

Universität zu Köln Institut für Kernphysik Zülpicher Strasse 77 50937 Köln Deutschland

# Aufbau einer Compton-Kamera basierend auf einem hochsegmentierten HPGe-Detektor und digitaler Spektroskopieelektronik



Tim Steinbach

21. September 2011

Betreut durch Herrn Prof. Dr. P. Reiter

# Inhaltsverzeichnis

| 1 | Motivation                                                                                                                                                                                                                                                                            | 7                                                 |
|---|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------|
| 2 | Theoretische Grundlagen  2.1 Radioaktive Strahlung  2.2 Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Materie  2.3 HPGe Detektor  2.4 Messelektronik  2.4.1 Vorverstärker  2.4.2 Analoge Elektronik  2.4.3 Digitale Elektronik  2.5 Energieauflösung  2.6 Funktionsweise einer Compton Kamera | 9<br>10<br>14<br>18<br>18<br>18<br>20<br>22<br>24 |
| 3 | Versuchsaufbau   3.1 Temperaturverlauf   3.1.1 Einkühlen   3.1.2 Langzeittemperaturverlauf   3.2 Stickstoffverbrauch                                                                                                                                                                  | 29<br>31<br>31<br>33<br>35                        |
| 4 | Oszillation und Mikrophonie 4.1 Oszillation                                                                                                                                                                                                                                           | <b>37</b> 37 40                                   |
| 5 | Energieauflösung5.1 Analoge Energieauflösung5.2 Digitale Energieauflösung5.3 Vergleich der Energieauflösungen                                                                                                                                                                         | <b>41</b> 42 42 43                                |
| 6 | Kristallachsenorientierung                                                                                                                                                                                                                                                            | 51                                                |
| 7 | Zusammenfassung und Ausblick                                                                                                                                                                                                                                                          | 55                                                |
| 8 | Dank                                                                                                                                                                                                                                                                                  | 57                                                |
| 9 | Anhang                                                                                                                                                                                                                                                                                | 59                                                |
|   | Erklärung                                                                                                                                                                                                                                                                             | 71                                                |

# 1 Motivation

Ziel dieser Bachelorarbeit ist es, einen hochsegmentierten hochreinen Germanium-Detektor (HPGe-Detektor) zur Nutzung als Compton-Kamera in Betrieb zu nehmen und zu testen. Eine Compton-Kamera bestimmt den Emissions-Ort von  $\gamma$ -Strahlung mittels der Compton-Streuung. Die Wechselwirkungsorte der  $\gamma$ -Strahlung im Kristall werden mittels einer Signalformanalyse (PSA) der digital aufgenommenen Segment- und Hauptelektroden-Signale bestimmt. Diese Ortsinformation ermöglicht es dann, den Weg der  $\gamma$ -Quanten zurückzuverfolgen (Tracking). Basierend auf GEANT4-Simulationen wurde der beste Aufbau für die geplante Compton-Kamera ermittelt [1]. Das gesamte Projekt wird durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung im Rahmen des TRAKULA-Projekts (transmutationsrelevante kernphysikalische Untersuchungen langlebiger Aktanide) ermöglicht.

Eine Compton-Kamera ermöglicht es, isotopenspezifisch die Quelle von  $\gamma$ -Strahlung zu ermitteln. Diese Technologie kann in vielen Bereichen eingesetzt werden, wie z.B. in der Medizin oder der Astrophysik. So werden in der Medizin bei funktionellen bildgebenden Verfahren radioaktive Quellen verabreicht. Mit einer Compton-Kamera kann die Quelle im Körper lokalisiert werden können.

Im theoretischen Teil dieser Arbeit wird auf den Ursprung von radioaktiver Strahlung und die Wechselwirkung von  $\gamma$ -Strahlung mit Materie eingegangen. Es wird die Funktionsweise eines HPGe-Detektors und der Messelektronik erklärt. Dabei wird auch auf die Energieauflösungsbestimmung eingegangen. Zum Abschluss des theoretischen Teils wird die Funktionsweise einer Compton-Kamera erläutert.

Im experimentellen Teil wird EGC36, ein 36fach-segmentierter Detektor der Firma Canberra, abgenommen und anschließend charakterisiert. Für die Abnahme des Detektors muss die Energieauflösung des Detektors auf allen Segmenten mit analoger Elektronik bestimmt werden. Es wird überprüft, ob der Detektor die für eine Compton-Kamera notwendigen Anforderungen erfüllt. Im Rahmen der Charakterisierung des Detektors wird ferner das Temperaturverhalten des Kryostaten analysiert. Zusätzlich werden in dieser Bachelorarbeit aufgetretene Probleme, wie Oszillationen der Signale und Mikrophonie beschrieben und behoben.

Für den Betrieb als Compton-Kamera werden die Signale mit digitaler Elektronik (PIXIE-16 von XIA) gemessen. Die Energieauflösung mit der digitalen Elektronik wird so weit optimiert, dass die analogen Ergebnisse reproduziert werden können. Als ersten Schritt einer erfolgreichen PSA wird die Achsenorientierung des Kristalls durch Analyse der Anstiegszeiten bestimmt. Die Kristallachsenorientierung muss bekannt sein, um mittels einer Impuls-Form-Analyse die Wechselwirkungsorte der  $\gamma$ -Quanten zu bestimmen.

# 2 Theoretische Grundlagen

Eine Compton-Kamera ermöglicht es, den Emissionsort eines  $\gamma$ -Quants mit Hilfe der Compton-Streuung zu bestimmen. Dafür muss nicht nur die Wechselwirkung von  $\gamma$ -Strahlung mit Materie verstanden, sondern auch mit einem hochauflösenden Germanium-Detektor die Energie sehr gut bestimmt werden. Zusätzlich muss mittels segmentierter Detektoren der Ort der Wechselwirkung nach einer Compton-Streuung möglichst genau bestimmt werden.

# 2.1 Radioaktive Strahlung

Radioaktive Strahlung tritt auf, wenn ein Atomkern durch Abgabe von Teilchen oder elektromagnetischer Strahlung Energie abgeben kann. Bei radioaktiver Strahlung wird zwischen  $\alpha$ -,  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung unterschieden.

 $\alpha$ -Strahlung bezeichnet den Zerfall eines Atomkerns unter Emission eines He-Kerns. Der He-Kern wird Alphateilchen genannt und zeichnet sich durch seine relativ hohe Ladung und Masse aus. Dies führt zu einer geringen Reichweite in Materie.

Beim  $\beta$ -Zerfall wird ein Elektron bzw. sein Antiteilchen, ein Positron, emittiert. Es wird zwischen  $\beta^-$ - und  $\beta^+$ -Zerfall unterschieden. Beim  $\beta^-$ -Zerfall entsteht durch die Umwandlung eines Neutrons in ein Proton ein Elektron und ein Elektron-Antineutrino. Im Gegensatz zur Alphastrahlung entsteht ein kontinuierliches Energiespektrum der emittierten Teilchen. Beim  $\beta^+$ -Zerfall entstehen ein Positron und ein Elektron-Neutrino bei der Umwandlung von einem Proton in ein Neutron.

 $\gamma$ -Strahlung ist mit Energie bis in den MeV-Bereich die energiereichste Strahlung des elektromagnetischen Spektrums. Es wird zwischen Röntgenstrahlung, welche in der Atomhülle entsteht, und  $\gamma$ -Strahlung, welche im Atomkern entsteht, unterschieden.  $\gamma$ -Strahlung wird emittiert, wenn sich ein Atomkern aus einem angeregten Zustand über die Emission von elektromagnetischer Strahlung abregt und in einen energetisch tiefer gelegenen oder seinen Grundzustand übergeht. Da Energieerhaltung gilt, wird die überschüssige Energie vollständig durch ein  $\gamma$ -Quant emittiert. Dadurch, dass die angeregten Energiezustände des Atomkerns für jedes Isotop nur diskrete Werte annehmen, kann das Isotop an dem charakteristischen Energiespektrum identifiziert werden. Als Beispiel ist die Zerfallsreihe von  $^{60}$ Co in Abbildung 2.1 dargestellt, wobei das Ursprungsatom der Zerfallsreihe den Namen gibt.

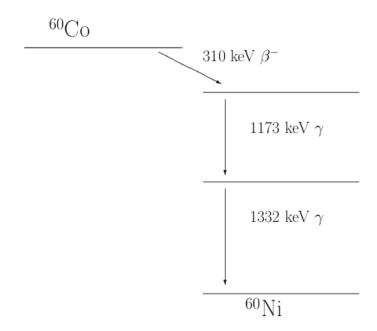


Abbildung 2.1: Vereinfachtes Zerfallsschema für den  $\beta^-$ -Zerfall von  $^{60}$ Co in einen angeregten Zustand von  $^{60}$ Ni. Unter Abgabe von  $\gamma$ -Quanten mit den charakteristischen Energien von 1173 keV und 1332 keV gelangt der Atomkern in den Grundzustand.[2]

# 2.2 Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Materie

Bei der Wechselwirkung von  $\gamma$ -Quanten mit Materie kommt es im kernphysikalisch relevanten Energiebereich mit einer energieabhängigen Wahrscheinlichkeit zu drei relevanten Wechselwirkungen: dem Photoelektrischen Effekt, der Compton-Streuung und der Paarbildung (Abb. 2.2). Eine detaillierte Beschreibung dieser Effekte findet sich in [3].

### Photoelektrischer Effekt

Beim Photoelektrischen Effekt wechselwirkt das  $\gamma$ -Quant mit einem gebundenen Elektron, meist aus der am stärksten gebundenen K-Schale des Atoms. Dabei wird die gesamte Energie des  $\gamma$ -Quants abgegeben. Das Elektron erhält die Energie:

$$E_{Elektron} = E_{Gamma} - E_{Bindung} \tag{2.1}$$

Weil schwächer gebundene Elektronen aus den äußeren Atomschalen in die K-Schale übergehen, wird die Bindungsenergie durch weitere Lichtquanten oder Augerelektronen ebenfalls am Wechselwirkungsort lokalisiert abgegeben. Die deponierte und gemessene

| E <sub>Y</sub> < 0,1 MeV                                  | 0,1 MeV < E <sub>Y</sub> < 8 MeV                               | E <sub>Y</sub> > 8 MeV               |
|-----------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------|--------------------------------------|
| Photoeffekt                                               | Compton - Streuung                                             | Paarerzeugung                        |
| (a) (b) (c) (c) (c) (c) (c) (c) (c) (c) (c) (c            | 0 E <sub>16</sub> 1 E <sub>17</sub> 2 E <sub>172</sub>         | Εγ ΘΕγ-1022                          |
| Isolierter Photopeak                                      | verteilte Energiedeponierung                                   | einfache Charakteristik              |
| Wahrscheinlichkeit für die<br>entsprechende Eindringtiefe | $h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}$ | $E_{\gamma} = E_1 + 2 \cdot m_e c^2$ |

Abbildung 2.2: Die drei wichtigsten Wechselwirkungsarten von  $\gamma$ -Strahlung mit Materie sind der Photoelektrische Effekt, die Compton-Streuung und die Paarbildung.[4]

Energie nach dem Photoeffekt ist in guter Näherung gleich der Energie des ursprünglichen  $\gamma$ -Quants. Der im Spektrum entstehende Peak wird Photopeak genannt. Für die Wahrscheinlichkeit, dass der Photoeffekt auftritt, gilt:

$$P_{\tau} \propto \frac{Z^n}{E^{3,5}} \tag{2.2}$$

Hierbei ist Z die Kernladungszahl des Atoms und E die Energie des  $\gamma$ -Quants. n variiert für verschiedene  $\gamma$ -Strahlenergien zwischen 4 und 5. Für niedrige Energien dominiert der Photoelektrische Effekt, verliert aber bei höheren Energien an Bedeutung.

### **Paarbildung**

Wenn die Energie des  $\gamma$ -Quants höher ist als die zweifache Ruheenergie des Elektrons, kann aus dem  $\gamma$ -Quant ein Elektron-Positron-Paar entstehen. Für Energien knapp über 1,02 MeV ist Paarbildung noch sehr unwahrscheinlich. Im Gegensatz zum Photoeffekt wird mit zunehmender Energie des  $\gamma$ -Quants die Paarbildung immer wahrscheinlicher. Der Anstieg ist proportional zum Logarithmus der Energie des  $\gamma$ -Quants.

$$P_{\kappa} \propto ln(E) \cdot Z^2 \tag{2.3}$$

Die überschüssige Energie wird in kinetische Energie des Elektron-Positron-Paares gewandelt. Das Positron wird sofort abgebremst und wechselwirkt meist nach wenigen Millimetern bei sehr kleiner kinetischer Energie mit einem Elektron. Teilchen und Anti-Teilchen annihilieren, wodurch zwei  $\gamma$ -Quanten erzeugt werden, die wegen der Impuls-

erhaltung mit einem Winkel von 180° emittiert werden. Aufgrund der identischen Ruhemasse  $m_0$  der Teilchen haben die  $\gamma$ -Quanten jeweils eine Energie von  $E_{\gamma}=m_0c^2=511keV$ . Wenn ein  $\gamma$ -Quant nicht detektiert wird, fehlt die Energie von 511keV und man spricht von einem Single-Escape-Peak. Verlassen beide  $\gamma$ -Quanten den Detektor undetektiert, handelt es sich um einen Double-Escape-Peak.

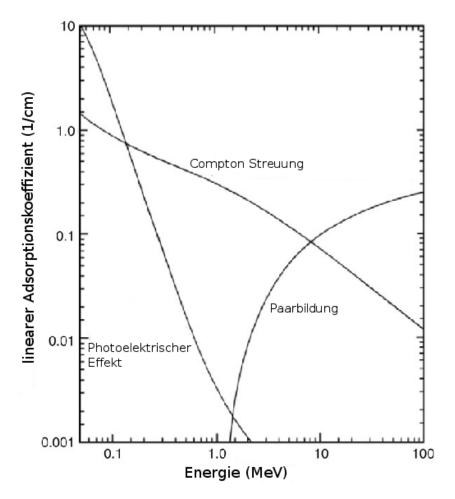


Abbildung 2.3: Die Energieabhängigkeit der Wahrscheinlichkeit für die unterschiedlichen Wechselwirkungsmechanismen von  $\gamma$ -Strahlung in Germanium.[4]

### **Compton-Streuung**

Im Energiebereich zwischen 0,2 und 8 MeV ist die Compton Streuung bei Germanium die dominierende Wechselwirkung zwischen Gammastrahlung und Materie (Abb. 2.3). In einer vereinfachten Beschreibung betrachtet man die Streuung des einlaufenden  $\gamma$ -Quants an einem ungebundenen Elektron. Die gleichzeitige Energie- und Impulserhaltung erfor-

dern, dass es eine feste Beziehung zwischen dem Streuwinkel  $\theta$  und die Energie, die das Elektron aufnimmt, gibt. Es wird in erster Näherung angenommen, dass das Elektron vor der Streuung ruht und ungebunden ist. Aufgrund von Impuls- und Energieerhaltung gilt für die Energie des gestreuten  $\gamma$ -Quants [5]:

$$E_{\gamma}' = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \tag{2.4}$$

Wobei  $E_{\gamma} = h\nu$  die Energie des  $\gamma$ -Quants vor dem Streuprozess,  $E'_{\gamma} = h\nu'$  die Energie des  $\gamma$ -Quants nach dem Streuprozess und  $m_0c^2$  die Ruheenergie des Elektrons ist. Für Vorwärtsstreuung bei  $\theta \approx 0$  ist  $E'_{\gamma} \approx E_{\gamma}$  und somit verschwindet die auf das Elektron übertragene Energie  $E_{e^-}$ 

$$E_{e^-} = E_{\gamma} - E_{\gamma}' \approx 0. \tag{2.5}$$

Für das andere Extrem, die Rückstreuung unter  $\theta = \pi$ , bei der das  $\gamma$ -Quant maximale Energie abgibt, muss das  $\gamma$ -Quant nach der Compton-Streuung eine Energie von

$$E_{\gamma}' = \frac{E_{\gamma}}{1 + 2\frac{E_{\gamma}}{m_0 c^2}} \tag{2.6}$$

aufweisen. Es überträgt somit maximal eine Energie von

$$E_{e^{-}} = E_{\gamma} - E_{\gamma}' = E_{\gamma} \left[ \frac{E_{\gamma}/m_0 c^2}{1 + 2E_{\gamma}/m_0 c^2} \right]$$
 (2.7)

auf das Elektron, was die sogenannte Compton-Kante verursacht. Das  $\gamma$ -Quant kann nach der Compton-Streuung wieder mit der Materie wechselwirken.

Für den Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung gilt:

$$P_{\sigma} \propto \frac{Z}{E} \tag{2.8}$$

Der differentielle Wechselwirkungsquerschnitt der Compton-Streuung wird durch die Klein-Nishina-Formel beschrieben.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left[ \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right]^2 \left[ \frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right] \left[ 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right]$$
(2.9)

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

### 2.3 HPGe Detektor

Im folgenden Kapitel wird die Funktionsweise eines hochreinen Germanium-Detektors (HPGe-Detektor von engl. high purity germanium detector) erläutert. Ausführlich wird die Funktionsweise von Germaniumdetektoren in [3] beschrieben.

Im Bändermodell für Elektronen in einem geordneten Festkörper wird zwischen Energieniveaus in denen sich die Elektronen aufhalten dürfen unterschieden. Im Valenzband befinden sich die am schwächsten an den Atomkern gebundenen Valenzelektronen, welche Teil der kovalenten Bindungen des Kristallgitters sind. Im darüber liegenden Leitungsband befinden sich die Elektronen, welche den elektrischen Strom leiten. Abhängig von der Größe der Lücke zwischen den Bändern, wird zwischen Isolatoren ( $> 5 \, {\rm eV}$ ), Halbleitern ( $< 1 \, {\rm eV}$ ) und Leitern (keine Bandlücke) unterschieden. Beim absoluten Nullpunkt würde das Valenzband voll besetzt und das Leitungsband leer sein, weil kein Elektron thermisch angeregt sein kann.

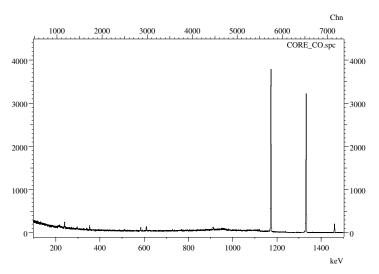


Abbildung 2.4: Ein charakteristisches  $^{60}$ Co  $\gamma$ -Spektrum mit den Photopeaks bei 1173 keV und 1332 keV und dem kontinuierlichen Compton-Spektrum. Dieses Spektrum wurde mit der digitalen PIXIE-16-Elektronik aufgenommen.

Bei Temperaturen ungleich dem absoluten Nullpunkt können Elektronen durch thermische Anregung vom Valenzband ins Leitungsband übergehen. Hier ist die Größe der Bandlücke entscheidend. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron vom Valenzband in das Leitungsband übergeht, ist gegeben durch

$$p(T) = CT^{\frac{3}{2}} \cdot exp\left(\frac{-E_g}{2k_BT}\right) \tag{2.10}$$

mit T = Temperatur,  $k_B$  = Boltzmannkonstante,  $E_g$  = Energie der Bandlücke und C = materialspezifische Proportionalitätskonstante.

Wenn ein Elektron ins Leitungsband wechselt, fehlt im Valenzband ein Elektron. Diese Stelle kann als freier positiver Ladungsträger aufgefasst werden, weil sie nur schwach gebunden ist und sich dadurch im Gitter bewegen kann. Sie wird als Loch bezeichnet. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit rekombinieren die Elektronen wieder mit den Löchern, so dass sich ein Gleichgewicht zwischen entstehenden und rekombinierenden Elektronen bildet.

Reine Kristalle ohne jegliche Verunreinigung werden als intrinsisch bezeichnet. Die Anzahl freier Ladungsträger in intrinsischen Kristallen hängt, nach (2.10), neben der Temperatur von der Bandlücke ab.

Auch HPGe-Detektoren haben immer noch eine Netto-Verunreinigungskonzentration von  $10^{10}$  cm<sup>-3</sup> Fremdatomen. Abhängig von den Verunreinigungen stehen entweder zusätzliche Elektronen zur Verfügung und diese werden als n-Typ Kristall bezeichnet, oder es stehen mehr Löcher zur Verfügung und es handelt sich um einen p-Typ.

Für n-Dotierung gibt es zwei Mechanismen. Zum einen können Germaniumatome durch Atome aus der V. Hauptgruppe ersetzt werden. Damit befindet sich ein Valenzelektron zu viel im Kristall, weil Germanium nur 4 kovalente Bindungen eingeht. Dieses Elektron ist nur sehr schwach gebunden und wird als Donator bezeichnet. Im Bändermodell liegt dieses Elektron auf einem Energieniveau dicht unter dem des Leitungsbands. Da die Bandlücke zum Leitungsband nur sehr klein ist, kann näherungsweise angenommen werden, dass diese Elektronen durch thermische Anregung vom Donatorniveau in das Leitungsband übergehen und somit für den Ladungstransport zur Verfügung stehen. Im n-dotierten Bereich sind die Elektronen die Majoritätsladungsträger und die Löcher, welche auch im intrinsischen Kristall vorhanden wären, die Minoritätsladungsträger. Alternativ können relativ kleine Lithiumatome zwischen die Germaniumatome diffundieren und führen durch das Valenzelektron des Lithiums zu einen Donator-Niveau.

Kommen die Dotierungsatome aus der III. Hauptgruppe, fehlt jeweils ein Valenzelektron für eine kovalente Bindung. Dies führt zu einem Akzeptorniveau knapp über dem Valenzband. Durch thermische Anregung wird ein Elektron aus dem Valenzband in dieses Energieniveau übergehen und zu einem Loch als Majoritätsladungsträger im Valenzband führen.

In Abbildung 2.5 wird dargestellt, dass die Dotierung ein zusätzliches Akzeptor- bzw. Donatorniveau in der Bandlücke bildet.

Wenn es in einem Kristall p- und n-dotierte Bereiche gibt, driften die Elektronen aus dem n-dotierten Bereich in den p-dotierten Bereich und rekombinieren dort mit den Löchern und umgekehrt. Es entsteht eine Sperr- oder Verarmungsschicht zwischen den Dotierungen, in welcher die Ladungsträger rekombiniert haben. Durch den Drift der Ladungsträger gilt keine Ladungsneutralität mehr und es baut sich ein elektrisches Feld und ein Potential auf. Dieses verhindert, dass weitere Ladungsträger rekombinieren. Durch Anlegen einer äußeren Spannung in Sperrrichtung, das heißt mit der positiven Polarität an der n-Dotierung, wird diese Sperrschicht vergrößert, bis diese sich bei hinreichend großer Spannung über den gesamten Kristall ausgedehnt hat.

Um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen ist in Germanium, aufgrund der kleinen Bandlücke, im Mittel nur eine Energie  $\epsilon$  von 2,96 eV (bei -196 °C) nötig. Neben den 0,665 eV (bei 300 K), um die Bandlücke zu überwinden, geht auch Energie in andere Energiefor-

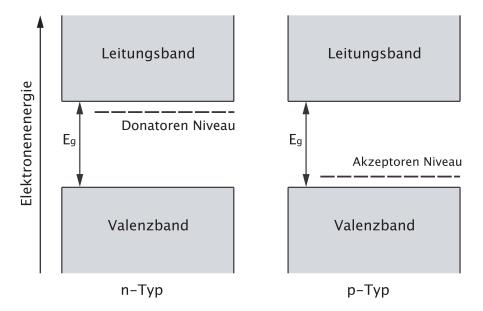


Abbildung 2.5: Bandlücke eines Halbleiters mit Donator- und Akzeptorniveaus.[6]

men wie z.B. die Anregung von Gitterschwingungen über. Da das  $\gamma$ -Quant im Allgemeinen wesentlich mehr Energie als 2,96 eV deponiert, hat das frei bewegliche Elektron eine sehr große kinetische Energie. Diese gibt es im wesentlichen durch Wechselwirkung mit anderen Elektronen ab, welche dadurch auch in das Leitungsband wechseln. So entsteht eine Elektronwolke. Da die Elektronen im Valenzband fehlen, entsteht auch eine genauso große Wolke aus Löchern. Entscheidend ist, dass die Anzahl der Elektronen-Loch-Paare proportional zur im Kristall deponierten Energie ist. Dadurch, dass die Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares im Vergleich zu anderen Detektoren so gering ist, entstehen sehr viele Ladungsträger mit einer kleinen Varianz, was entscheidend für die sehr gute Energieauflösung von Germaniumdetektoren ist (siehe Abschnitt 2.5).

Durch Anlegen einer Spannung driften die Elektronen im elektrischen Feld der Anode und die Löcher der Kathode entgegen. Dabei induzieren die Ladungsträger auf den Elektroden eine Ladung, welche über einen Kondensator als Spannung abfällt. Von der Geschwindigkeit der Ladungsträger hängt die Impulsform des Spannungspulses ab. Die Driftgeschwindigkeit hängt von der Ladungsträgerart und in erster Näherung linear von der angelegten elektrischen Spannung ab. Zusätzlich beeinflusst die Kristallachsen-Orientierung die Driftgeschwindigkeit [7].

Bei aktuellen HPGe-Detektoren wird nicht nur die Hauptelektrode (Core) ausgelesen, sondern auch die elektrisch segmentierte Außenelektrode. Die meiste Ladung wird in dem Segment, in dem die Wechselwirkung stattgefunden hat, detektiert. Gleichzeitig werden auch in den umliegenden Segmenten Ladungen durch die Bewegung der Ladungsträgerwolken zu den Elektroden induziert. Diese transienten Signale werden unter anderem für die Ortsauflösung genutzt (siehe Abschnitt 2.6).



Abbildung 2.6: EGC36 im Messtisch mit geschlossener Vorverstärker-Schutzkappe. Unten ist die Endkappe und darüber die Schutzkappe der Vorverstärker zu erkennen. Über der Tischebene befindet sich der Dewar, welcher mit der automatischen Füllanlage verbunden ist.

Für dieser Arbeit wurde der Detektor EGC36 (Abb. 2.6) zum ersten Mal verwendet. Es handelt sich hierbei um einen 36-fach segmentierten HPGe-Detektor der Firma Canberra. Der HPGe-Detektor besteht aus einem zylindrischen, koaxialen n-Typ Detektor mit einem Radius von 4 cm und einer Höhe von 9 cm, was einem sehr großen Germanium Einkristall entspricht. Die Bohrung für den Core- oder Mittelkontakt ist durch Lithium  $n^+$ -dotiert. Die Außenelektroden ist mittels Bor p-dotiert und in 6 Ringe mit jeweils 6 Sektoren unterteilt. Der Kristall ist in einem Kryostaten eingebaut, in dem eine Betriebstemperatur von etwa 85-95 Kelvin erreicht werden muss. Der Detektor muss zum Betrieb gekühlt werden, damit möglichst wenig Ladungsträger thermisch angeregt werden, weil sonst ein Stromfluss möglich wäre. Dazu ist ein Reservoir flüssigen Stickstoffs, genannt Dewar, in gutem thermischem Kontakt mit dem Kristall im Kryostaten integriert. Zusätzlich herrscht in dem Kryostaten zur Wärmeisolation ein Vakuum von  $10^{-6}$  mbar. Eine genauere Beschreibung findet sich in dem Handbuch [8] und im Datenblatt [9] von Canberra.

### 2.4 Messelektronik

Bei der Messelektronik für die  $\gamma$ -Spektroskopie wurde bis vor kurzem analoge Elektronik verwendet. Doch bei segmentierten Detektoren erhöht sich die Anzahl der Energiekanäle, die zu vermessen und gleichzeitig auszuwerten sind, durch die zusätzliche Anzahl der Segmente dramatisch und eine effektivere, hochintegrierte und kostengünstigere digitale Elektronik muss eingesetzt werden. Zusätzlich wird die Signalform, insbesondere die Anstiegsflanke, aller Signale für die Ortsbestimmung der Interaktionspunkte im HPGe-Detektorvolumen analysiert und nicht nur die Amplitude, wie es bei der Energiebestimmung geschieht. Aus diesem Grund wird zur Verwendung von digitaler Elektronik übergegangen. Da zur Vergleichbarkeit mit analoger Elektronik gemessen wurde, wird auch kurz auf diese eingegangen. Gemeinsam haben beide Aufbauten den Vorverstärker, auf den zuerst eingegangen wird.

### 2.4.1 Vorverstärker

Die im Detektor deponierte Energie ist proportional zur Ladung des Ausgangssignals am Detektor. Dieses Signal wird zuerst durch einen Verstärker verstärkt, welcher das Signal gleichzeitig integriert [10]. Die erste Verstärkungsstufe ist ein Feld-Effekt-Transistor (FET), welcher nur beim Core-Kontakt im kalten, auf Stickstofftemperatur liegenden Bereich des Kryostaten liegt, um das thermisches Rauschen der Elektronik zu minimieren. Durch diese erste Feedback-Loop-Schaltung wird die ankommende Ladung in einen Strompuls umgewandelt. Hierbei ist die zeitabhängige Spannung  $V_x$  nach dem Vorverstärker proportional zur im Detektor gesammelte Ladung  $Q_x$  und der Kapazität des Feedback-Kondensator  $C_f$ . Die vom  $\gamma$ -Quant deponierte Energie ist direkt proportional zur Ladung und hängt nur noch von  $\epsilon$ , einer Materialkonstante, die die Anzahl der erzeugten Ladungsträger im Detektor beschreibt, ab.

Die maximale Vorverstärker Spannung  $V_x$  ist proportional zur deponierten Energie  $E_x$ . Dadurch, dass die Zeitkonstante des Vorverstärkers viel größer als die Ladungs-Sammlungs-Zeit  $t_c$  von wenigen 100 ns ist, gilt  $R_f C_f \gg t_c$  und das Signal wird nach der Anstiegszeit ( $\approx t_c$ ) langsam wieder mit  $e^{-\tau t}$  abfallen. Die Abfallkonstante  $\tau$  beträgt typischerweise 50  $\mu$ s. Wenn es in diesem verhältnismäßig langen Zeitraum, bis das Signal wieder abgefallen ist, zu einem zweiten Impuls kommt, nennt man das pile-up. Tritt dies auf, muss berücksichtigt werden, dass ein Teil der Amplitude von dem ersten, nicht ganz abgefallenen Signal stammt.

### 2.4.2 Analoge Elektronik

Als nächstes durchläuft das Signal den Hauptverstärker, welcher im Wesentlichen eine Kombination aus Hoch- und Tiefpässen ist [10]. Versucht wird, durch die Kombination von RC-Gliedern einen näherungsweise gaußförmigen Band-Pass-Filter zu erstellen und so das Signal zu formen. Ein Bandpass ist eine Kombination aus einem Hochpass und einem Tiefpass. Nur Frequenzen um einen bestimmten Bereich werden durch gelassen. Durch den Bandfilter wird das Signal semi-gaußförmig, was den Vorteil hat, dass es

schnell abfällt und ein *pile-up* vermieden wird. Dadurch, dass man nur die Frequenzen der Anstiegszeit des Signals durch den Bandfilter lässt, wird das Rauschen unterdrückt, welches bei anderen Frequenzen auftritt. Damit lässt sich die Amplitude und somit auch die Energie des Signals besser bestimmen. Die Energieauflösung des Signals wird so ebenfalls verbessert. Gleichzeitig kann im Hauptverstärker die Verstärkung, in der Fachsprache Gain genannt, des Signals anpasst werden.

Nach dem Hauptverstärker gelangt das Signal in einen Viel-Kanal-Analysator (MCA von engl. multi-channel-analyser) mit integriertem Analog-Digital-Wandler (kurz ADC von engl. analog-digital-converter). Der ADC digitalisiert die Höhe der Eingangssignale und ordnet sie Kanälen zu. Mit Hilfe des Hauptverstärkers kann mittels Verstärkung die Energie-Kanal-Zuordnung verschoben werden. In einem Histogramm wird dargestellt wie oft ein Ereignis einem Kanal zugeordnet wird. Bei ausreichend vielen Ereignissen wird so ein Energiespektrum erstellt, welches analysiert und digital gespeichert werden kann. Wenn eine Quelle mit bekannten Energieübergängen vor dem Detektor liegt, ist es möglich, mittels der Photopeaks eine Energieeichung durchzuführen.

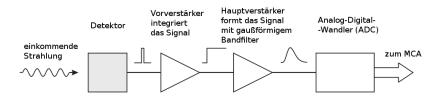


Abbildung 2.7: Schaltbild der analogen Elektronik mit Signalform. Nach dem Vorverstärker ist das Signal integriert und wird anschließend durch den Hauptverstärker gaußförmig. Der ADC digitalisiert das Signal für den MCA.[10]

### Einstellparameter bei analoger Elektronik

Die Halbwertbreite der Photopeaks ist ein Maß für die Energieauflösung des Gesamtsystems, das aus dem HPGe-Detektor und seiner Messelektronik besteht. Bei der analogen Messmethode können im Wesentlichen nur zwei Parameter verstellt werden, um die Auflösung zu optimieren. Zum einen kann die Shaping-Time, also der Bandfilter eingestellt werden. Nur wenige Werte können eingestellt werden, da die einzelnen RC-Glieder des Bandfilters für die Änderung der Shaping-Time geändert werden müssen.

Der zweite Parameter ist das *Pole-Zero*. Da das Signal über die Feedback-Schaltung des Vorverstärkers langsam wieder abfällt, kommt es zu Übersteuern nach dem Bandfilter. Übersteuern bedeutet, dass das Signal nach dem Peak zu stark abfällt und negativ wird. Dies verschlechtert die Energieauflösung des Detektors. Um dies auszugleichen ist sowohl im Hauptverstärker als auch im Vorverstärker ein zusätzlicher RC-Kreis eingebaut, den man kontinuierlich ändern kann. Mittels eines Oszilloskops kann das *Pole-Zero* so eingestellt werden, dass es möglichst weder Über- noch Untersteuern gibt.

### 2.4.3 Digitale Elektronik

Bei der digitalen Elektronik des verwendeten Messaufbaus wurden die Detektorsignale nach dem analogen Vorverstärker mit einem DGF-Modul weiterverarbeitet (digital gamma finder). Bei dem genutzten Aufbau wurden PIXIE-16 Module der Firma XIA verwendet [11]. Hierbei hat jedes Modul 16 Eingänge. Zusätzlich werden mehrere Module über die global backplane miteinander verbunden. Eine PCI-Karte stellt die Kommunikation mit einem PC sicher, über den alle Einstellungen geregelt werden. In den PIXIE-16-Modulen wird jedes Signal mit einem Analog-Digital-Wandler (ADC) abgetastet und die Spannung gespeichert. Dies geschieht mit einer Abtastrate von 100 MHz bei einer Auflösung von 12-bit. Nach der Digitalisierung des Signals kann es im Prinzip beliebig bearbeitet werden, jedoch muss die Software für diese Art der Signalverarbeitung für eine Online-Analyse mit den PIXIE-16-Modulen sehr effizient und schnell sein um einen hohen Datendurchsatz für ein Experiment zu gewährleisten. Hier liegt der Hauptunterschied zu einem digitalen Oszilloskop, das auf einer ähnlichen Arbeitsweise beruht

Im nächsten Schritt gelangt das digitale Signal in ein FPGA (field programmable gate array). Dort wird als erstes ein fast trigger generiert, sobald eine Anstiegsflanke über eine eingestellte Mindest-Energie, genannt threshold, kommt. Der fast trigger signalisiert den Beginn eines Impulses und kann auch an die anderen Kanäle innerhalb der PIXIE-16-Module weiter geleitet werden, wodurch alle Module gleichzeitig Daten aufnehmen, bzw. Daten wegen fehlender Koinzidenz verworfen werden. Mit Hilfe des fast triggers ist es außerdem möglich, pile-ups zu erkennen.

Die Signaldaten werden in der benötigten Zwischenzeit in FIFOs (first in first out) gespeichert und können danach online den Energie-Filter durchlaufen. Der große Vorteil der digitalen Elektronik ist, dass nicht die gaußförmige Näherung der RC-Glieder genutzt werden muss, wie es bei der analogen Elektronik der Fall ist (Abb. 2.8). Ein Trapez-Filter liefert eine gute Energieauflösung und ist gleichzeitig optimal für real-time Hochgeschwindigkeit Operationen geeignet.

Die mittels Trapezfilter optimierten Energien, können im so genannten MCA-Modus bereits als Energiespektrum aufgetragen werden, wie es auch bei der analogen Elektronik nach dem ADC geschieht. Dazu werden die Daten über die PCI-Karte an den PC übermittelt.

Zusätzlich bieten die XIA-Module noch den List-Mode, in dem nicht nur die Energien, sondern das komplette Signal, genannt Trace, gespeichert wird [12]. So bleibt die vollständigen Information des Impulses erhalten und kann später offline analysiert werden. Hierbei ist die zeitliche Auflösung gut genug um die Anstiegsflanke zu analysieren, was für die Ortsbestimmung notwendig ist (siehe Abschnitt 2.6). Des Weiteren wird die Trace mit einem Zeitstempel und der ermittelten Energie versehen.

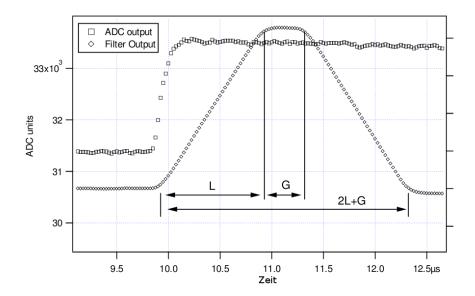


Abbildung 2.8: In dieser Abbildung ist das Vorverstärkersignal nachdem es im ADC digitalisiert wurde und das mittels Trapezfilter geformte Signal nach dem Hauptverstärker abgebildet. [11]

### Einstellparameter bei digitaler Elektronik

Im Gegensatz zu der analogen Elektronik, hat man bei der digitalen Elektronik eine Vielzahl von Parametern, welche eingestellt werden können um die Energieauflösung zu optimieren. Zum einen besteht die Möglichkeit beim trapezförmigen Energie-Filter, im Gegensatz zum analogen Bandfilter, die Form frei zu bestimmen. So kann die Anstiegszeit und die Länge des Plateaus frei festlegt werden. Dadurch ist es möglich, bessere Energieauflösung als bei der analogen Elektronik zu erreichen. Dies erweist sich als sehr kompliziert, weil die anderen Parameter auch optimal eingestellt werden müssen und eine Einstellung von mehreren abhängigen Parametern beeinflusst wird.. So reagiert die digitale Elektronik sehr sensibel auf ein am Vorverstärker nicht optimal eingestelltes Pole-Zero und das daraus resultierende Übersteuern.

Beim *fast trigger* sind die selben Einstellmöglichkeiten wie beim Energie-Filter möglich. Im Zusammenhang mit dem *fast trigger* kann das *threshold* eingestellt und so die Signalerkennung optimieren werden.

Die Abfallkonstante  $\tau$  des Vorverstärkers muss berücksichtigt werden, damit das Abfallen des Pulses bei der Energiebestimmung korrekt berücksichtigt wird. Es ist möglich das Gain zwischen zwei Verstärkungen zu variieren. Für den List-Mode ist die Einstellung der Trace-Länge möglich, wodurch es möglich ist unterschiedlich lange Signale aufzunehmen. Es gibt eine Vielzahl weiterer Parameter, die bei der digitalen Elektronik zur Verfügung stehen. Für eine vollständige Informationen zu den Parametern der PIXIE-16-Module wird auf [11] verweisen.

# 2.5 Energieauflösung

HPGe-Detektoren zeichnen sich durch ihre hervorragende Energieauflösung aus. Damit eine Compton-Kamera optimal funktioniert, wird sowohl eine möglichst genauen Ortsauflösung, als auch eine gute Energieauflösung benötigt. Wird die Energie des  $\gamma$ -Quants vollständig im Detektor deponiert, trägt dieses Ereignis im Spektrum zum Photopeak bei. An diesen Peak kann eine Gaußkurve angenähert werden um ein Maß für die Genauigkeit der Energieauflösung zu bekommen. In der  $\gamma$ -Spektroskopie wird als Maß für die Energieauflösung, die Halbwertbreite FWHM (full width half maximum) des Peaks angegeben. Die Halbwertbreite ist über  $FWHM = \sqrt{8\ ln2}\ \sigma \approx 2,35\ \sigma$  mit der Standardabweichung  $\sigma$  der Gaußverteilung verknüpft. Drei Beiträge tragen zur Energieauflösung bei.

$$\Delta E_{ges}^2 = \Delta E_{st}^2 + \Delta E_{la}^2 + \Delta E_{el}^2 \tag{2.11}$$

 $\Delta E_{st}$  ist ein Maß für die statistische Schwankung der Ladungsträgererzeugung. Von einem  $\gamma$ -Quant der Energie  $E_{\gamma}$  werden im Mittel N Elektron-Loch-Paare erzeugt. Die Rauschbeiträge sind in Abbildung 2.9 in Abhängigkeit der Energie aufgetragen.

$$N = \frac{E_{\gamma}}{\epsilon} = \frac{E_{\gamma}}{2,96eV} \tag{2.12}$$

Wie bereits beschrieben wird die deponierte Energie nicht komplett für die Überwindung der Bandlücke genutzt, sondern geht teilweise auch in andere Energieformen wie z.B. die Anregung von Gitterschwingungen über. Ob ein Elektron-Loch-Paar erzeugt wird oder die Energie für Gitterschwingungen verwendet wird, unterliegt statistischen Schwankungen. Man erwartet eine Poisson-Verteilung mit  $\sigma = \sqrt{N}$ . Da die Ladungsträgererzeugung nicht wirklich statistisch unabhängig voneinander ist, wie es jedoch bei der Poisson-Verteilung angenommen wird, ist die statistische Schwankung geringer und es muss ein Korrekturfaktor eingefügt werden. Dieser Korrekturfaktor wird Fano-Faktor F bezeichnet und für  $\Delta E_{st}$  ergibt sich:

$$\Delta E_{st}^2 = (2,35)^2 F \cdot \epsilon \cdot E_{\gamma} \tag{2.13}$$

Da durch die geringe Elektron-Loch-Paar-Erzeugungsenergie  $\epsilon$  viele Ladungsträger im HPGe-Detektor erzeugt werden, ist der statistische Fehler relativ gering und damit das statistische Rauschen besonders klein.

Der zweite Beitrag  $\Delta E_{la}$  in Gleichung (2.11) kommt vom Ladungsträgerverlust. Dieser Ladungsträgerverlust kann unterschiedliche Ursachen haben, ist aber in großen HPGe-Detektoren ein nachweisbarer Effekt, weil die Ladungsträger einen langen Weg im Detektor zurück legen müssen und an Fehlstellen und Verunreinigungen verloren gehen können

Durch tiefe Verunreinigungen mit Antimon oder Arsen, Versetzungen und Defekte entstehen zusätzliche Niveaus mittig in der Bandlücke in denen Ladungsträger eingefangen

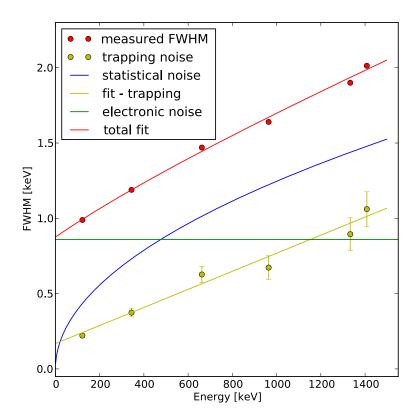


Abbildung 2.9: Das Rauschen in einem aktuellen HPGe-Detektor setzt sich aus statistischem, elektrischem und dem Rauschen durch Ladungsträgerverlust zusammen.[13]

werden können, man spricht von Trapping [13]. Abhängig davon wo die Ladungsträger in der Bandlücke sitzen, dauert es eine charakteristische Zeit bis sie wieder in eins der Bänder wechseln. Zusätzlich haben die Ladungsträger nur eine begrenzte Zeit bis sie wieder rekombinieren und somit verloren gehen. Durch Trapping wird die Rekombination der Ladungsträger erleichtert. Charakteristisch für einen HPGe-Detektor mit Trapping ist ein zu kleinen Energien hin verbreiterter Peak. In der Fachliteratur wird dies left-tail bezeichnet.

Der dritte Beitrag in (2.11) ist das elektronische Rauschen  $E_{el}$ , welches sich wiederum aus unterschiedlichen Anteilen zusammensetzt. Den größten Anteil liefert das thermische oder auch Johnson-Rauschen des ersten Widerstands in der Vorverstärkerschaltung. Das Rauschen ist stark temperaturabhängig, weswegen die Elektronik der ersten Stufe mit einem FET und einem RC-Glied für die Minimierung dieses Rauschbeitrags bei vielen

Detektoren auf Stickstofftemperaturen gekühlt werden. Es gilt:

$$\Delta E_J = -\frac{\epsilon}{e} \sqrt{k_B CT} \tag{2.14}$$

wobei  $\epsilon$  die Bandlücke, e die Elementarladung,  $k_B$  die Boltzmannkonstante, C die Kapazität des Verstärkers und T die Temperatur ist.

Weitere Phänomene, die weniger zum elektrischen Rauschen beitragen, sind unter [5] erläutert. Insgesamt liefert das elektronische Rauschen einen energieunabhängigen Beitrag zum Gesamt-Rauschen.

# 2.6 Funktionsweise einer Compton Kamera

Ziel einer Compton-Kamera ist den Emissionsort der detektierten  $\gamma$ -Strahlung zu bestimmen [14]. Trifft ein  $\gamma$ -Quant aus der Quelle auf den Detektor, kann es durch den Compton-Effekt gestreut werden und wird, wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, unter Energieabgabe  $E_{e^-}$  seine Bahn um einen Winkel  $\theta$  ändern. Gleichung (2.4) beschriebt wie der Streuwinkel von dem Energieübertrag abhängt. Durch umstellen erhält man [15]:

$$\cos(\theta) = 1 + \frac{m_0 c^2}{E_{\gamma}} - \frac{m_0 c^2}{E_{\gamma}'} \tag{2.15}$$

Wobei  $E_{\gamma}$  die Energie h $\nu$  des  $\gamma$ -Quants vor der Compton-Streuung und  $E_{\gamma'}$  die Energie h $\nu'$  des gestreuten  $\gamma$ -Quants ist. Mit der auf das Elektron übertragenen Energie  $E_{e^-}$  ergibt sich  $E_{\gamma}=E_{e^-}+E_{\gamma'}$ 

$$cos(\theta) = 1 + \frac{m_0 c^2}{E_{\gamma}} - \frac{m_0 c^2}{E_{\gamma} - E_{e^-}}$$
(2.16)

Der Einfachheit halber sei im Folgenden angenommen, dass nach der Compton-Streuung das gestreute  $\gamma$ -Quant vollständig durch einen Photoeffekt absorbiert wird.

Die Gleichung (2.16) definiert somit eine dreidimensionale Kegeloberfläche als möglichen Ursprung des  $\gamma$ -Quants (Abb. 2.10). Die Achse des Kegels wird durch die Verbindungslinie zwischen den Wechselwirkungsorten definiert. Der Öffnungswinkel des Kegels ist gleich dem Streuwinkel  $\theta$ , der bei bekannten Energien ermittelt werden kann. Theoretisch reichen drei Kegel zur Bestimmung des Strahlungsursprungs, allerdings sind die Messgrößen fehlerbehaftet, weshalb wesentlich mehr Ereignisse für eine hohe Güte der Ortsbestimmung notwendig sind.

Den Fehler des Streuwinkels  $\theta$  verursacht zum einen die endliche Energieauflösung [16]. So muss die durch Compton-Streuung deponierte Energie  $E_{e^-}$  möglichst genau bestimmt werden. Wenn die Energie des eintreffenden  $\gamma$ -Quants nicht bekannt ist, muss zusätzlich die Energie  $E'_{\gamma}$  des Photopeaks bestimmt werden. Des Weiteren wird bei der Compton-Streuformel vorausgesetzt, dass das  $\gamma$ -Quant an einem ungebundenen ruhenden Elektron gestreut wird. Das Elektron befindet sich aber in einem Potential und hat einen Impuls. Daher ist die Compton-Streuformel (2.16) nur eine Näherung und verfälscht den Streuwinkel.

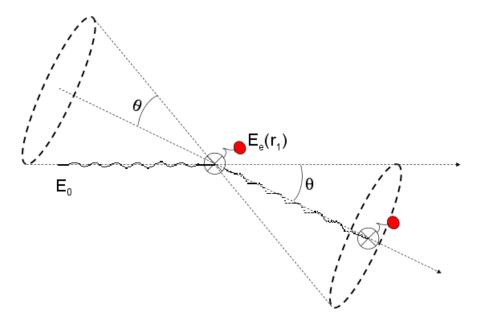


Abbildung 2.10: Das  $\gamma$ -Quant verändert bei der Compton-Streuung seine Bahn um den Winkel  $\theta$ . Bei bekannten Wechselwirkungsorten und bekannter Energieabgabe kann der Ursprungsort des  $\gamma$ -Quants auf die Oberfläche eines Kegels beschränkt werden.

Die Kegelachse wird durch die Ungenauigkeit der Wechselwirkungsorte fehlerbehaftet. Zur Bestimmung der Wechselwirkungsorte wird die Impuls-Form-Analyse (*PSA von puls shape analysis*) genutzt. Da Elektronen und Löcher zu unterschiedlichen Elektroden driften und unterschiedliche Driftgeschwindigkeiten haben, verursachen die beiden Ladungsträger eine spezifische ortsabhängige Impulsform, die durch einen unterschiedlichen zeitlichen Verlauf messbar wird. Dadurch resultiert z.B. ein Wendepunkt in der Anstiegsflanke, der in erster Näherung vom radialen Abstand abhängt. Zusätzlich werden die transienten Signale in den umliegenden Segmenten vom Ort der Wechselwirkung beeinflusst. Diese sind nur in einem HPGe-Detektor mit einer guten Energieauflösung messbar. Mit Hilfe von Computersimulationen werden Datenbanken für die jeweilige Detektorgeometrie erstellt. Durch Abgleich mit den Datenbanken wird der Ort der Wechselwirkung bestimmt. Mit dieser Methode ist es möglich in aktuellen Spektrometern eine Ortsauflösung von bis zu 4 mm zu erreichen [17].

Diese Ortsungenauigkeit führt zu einem Fehler für die Lage der Kegelachse und damit auch insgesamt zu einem Fehler für die Ortsauflösung der Compton-Kamera. Abbildung 2.11 zeigt eine Simulation für die einzelnen Fehlerbeiträge, bei einem Abstand der beiden Wechselwirkungen von 4 cm. Bei ausreichender Statistik wird sich ein wahrscheinlichster Ort für den Ursprung der  $\gamma$ -Strahlung ergeben. Der Fehler im Streuwinkel kann minimiert werden, indem ein ortsempfindlicher Silizium-Streifen-Detektor als Trigger dient, in welchem die Compton-Streuung stattfindet. Trifft das gestreute  $\gamma$ -Quant danach auch

den segmentierten HPGe-Detektor kann die Kegelachse genauer bestimmt werden, weil die Wechselwirkungsorte weiter auseinander liegen. Weil nur wenige  $\gamma$ -Quanten, welche im Silizium-Detektor gestreut wurden, auf den HPGe-Detektor treffen, ist die Statistik jedoch geringer als für Compton-Streuungen im HPGe-Detektor. Es muss also zwischen einer verbesserten Ortsauflösung und besserer Statistik abgewogen werden [1].

Im endgültigen Aufbau der neuen Compton-Kamera werden durch die Kombination von einem ortsempfindlicher Silizium-Streifen-Detektor und einem segmentierten HPGe-Detektor beide Techniken zum Einsatz kommen und die Kamera kann somit die Vorteile der beiden Verfahren ausnutzen.

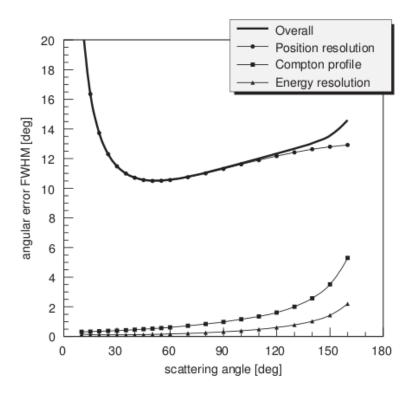


Abbildung 2.11: In Abhängigkeit des Streuwinkels variiert der Fehler der Compton-Kamera. In dieser Abbildung wurden die Fehler aufgrund der Ortsauflösung, der Compton-Näherung und der Energieauflösung dargestellt. Bei der Berechnung wurde ein Abstand von 4 cm zwischen den Wechselwirkungsorten angenommen.[16]

Die Vereinfachung, dass das  $\gamma$ -Quant nach der Compton-Streuung seine komplette Energie in einem Photopeak abgibt, ist nur eine Ausnahme, denn meist werden weitere Compton-Streuungen vor dem Photopeak folgen. Auch können weitere  $\gamma$ -Quanten zusätzlich im Detektor wechselwirken. Dadurch ist der Weg, den das  $\gamma$ -Quant zurücklegt, nicht mehr trivial. Um eine höhere Statistik zu bekommen, wird der wahrscheinlichste Weg des  $\gamma$ -Quants mittels eines Tracking Algorithmus ermittelt [18].

Bei bekanntem Weg können die im Detektor deponierten Energien addiert werden und so mit Gleichung 2.16 weitere Kegel definiert werden. Durch eine höhere Anzahl an Kegeln verbessert sich die Auflösung der Compton-Kamera, weil die Statistik verbessert wird.

# 3 Versuchsaufbau

Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, wurde ein neuer hochsegmentierter HPGe-Detektor EGC36 der Firma Canberra für diese Messungen in Betrieb genommen und zum Einsatz gebracht. Der Detektor hat integrierte Vorverstärker vom Typ PSC823C für alle 37 Signale, wobei nur der FET des Core im kalten Bereich des Kryostaten liegt. Neben einer Niederspannung von 12 V, die zum Betrieb der Vorverstärker benötigt wird, muss die Core-Elektrode des Detektors mit einer Hochspannung von 5000 V betrieben werden. Durch die in Sperrrichtung angelegte Hochspannung erstreckt sich die Sperrschicht über den gesamten Kristall. In dem Kryostaten sind zwei Thermosonden vom Typ Pt100 integriert. Pt100 sind Widerstände auf Platinbasis, deren Widerstand sich in erster Näherung linear mit der Temperatur ändert.



Abbildung 3.1: EGC36 von unten im Messtisch fotografiert. Durch die Abmontage der Vorverstärker-Schutzkappe sind selbige zu sehen. Unten erkennt man die Endkappe des Kryostaten, in der der Kristall ist.

Während der erste Pt100 am Kühlfinger zwischen Dewar und Kristall sitzt, befindet sich der zweite Pt100 nah am Kristall. Um die regelmäßige Befüllung mit flüssigem Stickstoff sicher zu stellen, wird der Dewar von einer automatischen Füllanlage gefüllt. Der Detektor sitzt in einem Messtisch, in dem die radioaktive Quelle sehr präzise mittels 3 Translations- und einer Rotationsachse um den Detektor positioniert werden kann.



Abbildung 3.2: Die Crates mit der verwendeten Elektronik. Im oberen Crate der Firma Wiener befinden die digitalen PIXIE-16-Module. Im unteren NIM-Crate befindet sich links der Hauptverstärker und daneben die Hochspannungsversorgung.

Bei Messungen mit analogen Messelektronik wird der Detektor an einen Hauptverstärker angeschlossen, welcher außerdem die Niederspannung für Vorverstärker bereitstellt. Nach dem Hauptverstärker wird das Signal an den MCA weitergeleitet.

Beim digitalen Messaufbau werden die Vorverstärker mit PIXIE-16 Modulen der Firma XIA verbunden (siehe Abschnitt 2.4.3). Die genaue Verkabelung kann [1] entnommen werden. Die unterschiedlichen PIXIE-16-Module sind über die Backplane miteinander verbunden und übermitteln die Daten über die PCI-Karte an einen Windows-PC. Über das vom Hersteller gelieferte Programm können die Einstellungen an den PIXIE-16-Modulen vorgenommen und Messungen gestartet werden [11]. Es besteht die Möglichkeit zwischen dem MCA-Modus und dem List-Modus zu wählen. Im MCA-Modus wird für

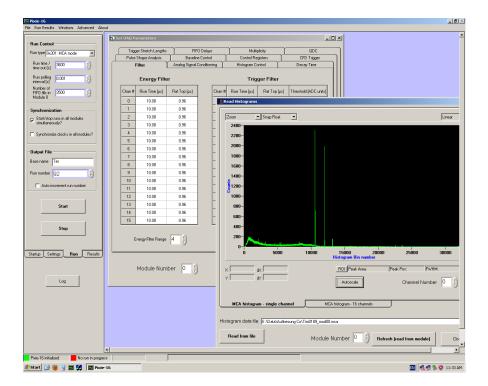


Abbildung 3.3: Die Benutzerebene, der verwendete Aufnahmesoftware auf dem Windows-PC, an der die Parameter der PIXIE-16-Module geändert werden können und Messungen gestartet und aufgezeichnet werden.

jedes Segment aus den Energieinformationen ein Energie-Spektrum erstellt. Im List-Modus werden zusätzlich die kompletten elektronischen Impuls in Form sogenannter Traces für spätere Analysen aufgezeichnet.

# 3.1 Temperaturverlauf

Da es essentiell ist den Detektor immer bei einer Temperatur knapp über -196 °C zu betreiben, wurde zu Anfang das Temperaturverhalten des Detektors untersucht. Erwärmt sich der Detektor bei gleichzeitig angelegter Hochspannung, entsteht durch die thermisch angeregten Ladungsträger ein sogenannter Leck-Strom, welcher die Vorverstärker zerstören kann.

### 3.1.1 Einkühlen

Beim ersten Einkühlen des Detektors wurde der Temperaturverlauf mittels der beiden Pt100 gemessen und mit dem im Handbuch des Herstellers dargestellten verglichen. Wenn im Kryostaten Hochvakuum herrscht, kann der Dewar zum ersten Mal mit flüssigem Stickstoff gefüllt werden [8]. Zwei Multimeter, welche die Daten mit einem Laptop

### 3 Versuchsaufbau

aufzeichnen, messen den Widerstand der Pt100 während des Einkühlens. Aus diesen Widerständen kann mittels Umrechnungstabellen die Temperatur ermittelt werden (siehe Anhang).

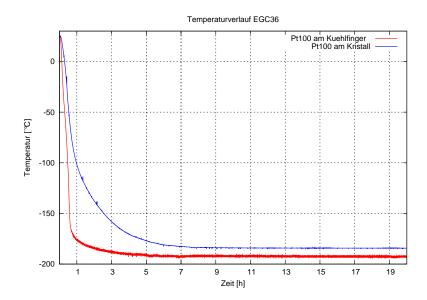


Abbildung 3.4: Der beim Einkühlen gemessene Temperaturverlauf von EGC36. Der Temperaturverlauf stimmt mit dem vom Hersteller im Benutzerhandbuch [8] dargestellten Verlauf überein.

In Abbildung 3.4 ist dargestellt, dass sich der Detektor wie erwartet verhält. Der Pt100 am Kühlfinger erreicht wie gewünscht nach etwa 5 Stunden die Endtemperatur von -192 °C. Der zweite Pt100 am Kristall erreicht seine Endtemperatur von -184 °C nach 8 Stunden. Jedoch hat nach dieser Zeit nicht der komplette Kristall Betriebstemperatur erreicht, sondern nur die Stelle an der der Pt100 angebracht ist. Die unterschiedlichen Endtemperaturen entstehen dadurch, dass sich ein Temperaturgradient bildet. Zwischen dem, mit flüssigen Stickstoff auf etwa -196 °C gekühlten, Dewar und dem Kristall, der trotz Hochvakuums von der Umgebung gewärmt wird, bildet sich ein Gleichgewicht.

### 3.1.2 Langzeittemperaturverlauf

Neben dem Temperaturverlauf beim Einkühlen wurde auch die Temperatur beim Betrieb mittels Pt100 überwacht. Im Gegensatz zum Einkühlen wurde der Langzeittemperaturverlauf nicht mit Multimetern, sondern mit einer myDAQ-Box von National Instruments gemessen. Mit einer von der Elektronikwerkstatt gebauten Relaisschaltung kann durch die myDAQ-Box zwischen bis zu acht Pt100 umgeschaltet werden. Die myDAQ-Box wird mittels eines LabView-Programms von einem Laptop betrieben. Beim Langzeittemperaturverlauf ist zu sehen, dass die Temperatur an Kühlfinger und Kristall stabil bleibt, außer der Detektor wird mittels automatischer Füllanlage gefüllt. Der Pt100 am Kristall hat eine im Vergleich mit der Endtemperatur beim Einkühlen um 14°C zu hohe Temperatur gemessen. Dies konnte durch zusätzliche Messungen auf einen Offset bei der Widerstandsmessung zurückgeführt werden. Durch die Füllung erhöht sich die Temperatur des Dewars. Die Füllvorgänge um 7:00 Uhr, 15:00 Uhr und 23:00 Uhr sind in Abbildung 3.5 gut zu erkennen. Auch sieht man in Abbildung 3.5 rechts, dass um etwa 9:00 Uhr eine eine zusätzliche Füllung vorgenommen wurde.

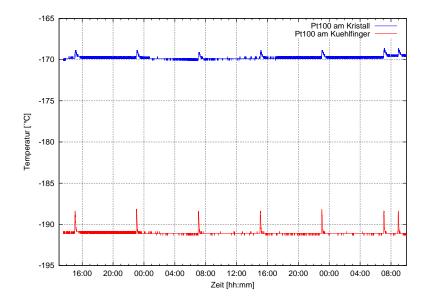


Abbildung 3.5: Langzeit Temperaturmessung der Pt100 von EGC36. Gut zu erkennen sind die einzelnen Füllungen und die dadurch verursachte Temperaturerhöhung.

### 3 Versuchsaufbau

Auf diese Temperaturänderung reagiert der Pt100 am Kühlfinger, aufgrund seiner guten thermischen Kopplung, sehr direkt. Die Temperatur erhöht sich um 2,5 °C. Nach etwa 15 Minuten ist die Temperatur wieder auf -192 °C gefallen. Der Pt100 am Kristall erreicht viel später seine Ausgangstemperatur, weil er thermisch weniger stark an den Dewar gekoppelt ist.

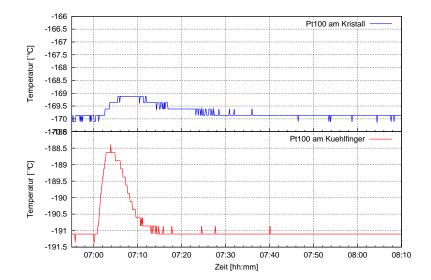


Abbildung 3.6: Detailabbildung des Temperaturverlaufs eines Füllvorgangs aus Abbildung 3.5. Gut zu erkennen ist, dass der Pt100 am Kristall seine Temperatur nur um etwa  $1^{\circ}$ C erhöht.

## 3.2 Stickstoffverbrauch

Um den Stickstoffverbrauch zu ermitteln, wurde der Füllstand in unterschiedlichen Abständen nach der Füllung gemessen. Hierbei wurde der Stickstoff manuell nachgefüllt bis der Dewar komplett gefüllt war. Es wird ein linearer Stickstoffverbrauch angenommen und für jede Füllung die Steigung und der y-Achsenabschnitt der Geraden ermittelt (Abb. 3.7). Im Mittel ergibt sich aus diesen Messungen ein Stickstoffverbrauch von  $(0,36\pm0,03)$  cm/h. Bei einer mittleren Füllhöhe von  $(16,9\pm0,6)$  cm wäre der Dewar nach  $(47\pm4)$  Stunden leer. Aufgrund der ungenauen Füllhöhenbestimmung und der begrenzten Statistik ist der Fehler relativ groß. Die Herstellerangabe, dass der Detektor alle 48 Stunden gefüllt werden muss, liegt im Fehlerbereich der Messung [8].

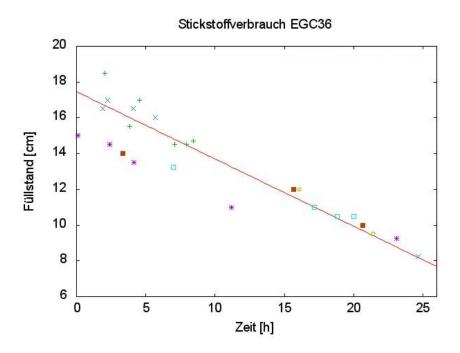


Abbildung 3.7: Stickstoffverbrauch von EGC36 bei mehreren Füllungen. Die Linie gibt den mittleren Verbrauch von  $(0,36\pm0,03)$  cm/h bei einer mittleren Füllhöhe von  $(16,9\pm0,6)$  cm wieder.

# 4 Oszillation und Mikrophonie

In diesem Kapitel werden die aufgetretenen Oszillation- und Mikrophonieprobleme erläutert und deren Lösung beschrieben. Beim Anschließen des Detektors an die digitale Elektronik ist ein starkes Oszillieren des Signals aufgetreten, welches jegliche Messung unmöglich machte. Zusätzlich ist Mikrophonie, also ein Schwingen des Signals bei Geräuschen oder Vibrationen, bei EGC36 zu beobachten.

#### 4.1 Oszillation

Wenn gleichzeitig mehr als 11 Segmente des Detektors an die digitale Elektronik angeschlossen werden, kommt es zu starken Oszillationen auf allen Signalen. Dabei ist es beliebig welche Segmente angeschlossen sind. Wenn der Detektor angefangen hat zu oszillieren, stoppt die Oszillation erst, wenn weniger als 5 Segmente angeschlossen sind. Die Oszillation ist so stark, dass jegliche Messung unmöglich ist. Zur Analyse der Oszillation wurde ein Frequenz-Spektrum erstellt. Mittels FFT (fast fourier transformation) kann die Frequenz der Oszillation bestimmt werden. In Abbildung 4.1 ist zu erkennen, dass der Detektor bei der Frequenz 18,3 MHz und deren ganzzahligen Vielfachen mit einem relativen Pegel von bis zu 9,78 dBm oszilliert.

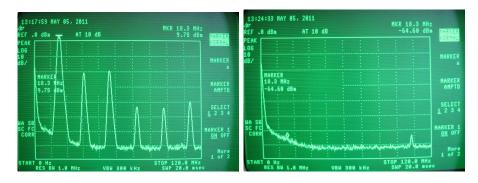


Abbildung 4.1: Hochfrequenzspektrum im Bereich 0 bis 120 MHz. Die Ergebnisse wurden mit einem FFT bei montierter Schutzkappe (links) und ohne Schutzkappe (rechts) bei jeweils 14 angeschlossenen Segmenten gemessen. Im linken Spektrum sieht man die Anteile bei 18,3 MHz stark ausgeprägt.

Um den Detektor mit der digitalen Elektronik zu betreiben, muss die Vorverstärker-Schutzkappe abmontiert werden. Ohne Schutzkappe tritt auch bei bei vollständiger Verkabelung keine Oszillation auf. (Abb. 4.1)

#### 4 Oszillation und Mikrophonie

Eine verbesserte Erdung der Schutzkappe durch zusätzliche Kupferlitzen hat keinen Einfluss auf die Oszillation. Auch den elektrischen Kontakt zwischen Detektor und Schutzkappe zu unterbrechen hat keine Auswirkung. Der Detektor kann ohne Schutzkappe fehlerfrei betrieben werden.

Zusätzlich ist beim Einbau in den Messtisch ein leichtes Schwingen auf einigen Segmenten aufgetreten (Abb. 4.2). Diese Oszillation ist aber viel kleiner, als die durch die Schutzkappe verursachte Oszillation und die Frequenzen liegen nicht im MHz-Bereich, sondern im akustischen Bereich bis zu 2 kHz. Die Frequenzen sind so klein, dass sie nicht mit dem analogen Fourier-Spektrometer aufgenommen werden können. Zur Analyse wurde das digitale LeCroy-Oszilloskop verwendet. Die digitalen FFT-Spektren sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Beispielhaft sind die FFT-Spektren von den oszillierenden Segmenten A1 und A2 und zum Vergleich Segment D2 und der Core aufgenommen.

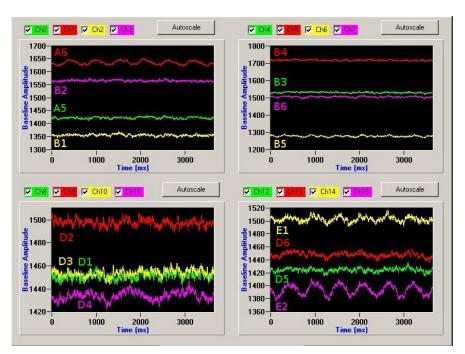
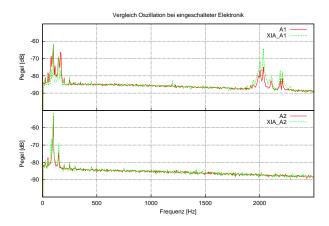


Abbildung 4.2: Die Baseline der an Modul 1 angeschlossenen Segmente aufgenommen. Von links oben sind jeweils 4 Kanäle in einem Fenster. Angefangen mit Segment A5, A6, B1 und B2. Die weiteren Segmente bis Segment D2 sind in den übrigen Fenstern zu sehen. Die durch den Messtisch auftretende niederfrequente Oszillation ist auf einigen Segmenten gut zu erkennen.

Bei Segment A1 überlagern sich zwei Frequenzen bei 100 Hz und 2000 Hz. Bei Segment A2 fehlt das Rauschband bei 2000 Hz, dafür sind die Schwingungen bei 100 Hz stärker. Der Core hat ein insgesamt höheres Rauschband, aber keine Frequenz sticht besonders heraus. Segment D2, welches wie der Core nicht oszilliert, weißt wie Segment A2 einen

Peak bei 100 Hz und dessen Vielfachen auf. Durch den Start der digitalen Elektronik, wird das Schwingen nur auf den Segmenten A1 und A2 beeinflusst. Dabei wird auf Segment A1 die Schwingung bei 100 Hz gedämpft. Zusätzliche Kupferverbindungen zwischen Messtisch, Crate und Detektor verhindern die Oszillation nicht.



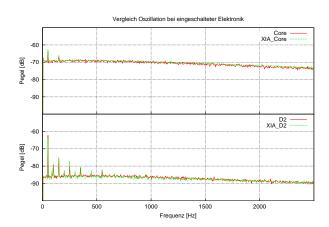


Abbildung 4.3: FFT der durch den Messtisch verursachten Oszillation bei abmontierter Schutzkappe. Die Frequenzbänder bei 100 Hz und 2000 Hz treten bei den Oszillierenden Segmenten auf.

### 4.2 Mikrophonie

Durch Geräusche oder Vibration fängt die Baseline einiger Segmente an zu schwingen (Abb. 4.4). Dieses Phänomen wird bei HPGe-Detektoren als Mikrophonie bezeichnet. Die unruhige Baseline erschwert es der Elektronik die Energie des Signals zu bestimmen, wodurch die Energieauflösung des Detektors verschlechtert wird. Zur Analyse der Mikrophonie wurde unterschieden zwischen dem Verhalten auf einen Klicker und auf leichtes Klopfen auf den Tisch. Mittels Oszilloskop kann der Einfluss der Störungen auf das Signal beobachtet werden. Das Signal des Cores ist nicht mikrophonisch. Dagegen sind die Segmente des ersten Rings alle stark mikrophonisch, wie in Tabelle 9.1 (im Anhang) zu entnehmen ist. Genauso schwingen die Sektoren C und E sowohl beim Klicker, als auch beim Klopfen.

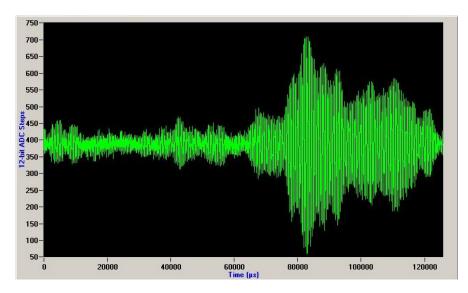


Abbildung 4.4: Durch Geräusche wird auf einigen Segmenten Mikrophonie hervorgerufen. Zu sehen ist wie die Baseline aufgrund des Klickens schwingt.

# 5 Energieauflösung

Die herausragende Eigenschaft von HPGe-Detektoren ist ihre sehr gute Energieauflösung, wodurch z.B. isotopenspezifische Spektroskopie möglich wird. Durch die gute Energieauflösung wird die Winkelauflösung der Compton-Kamera verbessert (siehe Abschnitt 2.2). Des Weiteren gibt die Energieauflösung Aufschluss über die Leistungsfähigkeit des gesamten Detektorsystems. Ein Schwerpunkt dieser Bachelorarbeit ist es, eine gute Energieauflösung für die digitale Elektronik zu erreichen und gleichzeitig den Detektor abzunehmen. Um diese vergleichen zu können, muss vorher die Energieauflösung mit analoger Elektronik bestimmt werden. Gleichzeitig können durch die analoge Messung die Vorgaben des Herstellers verifiziert werden [9].

Zur Energieauflösungsbestimmung werden, mittels MCA, Spektren aufgenommen und, wie in Abschnitt 2.5 beschrieben, die Halbwertbreiten der Photopeaks bestimmt. Zum einen wird bei Niederenergie gemessen, weil dort das elektronische Rauschen dominiert. Dazu wird der Photopeak des 60 keV Übergang von <sup>241</sup>Am ausgemessen.

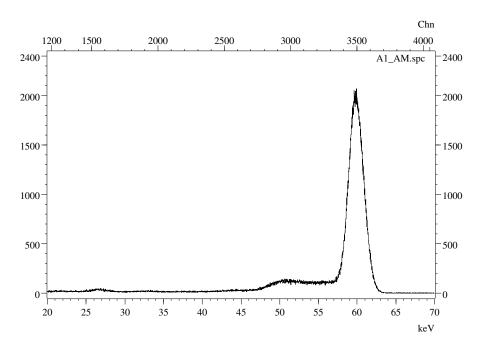


Abbildung 5.1: Mit analoger Elektronik erstelltes Spektrum von Segment A1 mit Photopeak bei 60 keV. Dieses Spektrum wurde mit der analogen Elektronik aufgenommen.

Zum anderen wird mit <sup>60</sup>Co eine Energie im MeV-Bereich gemessen, bei der die Statistik der Ladungsträger und die Kristalleigenschaften wesentlich sind. <sup>60</sup>Co hat die charakteristischen Übergänge bei 1173 keV und 1332 keV (Abb. 2.1). Die Halbwertbreite des energetisch höheren Übergangs wird für die Hochenergieauflösung gemessen. In diesem Bereich tragen neben dem elektronischen Rauschen das statistische Rauschen und der Ladungsträgerverlust entscheidend zur Halbwertbreite bei (Abb. 2.9).

Damit die Messungen vergleichbar sind, wird immer ein Photopeak ausgemessen, der 2000 Ereignisse (counts) im Maximum aufweist und bei vergleichbarer Zählrate gemessen wurde.

### 5.1 Analoge Energieauflösung

Bei der analogen Energieauflösungsbestimmung, wird jedes Segment einzeln ausgemessen. Die Spektren werden mit dem Programm InterWinner erstellt und analysiert. Die besten Auflösungen werden bei einer Shaping-Time von 6  $\mu s$  erzielt. Das Pole-Zero am Hauptverstärker wird für jedes Segment justiert um Übersteuerung zu vermeiden. Bei allen analogen Niederenergiemessungen wurde durch Positionieren der <sup>241</sup>Am-Quelle eine Zählrate von 1000 cps (counts per second) eingestellt. Bei der Hochenergiemessung konnte nur auf dem Core eine Zählrate von 1000 cps erreicht werden. Die Segmente wurden bei Zählraten von 500 cps gemessen, was die Messdauer verlängerte.

### 5.2 Digitale Energieauflösung

Im Gegensatz zur analogen Elektronik, ist das Optimieren der Auflösung der digitalen Messelekronik wesentlich komplexer. Zum einen sind mehr Einstellmöglichkeiten gegeben, die sich auch gegenseitig beeinflussen können. Zum anderen ist auf dem Gebiet der digitalen Elektronik weniger Erfahrung vorhanden, zumal zum ersten Mal mit PIXIE-16-Modulen im Rahmen dieses Projektes gemessen wurde.

Zur Optimierung werden  $^{60}$ Co-Spektren des Cores aufgenommen. Mit dem Programm TKT werden diese geeicht und anschließend die Halbwertbreiten des 1332 keV Übergangs ausgemessen. Durch Optimierung der digitalen Parameter (siehe Abschnitt 2.4.3), konnte die Energieauflösung schrittweise verbessert werden. Die PIXIE-16-Module können die Abfallzeit  $\tau$  der Vorverstärkerimpulse zwar bestimmen, aber die Methode lieferte keine konsistenten Ergebnisse, weshalb die Abfallzeit  $\tau$  manuell bestimmt wurde. Zur Optimierung der Abfallzeit wurde bei einer höheren Zählrate gemessen.

Die beste Energieauflösung wurde mit den Parametern in Tabelle 5.1 erzielt.

Da es mit der digitalen Elektronik möglich ist mehrere Segmente gleichzeitig auszumessen musste nur auf vergleichbare Zählraten geachtet werden. Bei der Hochenergiemessung konnten um die 5 Segmente gleichzeitig bei einer Zählrate von etwa 750 cps ausgemessen werden. Durch die geringere Reichweite der 60 keV-Strahlung, können bei der Niederenergiemessung nur 4 Segmente gleichzeitig bei Zählraten um die 1000 cps ausgemessen werden.

| Energiefilter Anstiegszeit | $10,08 \ \mu s$ |
|----------------------------|-----------------|
| Energiefilter Plateauzeit  | $0.96~\mu s$    |
| Trigger Anstiegszeit       | $0.22~\mu s$    |
| Trigger Plateauzeit        | $0.1~\mu s$     |
| threshold                  | 26,72 ADC units |
| Abfallzeit $	au$           | $51,1 \mu s$    |

Tabelle 5.1: Die ermittelten Parameter der digitalen PIXIE-16-Elektronik für die beste Energieauflösung

### 5.3 Vergleich der Energieauflösungen

Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.2 für die Niederenergie und Tabelle 5.3 für Hochenergiemessungen dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die Halbwertbreiten, welche der Hersteller auf dem Datenblatt [9] angegeben hat, neben den im IKP gemessenen analogen und digitalen Energieauflösungen dargestellt. Canberra nutzt den 122 keV Übergang von <sup>57</sup>Co für die Niederenergiemessung. Da bei höheren Energien das Rauschen zunimmt, ist zu erwarten, dass die vom Hersteller gemessenen Auflösungen etwas schlechter sind, als die im IKP mit <sup>241</sup>Am gemessenen Auflösungen.

In den Abbildungen 5.2 und 5.3 sind die Auflösungen als Balkendiagramme dargestellt.

In den Tabellen 5.4 und 5.5 sind zur besseren Vergleichbarkeit einige Durchschnittswerte aufgeführt. Insgesamt ist die Niederenergieauflösung digital (1,77 keV) verglichen mit der analogen Auflösung (1,64 keV) schlechter. Dahingegen ist bei Hochenergie die digitale Auflösung mit 2,55 keV leicht besser als die Analoge (2,56 keV). Eine mögliche Ursache für die schlechtere Auflösung bei der Niederenergie ist, dass selbst bei der stärksten Verstärkung der PIXIE-16-Module der 60 keV Photopeak nur in den ersten 600 von 32000 Kanälen des MCA-Spektrums liegt, wodurch der Messbereich des Moduls nur schlecht ausgenutzt wird und die Peaks stufiger werden. Auffällig ist, dass der erste Ring im Mittel die schlechteste Auflösung hat. Die Sektoren A und besonderes F haben eine wesentlich schlechtere Auflösung als die anderen Sektoren.

Ein wichtiges Ergebnis der Arbeit ist, dass der neue hochsegmentierte EGC36 Detektor mit der ebenfalls neuen digitalen Elektronik auf der Basis von PIXIE-16-Modulen vergleichbar gute Ergebnisse liefert wie die arbeitsintensive und von den Kanäle limitierte analoge Messelektronik. Hauptergebnis der Arbeit ist eine erfolgreiche Inbetriebnahme des vollständigen Messaufbaus. Die ersten Messungen zeigen, dass der Detektor und die Elektronik für den Aufbau einer Compton-Kamera die Spezifikationen erfüllt.

|   | Segment A |          |           | Segment B |          |           |
|---|-----------|----------|-----------|-----------|----------|-----------|
|   | Canberra  | IKP      |           | Canberra  | IKP      |           |
|   |           | (analog) | (digital) |           | (analog) | (digital) |
| 1 | 1,82      | 2,10     | 2,27      | 1,68      | 1,57     | 1,81      |
| 2 | 1,79      | 1,93     | 1,91      | 1,61      | 1,51     | 1,70      |
| 3 | 1,83      | 1,69     | 1,93      | 1,62      | 1,48     | 1,72      |
| 4 | 1,77      | 1,70     | 1,67      | 1,65      | 1,58     | 1,81      |
| 5 | 1,64      | 1,55     | 1,66      | 1,59      | 1,55     | 1,65      |
| 6 | 1,61      | 1,64     | 1,63      | 1,53      | 1,52     | 1,62      |

|   | Segment C |          |           | Segment D |          |           |
|---|-----------|----------|-----------|-----------|----------|-----------|
|   | Canberra  | l IK     | ΥP        | Canberra  | l IK     | P         |
|   |           | (analog) | (digital) |           | (analog) | (digital) |
| 1 | 1,70      | 1,66     | 1,86      | 1,73      | 1,60     | 1,78      |
| 2 | 1,63      | 1,54     | 1,75      | 1,64      | 1,58     | 1,74      |
| 3 | 1,62      | 1,54     | 1,69      | 1,64      | 1,51     | 1,69      |
| 4 | 1,68      | 1,53     | 1,69      | 1,62      | 1,60     | 1,68      |
| 5 | 1,63      | 1,59     | 1,66      | 1,59      | 1,53     | 1,65      |
| 6 | 1,53      | 1,52     | 1,58      | 1,51      | 1,43     | 1,51      |

|   | Segment E |          |           | Segment F |          |           |
|---|-----------|----------|-----------|-----------|----------|-----------|
|   | Canberra  | IKP      |           | Canberra  | l IK     | P         |
|   |           | (analog) | (digital) |           | (analog) | (digital) |
| 1 | 1,74      | 1,56     | 1,78      | 1,99      | 1,97     | 2,16      |
| 2 | 1,66      | 1,57     | 1,72      | 1,88      | 1,85     | 2,01      |
| 3 | 1,69      | 1,74     | 1,77      | 1,88      | 1,83     | 1,93      |
| 4 | 1,64      | 1,57     | 1,67      | 1,89      | 1,79     | 1,95      |
| 5 | 1,62      | 1,50     | 1,65      | 1,94      | 1,80     | 1,96      |
| 6 | 1,50      | 1,48     | 1,52      | 1,83      | 1,75     | 1,94      |

| Core     |              |               |  |
|----------|--------------|---------------|--|
| Canberra | IKP (analog) | IKP (digital) |  |
| 1,42     | 1,41         | 1,49          |  |

Tabelle 5.2: Energieauflösung bei niederen Energien. Vergleich zwischen den Angaben vom Hersteller, der analogen Messung im IKP und der digitalen Messung im IKP. Die Hersteller-Werte wurden bei 122 keV bestimmt, die IKP-Werte wurden bei 60 keV gemessen.

|   | ,        | Segment A |           |          | Segment B |           |  |
|---|----------|-----------|-----------|----------|-----------|-----------|--|
|   | Canberra | IKP       |           | Canberra | IK        | IP.       |  |
|   |          | (analog)  | (digital) |          | (analog)  | (digital) |  |
| 1 | 2,71     | 3,16      | 2,93      | 2,62     | 2,74      | 2,55      |  |
| 2 | 2,44     | 2,64      | 2,65      | 2,35     | 2,42      | 2,40      |  |
| 3 | 2,52     | 2,61      | 2,55      | 2,31     | 2,45      | 2,43      |  |
| 4 | 2,41     | 2,78      | 2,60      | 2,26     | 2,52      | 2,45      |  |
| 5 | 2,53     | 2,62      | 2,41      | 2,43     | 2,58      | 2,48      |  |
| 6 | 2,54     | 2,48      | 2,40      | 2,37     | 2,46      | 2,47      |  |

|   | Segment C |          |           | Segment D |          |           |
|---|-----------|----------|-----------|-----------|----------|-----------|
|   | Canberra  | l IK     | ΥP        | Canberra  | IK       | IP.       |
|   |           | (analog) | (digital) |           | (analog) | (digital) |
| 1 | 2,67      | 2,62     | 2,73      | 2,64      | 2,68     | 2,77      |
| 2 | 2,35      | 2,47     | 2,40      | 2,34      | 2,40     | 2,62      |
| 3 | 2,29      | 2,36     | 2,47      | 2,40      | 2,44     | 2,43      |
| 4 | 2,40      | 2,39     | 2,59      | 2,49      | 2,48     | 2,42      |
| 5 | 2,40      | 2,53     | 2,43      | 2,41      | 2,41     | 2,36      |
| 6 | 2,34      | 2,40     | 2,52      | 2,35      | 2,34     | 2,26      |

|   | Segment E |          |           | Segment F |          |           |
|---|-----------|----------|-----------|-----------|----------|-----------|
|   | Canberra  | IKP      |           | Canberra  | IK       | P         |
|   |           | (analog) | (digital) |           | (analog) | (digital) |
| 1 | 2,61      | 2,72     | 2,58      | 3,10      | 3,13     | 3,22      |
| 2 | 2,36      | 2,39     | 2,50      | 2,77      | 2,72     | 2,74      |
| 3 | 2,50      | 2,58     | 2,49      | 2,67      | 2,77     | 2,68      |
| 4 | 2,44      | 2,40     | 2,40      | 2,66      | 2,62     | 2,66      |
| 5 | 2,34      | 2,44     | 2,42      | 2,73      | 2,64     | 2,61      |
| 6 | 2,39      | 2,26     | 2,59      | 2,80      | 2,51     | 2,58      |

| Core     |              |               |  |
|----------|--------------|---------------|--|
| Canberra | IKP (analog) | IKP (digital) |  |
| 2,47     | 2,67         | 2,43          |  |

Tabelle 5.3: Energieauflösung bei hohen Energien von 1.33 MeV. Vergleich zwischen den Angaben vom Hersteller, der analogen Messung im IKP und der digitalen Messung im IKP.

| Durchschnittliche Auflösung |              |               |  |
|-----------------------------|--------------|---------------|--|
| Canberra                    | IKP (analog) | IKP (digital) |  |
| 1,69                        | 1,64         | 1,77          |  |

| Γ | Durchschnittliche Auflösung für die Ringe |              |               |  |  |  |  |
|---|-------------------------------------------|--------------|---------------|--|--|--|--|
|   | Canberra                                  | IKP (analog) | IKP (digital) |  |  |  |  |
| 1 | 1,78                                      | 1,74         | 1,94          |  |  |  |  |
| 2 | 1,70                                      | 1,66         | 1,81          |  |  |  |  |
| 3 | 1,71                                      | 1,63         | 1,79          |  |  |  |  |
| 4 | 1,71                                      | 1,63         | 1,75          |  |  |  |  |
| 5 | 1,67                                      | 1,59         | 1,71          |  |  |  |  |
| 6 | 1,59                                      | 1,56         | 1,63          |  |  |  |  |

| Du | Durchschnittliche Auflösung für die Sektoren |              |               |  |  |  |  |
|----|----------------------------------------------|--------------|---------------|--|--|--|--|
|    | Canberra                                     | IKP (analog) | IKP (digital) |  |  |  |  |
| A  | 1,74                                         | 1,77         | 1,85          |  |  |  |  |
| В  | 1,61                                         | 1,54         | 1,72          |  |  |  |  |
| С  | 1,63                                         | 1,56         | 1,71          |  |  |  |  |
| D  | 1,62                                         | 1,54         | 1,68          |  |  |  |  |
| E  | 1,64                                         | 1,57         | 1,69          |  |  |  |  |
| F  | 1,90                                         | 1,83         | 1,99          |  |  |  |  |

Tabelle 5.4: Durchschnittswerte für die einzelnen Ringe, Sektoren und Segmente insgesamt für Niederenergie. Im IKP wurde die Halbwertbreite von dem 60 keV Übergang von  $^{241}Am$  gemessen. Der Hersteller verwendet dafür den 122 keV Übergang von  $^{57}Co$ .

| Durchschnittliche Auflösung |      |               |  |
|-----------------------------|------|---------------|--|
| Canberra   IKP (analog)     |      | IKP (digital) |  |
| 2,50                        | 2,56 | 2,55          |  |

|        | Durchschnittliche Auflösung für die Ringe |                      |                      |  |  |  |  |
|--------|-------------------------------------------|----------------------|----------------------|--|--|--|--|
|        | Canberra                                  | IKP (analog)         | IKP (digital)        |  |  |  |  |
| 1      | 2,73                                      | 2,84                 | 2,80                 |  |  |  |  |
| 2      | 2,44                                      | 2,51                 | 2,55                 |  |  |  |  |
| 3      | 2,45                                      | 2,54                 | 2,51                 |  |  |  |  |
| 4      | 2,44                                      | 2,53                 | 2,52                 |  |  |  |  |
| 5      | 2,47                                      | 2,54                 | 2,45                 |  |  |  |  |
| 6      | 2,47                                      | 2,41                 | 2,47                 |  |  |  |  |
| Du     | rchschnittlie                             | che Auflösung fü     | ir die Sektoren      |  |  |  |  |
|        | C1                                        | IKP (analog)         | TIZD (4: -:4 - 1)    |  |  |  |  |
|        | Canberra                                  | IKF (analog)         | IKP (digital)        |  |  |  |  |
| Α      | 2,53                                      | 2,72                 | 2,59                 |  |  |  |  |
| A<br>B |                                           | \ 0/                 | ( 0 /                |  |  |  |  |
|        | 2,53                                      | 2,72                 | 2,59                 |  |  |  |  |
| В      | 2,53<br>2,39                              | 2,72<br>2,53         | 2,59<br>2,46         |  |  |  |  |
| ВС     | 2,53<br>2,39<br>2,41                      | 2,72<br>2,53<br>2,46 | 2,59<br>2,46<br>2,52 |  |  |  |  |

Tabelle 5.5: Durchschnittswerte für die einzelnen Ringe, Sektoren und Segmente für Energieauflösungsmessung bei 1332 keV.

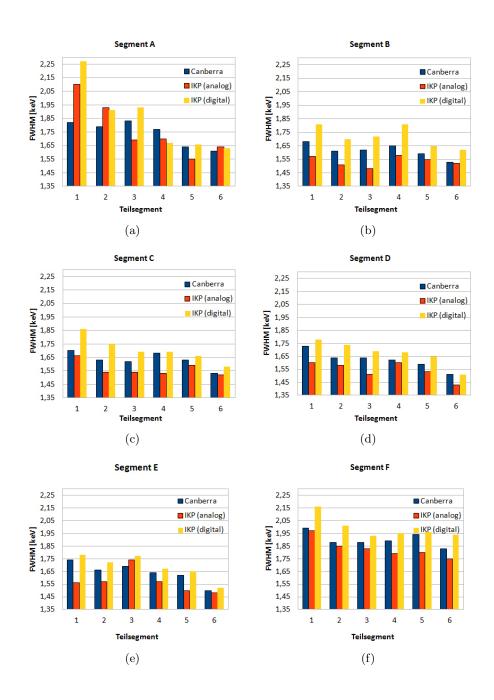


Abbildung 5.2: Niederenergieauflösung der Segmente. Dargestellt sind die Ergebnisse aus Tabelle 5.2.

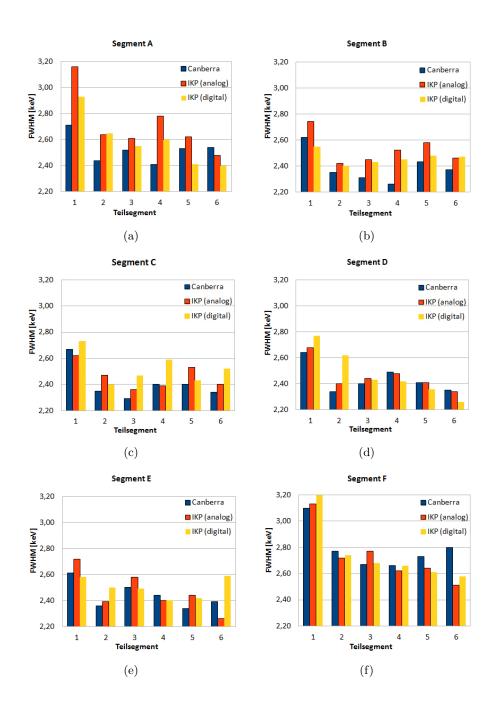


Abbildung 5.3: Hochenergieauflösung der Segmente. Dargestellt sind die Ergebnisse aus Tabelle 5.3.

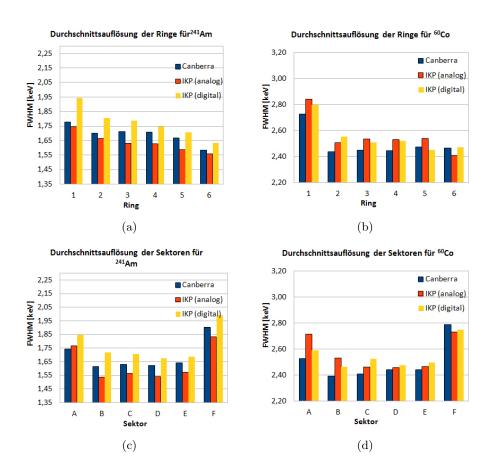


Abbildung 5.4: Im Durchschnitt sind die Auflösungen bei der Niederenergiemessung für die digitale Elektronik schlechter als die analog gemessenen Auflösungen (5.4(a) und 5.4(c)). In den Abbildungen 5.4(a) und 5.4(b) erkennt man, dass der erste Ring im Durchschnitt deutlich schlechter ist, als die anderen Ringe. Gleichzeitig ist in 5.4(c) und 5.4(d) zu erkennen, dass der Sektor A und besonders Sektor F eine schlechtere Auflösung haben. (\* Niederenergiemessung von Canberra mit <sup>57</sup>Co)

# 6 Kristallachsenorientierung

Nachdem der Detektor mit der digitalen Elektronik gute Energieauflösung gezeigt hat, wurde die Kristallachsenorientierung des Germaniumkristalls untersucht. Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, hängt die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger von der Orientierung des Geschwindigkeitsvektors relativ zu den Kristallachsen ab. Die unterschiedliche Driftgeschwindigkeit spiegelt sich in der Anstiegszeit der Ladungspulse wieder [7], [19]. Bei  $^{241}$ Am dringt die  $\gamma$ -Strahlung nur wenige Millimeter in den Kristall ein. Die Löcher werden also sehr schnell an der Außenelektrode gesammelt und der gesamte Ladungspuls wird durch die Driftbewegung der Elektronen zur positiven Hochspannung am Core-Kontakt bestimmt. Da die Anstiegszeit des Signals gleich der Sammelzeit aller Ladungsträger an den Elektroden ist, kann die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ermittelt werden.

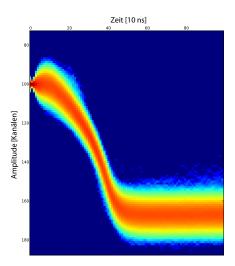


Abbildung 6.1: Die Traces des Core-Kontakts wurden alle auf Kanal 100 verschoben und dann gemittelt. Die Farbskala ist logarithmisch. Die mittlere Anstigszeit ist schon zu erkennen.

Zur Bestimmung der Anstiegszeit müssen im List-Mode die Traces des Core-Kontakts aufgenommen werden. Da auch die Traces statistischen Schwankungen unterliegen, wird über viele Traces gemittelt (Abb. 6.1). Dabei werden nur Traces akzeptiert, bei denen die vollständige Energie im Photopeak liegen. Bei diesen gemittelten Traces wird die Anstiegszeit des Signals ermittelt. Zuerst wird dazu die Differenz zwischen Baseline und Amplitude des Signals bestimmt. Nun wird die Zeit zwischen 10% des Anstiegs und

90% des Anstiegs bis zum maximalen Amplitudenwert bestimmt. Für eine erhöhte Genauigkeit wird zwischen zwei aufeinanderfolgenden Punkten eine lineare Interpolation vorgenommen.

Um die Kristallachsenorientierung zu bestimmen, wird die Quelle mittels des Messtisches um den Detektor rotiert und für jede Position eine gemittelte Trace erstellt. Bei dieser Messung wurde in Höhe von Ring 4 um den Detektor gefahren. In dieser Region des Kristalls ist das Feld nicht vom Kristallende oder der Passivierung beeinflusst.

Bei gleichen Zählraten auf benachbarten Segmenten, kann davon ausgegangen werden, dass die Segmentgrenze mit dem kollimierten Strahl getroffen wird. Dadurch können die Sektorgrenzen des Kristalls bestimmt werden. Die gemessenen Ergebnisse weichen von der erwarteten 60°-Einteilung leicht ab. Die Grenze zwischen den Sektoren F und A liegt bei 2,5° und die Sektorgrenze zwischen A und B bei 59°. Die weiteren Grenzen liegen bei 119,25°, 182,25°, 243° und 303,5°. Die Möglichkeit, dass der Detektor nicht zentriert in dem Messtisch eingebaut ist, konnte durch Mittelpunktbestimmung der Endkappe ausgeschlossen werden. Diese Abweichung muss in jedem Fall noch genauer untersucht werden.

Die Orientierung der Germanium-Kristallachsen kann die Anstiegszeit in einer vier- und zweizähligen Symmetrie beeinflussen [7]. In der folgenden Formel wird durch den ersten Term die vierzählige Symmetrie und durch den zweiten Term die zweizählige Symmetrie ausgedrückt.

$$T_{10}^{90} = A \cdot [1 + R_4 cos(\theta - \theta_4)] \cdot [1 + R_2 cos(\theta - \theta_2)]$$
(6.1)

 $\theta_4$ ,  $\theta_2$ ,  $R_4$  und  $R_2$  sind Fit-Parameter und  $T_{10}^{90}$  ist die oben beschriebene Anstiegszeit. In Abbildung 6.2 ist zu erkennen, dass die Anstiegszeit die erwartete vierzählige Symmetrie aufweist. Der Anteil von einer zweizähligen Symmetrie ist bei dieser Kristallposition sehr schwach ausgeprägt; daher wurde für den Fit die zweizählige Korrektur ignoriert. Die Anstiegszeit variiert in dieser Kristallregion um etwa 10%.

Da die Geschwindigkeit der Elektronen auf der <110>-Achse kleiner als auf der <100>-Achse ist, liegt die <110>-Achse im Maximum der Anstiegszeit. So kann die Achsenorientierung bestimmt werde, wobei nicht zwischen <110> und <-110> unterschieden werden kann. Bei der Durchgeführten Messung liegt die <110>-Achse somit bei einem Winkel von  $56^{\circ}$  und die <100>-Achse liegt bei  $11^{\circ}$ .

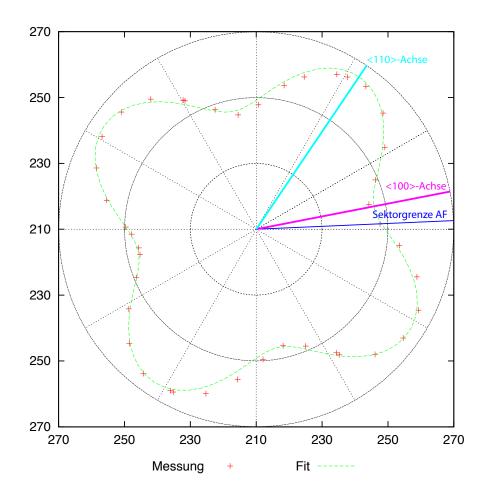


Abbildung 6.2: Die Anstiegszeit weißt eine vierzählige Symmetrie auf. In dem Plot wurde ein Offset von 210  $\mu s$  abgezogen, um die Variation deutlicher zu machen. Bei 2,5° ist die Sektorgrenze zwischen A und F abgebildet. Die <100>-Achse liegt bei 11° und die <110>-Achse bei 56°.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Im experimentellen Teil dieser Arbeit ist es gelungen einen weiteren Schritt zu einer funktionsfähigen Compton-Kamera zu machen. Die Hauptanstrengungen lagen darin, den hochkomplexen Detektor EGC36 abzunehmen und zu charakterisieren.

Zunächst wurde die Energieauflösung als Maß für die Leistungsfähigkeit des Detektors mit analoger Elektronik gemessen. Für niederenergetische  $\gamma$ -Strahlung ( $^{241}Am$  60 keV) wurde eine Halbwertbreite von 1,41 keV auf dem Core und im Mittel von 1,64 keV auf den Segmenten gemessen. Bei der 1332 keV Messung mit  $^{60}$ Co wurde eine Energieauflösung von 2,67 keV auf dem Core und im Mittel 2,56 keV auf den Segmenten erzielt. Der Temperaturverlauf beim Einkühlen und während der Füllungen wurde mittels Pt100 gemessen. Und der Stickstoffverbrauch des Detektors mit 0,36 cm/h ermittelt. Die von Canberra empfohlenen Mindestfüllzeiten von 48 h konnte im Rahmen der Fehlergenauigkeit bestätigt werden. Der Detektor weist sowohl beim Temperaturverlauf als auch beim Stickstoffverbrauch keine Unregelmäßigkeiten auf. Die obigen Erkenntnisse erlauben es, den Detektor als Compton-Kamera zu nutzt.

Probleme, die bei EGC36 auftraten, wurden analysiert und teilweise behoben. So ist eine starke Oszillation der Signale beim Anschließen des Detektors an die digitale Elektronik aufgetreten. Diese Oszillation hätte aufgrund ihrer Intensität jegliche Messung unmöglich gemacht, konnte aber durch Abmontage der Vorverstärkerschutzkappe behoben werden. Des Weiteren wurde eine schwache Oszillation bei Frequenzen von 100 Hz und 2000 Hz beschrieben, welche nach dem Einbau in den Messtisch auftreten. Zusätzlich tritt bei dem Detektor auf einigen Segmenten Mikrophonie auf, welche mit Hilfe einer Fourier-Analyse untersucht wurde.

Für den Betrieb als Compton-Kamera muss der Detektor mit komplexer digitaler Elektronik betrieben werden. In dieser Arbeit wurde die PIXIE-16 Elektronik erstmals verwendet und zum Einsatz gebracht. Es wurde die digitale Energieauflösung optimiert, so dass die analogen Energieauflösungswerte erreicht werden. Mittels der mit digitaler Elektronik gemessenen Signale wurde die Achsenorientierung des Germanium-Kristalls mit einer PSA bestimmt.

In Zukunft wird es mit dem Aufbau möglich sein, durch PSA den Ort der Wechselwirkungen im Kristall zu bestimmen. Erste Simulationen für den Abgleich der Signalformen wurden bereits erstellt. Basierend auf der Vorarbeit in [1] wird ein DSSD (double-sided-silicon-strip-detector) den Aufbau erweitern.

## 8 Dank

Zum Schluss möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die mich bei der Entstehung meiner Bachelorarbeit unterstützt haben.

Meinen ersten Dank spreche ich Herrn Professor Dr. Peter Reiter aus, dass er mir ermöglicht hat, meine Bachelorarbeit über dieses sehr interessante Thema zu schreiben und für das entgegengebrachte Vertrauen mich in seiner Arbeitsgruppe aufzunehmen. Bei Herrn Dr. Jürgen Eberth möchte ich mich bedanken, dass er mir einen Einblick in sein umfangreiches Wissen über Detektoren gewährt hat. Des Weiteren bedanke ich mich bei Herrn Professor Dr. Jan Jolie für die Zweitkorrektur dieser Arbeit.

Ein ganz besonderer Dank gebührt Benedikt Birkenbach für die viele Zeit, die er sich für meine Fragen genommen hat und dabei nie seine gute Laune verloren hat. Ohne seine Unterstützung wäre diese Arbeit niemals entstanden.

Für die tolle Zusammenarbeit und die vielen praktischen Tipps danke ich Herbert Hess und Andreas Wiens.

Bedanken möchte ich mich bei der gesamten Arbeitsgruppe für die schöne Zeit und den Spaß den wir in den letzten Monaten zusammen hatten. Bei allen Mitarbeitern des IKP möchte ich mich für die freundliche Aufnahme bedanken.

Meinen Eltern danke ich für die immerwährende Unterstützung, das Vertrauen und dass sie mir das Studium der Physik ermöglichen.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei Verena Hartmann bedanken, dafür dass sie auch schwere Zeiten leicht erscheinen lässt.

# 9 Anhang

|   | A | В  | С   | D | Ε   | F  |
|---|---|----|-----|---|-----|----|
| 1 | K | ТК | t k | Т | Τk  | ТК |
| 2 | t |    | t K |   |     | T  |
| 3 |   |    | t   |   | K   | T  |
| 4 |   |    | ТК  |   | t K | t  |
| 5 | t | t  | Τk  |   | t k | Т  |
| 6 | t | t  | ТК  |   | t   | Т  |

Tabelle 9.1: Bei der Mikrophonie wird unterschieden zwischen MIkrophonie durch leichtes Klopfen auf dem Tisch (t/T) und durch Klicker hervorgerufene Mikrophonie (k/K). Des weiteren wird zwischen starker Schwingung (Großbuchstaben) und schwächerer Schwingung (Kleinbuchstaben) unterschieden.

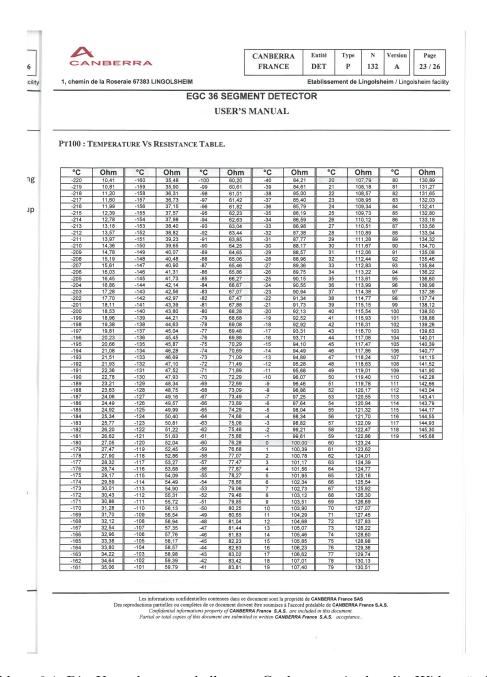


Abbildung 9.1: Die Umrechnungstabelle von Canberra, mit der die Widerstände der Pt100 in Temperaturen umgerechnet werden können. [8]

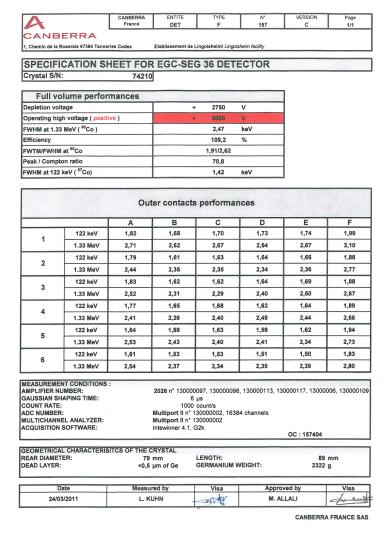


Abbildung 9.2: Auf dem zum Detektor beigelegten Datenblatt, sind die von Canberra mit analoger Elektronik gemessenen Energieauflösungen. [9]

## Literaturverzeichnis

- [1] Weiler, Benedikt: Development of a Compton camera using highly segmented semiconductor detectors, Technische Universität München, Diplomarbeit, 2009
- ZVOLSKÝ, Milan: Digitale Auswertung von Signalen hochauflösender Germaniumdetektoren, Universität zu Köln, Diplomarbeit, 2009
- [3] Knoll, Glenn F.: Radiation Detection and Measurement. 4th. John Wiley & Sons, Inc., 2010
- [4] EBERTH, J.; SIMPSON, J.: From Ge(Li) detectors to gamma-ray tracking arrays 50 years of gamma spectroscopy with germanium detectors. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 60 (2008), S. 283–337
- [5] HESS, Herbert: Energieauflösung und Effizienz der ersten 36-fach segmentierten HPGe-Detektoren für das AGATA-Spektrometer, Universität zu Köln, Diplomarbeit, 2007
- [6] Birkenbach, Benedikt: Raumladungsverteilungen in segmentierten hochreinen Germanium-Detektoren, Universität zu Köln, Diplomarbeit, 2009
- [7] Bruyneel, Bart u. a.: Determination of the Crystal Orientation of the AGATA Detectors. In: L.N.L. Annual Report (2010)
- [8] CANBERRA (Hrsg.): EGC 36 segment detector users manual. Canberra
- [9] CANBERRA (Hrsg.): Specification Sheet for EGC-Seg 36 Detector. Canberra
- [10] Spieler, H.: Semiconductor Detector Systems (Series on Semiconductor Science and Technology). Oxford University Press, 2005
- [11] XIA LLC (Hrsg.): User's Manual, Digital Gamma Finder (DGF) PIXIE-16. Version 1.40. XIA LLC, Oktober 2009
- [12] XIA LLC (Hrsg.): Setup Guide for the TU-München Pixie-16 Digital Data Acquisition (DAQ) System for Instrumenting a Compton Camera. Version 1.1. XIA LLC, Februar 2011
- [13] Wiens, Andreas: Optimized high energy resolution in  $\gamma$ -ray spectroscopy with AGA-TA triple cluster detectors, Universität zu Köln, Diss., 2011
- [14] VETTER, K. u. a.: Gamma-ray imaging with position-sensitive HPGe detectors. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A (2004), Nr. 525, S. 322–327

#### Literaturverzeichnis

- [15] SCHMID, G. J. u. a.: Gamma-ray Compton camera imaging with a segmented HPGe. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A (2001), Nr. 459, S. 565–576
- [16] RECCHIA, F. u. a.: Performance of an AGATA prototype detector estimated by Compton-imaging techniques. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A (2009), Nr. 604, S. 60–63
- [17] SÖNDERSTRÖM, P.-A. u. a.: Interaction position resolution simulations and in-beam measurements of the AGATA HPGe-detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* (2011)
- [18] LOPEZ-MARTENS, A. u. a.:  $\gamma$ -ray tracking algorithms: a comparison. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A (2004)
- [19] BRUYNEEL, Bart u. a.: Characterization of large volume HPGe detectors. Part I: Electron and hole mobility parameterization. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research (2006), Nr. 569, S. 764–773

# **Tabellenverzeichnis**

| 5.1 | Die ermittelten Parameter der digitalen PIXIE-16-Elektronik für die beste                                                                                                                                                                                                       |    |
|-----|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
|     | Energieauflösung                                                                                                                                                                                                                                                                | 43 |
| 5.2 | Energieauflösung bei niederen Energien. Vergleich zwischen den Angaben vom Hersteller, der analogen Messung im IKP und der digitalen Messung                                                                                                                                    |    |
|     | im IKP. Die Hersteller-Werte wurden bei 122 keV bestimmt, die IKP-                                                                                                                                                                                                              |    |
|     | Werte wurden bei 60 keV gemessen.                                                                                                                                                                                                                                               | 44 |
| 5.3 | Energieauflösung bei hohen Energien von 1.33 MeV. Vergleich zwischen                                                                                                                                                                                                            |    |
|     | den Angaben vom Hersteller, der analogen Messung im IKP und der di-                                                                                                                                                                                                             |    |
|     | gitalen Messung im IKP                                                                                                                                                                                                                                                          | 45 |
| 5.4 | Durchschnittswerte für die einzelnen Ringe, Sektoren und Segmente insgesamt für Niederenergie. Im IKP wurde die Halbwertbreite von dem $60~{\rm keV}$ Übergang von $^{241}Am$ gemessen. Der Hersteller verwendet dafür                                                          |    |
|     | den 122 ke<br>V Übergang von ${}^{57}Co$                                                                                                                                                                                                                                        | 46 |
| 5.5 | Durchschnittswerte für die einzelnen Ringe, Sektoren und Segmente für                                                                                                                                                                                                           |    |
|     | Energieauflösungsmessung bei 1332 keV                                                                                                                                                                                                                                           | 47 |
| 9.1 | Bei der Mikrophonie wird unterschieden zwischen MIkrophonie durch leichtes Klopfen auf dem Tisch $(t/T)$ und durch Klicker hervorgerufene Mikrophonie $(k/K)$ . Des weiteren wird zwischen starker Schwingung (Großbuchstaben) und schwächerer Schwingung (Kleinbuchstaben) un- |    |
|     | terschieden.                                                                                                                                                                                                                                                                    | 59 |

# Abbildungsverzeichnis

| 2.1  | Vereinfachtes Zerfallsschema für den $\beta^-$ -Zerfall von $^{60}$ Co in einen angeregten Zustand von $^{60}$ Ni. Unter Abgabe von $\gamma$ -Quanten mit den charakteristischen Energien von 1173 keV und 1332 keV gelangt der Atomkern in den Grundzustand.[2] | 10         |
|------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 2.2  | Die drei wichtigsten Wechselwirkungsarten von $\gamma$ -Strahlung mit Materie sind der Photoelektrische Effekt, die Compton-Streuung und die Paar-                                                                                                               |            |
|      | bildung.[4]                                                                                                                                                                                                                                                      | 11         |
| 2.3  | Die Energieabhängigkeit der Wahrscheinlichkeit für die unterschiedlichen                                                                                                                                                                                         |            |
|      | Wechselwirkungsmechanismen von $\gamma$ -Strahlung in Germanium.[4]                                                                                                                                                                                              | 12         |
| 2.4  | Ein charakteristisches $^{60}$ Co $\gamma$ -Spektrum mit den Photopeaks bei 1173 keV und 1332 keV und dem kontinuierlichen Compton-Spektrum. Dieses Spek-                                                                                                        |            |
|      | trum wurde mit der digitalen PIXIE-16-Elektronik aufgenommen                                                                                                                                                                                                     | 14         |
| 2.5  | Bandlücke eines Halbleiters mit Donator- und Akzeptorniveaus.[6]                                                                                                                                                                                                 | 16         |
| 2.6  | EGC36 im Messtisch mit geschlossener Vorverstärker-Schutzkappe. Unten ist die Endkappe und darüber die Schutzkappe der Vorverstärker zu erkennen. Über der Tischebene befindet sich der Dewar, welcher mit der                                                   |            |
|      | automatischen Füllanlage verbunden ist                                                                                                                                                                                                                           | 17         |
| 2.7  | Schaltbild der analogen Elektronik mit Signalform. Nach dem Vorverstär-                                                                                                                                                                                          |            |
|      | ker ist das Signal integriert und wird anschließend durch den Hauptver-                                                                                                                                                                                          |            |
|      | stärker gaußförmig. Der ADC digitalisiert das Signal für den MCA. $[10]$                                                                                                                                                                                         | 19         |
| 2.8  | In dieser Abbildung ist das Vorverstärkersignal nachdem es im ADC digitalisiert wurde und das mittels Trapezfilter geformte Signal nach dem                                                                                                                      |            |
|      | Hauptverstärker abgebildet. [11]                                                                                                                                                                                                                                 | 21         |
| 2.9  | Das Rauschen in einem aktuellen HPGe-Detektor setzt sich aus statistischem, elektrischem und dem Rauschen durch Ladungsträgerverlust zusamme                                                                                                                     | en.[13] 23 |
| 2.10 | Das $\gamma$ -Quant verändert bei der Compton-Streuung seine Bahn um den Winkel $\theta$ . Bei bekannten Wechselwirkungsorten und bekannter Energieabgabe kann der Ursprungsort des $\gamma$ -Quants auf die Oberfläche eines                                    |            |
|      | Kegels beschränkt werden                                                                                                                                                                                                                                         | 25         |
| 2 11 | In Abhängigkeit des Streuwinkels variiert der Fehler der Compton-Kamera.                                                                                                                                                                                         | -0         |
| 2.11 | In dieser Abbildung wurden die Fehler aufgrund der Ortsauflösung, der                                                                                                                                                                                            |            |
|      | Compton-Näherung und der Energieauflösung dargestellt. Bei der Berech-                                                                                                                                                                                           |            |
|      | nung wurde ein Abstand von 4 cm zwischen den Wechselwirkungsorten                                                                                                                                                                                                |            |
|      | angenommen.[16]                                                                                                                                                                                                                                                  | 26         |

| 3.1 | EGC36 von unten im Messtisch fotografiert. Durch die Abmontage der Vorverstärker-Schutzkappe sind selbige zu sehen. Unten erkennt man die Endkappe des Kryostaten, in der der Kristall ist                                                                                         | 29          |
|-----|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------|
| 3.2 | Die Crates mit der verwendeten Elektronik. Im oberen Crate der Firma Wiener befinden die digitalen PIXIE-16-Module. Im unteren NIM-Crate befindet sich links der Hauptverstärker und daneben die Hochspannungsversorgung.                                                          | 30          |
| 3.3 | Die Benutzerebene, der verwendete Aufnahmesoftware auf dem Windows-PC, an der die Parameter der PIXIE-16-Module geändert werden können und Messungen gestartet und aufgezeichnet werden                                                                                            | 31          |
| 3.4 | Der beim Einkühlen gemessene Temperaturverlauf von EGC36. Der Temperaturverlauf stimmt mit dem vom Hersteller im Benutzerhandbuch [8] dargestellten Verlauf überein.                                                                                                               | 32          |
| 3.5 | Langzeit Temperaturmessung der Pt100 von EGC36. Gut zu erkennen sind die einzelnen Füllungen und die dadurch verursachte Temperaturerhöhung.                                                                                                                                       | 33          |
| 3.6 | Detailabbildung des Temperaturverlaufs eines Füllvorgangs aus Abbildung 3.5. Gut zu erkennen ist, dass der Pt100 am Kristall seine Temperatur nur um etwa 1°C erhöht                                                                                                               | 34          |
| 3.7 | Stickstoffverbrauch von EGC36 bei mehreren Füllungen. Die Linie gibt den mittleren Verbrauch von $(0,36\pm0,03)$ cm/h bei einer mittleren Füllhöhe von $(16,9\pm0,6)$ cm wieder                                                                                                    | 35          |
| 4.1 | Hochfrequenzspektrum im Bereich 0 bis 120 MHz. Die Ergebnisse wurden mit einem FFT bei montierter Schutzkappe (links) und ohne Schutzkappe (rechts) bei jeweils 14 angeschlossenen Segmenten gemessen. Im linken Spektrum sieht man die Anteile bei 18,3 MHz stark ausgeprägt      | 37          |
| 4.2 | Die Baseline der an Modul 1 angeschlossenen Segmente aufgenommen. Von links oben sind jeweils 4 Kanäle in einem Fenster. Angefangen mit Segment A5, A6, B1 und B2. Die weiteren Segmente bis Segment D2 sind in den übrigen Fenstern zu sehen. Die durch den Messtisch auftretende |             |
| 4.3 | niederfrequente Oszillation ist auf einigen Segmenten gut zu erkennen FFT der durch den Messtisch verursachten Oszillation bei abmontierter Schutzkappe. Die Frequenzbänder bei 100 Hz und 2000 Hz treten bei den                                                                  | 38          |
| 4.4 | Oszillierenden Segmenten auf                                                                                                                                                                                                                                                       | 39<br>40    |
| 5.1 | Mit analoger Elektronik erstelltes Spektrum von Segment A1 mit Photopeak bei 60 keV. Dieses Spektrum wurde mit der analogen Elektronik aufgenommen                                                                                                                                 | <i>/</i> 11 |
| 5.2 | aufgenommen                                                                                                                                                                                                                                                                        | 41          |

| 5.3 | Hochenergieauflösung der Segmente. Dargestellt sind die Ergebnisse aus Tabelle 5.3                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      | 49 |
|-----|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 5.4 | Im Durchschnitt sind die Auflösungen bei der Niederenergiemessung für die digitale Elektronik schlechter als die analog gemessenen Auflösungen (5.4(a) und 5.4(c)). In den Abbildungen 5.4(a) und 5.4(b) erkennt man, dass der erste Ring im Durchschnitt deutlich schlechter ist, als die anderen Ringe. Gleichzeitig ist in 5.4(c) und 5.4(d) zu erkennen, dass der Sektor A und besonders Sektor F eine schlechtere Auflösung haben. |    |
|     | (* Niederenergiemessung von Canberra mit <sup>57</sup> Co)                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              | 50 |
| 6.1 | Die Traces des Core-Kontakts wurden alle auf Kanal 100 verschoben und dann gemittelt. Die Farbskala ist logarithmisch. Die mittlere Anstigszeit ist schon zu erkennen.                                                                                                                                                                                                                                                                  | 51 |
| 6.2 | Die Anstiegszeit weißt eine vierzählige Symmetrie auf. In dem Plot wurde ein Offset von 210 $\mu s$ abgezogen, um die Variation deutlicher zu machen. Bei 2,5° ist die Sektorgrenze zwischen A und F abgebildet. Die <100>-                                                                                                                                                                                                             |    |
|     | Achse liegt bei 11° und die <110>-Achse bei 56°                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                         | 53 |
| 9.1 | Die Umrechnungstabelle von Canberra, mit der die Widerstände der Pt100 in Temperaturen umgerechnet werden können. [8]                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   | 60 |
| 9.2 | Auf dem zum Detektor beigelegten Datenblatt, sind die von Canberra mit analoger Elektronik gemessenen Energieauflösungen. [9]                                                                                                                                                                                                                                                                                                           |    |

#### 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 21. September 2011

Tim Steinbach