

Charakterisierung eines FPGA-basierten Auslesesystems zur Messung von Zeit-Energie-Spektren mit Szintillatoren

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

vorgelegt von

LENNARD FRANZ
geboren am 17.01.1997 in Witztenhausen

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

Eingereicht am 27. Januar 2020

1. Gutachter: Prof. Dr. Arno Straessner
2. Gutachter: Prof. Dr. Kai Zuber

Kurzdarstellung

Eines der fordernden gesundheitlichen Probleme und häufigsten Todesursachen in Deutschland sind Krebserkrankungen. Da aktuelle Behandlungsmethoden, wie z.B. die Bestrahlung mit Photonen, häufig an ihre Grenzen stoßen, ist die Entwicklung von neuartigen effektiven Behandlungsmethoden unabdingbar. Eine Möglichkeit die Herausforderung der Therapie von Krebserkrankungen zu bewältigen, ist der Einsatz von Hadronen, die im Vergleich zu Photonen einige Vorteile aufweisen. Für eine erfolgreiche Anwendung dieser Hadronentherapie, ist eine präzise Überwachung der Reichweite der Hadronen nötig. Eine Möglichkeit der Reichweitenüberwachung stellt die Detektion der bei der Wechselwirkung von Hadronen mit Materie auftretende prompte Gamma Strahlung dar. Bisherige Studien zeigen die erfolgreiche Nutzung von Szintillationsdetektoren. Diese Studie dient zur Charakterisierung eines FPGA-basierten Auslesesystems für Szintillationsdetektoren unter Verwendung der Time-over-Threshold-Methode. Zunächst wurden die zu verwendenden Detektorsignale mithilfe eines Oszilloskops analysiert und für die Auslese angepasst. Weiterhin wurden Energiespektren durch klassische Auswertungen aus mit dem Oszilloskop gemessenen Daten für einen späteren Vergleich erstellt. Insgesamt konnten wir zeigen, dass sich die Time-over-Threshold-Methode zur Verwendung bei der Gammaspektroskopie eignet. Weiterhin lässt sich die absolute Energieauflösung bis 1.3 MeV im Bereich von 100-200 keV abschätzen. Dies stellt eine Verschlechterung der Energieauflösung dar, welche jedoch aber für die Natur der Methode vertretbar ist.

Abstract

Cancer is one of the most important medical challenges and the second most common cause of death in Germany. Since there are limits to current methods of treatment, like for example the irradiation with photons, the urge of developing alternative and effective treatment methods is strong. One possibility to tackle the challenge of developing new cancer treatments, could be the use of hadrons, which provide several significant benefits compared to photons. For a successful application of this hadron therapy, it is necessary to monitor the hadron range precisely. One approach for monitoring the hadron range, is detecting prompt gamma radiation, which occurs during the interaction of hadrons and matter. Previous studies have shown the successful use of scintillation detectors in this context. In this research, we aimed to characterize a FPGA-based readout system for scintillation detectors using the time over threshold method. Initially, the detector signals to be used, were analyzed with an oscilloscope and adapted for the further read out. Furthermore, energy spectrums could be created for a later comparison, using classic analysis of data generated with the oscilloscope. Taken together, we were able to

demonstrate that the time over threshold method is suitable for the application in gamma ray spectroscopy. In addition to that, the absolute energy resolution could be estimated up to 1.3 MeV in a range of 100-200 keV. This indeed represents a deterioration, which is however justifiable considering the nature of this method.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	v
1 Einleitung	3
2 Physikalische Grundlagen	5
2.1 Wechselwirkungen von geladenen Teilchen mit Materie	5
2.2 Wechselwirkung von schweren geladenen Teilchen mit Materie	5
2.3 Gamma Strahlung	7
2.4 Wechselwirkung von Photonen mit Materie	8
2.5 Szintillationsdetektoren	10
3 Material und Methoden	15
3.1 Detektoraufbau	15
3.2 GSI-Setup	15
4 Ergebnisse	17
4.1 Messungen mit dem Oszilloskop	17
4.1.1 Shaping der Signalpulse	17
4.1.2 Klassische Bestimmung der Energieauflösung	18
4.1.3 Bestimmung der Energieauflösung mittels der ToT-Methode	19
4.2 Inbetriebnahme des GSI-Setups	22
4.2.1 Kalibrierung des TDC's	22
4.2.2 Vorversuch mithilfe eines Frequenzgenerators	23
4.2.3 Messungen mit dem GSI-Setup	23
5 Diskussion	25
5.1 Klassische Bestimmung der Energieauflösung	25
5.2 Bestimmung der Energieauflösung mithilfe ToT	26
5.3 GSI-Setup	27
5.3.1 Energieauflösung	27
5.3.2 Möglichkeiten zur Anwendung in der prompten Gamma Spektro- skopie	29
5.4 Zusammenfassung und Ausblick	29

Abbildungsverzeichnis	vii
Tabellenverzeichnis	ix

1 Einleitung

Krebserkrankungen sind mit ca. 226.000 Todesfällen pro Jahr die zweit häufigste Todesursache in Deutschland. Jedes Jahr kommen etwa 476.000 Neuerkrankungen hinzu (Stand 2014) [1].

Zu den wichtigsten Behandlungsmethoden gehört die Strahlentherapie. Hierbei wird hoch-energetische Teilchenstrahlung verwendet, um durch Wechselwirkungen der Teilchen mit Materie, irreparable Schäden an der DNA des malignen Gewebes zu verursachen.

Zurzeit werden bei der Strahlentherapie vorwiegend Photonen eingesetzt, jedoch werden mit zunehmender Häufigkeit auch Hadronen, genauer Protonen und Kohlenstoffionen, verwendet. Der Vorteil von Hadronen besteht in ihren Wechselwirkungseigenschaften mit Materie [2]. Im Vergleich zu Photonen, besitzen Hadronen eine endliche Reichweite in Materie und ein Maximum des Energieverlustes pro Weglänge kurz vor dem Ende ihrer Reichweite, den sogenannten Bragg-Peak. Die Position des Bragg-Peaks ist proportional zur Energie der einfallenden Hadronen. Diese Eigenschaft lässt sich ausnutzen um eine, im Vergleich zur Verwendung von Photonen, präziser angepasste Dosisverteilung zu erzeugen, wodurch eine signifikant geringere Dosisbelastung außerhalb des zu bestrahlenden Gewebes, während einer Therapie möglich ist [2].

Um diesen Vorteil in Gänze ausnutzen zu können, ist eine möglichst genaue Kenntnis der Reichweite der Hadronen während der Bestrahlung notwendig, da Unsicherheiten, anders als bei der Photonentherapie zu einem kompletten Verfehlen von Teilen des Tumors führen könnten. Ursachen für Ungenauigkeiten der Kenntnis der realen Dosisverteilung während einer Bestrahlung sind beispielsweise Organbewegungen, die Platzierung des Patienten und anatomische Veränderungen (Gewichtsverlust), Ungenauigkeiten durch die Simulation der Dosis, sowie weitere biologische Faktoren [3].

Um die Hadronentherapie erfolgreich anzuwenden, ist eine präzise Überwachung der Reichweite der Hadronen in Echtzeit nötig. Eine Möglichkeit zur Reichweiteüberwachung in Echtzeit, stellt die Detektion der durch unelastische Wechselwirkungen der einfallenden Hadronen mit Atomkernen entstehenden prompten Gammastrahlung dar, da diese proportional zur Reichweite und somit der Dosisdoposition ist [4]. Die Messmethode "Prompt gamma-ray timing" (PGT) nutzt den Zusammenhang zwischen der Zeit des Auftretens des Hadronenstrahls auf das Target bis zur Detektion der prompten Gammastrahlung und der Reichweite des Hadronen im Target aus. Aus der Zeitverteilung der

prompten Gammas kann indirekt auf sogenannte "*transit time*" und somit auf die Reichweite geschlossen werden [5]. Aufgrund der hohen Ereignisrate und der benötigten Zeit- und Energieauflösung, bietet sich die Verwendung eines Szintillationsdetektors mit einem CeBr₃-Kristall und Photomultiplier an [6].

Für die Auslese der Daten soll ein von der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) entwickeltes FPGA-basiertes Auslesesystem verwendet werden. Dieses System wurde ursprünglich für Cherenkov-Detektoren entwickelt und nutzt die *Time-over-Threshold* (ToT) Methode zur Ermittlung der Pulszeit und Pulsamplitude.

Der Vorteil der ToT-Methode besteht darin, dass im Gegensatz zu herkömmlichen Methoden (bspw. Integration der Ladung), die Auslesekosten signifikant gesenkt werden können. In einer Studie von Sharma et al. [7], wurde außerdem die erfolgreiche Verwendung dieser Methode in Kombination mit Szintillatoren mit kurzen Zerfallszeiten der Lichtsignale gezeigt.

Die Anwendung dieses Systems mit dem für das PGT benötigte Setup, erfordert eine genauere Charakterisierung des Systems bezüglich der Energie- und Zeitauflösung.

Ziel dieser Arbeit ist die Inbetriebnahme des Auslesesystems und die Anpassung des bestehenden Aufbaus aus einem Photomultiplier und Kristall-Szintillator an die Anforderungen und die Charakterisierung des gesamten Systems bezüglich dessen Energieauflösung.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 Wechselwirkungen von geladenen Teilchen mit Materie

Die Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie, zeichnet sich primär durch den Energieverlust und eine Ablenkung der Teilchen von ihrer ursprünglichen Richtung aus. Die dabei relevantesten Prozesse stellen inelastische Streuung mit Hüllenelektronen und elastische Streuung mit den Atomkernen des Targets dar.

Aufgrund der deutlich größeren Masse von schweren geladenen Teilchen, beispielsweise Protonen oder Atomionen, im Vergleich zu Elektronen bzw. Positronen, besitzen diese eine deutlich kleinere Winkelaufstreuung beim Durchgang durch Materie. Daher sind diese für medizinische Anwendungen, speziell für die Strahlungstherapie besser geeignet [8].

Da die weiteren Eigenschaften von Elektronen beim Durchgang von Materie für diese Arbeit nicht weiter relevant sind, werden diese im Folgenden nicht weiter betrachtet.

2.2 Wechselwirkung von schweren geladenen Teilchen mit Materie

Bei schweren geladenen Teilchen, stellt die inelastische Streuung an Hüllenelektronen den dominierenden Prozess dar. Dabei wird ein Teil der Energie der Teilchen auf die Hüllenelektronen übertragen, wodurch die Atome des Targets in einen angeregten Zustand übergehen oder ionisiert werden [9].

Aufgrund des im Verhältnis zur gesamten kinetischen Energie des Teilchens sehr kleinen Energieübertrags pro Kollision mit einem Hüllenelektron und der sehr großen Anzahl an Kollisionen pro Weglänge, normale Dichten vorausgesetzt, kann der Energieverlust pro

Weglänge als kontinuierlich betrachtet werden. Der Energieverlust pro Weglänge wird auch als Bremsvermögen bezeichnet [8].

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (2.1)$$

Das Bremsvermögen für schwere geladene Teilchen wird durch die Bethe-Bloch Gleichung beschrieben.

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \cdot z^2 \frac{Z}{A\beta^2} \cdot \left(\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (2.2)$$

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

- N_A : Avogardokonstante,
- r_e : klassischer Elektronenradius,
- m_e : Elektronenmasse,
- c : Lichtgeschwindigkeit,
- v : Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens,
- z : Ladung des einfallenden Teilchens,
- Z, A : Kernladungszahl und Massenzahl der Materie,
- I : mittleres Ionisationspotential, mit $I \approx 16 \cdot Z^{0,9} \text{ eV}$ für $Z > 1$,
- δ : Dichtekorrektur.

Somit wird ersichtlich, dass der Energieverlust pro Weglänge bzw. das Bremsvermögen direkt proportional von der Dichte des Absorbers und reziprok proportional von der Energie bzw. der Geschwindigkeit der einfallenden Teilchen abhängt.

Diese reziproke Proportionalität, zusammen mit der bei steigender Eindringtiefe sinkender Teilchenfluenz, verursacht den sogenannten Bragg-Peak [2].

Wie bereits in Kapitel 1 erwähnt, geben schwere geladene Teilchen einen Großteil ihrer Energie erst kurz vor dem Erreichen ihrer Reichweite im Absorber ab. Aufgrund dessen, ist im Gegensatz zu Photonen eine deutlich präzisere Deposition der Dosis möglich. Durch die gewichtete Überlagerung mehrere Bragg-Peaks, auch '*Spread-Out-Bragg-Peak*' (SOBP) genannt, durch Modulation der Teilchenenergie, lässt sich der Bereich der Deposition der Dosis aufweiten um eine homogene Dosisverteilung bei einer Bestrahlung zu erreichen [2].

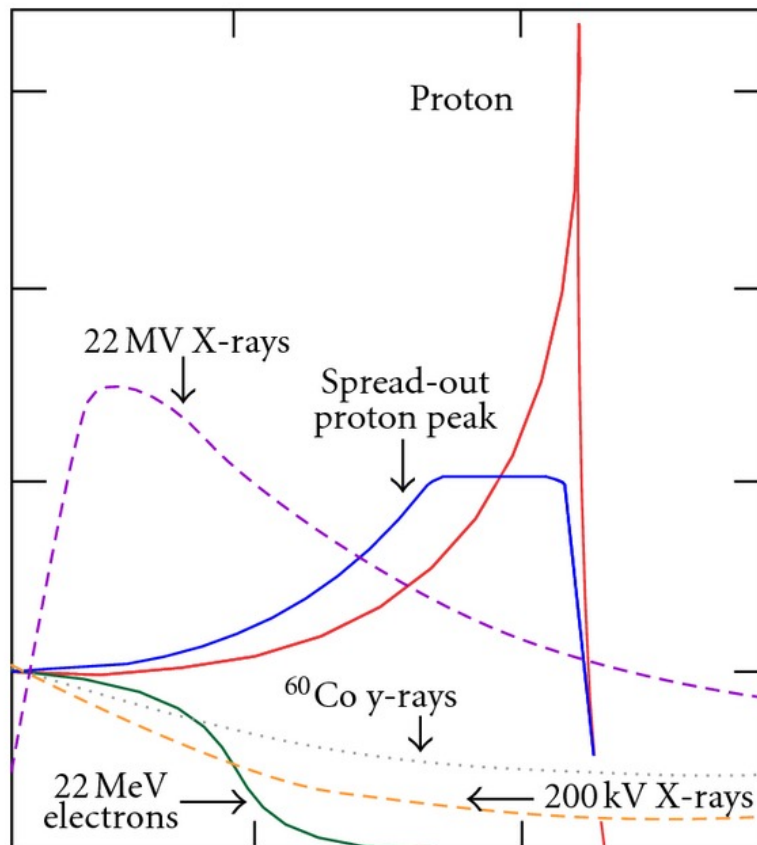


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der deponierten Dosisverteilung verschiedener Strahlungsarten. In rot ist die Dosisverteilung eines einzelnen Protons und in blau der SOBP dargestellt. [10]

2.3 Gamma Strahlung

Neben der Wechselwirkung der schweren geladenen Teilchen durch inelastische Streuung an Hüllenelektronen, sind mit geringerer Wahrscheinlichkeit auch Wechselwirkungen mit den Atomkernen möglich [8].

Bei diesen Wechselwirkungen ist zwischen elastischen und inelastischen Kollisionen zu unterscheiden. Bei den inelastischen Kollisionen kommt es zu einer Anregung des Atomkerns. Während der darauffolgenden Abregung, kommt es zur Emission von Gamma Strahlung. Diese Emission läuft nahezu instantan ab (im Nanosekundenbereich), weshalb sie als prompte Gamma Strahlung bezeichnet wird.

Aufgrund der Korrelation zwischen der Dosisdeposition im Target und der Emission der prompten Gamma Strahlung, lässt sich auf die Reichweite der Teilchen im Target schließen [4].

Zur Detektion dieser Strahlung bieten sich die schon in Kapitel 1 erwähnten Szintillationsdetektoren an.

2.4 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Die Wechselwirkung von Photonen ist bei der Detektion der prompten Gamma Strahlung im Detektor ebenfalls von Bedeutung. Die wichtigsten möglichen Wechselwirkungen sind dabei:

- Photoeffekt
- Compton-Streuung
- Paarbildung

Welcher dieser Prozesse dominant ist, hängt dabei maßgeblich von der Energie der Photonen und der Kernladungszahl des Absorbers ab. (Abb. 2.2)

Der Photoeffekt ist somit den dominanten Prozess bei kleinen Photonennenergien bis 500 keV und hohen Kernladungszahlen dar. Für hohe Energien über ca. 5 MeV dominiert hingegen die Paarbildung. Im Energiebereich zwischen diesen Beiden stellt die Compton-Streuung die wahrscheinlichste Wechselwirkung dar.

Beim Photoeffekt wird das einfallende Photon komplett absorbiert, wodurch das Photon seine gesamte Energie auf ein Hüllenelektron überträgt.

$$E_e = h\nu - E_B \quad (2.3)$$

Die kinetische Energie des Elektrons nach der Absorption entspricht der Differenz der Energie des Photons und der Bindungsenergie des Elektrons.

Der Compton-Effekt beschreibt eine inkohärente Streuung an quasi freien Hüllenelektronen des Targets. Die Elektronen können hier als quasi frei angenommen werden, da deren Bindungsenergie vernachlässigbar gegenüber der Photonenenergie ist. Im Gegensatz zum Photoeffekt kommt es beim Compton-Effekt nur zu einer teilweisen Übertra-

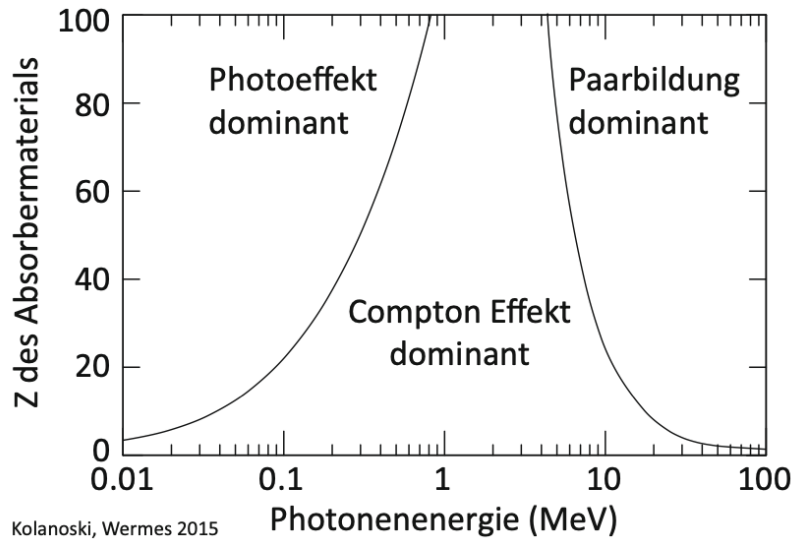


Abbildung 2.2: Darstellung der Photonenabsorptionsprozesse und deren Dominanzbereiche in Abhängigkeit von der Photonenenergie und der Kernladungszahl des Absorbermaterials [11].

gung der Photonenenergie an ein Elektron. Dieser Energieübertrag ist ausschließlich vom Streuwinkel des Photons abhängig.

$$E_e = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta_\gamma)} \right) \quad (2.4)$$

- E_e : Energie des Elektron,
- E_γ : Energie des Photon vor der Wechselwirkung,
- E'_γ : Energie des Photon vor nach Wechselwirkung,
- m_e : Elektronenmasse,
- c : Lichtgeschwindigkeit,
- θ_γ : Streuwinkel des Photons,
- z : Ladung des einfallenden Teilchens,

Die Energieverteilung der Compton gestreuten Elektronen wird durch eine kontinuierliche Funktion des Streuwinkels beschrieben. Jedoch besitzt diese Funktion eine scharfe obere Grenze (Compton Kante), da der maximale Energieübertrag für einen Streuwinkel von 180° (Rückstreuung des Photons) begrenzt ist. Die Winkelverteilung der gestreuten Gammas wird dabei durch die Klein-Nishina Formel dargestellt.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{(1 + \epsilon(1 - \cos\theta_\gamma))^2} \left[1 + \cos^2\theta_\gamma + \frac{\epsilon^2(1 - \cos\theta_\gamma)^2}{1 + \epsilon(1 - \cos\theta_\gamma)} \right] \quad (2.5)$$

Mit $\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$

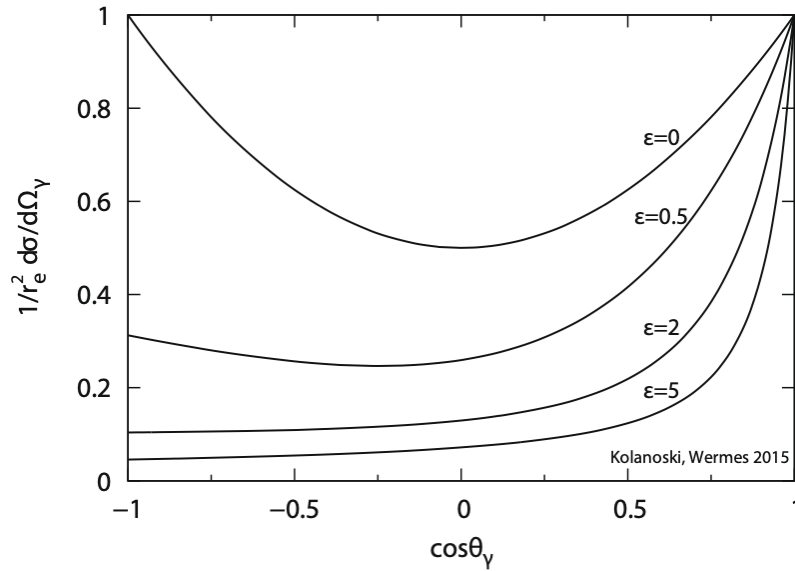


Abbildung 2.3: Darstellung der Winkelverteilung des gestreuten Photons beim Compton-Effekt nach Klein-Nishina 2.5. Dargestellt wurden die Winkelverteilungen für $\epsilon=0, 0.5, 2, 5$. [11]

Die Paarbildung tritt während der Wechselwirkung der einfallenden Photonen mit dem Coulombpotential der Atomkerne des Targets auf. Dabei kann sich bei einer Photonenenergie von mindestens 1022 keV (Energie-Masse-Äquivalent Elektron und Positron) ein Elektronen-Positronen-Paar bilden. Bei größeren Photonenenergien, wird die über die Ruhemassen hinausgehende Energie, zufällig in Form von kinetischer Energie auf beide Teilchen aufgeteilt. Der Einfluss dieser Prozesse während der Wechselwirkungen im Detektor und die daraus resultierenden Einflüsse auf die Auslese, werden im folgenden Kapitel näher erläutert.

2.5 Szintillationsdetektoren

Szintillationsdetektoren nutzen zum Nachweis von ionisierender Strahlung Szintillationslicht. Durch die Absorption ionisierender Strahlung kommt es zur Lumineszenz, bzw. der Emission von Licht eines charakteristischen Spektrums [11].

Bei der Verwendung von Szintillationsdetektoren zum Nachweis von Photonen, entsteht das Szintillationslicht indirekt. Während der Wechselwirkung der Photonen mit dem Szintillationsmedium entstehen Elektronen. Diese Elektronen entstehen durch die bereits in Kapitel 2.4 genannten, relevantesten Wechselwirkungen von Photonen mit Materie [11].

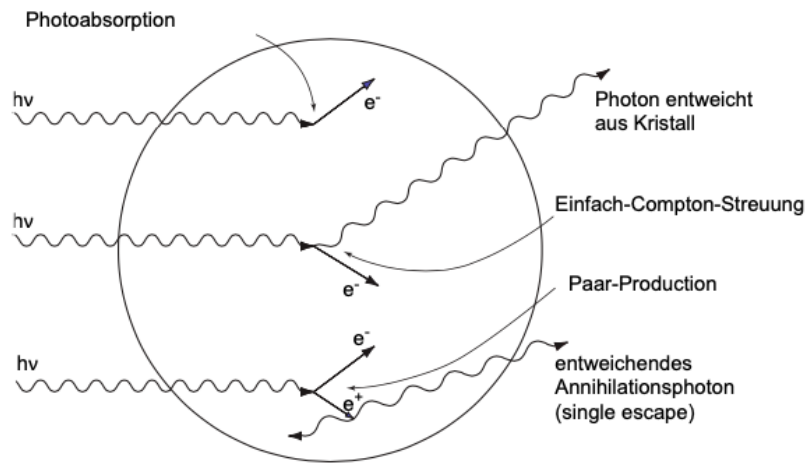


Abbildung 2.4: Darstellung der möglichen Wechselwirkungen der einfallenden Photonen im Szintillatormaterial. Die Prozesse des Photoeffekts, der einfachen Compton Streuung und der Paarbildung wurden dargestellt [11].

Unter der Annahme eines isolierten Kristallszintillators mit Abmessungen, die klein gegenüber der Absorptionslänge der Photonen sind, sind die folgenden Prozesse für die Entstehung des Szintillationslicht verantwortlich:

- Bei der Photoabsorption eines Photons wird ein Elektron der Energie $E_e = E_\gamma - E_B$ emittiert. Dieses Elektron ionisiert Atome im Szintillationskristall, welche wiederum zur Emission von Szintillationslicht angeregt werden. Aus diesem Prozess folgt unter anderem der Photopeak, bzw. Vollenergiepeak.
- Bei einer Wechselwirkung mittels Compton-Effekt und eines Verlassens des inelastisch gestreuten Photons des Kristalls, verursacht das gestreute Elektron die Emission des Szintillationslichts im Kristall. Die Energie des Elektrons ist vom Streuwinkel des Photons während des Wechselwirkungsprozesses des Compton-Effekts abhängig. Somit ergibt sich aufgrund der geringeren Energie des Elektrons, im Vergleich zum einfallenden Photons, das 'Compton-Kontinuum' und die durch den maximalen Energieübertrag während der Photonrückstreuung entstehende Compton-Kante im Energiespektrum unterhalb des Full-Energy-Peaks.

- Ab Energien oberhalb von 1022 keV bzw. ca. 1 MeV ist Paarbildung möglich. Nach der Entstehung eines Elektronen-Positronen-Paares, kommt es in Kristallszintillatoren aufgrund der hohen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Elektronen, häufig zu einer Annihilation des Positrons mit einem Elektron des Kristalls. Während dieser Annihilation werden zwei Photonen mit jeweils der Ruheenergie des Elektrons bzw. Positrons ausgesendet. Je nachdem ob eines oder sogar beide ausgesendeten Photonen den Szintillationskristall verlassen, kommt es zu den sogenannten *single escape peak* ($h\nu - m_e c^2$) = E und *double escape peak* ($h\nu - 2m_e c^2$) = E.

Weiterhin, kann es beispielsweise zu mehrfach Compton-Streuungen, dem Austreten von Elektronen oder Photonen aus dem Detektor oder Rückstreuung an den Detektorwänden, kommen. Dadurch können Einträge im Energiespektrum unterhalb des Full-Energy-Peaks entstehen [11].

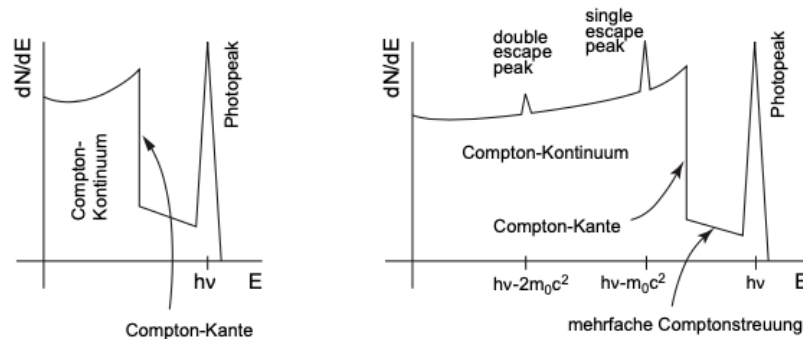


Abbildung 2.5: Beispielhafte Darstellung der zu erwartenden Spektren eines Szintillationsdetektors. Links ist das Spektrum für $h\nu < 2m_e c^2$ und rechts für $h\nu \gg 2m_e c^2$ dargestellt [11].

Somit zeigt sich, dass neben den Eigenschaften des Szintillatormaterials auch die Abmessungen einen Einfluss auf das Energiespektrum haben. Für die Auslese von Szintillationsdetektoren wird ein Photodetektor zum Nachweis des erzeugten Szintillationslichts benötigt. Aufgrund ihrer hohen Verstärkung, eines sehr geringen Rauschens und einer guten Zeitauflösung, eignen sich dafür Photomultiplier (PMT) [11].

Ein PMT besteht aus einer Photokathode, einem Sekundärelektronenvervielfacher und einer Anode innerhalb eines evakuierten Gehäuses. Zum Betrieb wird eine Hochspannung zwischen Kathode und Anode benötigt. Das entstehende Potential zwischen Kathode und Anode wird durch einen Spannungsteiler gleichmässig auf die zwischengeschalteten Dynoden aufgeteilt [8, 11].

Explizit wird ein PMT mit Metall-Channel-Dynoden verwendet. Dieser zeichnet sich durch ein besonders schnelles Ansprechverhalten aufgrund der des geringen Abstandes der Dynoden

aus. Durch die optische Ankopplung des Szintillators an den PMT, treffen die emittierten

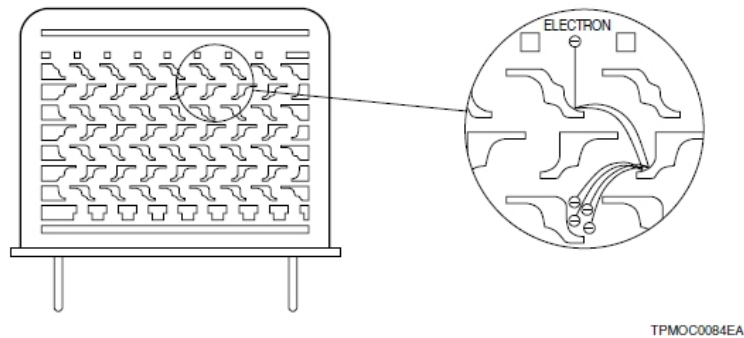


Abbildung 2.6: schematische Darstellung der Dynodenstruktur eines Photovervielfachers mit Metall-Channel-Dynoden. [12]

Photonen des Szintillationslichts auf die Photokathode des PMT und lösen dort durch den Photoeffekt Elektronen heraus. Diese Elektronen werden aufgrund des Potentialunterscheides zwischen Kathode und der ersten Dynode zu dieser hin beschleunigt. Beim Auftreffen auf die erste Dynode werden durch das beschleunigte Elektron, mehrere Sekundärelektronen erzeugt, auf welche Weise es zur Vervielfachung der Elektronen kommt. Dieser Prozess wird an mehreren Dynoden wiederholt, wodurch es zu einer sehr hohen Vervielfältigung bzw. Verstärkung des Signals kommt. Nach der letzten Dynode treffen die Elektronen auf die Anode und werden dort als Strompuls ausgekoppelt [8].

3 Material und Methoden

3.1 Detektoraufbau

Der verwendete Messaufbau besteht primär aus einem anorganischen CeBr_3 -Szintillatorkristall, welcher direkt, unter Verwendung von optischen Fett an einen 8x8 segmentierten Photomultiplier der Firma Hamamatsu (H12700 MAPMT) angekoppelt ist. Der Szintillator wurde so platziert, dass ein Pixel des PMT vollständig bedeckt und dann ausgelesen wird. Die bereits genannten Bauteile, befinden sich gemeinsam in einer zur Abdunklung benötigten Box. Mithilfe eines aus der Box hinausgeführten Flachbandkabels und einem zugehörigen Adapter können die Signale in die gewünschte Ausleseelektronik eingespeist werden.

3.2 GSI-Setup

Das von der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) entwickelte Auslesesystem, wurde ursprünglich für die Verwendung mit Cherenkov-Detektoren entwickelt. Aufgrund des modularen Aufbaus, der Möglichkeit der Verwendung verschiedener Add-On Module und der hohen Energieauflösung bieten sich weitere Möglichkeiten zur Verwendung an [13].

Das verwendete TRB3 'Time-to-Digital Converter Readout Board' besteht aus fünf *Field Programmable Gate Arrays* (FPGA). Das Zentrale FPGA ist für die Datenübermittlung über Gigabit Ethernet und das integrierte Triggersystem *Central Trigger System* (CTS) zuständig. Die vier weiteren FPGA besitzen jeweils 64 Kanäle und können für *Time to Digital Converter* (TDC) Messungen genutzt werden [13].

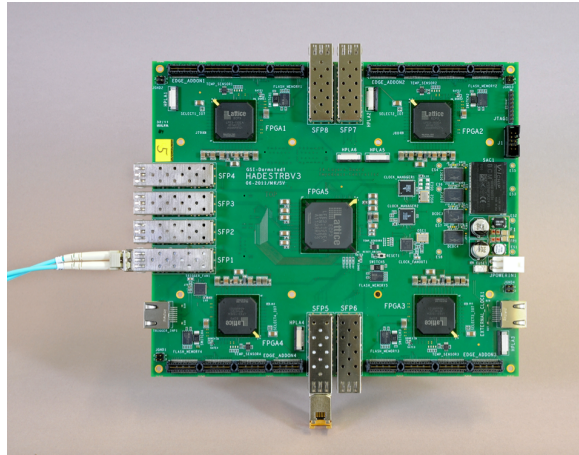


Abbildung 3.1: TRB3-Board [13]

Für die Umsetzung der Time-over-Threshold-Methode wurde ein PADIWA Add-on-Modul verwendet. Das PADIWA besteht aus einem 16 Kanal Diskriminator mit eigenem FPGA und LVDS Schnittstelle zur Messung der ToT. Die vom PADIWA ermittelten ToT-Daten werden an das TRB3 übermittelt und können von dort aus mithilfe eines PC's verarbeitet werden [14].

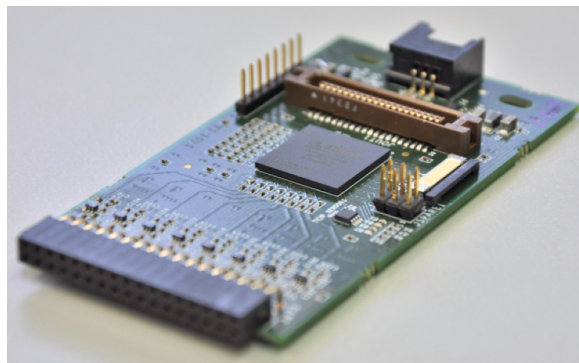


Abbildung 3.2: Padiwa3 Add-On-Module [14]

Zur Analyse der TDC Daten wurde das auf ROOT basierende Programm Go4 verwendet. Dieses kann zur Kalibrierung der TDC's, der Auslese der Daten in Echtzeit und der Analyse bereits geschriebener Daten verwendet werden.

4 Ergebnisse

4.1 Messungen mit dem Oszilloskop

Da mit dem eigentlich zu charakterisierenden Auslesesystem der GSI, nur die Auslese der verarbeiteten ToT-Daten möglich ist, wurden im Vorfeld Messungen mit einem Oszilloskop der Firma Teledyne Lecroy (wavePro 725i) zur Charakterisierung der Signale des PMT's durchgeführt.

Durch die Nutzung des sogenannten '*sequence mode*' wurden jeweils 1000 Signal Pulse in einer Datei zusammengefasst und abgespeichert.

Mithilfe eines Python Skripts wurden die aufgenommenen Daten analysiert. Für die Analyse wird zum einen die Fläche der Pulse bestimmt, welche der im Detektor deponierten Energie entspricht und zum anderen die Pulsbreite bei einem Grenzwert bestimmt, was der ToT-Methode entspricht. Durch die Darstellung dieser Daten in Histogrammen, lässt sich die Energieauflösung des Detektors bestimmen und es entsteht ein Referenzwert für die später aufgenommenen Daten mithilfe des GSI Systems.

4.1.1 Shaping der Signalpulse

Wie in Abb. 4.2 deutlich erkennbar, zeigen die mit dem Oszilloskop aufgenommenen Daten einerseits ein allgemeines Rauschen bei Abwesenheit eines Signals und ein andererseits verstärktes Rauschen im Signal selbst. Das allgemeine Rauschen stellt für die weiteren Auswertungen kein Problem dar und wird sowohl bei der folgenden klassischen Bestimmung der Energieauflösung, als auch bei der Bestimmung mit der ToT-Methode durch Anpassung des Schwellenwerts (Thresholds) berücksichtigt. Jedoch stellt das verstärkte Rausche innerhalb des Signals ein Problem bei der exakten Bestimmung der Pulsbreite dar. Es entsteht ein zufälliger Fehler bei der Bestimmung der Pulsbreite und somit auch der Time-over-Threshold. Aufgrund dessen wurde ein Tiefpassfilter vor das jeweilige Auslesesystem geschaltet (Abb. 4.1). Dieser dämpft zum einen die Signalamplitude um den Faktor 10 und sorgt zum anderen für eine Unterdrückung höherer Frequenzen innerhalb des Signals.

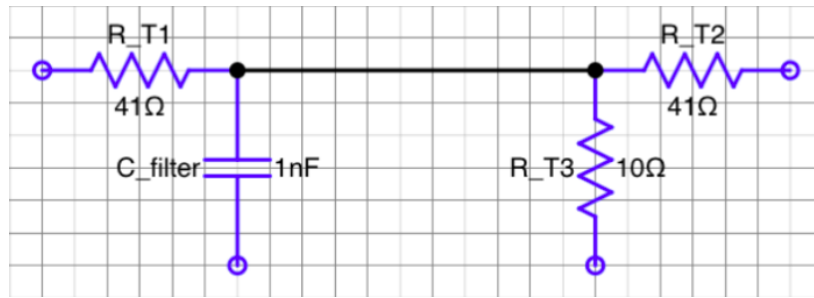


Abbildung 4.1: Schaltplan des verwendeten Shapers

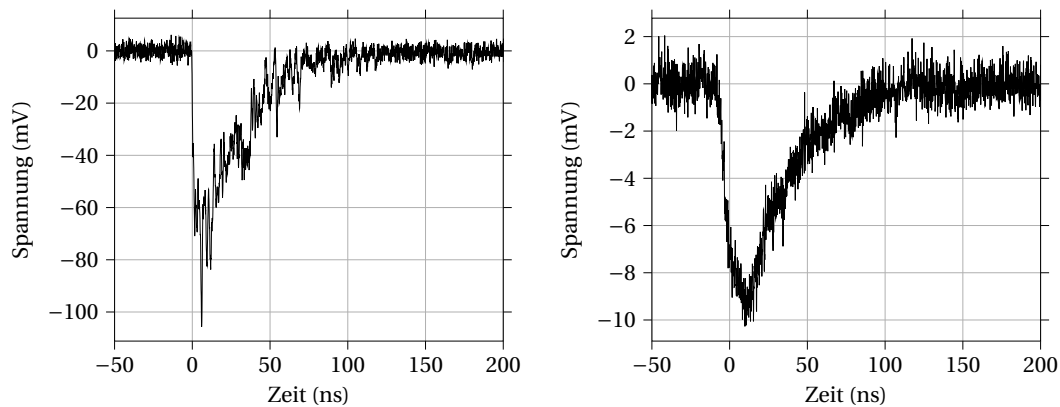


Abbildung 4.2: Diagramme zur Darstellung der Detektorausgabe des Hamamatsu H12700 MAPMT (mit direkt angekoppeltem CeBr_3 -Szintillator bei 950V Hochspannung) gemessen mit einem Oszilloskop (50Ω Impedanz). Es ist jeweils die Spannung (in mV) in Abhängigkeit von der Zeit (in ns) dargestellt. Links ist das originale Anodensignal und rechts das Anodensignal bei Einbau des Shapers abgebildet.

Es konnte eine deutliche Reduktion des Rauschens innerhalb des Signals erzielt werden (Abb. 4.2). Bei der Verwendung des Oszilloskops wurden Messungen mit und ohne Shaper durchgeführt, um dessen Einfluss auf die Energieauflösung zu bestimmen.

4.1.2 Klassische Bestimmung der Energieauflösung

Zur klassischen Bestimmung der Energieauflösung des verwendeten Detektorsystems, wurde die Fläche der Signalpulse integrativ bestimmt. Die Fläche der Pulse entspricht dabei der im Szintillatorkristall deponierten Energie der einfallenden Photonen. Die berechneten Energien wurden in einem Histogramm dargestellt und die entstehenden Peaks

wurden gaußförmig gefittet. Aus den Parametern der Fits ließen sich Position und Halbwertsbreite bzw. „*Full Width at Half Maximum*“ (FWHM) bestimmen.

Des Weiteren, ist durch den Vergleich der bekannten Gamma-Energien der verwendeten Quellen, mit den Parametern der gefitteten Peaks, die Energiekalibrierung des Detektors möglich. Auf Grundlage der Kalibrierung, konnten die aufgenommenen Daten der Puls-

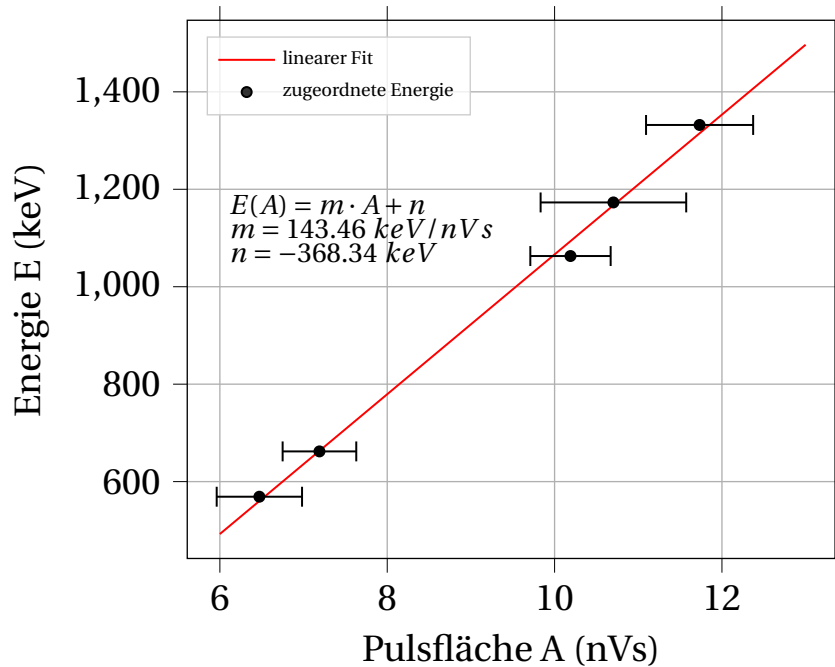


Abbildung 4.3: Diagramm zur Darstellung der identifizierten Pulsflächen-Peaks aus den aufgenommenen Spektren ohne Verwendung des Shapers. Die Energie E (in keV) ist in Abhängigkeit der Pulsfläche A (in nVs) dargestellt. Die Daten wurden linearer gefittet. Mithilfe des erstellten Fits ist eine Energiekalibrierung des Detektors möglich.

flächen genutzt werden, um Histogramme der Energie zu erstellen. Die Peaks innerhalb dieser Histogramme wurden erneut gefittet.

4.1.3 Bestimmung der Energieauflösung mittels der ToT-Methode

Neben der Möglichkeit der Bestimmung der Signalamplitude oder der Fläche des Signals, welche beide einen linearen Zusammenhang mit der im Szintillator deponierten Energie besitzen, besteht weiterhin die Möglichkeit der Bestimmung der Pulsbreite bzw.

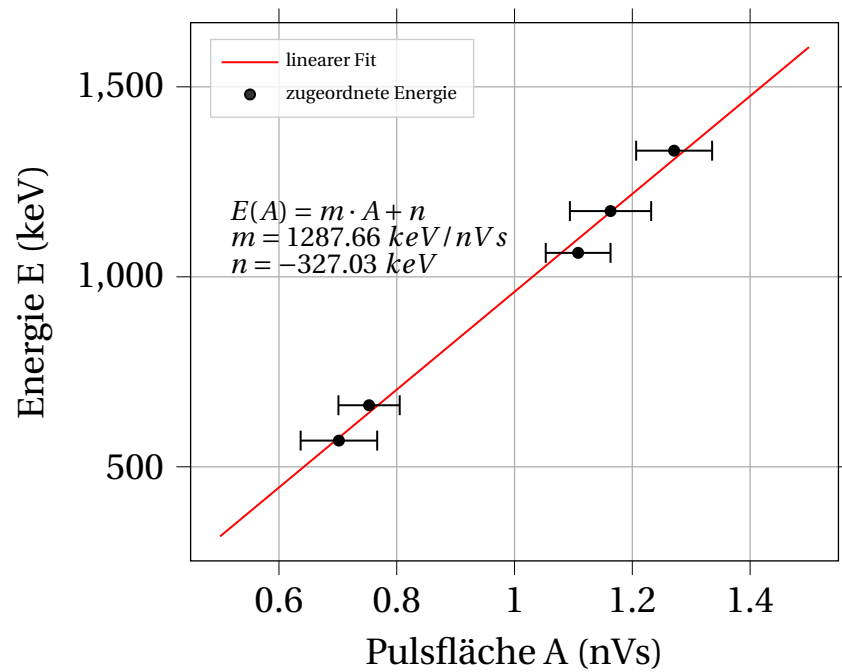


Abbildung 4.4: Diagramm zur Darstellung der identifizierten Pulsflächen-Peaks aus den aufgenommen Spektren mit Verwendung des Shapers. Die Energie E (in keV) ist in Abhängigkeit der Pulsfläche A (in nVs) dargestellt. Die Daten weisen den erwarteten linearen Zusammenhang zwischen Energie und Pulsfläche auf. Mithilfe des erstellten Fits ist eine Energiekalibrierung des Detektors möglich.

der ToT. Dabei lässt sich der Zusammenhang zwischen der Pulsbreite und der integrativ bestimmten Fläche der Pulse ausnutzen (Abb. 4.5).

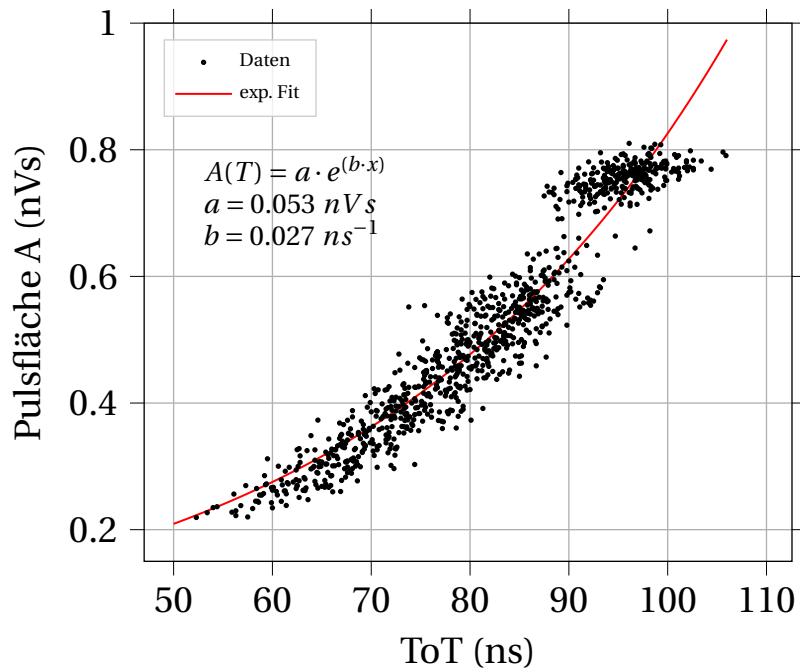


Abbildung 4.5: Diagramm zur Darstellung des Zusammenhangs zwischen der ermittelten ToT (in ns) und der Pulsfläche (in nVs). Das Diagramm basiert auf den mit dem Oszilloskop aufgenommenen Daten einer ^{137}Cs -Quelle. Die Daten wurden durch eine Exponentialfunktion gefittet.

Bei der Bestimmung der Energieauflösung mittels ToT-Methode, wurde analog zur klassischen Bestimmung vorgegangen. Zunächst wurden Histogramme der Pulsbreite an einem gewählten Schwellenwert erstellt. Durch das Fitten der Peaks war eine Kalibrierung möglich, welche wiederum der Erstellung eines Energiehistogrammes diente.

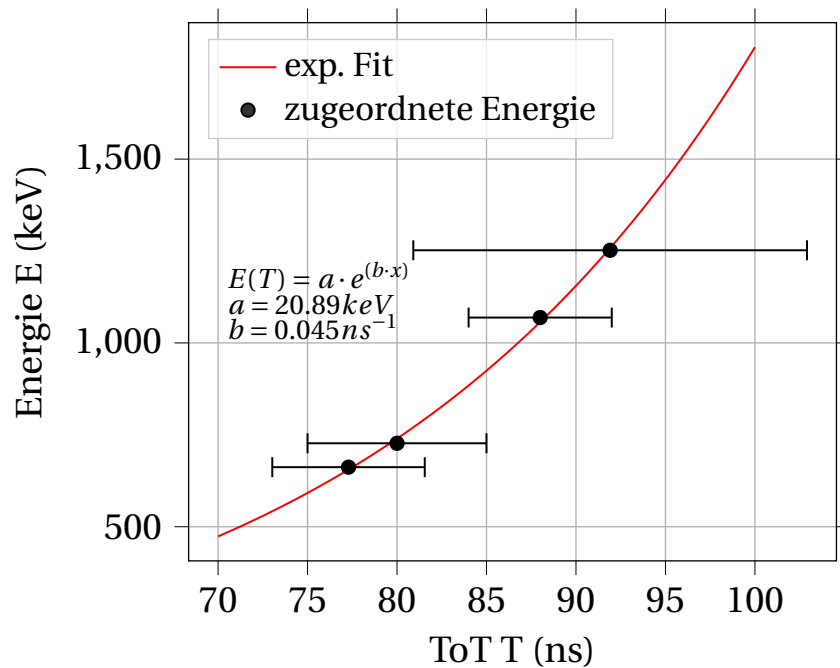


Abbildung 4.6: Darstellung der identifizierten ToT-Peaks aus den aufgenommenen Spektren. Dabei wird die Energie (in keV) un Abhängigkeit vom ToT (in ns) dargestellt. Die Daten weisen den erwarteten exponentiellen Zusammenhang zwischen Energie und ToT auf. Mithilfe des erstellten Fits ist eine Energiekalibrierung des Detektors möglich.

4.2 Inbetriebnahme des GSI-Setups

4.2.1 Kalibrierung des TDC's

Aufgrund einer zufälligen und für jeden Kanal des TDC's individuellen Zeitverschiebung der fallenden Flanke, muss eine Kalibrierung jedes Kanals vorgenommen werden. Dafür wurde der im CTS implementierte "tdc-calibration-trigger" (trigger type 0xD) verwendet. Dieser besitzt eine Pulsbreite von 30 ns und initiiert automatisch die Kalibrierung beim Verwenden im Go4. Durch die Messung der Zeitdifferenz zwischen steigender und fallender Flanke, ließ sich die individuelle Zeitverschiebung bestimmen. Diese Berechnung, die Speicherung und das Anwenden bei folgenden Messungen lief vollkommen automatisch ab.

4.2.2 Vorversuch mithilfe eines Frequenzgenerators

Um sich mit den allgemeinen Eigenschaften des Setups vertraut zu machen und die vorher durchgeführte Kalibrierung zu testen, wurden vor Beginn der Messungen mit dem Detektoraufbau, Messungen mit einem Frequenzgenerator durchgeführt. Dabei wurden Rechteckschwingungssignale variabler Frequenzen und Pulsbreiten verwendet.

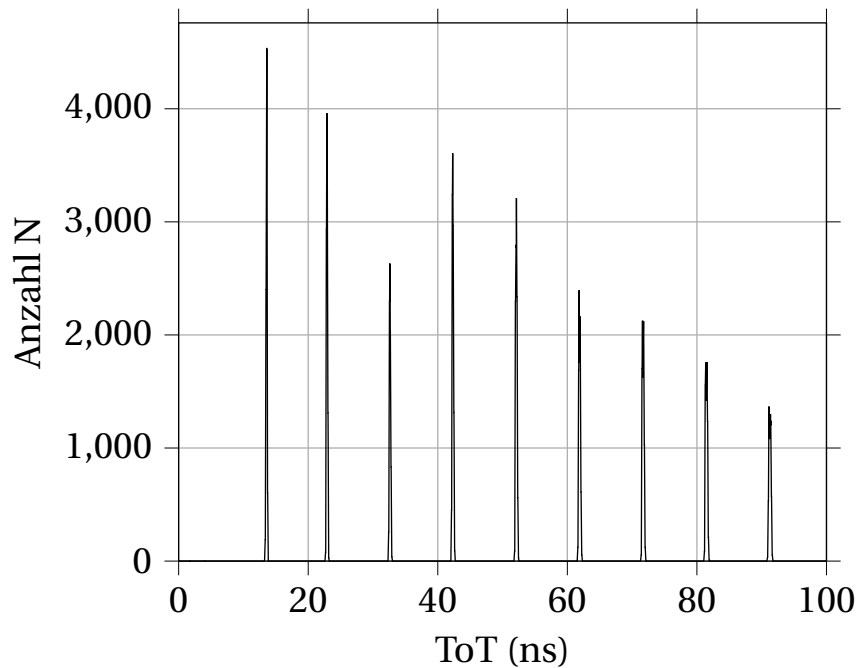


Abbildung 4.7: Histogramm zur Darstellung des ToT-Spektrums, aufgenommen mit Rechtecksignalen eines Frequenzgenerator. Dabei fand eine Variation der Signalbreite von 10ns bis 90ns statt.

4.2.3 Messungen mit dem GSI-Setup

Nach der Charakterisierung und Anpassung des Detektorsignals mithilfe der vorangegangenen Messungen, wurden nun analog Messungen mithilfe des GSI-Setups aufgenommen.

Dafür musste aufgrund der negativen Polarität der Signale, eine Invertierung erfolgen. Dies ist für die korrekte Messung der steigenden und fallenden Flanke für die Bestimmung der ToT notwendig und wird softwareseitig umgesetzt.

Mithilfe des Programms Go4 wurde in Echtzeit ein Histogramm der aufgenommenen ToT-Daten erstellt. Die bereits zu einem Histogramm verarbeiteten Daten, wurden als Textdateien exportiert und mithilfe eines Pythonskripts, analog zu den mit Oszilloskop aufgenommenen Daten, analysiert.

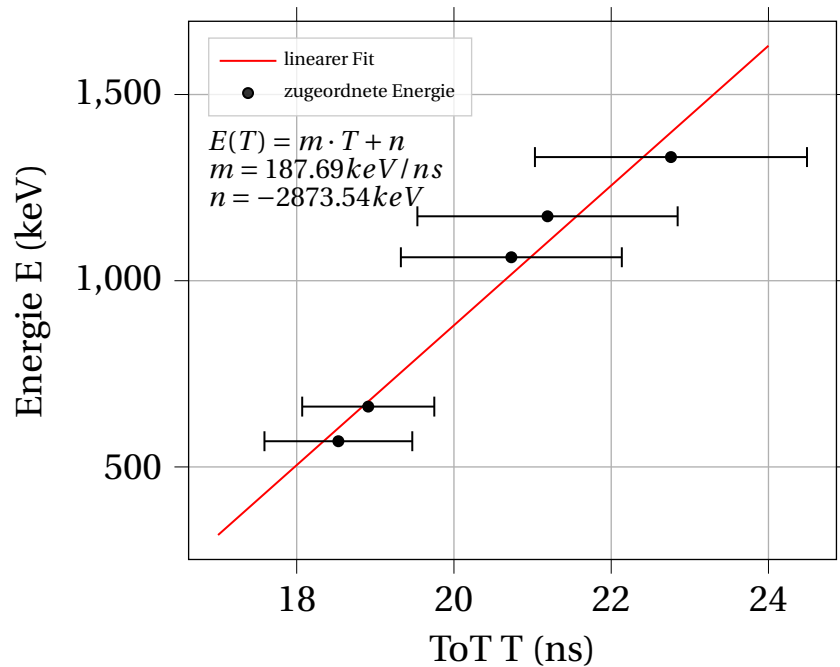


Abbildung 4.8: Diagramm zur Darstellung der identifizierten ToT-Peaks aus den aufgenommenen Spektren. Dargestellt wurde die Energie (in keV) in Abhängigkeit von der ToT (in ns). Trotz eines zu erwartenden exponentiellen Zusammenhangs, wurden die Daten linear gefittet. Mithilfe des erstellten Fits ist eine Energiekalibrierung des Detektors möglich.

Eine Anwendung der Kalibrierung auf die ToT-Daten war in diesem Fall nicht möglich, da aufgrund des Exports der Daten als Häufigkeitsverteilung und des nichtlinearen Zusammenhangs zwischen ToT und Energie, keine Erstellung eines Energiehistogramms möglich ist.

5 Diskussion

5.1 Klassische Bestimmung der Energieauflösung

Zur Bestimmung der allgemeinen Energieauflösung des verwendeten Detektors, wurden Messungen mit einem Oszilloskop durchgeführt und mithilfe eines Pythonskripts ausgewertet. Zum einen, wurde hiermit die Signalform analysiert und für das GSI-Setup angepasst und zum anderen sollen die ausgewerteten Daten als Referenzwert zum Vergleich mit den später aufgenommenen Daten des GSI-Setups dienen.

Durch das Fitten der Vollenergiepeaks der Histogramme der integrativ bestimmten Pulsflächen und dem Vergleich der für die jeweiligen Quellen charakteristischen Energien, ließ sich eine Kalibrierung des Detektors vornehmen. Außerdem ließ sich durch die Bestimmung der FWHM der gefitteten Peaks, die Unsicherheit der Kalibrierung bzw. die Energieauflösung des Detektors bestimmen.

Es ergab sich der zu erwartende lineare Zusammenhang zwischen im Detektor deponierter Energie und der Photonenenergie. Mithilfe der Kalibrierung ließ sich nun ein Energie-Histogramm aus den bereits aufgenommenen Daten erstellen. Durch das Fitten der Peaks in diesen Histogrammen, ließ sich nun die Energieauflösung des Detektors bestimmen.

Die Ergebnisse sind in der Tabelle 5.1 für Messungen ohne und in Tabelle 5.2 für Messungen mit Shaper zusammengefasst.

Tabelle 5.1: Identifizierte Peaks auf Energiespektrum ohne Verwendung des Shapers

Quelle	E_{ref}	E_{fit}	FWHM	$\frac{\Delta E}{E}$
^{137}Cs	662 keV	668.93 keV	63.00 keV	9.4 %
^{60}Co	1172 keV	1175.41 keV	117.74 keV	10.0 %
^{60}Co	1332 keV	1318.52 keV	110.94 keV	8.4 %

Tabelle 5.2: Identifizierte Peaks auf Energiespektrum mit Verwendung des Shapers

Quelle	E_{ref}	E_{fit}	FWHM	$\frac{\Delta E}{E}$
^{137}Cs	662 keV	638.65 keV	67.99 keV	10.6 %
^{60}Co	1172 keV	1170.89 keV	89.65 keV	7.7 %
^{60}Co	1332 keV	1310.44 keV	83.73 keV	6.4 %

Für die gewünschte Anwendung des Detektors zur Detektion von prompter Gamma Strahlung, ist die Energieauflösung im Bereich zwischen 2 und 10 MeV relevant. Da jedoch nur Quellen mit Gammaenergien bis 1,3 MeV (^{60}Co) verfügbar waren, kann die Energieauflösung nur in diesem Bereich betrachtet werden. Die Bestimmung des Verhaltes der Energieauflösung für höhere Energien erfordert deswegen weitere Untersuchungen.

Es zeigt sich, dass die Energieauflösungen im erwarteten Bereich für CeBr Szintillatoren liegen. Des Weiteren ist zu erkennen, dass der Shaper für größere Energien $E > 1\text{MeV}$ zu einer Verbesserung der Energieauflösung führt. Dies ist durch die Reduktion des Rauschens im Signal zu erklären. Bei niedrigen Energien, wie bspw. ^{137}Cs , kommt es jedoch zu einer Verschlechterung der Energieauflösung.

Dies sollte aber kein weiteres Problem darstellen, da die Energieauflösung für größere Energien ohnehin von höherer Bedeutung ist.

5.2 Bestimmung der Energieauflösung mithilfe ToT

Im nächsten Schritt wurden die ToT der gleichen aufgenommen Daten mithilfe eines Pythonskripts bestimmt. Für die Bestimmung der ToT wurde der Schwellenwert so gewählt, dass nur ein echter Signalpuls diesen überschreitet. Da die bei Verwendung des Shapers aufgenommen Daten, eine geringere statistische Schwankung der bestimmten ToT aufgrund des verringerten Rauschens aufweisen, wurden im Folgenden nur diese betrachtet.

Der Zusammenhang zwischen der ToT und der integrativ bestimmten Fläche der Signalpulse ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Der exponentielle Zusammenhang zur Pulsfläche ist deutlich erkennbar. Durch den bereits bestätigten linearen Zusammenhang der Pulsfläche zur realen Energie, ergibt sich somit auch ein exponentieller Zusammenhang zwischen Energie und ToT. Neben dem exponentiellen Zusammenhang ist ebenfalls eine sehr starke Aufweitung zu erkennen. Diese Aufweitung hat vermutlich ihre Ursache im Rauschen des Signals, wodurch die ToT starken statistischen Schwankungen unterliegt.

Das Identifizieren der Peaks hat sich besonders für einige Peaks innerhalb der komplexen Spektren als sehr schwierig dargestellt, weswegen auch kein Fit für zwei der für die Kalibrierung verwendeten Werte möglich war. Die Unsicherheiten dieser wurden abgeschätzt. Außerdem war eine Unterscheidung der beiden Peaks des ^{60}Co bei 1173 keV und 1332 keV nicht mehr möglich. Deswegen wurde der Peak aus der Überlagerung beider Peaks im Histogramm mit einer Mittenenergie beider Peaks einer Energie von 1252 keV zugeordnet.

Die erstellte Kalibrierung zeigt, wie erwartet, einen exponentiellen Zusammenhang zwischen der ToT und der Photonenenergie.

Aus dem Vergleich der Tabellen 5.1 und 5.2 wird deutlich, dass sich die Energieauflösung, im Vergleich zur klassischen integrativen Bestimmung der Peaks, deutlich verschlechtert. Höchstwahrscheinlich liegt diese drastische Verschlechterung an der Auswertung der Daten. Prinzipiell ist die Analyse der ToT, der mit einem Oszilloskop aufgenommenen Daten, nicht sehr sinnvoll, da ein Großteil der vorhandenen Informationen nicht verwendet werden kann. Deswegen sollte diese Auswertung eher als Überprüfung der Anwendbarkeit der ToT-Methode verstanden werden. Aufgrunddessen sollten Vergleiche der Energieauflösung nur mit den klassisch ermittelten Werten vorgenommen werden.

5.3 GSI-Setup

5.3.1 Energieauflösung

Für die Messungen mit dem GSI-Setup wurde das Programm Go4 verwendet. Mit diesem Programm wurden die gemessenen ToT-Daten in einem Histogramm dargestellt. Die erstellten Histogramme wurden als Textdateien exportiert um sie analog zu den mit dem Oszilloskop aufgenommenen Daten mit einem Pythonskript analysieren zu können.

Die Messungen mit dem Frequenzgenerator in Abb. 4.7 zeigen, bis auf einen Offset, die erfolgreiche Kalibrierung des Setups. Auch das Fitten der Pulse zeigt eine gute Übereinstimmung der gemessenen ToT-Werten mit den Erwartungen. Der zu beobachtende Offset, kommt durch die explizite Form des verwendeten Rechtecksignals bzw. der Steigung der steigenden und fallenden Flanke zustande. Dies verursacht eine vom eingestellten *Threshold* abhängige Verlängerung oder Verkürzung der gemessenen ToT.

Nach der erfolgreichen Messung der Signale des Frequenzgenerators, wurden die Messungen mit dem eigentlichen Detektorsetup durchgeführt.

Durch die Identifizierung der Peaks innerhalb der aufgenommenen Spektren, lässt sich der Zusammenhang zwischen der ToT und Energie bestimmen. Prinzipiell sollte sich ein exponentieller Zusammenhang zwischen der ToT und der Energie ergeben. Dieser ist nicht erkennbar, weswegen ein linearer Fit in Abb. 4.8 verwendet wurde. Dies schließt keinen exponentiellen Verlauf aus, da für kleine Energien ein exponentieller und linearer Verlauf schwierig unterscheidbar ist. Für eine genauere Charakterisierung wären Messungen mit höheren Photonenenergien notwendig. Weiterhin, könnte sich aus den ermittelten Werten eine obere Schranke der ToT ergeben. Dies könnte durch eine Filterung vor der Evaluierung der ToT im PADIWA zustande kommen. Jedoch könnten die Werte aufgrund ihrer statistischen Schwankungen diesen Verlauf ebenso nur zufällig andeuten.

Da aufgrund des Exports der bereits als Histogramm dargestellten Daten, keine Kalibrierung möglich ist, ist die Bestimmung der Energieauflösung nur durch die FWHM der gefitteten Peaks in den ToT Histogrammen möglich (Tabelle 5.3).

Tabelle 5.3: Zugeordnete ToT-Peaks und korrespondierende Energien

Quelle	Eref	ToT	FWHM	$\frac{\Delta ToT}{ToT}$
^{137}Cs	662 keV	18.91 ns	1.68 ns	8.9 %
^{60}Co	1173 keV	21.19 ns	3.31 ns	15.7 %
^{60}Co	1332 keV	22.76 ns	3.49ns	15.2 %

Da die Erstellung eines Energiehistogramms nicht möglich war, kann nur die Unsicherheit der Peak im ToT Histogramm betrachtet werden. Die wirkliche Energieauflösung erfordert weitere Untersuchungen, sie sollte jedoch durch die FWHM der gefitteten ToT-Peaks abzuschätzen sein.

Im Vergleich zu den Oszilloskop-Daten, ergibt sich eine Verschlechterung der Energieauflösung. Dies war aufgrund der Natur der Methode zu erwarten. Jedoch sind die beiden Gamma Linien des ^{60}Co bei 1173 keV und 1332 keV voneinander trennbar. Damit lässt sich auf eine absolute Energieauflösung im Bereich von 100-200 keV abschätzen.

Zur Charakterisierung der Auflösung im Energiebereich, welcher bei der prompten Gamma Spektroskopie Anwendung findet, sind weitere Untersuchungen notwendig. Zum einen muss die Abhängigkeit der Energie von der ToT bestätigt werden und zum anderen die resultierende Energieauflösung in diesem Bereich durch Energiehistogramme ermittelt werden.

Weiterhin, ist die schnelle Datenverarbeitung bei Verwendung der ToT-Methode am GSI-Setup als Vorteil zu erwähnen, da diese die Detektion bei hohen Ereignisraten ermöglicht.

5.3.2 Möglichkeiten zur Anwendung in der prompten Gamma Spektroskopie

Die Frage nach der Verwendbarkeit des GSI-Setups, bzw. der ToT-Methode im Allgemeinen, in Verbindung mit einem Szintillationsdetektor zur Detektion prompter Gamma Strahlung stellt die Motivation zur Charakterisierung des verwendeten Detektoraufbaus dar. Im Hinblick darauf, zeigt sich, dass eine Verwendung zur erfolgreichen Messung von Gammaspektren in Energiebereichen bis 1.3MeV möglich ist. Dabei befindet sich auch die Energieauflösung im Rahmen der Gegebenheiten in einem akzeptablen Bereich.

Weitere Studien des idealen Szintillationsmaterial, dessen Abmessungen und weiterer Komponenten des Detektors (PMT, Kabel, Shaper) für höhere Energiebereiche sind notwendig um abschließende Aussagen zur Eignung bei der Prompten Gamma Spektroskopie treffen zu können.

Jedoch zeigt das TRB3-Board in Verbindung mit dem PADIWA ein hohes Potential. Zum einen aufgrund der möglichen hohen Zeitauflösung, welche unter Annahme eines exponentiellen Zusammenhangs zwischen Energie und ToT für Energiebereiche $>2\text{MeV}$ im Bereich von $<100\text{ps}$ liegen sollte und zum anderen der Möglichkeit der schnellen Datenverarbeitung aufgrund hoher Ereignisraten.

5.4 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Studie war die Inbetriebnahme und Charakterisierung eines FPGA-basierten Auslesesystems in Kombination mit einem Szintillationsdetektor. Außerdem sollte dabei die Verwendung der ToT-Methode auf ihre Eignung zur Gammaspektroskopie untersucht werden. Es konnte gezeigt werden, dass Gammaspektroskopie mit einer absoluten Energieauflösung von bis zu 100-200 MeV im Energiebereich bis 1.3 MeV möglich ist.

Diese Arbeit stellt die Grundlage für weiterführende Studien zur exakten Charakterisierungen des verwendeten Systems dar. Insbesondere im Hinblick auf die Verwendung zur Spektroskopie, der bei der Hadronentherapie entstehenden prompten Gamma Strahlung, besteht viel Potential. Einerseits ist durch die Verwendung der ToT-Methode eine signifikante Senkung der Auslesekosten möglich und andererseits könnten mit dem TRB3-System aufgrund seiner hohen Zeitauflösung auch hohe Energieauflösungen möglich sein. Dafür bedarf es jedoch weiteren Untersuchungen, insbesondere im für die prompte Gamma Spektroskopie relevanten Energiebereich.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung der deponierten Dosisverteilung verschiedener Strahlungsarten. In rot ist die Dosisverteilung eines einzelnen Protons und in blau der SOBP dargestellt. [10]	7
2.2	Darstellung der Photonenabsorptionsprozesse und deren Dominanzbereiche in Abhängigkeit von der Photonenenergie und der Kernladungszahl des Absorbermaterials [11].	9
2.3	Darstellung der Winkelverteilung des gestreuten Photons beim Compton-Effekt nach Klein-Nishina 2.5. Dargestellt wurden die Winkelverteilungen für $\epsilon=0, 0.5, 2, 5$. [11]	10
2.4	Darstellung der möglicher Wechselwirkungen der einfallenden Photonen im Szintillatormaterial. Die Prozesse des Photoeffekts, der einfachen Compton Streuung und der Paarbildung wurden dargestellt [11].	11
2.5	Beispielhafte Darstellung der zu erwartenden Spektren eines Szintillationsdetektors. Links ist das Spektrum für $h\nu < 2m_e c^2$ und rechts für $h\nu >> 2m_e c^2$ dargestellt [11].	12
2.6	schematische Darstellung der Dynodenstruktur eines Photovervielfachers mit Metall-Channel-Dynoden. [12]	13
3.1	TRB3-Board [13]	16
3.2	Padiwa3 Add-On-Module [14]	16
4.1	Schaltplan des verwendeten Shapers	18
4.2	Diagramme zur Darstellung der Detektorausgabe des Hamamatsu H12700 MAPMT (mit direkt angekoppeltem CeBr ₃ -Szintillator bei 950V Hochspannung) gemessen mit einem Oszilloskop (50Ω Impedanz). Es ist jeweils die Spannung (in mV) in Abhängigkeit von der Zeit (in ns) dargestellt. Links ist das originale Anodensignal und rechts das Anodensignal bei Einbau des Shapers abgebildet.	18
4.3	Diagramm zur Darstellung der identifizierten Pulsflächen-Peaks aus den aufgenommen Spektren ohne Verwendung des Shapers. Die Energie E (in keV) ist in Abhängigkeit der Pulsfläche A (in nVs) dargestellt. Die Daten wurden linearer gefittet. Mithilfe des erstellten Fits ist eine Energiekalibrierung des Detektors möglich.	19

4.4	Diagramm zur Darstellung der identifizierten Pulsflächen-Peaks aus den aufgenommenen Spektren mit Verwendung des Shapers. Die Energie E (in keV) ist in Abhängigkeit der Pulsfläche A (in nVs) dargestellt. Die Daten weisen den erwarteten linearen Zusammenhang zwischen Energie und Pulsfläche auf. Mithilfe des erstellten Fits ist eine Energiekalibrierung des Detektors möglich.	20
4.5	Diagramm zur Darstellung des Zusammenhangs zwischen der ermittelten ToT (in ns) und der Pulsfläche (in nVs). Das Diagramm basiert auf den mit dem Oszilloskop aufgenommenen Daten einer ^{137}Cs -Quelle. Die Daten wurden durch eine Exponentialfunktion gefittet.	21
4.6	Darstellung der identifizierten ToT-Peaks aus den aufgenommenen Spektren. Dabei wird die Energie (in keV) un Abhängigkeit vom ToT (in ns) dargestellt. Die Daten weisen den erwarteten exponentiellen Zusammenhang zwischen Energie und ToT auf. Mithilfe des erstellten Fits ist eine Energiekalibrierung des Detektors möglich.	22
4.7	Histogramm zur Darstellung des ToT-Spektrums, aufgenommen mit Rechtecksignalen eines Frequenzgenerator. Dabei fand eine Variation der Signaltbreite von 10ns bis 90ns statt.	23
4.8	Diagramm zur Darstellung der identifizierten ToT-Peaks aus den aufgenommenen Spektren. Dargestellt wurde die Energie (in keV) in Abhängigkeit von der ToT (in ns). Trotz eines zu erwartenden exponentiellen Zusammenhangs, wurden die Daten linear gefittet. Mithilfe des erstellten Fits ist eine Energiekalibrierung des Detektors möglich.	24

Tabellenverzeichnis

5.1	Identifizierte Peaks auf Energiespektrum ohne Verwendung des Shapers . .	25
5.2	Identifizierte Peaks auf Energiespektrum mit Verwendung des Shapers . . .	26
5.3	Zugeordnete ToT-Peaks und korrespondierende Energien	28

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.

Lennard Franz
Dresden, 27. Januar 2020

Literaturverzeichnis

- [1] BUNDESGESUNDHEITSMINISTERIUM: *Krebs*. <https://www.bundesgesundheitsministerium.de/themen/praevention/gesundheitsgefahren/krebs.html>. Version: Januar 2020 3
- [2] PAGANETTI, Harald: *Proton Beam Therapy*. IOP Publishing, 2016. <http://dx.doi.org/10.1088/978-0-7503-1370-4>. <http://dx.doi.org/10.1088/978-0-7503-1370-4>. – ISBN 978-0-7503-1370-4 3, 6
- [3] PAGANETTI, Harald: Range uncertainties in proton therapy and the role of Monte Carlo simulations. In: *Phys. Med. Biol.* 57 (2012), Juni, Nr. 11, R99–R117. <http://dx.doi.org/10.1088/0031-9155/57/11/R99>. – DOI 10.1088/0031-9155/57/11/R99. – ISSN 0031-9155, 1361-6560 3
- [4] MIN, Chul-Hee ; KIM, Chan H. ; YOUN, Min-Young ; KIM, Jong-Won: Prompt gamma measurements for locating the dose falloff region in the proton therapy. In: *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006), Oktober, Nr. 18, 183517. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2378561>. – DOI 10.1063/1.2378561. – ISSN 0003-6951, 1077-3118 3, 8
- [5] GOLNIK, Christian ; HUESO-GONZÁLEZ, Fernando ; MÜLLER, Andreas ; DENDOOVEN, Peter ; ENGHARDT, Wolfgang ; FIEDLER, Fine ; KORMOLL, Thomas ; ROEMER, Katja ; PETZOLDT, Johannes ; WAGNER, Andreas ; PAUSCH, Guntram: Range assessment in particle therapy based on prompt γ -ray timing measurements. In: *Phys. Med. Biol.* 59 (2014), September, Nr. 18, 5399–5422. <http://dx.doi.org/10.1088/0031-9155/59/18/5399>. – DOI 10.1088/0031-9155/59/18/5399. – ISSN 0031-9155, 1361-6560 4
- [6] WERNER, Theresa ; BERTHOLD, Jonathan ; HUESO-GONZÁLEZ, Fernando ; KOEGLER, Toni ; PETZOLDT, Johannes ; ROEMER, Katja ; RICHTER, Christian ; RINSCHIED, Andreas ; STRAESSNER, Arno ; ENGHARDT, Wolfgang ; PAUSCH, Guntram: Processing of prompt gamma-ray timing data for proton range measurements at a clinical beam delivery. In: *Phys. Med. Biol.* 64 (2019), Mai, Nr. 10, 105023. <http://dx.doi.org/10.1088/1361-6560/ab176d>. – DOI 10.1088/1361-6560/ab176d. – ISSN 1361-6560 4

- [7] SHARMA, S. ; CHHOKAR, J. ; CURCEANU, C. ; CZERWINSKI, E. ; DADGAR, M. ; DULSKI, K. ; GAJEWSKI, J. ; GAJOS, A. ; GORGOL, M. ; GUPTA-SHARMA, N. ; DEL GRANDE, R. ; HIESMAYR, B. C. ; JASINSKA, B. ; KACPRZAK, K. ; KAPLON, L. ; KARIMI, H. ; KISIELEWSKA, D. ; KLIMASZEWSKI, K. ; KORCYL, G. ; KOWALSKI, P. ; KOZIK, T. ; KRAWCZYK, N. ; KRZEMIEN, W. ; KUBICZ, E. ; MOHAMMED, M. ; NIEDZWIECKI, Sz ; PALKA, M. ; PAWLIK-NIEDZWIECKA, M. ; RACZYNSKI, L. ; RAJ, J. ; RUCINSKI, A. ; SHIVANI ; SHOPA, R. Y. ; SILARSKI, M. ; SKURZOK, M. ; STEPIEN, E. L. ; WISLICKI, W. ; ZGARDZINSKA, B. ; MOSKAL, P.: Estimating relationship between the Time Over Threshold and energy loss by photons in plastic scintillators used in the J-PET scanner. In: *arXiv:1911.12059 [physics]* (2019), November. <http://arxiv.org/abs/1911.12059>. – arXiv: 1911.12059 4
- [8] LEO, William R.: *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*. 2nd rev. ed. Berlin ; New York : Springer, 1994. – ISBN 978-3-540-57280-0 978-0-387-57280-2 5, 6, 7, 12, 13
- [9] KRIEGER, Hanno: *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*. 3., überarb. und erw. Aufl. Wiesbaden : Vieweg + Teubner, 2009 (Studium). – ISBN 978-3-8348-0801-1. – OCLC: 458695165 5
- [10] CIANCHETTI, Marco ; AMICHETTI, Maurizio: Sinonasal Malignancies and Charged Particle Radiation Treatment: A Systematic Literature Review. In: *International Journal of Otolaryngology* 2012 (2012), 1–15. <http://dx.doi.org/10.1155/2012/325891>. – DOI 10.1155/2012/325891. – ISSN 1687-9201, 1687-921X 7, vii
- [11] KOLANOSKI, Hermann ; WERMES, Norbert: *Teilchendetektoren: Grundlagen und Anwendungen*. Berlin Heidelberg : Springer Spektrum, 2016. – ISBN 978-3-662-45350-6 978-3-662-45349-0. – OCLC: 932681661 9, 10, 11, 12, vii
- [12] LTD., Hakuto T.: *Photomultiplier Tube*. https://www.hakuto.com.tw/tw/products_d.php?p=228 13, vii
- [13] KORCYL, Grzegorz ; MAIER, Ludwig ; MICHEL, Jan ; NEISER, Andreas ; PALKA, Marek ; PENSCHUCK, Manuel ; TRAXLER, Michael ; STRZEMPEK, Pawel ; UGUR, Cahit: *A Users Guide to the TRB3 and FPGA-TDC Based Platforms*. 2012. 2012 15, 16, vii
- [14] KÖNIG, Wolfgang ; MICHEL, Jan ; NEISER, Andreas ; TRAXLER, Michael: *A Users Guide for the PaDiWa Front-Ends*. 2018 16, vii