TECHNISCHE UNIVERSITÄT DRESDEN

Untersuchung eines alternativen Konzepts zur bildgebenden Messung von Gammastrahlung in der Nuklearmedizin

Bachelor-Arbeit
zur Erlangung des Hochschulgrades
Bachelor of Science
im Bachelor-Studiengang Physik

vorgelegt von

Paul Jannusch
geboren am 05.03.1991 in Radebeul

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fachrichtung Physik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden
2014

Eingereicht am 28. November 2014

1. Gutachter: Jun.-Prof. Dr. Arno Straessner
2. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Wolfgang Enghardt

Betreuer: Dr. rer. nat. Guntram Pausch

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Grundlagen **3**

2.1 Wechselwirkung von Photonen in Materie 3

2.2 Szintillationsdetektion 5

2.2.1 Das Szintillationsprinzip 6

2.2.2 Photodetektoren 6

2.3 Methoden zur Ortsbestimmung von einfallender Gammastrahlung 8

2.3.1 Die Anger-Kamera 8

2.3.2 Die Compton-Kamera 9

2.3.3 Der richtungsauflösende Gammadetektor 10

3 Messungen mit dem MTEK-Detektor **13**

3.1 Der MTEK-Detektor 13

3.1.1 Aufbau 13

3.1.2 Prozess der Datenaufnahme 14

3.2 Messaufbau 16

3.3 Durchführung der Messungen 17

3.4 Kalibrierung 19

3.5 Die Auswertung der aufgenommenen Messungen 20

4 Simulation der Wechselwirkungsprozesse in den LYSO-Kristallen **24**

4.1 Der Simulationsvorgang 24

4.2 Vereinfachungen gegenüber der realen Messungen 26

5 Ergebnisse **28**

5.1 Richtungsbestimmung von Gammastrahlen 28

5.2 Ortsbestimmung einer ^{60}Co-Punktquelle 30

6 Zusammenfassung und Ausblick **34**

A Literaturverzeichnis **36**

1 Einleitung

Als Gammastrahlung werden von angeregten Atomkernen bei Abregung ausgesendete Photonen bezeichnet. Aufgrund der relativ hohen Energie der Photonen ist Gammastrahlung für den menschlichen Körper meist schädlich. In der Nuklearmedizin wird allerdings nach Abwägung der Chancen und Risiken mit angeregten Nukliden und der daraus resultierenden Gammastrahlung gearbeitet. Beispielsweise werden zur medizinischen Untersuchung künstlich radioaktive Stoffe in den menschlichen Körper eingeführt oder durch äußere Teilchen- oder Photonenstrahlung körpereigene Atomkerne angeregt und zum Strahlen gebracht.
In der Diagnostik ist es wichtig, den Aufenthaltsort der Gammastrahlenemitter so genau wie möglich zu kennen. Auch um die Risiken für den menschlichen Körper so gering wie möglich zu halten, ist dieses Wissen nützlich. Dazu werden heutzutage verschiedene ortsauflösende Gammastrahlungsdetektoren verwendet und entwickelt. Ein Beispiel für ein bereits eingesetzten Detektor ist die Anger-Kamera. Durch das Abblocken der Gammastrahlung bis auf einen kleinen Winkelbereich ist die Anger-Kamera in der Lage die Einfallsrichtung der auftreffenden Strahlung zu bestimmen. Die radioaktive Strahlung wird dadurch nur sehr ineffizient genutzt. Es sind deshalb andere Detektionsmethoden in Entwicklung, die als Alternative zur Anger-Kamera genutzt werden könnten. Die Compton-Kamera ist dafür ein solches Beispiel. Sie nutzt zur Einfallsrichtungsbestimmung die Eigenschaften des Comptoneffekts, einer Art der Wechselwirkung von Photonen mit Materie. Bei unverändert großer Detektorfläche kann die Ortsauflösung durch Verwendung kleinerer Teildetektoren mit genauerer Energieauflösung verbessert werden. Allerdings sind solche Detektoren sehr teuer und die Auswertung der aufgenommenen Daten benötigt viel Zeit.
Diese Arbeit wird sich mit einer dritten Methode zur ortsauflösenden Gammadetektion beschäftigen, dem sogenannten richtungsauflösenden Gammadetektor. Der Detektor ist kompakt aufgebaut und könnte für eine Echtzeitanalyse der eintreffenden Gammastrahlung genutzt werden. Durch Vergrößerung der Detektorfläche lässt sich im Gegensatz zur Anger-Kamera der Wirkungsgrad steigern. Der Detektor verwendet paarweise gleichartige Szintillationsdetektoren und ebenfalls die Eigenschaften des Comptoneffekts zur Richtungsbestimmung. Eine Methode zur Richtungsauflösung dieser Art wurde erstmals 2006[1] vorgestellt. Die in dieser Arbeit verwendete Methode wurde 2010([2] und [3]) vorgestellt und untersucht.
Zum Aufbau eines Detektorsystems zur Bestimmung des Quellortes wurde 2014 in [4] mit Hilfe eines MTEK-Detektors von Philips[5] und manuell implementierten Szintillationskristallen

die Ortsauflösung einer radioaktiven Punktquelle in zwei Dimensionen bereits untersucht und erfolgreich getestet. Das Ziel dieser Arbeit ist es, diesen Prozess auf eine dreidimensionale Ortsauflösung zu erweitern. Es wird untersucht, ob eine derartige Erweiterung mit den gegebenen Methoden realisierbar ist. Dazu wird ein kommerziell hergestellter MTEK-Detektor mit bereits aufgesetzten LYSO-Kristallen als Szintillationsmaterial verwendet. Ein weiterer Aspekt dieser Arbeit ist es, diesen Detektor auf seine Eignung zur richtungsauflösenden Gammadetektion zu testen.

2 Grundlagen

2.1 Wechselwirkung von Photonen in Materie

Dringen Photonen in Materie ein, können sie mit dieser auf verschiedene Arten in Wechselwirkung treten[6]. Die Wahrscheinlichkeiten für solche Wechselwirkungen werden mit dem Wechselwirkungsquerschnitt σ angegeben. Er ist definiert als die gedachte Fläche eines Nuklids oder Atoms, dass ein einfallendes Photon treffen muss, um eine bestimmte Wechselwirkung einzugehen. Dieser hängt vor allem von der Kernladungszahl Z der Materie und der Energie E_ν der einfallenden Photonen ab. Im Allgemeinen nimmt die Photonendichte I eines auf ein Material gerichteten Photonenstrahls im Material exponentiell mit der Eindringtiefe r ab. Es gilt

$$I \sim e^{-\mu r} \tag{2.1}$$

wobei μ Stärke der Abschwächung des Strahls μ bezeichnet, die proportional vom Wechselwirkungsquerschnitt σ und von der Anzahldichte der im Material befindlichen Atome abhängt.
Im Folgenden werden die drei wichtigsten Wechselwirkungsprozesse von Photonen in Materie vorgestellt.

Im ersten Prozess nimmt ein Hüllenelektron die gesamte Energie des Photons auf[1] und wird aus seiner Bindung zum Atom herausgelöst. Das Photon ist danach nicht mehr existent und trägt damit zu keiner weiteren Wechselwirkung bei. Dieser Prozess wird Photoeffekt (genauer innerer Photoeffekt) genannt. Die kinetische Energie des Elektrons ist nun abzüglich seiner vorherigen Bindungsenergie genauso groß, wie die Energie des Photons vorher. In Festkörpern oder Flüssigkeiten gibt das Elektron seine kinetische Energie sehr schnell durch Stöße mit anderen Atomen an diese ab. Der Wechselwirkungsquerschnitt des Photoeffekts ist proportional zur vierten bis fünften Potenz der Kernladungszahl der Atome, an denen der Photoeffekt stattfindet. Allerdings nimmt die Wahrscheinlichkeit des Photoeffekts mit zunehmender Photonenenergie E_ν ab, wobei der Proportionalitätsfaktor hier $E_\nu^{-3,5}$ beträgt. Für kleine Photonenenergien, also klein gegenüber der Ruheenergie des Elektrons ($E_e = 511\,\mathrm{keV}$), und große

[1] Die Rückstoßenergie an das Atom ist vernachlässigbar klein

Kernladungszahlen ist der Photoeffekt der dominierende Wechselwirkungsprozess. (Abbildung 2.1)

Im zweiten Fall gibt das Photon nur einen Teil seiner Energie an ein Elektron ab. Dieser Prozess betrifft vor allem locker gebundene, quasi freie Außenelektronen und wird Comptoneffekt genannt. Das Elektron wird dabei aus seiner Bindung gelöst und das Photon fliegt mit geringerer Energie und geänderter Richtung weiter. Die Restenergie $E_\nu^{'}$ des Photons hängt wie folgt vom Streuwinkel θ und der Anfangsenergie E_ν des Photons ab.

$$E_\nu^{'} = \frac{E_\nu}{1 + \frac{E_\nu}{E_e}(1 - cos\theta)} \tag{2.2}$$

Die Wahrscheinlichkeit des Comptoneffekts steigt direkt proportional mit der Kernladungszahl und nimmt indirekt proportional mit der Photonenenergie ab. Die Wahrscheinlichkeit eines bestimmten Streuwinkels θ (differentieller Wirkungsquerschnitt) wird durch die Formel von Klein und Nishina[6] angegeben (Formel 2.3). Da das Photon nach der Streuung noch existiert, kann es weitere Wechselwirkungsprozesse eingehen. Das heraus gelöste Elektron gibt seine kinetische Energie durch Stöße an andere Atome ab.

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \frac{e^4}{32\pi^2 e_0^2 E_e^2} \cdot \left(\frac{E_\nu}{E_e}\right)^2 \cdot \left(\frac{E_\nu}{E_e} + \frac{E_e}{E_\nu} - sin^2\theta\right) \tag{2.3}$$

Der dritte Prozess tritt erst auf, wenn die Photonenenergien über die doppelte Ruheenergie des Elektrons hinausgehen. Dann kann ein Photon im elektrischen Feld der Atome in ein Elektron-Positron-Paar zerfallen. Um die Impulserhaltung zu gewährleisten, nimmt der Atomkern einen Teil der Energie des Photons auf. Dieser ist aber wieder vernachlässigbar gering. Das Positron verliert durch Stöße einen Großteil seiner kinetischen Energie und annihiliert nach kurzer Zeit mit einem Hüllenelektron. Dabei werden zwei Photonen erzeugt, die bei verschwindend geringer kinetischer Energie der annihilierten Teilchen in entgegen gesetzter Richtung fliegen und jeweils die Ruheenergie eines Elektrons besitzen. Die beiden Photonen können weiteren Wechselwirkungsprozessen unterliegen. Der Wechselwirkungsquerschnitt der Paarbildung steigt logarithmisch mit wachsender Photonenenergie an und ist proportional zum Quadrat der Kernladungszahl. Der Prozess dominiert bei Energien weit über der Ruheenergie des Elektrons (Abbildung 2.1).

Bei allen drei dargestellten Prozessen werden Elektronen aus ihrer atomaren Bindung gelöst. Die entstehenden freien Plätze in den Bindungsschalen werden durch weiter außen gebundene

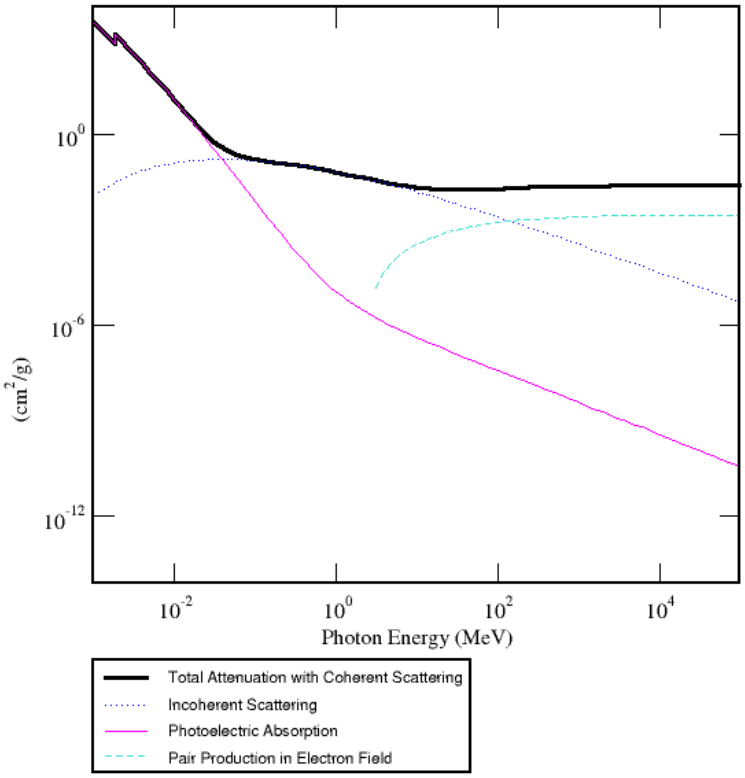


Abbildung 2.1: Photonen-Wechselwirkungsquerschnitte in LSO in Abhängigkeit der Photonenenergie [7]: Die Comptonstreuung ist hier als inkohärente Streuung abgebildet. Bei Photoenergien bis zu einigen 10 keV dominiert die Photoabsorption. Die Wahrscheinlichkeit einer Comptonstreuung ist vor allem im Energiebereich von circa 100 keV bis einigen MeV sehr groß. Bei höheren Energien ist der Paarbildungsprozess dominant.

Elektronen wieder gefüllt. Die Elektronen geben dabei Energie in Form von Röntgenstrahlung ab oder übertragen sie an ein anderes gebundenes Elektron weiter, welches dadurch aus seiner Bindung gelöst wird. Dieses Elektron wird Auger-Elektron genannt.

2.2 Szintillationsdetektion

Die Beobachtung von Wechselwirkungsprozessen von Photonen in Materie kann Aufschluss über die Energie und Einfallsrichtung dieser Photonen geben. Eine Methode zur Registrierung solcher Prozesse ist die Verwendung von Szintillationsdetektoren[8]. Sie bestehen hauptsächlich aus einem Szintillationsmaterial, in dem die zu beobachtenden Photonwechselwirkungen stattfinden und einem Photodetektor, der die entstehenden Lichtquanten registriert und in ein messbares elektrisches Signal umwandelt.

2.2.1 Das Szintillationsprinzip

In Szintillatoren wird die bei den Photonwechselwirkungen deponierte Energie in sichtbares Licht oder UV-Licht umgewandelt und ausgestrahlt. Hierfür werden auch bestimmte anorganische Kristalle genutzt, die mit Fremdatomen, sogenannten Aktivatoren, dotiert sind. Elektronen in diesen Kristallen können sich in zwei Energiebändern aufhalten, die von einer Bandlücke getrennt werden. Gebundene Elektronen befinden sich im Valenzband, im Kristall frei bewegliche Elektronen im Leitungsband. Die Aktivatoren besitzen in der Bandlücke diskrete besetzte Energiezustände nahe dem Valenzband und freie Energiezustände nahe dem Leitungsband.
Gibt ein Gammaquant Energie an ein Elektron im Valenzband ab, wird dieses in das Leitungsband gehoben und hinterlässt ein positives Loch. Dieses driftet durch den Kristall, bis es auf einen Aktivator trifft und ihn ionisiert. Das Elektron im Leitungsband erzeugt durch Stöße weitere Elektron-Loch-Paare und fällt am Ende in einen angeregten Energiezustand eines ionisierten Aktivators. Nach kurzer Zeit fällt das Elektron in den Grundzustand des Aktivators zurück und emittiert ein Photon im gewünschten Bereich des sichtbaren Lichts oder UV-Lichts.
Einige wichtige Szintillationsmaterialien und deren Eigenschaften sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. In den hier beschriebenen und durchgeführten Messungen wird als Szintillationsmaterial LYSO ($Lu_{1.8}Y_{0.2}SiO_5$:Ce) verwendet. Die Eigenschaften von LYSO unterscheiden sich nur geringfügig von LSO. Die Aktivatoren sind in den Kristall dotierte Cerium-Atome.

2.2.2 Photodetektoren

Um die im Szintillator erzeugte Lichtmenge messen zu können, wird an mindestens einer Seite des Szintillators ein Photodetektor angebracht. Die anderen Seiten werden mit einer Licht reflektieren Schicht umgeben, um auch in diese Richtungen emittierende Photonen einzufangen. Als Photodetektoren werden entweder Photomultipliertubes oder Photodioden verwendet.
Bei Photomultipliertubes werden durch die Lichtquanten Elektronen aus einer Kathode herausgelöst und vervielfacht. Dadurch entsteht ein messbarer elektrischer Impuls.
In Photodioden werden in einem Halbleiter (z.B. Silizium) durch einfallendes Licht Elektronen-Loch-Paare erzeugt. In normalen Photodioden kann das dadurch erzeugte elektrische Signal

Tabelle 2.1: Eigenschaften einiger Szintillationsmaterialien. Hierbei ist ρ die Dichte, λ die Wellenlänge der am stärksten emittierten Photonen, τ die Zerfallszeit der aktivierten Cerium-Atome und Y die Lichtausbeute der Kristalle([8], [9], [10].)

Material	Formel	ρ [g cm^{-3}]	λ [nm]	τ [µs]	Y [Ph/MeV]
NaI(Ti)	NaI:Ti	3,67	415	0,23	38.000
BGO	$Bi_4Ge_3O_{12}$	7,13	480	0,3	8.200
LSO	Lu_2SiO_5	7,4	420	0,047	33.000
GAGG	$Gd_3Al_2Ga_3O_{12}$:Ce	6,63	530	0,09	46.000

nicht direkt verstärkt werden, wodurch ein hohes elektrisches Rauschen genaue Energiemessungen nicht zulässt. Avalanche-Photodioden (Abbildung 2.2) haben dieses Problem nicht. Das elektrische Feld im Verstärkerbereich der Diode wird bei einer anliegenden Spannung in Sperrrichtung so groß, dass Elektronen, die in diese Zone driften, weitere Elektronen herauslösen und damit das Signal verstärken. Das verstärkte Signal ist proportional zur Anzahl an in der Diode wechselwirkenden Photonen.

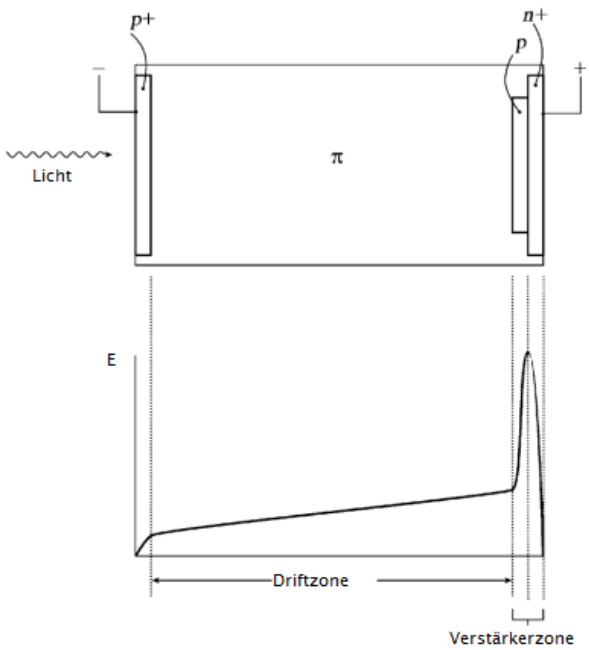


Abbildung 2.2: Der Aufbau einer Avalanche-Diode mit einer Darstellung des elektrisches Feldes E bei einer anliegenden Spannung[8]. Erzeugen Photonen in der Driftzone (π) Elektron-Loch-Paare, driften die Elektronen nach rechts zur Verstärkerzone. Dort werden sie durch das starke elektrische Feld so stark beschleunigt, dass sie weitere Elektronen in das Leitungsband heben. Diese Sekundärelektronen werden ebenfalls stark beschleunigt und erzeugen weitere freie Elektronen. So wird ein verstärktes messbares elektrisches Signal erzeugt.

Wird bei Avlanche-Dioden eine bestimmte anliegende Spannung (Durchbruchsspannung) überschritten, löst selbst ein einzelnes Elektron-Loch-Paar eine Kaskade an freien Elektronen aus, die den gesamten Verstärkerbereich massiv Elektronen entzieht. Wird Die Diode nicht wieder aufgeladen, sind keine weiteren Messungen mit dieser möglich. Dadurch kann nur noch entschieden werden, ob Elektron-Loch-Paare erzeugt wurden, nicht aber wie viele. Solche im sogenannten Geiger-Modus betriebenen Avalanche-Dioden heißen „Single-Photon-Avalanche-Diodes“ (SPAD).
In Silizium-Photomultiplier (SiPM) werden viele solcher SPAD in einem Gitter(Array) zusammengeschaltet. Die Bestimmung der Anzahl wechselwirkender Photonen ist mit einem solchen SiPM wieder möglich: Anfangs sind alle SPAD geladen und bereit. Trifft ein Photon auf eine

SPAD und erzeugt ein Elektron-Loch-Paar, wird die SPAD blitzartig entladen. Eine Speicherzelle misst in regelmäßigen kurzen Abständen den Zustand der SPAD und registriert somit diese Entladung. Die Speicherzelle gibt die Zustandsänderung der SPAD an die Nachfolgeelektonik weiter, während die SPAD über einen Vorwiderstand wieder aufgeladen wird. Die Zustandsänderungen der Speicherzellen aufgetragen über die Zeit lassen sich als analoges Verstärkersignal verstehen und geben ein Maß für die Photonenanzahl wieder.
Der für diese Arbeit verwendete MTEK-Detektor ist ein sogenannter digitaler Silizium-Photomultiplier (dSiPM). Im Gegensatz zum SiPM werden hier in einem gewissen Zeitraum die SPAD nicht wieder aufgeladen. Erst nach Ablauf der Zeit werden die Einträge aller Speicherzellen ausgelesen (also alle entladenen SPAD im Array gezählt) und die entladenen SPAD nacheinander aufgeladen.

2.3 Methoden zur Ortsbestimmung von einfallender Gammastrahlung

Zur Bestimmung von radioaktiven Quellverteilungen in der Nuklearmedizin gibt es viele verschiedene Möglichkeiten und Ideen. Drei solcher Methoden, unter anderem auch das in dieser Arbeit zur Anwendung kommende Prinzip, sollen in diesem Abschnitt kurz erläutert werden.

2.3.1 Die Anger-Kamera

Die Anger-Kamera[11] ist in der Nuklearmedizin ein weit verbreitetes Gerät zur Strahlungsortsmessung. In Abbildung 2.3 ist das Messprinzip einer solchen Kamera dargestellt. Vor den Szintillationskristallen ist ein Kollimator angebracht. Dieser lässt nur Photonen in einem schmalen Einfallswinkelbereich bis zum Kristall durch. Photonen, die nicht frontal auf die Kamera treffen, werden vom Kollimator absorbiert. Es werden nur Photonen, die ihre gesamte Energie an den Kristall abgegeben haben, in die Analyse der Daten aufgenommen. Die Häufigkeitsverteilung der gemessenen Ereignisse im Szintillator zeigt dann ein direktes Bild der vermessenen radioaktiven Quellverteilung.
Der Großteil der einfallenden radioaktiven Strahlung wird allerdings nicht genutzt, wodurch die Effizienz der Anger-Kamera sehr klein wird. Die Effizienz kann nicht durch eine vergrößerte Detektorfläche erhöht werden, sondern nur durch eine Vergrößerung der Kollimatorröhren. Das hat aber eine Verschlechterung der Auflösung zur Folge, die hauptsächlich von der Größe der Kollimatorröhren abhängt. Schon geringe Fehlausrichtungen der Kamera können dazu führen, überhaupt kein Bild der Quellverteilung zu erhalten, wodurch sich sowohl die Kamera, als auch der Patient während der Messung nicht bewegen dürfen.

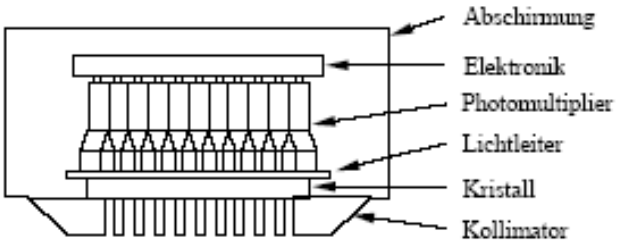


Abbildung 2.3: Der schematische Aufbau einer Anger-Kamera[12]

2.3.2 Die Compton-Kamera

Die Compton-Kamera nutzt die winkelabhängige Energieabgabe eines Photons an ein Elektron bei der Comptonstreuung zur Ortsbestimmung einer radioaktiven Quellverteilung (Abbildung 2.4). Dabei werden ein oder zwei Streudetektoren vor einem Absorptionsdetektor installiert. Verlieren einfallende Photonen Energie durch Comptonstreuung in den Streudetektoren und werden anschließend im Absorptionsdetektor vollständig absorbiert, kann dies durch Messen der deponierten Energien in den Detektoren registriert werden. Gleichzeitige Ereignisse in Streu- und Absorptionsdetektor werden ein und demselben Photon zugeordnet. Aus der Kenntnis der Wechselwirkungsorte und der dort deponierten Energien der Ereignisse eines Photons, können über Berechnung des Streuwinkels mögliche Ursprungsorte des Photons berechnet werden. Diese Orte liegen auf einem Kegel. Durch Überschneidungen vieler solcher Kegel von verschiedenen Photonen, lässt sich die ursprüngliche Quellverteilung rekonstruieren.

Die Compton-Kamera kann durch Vergrößerung ihrer Gesamtdetektorfläche an Effizienz ge-

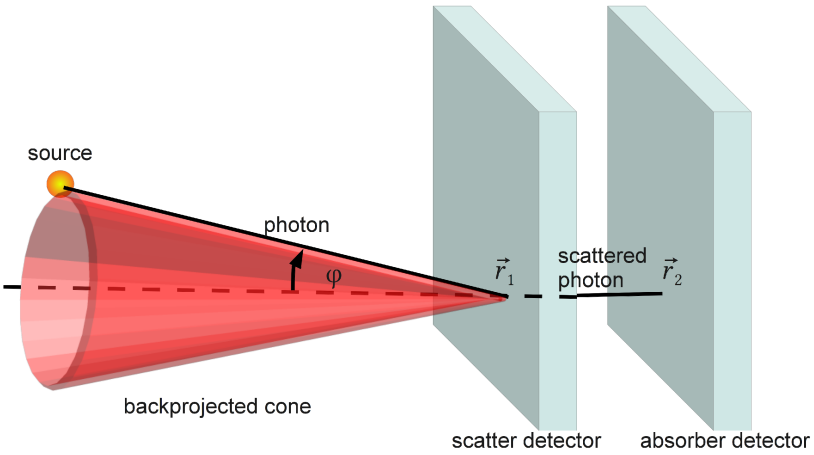


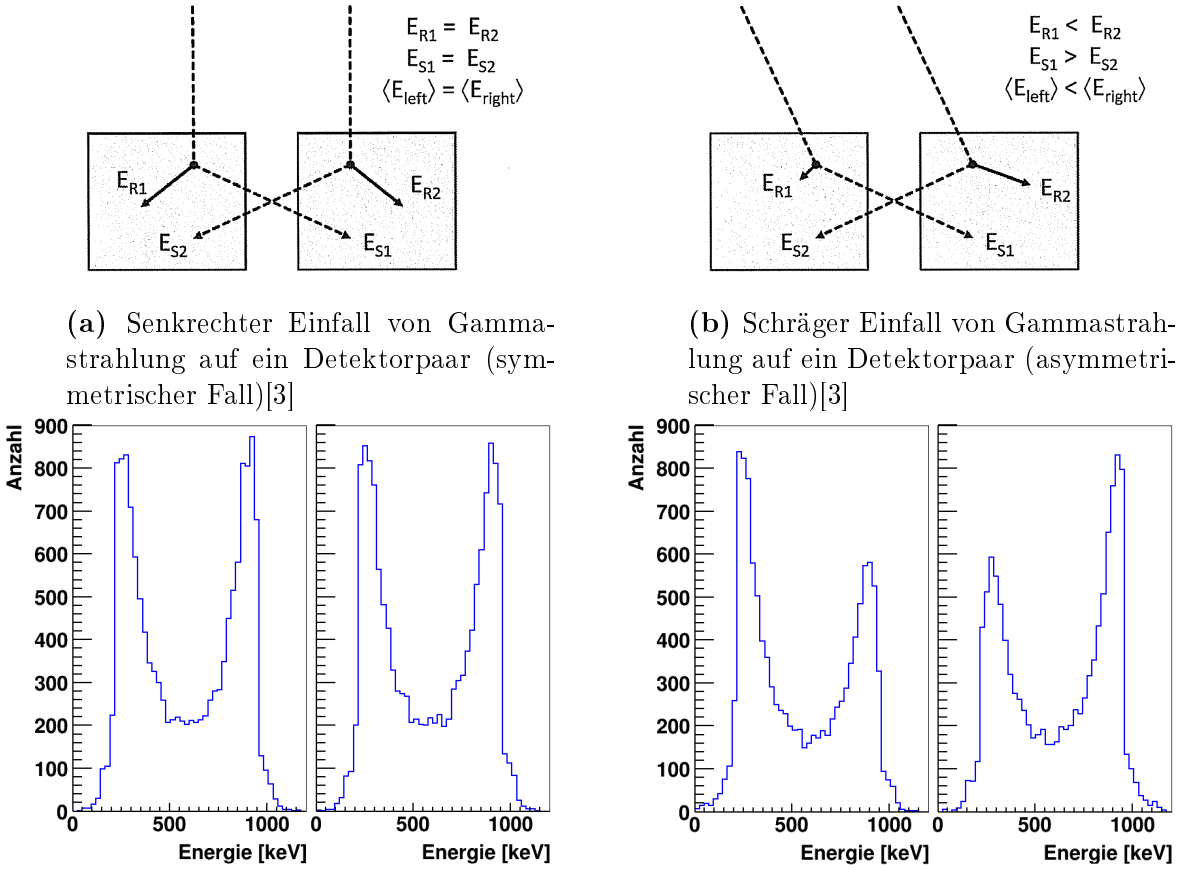
Abbildung 2.4: Wirkungsweise einer Compton-Kamera[13]

winnen. Durch Verkleinerung der Einzeldetektoren kann eine bessere Ortsauflösung erzielt werden. Zur besseren finalen Bildgebung ist es aber auch wichtig, die Energieauflösung der

Detektoren zu verbessern. Szintillationsdetektoren sind dafür ungeeignet, es müssten zum Beispiel Germaniumdetektoren verwendet werden, die allerdings auch deutlich teurer sind. Die Elektronik und Rekonstruktion der Ereignisse wird bei diesen Maßnahmen deutlich komplexer und anfälliger auf Fehler. Mögliche Fehlfunktionen können eine sehr aufwendige Reparatur nach sich ziehen. Die vielen notwendigen Berechnungen sorgen für eine sehr lange Bearbeitungszeit der gemessenen Daten. Die Nachteile der Compton-Kamera gegenüber der Anger-Kamera haben dazu geführt, dass die Compton-Kamera noch nicht in der Nuklearmedizin eingesetzt wird.

2.3.3 Der richtungsauflösende Gammadetektor

Ein neueres Verfahren zur Ortsbestimmung von radioaktiven Quellen wurde 2006 in [1] und 2010 in [2] und [3] vorgestellt. Der richtungsauflösende Gammadetektor nutzt, wie die Compton-Kamera die Eigenschaften des Comptoneffekts. Das Prinzip der Messung ist in Abbildung 2.5 dargestellt.
Zwei möglichst gleichartige Detektoren werden nebeneinander angeordnet und radioaktiver Strahlung ausgesetzt. Bei der Detektion von Photonwechselwirkungen werden zur weiteren Untersuchung Ereignisse ausgewählt, in denen ein Photon in beiden Detektoren Energie deponiert. Dabei sollen die Photonen erfasst werden, die in einem Detektor inkohärent gestreut und im anderen Detektor vollständig durch den Photoeffekt absorbiert werden. Ermöglicht wird dies durch die Auswahl von je einem Ereignis in beiden Detektoren, die in Koinzidenz gemessen werden und als summierte Energie die Gesamtenergie des ursprünglichen Photons besitzen. Bei der Aufnahme vieler solcher Ereignispaarungen werden sogenannte bedingte Einzelenergiespektren (Abbildung 2.5) erzeugt, die die Verteilung der deponierten Energien in jedem Detektor für ebenjene Ereignisse zeigen.
Die Form und im speziellen die Mittelwerte dieser Spektren hängen von der Richtung der einfallenden Strahlung ab([2],[3]). Erklärt wird das durch die winkelabhängige Energieabgabe des Photons bei der Comptonstreuung. In Abbildung 2.5a trifft die Gammastrahlung senkrecht auf das Detektorpaar. Aufgrund der Symmetrie dieses Aufbaus werden in beiden Detektoren Photonen im gleichen Maße gestreut und absorbiert, sodass die bedingten Einzelenergiespektren beider Detektoren gleich aussehen (Abbildung 2.5c). Abbildung 2.5b zeigt einen schrägen Einfall von radioaktiver Strahlung. Hier sehen die Spektren unterschiedlich aus (Abbildung 2.5d). Photonen, die erst im linken und dann im rechten Detektor wechselwirken, werden im Mittel im linken Detektor vorwärtsgestreut und verlieren dort weniger Energie (Formel 2.2) als im symmetrischen Fall. Sie hinterlassen dagegen bei anschließender Vollabsorption im rechten Detektor mehr Energie. Photonen, die erst im rechten und dann im linken Detektor wechselwirken, werden im Mittel im rechten Detektor rückwärtsgestreut und verlieren dort mehr Energie (Formel 2.2) als im symmetrischen Fall. Sie hinterlassen dagegen bei anschließender Vollabsorption im linken Detektor weniger Energie.



(a) Senkrechter Einfall von Gammastrahlung auf ein Detektorpaar (symmetrischer Fall)[3]

(b) Schräger Einfall von Gammastrahlung auf ein Detektorpaar (asymmetrischer Fall)[3]

(c) bedingte Einzelenergiespektren der beiden Detektoren bei senkrechtem Einfall der Gammastrahlung

(d) bedingte Einzelenergiespektren der beiden Detektoren bei schrägen Einfall der Gammastrahlung

Abbildung 2.5: Veranschaulichung des Prinzips des richtungsauflösenden Gammadetektors

Insgesamt fällt der Mittelwert der bedingten Einzelenergiespektren im linken Detektor kleiner aus, als im Rechten. Eine Rekonstruktion der Einfallsrichtung radioaktiver Strahlung mit Hilfe dieser bedingten Einzelenergiespektren ist also möglich. Eine Kombination mehrerer solcher Detektorpaare ermöglicht es aus den jeweiligen ermittelten Einfallswinkeln den Ursprungsort der radioaktiven Strahlung zu bestimmen. In [4] wurde dies bereits in einer Dimension mit dem MTEK-Detektor nachgeprüft. Über 14 gleich ausgerichtete Detektorpaare wurde dort die jeweilige Richtung der einfallenden Gammastrahlung einer an verschiedenen Orten positionierten ^{137}Cs-Punktquelle bestimmt. Dazu wurde geprüft, ob eine eindeutige Zuordnung von gemessenen Mittelwerten der bedingten Einzelenergiespektren und Einfallsrichtung möglich ist. Zur Messung verwendet wurden GAGG(Ce)-Szintillationskristalle[10], die vorher manuell auf einem Tile eines MTEK-Detektors von Philips[5] geklebt wurden. Das Ergebnis der Untersuchung lässt eine eindeutige Zuordnung zu. Dadurch konnte in [4] durch die Verwendung aller Detektorpaare eine zweidimensionale Ortsbestimmung der Quelle an unterschiedlichen Positionen erfolgreich durchgeführt werden.

In der vorliegenden Arbeit wird das in [4] verwendete Prinzip auf eine Anwendbarkeit für

eine dreidimensionale Ortsauflösung untersucht. Zudem wird geprüft, ob sich ein MTEK-Detektor mit kommerziell aufgebrachten LYSO-Szintillationskristallen für eine richtungsauflösende Gammadetektion eignet. Es werden dazu Messungen mit einer ^{60}Co-Punktquelle und dem kommerziellen MTEK-Detektor durchgeführt. Es werden auch Simulationen der realen Messvorgänge erstellt. Diese werden genutzt, um das genannte Prinzip zur Ortsauflösung in drei Dimensionen zu testen und die Auswertung der gemessenen Daten zu ermöglichen.

3 Messungen mit dem MTEK-Detektor

Zur Messung der Gammastrahlung von einer radioaktiven Punktquelle wird für diese Arbeit der „3200-22-44-M22 Module Sensor“ (MTEK-Detektor) von Philips Digital Photon Counting[5] (Abbildung 3.1) genutzt. Dieser besitzt 64 in einem Quadrat angeordnete gleichartige, lichtdicht abgeschlossene Szintillationsdetektoren. Jeweils zwei benachbarte solcher Detektoren werden für die Rekonstruktion der Einfallsrichtung der Gammastrahlung verwendet. Als Analyseprogramm steht hier die hausinterne Programmbibliothek „libPDPC“, die auf der ROOT-Software[14] beruht, zur Verfügung.

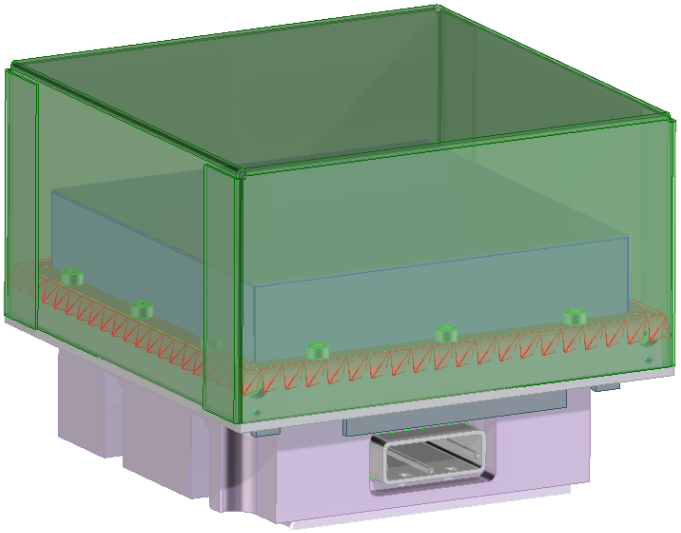


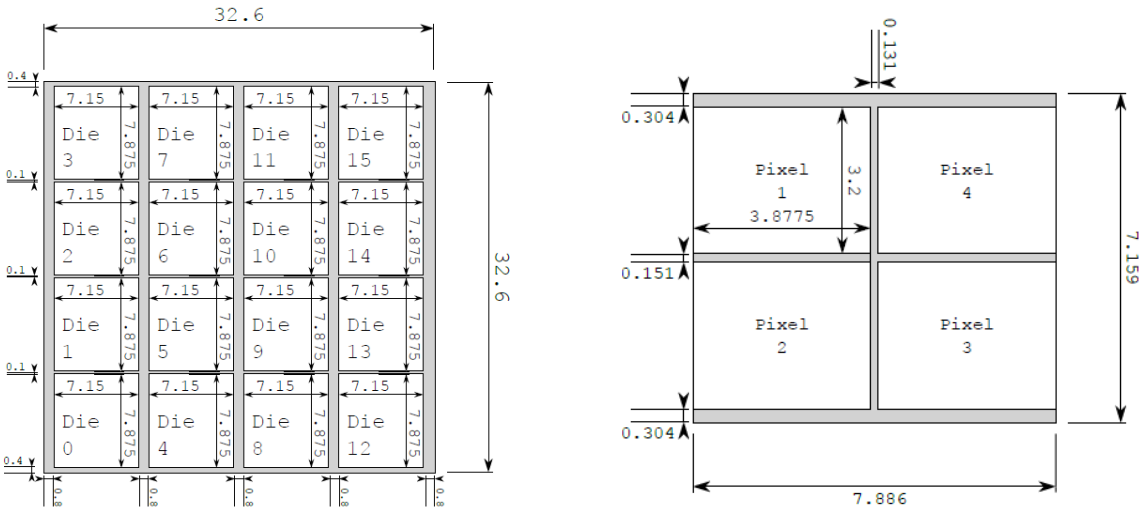
Abbildung 3.1: Der „3200-22-44-M22 Module Sensor“ mit einer Licht abschirmenden Abdeckung[5]

3.1 Der MTEK-Detektor

3.1.1 Aufbau

Das hier verwendete MTEK-Detektor-System setzt sich aus einem Strom- und Spannungsregler, einer Basisstation, dem MTEK-Detektor und den notwendigen Strom- und Datenkabeln

zusammen. Die Basisstation regelt die Strom und Spannungszufuhr des Detektors und gibt Messdaten und Statuswerte, wie die aktuelle Temperatur und Funktionalität der Detektorkomponenten an ein an die Basisstation angeschlossenen Computer weiter. Sie überträgt auch vom Nutzer angegebene Messeinstellungen von diesem Computer an den Detektor.
Der Detektor selbst besteht aus vier einzelnen quadratisch angeordneten „3200-22-44 Tile Sensors“, welche jeweils 16 Dies besitzen. In Abbildung 3.2a sind die Maße eines solchen Tiles abgebildet. Jedes Die ist nochmals in 4 Pixel unterteilt (Abbildung 3.2b), wobei jedes Pixel insgesamt 3200 Zellen enthält. Eine Zelle enthält im wesentlichen eine SPAD und eine dazugehörige Speicherzelle. Auf jedem Die sind 4 separate, aber nicht lichtdicht abgeschlossene 3,9 mm × 3,9 mm × 22 mm große LYSO-Kristalle aufgeklebt. Sie sind damit etwas größer als die Pixel der Dies. Einen zu großen Fluss an Szintillationsphotonen von einem Kristall in einen benachbarten Kristall verhindert der große Brechungsindex (1, 81) von LYSO. Da zwischen den Kristallen mikroskopische Luftschichten liegen, werden die meisten Photonen somit totalreflektiert und verbleiben im ursprünglichen Kristall. Die 4 Kristalle zusammen wurden mit „3M Vikniti Tyvek Papier“ verpackt, so dass kein Szintillationslicht in Kristalle anderer Dies übertragen werden kann.



(a) Aufbau und Maße (in mm) des „3200-22-44 Tile Sensors“

(b) Aufbau und Maße (in mm) eines Dies des „3200-22-44 Tile Sensors“

Abbildung 3.2: Der Aufbau und die Maße (in mm) eines „3200-22-44 Tile Sensors“[5]

3.1.2 Prozess der Datenaufnahme

Wenn eine SPAD die Registrierung eines Lichtquants an die Elektronik des MTEK-Detektors meldet, muss entschieden werden, ob diese Registrierung tatsächlich zu einem gültigen Ereignis gehört oder durch unerwünschte Nebeneffekte hervorgerufen wurde. Solche Nebeneffekte können zum Beispiel sich selbst spontan entladene SPAD sein (Dark Counts). Hierbei wird durch thermische Effekte ein Elektron-Loch-Paar erzeugt, was zur kompletten Entladung der SPAD

führt. Durch thermische Effekte im Szintillationskristall können auch vereinzelte Lichtquanten entstehen, die eine SPAD aktivieren und ein nicht erwünschtes Signal senden.
Die Dark Counts können zum großen Teil aussortiert werden, in dem vor der eigentlichen Messung die SPAD mit der größten Eigenaktivität bestimmt und permanent deaktiviert werden. Dies geschieht beim MTEK-Detektor über die Aufnahme einer sogenannten „Dark-Count-Map“, die die Aktivität aller einzelnen SPAD nach einer Untergrundmessung aufzeigt.
Wie der MTEK-Detektor während der Messung gültige Photonwechselwirkungen im Kristall erkennt und aufnimmt, zeigt das Schema in Abbildung 3.3.

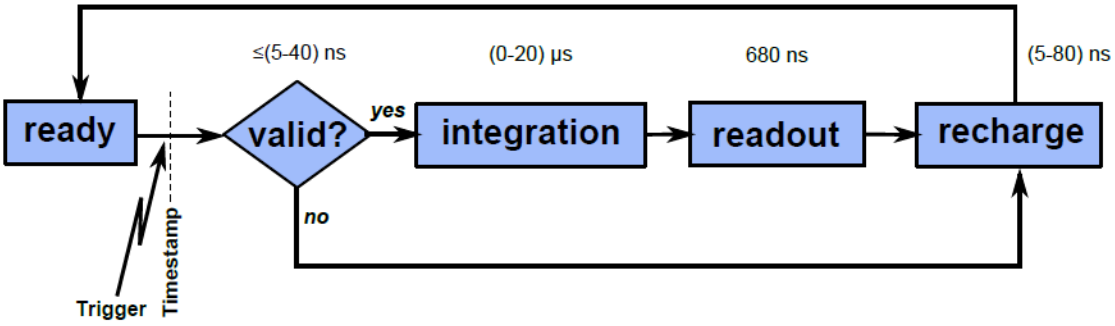


Abbildung 3.3: Das Datenerfassungsschema des MTEK-Detektors[5]. Anfangs sind alle SPAD geladen (ready). Bei Überschreitung der Triggerschwelle wird die Validierungsphase (valid?) gestartet. Bei erfolgreichem Bestehen dieser werden nacheinander die Integrationsphase (integration), die Auslese (readout) und die Wiederaufladung (recharge) durchgeführt. Bei nicht erfolgreichem Bestehen der Validierungsphase wird sofort wieder aufgeladen. Danach sind alle SPAD wieder bereit (ready).

Zu Beginn sind alle SPAD eines Dies geladen und bereit, Szintillationslicht zu registrieren. Nun werden auf jedem Pixel die eintreffenden Signale der SPAD gezählt. Ist auf einem Pixel eine vom Trigger-Level bestimmte Anzahl und Anordnung entladener SPAD erreicht, wird auf dem gesamten Die ein Zeitstempel gesetzt und die Validierungsphase gestartet. Es sind insgesamt vier mögliche Trigger-Level einstellbar, wobei zum Erreichen des niedrigsten Levels eine entladene SPAD auf einem Pixel ausreicht. In der Validierungsphase müssen nun in einer vorher festgelegten Zeitspanne genügend Photonen auf einem Pixel registriert werden, um zur Integrationsphase zu gelangen. Wie viele entladene SPAD notwendig sind und wie stark sie auf dem Pixel verteilt sein müssen, legt ein einstellbares Validierungslevel fest. Sollte kein Pixel eines Dies in der gegebenen Zeit das notwendige Validierungslevel erreichen, werden alle SPAD wieder aufgeladen und der gesamte Prozess beginnt von vorn. Bei positiver Meldung eines Pixels beginnt die Integrationsphase. In dieser einstellbaren bis zu 20 µs andauernden Phase werden weitere Photonen auf dem gesamten Die registriert. Danach werden bei jedem Pixel separat die entladenen SPAD gezählt. Die vier resultierenden Summen und der anfangs gesetzte Zeitstempel werden ausgegeben. Zum Schluss werden alle SPAD wieder aufgeladen und der Aufnahmeprozess beginnt von vorn.

3.2 Messaufbau

Zur experimentelle Messung von Gammastrahlung einer radioaktiven Punktquelle mit dem MTEK-Detektor wird der in den Abbildungen 3.4 und 3.5 dargestellte Messaufbau verwendet. Der MTEK-Detektor(1) wird während der Messung mit Hilfe zweier Peltier-Elemente und einer Peltiersteuerung (UWE UETR Most 16A[15])(2) auf circa 6 °C gekühlt und dort möglichst stabil gehalten. Das ist notwendig, da die SPAD bei Messungen sehr viel Wärme produzieren und sich ohne Kühlung stark erhitzen würden. Die Durchbruchspannung eines SPAD hängt stark von der Temperatur ab, so dass bei großen Temperaturschwankungen der Betrieb der Dioden knapp oberhalb dieser Durchbruchspannung nicht mehr garantiert werden kann. Durch die Kühlung auf circa 6 °C wird außerdem das thermische Rauschen der Dioden reduziert. Die Wärme, die der Detektor produziert wird über einen Kupferblock(3) auf die Peltiers übertragen. Die Peltiers geben die Wärme an eine Wasserkühlung(4) weiter. Damit sich an den Geräten und vor allem an dem Detektor kein Kondenswasser bildet, befindet sich der Aufbau in einer geschlossenen Box(5). Die Luftfeuchte in der Box wird über eine stetige Stickstoffzufuhr(6) gering gehalten. Während der Messung wird über die Box ein schwarzes Tuch(7) gelegt, um die von außen kommende Lichtmenge auf die SPAD weiter zu reduzieren. Die vom Detektor ausgegebenen Daten werden über die Basisstation an ein Notebook weitergeleitet und können dort nach der Messung zur weiteren Analyse verwendet und bearbeitet werden.

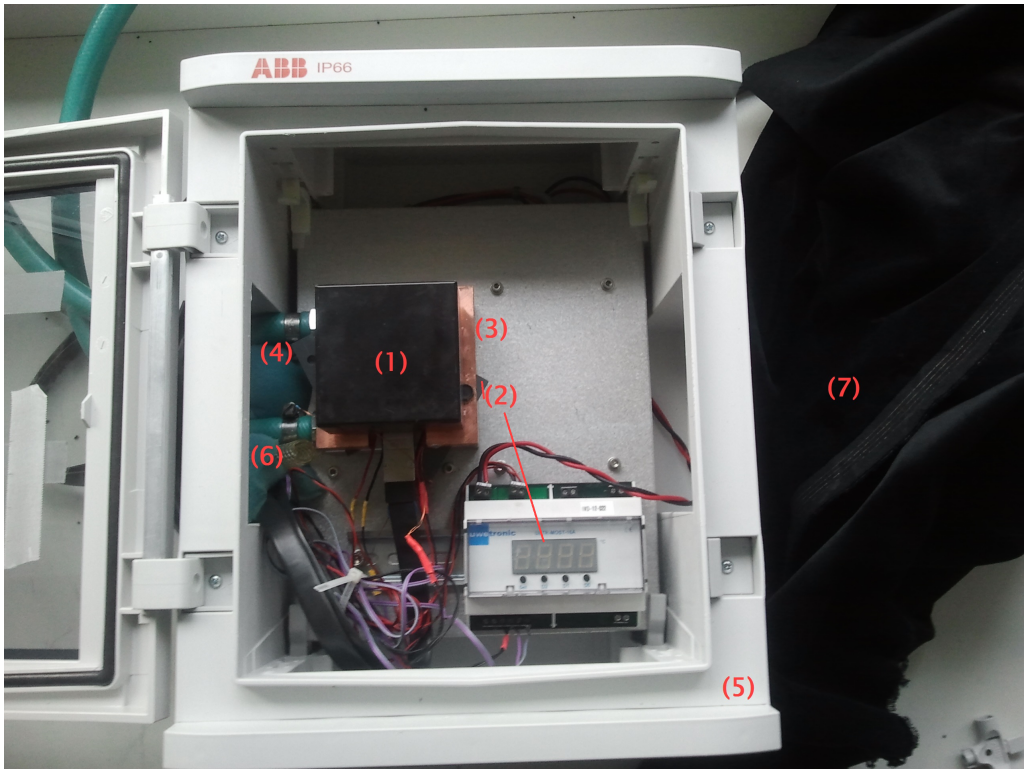


Abbildung 3.4: Der Messaufbau zum Vermessen einer Punktquelle mit dem MTEK-Detektor

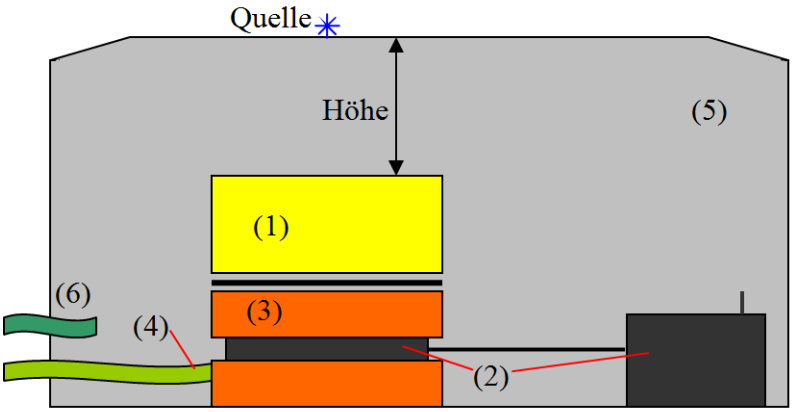


Abbildung 3.5: Der schematische Messaufbau zum Vermessen einer Punktquelle mit dem MTEK-Detektor

3.3 Durchführung der Messungen

Zu Beginn wird der MTEK-Detektor mit der Peltier- und der Wasserkühlung herunter gekühlt und bei circa 6 °C stabil gehalten. Die Schwankung der Temperatur während einer Messung werden nicht größer als 0,5 K. Dies geht aus den Ausgabeprotokollen der MTEK-Detektor-Software hervor, in denen unter anderem auch die in regelmäßigen Abständen gemessenen Temperaturwerte der Tiles eingetragen werden. Nach erfolgreicher Stabilisierung der Temperatur wird für jedes Tile eine mittlere Durchbruchspannung der SPAD ermittelt. Die Betriebsspannung wird 3 V über diesen Wert gesetzt. Vor den eigentlichen Messungen mit einer radioaktiven Punktquelle wird von dem Detektor eine „Dark-Count-Map“ aufgenommen und 10 % aller SPAD eines jeden Dies werden ausgeschaltet (Abbildung 3.6). Damit wird die Untergrundzählrate, die durch die Eigenaktivität der SPAD erzeugt wird, um circa 80 % gesenkt.

Die Messungen zur Richtungsbestimmung von Gammastrahlung mit dem MTEK-Detektor wird mit einer ^{60}Co-Quelle durchgeführt. Sie hat einen Durchmesser von circa 1 mm und hat am 1. Dezember 2012 eine Aktivität von 92,5 kBq besessen. Die Quelle wird auf unterschiedlichen Positionen relativ zum Detektor auf der Box befestigt und befindet sich damit (25±2)mm über dem oberen Rand der Szintillationskristalle des Detektors.
Die LYSO-Kristalle besitzen eine sehr hohe Lichtausbeute von ungefähr 33 800 ph/MeV[16]. Deshalb wird das Trigger-Level auf den höchsten Wert 4 gesetzt. Das Validierungslevel wird auf 16 gesetzt und die Validierungslänge auf 10 ns. Die sehr kurze Halbwertszeit der Ce-Aktivatoren im LYSO von 20 ns ermöglicht es, die Integrationszeit auf 85 ns zu begrenzen. Die Messzeit zu den unterschiedlichen Positionen der ^{60}Co-Quelle beträgt circa 1970 s.
Das Lutetium im LYSO besitzt einen 2,59 % hohen Anteil des radioaktiven Isotops ^{176}Lu und erzeugt damit trotz hoher Trigger- und Validierungslevel einen sehr großen intrinsischen Hintergrund. Deswegen wird zusätzlich zur Aufnahme der Spektren mit der ^{60}Co-Quelle ei-

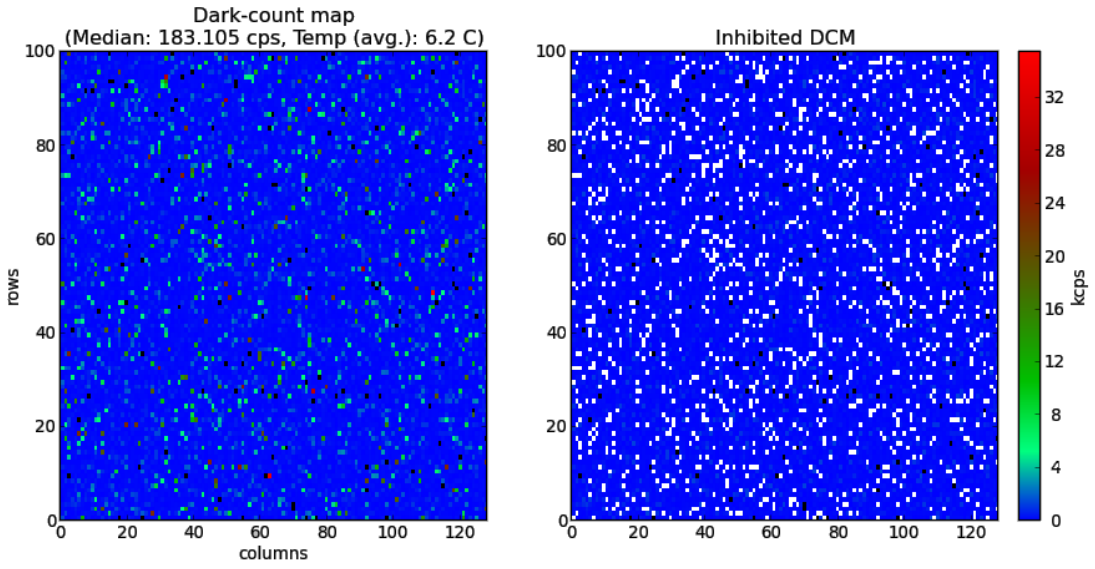


Abbildung 3.6: Die Aufnahme einer Dark-Count-Map eines Dies (links) und die daraus resultierenden ausgeschalteten SPAD (weiße Pixel in der rechten Grafik)

ne Messung ohne dieser Quelle mit gleicher Messzeit von 1970 s aufgenommen (Abbildung 3.7). Die erzeugten Spektren dieser Messung werden bei der Auswertung der Spektren mit radioaktiver ^{60}Co-Quelle berücksichtigt.

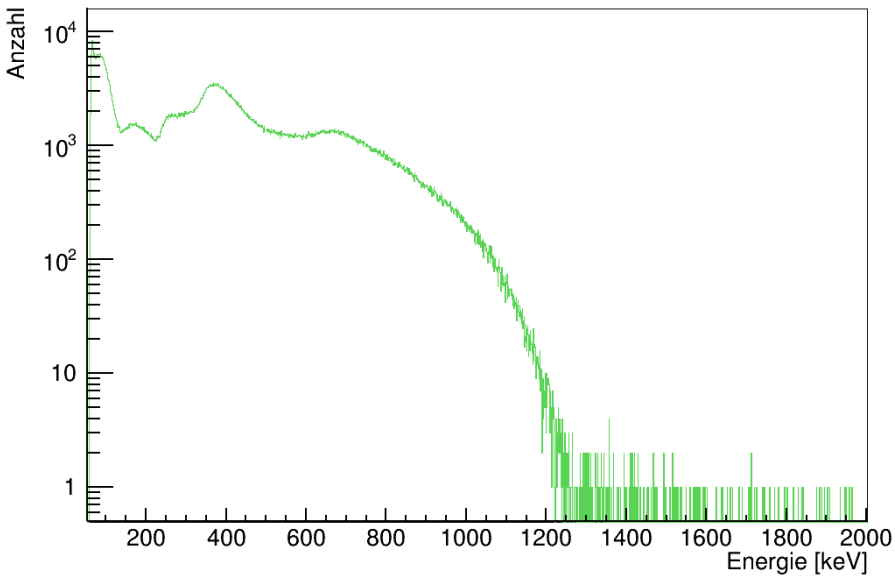


Abbildung 3.7: Das Hintergrundspektrum des LYSO-Kristalls von einem Die. Es wird hauptsächlich vom ^{176}Lu-Zerfall geprägt.

3.4 Kalibrierung

Die aufgenommenen Spektren zeigen für jedes Die die Häufigkeitsverteilung der Anzahl an registrierten Lichtquanten pro Ereignis. Für die weitere Auswertung dieser Spektren und den Vergleich mit simulierten Daten ist allerdings die vom Gammaquant an den Kristall übertragene Energie wichtig. Deshalb muss eine Kalibrierungsfunktion gefunden werden, die es erlaubt, jede Lichtquantenanzahl N einem Energiewert E gleichzusetzen, der der Realität möglichst nahe kommt.
Die Kalibrierung erfolgt mit Hilfe einer ^{137}Cs-Quelle, einer ^{60}Co-Quelle und einer ^{152}Eu-Quelle. Diese Quellen werden nacheinander für je eine Viertelstunde zentral auf die Schutzkappe des MTEK-Detektors gelegt und mit dem Detektor vermessen. Anschließend werden in den Spektren der Pixel die Peaks ausfindig gemacht, die den Vollabsorptionen der von den Quellen emittierten Gammaquanten entsprechen. Dies wird mit der in ROOT[14] integrierten Methode „TSpectrum“ realisiert. Für die Kalibrierung eines jeden Pixels wird folgende Funktion mit Parametern a und b verwendet:

$$E = a \ln\left(1 - \frac{N}{b}\right) \tag{3.1}$$

Die logarithmische Abhängigkeit der Energie von der gemessenen Lichtquantenanzahl wird durch die begrenzte Anzahl an SPAD pro Die und deren Eigenschaft nur ein Photon pro Ereignis zählen zu können verursacht. Parameter b gibt die ungefähre Anzahl an funktionstüchtigen und angeschalteten SPAD pro Pixel an während Parameter a als Proportionalitätsfaktor für die Umrechnung zwischen Photonenanzahl und Energie fungiert. In Abbildung 3.8 ist die erzeugte Kalibrierungsfunktion eines Pixels dargestellt. Jedes Pixel hat aufgrund der unterschiedlichen Anzahl an funktionstüchtigen SPAD und verschiedener Sensitivität eigene Parameterwerte.

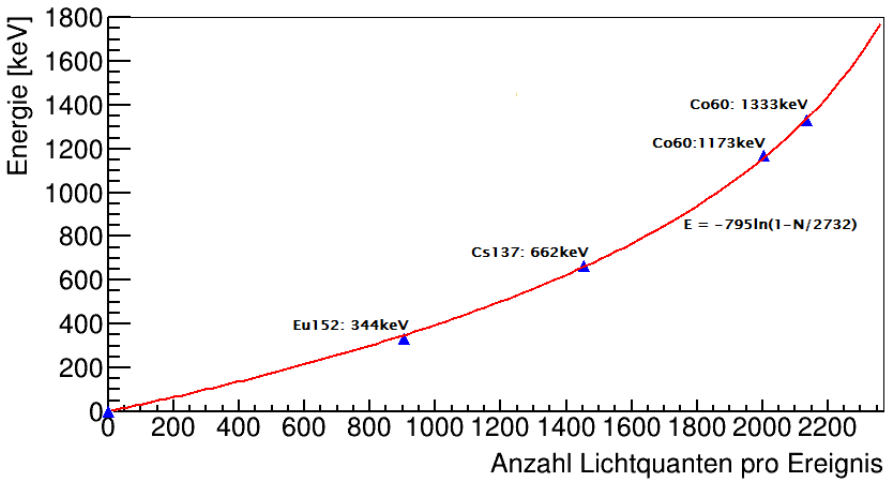


Abbildung 3.8: Die Kalibrierungsfunktion eines Pixels mit verwendeten Vollenergiepeaks

Im ersten Schritt einer Kalibrierung der Die-Spektren wird die Anzahl der entladenen SPAD eines jeden Pixels, die pro Ereignis ermittelt werden (Abschnitt 3.1.2), mit den oben ermittelten Funktionen kalibriert und aufsummiert in die Die-Spektren eingetragen. Aufgrund des signifikanten Übergangs von Lichtquanten von einem Pixel zu anderen Pixeln eines Dies müssen diese erzeugten Die-Spektren zusätzlich kalibriert werden. Dies geschieht mit einer linearen Verschiebung:

$$E_{neu} = aE_{alt} + b \tag{3.2}$$

Die getrennte Kalibrierung von Pixeln und Dies lässt die Möglichkeit offen, zur richtungsauflösenden Gammadetektion Pixelpaare anstatt der Diepaare zu verwenden. Bei Verwendung anderer Kristalle (siehe Abschnitt 6)oder einer anderen Verpackungsweise der LYSO-Kristalle könnte das zu einer verbesserten Auflösung führen.

3.5 Die Auswertung der aufgenommenen Messungen

Bevor ein Ereignis in einem Die zur weiteren Analyse verwendet wird, wird es mit den im letzten Abschnitt ermittelten Daten kalibriert. Das Ziel ist es, bedingte Spektren von zwei benachbarten Dies zu erzeugen, die einen möglichst hohen Anteil von Ereignissen besitzen, die von einer Comptonstreuung in einem Die und anschließender Absorption im anderen Die herrühren. Dazu werden immer zwei Ereignisse ausgewählt, die die folgenden Eigenschaften besitzen:
Der Zeitstempel beider Ereignisse darf sich maximal um ein vorher festgelegtes Zeitfenster unterscheiden. Bei diesen Messungen werden 27 ns gewählt. Sollten mehr als zwei Ereignisse in diesem Zeitfenster liegen, werden die beiden Ereignisse mit der größten gemessenen Energie ausgewählt. Durch den geringen Zeitunterschied steigt die Wahrscheinlichkeit Ereignisse zu wählen, die zu einem ursprünglichen Gammaquant gehören. Die Summe der gemessenen Energien der beiden Ereignisse muss in einem Bereich liegen, in dem die Vollenergiepeaks der verwendeten radioaktiven Quellen gemessen werden. Da bei der ^{60}Co-Quelle sowohl der 1173 keV-Peak als auch der 1333 keV-Peak mit einbezogen werden, wird für diese Messungen ein Bereich von 1070 keV bis 1430 keV gewählt. Zudem müssen beiden Ereignisse aus benachbarten Dies stammen.
Die beiden nach diesen Eigenschaften ausgewählten Ereignisse werden nun in die bedingten Einzelenergiespektren eingetragen, zu dessen Die-Paar sie gehören. Insgesamt ergeben sich für die 64 quadratisch angeordneten Dies je 56 Die-Paare in horizontaler Richtung (x-Richtung) und 56 Die-Paare in vertikaler Richtung (y-Richtung) und damit je 2 zusammengehörige bedingte Einzelenergiespektren aus 108 Die-Paaren. Für die in Abschnitt 3.3 erwähnte Hintergrundmessung werden mit exakt den gleichen Auswahlkriterien bedingte Energiespektren

gebildet. Diese werden dann von den mit der ^{60}Co-Quelle gebildeten bedingten Energiespektren abgezogen.

In Abbildung 3.9 sind die beiden bedingten Einzelenergiespektren und das bedingte Summenspektrum eines Die-Paares abgebildet, die sich aus den vorgenommenen Messungen mit der ^{60}Co-Quelle ergeben haben. Bei circa 200 keV ist in beiden Spektren jeweils ein deutlicher Peak zu erkennen. Diese Peaks gehören nicht mit zu den vorhergesagten Spektren und stören die später vorgenommene Einfallswinkelbestimmung der Gammastrahlen erheblich. Möglicherweise werden die Peaks durch Spiegeleffekte des Glases erzeugt, auf dem die LYSO-Kristalle aufgeklebt sind. Dadurch können Szintillationsphotonen das Die, in dem sie erzeugt wurden, verlassen und in benachbarten Dies SPAD auslösen. Diese Dies werden damit unter Umständen die Trigger- und Validierungsschwellen überschreiten und ein Ereignis in Koinzidenz zum ursprünglichen Die melden. Für diese These spricht, dass die bedingten Einzelenergiespektren von benachbarten Dies, die auf unterschiedlichen Tiles liegen, diese Peaks nicht besitzen. Die

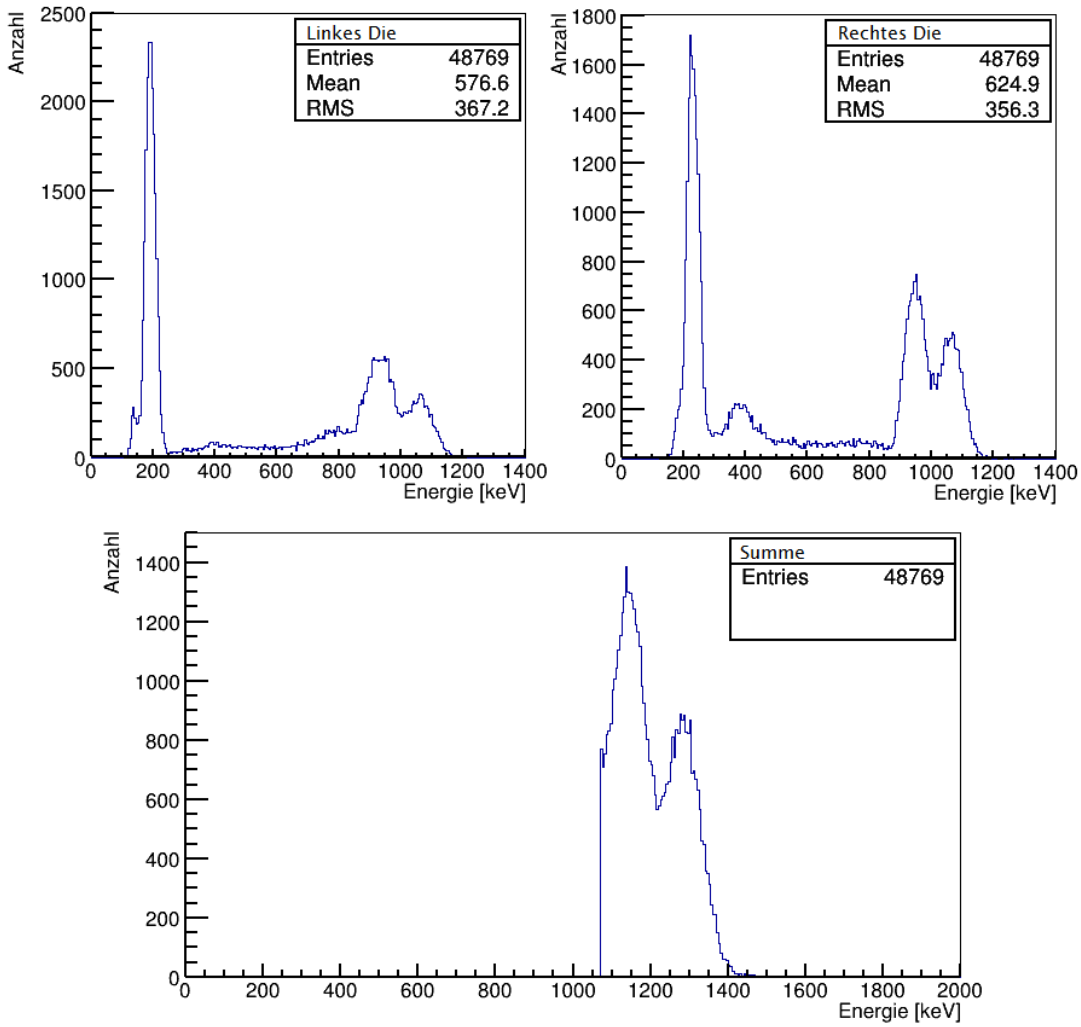


Abbildung 3.9: Die bedingten Einzelenergiespektren (oben) und das bedingte Summenspektrum (unten) eines Die-Paares mit störenden Peaks in den bedingten Einzelenergiespektren bei circa 200 keV.

Tiles sind voneinander stärker getrennt (jedes Tile besitzt seine eigene Glasplatte, auf dem die Kristalle sitzen), als die Dies auf einem Tile, so dass diese Spiegeleffekte hier nicht auftreten können. Die störenden Peaks lassen sich nur vermeiden, in dem sie aus den Spektren herausgeschnitten werden. Für die Wahl der Ereignisse, die in ein bedingtes Einzelenergiespektrum eingetragen werden, wird eine zusätzliche Forderung gestellt: Die gemessene Energie der Er-

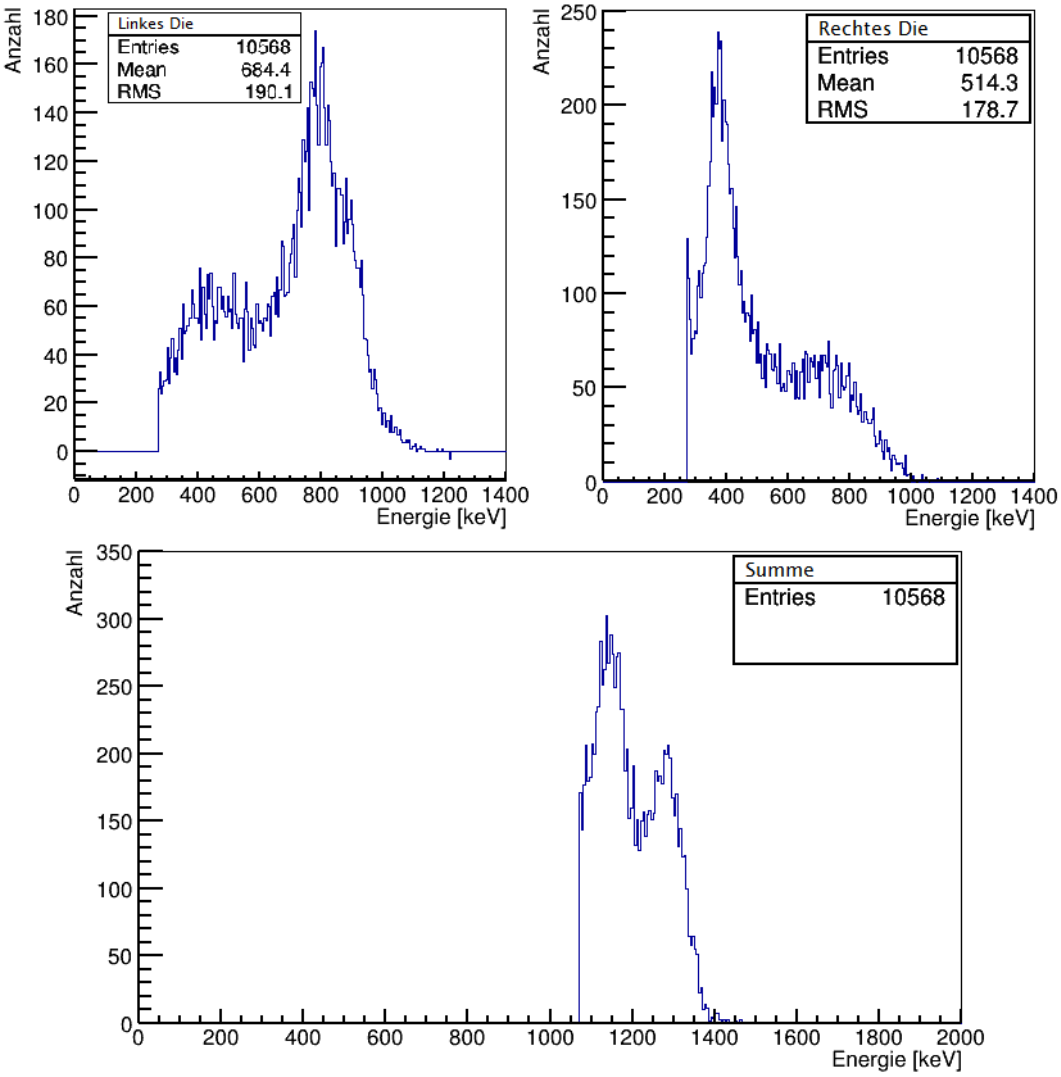


Abbildung 3.10: Die bedingten Einzelenergiespektren (oben) und das bedingte Summenspektrum (unten) eines Die-Paares ohne die störenden Peaks in den bedingten Einzelenergiespektren bei circa 200 keV

eignisse muss 270 keV überschreiten. Abbildung 3.10 zeigt die damit veränderten bedingten Spektren.

Zur Richtungsbestimmung werden von den bedingten Einzelenergiespektren die Mittelwerte $\bar{E}$ und deren statistische Unsicherheit $\Delta\bar{E}$ ermittelt. Diese werden zur energieunabhängigen Darstellung wie folgt ins Verhältnis gesetzt:

$$R = \frac{\bar{E}_1 - \bar{E}_2}{\bar{E}_1 + \bar{E}_2} \tag{3.3}$$

Die Unsicherheit ΔR von R ergibt sich aus den statistischen Unsicherheiten der Mittelwerte $\Delta \bar{E}$ wie folgt:

$$\Delta R = \frac{\Delta \bar{E}_1 + \Delta \bar{E}_2}{\bar{E}_1 + \bar{E}_2} \tag{3.4}$$

Durch die nahezu 100 %ige Korrelation der beiden Mittelwerte addieren sich die Unsicherheiten in der Differenz der Mittelwerte und heben sich bei der Summation der Mittelwerte gegenseitig auf.

4 Simulation der Wechselwirkungsprozesse in den LYSO-Kristallen

Um die ermittelten Verhältnisse R aus den Messungen konkreten Richtungen zuordnen zu können, ist für jedes Detektorpaar eine Umrechnungsvorschrift zwischen Richtung und R notwendig. Dafür werden Simulationen durchgeführt, die die Messergebnisse möglichst exakt widerspiegeln sollen. Aus den als Eingabeparameter der Simulation eingestellten Quellpositionen und den Mittelwerten der jeweiligen simulierten bedingten Einzelenergiespektren ergeben sich dann die gesuchten Umrechnungsvorschriften.
Die Simulationen werden mit der hausinternen Programmbibliothek „libcompton“ von ROOT[14] durchgeführt. Die Bibliothek bietet die Möglichkeit das Aussenden von radioaktiven Gammaquanten einer Punktquelle zu simulieren. Über Monte-Carlo-Methoden werden deren weitere Wege und mögliche Wechselwirkungen in eingebrachten Materialien simuliert. Für diese Arbeit wird das Programmpaket so modifiziert, dass es Wechselwirkungsprozesse von Photonen einer radioaktiven Quelle in den Szintillationkristallen des MTEK-Detektors nachbilden kann. Speziell werden die beiden Photonenenergien einer ^{60}Co-Quelle (1173 keV und 1333 keV) betrachtet.

4.1 Der Simulationsvorgang

Zu Beginn wird die Geometrie des realen Messaufbaus auf die Simulation übertragen. Es werden 64 quadratisch angeordnete Körper erstellt, die die gleichen Maße wie die realen Szintillationskristalle haben. Auf diese Körper werden die von der „XCOM: Photon Cross Sections Database“[7] bereitgestellten Wechselwirkungsquerschnitte von LSO für verschiedene Photonenenergien geladen. Die ^{60}Co-Quelle wird als Punktemitter an verschiedenen Orten über den Körpern erstellt. Die beiden Energien der Gammaquanten der Quelle werden in getrennten Simulationen betrachtet und anschließend summiert. Die Anzahl der simulierten Photonen pro Quellposition wird über die Messzeit M des realen Experiments, der aktuellen Aktivität A und der Zerfallszeit T der verwendeten ^{60}Co-Quelle ermittelt. Die Aktivität der für die Messung verwendeten ^{60}Co-Quelle betrug am 1. Dezember 2012 9,25 10^4Bq. Daraus ergibt sich mit dem

1. Oktober 2014 als Referenzzeit, einer Messzeit von 1970 s und einer Zerfallszeit von 1925 d die simulierte Photonenanzahl N zu:

$$N = Ae^{-\frac{\ln 2}{T}t}M = 9,25 \cdot 10^4 Bq \cdot e^{-\frac{\ln 2}{1925d}609d} \cdot 1970s = 146.000.000 \tag{4.1}$$

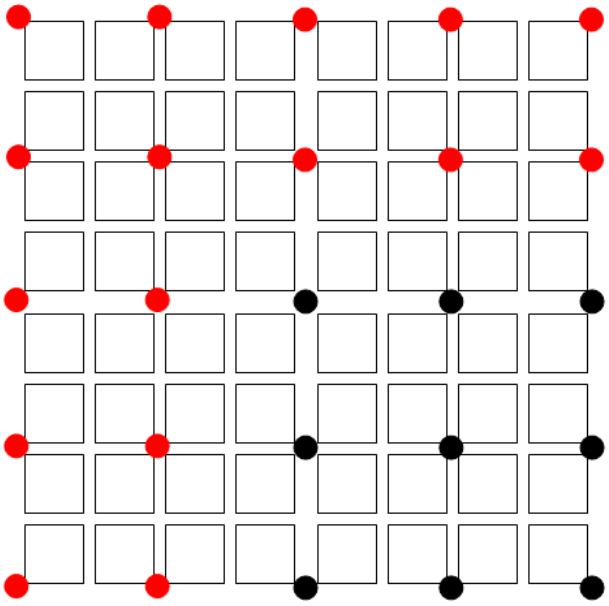


Abbildung 4.1: Die Punkte zeigen die Positionen der Quelle in der horizontalen Ebene. Die Quadrate repräsentieren die Szintillationskristalle.

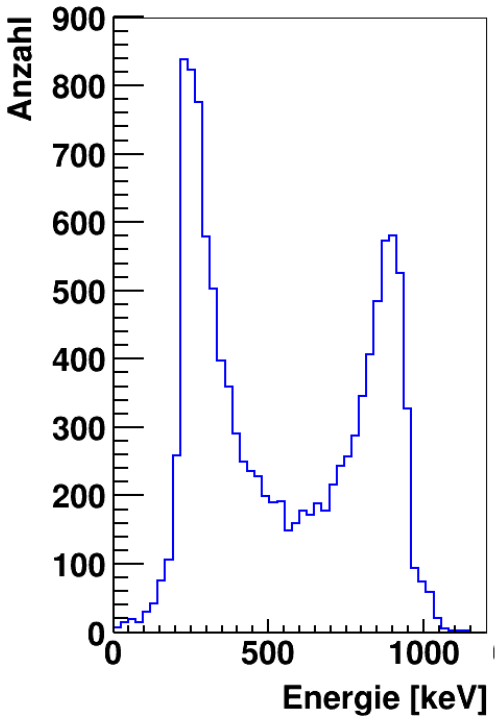
Nach erfolgter Festlegung aller Startbedingungen und -parameter wird die Simulation für neun verschiedene horizontale Positionen der Quelle und einer Höhe von 25 mm über den Kristallen durchgeführt (Abbildung 4.1: schwarze Punkte). Weitere 16 Positionen (Abbildung 4.1: rote Punkte) können aufgrund der Symmetrie der gesamten Anordnung aus den 9 vorhandenen Positionen ermittelt werden. Während die Simulation läuft, werden die für die Richtungsauslösung wichtigen Wechselwirkungsprozesse herausgefiltert. Die deponierte Energie und die Nummer des entsprechenden Kristalls, in dem die Wechselwirkung stattgefunden hat, werden gespeichert. Daraus werden, wie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben, die bedingten Einzelenergiespektren der je 56 Kristallpaare in x- und y-Richtung erzeugt und deren Mittelwerte gebildet. Für jedes einzelne Paar wird in einer nachfolgenden Auswertung die Abhängigkeit des Verhältnisses R (Formel 3.3) vom in x- oder y-Richtung projizierten Einfallswinkel θ aufgetragen und linear gefittet. Dazu wird die Fit-Umgebung von ROOT[14] verwendet. Da bei senkrechtem Einfall immer $R = 0$ gilt, wird dieser Punkt im linearen Graphen festgesetzt. Bei der linearen Approximation und den Unsicherheiten der Fitparameter werden die Unsicherheiten von R berücksichtigt. Die Unsicherheiten von R werden analog zur Messung wie in Formel 3.4 berechnet. Diese ermittelten linearen Funktionen können dann zur Ermittlung des projizierten Einfallswinkels aus der gemessenen Mittelwertdifferenz der bedingten Einzelenergiespektren

einer realen Messung verwendet werden.

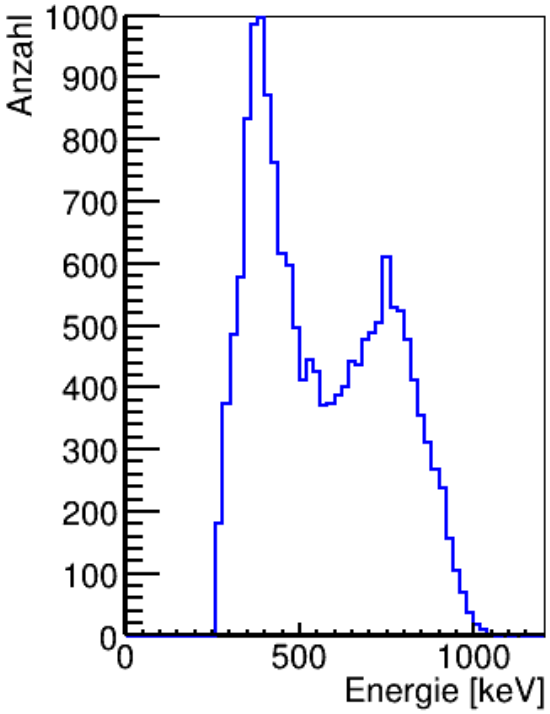
4.2 Vereinfachungen gegenüber der realen Messungen

Die Simulationen stellen die physikalischen Vorgänge bei der Messung modellhaft dar, was gewisse Vernachlässigungen und Vereinfachungen der realen Struktur und Abläufe nach sich zieht.
Die radioaktive Quelle wird als ideale Punktquelle dargestellt, obwohl sie in der Realität eine endliche Ausdehnung von circa 1 mm besitzt. Jedes emittierte Photon wird separat betrachtet, mögliche Korrelationen zwischen verschiedenen ausgestrahlten Photonen werden nicht beachtet. Es werden auch Abschirmungen und Streukörper zwischen Quelle und Kristall vernachlässigt, die in der Realität als Luft, als Glasabdeckung der Box und als Abdeckung der Kristalle auftauchen. In den Simulationen treten als Wechselwirkungsmaterialien ausschließlich die Szintillationskristalle auf. Insbesondere gibt es keine Darstellung der SPAD und deren Auslese- und Verarbeitungselektronik. Somit können keine Ansprechvermögen, Fehlsignale oder Totzeiten simuliert werden. Die sich aus den Simulationen ergebenden Energiespektren werden direkt aus den absorbierten Energien in den Kristallen erzeugt. Es treten keine messtechnisch bedingte Unsicherheiten der Energiewerte auf. Ausschließlich statistische Unsicherheiten werden durch die Monte-Carlo-Methode richtig wiedergegeben. Die Separierung der Photonen und deren direkte Energieauslese bei Wechselwirkung lässt auch keine zeitliche Diskussion zu, die bei realen Messungen eine wichtige Rolle spielt. Die 100 %ige Korrelation von Wechselwirkungen eines Photons ist zwangsweise gegeben. Bei realen Messungen kann auch eine zufällige Gleichzeitigkeit von unabhängigen Ereignissen vorliegen. Die genaue Kenntnis über die Wechselwirkungsarten erlaubt es, ausschließlich die Photonen auszuwählen, die nach einer Comptonstreuung in einem Kristall in einem benachbarten Kristall absorbiert werden. Bei realen Messungen können zum Beispiel auch Photonen zu bedingten Spektren beitragen, die zwei mal inkohärent streuen und dabei fast ihre gesamte Energie verlieren. Ein insbesondere bei LYSO-Kristallen großer Unterschied zwischen Simulation und Messung ist die Eigenradioaktivität der Kristalle. Diese wird bei den Simulationen nicht mit einbezogen, obwohl sie bei den Messungen einen großen Teil der Ereignisse erzeugt.
Die genannten Vereinfachungen sorgen dafür, dass in den simulierten bedingten Einzelenergiespektren kein Störpeak bei 200 keV auftaucht. Obwohl auch bei den Simulationen die Möglichkeit besteht, nur Energiewerte zu beachten, die größer als 270 keV sind (vgl. Abschnitt 3.5), ist dies hier nicht ratsam. Dadurch, dass bei den Simulationen keine Messabweichungen bei der Energie auftreten, sind die Peaks der bedingten Einzelenergiespektren hier weiter auseinander als bei den bedingten Einzelenergiespektren der Messungen (Abbildung 4.2). Dadurch unterscheiden sich die Veränderungen der Mittelwerte der Spektren bei der Einführung eines Energieschnittes zwischen Messung und Simulation stark. Zur Lösung des Problems werden

die ermittelten Verhältnisse der Mittelwerte bei den Simulationen ohne Energieschnitt mit einem konstanten Faktor von $0,45$ betragsmäßig abgesenkt. Dadurch lässt sich der Vergleich zwischen Messung und Simulation weiterhin gewährleisten.



(a) Ein bedingtes Einzelenergiespektrum einer Simulation



(b) Ein bedingtes Einzelenergiespektrum einer Messung

Abbildung 4.2: Vergleich von bedingten Einzelenergiespektren einer Simulation und einer Messung

5 Ergebnisse

5.1 Richtungsbestimmung von Gammastrahlen

Die durchgeführten Untersuchungen mit dem MTEK-Detektor sollen zeigen, ob mit diesem Detektor eine Richtungsbestimmung nach der in [2] vorgestellten Methode funktioniert und auf eine zweidimensionale Detektoranordnung erweitert werden kann. Es muss die Frage beantwortet werden, ob für beliebige Quellpositionen über dem Detektor für jedes Detektorpaar aus seinen gemessenen Mittelwerten der bedingten Einzelenergiespektren ein in Paarrichtung projizierter Einfallswinkel abgeleitet werden kann. In Abbildung 5.1 ist das aus den Mittelwerten gebildete Verhältnis R gegenüber der Detektorpaarnummer einer in x-Richtung gewählten Detektorpaarreihe für eine bestimmte Quellposition aufgetragen. Es werden sowohl die Ergebnisse der Messung als auch die der Simulation dargestellt. Diese Betrachtung ist äquivalent zu einer Darstellung eines Detektorpaares, welches nacheinander verschiedene Quellpositionen in x-Richtung ausmisst. Aufgrund dieser Äquivalenz lässt sich aus den Graphen feststellen, dass das Verhältnis R signifikant von der Quellposition und damit von der in x-Richtung projizierten Einfallsrichtung abhängt. Damit trifft das in [4] erhaltene Ergebnis auch auf den hier verwendeten kommerziellen MTEK-Detektor mit LYSO-Kristallen zu: Eine Richtungsauflösung in einer Detektordimension ist möglich.

Bei einem zweidimensionalen Detektoraufbau ist es notwendig, die Abhängigkeit der bedingten Einzelenergiespektren der in x-Richtung ausgerichteten Detektorpaare von der y-Position der Quelle und die Abhängigkeit der bedingten Einzelenergiespektren der in y-Richtung ausgerichteten Detektorpaare von der x-Position der Quelle zu untersuchen. Um die in einer Detektordimension funktionierende Methode auf zwei Dimensionen zu erweitern, dürfen diese Spektren nicht von der jeweiligen anderen Koordinate der Quellposition abhängen. Allerdings werden sowohl bei der Messung als auch bei der Simulation solche Abhängigkeiten festgestellt (Abbildung 5.2). Bei komplett unbekannter Position der Punktquelle ist damit mit einem zweidimensionalen Detektor keine eindeutige Zuordnung eines Detektorpaares zum jeweiligen projizierten Einfallswinkel möglich. Im Kapitel 6 wird eine Möglichkeiten eines alternativen Verfahrens zur Richtungsbestimmung aufgezeigt. Bei Kenntnis einer Koordinate (in der horizontalen Ebene über dem Detektor) geht es aber doch. Dazu werden bei den Simulationen für jedes Detektorpaar in x- oder y-Richtung für fünf verschiedene y- oder x-Positionen der

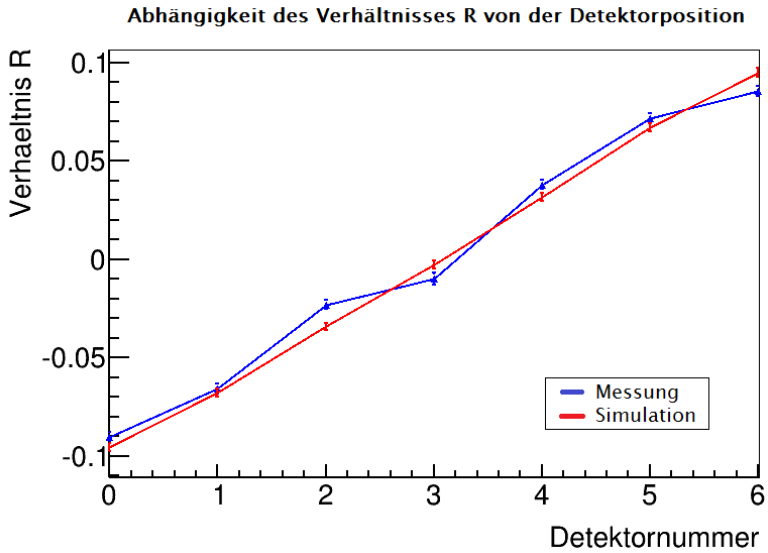


Abbildung 5.1: Die Abbildung zeigt die Abhängigkeit des Verhältnisses R von den Detektorpaarpositionen in x-Richtung von in x-Richtung ausgerichteten Detektorpaaren

Quelle eigene lineare Zusammenhänge zwischen Mittelwertdifferenz und Winkel, nach der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Methode erzeugt. Die Positionierung der Quelle bei der Messung auf eine dieser y- oder x-Positionen erlaubt es dann mit Hilfe der Simulationsdaten und der Kenntnis der y- oder x-Position die projizierten Einfallswinkel in x- oder y-Richtung für alle so ausgerichteten 56 Paare eindeutig zu bestimmen. Hierfür werden aus den durch die Simulationen erzeugten linearen Approximationen mit dem Parameter a die gemessenen Verhältnisse R in die Einfallswinkel Θ umgerechnet:

$$\Theta = \frac{R}{a} \tag{5.1}$$

Die Unsicherheit eines so ermittelten Einfallswinkels ergeben sich mittels Gauß'scher Fehlerfortpflanzung aus der Unsicherheit des Parameters a und der Unsicherheit des gemessenen Verhältnisses R:

$$\Delta\Theta = \frac{1}{a}\sqrt{\Delta R^2 + \Theta^2 \Delta a^2} \tag{5.2}$$

Eine dreidimensionale Richtungsbestimmung ist mit der hier verwendeten Methode nicht möglich. Allerdings lässt sich mit der Kenntnis einer Ortskoordinate der Quelle eine projizierte Richtungsbestimmung mit dem MTEK-Detektor durchführen.

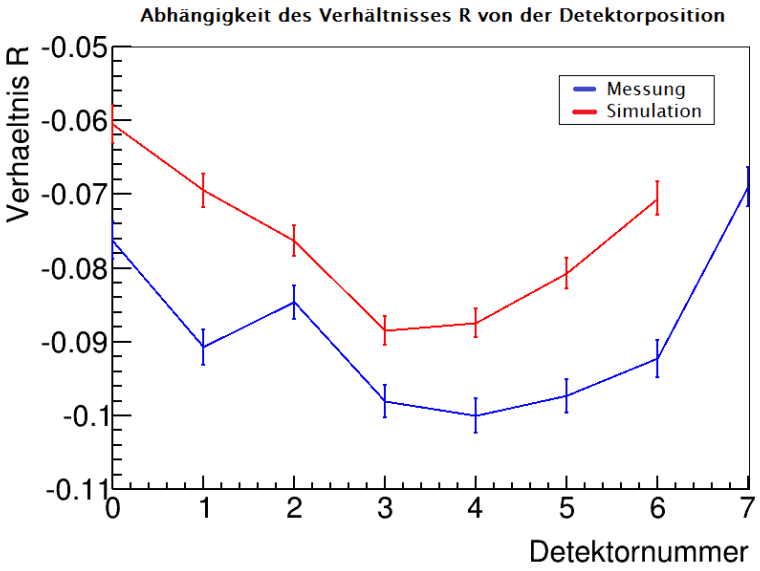


Abbildung 5.2: Die Abbildung zeigt die Abhängigkeit des Verhältnisses R von den Detektorpaarpositionen in y-Richtung von in x-Richtung ausgerichteten Detektorpaaren

5.2 Ortsbestimmung einer ^{60}Co-Punktquelle

Die in dieser Arbeit angewandte Methode zur Richtungsbestimmung lässt sich mit dem zweidimensionalen MTEK-Detektor nur eingeschränkt verwenden. Demzufolge ist auch eine Ortsbestimmung einer radioaktiven Punktquelle nur eingeschränkt möglich. Es muss entweder die x- oder die y-Position der Quelle bekannt sein, um die Quelle in der y-z-Ebene oder der x-z-Ebene lokalisieren zu können. Zur Ortsbestimmung unter diesen Bedingungen können dann aber alle 56 in y- oder x-Richtung ausgerichteten Detektorpaare genutzt werden.
Hier sollen nun zwei bestimmte Quellpositionen näher untersucht werden. Die Koordinaten der beiden Quellpositionen lauten: $\vec{r}_1 = (42; 42; 25)$ und $\vec{r}_2 = (76; 42; 25)$. Der Koordinatenursprung liegt dabei horizontal 10 mm links vor der linken vorderen Ecke der Szintillationskristalle und vertikal direkt über den Szintillationskristallen. Die Koordinatenachsen verlaufen parallel beziehungsweise senkrecht zu den Detektorpaaren, die Maße werden in mm angegeben. Die radioaktive Quelle lässt sich mit einer Genauigkeit von ± 2 mm in alle Richtungen an den angegebenen Orten ablegen. In den Auswertungsalgorithmen wird jeweils nur die x- oder y-Koordinate angegeben. Insgesamt entstehen dadurch vier zweidimensionale Quelldichte-Darstellungen die in den Abbildungen 5.4 und 5.5 gezeigt werden.

Die Darstellungen werden mit folgender Methode erzeugt. Jedem Detektorpaar wird mit Hilfe der Messergebnisse und der bekannten Umrechnung von Mittelwerten der bedingten Einzelenergiespektren zu Einfallswinkeln ein solcher Einfallwinkel zugeordnet. Die Unsicherheit eines jeden Winkels wird wie in 3.4 berechnet. Danach wird für jedes Detektorpaar jedem Raumpunkt in der zweidimensionalen Darstellung eine Gewichtung zugeordnet(Abbildung 5.3). Sie

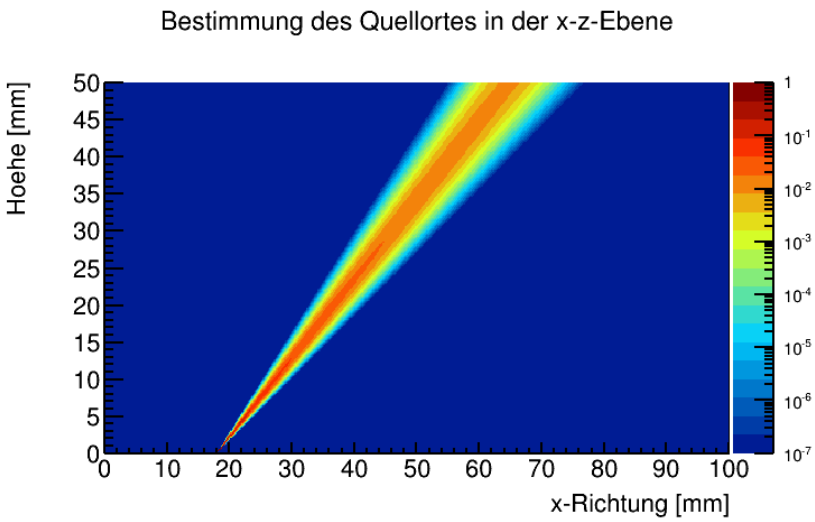
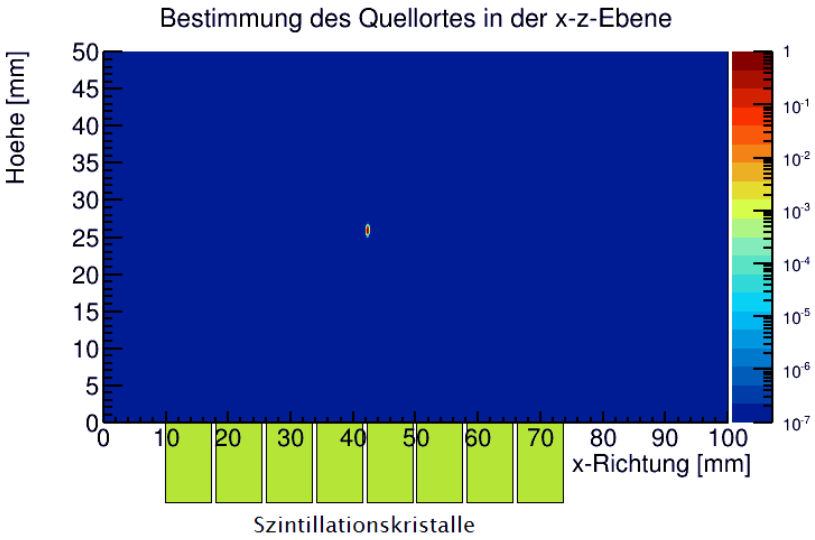


Abbildung 5.3: Die senkrecht zur Einfallsrichtung normalverteilte Gewichtungsfunktion eines Detektorpaares

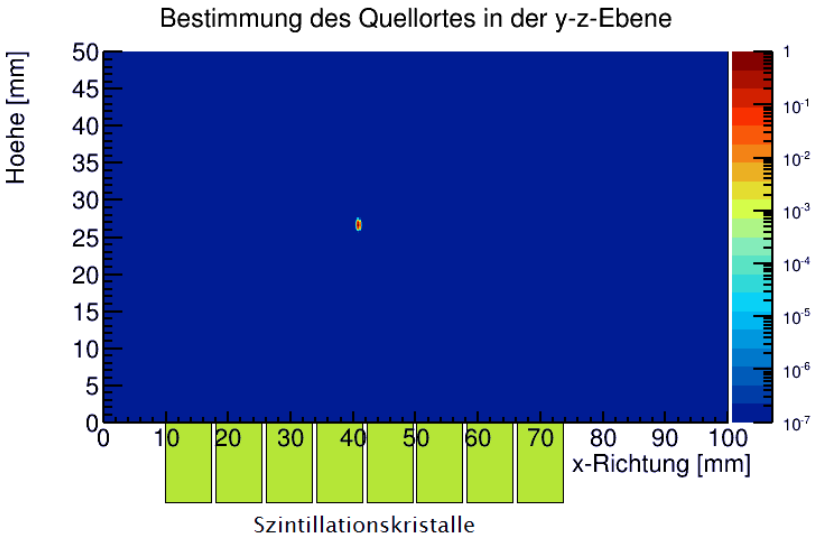
ist in einer senkrechten Projektion zur Einfallsrichtung normalverteilt. Die Breite der Funktion ist proportional zur errechneten Winkelunsicherheit. Alle 56 entstehenden Gewichtungsfunktionen werden anschließend miteinander multipliziert. Die resultierende Gesamtfunktion wird an ihrem Maximum auf eins normiert. Diese Methode scheitert, sobald für ein oder mehrere Detektorpaare die errechneten Winkel stark von der Realität abweichen. Das kann zum Beispiel durch fehlerhaft arbeitende Dies oder Störeinflüsse, wie von außen eindringendes Licht, passieren. Das Produkt aller Gewichtsfunktionen wird dann überall null und es kann kein Maximum mehr gefunden werden. Bei einer alternativen und robusteren Methode werden die Gewichtsfunktionen aufsummiert. Fehlerhafte Winkelberechnungen bei einen oder mehreren Detektorpaaren haben dann nur einen geringen Einfluss auf die Gesamtfunktion. Allerdings stellt hier die Gesamtfunktion kein Maß für die Wahrscheinlichkeit für den Aufenthaltsort der Punktquelle dar. Spätere Untersuchungen mit ausgedehnten Quellverteilungen lassen sich mit dieser Summationsmethode nicht auswerten.

Die ermittelten projizierten Quellpositionen liegen für die reale Quellposition $\vec{r}_1$ bei folgenden Koordinaten: $\vec{r}_{11} = (42 \pm 1; 26 \pm 1)$ (x-z-Ebene) und $\vec{r}_{12} = (40 \pm 1; 27 \pm 1)$ (y-z-Ebene). Für die reale Quellposition $\vec{r}_2$ liegen die ermittelten Koordinaten bei: $\vec{r}_{21} = (78 \pm 3; 23 \pm 3)$ (x-z-Ebene) und $\vec{r}_{22} = (40 \pm 1; 31 \pm 1)$ (y-z-Ebene). Alle Maße werden in mm angegeben. Unter Beachtung der Unsicherheit der realen Quellposition von 2 mm fällt der Vergleich von realen und ermittelten Quellpositionen in horizontaler Ebene (x- und y-Richtung) positiv aus. In vertikaler Ebene (z-Richtung) ergibt sich bei der ermittelten Position $\vec{r}_{22}$ eine signifikante Abweichung von der realen Position. Verursacht wird diese Abweichung durch die eingeschränkte Vergleichbarkeit von Messung und Simulation. Diese resultiert aus dem bei der Messung vorhandenen und in der Simulation abwesenden Störpeak in den bedingten Einzelenergiespektren. Die genaue Ortsauflösung einer Punktquelle lässt sich anhand der erzeugten Ortsdiagramme nicht ablesen.

Dazu muss in einem späteren Experiment durch minimale Verschiebung der Punktquelle untersucht werden, ab welcher Ortsänderung der Quelle in den Ortsdiagrammen ein signifikanter Unterschied der Lage des Maximums zu erkennen ist.

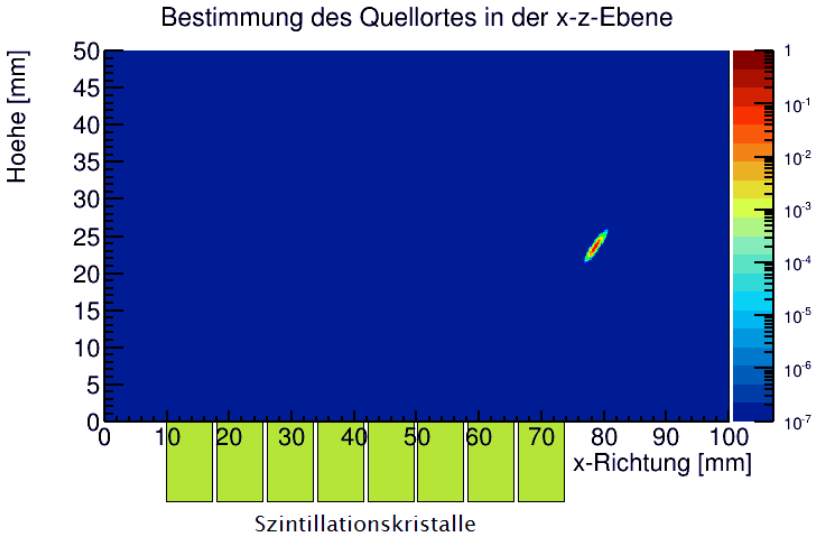


(a) Ortsbestimmung in der x-z-Ebene der Quelle am Ort $\vec{r}_1$

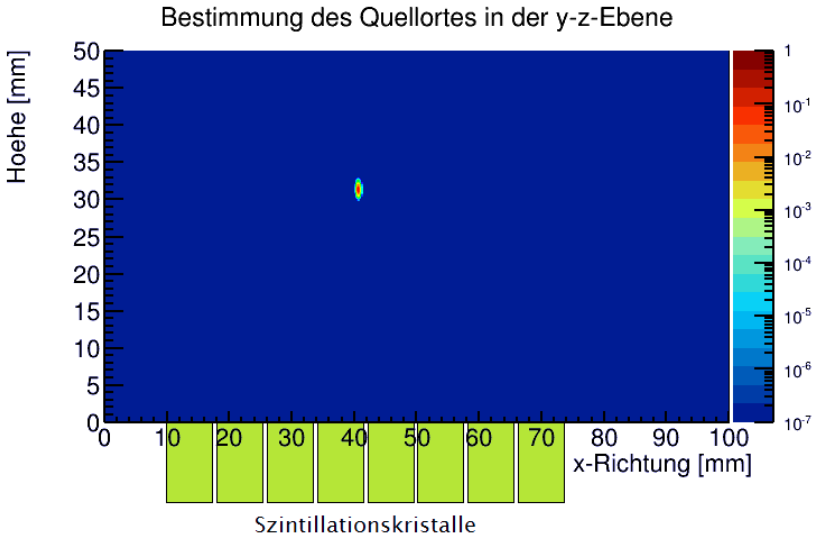


(b) Ortsbestimmung in der y-z-Ebene der Quelle am Ort $\vec{r}_1$

Abbildung 5.4: Auf die x-z-Ebene und die y-z-Ebene projizierte Ortsbestimmung für eine ^{60}Co-Quelle am Ort $\vec{r}_1 = (42; 42; 25)$ mm.



(a) Ortsbestimmung in der x-z-Ebene der Quelle am Ort $\vec{r}_2$



(b) Ortsbestimmung in der y-z-Ebene der Quelle am Ort $\vec{r}_2$

Abbildung 5.5: Auf die x-z-Ebene und die y-z-Ebene projizierte Ortsbestimmung für eine ^{60}Co-Quelle am Ort $\vec{r}_2 = (76; 42; 25)$ mm.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In der Nuklearmedizin wird in der Diagnostik die Ortsauflösung von radioaktiven Quellverteilungen im menschlichen Körper untersucht. Dazu wird heutzutage vorrangig die Anger-Kamera eingesetzt. Alternative Methoden wie das Prinzip der Compton-Kamera oder des richtungsauflösenden Gammadetektors befinden sich noch in der Forschungs- und Entwicklungsphase.
In [4] wird erstmals mit einem von Philips hergestellten digitalen Silizium-Photomulitplier[5] die Ortsauflösung einer Punktquelle in zwei Dimensionen mittels richtungsauflösender Gammadetektion untersucht. Es ist dort gelungen, mit mehreren gleichgerichteten Detektorpaaren nach dem in [2] vorgestellten Prinzip eine radioaktive Punktquelle zu lokalisieren.
Die vorliegende Arbeit erweitert die Untersuchung zur richtungsauflösenden Gammadetektion auf eine dreidimensionale Ortsauflösung einer Punktquelle mit einem vollständig kommerziell hergestellten MTEK-Detektor mit LYSO als Szintillationsmaterial. Die Ergebnisse der durchgeführten Untersuchung zeigen, dass es nicht realisierbar ist, mit auf je zwei Ebenen projizierten Richtungsbestimmungsverfahren eine dreidimensionale Ortsauflösung einer Punktquelle zu ermöglichen. Lediglich durch die Kenntnis einer Koordinate in horizontaler x- oder y-Richtung ist es möglich, in den anderen zwei Dimensionen eine Lokalisierung der Punktquelle umzusetzen. Unter diesen Bedingungen konnte eine ^{60}Co-Quelle in einer circa halbstündigen Messung und einem Abstand von 25 mm über dem Detektor lokalisiert werden. Die statistische Unsicherheit des ermittelten Ortes beträgt 1 mm in mittlerer Position über dem Detektor und 3 mm an einer Randposition. Zur Vermeidung zu großer Unsicherheiten aufgrund der hohen Eigenstrahlung der verwendeten LYSO-Kristalle und des damit auftretenden hohen Untergrunds, wurde die Quelle nicht weiter entfernt positioniert. Es wird in zukünftigen Untersuchungen empfohlen, nicht selbst radioaktive Kristalle zu verwenden.
In den bedingten Einzelenergiespektren der Messungen ist ein bei circa 200 keV befindlicher Störpeak aufgetreten. Eine konkrete Ursache für diese Peaks ist noch nicht bekannt. Es wird vermutet, dass sie durch Photonen verursacht werden, die zu benachbarten Dies durch Spiegelung an der Glasplatte kommen und diese Dies triggern. Eine zukünftige Untersuchung muss die genaue Ursache dieser Störpeaks finden und eine Strategie zur Vermeidung dieser Peaks entwickeln. Dafür können zum Beispiel andere Kristalle und andere Befestigungsvarianten dieser Kristalle an den Photomultiplier getestet werden.
Da die hier untersuchte Methode nicht auf eine dreidimensionale Ortsauflösung angewendet werden kann, muss dafür ein neues Verfahren entwickelt und untersucht werden. Eine mögliche

neue Methode wäre die Folgende: Anstatt die Richtungsauflösung in x- und y-Richtung unabhängig voneinander in einzelnen Detektorpaaren zu untersuchen, werden mehrere Detektor-Quadrupel ausgewählt. Jedes dieser Quadrupel enthält vier in einem 2×2-Feld angeordnete gleichartige Detektoren. Über ein iteratives oder ein Maximum-Likelyhoot-Verfahren kann dann mittels der bekannten projizierten Richtungsauflösung aller vier Paare eines Quadrupels (zwei in x-Richtung, zwei in y-Richtung) der bestmögliche dreidimensionale Einfallswinkel gefunden werden. Die Überlagerung aller ermittelten Einfallswinkel aller Quadrupel ergibt dann eine dreidimensionale Ortsauflösung einer radioaktiven Quelle.
Für den Nachweis einer Eignung der richtungsauflösenden Gammadetektion in der Nuklearmedizin muss das Verfahren auch in anderen Energiebereichen getestet werden. Zum Beispiel ist zu untersuchen, inwieweit der Paarbildungsprozess bei den in der Positronen-Emissions-Tomographie verwendeten Energie von 4,4 MeV die bedingten Einzelenergiespektren und ihre weitere Verwendbarkeit beeinflusst.
Um in Zukunft auch ausgedehnte Quellverteilungen mit der richtungsauflösenden Gammadetektion auflösen zu können, ist es notwendig mehr Information als nur den Mittelwert aus den bedingten Einzelenergiespektren zu verwenden. Eine Möglichkeit zur Erweiterung auf solche Quellverteilungen beruht auf die Zerlegung der erzeugten bedingten Einzelenergiespektren in bedingte Einzelenergiespektren von Punktquellen an unterschiedlichen Orten.

Die Untersuchung der richtungsauflösenden Gammadetektion zur dreidimensionalen Ortsauflösung mit einem kommerziellen MTEK-Detektor mit LYSO-Szintillationskristallen hat verschiedene Probleme aufgezeigt. Die oben genannten Ideen zur weiteren Untersuchung dieses Verfahrens könnten diese Probleme aber beheben beziehungsweise stark einschränken. Auch wurde im Laufe dieser Arbeit eine vereinfachte Ortsauflösung trotz dieser Probleme erfolgreich durchgeführt und das Potential dieser Methode aufgezeigt. Eine Weiterentwicklung der richtungsauflösenden Gammadetektion wird deshalb unbedingt empfohlen.

A Literaturverzeichnis

[1] W. Enghardt u. a., „Detector assembly for detecting radiation with angular resolution and method for operating said assembly“, *U.S. Patent No. US 8030617 B2, priority date: 20.07.2006*, 2011

[2] A. Gueorguiev u. a., „A Novel Method to Determine the Directionality of Radiation Sources with Two Detectors Based on Coincidence Measurements“, *Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC), 2010 IEEE*, S. 1525-1530, 2010

[3] G. Pausch, „Directional Gamma Radiation Detector System“, *U.S. Provisional Patent Application No. 61/326,057, filed Apr. 20, 2010*, 2010

[4] F. Beyer, „Untersuchung eines neuen Konzepts für eine Bildgebung anhand der richtungsauflösenden Gammadetektion“, *Masterarbeit, TU Dresden*, 2012

[5] R. Schulze, „PDPC-TEK User Manual, Philips Digital Photon Counting, ver. 0.32“, 2014

[6] C. Leroy and P. Rancoita, „Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection“, World Scientific, 3rd Edition, 2012

[7] „XCOM: Photon Cross Sections Database“, *http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm*, Okt 2014

[8] G. Knoll, „Radiation Detection and Measurement“, John Wiley & Sons, 3rd Edition, 2010

[9] S. Derenzo u. a., „Scintillation Properties“, *http://scintillator.lbl.gov*, Nov 2014

[10] J. Iwanowska u. a., „Performance of cerium-doped Gd3Al2Ga3O12 (GAGG:Ce) scintillator in gamma-ray spectrometry“, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 712.2*, S. 34–40, 2013

[11] H. O. Anger „Scintillation Camera“, *Review of Scientific Instruments 29, 27 (1958)*, 1958

[12] L. Geworski, „Emissionstomographische Verfahren“, *http://edoc.hu-berlin.de/habilitationen/geworski-lilli-2004-03-17/HTML/chapter2.html*, Nov. 2014

[13] T. Kormoll, „A Compton Camera for In-vivo Dosimetry in Ion-beam Radiotherapy“, *Dissertation TU Dresden*, 2012

[14] *http://root.cern.ch/drupal*, Nov. 2014

[15] UWE electronic, „Thermoelectric Cooling–Controller UETR-MOST-16A“, 2014

[16] L. Pidol u. a., „High Efficiency of Lutetium Silicate Scintillators, Ce-Doped LPS, and LYSO Crystals“, *IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 51, NO. 3*, S. 1084-1087, 2004

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Kern- und Teilchenphysik ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Paul Jannusch
Dresden, November 2014