergänge oder eventuell vorhandenes Sidefeeding entfallen.
- Wie in [Pet94] gezeigt wird, kürzen sich Winkelkorrelationseffekte in der Analyse vollständig heraus.

Kapitel 3

Das GAMMASPHERE–Experiment

3.1 Der Kölner Kugelplunger

Bei der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten RDDS–Koinzidenzmessung an ^{158}Er wurde als Meßapparatur der Kölner Kugelplunger eingesetzt, der hierzu in das GAMMASPHERE – Spektrometer des kalifornischen *Lawrence – Berkeley – National – Laboratory* eingebaut wurde. Abbildung 3.1 zeigt den Aufbau des Kugelplungers. Wie

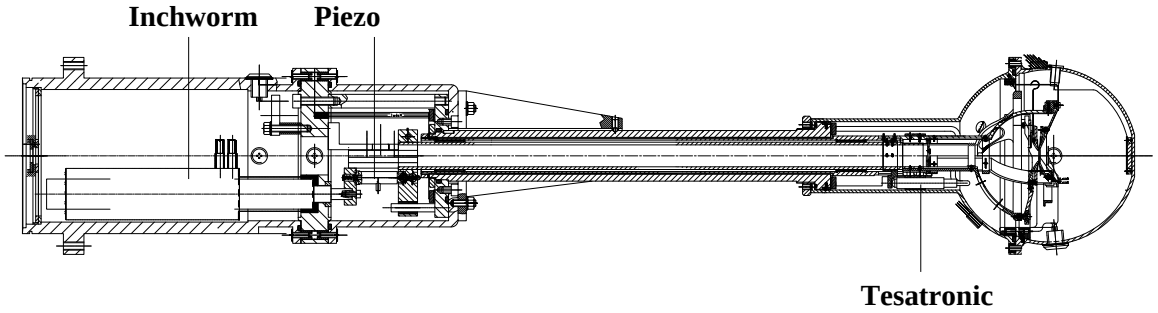


Abbildung 3.1: Der Kölner Kugelplunger. Der Name rührt von der kugelförmigen Reaktionskammer am Ende des Plungers her. Die wesentlichen Komponenten des Antriebs– und Regelsystems sind gekennzeichnet.

schon in Kapitel 2 beschrieben, ist es erforderlich, jeweils eine Target– und Stopperfolie in definiertem Abstand voneinander und exakt parallel zu montieren. Hierzu werden Target– und Stopperfolie jeweils über einen ringförmigen Konus gespannt, dessen polierte Stirnseite exakt plan ist. Dies geschieht im hinteren, kugelförmigen Teil des Plungers, der eigentlichen Reaktionskammer. Der vordere Teil des Plungers besteht aus einem Stück 4–Zoll–Strahlrohr, das den Antrieb für die Targetpositionierung und Komponenten der Abstandsregelung beherbergt. Durch den mittleren, dünnen Teil des Plungers verläuft das Koppelrohr, das den Antrieb spielfrei mit der Targetaufnahme in der Reaktionskammer verbindet. Bei dem sogenannten *Inchworm* handelt es sich um

einen aus einem stabförmigen und zwei ringförmigen Piezokristallen bestehenden Linearmotor, der mit einem optischen Positionsmeßsystem ausgestattet ist. Dessen hohe Präzision ermöglicht eine Positionierung der Targetfolie über einen Bereich von etwa 25 mm mit einer Genauigkeit von 0.05 μm. Bei Abständen bis 1000 μm wird zusätzlich ein induktives Meßsystem der Firma Tesatronic eingesetzt, dessen Auflösung zwischen 0.10 und 0.01 μm liegt (s. Tabelle 3.1). Da gerade bei Reaktionen mit schweren

	Bereich [μm]	Auflösung [μm]
Inchworm	bis 2500	0.05
Tesatronic	bis 40	0.01
	40 bis 1000	0.10

Tabelle 3.1: Auflösungen der im Plunger eingesetzten Abstandsmeßsysteme.

Ionen der Strahl einen beträchtlichen Energiebetrag in Target und Stopper deponiert, kommt es im Laufe des Experiments zur Erwärmung und damit verbunden zu thermischer Ausdehnung von Target und Stopper. Dies würde zu einer Änderung des eingestellten Target – Stopper – Abstands führen, daher ist es notwendig, den Abstand während des Experiments ständig zu messen und gegebenenfalls nachzuregeln. Das geschieht, indem Target– und Stopperfolie als Plattenkondensator verschaltet werden, dessen Kapazität umgekehrt proportional zum Abstand d der Folien ist. In der Praxis wird das elektrische Signal eines Pulsgenerators auf die Stopperfolie gegeben. Die hierdurch auf der Targetfolie induzierten Ladungspulse sind proportional zur Kapazität des Kondensators und somit ebenfalls umgekehrt proportional zum Abstand der beiden Folien. Sie werden verstärkt, digitalisiert und während der gesamten Messung aufgezeichnet. Im Experiment wird zunächst bei abgeschaltetem Strahl eine Kapazitätseichung durchgeführt, bei der einer Serie von Abstandswerten des Tesatronic–Systems Kapazitätswerte des Regelsystems zugeordnet werden. Auf Grundlage des Kapazitätssignals ist das Regelsystem nun mittels eines in die Schubstange der Targethalterung eingebauten Piezokristalls in der Lage, auftretende Abstandsänderungen über einen Bereich von ca. $30\mu m$ auszuregeln. Ausführlich beschrieben wird das System in [Böh91, Peu96, Tie95].

3.2 Das GAMMASPHERE–Spektrometer

Das GAMMASPHERE–Spektrometer [Lee90] des *Lawrence – Berkeley – National – Laboratory* ist eines der weltweit größten Spektrometer für γ – Spektroskopie – Experimente. Es besteht (in maximaler Bestückung) aus 110 ringförmig um die Strahlachse im Abstand von 25.0 cm von der Targetposition angeordneten, hochreinen Germanium – Detektoren; während dieses Experiments waren 100 Detektorpositionen besetzt.

Jeder dieser Detektoren ist mit einem BGO–Shield zur Compton–Unterdrückung umgeben. Bild 3.2 zeigt das geöffnete GAMMASPHERE–Spektrometer mit dem montierten Kölner Kugelplunger. Da die für das RDDS–Experiment grundlegende Dopp-

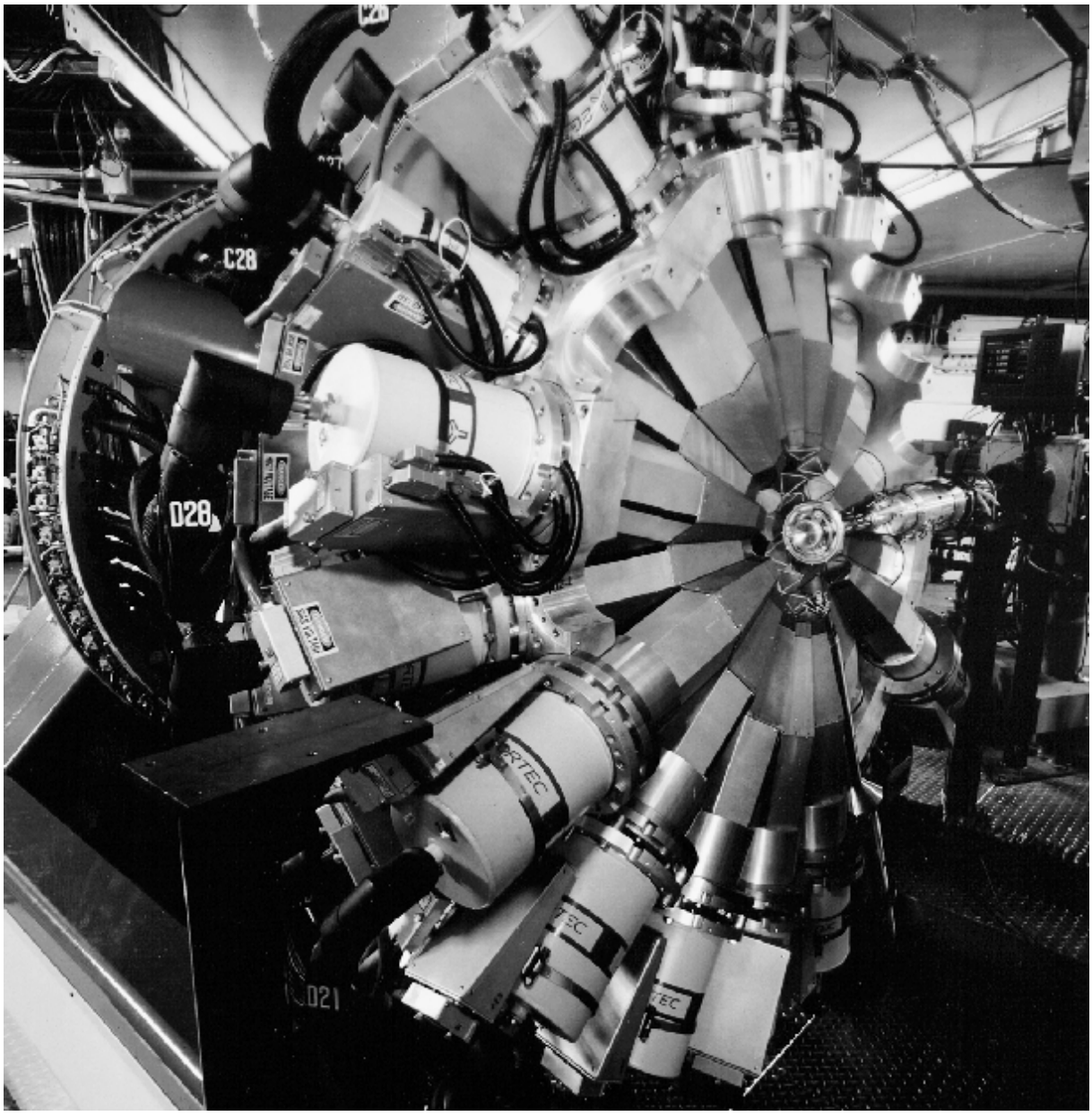


Abbildung 3.2: Das geöffnete GAMMASPHERE–Spektrometer mit dem im Zentrum montierten Kölner Kugelplunger.

lerverschiebung der γ–Strahlung (s. Kapitel 2.2) nur vom Winkel Θ des Detektors zur Strahlachse abhängig ist, können Detektoren mit gleichem Azimuthwinkel für die Analyse der Meßdaten zu einer Gruppe zusammengefaßt werden. Die Winkel und die

Detektoranzahlen der verschiedenen Ringe sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Ring Nr.	Θ	Detektoranzahl
1	17.3°	5
2	31.7°	5
3	37.4°	5
4	50.1°	10
5	58.3°	5
6	69.8°	9 (10)
7	79.2°	4 (5)
8	80.7°	3 (5)
9	90.0°	8 (10) } 23 (30)
10	99.3°	4 (5)
11	100.8°	4 (5)
12	110.2°	8 (10)
13	121.7°	5
14	129.9°	10
15	142.6°	5
16	148.3°	5
17	162.7°	5

Tabelle 3.2: Die im Experiment eingesetzten 100 Detektoren des GAMMASPHERE–Spektrometers werden zu 17 Gruppen gleichen Azimuthwinkels Θ zusammengefaßt. In der Tabelle sind für jeden Ring Azimuthwinkel und Detektoranzahl (in Klammern: maximale Detektoranzahl) aufgelistet. Die Ringe 7 – 11 wurden in der Auswertung wegen ihrer Nähe zu 90°nicht berücksichtigt.

3.3 Durchführung des Experiments

Der untersuchte Kern ^{158}Er wurde durch die Kernreaktion ^{122}Sn(^{40}Ar,4n)^{158}Er erzeugt, der ^{40}Ar–Strahl hatte eine Energie von 185 MeV. Das Target bestand aus einer Tantalfolie der Dicke von 1.68 mg/cm^2 mit geringer Oberflächenrauhigkeit, auf die eine ^{122}Sn–Schicht von 1.25 mg/cm^2 aufgedampft war. Die Isotopen–Anreicherung des ^{122}Sn betrug 92.25%. Als Stopper war im Plunger eine Goldfolie der Dicke 10.5 mg/cm^2 eingesetzt. Gestoppt wurde der Strahl in einem dicken (ca. 100 mg/cm^2)

Wismuth–Strahlstopper, der zur Kühlung auf ein Kupferblech gewalzt und auf die Innenseite der Abschlußkappe des Plungers montiert war. Der ^{40}Ar–Ionenstrahl wurde vom 88–Inch–Zyklotron am *Lawrence–Berkeley–National–Laboratory* erzeugt und in das GAMMASPHERE – Spektrometer fokussiert. Die erzeugten ^{158}Er–Kerne verließen die Targetfolie mit einer maximalen Geschwindigkeit von 1.98% der Lichtgeschwindigkeit (s. Kapitel 4.4). Während der gesamten Meßzeit von ca. 90 Stunden wurden etwa $4.15 \cdot 10^9$ Ereignisse aufgezeichnet. Die sogenannten *Eventbuilder* des Datenaufnahmesystems waren dabei auf einen *fold*$\geq$3 eingestellt, das heißt, es wurden nur Ereignisse auf Magnetband geschrieben, bei denen mindestens drei koinzidente γ–Quanten in Detektoren nachgewiesen wurden, deren Anti–Compton–Shields kein gestreutes γ–Quant registrierten (sogenannte *clean triples*). Während des Experiments wurde bei 19 verschiedenen Target–Stopper–Abständen zwischen 0 und 700 μm gemessen (s. auch Kapitel 4.2). Die Master–Zählrate lag zwischen 6 und 7 kHz, die Datenrate der auf Band geschriebenen Events betrug ca. 500 – 600 kB/s. Am Ende des Experiments wurde noch eine Eichung mit einer ^{152}Eu – Quelle durchgeführt.

Kapitel 4

Auswertung der Daten

Die am GAMMASPHERE – Spektrometer aufgezeichneten Daten wurden direkt vor Ort umgeeicht, so daß kalibrierte Daten mit einer festen Energie–Kanalbeziehung (1 keV $\widehat{=}$ 3 Kanäle) auf Exabyte Magnetbändern zur Verfügung standen.

4.1 Erstellen der Koinzidenzmatrizen

Für das Anlegen von $\gamma\gamma$–Koinzidenzmatrizen müssen alle Events in zweifach – Koinzidenz – Ereignisse entfaltet werden, diese werden dann in die entsprechende $E_\gamma E_\gamma$–Matrix einsortiert, dies sind quadratische Matrizen mit 4096 x 4096 Kanälen. Hierzu wurde das Programm *bubble* [Peu97] verwendet, das die im GAMMASPHERE Presortformat vorliegenden Daten aufbereitet. Beim Sortieren wurde ein Energiefenster von 100 – 1300 keV gesetzt, d.h. nur Ereignisse innerhalb dieses Energiebereichs wurden einsortiert. Um die Matrizen im Hinblick auf den zu untersuchenden Kern ^{158}Er von unerwünschten Nebenreaktionen zu reinigen, wurde zunächst aus den Daten eines Magnetbands eine Energie–Fold–Matrix angelegt, also eine Matrix, in der γ–Energien gegen den Fold des jeweiligen Ereignisses aufgetragen sind. Führt man nun in dieser Matrix einen Schnitt auf eine starke Linie (z.B. den Grundzustandsübergang) aus ^{158}Er durch, so erhält man als Ergebnis ein Spektrum mit der Fold–Verteilung dieses Übergangs. Dies wurde für die Grundzustandsübergänge der Nachbarkerne ^{157}Er und ^{159}Er auf gleiche Weise durchgeführt. Bild 4.1 zeigt die so gewonnenen Spektren. Es ist deutlich zu sehen, daß die Maxima der einzelnen Foldverteilungen bei unterschiedlichen folds liegen. Daher wurde beim Sortieren die zusätzliche Bedingung $fold \geq 7$ gesetzt, d.h. nur solche Ereignisse wurden in die Matrizen einsortiert. Dadurch konnte ein grosser Teil der zum $5n$–Reaktionskanal (^{157}Er) gehörenden Ereignisse von vornherein aussortiert werden. Es wurden $2.34 \cdot 10^9$, also etwa die Hälfte der aufgezeichneten Ereignisse in die Matrizen einsortiert.
Da in Detektoren der Ringe 7–12 wegen ihrer Nähe zu 90°registrierte γ–Quanten eine zu geringe Doppler–Verschiebung aufweisen, wurden diese bei der Auswertung nicht berücksichtigt und für diese Ringe keine Koinzidenzmatrizen angelegt. Pro Abstand

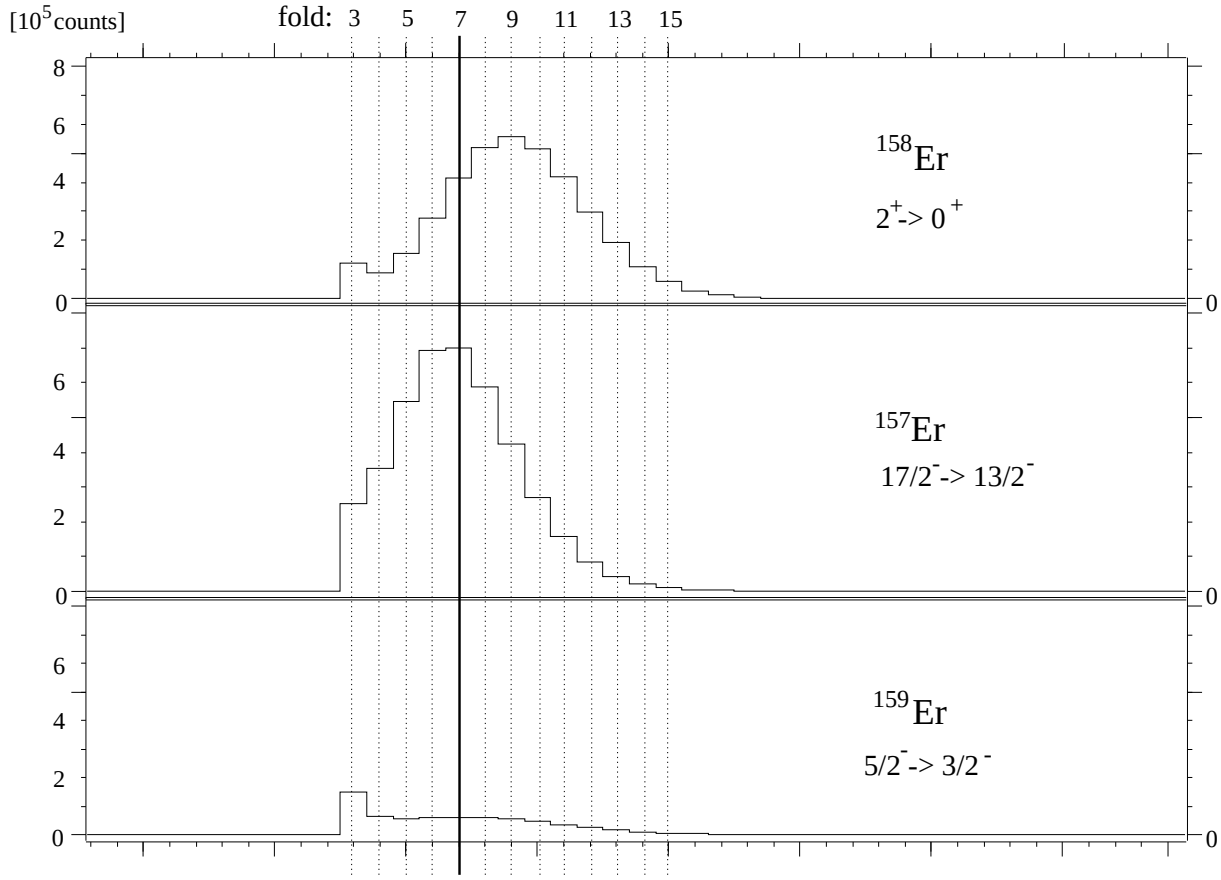


Abbildung 4.1: Foldverteilung der Grundzustandsübergänge von ^{158,157,159}Er

wurden 144 Matrizen M_{KL} angelegt, mit $K, L \in \{1, 2, 3, 4, 5, 6, 12, 13, 14, 15, 16, 17\}$. Hierbei entsteht jeweils die Matrix M_{KL} aus der Transposition der Matrix M_{LK}, die Matrizen M_{LL} sind symmetrisch. Da bei 19 verschiedenen Abständen gemessen wurde, entstanden auf diese Weise 2736 Matrizen. Diese wurden mit Hilfe der `mfile`–library [Ess95] komprimiert und es wurden von jeder Matrix je zwei Projektionsspektren angelegt so daß insgesamt ca.10.5 Gigabyte Plattenplatz belegt wurde.

Eine erste Analyse der Matrizen zeigte, daß außer dem gesuchten Kern ^{158}Er auch viele Übergänge aus konkurrierenden Reaktionskanälen in den Projektionsspektren auftraten. Da jedoch im Koinzidenzverfahren ausgewertet wurde (s.Kapitel 2.2), bei dem gezielt Zerfallswege selektiert werden können, führen Nebenreaktionen nur dann zu Problemen, wenn in einem anderen Kern ein koinzidentes Linienpaar mit gleichen Übergangsenergien wie im untersuchten Kern auftreten. Dies war in dem durchgeführten Experiment jedoch glücklicherweise nicht der Fall. In Tabelle 4.1 sind die auftretenden Nebenreaktionen in der Reihenfolge ihres Wirkungsquerschnitts aufgeführt.

Kern	Kernreaktion
^{158}Er	^{122}Sn(^{40}Ar,4n)^{158}Er
^{157}Er	^{122}Sn(^{40}Ar,5n)^{157}Er
^{155}Dy	^{122}Sn(^{40}Ar,α3n)^{155}Dy
^{158}Ho	^{122}Sn(^{40}Ar,p3n)^{158}Ho
^{154}Dy	^{122}Sn(^{40}Ar,α4n)^{154}Dy
^{153}Dy	^{122}Sn(^{40}Ar,α5n)^{153}Dy
^{157}Ho	^{122}Sn(^{40}Ar,p4n)^{157}Ho
^{159}Er	^{122}Sn(^{40}Ar,3n)^{159}Er

Tabelle 4.1: Die Nebenreaktionen im durchgeführten GAMMASPHERE–Experiment.

4.2 Abstandseichung

Vor Beginn des Experiments wurde zunächst eine Eichung des kapazitiven Meßsystems durchgeführt, aus der später eine eindeutige Abstands – Kapazitäts – Beziehung gewonnen wurde. Hierzu wurden ohne Strahl bei abgeschaltetem Regelsystem die Kapazitätswerte $C(d)$ und die dazugehörigen Meßwerte des Tesatronic – Systems über einen Bereich von 800 μm geeicht.
Für die Auswertung nach der DDC–Methode ist die Kenntnis von Relativabständen ausreichend. Um diese zu erhalten, wurde eine Interpolation der aufgenommenen Meßwerte durch Polynome zweiten Grades durchgeführt. Es zeigte sich, daß es von Vorteil ist, $1/C$ gegen d zu fitten (anstatt C gegen d). In Abbildung 4.2 sind die Meßwerte und die Interpolation dargestellt. Mit Hilfe der Interpolation lassen sich nun die Relativabstände $d - d_0$ aller im Experiment angefahrenen Targetpositionen zum Stopper sehr genau bestimmen. Die 19 relativen Target – Stopper – Abstände, bei denen gemessen wurde, sind in Tabelle 4.2 dargestellt.

4.3 Normierung der Daten

Bei der DDCM–Auswertung werden Peakflächen aus bei verschiedenen Target – Stopper – Abständen aufgenommenen Spektren miteinander verglichen (vgl. Kapitel 2.2). Das ist nur möglich, wenn alle Daten auf die gleiche Anzahl erzeugter Compoundkerne normiert werden. Hierdurch werden z.B. Strahlstromschwankungen oder unterschiedlich lange Meßzeiten der verschiedenen Abstände kompensiert. Es mußte also für jeden Abstand d ein Normierungsfaktor $N(d)$ gewonnen werden. Hierzu wurde ein gemeinsames Gate auf Flug– und Stoppeak des ($2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) in ^{158}Er gesetzt. In

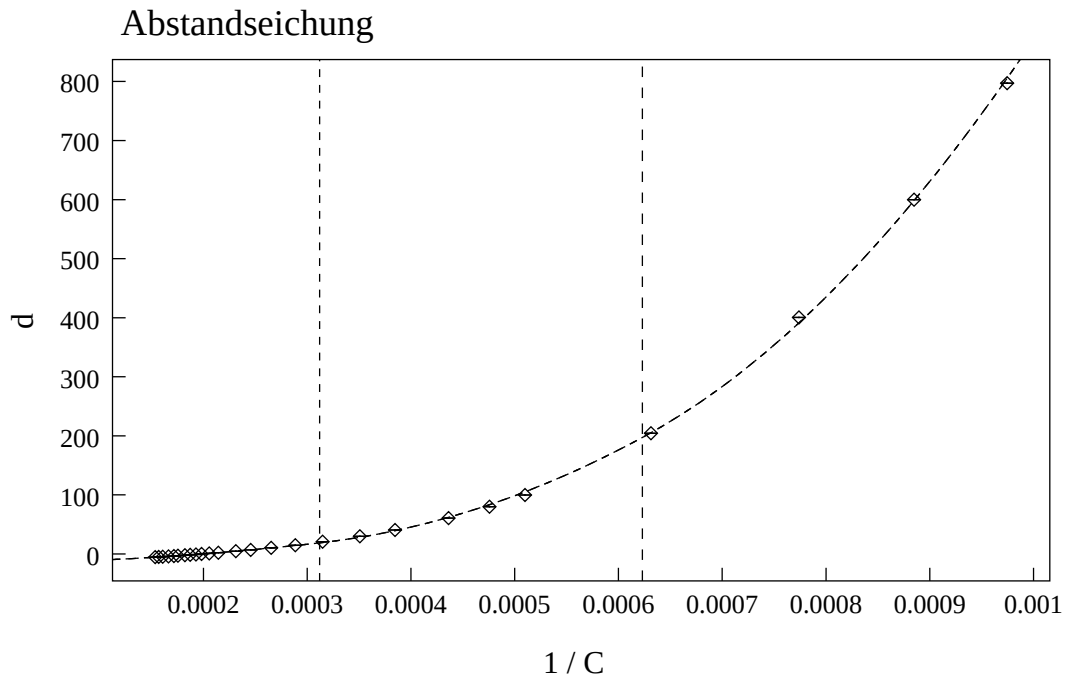


Abbildung 4.2: Abstandseichung, die Werte werden mit stetig differenzierbaren, aneinandergereihten Polynomen interpoliert.

d(C) - d_0 [μm]	d(C) - d_0 [μm]
1.32(1)	53.45(10)
2.32(1)	75.87(17)
4.90(2)	90.96(42)
5.17(1)	120.52(48)
7.79(1)	160.27(76)
12.79(2)	222.3(11)
18.85(3)	318.9(17)
25.22(5)	453.0(38)
32.30(5)	697.0(68)
41.78(6)	

Tabelle 4.2: Eingestellte relative Target – Stopper – Abstände. d_0 bezeichnet den Abstandswert, bei dem sich elektrischer Kontakt zwischen Target und Stopper einstellte.

den sich ergebenden Schnittspektren wurden die Gesamtintensitäten von Flug– und Stoppeaks der Übergänge ($4_1^+ \rightarrow 2_1^+$), ($6_1^+ \rightarrow 4_1^+$) und ($8_1^+ \rightarrow 6_1^+$) bestimmt. Die Nor-

mierungsfaktoren ergaben sich aus der Forderung, daß die Summe dieser drei Intensitäten für alle Abstände konstant sein muß (gleiche Anzahl erzeugter Kerne). Dieser Vorgang wurde für 10 verschiedene Ringe separat durchgeführt, es ergaben sich also 10 unabhängige Sätze von Normierungsfaktoren. Deren Güte wurde überprüft, indem mit den Normierungsfaktoren eines Rings Daten der jeweils anderen Ringe normiert wurden. Falls keine Fehler vorliegen, sollte das Ergebnis über alle Abstände und alle Ringe konstant sein. Die grafische Darstellung der auf diese Weise durchgeführten Überprüfung ist in Anhang A.2 gezeigt. Für jeden Abstand d wurde als endgültiger Normierungsfaktor $N(d)$ das gewichtete Mittel aus allen 10 Werten gebildet. Die so gewonnen Faktoren sind in Tabelle 4.3 zusammengestellt.

Abstand d [μm]	$N(d)$	Abstand d [μm]	$N(d)$
1.32	1.449(17)	53.45	1.152(12)
2.32	1.077(11)	75.87	1.129(12)
4.90	1.532(18)	90.96	2.734(39)
5.17	1.172(13)	120.52	3.301(51)
7.79	1.029(11)	160.27	2.798(41)
12.79	1.213(13)	222.31	2.647(38)
18.85	1.001(10)	318.99	3.304(51)
25.22	1.102(12)	453.06	5.68(11)
32.30	1.148(12)	697.01	5.71(11)
41.78	2.500(34)		

Tabelle 4.3: Normierungsfaktoren $N(d)$ pro Abstand d.

4.4 Bestimmung von v/c

Die Fluggeschwindigkeit v/c der erzeugten Compoundkerne (vgl. Gl. 2.1) läßt sich direkt aus der Doppler–Verschiebung zwischen Flug– und Stoppeak intensitätsstarker Übergänge bestimmen, es gilt: $\Delta E = E_U \cdot \frac{v}{c} \cdot \cos\Theta$. Da die größte Doppler–Verschiebung in den Spektren der zu 90° symmetrischen Ringe 1 und 17 auftritt, bietet es sich an, Differenzspektren aus Projektionen der Ringe 1 und 17 zu untersuchen. Dies wurde für 3 lange Abstände (697, 453 und 319 μm) und jeweils 6 verschiedene Übergänge durchgeführt. Aus der halben Energiedifferenz der Flugpeakpositionen wurde jeweils ein Wert für v/c bestimmt, die abschließende Mittelwertbildung ergab $v/c = 1.98(4)\%$. Abbildung 4.3 zeigt ein solches Differenzspektrum.

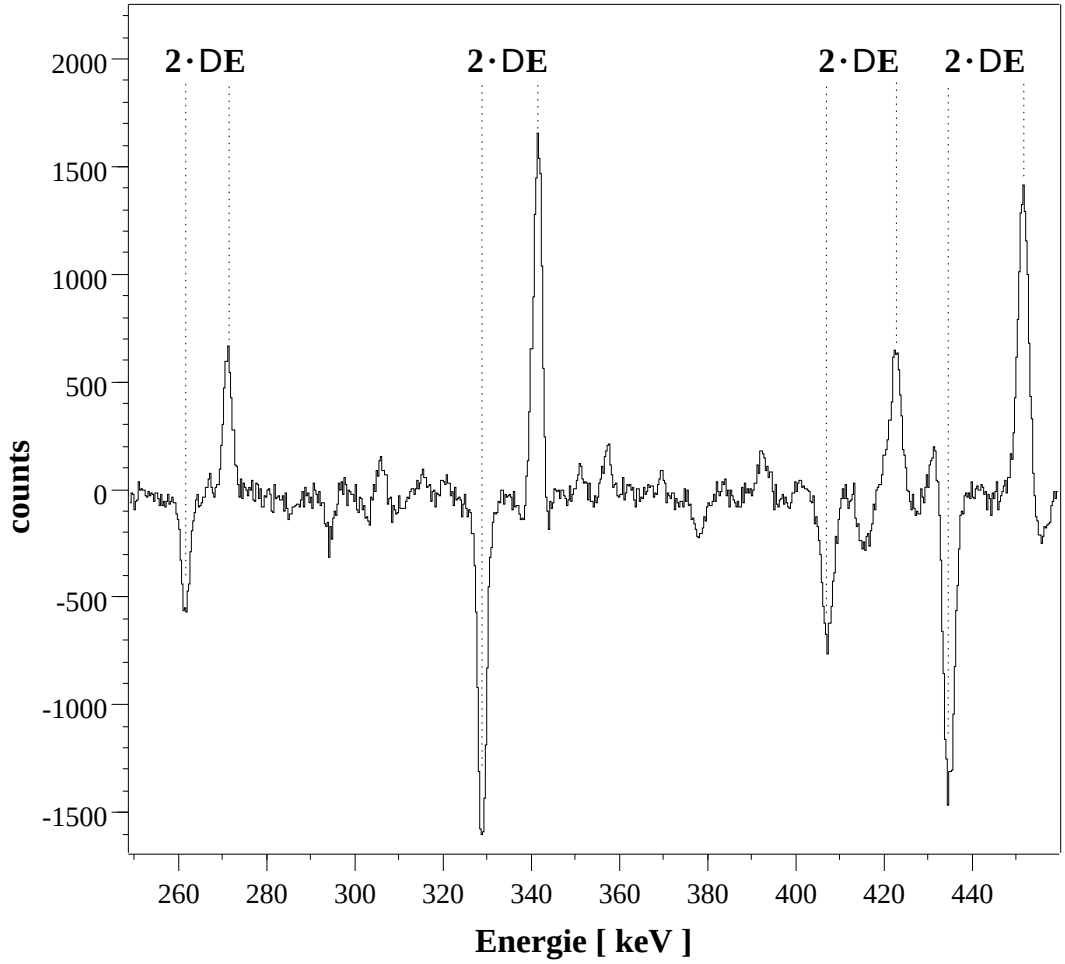


Abbildung 4.3: Differenzspektrum der Ringe 1 und 17 beim Target– Stopper– Abstand von 697 μm.

4.5 Bestimmung der Lebensdauern

In Kapitel 2.2 wurde das Prinzip der Differential Decay Curve Method (DDCM) vorgestellt. Die wesentlichen Größen in einer Auswertung nach diesem Verfahren sind die Intensitäten[1] des Flug– und Stoppeaks des das untersuchte Niveau l_i entvölkernden Übergangs unter entsprechenden Koinzidenzbedingungen. Daher werden zunächst für jeden Abstand und jede Winkelkombination Schnittspektren erzeugt, in denen dann die gesuchten Intensitäten bestimmt werden. Aus diesen Werten wird dann in weiteren Schritten im Rahmen der DDC–Methode der Wert für die Lebensdauer des untersuchten Kernniveaus bestimmt. Hierzu steht inzwischen eine Anzahl speziell auf die Auswertung von RDDS–Daten abgestimmter Programme zur Verfügung [Peu00a].

[1] also die Flächen

4.5.1 Bestimmung der Intensitäten

Für die praktische Durchführung der DDC–Methode wird nun entweder ein Gate auf den Flugpeak des das untersuchte Niveau l_i direkt bevölkernden Übergangs (*direct feeder*) bzw. eines höher liegenden, l_i indirekt bevölkernden Übergangs (*indirect feeder*) gesetzt. Im ersten Fall werden Flug– und Stoppeak des entvölkernden Übergangs untersucht, im Fall des indirekten Feeders müssen sowohl der direkt bevölkernde als auch der entvölkernde Übergang untersucht werden. Da es die DDC–Methode im Fall eines Koinzidenzexperiments ermöglicht, durch Gates auf *höher* liegende Übergänge gezielt Zerfallswege auszuwählen, ist die „Bevölkerungsgeschichte“ des untersuchten Niveaus l_i insoweit vollständig bekannt, als sie die in den Schnittspektren enthaltenen Ereignisse betrifft. Somit hat also eventuelles *Sidefeeding* keinen Einfluß auf die Daten.
Wird ein Schnitt in der Matrix M_{KL} ausgeführt, bedeutet dies in der hier verwendeten Konvention, daß das Projektionsspektrum, in dem das Gate gesetzt wird, zum Ring L gehört. Das resultierende Schnittspektrum S_{K_L} ist aus dem Ring K. Das bedeutet, daß die Flugpeaks in allen Spektren S_{K_L} eines Rings K die gleiche Doppler–Verschiebung aufweisen. Somit können (im Idealfall) für jeden Ring K die Schnittspektren S_{K_L} für alle Ringe $L \in \{1, 2, 3, 4, 5, 6, 12, 13, 14, 15, 16, 17\}$ aufsummiert werden[2]. Dies führt zu einer erheblichen Verbesserung der Statistik in den zu analysierenden Spektren. In der Praxis konnten meist nicht alle dieser Ringe in die Summenspektren einbezogen werden, da es vorkommen kann, daß (je nach Winkel) die Doppler–verschobenen Flugpeaks Überlappung mit anderen Peaks aufweisen und somit kein eindeutiges Gate auf einen reinen Flugpeak gesetzt werden kann. Auf diese Weise erhält man für jeden untersuchten Ring zwei unabhängige Werte für die Lebensdauer, je einen für den direkten und den indirekten feeder. Das erzeugen der Summen – Schnittspektren geschah im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe des Programms `Geisha` [Peu00a], daß das Durchführen der Schnitte und das korrekte Aufsummieren der zu einem Ring gehörenden Spektren für alle Abstände weitgehend automatisiert. Die entsprechenden Gates auf die Flugpeaks sowie die Untergrund–Gates wurden zuvor mit Hilfe des Programms `tv` [The94] ermittelt. Die Bestimmung der Intensitäten der Flug– und Stoppeaks wurde stark vereinfacht durch das Programm `Lisa`, daß es ermöglicht, die Flächen mehrerer Peaks wahlweise durch Integration oder Fit für alle Abstände parallel durchzuführen. Peakposition und Peakbreite werden hierbei festgehalten, die Bestimmung des Untergrundes erfolgt entweder durch Definition von Untergrundregionen im Spektrum oder halbautomatisch durch Mittelung. Nähere Einzelheiten hierzu sind in [Peu00a] enthalten. In kritischen Fällen, in denen Flug– und/oder Stoppeak auch nach der Summation über verschiedene Ringe nur sehr geringe Intensitäten aufwiesen, mußten diese einzeln „von Hand“ mit dem Programm `tv` bestimmt werden, da eine automatische Untergrundbestimmung hier leicht zu Fehlern führt, die eine gravierende Auswirkung auf die Berechnung der Lebensdauerwerte haben.

[2] vorausgesetzt, daß die einzelnen Spektren frei von störenden Kontaminationen sind, was natürlich in jedem Fall überprüft werden muß

4.5.2 Die Anwendung der DDC–Methode

Am Beispiel des 4_1^+–Niveaus in ^{158}Er mit dem $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ Übergang als direktem Feeder soll hier nun die Anwendung der DDC–Methode erläutert werden. Für diesen Fall gilt (vgl. Kapitel 2.2):

$$\tau(t_k) = \frac{\{B_S, A_U\}(t_k)}{\frac{d}{dt}\{B_S, A_S\}(t_k)} \tag{4.1}$$

mit B als bevölkerndem und A als entvölkerndem Übergang, mit S, U indiziert deren jeweiliger Flug– bzw. Stoppeakanteil und mit $t_k = x_k/v$ als der zum Abstand x_k gehörigen Flugzeit. Es soll nun $I_{su}^{BA}(x_k)$ beim Abstand x_k die Intensität der Ereignisse bezeichnen, für die die unshifted–Komponente (u) des entvölkernden Übergangs A koinzident ist mit der shifted–Komponente (s) des bevölkernden Übergangs B. Entsprechend bezeichnet $I_{ss}^{BA}(x_k)$ die Intensität der shifted–Komponente des entvölkernden Übergangs in Koinzidenz mit der shifted–Komponente des bevölkernden Übergangs (ss). Dann läßt sich Gleichung 4.1 schreiben als

$$\tau(x) = \frac{I_{su}^{BA}(x)}{\frac{d}{dx} I_{ss}^{BA}(x)} \frac{1}{v} \tag{4.2}$$

Da zu verschiedenen Abständen x_k (und somit zu verschiedenen Meßzeiten) gehörende Intensitäten verglichen werden sollen, müssen diese zunächst mit dem jeweiligen Normierungsfaktor N_x normiert werden (vgl. Kapitel 4.3):

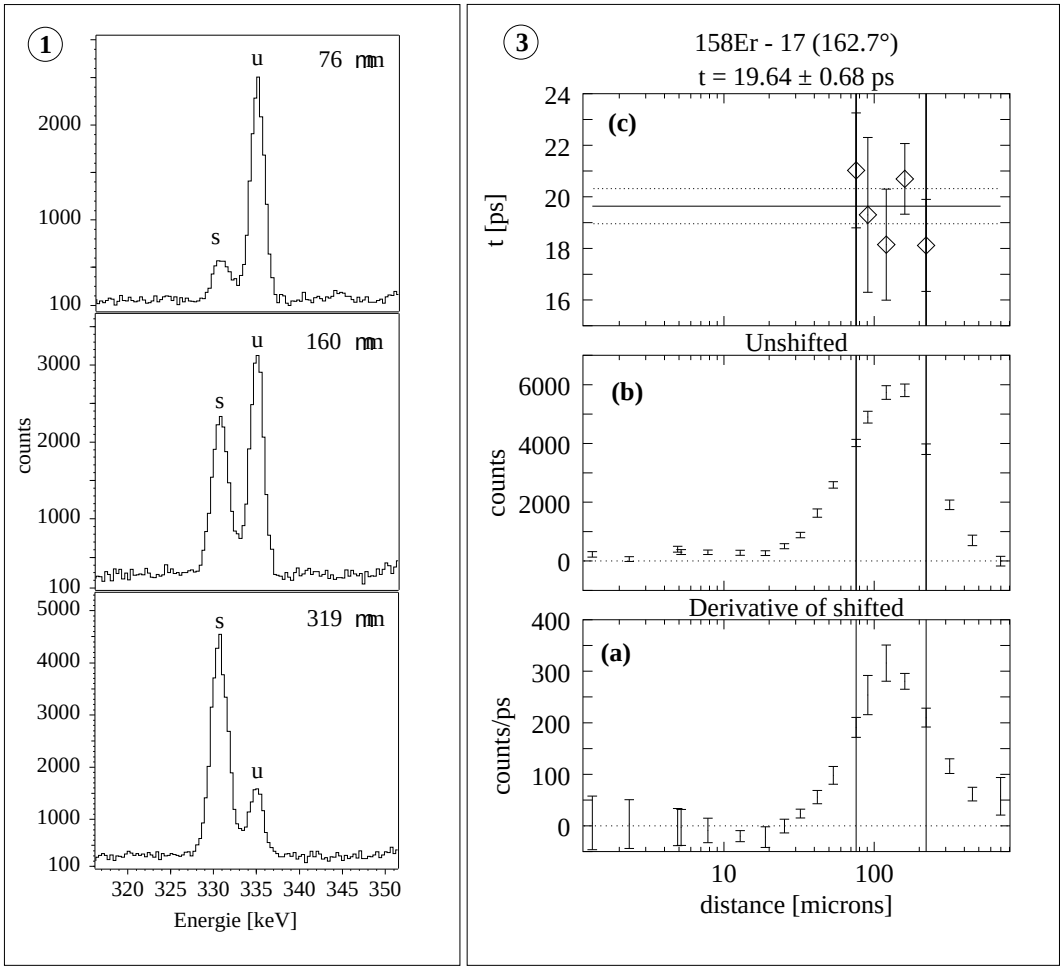
$$\tau(x) = \frac{N_x \cdot I_{su}^{BA}(x)}{\frac{d}{dx} N_x \cdot I_{ss}^{BA}(x)} \frac{1}{v} \tag{4.3}$$

Um die im Nenner von Gleichung 4.3 auftretende Ableitung nach dem Abstand zu bilden, wird an die normierten Werte $N_x \cdot I_{ss}^{BA}(x)$ der Flugpeakintensitäten eine Funktion angepaßt, die aus aneinandergereihten, stetig differenzierbaren Polynomen besteht und den Verlauf der Werte möglichst gut beschreibt. Für die Durchführung des fits wurde das Programm `apatau` [Peu00b] verwendet, das es ermöglicht, durch die Vorgabe von Stützstellen den Verlauf der angepaßten Funktion zu bestimmen. Es ergibt sich dann pro Abstand x_k ein Wert τ_k für die Lebensdauer des untersuchten Niveaus. Aus den im sensitiven Bereich liegenden Werten wird das gewichtete Mittel gebildet. Als sensitiver Bereich wird der Abstandsbereich bezeichnet, in dem die Steigung der Flugpeakintensitäten groß ist, da hier der relative Fehler am kleinsten ist. Die Analyse verschiedener Ringe liefert wiederum unabhängige Werte τ_Θ, aus denen die Niveaulebensdauer τ als gewichtetes Mittel berechnet wird.
Abbildung 4.4 zeigt die drei wesentlichen Schritte in der Anwendung der DDC–Methode am Beispiel des 4_1^+–Niveaus dessen entvölkernder Übergang $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ eine unverschobene γ–Energie von 335.1 keV hat.

① Zunächst werden die benötigten Schnittspektren erstellt, indem ein Gate auf den Flugpeak des direkten Feeders $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ gesetzt wurde. Für den in diesem Beispiel gezeigten Ring 17 liegt dieser bei 434.8 keV. Aus diesen Spektren wurden nun die Intensitäten der Flug– (u) und Stoppeaks (s) des entvölkernden $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergangs bestimmt und anschließend normiert. Abbildung 4.4① zeigt drei dieser Schnittspektren für drei verschiedene Abstände. Deutlich zu erkennen ist die Veränderung des Intensitätsverhältnisses von Flug– zu Stoppeak mit dem Abstand.

② Als nächster Schritt wird mit Hilfe des Programms `apatau` an die Werte der Flugpeak–Intensitäten eine Funktion angepaßt, aus der die Ableitung der Intensität nach dem Abstand gebildet werden kann (vgl. Gleichung 4.3). In Teil ② der Abbildung 4.4 ist ein Plot der mit `apatau` angepaßten Funktion und ihrer Stützstellen zu sehen. Die Fitfunktion besteht aus Polynomen zweiten Grades.

③ Aus den normierten Intensitäten der Stoppeaks $N_x \cdot I_{su}^{BA}(x)$ und den aus der Fitfunktion gewonnenen Werten für $\frac{d}{dx} N_x \cdot I_{ss}^{BA}(x)$ wird nun gemäß Gleichung 4.3 für jeden Abstand x_k ein Wert τ_k für die Lebensdauer des 4_1^+–Niveaus berechnet. In Abbildung 4.4③ ist der Verlauf der Stoppeakintensitäten (b), der Ableitung der Flugpeakintensitäten (b) und daraus resultierenden Werte τ_k für die Niveaulebensdauer (c) gezeigt.



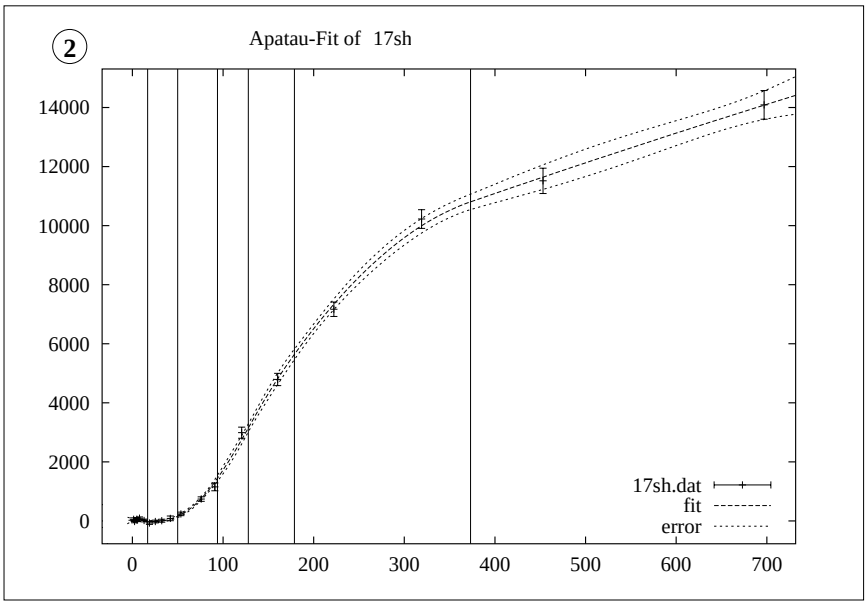


Abbildung 4.4: Die drei wesentlichen Schritte in der Anwendung der DDC–Methode am Beispiel des $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ – Übergangs, analysiert in Ring 17 (Θ = 162.7°)

Kapitel 5

Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel sind die Ergebnisse des durchgeführten GAMMASPHERE – Experiments zusammengestellt. Dies sind die Lebensdauern der Zustände in der Grundzustandsbande bis zum 12^+_g – Niveau bei 2680.8 keV sowie in der S–Bande 1 bis zum $20^+_{S_1}$ – Niveau bei 4888.4 keV. Abbildung 5.1 zeigt einen entsprechenden Ausschnitt aus dem Termschema von ^{158}Er (vgl. auch Anhang A.1). Im Kern ^{158}Er besteht die Grundzustandsbande im wesentlichen aus den 8 Niveaus 0^+_g, 2^+_g, 4^+_g, 6^+_g, 8^+_g, 10^+_g, 12^+_g, und 14^+_g. Zwar setzt sich die Bande nach oben hin noch weiter fort, Spins und Paritäten von in früheren Experimenten beobachteten, höher liegenden Niveaus der Bande sind bisher jedoch nicht gesichert. Zudem tritt bei den 10^+_g und 12^+_g Niveaus eine starke Mischung mit der S–Bande 1 auf. Der weitaus größte Teil der Intensität kommt über den das 12^+_g – Niveau bevölkernden Zerfall des bei 3190 keV liegenden $14^+_{S_1}$ – Niveaus aus der S–Bande 1 in die Grundzustandsbande hinein, der Übergang $14^+_{S_1} \xrightarrow{509keV} 12^+_g$ ist etwa 7.5 mal stärker auf als der $14^+_g \xrightarrow{693keV} 12^+_g$. Für das 12^+_g – Niveau bei 608.3 keV wurde nur der direkte Feeder $14^+_g \xrightarrow{693keV}$ untersucht; auf den Flugpeak des zweiten direkten Feeders $14^+_{S_1} \xrightarrow{509keV} 12^+_g$ konnte kein Gate gesetzt werden, da dieser kontaminiert war.

5.1 Lebensdauern in der Grundzustandsbande von ^{158}Er

Im Rahmen dieser Arbeit konnten mit Hilfe der DDC–Methode Lebensdauern für die Niveaus von 2^+_g bis 12^+_g in der Grundzustandsbande von ^{158}Er bestimmt werden, sie sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt.

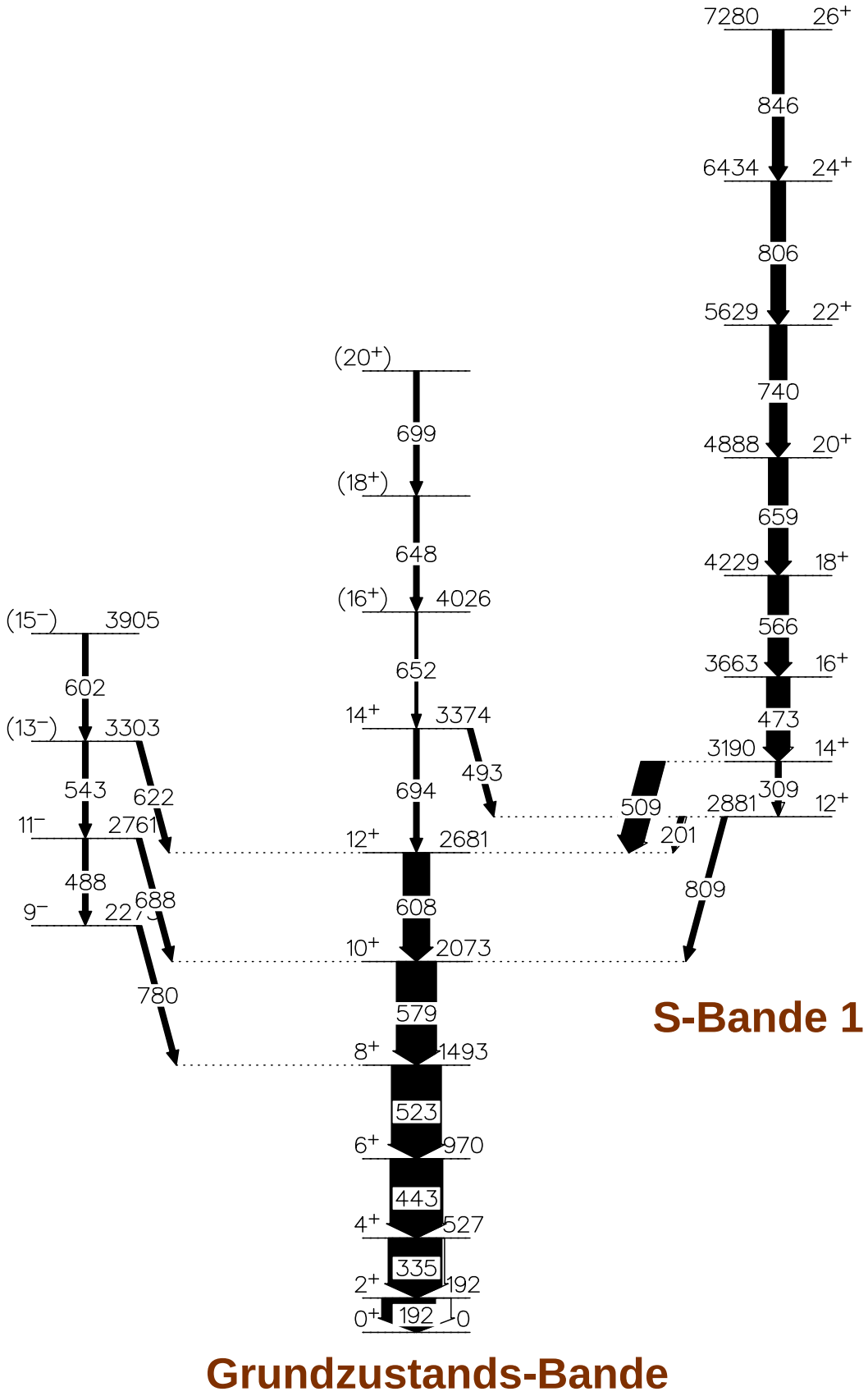


Abbildung 5.1: Ausschnitt aus dem Termschema von ^{158}Er. Untersucht wurden die Lebensdauern der Niveaus in der Grundzustandsbande sowie in der S–Bande 1.

J^π s	E_γ (J→J-2) [keV]	$\tau(\theta_n^m)$ [ps]	$\overline{\tau}$ $(\Delta\overline{\tau})$ [ps]
2_g^+	192.1	283 (21) Θ_1^i , 327 (29) Θ_2^i 324 (32) Θ_3^i , 380 (28) Θ_4^i 400 (30) Θ_{14}^i , 395 (35) Θ_{15}^i 369 (32) Θ_{16}^i , 382 (56) Θ_{17}^i 304 (40) Θ_{14}^d , 425 (62) Θ_{15}^d 299 (37) Θ_{16}^d	341 (10)
4_g^+	335.1	19.33 (66) Θ_1^i , 19.79 (65) Θ_2^i 19.69 (87) Θ_3^i , 21.7 (11) Θ_{15}^i 20.34 (73) Θ_{16}^i 18.26 (45) Θ_1^d , 18.48 (37) Θ_2^d 18.55 (38) Θ_3^d , 18.28 (34) Θ_4^d 19.38 (42) Θ_{14}^d , 17.93 (48) Θ_{15}^d 19.94 (42) Θ_{16}^d , 19.34 (66) Θ_{17}^d	18.91 (13)
6_g^+	443.1	3.52 (15) Θ_1^i , 3.60 (14) Θ_2^i 4.01 (15) Θ_3^i , 3.56 (12) Θ_4^i 3.80 (19) Θ_5^i , 3.99 (14) Θ_{14}^i 3.97 (17) Θ_{15}^i , 4.14 (16) Θ_{16}^i 3.84 (18) Θ_{17}^i 3.20 (12) Θ_1^d , 2.98 (16) Θ_2^d 3.57 (13) Θ_3^d , 3.49 (15) Θ_{15}^d 3.29 (14) Θ_{16}^d , 4.11 (36) Θ_{17}^d	3.61 (4)
8_g^+	523.1	1.46 (10) Θ_4^i , 1.81 (15) Θ_5^i 1.00 (7) Θ_2^d 1.04 (6) Θ_4^d , 1.08 (11) Θ_5^d 1.00 (6) Θ_{14}^d , 1.09 (8) Θ_{15}^d 1.11 (8) Θ_{16}^d , 1.00 (9) Θ_{17}^d	1.10 (3)
10_g^+	579.1	0.65 (18) Θ_{14}^i 0.84 (11) Θ_{14}^d , 0.79 (8) Θ_{17}^d	0.78 (6)
12_g^+	608.3	0.52 (10) Θ_2^d , 0.40 (11) Θ_4^d 0.58 (10) Θ_{14}^d , 0.51 (12) Θ_{16}^d 0.60 (18) Θ_{17}^d	0.47 (4)

Tabelle 5.1: Lebensdauern in der Grundzustandsbande von ^{158}Er

5.2 Lebensdauern der S–Bande 1

In der S–Bande 1 von ^{158}Er konnten die Lebensdauern der Niveaus $14^+_{S_1}$, $16^+_{S_1}$, $18^+_{S_1}$, $20^+_{S_1}$ und $22^+_{S_1}$ bestimmt werden. Die Lebensdauern höher liegender Niveaus konnten nicht bestimmt werden, da sie sehr kurz und damit der RDDS–Methode nicht zugänglich sind. Tabelle 5.2 zeigt die gewonnenen Werte der Niveaulebensdauern.

J^π	E_γ (J→J-2) [keV]	$\tau(\theta_n^m)$ [ps]	$\overline{\tau}$ $(\Delta\overline{\tau})$ [ps]
$14^+_{S_1}$	509.7	4.93 (9) Θ^d_{14}	4.93 (9)
$16^+_{S_1}$	472.8	3.30 (5) Θ^d_{14}	3.30 (5)
$18^+_{S_1}$	566.3	0.92 (3) Θ^d_4 , 1.06 (2) Θ^d_{14} 0.83 (4) Θ^d_{15}	0.99 (2)
$20^+_{S_1}$	658.9	0.14 (3) Θ^d_1 , 0.13 (4) Θ^d_2	0.14 (2)

Tabelle 5.2: Lebensdauern in der S–Bande 1

Kapitel 6

Diskussion der Ergebnisse

Der Kern ^{158}Er liegt mit 68 Protonen und 90 Neutronen in einer Übergangsregion zwischen sphärischen und stark deformierten Kernen. In anderen N=90 Kernen wurde bereits der Effekt des Ansteigens der Übergangsquadrupolmomente Q_t innerhalb der Grundzustandsbande unterhalb der Kreuzung mit der ersten Quasiteilchenbande beobachtet. Da die Übergangsquadrupolmomente ein Maß für die Deformation des Kerns sind, läßt dies auf eine Änderung der Deformation innerhalb dieser Rotationsbande schließen. Im folgenden werden die aus den experimentell gewonnenen Lebensdauerwerten berechneten reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten und Übergangsquadrupolmomente im untersuchten Kern ^{158}Er vorgestellt und diskutiert.
Die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2); I+2 \rightarrow I$ ist unabhängig vom gewählten Kernmodell und läßt sich direkt aus der Lebensdauer eines Kernniveaus bestimmen [Mor76]:

$$B(E2; I+2 \rightarrow I) = 8.197 \cdot 10^{-2} \; \frac{1}{1+\alpha_k} \frac{1}{1+R} E_\gamma^{-5} \tau^{-1} \qquad [e^2b^2] \qquad (6.1)$$

mit E_γ in MeV und τ in ps. Der totale innere Konversionskoeffizient α_k und das Verzweigungsverhältnis aus der Bande heraus $R = I_{out}/I_{in}$ (I_{out} und I_{in} sind die entsprechenden Intensitäten) sind dabei zu berücksichtigen. Mit Gleichung 6.1 werden in dieser Arbeit die $B(E2)$-Werte aus den entsprechenden Lebensdauern τ berechnet.
Für den starren symmetrischen Rotor als einfachstem geometrischen Kernmodell, bei dem die Rotation den Gesamtdrehimpuls bestimmt ($K = 0$), berechnen sich die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten wie folgt:

$$\begin{aligned} B(E2; I+2 \rightarrow I) &= \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \langle IK20|IK\rangle^2 \\ &\overset{K=0}{=} \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \frac{3}{2} \frac{(I+1)(I+2)}{(2I+3)(2I+5)} \end{aligned} \qquad (6.2)$$

Dabei ist Q_0 das intrinsische Quadrupolmoment des Kerns, für ^{158}Er ist Q_0 = 5.0 eb [Möl81]. $\langle I_i 020|I_f 0\rangle$ ist der Clebsch-Gordan-Koeffizient der Drehimpulskopplung.

Die Deformation, charakterisiert durch den Deformationsparameter β, ergibt sich aus der Näherungsformel [Boh69] zu:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R_0^2 \, \beta \left(1 + \frac{1}{8}\sqrt{\frac{5}{\pi}}\beta + \frac{5}{8\pi}\beta^2 + ... \right) \tag{6.3}$$

mit $R_0^2 = 0.0144 A^{2/3}$eb und Q_0 in [eb]. Üblicherweise wird β nur bis zur quadratischen Ordnung berechnet.

Das Übergangsquadrupolmoment Q_t eines γ–Übergangs berechnet sich analog zu Gleichung 6.2:

$$B(E2; I+2 \rightarrow I) = \frac{5}{16\pi} Q_t^2 \langle IK20|IK\rangle^2 \tag{6.4}$$

Einsetzen in Gleichung 6.1 ergibt für Q_t:

$$Q_t = \left(1.22 \cdot \tau \cdot E_\gamma^5 \cdot |\langle IK20|IK\rangle|^2 \cdot (1+\alpha_k) \cdot (1+R) \right)^{-\frac{1}{2}} \qquad [eb] \tag{6.5}$$

Tabelle 6.1 enthält noch einmal die aus dem Experiment gewonnenen Werte für die Lebensdauer der Niveaus in der Grundzustandsbande sowie die gemäß Gleichung 6.1 bzw. 6.5 berechneten reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten und Übergangsquadrupolmomente. In Abbildung 6.1 sind die Werte der Übergangsquadrupolmomente

J^π	E_i [keV]	E_γ (J→J-2) [keV]	I_γ	$\overline{\tau}$ $(\Delta\overline{\tau})$ [ps]	$B(E2)$ [$10^3 e^2 fm^4$]	Q_t [eb]
2_g^+	192.1	192.1	100	341 (10)	$7.12^{+0.22}_{-0.20}$	5.97±0.09
4_g^+	527.2	335.1	100	18.91 (13)	9.77±0.07	5.85±0.02
6_g^+	970.3	443.1	100	3.61 (4)	$12.97^{+0.15}_{-0.14}$	6.42±0.04
8_g^+	1493.4	523.1	100	1.09 (3)	$18.91^{+0.54}_{-0.51}$	7.57±0.11
10_g^+	2072.5	579.1	100	0.78 (6)	$15.95^{+1.33}_{-1.14}$	$6.87^{+0.28}_{-0.25}$
12_g^+	2680.8	608.3	100	0.47 (4)	$20.73^{+1.93}_{-1.63}$	$7.76^{+0.35}_{-0.31}$

Tabelle 6.1: Die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten und Übergangsquadrupolmomente in der Grundzustandsbande von ^{158}Er

gegen den Spin aufgetragen. Ein Vergleich mit den entsprechenden Werten im Kern ^{152}Sm (Abbildung 6.2, aus [Klu00]) zeigt eine große Ähnlichkeit im Verlauf der Werte.

Die Q_t–Werte zeigen einen deutlichen Anstieg, was sich durch eine Änderung der Deformation erklären läßt. Für den Grundzustand von ^{158}Er ergibt sich der Deformationsparameter β zu $\beta = 0.256$. Der in der auf einem modifizierten Oszillatorpotential

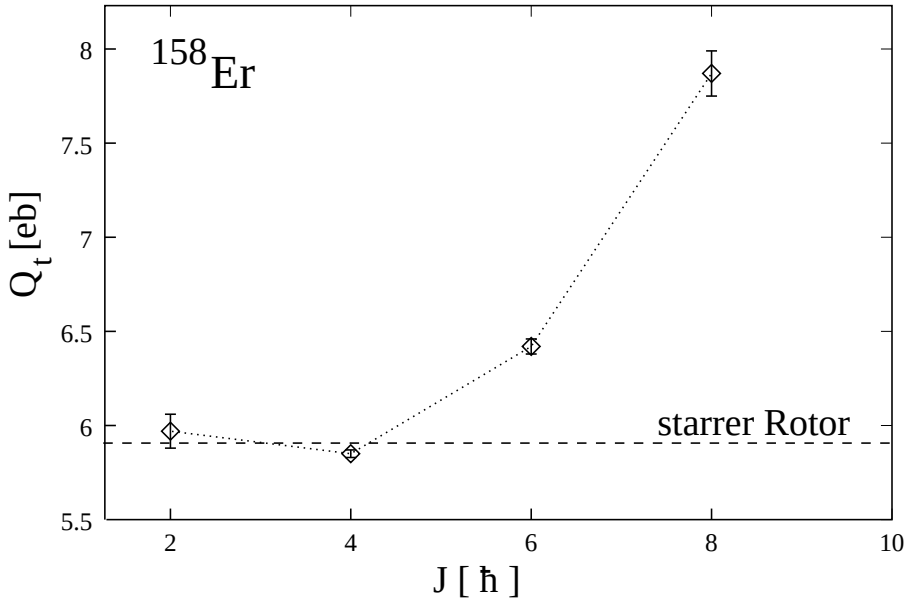


Abbildung 6.1: Die Übergangsquadrupolmomente Q_t in der Grundzustandsbande von ^{158}Er.

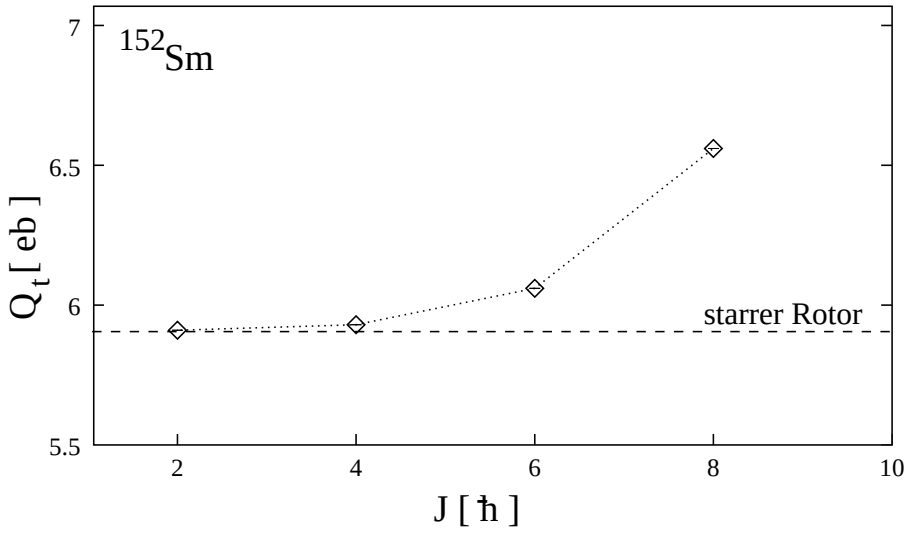


Abbildung 6.2: Die entsprechenden Werte aus dem N=90 Kern ^{152}Sm. (aus [Klu00]).

basierenden Parametrisierung verwendete Deformationsparameter ε hängt mit β über die Gleichung

$$0.8\,\varepsilon\,(1+0.5\,\varepsilon) = \frac{3}{\sqrt{5\pi}}\,\beta\,(1+0.36\beta) \tag{6.6}$$

Somit entspricht $\beta = 0.256$ einem Wert $\varepsilon = 0.237$ [Ben86]. Betrachtet man das Nilsson–Diagramm für Neutronen in der Region 82≤N≤126 (Abbildung 6.3, aus [Led78]; Abbildung 6.4 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt der Region, in der ^{158}Er

mit N=90 und $\varepsilon = 0.237$ liegt), so erkennt man, daß der Kern im Grundzustand zwei Valenzneutronen im stark deformationshemmenden $[505]11/2$–Orbital der $h11/2$–Unterschale besitzt. Er liegt jedoch sehr nah am Kreuzungspunkt mit dem stark deformationstreibenden $[651]3/2$–Orbital der $i13/2$ Unterschale. Die innerhalb der Grundzustands-

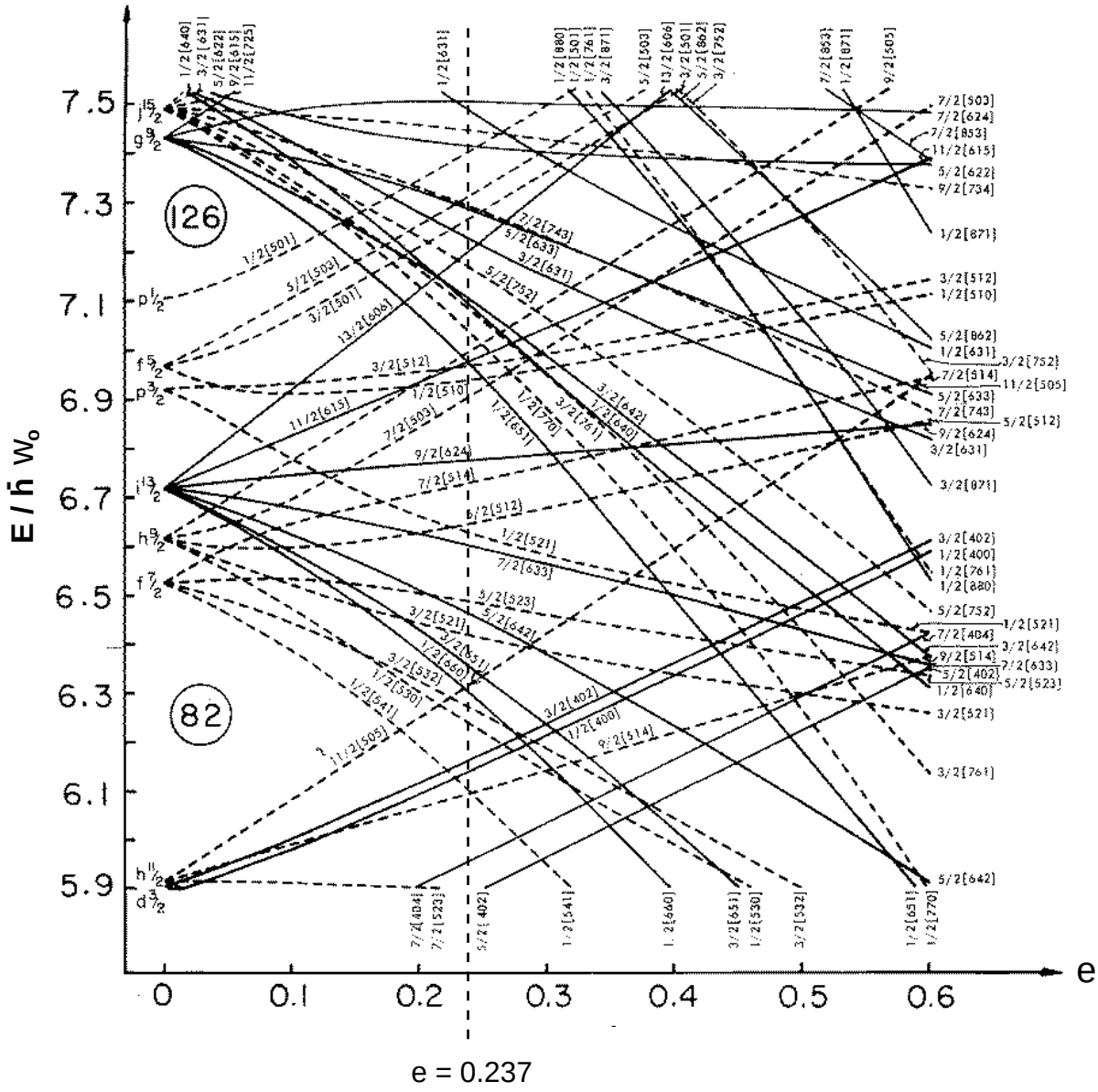


Abbildung 6.3: Nilsson–Diagramm für Neutronen in der Region 82≤N≤126. Der Deformationsparameter ε hat für den Grundzustand von ^{158}Er den Wert 0.237.

bande auftretende Änderung der Kerndeformation läßt sich durch den Wechsel eines Valenzneutronenpaares aus dem deformationshemmenden in das deformationstreibende Orbital erklären.

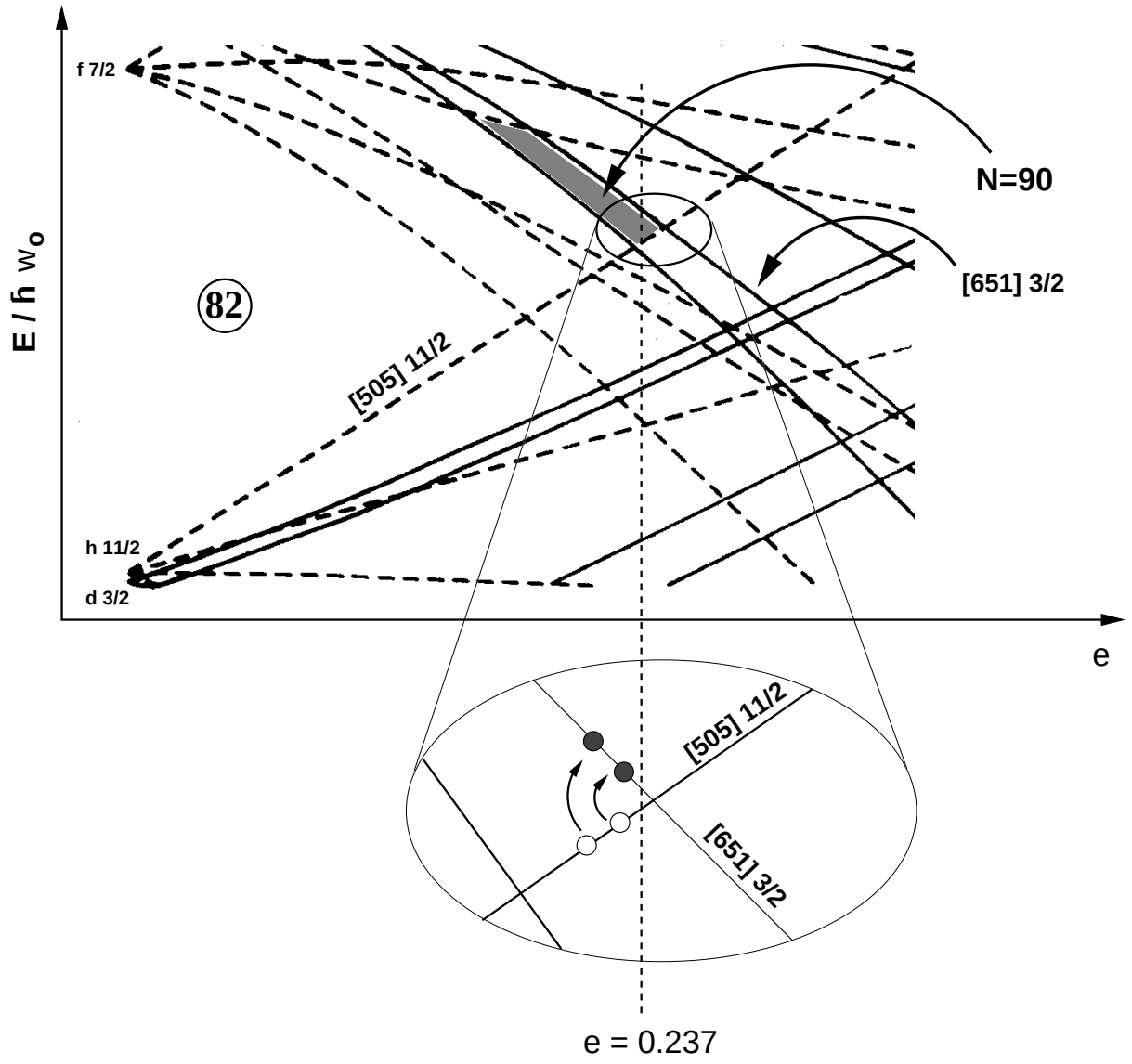


Abbildung 6.4: Ein Ausschnitt aus dem Nilsson–Diagramm. Durch den Wechsel eines Valenzneutronenpaares aus dem deformationshemmenden $[505]11/2$ Orbital der in das deformationstreibende $[651]3/2$ Orbital läßt sich die plötzliche Formänderung in der Grundzustandsbande erklären.

Kapitel 7

Weiterentwicklungen in der Targetfertigung

Grundlegender Bestandteil nahezu jedes kernphysikalischen Spektroskopieexperiments ist das verwendete Target. Für Experimente, in denen Fusionsreaktionen, β–Zerfall oder Teilchenstreuung untersucht werden, bestehen die Targets üblicherweise aus dünnen Schichten Isotopen–angereicherten Materials, sie sind entweder als freitragende Folien oder als aufgebrachte Schicht auf einer mechanisch und thermisch stabilen Folie (dem sogenannten Backing) ausgeführt. Entscheidend ist hierbei neben vielen anderen Punkten die chemische Reinheit der Targets, da Verunreinigungen zu störenden Nebenreaktionen führen können, die die Analyse der Meßdaten oft erheblich erschweren.

Für den Erfolg eines Experiments ist es außerdem wesentlich, bereits im Vorfeld der Messung Zusammensetzung und Dicke des verwendeten Targets festzulegen. Hierzu müssen Berechnungen über Größen wie z.B. Energieverlust der Projektile im Target, dadurch verursachte thermische und mechanische Belastung der Targetschicht durchgeführt werden. Letztlich ist die Realisierbarkeit des Targets oftmals ein mitentscheidendes Kriterium für die Auswahl der zu untersuchenden Kernreaktion.

Umfangreiche Informationen zu möglichen Herstellungsverfahren und Besonderheiten für alle stabilen Elemente sind in dem Buch „Both sides of the story — Herstellung von Targets und Sputtertargets“ [Kas00] enthalten. Es wurde im Rahmen dieser Arbeit bedeutend erweitert und vervollständigt, so daß es eine ausführliche Übersicht über die Targetherstellung durch Walzen, Verdampfen, reduktives Verdampfen, Vakuum – Reduktions – Destillation und vieles mehr gibt. Insbesondere sind für alle Materialien die Grenzen der Realisierbarkeit für die einzelnen Herstellungsverfahren aufgezeigt, was das Nachschlagewerk für die Planung eines Experiments hinsichtlich des verwendeten Targets besonders interessant macht.

7.1 Konzeption und Aufbau einer ölfreien Aufdampfanlage

Wie bereits erwähnt, ist ein wichtiger Aspekt der Target–Qualität die Zusammensetzung der Targetfolie. Hierbei muß zwischen der Isotopenzusammensetzung und der chemischen Zusammensetzung unterschieden werden. Erstere ist bei der Beschaffung des Materials vorgegeben und im Rahmen unserer Möglichkeiten nicht zu verbessern. Im Lauf der Verarbeitung vom Rohmaterial zum fertigen Target ändert sich an der Isotopenzusammensetzung nichts, wohingegen die chemische Zusammensetzung des fertigen Targets stark durch die vorherige Verarbeitung beeinflußt wird. Unproblematisch in dieser Hinsicht sind Verfahren wie beispielsweise das Walzen von Metallfolien oder das Pressen von Pulver (z.B. Salze oder ähnliche chemische Verbindungen) zu einem spröden Target, da hierbei keine chemischen Prozesse stattfinden. Bei Verfahren wie dem Aufdampfen, dem reduktivem Verdampfen oder der Reduktionsdestillation im Vakuum zur Gewinnung walzbaren Metalls [Kas96] ist die Gefahr chemischer Verunreinigungen groß. Alle bisher in Köln für die Targetfertigung zur Verfügung stehenden Vakuum – Aufdampfanlagen arbeiteten mit einem Pumpsystem aus einer ölgedichteten Vorvakuumpumpe (Drehschieberpumpe) und einer Öldiffusionspumpe. Solche Pumpstände arbeiten mit Silikonölen als Dicht– bzw. Treibmitteln. Sie bieten den Vorteil, daß sie sehr robust sind, was das Abpumpen von Materialdämpfen angeht, daher bietet sich ihre Verwendung in der Targetfertigung an. Ein entscheidender Nachteil ist jedoch, daß eine Rückströmung von Öldämpfen ins Vakuum trotz des sehr niedrigen Dampfdrucks der eingesetzten Öle bis zu einem gewissen Grad unvermeidlich ist. Dadurch kommt es im Herstellungsprozeß der Targets beim Verdampfen unweigerlich zu Einlagerungen von Kohlenstoff und Silizium in das Targetmaterial. Die im Experiment verwendete Strahlenergie ist normalerweise auf die gewählte Reaktion optimiert und liegt meistens oberhalb der Coulombschwelle dieser leichten Elemente. Dadurch kommt es zu Kernreaktionen an Silizium oder Kohlenstoff, die sich störend auf die spätere Analyse der aufgenommenen Meßdaten auswirken, speziell bei Experimenten zur nuklearen Astrophysik (s. z.B. [Har00]) ist ein möglichst geringer Grad an Verunreinigung von ausschlaggebender Bedeutung.

Unter diesem Gesichtspunkt ist also ein ölfreies Pumpsystem an der Vakuum – Aufdampfanlage auf jeden Fall vorzuziehen. Ein solches wurde für das Kölner Targetlabor im Rahmen dieser Arbeit konzeptioniert, aufgebaut und erfolgreich in die Targetproduktion integriert.

Auf der Basis eines wassergekühlten, rechteckigen Stahlrezipienten mit großer Fronttür (sog. *Box–Coater*) mit einem Gesamtvolumen von 300 Litern wurde eine Aufdampfanlage mit 4 Elektrodenpaaren für die thermische Verdampfung, schwenkbaren Blendensystemen (*Shutter*) sowie rotierenden Substrathalterungen realisiert. Als Pumpsystem kam hierbei eine Kombination aus einer ölfreien Vorvakuumpumpe, einer sogenannten *Scroll–Pumpe* und einer Cryopumpe hoher Saugleistung zum Einsatz. Die eingesetzte Cryopumpe besteht im wesentlichen aus einem Kompressor und ei-

nem zweistufigen Kaltkopf und arbeitet nach dem Gifford – McMahon – Verfahren. Bei diesem Verfahren komprimiert der in einem geschlossenen Kreislauf arbeitende Kompressor das als Betriebsmittel dienende Helium auf einen Druck von etwa 22 bar. Im Kaltkopf, einem von massiven Kupferwandungen umgebenen Expansionsvolumen, wird das Heliumgas entspannt, gesteuert durch ein sich rhytmisch öffnendes Steuerventil. Auf diese Weise wird beim Einsatz eines zweistufigen Kaltkopfes eine Betriebstemperatur von 10 K erreicht. Der über ein Plattenventil an den Rezipienten angeflanschte Kaltkopf ist zur Vergrößerung seiner aktiven Oberfläche mit Edelstahllamellen versehen. Ist die Betriebstemperatur erreicht, so kommt die hohe Saugleistung der Pumpe durch bloßes Ausfrieren des im Rezipienten befindlichen Gases zustande.
Im Gegensatz zu den bisher verwendeten Diffusionspumpen, die als sogenannte Gastransferpumpen im dauernden Einsatz betrieben werden können, handelt es sich bei Cryopumpen um zyklisch arbeitende Absorptionspumpen, die in regelmäßigen Abständen regeneriert werden muß. Dies geschieht durch Aufwärmen des Kaltkopfes bei gleichzeitigem Abpumpen des freiwerdenden Gases für etwa 5 Stunden. Speziell in der Targetfertigung, wo großvolumige Rezipienten in häufiger Folge evakuiert werden müssen und wo große Mengen an verdampftem Material absorbiert werden müssen, ist dies ein Nachteil der Absorptionspumpen, der jedoch durch die erwähnten Vorteile (Ölfreiheit, hohe Saugleistung) mehr als aufgewogen wird, da die Zyklenzahl zwischen zwei Regenerationen in der vorliegenden Konfiguration enorm hoch ist (vgl. Tabelle 7.1).
Da sich der Ablauf beim Evakuieren des Rezipienten mit einer Absorptionspumpe stark von dem bei Verwendung einer Gastransferpumpe unterscheidet, wurde die Pumpstandsteurung für die Vakuum – Aufdampfanlage ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit konzeptioniert und in der institutseigenen Elektronikwerkstatt als Microcontroller – gesteuertes Kompaktsystem realisiert.
Abbildung 7.1 zeigt die schematische Darstellung des entstandenen Vakuumsystems, in Abbildung 7.2 ist die fertige Aufdampfanlage zu sehen. Tabelle 7.1 gibt eine Übersicht über die Technischen Daten des Systems. Von enormem Vorteil für die Targetherstellung ist neben der Ölfreiheit des gesamten Systems auch die kurze Auspumpzeit von etwa 25 min. bis zu einem Druck von $5 \cdot 10^{-6}$ mbar. Dadurch verringert sich die Zykluszeit erheblich.

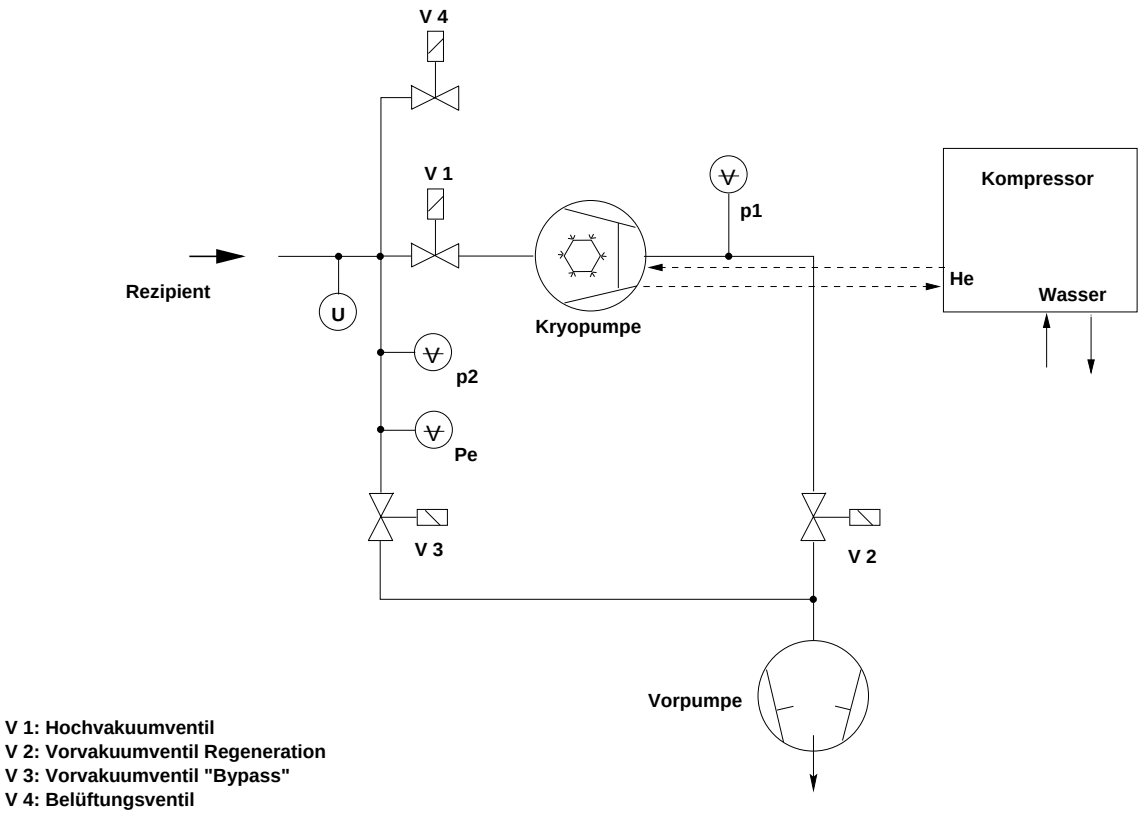


Abbildung 7.1: Das Vakuumsystem der vollständig ölfrei realisierten Aufdampfanlage

Rezipient:	Stahl, wassergekühlt, V =300 l
Vorvakuumpumpe	
Typ:	Scroll–Pumpe ESDP 30 A
Hersteller:	Edwards High Vacuum Int.
Saugleistung:	$3 \cdot 10^4$ l/s
Enddruck:	$1 \cdot 10^{-2}$ mbar
Auspumpzeit bis zum Crossover:	5 min.
Hochvakuumpumpe	
Typ:	Cryopumpe Coolvac 3000
Hersteller:	Leybold AG
Saugleistung N_2:	2700 l·s^{-1}
Kapazität:	2300 bar·l
Crossover–Wert:	500 mbar·l $\widehat{=}$ 1.6 mbar
Crossover bei:	0.5 mbar
Betriebstemperatur:	10 K
Enddruck:	3·10^{-7} mbar
Auspumpzeit bis $5 \cdot 10^{-6}$ mbar:	ca. 25 min.
Anzahl Elektrodenpaare für thermisches Verdampfen:	4

Tabelle 7.1: Technische Daten der Aufdampfanlage. Der Crossover–Wert ist die maximale Gasmenge im Rezipienten, der die Cryopumpe ausgesetzt werden darf, ohne daß sich die zweite Kaltkopfstufe auf über 20 K aufheizt. Das bedeutet für diese Anlage also einen Übernahmedruck von maximal 1.6 mbar. Da der tatsächliche Crossover–Druck bei 0.5 mbar gewählt wurde, erhöht sich die Zyklenzahl zwischen zwei Regenerationen theoretisch auf ca. 15 000, was in der Praxis nie erreicht wird. Der für die Cryopumpe angegebene Enddruck bezieht sich auf das gesamte System.

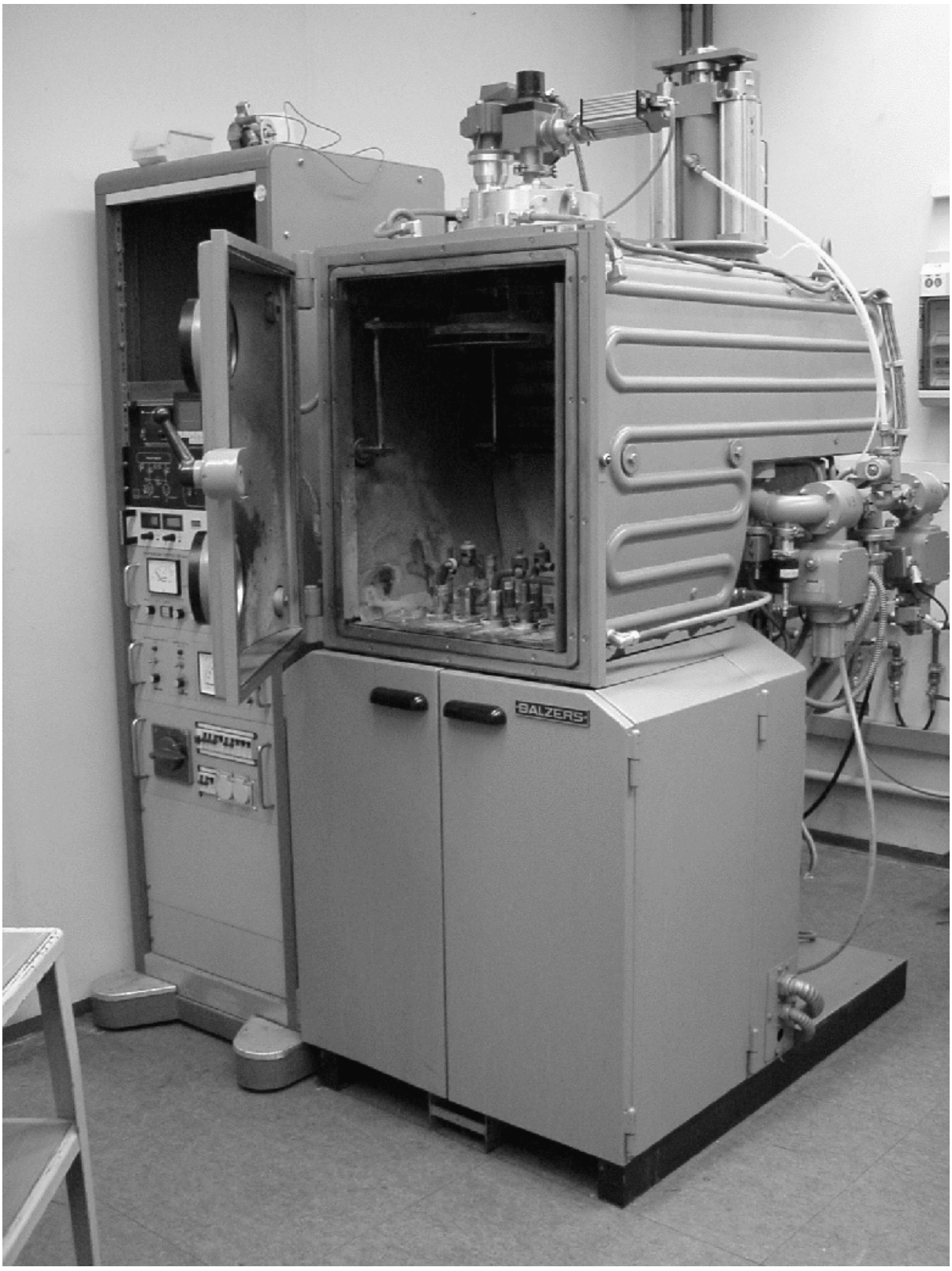


Abbildung 7.2: Gesamtansicht der Aufdampfanlage.

7.2 Software zur Berechnung von Targeteigenschaften

Die Wahl der Kernreaktion für ein Experiment wird nicht zuletzt durch die Realisierbarkeit sowie die thermische und mechanische Belastbarkeit des entsprechenden Targets mitbestimmt. So muß beispielsweise der Energieverlust der Projektile im Target berechnet werden, sei es, um die Einschußenergie des Strahls zu optimieren oder auch um die nötige Target– oder Backingdicke zum Stoppen des Strahls oder der Rückstoßkerne zu bestimmen. Außerdem läßt sich aus der Energiedeposition im Target und der Wärmeleitfähigkeit des Targetmaterials die maximale Temperatur im Zentrum des Strahlflecks bestimmen. Dies ist unerläßlich, um eine Beschädigung oder Zerstörung des Targets im Experiment (z.B. durch Schmelzen, Verdampfen oder Legierungsbildung) zu vermeiden. Um diese und andere Berechnungen komfortabel durchführen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe der Scriptsprache Tcl/Tk das Programm `vtl` entwickelt. `vtl` ist modular aufgebaut, das Hauptfenster des Programms enthält lediglich Buttons, mit denen die eingebundenen Module aufgerufen werden (s. Abbildung 7.3).

Gemeinsam benutzte Funktionen und der Datenbestand der Materialeigenschaften

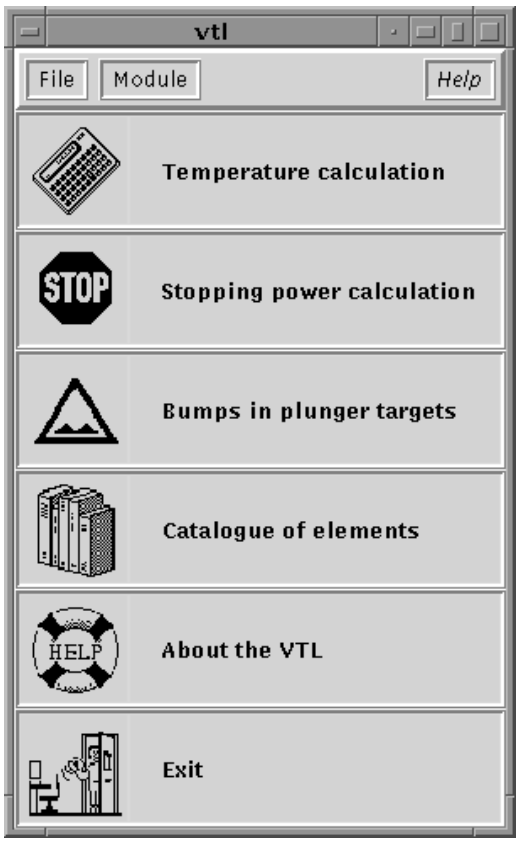


Abbildung 7.3: Das Hauptfenster des Programms `vtl`. Über die Buttons werden die eingebundenen Module aufgerufen

werden allen Modulen vom Hauptprogramm zur Verfügung gestellt. Auf diese Weise ist es leicht möglich, neue Module in das Programm einzubinden. Die einzelnen Komponenten von `vtl` sollen im folgenden vorgestellt werden.

7.2.1 Das vtl–Modul `Temperature calculation`

Dieses Modul ermöglicht es, die Temperaturdifferenz ΔT zwischen dem Zentrum des Strahlflecks und dem Targethalter für Targets zu berechnen, die aus bis zu drei verschiedenen Schichten bestehen. Hierzu muß lediglich für jede Schicht Dicke, Element und Isotop eingegeben werden sowie Element, Isotop und Energie des verwendeten Ionenstrahls. Die Materialeigenschaften der einzelnen Targetschichten werden automatisch aus dem Datenbestand eingefügt. Berechnet wird dann entweder unter Vorgabe des Strahlstroms die zu erwartende Targettemperatur oder unter Vorgabe der Temperatur der maximal zulässige Strahlstrom gemäß Gleichung 7.1.

$$\Delta T = \frac{\ln \frac{R_{target}}{R_{beam}} + 0.5}{2\pi} \frac{I_{target}}{n} \frac{\sum_i \left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_i d_i}{\sum_i \frac{\lambda_i d_i}{\rho_i}} \tag{7.1}$$

Hierbei ist ρ die Dichte des Targetmaterials, λ dessen Wärmeleitkoeffizient sowie $\frac{\partial E}{\partial x}$ die Stopping – Power des Targetmaterials für das verwendete Projektil. $\frac{I_{target}}{n}$ ist der Strahlstrom in Particle–nA, also der elektrische Strom dividiert durch den Ladungszustand des Strahls. Der Energieverlust der Projektile im Target wird für jede Schicht einzeln automatisch berechnet. Dazu wird das externe Programm `tstop` [Fit99] aufgerufen, das das Target in eine (wählbare) große Anzahl von Schichten aufteilt und dann iterativ für jede Schicht den Energieverlust über nukleare und elektronische Stopping–Power berechnet. Nach der Berechnung der Temperatur bzw. des Strahlstroms werden alle Targetschichten dahingehend überprüft, ob die Targettemperatur in der Nähe einer kritischen Temperatur (Schmelzpunkt oder Verdampfungstemperatur im Vakuum von $1 \cdot 10^{-6}$ mbar) liegt und gegebenenfalls eine Warnmeldung ausgegeben. Abbildung 7.4 zeigt die grafische Oberfläche des Moduls `Temperature calculation`.

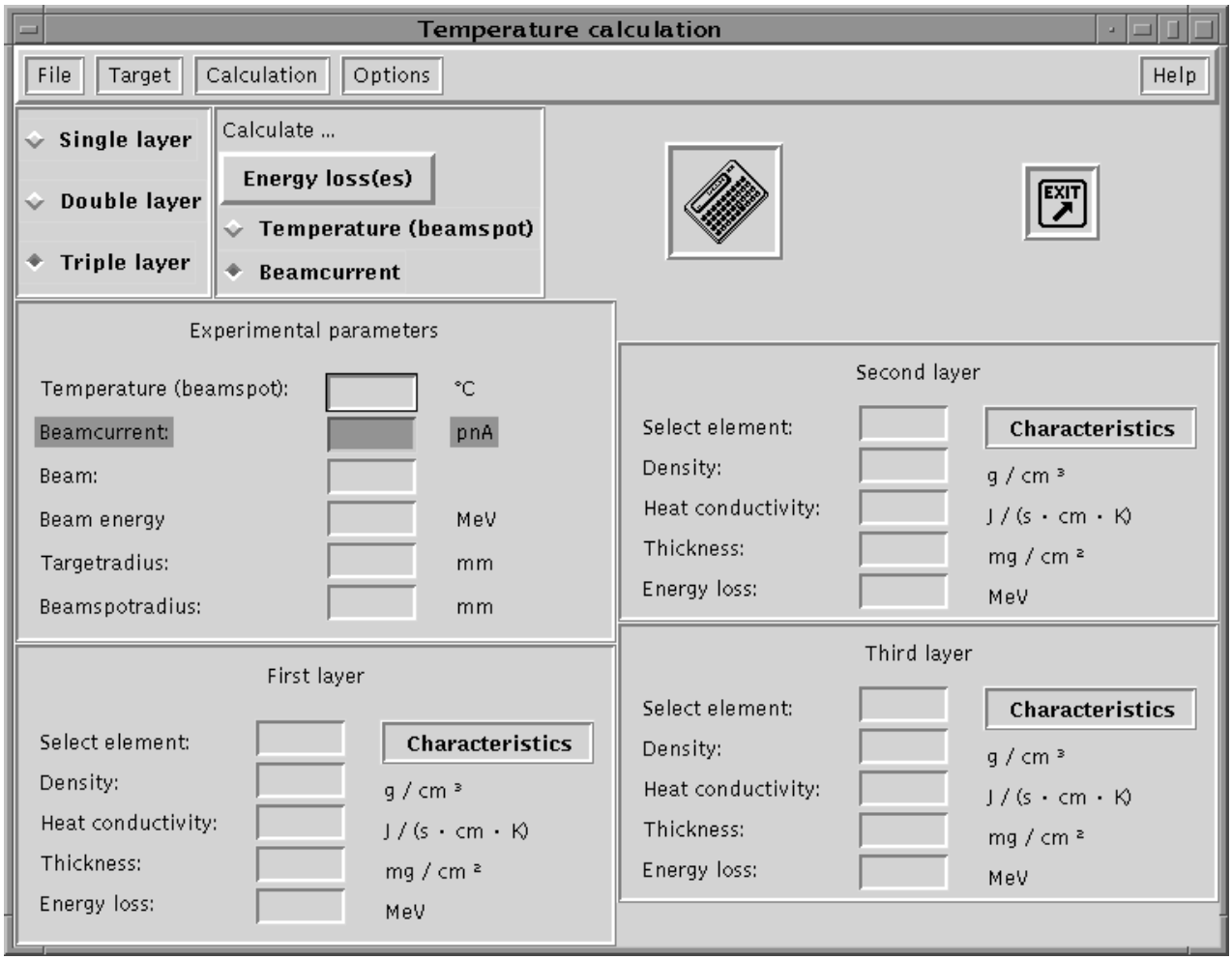


Abbildung 7.4: Grafische Oberfläche des Moduls `Temperature calculation`. Der „Characteristics“ – Button öffnet ein Fenster mit Angaben zu den mechanischen und thermischen Eigenschaften des jeweiligen Elements.

7.2.2 Das vtl–Modul `Stopping Power`

Das Modul `Stopping Power` (Abbildung 7.5) dient als grafische Oberfläche für das externe Programm `tstop` (vgl. Abschnitt 7.2.1). Es ermöglicht in einschichtigen Targets wahlweise die Berechnung des Energieverlusts der Projektile (unter Vorgabe der Targetdicke) oder deren Eindringtiefe bis zur vollständigen Abbremsung. Der Verlauf der Projektilenergie über die Targetdicke kann in Form einer Tabelle eingesehen werden.

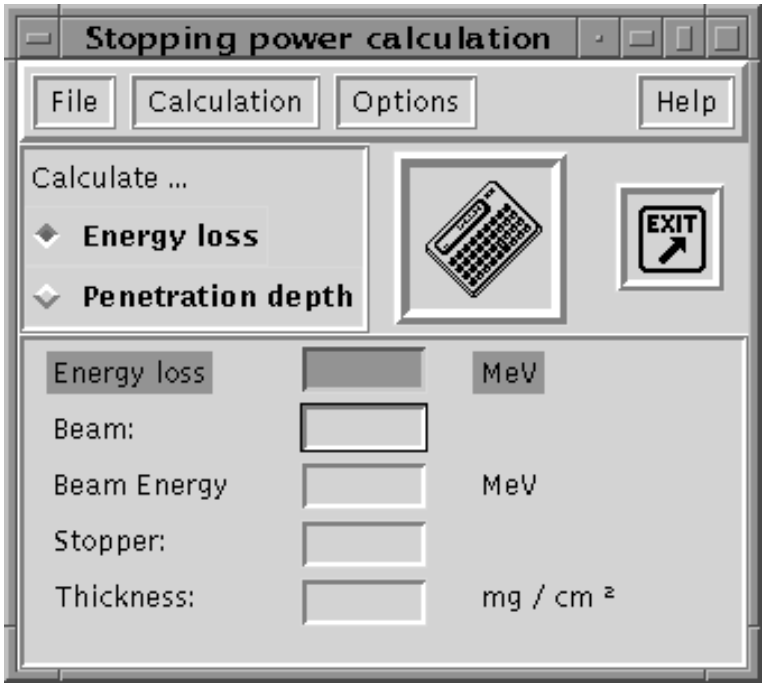


Abbildung 7.5: Das Modul `Stopping Power`. Der Verlauf der Projektilenergie in Abhängigkeit von der Eindringtiefe kann als Tabelle angezeigt werden.

7.2.3 Das vtl–Modul `Bumps in plunger targets`

Bei der Durchführung von RDDS–Experimenten ist die Oberflächenbeschaffenheit der verwendeten Target– und Stopperfolien von großer Bedeutung, da hier oft extrem geringe Target – Stopper – Abstände (im Bereich einiger μm) realisiert werden müssen. Ein Aspekt hierbei ist die von der Herstellung der Folien her rührende Oberflächenrauhigkeit des Materials. Eine große Auswirkung auf die Abstandsmessung und –regelung während des Experiments hat jedoch noch ein anderer, dynamischer Effekt: Das bei zu hohem Strahlstrom durch lokale Überhitzung hervorgerufene Nachlassen der Folienspannung und die damit einhergehende Bildung von Beulen, die durchaus in der Größenordnung von 10 – 50 μm liegen können. Der Effekt wird ausführlich in [Alt92] beschrieben. Eine Abschätzung der Leistung bei der die Beulenbildung

einsetzt, liefert Gleichung 7.2:

$$P_{max} = \frac{4\pi\lambda\sigma d}{E\rho\alpha\left(\ln\left(\frac{R_{target}}{R_{beam}}\right) + \frac{R_{beam}^2}{4R_{target}^2}\right)} \tag{7.2}$$

Bei der Größe E (in GPa) handelt es sich um das sogenannte *Young'sche Modul*, das ein Maß für die Elastizität des Materials ist. σ (in MPa) ist die Zugfestigkeit der Folie. Zur Berechnung des maximal zulässigen Strahlstroms bei (optimal gespannten) Plungertargets und –stoppern dient das Modul `Bumps in Plungertargets`. Nach Eingabe der üblichen Daten werden die Werte für Zugfestigkeit und Elastizität des verwendeten Materials automatisch aus dem gemeinsamen Datenbestand eingefügt. In Abbildung 7.6 ist die Oberfläche des Moduls zu sehen.

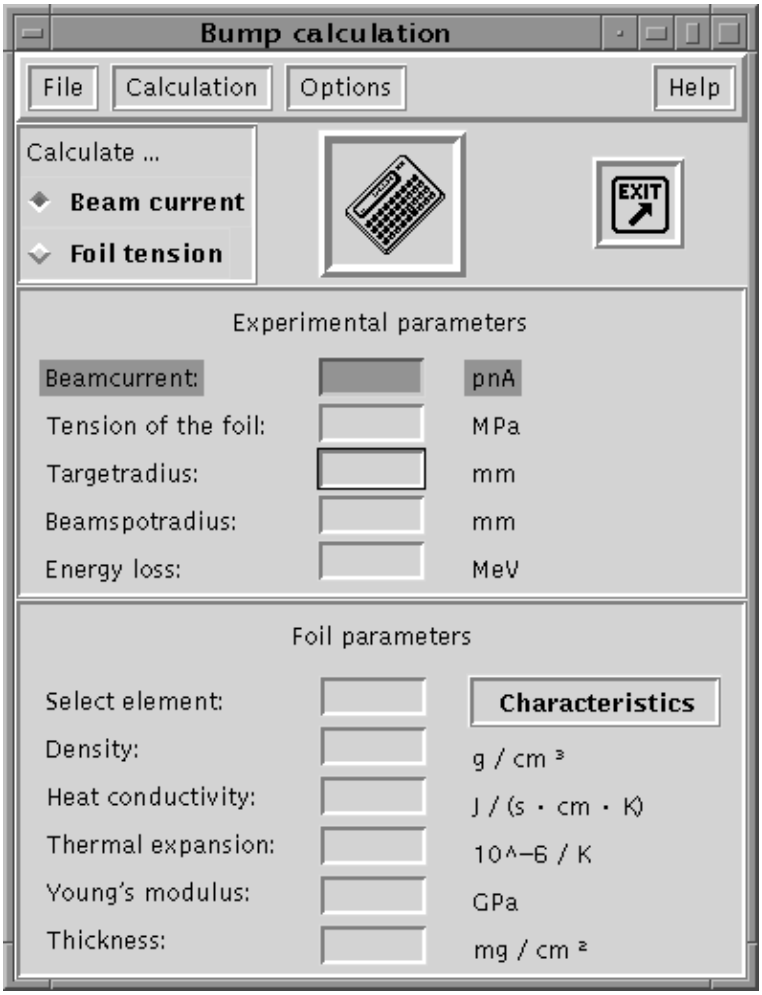


Abbildung 7.6: Das Modul `Bumps in Plunger--Targets`

7.2.4 Das Modul `Catalogue of Elements`

Abschließend soll hier noch kurz das Modul `Catalogue of Elements` (Abbildung 7.7) vorgestellt werden. Es dient der übersichtlichen Anzeige der mechanischen und thermischen Eigenschaften und listet die Daten des gemeinsamen Datenbestands in alphabetischer Reihenfolge auf.

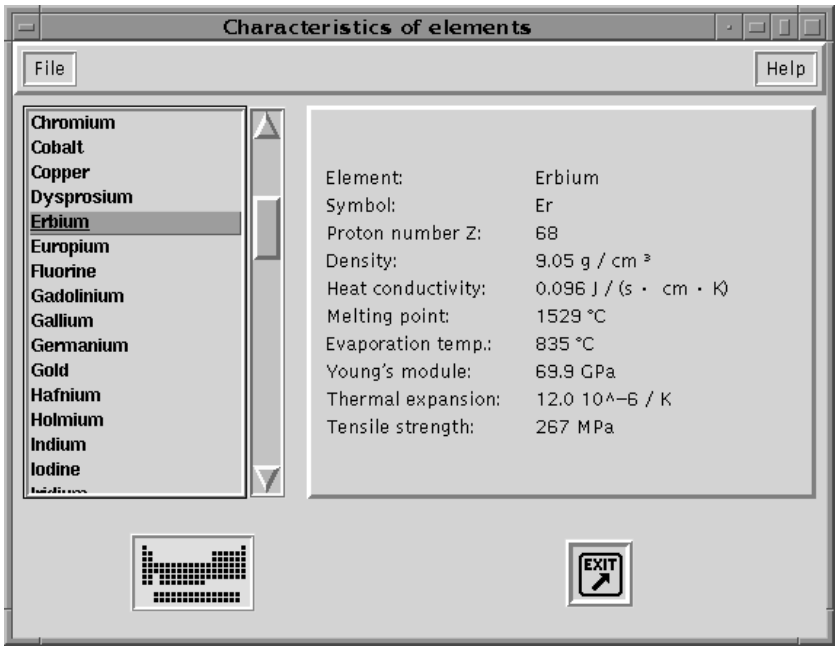


Abbildung 7.7: Grafische Oberfläche des Moduls `Catalogue of Elements`. Der Button im unteren rechten Teil des Fensters öffnet ein Fenster mit dem Periodensystem der Elemente.

Literaturverzeichnis

[Alt92] J. Altmann. Beam-induced bumps in plunger targets, a threshold effect. *Nucl. Instr. and Meth.* **A321** (1992) 59c.

[Bec88] E.M. Beck, H. Hübel, R.M. Diamond, M.A. Deleplanque J.C. Bacelar, K.H. Maier, F.S. Stephens R.J. McDonald und P.O. Tjom. Loss of collectivity along the yrast line in ^{158}Er. *Phys. Lett. B* **215** (1988) 624.

[Ben86] R. Bengtsson, S. Frauendorf und F.-R. May. Quasiparticle levels in rotating rare earth nuclei: A cranked shell-model dictionary. *Atomic data and nuclear data tables* **35** (1986) 15c.

[Boh69] A. Bohr und B. R. Mottelson. *Nuclear Structure*, volume I. I. W. A. Benjamin, New York, 1969.

[Böh91] G. Böhm. Koinzidenz-Lebensdauern am ^{128}Ba anhand einer neuen Methode zur Bestimmung von Lebensdauern. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1991.

[Böh93] G. Böhm, A. Dewald, P. Petkov und P. von Brentano. The differential decay curve method for the analysis of doppler shift timing experiments. *Nucl. Instr. and Meth.* **A329** (1993) 248.

[Dew89] A. Dewald, S. Harissopulos und P. von Brentano. The Differential Plunger and the Differential Decay Curve Method for the Analysis of Recoil Distance Doppler-Shift Data. *Z. Phys. A* **334** (1989) 163.

[Ess95] S. Esser. Entwicklung einer Programm-Bibliothek zur komprimierten Speicherung von Spektroskopie-Daten in der Kernphysik. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1995.

[Fit99] A. Fitzler, 1999. Programm `tstop`, Universität zu Köln, (unveröffentlicht).

[Har00] S. Harissopulos, S. Galanopoulos, P. Tsagari, P. Demetriou, G. Kuburas, T. Paradellis, R. Kunz, J.W. Hammer, G. Gyurky, E. Somorjai, S. Goricly, S. Kasemann, A. Dewald und K.O. Zell. Cross sections of (p, γ) reactions of N=50 nuclei relevant to p–process, 2000. in Vorbereitung.

[Kas96] S. Kasemann. Herstellung von Sputtertargets und von dünnen Schichten für kernphysikalische Experimente. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1996.

[Kas00] S. Kasemann, J. Altmann und E. Grah. Both sides of the story – Herstellung von Targets und Sputtertargets, 2000. Universität zu Köln, (unveröffentlicht).

[Klu00] T. Klug. Direkte Lebensdauermessungen Coulomb-angeregter Niveaus in ^{152}Sm, ^{160}Gd und ^{171}Yb. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 2000.

[Led78] C.M. Lederer und V.S. Shirley (editors). *Table of Isotopes, seventh edition*. John Wiley and sons , New York, 1978.

[Lee90] I. Yang Lee. The GAMMASPHERE. *Nucl. Phys. A* **520** (1990) 641c.

[Möl81] P. Möller und J.R. Nix. Atomic masses and nuclear ground-state deformations calculated with a new macroscopic-microscopic model. *Atomic data and nuclear data tables* **26** (1981) 165c.

[Mor76] H. Morinaga und T. Yamazaki. *In Beam Gamma-Ray Spectroscopy*. North-Holland Publishing, 1976.

[Osh86] M. Oshima, N.R. Johnson, F.K. McGowan, C. Baktash, I.Y. Lee, Y. Schultz, R.V. Ribas und J.C. Wells. Evolving collectivity at high spins in ^{157}Er, ^{158}Er and ^{159}Er. *Phys. Rev.* **C33** (1986) 1988.

[Pet94] P. Petkov. Errors arising from nuclear hyperfine interactions on lifetimes determined by the recoil distance Doppler-shift method. *Nucl. Instr. and Meth.* **A349** (1994) 289.

[Peu96] R. Peusquens. Lebensdauern niedrigliegender Zustände in ^{133}Nd und Software für RDDS-messungen. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1996.

[Peu97] R. Peusquens, 1997. Programm `bubble`, Universität zu Köln, (unveröffentlicht).

[Peu00a] R.. Peusquens. Software für γ–Spektroskopiemessungen und Superdeformation im Kern ^{135}Nd. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 2000.

[Peu00b] R. Peusquens, F. Seiffert und P. Petkov, 2000. Programm `apatau`, Universität zu Köln, (unveröffentlicht).

[The94] J. Theuerkauf. Die Analyse von zwei- und mehrdimensionalen $\gamma\gamma$-Koinzidenzspektren an Beispielen aus Hochspinexperimenten in der Massengegend um ^{146}Gd. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1994.

[Tie95] H. Tiesler. Entwicklung einer Abstandsregelung für Plungermessungen. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1995.

Veröffentlichungen

Im Rahmen dieser Arbeit sind in Zusammenarbeit mit verschiedenen Gruppen folgende Veröffentlichungen entstanden:

- R. Kühn, A. Dewald, R. Krücken, C. Meier, R. Peusquens, H. Tiesler, O. Vogel, S. Kasemann, P. von Brentano, D. Bazzacco, C. Rossi-Alvarez, S. Lunardi, J. de Boer, *Recoil-Distance Doppler-Shift Lifetime Measurement of Low-Lying Superdeformed States in* ^{194}*Hg*,
  Phys. Rev. C**55**, R1002 (1997).

- R. Schwengner, J. Reif, H. Schnare, G. Winter, T. Servene, L. Käubler, H. Prade, M. Wilhelm, A. Fitzler, S. Kasemann, E. Radermacher and P. von Brentano, *States of seniority 3 and 5 in the* $N = 48$ *nucleus* ^{87}*Y*,
  Phys. Rev. C**57**, 2892, (1998).

- M. Wilhelm, S. Kasemann, G. Pascovici, E. Radermacher, P. von Brentano, A. Zilges, *Two-Phonon Character of the Lowest Electric Dipole Excitation in* ^{142}*Nd and in Other Nuclei Near Shell Closures*,
  Phys. Rev. C**57**, 577 (1998).

- T. Klemme, A. Fitzler, A. Dewald, S. Schell, S. Kasemann, R. Kühn, O. Stuch, H. Tiesler, K. O. Zell, P. von Brentano, D. Bazzacco, F. Brandolini, S. Lunardi, C. M. Petrache, C. Rossi Alvarez, G. De Angelis, P. Petkov and R. Wyss, *Lifetimes Measurements for* ^{134}*Nd and Neighboring Nuclei with the Coincidence-Plunger Technique*,
  Phys. Rev. C**60**, 034301 (1999).

- P. Petkov, A. Dewald, R. Kühn, R. Peusquens, D. Tonev, S. Kasemann, K.O. Zell, P. von Brentano, D. Bazzacco, C. Rossi-Alvarez, G. de Angelis, S. Lunardi, P. Pavan, D.R. Napoli, *On the Two-Quasineutron Rotational Band in* ^{128}*Ba*,
  Nucl. Phys. A**674**, 357 (2000)

- P. Petkov, A. Dewald, R. Kühn, R. Peusquens, D. Tonev, S. Kasemann, K.O. Zell, P. von Brentano, D. Bazzacco, C. Rossi-Alvarez, G. de Angelis, S. Lunardi,

P. Pavan, D.R. Napoli, *Coincidence Recoil-Distance Doppler-Shift Lifetime Measurements in* ^{128}*Ba*,
Phys. Rev. C**62**, 014314 (2000)

- Zs. Podolyak, P.G. Bizzeti, A.M. Bizzeti-Sona, S. Lunardi, D. Bazzacco, A. Dewald, A. Algora, G. de Angelis, M. De Poli, E. Farnea, A. Gadea, S .Kasemann, T. Klug, Th. Kroll, S. Lenzi, D.R. Napoli, C.M. Petrache, R. Peusquens, C. Rossi-Alvarez, T. Martinez, C.A. Ur, *Multiple Octupole Excitations in* ^{148}*Gd* ,
Eur.Phys.J. A **8**, 147 (2000)

- T. Rzaca-Urban, A. Pasternak, R.M. Lieder, W. Urban, M. Rejmund, Z. Marcinkowska, R. Marcinkowski, S. Utzelmann, H.J. Jensen, W. Gast, H. Jager, D. Bazzacco, S. Lunardi, N.H. Medina, R. Menegazzo, P. Pavan, C.M. Petrache, C. Rossi-Alvarez, G. de Angelis, D.R. Napoli, L. Zhu, A. Dewald, S. Kasemann, *Study of Quadrupole Moments of Superdeformed Bands in* ^{145}*Gd* ,
Nucl. Phys. A**677**, 25 (2000)

- E. A. Stefanova, R. Schwengner, J. Reif, H. Schnare, F. Dönau, M. Wilhelm, A. Fitzler, S. Kasemann, P. von Brentano and W. Andrejtscheff, *Influence of neutron-core excitations on high-spin states in* ^{88}*Sr*,
Phys. Rev. C**62**, (2000).

- S. Harissopulos, S. Galanopoulos, P. Tsagari, P. Demetriou, G. Kuburas, T. Paradellis, R. Kunz, J.W. Hammer, G. Gyurky, E. Somorjai, S. Goricly, S. Kasemann, A. Dewald, K.O. Zell, *Cross sections of* (p,γ) *reactions of N=50 nuclei relevant to p–process*,
In Vorbereitung.

Konferenzberichte:

- M. Wilhelm, E. Radermacher, C. Frießner, S. Kasemann, P. von Brentano, *Identifizierung von hochenergetischen Sum–Up Linien in* γ*–Spektren mit dem Euroball Cluster Detektor*,
Verhandl. DPG HK 59.33, Stuttgart, (1996)

- A. Dewald, D. Weil, R. Peusquens, H. Tiesler, C. Meier, S. Kasemann, R. Krükken, K.O. Zell, P. von Brentano, D. Bazacco, C. Rossi-Alvarez, S. Lunardi, F. Brandolini, G. de Angelis, M. de Poli, *Koinzidenz–RDDS Lebensdauermessungen angeregter Niveaus in* ^{126}*Ba und superdeformierter Zustände in* ^{133}*Nd*,
Verhandl. DPG HK 74.2, Stuttgart, (1996)

- R. Kühn, A. Dewald, P. von Brentano, C. Meier, R. Peusquens, H. Tiesler, S. Kasemann, R. Krücken, D. Bazacco, C. Rossi-Alvarez, G. de Angelis, *Lebensdauern tiefliegender superdeformierter Zustände in* ^{194}*Hg*,
Verhandl. DPG HK 74.5, Stuttgart, (1996)

- P.G.Bizzeti, A.M.Bizzeti-Sona, L.Bargioni, S.Lunardi, Zs.Podolyak, F. Banci Buonamici, D. Bazzacco, G. de Angelis, M. De Poli, A. Dewald, S .Kasemann, T. Klemme, T. Klug, R. Krücken, G. Maron, D.R. Napoli, P. Pavan, C.M. Petrache, R. Peusquens, C. Rossi Alvarez, H. Tiesler, L.H. Zhu, *Double and Triple Octupole Excitations in the $A \approx 150$ Region*,
  Proc. Nuclear Structure 98, Gatlinburg, Tenn., C. Baktash, Ed., p.493 (1999); AIP Conf.Proc. 481 (1999)

- Zs. Podolyak, P.G. Bizzeti, A.M. Bizzeti-Sona, S. Lunardi, A. Algora, D. Bazzacco, G. de Angelis, M. de Poli, A. Dewald, E. Farnea, A. Gadea, S. Kasemann, T. Klug, Th. Kroll, T. Martinez, D.R. Napoli, C.M. Petrache, C. Rossi Alvarez, C.A. Ur, *A Candidate for a Three Octupole Phonon State in ^{148}Gd* ,
  Proc. 6th Intern. Spring Seminar on Nuclear Physics (Highlights of Modern Nuclear Structure), S.Agata sui due Golfi, Italy, May 18-22 1998, A. Covello, Ed., World Scientific, Singapore, p.359 (1999)

- T. Klug, A. Dewald, S. Kasemann, A. Fitzler, G. Kemper, C. Frießner, I. Schneider, J. Gableske, *RDDS-Lebensdauermessungen nach Coulomb-Anregung*,
  Verhandl. DPG HK 16.17, Dresden, (2000)

- G. Kemper, A. Dewald, I. Wiedenhöver, R. Peusquens, H. Tiesler, S. Kasemann, C. Frießner, I. Schneider, J. Gableske, K.O. Zell, P. von Brentano, H. Hübel, S. Chmel, A. Görgen, D. Bazacco, R. Venturelli, S. Lunardi, D.R. Napoli, F. Hannachi, A. Lopez-Martens, R. Krücken, R.M. Clark, M.A.elaplanque, I.Y. Lee, A.O. Machiavelli, F.S. Stephens, *Untersuchung der magnetischen Rotation in ^{196}Pb*,
  Verhandl. DPG HK 16.20, Dresden, (2000)

- E.A. Stefanova, R. Schwengner, J. Reif, H. Schare, F. Dönau, M. Wilhelm, A. Fitzler, S. Kasemann, und P. von Brentano, *Influence of neutron core excitations on the high-spin states of ^{88}Sr*,
  Verhandl. DPG HK 22.3, Dresden, (2000)

- A. Dewald, R. Kühn, R. Peusquens, S. Kasemann, H. Tiesler, P. von Brentano, P. Petkov, D. Bazacco, C. Rossi-Alvarez, G. de Angelis, *Bestimmung von Mischungsstärken in ^{128}Ba mit Hilfe elektromagnetischer Übergangswahrscheinlichkeiten*,
  Verhandl. DPG HK 22.4, Dresden, (2000)

Anhang A

Diagramme

A.1 Termschema von ^{158}Er

Auf den nachfolgenden Seiten ist das Termschema von ^{158}Er zu sehen. Von besonderem Interesse im Rahmen dieser Arbeit war die Grundzustandsbande, in der der dynamische Formeffekt auftritt. Daher zeigt Abbildung A.1 einen vergrößerten Ausschnitt aus dem Termschema mit der Grundzustandsbande und der daran anschließenden S–Bande.

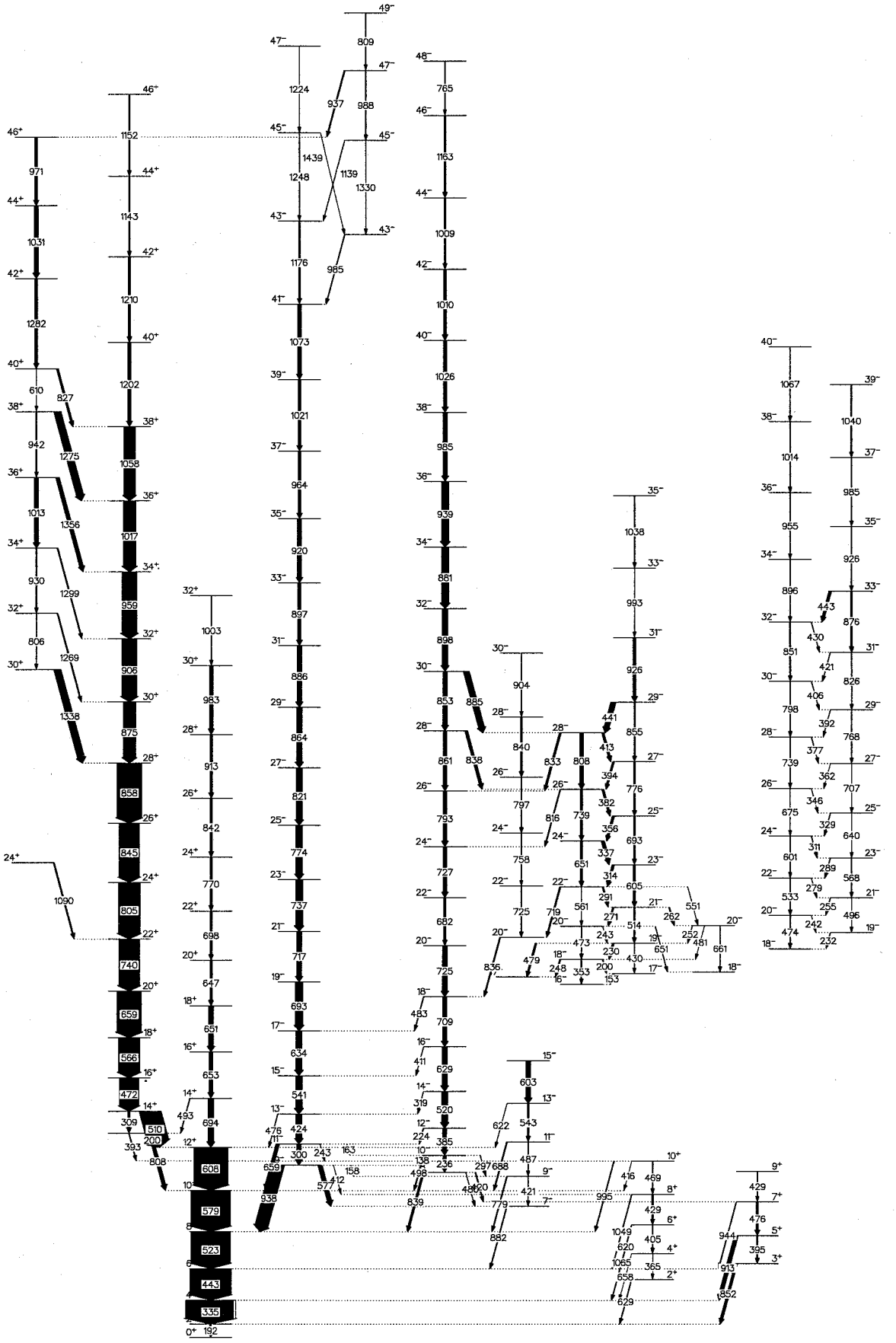


Abbildung A.1: Termschema von ^{158}Er

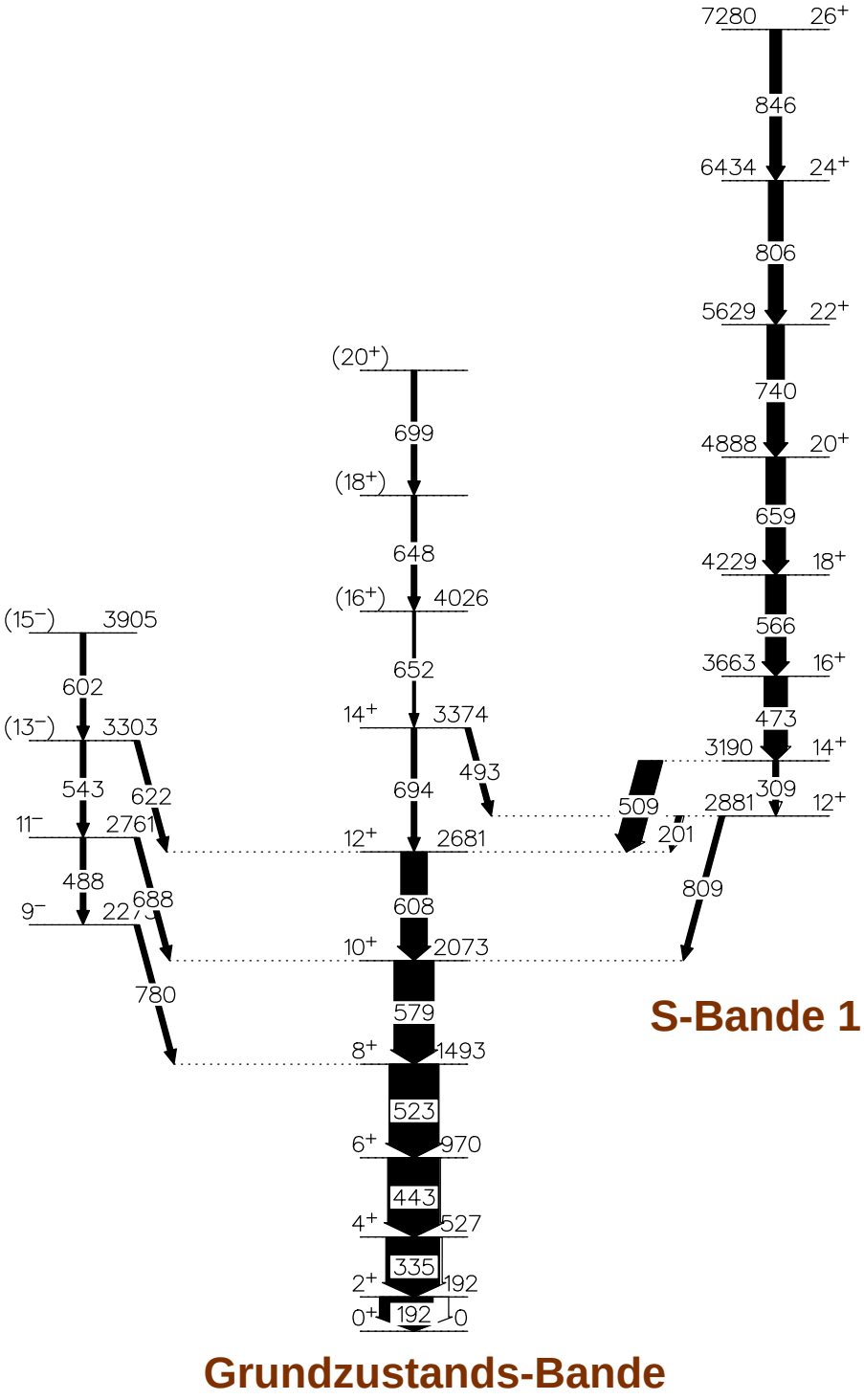
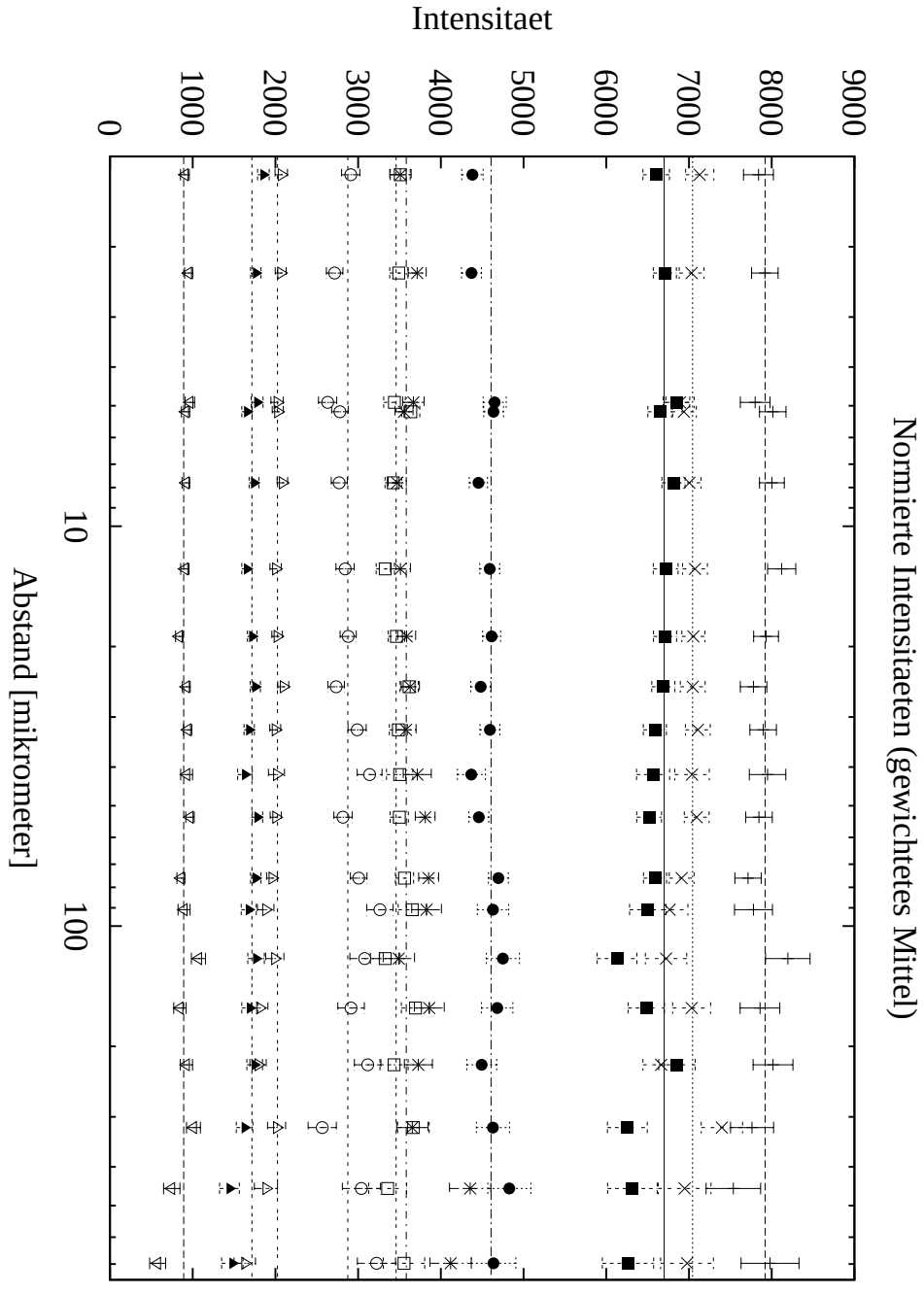
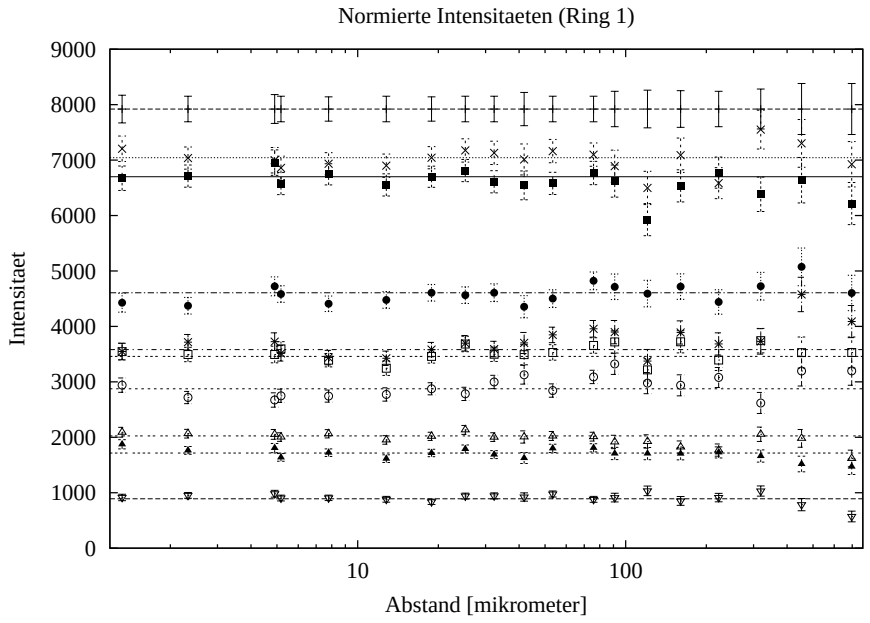


Abbildung A.2: Ausschnitt aus dem Termschema von ^{158}Er

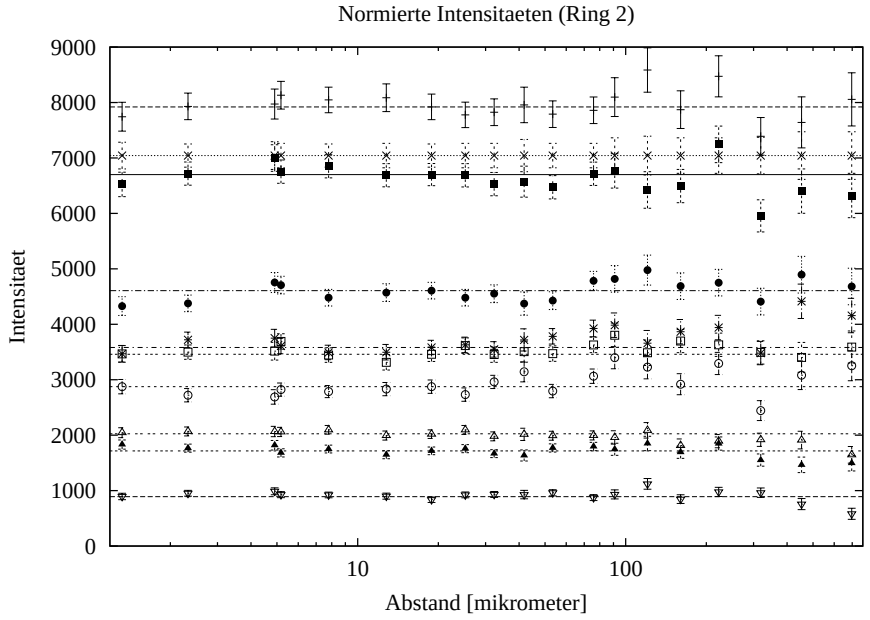
A.2 Normierung



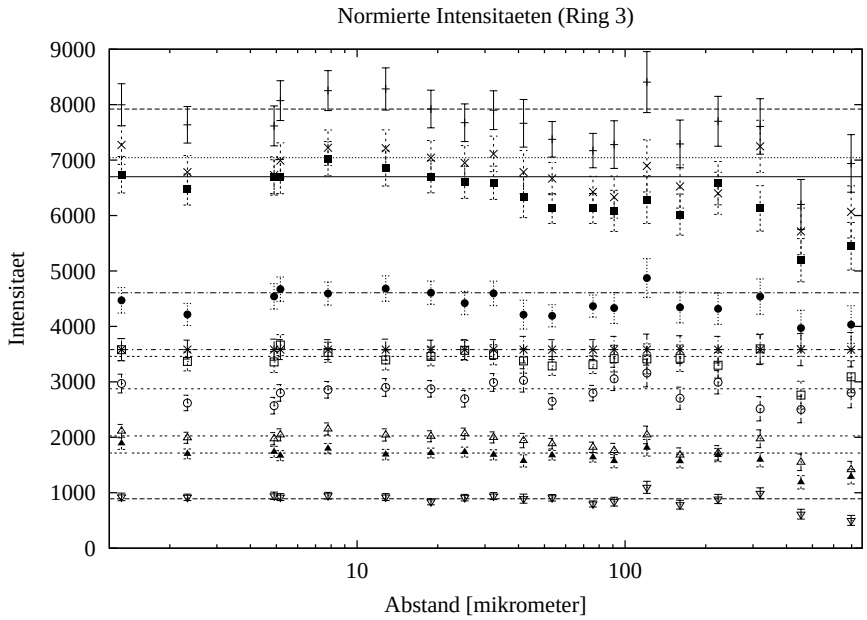
Überprüfung der Normierungsfaktoren, gewichtetes Mittel



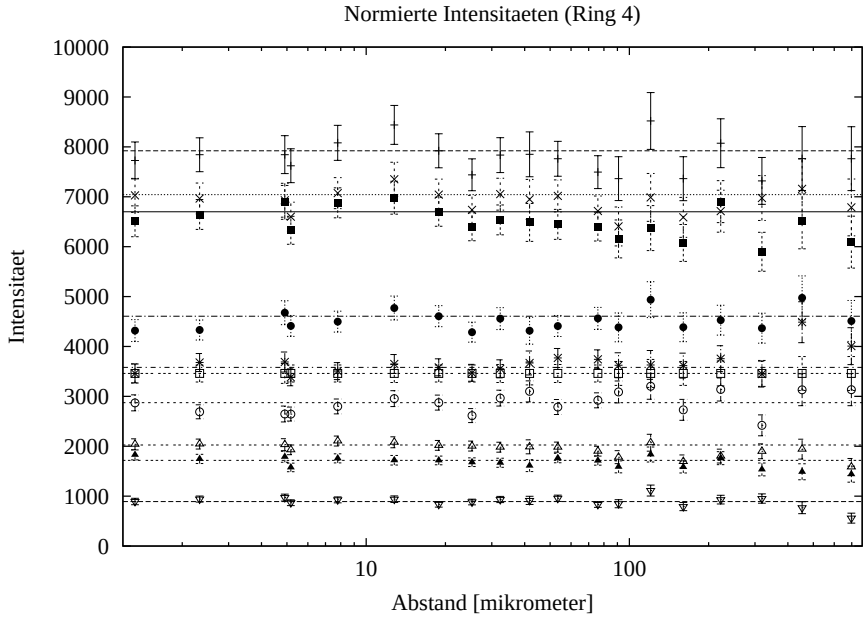
Überprüfung der Normierungsfaktoren an Ring 1



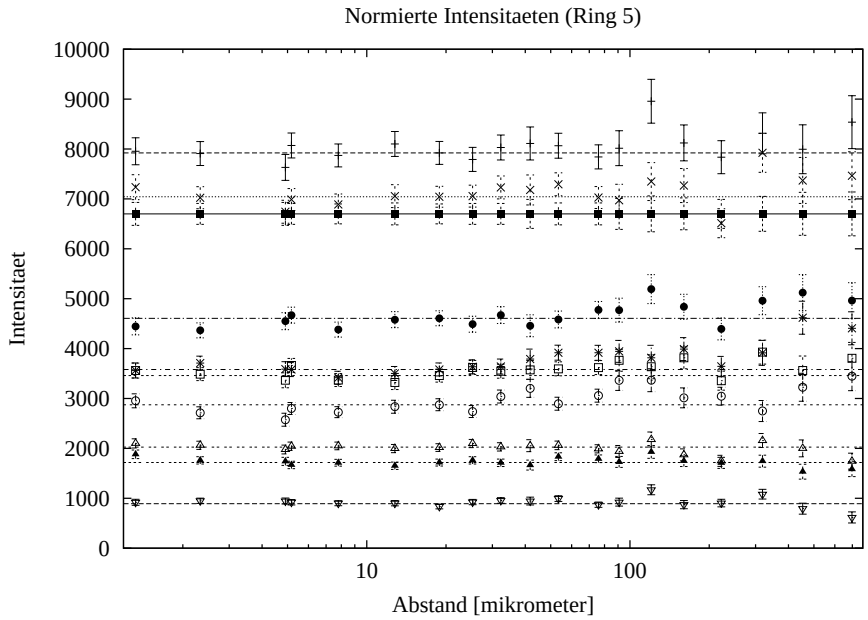
Überprüfung der Normierungsfaktoren an Ring 2



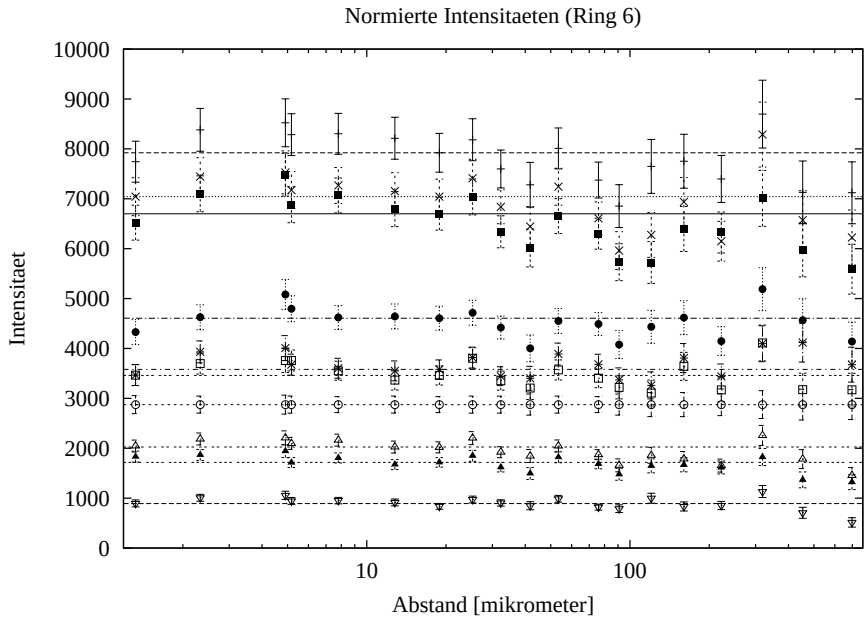
Überprüfung der Normierungsfaktoren an Ring 3



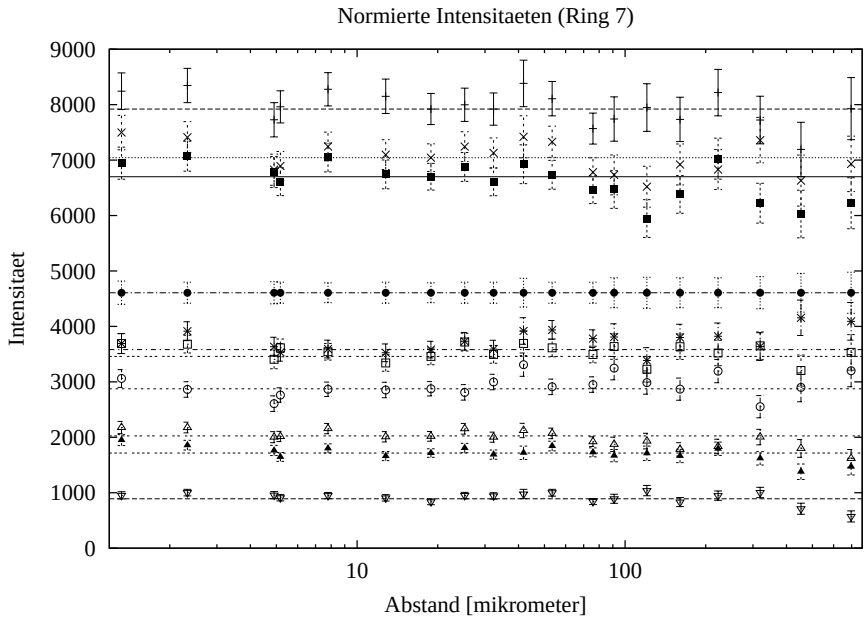
Überprüfung der Normierungsfaktoren an Ring 4



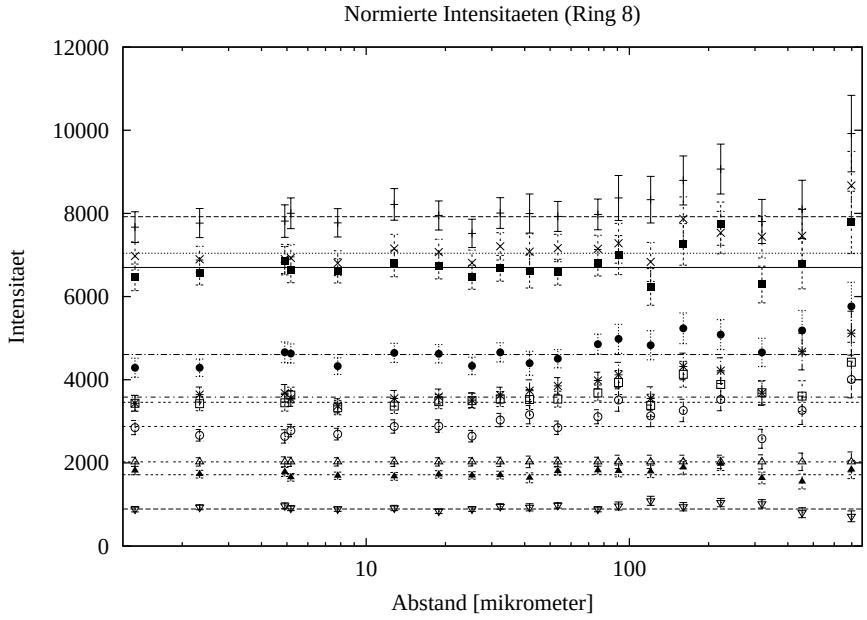
Überprüfung der Normierungsfaktoren an Ring 5



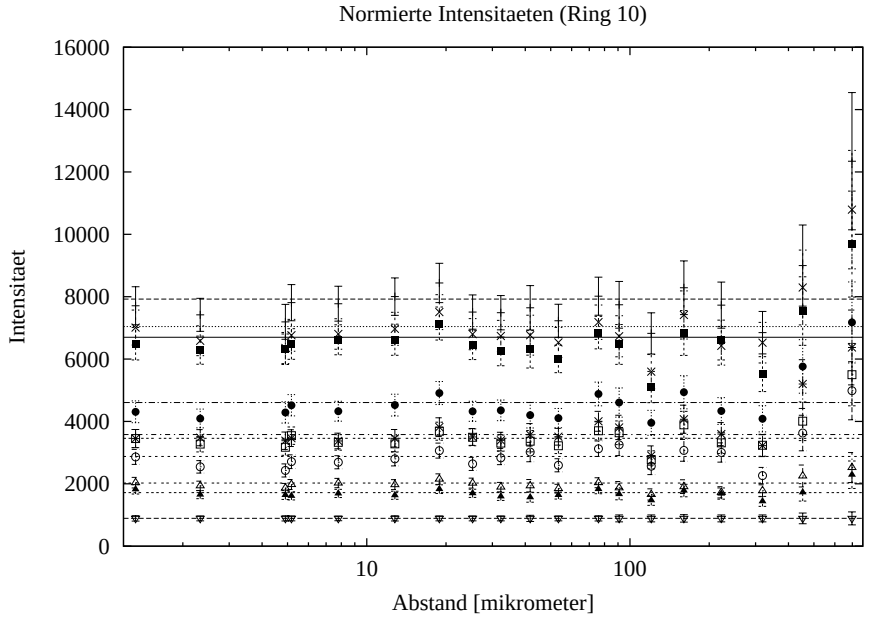
Überprüfung der Normierungsfaktoren an Ring 13



Überprüfung der Normierungsfaktoren an Ring 14



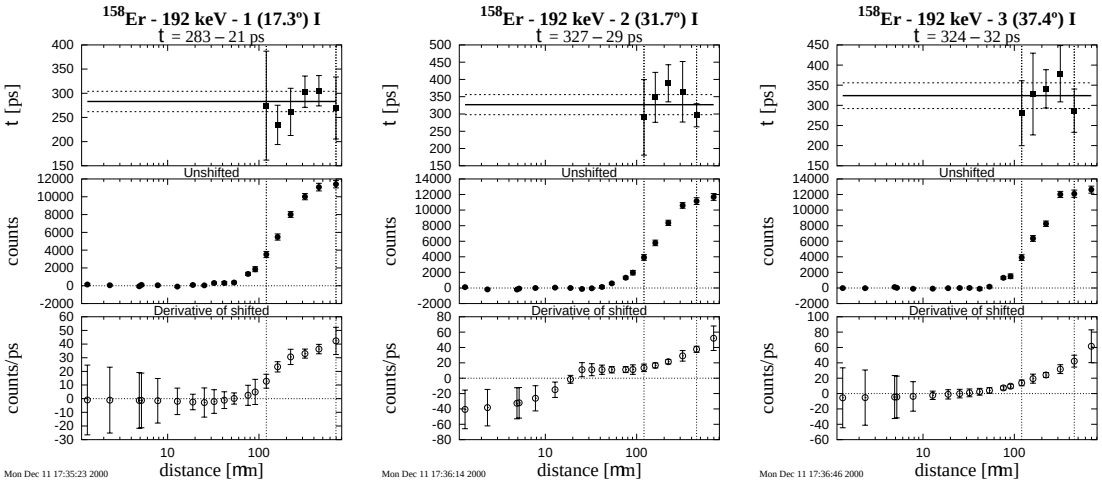
Überprüfung der Normierungsfaktoren an Ring 16

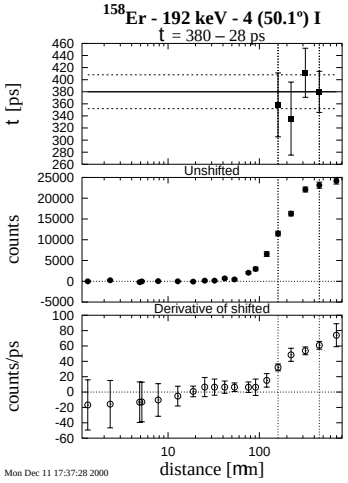


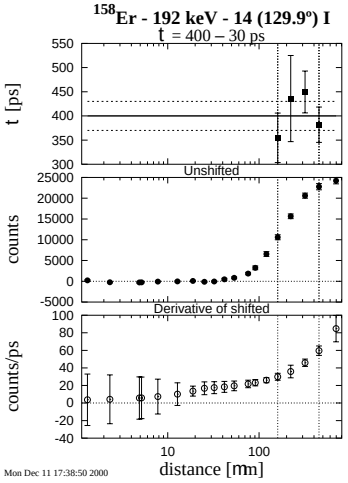
Überprüfung der Normierungsfaktoren an Ring 17

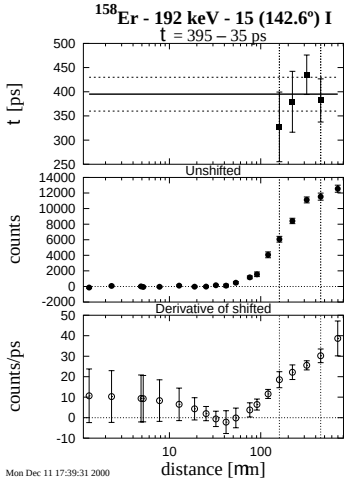
A.3 τ–Kurven

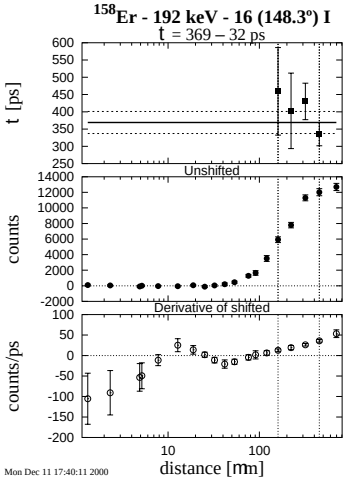
Die τ–Kurven zu den in den Tabelle 5.1 und 5.2 enthaltenen Ergebnissen:

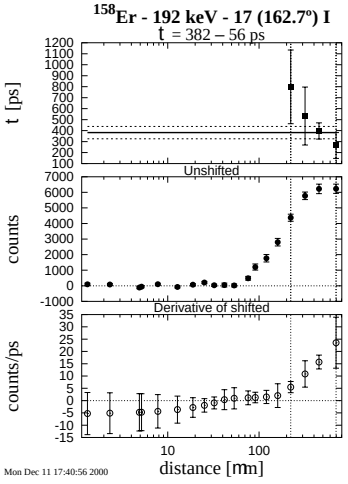


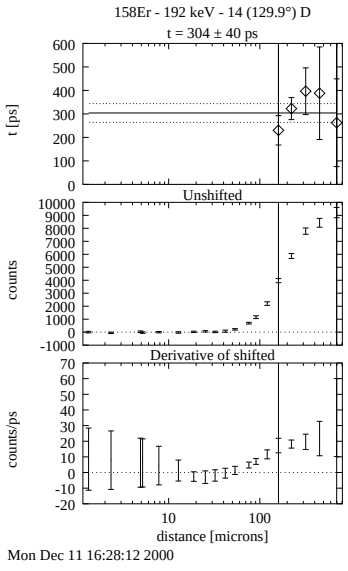

158Er - 192 keV - 4 (50.1°) I
t = 380 – 28 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [mm]
Mon Dec 11 17:37:28 2000

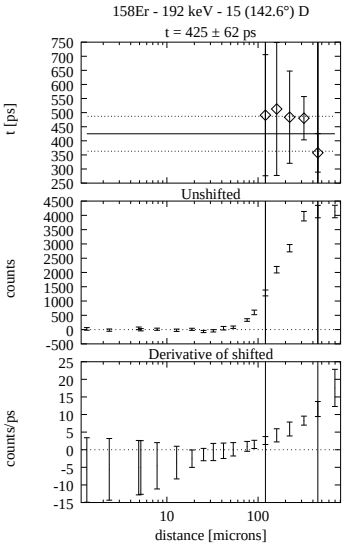

158Er - 192 keV - 14 (129.9°) I
t = 400 – 30 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [mm]
Mon Dec 11 17:38:50 2000

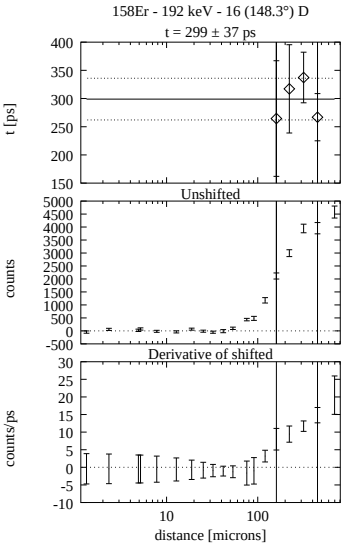

158Er - 192 keV - 15 (142.6°) I
t = 395 – 35 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [mm]
Mon Dec 11 17:39:31 2000

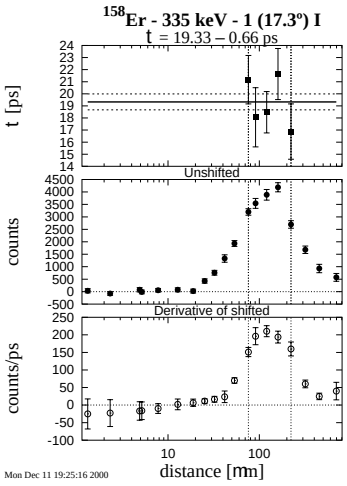

158Er - 192 keV - 16 (148.3°) I
t = 369 – 32 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [mm]
Mon Dec 11 17:40:11 2000

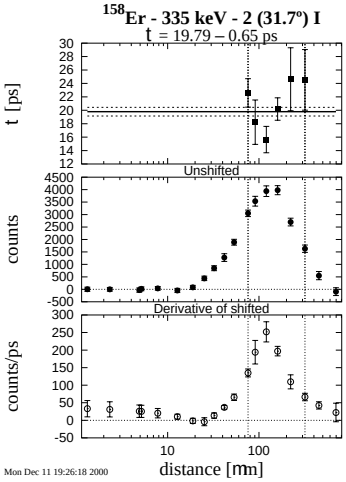

158Er - 192 keV - 17 (162.7°) I
t = 382 – 56 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [mm]
Mon Dec 11 17:40:56 2000

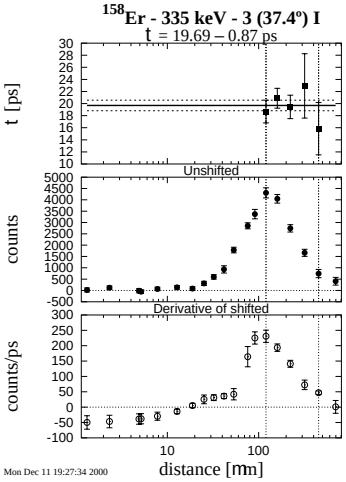

158Er - 192 keV - 14 (129.9°) D
t = 304 ± 40 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [microns]
Mon Dec 11 16:28:12 2000

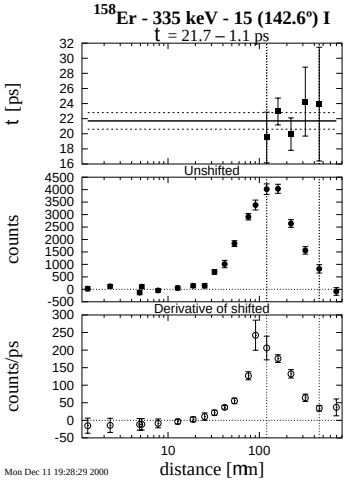

158Er - 192 keV - 15 (142.6°) D
t = 425 ± 62 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [microns]
Mon Dec 11 16:30:28 2000

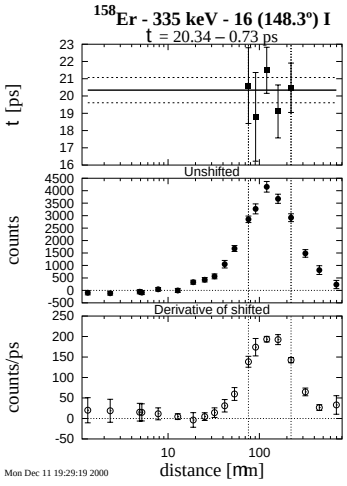

158Er - 192 keV - 16 (148.3°) D
t = 299 ± 37 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [microns]
Mon Dec 11 16:33:54 2000

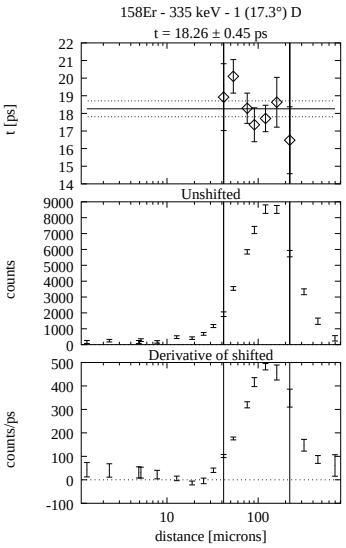

158Er - 335 keV - 1 (17.3°) I
t = 19.33 – 0.66 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [mm]
Mon Dec 11 19:25:16 2000

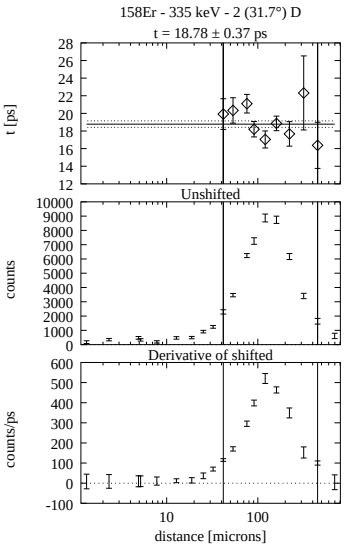

158Er - 335 keV - 2 (31.7°) I
t = 19.79 – 0.65 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [mm]
Mon Dec 11 19:26:18 2000

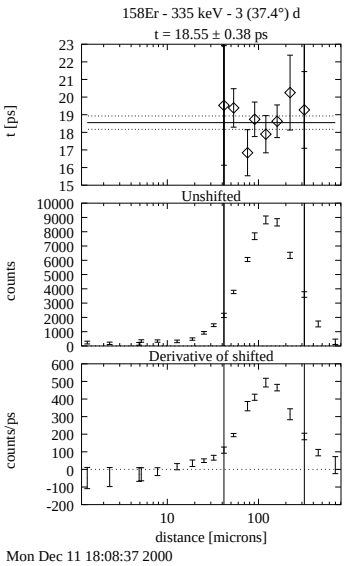

158Er - 335 keV - 3 (37.4°) I
t = 19.69 – 0.87 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [mm]
Mon Dec 11 19:27:34 2000

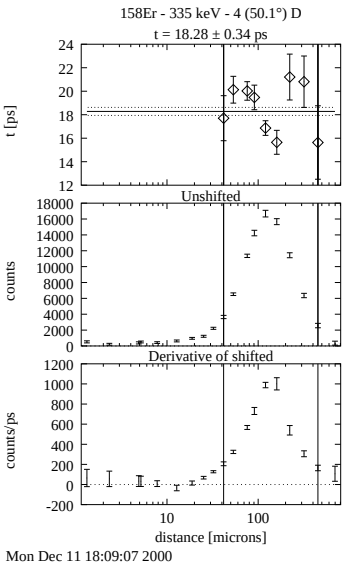

158Er - 335 keV - 15 (142.6°) I
t = 21.7 – 1.1 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [mm]
Mon Dec 11 19:28:29 2000

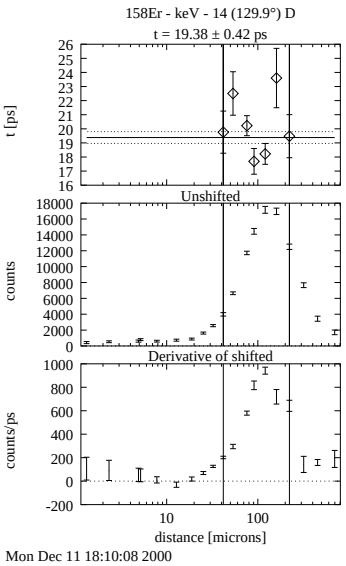

158Er - 335 keV - 16 (148.3°) I
t = 20.34 – 0.73 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [mm]
Mon Dec 11 19:29:19 2000

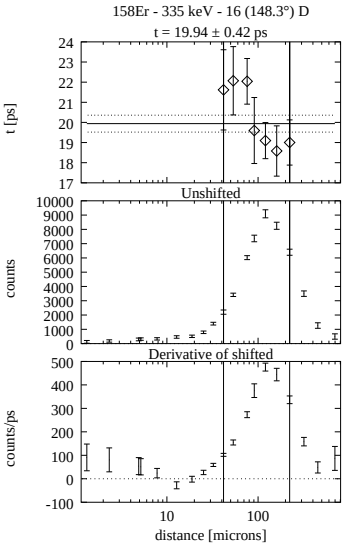

158Er - 335 keV - 1 (17.3°) D
t = 18.26 ± 0.45 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [microns]
Mon Dec 11 18:06:47 2000


158Er - 335 keV - 2 (31.7°) D
t = 18.78 ± 0.37 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [microns]
Mon Dec 11 18:07:45 2000

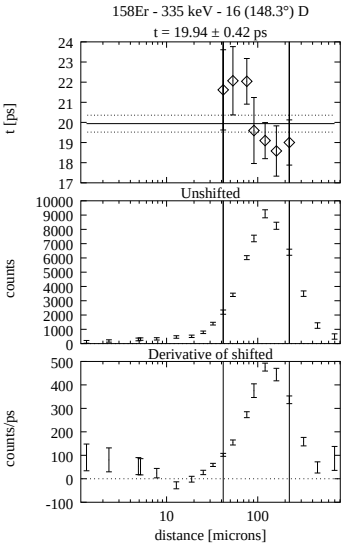

158Er - 335 keV - 3 (37.4°) d
t = 18.55 ± 0.38 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [microns]
Mon Dec 11 18:08:37 2000


158Er - 335 keV - 4 (50.1°) D
t = 18.28 ± 0.34 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [microns]
Mon Dec 11 18:09:07 2000

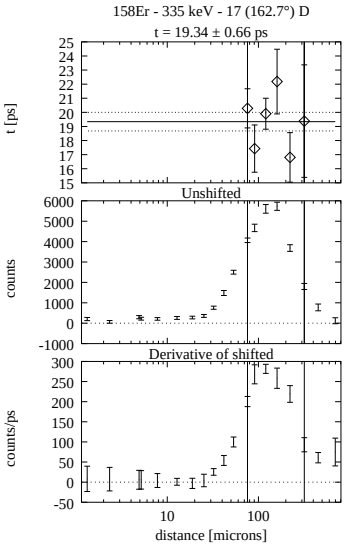

158Er - keV - 14 (129.9°) D
t = 19.38 ± 0.42 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [microns]
Mon Dec 11 18:10:08 2000



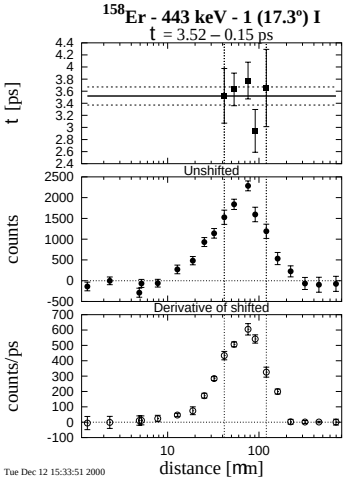
Mon Dec 11 18:12:44 2000



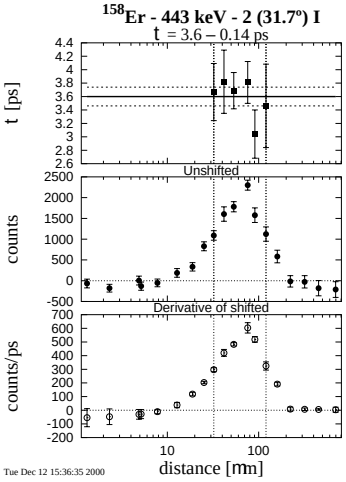
Mon Dec 11 18:12:44 2000



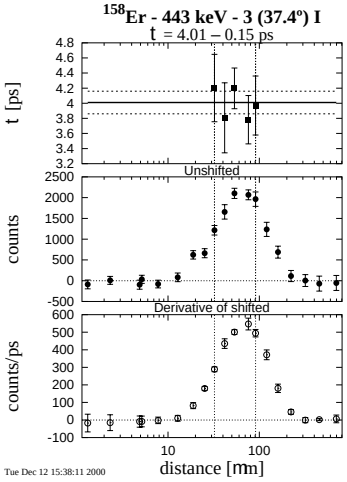
Mon Dec 11 18:13:49 2000



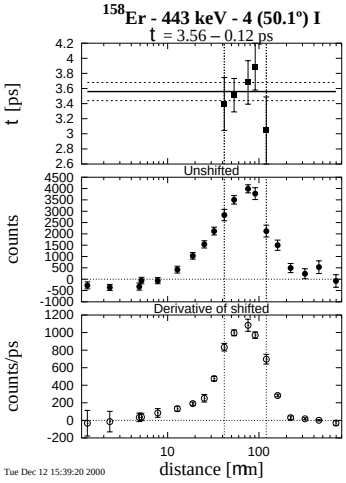
Tue Dec 12 15:33:51 2000



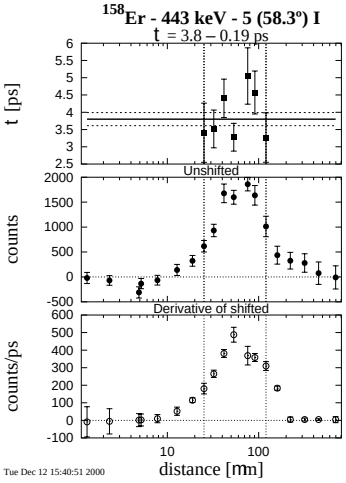
Tue Dec 12 15:36:35 2000



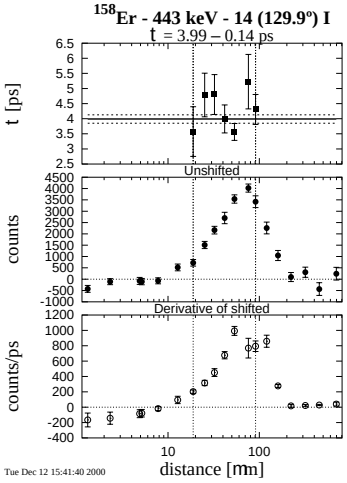
Tue Dec 12 15:38:11 2000



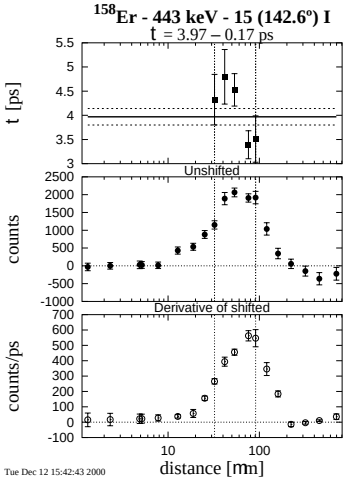
Tue Dec 12 15:39:20 2000

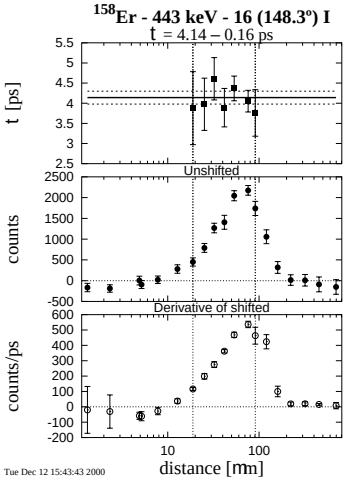


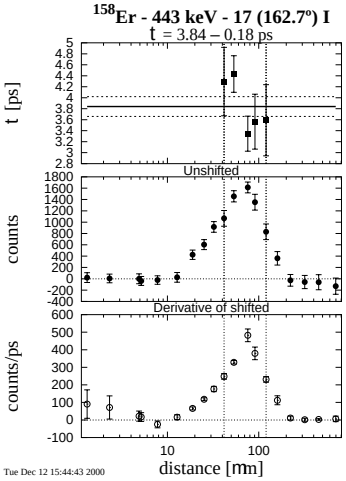
Tue Dec 12 15:40:51 2000

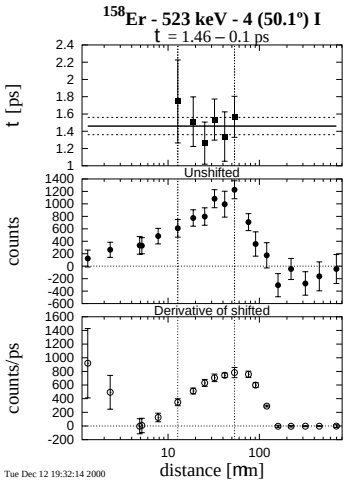


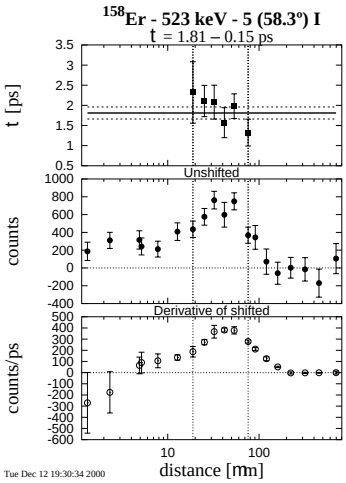
Tue Dec 12 15:41:40 2000

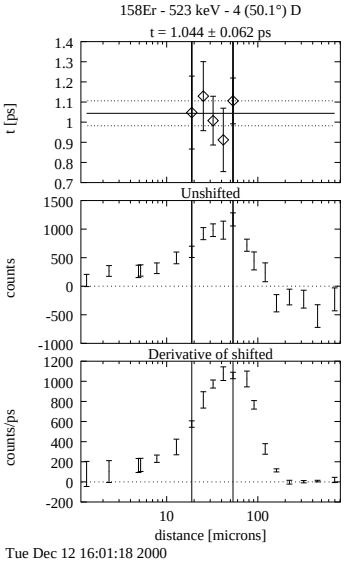

158Er - 443 keV - 15 (142.6°) I
t = 3.97 – 0.17 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [mm]
Tue Dec 12 15:42:43 2000

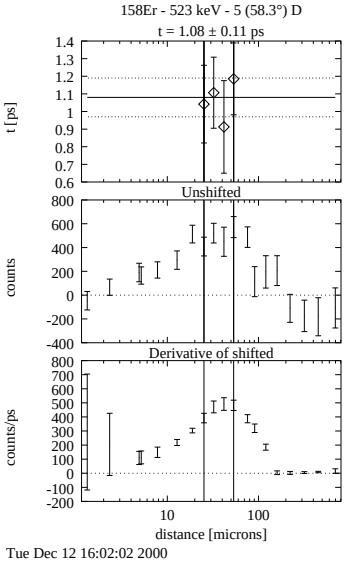

158Er - 443 keV - 16 (148.3°) I
t = 4.14 – 0.16 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [mm]
Tue Dec 12 15:43:43 2000

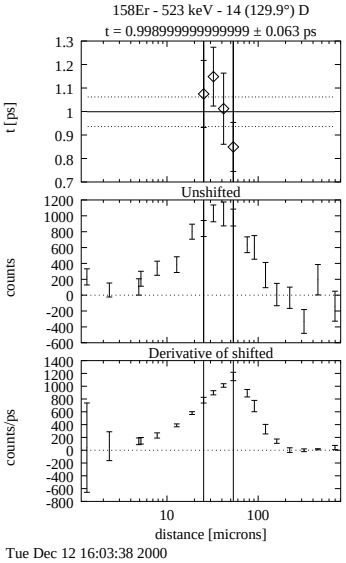

158Er - 443 keV - 17 (162.7°) I
t = 3.84 – 0.18 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [mm]
Tue Dec 12 15:44:43 2000

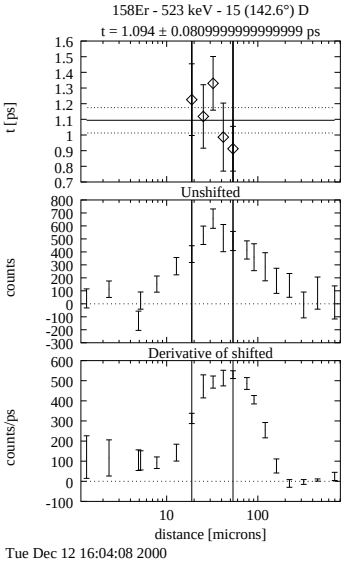

158Er - 523 keV - 4 (50.1°) I
t = 1.46 – 0.1 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [mm]
Tue Dec 12 19:32:14 2000

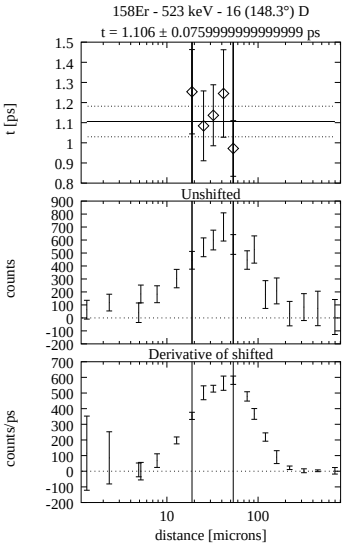

158Er - 523 keV - 5 (58.3°) I
t = 1.81 – 0.15 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [mm]
Tue Dec 12 19:30:34 2000


158Er - 523 keV - 4 (50.1°) D
t = 1.044 ± 0.062 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [microns]
Tue Dec 12 16:01:18 2000

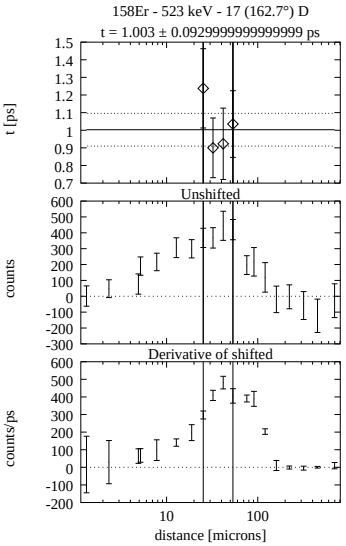

158Er - 523 keV - 5 (58.3°) D
t = 1.08 ± 0.11 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [microns]
Tue Dec 12 16:02:02 2000


158Er - 523 keV - 14 (129.9°) D
t = 0.998999999999999 ± 0.063 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [microns]
Tue Dec 12 16:03:38 2000

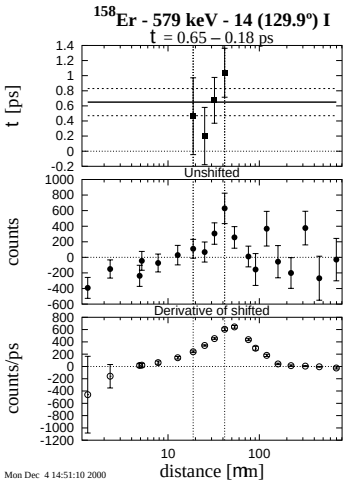

158Er - 523 keV - 15 (142.6°) D
t = 1.094 ± 0.0809999999999999 ps
t [ps]
Unshifted
counts
Derivative of shifted
counts/ps
distance [microns]
Tue Dec 12 16:04:08 2000



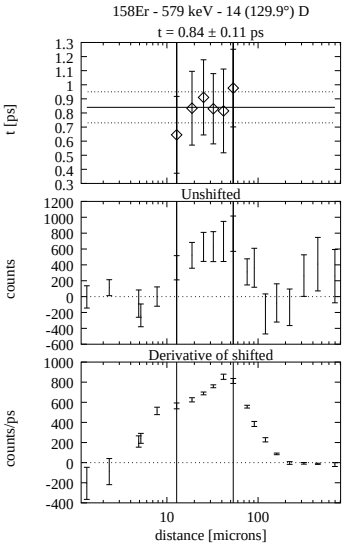
Tue Dec 12 16:04:42 2000



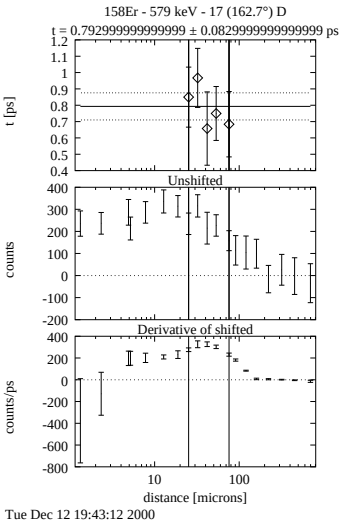
Tue Dec 12 16:05:24 2000



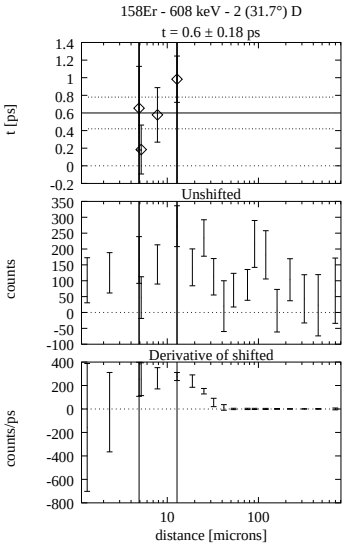
Mon Dec 4 14:51:10 2000



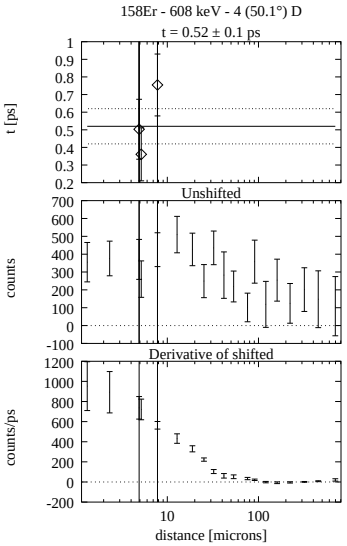
Mon Dec 4 17:00:10 2000



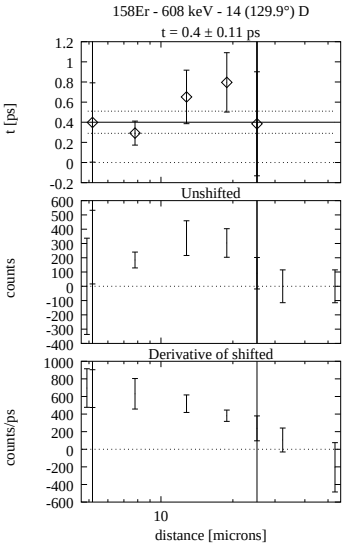
Tue Dec 12 19:43:12 2000



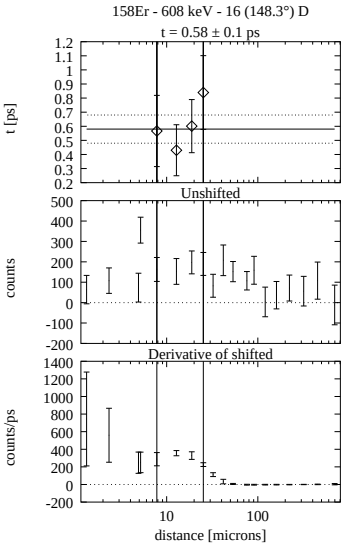
Tue Dec 5 15:22:27 2000



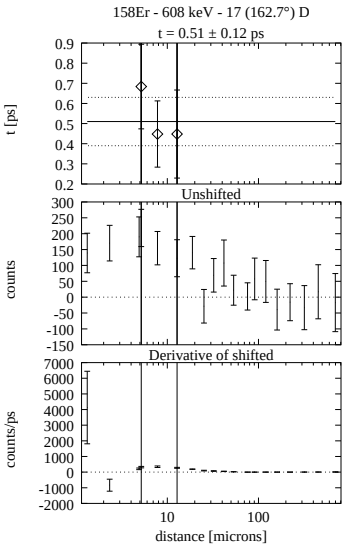
Tue Dec 12 19:58:36 2000



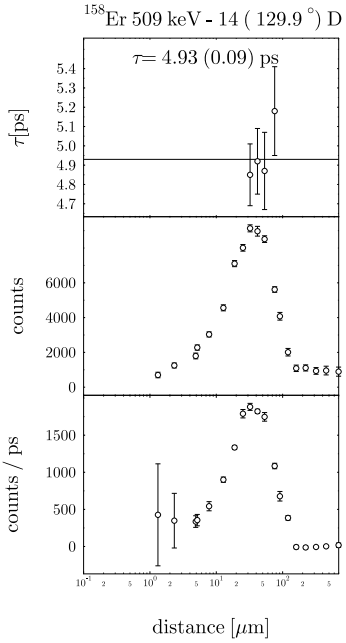
Wed Dec 6 10:20:09 2000

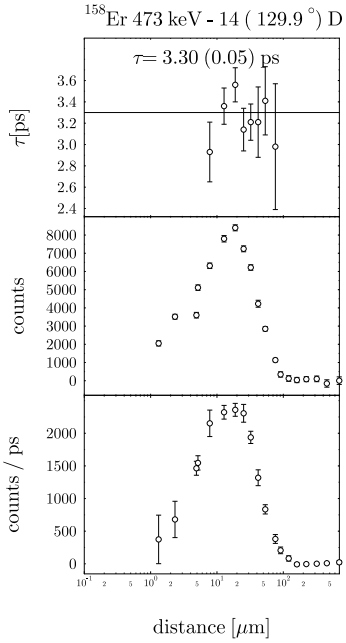


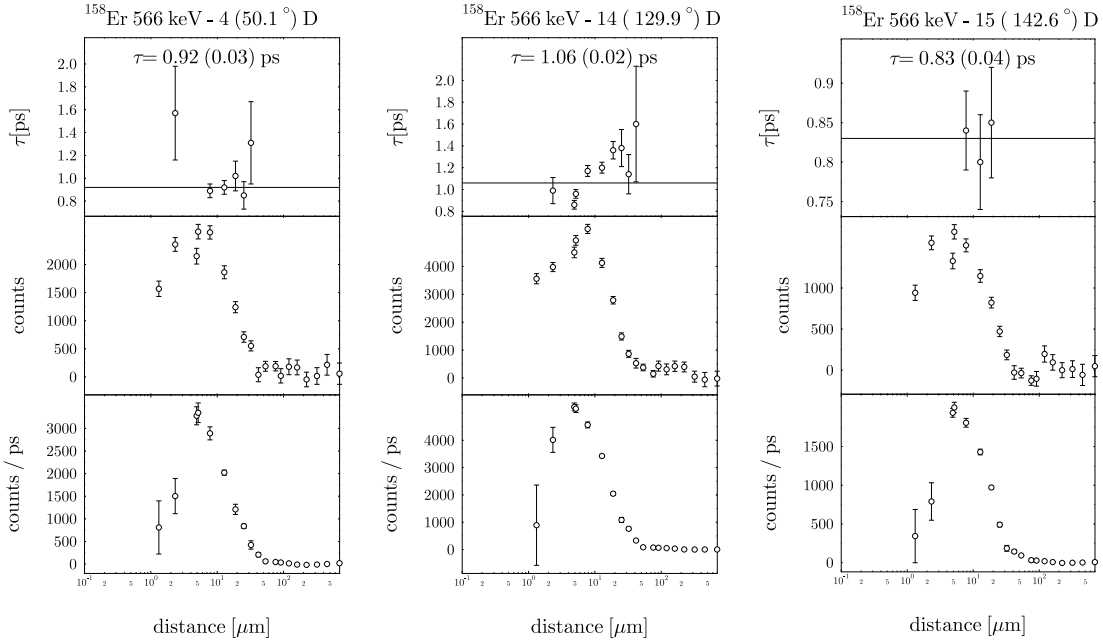
Tue Dec 12 19:56:09 2000

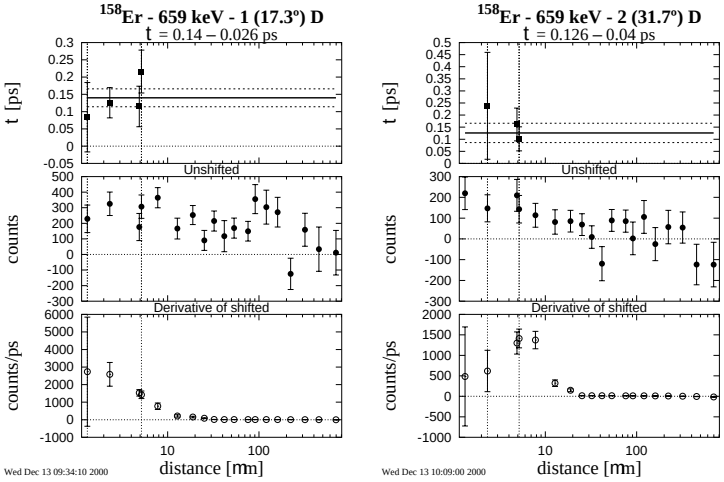


Tue Dec 12 20:05:23 2000






158Er 566 keV - 4 (50.1 °) D
τ= 0.92 (0.03) ps
158Er 566 keV - 14 (129.9 °) D
τ= 1.06 (0.02) ps
158Er 566 keV - 15 (142.6 °) D
τ= 0.83 (0.04) ps
τ[ps]
counts
counts / ps
distance [μm]


158Er - 659 keV - 1 (17.3º) D
t = 0.14 – 0.026 ps
158Er - 659 keV - 2 (31.7º) D
t = 0.126 – 0.04 ps
t [ps]
Unshifted
Derivative of shifted
counts
counts/ps
distance [mm]
Wed Dec 13 09:34:10 2000
Wed Dec 13 10:09:00 2000

Anhang B

Das Programm `beam`

Neben dem Programm `vtl` (s. Kapitel 7.2) wurde im Zuge dieser Arbeit noch das Programm `beam` für den Kölner FN–Tandembeschleuniger geschrieben. Es weist eine dem Programm `vtl` ähnliche grafische Oberfläche auf (s. Abbildung B.1 und dient dazu, bei vorgegebenem Strahl (Ionensorte und Ladungszustand) zwei der drei Parameter Terminalspannung, Magnetstrom des 90°–Magneten und Strahlenergie unter Vorgabe des dritten zu berechnen. Des weiteren können Eichtabellen für diese drei Größen ausgegeben werden.

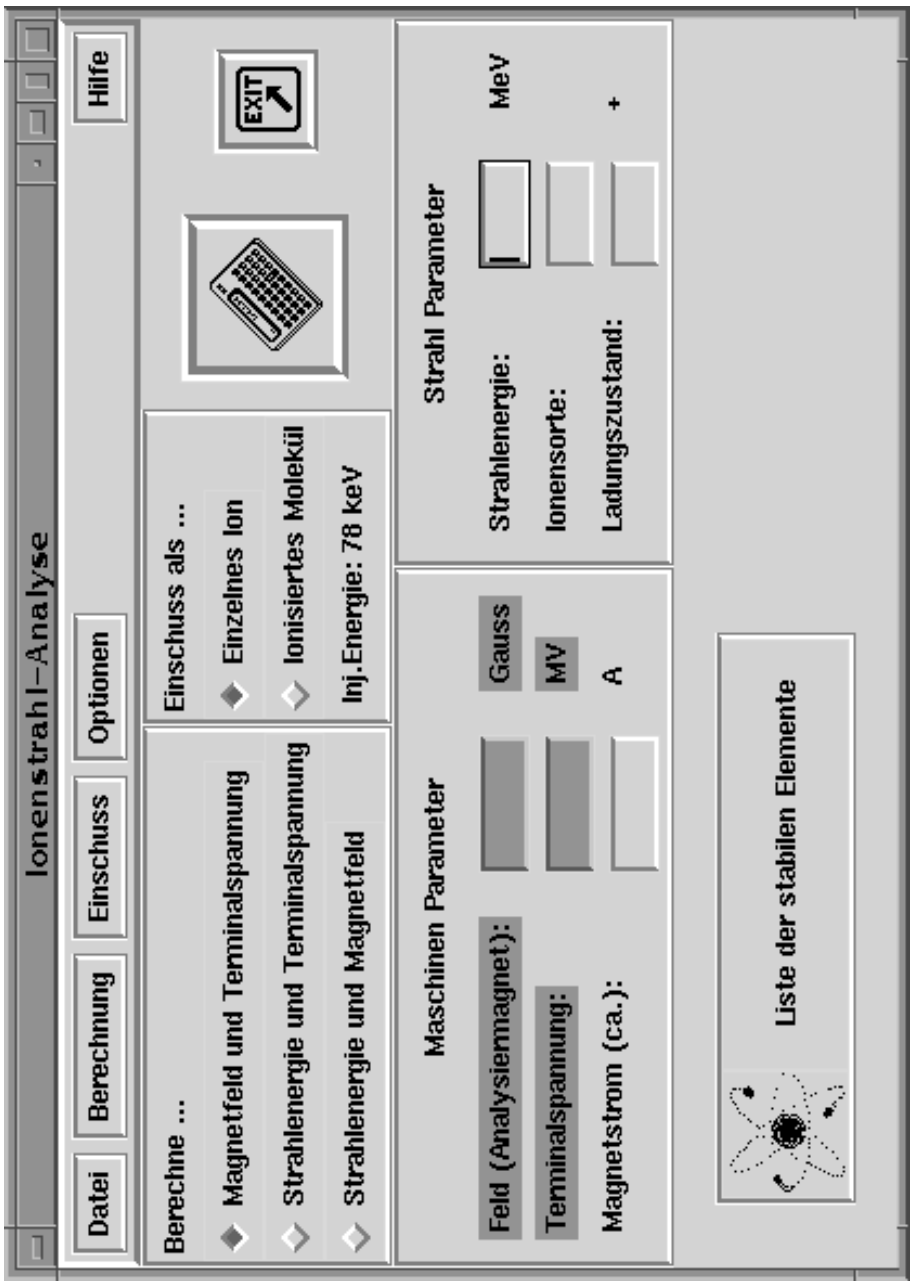


Abbildung B.1: Das Programm `beam`. Die berechneten Werte können in Eichtabellen mit variabler Energie–Schrittweite ausgegeben werden.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben. Insbesondere gilt mein Dank:

Herrn Professor Dr. P. von Brentano für seine Unterstützung, die Vergabe des Themas, die Betreuung der Arbeit und die Möglichkeit, am Institut für Kernphysik in seiner Gruppe unter hervorragenden Bedingungen zu arbeiten.

Herrn Dr. A. Dewald für seine Unterstützung und Hilfe sowie für seine Geduld mit „schlechten“ Targets und viele Gespräche.

Den (aktiven und ehemaligen) Mitgliedern der γ–Gruppe für die gute Atmosphäre am Institut und die gute Zusammenarbeit in allen Bereichen.

Den Mitgliedern der Elektronikwerkstatt, der feinmechanischen Werkstatt sowie den Tandem – Operateuren für die stets bereitwillige Unterstützung bei der Lösung mechanischer, elektronischer, vakuumtechnischer und außerdienstlicher Probleme, ohne die vieles unmöglich gewesen wäre.

Herrn Dr. R. Peusquens für die Hilfe bei der Auswertung der Daten und für regen Austausch über gemeinsame Interessen...

Den Herren Dipl.-Phys. A. Fitzler und Dr. C. Frießner für „two–o–four“, unzählige Mittagspausen und die Grand’s mit vieren... .

Den Herren Dipl.-Phys. A. Fitzler, Dr. C. Fransen, Dr. C. Frießner, Dr. T. Klemme, Dr. A. Schmidt und Dr. I. Schneider für unvergeßliche Donnerstag – Abende.

Den Damen und Herren Dr. E. Radermacher, Dr. M. Wilhelm und Dr. G. Pascoviçi für die zahlreichen entspannenden Billard – Abende.

Salah, Maria, Ingo, Marianne, Wolfgang, Monika, Thomas, Annette, Norbert, Annette, Thomas, Christina, Jörg und Rita für ihre tiefe Freundschaft.

Meinem Vater † und meiner Mutter für ihre Liebe und für mein Zuhause.

Meinem Gott für seine Liebe zu mir.

Meiner Tochter Laurah Maddalena für jedes Lachen und dafür, daß es sie gibt.

Vor allem aber möchte ich meiner Frau Christine dafür danken, daß sie mich trägt, erträgt und liebt und daß sie zu mir hält. Ninakupenda sana sana!

Lebenslauf

Name		Stephan Kasemann
Geburtsdatum/-ort		24.02.1970 in Lüdenscheid / Westfalen
Nationalität		deutsch
Familienstand		verheiratet, ein Kind
Schulbildung	08/1976–06/1980	Pestalozzi – Grundschule, Kierspe
	08/1980–06/1989	evangelisches Gymnasium, Meinerzhagen
Schulabschluß	06/1989	Abitur
Hochschulstudium	10/1989	Immatrikulation an der Universität zu Köln für das Studienfach Physik
	10/1991	Vordiplom Physik
Studienabschluß	03/96	Diplom im Fach Physik Thema der Arbeit: Herstellung von Sputtertargets und von dünnen Schichten für kernphysikalische Experimente

Arbeitsverhältnisse am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln

02/1995–03/1996	Studentische Hilfskraft
04/1996–08/1996	Wissenschaftliche Hilfskaft
seit 09/1996	Wissenschaftlicher Mitarbeiter

Erklärung

Ich versichere, daß ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit - einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen -, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; daß diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; daß sie abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, daß ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluß des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Professor Dr. P. von Brentano betreut worden.

Teilveröffentlichungen: keine