

Institut für Kernphysik

Universität zu Köln

Optimierung der Energieauflösung von
hochsegmentierten HPGe-Detektoren mit
Neutronenschäden



Bachelorarbeit

24. Oktober 2011

Betreut durch Herrn Prof. Dr. P. Reiter

Fabian Radeck

Matrikel-Nummer 4624963

Inhaltsverzeichnis

1. Motivation	5
2. Grundlagen	7
2.1. Kernzerfälle und γ -Strahlung	7
2.2. Wechselwirkungen von γ -Strahlung mit Materie	7
2.2.1. Photoeffekt	7
2.2.2. Comptoneffekt	8
2.2.3. Paarbildung	9
2.2.4. Lambert-Beer-Gesetz	9
2.3. Wechselwirkung von Neutronen mit Materie	9
2.4. HPGe-Detektor	11
2.4.1. Halbleiter, Bändermodell	12
2.4.2. Halbleitertypen	13
2.4.3. pn-Übergang	15
2.4.4. Trapping und Rekombination	16
2.4.5. Grundidee zum Ausheizen	19
2.4.6. Aufbau und Funktionsweise eines HPGe-Detektors	19
2.5. Energieauflösung	23
2.5.1. Auswirkungen der Neutronenschäden auf die Energieauflösung	24
3. Messungen	26
3.1. Das Ausheizen	26
3.2. Inbetriebnahme des Detektors	29
3.3. Messung der Energieauflösung mit Am-241	31
3.3.1. Am-241-Spektren nach Warmwerden des neutronengeschädigten Kristalls	32
3.3.2. Am-241-Spektren nach 10 stündigem Ausheizen des Kristalls	32
3.3.3. Lageabhängigkeit	33
3.4. Messung der Energieauflösung mit Co-60	37
3.4.1. Cobalt-60 Spektren vor Neutronenschaden	38
3.4.2. Cobalt-60 Spektren nach Neutronenschaden	39

Inhaltsverzeichnis

3.4.3. Cobalt-60 Spektren nach Warmwerden des neutronengeschädigten Kristalls	40
3.4.4. Cobalt-60 Spektren nach 10h Ausheizen	41
4. Analyse der Ergebnisse der hochenergetischen Messungen	42
4.1. Energieauflösung	42
4.2. Verhältnis der Zehntelwertsbreite zur Halbwertsbreite	50
5. Zusammenfassung	56
A. Tabellen	I
B. Dank	IV
C. Erklärung	V
Literaturverzeichnis	V
Abbildungsverzeichnis	VIII
Tabellenverzeichnis	IX

1. Motivation

Germaniumdetektoren stellen ein unabdingbares Werkzeug in der Kernstrukturphysik dar. Diese Detektoren werden seit den 60er Jahren verwendet und stetig weiterentwickelt. In den 70er und 80er Jahren gab es hauptsächlich Fortschritte in der Reinheit und dem realisierbaren Volumen der Kristalle[2]. Die derzeit letzte Entwicklungsstufe stellen nun die hochsegmentierten High Purity Germanium (HPGe) Kristalle dar. Die Vorteile von Germanium-Detektoren gegenüber beispielsweise Silizium- oder Szintillationszählern liegt hauptsächlich in der verbesserten Energieauflösung und den relativ großen Kristallvolumina.

Detektoren dieser Art kommen im Advanced GAMMA Tracking Array (AGATA) zum Einsatz. AGATA ist das erste ausschließlich aus HPGe-Detektoren gebaute 4π γ -Spektrometer. Die 180 Germanium-Kristalle in den 60 Tripel-Kryostaten werden ca. 80% des Raumwinkels abdecken. Mit AGATA wird es möglich sein γ -Strahlung aus Kernreaktionen in einem Energiebereich von wenigen keV bis hin zu $10MeV$ und mehr mit größtmöglicher Effizienz und sehr gutem Auflösungsvermögen von $\approx 2keV$ bei $1,33MeV$ zu messen. Ausserdem ist es möglich durch Analyse der Signalformen im segmentierten Kristall den Wechselwirkungsort der γ -Quanten bis auf wenige Millimeter genau zu bestimmen[3].

Der Kristall A005, der Gegenstand dieser Arbeit ist, ist einer der Kristalle, die für die Verwendung im AGATA-Spektrometer vorgesehen sind. Der Detektor erfüllte die vereinbarten Spezifikationen und wurde daher im ATC4 (AGATA-Tripel-Cryostat 4) verbaut und im AGATA-Demonstrator am Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) in Italien eingesetzt.

Der ATC4 wurde bei einigen Experimenten, bei denen ein hoher Neutronenfluß vorgefunden wurde, verwendet. Schnelle Neutronen ($\geq 1MeV$) können bei kernphysikalischen Reaktionen, wie zum Beispiel bei Kernspaltung oder Kernfusion, entstehen. Durch Beschuss des HPGe-Detektors mit schnellen Neutronen kann die Kristallstruktur der Detektoren gestört werden, so dass sich zwischen Valenz- und Leitungsband Energieniveaus bilden. Durch diese Niveaus in der Bandlücke werden Ladungsträger gefangen, was zu einer verminderten Energieauflösung des Detektors führt.

Daraufhin wurde der Kristall zur Reparatur wieder nach Köln gebracht, wo er zunächst wieder eingekühlt und durchgemessen wurde.

Das Verfahren, um die Defekte im Kristallgitter zu regenerieren, und damit die Le-

1. Motivation

bensdauer der wertvollen Kristalle zu verlängern, ist das Ausheizen im Vakuumofen. Dabei ist die richtige Ausheizzeit wichtig, da bei hohen Temperaturen abhängig vom Grad der Neutronenschäden, eine gewisse Zeit benötigt wird, um die ursprünglichen Kristalleigenschaften wiederherzustellen und die Neutronenschäden zu beheben. Andererseits muss die Ausheizzeit möglichst kurz gehalten werden, da durch die erhöhte Temperatur das Lithium von der Hauptelektrode schneller in das Innere des Kristalls driftet, wodurch sich die Dotierung, und damit die Eigenschaften des Halbleiters ändern.

Zur Überwachung der Temperatur beim Ausheizen wurde eine neue Temperaturlese, die LabVIEW-basierte myDAQ-Box von National Instruments, in Betrieb genommen.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Effekte des Aufwärmens auf Raumtemperatur mit anschließendem 10-stündigen Ausheizen auf 102°C auf die Eigenschaften des Kristalls A005 untersucht werden. Danach wurde eine ausführliche Diagnose der Kristalleigenschaften nach dem Ausheizen durchgeführt.

2. Grundlagen

2.1. Kernzerfälle und γ -Strahlung

γ -Zerfall beschreibt den Zerfall eines energetisch angeregten Kernzustands in ein niedrigeres Energieniveau, wie es oft als Begleiterscheinung der beiden anderen radioaktiven Zerfallsarten α und β vorkommt, da diese den Kern in einem angeregten Zustand zurücklassen. Die Energie des γ -Quants entspricht der Differenz zwischen Anfangsenergie E_i und Energie des Endzustands E_f des Kerns:

$$E_\gamma = E_i - E_f - E_R \quad (2.1)$$

In dieser Gleichung wurde außerdem der Rückstoß des Kerns berücksichtigt, welcher in erster Näherung bei γ -Strahlung jedoch vernachlässigt werden kann. Abhängig von ihrer Energie besitzen die γ -Quanten eine Frequenz:

$$E_\gamma = h \cdot \nu \quad (2.2)$$

Darin ist h das Planck'sche Wirkungsquantum und ν die Frequenz des γ -Quants.

2.2. Wechselwirkungen von γ -Strahlung mit Materie

Dringt ein γ -Quant in Materie ein, kann es mit den Elektronen und/oder dem Kern und seinem elektrischen Feld in Wechselwirkung treten. Dabei wird (i) vollständige Absorption, (ii) ein Energieverlust nach einem Streuprozess mit einer Änderung der Ausbreitungsrichtung des γ -Quants oder (iii) die Bildung eines Elektron-Positron-Paares beobachtet. Diese Sachverhalte werden durch die drei folgenden Effekte beschrieben.

2.2.1. Photoeffekt

Der Photoeffekt beschreibt die Wechselwirkung des γ -Quants mit einem Hüllenelektron. Dabei wird das Elektron aus der Schale herausgeschlagen. Die gesamte Energie des Photons wird auf das Elektron übertragen, so dass das γ -Quant absorbiert wird. Allerdings tritt dieser Effekt nur auf, sofern die Energie $E_\gamma = h \cdot \nu$ größer als die Bin-

2. Grundlagen

dungsenergie E_B des Elektrons ist. Das Photoelektron erhält dadurch die Energie:

$$E_{e^-} = h \cdot \nu - E_B \quad (2.3)$$

Als Folge des herausgeschlagenen Elektrons aus der Schale bleibt ein ionisiertes Absorberatom zurück. Die nun frei gewordene Stelle wird entweder durch Einfangen eines freien Elektrons, oder durch Nachrücken von gebundenen Elektronen aus höheren Schalen wieder besetzt. Durch die Übergänge der nachrückenden Elektronen wird charakteristische Röntgenstrahlung erzeugt, welche ihrerseits meist schnell wieder von schwächer gebundenen Elektronen absorbiert wird. Der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt σ_{Ph} hängt von der Kernladungszahl Z des Absorberatoms und der Energie E_γ der γ -Quanten ab:

$$\sigma_{Photo} \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^{3,5}} \quad (2.4)$$

wobei der Exponent n für den, für γ -Spektroskopie interessanten, Energiebereich zwischen 4 und 5 liegt.

2.2.2. Comptoneffekt

Der Comptoneffekt kann beobachtet werden, wenn das einfallende γ -Quant an einem Elektron des Absorbermaterials gestreut wird. Bei der Comptonstreuung ändert das γ -Quant seine Richtung um einen Winkel θ und überträgt einen Teil seiner Energie auf das Elektron.

Durch diesen Energieübertrag ändert sich die Frequenz des γ -Quants. Da prinzipiell alle Streuwinkel θ möglich sind, variieren die übertragenen Energien auf das Elektron von Null bis zu einem maximalen Anteil der durch das γ -Quant ursprünglich eingetragenen Energie bei Rückwärtsstreuung. Die Änderung der Frequenz lässt sich wie folgt beschreiben[5]:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (2.5)$$

Hier bezeichnet ν die Frequenz des einfallenden γ -Quants, ν' die Frequenz des γ -Quants nach der Streuung und $m_0c^2 = 0,511 \text{ MeV}$ die Ruhemasse des Elektrons.

Der Wechselwirkungsquerschnitt der Compton-Streuung hängt von Z und E_γ ab:

$$\sigma_{Compton} \propto \frac{Z}{E_\gamma} \quad (2.6)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird durch die Klein-Nishina-Formel beschrieben[5]:

2. Grundlagen

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right]^2 \left[\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right] \left[1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right] \quad (2.7)$$

Dabei ist $\alpha = h\nu/m_0c^2$ und r_0 der klassische Elektronenradius.

2.2.3. Paarbildung

Paarbildung wird energetisch erst möglich, wenn das einfallende γ -Quant mindestens die doppelte Ruheenergie des Elektrons trägt ($\geq 1,02 \text{ MeV}$). Das energiereiche Photon wechselwirkt mit dem Coulombfeld eines Kerns und verschwindet. Dabei wird ein Elektron-Positron-Paar erzeugt. Neben der Ruheenergie wird die überschüssige Energie als kinetische Energie auf Positron und Elektron übertragen. Das Positron wird im Absorbermaterial abgebremst und zerstrahlt fast aus Ruhe nach kurzer Zeit in zwei diametral wegfliegenden Photonen mit je 511 keV Energie, die ihrerseits in Wechselwirkung treten können. Der Wechselwirkungsquerschnitt der Paarbildung hängt von Z und E_γ ab:

$$\sigma_{\text{Paar}} \propto Z^2 \ln(E_\gamma) \quad (2.8)$$

2.2.4. Lambert-Beer-Gesetz

Das Lambert-Beer- oder Absorptionsgesetz für elektromagnetische Strahlung beschreibt den exponentiellen Abfall der Intensität von γ -Strahlung beim Durchgang durch Materie. Bei einem Absorber der Dicke d mit dem linearen Abschwächungskoeffizienten μ gilt für die Intensität:

$$I(d) = I_0 \cdot e^{-\mu d} \quad (2.9)$$

Der lineare Absorptionskoeffizient ist ein Maß für die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit pro Weglänge. Dieser Koeffizient ist stark energieabhängig und setzt sich somit aus den Einzelwahrscheinlichkeiten für die oben genannten unterschiedlichen Wechselwirkungsarten zusammen:

$$\mu_{\text{ges}} = \mu_{\text{Photoeffekt}} + \mu_{\text{Comptoneffekt}} + \mu_{\text{Paarbildung}} \quad (2.10)$$

2.3. Wechselwirkung von Neutronen mit Materie

Der Großteil des Energieverlustes von Elektronen und anderen geladenen Teilchen beim Durchgang von Materie basiert auf der Coulombwechselwirkung. Da Neutronen

2. Grundlagen

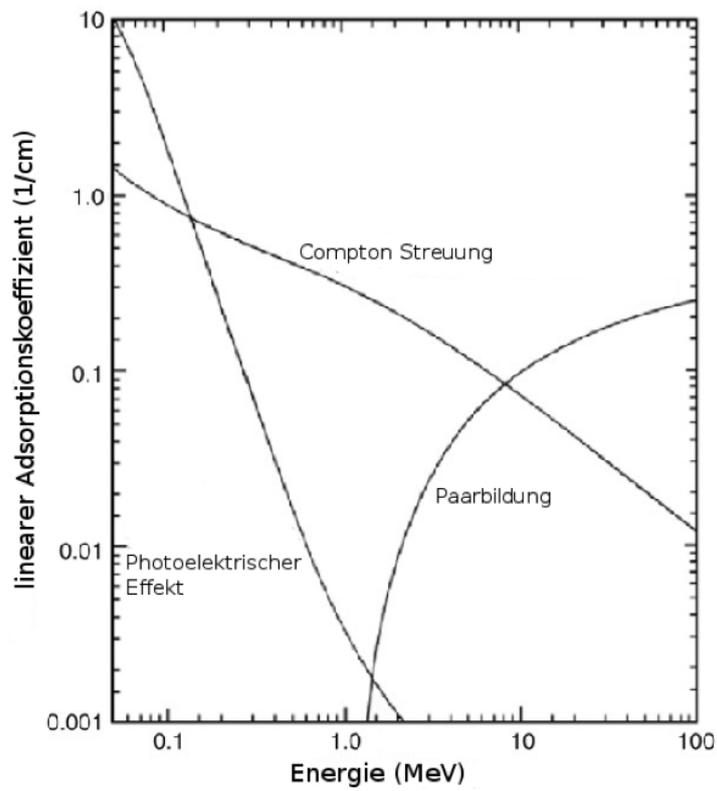


Abbildung 2.1.: Die Wahrscheinlichkeit für die verschiedenen Wechselwirkungsarten von Photonen mit Germanium als Funktion ihrer Energie[7].

2. Grundlagen

elektrisch neutral sind, wechselwirken sie nicht auf diese Art und haben daher eine große mittlere freie Weglänge von einigen cm. Erst bei einem relativ großen Detektionsvolumen wird die Wahrscheinlichkeit der Interaktion entsprechend größer. Neutronen wechselwirken dann mit den Atomkernen des Absorbermaterials. Dabei kann das Neutron in Einfangreaktionen absorbiert werden, wodurch Sekundärstrahlung auftritt. Oder das Neutron wird inelastisch gestreut, und ändert dabei seine Energie und Flugrichtung signifikant[5].

Da die Wahrscheinlichkeiten für verschiedene Arten der Neutronenwechselwirkung stark von ihrer Energie abhängt, unterscheidet man, etwas vereinfachend, zwischen langsamen und schnellen Neutronen. Die Grenze ist etwa ab einer Energie von 1 MeV zu ziehen.

Langsame Neutronen

Langsame Neutronen, mit Energien unter 1 MeV , stoßen meist inelastisch mit den Kernen der Gitteratome. Da sie nur wenig kinetische Energie besitzen, ist der Übertrag an die Kerne gering. Abhängig vom absorbierenden Material können langsame Neutronen auch von den Kernen eingefangen werden, wodurch sich ein anderes Isotop bildet.

Schnelle Neutronen

Schnelle Neutronen hingegen können so viel Energie an die Atomkerne abgeben, dass diese aus ihren Gitterplätzen herausgeschlagen werden und eine Fehlstelle entsteht. Wenn der Atomkern im Kristall verbleibt, jedoch nicht an einem der Gitterplätze, ist ein sogenanntes Frenkel-Paar entstanden (s. Abbildung 2.2). Wenn das herausgeschlagene Atom den Kristall verlässt, und so nur der freie Gitterplatz zurückbleibt, spricht man von einem Schottky-Defekt.

Abhängig davon, wie viel kinetische Energie das zuerst getroffene Atom erhält, kann es durch weitere Stöße mit einigen Atomrümpfen mehrere Fehlstellen erzeugen. So kann durch ein einziges energiereiches Neutron eine Kaskade ausgelöst werden, bei der am Ende mehrere Atomrümpfe ihre Gitterplätze verlassen, und an Zwischen-Gitterplätzen zu finden sind. Es entstehen nicht nur Punktdefekte, sondern ganze Defekt-Cluster, welche unter dem Elektronenmikroskop sichtbar sind[6].

2.4. HPGe-Detektor

Das grundlegende Prinzip zur Messung von γ -Strahlung liegt darin, die γ -Quanten mit einem vorgegebenen Detektionsvolumen in Wechselwirkung treten zu lassen. In unserem Fall ist dies ein hochreiner n -Typ-Germaniumkristall und die Wechselwirkun-

2. Grundlagen

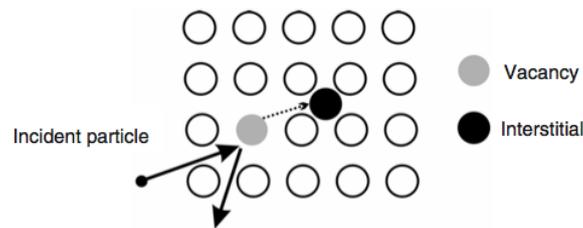


Abbildung 2.2.: Schema eines Frenkel-Paares: Ein eintreffendes Neutron schlägt ein Gitteratom von seinem Platz. Dabei wird ein Zwischen-Gitter-Atom und einen freien Gitterplatz erzeugt[6].

gen in Energiebereichen bis 10 MeV sind die oben beschriebenen Effekte Photoeffekt, Compton-Streuung und die Paarbildung.

2.4.1. Halbleiter, Bändermodell

Germanium ist ein halbleitendes Element der IV. Hauptgruppe des Periodensystems, es besitzt 4 Valenzelektronen. Halbleiter zeichnen sich dadurch aus, dass sie sich unter gewissen Voraussetzungen wie ein Leiter verhalten, unter anderen Bedingungen jedoch wie ein Isolator. So sind Halbleiter bei Temperaturen in der Nähe des absoluten Nullpunkts Isolatoren, mit zunehmender Temperatur steigt jedoch ihre Leitfähigkeit. Dieses Verhalten lässt sich im Rahmen des Bändermodells erklären.

In einem idealen Kristall liegen die Atome in einem periodischen Gitter vor und bilden damit ein periodisches Potential. Löst man die Schrödingergleichung für dieses Potential, so erhält man die möglichen Energienniveaus, die die Elektronen in den Atomhüllen besetzen dürfen. Diese sogenannten Energiebänder können durch eine Bandlücke getrennt sein, in der der Aufenthalt verboten ist. Schematisch ist dieser Sachverhalt für einen Halbleiter und einen Isolator in Abbildung 2.3 dargestellt.

Im Valenzband befinden sich diejenigen (Valenz-)Elektronen, die für die kovalenten Bindungen verantwortlich sind.

Das darüber gelegene Band ist das Leitungsband. Befinden sich in ihm freie Elektronen, so kann, bei einem angelegten elektrischen Feld, Strom fließen. Im Isolator ist die Bandlücke so groß, dass sie, auch bei hohen Temperaturen, nur sehr wenige Elektronen durch thermische Anregung überwinden können.

Innerhalb des Halbleiters kann ein Elektron infolge thermischer Anregung ausreichend Energie aufnehmen, um die Bandlücke zu überwinden und in das Leitungsband zu gelangen. Das Elektron hinterlässt nun einen freien Platz im Valenzband den man Loch nennt. Diese Löcher verhalten sich wie positive Nettoladungen. Legt man ein elektrisches Feld an, driften die Elektronen zur Anode und die Löcher in Richtung der

2. Grundlagen

Kathode. Löcher tragen, ebenso wie Elektronen, zur Leitfähigkeit des Halbleiters bei. Die Wahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit, dass ein solches Elektron-Loch-Paar thermisch angeregt wird, ist gegeben durch[5]:

$$p(T) = CT^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{E_g}{2k_B T}} \quad (2.11)$$

Dabei ist T die absolute Temperatur, E_g die Breite der Bandlücke, k_B die Boltzmannkonstante und C eine materialcharakteristische Proportionalitätskonstante. Also hängt die Wahrscheinlichkeit für eine thermische Elektron-Loch-Anregung vom Verhältnis der Bandlücke zur absoluten Temperatur ab. Bei einer Bandlücke von wenigen eV spricht man von Halbleitern, bei Bandlücken ab etwa $5 eV$ handelt es sich um Isolatoren.

In Abwesenheit eines elektrischen Feldes rekombinieren die thermisch angeregten Elektron-Loch-Paare letztendlich wieder, wodurch sich ein Gleichgewicht zwischen Anregung und Rekombination einstellt.

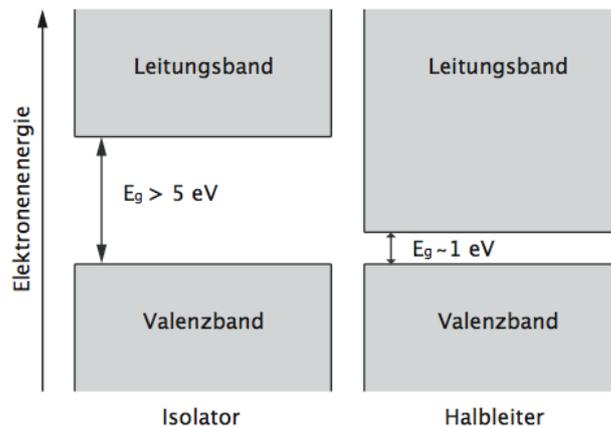


Abbildung 2.3.: Die Bandstruktur bei einem Isolator und einem Halbleiter: Ab einer gewissen Breite der Bandlücke spricht man von einem Isolator, da Elektronen die Bandlücke durch Thermische Anregung nicht mehr überwinden können. Bei einem Leiter überlappen Valenz- und Leitungsband[1].

2.4.2. Halbleitertypen

Halbleiter ohne Verunreinigungen werden intrinsisch genannt. Ohne thermische Anregung befinden sich alle Elektronen im Valenzband und es gibt keine Löcher. Da Elektronen nur durch thermische Anregung vom Valenz- in das Leitungsband gelangen können, muss die Anzahl an Löchern im Valenzband genau der Anzahl der Elektronen

2. Grundlagen

im Leitungsband entsprechen. Solche Konfigurationen lassen sich theoretisch beschreiben, sind aber praktisch nicht zu realisieren. Ein HPGe-Kristall weist eine Nettoverunreinigungskonzentration von typischerweise 10^{10} 1/cm^3 auf. Wie oben erwähnt besitzt Germanium 4 Valenzelektronen. Es kristallisiert in der sogenannten Diamantstruktur, daher hat jedes Atom 4 nächste Nachbarn, mit denen jeweils kovalente Bindungen bestehen. Bei thermischer Anregung wird eine der Bindungen aufgebrochen und das frei gewordene Elektron wird in das Leitungsband angehoben. Zurück bleibt ein Loch.

Wählt man als Verunreinigungen Fremdatome der V. Hauptgruppe, dann ist der Germaniumkristall *n*-dotiert. Entsprechend ist ein Kristall, in welchem die Verunreinigungen aus Elementen der III. Hauptgruppe bestehen, ein *p*-Typ-Halbleiter.

Halbleiter des *n*-Typs

Elemente der V. Hauptgruppe besitzen 5 Valenzelektronen. Ersetzt man ein Germaniumatom durch eines dieser Atome, so bilden sich kovalente Bindungen zwischen dem Fremdatom und seinen 4 nächsten Nachbarn. Es bleibt ein Elektron übrig, das nicht kovalent und somit schwächer gebunden ist. Es muss nur wenig Energie aufgewandt werden, um es in das Leitungsband anzuheben. In dieser Situation entsteht kein Loch. Fehlstellen dieser Art werden als Donatoren bezeichnet, da sie Elektronen für das Leitungsband bereitstellen. Diese leicht gebundenen Elektronen besitzen ein Energieniveau nur wenige *meV* unterhalb des Leitungsbandes (s. Abbildung 2.4). Dadurch ist ein Großteil der Fremdatome im Kristall ionisiert.

Der Anteil der Elektronen im Leitungsband, der von den Donatoren kommt, ist gegen den Anteil der Elektronen die durch thermische Anregung im intrinsischen Material erwartet würde, relativ groß. Bezeichnet man die Konzentration der Elektronen im Leitungsband mit *n* und die Konzentration von Donatoratomen mit N_d so gilt näherungsweise[5]:

$$n \approx N_D \tag{2.12}$$

In einem *n*-Typ Halbleiter wird der Ladungstransport hauptsächlich durch Elektronen bewirkt. Daher nennt man die Elektronen Majoritätsladungsträger und die Löcher entsprechend Minoritätsladungsträger. Elektrisch neutral ist der *n*-Typ-Halbleiter dennoch.

Halbleiter des *p*-Typs

Ist der Kristall durch Elemente der III. Hauptgruppe verunreinigt, fehlt ein Elektron. Damit ist eine der kovalenten Bindungen nicht gesättigt. Dieser freie Platz verhält sich wie ein Loch, das zurückbleibt wenn ein thermisches Elektron-Loch-Paar angeregt wird, jedoch ist das Energieniveau ein anderes. Rekombiniert ein Elektron mit diesem

2. Grundlagen

Loch, so ist es etwas schwächer gebunden, da es sich um eine kovalente Bindung zwischen einem 4-wertigen und einem 3-wertigen Atom handelt. Dadurch erzeugen so genannte Akzeptoren Löcher, die ebenfalls in der verbotenen Bandlücke liegen, allerdings im unteren Bereich (s. Abbildung 2.4).

Durch normale thermische Anregung der Elektronen im Valenzband sind im Kristall immer Elektronen verfügbar um mit den Löchern in den Akzeptorenniveaus zu rekombinieren. Dadurch wird ein Großteil der Akzeptorenplätze durch diese Elektronen besetzt. Näherungsweise kann man sagen, dass für jedes Akzeptorenatom ein zusätzliches Loch im Valenzband entsteht. Sei N_A die Konzentration an Akzeptorenatomen und p die erwartete Konzentration an Löchern im intrinsischen Material, so gilt[5]:

$$p \approx N_A \quad (2.13)$$

Im p -Typ Halbleiter sind Löcher die Majoritätsladungsträger und die Elektronen die Minoritätsladungsträger. Auch der p -Typ Halbleiter ist elektrisch neutral.

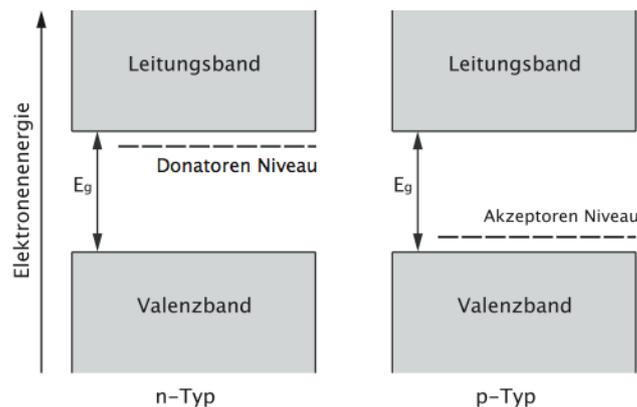


Abbildung 2.4.: Die Bandstruktur eines Halbleiters ändert sich in Abhängigkeit davon, welcher Art die eingebrachten Verunreinigungen sind. In n-typ-Germanium kommen Donatoren-Niveaus hinzu, welche knapp unterhalb des Leitungsbandes liegen. In p-typ-Germanium hingegen werden Akzeptoren-Niveaus, knapp über dem Valenzband, eingeführt[1].

2.4.3. pn-Übergang

Bringt man einen n - und einen p -dotierten Halbleiter in Kontakt erhält man einen pn-Übergang. In der n -dotierten Region sind die Elektronen die Majoritätsladungsträger. In der p -dotierten Region ist die Situation umgekehrt. Bei Kontakt beider Regionen wandern die Elektronen in die p -Typ-Region um dort mit den Löchern zu kombinieren. Dadurch sind weder p - noch n -Seite elektrisch neutral, auf der n -Seite überwiegt die

2. Grundlagen

positive Ladung, auf der p -Seite dagegen die negative. Das entstandene Feld verhindert eine weitere Diffusion der Ladungsträger. Es ist die sogenannte Verarmungszone entstanden, da hier keine freien Ladungsträger mehr vorhanden sind. Die Spannung über dem pn-Übergang beträgt nur einige Volt. Die so entstandene Verarmungszone ist sehr klein. Sie bildet in HPGe-Detektoren das aktive Detektionsmaterial, und sollte daher so groß wie möglich sein. Um die Verarmungszone zu vergrößern legt man in Sperrrichtung eine Hochspannung an. Dadurch wird das natürliche Feld des pn-Übergangs verstärkt und die Verarmungszone wird größer. Ihre Dicke lässt sich für eine ebene Geometrie in Abhängigkeit von der angelegten Spannung angeben als[5]:

$$d \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \cdot U}{e \cdot N}} \quad (2.14)$$

Erforderlich für ein großes Detektionsvolumen ist also eine hohe Spannung U und eine möglichst niedrige Verunreinigungskonzentration N , wobei eine Mindestverunreinigung notwendig für die Dotierung des Halbleiters ist.

2.4.4. Trapping und Rekombination

Entstandene Elektron-Loch-Paare wandern durch ein angelegtes elektrisches Feld im Halbleiter, bis sie an den entsprechenden Elektroden gesammelt sind. Auf dem Weg dahin rekombinieren sie oder werden in einem Energieniveau innerhalb der Bandlücke eingefangen. Für einen intrinsischen Halbleiter gibt es solche Energieniveaus nicht, wobei Germanium mit sehr niedriger Verunreinigungskonzentration, also HPGe, zum Teil auch als intrinsisch bezeichnet wird, obwohl es hier natürlich die entsprechenden Niveaus gibt.

Die durchschnittliche Lebensdauer einer Elektron-Loch-Anregung bis zu ihrer Rekombination lässt sich für einen intrinsischen Halbleiter vorhersagen. Sie ist mit etwa einer Sekunde angegeben. Tatsächlich beobachtet werden Lebensdauern, die 3-4 Größenordnungen kleiner sind als eine Sekunde. Das hängt mit der Verunreinigungskonzentration und Gitterfehlern in realen Kristallen zusammen. Ein Teil der Verunreinigungen ist erwünscht, da sie für die n - bzw. p -Dotierung notwendig sind. Durch gezieltes Einbringen von Fremdatomen während der Kristallzüchtung entstehen Energieniveaus die nahe dem Valenz- bzw. Leitungsband liegen, so, wie es bei Donator- bzw. Akzeptorenverunreinigungen der Fall ist (s. Abbildung 2.4, *Halbleiter des n – Typs* und *Halbleiter des p – Typs*).

In Abbildung 2.5 sind verschiedene Arten von Elektronen-Fallen dargestellt. (1) zeigt eine tiefe Elektronen-Falle, wie sie durch Verunreinigungen mit Metallen, beispielsweise Kupfer oder Gold entstehen. Die Wahrscheinlichkeit, dass das Elektron durch thermische Anregung wieder in das Leitungsband gelangt, ist exponentiell ab-

2. Grundlagen

fallend mit der zu überwindenden Bandlücke (s. Gleichung 2.11). Daher bleibt das Elektron in der tiefen Falle relativ lange gebunden. Im Vergleich dazu werden in (2) und (3) Energieniveaus gezeigt, welche durch Verunreinigungen mit Atomen aus der 1. und 5. Hauptgruppe entstehen und den Donatorenniveaus entsprechen. Elektronen, die in solchen Niveaus gefangen werden, tragen nur sehr kurze Zeit nicht zum Ladungsträgerfluss bei. Im Gegensatz dazu erzeugen schnelle Neutronen Defekt-Cluster, welche Trapping-Niveaus hauptsächlich für Löcher in der Mitte der Bandlücke erzeugen.

Die Defekt-Cluster besitzen eine Größe von $\approx 200 \text{ \AA}$. Dadurch, dass die Atomrümpfe ihre Gitterplätze verlassen haben, bleibt negative Nettoladung der Größenordnung $10^2 e$ zurück, was zu einem tiefen Energieniveau für Löcher in der Bandlücke führt. Der Wirkungsquerschnitt der Defekt-Cluster steigt mit ihrer Größe und der Nettoladung, und damit mit der Anzahl an herausgeschlagenen Gitteratomen.

Die aus ihrer ursprünglichen Position herausgeschlagenen Zwischen-Gitter-Atome (ZGA) besitzen eine geringe positive Nettoladung. Dadurch entsteht für jedes ZGA ein Energieniveau in der Bandlücke. Diese Niveaus haben allerdings einen sehr geringen Abstand zum Leitungsband, wodurch der Wirkungsquerschnitt für Elektronen-Trapping zu vernachlässigen ist.

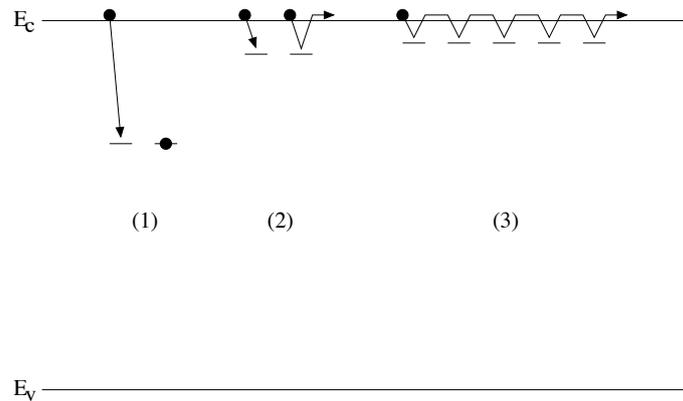


Abbildung 2.5.: Unterschiedliche Arten von Verunreinigungen. (1) zeigt ein tief liegendes Energieniveau einer Elektronenfalle. (2) und (3) zeigen je Energieniveaus, die den Donatorniveaus entsprechen, und durch Verunreinigung mit Elementen der 1. oder 5. Hauptgruppe zustande kommen[4].

Wird ein Loch in einem, durch einen Defekt-Cluster hervorgerufenen, tiefen Niveau eingefangen, trägt es nicht mehr zum Ladungsträgerfluss zu den Elektroden bei und induziert kein Signal mehr. Je näher das Trapping-Niveau an der Mitte der Bandlücke liegt, umso länger bleibt der Ladungsträger gefangen. Da Neutronenschäden den Elektronenfluss weitgehend nicht beeinflussen, ist der Effekt abhängig vom Wechselwirkungsort im Kristall. Die Elektronen werden bei einem n-typ-Halbleiter an der Hauptelektrode gesammelt, und die Löcher aussen an den Segmentelektroden. Findet die

2. Grundlagen

Wechselwirkung mit einem γ -Quant in der Nähe der Hauptelektrode statt, haben die Löcher einen weiten Weg durch den Kristall und dadurch eine höhere Wahrscheinlichkeit eingefangen zu werden. Im Gegensatz dazu ist die Wahrscheinlichkeit geringer, wenn die Wechselwirkung nah an den Segmentelektroden stattfindet. Der sogenannte mittlere freie Driftweg quantifiziert dieses Verhalten und ist gegeben durch das Produkt aus mittlerer Driftgeschwindigkeit und mittlerer Lebensdauer des Elektronen-Loch-Paares bevor es zu Rekombination oder Trapping kommt. In einem neutronengeschädigten Kristall verkürzt sich der mittlere freie Driftweg für Löcher, da durch höhere Trapping-Wahrscheinlichkeit die Lebensdauer, aber auch die mittlere Driftgeschwindigkeit der freien Ladungsträger abfällt. Gleichzeitig steigt der Wirkungsquerschnitt für das Trapping mit sinkender Driftgeschwindigkeit, sodass dieser Effekt noch verstärkt wird. Abbildung 2.6 zeigt schematisch den Effekt des Trappings. (1) zeigt den idealisierten Verlauf des Signals für den Fall von permanentem Trapping, sodass die gefangenen Ladungsträger nicht mehr zum Signal beitragen können. (2) zeigt den Verlauf für ein Signal mit Trapping und relativ langsamen Detrapping, so wie er durch vorwiegend tiefe Trapping-Niveaus verursacht wird. (3) zeigt den Verlauf eines Signals, dass durch eine Vielzahl von Trapping-Niveaus nahe dem Leitungsband, was zu schnellem Detrapping führt, beeinflusst wurde.

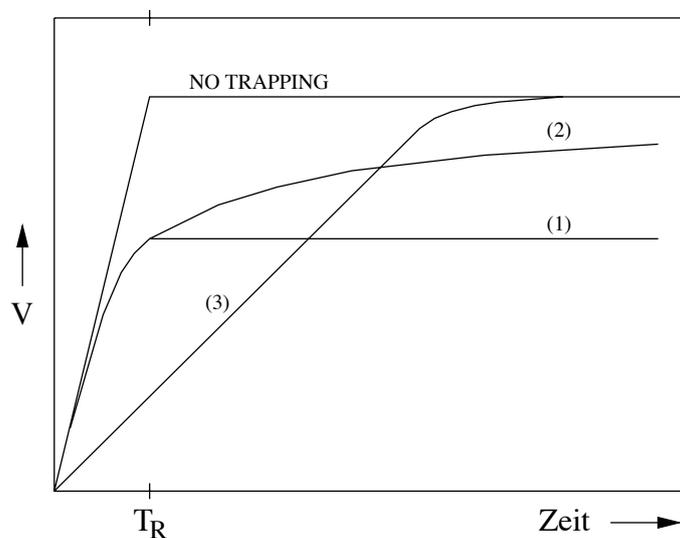


Abbildung 2.6.: Anstiegsflanken eines Signals eines planaren Detektors (1) mit permanentem Trapping. (2) mit Trapping und langsamen Detrapping, sodass die volle Amplitude des nicht von Trapping beeinflussten Signals nicht erreicht wird. (3) mit Trapping und schnellem Detrapping[4].

Ein weiterer Effekt, durch den Ladungsträger verloren gehen, ist die Rekombination. Bei der Wechselwirkung eines γ -Quants mit dem Kristall werden Elektronen-Loch-Paare in einer Zahl proportional zur Energie des eintreffenden γ -Quants erzeugt. Durch

2. Grundlagen

das angelegte elektrische Feld werden die Ladungen getrennt, wodurch verhindert wird, dass sie sofort wieder rekombinieren. Auf dem Weg durch den Kristall können die Elektronen jedoch auf andere Löcher treffen und mit diesen rekombinieren.

Eine weitere Art der Rekombination findet in Energieniveaus in der Bandlücke statt. Diese sogenannten Rekombinationszentren fangen erst ein Elektron ein und daraufhin ein Loch, oder umgekehrt, so dass diese annihilieren. In den meisten Kristallen geschieht diese Art der Rekombination wesentlich häufiger als das Rekombinieren über die Bandlücke hinweg.

2.4.5. Grundidee zum Ausheizen

Um durch schnelle Neutronen verursachte Schäden in der Gitterstruktur des Kristalls zu regenerieren, wird der Kristall ausgeheizt.

Germanium kristallisiert in der Diamantstruktur, das bedeutet, dass in dieser Konfiguration die potentielle Gesamtenergie des Kristalls minimiert ist. Atome, welche durch Stöße mit schnellen Neutronen ihren Gitterplatz verlassen haben und nun als Zwischen-Gitter-Atom vorliegen, befinden sich im Potential in einem lokalen Minimum, welches aber größer ist, als das Minimum eines regulären Gitterplatzes.

Temperatur ist ein Maß für die mittlere kinetische Energie der Atome im Gitter. Die kinetische Energie der Atome bewirkt, dass sich die Atome um ihre Ruhelage (entspricht dem lokalen Minimum bei Zwischen-Gitter-Atomen) bewegen. Wird sie erhöht, werden die Atome mobiler. Auf Raumtemperatur reicht ihre Mobilität nicht aus, um das lokale Maximum, welches zwischen ihrer Ruhelage und dem Potentialminimum, das ein derzeit nicht besetzter Gitterplatz verursacht, zu überwinden. Wird die Temperatur nun erhöht, kann das Atom das Potential überwinden, und den Gitterplatz einnehmen, welcher die potentielle Energie minimiert. Mit hoher Temperatur und langer Zeit wird die Wahrscheinlichkeit erhöht, dass sich viele der delokalisierten Atome wieder einen regulären Gitterplatz suchen.

Die Temperatur, auf die man den Kristall aufheizen kann, ist allerdings durch den Aufbau der Kapsel begrenzt. So darf der Zähler A005 auf maximal $102\text{ }^{\circ}\text{C}$ erhitzt werden, da bestimmte Komponenten in der Kapsel höheren Temperaturen nicht standhalten können.

2.4.6. Aufbau und Funktionsweise eines HPGe-Detektors

Der Kristall

Der Germaniumkristall eines AGATA-Detektors ist ein semihexagonaler Kegelstumpf mit einem maximalen Durchmesser von 80 mm und einer Höhe von 90 mm . Die Rückseite des Kristalls, also die Basis des Kegelstumpfes, ist elektrisch passiviert, so dass

2. Grundlagen

hier auch unter hohen Spannungen kein elektrischer Strom geleitet wird. In der Mitte dieser Seite befindet sich ein 77 mm tiefes Loch mit einem Radius von 5 mm , auf dessen Wand Lithium aufgebracht ist. Das Lithium bildet die Hauptelektrode. Auf den Mantel und die Unterseite des Kegelstumpfes wurde Bor aufgebracht und elektrisch segmentiert. Die elektrischen Kontakte der Haupt- und Segmentelektroden wurden aus der Aluminiumkapsel, in der der Kristall hermetisch versiegelt sitzt, herausgeführt.

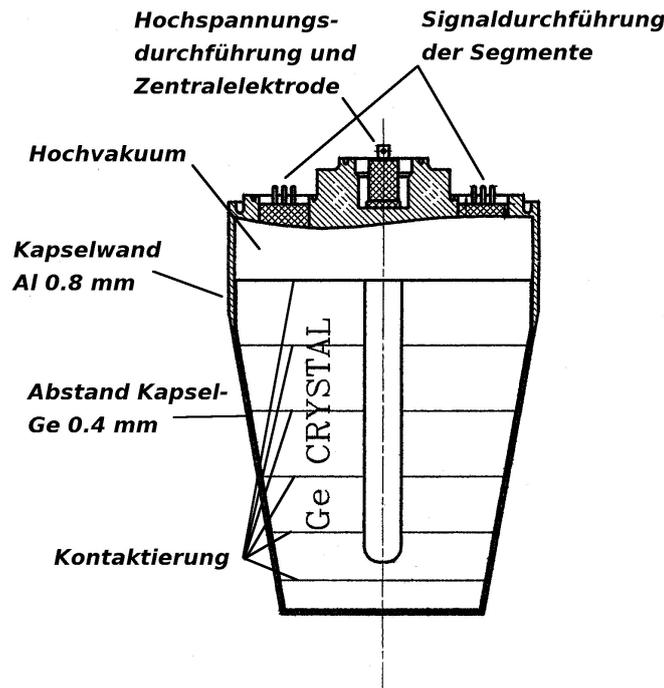


Abbildung 2.7.: funktionale Skizze des gekapselten Kristalls[4]

Während des Prozesses des Kristallziehens werden Antimon (Sb), Arsen (As) und Phosphor (P) beigesetzt, wodurch der Kristall n-dotiert wird. Die resultierende Nettoverunreinigungskonzentration beträgt ca. $10^{10} 1/cm^3$. Die auf dem Mantel aufgebraute Borschicht erzeugt eine p-Dotierung und damit einen pn-Übergang. Durch Anlegen einer positiven Spannung an der Hauptelektrode lässt sich die Verarmungszone und damit das Detektionsvolumen des Detektors vergrößern. Je nach Verunreinigungskonzentration erstreckt sich die Sperrschicht ab einer Spannung von etwa $2,5\text{ kV}$ über den gesamten Kristall. Der vorliegende Detektor wird mit einer Hochspannung von 5 kV betrieben, um die Sammelzeit und den Wirkungsquerschnitt für Trapping und Rekombination möglichst gering zu halten.

2. Grundlagen

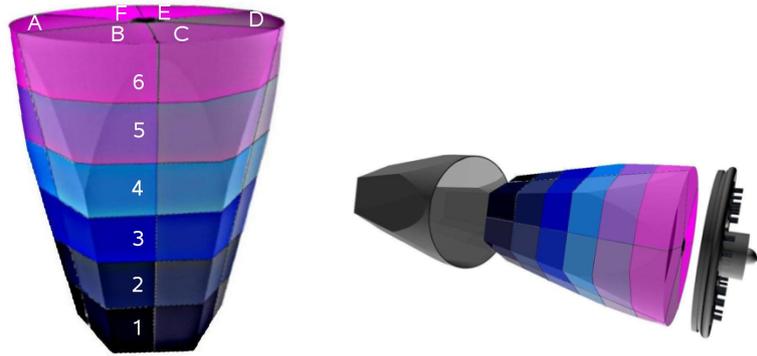


Abbildung 2.8.: Schematischer Aufbau des segmentierten, gekapselten AGATA-Kristalls[4].

Der AGATA-Kryostat

Für den Betrieb muss der gekapselte Kristall in einen Kryostaten eingebaut werden, der die erforderliche Elektronik, ein gutes Hochvakuum und eine Temperatur knapp über dem Siedepunkt von Stickstoff ($\approx 77\text{ K}$) bereitstellt.

Die Kühlung der Kapsel erfolgt dabei über den sogenannten Kühlfinger, dessen eines Ende mit dem, mit flüssigem Stickstoff gefüllten, Dewar verbunden ist und dessen anderes Ende mit der Aluminiumkapsel verschraubt ist. Der Wärmekontakt mit dem gekapselten Germanium-Detektor wird durch eine dünne Schicht wärmeleitenden Indiums, welches zwischen Kühlfinger und Kapsel gelegt wird, hergestellt.

Der Dewar ermöglicht das Kühlen des Kristalls in allen möglichen Lagen. Dies ist durch einen, bis in die Mitte des Dewars ragenden, Einfüllstutzen realisiert (vgl. Abbildung 2.10). So kann der Dewar zwar nur zur Hälfte gefüllt werden, allerdings ist es zum Teil notwendig den Zähler beispielsweise liegend zu betreiben, wie auch für die Messungen zu dieser Bachelorarbeit.

Die erforderliche Elektronik setzt sich aus einem kalten und einem warmen Teil zusammen. Im kalten Teil sitzen die Feld-Effekt-Transistoren (FET), welche eine erste Verstärkung der induzierten Ladung bewirken. Die FETs werden durch Zöpfe aus Kupfer, die an dem Dewar angebracht sind, gekühlt, um das elektronische Rauschen zu minimieren. Die Signale der FETs werden durch gekittete Durchführungen der atmosphärenseitigen warmen Elektronik übergeben.

Das Hochvakuum mit ca. 10^{-7} mbar in der Isolation des Dewars und im kalten Teil des Kryostaten ist erforderlich um konvektiven Wärmetransport zu vermeiden. Um das Hochvakuum zu erhalten, kommen an verschiedenen Stellen im Kryostaten Molekularsiebe (sogenannte Getter) zum Einsatz, welche durch Adsorption noch vorhandene Gasmoleküle binden.

Die Endkappe des Testkryostaten ist zylindrisch, um die drei verschiedenen asym-

2. Grundlagen



Abbildung 2.9.: Der AGATA-Testkryostat mit eingebautem Kristall und zylindrischer Endkappe, verbunden durch eine Schleuse mit einer Vakuumpumpe.

metrischen Kristallformen (A-, B- und C-Typ), die im AGATA-Spektrometer zum Einsatz kommen werden, gleichermaßen einbauen zu können. Der in dieser Bachelorarbeit ausgeheizte Kristall ist vom Typ A.

Signalentstehung

Ein γ -Quant, das in die ladungsträgerarme Zone eindringt, kann über die oben beschriebenen Effekte mit den gebundenen Elektronen des Germaniumkristalls wechselwirken und so ein Elektron aus dem Valenzband des Kristallgitters in das Leitungsband anheben. Dieses schnelle Elektron bewegt sich entlang der Feldlinien im Kristall und stößt auf seinem Weg mit weiteren Elektronen, wobei es Elektron-Loch-Paare erzeugt. Durch das starke elektrische Feld werden die Elektronen und die Löcher getrennt, wodurch eine sofortige Rekombination verhindert wird. Die Elektronen wandern zu der Hauptelektrode und die Löcher zu den äußeren Segmentelektroden, wo sich je ein Ladungsimpuls nachweisen lässt. Die Anzahl der Elektron-Loch-Paare ist abhängig von der Energie des primären Elektrons. Damit lässt sich von den induzierten Ladungsimpulsen an den Elektroden auf die Energie des detektierten γ -Quants schließen, sofern es sich bei der Wechselwirkung um den Photoeffekt handelte.

2. Grundlagen

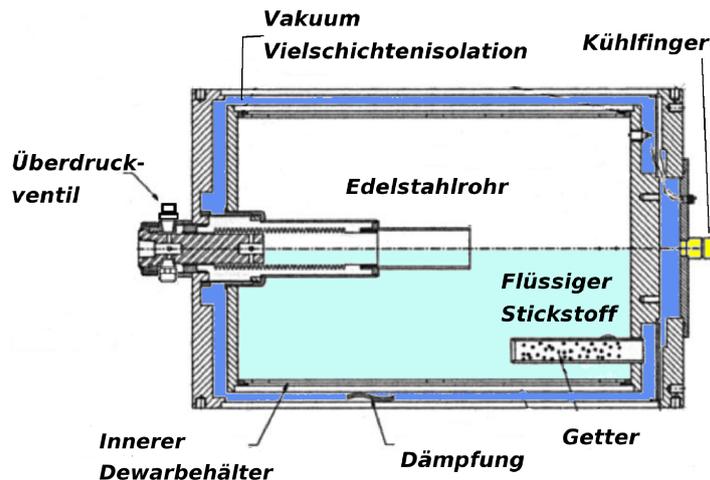


Abbildung 2.10.: Längsschnitt durch einen Dewar wie er bei AGATA-Detektoren Verwendung findet. Der Dewar ist in horizontaler Lage dargestellt[4].

Erstellung des Spektrums

Die Amplitude des Signals nach dem Hauptverstärker wird von einem Analog-zu-Digital-Converter (ADC), welcher Teil des Vielkanalanalysators (Multi Channel Analyser - MCA) ist, digitalisiert. Daraufhin sortiert der Vielkanalanalysator die Pulshöhen in entsprechende Kanäle ein. Auf diese Weise werden die wechselwirkenden γ -Quanten je nach Energieübertrag entsprechenden Kanälen zugeordnet. Die diskreten Energien der γ -Quanten werden den entsprechenden Kanälen zugeordnet, so dass bestimmten Kanälen mehr Ereignisse zugeordnet werden als anderen. An diesen Stellen befinden sich im Spektrum die sogenannten Photopeaks. Nach ausreichend langer Messzeit, und damit ausreichender Statistik, entsteht das Spektrum. Die Auflösung des MCAs ist durch seine Kanalzahl und den Konvertierungsbereich gegeben.

2.5. Energieauflösung

Das energetische Auflösungsvermögen ist eine der wichtigsten Kenngrößen eines HPGe-Detektors. Ein Maß dafür ist die Halbwertsbreite der Photopeaks eines aufgenommenen Spektrums, da sich zwei Photopeaks, deren Mittelwerte sich um die Halbwertsbreite unterscheiden, noch zuverlässig voneinander trennen lassen.

In einem aufgenommenen Spektrum fittet man den Photopeak durch eine Gauß-Verteilung.

$$G(X) = \frac{A}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(X-X_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (2.15)$$

Dabei ist A die Fläche unter der Kurve, X ist die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare, X_0 ihr Mittelwert und σ die Standardabweichung. Die Halbwertsbreite

2. Grundlagen

einer Gauß-Verteilung ist $FWHM = 2,35 \cdot \sigma$.

N ist die tatsächliche Anzahl der von einem γ -Quant mit der Energie E_γ erzeugten Elektron-Loch-Paare. Dann ist $X_0 \approx N$, da der Detektor über den gesamten Energiebereich näherungsweise linear arbeitet. Damit ist $\sigma \propto \sqrt{N}$. Da für die Erzeugung jedes Elektron-Loch-Paares ein Energiebeitrag ε notwendig ist, ist $E_\gamma = N \cdot \varepsilon$. Daraus folgt:

$$FWHM_{Paarerzeugung} = 2,35 \cdot \sqrt{\varepsilon E_\gamma F} \quad (2.16)$$

Das ist die intrinsische Halbwertsbreite, also eine theoretische untere Grenze der Energieauflösung. Durch den Fano-Faktor F wird der Energieverlust durch Anregung von Phononen berücksichtigt, der durch die Korrelation mit der Elektron-Loch-Paar-Erzeugung zu einer Verkleinerung der Standardabweichung führt.

Die gesamte Halbwertsbreite setzt sich aber aus noch weiteren Beiträgen zusammen, wie dem elektronischen Rauschen der Verstärkelektronik und Ladungsverlusten durch Trapping. Es folgt [5]:

$$FWHM_{gesamt}^2 = FWHM_{Paarerzeugung}^2 + FWHM_{Rauschen}^2 + FWHM_{Trapping}^2 \quad (2.17)$$

2.5.1. Auswirkungen der Neutronenschäden auf die Energieauflösung

Schnelle Neutronen erzeugen Löchertraps. Die Effizienz, Löcher an der Kathode zu sammeln wird, vermindert, wodurch der Photopeak im Spektrum verbreitert wird und einen linken Fuss erhält, der Peak wird also asymmetrisch. Ein Maß, um die Neutronenschäden quantitativ zu beschreiben, ist das Verhältnis der Zehntelwertsbreite zur Halbwertsbreite. Für eine ideale Gaußkurve, wie zum Beispiel von einem nicht neutronengeschädigten Kristall aufgenommenen Peak, beträgt das Verhältnis etwa 1,82. Abweichungen davon resultieren aus unvollständiger Sammlung der Ladungsträger, was durch Trapping, und somit durch Neutronenschäden, verursacht wird.

Der Signalverlust durch das Löchertrapping hängt von der Strecke ab, die die Löcher zurückzulegen haben, bevor sie an der Kathode gesammelt werden können. Daher hängt die Verschlechterung der Energieauflösung durch die Neutronenschäden vom radialen Abstand des Wechselwirkungsortes von der Hauptelektrode im Kristall ab. Nach dem Lambert-Beer-Gesetz hängt die Absorptionswahrscheinlichkeit eines γ -Quants exponentiell von der Schichtdicke des Absorbers ab. Die meisten Wechselwirkungen finden in den vorderen Bereichen des Detektors statt. Hinzu kommt, dass aufgrund der Geometrie bei größerem Abstand von der Hauptelektrode das Detektionsvolumen deutlich größer ist. Dies stellt zumindest für niedrige γ -Energien $\leq 1 \text{ MeV}$ einen Vorteil der sogenannten n-Typ-Detektoren gegenüber den p-Typ-Detektoren dar. Bei p-Typ-Detektoren handelt es sich um einen p-Typ-Halbleiter, welcher die Elektronen

2. Grundlagen

an seiner Oberfläche und die Löcher an der Hauptelektrode sammelt. Dadurch haben die Löcher den längeren Weg und die Wahrscheinlichkeit des Löcher-Trappings erhöht sich.

3. Messungen

Um die Effektivität des Ausheizens eines neutronengeschädigten AGATA-Kristalls zu verstehen, wurde im Rahmen dieser Bachelor-Arbeit das Energieauflösungsvermögen des Kristalls A005 in verschiedenen Zuständen verglichen. Zunächst liegen die Daten aus dem Laboratori Nazionale di Legnaro (LNL) vor, bevor der Kristall den schnellen Neutronen ausgesetzt war. Anschließend wurde der Kristall in einer Reihe von kernphysikalischen Experimenten, in denen es einen hohen Neutronenfluß gab, verwendet. Hierfür liegen wiederum Daten aus dem LNL vor. Nach den Experimenten wurde der Kristall warm, was zu einem Clustern der Defektstrukturen im Kristall geführt hat. Für diesen Zustand liegen Daten aus dem IKP vor. Die ersten neutronengeschädigten Kristalle wurden zunächst 3 bzw. 5 Stunden ausgeheizt. Da es sich aber gezeigt hat, dass auch das 5-stündige Ausheizen keine vollständige Regeneration bewirkt, wurde der Kristall A005 im Rahmen dieser Bachelorarbeit 10 Stunden lang ausgeheizt und seine Eigenschaften danach detailliert untersucht.

3.1. Das Ausheizen

Vor dem Ausheizen muss der Kristall präpariert werden. Die Distanzhülsen, welche zwischen der Kapsel und der PCB-Platine sitzen, müssen gegen hitzebeständige Hülsen aus Keramik getauscht werden.

Laut Herstellerangaben liegt die maximale Temperatur, auf die die Kapsel aufgeheizt werden darf, bei $102\text{ }^{\circ}\text{C}$. Zur Überwachung der Temperatur wird daher ein PT100 an der Oberfläche der Kapsel fixiert. Ein PT-Widerstand besteht aus dem Element Platin, das eine fast lineare temperaturabhängige Leitfähigkeit besitzt. Für einen PT100 liegt der Widerstand bei $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ gerade bei $100\ \Omega$, für andere Temperaturen liest man die Widerstände in einer DIN genormten Tabelle ab.

Im Vakuum-Ofen herrscht ein Druck der Größenordnung 10^{-2} mBar bis 10^{-3} mBar , so dass der Wärmetransport von seinen Wänden zum Kristall in erster Näherung nur durch Wärmestrahlung und nicht durch Konvektion erfolgt. Dies ist nötig um zu vermeiden, dass sich bei höheren Temperaturen an der Oberfläche der Kapsel chemische Reaktionen mit der umgebenden Luft abspielen.

Das Auslesen des PT100 geschieht mit einem Laptop über eine myDAQ-Box von National Instruments, die als Schnittstelle dient. Zu diesem Zweck wurde ein kleines Programm mit LabVIEW geschrieben, welches alle 500 ms den Widerstand ausliest

3. Messungen

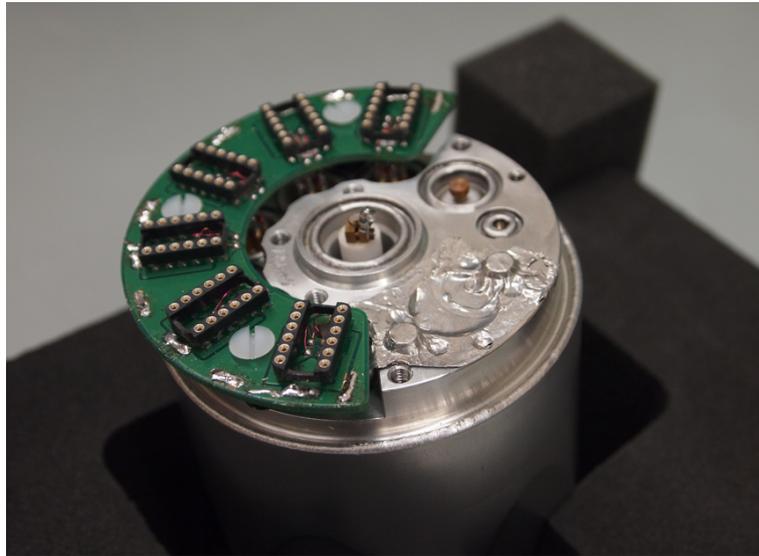


Abbildung 3.1.: Der gekapselte Kristall mit PCB-Board

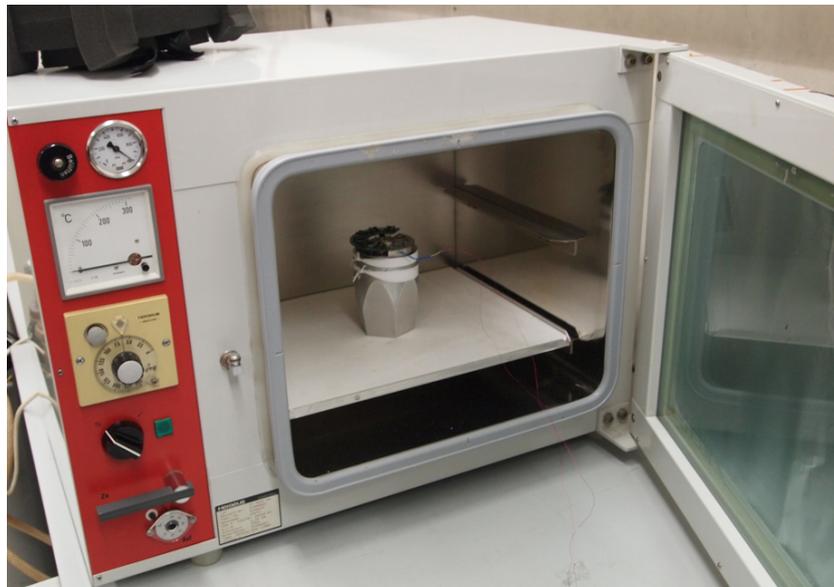


Abbildung 3.2.: Der präparierte Kristall im Annealing-Ofen

3. Messungen

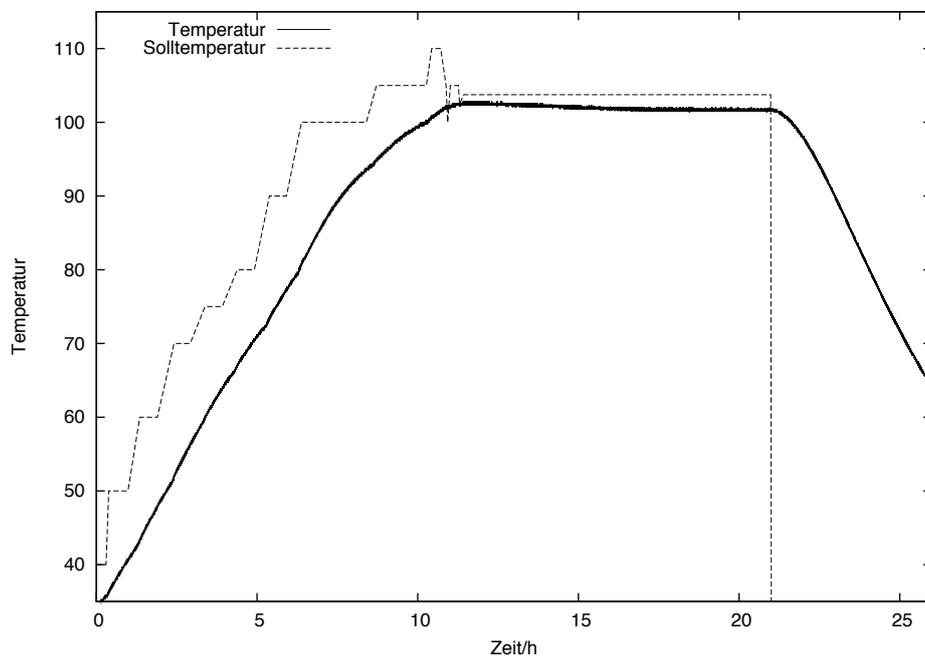


Abbildung 3.3.: Der Temperaturverlauf beim Ausheizen. Es wurde darauf geachtet, dass der Temperaturgradient $10^{\circ}\text{C}/\text{h}$ nicht übersteigt.

3. Messungen

und in eine .txt-Datei und einen Graphen einträgt. Auf diese Weise lässt sich die Temperatur in Echtzeit verfolgen, was notwendig ist, um sich möglichst gut der maximalen Temperatur anzunähern, ohne diese jedoch zu überschreiten.



Abbildung 3.4.: Temperatúrauslese mittels Laptop und myDAQ-Schnittstelle ermöglicht die Überwachung des Temperaturverlaufs. So wird sichergestellt, dass die zulässige Höchsttemperatur von 102°C nicht überschritten wird.

Der Temperaturverlauf ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Die gestrichelte Linie zeigt hierbei die am Ofen eingestellte Temperatur. Dabei ist zu beachten, dass ein Temperaturgradient von mehr als $10^{\circ}\text{C}/\text{h}$ zu vermeiden ist, da thermische Spannungen zwischen den verschiedenen Werkstoffen des gekapselten Kristalls zu Schäden führen können. Die Zeit bei maximaler Kapseltemperatur beträgt 10 Stunden, wobei beachtet werden muss, dass es sich um die Temperatur aussen an der Kapsel handelt. Die Temperatur des Kristalls selber lässt sich nicht bestimmen.

Nach dem Ausschalten des Ofens benötigt der Kristall weitere 10 Stunden um auf Raumtemperatur abzukühlen.

3.2. Inbetriebnahme des Detektors

Nach dem der Kristall wieder Raumtemperatur erreicht hat, wurde er in einen AGATA-Testkryostaten eingebaut. Danach wurde der Detektor mit einer Schleusenvorrichtung an eine 2-stufige Vakuumpumpe angeschlossen. Die erste Stufe, die sogenannte Bypasspumpe erreicht ein Vakuum von bis zu 10^{-2} mbar , danach wurde die Turbopumpe manuell eingeschaltet und die Bypasspumpe mittels Schleuse getrennt, bevor sie aus-

3. Messungen

geschaltet wird. Es wurde gepumpt, bis sich ein Hochvakuum von 10^{-6} bis 10^{-7} mbar eingestellt hat, was etwa 48 Stunden dauert.

Danach konnte der Detektor eingekühlt werden, was bedeutet, dass der Dewar mit einem Trichter durch den Einfüllstutzen langsam bis zum Maximum mit flüssigem Stickstoff gefüllt wurde. Dabei verdampft eine große Menge Stickstoff bis der Dewar auf etwa 77 K abgekühlt ist. Im weiteren Verlauf ist darauf zu achten, dass sich immer eine ausreichende Menge flüssigen Stickstoffs im Dewar befindet, da ein unkontrolliertes Aufwärmen des Detektors eventuell zu Schäden an der Elektronik und/oder den Vakuumdurchführungen führen kann, und daher unbedingt zu vermeiden ist.

Nach weiteren 24h befindet sich die Temperatur im Kryostaten im Gleichgewicht mit dem Dewar und der gesamte Kristall hat seine endgültige Temperatur erreicht. Dann kann, nachdem man die Verstärkungselektronik mit Niederspannung versorgt hat, Hochspannung an der Hauptelektrode angelegt werden.

Zunächst werden maximal 100 V angelegt und ein Oszilloskop mit dem Output des Hauptverstärkers verbunden. Das Oszilloskop zeigt ein Rauschband an, welches eine erste Aussage über den Zustand des Detektors ermöglicht. Für jedes Segment und den Core wurde die Breite des Rauschbandes des Hauptverstärkersignals bei einer Aussteuerung des Hauptverstärkers „Ortec Spectroscopic Amplifier 672“ von 8 V bei $1,3\text{ MeV}$ γ -Energie notiert. Hier zeigte sich auf den Segmenten C4, D4, E4 und auf dem Core schon ein unnatürlich hohes Rauschen (s. Tabelle 3.1). Die $30 - 40\text{ mV}$, die sich auf allen anderen Segmenten zeigten, liegen im Bereich des erwarteten Wertes.

#	A	B	C	D	E	F
1	30 mV	30 mV	30 mV	30 mV	35 mV	30 mV
2	30 mV	30 mV	30 mV	30 mV	30 mV	25 mV
3	30 mV	30 mV	35 mV	30 mV	30 mV	25 mV
4	30 mV	30 mV	60 mV	80 mV	120 mV	40 mV
5	35 mV	30 mV	30 mV	40 mV	40 mV	40 mV
6	40 mV	35 mV	40 mV	40 mV	30 mV	40 mV
CORE	150 mV					

Tabelle 3.1.: Breite der Rauschbänder (in mV) bei angelegter HV von 100 V . Der Core und die Segmente C4, D4 und E4 zeigen untypisch hohe Werte von 150 , 60 , 80 bzw. 120 mV .

Beim erstmaligen Hochfahren der Spannung muss sehr langsam vorgegangen und die Signale mit einem Oszilloskop überwacht werden. Als Faustregel werden jede halbe Stunde weitere 500 V angelegt und diese je in 100 V -Schritten.

Bei einer Hochspannung von 5 kV ist der Detektor betriebsbereit.

3.3. Messung der Energieauflösung mit Am-241

Der Übergang von $59,5\text{ keV}$ des Americium-241, wird benutzt um den Detektor auf sein Auflösungsvermögen im niederenergetischen Bereich zu untersuchen. Dafür werden die Ereignisse auf dem Core und in jedem Segment einzeln mit analoger Elektronik aufgezeichnet. Da die niederenergetischen γ -Quanten nur eine sehr kurze Reichweite in Materie haben, muss die Quelle immer exakt vor dem zu vermessenden Segment positioniert werden (s. Abbildung 3.5).

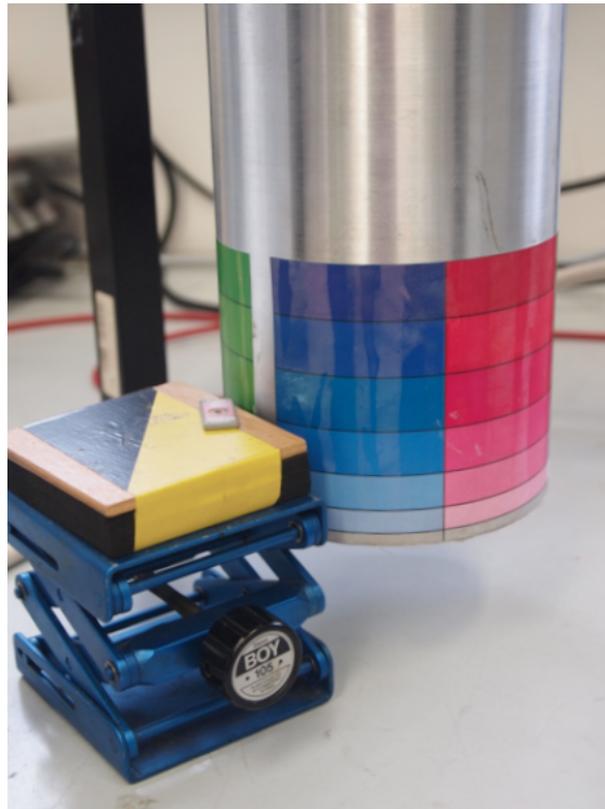


Abbildung 3.5.: Die Messungen mit Am-241 werden mit Hilfe eines Labortisches durchgeführt, um möglichst nah mit der Quelle an das zu vermessende Segment heranzukommen und so die registrierte Zählrate zu erhöhen. Die Quelle wird nicht direkt auf den Labortisch gelegt, da es dann zu Comptonstreuung in dem Aluminium kommt, wodurch Photonen mit veränderter Energie in den Detektor abgelenkt werden würden. Ausserdem käme es verstärkt zur Anregung von Hüllen-Elektronen der Aluminium-Atome des Labortisches, was, beim Übergang zurück in ein niedrigeres Energieniveau, zu unerwünschter Röntgenstrahlung führt.

Mit der Spektroskopiesoftware INTERWINNER lassen sich die Spektren in Echtzeit plotten und interaktiv auswerten. Haben die Spektren eine entsprechend gute Statistik erreicht, als Faustregel gilt hier 10000 Ereignisse im Peak, oder einfacher eine Peakhöhe

3. Messungen

von 2000 Ereignissen, lässt man sich die Halbwertsbreite anzeigen und speichert das Spektrum.

3.3.1. Am-241-Spektren nach Warmwerden des neutronengeschädigten Kristalls

Niederenergetisch gibt es Energieauflösungswerte für den Zustand des neutronengeschädigten Kristalls nach dem Warmwerden. Aufgenommen wurden diese mit analoger Elektronik am IKP. Bei den niederenergetischen Messungen werden relativ wenig Elektronen-Loch-Paare erzeugt, sodass die Halbwertsbreiten des Photopeaks zum Großteil durch elektronisches Rauschen bestimmt wird. Durch die geringe Anzahl an Ladungsträgern spielt das Trapping auch keine so große Rolle, was die Energieauflösung, von im Mittel $1,08 \text{ keV}$ erklärt. Lediglich Segment A1 würde nach den Spezifikationen der Akzeptanztests nicht entsprechen. In Tabelle 3.2 sind die gemessenen Energieauflösungen protokolliert.

#	A in keV	B in keV	C in keV	D in keV	E in keV	F in keV
1	1,33	1,30	1,18	1,17	1,26	1,17
2	1,12	1,11	1,04	1,04	1,17	1,13
3	1,15	1,11	0,92	1,04	1,08	1,02
4	1,09	1,12	0,97	1,05	1,03	1,09
5	1,04	1,02	0,91	1,14	1,07	1,05
6	1,02	1,01	0,95	0,97	1,04	1,02
CORE	1,13					

Tabelle 3.2.: Die Energieauflösungen bei der Messung mit dem neutronengeschädigten Kristall nach dem dieser warmgeworden ist. Da das niederenergetische Auflösungsvermögen vom elektronischen Rauschen dominiert wird, zeigen sich die Auswirkungen der Neutronenschäden kaum. Einzig Segment A1 liegt mit $1,33 \text{ keV}$ ausserhalb des akzeptablen Bereichs $\leq 1,30 \text{ keV}$.

3.3.2. Am-241-Spektren nach 10 stündigem Ausheizen des Kristalls

Die Werte für die niederenergetische Energieauflösung der einzelnen Segmente und des Cores nach dem der Kristall 10 Stunden ausgeheizt wurde, sind in Tabelle 3.3 dargestellt.

Auf den Segmenten C2, C3, C4, D4, E4, B6 und auf dem Core zeigen sich Halbwertsbreiten, welche mit $1,37 \text{ keV}$, $1,53 \text{ keV}$, $2,60 \text{ keV}$, $4,64 \text{ keV}$, $4,65 \text{ keV}$, $2,62 \text{ keV}$ und auf dem Core mit $2,78 \text{ keV}$ deutlich ausserhalb der Spezifikationen von den sogenannten Acceptance-Tests der AGATA-Detektoren liegen (niederenergetisch für die Segmente $\leq 1,3 \text{ keV}$ und für den Core $\leq 1,35 \text{ keV}$). Dies lässt auf einen, mit dem Ausheizen verbundenen Defekt schließen. Der Durchschnitt aller anderen Segmente

3. Messungen

beträgt $1,17\text{ keV}$ und ist damit um $0,9\text{ keV}$ schlechter als noch vor dem Ausheizen, allerdings innerhalb der Spezifikationen.

#	A in keV	B in keV	C in keV	D in keV	E in keV	F in keV
1	1,18	1,27	1,26	1,20	1,22	1,28
2	1,04	1,14	1,37	1,24	1,18	1,09
3	1,00	0,95	1,53	1,22	1,16	1,09
4	1,04	1,07	2,60	4,64	4,65	1,07
5	1,08	1,02	1,01	1,22	1,19	1,23
6	0,99	2,62	0,96	1,01	0,99	1,26
CORE	2,78					

Tabelle 3.3.: Die Segmente C2, C3, C4, D4, E4, B6 und der Core zeigen in der mit aufrechtem Detektor durchgeführten Messung Energieauflösungen, die teils deutlich über $1,3\text{ keV}$ liegen.

3.3.3. Lageabhängigkeit

Für die Diagnose des Detektors werden in unterschiedlichen Orientierungen Messungen mit Am-241 durchgeführt. Dabei soll die Lageabhängigkeit der Energieauflösung des Kristalls gezeigt werden.

Nach einer Drehung um 180° um eine Querachse, „kopfüber“, wurden nur die Segmente, welche in der aufrechten Lage schlechte Ergebnisse zeigten, und exemplarisch etwa die Hälfte der anderen Segmente vermessen. Es zeigte sich eine deutliche Verbesserung der Auflösung auf den Segmenten C3, C4, D4 und E4, s. Tabelle 3.4, allerdings eine Verschlechterung auf dem ohnehin schon schlechten Segment B6 und dem Core mit nun $3,90\text{ keV}$ bzw. $3,77\text{ keV}$.

#	A in keV	B in keV	C in keV	D in keV	E in keV	F in keV
1	1,29		1,09		1,22	
2		1,08				1,12
3	1,04		1,04		1,18	
4		1,09	1,09	1,10	1,27	1,15
5	1,06			1,10		0,97
6		3,90		0,99		
CORE	3,77					

Tabelle 3.4.: Nach einer Drehung von 180° um eine Querachse wurden nur die Segmente gemessen, die zuvor, in der aufrecht durchgeführten Messung, schlechte Ergebnisse gezeigt haben, und exemplarisch etwa die Hälfte der restlichen Segmente. Die zuvor schlechten Segmente, bis auf B6 und dem Core, zeigen nun Energieauflösungen innerhalb der Spezifikationen der Akzeptanztests.

3. Messungen

Liegend auf Seite A (s. Abbildung 3.7) zeigt sich eine deutliche Verbesserung auf nahezu allen Segmenten gegenüber der aufrechten Lage, s. Tabelle 3.5. Lediglich der Core und Segment B6 zeigen noch ein stark verschlechtertes Auflösungsvermögen von $2,42\text{ keV}$ bzw. $2,59\text{ keV}$. Alle anderen Segmente liegen nun in einem vertretbaren Bereich ($\leq 1,3\text{ keV}$).

#	A in keV	B in keV	C in keV	D in keV	E in keV	F in keV
1	1,21	1,27	1,15	1,16	1,30	1,20
2	1,10	1,18	0,98	1,05	1,20	1,17
3	1,03	1,00	1,08	0,99	1,17	1,04
4	1,09	1,06	1,08	1,08	1,16	1,08
5	1,12	1,06	0,98	1,15	1,06	1,02
6	1,05	2,42	1,03	0,97	1,04	0,99
CORE	2,59					

Tabelle 3.5.: Bei der Messung mit liegendem Detektor auf Seite A sind, außer beim Core und bei Segment B6, alle Energieauflösungswerte $\leq 1,3\text{ keV}$.

Liegend auf Seite B (s. Abbildung 3.8) wurden noch einmal alle Segmente gemessen. Die Messwerte stimmen mit denen aus der Messung auf Seite A nahezu überein. Jedoch zeigt sich, dass die Messwerte auf Seite A im Mittel um $0,01\text{ keV}$ besser sind. Der Grund hierfür sind der Core und Segment B6. Hier sind die Werte sogar um $0,21\text{ keV}$ bzw. $0,18\text{ keV}$ geringer (s. Tabelle 3.6). Aus diesem Grund wurden alle folgenden Messungen in der Lage A durchgeführt, um den Effekt des Ausheizschadens zu minimieren und so bestmögliche Aussagen über die Wirkung des Ausheizens treffen zu können.

#	A in keV	B in keV	C in keV	D in keV	E in keV	F in keV
1	1,23	1,13	1,19	1,20	1,32	1,19
2	1,06	1,03	1,04	1,07	1,22	1,09
3	1,01	1,01	1,05	1,00	1,22	1,11
4	1,08	1,02	1,16	1,11	1,17	1,11
5	1,07	1,08	1,04	1,18	1,06	1,07
6	1,08	2,63	1,00	1,03	1,06	0,99
CORE	2,77					

Tabelle 3.6.: Die Energieauflösungen der Segmente und des Cores, liegend auf Seite B gemessen, sind ein wenig schlechter, als die auf Seite A gemessenen. Aus diesem Grund werden alle weiteren Messungen liegend auf Seite A durchgeführt.

Es zeigt sich eine starke Sensitivität einiger Signalkontakte bzw. der Passivierung an der Oberfläche des Kristalls auf die Orientierung des Detektors (Abbildung 3.6). Es fließt, verursacht durch die Hochspannung, über bestimmte Segmente, abhängig von der Lage des Detektors, ein Leckstrom. Durch den Leckstrom entsteht auf dem

3. Messungen

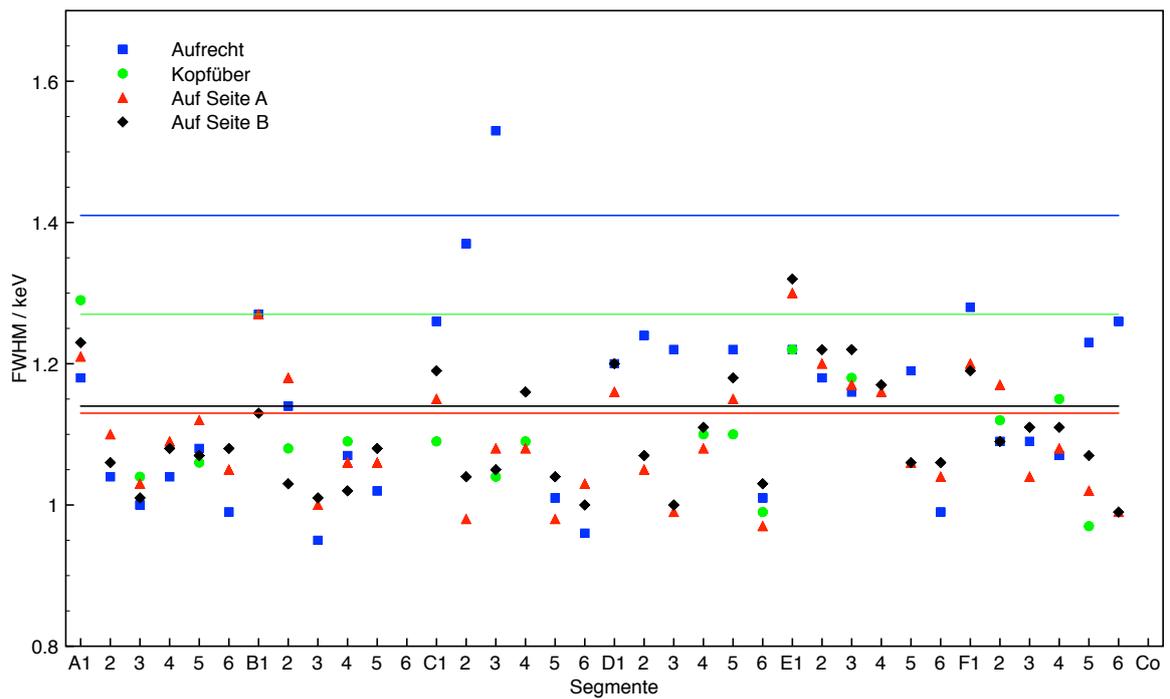


Abbildung 3.6.: Zusammenfassung der Halbwertsbreiten bei den lageabhängigen Messungen mit Am-241. Liegend auf Seite A ist der Mittelwert der Energieauflösungen mit $1,13 \text{ keV}$ um $0,01 \text{ keV}$ besser als liegend auf Seite B. Die grünen Messwerte sind nicht vollständig für alle Segmente vorhanden, da es sich hier um eine exemplarische Messung handelte.

3. Messungen

Segment und der Hauptelektrode ein permanentes elektronisches Rauschen. Wird nun ein γ -Quant in diesem Segment detektiert, überlagert der Leckstrom die vom γ -Quant in Bewegung gesetzten Ladungen. Der Rauschbeitrag in Gleichung 2.17 wird größer und wirkt sich entsprechend auf die Energieauflösung aus.

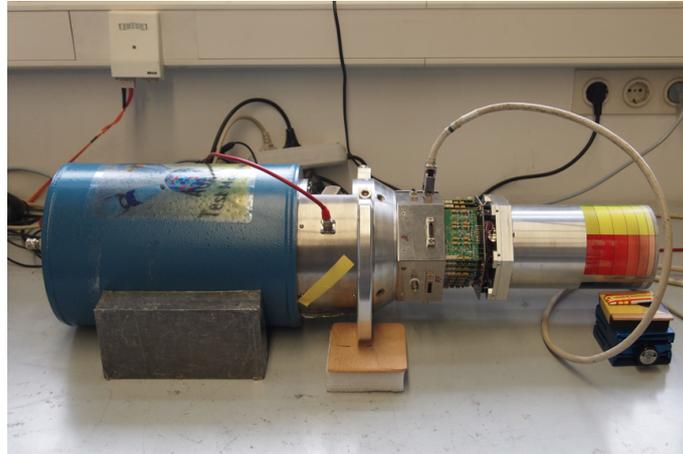


Abbildung 3.7.: Die Abbildung zeigt die Lage des Detektors, welche im Text als Lage auf Seite A bezeichnet wird.

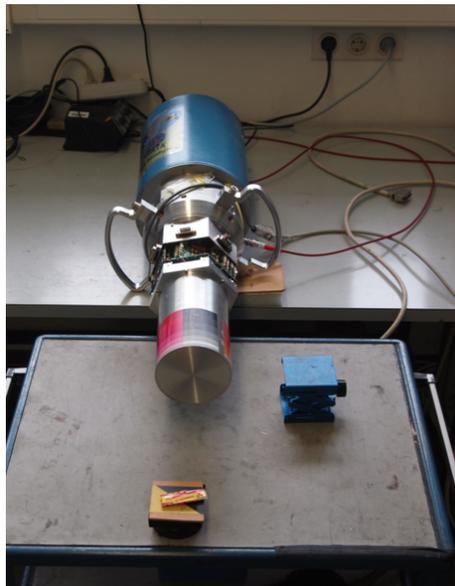


Abbildung 3.8.: Die Abbildung zeigt die Lage des Detektors, welche im Text als Lage auf Seite B bezeichnet wird.

Messungen bei verschiedenen Hochspannungswerten

Für den Fall, dass die schlechten Energieauflösungswerte und das Rauschen auf den entsprechenden Segmenten durch einen Leckstrom bedingt ist, sollte das Auflösungsvermögen besser werden, sofern die angelegte Hochspannung, und damit auch der

3. Messungen

Leckstrom, reduziert wird. In einer kurzen Messreihe wird dies qualitativ bestätigt (vgl. Tabelle 3.7). Die Messung wurde in der Lage liegend auf Seite B durchgeführt.

#	5kV	4,5kV	4kV	3,5kV	3kV	2,5kV
Core	2,77keV	2,75keV	2,70keV	2,57keV	2,58keV	2,47keV
B6	2,63keV	2,57keV	2,54keV	2,41keV	2,21keV	2,22keV

Tabelle 3.7.: Die Tabelle zeigt die Messung der Energieauflösung in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung. Der Verlauf entspricht den Erwartungen für den Fall von vorhandenem Leckstrom, da sich die Auflösung mit niedriger werdender Hochspannung verbessert.

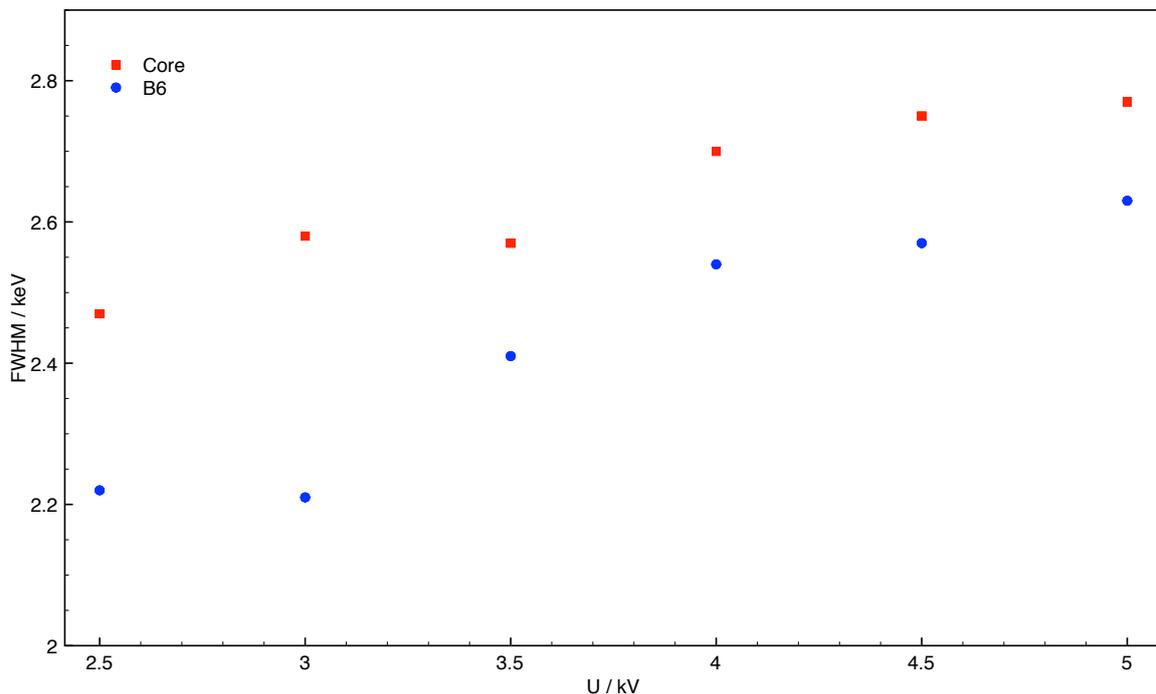


Abbildung 3.9.: Mit steigender Hochspannung wird die Energieauflösung schlechter, da sich der Leckstrom in erster Näherung proportional zur angelegten Hochspannung verhält.

3.4. Messung der Energieauflösung mit Co-60

Das hochenergetische Auflösungsvermögen des Detektors wird durch die Messung des $1332,5 \text{ keV}$ -Übergangs von Cobalt-60 bestimmt. Dabei fallen die Messzeiten wesentlich länger aus, als bei der Messung mit Americium-241, bis die notwendige Statistik erreicht ist. Das liegt daran, dass mit größer werdender Energie die Nachweiseffizienz für Photopeaks der einzelnen Segmente sinkt. Davon abgesehen ist die Vorgehensweise identisch.

3. Messungen

Für die hochenergetische Messung wird die Lage A mit den besten Ergebnissen aus den niederenergetischen Messungen genommen um den Effekt der Schädigung durch das Ausheizen zu minimieren. So kann man den positiven Effekt des Ausheizens auf die Energieauflösung besser bewerten.

Die aufgenommenen Spektren liegen alle in unterschiedlichen Formen vor. Die Daten aus Legnaro (hochenergetisch vor und nach Neutronenschaden) wurden mit digitaler Elektronik aufgenommen. Sie sind nicht geeicht und liegen sequentiell in einer Datei. Die nieder- und hochenergetischen Messungen nach dem Warmwerden und 10-stündigem Ausheizen stammen aus dem IKP und wurden mit analoger Elektronik aufgenommen. Sie sind teilweise geeicht und jedes Spektrum liegt in seiner eigenen Datei.

Um die Daten der hochenergetischen Messungen möglichst vergleichbar zu fitten und auszuwerten, wurde ein vorliegendes PYTHON-Programm an die entsprechenden Datensätze angepasst. Das Programm fittet an jeden Peak eine Normalverteilung. Anschließend wird der untere Teil der linken Anstiegsflanke wiederum mit einer Exponentialfunktion gefittet, deren Parameter unabhängig von denen der ersten Normalverteilung sind. Auf diese Weise wird der Tendenz zu Ladungsträgerverlusten, die eine Asymmetrie der Peaks verursachen, Rechnung getragen.

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse dargestellt, welche im anschließenden Kapitel diskutiert werden.

3.4.1. Cobalt-60 Spektren vor Neutronenschaden

Bei den Daten von vor dem Neutronenschaden aus Legnaro handelt es sich um sequentielle 64k-Kanal Spektren, was bedeutet, dass jedes einzelne Spektrum 65536 Kanäle besitzt. Die Einträge befinden sich jedoch nur in den ersten 32768 der 65536 Kanäle. Das Programm liest die ersten 32768 Kanäle ein und erzeugt ein Histogramm.

Man gibt dem Programm einen Bereich vor in dem die beiden Cobalt-Peaks (1173,2 keV und 1332,5 keV) liegen. Das ist notwendig, da in manchen Fällen ein Teil des niederenergetischen Untergrunds als Peak fehlinterpretiert wird. In diesem Bereich wird eine Peaksuche durchgeführt. Hat das Programm die Positionen der beiden Peaks gefunden, führt es eine Eichung des Spektrums mit diesen Peaks durch. Danach gibt man einen Bereich um 1332,5 keV vor und führt den oben beschriebenen Fit durch. Daraufhin überspringt das Programm die nächsten 32768 Kanäle und liest das nächste Spektrum ein. Dies geschieht 37 mal, für alle Segmente und den Core.

Das Ergebnis beinhaltet am Ende für jedes Segment und den Core jeweils die Position des Peaks, die Halbwertsbreite, die Zehntelwertsbreite und das Verhältnis von Zehntelwertsbreite zu Halbwertsbreite. Außerdem werden Plots für jeden Fit der

3. Messungen

1332,5 keV-Peaks als .pdf gespeichert.

Die Ergebnisse der Fits für die Spektren der Messungen vor dem Neutronenschaden sind in den Tabellen 3.8 und 3.9 aufgeführt.

#	A in keV	B in keV	C in keV	D in keV	E in keV	F in keV
1	1,99	2,11	2,14	1,98	2,08	2,08
2	1,86	1,97	1,96	1,82	1,93	1,93
3	1,77	1,85	1,84	1,79	1,81	1,81
4	1,86	1,92	1,89	1,85	1,89	1,89
5	1,89	1,88	1,84	1,82	1,84	1,84
6	1,89	1,81	1,80	1,82	1,77	1,77
CORE	2,29					

Tabelle 3.8.: Die Energieauflösung bevor der Kristall den schnellen Neutronen ausgesetzt wurde.

#	A in keV	B in keV	C in keV	D in keV	E in keV	F in keV
1	1,83	1,89	1,88	1,85	1,87	1,90
2	1,83	1,86	1,84	1,82	1,83	1,85
3	1,83	1,84	1,83	1,82	1,83	1,83
4	1,83	1,84	1,84	1,84	1,86	1,99
5	1,82	1,85	1,86	1,82	1,87	1,82
6	1,83	1,86	1,87	1,84	1,83	1,88
CORE	1,88					

Tabelle 3.9.: Das Verhältnis der Zehntelwertsbreite zur Halbwertsbreite als quantitatives Maß für den Grad des Neutronenschadens bevor der Kristall den schnellen Neutronen ausgesetzt wurde

3.4.2. Cobalt-60 Spektren nach Neutronenschaden

Die Spektren aus Legnaro vom Zähler A005, nachdem er schnellen Neutronen ausgesetzt wurde, liegen auch sequentiell in einer Datei. In diesem Fall handelt es sich um 32k-Spektren, also besitzt jedes Spektrum 32768 Kanäle. Das Python-Fit-Programm entspricht dem, welches benutzt wurde, um die Spektren vor dem Neutronenschaden zu analysieren, bis auf kleine Anpassungen, die nötig waren, da es sich um 32k-Spektren handelte. Lediglich bei der Erzeugung des Histogramms und der Wahl der Bereiche, in denen die Peaksuche vorgenommen werden sollte, waren kleine Änderungen notwendig.

Die Ergebnisse des Fits sind in den Tabelle 3.10 und 3.11 aufgeführt.

3. Messungen

#	A in keV	B in keV	C in keV	D in keV	E in keV	F in keV
1	2,38	2,35	2,30	2,21	2,30	2,37
2	2,22	2,08	2,22	2,04	2,18	2,15
3	2,18	2,11	2,12	2,08	2,14	2,11
4	2,16	2,10	2,09	2,09	2,25	2,21
5	2,17	2,12	2,13	2,20	2,18	2,18
6	2,02	2,01	2,22	1,97	2,10	1,98
CORE	2,42					

Tabelle 3.10.: Die Energieauflösung nachdem der Kristall den schnellen Neutronen ausgesetzt wurde

#	A in keV	B in keV	C in keV	D in keV	E in keV	F in keV
1	1,85	1,87	1,86	1,89	1,86	1,86
2	1,84	1,92	1,84	1,95	1,88	1,84
3	1,85	1,84	1,84	1,87	1,88	1,86
4	1,85	1,84	1,84	1,87	1,89	1,87
5	1,84	1,85	1,85	1,86	1,90	1,86
6	1,98	1,84	1,83	1,91	1,88	1,96
CORE	1,90					

Tabelle 3.11.: Das Verhältnis der Zehntelwertsbreite zur Halbwertsbreite als quantitatives Maß für den Grad des Neutronenschadens nachdem der Kristall den schnellen Neutronen ausgesetzt wurde

3.4.3. Cobalt-60 Spektren nach Warmwerden des neutronengeschädigten Kristalls

Die Spektren nach dem Warmwerden des Kristalls wurden im Institut für Kernphysik in Köln analog gemessen. Jedes 8k-Spektrum liegt in einer eigenen Datei, daher muss das Python-Programm für jedes Spektrum ausgeführt werden. Die Spektren sind schon geeicht, weshalb das Programm diesen Schritt nicht mehr ausführen muss. Ansonsten stimmen die Programme weitgehend überein.

Die Ergebnisse aus dem Fit-Programm sind in den Tabellen 3.12 und 3.13 aufgeführt.

#	A in keV	B in keV	C in keV	D in keV	E in keV	F in keV
1	2,54	2,46	2,51	2,62	2,57	2,46
2	2,40	2,41	2,38	2,43	2,39	2,43
3	2,42	2,38	2,40	2,45	2,43	2,46
4	2,31	2,44	2,40	2,40	2,40	2,26
5	2,37	2,33	2,25	2,39	2,34	2,31
6	2,20	2,25	2,21	2,26	2,28	2,12
CORE	2,26					

Tabelle 3.12.: Die Energieauflösung, nachdem der neutronengeschädigte Kristall warm und daraufhin wieder eingekühlt wurde.

3. Messungen

#	A in keV	B in keV	C in keV	D in keV	E in keV	F in keV
1	1,93	1,93	1,96	1,94	1,97	2,00
2	2,01	2,02	2,11	2,06	2,02	2,00
3	1,93	2,02	2,04	2,06	2,04	2,07
4	2,10	2,07	2,18	2,07	2,12	2,11
5	2,11	1,99	2,08	2,05	2,08	2,12
6	2,06	2,05	1,96	2,03	2,09	2,00
CORE	1,94					

Tabelle 3.13.: Das Verhältnis der Zehntelwertsbreite zur Halbwertsbreite als quantitatives Maß für die Asymmetrie, und somit für den Grad des Neutronenschadens nachdem der neutronengeschädigte Kristall warm wurde

3.4.4. Cobalt-60 Spektren nach 10h Ausheizen

Die Spektren nach dem 10-stündigen Ausheizen wurden im Rahmen dieser Bachelorarbeit aufgenommen. Diese sind nicht geeicht, so dass dieser Schritt dem Programm wieder hinzugefügt werden musste. Bis auf diese Anpassung stimmen die Programme überein.

Die Ergebnisse aus dem Fit-Programm sind in den Tabellen 3.14 und 3.15 dargestellt.

#	A in keV	B in keV	C in keV	D in keV	E in keV	F in keV
1	2,45	2,40	2,43	2,44	2,58	2,44
2	2,18	2,12	2,09	2,07	2,07	2,14
3	2,19	2,20	2,09	2,15	2,21	2,15
4	2,18	2,25	2,34	2,32	2,27	2,20
5	2,17	2,25	2,27	2,32	2,16	2,11
6	2,18	2,90	2,20	2,12	2,12	2,08
CORE	3,37					

Tabelle 3.14.: Die Energieauflösung nachdem, der Kristall 10h ausgeheizt wurde

#	A in keV	B in keV	C in keV	D in keV	E in keV	F in keV
1	1,99	1,90	1,87	1,89	1,93	1,91
2	1,84	1,90	1,90	1,92	1,98	1,84
3	1,87	1,87	1,99	1,90	1,91	1,92
4	1,98	1,88	1,88	1,87	1,94	1,84
5	1,93	1,92	1,94	1,93	1,96	1,97
6	1,87	1,93	1,93	2,01	1,98	1,94
CORE	1,92					

Tabelle 3.15.: Das Verhältnis der Zehntelwertsbreite zur Halbwertsbreite nachdem der Kristall 10h ausgeheizt wurde.

4. Analyse der Ergebnisse der hochenergetischen Messungen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der hochenergetischen Messungen mit Cobalt-60 in den verschiedenen Kristallzuständen gegenübergestellt und verglichen. Zunächst werden die Effekte auf die Energieauflösung analysiert. Im darauffolgenden Abschnitt wird dann das Verhältnis der Zehntelwertsbreite zur Halbwertsbreite betrachtet.

Bei allen Messwerten, die im LNL aufgenommen wurden, ist zu beachten, dass die Statistik nicht so hoch ausfällt wie bei den Messungen aus dem IKP. Daher vergrößert sich der Fehler bei der Bestimmung der Halbwertsbreite zum Teil erheblich.

Am LNL war der Kristall A005 im AGATA-Demonstrator im Tripel-Kryostaten ATC4 verbaut. Bei den digitalen Messungen wurde die Quelle mittig in der Targetposition fixiert und alle Segmente und die Hauptelektrode zeitgleich ausgelesen. Daher variieren die Peakhöhen, und damit die Statistik, signifikant, mit einem Gefälle von den vorderen zu den hinteren Segmenten.

Typische Peakhöhen bei den ausgewerteten Daten aus dem LNL liegen bei den 1er Segmenten bei etwa 600 bis 800 Ereignissen, bei den 6er Segmenten bei nur 150 Ereignissen im schlechtesten Fall bis 300 Ereignissen im besten Fall. Im Vergleich dazu liegen die Peakhöhen bei den Messungen im IKP bei 1500 bis 5000 Ereignissen. Das Volumen im Peak am Beispiel des Segments D6 mit einer Höhe von 150 Ereignissen und einer Halbwertsbreite von $1,82\text{ keV}$ beträgt 1566 Ereignisse. Daraus resultiert ein statistischer Fehler von etwa 10%. Die statistischen Fehler der Messungen am IKP bei Peak-Volumina zwischen etwa 16.500 und 55.500 liegt hingegen zwischen 4% und 2%. Für den Fehler gilt $\propto \frac{1}{\sqrt{A}}$, daher sind für immer kleinere Verbesserungen der Genauigkeit immer größere Messzeiten bei gleichbleibender Zählrate nötig. Sinnvoll sind Peak-Volumina von 15.000 bis 25.000 Ereignissen.

4.1. Energieauflösung

Die Energieauflösung der AGATA-Detektoren ist die wichtigste Kenngröße für ihre Leistungsfähigkeit. Im Folgenden wird die Entwicklung der Energieauflösungen über die verschiedenen Zustände des Kristalls für alle Segmente und den Core betrachtet.

Energieauflösung vor den Neutronenschäden

Bevor der Kristall den schnellen Neutronen ausgesetzt wurde, zeigten alle Segmente und der Core hochenergetisch ein sehr gutes Auflösungsvermögen.

Für die Segmente lag das Auflösungsvermögen im Mittel bei $1,89\text{ keV}$, was ein exzellenter Wert ist. Der Core zeigte ein Auflösungsvermögen von $2,29\text{ keV}$. Nur vier der 1er-Segmente, B1, C1, E1 und F1, zeigten etwas schlechtere Werte $\geq 2,0\text{ keV}$, welche aber immer noch sehr gut im Rahmen der Akzeptanzkriterien liegen (für Segmente $\leq 2,3\text{ keV}$). Das die 1er Segmente im Mittel etwas schlechtere Auflösungsvermögen zeigen, liegt im Rahmen der Erwartungen, da im vorderen Bereich des Kristalls, bedingt durch die Geometrie, das elektrische Feld inhomogener ist. Der Core lag mit seinen $2,29\text{ keV}$ auch noch im annehmbaren Bereich ($\leq 2,35\text{ keV}$). Der Kristall war also allgemein in einem guten Zustand (vgl. Tabelle 3.8).

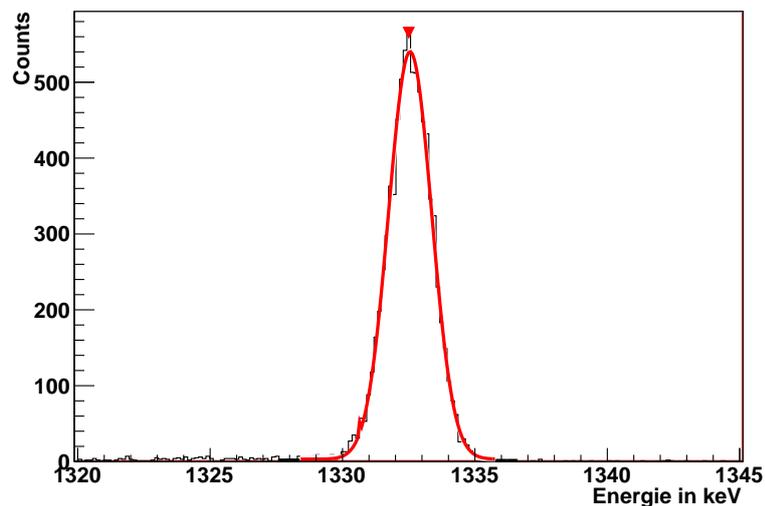


Abbildung 4.1.: Beispiel eines Fits des Segments B4 bevor der Kristall den Neutronen ausgesetzt wurde. Die Halbwertsbreite beträgt $1,92\text{ keV}$.

Energieauflösung nach den Neutronenschäden

Nach dem der Kristall die Neutronenschäden bekam, zeigte sich eine Verschlechterung der Energieauflösung auf allen Segmenten um durchschnittlich $0,27\text{ keV}$ und auf dem Core um $0,13\text{ keV}$ (siehe Abbildung 4.3). Wie erwartet wirken sich die Neutronenschäden auf dem Core weniger stark als auf den Segmenten aus. Da die Neutronen eine große Reichweite in Germanium haben, ist die Verschlechterung der Energieauflösung homogen über alle Segmente verteilt.

4. Analyse der Ergebnisse der hochenergetischen Messungen

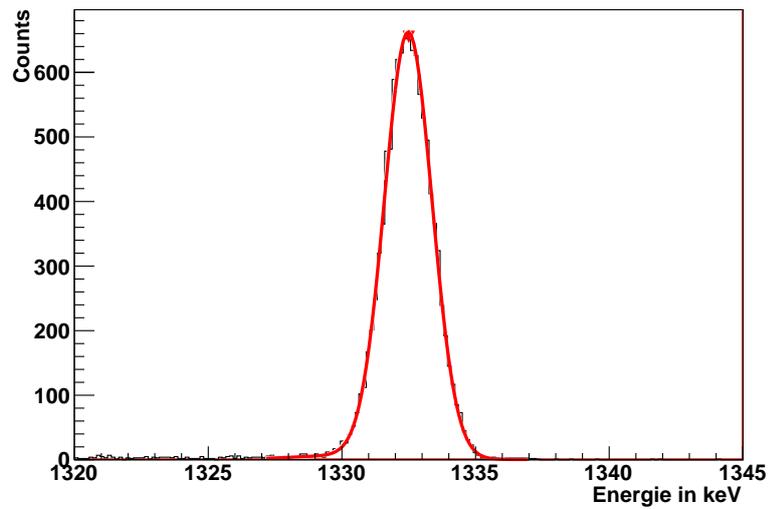


Abbildung 4.2.: Beispiel eines Fits des Segments B4 nach dem der Kristall den Neutronenschaden bekam. Die Halbwertsbreite beträgt nun $2,10 \text{ keV}$.

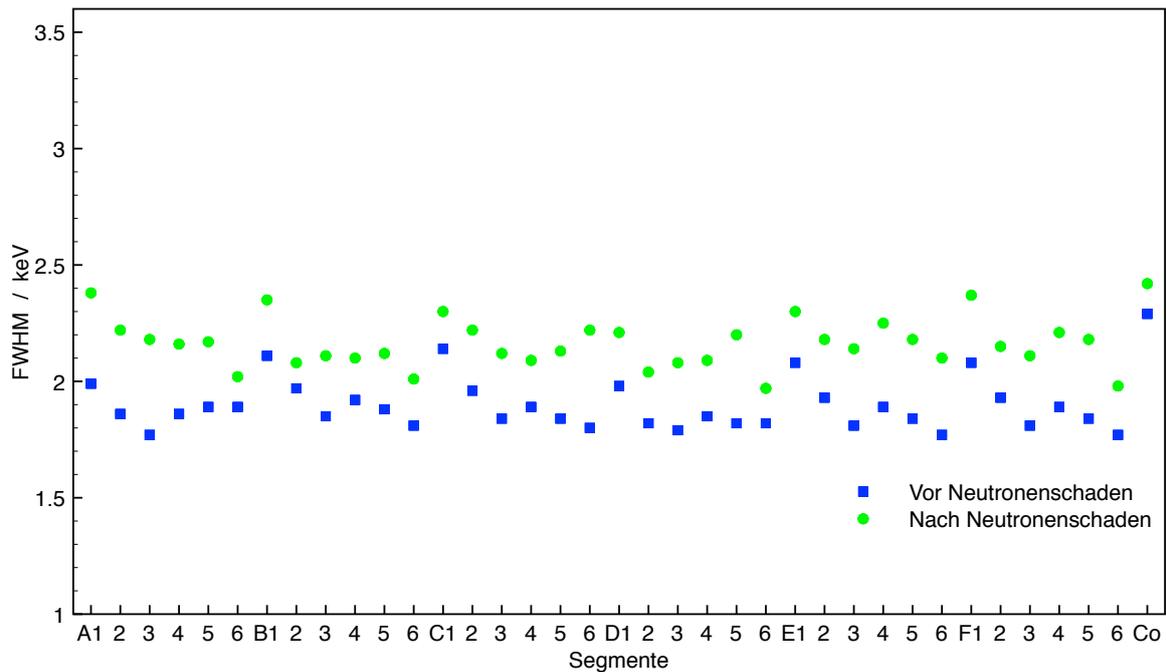


Abbildung 4.3.: Zusammenfassung der Ergebnisse der Halbwertsbreiten für alle Segmente und den Core bevor und nachdem der Kristall den schnellen Neutronen ausgesetzt wurde. Die Energieauflösung der Segmente verschlechterte sich im Mittel um $0,27 \text{ keV}$ auf $2,16 \text{ keV}$, die des Cores nur um $0,13 \text{ keV}$ auf $2,42 \text{ keV}$.

Energieauflösung nach Warmwerden und Wiedereinkühlen des neutronengeschädigten Kristalls

Nachdem der Kristall nach einem ersten Warmwerden wieder eingekühlt wurde, verschlechterten sich die Auflösungen der Segmente bei einer erneuten Messung im Mittel um weitere $0,22\text{ keV}$. Die ermittelten Werte schwanken nun zwischen einem Minimum von $2,12\text{ keV}$ bei F6 und $2,62\text{ keV}$ bei D1 um einen Mittelwert von $2,38\text{ keV}$.

Hierbei ist anzumerken, dass die Auflösung des Cores sich im Vergleich zur Messung vor dem Warmwerden um $0,16\text{ keV}$ verbessert hat, und damit sogar unter den Wert der ursprünglichen Messung mit dem heilen Kristall kam. Ein Grund hierfür kann sein, dass die Daten vor dem Aufwärmen mit digitaler Elektronik und eingebaut in einem ATC aufgenommen wurden, im Gegensatz dazu wurden die Daten nach dem Aufwärmen im IKP Köln mit analoger Elektronik in einem Single-Cryostaten aufgenommen. Daher sind die Voraussetzungen leicht unterschiedlich und es kann zu kleinen Unterschieden in den aufgenommenen Halbwertsbreiten bei den hochenergetischen Messungen kommen.

Der Grund der allgemeinen Verschlechterung der Energieauflösungen bei der Messung liegt darin, dass das Warmwerden des Kristalls zu einem Clustern der Defekte im Kristall geführt hat. Nahezu alle Segmente, bis auf A6, B6, C5, C6, D6, E6, F4 und F6 liegen außerhalb der Akzeptanzkriterien. Auffällig ist, dass alle 6er Segmente innerhalb der Kriterien liegen. Die Verschlechterung der Auflösungen dieser Segmente beträgt nur $0,15\text{ keV}$, was im Vergleich zum Durchschnitt aller Segmente um 60 eV geringer ausfällt.

4. Analyse der Ergebnisse der hochenergetischen Messungen

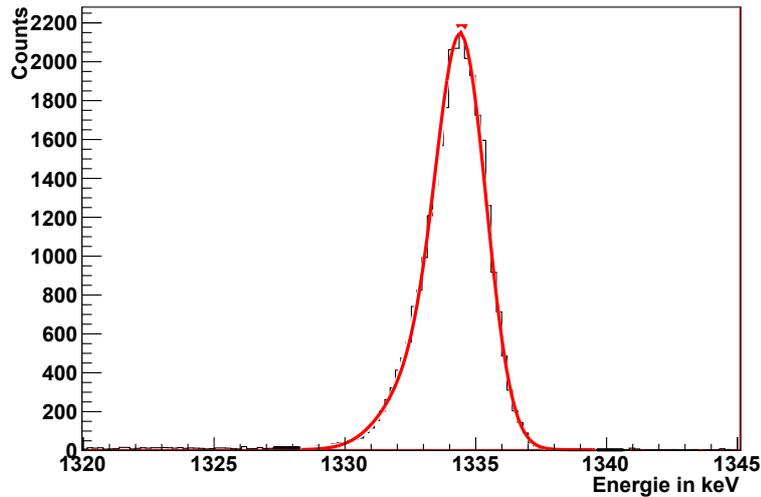


Abbildung 4.4.: Nach dem Warmwerden des Kristalls zeigt sich eine deutliche Verschlechterung der Energieauflösung auf Segment B4 um $0,34\text{ keV}$ auf nun $2,44\text{ keV}$. Sehr gut zu erkennen ist der linke Fuss, welcher zu einer Asymmetrie des Peaks führt, und auf verstärkte Ladungsträgerverluste hinweist.

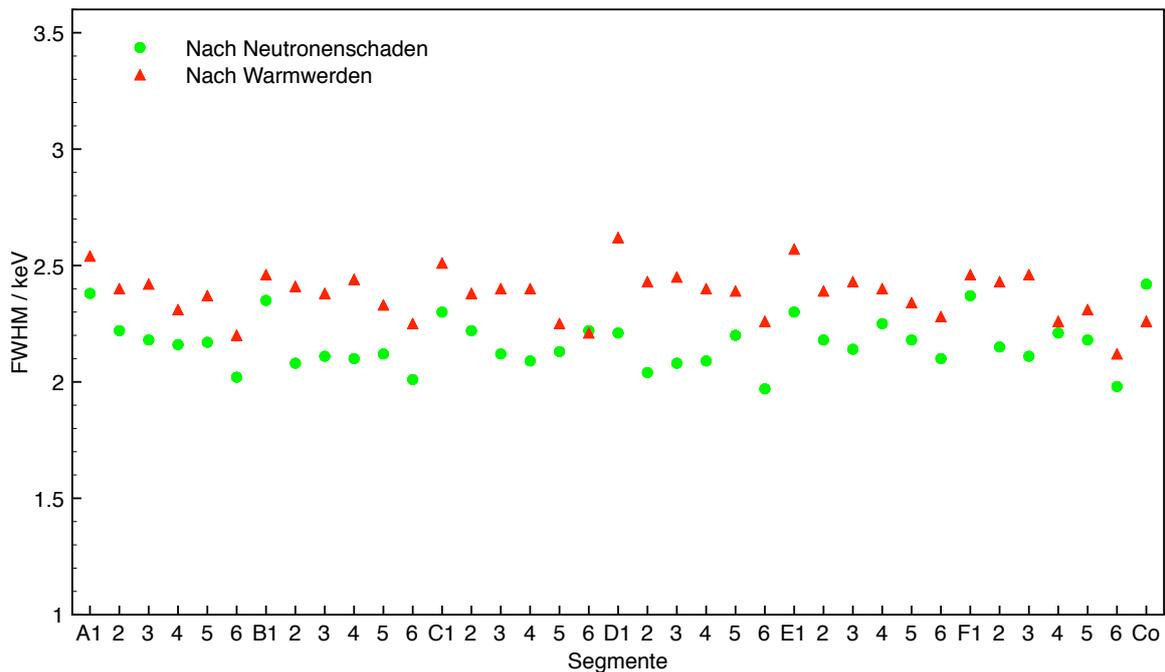


Abbildung 4.5.: Durch das Warmwerden des Kristalls verstärkt sich die Auswirkung der Neutronenschäden im Kristall. Die Energieauflösung auf den Segmenten wird im Durchschnitt um weitere $0,22\text{ keV}$ schlechter, was insgesamt einer Verschlechterung um $0,49\text{ keV}$ auf den Segmenten entspricht. Die Auflösung des Cores verbessert sich um $0,16\text{ keV}$, was zu einer Gesamtverschlechterung von $0,07\text{ keV}$ führt.

Energieauflösung nach 10 stündigem Ausheizen des neutronengeschädigten Kristalls

Bei der Messung nach 10-stündigem Ausheizen ist ein Mittelwert über alle Segmente und den Core nicht aussagekräftig, da über Segment B6 ein Leckstrom fließt, welcher verantwortlich für die sehr schlechten Auflösungsweite von $2,90\text{ keV}$ auf dem Segment B6 und $3,37\text{ keV}$ auf dem Core ist. Die Auswirkung des Leckstroms wird in Abbildung 4.8 deutlich.

Nichtsdestotrotz zeigt das Ausheizen seine Wirkung. Der Durchschnitt aller anderen Segmente liegt nun bei $2,23\text{ keV}$, was einer mittleren Verbesserung von $0,15\text{ keV}$ entspricht (siehe Abbildung 4.7). Die Auflösungsweite der 1er Segmente, B6, C4, D4 und D5 und des Cores liegen als einzige außerhalb der Akzeptanzkriterien für das AGATA-Spektrometer. Das Ziel, durch das Ausheizen die Kristalleigenschaften möglichst vollständig wiederherzustellen, wird durch ein 10-stündiges Ausheizen nicht erreicht. Vergleicht man die Messwerte vor den Neutronenschäden mit denen nach dem Ausheizen (ohne Segment B6 und Core), zeigt sich im Mittel eine Gesamtverschlechterung um $0,33\text{ keV}$. Zwar liegen die Werte im Durchschnitt innerhalb der Akzeptanzkriterien, jedoch weist die Verschlechterung im Vergleich mit den ursprünglichen Kristalleigenschaften auf eine nicht ausreichende Ausheizzeit hin.

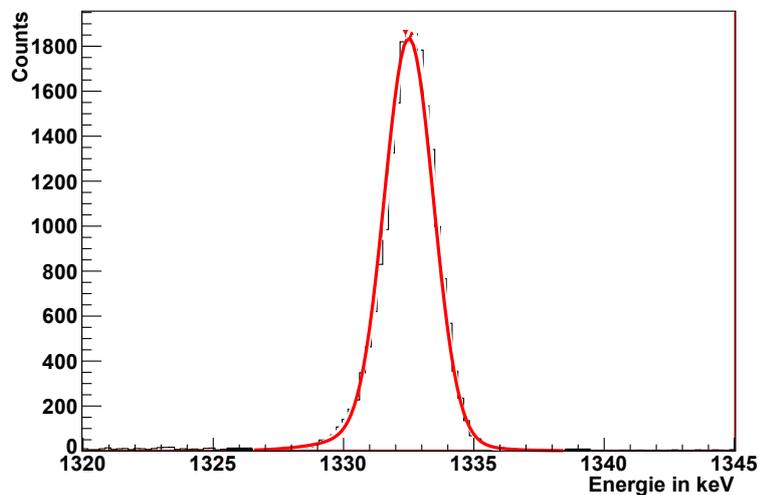


Abbildung 4.6.: Nach 10 stündigem Ausheizen liegt das Auflösungsvermögen des Segments B4 bei $2,25\text{ keV}$, und damit wieder innerhalb der Akzeptanzgrenze. Durch das Ausheizen wurde die Halbwertsbreite um $0,19\text{ keV}$ reduziert und die Symmetrie des Peaks weitgehend wiederhergestellt.

Die Abbildungen 4.1, 4.2, 4.4 und 4.6 zeigen die Auswirkungen des Neutronenschadens, des Warmwerdens und des 10-stündigen Ausheizens am Beispiel des Segments B4, welches in seinem Verhalten den Erwartungen entspricht. Vor den Neu-

4. Analyse der Ergebnisse der hochenergetischen Messungen

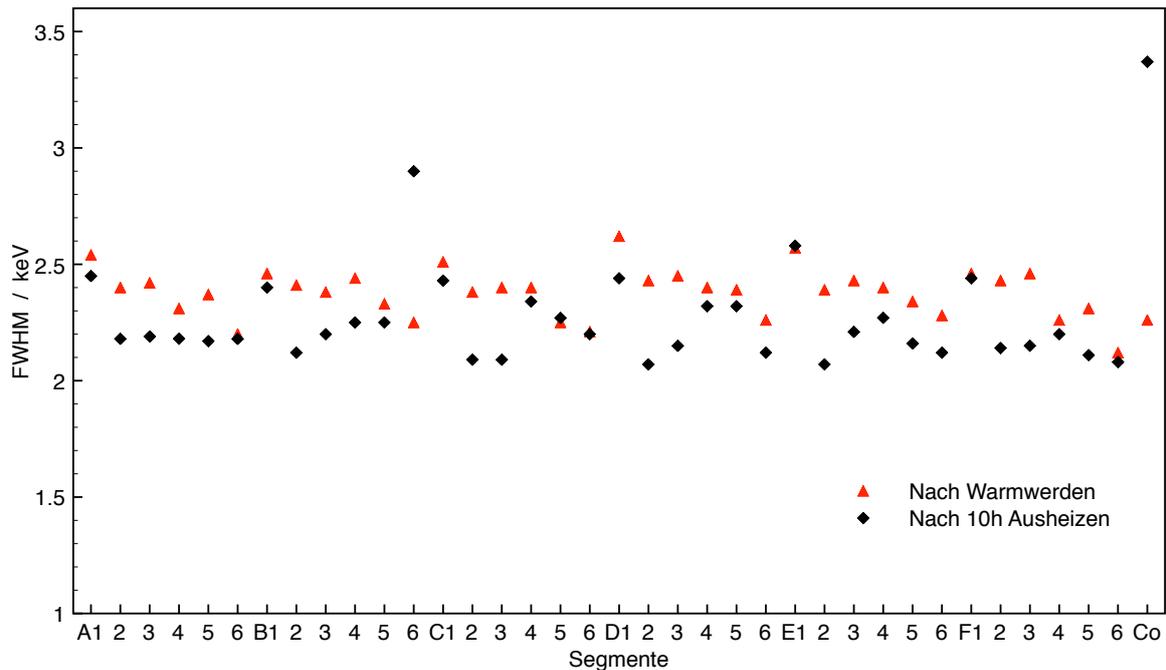
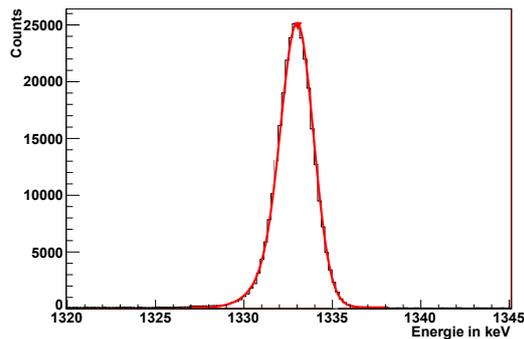


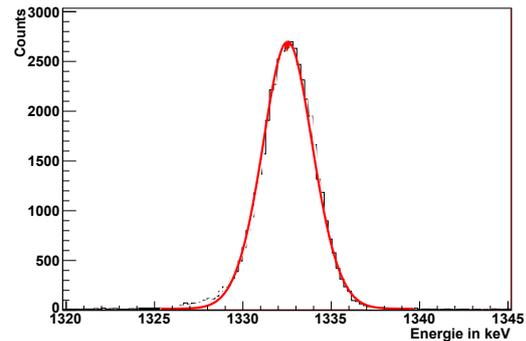
Abbildung 4.7.: Zusammenfassung der Ergebnisse der Halbwertsbreiten für alle Segmente und den Core nachdem der neutronengeschädigte Kristall warm wurde und nachdem er 10 Stunden ausgeheizt wurde. Lässt man Segment B6 und den Core außer Betracht, haben sich die Auflösungen der Segmente durch das Ausheizen im Mittel um $0,15\text{ keV}$ auf $2,23\text{ keV}$ verbessert.

tronenschäden hatte das Segment eine sehr gute Auflösung von $1,92\text{ keV}$. Diese verschlechterte sich durch die am LNL durchgeführten Experimente um $0,18\text{ keV}$ auf $2,10\text{ keV}$. Nach dem Warmwerden, und dem damit verbundenen Clustern der Defektstrukturen, lag die Energieauflösung bei $2,44\text{ keV}$, und damit ausserhalb der Akzeptanzkriterien. Durch das 10-stündige Ausheizen wurde die Energieauflösung des Segments B4 um $0,19\text{ keV}$ auf $2,25\text{ keV}$ verbessert.

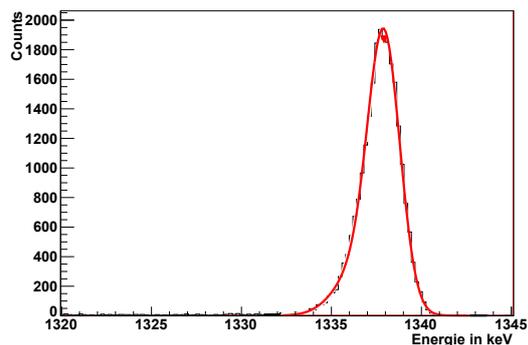
4. Analyse der Ergebnisse der hochenergetischen Messungen



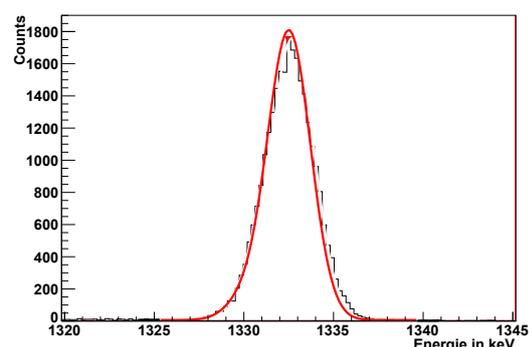
(a) Core nach Warmwerden und Wiedereinkühlen



(b) Core nach Neutronenschaden



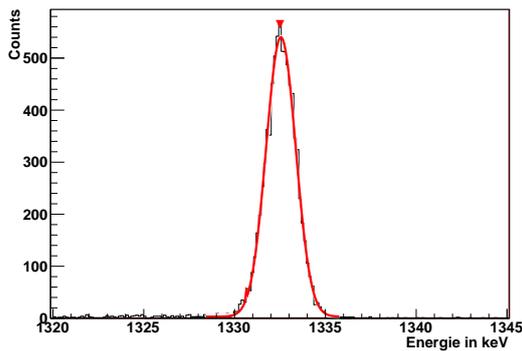
(c) Segment B6 nach Warmwerden und Wiedereinkühlen



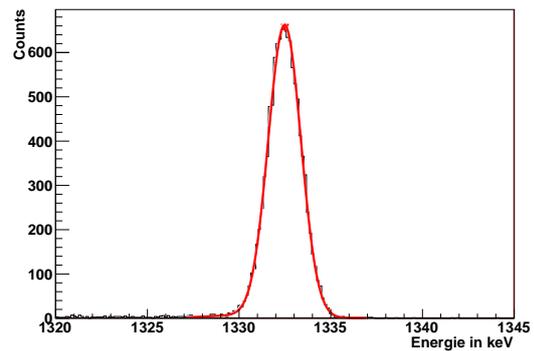
(d) Segment B6 nach Neutronenschaden

Abbildung 4.8.: Über Segment B6 fließt ein Leckstrom, welcher ein hohes elektronisches Rauschen erzeugt, wodurch die Peaks des Segments und des Cores stark verbreitert werden. Der Effekt des Ausheizens zeigt sich in der wiederhergestellten Symmetrie der Peaks, was auf verminderte Ladungsträgerverluste schließen lässt.

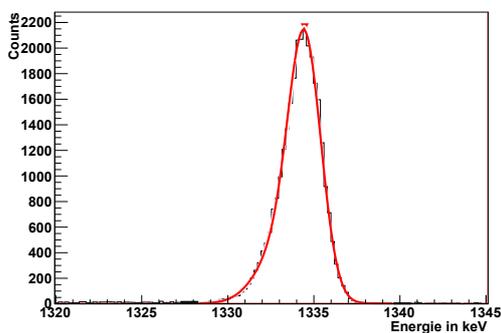
4. Analyse der Ergebnisse der hochenergetischen Messungen



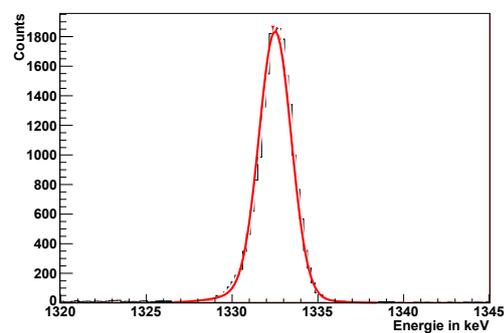
(a) Segment B4 vor Neutronenschaden



(b) Segment B4 nach Neutronenschaden



(c) Segment B4 nach Warmwerden



(d) Segment B4 nach 10-stündigem Ausheizen

Abbildung 4.9.: Segment B4 als Beispiel eines Segments, welches ein erwartetes Verhalten in den verschiedenen Zuständen vor dem Neutronenschaden, nach dem Neutronenschaden, nach Warmwerden, und nach 10-stündigem Ausheizen zeigt.

In Tabelle A.1 sind die Energieauflösungen aller Segmente und des Cores in allen vorliegenden Zuständen dargestellt.

4.2. Verhältnis der Zehntelwertsbreite zur Halbwertsbreite

Ein quantitatives Maß für die Asymmetrie, und damit für den Grad der Neutronenschäden, der aufgenommenen Peaks ist das Verhältnis der Zehntelwertsbreite zur Halbwertsbreite. Lässt man sich die Peaks nur durch eine Gauß'sche Normalverteilung fitten, erhält man für das Verhältnis $\frac{\sqrt{2\ln 10}}{\sqrt{2\ln 2}} = 1,82$. Durch den separaten Fit der linken Anstiegsflanke können die Werte für das Verhältnis variieren. Man erhält, abhängig von der Ausprägung des linken Fußes, eine stärkere Verbreiterung bei der Zehntelwertsbreite als bei der Halbwertsbreite, wodurch das Verhältnis größer wird.

Verhältnis der Zehntelwertsbreite zur Halbwertsbreite vor Neutronenschäden

Bevor der Kristall den schnellen Neutronen ausgesetzt wurde, zeigten alle Segmente und der Core Werte $\leq 1,90$. Im Mittel beträgt das Verhältnis für die Segmente 1,85, auf dem Core beträgt es 1,88. Die Abweichungen des Verhältnisses von der Normalverteilung resultieren aus Ladungsträgerverlusten, welche auch in nicht neutronengeschädigten Kristallen vorkommen, jedoch bei weitem nicht so stark ausgeprägt sind. Die Peaks sind vor den Neutronenschäden von symmetrischer, gaußförmiger Gestalt (siehe Abbildung 4.1).

Verhältnis der Zehntelwertsbreite zur Halbwertsbreite nach Neutronenschäden

Nach den Experimenten am LNL, bei denen der Kristall dem hohen Neutronenuntergrund ausgesetzt war, wird das Verhältnis im Mittel über die Segmente um 0,02 größer. Das Verhältnis der Zehntelwertsbreite für den Core verändert sich um den gleichen Wert. In den Histogrammen zeigt sich in diesem Zustand nur ein sehr leichter linker Fuß, die Peaks bleiben weitgehend symmetrisch (siehe Abbildung 4.2). Bei den Segmenten A6, B2, D6, E5 und F6 wirkt sich der Neutronenschaden hingegen stärker aus, hier ist bei Verhältnissen der Zehntelwertsbreite zur Halbwertsbreite von 1,90 bis 1,98 schon ein linker Fuss zu erkennen. In Abbildung 4.10 sind die Fits des Segments B2 vor und nach den Neutronenschäden dargestellt. Vor den Neutronenschäden beträgt das Verhältnis bei Segment B2 noch 1,86, durch die Experimente am LNL steigt es um 0,06 auf 1,92 an, was sich in der Asymmetrie des gezeigten Peaks äußert.

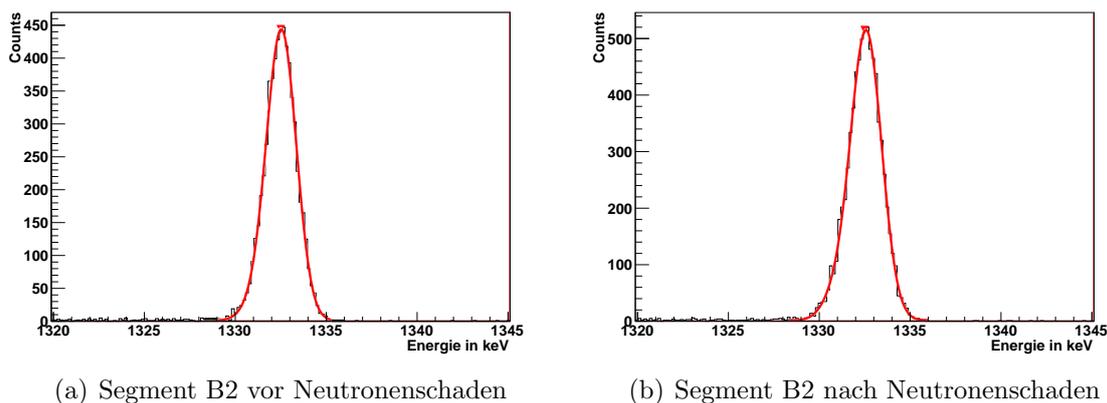


Abbildung 4.10.: Vor den Neutronenschäden ist der Peak von Segment B2 mit einem Verhältnis der Zehntelwertsbreite zur Halbwertsbreite von 1,86 noch nahezu symmetrisch. Durch die Neutronenschäden wächst das Verhältnis auf 1,92 an, was sich im leicht verstärkten linken Fuss äußert.

4. Analyse der Ergebnisse der hochenergetischen Messungen

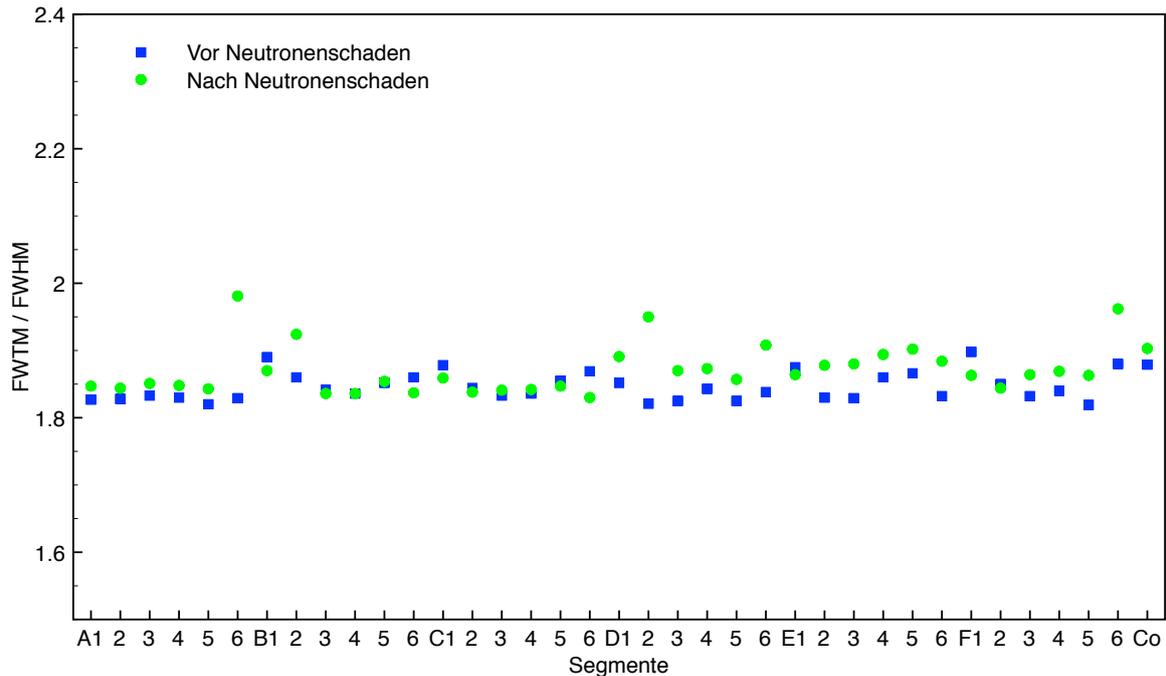


Abbildung 4.11.: Zusammenfassung der Verhältnisse der Zehntelwertsbreite zur Halbwertsbreite für alle Segmente und den Core. Vor den Neutronenschäden beträgt das Verhältnis für die Segmente im Mittel 1,85, beim Core 1,88. Nachdem der Kristall schnellen Neutronen ausgesetzt wurde steigt das Verhältnis im Mittel um 0,02 bei den Segmenten und dem Core an. Bis auf einige Ausreißer bleiben die Peaks weitgehend symmetrisch mit einem Verhältnis $\leq 1,90$.

Verhältnis der Zehntelwertsbreite zur Halbwertsbreite nach dem Warmwerden des neutronengeschädigten Kristalls

Nach dem Aufwärmen und Wiedereinkühlen verändert sich das Verhältnis von Zehntel- zu Halbwertsbreite im Durchschnitt aller Segmente um 0,17 auf 2,04. Das Verhältnis auf dem Core vergrößert sich von 1,90 auf 1,94 um nur 0,04. Die Peaks in den Spektren der Segmenten zeigen nun eine deutliche Asymmetrie, im Gegensatz dazu bleibt der Core nahezu unverändert (siehe Abbildung 4.14). Die stärksten Auswirkungen des Clusters der Neutronenschäden zeigt sich bei Segment C4. Das Verhältnis wächst von 1,84 um 0,34 auf 2,18 an. In Abbildung 4.12 sind die Peaks des Segments C4 in den Zuständen nach Neutronenschaden und nach Aufwärmen mit darauffolgendem Einkühlen dargestellt.

Nach dem Aufwärmen und Wiedereinkühlen schwanken die Verhältnisse der Zehntel- zur Halbwertsbreite recht stark zwischen den Segmenten. Die zunächst nahezu homogen verteilten Defekte werden durch das Clustern offenbar in einigen Segmenten stärker ausgeprägt, als in anderen. Auffällig ist, dass in den 1er Segmenten die Verschlechter-

4. Analyse der Ergebnisse der hochenergetischen Messungen

zung des Verhältnisses um nur 0,06 stattfindet.

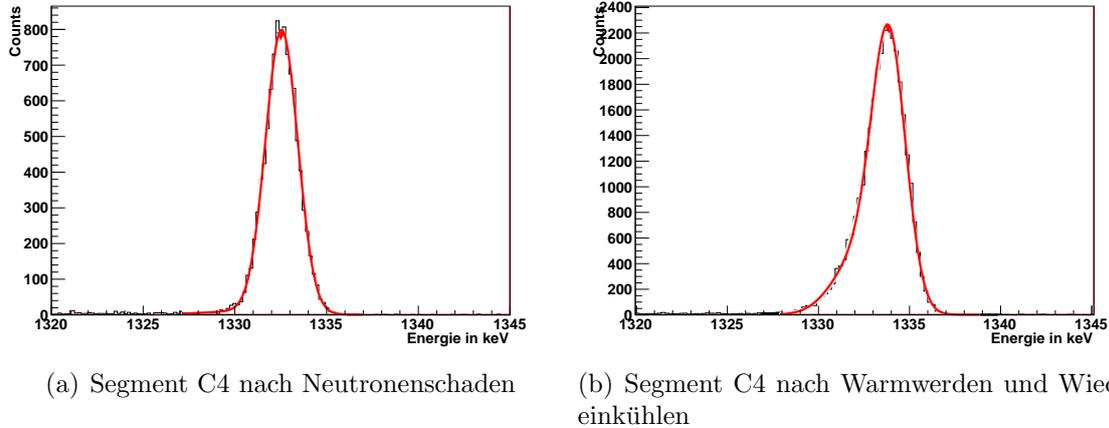


Abbildung 4.12.: Nach den Neutronenschäden ist der Peak des Segments C4 mit einem Verhältnis der Zehntel- zur Halbwertsbreite von 1,84 noch nahezu symmetrisch. Nach dem Warmwerden wird der Peak stark asymmetrisch, das Verhältnis beträgt nun 2,18.

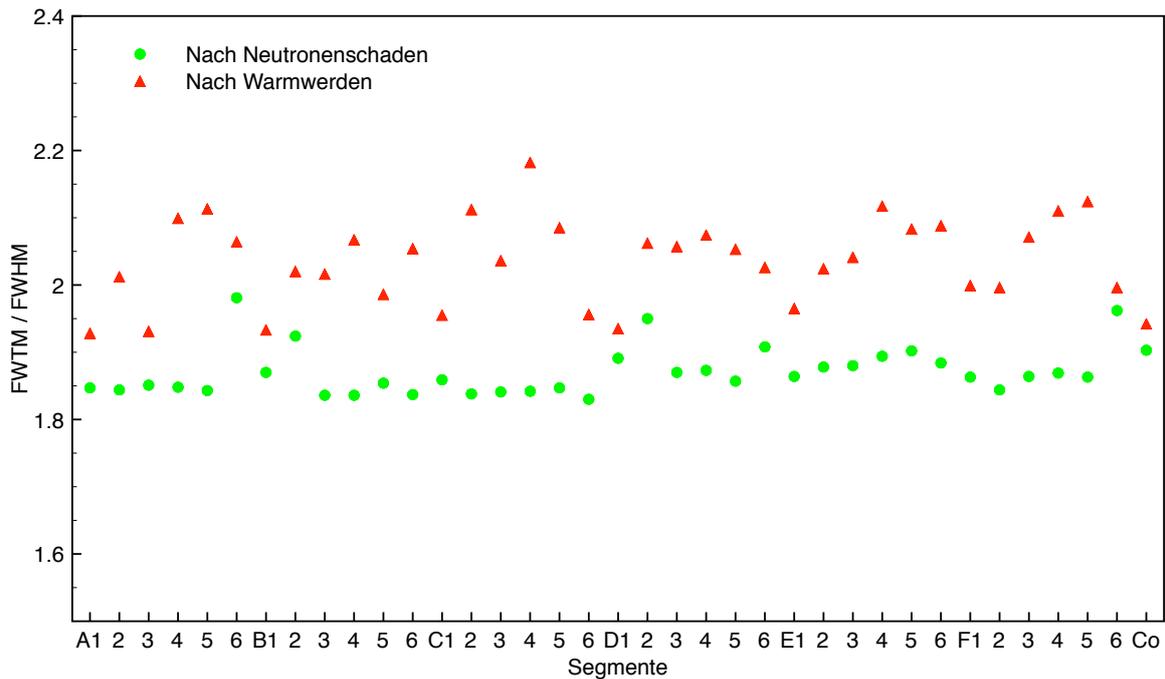


Abbildung 4.13.: Zusammenfassung der Verhältnisse der Zehntel- zur Halbwertsbreite. Nach den Neutronenschäden liegt das Verhältnis im Mittel über die Segmente bei 1,87 und beim Core bei 1,90, nach dem Aufwärmen mit darauffolgendem Wiedereinkühlen steigen die Werte der Segmente im Schnitt um 0,17 und der Wert des Cores um 0,04. Nach dem Warmwerden und Wiedereinkühlen schwanken die Werte wesentlich stärker als vorher.

4. Analyse der Ergebnisse der hochenergetischen Messungen

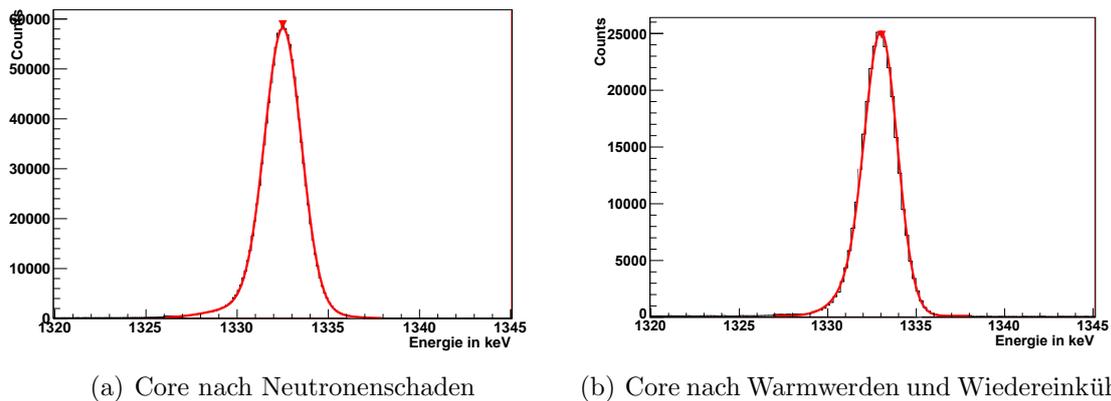


Abbildung 4.14.: Das Verhältnis der Zehntel- zur Halbwertsbreite vergrößert sich auf dem Core nur um 0,04. Beide Peaks sind von symmetrischer Gestalt.

Verhältnis der Zehntelwertsbreite zur Halbwertsbreite nach 10 stündigem Ausheizen

Im Mittel über alle Segmente liegt das Verhältnis von Zehntel- zu Halbwertsbreite nach dem 10-stündigen Ausheizen bei 1,92, was einer Verbesserung um 0,12 entspricht (siehe Abbildung 4.16). Für den Core liegt das Verhältnis auch bei 1,92, also wieder um 0,02 verkleinert. In Abbildung 4.15 wird die Wirkung des Ausheizens für Segment C4 verdeutlicht. Das Verhältnis zwischen Zehntel- zu Halbwertsbreite verändert sich durch das Ausheizen von 2,18 auf 1,88 um 0,30. Die Symmetrie des resultierenden Peaks ist nahezu wiederhergestellt; vor den Neutronenschäden betrug das Verhältnis dieses Segments 1,84.

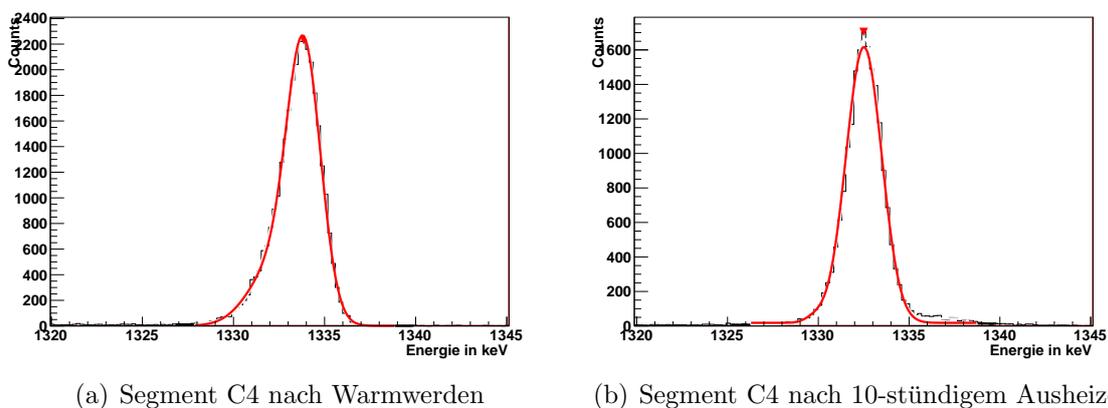


Abbildung 4.15.: Segment C4 in den verschiedenen Zuständen nach dem Warmwerden, und nach 10-stündigem Ausheizen

4. Analyse der Ergebnisse der hochenergetischen Messungen

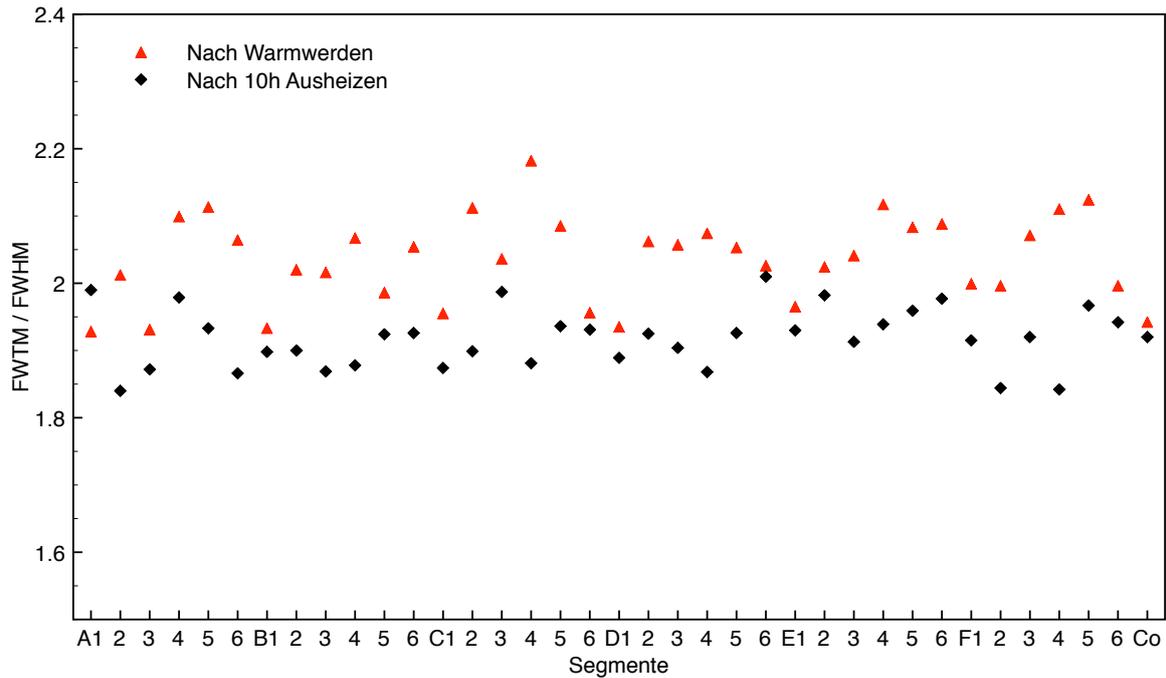


Abbildung 4.16.: Zusammenfassung der Verhältnisse von Zehntel- zu Halbwertsbreite nach dem Warmwerden mit darauffolgendem Einkühlen und nachdem der Kristall 10 Stunden ausgeheizt wurde. Im Mittel verbessert sich das Verhältnis für die Segmente durch das Ausheizen von 2,04 auf 1,92, beim Core bleibt es Nahezu gleich, hier beträgt die Verbesserung nur 0,02.

In Tabelle A.2 sind die Energieauflösungen aller Segmente und des Cores in allen vorliegenden Zuständen dargestellt.

5. Zusammenfassung

In Abbildung 5.1 sind die Energieauflösungswerte aller Segmente und deren Mittelwerte dargestellt. Bei der Mittelwertbildung der Messwerte nach dem Ausheizen wurde Segment B6 außer Acht gelassen, da der fließende Leckstrom einen systematischen Anteil an der Energieauflösung darstellt und eine Beurteilung der Auswirkung des Ausheizens auf die Energieauflösung des Segments B6 dadurch stark verzerrt.

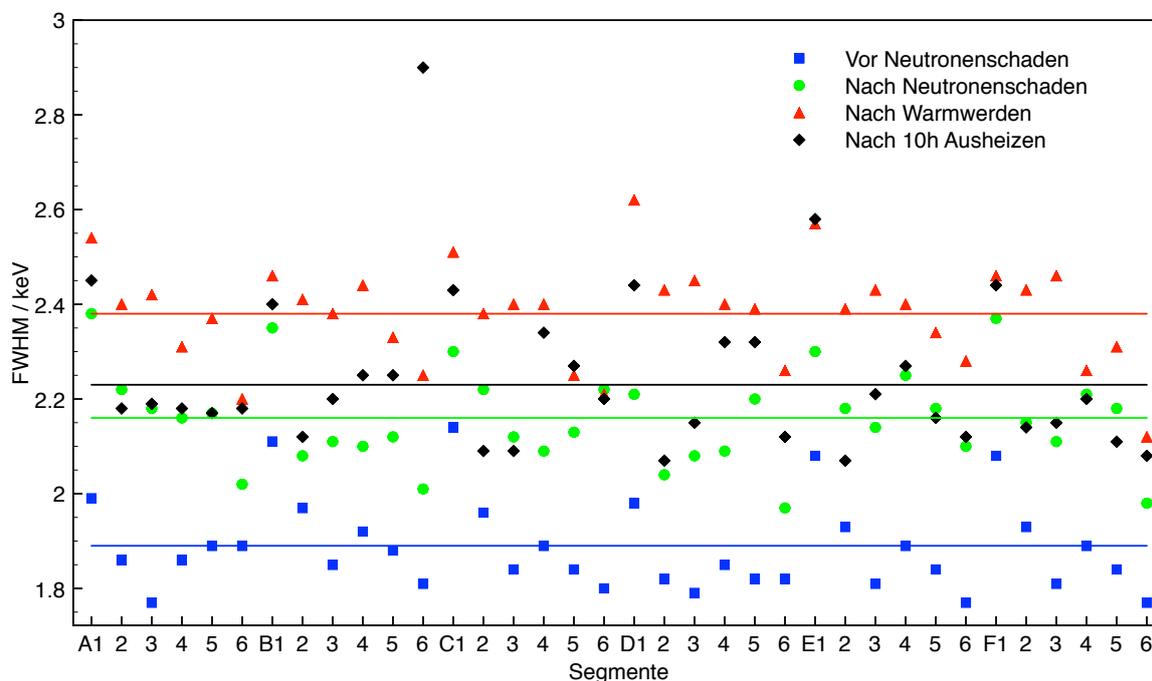


Abbildung 5.1.: Zusammenfassung der Energieauflösungen für alle vorliegenden Zustände des Kristalls.

Im Mittel lag die Energieauflösung vor den Neutronenschäden bei $1,89 \text{ keV}$, nach den Neutronenschäden bei $2,16 \text{ keV}$ und nach dem Aufwärmen und Wiedereinkühlen bei $2,38 \text{ keV}$. Das Ausheizen über 10 Stunden bei 102° C verbessert die mittlere Energieauflösung der nicht beschädigten Segmente um $\approx 6,3\%$ auf $2,23 \text{ keV}$. Die ursprüngliche mittlere Energieauflösung von $1,89 \text{ keV}$ wird durch ein 10-stündiges Ausheizen nicht wiederhergestellt.

Unter der vereinfachenden Annahme, es handele sich bei der Kristallregeneration durch Ausheizen um einen mit der Ausheizzeit linear wachsenden Prozess, lässt sich

5. Zusammenfassung

eine Abschätzung für die benötigte Ausheizzeit treffen. Um die ursprüngliche Energieauflösung $1,89 \text{ keV}$ wiederherzustellen, also eine Verbesserung der mittleren Auflösung der Segmente um $\approx 20\%$ herbeizuführen, müsste der Kristall 33 Stunden ausgeheizt werden.

Abbildung 5.2 stellt die Verhältnisse der Zehntel- zu den Halbwertsbreiten sowie deren Mittelwerte zusammenfassend für alle Zustände des Kristalls dar. Der durch das Ausheizen herbeigeführte Defekt, der zum Fließen des Leckstroms über Segment B6 führt, wirkt sich auf die Halbwerts- sowie Zehntelwertsbreite gleichermaßen aus, sodass sich das entsprechende Verhältnis nicht ändert. Hier wurden die Mittelwerte folglich über alle Segmente gebildet.

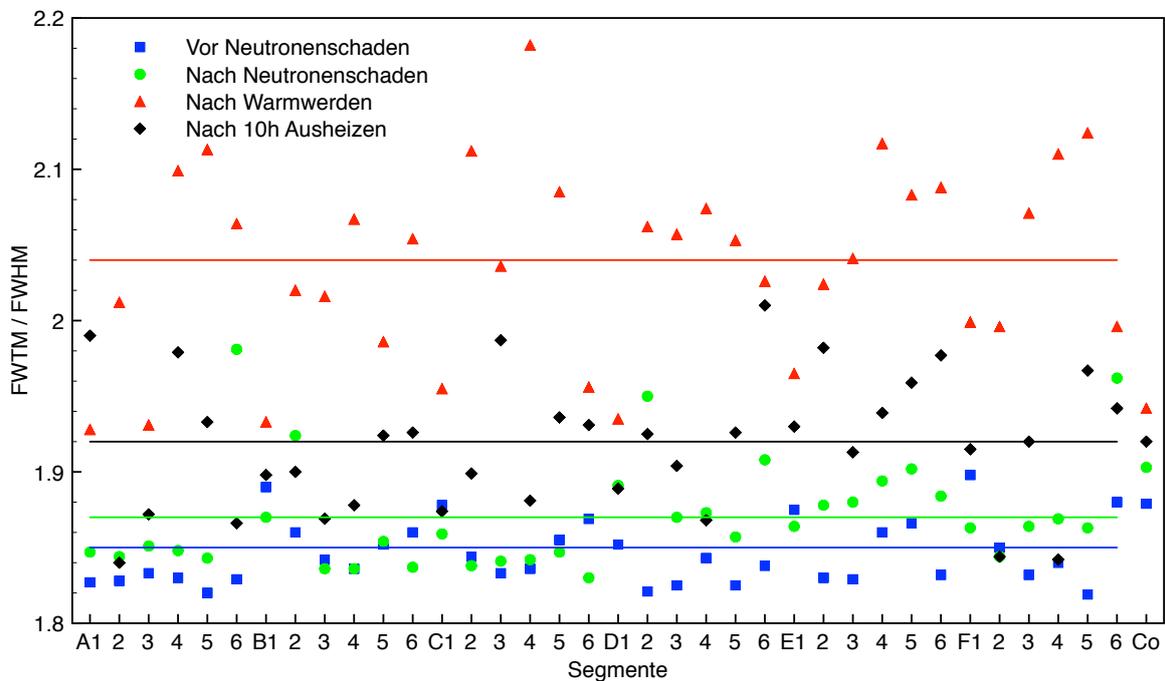


Abbildung 5.2.: Zusammenfassung der Verhältnisse von Zehntel- zu Halbwertsbreite für alle vorliegenden Zustände des Kristalls.

Im Mittel lag das Verhältnis von Zehntel- zur Halbwertsbreite vor den Neutronenschäden bei 1,85, nach den Neutronenschäden bei 1,87 und nach Warmwerden und Wiedereinkühlen bei 2,04. Durch das 10 stündige Ausheizen wird die Symmetrie nahezu wiederhergestellt und das Verhältnis verbessert sich um 0,19 ($\approx 7,2\%$) auf 1,92. Um im Mittel das ursprüngliche Verhältnis vor den Neutronenschäden zu erreichen, wären unter der Annahme der Linearität (s. o.) knapp 16 Stunden Ausheizzeit notwendig.

Für die Wiederherstellung der Energieauflösung wird jedoch eine deutlich längere

5. Zusammenfassung

Ausheizzeit vorhergesagt.

Da das Ausheizen offensichtlich eine Prozedur ist, die die äußere Segmentierung des Kristalls beeinflussen, und dadurch Leckströme verursachen kann, wodurch die wertvollen Kristalle für das AGATA-Spektrometer unbrauchbar werden, müssen die Ausheizzyklen möglichst lang gehalten und mit höchster Vorsicht ausgeführt werden.

Um die ideale Ausheizzeit zu bestimmen, wären eine Reihe von weiteren neutronengeschädigten Kristallen mit unterschiedlichen Dauern auszuheizen und im Detail zu analysieren. Jedoch stehen diesen Untersuchungen die Gefährdung der Kristalle und weitere Schäden im Weg.

A. Tabellen

A. Tabellen

#	Vor ND in keV	Nach ND in keV	Nach WW in keV	Nach 10h in keV
A1	1,99	2,38	2,54	2,45
A2	1,86	2,22	2,40	2,18
A3	1,77	2,18	2,42	2,19
A4	1,86	2,16	2,31	2,18
A5	1,89	2,17	2,37	2,17
A6	1,89	2,02	2,20	2,18
B1	2,11	2,35	2,46	2,40
B2	1,97	2,08	2,41	2,12
B3	1,85	2,11	2,38	2,20
B4	1,92	2,10	2,44	2,25
B5	1,88	2,12	2,33	2,25
B6	1,81	2,01	2,25	2,90
C1	2,14	2,30	2,51	2,43
C2	1,96	2,22	2,38	2,09
C3	1,84	2,12	2,40	2,09
C4	1,89	2,09	2,40	2,34
C5	1,84	2,13	2,25	2,27
C6	1,80	2,22	2,21	2,20
D1	1,98	2,21	2,62	2,44
D2	1,82	2,04	2,43	2,07
D3	1,79	2,08	2,45	2,15
D4	1,85	2,09	2,40	2,32
D5	1,82	2,20	2,39	2,32
D6	1,82	1,97	2,26	2,12
E1	2,08	2,30	2,57	2,58
E2	1,93	2,18	2,39	2,07
E3	1,81	2,14	2,43	2,21
E4	1,89	2,25	2,40	2,27
E5	1,84	2,18	2,34	2,16
E6	1,77	2,10	2,28	2,12
F1	2,08	2,37	2,46	2,44
F2	1,93	2,15	2,43	2,14
F3	1,81	2,11	2,46	2,15
F4	1,89	2,21	2,26	2,20
F5	1,84	2,18	2,31	2,11
F6	1,77	1,98	2,12	2,08
CORE	2,29	2,42	2,36	3,37

Tabelle A.1.: Zusammenfassung der Ergebnisse für die Halbwertsbreiten in den Zuständen vor dem Neutronenschaden, direkt nach dem Neutronenschaden, nach Warmwerden und nach 10-stündigem Ausheizen.

A. Tabellen

#	Vor ND in <i>keV</i>	Nach ND in <i>keV</i>	Nach WW in <i>keV</i>	Nach 10h in <i>keV</i>
A1	1,83	1,85	1,93	1,99
A2	1,83	1,84	2,01	1,84
A3	1,83	1,85	1,93	1,87
A4	1,83	1,85	2,10	1,98
A5	1,82	1,84	2,11	1,93
A6	1,83	1,98	2,06	1,87
B1	1,89	1,87	1,93	1,90
B2	1,86	1,92	2,02	1,90
B3	1,84	1,84	2,02	1,87
B4	1,84	1,84	2,07	1,88
B5	1,85	1,85	1,99	1,92
B6	1,86	1,84	2,05	1,93
C1	1,88	1,86	1,96	1,87
C2	1,84	1,84	2,11	1,90
C3	1,83	1,84	2,04	1,99
C4	1,84	1,84	2,18	1,88
C5	1,86	1,85	2,08	1,94
C6	1,87	1,83	1,96	1,93
D1	1,85	1,89	1,94	1,89
D2	1,82	1,95	2,06	1,92
D3	1,82	1,87	2,06	1,90
D4	1,84	1,87	2,07	1,87
D5	1,82	1,86	2,05	1,93
D6	1,84	1,91	2,03	2,01
E1	1,87	1,86	1,97	1,93
E2	1,83	1,88	2,02	1,98
E3	1,83	1,88	2,04	1,91
E4	1,86	1,89	2,12	1,94
E5	1,87	1,90	2,08	1,96
E6	1,83	1,88	2,09	1,98
F1	1,90	1,86	2,00	1,91
F2	1,85	1,84	2,00	1,84
F3	1,83	1,86	2,07	1,92
F4	1,84	1,87	2,11	1,84
F5	1,82	1,86	2,12	1,97
F6	1,88	1,96	2,00	1,94
CORE	1,88	1,90	1,87	1,92

Tabelle A.2.: Zusammenfassung der Ergebnisse der Verhältnisse von Zehntelwertsbreite zu Halbwertsbreite in den Zuständen vor dem Neutronenschaden, direkt nach dem Neutronenschaden, nach Warmwerden und nach 10-stündigem Ausheizen.

B. Dank

Am Schluss möchte ich mich bei denjenigen bedanken, die es mir, durch ihre Unterstützung während meiner Zeit in der Arbeitsgruppe von Herrn Professor Dr. Reiter, erst möglich gemacht haben meine Bachelorarbeit in der vorliegenden Form zu verfassen.

Mein erster Dank gebührt Herrn Professor Dr. Peter Reiter, der es mir ermöglicht hat, meine Bachelorarbeit unter den bestmöglichen Rahmenbedingungen zu schreiben. Ich möchte mich für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe bedanken, für das damit verbundene entgegengebrachte Vertrauen, und die Möglichkeit an Experimenten am CERN und am LNL mitzuwirken.

Bei Herrn Dr. Eberth möchte ich mich bedanken, dafür, dass er mir bei dem Verständnis der erhaltenen Messwerte sehr weitergeholfen hat.

Einen ganz besonderen Dank möchte ich Andreas Wiens und Benedikt Birkenbach für die gute Betreuung aussprechen. Die beiden verloren nie ihre Geduld mit mir und standen für Fragen und Diskussionen immer gerne zur Verfügung.

Für seine Unterstützung in technischen Fragen und die vielen praktischen Tipps möchte ich Herbert Hess danken.

Bei der gesamten Arbeitsgruppe möchte ich mich für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die freundliche Aufnahme bedanken. Ich hatte eine gute Zeit mit euch!

Zu guter Letzt möchte ich mich bei meinen Eltern, Stephan und Michaela, bedanken, dafür dass sie an mich glauben und mir das Studium der Physik ermöglicht haben.

C. Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich meine Bachelorarbeit selbstständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Köln, den 24. Oktober 2011

Literaturverzeichnis

- [1] B. Birkenbach. Raumladungsverteilungen in segmentierten hochreinen germanium-detektoren. Master's thesis, Universität zu Köln, 2009.
- [2] J. Eberth and J. Simpson. From ge(li) detectors to gamma-ray tracking arrays - 50 years of gamma spectroscopy with germanium detectors. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 60:283–337, 2008.
- [3] GSI. <http://www-win.gsi.de/agata/>, 2010.
- [4] H. Hess. Energieauflösung und effizienz der ersten 36-fach segmentierten hpge-detektoren für das agata-spektrometer. Master's thesis, Universität zu Köln, 2007.
- [5] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, Inc., 4th edition, 2010.
- [6] V. Markevich et al. *Germanium-Based Technologies*, chapter Radiation Performance of Ge Technologies. Elsevier, 2007.
- [7] A. Wiens. *Optimized High Energy Resolution in γ -ray Spectroscopy with AGATA Triple Cluster Detectors*. PhD thesis, Universität zu Köln, 2011.

Abbildungsverzeichnis

2.1. Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten für Photonen mit Germanium . . .	10
2.2. Das Frenckel-Paar	12
2.3. Bandstruktur Isolator/Halbleiter	13
2.4. Donator-/ Akzeptorenniveau	15
2.5. Energieniveaus in der Bandlücke	17
2.6. Anstiegsflanken	18
2.7. funktionale Skizze des gekapselten Kristalls	20
2.8. Schematischer Aufbau des segmentierten, gekapselten AGATA-Kristalls	21
2.9. AGATA-Testkryostat	22
2.10. Dewar	23
3.1. Der gekapselte Kristall mit PCB-Board	27
3.2. Der präparierte Kristall im Annealing-Ofen	27
3.3. Temperaturverlauf beim Ausheizen	28
3.4. Temperaturlauslese	29
3.5. Am-241-Messung	31
3.6. Zusammenfassung Am-241-Messungen	35
3.7. Seite A	36
3.8. Seite B	36
3.9. Energieauflösung abhängig von der Hochspannung	37
4.1. B4 vor Neutronenschaden	43
4.2. B4 nach Neutronenschaden	44
4.3. Zusammenfassung vor und nach Neutronenschaden	44
4.4. B4 nach Warmwerden	46
4.5. Zusammenfassung nach Neutronenschaden und Warmwerden	46
4.6. B4 nach 10h Ausheizen	47
4.7. Zusammenfassung nach Warmwerden und 10h Ausheizen	48
4.8. Leckstrom über B6	49
4.9. B4 in den verschiedenen Zuständen	50
4.10. B2 vor und nach Neutronenschaden	51
4.11. Zusammenfassung der Verhältnisse der Zehntelwertsbreite zur Halb- wertsbreite vor und nach den Neutronenschäden	52

Abbildungsverzeichnis

4.12. C4 nach Neutronenschaden und Warmwerden	53
4.13. Zusammenfassung der Verhältnisse der Zehntel- zur Halbwertsbreite nach Neutronenschaden und Warmwerden	53
4.14. Core nach Neutronenschaden und Warmwerden	54
4.15. C4 nach Warmwerden und 10h Ausheizen	54
4.16. Zusammenfassung der Verhältnisse von Zehntel- zu Halbwertsbreite nach dem Warmwerden und 10h Ausheizen	55
5.1. Zusammenfassung der Energieauflösungen für alle vorliegenden Zustände des Kristalls.	56
5.2. Zusammenfassung der Verhältnisse von Zehntel- zu Halbwertsbreite für alle vorliegenden Zustände des Kristalls.	57

Tabellenverzeichnis

3.1. Rauschbänder	30
3.2. Energieauflösungen nach Warmwerden	32
3.3. Energieauflösungen in aufrechter Position	33
3.4. Energieauflösungen kopfüber	33
3.5. Energieauflösungen liegend auf Seite A	34
3.6. Energieauflösungen liegend auf Seite B	34
3.7. Energieauflösungen abhängig von der Hochspannung	37
3.8. Energieauflösungen vor Neutronenschaden	39
3.9. Verhältnis der Zehntelwerts- zur Halbwertsbreite vor Neutronenschaden	39
3.10. Halbwertsbreite nach Neutronenschaden	40
3.11. Verhältnis der Zehntelwerts- zur Halbwertsbreite nach Neutronenschaden	40
3.12. Halbwertsbreite nach dem Warmwerden	40
3.13. Verhältnis der Zehntelwerts- zur Halbwertsbreite nach Warmwerden . .	41
3.14. Halbwertsbreite nach 10h ausheizen	41
3.15. Verhältnis der Zehntelwerts- zur Halbwertsbreite nach 10h ausheizen . .	41
A.1. Zusammenfassung der Halbwertsbreiten in allen Zuständen des Kristalls	II
A.2. Zusammenfassung der Verhältnisse der Zehntelwerts- zur Halbwerts- breite in allen Zuständen des Kristalls	III