

# MINIBALL

## Ein neuartiges Gamma-Spektrometer mit ortsauflösenden Germaniumdetektoren

Inaugural-Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität zu Köln

vorgelegt von  
Dirk Werner Weißhaar  
aus Köln

Köln 2003

Berichterstatter: Prof. Dr. P. von Brentano  
Prof. Dr. J. Jolie

Tag der mündlichen Prüfung: 28. Juni 2002

# Zusammenfassung

Das hochauflösende  $\gamma$ -Spektrometer MINIBALL wurde speziell für die Untersuchung exotischer Kerne an den Beschleunigern mit radioaktiven Strahl entwickelt und gebaut. Wegen der zu erwartenden schwachen Strahlintensitäten ist MINIBALL auf eine hohe  $\gamma$ -Nachweiseffizienz optimiert. Die hohe effektive Granularität des MINIBALLs ermöglicht bei den Experimenten mit hohem  $v/c$  der  $\gamma$ -emittierenden Rückstoßkerne, die *Doppler*-Verbreiterung der  $\gamma$ -Linien zu korrigieren. Somit können diese Experimente mit einer Energieauflösung durchgeführt werden, die nahe bei der intrinsischen Auflösung der Germaniumdetektoren liegt.

MINIBALL besteht aus 40 sechsfach segmentierten, gekapselten Germaniumdetektoren, die in Einheiten zu je drei oder vier Detektoren in einem gemeinsamen Kryostaten zusammengefaßt sind. Die Komponenten des MINIBALLs -der sechsfach segmentierte Germaniumdetektor, der Kryostat, der schnelle Analogvorverstärker, die digitale Spektroskopieelektronik und das flexible Gestell- und deren Eigenschaften werden in dieser Arbeit vorgestellt.

Die hohe Granularität des MINIBALLs wird durch die Segmentierung der Detektoren und die Impulsformanalyse der Detektorsignale erreicht. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Algorithmen zur Impulsformanalyse entwickelt und getestet. Durch das Abtasten eines MINIBALL-Detektors mit einer kollimierten  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle wurde experimentell nachgewiesen, daß die Granularität des sechsfach segmentierten Detektors durch die Impulsformanalyse um mehr als eine Größenordnung auf eine effektive Granularität von 100 gesteigert wird. Dieses Resultat wurde mit einem MINIBALL-Tripel-CLUSTER in einem Strahlexperiment mit einem  $v/c=5.6\%$  der  $\gamma$ -emittierenden Rückstoßkerne bestätigt, bei dem die effektive Granularität zur Korrektur der *Doppler*-Verbreiterung eingesetzt wurde. Dabei zeigte sich auch, daß die Qualität der Impulsformanalyse nur durch die *Closed End*-Bauform und die fehlende Quersegmentierung der Detektoren limitiert wird. Aus den experimentellen Daten wurden die Eigenschaften des MINIBALL-Spektrometers bestimmt.

Das MINIBALL-Spektrometer wurde erstmals am Kölner Tandembeschleuniger aufgebaut, getestet und in Messungen eingesetzt. Die experimentelle Spezifikation und die Erfahrungen beim Betrieb des neuen Spektrometers werden vorgestellt.



# Abstract

The high resolution  $\gamma$ -spectrometer MINIBALL was especially developed and built for the investigation of exotic nuclei at radioactive beam facilities. On account of the low beam intensities expected, MINIBALL is optimized for high  $\gamma$ -efficiency. The high effective granularity of MINIBALL enables the *Doppler*-correction of the  $\gamma$ -lines in experiments where the recoiling nuclei have high  $v/c$ . Thus these experiments can be carried out with an energy resolution close to the intrinsic resolution of Germanium detectors.

MINIBALL consists of 40 six-fold segmented, encapsulated Germanium detectors which are clustered in common cryostats with three and four detectors each, respectively. The components of MINIBALL -the six-fold segmented Germanium detector, the cryostat, the fast analog preamplifier, the digital spectroscopy electronics and the flexible mechanical frame- and their properties are described in this thesis.

The high granularity of MINIBALL is achieved by a segmentation of the detectors and the pulse-shape analysis of the detector signals. Within the scope of this thesis algorithms for the pulse-shape analysis were developed and tested. The scanning of a MINIBALL detector with a collimated  $^{137}\text{Cs}$ -source proved experimentally that the granularity of the six-fold segmented detector could be enhanced by more than one order of magnitude to an effective granularity of 100 applying the pulse-shape analysis. This result was verified with a MINIBALL-triple-CLUSTER in an in-beam experiment with a  $v/c=5.6\%$  of the  $\gamma$ -emitting recoiling nuclei, where the effective granularity was utilized to correct the *Doppler*-broadening. Furthermore the experiment showed, that the quality of the pulse-shape analysis is restricted by the closed-end design and the missing transverse segmentation of the detectors only. The specifications of MINIBALL are compiled on the basis of the experimental data.

For the first time the MINIBALL was built up, tested and used in experiments at the Cologne tandem-accelerator. The experimental specification and the experience of the operation of this new spectrometer are presented.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>i</b>
<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Entwicklungen zum MINIBALL</b>	<b>5</b>
2.1 Das Konzept des Spektrometers MINIBALL . . . . .	5
2.2 Der sechsfach segmentierte, gekapselte MINIBALL-Detektor . . . . .	8
2.3 Der MINIBALL-Kryostat . . . . .	11
2.4 Die Vorverstärker-Elektronik . . . . .	14
2.5 Das Spektroskopiemodul <i>DGF-4C</i> . . . . .	15
2.6 Das flexible MINIBALL-Gestell . . . . .	20
<b>3 Die Ortsempfindlichkeit des MINIBALL-Detektors</b>	<b>23</b>
3.1 Der Nachweisprozeß von $\gamma$ -Strahlung . . . . .	24
3.1.1 Das Prinzip der Hauptwechselwirkung . . . . .	24
3.1.2 Konvertierung der Primärelektronen in Elektronen-Loch-Paare im Detektor . . . . .	26
3.1.3 Prozeß der Ladungssammlung und Entstehung des Detektorsignals	26
3.2 Der <i>Steepest-Slope</i> -Algorithmus . . . . .	29
3.3 Messungen an einem MINIBALL-Detektor . . . . .	32
3.3.1 Bestimmung des Azimuthwinkels aus der Analyse der Segment- signale . . . . .	34
3.4 Zweidimensionale Ortssensitivität des MINIBALL-Detektors . . . . .	38
<b>4 Doppler-Korrektur in einem Strahlexperiment</b>	<b>41</b>
4.1 Der Experimentsaufbau . . . . .	41
4.2 Analyse der Meßdaten . . . . .	42
4.2.1 Die optimale Unterteilung der Segmente . . . . .	42
4.2.2 Die Einteilung des Detektors in Segmentstreifen . . . . .	45
4.3 Ergebnisse der <i>In Beam</i> -Messung . . . . .	47
4.3.1 Die <i>Doppler</i> -korrigierten Auflösungen . . . . .	47
4.3.2 Anteil der Reaktionskinematik an der <i>Doppler</i> -Verbreiterung . . .	50
4.3.3 Die fehlende Tiefeninformation über die $\gamma$ -Wechselwirkung . . .	52

4.4	Die <i>Doppler</i> -korrigierten Auflösungen einzelner Detektoren . . . . .	54
4.4.1	Nachweis von Lebensdauereffekten in der <i>Doppler</i> -Verschiebung	57
4.5	Die Spezifikation des MINIBALLs . . . . .	59
<b>5</b>	<b>Der Betrieb des MINIBALL-Spektrometers in Köln</b>	<b>63</b>
5.1	Der Aufbau des MINIBALLs . . . . .	63
5.2	Das Kölner Datenaufnahmesystem für $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen . . . . .	64
5.3	Die Experimente in Köln . . . . .	65
5.4	Ergebnisse aus den Messungen am MINIBALL . . . . .	66
5.4.1	Die Qualität der Spektren . . . . .	66
5.4.2	Die gemessene Effizienz des MINIBALLs . . . . .	67
5.5	Der Umzug nach CERN . . . . .	70
<b>6</b>	<b>Diskussion und Ausblick</b>	<b>73</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>79</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>83</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>85</b>
	<b>Erklärung</b>	<b>87</b>



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Querschnitt durch das EUROBALL-Spektrometer . . . . .	2
2.1	Foto des EUROBALL-CLUSTER-Würfels . . . . .	6
2.2	Abmessungen des MINIBALL-Kristalls . . . . .	9
2.3	Skizze des MINIBALL-Detektors . . . . .	10
2.4	Foto des MINIBALL-Tripel-Kryostaten . . . . .	12
2.5	Foto des MINIBALL-Vorverstärkers . . . . .	14
2.6	Beispiel für Detektorsignale . . . . .	15
2.7	Blockdiagramm des DGF-4C Moduls . . . . .	16
2.8	Funktion des <i>Pile-Up Inspectors</i> . . . . .	17
2.9	Foto des DGF-4C Moduls . . . . .	18
2.10	Zeitspektren mit dem DGF-4C Modul . . . . .	20
2.11	Das MINIBALL-Gestell . . . . .	21
2.12	Aufbau aus 6 MINIBALL-CLUSTER-Detektoren . . . . .	22
3.1	Ladungssammlung in einem planaren Detektor . . . . .	27
3.2	Prinzip des <i>Steepest-Slope</i> -Algorithmus . . . . .	30
3.3	Analyse der Detektorsignale zur Bestimmung des radialen Abstandes einer Wechselwirkung . . . . .	31
3.4	Radialverteilung in einem zwölfmal segmentierten Detektor . . . . .	32
3.5	Schematische Granularität aus Radialinformation und Segmentierung des MINIBALL-Detektors . . . . .	33
3.6	Effizienz der Segmente . . . . .	33
3.7	Detektorsignale für Gesamtabsorptionsereignisse in einem Segment . . . . .	34
3.8	Spiegelladungssignale für mehrere Ereignisse . . . . .	35
3.9	Verteilung der Asymmetrie der Spiegelladungsamplituden . . . . .	36
3.10	Detektorsignale für Streuereignisse in mehreren Segmenten . . . . .	37
3.11	Die zweidimensionale Darstellung der effektiven Granularität . . . . .	40
4.1	Aufbau . . . . .	42
4.2	Einteilung des Detektors in Pixel . . . . .	43
4.3	<i>Doppler</i> -verschobene $\gamma$ -Linien in verschiedenen Pixeln des Detektors . . . . .	44
4.4	<i>Doppler</i> -verschobene $\gamma$ -Linien für verschiedene Trefferverteilungen im Detektor . . . . .	45
4.5	Auftragung der Schwerpunkte der 2167keV-Linie gegen die 755keV-Linie . . . . .	47
4.6	Termschema von $^{38}\text{Cl}$ und $^{38}\text{Ar}$ . . . . .	48

4.7	Spektren der korrigierten 2167keV-Übergangsenergie . . . . .	49
4.8	Spektren der korrigierten 755keV- und 1642keV-Übergangsenergien . . .	50
4.9	Skizze zum Effekt der fehlenden Tiefeninformation . . . . .	52
4.10	Auftragung der Energieauflösung für verschiedene Beobachtungswinkel $\Theta$	53
4.11	<i>Doppler</i> -korrigierte Spektren eines einzelnen MINIBALL-Detektors . . .	55
4.12	Spektrum der 2167keV-Linie von einem Detektor . . . . .	56
4.13	Spektren aus $^{50,51}\text{Cr}$ . . . . .	57
4.14	Spektren vom Lebensdauereffekt . . . . .	58
5.1	Schnittspektrum aus $\beta$ -Zerfallsmessung . . . . .	67
5.2	Schnittspektrum aus $^{122}\text{Ba}$ -In-Beam-Messung . . . . .	68
5.3	Fotografie des MINIBALL-Würfelaufbaus . . . . .	69
5.4	Der MINIBALL in CERN 2002 . . . . .	71
6.1	Der zwölfmal segmentierte Detektor . . . . .	75

# Tabellenverzeichnis

2.1	Ausfallstatistik der Detektoren im EUROBALL . . . . .	8
4.1	Auflösungen des Monitordetektors . . . . .	51
4.2	Spezifikationen des MINIBALLs . . . . .	61



# Kapitel 1

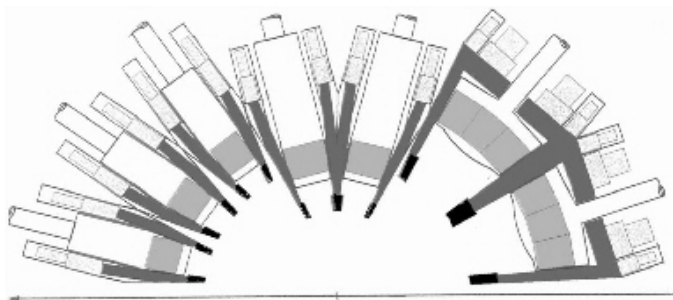
## Einleitung

Die hochauflösende  $\gamma$ -Spektroskopie bietet innerhalb der Kernstrukturphysik ein effizientes Instrumentarium zur Messung der Anregungsstrukturen von Atomkernen. Innovationen in den experimentellen Techniken und Entwicklungen neuer Technologien in dieser Disziplin führen zu einem immer detaillierteren Bild von der Struktur der Kernmaterie und tragen wesentlich zur Modellbildung über deren Aufbau bei. Zahlreiche Beispiele hierfür lassen sich in der fast vierzigjährigen Geschichte des Germaniumdetektors finden, wie der durch die Einführung der Koinzidenztechnik gelungene Nachweis des *Backbending* 1970 durch *Johnson et al.* [Joh71] oder die Etablierung der Quasi-Teilchen-Struktur von  $^{160,161}\text{Yb}$  bis zum Spin  $30\hbar$  durch *Riedinger et al.* [Rie80].

Die Entwicklung von kompakten *Escape-Suppression Shields* (ESS) aus Wismutgermanat (BGO) in den achtziger Jahren erlaubte bei Beschleunigerexperimenten eine drastische Verbesserung des *Peak-zu-Untergrund*-Verhältnisses um fast einen Faktor 4 in den Energiespektren der Germaniumdetektoren [Nol85, Lie84]. In dieser Technik wird der Germaniumdetektor mit dem hocheffizienten Szintillatormaterial umgeben, um Streueignisse aus dem Germaniumdetektor in den Szintillator mit einer Antikoinzidenzschaltung zu unterdrücken.

Mit der Konstruktion von Multi-Detektoren-Arrays aus bis zu 20 Germaniumdetektoren mit ESS Mitte der achtziger Jahre (z. B. TESSA3 (UK), OSIRIS (GER), NORDBALL (DK)) standen für die Kernspektroskopie Spektrometer mit einer totalen  $\gamma$ -Nachweiseffizienz im Bereich von 1% zur Verfügung und führten unter anderem zu der Entdeckung der *Superdeformation* [Twi86]. Der Bau immer effizienterer  $4\pi$ -Arrays fand in der zweiten Hälfte der neunziger Jahre mit der Inbetriebnahme der Spektrometer EUROBALL (EU) und GAMMASPHERE (USA) einen Höhepunkt. Diese Instrumente erreichen eine absolute Effizienz von bis zu 10% und sind optimiert für die Messung von Hochspinzuständen bei Fusionsverdampfungsreaktionen mit Schwerionen. Bei diesem Typ von Experimenten werden Kernzustände mit sehr hohem Drehimpuls bevölkert, die über  $\gamma$ -Kaskaden mit einer Multiplizität von  $M_\gamma \sim 30$  zerfallen. Da um die 30  $\gamma$ -Quanten gleichzeitig vom Target aus emittiert werden, ist der Einsatz von Germaniumdetektoren mit ESS erforderlich. Mit diesen werden Streuungen zwischen den Detektoren verhindert und eine hohe Einzeltrefferwahrscheinlichkeit der individuellen Detektoreinheiten gewährleistet.

Während GAMMASPHERE aus 110 Standard-Germaniumdetektoren mit ESS aufgebaut ist, wurde für EUROBALL der Typ des zusammengesetzten Germaniumdetektors entwickelt [Tho95]. Die Idee dabei ist, größere Ge-Einheiten mit einem ESS zu umgeben, um das Verhältnis der Raumwinkelabdeckung mit Germanium zu der mit BGO zu erhöhen. In Abbildung 1.1 ist ein Querschnitt durch die obere Hemisphäre des EUROBALLs gezeigt. Unter Rückwärtswinkel stehen 15 CLUSTER-Detektoren (7 gekapselte Ge-Kristalle in einem Kryostaten), gefolgt von 26 CLOVER-Detektoren unter  $90^\circ$  (4 Ge-Kristalle in einem Kryostaten) und 30 Standarddetektoren unter Vorwärtswinkel. Der Erfolg der zusammengesetzten Detektoren zeigt sich darin, daß die CLUSTER-Sektion allein schon 50% der Gesamteffizienz des EUROBALLs ausmacht, obwohl sie nur einen Raumwinkel von  $1\pi$  abdeckt.



**Abbildung 1.1:** Querschnitt der oberen Hemisphäre des EUROBALL-Spektrometers.

Die wissenschaftliche Ausbeute mit diesen zur Zeit leistungsfähigsten Spektrometern ist beachtlich. Viele *superdeformierte* Banden konnten an die normaldeformierten Kernzuständen angebunden werden [Sve99], und die Untersuchung an  $^{190}\text{Hg}$  zeigte beispielsweise eine Evidenz für eine Oktupol-Vibration, die auf *superdeformierten* Kernzuständen aufbaut [Kor01]. In  $^{58}\text{Cu}$  konnte der Protonzerfall des niedrigsten angeregten Kernzustands im zweiten Minimum in das  $^{57}\text{Ni}$  nachgewiesen werden [Rud01]. Ein ausführlicher Überblick über aktuelle Resultate findet sich in dem Artikel von S. Lunardi [Lun01].

Von der neuen Generation der Beschleuniger für *radioaktiven* Strahl ist Ende der neunziger Jahre ein neuer Impuls für die Weiterentwicklung der Germaniumdetektor-Technologie ausgegangen. Mehr als 1000 exotische Nuklide können durch schwerionen-induzierte Fragmentation (GSI, RIKEN, MSU) oder die ISOL-Technik (REX-ISOLDE, SPIRAL, MAFF)[Hab01] erzeugt werden. Weitere Beschleunigereinrichtungen sind in Europa (EURISOL) und den USA (RIA) in der Planungsphase. Die Messungen an exotischen Kernen fernab der Stabilität mit einem geeigneten Spektrometer bieten ein sehr reichhaltiges physikalisches Programm. An neutronenreichen Kernen können Neutronen-Halos oder die Neutronen-Haut (*Neutron Skin*) studiert werden, sowie das Verhalten der kollektiven Moden und das Aufweichen der Schalenstruktur (*Shell Melting*). An selbstkonjugierten Kernen mit  $N=Z$  bis hoch zu  $^{100}\text{Sn}$  kann der Effekt der  $T=0$  Proton-Neutron-Wechselwirkung detailliert untersucht werden. Von wichtiger astrophysikalischer Relevanz für das Verständnis der Nukleosynthese in explosiven stellaren Szenarien ist die Untersuchung der Neutron- und Protoneinfangreaktionen ( $r$ - und  $rp$ -Prozeß) und die Identifikation der Verzögerungspunkte (*Waiting Points*) in diesen Reaktionsketten.

Für die erfolgreiche  $\gamma$ -Spektroskopie der exotischen Kerne begann in Europa und

den USA die Entwicklung der neuen Spektrometersysteme AGATA [Lie01] und GRETA [Del98]. Deren Empfindlichkeit liegt um Größenordnungen höher als bei den heute leistungsfähigsten Spektrometern EUROBALL und GAMMASPHERE. Die Grundidee dieser sehr ehrgeizigen Vorhaben basiert auf der Technik des  $\gamma$ -Ray Trackings. Eine Schale aus 100 bis 150 Germaniumdetektoren umgibt dabei das Target und ermöglicht eine vollständige Raumwinkelabdeckung mit Germanium. Die Detektoren selber sind ortssensitiv, d. h., daß neben der Energieinformation auch die Wechselwirkungsorte der einzelnen  $\gamma$ -Interaktionen im Detektor mit einer Genauigkeit im Millimeter-Bereich gemessen werden. Basierend auf der Kinematik des *Compton*-Effekts und der *Klein-Nishina*-Formel rekonstruieren *Tracking*-Algorithmen [Sch99, Mar99] die Spur der vom Target emittierten  $\gamma$ -Quanten. Auch bei hoher  $\gamma$ -Multiplizität werden durch die Analyse nicht vollständig absorbierte Ereignisse erkannt und verworfen. Auf diesem Weg wird die Aufgabe eines ESS übernommen. Für ein Ge-*Tracking*-Spektrometer erwartet man eine hohe Effizienz wegen der  $4\pi$ -Abdeckung mit Germanium, gute Eigenschaften bei der Korrektur von *Doppler*-Effekten wegen der genauen Lokalisierung der ersten Wechselwirkung und ein sehr gutes Peak-zu-Untergrund-Verhältnis durch den Einsatz der *Tracking*-Algorithmen. Durch *Monte-Carlo*-Simulationen wurde abgeschätzt, daß die Empfindlichkeit eines solchen Instruments zwei Größenordnungen über der des EUROBALLs liegt.

Die zu leistenden Forschungsarbeiten und Entwicklungen in diesen ehrgeizigen Projekten sind enorm. Es müssen *Tracking*-Detektoren entwickelt werden, die die Ortsbestimmung der einzelnen  $\gamma$ -Interaktionen im Detektor zulassen. Dazu müssen hochsegmentierte Germaniumkristalle hergestellt und eine Kryostatentechnik entwickelt werden, die den zuverlässigen Betrieb der Zähler gewährleistet und auf engstem Raum die Vorverstärkerelektronik der einzelnen Segmentkanäle zusammenfaßt. Die Ortsauflösung in einer Güte von Millimetern wird durch die Analyse des Ladungssammlungsprozesses im Detektor erreicht. Für diese Analyse werden eine schnelle Vorverstärkerelektronik benötigt, die das Ladungssammelsignal im Detektor unverfälscht wiedergibt und eine weiterverarbeitende Elektronik, die mit geeigneten Algorithmen aus den Detektorsignalen die Wechselwirkungsorte der  $\gamma$ -Interaktionen bestimmt. Dazu werden nicht nur die Signale der getroffenen Segmente herangezogen, sondern auch die Signale der auf die Nachbarsegmente influenzierten Spiegelladungen.

Messungen mit dem ersten 36-fach segmentierten Prototypdetektor des GRETA-Projekts haben das vielversprechende Ergebnis erbracht, daß die Ortssensitivität unterhalb eines Millimeters liegt [Vet00]. Die experimentelle Bestätigung der Machbarkeit des  $\gamma$ -Ray Trackings, also die Auflösung der einzelnen Wechselwirkungsorte mehrerer Interaktionen und die Identifikation nicht vollständig absorbierter  $\gamma$ -Quanten, steht noch aus.

Der erste Schritt in dieser neuen Technologie im Kontext zum  $\gamma$ -Ray Tracking wird mit der Entwicklung der Spektrometer MINIBALL und EXOGAM vollzogen. In beiden Spektrometern werden erstmalig segmentierte, ortsauflösende Germaniumdetektoren eingesetzt. MINIBALL ist konzipiert für die Messungen mit radioaktiven Strahl an der REX-ISOLDE (CERN) [Hab97] und MAFF (MÜNCHEN), EXOGAM für SPIRAL in GANIL. Das physikalische Programm an diesen Einrichtungen konzentriert sich auf Reaktionen mit niedriger  $\gamma$ -Multiplizität wie *Coulomb*-Anregungen und inversen Transfer-

reaktionen bei Strahlenergien oberhalb von 2 MeV pro Nukleon. Die von den schnell fliegenden Reaktionsprodukten emittierten  $\gamma$ -Quanten sind stark *Doppler*-verschoben. Um die *Doppler*-Verbreiterung der  $\gamma$ -Linien im Spektrum aufgrund der Öffnungswinkel der Detektoren gering zu halten, weisen die Spektrometer durch den Einsatz ortssensitiver Zähler eine sehr hohe Granularität auf. Wegen der schwachen Intensität der exotischen Strahlen sind beide Spektrometer auf eine hohe Effizienz optimiert.

Die in den Projekten verwendeten Detektorentypen sind jeweils longitudinal segmentiert und erlauben die zweidimensionale Ortsbestimmung der für die *Doppler*-Korrektur maßgeblichen ersten Wechselwirkung im Detektor. Die Detektoren weisen keine Quersgmentierung auf, so daß keine Tiefeninformation über den Ort der  $\gamma$ -Interaktion gewonnen werden kann. Obwohl MINIBALL und EXOGAM daher selber nicht als  *$\gamma$ -Ray Tracking*-Spektrometer einsetzbar sind, so bilden sie doch einen wichtigen Schritt in Richtung des  *$\gamma$ -Ray Trackings*, da zum ersten Mal segmentierte Germaniumdetektoren und die Impulsformanalyse der Detektorsignale zur Bestimmung des Wechselwirkungsorts innerhalb des Zählers eingesetzt werden.

Die vorliegende Arbeit stellt die in Köln geleisteten Entwicklungen für das MINIBALL-Projekt vor. Diese umfassen die Entwicklung des segmentierten MINIBALL-CLUSTER-Detektors, die Entwicklung eines miniaturisierten, schnellen Analogvorverstärkers, die Realisierung einer digitalen Spektroskopieelektronik und die Konzipierung einer flexiblen Mechanik für den MINIBALL.

Die erstmalige experimentelle Bestimmung der zweidimensionalen Ortsauflösung eines segmentierten Germaniumdetektors durch die Impulsformanalyse der Detektorsignale stellt einen Schwerpunkt dieser Dissertation dar. Dazu wurden die Detektorsignale eines sechsfach segmentierten, gekapselten MINIBALL-Detektors auf ortssensitive Eigenschaften hin analysiert und Algorithmen zur Impulsformanalyse entwickelt, die die ortssensitiven Informationen extrahieren. Mit einer kollimierten Quelle wurde die zweidimensionale Ortsauflösung des MINIBALL-Detektors gemessen. Die Resultate zur Ortssensitivität wurden in einem *In Beam*-Experiment mit einem MINIBALL-CLUSTER-Detektor überprüft. In der verwendeten Transferreaktion in inverser Kinematik unterlagen die  $\gamma$ -Quanten einer starken *Doppler*-Verschiebung. Die ortsauflösenden Eigenschaften des Detektors wurden zur Minimierung der *Doppler*-Verbreiterung der  $\gamma$ -Linien eingesetzt. Zugleich wurde mit dem Experiment das MINIBALL-Konzept getestet, die hochauflösende Spektroskopie exotischer Kerne mit einem kompakten Aufbau aus ortssensitiven Germaniumdetektoren zu ermöglichen. Aus den Ergebnissen wurden ferner die Leistungsmerkmale des MINIBALL-Spektrometers abgeschätzt.

Anschließend werden die Erfahrungen aus dem ersten Betrieb des MINIBALLs mit 6 MINIBALL-CLUSTER-Detektoren in Köln vorgestellt.



## Kapitel 2

# Entwicklungen zum MINIBALL

### 2.1 Das Konzept des Spektrometers MINIBALL

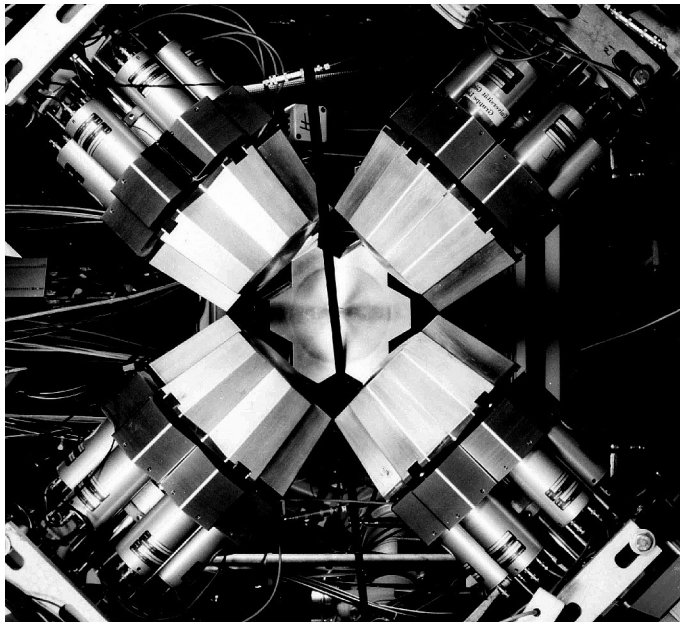
In Europa begannen Mitte der neunziger Jahre das deutsch-belgische Projekt MINIBALL [Ebe97] und das französisch-englische Projekt EXOGAM zum Bau von  $\gamma$ -Spektrometern speziell für die Spektroskopie exotischer Kerne. Diese Kerne werden an den Beschleunigeranlagen mit radioaktivem Strahl wie der REX-ISOLDE in CERN oder SPIRAL in GANIL erzeugt. Die Strahlintensitäten der erzeugten exotischen Strahlarten sind in der Regel sehr gering. Während bei stabilem Strahl die Intensität typischerweise  $10^{10}$  Teilchen/sec beträgt, nimmt diese bei jedem Schritt weg vom Stabilitätstal um etwa einen Faktor 20 ab. Um die Experimente auch bei den sehr geringen Intensitäten durchführen zu können, müssen die Spektrometer auf höchste Effizienz optimiert sein.

Das physikalische Programm mit den exotischen Strahlen konzentriert sich auf Reaktionstypen wie *Coulomb*-Anregungen und Protonen-, Neutronentransferreaktionen. Diese finden in inverser Kinematik statt, so daß ein Großteil der Strahlenergie bei der Reaktion in reine Schwerpunktenenergie umgewandelt wird. Die emittierten  $\gamma$ -Quanten unterliegen also einer erheblichen *Doppler*-Verschiebung. Um die *Doppler*-Verbreiterung der  $\gamma$ -Linien aufgrund der Detektoröffnungswinkel klein zu halten, ist die hohe Granularität eine wesentliche Anforderung an die Spektrometer.

Der Bau eines hocheffizienten  $\gamma$ -Spektrometers, ausgelegt auf die Untersuchung von Reaktionen mit niedrigen  $\gamma$ -Multiplizitäten ( $M_\gamma \leq 10$ ), ist prinzipiell einfach zu realisieren, indem das Target mit wenigen Ge-Detektoreinheiten in geringer Target-Detektor-Distanz umgeben wird. Ein solcher Aufbau aus 6 EUROBALL-CLUSTER-Detektoren mit je sieben unsegmentierten Germaniumzählern wurde mit großem Erfolg 1995 bei den Meßkampagnen am Max-Planck-Institut in Heidelberg und der GSI in Darmstadt [Hu98] betrieben, bevor die Detektoren als deutscher Beitrag zum Aufbau des EUROBALLs weitergegeben wurden. Die EUROBALL-CLUSTER-Detektoren wurden in Form eines Würfels in einer Entfernung von 9.5cm um das Target gruppiert. Der CLUSTER-Würfel hatte eine Nachweiseffizienz von 19% bei 1.3MeV, also doppelt so hoch wie die des EUROBALLs. Die Abbildung 2.1 zeigt diesen kompakten Aufbau an der GSI.

Allerdings bietet der Würfelaufbau aus 6 EUROBALL-CLUSTER-Detektoren eine viel zu geringe Granularität für die Spektroskopie am exotischen Strahl. Die einzelnen Detek-

toelemente decken in der kurzen Target-Detektor-Distanz viel zu große Raumwinkel ab. Dadurch werden die Energieauflösungen der  $\gamma$ -Linien wegen des Effekts der *Doppler*-Verbreiterung um Größenordnungen schlechter sein als das intrinsische Auflösungsvermögen der Germaniumzähler. Die Zähler in größerem Abstand zum Target zu positionieren und die dabei entstehenden Lücken in der  $4\pi$ -Abdeckung mit weiteren Germaniumdetektoren zu füllen, scheidet wegen der hohen Anschaffungskosten der Germaniumzähler aus. Außerdem würde der beträchtliche Mehreinsatz an Germanium zwar die Granularität steigern, aber die Nachweiseffizienz des Spektrometers nur unwesentlich erhöhen, da derselbe Raumwinkel abgedeckt wird.



**Abbildung 2.1:** Die Fotografie zeigt den Würfelaufbau aus 6 EUROBALL-CLUSTER-Detektoren an der GSI in Darmstadt. Die Nachweiseffizienz dieses Spektrometers lag bei 19%. Hinter den CLUSTER-Detektoren sind die *Back Catcher* aus BGO zur Unterdrückung von vorwärtsgestreuten  $\gamma$ -Quanten montiert. Der vordere CLUSTER-Detektor wurde für diese Aufnahme ausgebaut.

Die Herausforderung beim Bau der Spektrometer speziell für die Spektroskopie exotischer Kerne liegt daher in der Entwicklung ortssensitiver Germaniumdetektoren, um die benötigte Granularität zur Minimierung der *Doppler*-Verbreiterung zu erreichen. Dazu werden Detektoren eingesetzt, bei denen der Germaniumkristall durch eine Segmentierung in mehrere Bereiche unterteilt wird. Die neue Technik der Impulsformanalyse der Detektorsignale, durch die der Wechselwirkungsort des  $\gamma$ -Quants innerhalb eines Segments aufgelöst wird, führt darüber hinaus zu einer weiteren, drastischen Steigerung der Granularität.

Die Umsetzung dieses Konzepts bedarf also der Weiterentwicklung aller Komponenten der Spektroskopiekette, nämlich der Entwicklung segmentierter Germanium-Detektoren, einer Kryostatentechnik, die den Betrieb einer Vielzahl von hochauflösenden Spektroskopiekanälen auf engstem Raum gewährleistet, einer miniaturisierten Vorverstärkerelektronik, die die Detektorsignale für die Impulsformanalyse unverfälscht wiedergibt, und einer Spektroskopieelektronik, die die Signale zur Gewinnung einer ortssensitiven Information verarbeiten kann.

Im Rahmen der Detektorentwicklung knüpfen die beiden Projekte MINIBALL und EXOGAM an die erfolgreichen Entwicklungen aus dem EUROBALL-Projekt an. Im

EXOGRAM-Spektrometer werden vierfach-segmentierte CLOVER-Detektoren eingesetzt, während der MINIBALL-Detektor eine Weiterentwicklung des EUROBALL-CLUSTER-Detektors mit seiner Technologie der gekapselten Germaniumdetektoren [Ebe96] ist.

Das erste Konzept von MINIBALL war in der Tat der Aufbau eines Würfels aus 6 MINIBALL-CLUSTER-Detektoren mit je sieben sechsfach segmentierten, gekapselten Detektoren nach dem oben erwähnten Vorbild des kompakten Aufbaus aus 6 EUROBALL-CLUSTER-Detektoren (Abbildung 2.1). Diese Idee hat man wieder fallen lassen, da ein solcher Aufbau aus CLUSTER-Detektoren mit je sieben Detektoren für die vielfältigen Anwendungen zu unflexibel ist. Werden beispielsweise Zusatzdetektoren zum Nachweis von emittierten Teilchen benötigt, so muß der Aufbau mit möglichst wenig Verlust an  $\gamma$ -Effizienz optimiert werden können. Für Lebensdauermessungen ist es von Vorteil, die Detektoren unter den favorisierten Vorwärts- und Rückwärtswinkeln zu gruppieren, und bei Experimenten mit sehr hohem  $v/c$  sollte wegen des *Lorentz-Boost*-Effekts die Germaniumeffizienz unter Vorwärtswinkeln stehen.

Im MINIBALL-Projekt ist man daher dazu übergegangen, die Detektoren in kleinere Einheiten zu drei und vier Kapseln anstatt sieben in einem gemeinsamen Kryostaten zusammenzufassen. Natürlich führt dieser Schritt zu einem Raumwinkelverlust, da die auf mehrere kleine Kryostaten verteilten Kapseln nicht mehr so eng zusammenliegen wie in einem gemeinsamen Kryostaten. Der Gewinn ist aber, daß die kleineren Einheiten einfacher in verschiedenen Konfigurationen um das Target gruppiert werden können. Weiterhin wird im MINIBALL erstmalig eine flexible Mechanik als Gestell eingesetzt, die die schnelle Positionierung der einzelnen MINIBALL-CLUSTER-Detektoren für die verschiedenen Konfigurationen zuläßt.

In der Phase I von MINIBALL stehen 18 gekapselte, sechsfach segmentierte Detektoren in 6 MINIBALL-Tripel-CLUSTERN zur Verfügung, die dann in der Phase II zu 40 Detektoren, verteilt auf 8 Tripel- und 4 Quadrupel-CLUSTER, erweitert werden. In der Phase II verfügt der MINIBALL somit allein durch die Segmentierung über eine Granularität von 240 im Vergleich zu 239 von EUROBALL

Dieses Konzept des MINIBALLs darf man jedoch nicht in Konkurrenz zum EUROBALL sehen, vielmehr ist MINIBALL ein komplementäres Instrument zu diesem Spektrometer. Da MINIBALL für Messungen mit niedrigen  $\gamma$ -Multiplizitäten eingesetzt wird, kann auf *Escape Suppression Shields* verzichtet werden. Dieses ermöglicht die vollständige  $4\pi$ -Abdeckung mit Germanium für eine maximale Nachweiseffizienz. Daher ist MINIBALL für das physikalische Programm an den Beschleunigern für radioaktiven Strahl dem EUROBALL überlegen. Der EUROBALL hingegen ist für das Studium von Hochspinzuständen gebaut worden, also optimiert für die Spektroskopie bei hohen  $\gamma$ -Multiplizitäten. Mit dem MINIBALL wäre dieses physikalische Programm zum Scheitern verurteilt, da die vielen Streuungen der bis zu 30 koinzidenten  $\gamma$ -Quanten zwischen den Detektoren die Unterscheidung zwischen gestreuten Ereignissen und komplett absorbierten Ereignissen unmöglich machen.

## 2.2 Der sechsfach segmentierte, gekapselte MINIBALL-Detektor

Das Konzept des gekapselten, hochreinen Germaniumdetektors [Ebe96] hat sich im EUROBALL-Projekt als sehr erfolgreich erwiesen. Das Vakuum, das den Schutz der hochempfindlichen, intrinsischen Oberfläche eines Germaniumkristalls vor Verschmutzungen gewährleistet, wird von dem Kryostatenvakuum, das für die thermische Isolation des auf Stickstofftemperatur gekühlten Detektors benötigt wird, getrennt. In der Kapsel sind ausschließlich Bauteile aus anorganischen Verbindungen eingesetzt und ein optimierter Getter erhält ein Vakuum von  $10^{-6}$  mbar über einen Temperaturbereich von  $-192^{\circ}\text{C}$  ( $\text{LN}_2$ ) bis  $125^{\circ}\text{C}$  zum Ausheizen von Strahlungsschäden aufrecht. Sämtliche Bauteile mit organischen Bestandteilen wie Verkabelung, Elektronik oder Mechaniken liegen im vom Kristall abgetrennten Kryostatenvakuum. Das ist ein großer Vorteil gegenüber ungekapselten Systemen gerade dann, wenn der Kristall zur Regeneration von neutroneninduzierten Kristallschäden auf  $\sim 100^{\circ}$  geheizt werden muß. Während die gekapselten Detektoren einfach ausgebaut und in einem Ofen ausgeheizt werden, muß der Kristall eines ungekapselten Systems mitsamt dem ganzen Kryostaten ausgeheizt werden. Aufgrund der Ausgasung aller Komponenten im Kryostaten sind dabei die Kristalloberflächen während der gesamten Ausheizprozedur vor Verschmutzungen gefährdet.

**Tabelle 2.1:** Die Tabelle gibt die Ausfallrate der verschiedenen Detektortypen im EUROBALL an. Die Raten sind aufgeschlüsselt nach Leckströmen über den Kristalloberflächen und nach defekten FETs des kalten Vorverstärkers im Kryostatenvakuum. Die Raten sind normiert auf die Anzahl der Detektoren desselben Typs und den Zeitraum, über den die Statistik für jeden Detektortyp betrachtet wurde.

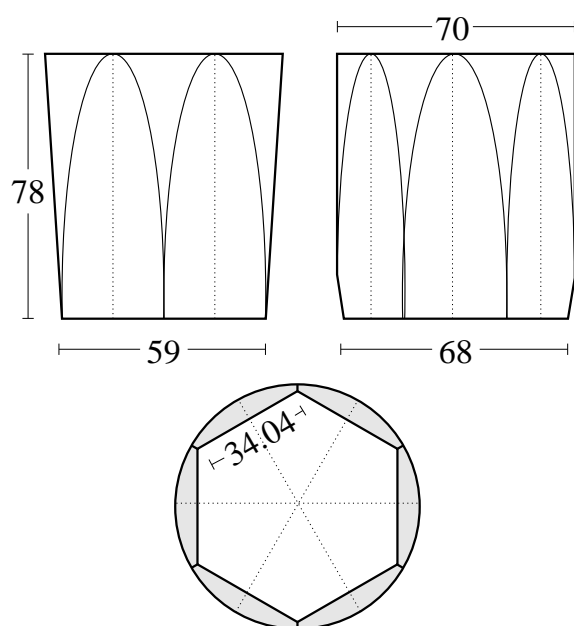
	Einzel-Detektoren	CLOVER	gekapselte Detektoren
Leckstrom	0.19	0.21	0.04
FET	0.05	0.12	0.13

In Tabelle 2.1 ist die Ausfallstatistik von Detektoren im EUROBALL angegeben. Sie ist aufgeschlüsselt nach der Ausfallrate von den FETs der kalten Vorverstärker und defekten Kristallen, was sich in der Regel durch Leckströme aufgrund verschmutzter intrinsischer Kristalloberflächen manifestiert. Die Einzeldetektoren sind Standardsysteme, deren Signal DC-gekoppelt ist. Hierbei werden die Signale an dem inneren Kontakt abgenommen und die Hochspannung wird an der äußeren Kontaktierung angelegt. Die CLOVER- und EUROBALL-CLUSTER-Detektoren sind AC-gekoppelte Systeme. Dort liegt die Hochspannung am inneren Kontakt an. Von dem inneren Kontakt wird ebenfalls das Signal über einen Koppelkondensator abgenommen. Der FET eines AC-gekoppelten Systems ist wegen seiner direkten Verbindung über den Koppelkondensator zur Hochspannung fehleranfällig, da Spannungsüberschläge am Kondensator den FET sofort zerstören. Das zeigt sich klar in der ähnlich hohen Ausfallrate der FETs der beiden AC-gekoppelten Systeme im Vergleich zu den DC-gekoppelten Einzeldetektoren. Es ist technisch nicht machbar, bei zusammengesetzten Detektoren, wie dem CLOVER und dem CLUSTER, die Hochspannung an dem Außenkontakt anzulegen, so daß das Signal am inneren Kontakt mit einer DC-Kopplung ausgelesen werden kann. Eine alternative DC-Auskopplung

des Signals am Außenkontakt würde wegen der zusätzlichen Kapazität zur Außenwand zu einer wesentlich schlechteren Energieauflösung führen.

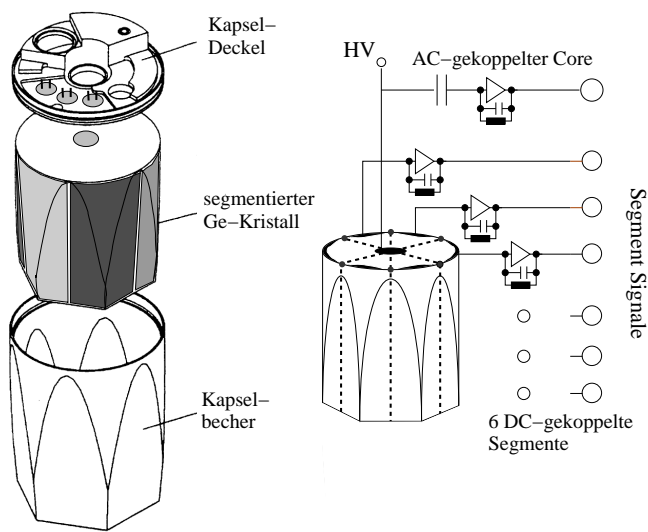
Bei dem Vergleich der Ausfallraten wegen erhöhter Leckströme zeigt sich die viel höhere Zuverlässigkeit der gekapselten Kristalle. Ein weiterer wichtiger Vorteil der Kapselung ist die Möglichkeit, einen defekten FET direkt im Labor austauschen zu können. Ungekapselte Systeme hingegen müssen dem Hersteller zur Reparatur zugeschickt werden, da der Zugang zu der kalten Elektronik dem Benutzer nicht möglich ist. Dazu müßte das Vakuum des Kryostaten, das zugleich den Kristall vor Verschmutzungen schützt, gebrochen werden.

Wegen der positiven Erfahrungen mit der Kapselung beim Betrieb des EUROBALLs wurde diese Technologie für die Realisierung des sechsfach segmentierten MINIBALL-Detektors eingesetzt und zusammen mit dem Detektorenhersteller EURISYS weiterentwickelt. Die hexagonal-konischen Kristallabmessungen des MINIBALL-Detektors entsprechen denen des EUROBALL-Detektors, so daß für die Kapselung dieselbe Mechanik wie Kapselbecher und Deckel verwendet werden konnte. Die Geometrie des Kristalls ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Die Core-Bohrung des Lithium-diffundierten Mittelkontakts hat einen Durchmesser von 10mm und endet 15mm vor der hexagonalen Detektorfront. Die relative Effizienz des Kristalls liegt bei 60% für den Nachweis von 1.3MeV- $\gamma$ -Strahlung. Der Anstellwinkel von  $4.125^\circ$  entspricht einem Fokus in 43cm Entfernung, also der Target-Detektor-Distanz im EUROBALL. Er ist somit nicht optimal für die kurzen Target-Abstände in der kompakten Geometrie des MINIBALLs. Ein größerer Anstellwinkel für einen Fokus bei etwa 11cm ist aber nicht wirtschaftlich, da die hexagonal-konischen Kristalle aus zylinderförmig gezogenen Germanium-Einkristallen hergestellt werden und ein zu großer Teil des sehr teuren Materials weggeschliffen werden müßte.



**Abbildung 2.2:** Die Skizze zeigt die Abmessungen des hexagonal, konischen Germaniumkristalls des MINIBALL-Detektors. Alle Maße sind in mm angegeben. Die gestrichelten Linien deuten den Verlauf der Segmentierung an.

Die Segmentierung des Germaniumkristalls wird erzeugt, indem während der Bor-Implantierung des äußeren Kontakts mit Hilfe einer Maskentechnik Trennlinien zwischen den Segmenten mit einer Breite von  $\sim 100\mu\text{m}$  nicht kontaktiert werden. Dadurch bleiben die Kontakte der einzelnen Segmente elektrisch voneinander isoliert und können getrennt ausgelesen werden. Es läßt sich damit feststellen, welcher Kontakt die durch eine  $\gamma$ -Wechselwirkung erzeugten Ladungen gesammelt hat und somit auch das Segment, in welchem die Wechselwirkung stattfand. Der Verlauf der Segmentierung, die den MINIBALL-Detektor in sechs kuchenstückgleichen Subvolumina unterteilt, ist in Abbildung 2.3 angegeben.



**Abbildung 2.3:** Links ist schematisch die Kapsel mit dem segmentierten Kristall dargestellt. Rechts ist der Verlauf der Trennlinien zwischen den Segmenten angedeutet und der Verlauf der Signalführungen skizziert.

Der Kristall wird in den Kapselbecher eingesetzt und der Kapseldeckel mit einer Elektroschweißtechnik auf den Becher aufgebracht. Der Kapseldeckel und der Becher sind aus Aluminium hergestellt. Die Wandstärke des Kapselbeckers beträgt 0.7mm und der Germaniumkristall hat im Becher einen Abstand von 0.7mm zur Kapselwand.

Drei Aspekte der Kapselungstechnologie bedurften einer Weiterentwicklung:

1. Der segmentierte Detektor mußte von dem Kapselbecher elektrisch isoliert werden, um die Segmente auslesen zu können. Dazu wird eine Halterung aus einer nichtleitenden Aluminiumoxid-Keramik mit einer Auflage aus Blei oder Indium verwendet. Das Blei oder Indium sorgen für die gleichmäßige Verteilung des Anpreßdrucks von 50kp, mit dem der Kristall von einer Feder im Kapseldeckel gegen den Kapselboden gedrückt und somit fixiert wird.
2. In den Kapseldeckel wurden UHV-feste Stromdurchführungen für die sechs Segmentsignale eingearbeitet, die über einen Temperaturbereich von  $-192^{\circ}$  bis  $120^{\circ}$  vakuumdicht bleiben.
3. Eine elektrische Verbindung von der Kontaktierung der Segmente im engen Spalt

zwischen Kristall und Kapsel zu den Durchführungen wurde für die Abnahme der Segmentsignale realisiert.

Links in Abbildung 2.3 ist eine Explosionszeichnung von Kapselbecher, Kristall und Kapseldeckel mit den Durchführungen abgebildet.

Der innere Core-Kontakt des Kristalls wird mittels einer AC-Kopplung ausgelesen und die Segmente über DC-gekoppelte Vorverstärker. Alle sieben Vorverstärker arbeiten mit gekühlten FETs. Die FETs, der Koppelkondensator und die Bauelemente für die Widerstandrückkopplung sind auf einer Platine aufgebracht, die direkt auf den Kapseldeckel geschraubt wird. Die gemessenen Energieauflösungen eines segmentierten MINIBALL-Detektors betragen bei 1.3MeV für den inneren Kontakt um die 2.2keV, was typisch für Zähler solcher Größe ist. Für die Segmente ergeben sich Auflösungen von 2.4keV. Die um 200-300eV schlechtere Auflösung der Segmente begründet sich in der zusätzlichen Kapazität zwischen Kristall und der Kapselwand.

Bei den ersten gekapselten MINIBALL-Detektoren war die Ausfallquote wegen fehlender Hochspannungsfestigkeit recht hoch. Die Ursache waren Undichtigkeiten an den Durchführungen für die Segmentsignale auf dem Kapseldeckel, so daß sich das Vakuum in der Kapsel verschlechterte. Diese Schwierigkeiten konnten überwunden werden und die bis jetzt ausgelieferten 28 MINIBALL-Detektoren (25 an das MINIBALL-Projekt, 3 weitere an das Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg), die den Abnahmetest anstandslos bestanden haben, funktionieren seitdem ohne Ausfall. Für die ältesten Detektoren sind das bereits vier Jahre, über eine Vielzahl von Einkühl- und Aufwärmzyklen hinweg, wobei sich wieder die Zuverlässigkeit der Kapselungstechnologie zeigt.

## 2.3 Der MINIBALL-Kryostat

In unserer Arbeitsgruppe wurde basierend auf den Erfahrungen mit dem ebenfalls in Köln entwickelten EUROBALL-CLUSTER-Kryostaten[Tho95] ein neuer, kompakter Kryostat für den MINIBALL konstruiert und hergestellt. Der MINIBALL-Kryostat (Abbildung 2.4) kann durch seine modulare Bauweise bis zu vier gekapselte, sechsfach segmentierte MINIBALL-Detektoren aufnehmen. Für die verschiedenen Detektorkonfigurationen werden lediglich die Endkappe und der Kühlrahmen am Kryostaten ausgetauscht. Die restlichen Baugruppen wie die Verkabelung, Vakuumdurchführungen, Kryostatenmechanik und Elektronik verbleiben ohne Modifikationen.

Die Kühlleistung wird mittels eines kurzen, massiven Kühlfingers aus Elektrolytkupfer, der durch einen Kupferzopf flexibel mit dem Stickstoffdewar verbunden ist, zu dem Detektorenblock geführt. Diese flexible Verbindung ist zur Vermeidung der Mikrophonie notwendig. Der Kupferzopf wird in einer Schweißtechnik gefertigt, die einen optimalen thermischen Kontakt der einzelnen Kupferadern gewährleistet, ohne daß die Flexibilität des gesamten Zopfes verlorengelht und stellt eine wesentliche Verbesserung zu der bisher verwendeten Herstellungsmethode durch eine Quetschtechnik dar. Die Germaniumkristalle werden im Kryostaten auf ihre Betriebstemperatur von unterhalb 100K gekühlt und die Wärmeleistung der bis zu 28 kalten FETs (50mW pro FET) wird kompensiert. Der Stickstoffdewar faßt 2.7l LN<sub>2</sub> und die Standzeit beträgt bei eingeschalteter Elektronik 12

Stunden.

Die Vorverstärker der bis zu 28 Spektroskopiekanäle sind, aufgesteckt auf *Motherboards*, im massiven Vorverstärkerblock unterhalb des Dewars untergebracht. Sie werden durch das Anbringen von Blenden aus Edelstahl gegen elektronische Einstreuungen von außen effizient abgeschirmt. Die Vorverstärker sind über eine definierte Masseführung mit der Masse der Detektoren und der des Kühlfingers verbunden. Die Zuleitungen zu den kalten Vorverstärkerkomponenten werden entlang des Kühlfingers geführt, fixiert in einer Kabelführung, die den Kühlfinger ummantelt. Um die Anzahl der Kabel zu reduzieren, werden die *Source*-Anschlüsse der kalten FETs nicht individuell zu den entsprechenden Vorverstärkern geführt, sondern direkt auf den kalten Vorverstärkerplatinen mit der Masse verbunden. Diese Vorgehensweise führt wegen der effizienten Konzeption der Masseführung nicht zu einer verminderten Energieauflösung der Detektoren. Dieses stellt einen wesentlichen Unterschied zum EUROBALL-CLUSTER-Kryostaten dar, bei dem die Verbindung der *Source*-Anschlüsse der FETs mit der Detektormasse zu einer Auflösungsver schlechterung von über 10% führt.



**Abbildung 2.4:** Das Foto zeigt den MINIBALL-Tripel-Kryostat. Die Gehäuseteile am Vorverstärkerblock sind abgenommen, so daß die kompakte Anordnung der Vorverstärker einsehbar ist. Die bis zu 28 Vorverstärkersignale werden mit BNC-Kabeln nach oben entlang des Dewars geführt und kommen an einer am Ende des Dewars montierten Verteilerplatte zusammen. Die Kryostatenendkappe ist austauschbar für unterschiedliche Anordnungen von drei oder vier sechsfach segmentierten Detektoren.

Bei der Inbetriebnahme des Prototypen ergaben sich keine Probleme wie Oszillationen oder Driften der Elektronik, wie sie typisch für unzureichend stabile elektrische Massen sind. Wohl aber stellte das Übersprechen von verschiedenen Spektroskopiekanälen aufgrund mangelnder Abschirmung voneinander eine Schwierigkeit dar. Insbesondere das Übersprechen von Segmentkanälen auf den Core ist sehr einfach und empfindlich nachzuweisen. Abhängig von dem Segment, in dem ein Ereignis detektiert wird, werden am Core-Kontakt unterschiedliche  $\gamma$ -Energien gemessen. Das führt zu unterschiedlichen Positionen der  $\gamma$ -Linien im Energiespektrum der Core-Elektrode, abhängig von der Stärke des Übersprechens von dem getroffenen Segment auf den Core-Kanal. Bei einer Messung mit einer hochenergetischen Eichquelle (z. B.  $^{60}\text{Co}$ : 1.17MeV und 1.33MeV) entstehen statt einer Energielinie mehrere um einige 100eV verschobene Linien. Durch die Bestim-



mung der Schwerpunkte der 1.3MeV- $\gamma$ -Linie in den jeweils zu einem Segment koinzidenten Core-Spektren ist ein Übersprechen von den Segmenten auf den Core unterhalb des Promille-Bereichs nachweisbar.

Ein vergleichbar sensitives Verfahren für den Nachweis von Übersprechen auf einen Segmentkanal gibt es nicht, da nur im Fall einer Streuung eines  $\gamma$ -Quants in verschiedene Segmente mehrere Kanäle koinzident ein Signal führen. In diesem Fall sind aber die in den Segmenten deponierten Energien kontinuierlich, so daß man das oben beschriebene Verfahren nicht anwenden kann.

Auch die Möglichkeit das Signal eines Segmentkanals zu betrachten, wenn die gesamte  $\gamma$ -Energie in einem anderen deponiert wurde, scheidet aus. Zwar sollte man in diesem Fall annehmen, daß der betrachtete Kanal kein Signal führen dürfte und etwaige Signale auf ein Übersprechen hindeuten, aber diese Annahme ist falsch. Wie im nächsten Kapitel 3 erläutert wird, kann bei einem solchen Ereignis ein 'unbeteiligter' Kanal durchaus ein Signal sehen. Dieser Effekt wird sogar zur Lokalisierung der  $\gamma$ -Wechselwirkung innerhalb des getroffenen Segments herangezogen.

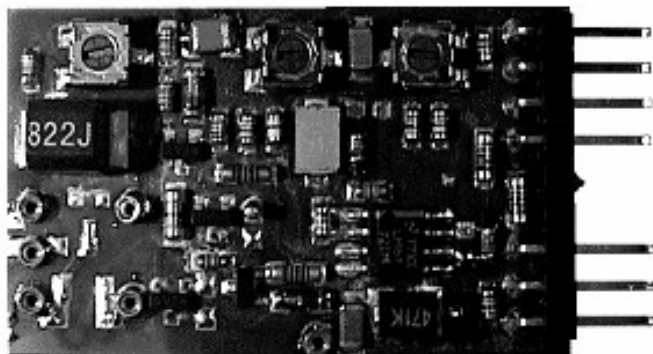
Bei der Suche nach der Ursache des Übersprechens der Segmente auf den Core stellte sich nur der Koppelkondensator als sehr empfindlich gegenüber der Einstreuung von Signalen heraus, der dann geeignet abgeschirmt wurde. Da diese Komponente bei den Segmentkanälen nicht vorkommt, kann man davon ausgehen, daß ein Übersprechen auf Segmentkanäle aufgrund mangelnder Abschirmungen ähnlich gering ist wie auf den Core unter optimierten Bedingungen.

Der Kryostat mußte mehrmals geöffnet werden, um die kritischen Bereiche zu lokalisieren und deren Abschirmungen zu optimieren. Es sei betont, daß dieses Vorgehen nur wegen der Kapselungstechnologie der Germaniumdetektoren möglich ist, da die Beseitigung von Übersprechen nur durch eine *Trial and Error*-Strategie "Testen, Änderung am geöffneten System, wieder Testen" durchführbar ist. Dabei bedeutet die Arbeit an dem geöffneten System, daß jedesmal das Kryostatenvakuum gebrochen werden muß. Alternative Methoden, wie beispielsweise das Anlegen eines Signals von einem Impulsgeber an einem geöffneten Kryostatensystem vor dem Einbau der Detektoren, scheiden aus. Das ist ein viel zu großer Eingriff in das Detektorsystem, als daß mit diesem Verfahren ein Übersprechen der signalführenden Leitungen mit der geforderten Sensitivität nachgewiesen werden kann. Dieser Nachweis kann nur im funktionierenden System erbracht werden, d. h. bei gekühlten Detektoren unter Hochspannung. Fällt er bei einem ungekapselten System negativ aus, so hat man keine Möglichkeit der Korrektur innerhalb des Kryostaten, wo erfahrungsgemäß die Ursache gefunden wird.

Für zukünftige Kryostatenkonstruktionen, insbesondere für die hochsegmentierten Detektoren der  $\gamma$ -Ray Tracking Arrays mit über 100 Spektroskopiekanälen in einem Kryostaten, ist es nach den Erfahrungen bei dem Bau des MINIBALL-CLUSTER-Detektors unabdingbar, gekapselte Detektoreinheiten zu verwenden, um ein zuverlässiges System realisieren zu können.

## 2.4 Die Vorverstärker-Elektronik

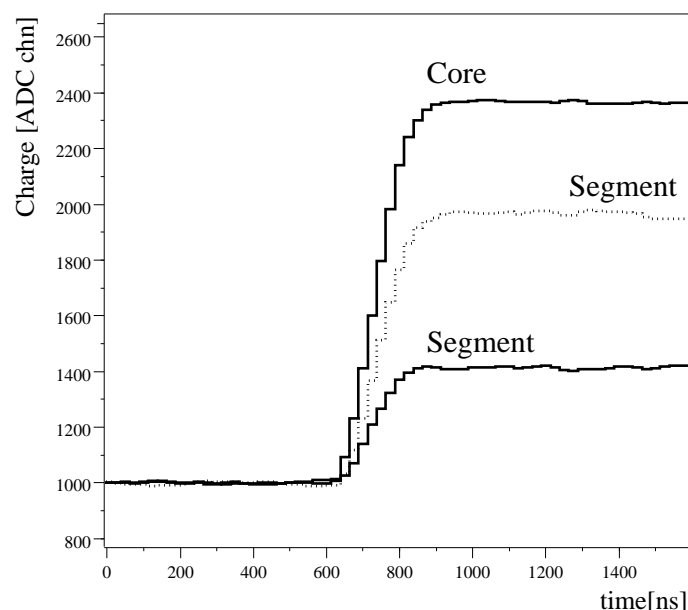
Für die Konstruktion des kompakten MINIBALL-CLUSTER-Kryostaten wurde ein platzsparender Vorverstärker benötigt, damit bis zu 28 hochauflösende Spektroskopiekanäle in dem begrenzten Raum des Kryostaten untergebracht werden können. Weiterhin muß der Vorverstärker eine hohe Bandbreite haben und die Signale unverfälscht wiedergeben, damit die Impulsformanalyse der Detektorsignale erfolgreich durchgeführt werden kann. Weder kommerziell noch als Entwicklung innerhalb anderer Projekte war ein Vorverstärker mit solchen Eigenschaften verfügbar. Deshalb wurde basierend auf einer Vorverstärkerlösung des Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg [Pal97] im Institut für Kernphysik Köln ein miniaturisierter, schneller Vorverstärker mit Widerstandrückkopplung und einer Abfallzeit von  $50\mu\text{s}$  entwickelt, der ausschließlich aus SMD-Komponenten aufgebaut ist. Die Dimensionen dieses Vorverstärkers betragen nur  $40\text{mm} \times 25\text{mm}$  und sein Rauschbeitrag von  $0.6\text{keV} + 17\text{eV}/\text{pF}$  entspricht dem der kommerziellen Vorverstärker für die  $\gamma$ -Spektroskopie, obwohl diese eine geringere Bandbreite aufweisen. Wie in Abbildung 2.5 zu sehen ist, verfügt er über drei Potentiometer zum Einstellen des *Pole Zero*, der *Offset*-Spannung des Ausgangssignals und des *Drain*-Stroms des FETs. Der Vorverstärker kann für gekühlte und für warme FETs benutzt werden. Bei der letzteren Betriebsart werden der FET und die Komponenten der Rückkopplung direkt auf der Vorverstärkerplatine an den vorgesehenen Lötkontakten (Abbildung 2.5 unten links) angebracht. Ein Eingang zum kapazitiven Einkoppeln eines Testsignals ist ebenfalls vorbereitet. Die Detektorelektrode wird mittels einer Steckverbindung mit dem Vorverstärker verbunden. Für den Betrieb mit einem gekühlten FET werden die Anschlüsse *Drain* und *Source* des FETs und die Rückkopplung von den entsprechenden Steckverbindungen an den Vakuumdurchführungen abgegriffen. Über eine Steckerleiste wird dem Vorverstärker die Versorgungsspannung von  $\pm 12\text{V}$  und die Masse zugeführt und das Vorverstärkersignal ausgegeben. Da ausschließlich Steckverbindungen verwendet werden, läßt sich ein defekter Vorverstärker in einem Detektorsystem sehr einfach und schnell austauschen.



**Abbildung 2.5:** Der im MINIBALL-Projekt entwickelte Vorverstärker hat eine Dimension von nur  $25\text{mm} \times 40\text{mm}$ , so daß auf engstem Raum viele Spektroskopiekanäle zusammengefaßt werden können. Er arbeitet bei einer Betriebsspannung von  $\pm 12\text{V}$  und hat ein *Gain* von  $175\text{mV}/\text{MeV}$ . Die Anstiegszeit beträgt  $15\text{ns} + 0.3\text{ns}/\text{pF}$  und der Rauschbeitrag  $0.6\text{keV} + 17\text{eV}/\text{pF}$ . Mit dem linken Potentiometer wird der *Drain*-Strom des FETs eingestellt, mit dem mittleren das *Pole-Zero* und mit dem rechten der *DC-Offset* der *Baseline*.

Neben diesen mechanischen Vorteilen und der guten Energieauflösung verfügt der Vorverstärker über die schnelle Signalanstiegszeit von  $15\text{ns} + 0.3\text{ns}/\text{pF}$ , ohne daß die Signale Artefakte wie Über- oder Unterschwingen aufweisen. Diese Eigenschaften erlauben eine bandbreitenlimitierte, aber ansonsten unverfälschte Wiedergabe der Ladungssammelsig-

nale im Detektor, wie sie für die Impulsformanalyse benötigt wird. In Abbildung 2.6 sind die Signale für ein Ereignis in einem sechsfach segmentierten MINIBALL-Detektor gezeigt, wobei das  $\gamma$ -Quant als Streuung zwischen zwei Segmenten nachgewiesen wurde. Die Signale von dem Core und den beteiligten Segmenten zeigen keine Strukturen wie Über- oder Unterschwinger und demonstrieren die Qualität des neuen Vorverstärkers.



**Abbildung 2.6:** Dieses Beispiel zeigt die Detektorsignale von dem Core und zwei Segmenten, die mit dem neuen Vorverstärker gemessen wurden. In den Signalen sind keine Artefakte wie Über- und Unterschwinger zu sehen. Das Ereignis ist als Streuung zwischen den zwei Segmenten absorbiert worden und die Summe der beiden Amplituden entspricht der des Core-Signals.

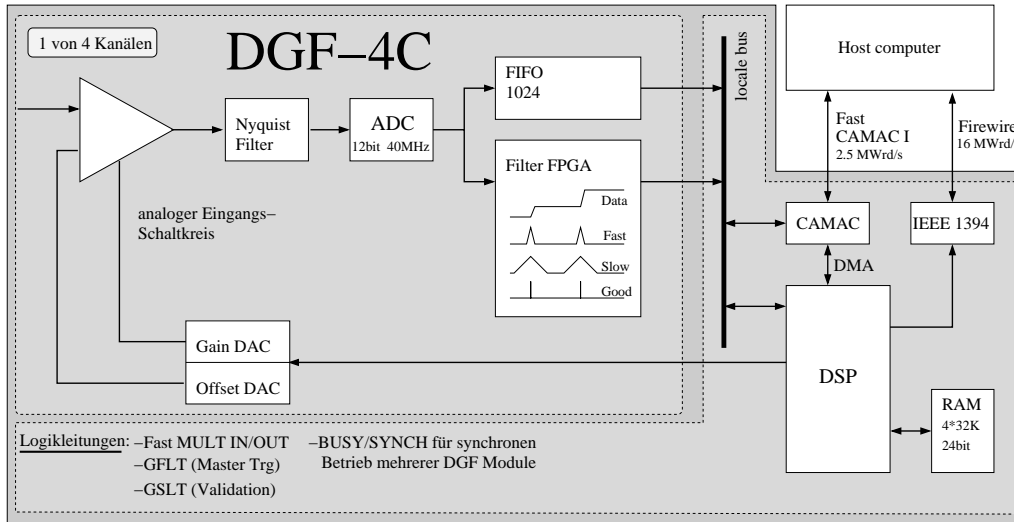
## 2.5 Das Spektroskopiemodul *DGF-4C*

Bei dem MINIBALL-Spektrometer wird erstmalig in der hochauflösenden  $\gamma$ -Spektroskopie eine digitale Spektroskopieelektronik eingesetzt. Bei dieser Lösung werden die Vorverstärkersignale direkt digitalisiert und die Energie- und Zeitinformationen mittels digitaler Filteroperationen bestimmt. Zugleich stehen die digitalisierten Detektorsignale für die Impulsformanalyse zur Verfügung.

Nach diesem Prinzip arbeitet das im MINIBALL verwendete CAMAC Modul DGF-4C von der Firma X-Ray Instrumentation Associates, das in Zusammenarbeit mit dem Institut für Kernphysik Köln aus einer Digitallösung für die X-Ray-Spektroskopie weiterentwickelt wurde. Das DGF-4C Modul beinhaltet vier Spektroskopiekanäle und eine Triggerlogik, mit der mehrere Module zu einem Analysatorsystem zusammengefaßt werden können.

Die Funktionsweise des DGF-4C Moduls ist in dem Blockdiagramm in Abbildung 2.7 skizziert. Das Vorverstärkersignal wird in einer analogen Eingangsstufe in dem Aussteuerbereich des Sampling-ADC von 0 bis 1V ausgesteuert. Das Signal passiert einen *Nyquist*-Filter, der Frequenzen oberhalb der halben Samplingfrequenz abschneidet. Solche Frequenzen würden nach dem *Nyquist*-Theorem sonst in einen falschen Frequenzbereich abgebildet (*Aliasing*[Opp]). Anschließend wird das Signal mit einer Abtastfrequenz

von 40MHz in einem 12-Bit ADC digitalisiert. In dem dahinter geschaltetem *Field Programmable Gate Array* (FPGA) werden an den digitalisierten Daten digitale Filteroperationen zur Bestimmung der Energie- und Zeitinformation in Echtzeit durchgeführt.

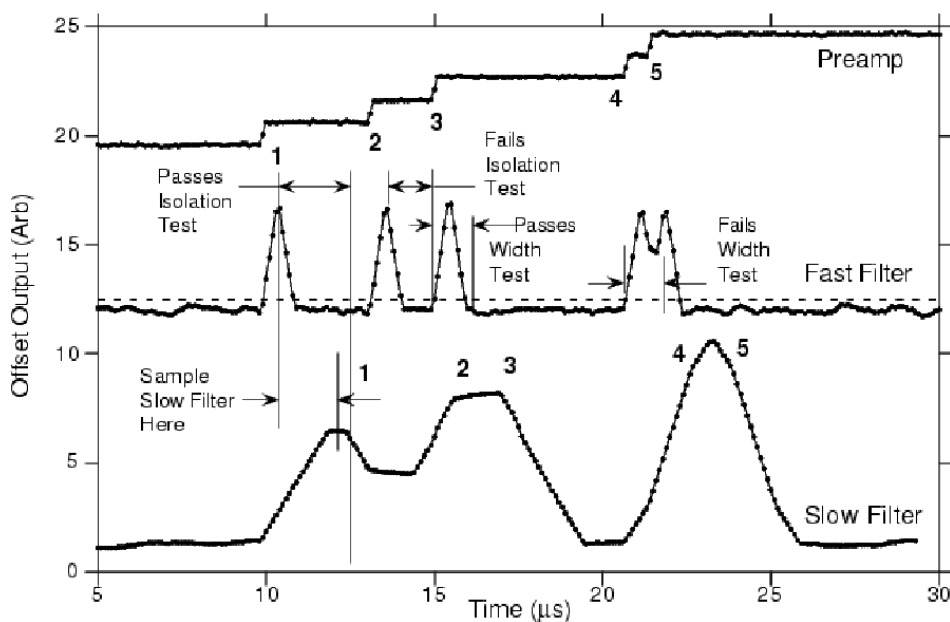


**Abbildung 2.7:** Das Blockdiagramm zeigt die Funktionsweise des digitalen CAMAC-Spektroskopiemoduls DGF-4C. Es ist nur einer von vier Spektroskopiekanälen dargestellt. Das Detektorsignal wird digitalisiert und in digitalen Filtern in Echtzeit weiterverarbeitet. Die Ergebnisse werden über den lokalen Bus an den DSP weitergeleitet, der das Ereignis in einem Puffer zwischenspeichert. Der Puffer wird wahlweise über die CAMAC- oder die serielle *Firewire*-Schnittstelle an den *Host*-Computer gesendet.

Für die Energiebestimmung wird auf das Signal ein digitaler Trapezfilter mit einer einstellbaren *Shaping*-Zeit im  $\mu\text{s}$ -Bereich angewendet. Ein schneller Trapezfilter im Bereich von 100ns dient als *Pile-Up Inspector* für die Ereignisse. Als *Pile-Up* bezeichnet man zwei aufeinanderfolgende Ereignisse, deren zeitlicher Abstand kleiner ist als die Anstiegszeit des Trapezfilters zur Energiebestimmung. In diesem Fall ergeben sich verfälschte Filterwerte für die Energiebestimmung, da der Filter über die Signalamplituden der beiden Ereignisse mittelt. Solche Ereignisse sollten verworfen werden. In dem DGF-4C Modul werden *Pile-Up*-Ereignisse anhand des zeitlichen Abstands zweier aufeinanderfolgender schneller Trapezfiltersignale erkannt. Wenn deren Abstand kleiner als die Anstiegszeit des Energiefilters ist, werden sie als *Pile Up* markiert. Darüber hinaus können auch sehr kurz aufeinanderfolgende *Pile-Up*-Ereignisse identifiziert werden, die sich durch den schnellen Trapezfilter nicht mehr als einzelne Signale auflösen lassen. In diesem Fall ist die Breite des schnellen Trapezfiltersignals viel größer als bei einem einzelnen Ereignis. Daher kann der *Pile-Up* mit einem Breitentest festgestellt werden (Abbildung 2.8).

Ein Algorithmus für die Korrektur des ballistischen Defizits der Vorverstärkersignale untersucht das Anstiegszeitverhalten des Detektorsignals. Das ballistische Defizit hat seine Ursache in dem  $50\mu\text{s}$ -Abfall der Vorverstärkersignale. Wegen der endlichen Anstiegszeit des Detektorsignals von ca. 300ns bewirkt der  $50\mu\text{s}$ -Abfall, daß die volle Ladungsamplitude nie erreicht wird. Der Algorithmus korrigiert den Effekt für die Bestimmung der Energie aus der Amplitude [Lau01].

Für die Zeitbestimmung des Ereignisses ist eine digitale Version des *Constant-Fraction*-



**Abbildung 2.8:** Diese Abbildung skizziert die Funktion des *Pile-Up Inspectors* im DGF-4C Modul. Oben sind die Stufensignale eines Vorverstärkers dargestellt und darunter die korrespondierenden Signale des schnellen Trapezfilters und des langsamen Energiefilters. Das erste Ereignis wird akzeptiert. Die folgenden zwei werden als ein *Pile Up*-Ereignis verworfen, da die beiden schnelle Trapezfiltersignale innerhalb der Anstiegszeit des Energiefilters liegen. Auch die letzten zwei sehr dicht aufeinanderfolgenden Ereignisse werden über den Breitentest des schnellen Trapezfiltersignals als *Pile Up*-Ereignis erkannt. (Abb. entnommen aus der *Application Note 970323-1* des DXP-4C, XIA, [www.xia.com/downloads.html](http://www.xia.com/downloads.html))

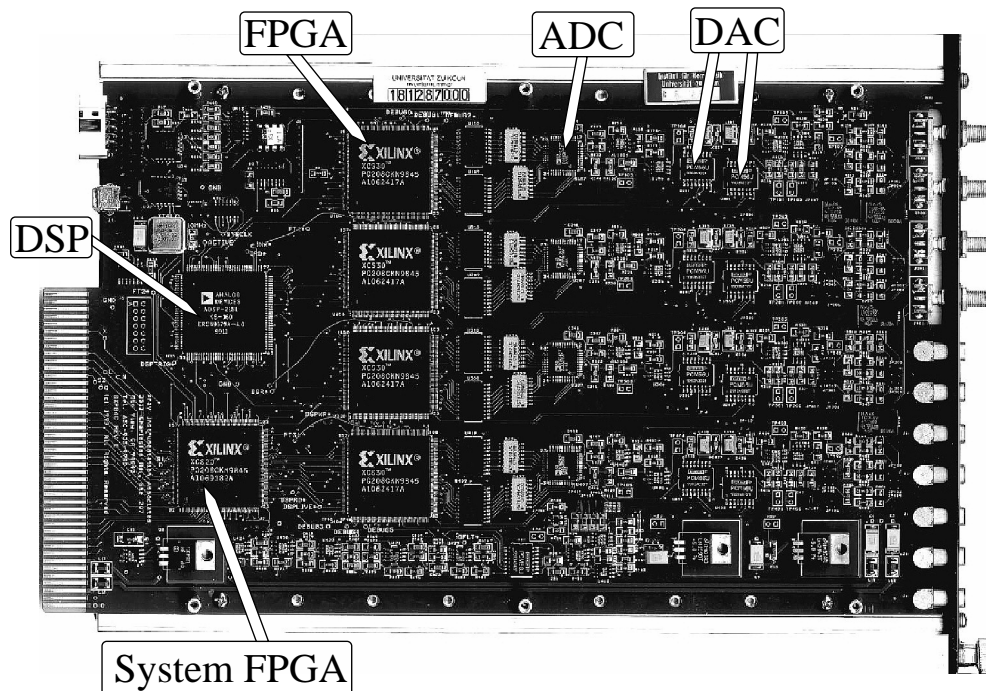
Diskriminators vorgesehen, der den implementierten *Leading-Edge Trigger* ersetzen wird. Parallel zu der Verarbeitung im FPGA wird das digitalisierte Signal fortlaufend in einem 1k langen FIFO-Puffer aufgezeichnet. Wird im FPGA ein Ereignis erkannt, so generiert er ein schnelles Trigger-Signal, das an den *Digital Signal Processor* (DSP) und die Trigger-Logik weitergeleitet wird.

Das Trigger-Signal veranlaßt den DSP die Daten und, je nach Einstellungen, auch das digitalisierte Signal über den lokalen Bus auszulesen. Im DSP werden weitere Berechnungen vorgenommen, wie die Energie- und Zeitbestimmung aus den Filterwerten oder auch eine benutzerseitig programmierte Impulsformanalyse. Das Ereignis wird mit einem Zeitstempel versehen und in einem 8k langen *Listmode*-Puffer zwischengespeichert. Für die Aufnahme von *Single*-Spektren kann die gemessene Energie in einen 32k langen Histogrammspeicher einsortiert werden. Der *Listmode*-Puffer wird wahlweise über CAMAC oder die serielle *Firewire*-Schnittstelle zu dem *Host*-Computer transferiert.

Der Vorteil dieser Architektur ist, daß die einzelnen Prozeßschritte hintereinander geschaltet sind und unabhängig voneinander arbeiten. Während der DSP ein Ereignis vom FPGA ausgelesen hat und die Abspeicherung im *Listmode* vorbereitet, kann der FPGA sofort ein weiteres Ereignis nachweisen. Das führt zu einer niedrigen effektiven Totzeit des Systems, die nur noch aus der physikalischen Totzeit, resultierend aus der Filterlänge des Energiefilters und der Übertragungszeit der Daten vom FPGA zum DSP, besteht. Die Totzeit für die Verarbeitung im DSP und den Transfer der Daten zu einem *Host*-Computer

entfällt, da parallel dazu der FPGA wieder meßbereit ist.

Die Logikleitungen erlauben es, mehrere DGF-4C Module zu einem komplexen Analysatorsystem zur Aufnahme von Koinzidenzdaten zusammenzufassen. In diesem Betriebsmodus werden alle Module durch einen zentralen Taktgeber mit 40MHz getrieben. Der zeitgleiche Start der Module wird mit den Steuerleitungen *Busy* und *Sync* geregelt. Die *Busy*-Ausgänge werden in einem *Fan in/Fan out*-Modul mit einem logischen Oder verknüpft. Dessen Ausgangssignal wird wieder auf die *Sync*-Eingänge der DGF-4C Module geschickt. Beim Start der Datenaufnahme geht das DSP-Programm eines jeden Moduls in eine Warteschleife, setzt den *Busy*-Ausgang auf *Low* und wartet auf das Startsignal am *Sync*-Eingang. Wenn das letzte DGF-4C Modul meßbereit ist, wechselt das verordnete *Busy*-Signal auf *Low* und veranlaßt alle Module zum synchronen Start der Messung. Koinzidente Ereignisse in verschiedenen Modulen erhalten in dem synchronen Betrieb dieselbe Zeitmarke und werden in der *Offline*-Analyse durch Vergleich der Zeitmarkierungen wieder zusammengefügt. Der Eingang *Global First Level Trigger* (GFLT) steuert



**Abbildung 2.9:** Das Foto zeigt die *Hardware* des DGF-4C Moduls. Rechts sind die vier untereinander angeordneten Spektroskopiekanäle zu sehen. Der ADC, die beiden DAC und der FPGA sind für den oberen Kanal beschriftet und der DSP und der *System FPGA*, der die CAMAC-Schnittstelle bildet.

die Konvertierung von Ereignissen für schnelle Koinzidenzbedingungen, die innerhalb der Anstiegszeit des Energiefilters im FPGA (typischerweise  $6-8\mu\text{s}$ ) entschieden werden können. Intern kontrolliert diese Steuerleitung am FPGA ein Gatter, das den Transfer der Filterdaten eines Ereignisses zum DSP regelt. Ist die Koinzidenzbedingung nicht erfüllt, so bleibt das Gatter geschlossen und das Ereignis wird verworfen, da die Daten nicht zur Verarbeitung und Speicherung an den DSP weitergereicht werden.

Langsame Koinzidenzbedingungen werden mit dem Eingang *Global Second Level Trig-*

ger (GSLT) gesetzt. Dieses Signal veranlaßt den DSP, für jedes Ereignis dessen Zeitmarkierung daraufhin zu prüfen, ob es mit der Koinzidenzbedingung zusammenfällt. Bei positivem Resultat wird es in den *Listmode*-Puffer übernommen, sonst wird es verworfen. Die Ein- und Ausgänge *Mult-In* und *Mult-Out* erlauben die Generierung eines schnellen Signals für die Gesamtmultiplizität eines Ereignisses. Jeder Spektroskopiekanal, der auf ein Ereignis triggert, addiert ein schnelles Signal mit einer Amplitude von 30mV und einer programmierbaren Länge von  $n \times 25\text{ns}$  ( $n \leq 256$ ) zu dem am Multiplizitätseingang anliegenden Signal. Das Summensignal wird an dem *Mult-Out*-Ausgang ausgegeben. Werden die Multiplizitätsein- und ausgänge aller Module verkettet (*Daisy Chain*), so liegt am Ende der Kette das Gesamtmultiplizitätssignal der gleichzeitig registrierten Ereignisse an. Dieses kann beispielsweise in einer Logik zum Setzen einer Multiplizitätsschwelle weiterverwendet werden, die dann die Weiterverarbeitung des Ereignisses über die *Global First Level Trigger*-Leitungen steuert.

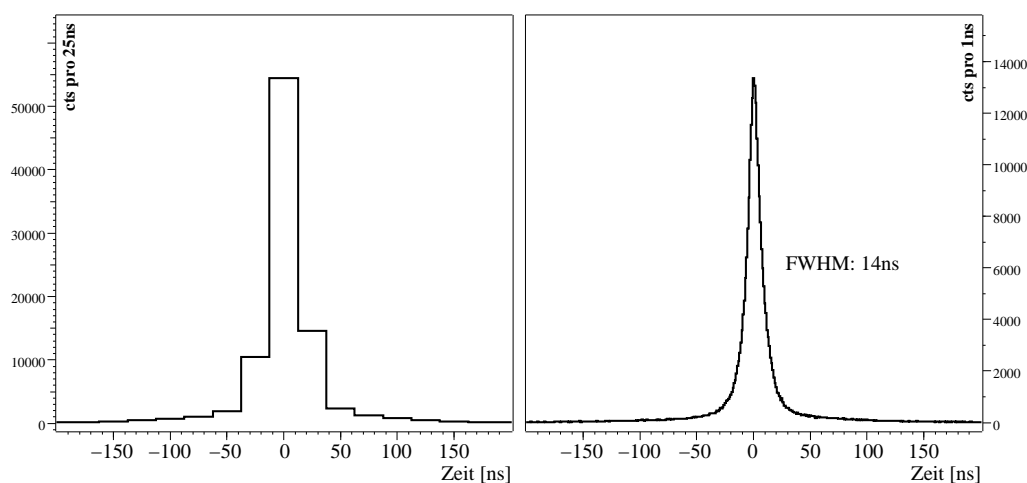
Die CAMAC-Schnittstelle des DGF-4C Moduls gehorcht dem *FAST CAMAC Level I*-Standard mit einer Übertragungsgeschwindigkeit von 5MB/sec und ist für die Ansteuerung und die Einstellung der DGF-4C Module zuständig.<sup>1</sup> Sie kann auch für die Übertragung der *Listmode*-Puffer genutzt werden. Die serielle Schnittstelle erfüllt den *IEEE 1394*-Standard und ist mit ihrer viel höheren Übertragungsgeschwindigkeit von 16MWrd/s für den Transfer der *Listmode*-Puffer vorgesehen. Der wesentliche Vorteil der seriellen Schnittstelle liegt jedoch darin, daß die Karten sternförmig mit einem *Host*-Computer verbunden und somit parallel ausgelesen werden können. Bei der Datenübertragung über die CAMAC-Schnittstelle können die DGF-4C Module innerhalb eines *CAMAC-Crates* nur sequentiell ausgelesen werden. Dieses führt zu einer Totzeit des Systems, da die CAMAC-Übertragung einen erheblichen analogen Störpegel auf den DGF-4C Modulen verursacht und diese währenddessen nicht weitermessen können.

Mit dem DGF-4C Modul erhält man eine ähnliche Energieauflösung wie mit analogen Spektroskopieverstärkern. Für Energien oberhalb von 800keV erzielt der DGF-4C sogar signifikant bessere Ergebnisse, die durch den Algorithmus zur Korrektur des ballistischen Defizits erreicht werden. Bei der Betrachtung der Zeiteigenschaften des DGF-4C Moduls muß man zwischen der erreichbaren Genauigkeit in Echtzeit für die Triggersignale und der Genauigkeit der Zeitinformation der *Listmode*-Daten in der *Offline*-Analyse unterscheiden. In Echtzeit unterliegt der FPGA der durch die Taktfrequenz von 40MHz gegebenen Zeitgranularität von 25ns und kann keine genauere Zeitinformation erzeugen. Eine Koinzidenzbedingung in Echtzeit setzt sich also aus Zeiten von einer Genauigkeit von jeweils 25ns zusammen, so daß ein Koinzidenzfenster von mindestens 2 Taktzyklen, also 50ns, gesetzt werden muß. Das stellt aber kein Problem dar, da in der  $\gamma$ -Spektroskopie im Rahmen der Triggerlogik üblicherweise Zeitfenster von 200-400ns Länge gewählt werden. Die Genauigkeit der Zeitinformation in den *Listmode*-Daten ist wesentlich höher, da dort die Zeit aus einer Interpolation gewonnen und abgespeichert ist. Beispielsweise kann der Nulldurchgang in einem *Constant Fraction Discriminator*-Algorithmus durch lineare Interpolation zweier aufeinanderfolgender *Samples* genauer als die 25ns bestimmt werden. In einer *Offline*-Auswertung von Koinzidenzdaten einer <sup>60</sup>Co-Quelle, gemessen

---

<sup>1</sup>Der *FAST CAMAC Level I*-Standard beherrscht eine Übertragungsgeschwindigkeit von 7.5MB/sec, da in jedem Übertragungszyklus ein 24-bit CAMAC-Datenwort übertragen wird. Im DGF-4C Modul werden aber nur 16-bit Datenworte übertragen.

mit zwei MINIBALL-Detektoren, ließ sich bei einer Energieschwelle von 25keV eine Zeitauflösung besser als 15ns realisieren (Abbildung 2.10). Dazu wurden die digitalisierten Signale der Ereignisse abgespeichert und die Zeitinformation durch eine digitale Implementierung des *Constant Fraction Discriminator* nachträglich aus den Signalen extrahiert. Das Ergebnis von 15ns steht auch nicht im Widerspruch zu der Zeitgranularität der digitalisierten Signale von 25ns. Nach dem *Sampling*-Theorem [Opp] geht keine Information eines Signals verloren, wenn es selber eine limitierte Bandbreite hat und mindestens mit der doppelten Frequenz abgetastet wird. Das ist bei dem Vorverstärker mit seiner Bandbreite von 10MHz und der Abtastfrequenz des DGF-4C Moduls von 40MHz der Fall.



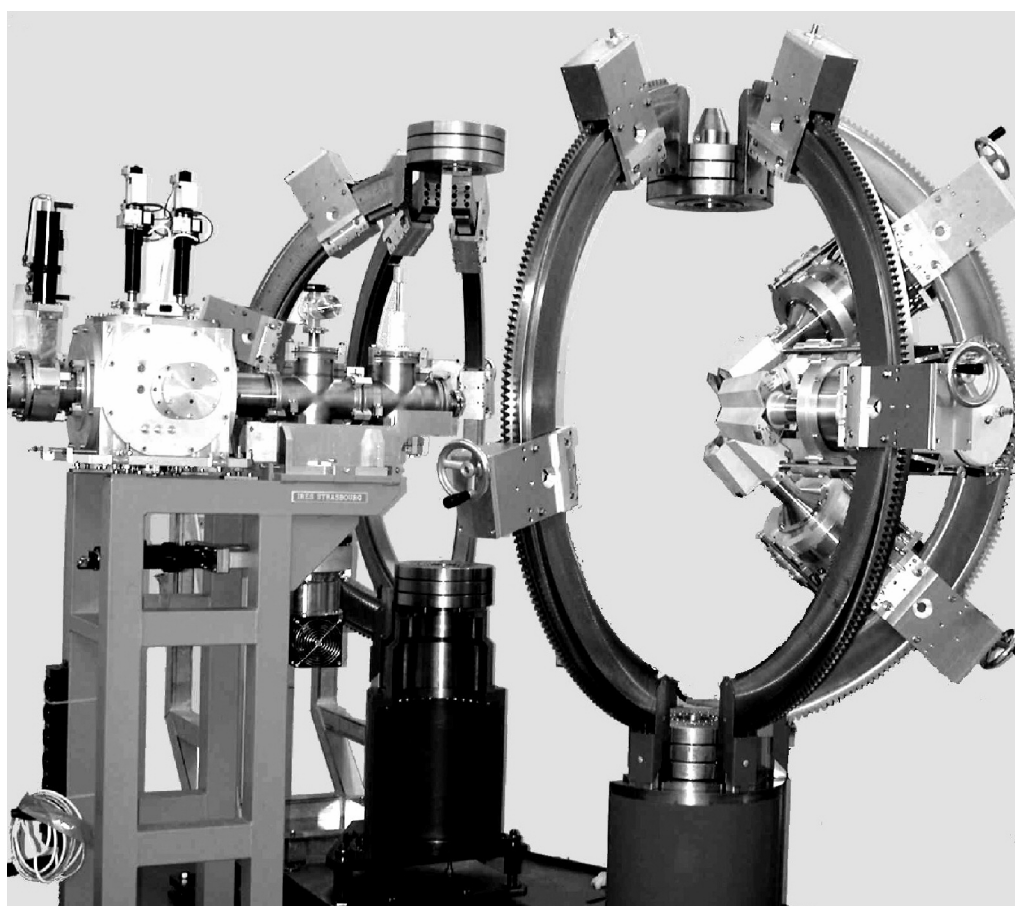
**Abbildung 2.10:** Diese Zeitspektren wurden durch eine digitale Implementierung des *Constant Fraction Discriminators* gewonnen. Dazu wurden die koinzidenten Signale zweier MINIBALL-Detektoren mit einem DGF-4C Modul digitalisiert und abgespeichert. Das linke Zeitspektrum zeigt die Zeitauflösung, die in Echtzeit erreicht werden kann. Dabei unterliegt man der durch die Taktfrequenz von 40MHz gegebenen Zeitgranularität von 25ns. Für das rechte Zeitspektrum wurde eine genauere Zeitinformation aus einer Interpolation bestimmt, die nicht in Echtzeit zur Verfügung steht. Eine erste Implementierung in den DGF-4C Modulen wird zur Zeit am MINIBALL in CERN getestet.

## 2.6 Das flexible MINIBALL-Gestell

Bisher wurden bei dem Aufbau von  $4\pi$ -Spektrometern starre Gestelle für die Montage der Detektoren verwendet. Die Positionen der Detektoren sind dann festgelegt, womit die Geometrie des Aufbaus nicht mehr geändert werden kann. Da das MINIBALL-Spektrometer an verschiedenen Meßplätzen für eine Vielzahl von experimentellen Fragestellungen eingesetzt wird, würde die Beschränkung auf einen starren Aufbau die Vielseitigkeit des Instruments erheblich einschränken. Vorgesehen ist zur Zeit der Einsatz an REX-ISOLDE bei CERN, MAFF (*Munich Accelerator for Fission Fragments*) in München und an SIS/FRS bei der GSI Darmstadt. An REX-ISOLDE werden die exotischen Kerne durch die Spallation von Tantal- oder Uran-Targets mit hochenergetischen Protonen erzeugt. Die massenseparierten Endkerne werden in einem Linearbeschleuniger auf Energien von 0.8-2.4MeV/Nukleon beschleunigt. An MAFF wird für die Produktion exo-



tischer Kerne die Spaltung eines  $^{235}\text{U}$ -Targets mit thermischen Neutronen genutzt. Die Endkerne werden ähnlich wie an REX-ISOLDE auf Energien von 3.7-5.9 MeV/Nukleon beschleunigt [Hab01]. Am SIS/FRS bei der GSI in Darmstadt werden die exotischen Kerne durch Fragmentation relativistischer schwerer Ionen an einem dicken Target aus leichtem Material (typischerweise  $^4\text{Be}$ ) erzeugt.

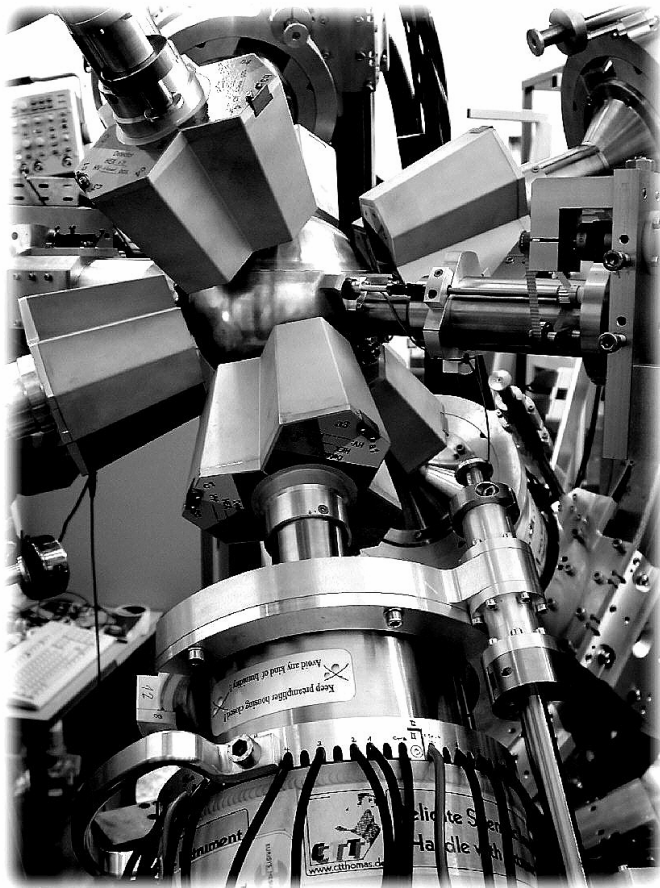


**Abbildung 2.11:** Das Foto zeigt das flexible MINIBALL-Gestell mit drei montierten Detektoren. Durch die schwenkbaren Bögen, die Lauf- und Schlittenführung und die Detektorhalterung mit Gleitführung kann die Detektorposition zum Target eingestellt werden. Das Gestell ist in der Aufnahme aufgefahren für den freien Zugang zur Targetkammer (hier noch nicht montiert).

Im Institut für Kernphysik Köln wurde dieses Konzept einer flexiblen Gestell-Mechanik entwickelt, die die Umgruppierung der Detektoren um das Target gestattet. In Zusammenarbeit mit dem IRES in Straßburg und dem 2. physikalischen Institut der Universität Göttingen wurde dieses neuartige Konzept umgesetzt. Wie in der Abbildung 2.11 dargestellt, besteht das MINIBALL-Gestell aus sechs halbkreisförmigen Bögen, die die Detektoren aufnehmen. Die Bögen sind an den Polen oben und unten schwenkbar gelagert und können in jeden Winkel zur Strahlachse geschwenkt werden. Jeder Bogen kann bis zu drei MINIBALL-CLUSTER-Detektoren mit einem optionalen *Escape Suppression Shield* aus BGO tragen. Die Detektoren werden auf einer Laufführung an die Bögen montiert, mit der der Polarwinkel des Detektors zum Strahl eingestellt wird. Eine Schlittenführung gestattet

die Wahl des Abstandes vom Detektor zum Target. Der Detektor ist in eine Gleitführung eingepaßt, wodurch er um seine eigene Achse gedreht werden kann. Dadurch können die Endkappen der Kryostaten ineinander verzahnt werden, so daß der Raumwinkel optimal abgedeckt wird. Für Arbeiten an der Targetkammer kann das Gestell auf beiden Seiten jeweils um einen Meter auseinandergefahren werden.

Mit diesem Gestell ist der Experimentator in der Lage, beliebige Detektorenkonfigurationen zu realisieren, zum Teil ohne daß die Detektoren selber ausgebaut werden müssen. Es läßt sich eine hocheffiziente  $4\pi$ -Konfiguration in eine  $2\pi$ -Konfiguration umstellen, um z. B. Platz für zusätzliche Detektoren zu schaffen. Auch spezielle Konfigurationen für Winkelkorrelationsanalysen oder Lebensdauermessungen können gewählt werden. In der Abbildung 2.12 ist als Beispiel für eine  $4\pi$ -Konfiguration ein Aufbau mit sechs MINIBALL-CLUSTER-Detektoren gezeigt.



**Abbildung 2.12:** Die Fotografie zeigt einen kompakten Aufbau mit sechs MINIBALL-CLUSTER-Detektoren als Beispiel für eine  $4\pi$ -Konfiguration

## Kapitel 3

# Die Ortsempfindlichkeit des MINIBALL-Detektors

Eine der Kerneigenschaften des MINIBALL-Spektrometers ist dessen hohe Granularität. Diese wird benötigt, um die *Doppler*-Verbreiterung der  $\gamma$ -Linien bei Experimenten mit hohem  $v/c$  der  $\gamma$ -emittierenden Kerne zu minimieren. Die aufgrund eines Detektoröffnungswinkels  $\Delta\Theta$  gegebene *Doppler*-Verbreiterung einer  $\gamma$ -Linie wird beschrieben durch

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\beta \sin\Theta}{1 - \beta \cos\Theta} \Delta\Theta \quad (3.1)$$

mit der Rückstoßgeschwindigkeit  $\beta=v/c$  und der Detektorposition  $\Theta$  relativ zur Strahlachse. Bei einem Beobachtungswinkel von  $90^\circ$  und einem  $\beta=10\%$  lautet der Beitrag der *Doppler*-Verbreiterung zu der Detektorauflösung  $\Delta E/E=0.1*\Delta\Theta$ . Für den Winkel  $\Delta\Theta=0.1$  ( $5.7^\circ$ ) beträgt sie schon 1% und ist dominierend gegenüber der intrinsischen Auflösung eines Germaniumdetektors. Diese liegt für die  $\gamma$ -Energie von 1MeV bei 0.2%. Beispielsweise überdeckt ein EUROBALL-Detektor bei der Target-Detektordistanz von 42cm im EUROBALL-Spektrometer schon einen Winkel von  $\Delta\Theta=8^\circ$  und bei der Target-Detektor-Distanz von 11cm im MINIBALL wären es sogar  $\Delta\Theta=30^\circ$ . Bei diesem Öffnungswinkel würde die Energieauflösung durch die *Doppler*-Verbreiterung so stark beeinträchtigt, daß sich der Einsatz teurer, hochauflösender Germaniumdetektoren nicht lohnen würde.

Der Einsatz von segmentierten Germaniumdetektoren im MINIBALL garantiert eine Granularität, die durch die geometrische Raumwinkelabdeckung der individuellen Segmente gegeben ist. Die Signale der Detektoren wurden bisher in allen Spektrometern lediglich zur Bestimmung der  $\gamma$ -Energie genutzt, obwohl das Anstiegszeitverhalten der Signale ebenfalls Informationen über die Ladungssammlung im Detektor wiedergibt, durch die eine Information über den Wechselwirkungsort im Detektor gewonnen werden kann. In diesem Zusammenhang ist schon seit langer Zeit bekannt, wie aus den Signalen unsegmentierter, koaxialer Zähler eine Radialinformation gewonnen werden kann [Esc94, Kro96, Pal97]. Aufgrund dieser Vorarbeiten wurde die Spektroskopieelektronik im MINIBALL dahingehend konzipiert, daß eine Impulsformanalyse der Detektorsignale durchführbar ist, die mindestens eine Einteilung der Segmente in radiale Bereiche zuläßt.

Die Signalform von segmentierten Detektoren ist bisher noch nie studiert worden. Daher waren auch keine Verfahren oder Ergebnisse bekannt, wie und mit welcher Qualität mittels einer Impulsformanalyse der Wechselwirkungsort eines  $\gamma$ -Quants innerhalb eines Segments reproduziert werden kann. Darum wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit an einem sechsfach segmentierten MINIBALL-Detektor intensive Messungen mit einer kollimierten  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle durchgeführt und die Signalformen auf verwertbare Ortsinformationen hin untersucht. Zum Verständnis der Ergebnisse dieser Messungen und der verwendeten Algorithmen zur Impulsformanalyse beginnt dieses Kapitel mit den Grundlagen des Nachweisprozesses von  $\gamma$ -Strahlung in einem Germaniumdetektor. Dabei liegt der Schwerpunkt auf dem Prozeß der Ladungssammlung im Detektor und der Generierung des Detektorsignals, da dieses die ortssensitiven Informationen trägt. Es werden die Algorithmen vorgestellt, die aus den Signalen die ortssensitiven Informationen extrahieren. Die Ergebnisse der Messungen mit der kollimierten Cäsium-Quelle werden mit der Angabe der experimentell erreichten effektiven Granularität des MINIBALL-Detektors zusammengefaßt.

### 3.1 Der Nachweisprozeß von $\gamma$ -Strahlung in einem Halbleiterdetektor

Der Nachweis eines  $\gamma$ -Quants mit einem Halbleiterdetektor läßt sich als dreistufigen Prozeß beschreiben. Im ersten Schritt wechselwirkt das  $\gamma$ -Quant mittels Photoeffekt, *Compton*-Effekt oder Elektron-Positron-Paarbildung mit dem Detektormaterial und erzeugt in der Verarmungszone ein hochenergetisches Elektron und im Fall der Paarbildung auch ein Positron. Im zweiten Schritt wird dieses Elektron (und das Positron bei der Paarbildung) durch Stoßprozesse im Detektor abgebremst, wobei es Elektron-Loch-Paare in der Bänderstruktur des Halbleiters erzeugt. Im dritten Schritt werden die produzierten Elektronen und Löcher an den Elektroden gesammelt und als Ladungssignal nachgewiesen. Im folgenden soll im Detail auf die einzelnen Schritte eingegangen werden und deren Einfluß auf die Ortssensitivität eines Germaniumdetektors betrachtet werden.

#### 3.1.1 Das Prinzip der Hauptwechselwirkung

Im ersten Schritt - die Wechselwirkung von  $\gamma$ -Quanten mit Materie - wird an dem Wechselwirkungsort genau ein hochenergetisches Elektron mit der vom  $\gamma$ -Quant übertragenen Energie erzeugt. Die zugrundeliegenden Wechselwirkungsmechanismen sind der Photoeffekt an einem stark gebundenen Atomelektron, die *Compton*-Streuung an einem quasi-freien Elektron und bei Energien oberhalb der zweifachen Elektronenruhemasse die Elektron-Positron-Paarbildung. Diese drei Prozesse gelten universell für jeden Festkörper, und ihre Wirkungsquerschnitte hängen von der Ordnungszahl  $Z$  des betrachteten Materials und der Energie des  $\gamma$ -Quants ab. Allgemein gilt, daß mit steigender Ordnungszahl  $Z$  die Wirkungsquerschnitte zunehmen, z. B. steigt der Wirkungsquerschnitt des Photoeffektes mit  $Z^{3-5}$ . Detektormaterialien mit hoher Ordnungszahl  $Z$  sind also für eine hohe Nachweiseffizienz wünschenswert.

In dem für die  $\gamma$ -Spektroskopie typischen Energiebereich von 200keV-2MeV ist der *Compton*-Effekt in dem Halbleitermaterial Germanium ( $Z=32$ ) dominierend. Ein  $\gamma$ -Ereignis wird in der Regel nicht sofort über einen Photoeffekt absorbiert, sondern vielmehr durch eine Kette von aufeinanderfolgenden *Compton*-Streuungen mit einem abschließenden Photoeffekt in der Gesamtabsorptionslinie eines Spektrums nachgewiesen. Für die *Doppler*-Korrektur ist die Position der ersten Wechselwirkung im Detektor maßgeblich und es gilt diese zu identifizieren. Dazu bedient man sich der einfachen Annahme, daß die Wechselwirkung mit der höchsten Energiedeposition (Hauptwechselwirkung) mit der ersten Wechselwirkung identisch ist.

Für einen isolierten Photoeffekt ist diese Annahme sicher richtig. Daß diese Annahme auch im Falle der viel häufiger vorkommenden Mehrfach-*Compton*-Streuung mit abschließendem Photoeffekt noch gut ist, läßt sich anhand der Kinematik des *Compton*-Effekts plausibel machen. Diese lautet

$$E_{scattered} = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \Theta)}$$

mit der Energie des einfallenden Photons  $E_0$ , der Energie des gestreuten Photons  $E_{scattered}$ , dem Streuwinkel  $\Theta$  und der Ruhemasse des Elektrons  $m_0 c^2$ . Für nur eine Streuung mit anschließendem Photoeffekt muß gelten  $E_{scattered} \leq \frac{1}{2} E_0$ , damit die Hauptwechselwirkung mit der ersten Wechselwirkung zusammenfällt. Diese Bedingung führt zu dem Ausdruck

$$\cos \Theta \leq 1 - \frac{m_0 c^2}{E_0}$$

und zeigt, daß bei einer Energie von  $E_0 = 511 \text{keV}$  schon alle Streuungen mit  $\Theta \geq 90^\circ$  die Annahme greift. Ferner liest man aus dem Ausdruck, daß die Gültigkeit des Hauptwechselwirkungsprinzips umso strenger wird, je höher die Energie  $E_0$  des primären  $\gamma$ -Quants ist. Andererseits ergibt sich aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt für die *Compton*-Streuung, der *Klein-Nishina*-Formel, daß bei steigenden Energien der Photonen die Vorwärtsstreuung immer stärker bevorzugt wird [Kno00]. In diesem Fall einer Kleinwinkelstreuung wird aber das Photon nicht stark von seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt. Außerdem werden bei diesen Energien multiple *Compton*-Streuungen mit abschließendem Photoeffekt wahrscheinlicher, für die eine kleinere Energiedeposition als  $\frac{1}{2} E_0$  zur Charakterisierung einer Hauptwechselwirkung ausreicht.

Bei kleinen Energien gilt die Annahme nur noch für einen sehr eingeschränkten Winkelbereich von  $\Theta$ , und bei Energien  $E_0$  kleiner als die halbe Elektronenruhemasse ist ein Energieübertrag von mehr als  $\frac{1}{2} E_0$  gar nicht mehr möglich. In diesem Energiebereich ist aber der Photoeffekt dominant. Das Photon wird eher direkt mittels einer Wechselwirkung absorbiert, und im Falle einer Streuung ist die Energie des gestreuten Photons so gering, daß es in unmittelbarer Nähe der ersten Wechselwirkung absorbiert wird.

Bei sehr hohen Energien ab 3.5MeV gewinnt die Paarbildung an Bedeutung. Da greift das Konzept der Hauptwechselwirkung sehr gut, da die beiden Sekundärphotonen aus der Annihilation des Positrons mit jeweils 511keV den kleineren Energiebeitrag in der Gesamtabsorptionslinie ausmachen.

In Simulationsrechnungen [Pal97, Gun97, Gun00] wurde die Korrelation zwischen der

ersten Wechselwirkung und der Hauptwechselwirkung in einem MINIBALL-Detektor detailliert untersucht und bestätigt. Dabei fand sich, daß die Korrelation wie erwartet bei Energien um 300keV mit einem mittleren Abstand von 8-11mm zwischen den beiden Wechselwirkungen die größten Abweichungen aufweist und sich zu höheren Energien hin auf 4-7mm verbessert. Diese Angaben beziehen sich auf den mittleren dreidimensionalen Abstand der Wechselwirkungen. Da für die *Doppler*-Korrektur aber der zweidimensionale Abstand senkrecht zum Einfall des  $\gamma$ -Quants entscheidend ist, muß die Projektion der obigen Simulationsergebnisse betrachtet werden. In der Projektion verkleinern sich die Abstände um einen weiteren Faktor 2-3 und bestätigen das Potential des Hauptwechselwirkungsprinzips.

### 3.1.2 Konvertierung der Primärelektronen in Elektronen-Loch-Paare im Detektor

Das Ergebnis einer Interaktion eines  $\gamma$ -Quants mit dem Detektormaterial ist ein hochenergetisches Primärelektron. Dieses wird durch Stoßionisation im Material abgebremst, wobei dessen spezifischer Energieverlust durch die *Bethe-Bloch*-Formel (z. B. in [Sie65]) beschrieben werden kann. Bei Elektronenenergien oberhalb einiger MeV muß zusätzlich noch die auftretende Bremsstrahlung berücksichtigt werden.

Der Energieverlust des Primärelektrons durch die Stoßionisation wird in Phononen (Gitterschwingungen) und die Bildung von Elektronen-Loch-Paaren in der Bänderstruktur des Germaniumhalbleiters umgesetzt. Für die Bildung eines Elektronen-Loch-Paares wird in Germanium im Mittel eine Energie von 2.96eV benötigt. Diese liegt deutlich über der Bandlücke von 0.746eV in Germanium und zeigt die Konkurrenz der Umsetzung in Phononen zu der in Elektronen-Loch-Paare.

Es werden  $\sim 3 \cdot 10^5$  Ladungspaare pro MeV Primärelektronenenergie produziert. In Hinblick auf die Ortssensitivität eines Germaniumdetektors ist wichtig, wie lokalisiert diese Ladungen entstehen und in welcher Zeitskala. Die mittlere Reichweite eines Elektrons mit 1MeV kinetischer Energie beträgt in Germanium etwa 1mm [Muk76]. Aus der Geschwindigkeit des 1MeV-Elektrons von über  $0.9c$  läßt sich die Zeitskala des Abbremsungsprozesses auf  $10^{-11}$ s abschätzen und ist somit klein gegenüber der typischen Ladungssammelzeit von  $3 \cdot 10^{-7}$ s in einem großvolumigen Germaniumdetektor. Für die Betrachtung der Ortssensitivität kann davon ausgegangen werden, daß die Ladung instantan und lokalisiert an dem Interaktionspunkt des  $\gamma$ -Quants im Detektor erzeugt wird.

### 3.1.3 Prozeß der Ladungssammlung und Entstehung des Detektorsignals

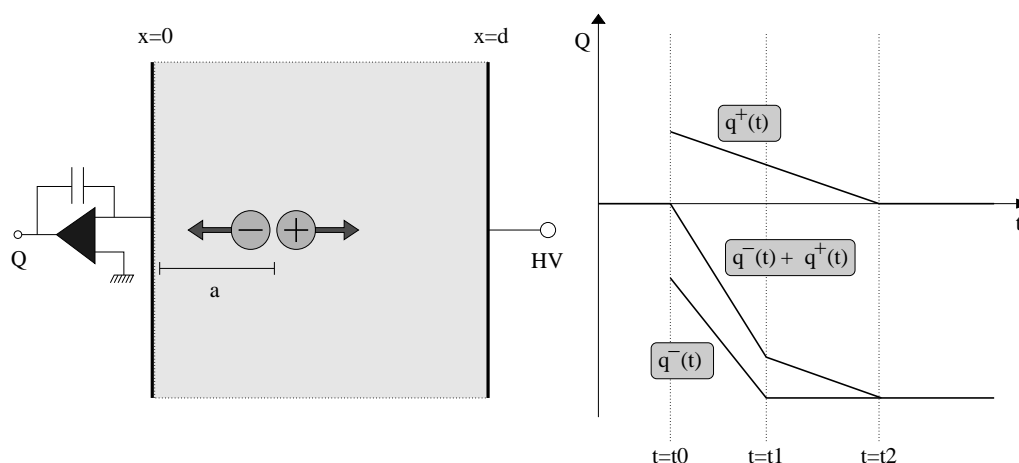
Halbleiterdetektoren sind im Prinzip in Sperrichtung geschaltete PIN-Dioden. Durch die angelegte Sperrspannung wird zwischen den Kontakten eine Verarmungszone ausgebildet, also ein Bereich ohne freie Ladungsträger. Entstehen dort durch Absorption eines  $\gamma$ -Quants freie Elektronen-Loch-Paare, so driften diese entlang des elektrischen Feldes der angelegten Sperrspannung zu den Kontakten. Die an den Kontakten gemessene Gesamtladung ist direkt proportional zu der in der Verarmungszone absorbierten Energie des  $\gamma$ -Quants.

Die Stärke der Sperrspannung ist in Germaniumdetektoren derart gewählt, daß zum einen die Verarmungszone sich über das gesamte Germaniumvolumen zwischen den Kontakten

erstreckt und darüber hinaus überall im Volumen Feldstärken von mindestens 1000V/cm vorherrschen. Bei dieser Feldstärke driften die Ladungen mit ihrer Sättigungsgeschwindigkeit von  $1 \cdot 10^7$  cm/s für Elektronen und  $0.9 \cdot 10^7$  cm/s für Löcher.

Während des Sammelprozesses der Ladungen im Kristall influenzieren diese auf allen Kontakten eine Spiegelladung. Die Größe der influenzierten Ladungen hängt jeweils von dem Aufenthaltsort der driftenden Ladungen ab.

In Abbildung 3.1 ist dieser Vorgang für eine planare Detektorgeometrie skizziert. Betrachtet wird das Ladungssignal an der linken Elektrode. Dieses Signal setzt sich aus zwei Komponenten zusammen, den influenzierten Spiegelladungen von den zur linken Elektrode driftenden Elektronen  $q^-$  und denen der nach rechts driftenden Löcher  $q^+$ . Die Elektronenkomponente  $q^-$  zum Beispiel influenziert positive Ladungen auf die Elektrode, d. h. von dieser fließen Elektronen ab und werden vom Vorverstärker als negative Ladung gemessen. Je näher die Elektronenkomponente  $q^-$  zur Elektrode kommt, desto höher wird die influenzierte positive Ladung. Kurz vor der Sammlung der  $q^-$ -Komponente entspricht dann die positive Influenzladung der Gesamtladung der Elektronenkomponente  $q^-$ . Anschließend wird die  $q^-$ -Komponente an der Elektrode gesammelt und kompensiert dort gerade die gleichgroße positive Influenzladung. Der Vorverstärker registriert weiterhin die von der Elektrode abgeflossene Gesamtladung  $q^-$ .



**Abbildung 3.1:** Während der Ladungssammlung von  $q^-$  und  $q^+$  in dem planaren Detektor influenzieren beide Komponenten Ladungen auf die Elektroden. In dem  $(Q, t)$ -Graphen sind die einzelnen Influenzbeiträge  $q^-(t)$  und  $q^+(t)$  der beiden driftenden Ladungskomponenten angegeben und deren Summe, die dann als tatsächliches Signal gemessen wird. Zum Zeitpunkt  $t=t_0$  werden die beiden Ladungen am selben Punkt in der Entfernung  $a$  zur linken Elektrode erzeugt und deren Influenzbeiträge heben sich auf. Bei  $t=t_1$  wird die  $q^-$ -Komponente gesammelt, aber im Summensignal wird wegen des Influenzbeitrags der noch driftenden  $q^+$ -Komponente noch nicht die Gesamtladung gemessen. Diese wird erst bei  $t=t_2$  an der rechten Elektrode gesammelt, und im Summensignal des Vorverstärkers liegt nun die Gesamtladung  $q^-$  an.

Gleichzeitig influenziert aber die andere Ladungskomponente  $q^+$  negative Ladungen auf dieselbe Elektrode, der Vorverstärker mißt also auch eine positive Ladung. Diese Influenzladung wird aber kleiner, da sich die  $q^+$ -Komponente immer weiter von der Elektrode entfernt. Das am Vorverstärker anliegende Signal setzt sich als Summe aus den beiden Influenzbeiträgen von der  $q^-$ - und der  $q^+$ -Komponente zusammen.

Zum Zeitpunkt  $t=t_0$  haben beide Ladungskomponenten denselben Ort und ihre Influenzladungen heben sich auf. Bei  $t=t_1$  wird die  $q^-$ -Komponente an der Elektrode gesammelt, aber es wird noch nicht die Gesamtladung nachgewiesen, da von der anderen Komponente immer noch Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens influenziert werden. Erst beim Zeitpunkt  $t=t_2$ , an dem auch die  $q^+$ -Komponente an der anderen Elektrode gesammelt wird, bricht dieser Einfluß zusammen und die gesamte Ladung der  $q^-$ -Komponente liegt nun am ladungsempfindlichen Vorverstärker an.

In diesem einfachen Bild ist schon zu erkennen, daß zum Zeitpunkt  $t_1$  ein charakteristischer Knick in dem Detektorsignal vorkommt, der zusammen mit der Sammelzeit  $t_2$  genutzt werden kann, um die Entfernung der Wechselwirkung von der Elektrode zu ermitteln.

Um den Prozeß der Ladungssammlung quantitativ zu beschreiben, muß für jeden Zeitpunkt das elektrostatische Problem der influenzierten Ladungen mit den Ladungen  $q^-$  und  $q^+$  an den entsprechenden Orten gelöst werden. Da nur der Betrag der influenzierten Ladungen auf der Elektrode interessiert, kann das Problem mit Hilfe des *Green'schen* Reziprozitätssatz recht einfach angegangen werden. Dieser Satz besagt, daß zwei Systeme  $S(\phi, \rho, \sigma)$  und  $S'(\phi', \rho', \sigma')$  mit gleicher Geometrie über die Beziehung

$$\int_V \rho \phi' dV + \int_{\partial V} \sigma \phi' dA = \int_V \rho' \phi dV + \int_{\partial V} \sigma' \phi dA \quad ^1$$

miteinander verknüpft sind, wobei  $(\phi, \phi')$  die Potential-,  $(\rho, \rho')$  die Ladungs- und  $(\sigma, \sigma')$  die Oberflächenladungsverteilungen in  $S$  und  $S'$  beschreiben.

Angewendet auf das Problem in Abbildung 3.1 plaziert man die betrachtete Elektrode bei  $x=0$  und die andere bei  $x=d$ . Im System  $S$  wählt man beide Elektroden als geerdet ( $\phi(0)=0$  und  $\phi(d)=0$ ), setzt die driftende Ladung  $q$  auf  $x=x_q$  und betrachtet die interessierenden influenzierten Ladungen  $\sigma(0)$  und  $\sigma(d)$  auf den Elektroden. Im System  $S'$  wählt man keine Ladung bei  $x=x_q$ , die Elektrode bei  $x=0$  wird auf Einheitspotential gelegt ( $\phi'(0)=1$ ) und die andere Elektrode bleibt geerdet ( $\phi'(d)=0$ ). Bekannterweise gilt dann in  $S'$  für den (idealisierten) Plattenkondensator  $\phi'(x)=1-x/d$ . Eingesetzt in die *Green'sche* Reziprozitätsbeziehung ergibt sich

$$q \cdot (1 - x_q/d) + \sigma(0) \cdot 1 + \sigma(d) \cdot 0 = 0 \cdot \phi(x_q) + \sigma'(0) \cdot 0 + \sigma'(d) \cdot 0$$

und das führt zu

$$\sigma(0) = -(1 - x_q/d) \cdot q$$

für die von einer bei  $x_q$  liegenden Ladung  $q$  auf die linke Elektrode influenzierten Ladung  $\sigma(0)$ . Für das Beispiel in Abbildung 3.1 bedeutet das

$$q^+(t) = -(1 - \frac{x(q^+(t))}{d}) \cdot q \text{ und } q^-(t) = (1 - \frac{x(q^-(t))}{d}) \cdot q.$$

$x(q^+(t))$  und  $x(q^-(t))$  beschreiben den Aufenthaltsort der beiden Ladungen in der Zeit. Dieser ist zum Zeitpunkt  $t_0$  der Erzeugung für beide Ladungen gleich, also  $x(q^{+,-}(t_0))=a$ .  $q^+$  driftet mit der Geschwindigkeit  $v^+$  zur rechten,  $q^-$  mit  $v^-$  zur linken Elektrode. Daraus ergibt sich während der Sammelzeit

<sup>1</sup>Die zweite *Green'schen* Identität  $\int_V \Phi \Delta \Psi - \Psi \Delta \Phi = \int_{\partial V} \Phi \partial \Psi / \partial n - \Psi \partial \Phi / \partial n$  [Jac62] führt zu dieser Beziehung, indem man  $\Phi=\phi$  und  $\Psi=\phi'$  substituiert. Nach der Laplacegleichung gilt dann  $\Delta \phi=-4\pi\rho$ ,  $\Delta \phi'=-4\pi\rho'$  und  $\partial \phi / \partial n=4\pi\sigma$ ,  $\partial \phi' / \partial n=4\pi\sigma'$ . Dieses eingesetzt führt sofort zum *Green'schen* Reziprozitätssatz



$$q^+(t) = -(1 - \frac{a+v^+ \cdot t}{d}) \cdot q \text{ und } q^-(t) = (1 - \frac{a-v^- \cdot t}{d}) \cdot q.$$

Das sind genau die Verläufe von  $q^+(t)$  und  $q^-(t)$ , die im  $(Q, t)$ -Graphen in Abbildung 3.1 gezeichnet sind.

Es sei bemerkt, daß die in der Realität angelegte Hochspannung und die Raumladung in der Verarmungszone keinen Einfluß auf die von den driftenden Ladungen influenzierten Ladungen haben, da das Superpositionsprinzip gilt. Beschreibt  $S''$  das System nur mit Hochspannung und  $S'''$  nur mit der Raumladung, so gibt die Superposition aus  $S$ ,  $S''$  und  $S'''$  das komplette in Abbildung 3.1 gezeigte System wieder und die Ladungsbeiträge aus  $S''$  und  $S'''$  auf den Elektroden sind lediglich Konstanten.

Für die Betrachtung komplizierterer Geometrien ist es von Vorteil, statt der Influenzladungen den Influenzstrom auf einer Elektrode  $E$  zu betrachten. Auch hier werden als System  $S$  geerdete Elektroden und eine driftende Ladung  $q$  betrachtet ( $\phi = 0|_{\text{Elektroden}}$  und  $\rho(\vec{x}(t))$ ) und als System  $S'$  die betrachte Elektrode auf Einheitspotential. Alle anderen sind geerdet und ladungsfrei ( $\phi' = 1|_E$ ,  $\phi' = 0|_{\text{Elektroden}|_E}$ ,  $\rho' \equiv 0$ ). Analog ergibt sich für die Influenzladung

$$\sigma|_E = -q \cdot \phi'(\vec{x}(t))$$

und den Influenzstrom

$$i(t) = \dot{\sigma}|_E = -q \cdot \nabla \phi'(\vec{x}(t)) \cdot \vec{v}_{drift}(t).$$

Die Größe  $\vec{E}_{geo} = -\nabla \phi'$  ist das sogenannte geometrische Feld der Dimension  $[1/m]$ .<sup>2</sup> Sie ist eine Hilfsgröße, die die elektrostatische Kopplung zwischen der driftenden Ladung und der Elektrode beschreibt [Ram39, Rad88]. Wenn sich mehrere Ladungen  $q_i(t)$  bewegen, errechnet sich das Signal aus der Summe über alle Influenzstrombeiträge  $I_i(t)$ .

### 3.2 Der Steepest-Slope-Algorithmus zur Bestimmung einer Radialin-formation in einem koaxialen Detektor

Ein sehr effizienter Algorithmus zur Bestimmung der radialen Position der ersten Wechselwirkung in einem koaxialen Detektor ist der *Steepest-Slope-Algorithmus* [Pal97]. Dessen Prinzip läßt sich anhand der im vorherigen Abschnitt vorgestellten Werkzeuge verstehen. Der erste Schritt ist die Konstruktion der Detektorsignale. Es wird das Signal der inneren Elektrode (Core) betrachtet. Das geometrische Feld zwischen dem Core ( $R=r_a$ ) und der äußeren Elektrode bei  $R=r_b$  (Einheitspotential am Core, alle anderen geerdet) lautet  $\vec{E}_{geo} = c \cdot \vec{r}/r^2$  mit  $c = \ln(r_b/r_a)$ . Bei angelegter positiver Hochspannung an der inneren Elektrode laufen die Elektronen zum Core und die Löcher nach außen. Demzufolge ergibt sich das influenzierte Stromsignal der  $l$ -ten Wechselwirkung zu

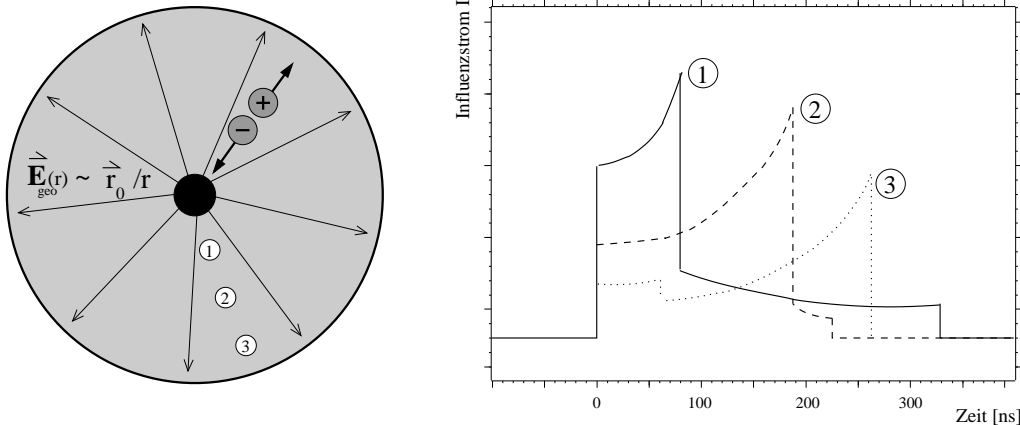
$$i^l(t) = c|q^l| \cdot \left( v^l_{e^-} \frac{1}{r^l_{e^-}(t)} + v^l_{e^+} \frac{1}{r^l_{e^+}(t)} \right)$$

und das gesamte Signal zu

<sup>2</sup>In der Reziprozitätsbeziehung wird auf das Einheitspotential normiert, da es ausführlich geschrieben  $\sigma|_E \cdot \phi'|_E = -q \cdot \phi'(\vec{x}(t))$  heißt und sich die Dimension  $[V]$  des Potentials herauskürzt.

$$i(t) = \sum_l i^l(t).$$

Aus der Formel für das Stromsignal ist zu entnehmen, daß das Signal von der Elektronenkomponente dominiert wird, da sie zum Innenkontakt driftet und der Term  $1/r_{e-}^l(t)$  immer größer wird. Ist die Elektronenkomponente gesammelt ( $r_{e-}^l = r_a$ ), so bricht deren Beitrag zum Stromsignal zusammen und das Signal macht einen Sprung von  $c|q^l| \cdot v_{e-}^l \cdot 1/r_a$ . Natürlich verursacht auch die Sammlung der Löcher am äußeren Kontakt einen Sprung im Signal, der aber wesentlich schwächer ausfällt, da er bei ( $r_{e+}^l = r_b$ ) geschieht.



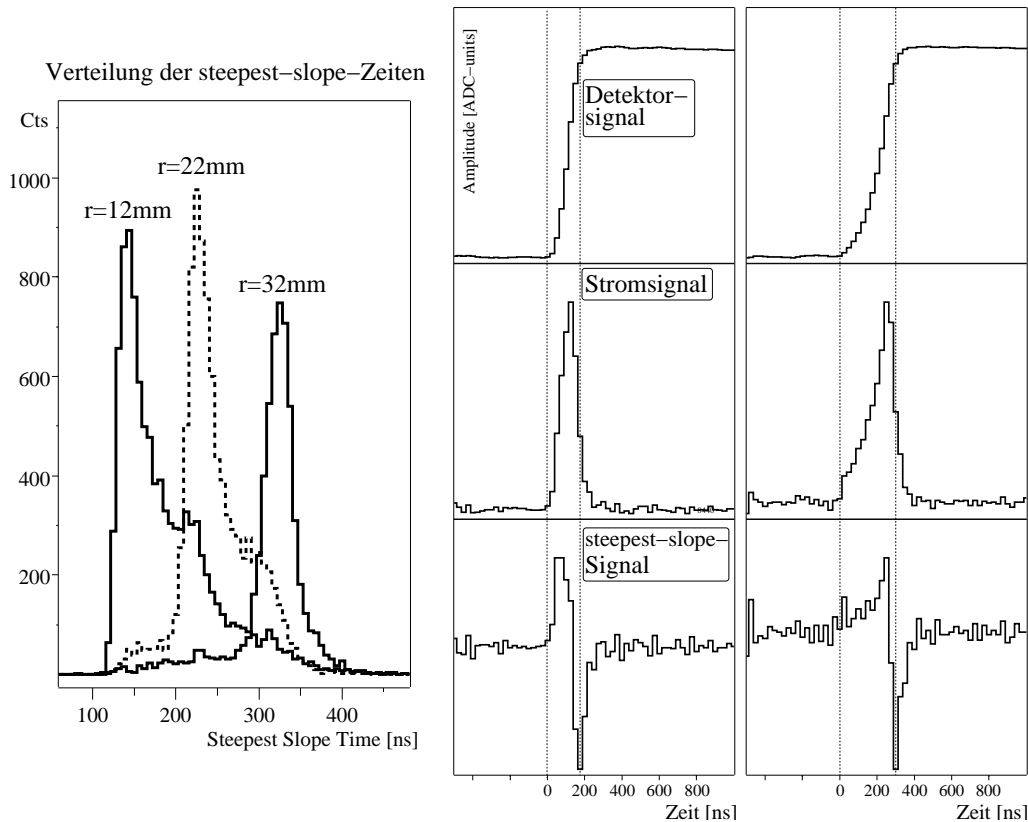
**Abbildung 3.2:** Das Stromsignal an der Core-Elektrode in einem coaxialen Detektor wird von der Elektronenkomponente dominiert. Wenn diese am Core gesammelt ist, bricht ihr Beitrag zum Stromsignal zusammen. Dieses Verhalten ist in den drei skizzierten Stromsignalen für eine Wechselwirkung an jeweils den Punkten 1, 2 und 3 im Detektor gezeigt. Der Zeitpunkt des steilsten Abfalls in dem Stromsignal entspricht der Driftzeit der Elektronen, die dann die Entfernung der Wechselwirkung zum Core, also den Radius, angibt.

In Abbildung 3.2 ist dieser Sachverhalt für *eine* Wechselwirkung bei drei verschiedenen Radien skizziert. Deutlich ist der Abfall im Stromsignal zu sehen, wenn die Elektronenkomponente gesammelt ist und deren Strombeitrag zusammenbricht.

Der *Steepest-Slope*-Algorithmus bestimmt aus dem Signal den Zeitpunkt des steilsten Abfalls und mißt zusammen mit dem Zeitpunkt des Signalstarts die Laufzeit der Elektronenkomponente. Diese ist proportional zur Entfernung vom Core und ergibt somit den radialen Ort der Wechselwirkung. Im Falle der viel häufiger vorkommenden Mehrfachwechselwirkungen im Detektor wird durch die Bestimmung des steilsten Abfalls im Signal die radiale Ort der Hauptwechselwirkung bestimmt. Dieser Algorithmus ist sehr einfach zu realisieren, indem das Stromsignal einmal differenziert wird und sich der Zeitpunkt des steilsten Abfalls als absolutes Minimum ermitteln läßt. Das Stromsignal wiederum ergibt sich aus der Differentiation des tatsächlich gemessenen Ladungssignal.

Technisch ist der *Steepest-Slope*-Algorithmus in der digitalen Spektroskopieelektronik des MINIBALLs sehr einfach zu implementieren. Das Detektorsignal  $Q(t) = \int_0^t i(t') dt'$  liegt in digitalisierter Form vor und führt durch die diskrete Differentiation zum Stromsignal  $i(t)$ . Die Bestimmung des absoluten Minimums in dem nochmal diskret differenzierten Stromsignal ergibt direkt den Zeitpunkt des steilsten Abfalls. In Abbildung 3.3 sind die entsprechenden Signalformen für zwei Ereignisse als Beispiel gezeigt. In derselben

Abbildung ist die Verteilung der *Steepest-Slope*-Zeiten in einem MINIBALL-Detektor für verschiedene Einschubradien mit einer kollimierten Cäsium-Quelle angegeben, die jeweils um 10mm variieren. Die sehr deutliche Trennung der Verteilungen unterstreicht die Qualität des *Steepest-Slope*-Algorithmus.

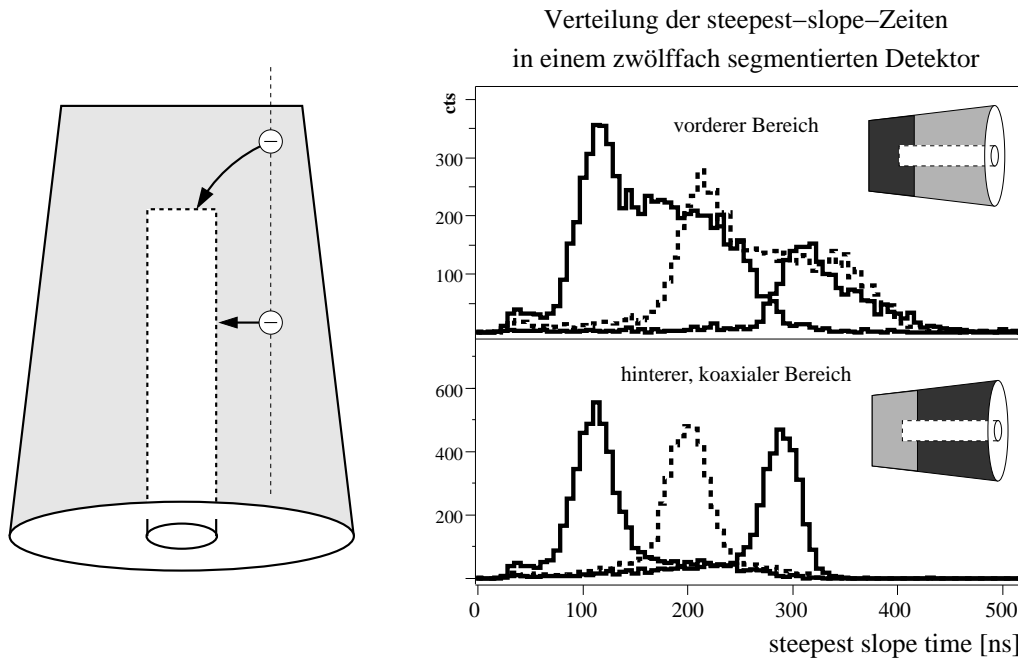


**Abbildung 3.3:** Rechts sind die Signalformen von 2 Ereignissen gezeigt, aus denen der Zeitpunkt für den steilsten Abfall (*Steepest Slope*) zur Bestimmung der radialen Position der  $\gamma$ -Wechselwirkung extrahiert wird. Das Stromsignal wird durch die diskrete Differentiation des Detektorsignals gewonnen, noch einmal diskret differenziert, und aus dem resultierenden *Steepest-Slope*-Signal wird der Zeitpunkt des absoluten Minimums bestimmt.

Links ist die Verteilung der *Steepest-Slope*-Zeiten für verschiedene radiale Einschuborte mit einer kollimierten Cäsium-Quelle dargestellt. Der radiale Abstand zwischen den Positionen beträgt 10mm.

Bei kleineren Radien bildet sich ein rechter Tail aus, manche Ereignisse werden also größeren Radien zugeordnet. Das wird durch Hauptwechselwirkungen verursacht, die im vorderen, nicht koaxialen Teil des Detektors liegen (Abbildung 3.4). Die Elektronenkomponente solcher Ereignisse muß zusätzlich eine Wegkomponente in z-Richtung zurücklegen und deren Driftzeit wird dadurch verlängert. Daher wird diesen Ereignissen ein größerer Radius zugeordnet. Die Richtigkeit dieser Erklärung wird durch eine entsprechende Messung an einem gekapselten, zwölfmal segmentierten Detektor bestätigt [Was00], dessen Geometrie und longitudinale Segmentierung mit der des MINIBALL-Detektors übereinstimmt. Der Detektor hat noch eine zusätzliche Quersegmentierung, die das vordere Drittel von dem hinteren, koaxialen Bereich abteilt. In Abbildung 3.4 sind die Verteilungen der *Steepest-Slope*-Zeiten in diesem Detektor für die Bestrahlung mit einer kollimierten Cäsium-Quelle bei verschiedenen Radien gezeigt. Während die Verteilung

lung der *Steepest-Slope*-Zeiten der Hauptwechselwirkungen im vorderen Teil sehr breit ist und keine gute Radialinformation ergibt, zeigt die Verteilung der Hauptwechselwirkungen im hinteren Bereich scharfe Linien mit einer Halbwertsbreite von 3.8mm. Neben der Güte des *Steepest-Slope*-Algorithmus beweist diese Messung auch, daß das Konzept der Hauptwechselwirkung funktioniert. Die ersten Wechselwirkungen sind tatsächlich im hohen Maße mit den Hauptwechselwirkungen korreliert.

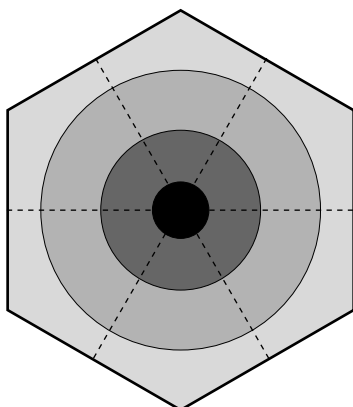


**Abbildung 3.4:** Während bei einer Hauptwechselwirkung im koaxialen Bereich des Zählers die Elektronenkomponente einen kurzen Weg direkt zum Mittelkontakt zurücklegt, muß die Elektronenkomponente bei einer Wechselwirkung auf demselben Radius im vorderen Zählerbereich eine zusätzliche Wegstrecke in der z-Richtung zurücklegen. Das führt zu einer längeren Driftzeit, wodurch den Ereignissen ein größerer Radius zugeordnet wird. Bestätigt wird diese Argumentation durch eine Messung mit einem zwölfmal segmentierten Detektor [Was00], der dieselben Abmessungen wie der sechsfach segmentierte MINIBALL-Detektor hat, jedoch mit einer zusätzlichen Quersegmentierung, die den vorderen Zählerbereich vom hinteren, koaxialen Bereich abtrennt. Für die Hauptwechselwirkungen im vorderen Bereich des Detektors ist die Verteilung der *Steepest-Slope*-Zeiten sehr breit und asymmetrisch, während sich im koaxialen Bereich symmetrische Linien ergeben. Die Einschußradien liegen jeweils 8mm voneinander entfernt.

### 3.3 Messungen an einem MINIBALL-Detektor

Für die *Doppler*-Korrektur ist die Radialinformation der ersten Wechselwirkung ohne eine weitere Winkelinformation nutzlos. Aus der sechsfachen Segmentierung des MINIBALL-Detektors erhält man eine Winkelinformation mit einer Auflösung von  $60^\circ$ . Zusammen mit der Radialkomponente kann der Zähler zweidimensional unterteilt werden, wie in Abbildung 3.5 angegeben ist.

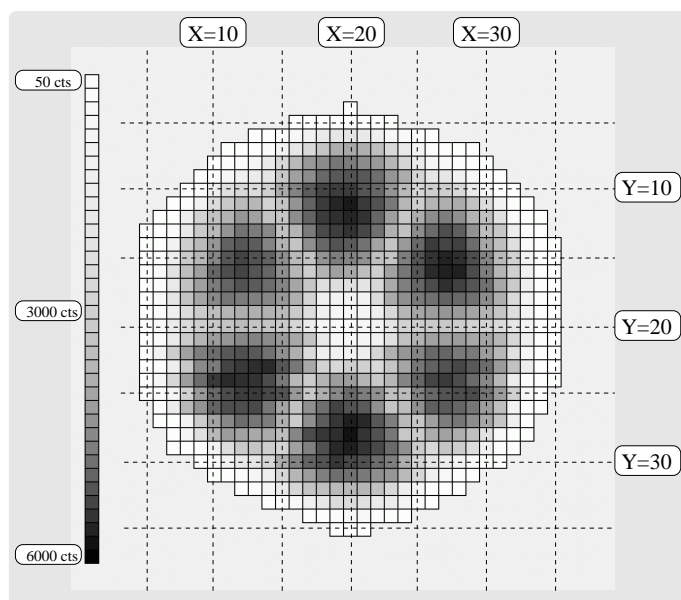
Deutlich ist zu erkennen, daß bei größeren Radien die Bereiche groß werden und eine weitere Einteilung dort mit Hilfe einer Impulsformanalyse der Segmentsignale wünschenswert wäre.



**Abbildung 3.5:** Die zweidimensionale Einteilung des sechsfach segmentierten MINIBALL-Detektors durch die Segmentierung und den Radius ist bei großen Radien noch immer sehr grob.

Segmentensignale sind bisher noch nie auf ihre Impulsform hin untersucht worden, und daher bestand der erste Schritt darin, einen MINIBALL-Detektor in einem Einzelkryostataten von vorne mit einer kollimierten  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle abzutasten, die Signale aller Elektroden aufzuzeichnen und für eine spätere Untersuchung abzuspeichern.

Für diese Messung wurde die *Low Level*-Meßapparatur von W. Teichert [Tei94] benutzt, da dessen achtstufiger Kollimator die  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle auf einen engen Öffnungswinkel von nur  $1.13^\circ$  kollimiert. Der Detektor wird dabei in eine Abschirmung aus *altem* Blei eingesetzt, damit die natürliche Raumuntergrundstrahlung weitestgehend vom Detektor abgeschirmt wird. Der Kollimator selber steht auf einem x-y-Tisch, der es erlaubt, die Position mit einer Genauigkeit von 0.1mm einzustellen.

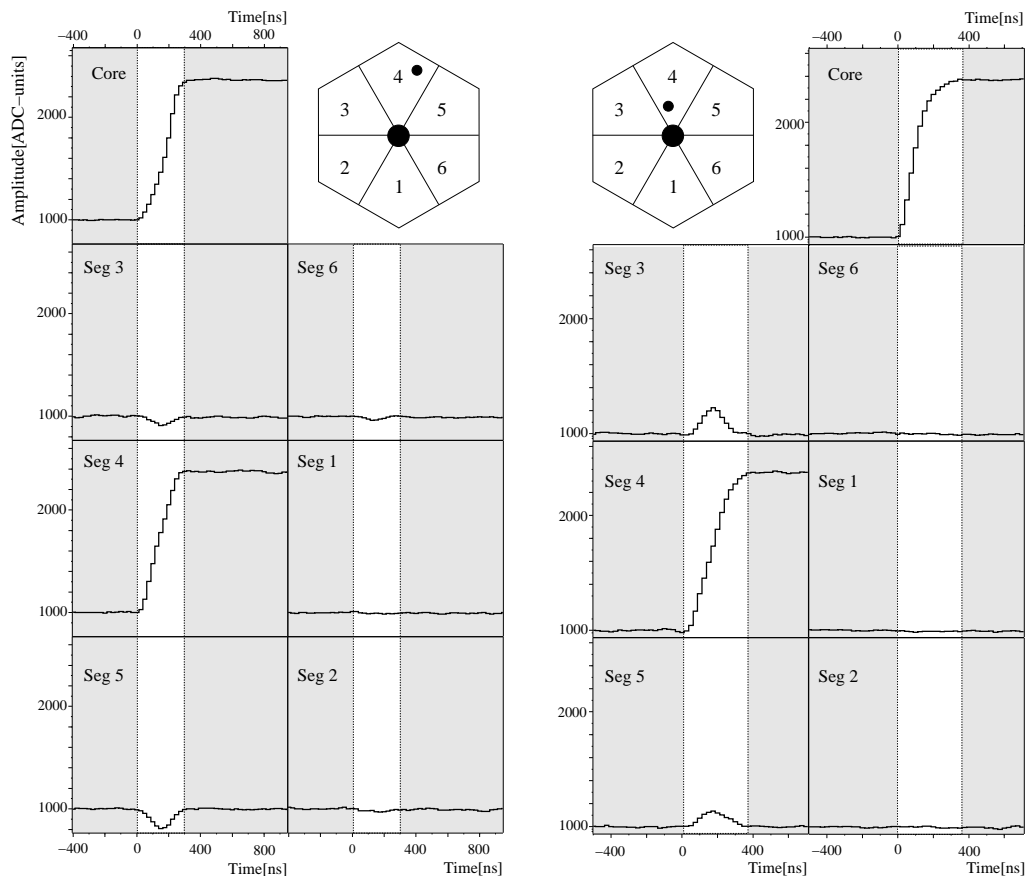


**Abbildung 3.6:** Ein MINIBALL-Detektor wurde von vorne in einem Raster von 2.5mm x 2.5mm mit einer kollimierten  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle abgetastet. Die Darstellung zeigt für jede Kollimatorposition die auf die Meßzeit normierten Gesamtabsorptionsereignisse, die in genau einem Segment nachgewiesen wurden. Deutlich sind die Segmentgrenzen und die hexagonale Form des Detektors zu erkennen. Die Koordinatenangaben der Kollimatorpositionen im Text beziehen sich auf das hier eingezeichnete Koordinatensystem.

Der gesamte Detektor wurde senkrecht zur Frontfläche mit einer Pixelauflösung von 2.5mm abgetastet. Die 2.5mm entsprechen im etwa dem Strahlendurchmesser des kollimierten Cs-Strahls im Bereich des Kristalles. Die Detektorsignale wurden mit zwei DGF-4C Modulen aufgenommen. Getriggert wurde mit dem Signal des Core-Kontakts, und für

jedes Ereignis wurden die digitalisierten Signale des Cores und aller Segmente ausgelesen und abgespeichert. Die Meßzeit betrug 15min für jeden Meßpunkt. In der anschließenden Analyse wurden nur die Gesamtabsorptionsereignisse (662keV) betrachtet, um eine optimale Unterdrückung der Ereignisse aus dem Raumuntergrund zu gewährleisten.

In Abbildung 3.6 ist die Effizienz der Segmente dargestellt, gewonnen aus den auf die Meßzeit normierten Gesamtabsorptionsereignissen in genau einem Segment. Die Darstellung gibt die hexagonale Gestalt des Zählers wieder und zeigt deutlich die Segmentgrenzen der sechsfachen Segmentierung. Sie soll im folgenden mit den dort eingeführten Koordinaten als 'Landkarte' des Detektors benutzt werden.



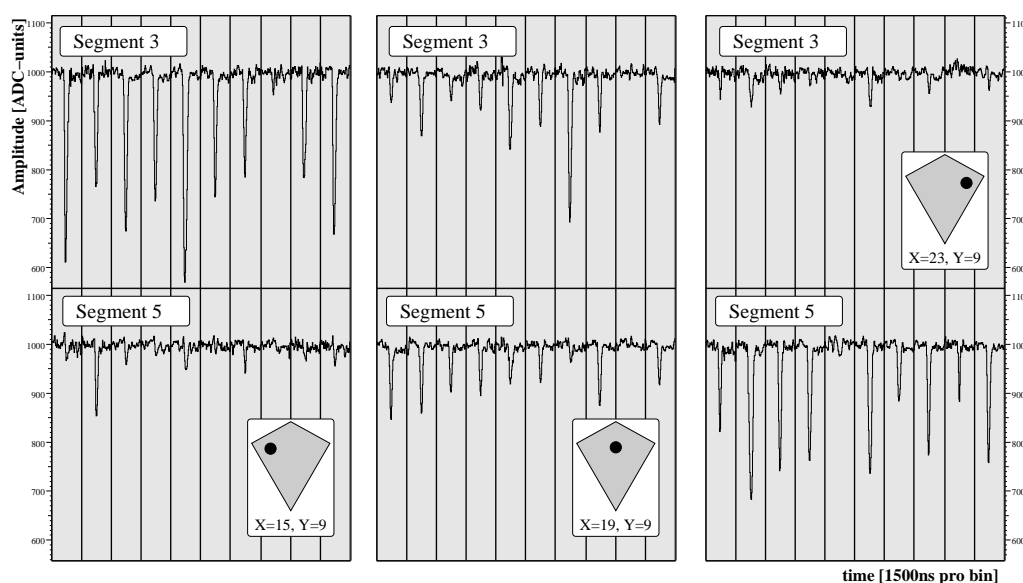
**Abbildung 3.7:** Dieses Beispiel zeigt für zwei Ereignisse das Core-Signal und die sechs Segmentensignale. Obwohl beide Ereignisse komplett im Segment 4 absorbiert werden, sehen auch die Nachbarsegmente 3 und 5 während der Ladungssammlung ein Signal. Dieser Effekt wird benutzt, um eine Winkelinformation des Wechselwirkungsorts innerhalb von Segment 4 zu bestimmen.

### 3.3.1 Bestimmung des Azimutwinkels aus der Analyse der Segmentensignale

In Abbildung 3.7 ist ein Satz von Core-Signalen mit den dazugehörigen Segmentensignalen für zwei Ereignisse gezeigt. Die Energie der beiden Ereignisse ist jeweils komplett in Segment 4 absorbiert worden. Trotzdem sehen auch die beiden direkten Nachbarn von Segment 4 während der Ladungssammlung ein Signal, das während der Anstiegszeit des

Core-Signals wieder auf die Basislinie zurückfällt. An diesen Segmenten wird also keine Ladung gesammelt.

Dieses Verhalten läßt sich qualitativ im Influenzbild erklären. Das linke Ereignis in Abbildung 3.7 entstand durch eine Hauptwechselwirkung auf einem äußeren Radius in Segment 4 nahe an der Segmentgrenze zu Segment 5. Die nach außen driftenden Löcher erreichen schnell die Segmentelektrode und werden gesammelt. Die verbleibende Elektronenkomponente driftet weiter zum Core-Kontakt und influenziert dabei auf *allen* Elektroden positive Spiegelladungen (gemessen im Vorverstärker als negative Ladung, s. Abschnitt 3.1.3). Die Stärke der influenzierten Spiegelladungen ist im wesentlichen von der Entfernung zu der betrachteten Elektrode abhängig. Da sich die Ladung näher beim Segment 5 befindet, wird dort eine höhere Ladung influenziert als in Segment 3. Das Ereignis im rechten Beispiel stammt von einer Hauptwechselwirkung bei einem inneren Radius in Segment 4 nahe Segment 3. Hier wird nun sofort die Elektronenkomponente am Core gesammelt, und die verbleibenden Löcher influenzieren Ladungen auf den Elektroden. Die Polarität ist also umgekehrt, und daher sehen Segment 3 und 5 positive Signale während der Sammelzeit der Ladungen.

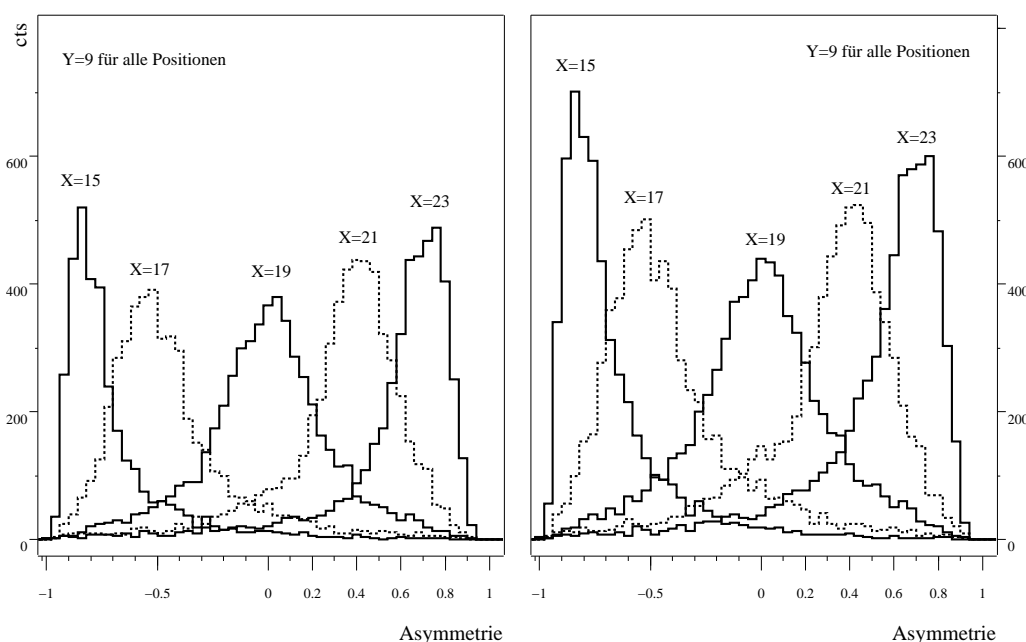


**Abbildung 3.8:** Dieses Bild zeigt die Spiegelladungssignale vom linken (Segment 3) und rechten (Segment 5) Nachbarn von Segment 4 für mehrere 662keV-Ereignisse, die komplett in Segment 4 absorbiert wurden. Links wurde nahe an der Segmentgrenze zum linken Segment und rechts nahe an der rechten Segmentgrenze von Segment 4 eingestrahlt. In der Mitte wurde mittig in Segment 4 eingestrahlt. Deutlich ist zu sehen, daß die Amplitude der Spiegelladung umso stärker ist, je näher sich der Einstrahlort an der Grenze zu dem entsprechenden Segment befindet. Die Koordinaten X und Y geben die genauen Einschußpositionen in dem Koordinatensystem von Abbildung 3.6 an.

Abbildung 3.8 zeigt die Signale von Segment 3 und 5 für mehrere Gesamtabsorptionsereignisse in Segment 4 bei unterschiedlichen Kollimatorpositionen. Deutlich ist zu erkennen, daß die Amplituden der Segmentsignale immer stärker werden, je näher die Kollimatorposition an der Grenze zu dem betrachteten Segment liegt, und für beide Segmente in etwa gleich groß sind, wenn die Position genau mittig in Segment 4 liegt. Die Signalamplituden der Nachbarsegmente sind also abhängig vom Azimuthwinkel der Haupt-

wechselwirkung, aber auch vom Radius, wie man aus der verschiedenen Polarität der Signale in Abbildung 3.7 ersieht.

Um die Winkelinformation zu bestimmen, wird aus den Absolutwerten dieser Amplituden  $A_r$  und  $A_l$  die Asymmetrie  $A = (A_r - A_l)/(A_r + A_l)$  gebildet. Hintergrund dieser Größe ist die Annahme, daß in erster Ordnung der Einfluß von Radius und Azimutwinkel auf die Amplitude faktorisiert und sich der Radialanteil in der Asymmetrie somit herauskürzt. In Abbildung 3.9 links ist die Verteilung der Asymmetrie  $A$  für verschiedene Azimutwinkel des Einstrahlortes in den Detektor auf einem äußeren Radius angegeben und zeigt, daß aus der Asymmetrie tatsächlich eine Winkelinformation extrahiert werden kann.

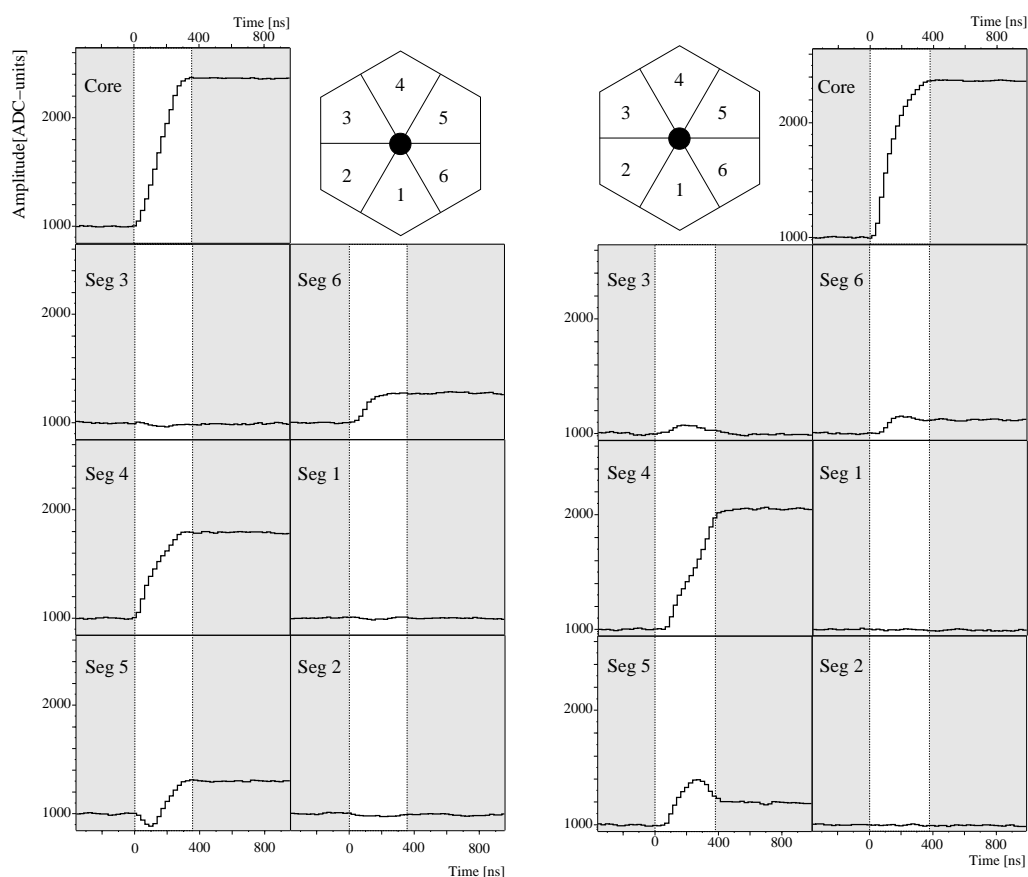


**Abbildung 3.9:** Die Verteilungen der aus den Spiegelladungsamplituden gewonnenen Asymmetrien zeigen eine deutliche Abhängigkeit von dem Einstrahlort in den Zähler. Der Kollimator wurde horizontal ( $Y=9$ , s. Abbildung 3.6) jeweils um 5mm weiterbewegt, um in verschiedene Winkelbereiche innerhalb eines Segmentes einzustrahlen. Das linke Beispiel zeigt die Verteilung der Asymmetrien für Ereignisse, die komplett in einem Segment absorbiert wurden. Im rechten Beispiel sind zusätzlich noch die Ereignisse berücksichtigt worden, die als Streuung in mehreren Segmenten nachgewiesen wurden und bei denen die Amplitude der Spiegelladung aus einer Interpolation bestimmt wurde.

Ein großer Anteil aller Gesamtabsorptionsereignisse werden als Streuung zwischen mehreren Segmenten nachgewiesen. Bei einer  $\gamma$ -Energie von etwa 750keV beträgt dieser Anteil schon 50% und steigt weiter für höhere Energien [Fis97]. In Abbildung 3.10 sind die Detektorsignale für zwei solcher Ereignisse dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, daß nun das Signal der Spiegelladungen mit dem Ladungssammlungssignal in den Segmenten überlagert ist. Um die Amplitude der Spiegelladung aus dem Signal zu bestimmen, wird die Anstiegsflanke des Nettoladungssignal durch einen linearen Anstieg von typischerweise 300ns approximiert und von dem Detektorsignal subtrahiert. Das resultierende Differenzsignal ergibt eine gute Näherung für das Spiegelladungssignal, aus dem dann die Amplitude für die Bildung der Asymmetrie  $A$  bestimmt wird. Rechts in



der Abbildung 3.9 ist die Asymmetrieverteilung nun für alle Ereignisse angegeben, also den Streue Ereignissen in mehreren Segmenten und Absorptionen in genau einem Segment. Die Qualität dieser Verteilung unterscheidet sich nicht von der der linken Verteilung, in der nur Gesamtabsorptionereignisse in einem Segment berücksichtigt wurden. Die Entfaltung der Spiegelladungsamplituden aus den Segmentensignalen funktioniert also gut, so daß für alle Ereignisse eine Winkelinformation extrahiert werden kann.



**Abbildung 3.10:** Auch bei Streuungen zwischen Segmenten weisen die Segmentensignale die Spiegelladungsamplituden auf. Dieser Effekt ist besonders stark im linken und rechten Beispiel an den Signalen von Segment 5 zu sehen. Das Spiegelladungssignal ist überlagert mit dem Signal der Ladungssammlung von der  $\gamma$ -Interaktion in Segment 5. Das Signal der Ladungssammlung wird durch ein Signal mit einer linearen Anstiegsflanke mit einer Länge von 300ns extrapoliert und vom digitalisierten Signal subtrahiert. Aus dem Differenzsignal wird dann die Amplitude der beeinflussten Spiegelladung bestimmt.

Parallel zu den Messungen in Köln wurden am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg [Gun00] Simulationsrechnungen für einen MINIBALL-Detektor durchgeführt, in denen nach dem in Abschnitt 3.1.3 vorgestellten Verfahren die Detektorsignale berechnet wurden. In den Simulationen wurde derselbe Effekt der Spiegelladungsamplituden auf den Segmentkontakten festgestellt. Zur Bestimmung einer Winkelinformation für den Fall, daß in den beiden Nachbarn des getroffenen Segments keine Energie deponiert wurde, wurde statt der Asymmetrie die Größe  $\ln(A_r/A_l)$  aus den Absolutwerten der Spiegelladungsamplituden gebildet. Dies führte zu ähnlichen Ergebnissen. Fand eine

Streuung in ein Nachbarsegment statt, dann wurde der Wert  $\ln(A_{nothit}/E_{seg})$  betrachtet. Dabei ist  $A_{nothit}$  die absolute Spiegelladungsamplitude des nicht getroffenen Nachbarn und  $E_{seg}$  die im getroffenen Segment deponierte Energie. Die Korrelation dieser Größe mit dem Azimutwinkel ist aber sehr schwach. Das in diesem Abschnitt vorgeschlagene Verfahren, die Spiegelladungsamplitude durch eine Entfaltung zu bestimmen, liefert wesentlich bessere Ergebnisse. Im Falle einer Streuung in beiden Nachbarsegmenten wurde keine Impulsformanalyse der Segmentsignale vorgeschlagen.

Die Bildung der Asymmetrie oder des Logarithmus aus dem Amplitudenverhältnis ist mehr oder weniger gleichwertig. Der Vorteil der Asymmetrie ist, daß ihr Wertebereich auf  $[-1, 1]$  eingeschränkt ist und die verschiedenen Linienformen der Verteilung (Abbildung 3.9) symmetrisch bzgl. der Achse bei Asymmetrie=0 sind. Ferner gibt die Asymmetrie durch die Verbreiterung der Verteilung für Werte nahe Asymmetrie=0 den physikalischen Sachverhalt wieder, daß eine Winkelinformation aus zwei etwa gleichgroßen Amplituden schwerer zu bestimmen ist, als aus einer großen Spiegelladungsamplitude bei einer Interaktion nahe der Segmentgrenzen. Andererseits soll der Zusammenhang zwischen den logarithmischen Werten und dem tatsächlichen Azimutwinkel linearer sein. Diese Aussage wurde in der vorliegenden Arbeit nicht geprüft, da keine äquidistante Bestrahlung in den Detektorkristall auf einem konstanten Radius durchgeführt wurde. In den Simulationsrechnungen wurde die Linearität der Asymmetrie ebenfalls nicht untersucht. Da aber in der Impulsformanalyse nur die Spiegelladungsamplituden in Echtzeit bestimmt und die weiteren Größen erst in der *Offline*-Datenanalyse gebildet werden, ist die Entscheidung für eine der beiden Möglichkeiten jederzeit revidierbar.

### 3.4 Zweidimensionale Ortssensitivität des MINIBALL-Detektors

Für jedes Ereignis wird durch die Impulsformanalyse ein Wertepaar (*Steepest Slope*, *Asymmetrie*) als Maß für die Radialkomponente und den Azimutwinkel der Hauptwechselwirkung im Detektor gemessen. Diese Wertepaare lassen sich in eine Matrix einsortieren. Für jedes Segment wurde eine solche Matrix angelegt und das Ereignis wurde gemäß dem Hauptwechselwirkungsprinzip der Matrix von dem Segment mit der höchsten Energiedeposition zugeordnet.

Durch diese Matrizen läßt sich das Resultat der Messung mit der kollimierten Cäsiumquelle geeignet zusammenfassen. In Abbildung 3.11 sind die Matrizen für Segment 3 und 4 für verschiedene Einschußpositionen in das Segment 4 dargestellt. Die einzelnen Kollimatorpositionen liegen jeweils 7.5mm auseinander. Jede Matrix weist einen ausgeprägten Häufungspunkt auf.

Die Häufungspunkte sind für die verschiedenen Kollimatorpositionen deutlich unterscheidbar, wie man aus der Abbildung 3.11 entnehmen kann. Betrachtet man die Matrizen spaltenweise (z. B.  $X=19$ ), so verschiebt sich der Häufungspunkt in vertikaler Richtung, während er sich bei der Betrachtung einer Zeile (z. B.  $Y=7$ ) in der Horizontalen bewegt. An der Position ( $X=16$ ,  $Y=16$ ) springt der Häufungspunkt von der Segmentmatrix 4 in Segmentmatrix 3, was verständlich ist, da dort nun in Segment 3 eingestrahlt wird.

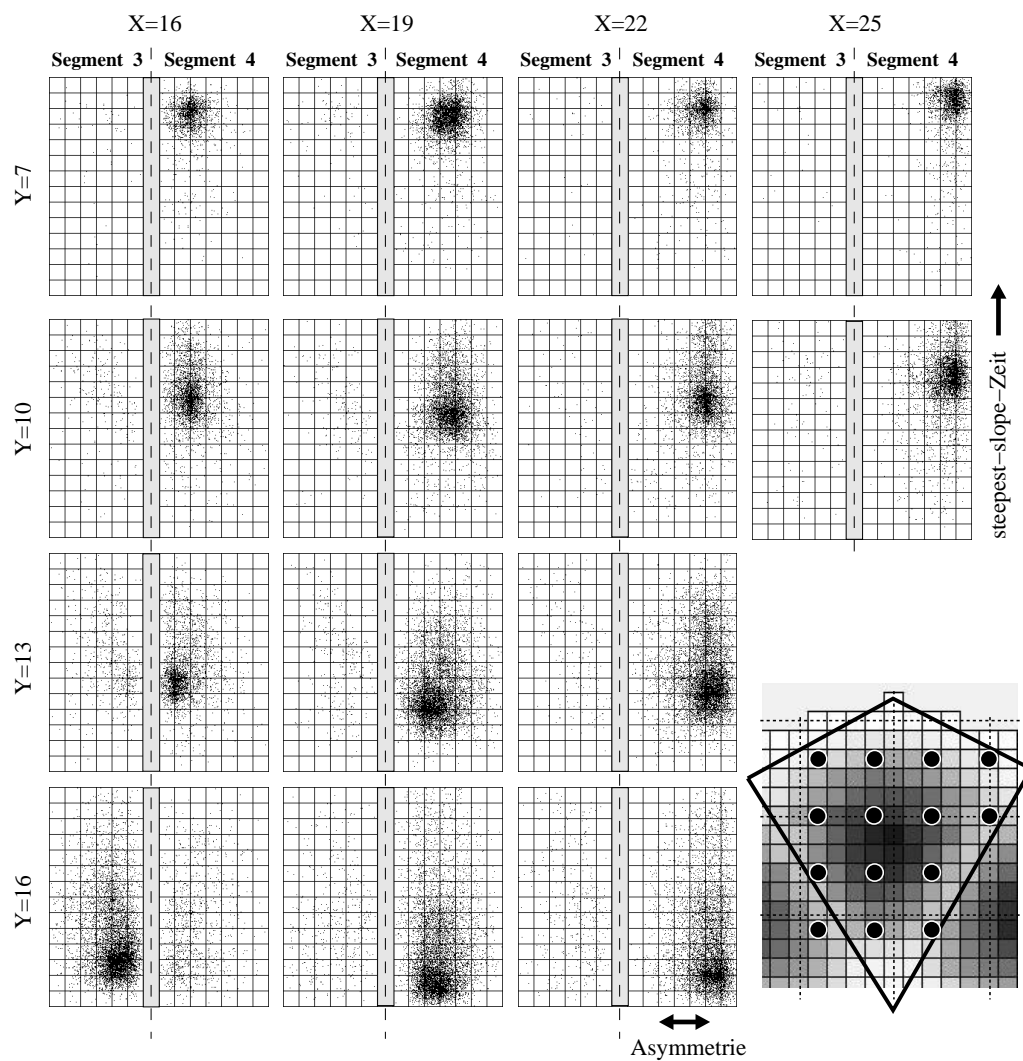
Bei allen Einschußpositionen werden einige Ereignisse in das nicht bestrahlte Segment einsortiert, wie man aus der Darstellung entnehmen kann. Das zeigt, daß die Hauptwech-

selwirkung mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit weit weg von der ersten Wechselwirkung liegen kann. Weiterhin zeigt das auch, daß bei dieser Präsentation der Daten streng nach dem Hauptwechselwirkungsprinzip verfahren wurde. Die jeweilige Kollimatorposition wurde nicht als bekannt vorausgesetzt und die Daten daher nicht dem bestrahlten Segment zugeordnet.

Für das Segment 4 sind insgesamt 13 Matrizen mit unterschiedlichen Häufungspunkten dargestellt. Bei der Durchsicht zahlreicher Matrizen wurde gefunden, daß sich jedes Segment in 16 Untersegmente einteilen läßt.

Das Resultat der Abtastmessung des MINIBALL-Detektors mit der kollimierten Cäsiumquelle lautet also, daß mit Anwendung der Impulsformanalyse der Detektorsignale jedes Segment in 16 Unterbereiche eingeteilt werden kann. Dadurch wird die Granularität von 6 durch die Segmentierung des MINIBALL-Detektors auf  $6 \times 16 \approx 100$  verbessert. Die effektive Granularität des MINIBALL-Spektrometers mit 40 gekapselten Detektoren liegt dann bei  $\approx 4000$ , verglichen mit der Granularität von 150-240 der großen  $4\pi$ -Spektrometer GAMMASPHERE oder EUROBALL.

Dieses Ergebnis demonstriert in beeindruckender Weise die Leistungsfähigkeit der Impulsformanalyse zur Gewinnung ortssensitiver Informationen in einem segmentierten Detektor. Mit der Steigerung der Granularität um mehr als eine Größenordnung wurden die anfänglichen Erwartungen bei weitem übertroffen, die nur die radiale Einteilung des segmentierten Detektors durch die Impulsformanalyse vorsahen (Abbildung 3.5).



**Abbildung 3.11:** Die zweidimensionale Darstellung der Wertepaare (*Steepest Slope*, *Asymmetrie*) für die verschiedenen Kollimatorpositionen zeigt die effektive Granularität eines Segments, die durch die Impulsformanalyse erreicht wird. Die Wertepaare werden gemäß des Hauptwechselwirkungsprinzips dem Segment mit der höchsten Energiedeposition zugeordnet. In dieser Darstellung sind jeweils paarweise die Matrizen für Segment 3 und 4 angegeben. Die Häufungspunkte liegen alle in der rechten Matrix von Segment 4 bis auf eine Ausnahme unten links. Dort liegt er in der linken Matrix von Segment 3, da hier auch in Segment 3 eingestrahlt wird. Die Einstrahlpunkte liegen jeweils 7.5mm auseinander und sind unten rechts in dem Ausschnitt aus der Detektor-’Landkarte’ nochmal skizziert. Die angegebenen Koordinaten für die Kollimatorpositionen beziehen sich auf das in Abbildung 3.6 eingeführte Koordinatensystem.

## Kapitel 4

# Anwendung der Ortsempfindlichkeit zur *Doppler*-Korrektur in einem Strahlexperiment

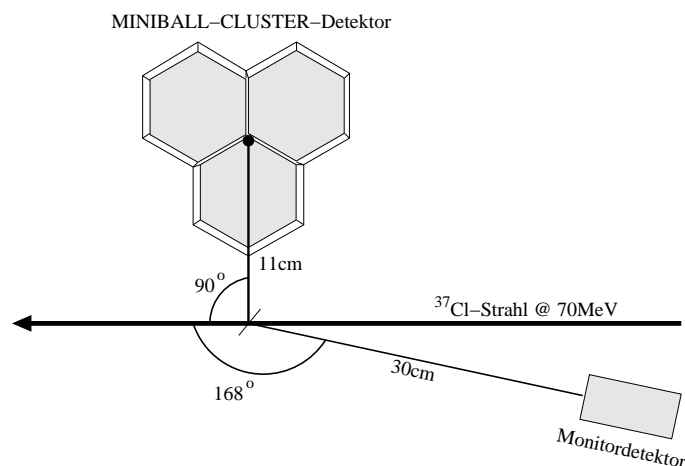
Die Messungen zur Ortsempfindlichkeit des sechsfach segmentierten MINIBALL-Detektors im letzten Kapitel ergaben das erstaunliche Resultat, daß die Granularität von 6 durch die Impulsformanalyse um mehr als eine Größenordnung auf  $\approx 100$  gesteigert werden kann. Es gilt nun, diese hohe Granularität zur *Doppler*-Korrektur der  $\gamma$ -Energien in einem Strahlexperiment anzuwenden und zu prüfen, welche Energieauflösungen sich in den *Doppler*-verbreiterten  $\gamma$ -Linien erzielen lassen. Dazu wurde an dem Kölner Tandembeschleuniger mit einem  $^{37}\text{Cl}$ -Strahl von 70MeV auf ein deuteriertes Target geschossen, und es wurden die inversen Transferreaktionen  $\text{D}(^{37}\text{Cl}, \text{p})^{38}\text{Cl}$  und  $\text{D}(^{37}\text{Cl}, \text{n})^{38}\text{Ar}$  induziert. Die hohe Rückstoßgeschwindigkeit der  $\gamma$ -emittierenden Reaktionsprodukte von  $v/c=5.6\%$  führte zu starken *Doppler*-Verschiebungen der  $\gamma$ -Energien, wie sie für einen solchen Test des MINIBALL-CLUSTER-Detektors benötigt werden. Aus den Energieauflösungen der  $\gamma$ -Linien wurde die Winkelauflösung  $\Delta\Theta$  abgeschätzt, mit der der Emissionswinkel  $\Theta$  des  $\gamma$ -Quants relativ zur Strahlachse bestimmt werden kann. Dabei mußte beachtet werden, daß die *Doppler*-Verbreiterung nicht alleine durch die Winkelauflösung  $\Delta\Theta$  des Detektors verursacht wird, sondern einen weiteren Beitrag enthält, der aufgrund der Stoßkinematik durch die Winkelauffächerung der Rückstoßgeschwindigkeiten der Reaktionsprodukte um die Strahlachse gegeben ist.

Aus der experimentell bestimmten Winkelauflösung  $\Delta\Theta$  wurden dann die Leistungsmerkmale des gesamten MINIBALLs für unterschiedliche Konfigurationen zusammengestellt.

### 4.1 Der Experimentenaufbau

Ein MINIBALL-Tripel-CLUSTER wurde in einem Abstand von 11cm zum Target unter  $90^\circ$  zur Strahlachse aufgebaut, da nach Gleichung 3.1 der Effekt der *Doppler*-Verbreiterung unter diesem Winkel am größten ist. Die 11cm beziehen sich auf den Abstand der Germaniumdetektoren zum Target und nicht auf den Abstand der Kryostateneckkappe, die etwas nach vorne gewölbt ist.

Ein weiterer Standarddetektor unter einem Winkel von  $168^\circ$  und in einem Abstand von 30cm zum Target fungierte als Monitor-detektor. Mit diesem wurde der Beitrag der Reaktionskinematik zu der *Doppler*-Verbreiterung der  $\gamma$ -Linien gemessen, da bei dem großen Abstand und unter diesem Winkel nach Gleichung 3.1 der Beitrag des Detektorenöffnungswinkels klein ist.



**Abbildung 4.1:** Der MINIBALL-CLUSTER-Detektor war in einem Abstand von 11cm zum Target unter  $90^\circ$  zur Strahlachse aufgebaut. Ein Monitor-detektor stand in 30cm Entfernung unter dem Winkel von  $168^\circ$  zum Strahl.

Die Ereignisse im MINIBALL-Tripel-CLUSTER wurden mit den CAMAC-Spektroskopiemodulen DGF-4C aufgezeichnet. Neben den  $\gamma$ -Energien wurden die digitalisierten Detektorsignale der Cores und der 18 Segmente für die anschließende *Offline*-Analyse gespeichert. Insgesamt wurden innerhalb von 5 Tagen Strahlzeit über 200GB Daten aufgezeichnet, denn wegen der mitgeschriebenen digitalisierten Detektorsignale war der Datensatz für ein Ereignis jeweils sehr umfangreich.

Der Hauptteil der Daten (90%) wurde bei Reaktionen an einem CuTiD-Target aufgenommen. Dieses Deuterium-Target bestand aus einer deuterierten Titan-Folie von  $200\mu\text{g}/\text{cm}^2$ , die zur Wärmeabfuhr auf einem Cu-Backing von  $500\mu\text{g}/\text{cm}^2$  aufgebracht war. Als alternatives Deuterium-Target wurde eine Folie aus deuteriertem Polyethylen ( $430\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ), aufgebracht auf einer Goldfolie von  $200\mu\text{g}/\text{cm}^2$ , verwendet. Da die Hitzebeständigkeit dieses AuCD-Targets viel geringer als die des CuTiD-Targets war und daher nur bei einer schwachen Strahlintensität benutzt werden konnte, wurde es nur für kurze Zeit verwendet.

Sowohl der MINIBALL-CLUSTER-Detektor, als auch die neue digitale Elektronik und das Datenaufnahmesystem funktionierten das gesamte Experiment über ohne Ausfälle, so daß die Strahlzeit auch einen positiven Test für die Zuverlässigkeit der neuentwickelten Hardware darstellte.

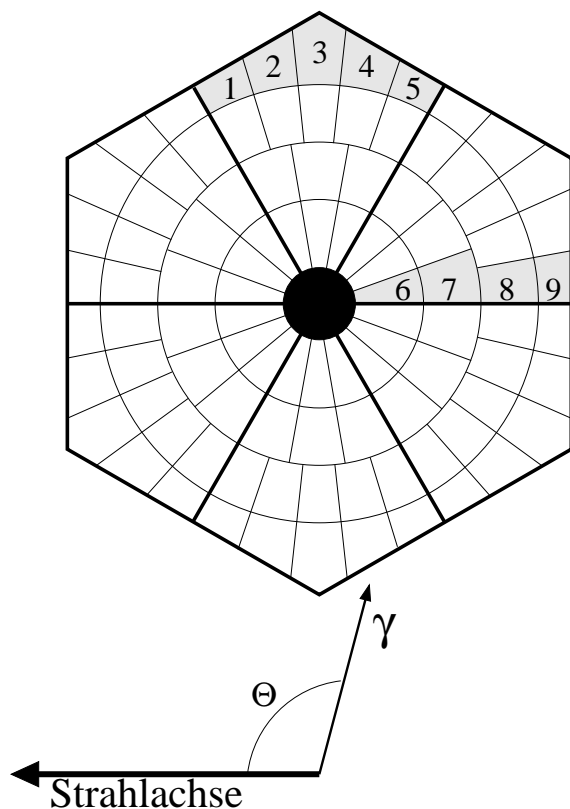
## 4.2 Analyse der Meßdaten

### 4.2.1 Die optimale Unterteilung der Segmente

Im ersten Schritt der Analyse wurde die optimale Unterteilung der Detektorsegmente in Pixeln gesucht, die mit den ortssensitiven Informationen aus der Impulsformanalyse er-

reicht werden kann. Dazu wurden aus den Daten Spektren der an den Core-Elektroden gemessenen Energien erzeugt, deren Ereignisse jeweils koinzident zu vorgegebenen Wertebereichen für die Radial- und Azimutwinkelinformation aus der Impulsformanalyse sind. Die *Doppler*-Verschiebung der  $\gamma$ -Linien in diesen Spektren entspricht dann dem Beobachtungswinkel  $\Theta$  des jeweiligen Pixels relativ zur Strahlachse. Die Auflösung  $\Delta\Theta$  des Beobachtungswinkel bestimmt die Energieauflösung in den Pixeln. Da  $\Delta\Theta$  von der effektiven Granularität des Detektors abhängt, verbessert sich die Energieauflösung in einem Pixel nicht mehr, wenn dessen gewählte Größe unterhalb der effektiven Granularität liegt. Ein *Doppler*-korrigiertes Gesamtspektrum ergibt sich dann als Summe aus allen bezüglich  $v/c$  und  $\Theta$  korrigierten Pixel-Spektren.

Als Maß für eine optimale Unterteilung wurde die Bedingung gesetzt, daß die Energieverschiebung  $\Delta E$  einer  $\gamma$ -Linie zwischen zwei benachbarten Pixeln maximal die halbe Halbwertsbreite der Linie ausmacht, also  $\Delta E \leq 0.5 \cdot \text{FWHM}$ . Bis zu dieser Grenze ergab sich nämlich praktisch im *Doppler*-korrigiertem Gesamtspektrum eine signifikante Verbesserung der Energieauflösung.

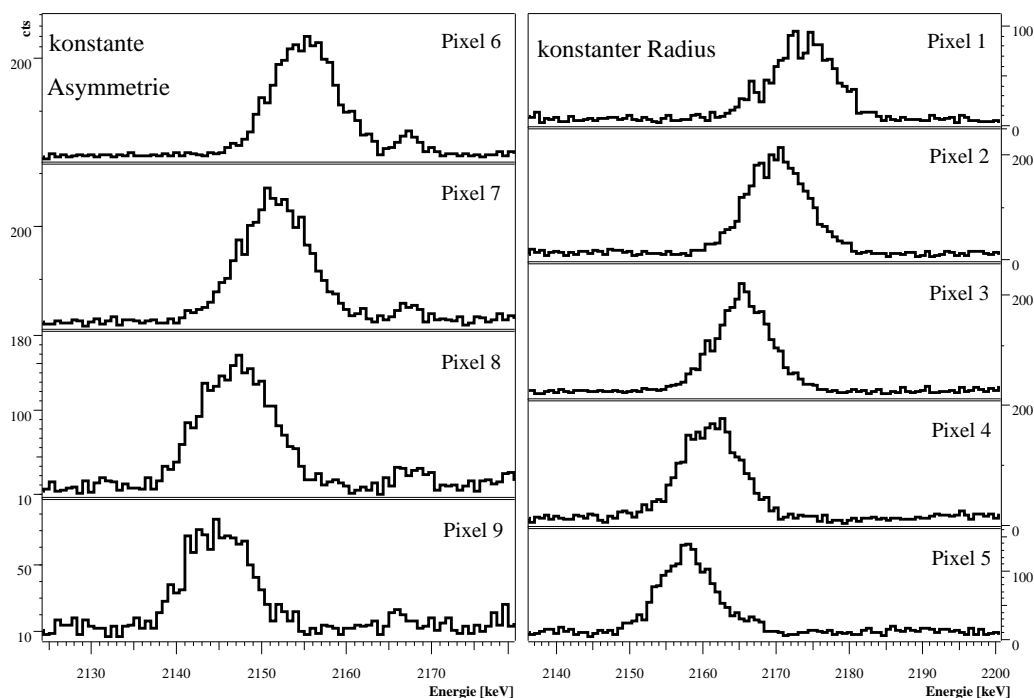


**Abbildung 4.2:** Jedes Segment der MINIBALL-Detektoren im MINIBALL-CLUSTER wird durch die Impulsformanalyse in 4 Radialbereiche und 3 Winkelbereiche für die zwei inneren Radien und 5 Winkelbereiche für die äußeren Radien eingeteilt. Jedem Pixel werden durch die Impulsformanalyse die entsprechenden  $\gamma$ -Ereignisse zugeordnet. Die daraus entstehenden Energiespektren sind für die grau unterlegten Pixel in Abbildung 4.3 dargestellt.

Für diesen Arbeitsschritt wurden zwei reduzierte Datensätze erzeugt, die nur die Ereignisse im Energiebereich der Grundzustandsübergänge von  $^{38}\text{Ar}$  (2167keV) und  $^{38}\text{Cl}$  (755keV) enthielten. Diese waren klein genug, so daß sie auf einer Festplatte gespeichert werden konnten und ein Sortierprogramm in kurzer Zeit die Ergebnisse für verschiedene Unterteilungen des Detektors erzeugte.

Als Resultat ergab sich, daß die Einteilung eines Segments in vier Radialbereiche und drei Winkelbereiche für die beiden inneren Radien und fünf Winkelbereiche für die bei-

den äußeren Radien optimal ist. Diese Unterteilung ist in Abbildung 4.2 skizziert und entspricht dem Ergebnis in Abbildung 3.11 (Abschnitt 3.4), nach der jedes Segment eine effektive Granularität von 16 hat. Die *In Beam*-Messungen bestätigen also die Ergebnisse der Untersuchung mit einer kollimierten  $\gamma$ -Quelle.

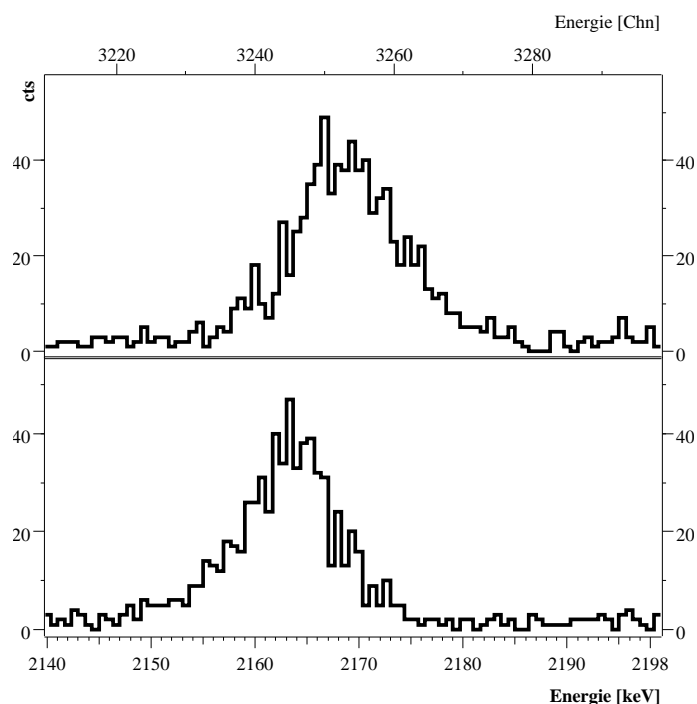


**Abbildung 4.3:** Die Spektren zeigen die *Doppler*-verschobenen  $\gamma$ -Linien des 2167keV-Grundzustandsübergangs aus  $^{38}\text{Ar}$  für die in Abbildung 4.2 grau unterlegten Pixel. Rechts wurde der äußere Radius konstant gehalten. Die benachbarten Pixel mit den verschiedenen Winkelbereichen in einem Segment weisen deutliche *Doppler*-Verschiebungen zueinander auf. Der linke Teil der Abbildung zeigt denselben Sachverhalt in einem anderen Segment, wobei nun der Winkel konstant gehalten wird und die benachbarten Radien gewählt wurden. Die unterschiedlichen *Doppler*-Verschiebungen der  $\gamma$ -Energie für die benachbarten Pixel bestätigen, daß die gewählte Einteilung sinnvoll ist.

In Abbildung 4.3 sind Energiespektren des 2167keV-Grundzustandsübergangs von  $^{38}\text{Ar}$  für die verschiedenen Pixel, die in der Abbildung 4.2 grau unterlegt sind, dargestellt. Die Pixel verlaufen entlang der Strahlrichtung, so daß sich der für die *Doppler*-Verschiebung verantwortliche Beobachtungswinkel  $\Theta$  von Pixel zu Pixel maximal ändert. Die fünf Spektren rechts stammen von den fünf benachbarten Pixeln, die alle auf demselben Radiusbereich liegen und die fünf verschiedenen Winkelbereiche abdecken. Die vier Spektren links zeigen die  $\gamma$ -Linien in den vier Pixeln, bei denen der Winkelbereich gleich bleibt und sich der Radialbereich ändert. Deutlich ist zu erkennen, daß die Schwerpunkte der Linien zweier benachbarter Pixel nicht mehr als eine halbe Halbwertsbreite auseinanderliegen. Damit ist die Anforderung für die optimale Unterteilung des Detektors erfüllt.

Bei der Analyse der Daten zeigte sich auch, daß die Verteilung der angesprochenen Segmente Einfluß auf die Lage der Linien hat. In Abbildung 4.4 sind die beiden Linien für Ereignisse eines Segments abgebildet, bei denen zwar die höchste Energie in diesem Segment abgegeben wurde (Hauptwechselwirkungsprinzip) und dieselben Bedingungen für





**Abbildung 4.4:** Die Ereignisse in den beiden Spektren stammen von demselben Segment und erfüllen die gleichen Bedingungen für die Radial- und Azimutwinkelinformation. Der einzige Unterschied ist, daß die Ereignisse im oberen Spektrum als Streuung in das rechte und im unteren als Streuung in das linke Nachbarsegment nachgewiesen wurden. Wegen der unterschiedlichen *Doppler*-Verschiebung in den beiden Spektren wird bei der Analyse nun auch die Trefferverteilung eines Ereignisses mit berücksichtigt.

die Radial- und Azimutwinkelinformation erfüllt sind, aber die zum einen als Streuung in das linke Nachbarsegment und zum anderen als Streuung in das rechte nachgewiesen wurden. Auch diese beiden Linien liegen fast eine halbe Halbwertsbreite auseinander, so daß bei der weiteren Analyse zur Minimierung der gemessenen *Doppler*-Verbreiterung neben den Resultaten der Impulsformanalyse auch die Trefferverteilungen in den Segmenten des Detektors berücksichtigt wurden.

Dieses Ergebnis scheint auf dem ersten Blick widersprüchlich, da der Ort der Hauptwechselwirkung unabhängig von einem Streumuster zwischen den Segmenten sein sollte. Andererseits sieht man in dem Ergebnis mit der kollimierten Quelle in Abbildung 3.11, daß die Hauptwechselwirkungen der Ereignisse jeweils eine Verteilung darstellen. Wenn man nur, wie hier geschehen, einen eingeschränkten Wertebereich für die ortssensitiven Informationen betrachtet, so setzt man sich auf eine dieser Verteilungen. Betrachtet man nun zusätzlich nur Streuungen in das linke oder rechte Nachbarsegment, so betont man den rechten oder linken Bereich dieser Verteilung, da wegen der jeweils kürzeren Distanz die Streuung in dieses Nachbarsegment wahrscheinlicher ist. Der linke und rechte Bereich aber entsprechen unterschiedlichen effektiven Nachweiswinkeln  $\Theta$  und somit ergibt sich die kleine Verschiebung der Schwerpunkte der  $\gamma$ -Linien.

#### 4.2.2 Die Einteilung des Detektors in Segmentstreifen

Nachdem aus den Testdatensätzen die Parameter zur Bestimmung der Radius- und Asymmetrieinformation aus den digitalisierten Signalen bestimmt wurden und sich die Einteilung der Segmente in jeweils 16 Subbereiche unter zusätzlicher Berücksichtigung der Trefferverteilungen als optimal herausstellte, wurden die gesamten Rohdaten der Messung in ein kompaktes Format umgewandelt. Dieses beinhaltet die Energie- und Zeit-

information des Cores, die Radial- und Azimutwinkelinformation, die Trefferverteilung in den Segmenten und die Kennzeichnung, in welchem Segment die maximale Energie absorbiert wurde. Dadurch wurde die Datenmenge um einen Faktor 20 reduziert. Die Energiewerte des Cores wurden kalibriert in das neue Datenformat geschrieben. Zur Kalibration wurde eine lineare Energieeichung verwendet mit einer dahinter geschalteten Residuumkorrektur. Diese war notwendig, da die Eichlinien einer  $^{226}\text{Ra}$ -Quelle bis zu 1.3keV im Residuum abwichen, was sich auch nicht durch ein Kalibrationspolynom höherer Ordnung beheben ließ. Daher wurde an das Residuum eine *Spline*-Funktion angepaßt und als zweite Korrektur verwendet. Die Ursache für die Abweichungen im Residuum der Energiekalibration ist die differentielle Nichtlinearität der verwendeten DGF-4C Module. Es hat sich herausgestellt, daß die Eigenschaften der auf den Modulen verwendeten *sampling*-ADCs breit streuen. Für die nun im MINIBALL eingesetzten Module ist daher ein weiterer Korrekturalgorithmus entworfen worden. Auf eine Korrektur des zeitlichen Driftens der  $\gamma$ -Energien im Spektrum aufgrund von Schwankungen der Aussteuerung in der Elektronik wurde verzichtet, da diese über die gesamte Meßzeit maximal 0.3keV bei 1460keV ( $^{40}\text{K}$ -Untergrund) betrug. Eine Korrektur hat die Auflösung bei 1460keV nur um 2.5% verbessert und wurde deshalb im weiteren Sortierprozeß nicht berücksichtigt.

Die Segmente wurden jeweils in 16 Pixel unterteilt. Weiterhin ist auch die Trefferverteilung in den Segmenten relevant, so daß unterschieden werden sollte zwischen Ereignissen, die in genau einem Segment absorbiert wurden, oder als Streuung in ein linkes oder rechtes oder ein sonstiges Nachbarsegment, oder als Streuung in mehr als zwei Segmenten. Das sind zusammen fünf Möglichkeiten für die Trefferverteilungen. Zusätzlich wurde noch unterschieden, ob das Ereignis in einem Detektor oder als *Addback*-Ereignis in zwei oder drei Detektoren nachgewiesen wurde. Insgesamt ergibt das 4320 verschiedene Möglichkeiten für die ortssensitiven Informationen (6 Segmente  $\times$  16 Subsegmente  $\times$  5 Trefferverteilungen  $\times$  3 Detektoren  $\times$  3 Addbackkombinationen).

Jeder dieser 4320 Kombinationen muß ein Beobachtungswinkel  $\Theta$  relativ zur Strahlachse für die Korrektur der *Doppler*-Verschiebung zugewiesen werden. Für jede Kombination wurde ein Energiespektrum erzeugt und die Lage der Peakschwerpunkte der *Doppler*-verschobenen Energien der Grundzustandsübergänge von  $^{38}\text{Ar}$  (2167keV) und  $^{38}\text{Cl}$  (755keV) bestimmt. Die Gesamtstatistik in den beiden  $\gamma$ -Linien war hoch genug, um sie auf die 4320 Spektren zu verteilen und immer noch eine signifikante  $\gamma$ -Linie zu erhalten. In Abbildung 4.5 sind die *Doppler*-verschobenen Linienpositionen des 2167keV-Übergangs gegen den 755keV-Übergang für einen Teil der Kombinationen dargestellt. Der Verlauf ist linear, da das Verhältnis zweier *Doppler*-verschobener Energien für alle Beobachtungswinkel immer konstant ist. Das ergibt sich aus der Beziehung

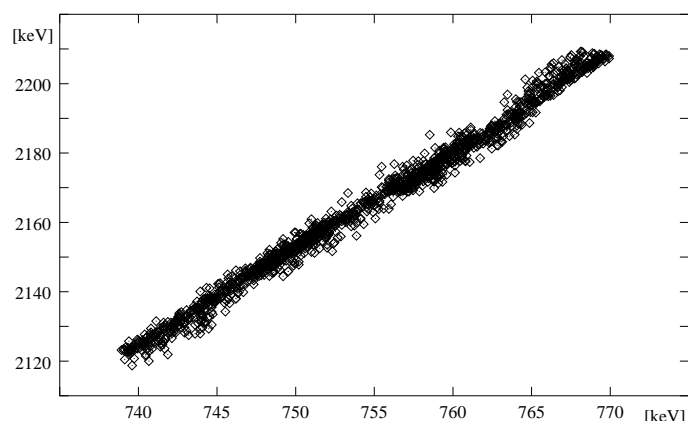
$$E_0 = \gamma E_{lab} (1 - \beta \cos(\Theta)) \quad (4.1)$$

$$\beta = \frac{v}{c}, \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

mit der  $\gamma$ -Energie  $E_0$  im Ruhesystem, der gemessenen Energie  $E_{lab}$  im Laborsystem und dem Beobachtungswinkel  $\Theta$ .

Der Energiebereich in Abbildung 4.5, über den sich die Schwerpunkte der  $\gamma$ -Linien in den Spektren verteilen, wurde in 72 Abschnitte unterteilt. Alle Kombinationen, deren  $\gamma$ -Energien in jeweils denselben Abschnitt fallen, wurden zusammengefaßt. Anschaulich

bedeutet das, daß alle Pixel, die denselben Beobachtungswinkel  $\Theta$  haben, zusammengekommen wurden. Dadurch wurde der MINIBALL-CLUSTER-Detektor in Segment-Streifen eingeteilt. Dabei ist jeder Streifen senkrecht zur Strahlachse orientiert und entspricht einem Beobachtungswinkel  $\Theta$ .



**Abbildung 4.5:** Die ortssensitiven Informationen eines Ereignisses ergeben 4320 mögliche Kombinationen, die für die *Doppler*-Korrektur relevant sind. Für jede Kombination wurde ein Energiespektrum erzeugt, in denen die Schwerpunkte der *Doppler*-verschobenen Grundzustandsenergien aus  $^{38}\text{Cl}$  (755keV) und  $^{38}\text{Ar}$  (2167keV) bestimmt wurden. Die Abbildung zeigt für einen Teil der Kombinationen die verschobenen 2167keV-Übergangsenergien gegen die 755keV-Übergangsenergien.

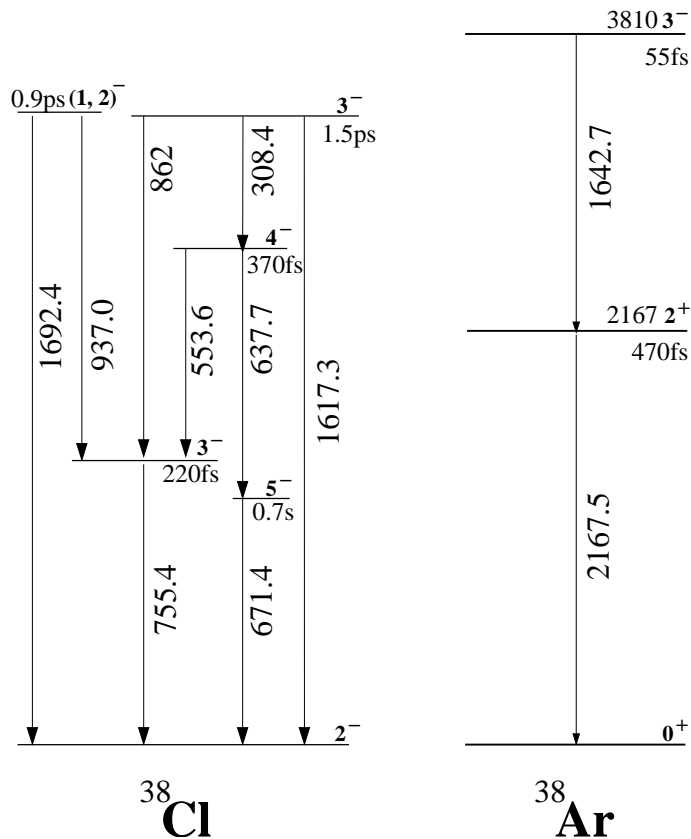
Dieses Vorgehensweise wurde technisch durchgeführt, indem ein Programm die Schwerpunkte in den 4320 Spektren automatisch bestimmte und anschließend eine *Look-up*-Tabelle generierte, die die ortssensitiven Informationen eines Ereignisses mit dem entsprechenden Streifen verknüpft. Das endgültige Sortierprogramm benutzte die *Look-up*-Tabelle, um die Meßdaten in Spektren für die 72 Streifen einzusortieren. Die *Doppler*-korrigierten Gesamtspektren, die in den folgenden Abschnitten präsentiert werden, ergeben sich aus der Summe der entsprechend korrigierten Streifen-Spektren.

### 4.3 Ergebnisse der *In Beam*-Messung

#### 4.3.1 Die *Doppler*-korrigierten Auflösungen

In Abbildung 4.7 und Abbildung 4.8 sind die *Doppler*-korrigierten  $\gamma$ -Linien für verschiedene Übergangsenergien aus der Transferreaktion dargestellt. In der Reaktion wurden die Kerne  $^{38}\text{Cl}$  und  $^{38}\text{Ar}$  bevölkert. Ein Ausschnitt aus deren Anregungsspektrum ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Der Kern  $^{38}\text{Ar}$  wird nicht nur prompt durch den Protonentransfer produziert, sondern auch durch den  $\beta$ -Zerfall des  $^{38}\text{Cl}$ . Im letzteren Fall zerfällt das  $^{38}\text{Ar}$  in Ruhe und die  $\gamma$ -Quanten sind dann nicht *Doppler*-verschoben. Daher ist in den Core-Spektren des  $^{38}\text{Ar}$ -Zerfalls immer ein Anteil unverschobener, scharfer  $\gamma$ -Linien des  $\beta$ -Zerfalls zu sehen.

In den oberen Spektren in Abbildung 4.7 und Abbildung 4.8 wurde für die Korrektur lediglich die Information benutzt, in welchem Detektor die höchste Energie deponiert wurde. Dazu wurden die Energiespektren der drei Core-Kontakte aufeinandergeschoben und summiert. Das entspricht einer Messung mit unsegmentierten Standarddetektoren. Die unzureichenden Auflösungen zeigen deutlich, daß solche Zähler für diese Art von Messungen nicht geeignet sind. Auf den  $\gamma$ -Linien der Übergänge im  $^{38}\text{Ar}$  sind die scharfen Linien aus dem  $\beta$ -Zerfall zu erkennen, die je nach Detektorposition durch die *Doppler*-Korrektur bei unterschiedlichen Energien zum liegen kommen.



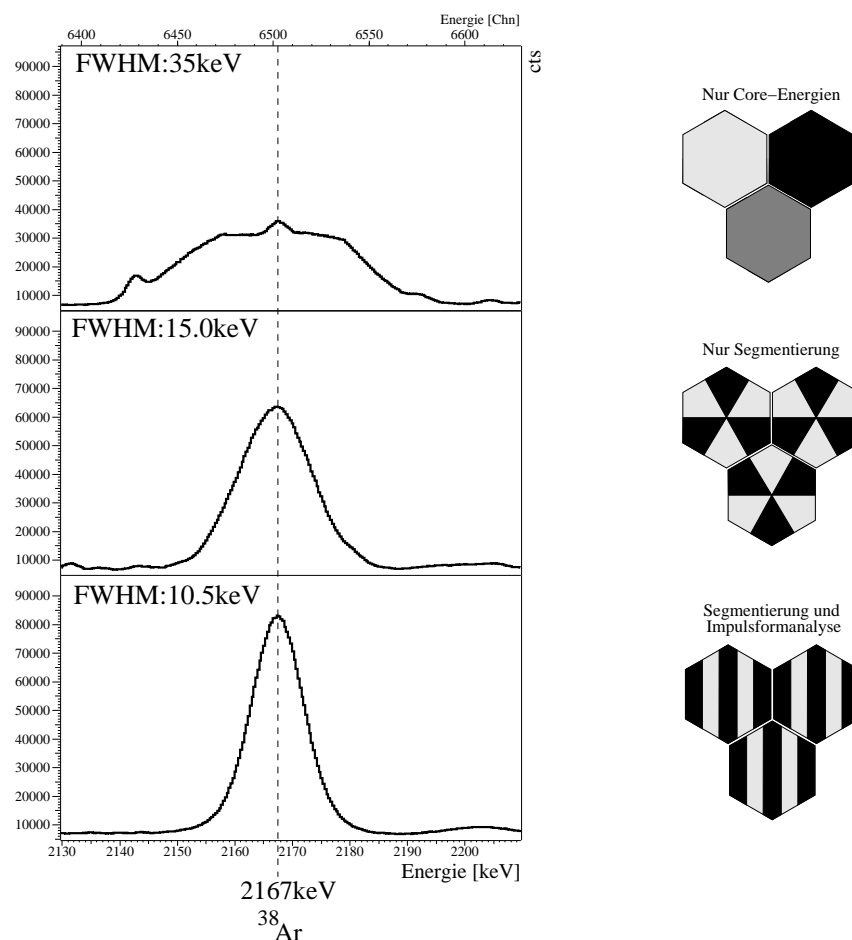
**Abbildung 4.6:** Die Abbildung zeigt Ausschnitte aus den Termschemata von  $^{38}\text{Cl}$  und  $^{38}\text{Ar}$ . Das  $^{38}\text{Ar}$  wird in der Messung auch durch den  $\beta$ -Zerfall des  $^{38}\text{Cl}$  bevölkert.

Die mittleren Spektren ergeben sich durch die Verwendung der Segmentierung der Detektoren *ohne* die Impulsformanalyse. Dabei gibt es zwei mögliche Verfahren. Man kann einerseits die Core-Energie dem Segment zuordnen, in dem die höchste Energie deponiert wurde (Hauptwechselwirkungsprinzip), und die resultierenden 18 Spektren aufeinander schieben und aufsummieren. Alternativ können Streuereignisse zwischen zwei benachbarten Segmenten gesondert behandelt werden und dem Schwerpunkt der beiden Segmente, der auf der Trennlinie liegt, zugeordnet werden. Tatsächlich liegen die Schwerpunkte der  $\gamma$ -Linien in diesen Spektren an etwas verschobenen Positionen gegenüber den Spektren aus der ersten Variante. Schiebt man aber die nun 32 Spektren aufeinander und summiert sie, so ergibt sich keine Auflösungsverbesserung. Trotzdem wurden die hier gezeigten Spektren mit der zweiten Variante erzeugt, da dadurch die Anteile der gestoppten  $\gamma$ -Linien aus dem  $\beta$ -Zerfall kontinuierlicher über den Energiebereich verteilt werden.

Für die unteren Spektren wurden die Segmentierung und die Impulsformanalyse der Detektorsignale benutzt. Dadurch wurde eine Segmentierung des Detektors in Streifen senkrecht zur Strahlachse erreicht, wie sie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben wurde. Die Energiespektren der einzelnen Streifen wurden aufeinander geschoben und aufsummiert.

In den drei Korrekturschritten haben die  $\gamma$ -Linien immer dieselbe Statistik, d. h. es wurden keine Ereignisse verworfen. Die Qualität der Spektren verbessert sich bei jedem Korrekturschritt. Das sieht man besonders gut für die Übergangsenergie 1617keV aus dem  $^{38}\text{Cl}$  in Abbildung 4.8. Dieser Übergang ist im oberen Spektrum überhaupt nicht nachzuweisen. Auch mit der Segmentierung allein zeigt er eine schlechte Linienform, da die

gestoppten Anteile des 1642keV-Übergangs aus dem  $\beta$ -Zerfall durch die Korrektur zum Teil im Bereich der 1617keV-Energie zum liegen kommen. Mit der Impulsformanalyse ergibt sich aber eine deutliche  $\gamma$ -Linie. Aufgrund der feinen Abstufung der einzelnen Beobachtungswinkel, die durch die Einteilung in Segmentstreifen erreicht wird, werden hier die gestoppten Anteile kontinuierlich über den Energiebereich verteilt.

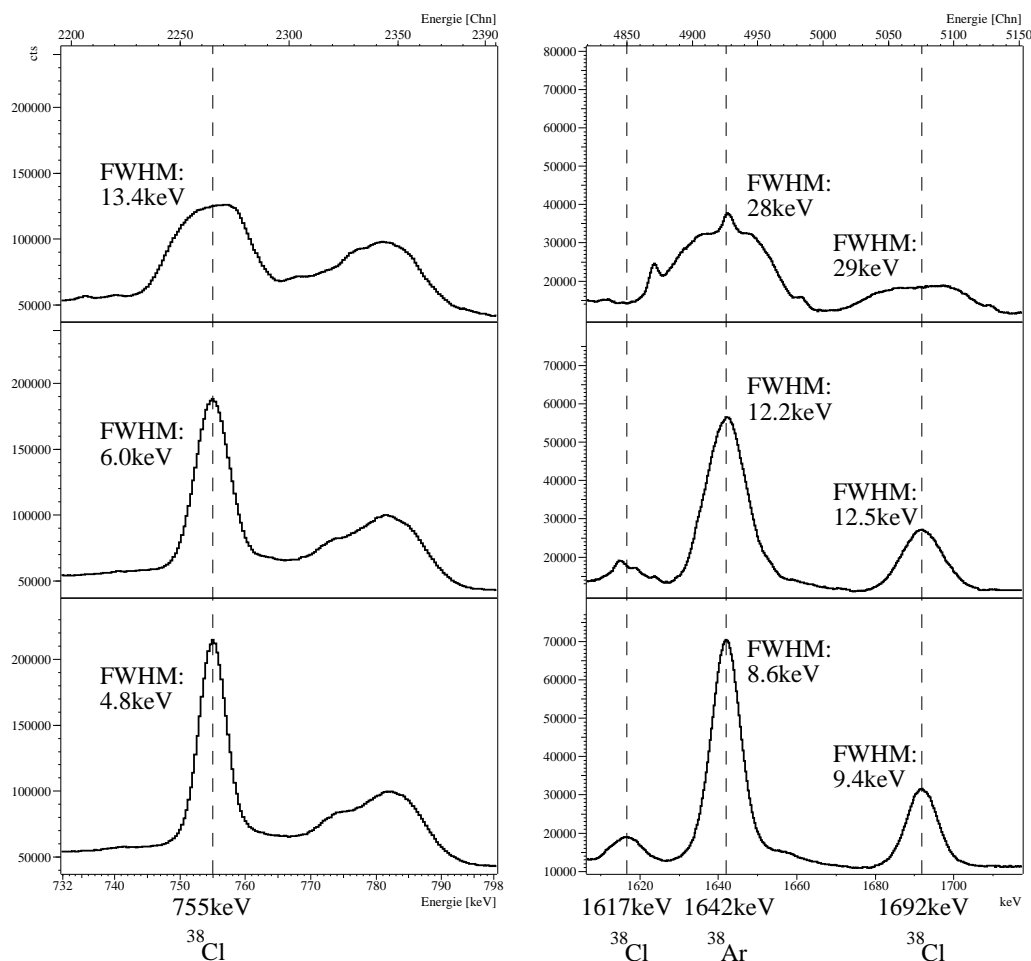


**Abbildung 4.7:** Die Spektren zeigen die *Doppler*-korrigierte  $\gamma$ -Linie des 2167keV-Grundzustandsübergang aus  $^{38}\text{Ar}$ , die mit dem MINIBALL-Tripel-CLUSTER gemessen wurde. Zur Korrektur wurde im oberen Spektrum lediglich die Information benutzt, in welchem Detektor ein Ereignis nachgewiesen wurde. Das entspricht einer Messung mit unsegmentierten Zählern. In dem mittleren Spektrum wurde die Information miteinbezogen, in welchen Segmenten das  $\gamma$ -Quant absorbiert wurde. Für das untere Spektrum wurde dann auch die Ortsinformationen aus der Impulsformanalyse benutzt, durch die der Detektor in Streifen senkrecht zur Strahlachse eingeteilt wird, wobei jeder Streifen einem Beobachtungswinkel  $\Theta$  entspricht.

Der Einsatz der Segmentierung verbessert die Energieauflösungen um mehr als einen Faktor 2 gegenüber der Verwendung unsegmentierter Detektoren. Die Verbesserung der Auflösungen um weitere 30% durch den Einsatz der Impulsformanalyse erscheint auf den ersten Blick enttäuschend. Nach den Ergebnissen aus Abschnitt 3.11 ist die Steigerung der Granularität eines Segments durch die Impulsformanalyse ähnlich hoch wie bei dem Sprung von dem unsegmentierten Detektor zu der sechsfachen Segmentierung. Man sollte also annehmen, daß sich die Energieauflösungen ebenfalls um einen weiteren Faktor 2

verbessern.

Eine Erklärung für diese Diskrepanz ist der Einfluß der bisher noch nicht miteinbezogenen Reaktionskinematik auf die Energieauflösung, der im folgenden Abschnitt nun genauer untersucht wird.



**Abbildung 4.8:** Die Spektren zeigen denselben Sachverhalt wie in Abbildung 4.7, nur jetzt für den 755keV-Grundzustandsübergang und dem 1692keV-Übergang in  $^{38}\text{Cl}$  und den 1642keV-Übergang in  $^{38}\text{Ar}$ . Die zur Übergangsenergie von 1617keV gehörende  $\gamma$ -Linie aus dem  $^{38}\text{Cl}$  zeigt deutlich den Gewinn an Qualität der Spektren. Die  $\gamma$ -Linie ist im oberen Spektrum nicht zu erkennen. Im mittleren hat sie eine schlechte Linienform, während sie im unteren Spektrum deutlich identifiziert werden kann.

### 4.3.2 Anteil der Reaktionskinematik an der Doppler-Verbreiterung

Die gemessenen Energieauflösungen setzen sich zusammen aus der intrinsischen Auflösung des Detektors, dem Beitrag des effektiven Öffnungswinkel des Detektors und dem Beitrag der Winkelauffächerung der Rückstoßkerne aufgrund der Kinematik der Reaktion, also

$$\Delta E_{\text{measured}}^2 = \Delta E_{\text{int}}^2 + \Delta E_{\Delta\theta}^2 + \Delta E_{\text{kin}}^2. \quad (4.2)$$

Eine einfache Berechnung der Kinematik für das Stoßsystem  $^{37}\text{Cl} + ^2\text{H} \rightarrow ^{38}\text{Ar} + n$  mit dem Q-Wert der Reaktion ergibt, daß die Trajektorie des ausgehenden  $^{38}\text{Ar}$  im Laborsystem innerhalb eines Konus mit einem Öffnungswinkel von etwa  $6^\circ$  um die Strahlachse verläuft. Somit ist nach Gleichung 3.1 der Einfluß der Winkelauffächerung auf die Energieauflösung in derselben Größenordnung wie die Auflösung des Beobachtungswinkels durch die effektive Granularität des Detektors.

Der Beitrag der Kinematik wurde aus der gemessenen Energieauflösung des unter Rückwärtswinkel positionierten Monitordetektors abgeschätzt. Der *Doppler*-verschobene 2167keV-Übergang wurde im Monitordetektor bei 2054.5keV gemessen und hatte eine Halbwertsbreite von 9.1keV. Die intrinsische Auflösung des Monitordetektors betrug bei dieser Energie 2.75keV. Trotz der großen Entfernung zum Target und der Positionierung unter dem Rückwärtswinkel von  $168^\circ$  wurde für den Detektor nach Gleichung 3.1 auch ein Raumwinkelbeitrag  $(\Delta E_\Theta/E)=0.17\%$  zu der gemessenen Energieauflösung angenommen, der sich aus dem Kristalldurchmesser von 47mm ergibt. Mit diesen Werten errechnet sich nach Gleichung 4.2 ein kinematischer Beitrag von  $\Delta E_{kin}=7.8\text{keV}$  für die Energieauflösung des 2167keV-Übergangs.

Es wurde ebenfalls eine *Monte-Carlo*-Simulation der Kinematik [Pet01, Ste01] durchgeführt. Diese ergab für einen punktförmigen, unter  $90^\circ$  stehenden Detektor einen Beitrag von  $(\Delta E_{kin}/E)=0.345\%$ . Das entspricht einem  $\Delta E_{kin}=7.5\text{keV}$  für die 2167keV-Übergangsenergie in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Resultat.

**Tabelle 4.1:** Die Tabelle gibt die Resultate des Monitordetektors wieder.  $E_\gamma$  ist die Übergangsenergie und  $^{mea}E_\gamma$  die gemessene, *Doppler*-verschobene Energie mit der Halbwertsbreite  $\Delta E_{mea}$ . Der Monitordetektor hat bei dieser Energie eine intrinsische Auflösung von  $\Delta E_{int}$ . Zusammen mit  $\Delta E_\Theta/E=0.17\%$  für den Raumwinkelbeitrag des Detektors errechnet sich nach Gleichung 4.2  $\Delta E_{kin}$ . Zum Vergleich ist  $^{sim}\Delta E_{kin}$  aus der Simulation angegeben.  $^{Mb}\Delta\Theta$  und  $^{Mb}_{sim}\Delta\Theta$  sind dann die gerechneten Winkelauflösungen des MINIBALL-CLUSTER-Detektors bei dieser Energie, wobei einmal sowohl der gemessene als auch der simulierte Beitrag der Kinematik zugrunde gelegt wurde.

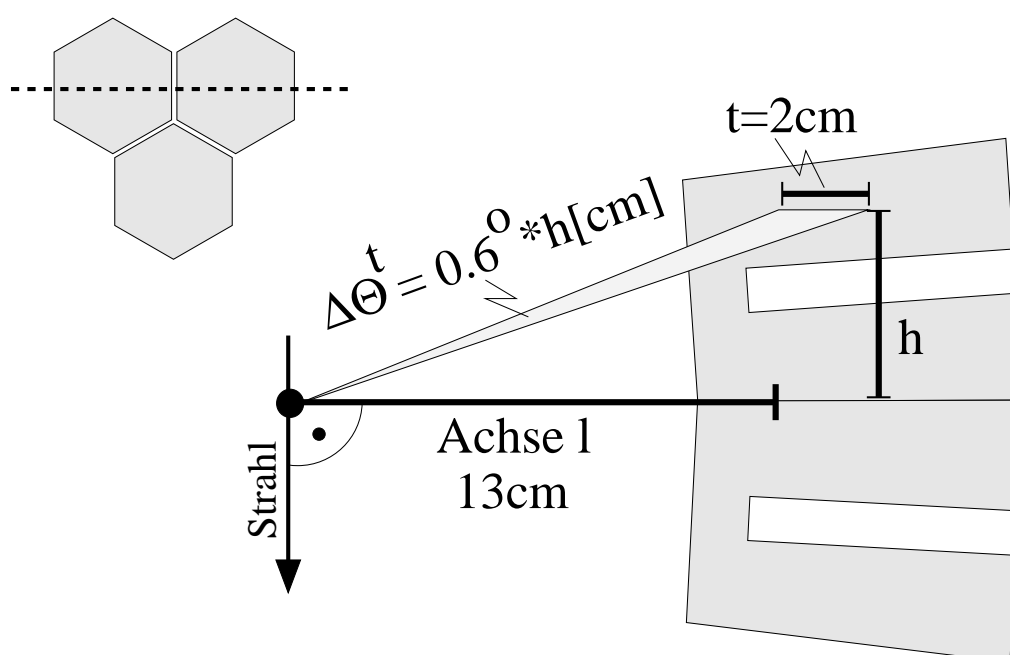
$E_\gamma$	$^{mea}E_\gamma$	$\Delta E_{mea}$	$\Delta E_{int}$	$\Delta E_{kin}$	$^{sim}\Delta E_{kin}$	$^{Mb}\Delta\Theta$	$^{Mb}_{sim}\Delta\Theta$
2167.5	2054.5	9.1	2.75	7.8	7.5	$3.0^\circ$	$3.1^\circ$
1642.7	1556.6	7.2	2.5	6.1	5.7	$3.3^\circ$	$3.6^\circ$
755.4	715.9	3.8	1.9	3.0	2.6	$4.0^\circ$	$4.5^\circ$

Der Beitrag des Detektoröffnungswinkel  $\Delta E_{\Delta\Theta}$  kann nun nach Gleichung 4.2 für die gemessenen Energieauflösungen des 2167keV-Übergangs in Abbildung 4.7 errechnet werden. Dabei wird für den kinematischen Beitrag der niedrigere Wert  $(\Delta E_{kin}/E)=0.345\%$  aus der Simulation zugrunde gelegt. Die intrinsische Auflösung war bei 2167keV  $\Delta E_{int}=3.1\text{keV}$ . Für die gemessene Auflösung von 15keV unter Verwendung der Segmentierung ist dann  $\Delta^{seg}E_{\Delta\Theta}=12.6\text{keV}$  und für die Auflösung von 10.5keV unter Verwendung der Impulsformanalyse (IPA) lautet  $\Delta^{IPA}E_{\Delta\Theta}=6.7\text{keV}$ . Das entspricht einer Winkelauflösung von  $\Delta\Theta=3.1^\circ$ . Die Energieauflösung wird also doch durch die Impulsformanalyse um einen weiteren Faktor 2 verbessert und konnte in dieser Messung nur deshalb nicht direkt nachgewiesen werden, da sie durch den Beitrag der Reaktionskinematik verdeckt wurde.

In Tabelle 4.1 sind die errechneten Winkelauflösungen  $^{Mb}\Delta\Theta$  und  $^{Mb}_{sim}\Delta\Theta$  für die ver-

schiedenen gemessenen Auflösungen in Abbildung 4.7 und Abbildung 4.8 angegeben, wobei einmal der mit dem Monitordetektor gemessene kinematische Beitrag und zum anderen der simulierte Beitrag zugrunde gelegt wurde. Bei dem 755keV- und dem 1642keV-Übergangs sieht man, daß sich die Winkelauflösungen stark unterscheiden, je nachdem, ob der gemessene oder der simulierte Wert für den kinematischen Beitrag benutzt wird.

Die Messung des Winkels der  $\gamma$ -emittierenden Rückstoßkerne ist somit Voraussetzung, um die hohe Granularität für die *Doppler*-Korrektur ausschöpfen zu können. Dies wird in CERN mit dem Einsatz eines segmentierten Siliziumdetektors und eines PPACs<sup>1</sup> durchgeführt. In dieser Messung wurde allerdings wegen des erheblichen experimentellen Mehraufwands auf den Einsatz solcher Zähler verzichtet.



**Abbildung 4.9:** Bei dem Strahlexperiment werden die  $\gamma$ -Quanten immer vom selben Punkt aus emittiert und fallen daher nicht senkrecht zur Oberfläche in den Detektor ein. Die Skizze zeigt einen Schnitt durch die beiden oberen Detektoren im MINIBALL-CLUSTER-Kryostaten, der durch die gestrichelte Linie in der Frontansicht oben links angedeutet ist. Abhängig vom Abstand  $h$  der Wechselwirkung zur Achse  $l$  ergibt sich die Winkelunschärfe  $\Delta\Theta^t = 0.6^\circ \cdot h$  ( $h$  in [cm]).

### 4.3.3 Die fehlende Tiefeninformation über die $\gamma$ -Wechselwirkung

Bisher wurde außer Acht gelassen, daß bei der Bestimmung der effektiven Granularität in Abschnitt 3.4 mit der kollimierten Cäsiumquelle parallel zur Core-Bohrung eingeschossen wurde, während bei dem Strahlexperiment die  $\gamma$ -Quanten immer von demselben Punkt aus emittiert werden. Dadurch fallen die  $\gamma$ -Quanten nicht mehr senkrecht zur Oberfläche in den Detektor ein. Abhängig von der Tiefe ihres Wechselwirkungsorts ergeben sich bei gleicher Entfernung zur Core-Bohrung unterschiedliche Emissionswinkel. Bei

<sup>1</sup>Parallel Plate Avalanche Counter

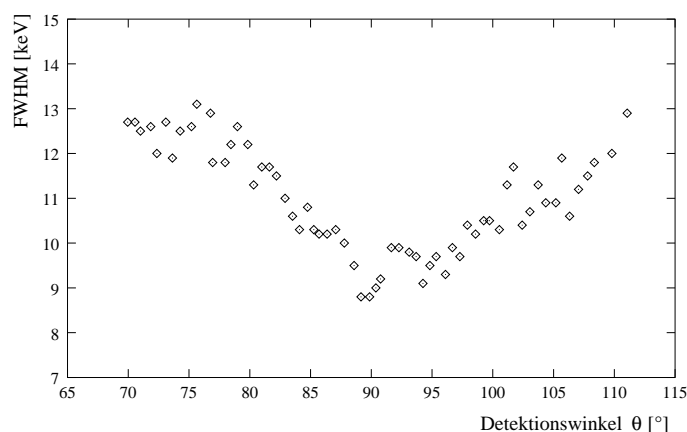


der Länge von 7.8cm und dem Durchmesser von 7cm des Germaniumkristalls ist dieser Effekt bei dem geringen Targetabstand von 11cm nicht vernachlässigbar. Verschärfend kommt noch hinzu, daß die Core-Bohrungen der Kristalle nicht auf das Target ausgerichtet sind, da ihr Fokus bei 43cm liegt. Lediglich die gemeinsame Stoßstelle der drei Kapseln im Kryostaten ist auf das Target ausgerichtet. Daher schauen der linke und rechte Zähler jeweils links und rechts am Target vorbei und der mittlere Zähler zielt unter das Target.

Die Situation ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Sie entspricht einem Schnitt durch die Strahlachse und die oberen beiden Detektoren auf Höhe ihrer Core-Bohrungen im MINIBALL-CLUSTER-Detektor. Ein unter  $90^\circ$  emittiertes  $\gamma$ -Quant, das entlang der Achse  $l$  in die Zähler einfällt, verläuft fast parallel zu den Core-Bohrungen und die Tiefe der Interaktion hat keinen Effekt auf den Abstand zum Core. Anders ist die Situation für die in Abbildung 4.9 nicht unter  $90^\circ$  emittierten  $\gamma$ -Quanten, die im Abstand  $h$  zu der Achse  $l$  absorbiert werden. Dort ergeben sich abhängig von der Tiefe der Interaktion beim selben Abstand  $h$  zu der Achse  $l$  unterschiedliche Emissionswinkel. Dies führt zu der Winkelunschärfe  $\Delta\Theta^t$ . Mit der Annahme, daß die meisten Hauptwechselwirkungen sich in dem Tiefenbereich  $t$  verteilen, wird  $\Delta\Theta^t$  aus der Differenz der Winkel  $\arctan(h/l)$  und  $\arctan(h/(l+t))$  abgeschätzt. Mit  $\arctan(x) \approx x$  für  $x \ll 1$  ergibt sich

$$\Delta\Theta^t = h \frac{t}{l(l+t)}. \quad (4.3)$$

Aus dieser einfachen Abschätzung liest man zwei Eigenschaften ab. Die Verschlechterung der Winkelauflösung aufgrund der fehlenden Tiefeninformation verläuft linear mit dem Abstand  $h$  zur Achse  $l$  für den senkrechten Einfall der  $\gamma$ -Quanten. Die Verschlechterung nimmt dramatisch für kleine Werte für  $l$ , also bei kurzen Targetabständen, zu.



**Abbildung 4.10:** Die Auftragung der erzielten Energieauflösungen der 2167keV-Energie unter verschiedenen Beobachtungswinkel  $\Theta$  zur Strahlachse zeigt, daß unter  $90^\circ$  die besten Ergebnisse erzielt werden. Je weiter sich der Beobachtungswinkel  $\Theta$  von den  $90^\circ$  weg bewegt, desto dominanter wird der Einfluß der fehlenden Tiefeninformation über den Wechselwirkungsort des  $\gamma$ -Quants im Detektor auf die Energieauflösung (s. Abbildung 4.9).

Der Einfluß der fehlenden Tiefeninformation auf die Energieauflösung ist deutlich in dem Verlauf der Halbwertsbreiten der  $\gamma$ -Linien für die unterschiedlichen Beobachtungswinkel  $\Theta$  nachzuweisen. Dazu sind in Abbildung 4.10 die gemessenen Halbwertsbreiten des 2167keV-Übergangs angegeben, die aus den Spektren der einzelnen Segmentstreifen (Abschnitt 4.2.2) bestimmt wurden. Der auf der y-Achse angegebene Detektionswinkel  $\Theta$  wurde nach Gleichung 4.1 aus der Verschiebung der  $\gamma$ -Linien berechnet.

Unter dem Beobachtungswinkel von  $\Theta=90^\circ$  ist die Energieauflösung am besten, da dort nach Abbildung 4.9 nahezu senkrecht in den linken und rechten Zähler eingeschossen wird. In den unter das Target zielenden Zähler wird zwar auch nicht senkrecht zur Oberfläche eingeschossen, aber das führt nur zu einem Fehler in der Bestimmung des Winkels  $\phi$ . Das ist der Winkel, der von der aus der Strahlachse und der Emissionsrichtung des  $\gamma$ -Quants aufgespannten Ebene mit einer Referenzebene gebildet wird. Die Referenzebene enthält die Strahlachse. Die Unsicherheit in der Bestimmung dieses Winkels hat keine Konsequenz für die *Doppler*-Korrektur. Je weiter man sich aber von dem Beobachtungswinkel  $\Theta=90^\circ$  entfernt, desto dominanter wird der Einfluß der fehlenden Tiefeninformation, welches sich in der Verschlechterung der gemessenen Halbwertsbreiten in Abbildung 4.10 bestätigt.

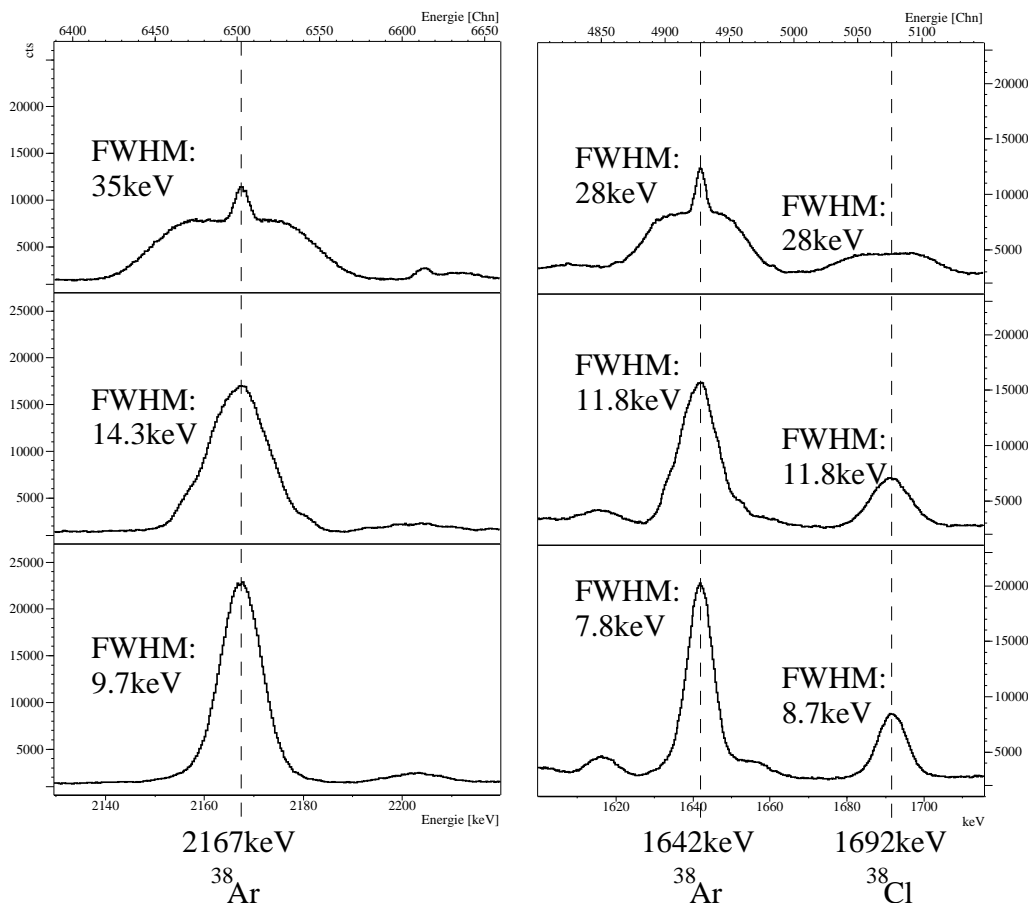
Der Verlauf der Halbwertsbreiten in Abbildung 4.10 verschlechtert sich linear, sobald man sich von dem Beobachtungswinkel  $90^\circ$  wegbewegt. Das ist eine gute Übereinstimmung mit der geometrischen Abschätzung Gleichung 4.3, die ebenfalls dieses Verhalten vorhersagt. Die beste gemessene Auflösung von 9keV entspricht nach Abschnitt 4.3.2 einem  $\Delta E_{\Delta\Theta}$  von 3.9keV und die schlechteste Auflösung von 13keV einem  $\Delta E_{\Delta\Theta}$  von 10.2keV. Die Differenz von 6.3keV entspricht einer Verschlechterung der Winkelauflösung aufgrund der fehlenden Tiefeninformation von  $\Delta\Theta^t=3^\circ$ . Mit einem  $h=5\text{cm}$  bedeutet das in der Abschätzung Gleichung 4.3 einen Anstieg von  $0.6^\circ$  pro cm. Derselbe Anstieg ergibt sich aus der Annahme, daß sich die Hauptwechselwirkungen in einer Tiefe  $t$  von 2cm bis 4cm verteilen und diese Maße sind auch in Abbildung 4.9 angegeben. In der Dissertation von C. Gund [Gun00] wurde in einer Simulation die mittlere Eindringtiefe der  $\gamma$ -Strahlung in einem MINIBALL-Tripel-CLUSTER bestimmt. Sie betrug für Energien oberhalb von 500keV zwischen 2.5-3cm und für die Breite der Verteilungen ergaben sich in etwa dieselben Werte. Diese Werte aus der Simulation entsprechen ungefähr den Werten für  $t$  und  $l$  in der Abschätzung Gleichung 4.3, die in Abbildung 4.9 benutzt wurden und die gemessene Verschlechterung der Halbwertsbreiten in Abbildung 4.10 gut beschreiben.

Es zeigt sich also, daß im Rahmen dieser *In Beam*-Messung die Effizienz der Impulsformanalyse zur Minimierung der *Doppler*-Verbreiterung nicht nur allein durch Kinematik der verwendeten Reaktion begrenzt wird. Vielmehr ist die Güte der Bestimmung der zweidimensionalen Wechselwirkungskordinaten so hoch, daß auch Effekte aufgrund der fehlenden Tiefeninformation über die  $\gamma$ -Interaktion nachweisbar sind.

#### 4.4 Die *Doppler*-korrigierten Auflösungen der einzelnen MINIBALL-Detektoren

Bisher wurde der MINIBALL-CLUSTER als einzelner, großvolumiger Zähler behandelt, also kein Ereignis wurde zur Generierung der *Doppler*-korrigierten Spektren verworfen. Die Ergebnisse aus dem letzten Abschnitt 4.3.3 legen nahe, alternativ den mittleren Detektor, der genau unter  $90^\circ$  zum Strahl steht, als Einzelzähler zu betrachten. Bei diesem ist der Einfluß der fehlenden Tiefeninformation auf die Energieauflösung am geringsten. Die gemessenen Halbwertsbreiten zusammen mit der Korrektur des kinematischen Beitrags nach Abschnitt 4.3.2 ermöglichen dann den optimalen Vergleich mit dem Ergebnis zur

effektiven Granularität in Abschnitt 3.11. Natürlich wird jetzt in den Spektren ein großer Teil der Statistik verworfen, da alle Ereignisse mit einer Wechselwirkung in einem der zwei anderen Detektoren nicht mehr berücksichtigt werden.



**Abbildung 4.11:** Im MINIBALL-CLUSTER steht der mittlere MINIBALL-Detektor direkt unter  $90^\circ$  zum Strahl. Daher ist der Einfluß der fehlenden Tiefeninformation auf die Energieauflösung dieses Detektors am geringsten. In den dargestellten Spektren sind nur die Ereignisse in diesem Detektor berücksichtigt worden. Für die *Doppler*-Korrektur wurde in den oberen Spektren keine Ortsinformation benutzt, in den mittleren nur die Segmentierung und in den unteren die Ergebnisse der Impulsformanalyse.

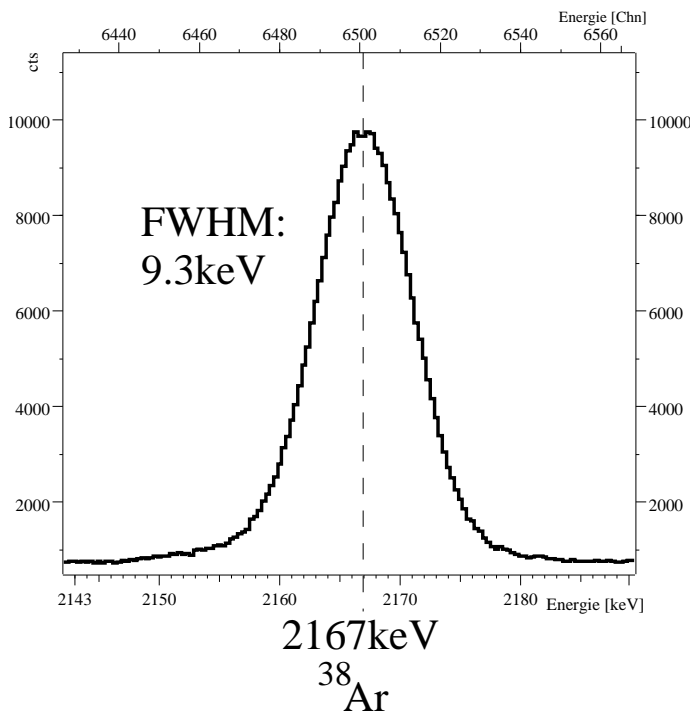
In Abbildung 4.11 sind die Spektren des mittleren Detektors im MINIBALL-CLUSTER-Kryostaten gezeigt. Die obere Reihe zeigt dessen unkorrigierte Core-Spektren für den 1642keV-, den 1692keV- und den 2167keV-Übergang. Sowohl bei 1643keV als auch bei 2167keV ist eine scharfe Linie auf der *Doppler*-verbreiterten Linie zu sehen. Diese stammen aus dem  $\beta$ -Zerfall des  $^{38}\text{Cl}$  in das  $^{38}\text{Ar}$ , der ebenfalls diese Niveaus im  $^{38}\text{Ar}$  bevölkert und zeigen die intrinsische Energieauflösung des Detektors. Die Intensität dieser Linien ist klein im Vergleich zur Intensität des *Doppler*-verbreiterten Anteils aus der direkten Bevölkering mittels der *In Beam*-Reaktion und sie wird in den korrigierten Spektren als Untergrund über den *Doppler*-verbreiterten Bereich von  $\approx 40\text{keV}$  verteilt. Die Energieauflösungen in diesen Spektren verbessern sich nicht im Vergleich zu den Auflösungen in den entsprechenden Spektren des gesamten MINIBALL-CLUSTER in Abbildung 4.7

und Abbildung 4.8, da hier die fehlende Tiefeninformation keine Rolle spielt.

Die zweite Reihe zeigt die korrigierten Spektren unter Verwendung der Segmentierung ohne die Impulsformanalyse, und im Vergleich zu Abbildung 4.7 und Abbildung 4.8 ergeben sich Verbesserungen in den Energieauflösungen. Der Beitrag  $\Delta E_{\Delta\Theta}$  an der nun gemessenen Auflösung von 14.3keV des 2167keV-Übergangs errechnet sich nach Gleichung 4.2 und dem aus der Simulation stammenden kinematischen Beitrag  $\Delta E_{kin}=7.5\text{keV}$  zu 11.8keV.

Die Halbwertsbreiten der  $\gamma$ -Linien aus den unteren Spektren, die mit Hilfe der Impulsformanalyse *Doppler*-korrigiert wurden, zeigen eine Verbesserung der gemessenen Auflösungen um fast 10% im Vergleich zu Abbildung 4.7 und Abbildung 4.8. Der Anteil  $\Delta E_{\Delta\Theta}$  an der experimentellen Auflösung  $\Delta E_{mea}=9.7\text{keV}$  des 2167keV-Übergangs lautet 5.3keV und entspricht einer Winkelauflösung von nun  $\Delta\Theta=2.5^\circ$ . Im Vergleich zu der Winkelauflösung von  $3.1^\circ$ , die in Abschnitt 4.3.2 für den gesamten MINIBALL-CLUSTER-Detektor bestimmt wurde, ist das eine Verbesserung um 20%.

Es wurde auch die Energieauflösung des 2167keV-Übergangs aus einem Spektrum desselben Einzelzählers im Kryostaten bestimmt, in dem nur die Ereignisse betrachtet wurden, die in genau einem Segment absorbiert wurden (Abbildung 4.12). Diese versprechen die optimale Ortsinformation, und das bestätigt sich in der gemessenen Energieauflösung von nun 9.3keV. Hier beträgt dann  $\Delta E_{\Delta\Theta}$  4.5keV und ergibt die Winkelauflösung  $2.1^\circ$ .

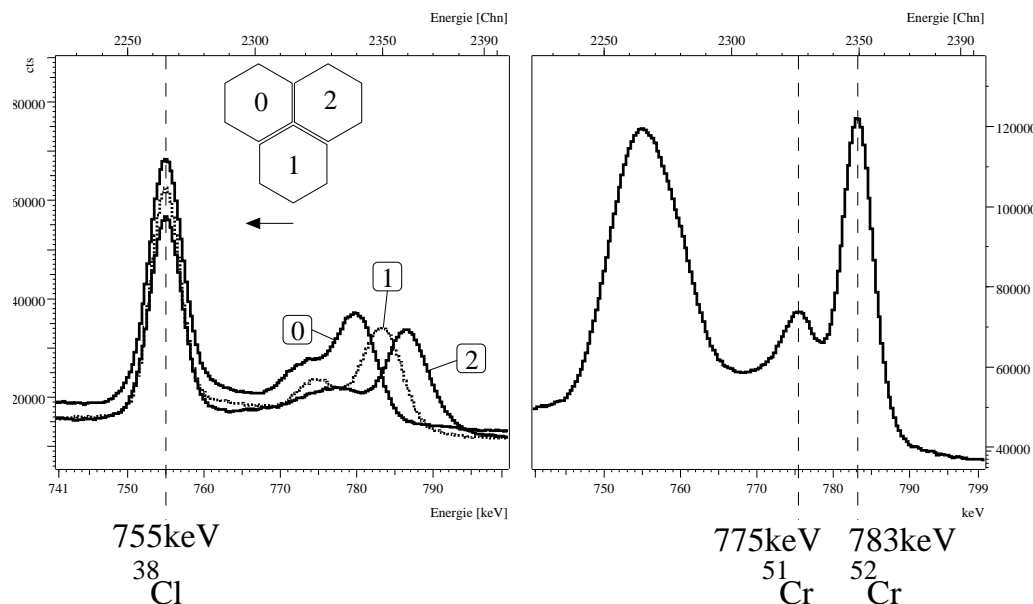


**Abbildung 4.12:** Das Spektrum vom mittleren MINIBALL-Detektor im MINIBALL-CLUSTER zeigt die  $\gamma$ -Linie des 2167keV-Übergangs, wobei nur Ereignisse verwendet wurden, die in genau einem Segment absorbiert wurden.

Diese Ergebnisse stehen im Einklang mit dem Resultat über die effektive Granularität aus Abschnitt 3.11. Der Schritt von der Segmentierung zu der Impulsformanalyse erhöht die Winkelauflösung des Einzeldetektors um mehr als einen Faktor 2. Die angegebene Winkelauflösungen sind nach Gleichung 4.2 mit dem niedrigeren Wert für den Beitrag der Reaktionskinematik  $\Delta E_{kin}=7.5\text{keV}$  abgeschätzt worden. Mit dem höherem experimentellen

Wert von  $\Delta^{exp} E_{kin} = 7.8 \text{ keV}$  verbessert sich die Winkelauflösung bei der Anwendung der Impulsformanalyse nochmals um weitere 10% und zeigt, daß der limitierende Faktor zur *Doppler*-Korrektur in diesem Strahlexperiment die Kinematik der Reaktion ist.

Interessant für die Beurteilung der Leistungsfähigkeit der Impulsformanalyse ist der Vergleich der gemessenen Energieauflösung dieses Detektors mit der des Monitordetektors. Obwohl der Monitordetektor in dreifacher Entfernung unter extremem Rückwärtswinkel zum Target steht, wird mit dem ortsauflösenden Detektor unter dem für die *Doppler*-Verbreiterung ungünstigsten Winkel von  $90^\circ$  fast dieselbe Energieauflösung gemessen. Das aber verdeutlicht noch einmal das Ziel des MINIBALL-Spektrometers, die Detektoren zur Maximierung der Nachweeffizienz in geringer Distanz zum Target aufzustellen und dabei durch die hohe effektive Granularität immer noch eine gute Energieauflösung bei solchen Experimenten zu erzielen.

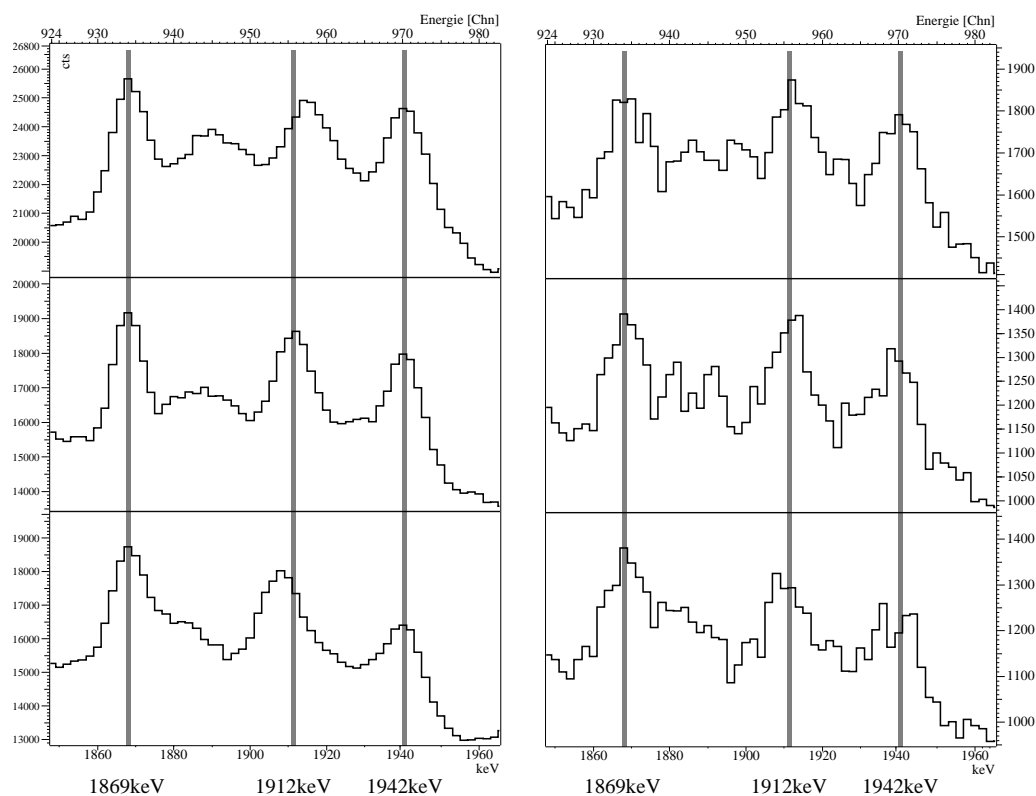


**Abbildung 4.13:** Links sind die *Doppler*-korrigierten Energiespektren der drei MINIBALL-Detektoren gezeigt, bei denen jeder Detektor im MINIBALL-CLUSTER als Einzelzähler behandelt wird. Die Linien des 755keV-Übergangs aus der Transferreaktion liegen übereinander, aber die benachbarten Linien bei 775keV und 783keV nicht. Diese stammen aus den Kernen  $^{50,51}\text{Cr}$ , die durch eine *Compound*-Reaktion von  $^{37}\text{Cl}$  mit  $^{16}\text{O}$  in dem Strahlexperiment neben der Transferreaktion erzeugt werden. Werden die Spektren des MINIBALL-CLUSTER-Detektors mit dem  $v/c=4.5\%$  für diesen Reaktionskanal *Doppler*-korrigiert, so ergibt sich das rechte Spektrum.

#### 4.4.1 Nachweis von Lebensdauereffekten in der *Doppler*-Verschiebung

Ein weiterer interessanter Aspekt zeigt sich, wenn man die *Doppler*-korrigierten Energiespektren aller drei Kristalle gegenüberstellt. Für den Bereich von 740-800keV in Abbildung 4.13 zeigt sich, daß die  $\gamma$ -Linien der drei Einzelzähler bei 783keV und 775keV nicht übereinanderliegen, obwohl die Linie des 755keV-Grundzustandsübergang aus dem  $^{38}\text{Cl}$  in allen drei Spektren bei der richtigen Energie liegt. Die beiden Linien werden in dem unter Vorwärtswinkel schauenden Detektor 0 bei niedrigeren und in dem Detektor 2 unter

Rückwärtswinkel bei einer höheren Energie registriert. Die Erklärung dafür ist, daß diese Linien aus der *Compound*-Reaktion des  $^{37}\text{Cl}$  mit  $^{16}\text{O}$  stammen, die unter anderem die Kerne  $^{50,51}\text{Cr}$  populiert, aus denen diese beiden  $\gamma$ -Linien stammen. Diese Kerne fliegen mit einer Geschwindigkeit von  $v/c=4.5\%$  und sind hier bei der Korrektur mit  $v/c=5.6\%$  für die Transferreaktion daher falsch korrigiert worden. Deshalb sieht z. B. der Detektor 2 unter Rückwärtswinkel eine zu hohe Energie. Korrigiert man nun die Spektren mit dem richtigen  $v/c=4.5\%$  für die *Compound*-Reaktion, so ergibt sich das rechte Spektrum in Abbildung 4.13. Natürlich ist dort jetzt der 755keV-Übergang aus dem Transferkanal verbreitert, aber das Duplett der beiden Übergänge aus den Kernen  $^{50,51}\text{Cr}$  wird nun besser aufgelöst.



**Abbildung 4.14:** Die Spektren zeigen denselben Energieausschnitt für die drei MINIBALL-Detektoren im MINIBALL-CLUSTER für die Transferreaktion mit dem CuTiD-Ziel (links) und dem AuCD-Ziel (rechts). Während bei beiden Spektren die Linien der 1869keV- und 1942keV-Übergangsenergien aus den Produkten der Transferreaktion übereinanderliegen und bestätigen, daß die Spektren alle mit dem korrekten  $v/c$  des Reaktionskanals *Doppler*-korrigiert wurden, liegen die  $\gamma$ -Linien des 1912keV-Übergangs bei der Messung mit dem CuTiD-Ziel um jeweils 4keV auseinander. Im oberen Spektrum von dem Detektor unter Vorwärtswinkel ist die Linie zu höheren Energien hin verschoben. Das bedeutet, daß der Kern bei der Emission dieser Energie schneller war als bei der Emission der anderen Energien. Das ist aber nur möglich, wenn die Emission während der Abbremsung im Target stattfand und es sich somit um einen sehr schnellen Übergang handelt.

Viel interessanter ist der Ausschnitt 1850-2000keV in Abbildung 4.14, der einmal aus der Reaktion an dem CuTiD-Ziel (links) und aus der Reaktion an dem AuCD-Ziel (rechts) stammt. Die Energien 1869keV und 1942keV liegen in den Einzelspektren für die beiden Targets übereinander, sind also mit dem richtigen  $v/c$  für die Transferreakti-

on korrigiert. Ein abweichendes Verhalten zeigen die  $\gamma$ -Linien bei 1912keV, die aus dem Übergang 3893keV nach 1981keV im  $^{38}\text{Cl}$  stammen. Diese liegen bei der Reaktion an dem CuTiD-Target (links) nicht übereinander, sondern sind jeweils um 4keV verschoben. In dem Detektor unter Vorwärtswinkel ist die Linie zu der höheren Energie hin verschoben, und der Rückwärtsdetektor sieht eine niedrigere Energie. Der Kern muß also bei der Emission der 1912keV-Energie schneller gewesen sein als bei der Emission der beiden anderen Energien. Bei der Reaktion an dem AuCD-Target taucht dieser Effekt nicht auf, soweit sich das bei der niedrigen Statistik feststellen läßt, aber sicher liegen die  $\gamma$ -Linien dort keine 4keV auseinander.

Die Erklärung dieses Effekts kann nur in der Verwendung der zwei verschiedenen Targets liegen. Das CuTiD-Target ist mit seiner Dicke von  $0.4\mu\text{m}$  TiD und  $0.6\mu\text{m}$  Cu zehnmal dicker als das AuCd-Target mit  $0.1\mu\text{m}$  Au. Der 1912keV-Übergang muß so schnell sein, daß er noch während der Abbremsung im CuTiD-Target zerfällt, da er bei der Emission dieser Energie schneller ist als bei der Emission der anderen Übergangsennergien aus demselben Kern. Mit der Geschwindigkeit  $v=0.017\mu\text{m/fs}$  des Kerns ( $v/c\approx 5.6\%$ ) ergibt sich eine obere Grenze für die Durchflugzeit von 59fs durch das CuTiD-Target und 6fs durch das AuCD-Target, so daß die effektive Lebensdauer in diesen Grenzen liegen muß. In der Literatur ist leider die Lebensdauer aller drei betrachteten Zustände unbekannt, so daß man daraus keine Anhaltspunkte zur Abschätzung des hier gezeigten Lebensdauer-effektes heranziehen kann.

## 4.5 Die Spezifikation des MINIBALLS

In dem Strahlexperiment wurde das Ergebnis über die hohe effektive Granularität aus Abschnitt 3.4 bestätigt. Die Impulsformanalyse der Detektorsignale steigert die effektive Granularität des segmentierten MINIBALL-Detektors um eine Größenordnung und ermöglicht in dem Experiment, die Auflösung des Emissionswinkels  $\Theta$  gegenüber der Segmentierung um einen weiteren Faktor 2 zu verbessern. Dadurch kann der Anteil der *Doppler*-Verbreiterung der  $\gamma$ -Linien im Vergleich zum Einsatz von *nicht* ortssensitiven Detektoren um einen Faktor 5 reduziert werden. Wollte man also mit einem gleichgroßen, *nicht* segmentierten Detektor dieselbe Auflösung der *Doppler*-verbreiterten  $\gamma$ -Linien erreichen, so müßte dieser in fünffacher Entfernung, also fast 60cm, zum Target aufgestellt werden.

Das Strahlexperiment ergab für die Auflösung des Emissionswinkels eines 2167keV- $\gamma$ -Quants in 11cm Entfernung zum Target  $\Delta\Theta^{2.2\text{MeV}}=3.1^\circ$ . Mit diesem Wert können die zu erwartenden Energieauflösungen bei 1MeV und die Effizienzen des MINIBALL für verschiedene Aufbauten und Geschwindigkeiten  $v/c$  der Reaktionsprodukte in den Experimenten angegeben werden.

Dazu muß die gemessene Winkelauflösung  $\Delta\Theta^{2.2\text{MeV}}=3.1^\circ$  eines 2167keV-Quants auf die Energie von 1MeV umskaliert werden, da die Ortsauflösung für niedrigere Energien abnimmt. Das ist mit den gemessenen Halbwertsbreiten für die anderen Energien möglich, aber wie man aus Tabelle 4.1 entnimmt, sind diese Werte wegen des Beitrags der Reaktionskinematik sehr unzuverlässig. In der Dissertation von C. Gund [Gun00] wurde

die Simulationsrechnung für ein ähnliches Experiment mit einem MINIBALL-CLUSTER durchgeführt mit dem Ergebnis, daß sich die Winkelauflösung  $\Delta\Theta$  bei dem Schritt von 2.1MeV nach 1MeV um etwa 15% verschlechtert. Daher wird für die Energieauflösung der 1MeV-Linie eine Winkelauflösung von  $\Delta\Theta^{1MeV}=3.6^\circ$  angenommen, was konsistent mit den Werten in Tabelle 4.1 ist, wenn man dort die Werte  $^{Mb}\Delta\Theta$  berücksichtigt.

Die absolute Effizienz  $P_{Ph}$  des MINIBALLs bei 1.3MeV wurde aus den Effizienzen der MINIBALL-CLUSTER-Detektoren im *Addback*-Modus ermittelt. Dabei wurden MINIBALL-Detektoren verwendet, deren relative Effizienz <sup>2</sup> 60% beträgt. Der *Addback*-Faktor bei 1.3MeV beträgt für einen MINIBALL-Tripel-CLUSTER 1.25 und für einen MINIBALL-Quadrupel-CLUSTER 1.30.

Die absolute Effizienz  $\epsilon_{abs}^r$  der Detektoren im Abstand r zur Quelle wurde berechnet, indem zuerst die intrinsische Effizienz  $\epsilon_{int}$  ermittelt wurde, also

$$\epsilon_{int} = \frac{1.2 \cdot 10^{-3} \epsilon_{rel}}{\Omega^{25cm}}.$$

Dabei ist  $\Omega^{25cm}$  der vom Detektor in 25cm Abstand abgedeckte Raumwinkel. Die absolute Effizienz  $\epsilon_{abs}^r$  ergibt sich dann mit dem vom Detektor im Abstand r abgedeckten Raumwinkel  $\Omega^r$  zu

$$\epsilon_{abs}^r = \epsilon_{int} \Omega^r.$$

Der Raumwinkel  $\Omega^r$  wird durch die Beziehung

$$\Omega^r = 2\pi \left( 1 - \frac{r}{\sqrt{r^2 + R^2}} \right)$$

ermittelt. Dieser Ausdruck gilt exakt für einen Detektor mit einer kreisrunden Stirnfläche mit dem Radius R [Kno00]. Die Frontfläche des MINIBALL-CLUSTER-Detektors wurde für die Berechnung des abgedeckten Raumwinkels durch eine kreisförmige Fläche angenähert, deren Flächeninhalt mit der Stirnfläche des MINIBALL-CLUSTER-Detektors übereinstimmt. Für den MINIBALL-Tripel-CLUSTER ergab das  $R_3=5.361\text{cm}$  und den MINIBALL-Quadrupel-CLUSTER  $R_4=6.191\text{cm}$ .

In Tabelle 4.2 sind die Spezifikationen des MINIBALLs für die Phase I (6 MINIBALL-Tripel-CLUSTER) und Phase II (8 MINIBALL-Tripel-CLUSTER und 4 MINIBALL-Quadrupel-CLUSTER) für mehrere Targetabstände r angegeben. Die niedrigsten Abstände r sind die jeweils kleinst möglichen für eine  $4\pi$ -Abdeckung. Die Winkelauflösung  $\Delta\Theta^r$  ergibt sich aus der auf den Targetabstand r skalierten Auflösung  $\Delta\Theta^{1MeV}=3.6^\circ$  bei 11cm. Die Energieauflösungen ergeben sich aus der *Doppler*-Verbreiterung nach Gleichung 3.1 für die Winkelauflösung  $\Delta\Theta^r$ . In den angegebenen Energieauflösungen ist nach Gleichung 4.2 die intrinsische Auflösung von 2keV berücksichtigt. Der kinematische Beitrag ist gleich Null gesetzt, da Tabelle 4.2 die möglichen Energieauflösungen der Detektoren angeben soll. Bei einer Planung eines Experimentes unter Verwendung der Angaben aus Tabelle 4.2 muß der kinematische Beitrag miteinbezogen werden, der z. B. durch die

<sup>2</sup>Das *absolute* Ansprechvermögen [Kno00] eines  $\gamma$ -Detektors ist das Verhältnis der in der Gesamtabsorptionslinie nachgewiesenen Ereignissen zu allen von der  $\gamma$ -Quelle emittierten Quanten. Das *intrinsische* Ansprechvermögen ist das auf den vom Detektor abgedeckten Raumwinkelanteil normierte *absolute* Ansprechvermögen. Das *relative* Ansprechvermögen ist das *absolute* Ansprechvermögen des Detektors in einer Entfernung von 25cm zur Quelle relativ zu dem *absoluten* Ansprechvermögen eines  $3'' \times 3''$  großen Na(Tl)-Detektors in demselben Abstand. Diese beträgt  $1.2 \cdot 10^{-3}$  für die  $\gamma$ -Energie  $E_\gamma=1.3\text{MeV}$ .



**Tabelle 4.2:** Die Spezifikationen des MINIBALL aus den experimentellen Daten zeigen, daß die Experimente mit  $v/c=5\%$  mit einer mittleren Auflösung von 2.7keV-2.9keV durchgeführt werden können. Diese Auflösung liegt nahe der intrinsischen Auflösung in Germanium von 2keV. Selbst bei  $v/c=15\%$  ist die mittlere Auflösung von 0.7% eine Größenordnung besser als für alternative Detektormaterialien wie z. B. NaI (6-7%). Die Effizienz der  $4\pi$ -Konfiguration mit einem Radius von 9.5cm ist schon in der Phase I (6 MINIBALL-Tripel-CLUSTER) höher als im EUROBALL.

Konfiguration	Targetabstand r	$^{1.3MeV} P_{Ph}$	$\Delta\Theta^r$	$\beta$	$\Delta E_{90^\circ}$	$\Delta E_{30^\circ}$
Phase I 18 Detektoren	7cm	15%	$5.7^\circ$	5%	5.3keV	3.3keV
				15%	14.9keV	8.9keV
	9.5cm	9.4%	$4.2^\circ$	5%	4.1keV	2.8keV
				15%	11.1keV	6.7keV
	12cm	6.3%	$3.3^\circ$	5%	3.5keV	2.5keV
				15%	8.9keV	5.5keV
Phase II 40 Detektoren	11cm	16.4%	$3.6^\circ$	5%	3.7keV	2.6keV
				15%	9.6keV	5.9keV
	13.5cm	11.5%	$2.9^\circ$	5%	3.3keV	2.4keV
				15%	7.9keV	4.9keV
	16 cm	8.5%	$2.5^\circ$	5%	2.9keV	2.3keV
				15%	6.8keV	4.3keV
	18.5cm	6.5%	$3.4^\circ$	5%	2.7keV	2.2keV
				15%	6.0keV	3.9keV

ortsauflösenden Teilchendetektoren im MINIBALL vermindert werden kann. Die Energieauflösungen sind für  $v/c=5\%$  und  $v/c=15\%$  und die Beobachtungswinkel von  $30^\circ$  und  $90^\circ$  angegeben.

Aus den Daten in Tabelle 4.2 ersieht man, daß man mit dem MINIBALL eine durchschnittliche Energieauflösung von 2.7keV-2.9keV bei den Experimenten mit  $v/c=5\%$  erreichen kann. Das ist nahe der intrinsischen Auflösung von 2keV dieser großvolumigen Germaniumzähler und demonstriert die Leistungsfähigkeit des Instruments durch seine hohe effektive Granularität. Die Geschwindigkeit der Rückstoßkerne von  $v/c=5\%$  liegt in dem typischen Bereich für die geplanten Experimente mit radioaktivem Strahl an der REX-ISOLDE.

Selbst bei den Experimenten mit einem  $v/c=15\%$ , das sich bei einer Energie von 10.5MeV/Nukleon ergibt, liegt die durchschnittliche Energieauflösung noch bei 0.7% und ist um eine Größenordnung besser als die intrinsische Energieauflösung der alternativ einsetzbaren Szintillationsdetektoren (z. B. NaI(Tl): 6-7%).

Die Effizienzen der  $4\pi$ -Konfigurationen zeigen, daß MINIBALL schon in Phase I eine höhere Nachweiseffizienz bietet als z. B. der EUROBALL. In der Phase II ist sie sogar fast doppelt so hoch wie die des EUROBALLs, und das mit dem Einsatz von nur 40 Kristallen im Vergleich zu 239 Kristallen im EUROBALL.

Das Konzept des MINIBALLs ist somit experimentell bestätigt. Durch die Segmentierung und die Impulsformanalyse wird das Studium der exotischen Kerne an REX-ISOLDE bei nahezu intrinsischer Energieauflösung der Germaniumdetektoren ermöglicht. Für die geplanten Experimente ist das MINIBALL-Spektrometer wegen der hohen Nachweiseffizienz dem EUROBALL überlegen, und das bei einem Viertel der Kosten des EUROBALLs.



## Kapitel 5

# Der Betrieb des MINIBALL-Spektrometers in Köln

### 5.1 Der Aufbau des MINIBALLs

Das MINIBALL-Spektrometer wurde erstmalig am Institut für Kernphysik aufgebaut und in Strahlzeiten eingesetzt. Der Aufbau begann Anfang 2001 mit der Installation der flexiblen MINIBALL-Mechanik, der Target-Station mit dem dazugehörigen Vakuumsystem, eines automatischen LN<sub>2</sub>-Füllsystems für die Detektoren und der Verkabelung für die 126 hochauflösenden Spektroskopiekanäle der 6 MINIBALL-CLUSTER-Detektoren der Phase I.

Zeitgleich wurde die digitale Spektroskopieelektronik DGF-4C geliefert und für die Messungen in Köln ein effizientes Datenaufnahmesystem für  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen entwickelt. In der Aufbauphase traten Schwierigkeiten auf, wie sie beim erstmaligen Zusammenfügen der vielen neuentwickelten Komponenten wie der digitalen Elektronik und der segmentierten MINIBALL-CLUSTER-Detektoren zu einem komplexen Spektrometersystem mit über 100 hochauflösenden Spektroskopiekanälen zu erwarten waren. Die Probleme betrafen vor allem den gemeinsamen Betrieb der digitalen Elektronik. Die Fehler wurden in Köln identifiziert und deren Behebung zusammen mit der Herstellerfirma XIA erarbeitet und realisiert.

Der MINIBALL wurde im Herbst 2001 erfolgreich in Betrieb genommen. In den Experimenten wurden die Energie- und Zeitinformationen der Cores und der Segmente ausgelesen. Die Impulsformanalyse wurde nicht durchgeführt, da bei den Experimenten die hohe Granularität des MINIBALLs zur *Doppler*-Korrektur nicht benötigt wurde. Für die späteren Experimente mit exotischen Strahlen an der REX-ISOLDE existiert für die DGF-4C Module eine getestete Implementierung der in dieser Arbeit vorgestellten Algorithmen zur Impulsformanalyse [Lau01]. Somit wird für die Messungen dort die hohe Granularität des MINIBALLs zur Verfügung stehen.

## 5.2 Das Kölner Datenaufnahmesystem für $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen

Die Konzeption des Datenaufnahmesystems für  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen ist sowohl einfach als auch sehr effizient. Jeweils sechs DGF-4C Module verarbeiten die 21 Signale eines MINIBALL-CLUSTER-Detektors. In jeder Sechser-Gruppe werden die 7 Signale eines MINIBALL-Detektors auf je 2 DGF-4C Module verteilt. Die 2 DGF-4C Module sind so verschaltet, daß nur auf das Core-Signal getriggert wird und im Falle eines gültigen Ereignisses *alle* sieben Kanäle konvertiert und in dem *Listmode*-Puffer abgespeichert werden. Die *Mult In*- und *Mult Out*-Signale (Abschnitt 2.5) der drei triggernden DGF-4C Module werden für jede Sechser-Gruppe zusammengefaßt, in ein *NIM*-Signal konvertiert und in eine Koinzidenzlogik weitergeführt. In der Koinzidenzlogik wird dann die Multiplizitätsbedingung  $M_\gamma \geq 2$  gesetzt, also mindestens 2 MINIBALL-CLUSTER-Detektoren müssen gleichzeitig ein Ereignis nachgewiesen haben. Ist diese Bedingung erfüllt, so generiert die Koinzidenzlogik durch einen *Gate and Delay*-Generator das Signal für den *Global First Level Trigger*-Eingang der DGF-4C Module und initiiert die Konvertierung des Koinzidenzereignisses.

Wie in Abschnitt 2.5 beschrieben, werden alle DGF-4C Module mit einer globalen Uhr betrieben und synchron gestartet. Bei jeder Koinzidenz werden die Ereignisse in den betreffenden DGF-4C Modulen konvertiert und in deren lokalen *Listmode*-Puffern mit einer Zeitmarkierung abgespeichert. Das erste DGF-4C Modul, dessen *Listmode*-Puffer komplett gefüllt ist, stoppt über die *Busy/Sync*-Schleife alle anderen DGF-4C Module und diese schließen dann auch ihre lokalen Puffer zur bevorstehenden Datenübertragung. Sind die DGF-4C Module zur Datenübertragung bereit, so setzen sie jeweils am *CAMAC*-Bus ein *LAM*-Signal<sup>1</sup>, das den *Host*-Computer veranlaßt, die *Listmode*-Daten der DGF-4C Module auszulesen. Sind die Daten aller DGF-4C Module übertragen, wird ein neuer Meßzyklus gestartet. Mit Hilfe der Zeitmarkierungen der Ereignisse werden dann aus den Daten in einer *Offline*-Analyse die Koinzidenzen aus den verschiedenen Puffern wieder zusammengefügt.

Als *Host*-Computer wurde ein Standard-PC mit einem *LINUX*-Betriebssystem verwendet und als *CAMAC*-Controller der STR615 der Firma STRUCK, der das *FAST CAMAC LEVEL I*-Protokoll beherrscht. Die *Listmode*-Daten wurden in *FAST CAMAC* ausgelesen. Der *Host*-Computer benutzte als Speichermedium für den Datenstrom Festplatten mit einer Kapazität von 80GB. Diese waren in Wechselrahmen installiert, so daß sie schnell auszutauschen waren.

In diesem Konzept zeigt sich der Vorteil der neuen, digitalen Elektronik, in der die Ereignisse in lokalen Puffern mit einer Zeitmarkierung zwischengespeichert werden. In einem Meßzyklus arbeiten die DGF-4C Module und die Triggerlogik unabhängig von dem Datenaufnahmesystem, d. h. sämtliche komplizierte Synchronisationen zwischen der Konvertierung eines Ereignisses und der direkten Auslese - wie in einem Ereignisorientierten System - fallen weg. Der *Host*-Computer muß lediglich das Ende eines Meßzyklusses abwarten, alle *Listmode*-Puffer von den DGF-4C Modulen auslesen und den nächsten Zyklus starten.

---

<sup>1</sup>*LAM=Look At Me*: Ein *CAMAC*-Signal, das einen *CAMAC*-Controller zur sofortigen Reaktion veranlaßt, da ein *CAMAC*-Modul für eine Operation bereit ist.

Innerhalb eines Meßzyklusses der DGF-4C Module ist die Totzeit des Systems minimal. Sie ist nur durch die interne Totzeit der DGF-4C Module gegeben, die nach Abschnitt 2.5 durch die physikalische Totzeit resultierend aus der Länge des Energiefilters bestimmt wird. Und diese Totzeit betrifft auch nur die DGF-4C Module, in denen gerade ein Ereignis nachgewiesen wurde. Die anderen DGF-4C Module sind weiterhin meßbereit. Die Totzeit dieses Datenaufnahmesystems ergibt sich also vor allem aus dem Transfer der Daten über die CAMAC-Schnittstelle zum *Host*-Computer, weil die DGF-4C Module währenddessen nicht meßbereit sind. Die Transfargeschwindigkeit im *FAST CAMAC LEVEL I*-Protokoll beträgt 5MB/s für jedes der beiden *CAMAC-Crates*, die parallel ausgelesen wurden. Dies führt bei hohen Koinzidenzraten mit einer Datenrate von über 1MB/sec zu einer merklichen Totzeit. Diese Totzeit wird aber in der Zukunft durch die sternförmige Auslesung der DGF-4C Module über die serielle *Firewire*-Schnittstelle (Abschnitt 2.5) eliminiert.

### 5.3 Die Experimente in Köln

Folgende Experimente wurden ab Herbst 2001 in Köln an dem MINIBALL mit sechs MINIBALL-CLUSTER-Detektoren durchgeführt.

#### 1. Messung des $\beta$ -Zerfalls einer $^{152}\text{Eu}$ -Quelle.

In Köln wurde mit der Reaktion  $^{152}\text{Sm}(p, n)^{152}\text{Eu}$  eine  $^{152}\text{Eu}$ -Quelle produziert. Anschließend wurde der  $\beta$ -Zerfall dieser Quelle in das  $^{152}\text{Sm}$  mit dem MINIBALL spektroskopiert.

Der Kern  $^{152}\text{Sm}$  ist ein Kandidat [Cas, Cas01] für einen Kern am kritischen Punkt des Phasenübergangs zwischen Vibratoren und Rotoren. Für diesen kritischen Punkt existiert die analytische Lösung X(5) [Iac01], die zum einen das Verhältnis 2.91 zwischen den Energien des  $2^+$ - und  $4^+$ -Zustands in der Grundzustandsbande vorhersagt und zum anderen Zerfälle aus der auf den ersten angeregten  $0^+$  aufbauenden Bande in die Grundzustandsbande zuläßt.

#### 2. Messung des $\beta$ -Zerfalls einer $^{160}\text{Er}$ -Quelle.

Eine in Bonn über die Reaktion  $^{160}\text{Dy}(\alpha, 4n)^{160}\text{Er}$  hergestellte  $^{160}\text{Er}$ -Quelle wurde zur Untersuchung von  $^{160}\text{Dy}$  im MINIBALL gemessen.  $^{160}\text{Dy}$  ist wie  $^{152}\text{Sm}$  ein Kandidat für die Untersuchung der Kernstruktur am kritischen Punkt.

#### 3. In-Beam Messung am N=Z-Kern $^{62}\text{Ga}$

Der N=Z-Kern  $^{62}\text{Ga}$  wurde über die Reaktion  $^{40}\text{Ca}(^{24}\text{Mg}, pn)^{62}\text{Ga}$  mit einer Strahlenergie nahe der *Coulomb*-Schwelle erzeugt. Ziel dieser Messung ist der Nachweis von Niedrigspinzuständen mit dem Isospin T=1 in  $^{62}\text{Ga}$ , zu denen der Grundzustand von  $^{62}\text{Ga}$  gehört. In diesem Kern sind bisher nur angeregte T=0-Zustände bekannt.

#### 4. In-Beam Messung an $^{122}\text{Ba}$

Der Kern  $^{122}\text{Ba}$  ist wegen seines Verhältnisses von genau 2.91 für die Energien des  $2^+$ - und  $4^+$ -Zustands ein weiterer Kandidat für die X(5)-Symmetrie am kritischen Punkt in einem anderen Massenbereich. Bisher sind der erste angeregte  $0^+$ -Zustand

und die darauf aufbauende Bande nicht beobachtet worden. Das  $^{122}\text{Ba}$  wurde in dem Experiment über die Reaktion  $^{112}\text{Sn}(^{12}\text{C}, 2n)^{122}\text{Ba}$  bevölkert.

#### 5. In-Beam Messung an $^{196}\text{Au}$

Der Kern  $^{196}\text{Au}$  gehört zu dem Quartett aus den Kernen  $^{194}\text{Pt}$ ,  $^{195}\text{Pt}$  und  $^{195}\text{Au}$ , das ein Kandidat für den Test der Supersymmetrie [Iac80, Isa85] ist. In dieser Theorie lassen sich die Eigenschaften aller vier Kerne mit wenigen phänomenologischen Parametern beschreiben. Das komplexe Anregungsspektrum des uu-Kerns  $^{196}\text{Au}$  wurde unter Verwendung der Reaktion  $^{196}\text{Pt}(p, n)^{196}\text{Au}$  untersucht.

#### 6. In-Beam Messung an $^{48}\text{Cr}$

Der N=Z-Kern  $^{48}\text{Cr}$  wurde über die Reaktion  $^{46}\text{Ti}(^2\text{He}, 3n)^{48}\text{Cr}$  erzeugt. Für eine Spinbestimmung, insbesondere der Zustände der Bande negativer Parität, wurde eine Anregungsfunktion gemessen. Der Nachweis von neuen Zuständen in diesem Kern war ein weiteres Ziel dieser Messung.

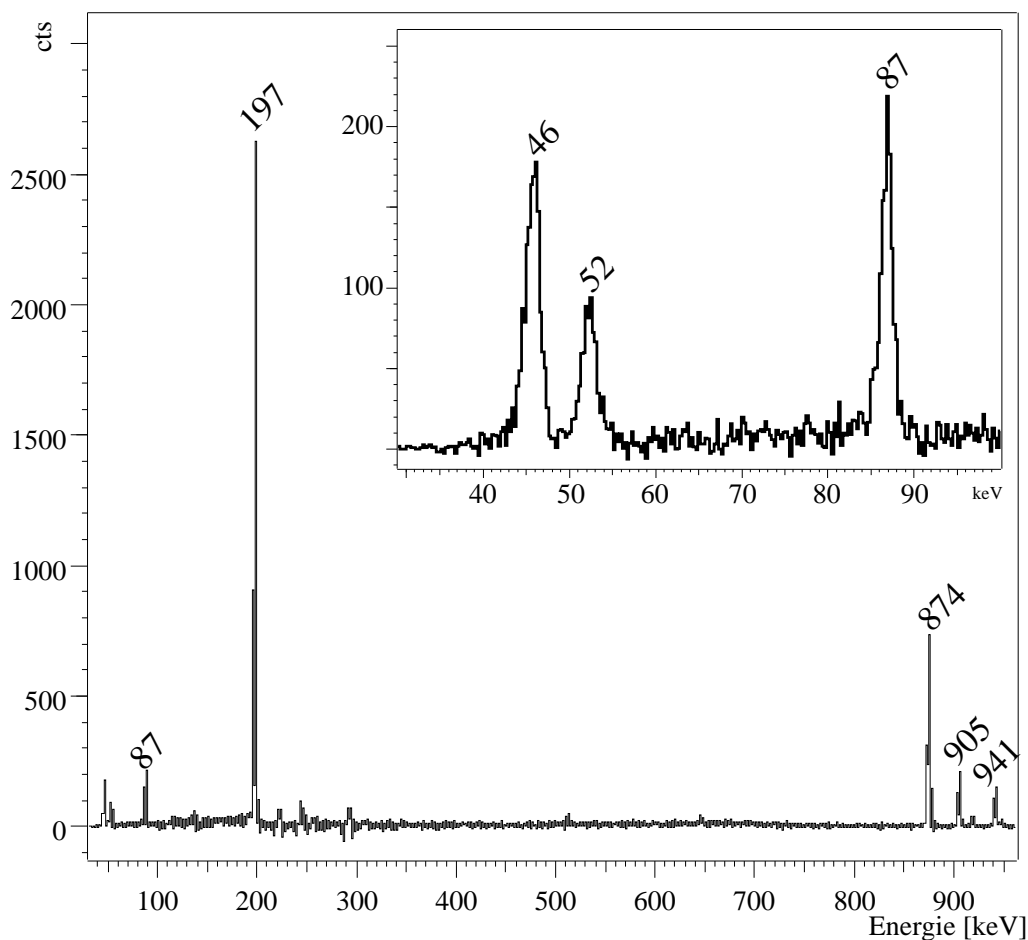
## 5.4 Ergebnisse aus den Messungen am MINIBALL

Die Daten der verschiedenen Messungen werden zur Zeit ausgewertet, so daß zu diesem Zeitpunkt keine kernphysikalischen Ergebnisse mit dem MINIBALL präsentiert werden können. Wohl aber kann die Qualität des MINIBALLs durch Koinzidenzspektren und eine Effizienzmessung vorgestellt werden.

### 5.4.1 Die Qualität der Spektren

Das Spektrum in Abbildung 5.1 zeigt einen Schnitt auf den 1473keV-Übergang aus der  $\beta$ -Zerfallsmessung des  $^{160}\text{Er}$ . Dieser Übergang gehört zu dem Zerfallsschema von  $^{160}\text{Dy}$ , was sich durch die Koinzidenz zu der zum  $^{160}\text{Dy}$  gehörenden 197keV-Energie bestätigt. In dem Projektionsspektrum besitzt die 1473keV-Linie nur 0.6% der Statistik im Vergleich zu der stärksten Linie im Spektrum. Trotz des schwachen statistischen Anteils dieser Linie ist das Schnittspektrum von hoher Qualität, da alle dort vorkommenden  $\gamma$ -Linien auf einem Untergrund von nahe Null liegen. Obwohl bei dieser Messung der Energiebereich auf 4MeV angesteuert war, konnte mit einer niedrigen Schwelle bei etwa 35keV gemessen werden, was durch die Präsenz der Röntgenlinien des  $^{160}\text{Dy}$  in Abbildung 5.1 gezeigt wird. Die Energieauflösung der 197keV-Linie beträgt 1.8keV und die der 874keV-Linie 2.3keV. Das Spektrum ist im *Addback*-Modus der MINIBALL-CLUSTER-Detektoren erzeugt worden.

Als Beispiel für ein Schnittspektrum aus einer In Beam-Messung mit dem MINIBALL ist in der Abbildung 5.2 ein Schnitt auf die 621keV-Übergangsenergie von  $^{122}\text{Ba}$  gezeigt. Der statistische Anteil der 621keV-Linie in der Projektion liegt hier unterhalb 4% im Vergleich zur stärksten Linie im Spektrum. Deutlich können alle Übergänge der Grundzustandsbande in  $^{122}\text{Ba}$  gefunden werden.



**Abbildung 5.1:** Das Spektrum zeigt einen Schnitt auf den 1473keV-Übergang des  $^{160}\text{Dy}$  aus dem  $\beta$ -Zerfall von  $^{160}\text{Er}$ . Im Ausschnitt oben rechts ist der untere Energiebereich desselben Spektrums dargestellt, in dem die koinzidenten Röntgenlinien bei 46keV und 52keV des  $^{160}\text{Dy}$  die niedrige Energieschwelle bei 35keV demonstrieren. Der gesamte Energiebereich war auf 4MeV ausgesteuert.

#### 5.4.2 Die gemessene Effizienz des MINIBALLs

Die absolute Effizienz des MINIBALLs wurde mit einer  $^{60}\text{Co}$ -Quelle für den in Abbildung 5.3 gezeigten Würfelaufbau ermittelt. Um die Totzeit des Datenaufnahmesystems für diese Messung zu minimieren, wurde im sogenannten MCA-Modus<sup>2</sup> der digitalen Elektronik gemessen. Dabei werden keine *Listmode*-Daten erzeugt, sondern jedes DGF-4C Modul nimmt für eine vorgegebene Zeit ein Einzelspektrum in dessen lokalem Histogrammspeicher auf. In dieser Betriebsart kann zwar der *Addback* für die MINIBALL-CLUSTER-Detektoren nicht durchgeführt werden, aber dafür entfällt die gesamte Totzeit für den Datentransfer der *Listmode*-Daten. Da eine schwache  $^{60}\text{Co}$ -Quelle von 31.6kBq benutzt wurde, ist die Totzeit in der Effizienzmessung vernachlässigbar.

Die Effizienz des MINIBALL-Würfelaufbaus ergab sich zu  $\epsilon_{abs}=4.3\%$  ohne *Addback*. Für den Vergleich mit den Werten aus Tabelle 4.2 ist dieser Wert mit dem *Addback*-Faktor

<sup>2</sup>Multi Channel Analyser

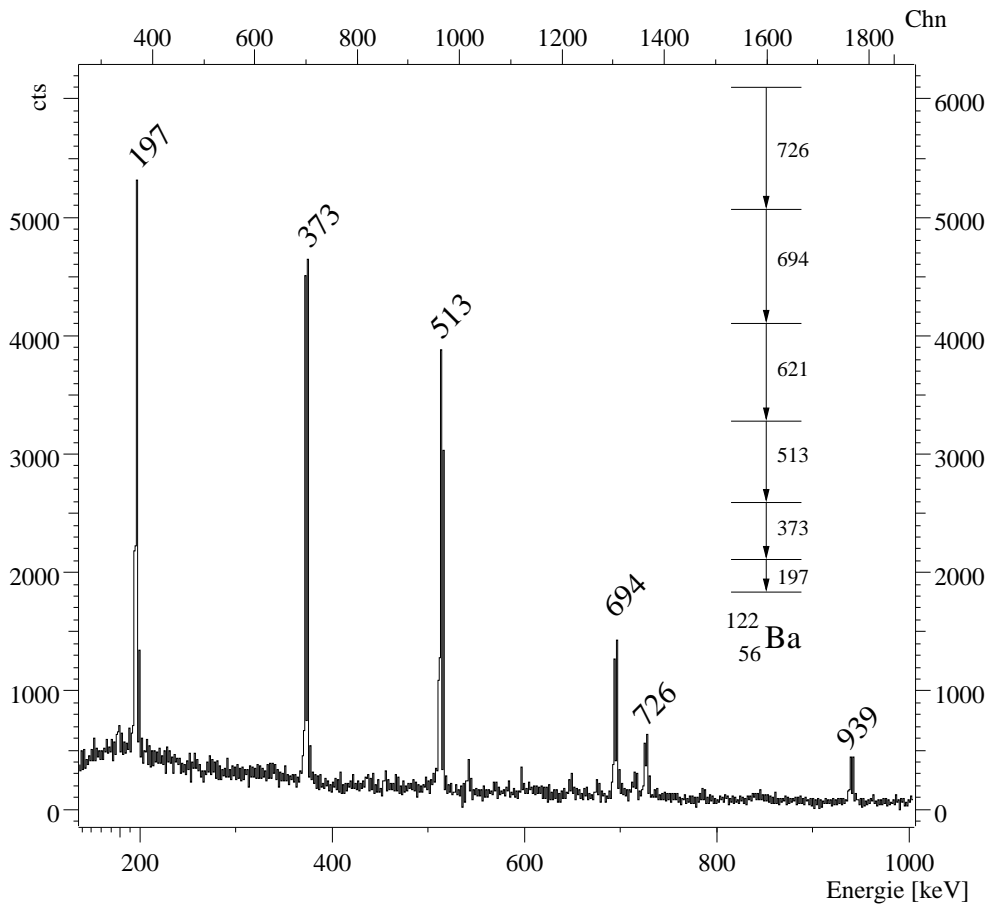


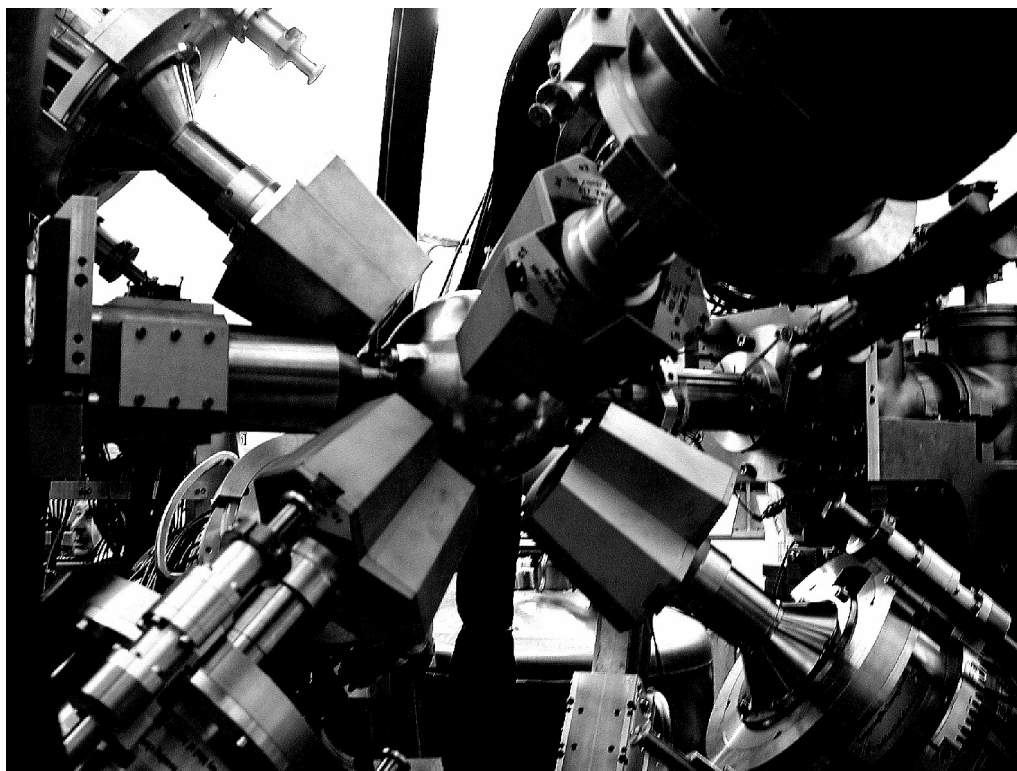
Abbildung 5.2: Das Spektrum zeigt einen Schnitt auf den 621keV-Übergang aus  $^{122}\text{Ba}$ .

von 1.25 zu multiplizieren, also  $^{ABF}\epsilon_{abs}=5.4\%$ .

Im Vergleich zu den Angaben in Tabelle 4.2 ist der ermittelte Wert  $^{ABF}\epsilon_{abs}=5.4\%$  niedrig. Ein Grund dafür ist, daß die mittlere relative Effizienz der MINIBALL-Detektoren nicht bei 60%, sondern bei 55% liegt. Die niedrigere relative Effizienz ist produktionsbedingt, da die weiterentwickelte Kapselungstechnologie der MINIBALL-Detektoren in der Anfangsphase Schwierigkeiten bereitete. Vor jedem erneuten Einbau in die Kapsel mußten die Oberflächen des Germaniumkristalls überarbeitet werden, wobei Germanium abgeschliffen werden mußte. Das Volumen des Kristalls wurde dadurch verringert und somit auch dessen Effizienz. Die kleineren Kristalle dann nicht zu akzeptieren ist wegen der hohen Kosten für das Germanium nicht finanzierbar. Die Kapselungstechnologie für den sechsfach segmentierten MINIBALL-Detektor ist nun ausgereift, und für die Detektoren der Phase II ist mit der mittleren relativen Effizienz von 60% zu rechnen.

Ein weiterer Grund ist in Abbildung 5.3 deutlich zu erkennen. Die Detektoren konnten nicht in die optimale kurze Distanz zum Target positioniert werden, um die größtmögliche Raumwinkelabdeckung zu erreichen. Die Vorwärts- und Rückwärtsdetektoren wurden durch den Ein- und Ausschuß der Targetkammer behindert, da die Endkappen an den Montageteilen der Kammer anstießen. Daher waren die Endkappen im Mittel 10-15mm





**Abbildung 5.3:** Dieser Würfelaufbau aus sechs MINIBALL-Tripel-CLUSTERn wurde bei den *In Beam*-Messungen in Köln eingesetzt. Für diesen Aufbau wurde eine Nachweiseffizienz von  ${}^{ABF}\epsilon_{abs}=5.4\%$  gemessen.

von der Targetkammer entfernt. Die Targetkammer selber hat einen Radius von 85mm. Weiterhin ist zu beachten, daß die Detektoren im Kryostaten weitere 14mm von der Wölbung vorne auf der Kryostatenendkappe entfernt sind. Das bedeutet, daß die Effizienz bei einem mittleren Targetabstand von 11-11.5cm gemessen wurde. Für diesen Abstand ergibt sich nach der Abschätzung aus Abschnitt 4.5 eine Effizienz von 7%.

Die Absorption in der Targetkammer muß ebenfalls berücksichtigt werden. Insbesondere am Ein- und Ausschluß wurden die Detektoren teilweise durch massive Aluminiumwandstärken abgeschattet. Weiterhin waren in der Kammer sämtliche Bauteile für die Montage des Silizium-Teilchenzähler eingebaut. Innerhalb der MINIBALL-CLUSTER-Detektoren wurden bei der Effizienzmessung daher zwischen den Kapseln Zählratenunterschiede von bis zu 14% festgestellt.

Die gemessene Effizienz von  ${}^{ABF}\epsilon_{abs}=5.4\%$  muß also mit dem abgeschätzten Wert von 7% verglichen werden. Die niedrigere mittlere relative Effizienz der MINIBALL-Detektoren reduziert den Wert um weitere 10% auf 6.3%. Wenn man noch die Absorption in der Targetkammer berücksichtigt, dann liegt dieser Wert nicht mehr weit von dem tatsächlich gemessenen Wert  ${}^{ABF}\epsilon_{abs}=5.4\%$  entfernt.

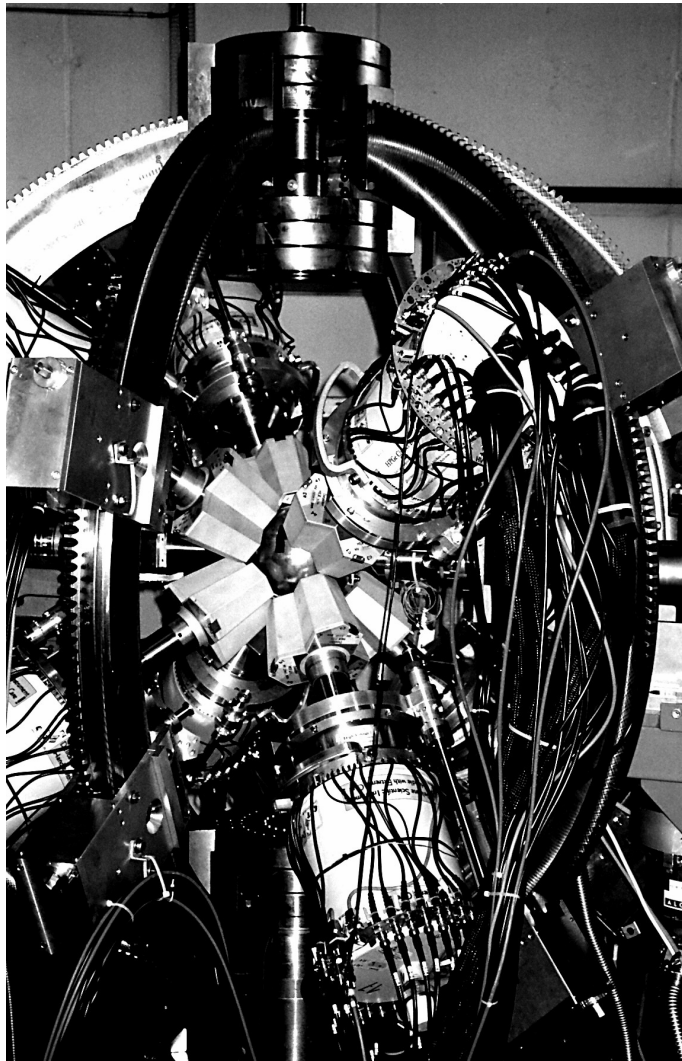
Um die hohe Effizienz mit dem MINIBALL Phase I zu erreichen, sind die kurzen Abstände der Detektoren zum Target zwingend erforderlich. Diese sind mit der derzeitigen Targetkammer mit dem Radius von 85mm auf minimal 100mm Abstand der Detektorkristalle zum Target begrenzt. Außerdem ist dieser minimale Abstand nur für die Detek-

toren möglich, deren Positionen weit entfernt von dem Ein- und Ausschuß der Kammer liegen. Die hohen Effizienzen in der Phase I sind mit dieser Targetkammer nicht zu erreichen, obwohl die Detektoren mit der flexiblen Mechanik problemlos auf die kurzen Abstände eingestellt werden können. Die hocheffiziente Konfiguration bei kurzen Abständen konnte nur bei den  $\beta$ -Zerfallsmessungen realisiert werden, weil dabei die Targetkammer ausgebaut war. Die MINIBALL-CLUSTER-Detektoren konnten auf eine Entfernung von etwa 8-9cm eingestellt werden, so daß bei den  $\beta$ -Zerfalls-Studien mit einer Effizienz von etwa 8-10% gemessen wurde.

## 5.5 Der Umzug nach CERN

Anfang März 2002 wurde der MINIBALL in Köln für den Umzug nach REX-ISOLDE in CERN abgebaut und dort Mitte März innerhalb von 10 Tagen wieder komplett installiert. In dem MINIBALL sind 8 MINIBALL-CLUSTER-Detektoren eingebaut, die alle mit einer guten Energieauflösung funktionieren. Für den Teilchennachweis stehen dort im MINIBALL ein ortsauflösender PPAC und ein ortsauflösender Siliziumzähler zur Verfügung. Derzeit wird das von der Ludwig-Maximilian-Universität München entwickelte Datenaufnahmesystem aufgebaut und getestet. Mit diesem System können sowohl die Informationen der Teilchendetektoren, die mit analoger Standardelektronik gemessen werden, als auch die digitale Elektronik der MINIBALL-Detektoren verarbeitet werden. Die ersten Strahlzeiten mit radioaktivem Strahl beginnen Anfang Mai 2002.

Mit dem problemlosen und schnellen Umzug des MINIBALLs ist auch das letzte Planungsziel im Konzept des MINIBALL-Spektrometers bestätigt worden, ein *mobiles* Spektrometer für den Einsatz an verschiedenen Meßplätzen zu realisieren.



**Abbildung 5.4:** Die Fotografie zeigt den aktuellen Aufbau des MINIBALLs mit 8 MINIBALL-Tripel-CLUSTERn an REX-ISOLDE bei CERN (2002)



## Kapitel 6

# Diskussion und Ausblick

Der MINIBALL ist ein hocheffizientes  $\gamma$ -Spektrometer mit einer hohen effektiven Granularität und somit ein optimales Instrument für die Spektroskopie exotischer Kerne. Durch die Segmentierung und die Impulsformanalyse wird die intrinsische Energieauflösung der Germaniumdetektoren beim Studium exotischer Kerne an der REX-ISOLDE nahezu erreicht. Die hohe Nachweiseffizienz zeigt die Überlegenheit des MINIBALLs gegenüber dem EUROBALL bei den geplanten Experimenten und das bei einer Reduzierung der Kosten um einen Faktor vier.

Dieser Erfolg des MINIBALL-Projekts ist darauf zurückzuführen, daß in der MINIBALL-Kollaboration flexibel auf neue Ergebnisse und Entwicklungsmöglichkeiten im Verlauf der Realisierung des MINIBALL-Spektrometers reagiert wurde. Der ursprünglich starre Würfelaufbau aus sechs CLUSTER-Detektoren mit jeweils sieben gekapselten, sechsfach segmentierten Detektoren wurde durch eine flexible Gestellmechanik mit kleineren Detektoreinheiten ersetzt, die vielfältige Konfigurationen um das Target für die unterschiedlichen Experimente ermöglicht. In den ersten Messungen mit einem sechsfach segmentierten MINIBALL-Detektor zeigte sich, daß sich mit den Segmentsignalen durchaus gute Energieauflösungen erzielen ließen. Daher wurde das Vorhaben, nur die Core-Signale zur Spektroskopieren zu verwenden und mit den Segmenten lediglich Triggersignale zu erzeugen, fallengelassen. Alle Detektorkanäle sollten komplett zur Spektroskopie ausgelesen werden. Als sich eine digitale Lösung für die Spektroskopieelektronik abzeichnete, wurde diese sofort vorangetrieben und für die Belange des MINIBALLs weiterentwickelt. Die digitale Lösung ermöglichte auch, die zu dieser Zeit erfolgreich untersuchte Impulsformanalyse der Core-Signale zur Bestimmung der radialen Position der Hauptwechselwirkung [Pal97, Gun97] im MINIBALL einzusetzen.

Mit der digitalen Elektronik wurde im Rahmen dieser Dissertation die Impulsformanalyse der Segmentsignale studiert und die daraus resultierende hohe zweidimensionale effektive Granularität der MINIBALL-Detektoren in Labor- und *In Beam*-Messungen nachgewiesen. Die Güte der Impulsformanalyse wird nicht durch die Qualität der Detektorsignale limitiert, sondern durch die Geometrie der verwendeten Detektoren. Das ist einmal die *Closed End*-Bauform der Kristalle, durch die sich für die Hauptwechselwirkungen im vorderen, nicht koaxialen Bereich verfälschte Radialinformationen ergeben (Abbildung 3.4), und zum anderen die fehlende Tiefeninformation in den Detektoren,

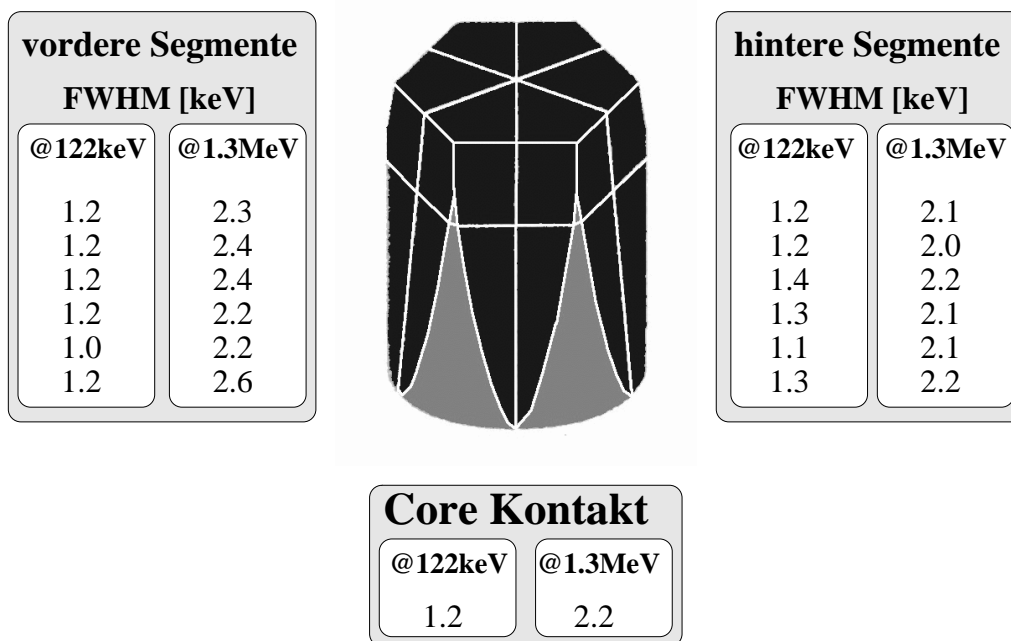
die bei dem nicht senkrechten Einfall der  $\gamma$ -Quanten zur Detektorenfrontfläche zur Verschlechterung der zweidimensionalen Ortsinformation führt (Abschnitt 4.3.3). Da für die Phase II des MINIBALLs noch 16 MINIBALL-Detektoren hergestellt werden müssen, stellt sich die Frage, ob der Einsatz weiterentwickelter Detektorentypen zur Verbesserung der ortssensitiven Eigenschaften sinnvoll ist.

Die Aufhebung des ersten Effekts ist theoretisch durch die Verwendung echt koaxialer Detektoren möglich. Dabei erhält man aber eine zusätzliche kritische intrinsische Oberfläche am Eintrittsfenster des Detektors, über die die gesamte Hochspannung des Detektors abfällt. Weiterhin weist diese Oberfläche eine effektive Totschicht von einigen mm auf im Vergleich zu einem  $0.3\text{-}0.5\mu\text{m}$  dicken Bor-implantierten Kontakt, der das Eintrittsfenster eines *Closed End*-Detektors bildet. Damit werden die spektroskopischen Eigenschaften eines echt koaxialen Detektors zum Nachweis von niederenergetischer  $\gamma$ -Strahlung gegenüber denen eines *Closed End*-Detektors erheblich verschlechtert. Auch ist es technologisch nicht trivial, die Kapselung für echt koaxiale Detektoren zu realisieren. Da nun die Frontseite des Kristalls ebenfalls auf Hochspannung liegt, müßte sie geeignet gegen den enganliegenden Kapselboden isoliert werden. Der Bau von echt koaxialen, gekapselten Detektoren ist aus diesen Gründen nicht weiter verfolgt worden.

Die Tiefeninformation kann durch Detektoren mit einer zusätzlichen Quersegmentierung erreicht werden. Der Prototyp eines gekapselten, zwölfmal segmentierten Detektors (Abbildung 6.1), dessen Kristalldimensionen mit denen des MINIBALL-Detektors übereinstimmen, wurde erfolgreich hergestellt und getestet [Was00]. Dieser Detektor weist eine zusätzliche äußere Quersegmentierung auf, die den vorderen, nicht koaxialen Bereich abtrennt. Weiterhin existieren schon die Konstruktionen für einen Kryostaten, der bis zu drei zwölfmal segmentierte, gekapselte Detektoren mit deren 39 Spektroskopiekanälen aufnehmen kann. Die Anschaffung von 16 zwölfmal segmentierten Detektoren anstelle der sechsmal segmentierten für die Phase II des MINIBALLs stellt somit eine Alternative dar und soll daher detaillierter diskutiert werden.

Die weitere Verbesserung der Energieauflösung einer *Doppler*-verbreiterten  $\gamma$ -Linie durch den Einsatz zwölfmal segmentierter Detektoren läßt sich durch die Ergebnisse aus dem *In Beam*-Experiment in Kapitel 4 abschätzen. Dort wurde gezeigt, daß mit dem unter  $90^\circ$  zur Strahlachse stehenden MINIBALL-Detektor im MINIBALL-Tripel-CLUSTER eine Auflösung bei der Bestimmung des Emissionswinkels von  $2.5^\circ$  erreicht wurde (Abschnitt 4.4). Der gesamte MINIBALL-Tripel-CLUSTER mit den drei sechsmal segmentierten MINIBALL-Detektoren erzielte wegen der fehlenden Tiefeninformation die schlechtere Auflösung von  $3.1^\circ$  (Abschnitt 4.3.2). Geht man von dem bestmöglichen Ergebnis aus, daß mit dem Einsatz der zwölfmal segmentierten Detektoren diese Verschlechterung komplett ausgeglichen würde, so ist eine Verbesserung der Energieauflösung der *Doppler*-verbreiterten Linien um bis zu 20% möglich.

Diese Verbesserung erfordert einen erheblichen Mehraufwand in der Auswertung, da sich die Anzahl der Spektroskopiekanäle verdoppelt. Außerdem muß die digitale Elektronik für die zusätzlichen Segmentkanäle finanziert werden (32 Module, ca. 0.5MEuro). Bei der Kapselungstechnologie des sechsmal segmentierten MINIBALL-Detektors ist zu bemerken, daß deren Zuverlässigkeit durch die Statistik der 28 tadellos funktionierenden MINIBALL-Detektoren bestätigt ist. Die Kapselung ist für den zwölfmal segmentierten



**Abbildung 6.1:** Der zwölffach segmentierte, gekapselte Detektor entspricht dem sechsfach segmentierten MINIBALL-Detektor mit einer zusätzlichen Quersegmentierung. Diese trennt den vorderen, nicht koaxialen Bereich ab. Die Energieauflösung der vorderen Segmente ist bei niedrigen  $\gamma$ -Energien etwas besser, da diese eine kleinere Kapazität haben. Bei höheren Energien gewinnen die hinteren Segmente wegen der besseren Feldverteilungen zur Ladungssammlung.

Detektor modifiziert worden, um die Signale der vorderen Segmente auslesen zu können. Eine vergleichbare Aussage über deren Zuverlässigkeit ist mit nur einem Prototypen bisher nicht möglich.

Die Mehrkosten bei der Verwendung zwölffach segmentierter Detektoren betreffen in erster Linie die zusätzlich benötigte Elektronik, nicht aber die Detektoren und Kryostaten selber. Es ist also durchaus denkbar, jeweils zwei Segmente an der Kapsel zusammenzuschließen und den Detektor mit einer sechsfachen Segmentierung zu betreiben. Dann hat man später immer noch die Option, die zwölffache Segmentierung zu nutzen. Das ist besonders dann interessant, wenn MINIBALL Phase II für zukünftige parallele Meßkampagnen in jeweils zwei Systemen der Phase I aufgesplittet werden sollte. Dann sind die extrem kurzen Target-Detektor-Distanzen von 7-9cm für die hohe Nachweiseffizienz notwendig. Bei den kurzen Distanzen ist nach Abschnitt 4.3.3 die Kenntnis der Tiefe der Hauptwechselwirkung dominant für die Bestimmung des Emissionswinkels eines  $\gamma$ -Quants und die zusätzliche Quersegmentierung würde die Winkelauflösung für die *Doppler*-Korrektur wesentlich verbessern.

Die Entscheidung für die zwölffach segmentierten Detektoren in der Phase II würde das Potential des MINIBALLs erhöhen und das ohne drastische Mehrkosten, wenn man sie zunächst als sechsfach segmentierte Detektoren betreibt. Andererseits birgt die noch nicht bestätigte Langzeitstabilität dieser Detektoren die Gefahr in sich, daß sich die Fertigstellung der Phase II erheblich verzögern kann, sollten sich bei der modifizierten Kapselungstechnologie der zwölffach segmentierten Detektoren Schwachstellen heraus-

stellen.

Der zuverlässige Betrieb des MINIBALLs in Köln mit sechs MINIBALL-Tripel-CLUSTERn bewies die tadellose Funktion der neuentwickelten Komponenten. Die Messungen wurden mit guten Energieauflösungen der Detektoren durchgeführt, und die digitale Elektronik ermöglichte die problemlose Aufnahme von  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzdaten. Die optimale Nachweiseffizienz des MINIBALLs Phase I konnte nicht in den *In Beam*-Experimenten erreicht werden, da die Targetkammer und die massiven Träger des Strahlrohrs am Ein- und Ausschluß die Positionierung der MINIBALL-Tripel-CLUSTER behinderte. Die Detektoren konnten nicht auf die kurzen Targetabstände von etwa 9cm eingestellt werden, um eine größtmögliche Raumwinkelabdeckung zu realisieren. Dieses war nur für die  $\beta$ -Zerfallsstudien möglich, bei denen die Kammer ausgebaut war. Die verwendete Targetkammer erlaubt den Einbau eines segmentierten Siliziumzählers und eines PPACs für den bei den Experimenten mit exotischen Kernen notwendigen Teilchennachweis. Dadurch ist der minimale Durchmesser der Kammer limitiert. Doch die Kammer und die Unterstützung des Strahlrohrs sind in der frühen Phase des MINIBALL-Projekts konstruiert worden, als das Spektrometer noch als ein starrer Aufbau bestehend aus sechs CLUSTERn mit je sieben gekapselten Detektoren geplant war. Der Wechsel auf ein flexibles Gestell mit kleineren Detektoreinheiten ist bei der Konstruktion der jetzigen Kammer nicht berücksichtigt worden. Somit ist der Betrieb des MINIBALLs bei optimaler Nachweiseffizienz mit dieser Kammer nicht möglich.

In CERN wird MINIBALL derzeit mit acht MINIBALL-Tripel-CLUSTERn und derselben Targetkammer betrieben. Werden diese unter ähnlichen Targetabständen wie bei den Kölner Experimenten um die Kammer gruppiert, so ergibt sich für den Aufbau dort eine Nachweiseffizienz von 7.2% im *Addback*-Modus. Dieser Abschätzung liegt die in Köln gemessene Nachweiseffizienz von 5.4% zugrunde. Der Aufbau in CERN wurde auf kurze Targetabstände optimiert, indem keine Detektorpositionen unter Vorwärts- und Rückwärtswinkel gewählt wurden, die von dem Ein- und Ausschluß behindert werden. Die Endkappen der MINIBALL-CLUSTER-Detektoren liegen unmittelbar an der Wand der Targetkammer an. Durch die Reduzierung des mittleren Targetabstandes um etwa 1cm erhöht sich die Effizienz um 15% auf 8.4%. Die Flexibilität des MINIBALLs ist aber erheblich eingeschränkt, da Aufbauten mit Detektoren unter Vorwärts- und Rückwärtswinkel nur bei größeren Targetabständen und mit dem entsprechenden Effizienzverlust realisierbar sind. Weiterhin stoßen jetzt schon einige Bögen des MINIBALL-Gestells an den Trägern des Strahlrohrs an und beeinträchtigen ebenfalls die Flexibilität. Das wird besonders in der Phase II des MINIBALLs kritisch, denn dann wird die volle Bewegungsfreiheit in den Einstellmöglichkeiten des Gestells für die optimale  $4\pi$ -Abdeckung mit 40 MINIBALL-Detektoren benötigt. Für den aktuellen Aufbau aus acht MINIBALL-Tripel-CLUSTERn würde eine weitere Reduzierung des mittleren Targetabstandes um nur 1cm die Effizienz auf fast 10% erhöhen.

Es ist also sinnvoll, die existierende Kammer auszutauschen und die Unterstützung des Strahlrohrs zu modifizieren, damit die hohe Nachweiseffizienz des MINIBALLs erreicht und die volle Flexibilität des Gestells wiederhergestellt wird. Dazu ist die Neukonstruktion einer Targetkammer notwendig, die speziell an die Gegebenheiten des MINIBALLs angepaßt ist, also einen geringen Durchmesser für kompakte Konfigurationen und einen



schlanken Ein- und Ausschluß aufweist.

Die Ergebnisse der Impulsformanalyse und der Detektorentechnologie aus dem MINIBALL-Projekt geben einen optimistischen Ausblick auf die Durchführbarkeit des  $\gamma$ -Ray Trackings. Diese wurde im Rahmen einer von der EG unterstützten europaweiten Projektstudie [Tmr01] ausführlich untersucht. Die im wesentlichen auf Simulationsrechnungen basierenden Resultate zeigen, daß in einem hochsegmentierten Germaniumdetektor (etwa 25-36 Segmente) mit einer Impulsformanalyse der Detektorsignale die einzelnen  $\gamma$ -Interaktionen in einer Güte von besser als 2mm aufgelöst werden können. Das Grundprinzip der dabei verwendeten Algorithmen basiert auf dem Ansatz, daß jede Wechselwirkung abhängig von ihrem Ort und der deponierten Energie eine charakteristische Signalform auf den Kontakten erzeugt. Die gemessenen Signale ergeben sich aus der Superposition der einzelnen Beiträge der Interaktionspunkte, und aus der Entfaltung der Signale werden die einzelnen Wechselwirkungsorte aufgelöst.

Dieses Potential der Impulsformanalyse wird durch die im MINIBALL erreichte Ortsensitivität bestätigt. Hier werden mit vergleichbar einfachen Algorithmen Resultate erzielt, die nicht durch die Güte der Impulsformanalyse limitiert werden, sondern durch die sechsfache Segmentierung ohne eine Tiefeninformation. Weiterhin zeigt der zuverlässige Betrieb der MINIBALL-Tripel-CLUSTER, daß komplexe Detektorensysteme mit einer Vielzahl von hochauflösenden Spektroskopiekanälen auf engstem Raum beherrschbar sind. Eine wichtige praktische Erkenntnis in diesem Zusammenhang ist allerdings, daß die Verwendung gekapselter Detektoren zum Bau eines hochsegmentierten Tracking-Detektor-Systems dringend erforderlich ist. Das Argument ist dafür nicht mehr allein die gesteigerte Zuverlässigkeit durch die Kapselungstechnologie, sondern der durch sie ermöglichte Zugang zu der kritischen kalten Vorverstärkerelektronik. Deren optimaler und störungsfreier Betrieb ist die Voraussetzung für die erfolgreiche Impulsformanalyse, und sie stellt somit die größte Herausforderung beim Bau eines solchen Zählers dar. Die erfolgreiche Entwicklung des gekapselten, zwölfmal segmentierten Detektors (Abbildung 6.1), bei dem die Technik zur Auslesung der vorderen Segmente trotz des engen Spalts von nur 0.7mm zwischen Detektoroberfläche und Kapselwand realisiert werden mußte, stellt die benötigte Technologie zum Bau hochsegmentierter, gekapselter Detektoren zur Verfügung.

Der nächste Schritt für das  $\gamma$ -Ray Tracking-Projekt ist der Bau eines CLUSTER-Detektors mit drei jeweils 36-fach segmentierten, gekapselten Germaniumdetektoren, um das Tracking-Prinzip experimentell zu bestätigen. Mit einem solchen Detektor läßt sich die Ortsauflösung zusammen mit den Tracking-Algorithmen einsetzen, um nicht vollständig absorbierte Ereignisse zu identifizieren und somit das Peak zu Untergrund-Verhältnis in den Spektren drastisch zu verbessern. Das würde dann zeigen, daß die nicht vollständig absorbierten Ereignisse tatsächlich über die Rekonstruktion der Spur eines  $\gamma$ -Quants erkannt werden können. Bis zu dem Bau eines kompletten  $\gamma$ -Ray Tracking-Spektrometers sind noch erhebliche Anstrengungen zu leisten, die neben der Detektortechnologie auch die Bereiche der digitalen Elektronik für die Impulsformanalyse und der Echtzeitverarbeitung der hohen Datenströme betreffen, um für jedes Ereignis aus den Detektorensignalen die Wechselwirkungsorte zu bestimmen und mit den tracking-Algorithmen nicht vollständig absorbierte  $\gamma$ -Quanten zu unterdrücken.

Die Technik des  $\gamma$ -Ray *Trackings* bietet ebenfalls neue Perspektiven für die Entwicklung bildgebender Systeme, z. B. für medizinische Anwendungen. Sind die Emissionsenergien der  $\gamma$ -Quanten bekannt, so können mittels der *Tracking*-Algorithmen die Emissionsrichtungen ermittelt werden, aus denen die  $\gamma$ -Quanten in den Detektor eingefallen sind. Dadurch kann dann in einer Probe die Verteilung der radioaktiv markierten *Tracer* ermittelt werden. Der große Vorteil gegenüber der heutigen Systeme wie SPECT <sup>1</sup> und PET <sup>2</sup> ist die gute Energieauflösung der eingesetzten Germaniumdetektoren. Es können eine Vielzahl von *Tracern* mit verschiedenen Emissionsenergien verwendet werden und vor allen Dingen können sie gleichzeitig eingesetzt werden. D. h., daß verschiedene *Tracer*, die sich in der Probe unterschiedlich verteilen oder reagieren, simultan gemessen werden können und eine 'farbige' Darstellung der Vorgänge in einer Probe liefern.

---

<sup>1</sup>Single Photon Emission Computed Tomography. Mit kollimierten Szintillationsdetektoren wird eine Probe aus mehreren Blickwinkeln vermessen.

<sup>2</sup>Positron Emission Tomography. Die beiden 511keV- $\gamma$ -Quanten aus der Positronannihilation werden koinzident in einem Szintillator-Array nachgewiesen. Da die zwei Annihilations-Quanten in entgegengesetzte Richtungen emittiert werden, muß die Annihilation auf der Verbindungslinie zwischen den Nachweisorten der beiden 511keV-Energien im Detektor stattgefunden haben.

# Literaturverzeichnis

- [Cas] R.F. Casten, M. Wilhelm et al. *The first excited  $0^+$  state in  $^{152}\text{Sm}$*  Phys. Rev. **C57** (1998)
- [Cas01] R.F. Casten, N.V. Zamfir. *Empirical Realization of a Critical Point Description in Atomic Nuclei*, Phys. Rev. Lett. **78**, 052503 (2001)
- [Del98] M.A. Deleplanque, I.A. Lee, K. Vetter et al. *GRETA: utilizing new concepts in  $\gamma$ -ray detection*, Nucl. Instr. Meth. **A430**, 292-310 (1998)
- [Ebe96] J. Eberth, H.G. Thomas et al. *Encapsulated Ge Detectors: Development and First Tests*, Nucl. Instr. Meth. **A369**, 135-140 (1996)
- [Ebe97] J. Eberth, H.G. Thomas, D. Weißhaar et al. *Development of Segmented Ge Detectors for Future  $\gamma$ -Ray Arrays*, Prog. Part. Nucl. Phys. **38** 29-37 (1997)
- [Esc94] M. Eschenauer et al. *Resolution enhancement of gamma-spectroscopy data from neutron-damaged coaxial n-type HPGe-detectors*, Nucl. Instr. Meth. **A340**, 364-370 (1994)
- [Fis97] C. Fischbeck. *Untersuchungen zum Ansprechverhalten des sechsfach segmentierten MINIBALL Ge-Detektors*, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilian-Universität, München, 1997
- [Gun97] Ch. Gund. *Eigenschaften des zweifach segmentierten Prototypen eines MINIBALL Cluster Moduls*, Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, 1997
- [Gun00] Ch. Gund. *The Sixfold Segmented MINIBALL Module Simulation and Experiments*, Dissertation, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, 2000
- [Hab97] D. Habs, F. Rudolph, P. Thierolf et al. *Physics with Ge-Miniball-Arrays*, Prog. Part. Nucl. Phys. **38** 111-126 (1997)
- [Hab01] D. Habs, F. Ames, W. Assmann et al. *The REX-ISOLDE-Project and The Munich Accelerator for Fission Fragments MAFF*, Prog. Part. Nucl. Phys. **46** 343-358 (2001)
- [Hu98] Z. Hu et al. *Energy and efficiency calibration of an array of six Euroball Cluster detectors used for beta-decay studies*, Nucl. Instr. Meth. **A419**, 121-131 (1998)

- [Iac80] F. Iachello. *Dynamical Supersymmetries in Nuclei* Phys. Rev. Lett. **44**, 772 (1980)
- [Iac01] F. Iachello. *Analytic Description of Critical Point Nuclei in a Spherical-Axially Deformed Shape Phase Transition*, Phys. Rev. Lett. **78**, 052503 (2001)
- [Isa85] P. Van Isacker. *Extension of supersymmetry in nuclear structure*, Phys. Rev. Lett. **54**, 653 (1985)
- [Jac62] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons, Inc., 1962
- [Joh71] A. Johnson, H. Ryyde, J. Sztarkier. *Evidence for a Singularity in Nuclear Rotational Band Structure*, Phys. Lett. **B34**, 605 (1971)
- [Kno00] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, Inc. (2000)
- [Kor01] A. Korichi. *Linear Polarization Measurement of Interband Transitions in Superdeformed  $^{190}\text{Hg}$ : Model-Independent Evidence for Octupole Vibrational Structures*, Phys. Rev. Lett. **86**, 2746-2749 (2001)
- [Kro96] T. Kröll et al. *Analysis of simulated and measured pulse shapes of closed-end HPGe detectors*, Nucl. Instr. Meth. **A371**, 489-496 (1996)
- [Lau01] M. Lauer. *Implementierung von Algorithmen zur Echtzeitpulsformanalyse von HPGe Detektorsignalen*, Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, 2001
- [Lie84] R.M. Lieder et al. *Design of a Bismuth Germanate Anti-Compton Spectrometer and its Use in Nuclear Spectroscopy*, Nucl. Instr. Meth. **A220**, 363-370 (1984)
- [Lie01] R.M. Lieder et al. *Gamma-Ray Tracking Arrays*, Prog. Part. Nucl. Phys. **46** 399-407 (2001)
- [Lun01] S. Lunardi. *Towards Far from Stability with Euroball*, Prog. Part. Nucl. Phys. **46** 253-268 (2001)
- [Mar99] J. van der Marel and B. Cederwall. *Backtracking as a way to reconstruct Compton scattered gamma-rays*, Nucl. Instr. Meth. **A437** 538 (1999)
- [Muk76] T. Mukoyama. *Range of Electrons and Positrons*, Nucl. Instr. Meth. **134** 125 (1976)
- [Nol85] P. Nolan et al. *The Performance of a Bismuth Germanate Escape Suppressed Spectrometer*, Nucl. Instr. Meth. **A236** 95-99 (1985)
- [Opp] A.V. Oppenheim und R.W. Schafer. *Discrete-Time Signal Processing*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, N.J. 07632 ISBN 0-13-216292-X

- [Pal97] L. Palafox Gamir. *A New Method for the Determination of the Entry Position in HPGe Detectors by Current Analysis*, Dissertation, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, 1997
- [Pet01] P. Petkov. *private Mitteilung*
- [Rad88] V. Radeka. *Low-noise Techniques in Detectors*, Annual Review of Nuclear Particle Science, Vol. **38**, 1988
- [Ram39] S. Ramo. *Currents induced in electron motion*, Proc. IRE **27**, 584 (1939)
- [Rie80] L.L. Riedinger et al. *Frequency and Alignment Classification of Multiple Band Crossings*, Phys. Rev. Lett. **44**, 568 (1980)
- [Rud01] D. Rudolph et al. *Proton and  $\gamma$ -decay lifetime measurements in the second minimum of  $^{58}\text{Cu}$* , Phys. Rev. **C63** 021301(R) (2001)
- [Sie65] K. Siegbahn. *Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy*, Vol.1, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965
- [Sch99] G.J. Schmid et al. *A  $\gamma$ -ray tracking algorithm for the GRETA spectrometer*, Nucl. Instr. Meth. **A430** 69-83 (1999)
- [Ste01] T. Steinhardt. *private Mitteilung*
- [Sve99] C. E. Svensson et al. *Decay Out of the Doubly Magic Superdeformed Band in the  $N=Z$  Nucleus  $^{60}\text{Zn}$* , Phys. Rev. Lett. **82** 3400-3403 (1999)
- [Tei94] W. Teichert. *Untersuchungen des Untergrundes in  $\gamma$ -Spektren von Germaniumdetektoren*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Köln, 1994
- [Tho95] H.G. Thomas. *Entwicklung eines Germanium-CLUSTER-Detektors für das Gamma-Spektrometer EUROBALL*, Berlin, Verlag Dr. Köster (1995), ISBN 3895741132
- [Tmr01] R.M. Lieder et al. *The TMR network project 'Development of  $\gamma$ -ray tracking detectors'*, Nucl. Phys. **A682** 279c-285c (2001)
- [Twi86] P.J. Twin et al. *Observation of a Discrete-Line Superdeformed Band up to  $60\hbar$  in  $^{152}\text{Dy}$* , Phys. Rev. Lett. **54**, 811-814 (1986)
- [Was00] T. Waasem. *Ortsauflösende Eigenschaften eines zwölfach-segmentierten Germanium-Detektors*, Staatsexamensarbeit, Institut für Kernphysik, Köln, 2000
- [Vet00] K. Vetter, A.L. Kuhn, M.A. Deleplanque et al. *Three-dimensional position sensitivity in two-dimensionally segmented HP-Ge detectors*, Nucl. Instr. Meth. **A452**, 223-238 (2000)



# Danksagung

Herrn Prof. Dr. P. von Brentano danke ich für die Vergabe des Themas dieser Arbeit und die zahlreichen anregenden Diskussionen. Mein Dank gilt ferner Herrn Prof. Dr. J. Jolie für sein stetes förderndes Interesse an dieser Arbeit. Herr Prof. Dr. P. von Brentano und in Folge Herr Prof. Dr. J. Jolie haben für die optimalen Arbeitsbedingungen Sorge getragen, die eine so aufwendige technologische Arbeit ermöglichten.

Herrn Dr. J. Eberth gilt mein besonderer Dank für seine intensive Betreuung und sein ständiges Interesse am Gelingen dieser Arbeit. Ohne seine Erfahrung und vielfältige Hilfe wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Für die freundschaftliche und sehr fruchtbare Zusammenarbeit in allen Facetten dieser Arbeit, ob im Labor, bei den Detektoren- und Kryostatenentwicklungen, bei Arbeitseinsätzen in anderen Instituten, beim Aufbau des MINIBALLs oder der Durchführung der Experimente danke ich Herrn Dr. H. G. Thomas.

Ohne die umfassenden Kenntnisse des Herrn Dr. G. Pascovici in der Elektronik und seinen unermüdlichen Einsatz wäre der miniaturisierte Analogvorverstärker sicher nicht so klein und so gut gelungen, und unsere gemeinsamen Anstrengungen, die digitale Spektroskopieelektronik zu einem schnellen und zuverlässigen Analysator zu entwickeln, hätte ohne ihn niemals so reibungslos zum Erfolg geführt. Ihm und seiner Mannschaft der Elektronikwerkstatt danke ich für die Unterstützung in allen Belangen der Elektronik.

Die fundierten *Software*-Kenntnisse von Herrn Dr. N. Warr und sein Engagement bei dem Aufbau und der Programmierung des Kölner Analysatorsystems für die  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen waren ein weiteres, wichtiges Standbein in dem Projekt. Unvergessen bleibt mir der Moment, als nach einem langen Kampf mit *CAMAC-Controllern* und *System-FPGA-Codes* das erste Mal ein komplett mit DGF-4C-Modulen bestücktes CAMAC-Crate erfolgreich gebootet wurde. Auch bedanke ich mich für die gute Zusammenarbeit bei dem Aufbau und Betrieb des MINIBALLs in Köln.

Für die hervorragende und qualifizierte Arbeit in allen mechanischen Belangen des MINIBALL-Projekts, von der Konstruktion und Bau der Kryostatenkomponenten des Prototyps bis zum Aufbau des MINIBALL-Gestells in Köln und CERN danke ich Herrn Dipl.-Ing. S. Thiel und allen Mitgliedern der Feinmechanikwerkstatt. Nicht zu vergessen sind natürlich die vielen 'Kleinigkeiten', die immer prompt und hochwertig gefertigt wurden.

Ich bedanke mich bei Herrn Dipl.-Ing. L. Steinert und der Mannschaft des Kölner Tan-

dembeschleunigers für all die hervorragenden Strahlen und die Unterstützung beim Betrieb des MINIBALLs in Köln.

Das MINIBALL-Projekt und somit auch diese Arbeit wurde durch die MINIBALL-Kollaboration ermöglicht. Hier nenne ich stellvertretend insbesondere Herrn Prof. D. Schwalm (MPI-K Heidelberg), Herrn Prof. D. Habs (LMU München), Herrn Prof. P. Van Duppen (IKS Leuven) und Herrn Dr. J. Gerl (GSI Darmstadt).

Die fruchtbare Zusammenarbeit mit der Firma EURISYS hat den gekapselten, sechsfach segmentierten MINIBALL-Detektor und die mit der Firma XIA das digitale Spektroskopiemodul DGF-4C hervorgebracht.

Den Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe Herrn Dipl.-Phys. T. Steinhardt, Herrn Dipl.-Phys. O. Thelen, Herrn G. Gersch, Herrn Dipl.-Phys. E. Benmessoud, Frau Dipl.-Phys. I. Stefanescu und Herrn H. Hess danke ich für die Mitarbeit rund um den MINIBALL und das gute Arbeitsklima.

Ganz besonders bedanke ich mich bei meiner Frau Vivien für ihre Unterstützung in jeglicher Hinsicht.



# Lebenslauf

**Name** Dirk Werner Weißhaar  
**Geburtsdatum/-ort** 24.09.1969 in Köln  
**Nationalität** deutsch  
**Familienstand** verheiratet, 1 Kind

**Schulbildung** 08/76–05/89 Städt. Gemeinschaftsgrundschule Moitzfeld  
in Bergisch Gladbach  
Städt. Gymnasium Herkenrath  
in Bergisch Gladbach  
Abschluß Allgemeine Hochschulreife

06/89–09/90 Grundwehrdienst/Zivildienst

**Hochschulstudium** 10/90 Immatrikulation an der Universität zu Köln  
für das Studienfach Physik/Diplom  
08/92 Diplomvorprüfung Physik  
11/96 Diplom im Fach Physik,  
Thema der Diplomarbeit:  
'Die Polarisationsempfindlichkeit des  
EUROBALL-CLUSTER-Detektors'

## **Arbeits-/Anstellungsverhältnisse am Institut für Kernphysik**

09/93–11/96 Studentische Hilfskraft  
12/96–08/97 Wissenschaftliche Hilfskraft  
seit 09/97 Wissenschaftlicher Angestellter



# Erklärung

Ich versichere, daß ich die von mir vorgelegte Dissertation selbstständig 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:

J. Eberth et al. *MINIBALL - A Ge Detector Array for Radioactive Ion Beam Facilities*  
Prog. Part. Nucl. Phys. **46** 389-398 (2001)