

Untergrundmessung eines Versuches zum Doppelelektroneneinfang

Bachelorarbeit aus der Physik

Vorgelegt von
Daniel Voigt
4. Februar 2016

Erlangen Centre for Astroparticle Physics
Physikalisches Institut IV
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg



1. Gutachter: Dr. Thilo Michel
2. Gutachter: Prof. Dr. Gisela Anton

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	5
2	Theorie	7
2.1	Doppelelektroneneinfang	7
2.2	Timepix-Detektoren	9
2.2.1	Aufbau	9
2.2.2	Detektion	10
2.2.3	Effekte und Fehler	12
3	Aufbau und Datennahme	17
4	Auswertung und Ergebnisse	21
4.1	Programm	21
4.2	Abstände	24
4.3	Zufällige Koinzidenzen	26
4.4	Rauschunterdrückung	30
4.4.1	Verhältnis-Methode	30
4.4.2	Median-Methode	32
4.5	Datenerweiterung	36
4.5.1	Alphateilchen	36
4.6	Energiebetrachtung	39
4.7	Rate und Effizienz	44
5	Fazit	49
	Literaturverzeichnis	51

1 Einführung

Der Doppelelektroneneinfang ist einer der am schwierigsten messbaren Kernreaktionen. Mit einer Halbwertszeit von oft über 10^{20} Jahren [1] gehört er zu den seltenst nachgewiesenen Zerfällen, welche kompatibel mit dem Standardmodell sind.

Aufgrund der hohen Halbwertszeit ergeben sich beim Versuch des Nachweises häufig Schwierigkeiten. Man braucht viel Zerfallsmaterial, um die Wahrscheinlichkeit zu erhöhen, dass der Zerfall während der Messzeit auftritt. Weiterhin sind reine und saubere Detektoren nötig, um Störungen durch fremde Zerfälle zu vermeiden.

Der Nachweis des Doppelelektroneneinfangs beruht oftmals auf der Detektion von Röntgenfluoreszenzen im niederenergetischen Bereich von einigen keV [2]. Dort ist die Untergrundstrahlung recht hoch, was eine Detektion von selten auftretenden Effekten sehr schwer macht. Trotz guter Abschirmung eines Versuchsaufbaus kann eine vollständige Verbannung von ionisierender Strahlung nicht erreicht werden. Zerfälle von radioaktiven Gasen in der den Detektor umgebenden Atmosphäre oder von radioaktiven Verschmutzungen, welche sich in dem Detektor selber oder in anderen Teilen eines Versuchsaufbaus befinden können, können nie ganz ausgeschlossen werden. Solche Untergrundeffekte erschweren oft Messungen in der Kernphysik und können bei schwer nachzuweisenden Zerfällen, wie dem Doppelelektroneneinfang, die zu beobachtenden Signale überdecken.

Mit Hilfe pixelierter Halbleiterdetektoren ist es gelungen, gute Energieauflösungen auch im niederenergetischen Bereich von Röntgenfluoreszenzen zu erreichen. Insbesondere Halbleiterdetektoren mit Silizium-Sensorfläche eignen sich gut für Messungen in der Kernphysik, da Silizium sehr rein hergestellt werden kann [3]. Die Gefahr von Verschmutzungen auf dem Detektor, welche auch radioaktiv strahlen können, bleibt also gering. Der Timepix-Detektor, entwickelt von der Medipix-Kollaboration, ist ein solcher pixelierter Halbleiterdetektor [4]. Benutzt mit einer Silizium-Sensorfläche wird die Ausführung eines Experimentes zum Nachweis des Doppelelektroneneinfangs denkbar. In Zukunft soll so ein Versuch durchgeführt werden.

Für ein solches Experiment wird vorbereitend die Untergrundstrahlung aufgenommen. In folgender Arbeit werden die Daten dieser Untergrundmessung ausgewertet und im Hinblick auf statistisches Rauschen („Noise“), Energieverteilung und Koinzidenzen beurteilt. Ziel ist es, eine Aussage über die Durchführbarkeit des Experiments zu treffen und so einem erfolgreichen Versuch den Weg zu bereiten. Diskutiert werden die Theorie des Doppelelektroneneinfangs, die Funktionsweise von Timepix-Detektoren, der Aufbau des Experimentes und die Methodik bei der Auswertung der Daten. Dabei werden unter anderem eine Klassifizierung von Rauschverminderungsmethoden, eine Betrachtung der Abstandsverteilung der detektierten Ereignisse und eine Diskussion über Alphateilchen im abgeschirmten Aufbau vorgenommen.

2 Theorie

Die zwei wichtigsten theoretischen Aspekte zu dem in dieser Arbeit behandelten Themas bestehen aus dem Hintergrund zum Doppelelektroneneinfang und der Funktionsweise von Timepix-Detektoren. Diese beiden Konzepte sollen im folgenden erläutert werden.

2.1 Doppelelektroneneinfang

Der Doppelelektroneneinfang ist ein seltener Kernzerfall. Mit hoher Halbwertszeit (geochemische Messungen haben für Ba130 etwa $2,2 \times 10^{21}$ Jahre Halbwertszeit gemessen [5]. Im Vergleich dazu besteht das Universum seit mehr als 12×10^9 Jahren [6].) ist es bisher nur wenige Male gelungen, ihn nachzuweisen.

Beim Doppelelektroneneinfang reagieren zwei Elektronen aus niederenergetischen Schalen mit dem Kern und wandeln dort zwei Protonen zu zwei Neutronen um. Bei diesem Vorgang werden ein Photon und zwei Neutrinos ausgesendet, während die Elektronen bei der Reaktion vernichtet werden. Da Elektronen in den Kern gefallen sind, ergeben sich in der Atomhülle zwei freie Besetzungsplätze oder „Löcher“. Aus höherenergetischen Schalen können zwei Elektronen diese freien Plätze auffüllen. Da sie so ihre Energieniveaus verringern, wird Energie in Form von je einem Photon pro Elektron frei [2]. Diese Photonen nennt man „Röntgenfluoreszenzen“. Röntgenfluoreszenzen können isotrop emittiert werden.

Die Möglichkeit der Beobachtung von Röntgenfluoreszenzen bietet experimentelle Vorteile [7]. Um Messfehler durch den Untergrund zu minimieren, kann man die Röntgenfluoreszenzen in Koinzidenz messen. Dies bedeutet, es werden nur Mesereignisse betrachtet, bei denen genau zwei Signale vorliegen, welche gleichzeitig erkannt wurden. Liegt die Energie beider Signale auf der theoretischen Energie der Röntgenfluoreszenzen, kann man meist von einer beobachteten Röntgenfluoreszenz sprechen und somit auf den Doppelelektroneneinfang zurückschließen. Es besteht jedoch weiterhin eine Chance, dass es nur zufällig zwei einzelne Photonen sind, welche jene Energie besitzen. Diese Möglichkeit muss man experimentell ausschließen

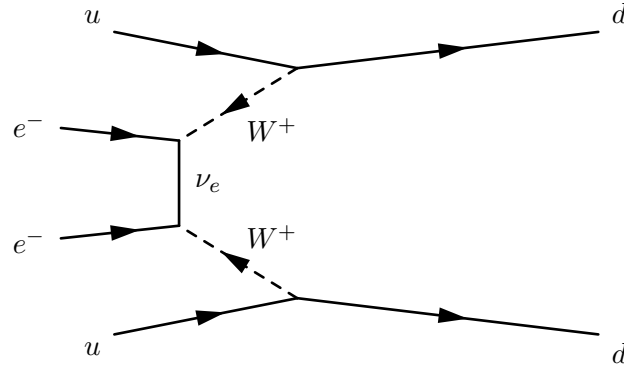
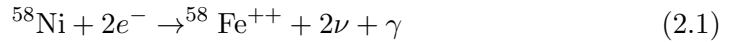


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramm des neutrinolosen Doppelelektroneneinfangs nach [10]. Zwei u -Quarks, welche von Protonen stammen, werden durch schwache Wechselwirkung mit Elektronen zu den d -Quarks von Neutronen umgewandelt.

können, um sicherzustellen, dass die Röntgenfluoreszenzen denselben Ursprung haben (für Näheres siehe Abschnitt 4.3 **Zufällige Koinzidenzen**).

In dieser Arbeit wird das Nickel-Isotop ^{58}Ni benutzt. Mittels Doppelelektroneneinfang kann es zu ^{58}Fe zerfallen [8]:



Die Gleichung 2.1 bezeichnet den durch das Standardmodell erlaubten Zerfall. Das Interesse am Doppelelektroneneinfang begründet sich jedoch dadurch, dass auch eine Version ohne Neutrinos denkbar wäre, die vom Standardmodell verboten ist. Könnte dies experimentell nachgewiesen oder dementiert werden, kann man genaue Aussagen darüber treffen, ob Neutrinos als **Dirac-Teilchen** oder **Majorana-Teilchen** gelten. Als Majorana-Teilchen bezeichnet man Teilchen, welche ihre eigenen Antiteilchen sind [9]. So könnten in Experimenten, in denen Majorana-Teilchen paarweise auftreten, diese sich gegenseitig annihilieren und so nicht beobachtet werden. Als Dirac-Teilchen bezeichnet man hingegen Teilchen, zu welchen ein Antiteilchengegenstück existiert. Sollten Neutrinos Dirac-Teilchen sein, werden beim Doppelelektroneneinfang zwei Neutrinos entstehen, welche nicht miteinander wechselwirken können. Majorana-Teilchen sind im jetzigen Standardmodell der Teilchen-Physik nicht vorhanden und gelten als diesem widersprechend. In Abbildung 2.1 befindet sich ein Feynman-Diagramm, welches den neutrinolosen Doppelelektroneneinfang darstellt.

Trotz so begründeten Interesses am Doppelelektroneneinfang wurde der Zerfall speziell bei ^{58}Ni noch nicht beobachtet. Um dies zu erreichen, versucht man in einem zukünftigen Experiment die Röntgenfluoreszenzen von Eisen zu messen.

Bei Eisen liegt die Energie der Röntgenfluoreszenz bei 6,398 keV für Übergänge aus der zweitinnersten Schale („K- α “) und bei 7,057 keV für Löcher in der drittinnersten Schale („K- β “) [11].

Die Detektion dieser Fluoreszenzen soll hier mit Timepix-Detektoren erreicht werden.

2.2 Timepix-Detektoren

Die bei dieser Arbeit benutzten Timepix-Detektoren sind auf den Medipix2-Detektoren basierende pixelierte Halbleiterdetektoren konszipiert und hergestellt von der Medipix-Kollaboration [4]. Der Medipix2-Detektor ist ein photonenzählender Detektor, entwickelt für Anwendungen in der Röntgenbildgebung. Jedoch werden beim Medipix2-Detektor nur Photonen gezählt und es werden kaum Informationen erfasst über Ankunftszeit oder Energie. Um den Medipix2-Detektor zu erweitern, wurde aus ihm der Timepix erstellt [3]. Der Timepix-Detektor kann auch für Anwendungen in der Kern- und Teilchenphysik benutzt werden.

Im Folgenden wird auf den Aufbau und die Funktionsweise des Timepix-Detektors eingegangen.

2.2.1 Aufbau

Der Timepix wird hier unterteilt in drei Schichten, welche je einzeln erklärt werden. Für eine bildliche Darstellung des Aufbaus, vergleiche mit Abbildung 2.2.

Die erste Schicht ist die Sensorfläche, die aus einem oder mehreren Halbleitern besteht. Die Sensorfläche ist etwa $1,4 \times 1,4 \text{ cm}^2$ groß. Die Dicke hängt vom Halbleitermaterial ab und kann zwischen 0,3mm und 2mm liegen. Die Sensoren, welche in dieser Arbeit benutzt wurden sind 0,3mm und 0,5mm dick. Als Halbleitermaterial kann Silizium oder Cadmiumtellurid benutzt werden, jedoch wurde in dieser Arbeit ausschließlich mit Silizium-Sensoren gearbeitet.

In der zweiten Schicht befindet sich das sogenannte „bonding“. Hier sitzen Lötperlen an der Sensorfläche. Die Lötperlen sind mit den Pixeln der Ausleseelektronik verbunden. Dieser pixelierte Aufbau ermöglicht es, jeden Pixel einzeln zu kalibrieren. Ein solcher 'hybrider' Aufbau erweitert die Anwendungsgebiete des Detektors, da

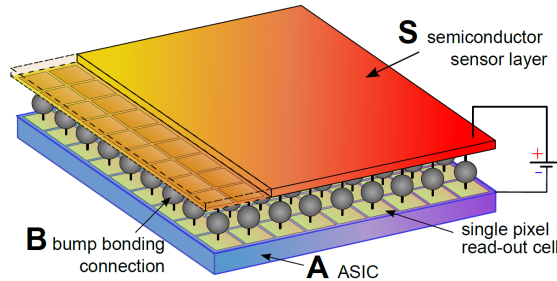


Abbildung 2.2: Der Aufbau eines Timepix-Chips. Zu sehen sind die Detektorschicht und die Wirebonds direkt darunter, welche mit der untersten Schicht, dem ASIC verbunden sind.

speziell für die jeweiligen Bedürfnisse die Halbleiterbeschaffenheiten des Detektors gewählt werden können.

Die dritte Schicht besteht aus einem ASIC (engl.: **application-specific integrated circuit**) und stellt die Ausleseelektronik dar. Weiter befindet sich hier die pixelierte Struktur des Detektors, da das ASIC in Quadrate unterteilt ist. In dieser Arbeit hat jeder dieser 256×256 Pixel eines Detektors eine Kantenlänge von $55\mu m$. Die Signale werden von hier aus digitalisiert und weitergeleitet zum Fitpix-Chip, welcher an einem oder mehreren Detektorchips angeschlossen werden kann. Dort werden die Signale für Software verarbeitet [12].

2.2.2 Detektion

Im Folgenden wird der Detektionsvorgang im Timepix-Detektor erläutert [3].

Die Detektion ionisierender Teilchen basiert auf Streuprozessen im Detektor, bei denen diese Teilchen Energie verlieren und sie an Elektronen im Detektor abgeben. Wird genügend Energie an ein Elektron im Valenzband übertragen, steigt es energetisch ins Leitungsband. Dieses Elektron im Zusammenhang mit der Lücke, welche sich jetzt im Valenzband befindet, wird 'Elektron-Loch-Paar' genannt. Durch Erzeugung solcher Elektron-Loch-Paare funktioniert die Detektion ionisierender Teilchen. Nach Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares kann das Teilchen, welches nun etwas weniger Energie hat, weitere Elektronen anregen. Durch solche Streuprozesse erzeugt ein ionisierendes Teilchen tausende Elektron-Loch-Paare. Diese bilden eine „Ladungswolke“.

Die Energie W , welche nötig ist, um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen, berechnet sich mit [3]:

$$W = E_i + f \cdot E_x + \bar{\epsilon} \quad (2.2)$$

Als E_i bezeichnet man hier die durchschnittliche Ionisationsenergie des Materials. f steht für die mittlere Anzahl angeregter Elektron-Loch-Paare. E_x beschreibt die Energie, um ein Elektron-Loch-Paar anzuregen. $\bar{\epsilon}$ bezeichnet die mittlere kinetische Energie des Elektron-Loch-Paares. Die durchschnittliche Ionisationsenergie von Si, welches in dieser Arbeit benutzt wird, beträgt $E_i = 3,62\text{eV}$ [2].

Im Falle von Photonen tritt der Photoeffekt als ionisierender Prozess auf. Das Photon gibt also seine gesamte Energie an ein Elektron ab. Dieser Vorgang hat die Vernichtung des Photons zur Folge. Das nun freie Elektron fungiert als ionisierendes Teilchen im oben beschriebenen Vorgang.

Nach Anregung der Elektron-Loch-Paare fangen die Ladungsträger an, aufgrund einer angelegten Bias-Spannung, in Richtung der Elektroden zu driften. Ob Elektronen oder Löcher zu den Elektroden driften, hängt von der Polarität der Bias-Spannung ab. Bei Silizium-Detektoren ist es üblich, die Polarität so zu wählen, dass die Löcher driften. Der Driftprozess verhindert einerseits eine Rekombination der Elektronen-Loch-Paare mit dem Material, andererseits wird so ein Strom in der Elektrode induziert. Dieser Strom wird über eine vorgegebene Dauer („acquisition time“ oder „Frameaufnahmedauer“) integriert und in einen Spannungspuls umgewandelt. Die Länge des Pulses ist proportional zur Anzahl der Elektronen-Loch-Paare und damit proportional zur deponierten Energie des ursprünglichen ionisierenden Teilchens. Eine solche Messung mit den gesammelten Signalen des Detektors über die acquisition time wird „Frame“ genannt.

Die Höhe des Spannungspulses wird verglichen mit einer einstellbaren Spannungsgrenze („Threshold“, „THL“). Übersteigt der Spannungspuls diese Schwelle, wird der Pixel, in dem der Puls stattfand, als aktiv angesehen (im Folgenden werden aktivierte Pixel als „active pixel“ bezeichnet). Wird ein Pixel als aktiv aufgenommen, während alle ihn umgebenden Pixel inaktiv waren, wird dies im Folgenden als „single hit“ auf dem Frame bezeichnet.

Jeder Pixel des Detektors verfügt über einen Zähler, der mit der einstellbaren Frequenz einer „clock“ zählen kann. Gilt ein Pixel als aktiv, ist also der Spannungspuls über dem THL, kann der Pixel in drei verschiedenen Modi bis zum Ende des Frames zählen. Aus den drei Modi („Medipix“, „ToT“, „ToA“) kann

man verschiedene Informationen gewinnen (für eine graphische Veranschaulichung der Modi, siehe Abbildung 2.4).

Im **Medipix**-Modus wird gezählt, wie oft der Spannungspuls eines Pixels über dem THL stieg. Dies ist die ursprüngliche Funktion der Medipix-Detektoren gewesen und dient vor allem der Photonen-zählung.

Im **ToA**-Modus (engl.: „Time of Arrvial“) wird vom ersten Übersteigen des Spannungspulses über dem THL an bis zum Ende des Frames gezählt. So erhält man Informationen über die Zeit, zu der das Teilchen auf den Detektor traf.

Im **ToT**-Modus (engl.: „Time over Threshold“) wird gezählt, wie lange der Spannungspuls über dem THL war. Die Zahl der Taktschläge ist abhängig von Höhe und Breite des Spannungspulses und somit abhängig von der Energie des Teilchens. Empirisch wurde eine Beziehung zwischen so gezählten „ToT“ und Energie erstellt [13]:

$$ToT(E) = a \cdot E + b - \frac{c}{E - t} \quad (2.3)$$

Die Parameter a, b und t müssen über eine Kalibration des Detektors bestimmt werden. Durch Invertierung von 2.3 kann man die Energie abhängig von ToT schreiben (für eine Darstellung der Kurve, siehe Abbildung 2.3):

$$E(ToT) = \frac{a \cdot t + TOT - b + \sqrt{(b + a \cdot t - TOT)^2 + 4 \cdot a \cdot c}}{2 \cdot a} \quad (2.4)$$

In dieser Arbeit wird ausschließlich mit dem ToT-Modus gearbeitet.

2.2.3 Effekte und Fehler

Auf dem Weg zwischen dem Ursprung der Ladungswolke und der Elektrode diffundiert die Ladungswolke und verbreitert sich. Die Verbreiterung kommt durch Diffusion und „Repulsion“ zustande. Betrachtet man die erzeugten Elektron-Loch-Paare, kann man anfangs noch von einer Punktladung sprechen. Während des Driftvorgangs verbreitert sich die Ladungswolke und erhält die Form einer Gauß-Verteilung [16] (vergleiche Abbildung 2.5). Ein weiterer Effekt, der zur Verbreiterung beiträgt, ist die „Repulsion“. Diese beruht darauf, dass sich gleichnamige Ladungen abstoßen und so eine Ladungswolke, deren einzelne Teilchen alle gleichgeladen sind, mit der Zeit breiter wird.

Diese Verbreiterung der Ladungswolke kann, da der Detektorchip pixeliert ist, dazu führen, dass in benachbarten Pixeln ebenfalls ein Spannungspuls gemessen

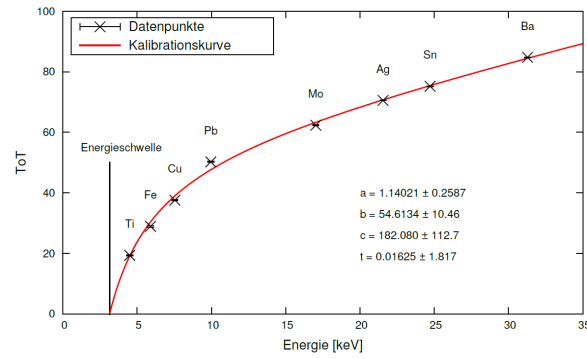


Abbildung 2.3: Energiekalibrationskurve des Timepix-Chips F4W255. Eingezeichnet sind die Röntgenfluoreszenzen verschiedener Elemente anhand derer die Funktion von ToT zu Energie festgestellt wird. Eingezeichnet ist weiterhin die „Energieschwelle“, welche die unterste Energie beschreibt, die der Timepix-Detektor feststellen kann. Grafik aus [14]

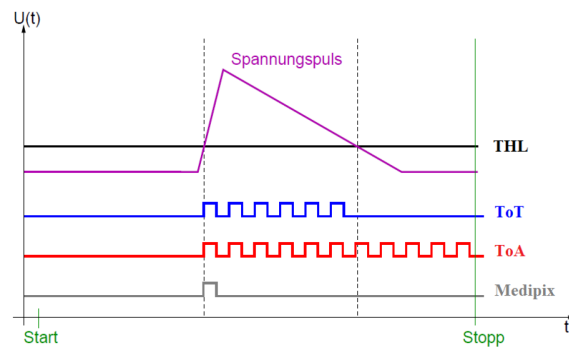


Abbildung 2.4: Die drei Modi eines Timepix-Chips. Dargestellt sind die Funktionsweisen von ToT-, ToA- und Medipix-Modi. Grafik nach [15], bearbeitet durch [14].

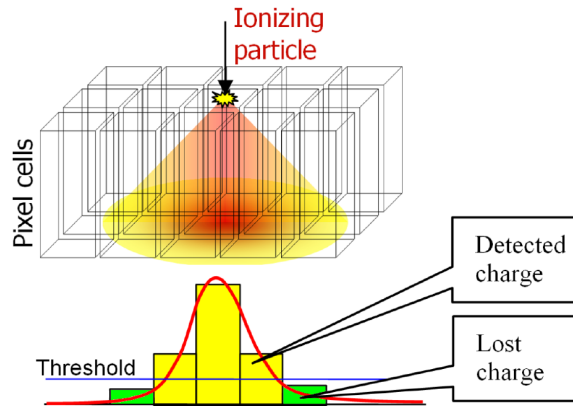


Abbildung 2.5: Veranschaulichung des Charge-Sharing-Effektes. Die Elektronenwolke diffundiert auf dem Weg zur Elektrode. So kann es passieren, dass, wenn die Spannung in benachbarten Pixeln groß genug sein sollte, dieser Pixel auch noch ein Signal sendet. Ist die Spannung nicht groß genug, wird kein Signal gesendet, jedoch wird die Ladung auch nicht als Signal im ursprünglichen Pixel wahrgenommen. Dies führt zu einem Informationsverlust. Grafik aus [13]

wird. Diesen Effekt bezeichnet man als „Charge Sharing“. Ist dieser oberhalb der Schwellenspannung, gilt auch der benachbarte Pixel als active pixel. Ist dieser unterhalb der Schwellenspannung, führt dies zu einem Verlust von Information über die Energie des Events, da die Ladung, welche den Spannungspuls erzeugt, nicht detektiert werden kann.

Der Charge-Sharing-Effekt ist für diese Arbeit unerwünscht und es wird versucht, ihn so gering wie möglich zu halten. Der Fokus der Arbeit liegt, wie im späteren Experiment auch, nur auf single hits. Sollte ein, für das Experiment relevantes, Signal durch Charge Sharing kein single hit sein, würde das Signal verloren gehen. Der Verlust durch Charge Sharing könnte reduziert werden durch Vergrößerung der Pixelfläche. Weiterhin kann man auch die Biasspannung erhöhen, da dies durch eine höhere Geschwindigkeit der Elektronen die Verbreiterung der Ladungswolke verringert. Für eine Veranschaulichung des Charge-Sharing Effektes sei auf Abbildung 2.5 verwiesen.

Ein weiterer Effekt, welcher im Detektor auftaucht, ist der Compton-Effekt. Statt über den Photoeffekt wirkt dort ein eintreffendes Photon über den Compton-Effekt mit dem Sensor. Es übergibt nur einen Teil seiner Energie und fliegt dann, mit

einer verringerten Energie, weiter durch den Detektor [16]. Für Näheres siehe Abschnitt 4.2 **Abstände**.

3 Aufbau und Datennahme

Aus der vorigen Theorie geht hervor, dass Röntgenfluoreszenzen in alle Raumrichtungen emittiert werden. Der Ansatz ist, eine dünne Folie zwischen zwei Detektorchips zu legen. Die Folie besteht aus ^{58}Ni und kann durch den Doppelelektronenzerfall Röntgenfluoreszenzen erzeugen, welche von den Timepix-Detektoren erfasst werden können. Die zwei Detektorflächen befinden sich auf beiden Seiten parallel zur Ebene der Folie. So kann in fast alle Raumwinkel emittiert werden und die Detektoren sehen es.

Wir benutzen zwei Aufbauten mit je zwei Detektoren, also insgesamt vier Detektoren. Die zwei Detektorchips, welche in einem Aufbau benutzt werden, werden im Folgenden als ein „Stack“ bezeichnet. Die vier Detektoren stammen aus der Timepix2-Familie. In dem einen Stack stecken zwei Timepix mit den Bezeichnungen F4W255 (im Folgenden als „F4“ bezeichnet) und J4W255 („J4“) mit einer Sensordicke von jeweils 0,5 mm, in dem anderen befinden sich zwei Timepix mit den Bezeichnungen K8W89 („K8“) und K3W89 Detektor („K3“) mit einer Sensordicke von jeweils 0,3 mm.

Der K8-Detektor hat einen höheren Leckstrom als die anderen. Ein großer Leckstrom kann, bei angelegter Spannung, zu Schäden am Detektor führen. Während bei den anderen Detektoren der Leckstrom zwischen 1 - 10 μA beträgt, liegt beim K8-Detektor der Leckstrom bei einer Spannung von 45 V bereits bei etwa 90 μA [14]. Der Leckstrom wirkt sich ebenfalls negativ auf das Signal aus und vergrößert das Rauschen im Detektor erheblich. Daher wurde der THL für diesen Detektor höher gesetzt als bei den anderen Detektoren. So können zwar starke Signale noch gesehen werden, aber schwache Signale gehen verloren. Um Schäden an dem K8-Detektor zu vermeiden, wird der K8/K3-Stack nur mit einer Bias-Spannung von 45 V betrieben. Im Vergleich dazu wurde der F4/J4 mit einer Bias-Spannung von 100 V betrieben. Eine niedrigere Bias-Spannung erhöht für den K8/K3-Stack den Charge-Sharing-Effekt.

Als Abschottung von jeglicher störenden Strahlung werden absorbierende Hüllen um den Messaufbau verwendet. Die äußere Schicht besteht aus einer zylindrischen Bleiwand, welche ionisierende Strahlung sehr gut abschirmen kann. Innen ist ein

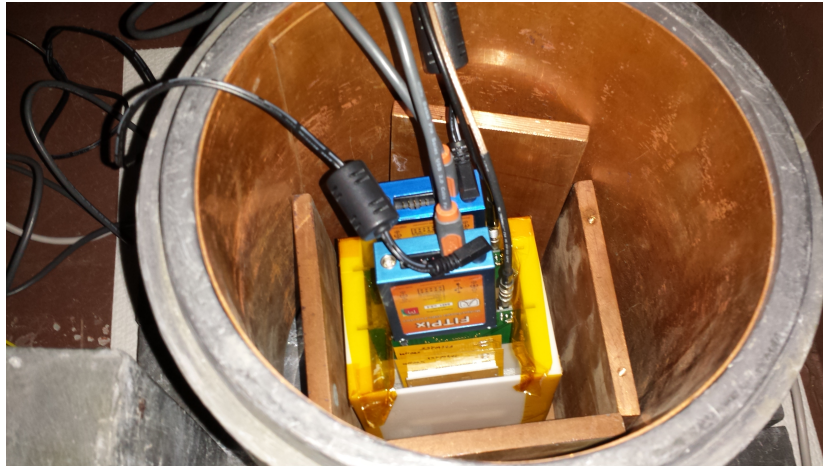


Abbildung 3.1: Bild des Aufbaus. Zu sehen sind die zwei Rückseiten der Fitpix-Auslesechips, die mit den Stacks verbunden sind, sowie die Abschirmung aus Blei und Kupfer.

Kupferaufbau um den Versuch aufgebaut (vergleiche Abbildungen 3.1 und 3.2). Kupfer wurde benutzt, da es gut dafür geeignet ist, um Röntgenfluoreszenzen, welche vom äußeren Bleiabschirmungszyylinder entstehen können, zu blocken. Weiterhin kann Kupfer gegen elektromagnetische Strahlung schützen.

Da der Aufbau selber im Untergrundlabor des Vereines für Kernverfahrenstechnik und Analytik Rossendorf [17] untergebracht ist, kann die Einstellung der Messparameter und das Auslesen der Daten von Erlangen aus nur über eine Remote-Desktop-Verbindung zu dem Messcomputer erfolgen. Über die Remote-Desktop-Verbindung können Software-Parameter im Pixelman-Programm und der THL der Detektoren verändert werden.

In dieser Arbeit wurden alle Daten mit diesem Pixelman-Programm verwertet. Falls nicht anders angegeben, entsprechen die Daten des F4/J4-Stacks einer effektiven Messzeit von etwa 58 Tagen (5031543 Frames bei einer acquisition time von einer Sekunde) und die Daten des K8/K3-Stacks entsprechen einer effektiven Messzeit von etwa 22 Tagen (18791478 Frames bei einer acquisition time von 0,1 Sekunden).

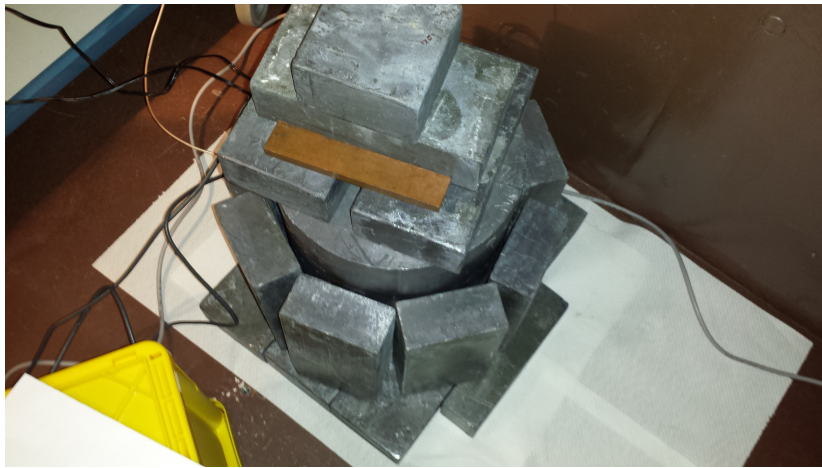


Abbildung 3.2: *Bild des Aufbaus. Zu sehen ist der Deckel der Abschirmung auf dem Versuchsaufbau.*

4 Auswertung und Ergebnisse

Zur Auswertung wurde größtenteils ein Programm von Thomas Gleixner benutzt. Es wurde für unterschiedliche Zwecke und Anwendungen konzipiert. Dementsprechend ist es sehr vielseitig. Es kann Dateien verschiedener Formatierungen bearbeiten, welche von einer Vielzahl von Programmen erstellt werden können. Weiterhin hat es verschiedene Recognition-Möglichkeiten implementiert. So kann es zum Beispiel anhand der Form, Größe und Energie von erkannten Ereignissen auf dem Detektor von selbst erkennen, ob zum Beispiel Alpha-Teilchen oder Myonen detektiert wurden [18].

Verschiedene Gesichtspunkte wurden an den Daten betrachtet, um die Güte der Messung zu bestimmen und etwaige Fehler und Ungenauigkeiten feststellen zu können. In den folgenden Abschnitten wird die Vorgehensweise dazu methodisch und anhand von Beispielen erläutert.

Das Ziel von jedem Abschnitt ist es hier, Bedingungen („Cuts“) zu finden, um die Datenmenge auf relevante Ereignisse zu beschränken.

4.1 Programm

Ausgeführt wird das Programm im Terminal des Betriebssystems. Bei der Ausführung kann man dem Programm je nach Anwendung verschiedene Optionen übergeben, wobei `-input` und `-output` immer notwendig sind. Als Input werden die Daten jeweils eines Detektorenstacks benutzt. Über eine `-restrict`-Funktion ist es möglich, die Datenauswertung auf ein durch x- und y-Koordinaten bestimmtes Fenster des Detektorstacks zu beschränken. Wie unter **3 Aufbau und Datennahme** beschrieben, ist es möglich, so nur einen der beiden Detektoren eines Stacks zu betrachten. Der Output beschreibt den Dateipfad der Ausgabedateien und eine Zeichenfolge, die zur Übersicht und Organisation vor dem Dateinamen jeder, vom Programm erstellten, Datei zu finden ist.

Das Programm erstellt bei jedem Durchlauf eine Vielzahl von Dateien, welche zu verschiedenen Zwecken benutzt werden können. Die in dieser Arbeit wichtigen Output-Dateien werden kurz angesprochen und erläutert:

Die „summedpicture.dat“-Dateien zeigen die Anzahl und Position registrierter Ereignisse auf dem Detektor als Matrix an. Dabei sind Informationen über die in den Pixeln deponierte Energie unerheblich. Es werden alle Frames, welche sich im Datenfile befanden, betrachtet. Somit kann ein Eintrag in der Matrix auch mehrere Ereignisse aufweisen.

Die „hist.dat“-Dateien fungieren als Sammlung mehrerer Informationen. Sie beinhalten unter ein Energiespektrum des Datensatzes. Dort wird die Anzahl der jeweiligen Ereignisse über die Energie aufgetragen, völlig gleich, wieviele Pixel in einem jeweiligen Frame aktiv waren. Ein Beispiel hierfür findet sich in Abbildung 4.1. Weiterhin beinhaltet die „hist.dat“-Datei eine, für diese Arbeit nützliche, Version dieses Histogrammes mit bereits einigen Cuts darauf angewendet. Hier wird die Anzahl der Ereignisse aller Frames über die Energie aufgetragen, welche nur genau 2 aktive Pixel hatten und deren Energie sich nur um maximal 3 keV unterscheidet. Beispiele für solche Histogramme und weitere Erläuterungen dazu finden sich in Abschnitt 4.7 **Rate und Effizienz**.

Sollte das Programm so eingestellt sein, dass es nur bei Frames mit 2 aktiven Pixeln auswertet, dann beinhaltet die „dist2p.dat“-Datei die Abstände zwischen den Pixeln. Erläuterungen und Beispiele finden sich im Abschnitt 4.2 **Abstände**. Eine der für diese Arbeit wichtigsten Funktionen des Programms ist die Erstellung von Histogrammen, welche die Energien zweier Pixel eines Frames gegeneinander auftragen. Im Folgenden werden diese Bilder als „PvP-Bilder“ bezeichnet. Näheres dazu und Beispiele für PvP-Bilder befinden sich im Abschnitt 4.6 **Energiebeurteilung**.

Zudem gibt das Programm noch weitere wichtige Informationen über das Terminal aus. Als „total frames“ wird die gesamte Anzahl an Frames bezeichnet, welche sich im Datensatz befindet. Diese Zahl ist wichtig für die spätere Erstellung von Rauschcuts (siehe Abschnitt 4.4 **Rauschunterdrückung**) und für die Ermittlung der effektiven Messdauer. Da die acquisition time bekannt ist und mit der Anzahl der „total frames“ die Zahl der Frames, kann man durch Multiplikation der beiden bestimmen, wie lange gemessen wurde.

Als „used frames“ bezeichnet das Programm die Anzahl der Frames, welche ausgewertet wurden. Diese Zahl kann mit steigender Stärke der Cuts sehr viel geringer sein als die Zahl der „total frames“ (vergleiche Abschnitt 4.3 **Zufällige Koinzidenzen** für Beispiele dazu).

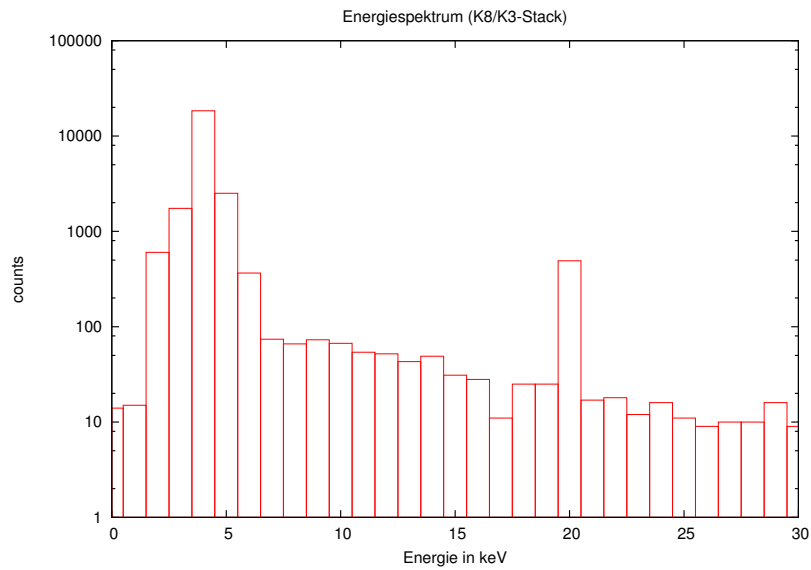


Abbildung 4.1: *Energiespektrum des K8/K3-Stacks mit logarithmischer Auftragung der Anzahl der Ereignisse. Ausgewertet wurden alle Frames mit Ereignissen darauf. Ein Rauschcut nach Median-Methode und ein Abstandscut wie später beschrieben wurden benutzt. Man erkennt am Anfang einen sehr hohen Peak, der Rest des Spektrums hat im Vergleich dazu nur wenige Einträge. Das ist zu erwarten für eine Untergrundmessung, da der Aufbau des Experiments darauf ausgelegt ist, keine Strahlungsquellen in der Nähe zu haben.*

4.2 Abstände

Wir gehen davon aus, dass der Detektor gleichverteilt detektiert. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ereignis registriert wird, ist also überall auf dem Detektor gleich. Da bei einer Untergrundmessung wie hier keine beabsichtigte Strahlungsquelle vorhanden ist, ist diese Annahme gerechtfertigt. Da das Hauptaugenmerk auf Koinzidenzen liegt, also speziell Frames betrachtet werden, die nur zwei Ereignisse aufweisen, wollte man die Abstände zwischen den beiden Ereignissen betrachten. Dazu wurde mit Hilfe des Programmes ein Histogramm erstellt, in welchem die Häufigkeit der Abstände aufgetragen wird (vergleiche Abbildung 4.2). Dabei ist zu beachten, dass in dem Histogramm nur ganzzahlige Werte gelistet sind. Sollte sich ein Abstand als eine nicht ganze Zahl ergeben, wurde auf die nächste kleinere ganze Zahl abgerundet. Der Abstand berechnet sich mit den x- und y-Koordinaten zweier Ereignisse:

$$d(x_1, x_2, y_1, y_2) = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} \quad (4.1)$$

Sollten in dem Histogramm Unregelmäßigkeiten auftreten, kann man die Möglichkeit eines fehlerhaften Aufbaus in Betracht ziehen, da eine Erklärung für so etwas ein ungleichmäßiger Aufbau der Abschirmung wäre. Radioaktive Quellen, wie etwa Verunreinigungen im Aufbau, wären auch denkbar. So lässt sich die Aufnahme der Abstandsverteilung als Überprüfung des Messaufbaus heranziehen.

Um die Güte der Abstandsverteilung festzustellen, wurde das Histogramm mit einer Simulation verglichen. Die Kernannahmen der Simulation sind eine gleichverteilte Bestrahlung des Detektors und unabhängige Ereignisse. Als Zufallsgenerator wurde der TRandom3 von ROOT verwendet [19], welcher gleichmäßig verteilte Zufallszahlen generiert. Der Zufallsgenerator basiert auf dem Prinzip des Mersenne-Twister-Generators, für Näheres siehe Quelle [20].

Die Simulation wurde für 7×10^{10} Ereignisse durchgeführt und dann, um einen Vergleich durchführen zu können, auf die Menge der Abstände aus der Messung normiert. Dazu wurde jeder Eintrag im Histogramm der Simulation mit einem Faktor skaliert, der sich aus dem Verhältnis der used frames der Messung zu den $3,5 \times 10^{10}$ Abständen der Simulation ergibt.

Ein Vergleich zwischen Messung und Simulation findet sich in Abbildung 4.2.

Einzelne rauschende Pixel sorgen dafür, dass bestimmte Abstände öfter auftauchen, da diese Pixel öfter erfasst werden. So kommen auffallende Peaks, die von der Simulation besonders abweichen, zustande.

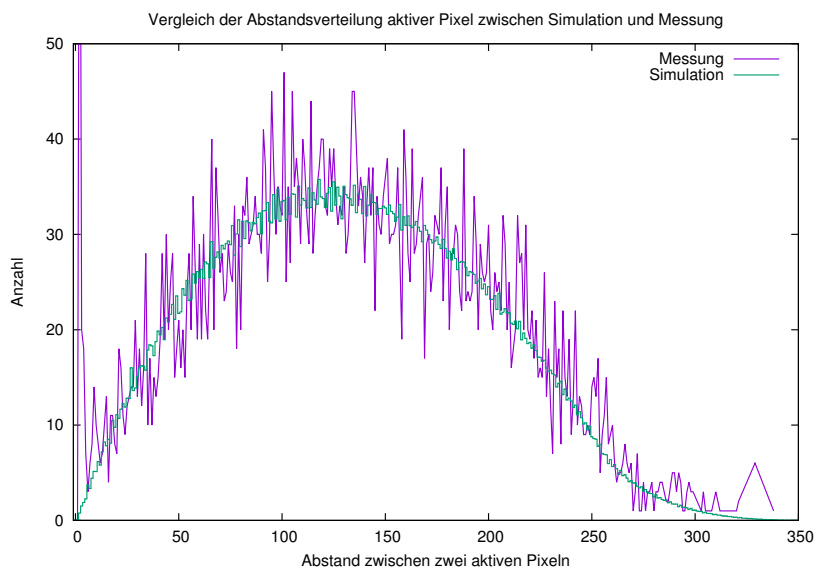


Abbildung 4.2: Abstände verglichen zwischen Messung und Simulation. Man erkennt, dass der größte Teil überlappt und die Verteilungen ähnlich aussehen. Das Histogramm stellt die Simulation dar, der Linienplot bezeichnet die Messung. Schwankungen in der Messung stammen vom imperfekten Detektor. Ein starker Abfall am Anfang der Messverteilung ist zu beobachten. Die Messdaten stammen vom F4/J4-Stack. Als Cut auf das Rauschen des Detektors wurde dem Programm ein Verhältnis von 0.001 übergeben. Für nähere Informationen, wie dieser Cut funktioniert, siehe Abschnitt 4.4 **Rauschunterdrückung**.

Auffallend ist ein exponentieller Abfall am Beginn der Abstandsverteilung in der Messung. Der kommt wahrscheinlich zustande durch Compton-Streuung im Detektor [16]. Dies passiert, wenn ein Photon seine Energie nicht vollständig an ein Elektron im Sensor abgibt, sondern mit einem Teil seiner Energie im Sensor verbleibt. Dann ist es möglich, dass das Photon in einem der benachbarten Pixel den Photoeffekt durchführt und so einen weiteren Pixel aktiviert (Für Näheres zu Detektionsablauf und Effekte innerhalb des Detektors siehe Kapitel 2 **Theorie**). Diese Annahme unterstützend ist die Tatsache, dass sobald man einen sehr hohen Rauschcut einstellt (vergleiche Abschnitt 4.4 **Rauschunterdrückung**) und viele Ereignisse aus der Auswertung rausnimmt, beobachtet man immer noch diesen Abfall. Das bedeutet, der Effekt kommt nicht von rauschenden Pixeln.

Um die Auswirkung auf die Messung zu reduzieren, wird ein neuer Cut eingeführt: Sobald zwei Ereignisse weniger als 10 Pixel voneinander entfernt stattfinden, werden sie nicht mehr mit ausgewertet. Die Grenze von 10 Pixeln ist hier willkürlich gewählt. Dort ist der größte Teil des Effektes aber bereits abgeklungen. Die Simulation zeigt, dass bei 10 Pixel Abstand noch nicht viele Events zu erwarten sind. Sollten zwei Ereignisse in solch einem Abstand voneinander auftreten, ist zu erwarten, dass sie durch Compton-Streuung voneinander beeinflusst wurden. Ein solcher Cut schneidet also auch kaum relevantes Signal weg.

4.3 Zufällige Koinzidenzen

Ein Problem in der Aussagefähigkeit der Daten ist die Möglichkeit zufälliger Koinzidenzen. Das bedeutet, man könnte nur einen Frame berücksichtigen, welcher zufällig 2 Ereignisse hat, aber eigentlich innerhalb der Frameaufnahmezeit zwei Einzelereignisse eingetroffen sind, welche in keiner Weise miteinander korreliert sind.

Um die Größe dieses Effekts zu bestimmen, wurde die Menge an zufälligen Koinzidenzen bestimmt. Die Formel dafür lautet:

$$N_{Zuf,2} = \dot{N}_1 \cdot \dot{N}_1 \cdot T \cdot \tau \quad (4.2)$$

mit

$$\dot{N}_1 = \frac{N_1}{T} \quad (4.3)$$

Detektorbezeichnung	N_1	$N_{zuf,2}$	$N_{gem,2}$
F4	35102	244,89	5092
J4	24378	118,11	4824
K8	861	0,004	588
K3	2073	0,02	728

Tabelle 4.1: Tabelle mit zufälligen Koinzidenzen der einzelnen Detektoren. Unter N_1 befinden sich die gemessenen Anzahlen von Frames mit nur einem single hit. Unter $N_{zuf,2}$ finden sich die errechneten zufälligen Koinzidenzen, welche in $N_{gem,2}$ enthalten sind. $N_{gem,2}$ zeigt die Anzahl gemessener Frames mit zwei single hits. Diese Zahlen wurden unter Anwendung des besprochenen Abstandscuts und des Rauschcuts nach Verhältnis-Methode (wie besprochen in Sektion 4.4 **Rauschunterdrückung**) erhalten.

$N_{zuf,2}$ bezeichnet die Menge an zufälligen Koinzidenzen für Frames mit zwei aktiven Pixeln. \dot{N}_1 bezeichnet die Rate, dass nur ein Ereignis einzeln registriert wird. Diese Rate wird berechnet durch die Menge der Frames mit nur einem aktiven Pixel N_1 geteilt durch die effektive Messzeit T . Um $N_{zuf,2}$ berechnen zu können muss \dot{N}_1 detektorspezifisch behandelt werden. In unserem Fall bedeutet das, dass, da wir zwei Detektoren pro Stack haben, wir einmal die Menge für die N_1 des einen Detektors und die N_1 des anderen Detektors und einmal beide N_1 zusammen verrechnen müssen. Wir haben zwei Detektoren in einem Stack. Um die Anzahl an zufälligen Koinzidenzen dort korrekt zu berechnen, müssen die Detektoren in Kombination miteinander beachtet werden. So werden obige Formeln drei Mal angewandt, zweimal je nur mit den N_1 eines Detektors und einmal mit den N_1 beider Detektoren. τ bezeichnet die acquisition time.

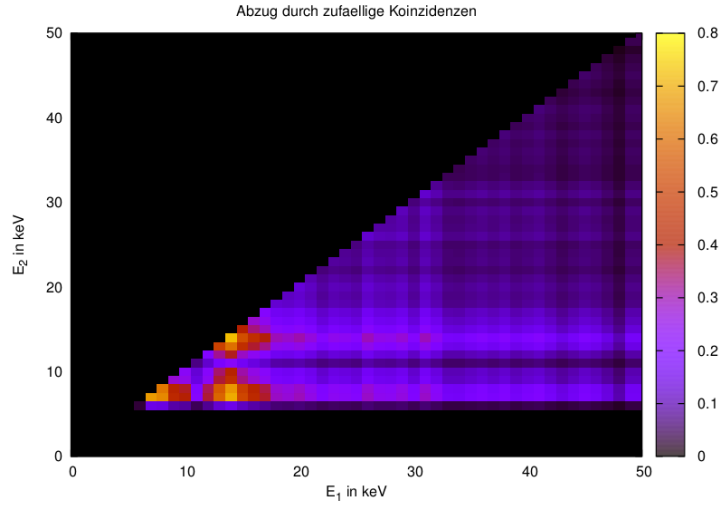
Die Argumentation dieser Formel findet sich in [21].

Die Betrachtung der Menge von zufälligen Koinzidenzen ergibt, dass es, aufgrund der niedrigen Anzahl, keinen großen Effekt auf das Gesamtbild hat, würde man sie entfernen.

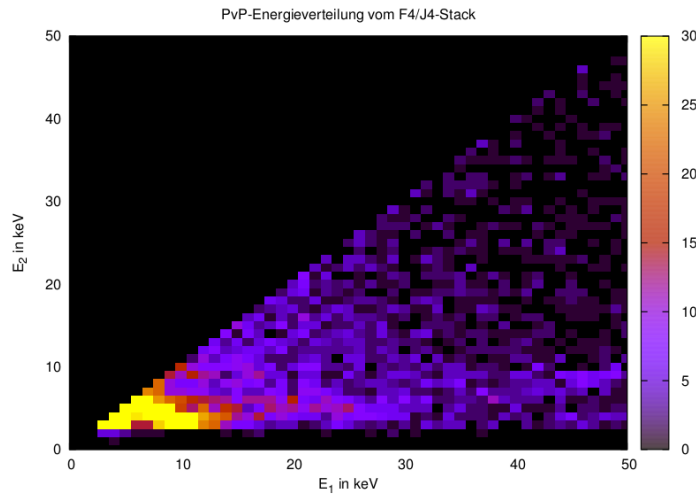
Die zufälligen Koinzidenzen unterscheiden sich um Größenordnungen von der Anzahl koinzidenter Ereignisse beim K8/K3-Stack. Der F4/J4-Stack weist jedoch noch zufällige Koinzidenzen von über 5% der beobachteten Koinzidenzen auf. Um den Einfluss der zufälligen Koinzidenzen auf die Messung zu überprüfen und bewerten zu können, wurde ein zufällig verteiltes PvP-Bild simuliert. Dazu wurde zuerst

das Energiespektrum der Frames mit nur einem single hit entsprechend normiert und dann als Wahrscheinlichkeitsverteilung angenommen. Anhand einer solchen Wahrscheinlichkeitsverteilung wurde dann ein PvP-artiges Histogramm erzeugt. Durch Skalierung mit der Anzahl der zufälligen Koinzidenzen und darauffolgendes Abziehen vom gemessenen PvP-Bild, konnte festgestellt werden, wie das PvP-Bild einer Messung ohne zufällige Koinzidenzen aussehen würde.

In Abbildung 4.3 erkennt man, dass eine Korrektur von zufälligen Koinzidenzen selbst für solch vergleichsmäßig hohe Werte wie für den F4/J4-Stack keinen Unterschied bewirkt.



(a) Abzug vom *PvP*-Bild



(b) normales *PvP*-Bild

Abbildung 4.3: Zu sehen ist ein Vergleich zwischen dem Abzug vom *PvP*-Bild, der durch zufällige Koinzidenzen verursacht wird (a) und einem gemessenen *PvP*-Bild ohne solche Korrektur (b). Benutzt wurden die Daten des F4/J4-Stacks mit Abstandscut und Rauschunterdrückung nach Verhältnis-Methode.

4.4 Rauschunterdrückung

Das wohl größte Problem ist die Bestimmung des Rauschcuts für die Auswertung. Rauschen kann für Messungen mit schwachen Signalen Probleme verursachen, da das Rauschen das tatsächliche Signal überdecken kann. Rauschen entsteht durch fehlerhafte oder fehlerhaft eingestellte Pixel, welche Signale senden, ohne etwas detektiert zu haben. Es gilt, das Rauschen durch einen Rauschcut zu entfernen.

Dem Programm kann ein Verhältnis übergeben werden, dass hier als „Rauschcut“ bezeichnet wird. Das Programm wird dann jeden Pixel, der, bezogen auf die Gesamtzahl an aufgenommenen Frames, häufiger als dieses Verhältnis aktiv war, aus der Auswertung herausnehmen. So sollen kaputte oder rauschende Pixel aussortiert werden. Da solche Pixel auch benachbarte Pixel zum Beispiel durch charge sharing beeinflussen können, wird in dieser Auswertung jeder direkte Nachbar eines Rauschpixels ebenfalls von der Auswertung ausgeschlossen. Weiterhin sind Pixel am Rand des Detektors öfters fehlerhaft oder ungenau. So wurde von allen Messungen von vorneherein der äußerste Rand des Detektors von der Auswertung ausgeschlossen.

Im Folgenden werden zwei Methoden vorgestellt, um den Rauschcut durchzuführen. Es ist zu erwähnen, dass die Verhältnis-Methode im Programm vorintegriert war und für andere Zwecke entwickelt wurde, als hier nötig. Da man öfter Messungen mit Quellen hatte, erhielt man typischerweise sehr hohe Signale und musste nur schwache cuts setzen, um Rauschstörungen zu eliminieren. Dies liegt daran, dass im Vergleich zu den gemessenen Signalen das Rauschen nur sehr schwach war. Hier jedoch ist auch das wirkliche Signal nicht sehr stark und das Rauschen kann dieses überdecken. Es wird erwartet, dass eine andere Methode geeigneter ist, um das Rauschen hier zu entfernen, ohne das Signal, welches man erhalten will, zu verringern.

4.4.1 Verhältnis-Methode

Man betrachtet hier, wieviele Pixel wie oft getroffen wurden. Die counts, wie oft ein Pixel getroffen wurde, kann über die Menge der so oft getroffen Pixel aufgetragen werden. Das dadurch entstehende Histogramm normiert man auf die Gesamtzahl der Frames. So kann man direkt ablesen, bei welchem Rauschcut wieviele Pixel verloren gehen und wieviele Pixel übrig bleiben.

Diese Funktion war noch nicht im Programm integriert. Um das beschriebene Ziel zu erreichen wurde zuerst die Datei der „summedpictures“, die die Häufigkeit

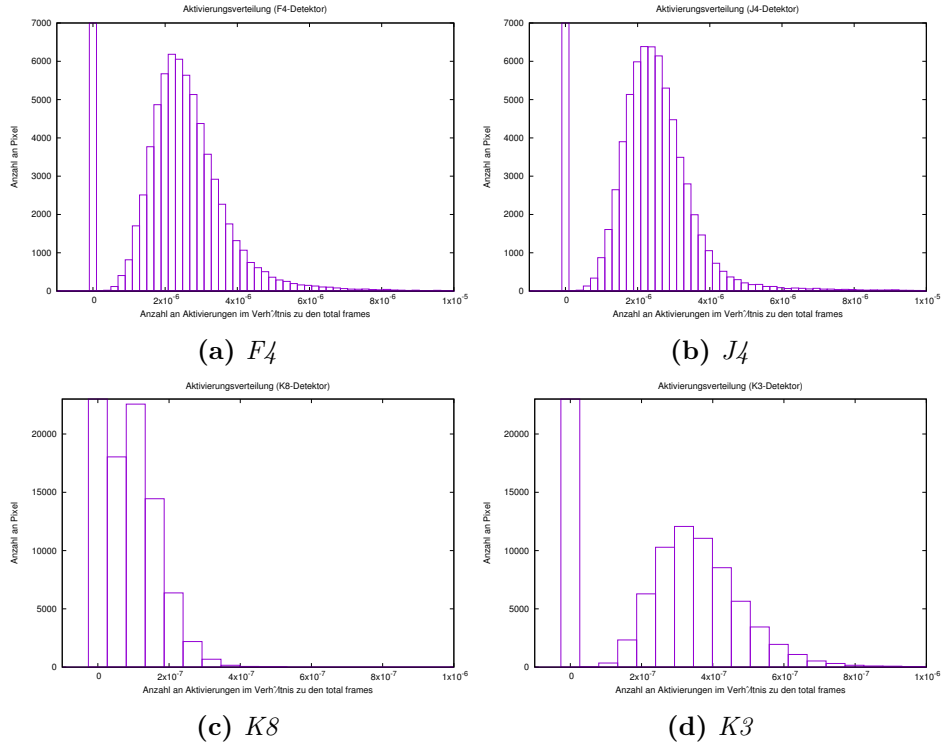


Abbildung 4.4: Zu sehen sind für jeden Detektor Histogramme der Zahl der betroffenen Pixel über der Anzahl der Aktivierungen. Zu erkennen sind bei jedem Detektor sehr große Einträge bei null aktiven Pixeln, die sich nicht nur auf eine große Zahl nicht getroffener Pixel, sondern auch auf das vom Programm genutzte 512×512 Fenster zurückführen lässt. Der Rest der Verteilungen ist Poisson verteilt, wobei beim K_8 -Detektor jedoch zu beachten ist, dass er generell nur sehr wenig Ereignisse gesehen hat, aufgrund des hohen THLs.

und Positionen der Einschläge auf dem Detektor anzeigen kann, reduziert auf einen eindimensionalen Datensatz. So verliert man die Information der Orte der Einschläge, welche jedoch für das Festsetzen des Rauschverhältnisses irrelevant ist. Diese Plots kann man nun erstellen und auch die Skala auf die 'total frames' normieren. Solche Histogramme sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Aufgetragen ist die Anzahl an Pixeln, die bei dem angegebenen Rauschverhältnis aktiv sind. Beim Setzen des Cuts muss man beachten, dass man zumindest die ersten beiden Einträge berücksichtigen muss. Im ersten Eintrag befinden sich die Pixel, welche

Detektor	Cut-Verhältnis	übrige Pixel	fehlender Detektor
F4	$3,8 \times 10^{-6}$	58621	10,55 %
J4	$3,8 \times 10^{-6}$	59908	8,59 %
K8	$2,0 \times 10^{-7}$	62440	4,72 %
K3	$5,0 \times 10^{-7}$	57618	12,08 %

Tabelle 4.2: Tabelle mit benutzten Rauschnitten nach Verhältnismethode. In der ersten Spalte ist die Detektorbezeichnung angegeben. In der zweiten Spalte befinden sich die Verhältnisse, mit denen der Cut durchgeführt wurde. In der dritten Spalte findet sich die Zahl der Pixel, welche innerhalb des Cuts liegen. In der letzten Spalte ist der Anteil des Detektors angezeigt, welcher durch Verringerung der Pixel auf dem Detektor nicht mehr in die Auswertung mit einfließt. Der Cut wurde mit dem Kriterium gewählt, 90% des Detektors zu erhalten, um nicht zu viel Detektorfläche zu beschneiden.

nie aktiv waren. Nimmt man nur diese in den Rauschcut auf, wird jegliches Signal verloren.

Setzt man den Cut bei einem Verhältnis, kann man mit Blick auf die Histogramme etwa die Güte des Einschnittes abschätzen, indem Einträge aller vorherigen Bins aufsummiert werden. Dies gibt Auskunft darüber, wie viele Pixel des Detektors verloren wurden und somit, was für eine effektive Detektorfläche noch genutzt wird. Zu beachten ist, dass im ersten Bin alle Pixel gezählt werden, welche nie aktiv waren. Da jedoch vom Programm ein 512×512 -Fenster eingelesen wurde, jedoch nur ein 256×256 -Fenster aktiv war, muss man vom ersten Bin 196608 Einträge abziehen ($3 \times 256 \times 256$), um einen wahren Wert zu erhalten.

4.4.2 Median-Methode

Eine weitere Methode, vorgeschlagen von Thomas Gleixner [22], benutzt die Berechnung des Medians des Datensatzes. Wie in Abbildung 4.4 zu erkennen ist, folgt die Anzahl der Ereignisse pro Pixel etwa einer Poisson-Verteilung. Es gibt jedoch sehr viele Pixel, die aufgrund von Rauschen sehr viele Treffer haben, was die Berechnung eines Mittelwertes erschwert. Der Median jedoch wird von oft getroffenen Pixeln in der Verteilung kaum beeinflusst. Beachtet man, dass bei den F4-, J4- und K3-Detektoren die Verteilungen Gauß-Verteilungen entsprechen, kann man

den Median der Verteilung mit dem Erwartungswert der Gaußkurve gleichsetzen. Schneidet man alle Pixel weg, welche öfter als 5mal dieses Erwartungswertes aktiv waren, kann man sich sicher sein, dass man nur rauschige Pixel wegschneidet.

Diese Methode sollte auf die hier vorliegenden Daten angewendet werden.

Dazu wird eine sogenannte „Blacklist“ erstellt. Das ist eine Liste, in der mit x- und y-Koordinaten die Pixel geführt werden, welche bei der Auswertung ignoriert werden sollen. Diese Liste kann dem Programm übergeben werden.

Zu beachten ist, dass durchaus mehrere Durchläufe nötig sein können: Im ersten Durchlauf wird der Median der Pixelaktivität des gesamten Datensatzes berechnet. Jeder Pixel, der jetzt häufiger als das Fünffache des Medians aktiv war, wird in die Blacklist eingetragen und bei der Auswertung nicht beachtet. Bei einem weiteren Durchlauf des Programms kann es nun passieren, dass weitere Pixel in das Kriterium des fünffachen Medians fallen, da Events dieser Pixel vorher noch ignoriert wurden, weil sie zum Beispiel direkt neben einem Pixel stattfanden, der jetzt auf der Blacklist eingetragen ist. Man führt das Programm mit der Erstellung der Blacklist solange aus, bis die Blacklist nicht mehr verändert wird.

Für einen Vergleich zwischen der Rauschverringerung durch das Setzen eines Verhältnisses und der Rauschverringerung durch die Median-Methode sei auf Abbildungen 4.5 und 4.6 verwiesen.

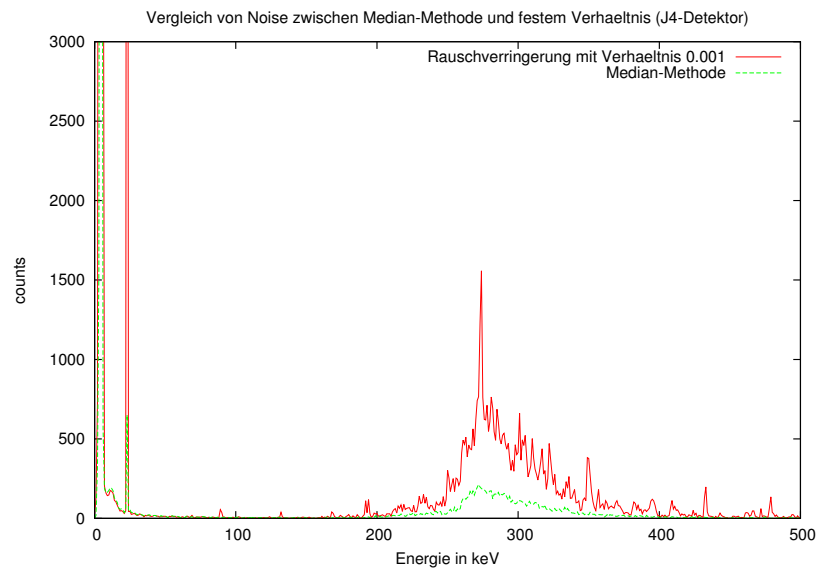


Abbildung 4.5: Vergleich zwischen Rauschverringung durch festes Verhältnis und Rauschverringung durch die Median-Methode. Benutzt wurden Daten ausschließlich des J4-Detektors. Zu sehen ist, dass gerade die Verteilung um etwa 300 keV, welche auf Rauschsignale zurückzuführen ist, deutlich verringert und geglättet wird. Der Plot weist mit der Median-Methode generell weniger Peaks auf und gilt somit als glatter.

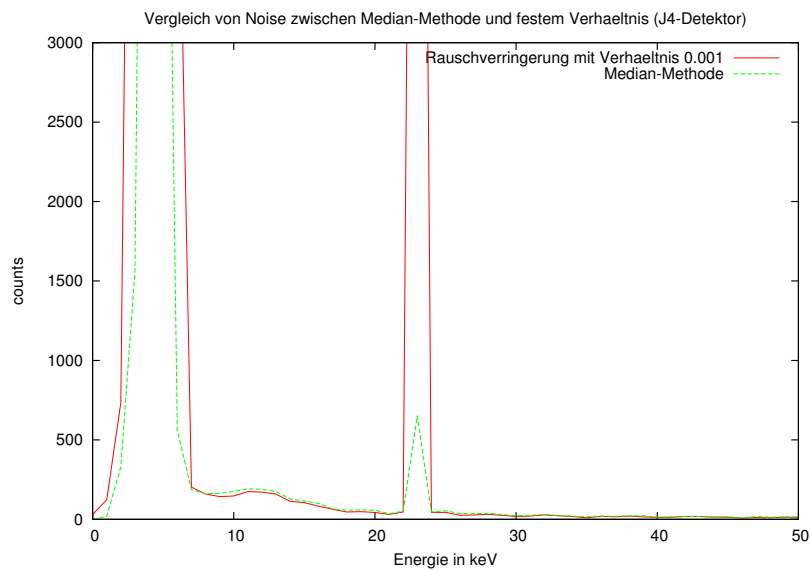


Abbildung 4.6: Vergleich zwischen Verhältnis-Methode und Median-Methode. Benutzt wurden Daten ausschließlich des J4-Detektors. Im Gegensatz zu 4.5 wurde hier der für das Experiment interessante Energiebereich vergrößert. Auch hier weist die Median-Methode weitaus weniger counts auf, als mit herkömmlicher Rauschverringung.

4.5 Datenerweiterung

Ein Ansatz, um mehr Daten benutzen zu können, ist, nicht nur Frames mit genau zwei Ereignissen zu nutzen, sondern Frames mit mindestens zwei Ereignissen. Andere Ereignisse könnte man dann im Einzelfall versuchen, als Rauschpixel, als zufällige Koinzidenz, als Compton-Streuung oder als ähnlichen Störfaktor zu identifizieren. So könnte man im individuellen Frame die Zahl der Ereignisse auf zwei reduzieren und so wieder relevante Daten erhalten.

Um zu überprüfen, was für eine Datenmenge man so gewinnen könnte, wurde ein Histogramm angefertigt. Auf der x-Achse befindet sich die Anzahl der aktiven Pixel eines Frames und auf der y-Achse ist die Menge der Frames aufgetragen (vergleiche Abbildungen 4.7).

Um dies zu erstellen, wurde die Bedingung jeweils im Programm gesetzt (zuerst im Code selber mit anschließendem Kompilieren, später wurde eine Option hinzugefügt, um es bei Aufruf einzustellen) und dann die Zahl der 'usedframes' ausgelesen, welche das Programm ausgab.

Da der dritte Eintrag vergleichsweise gering ist, ist es nicht effizient noch Frames mit drei oder mehr aktiven Pixeln zu benutzen. So wurde sich für die Auswertung auf Frames mit zwei aktiven Pixeln beschränkt.

Mit geringen Unterschieden sehen alle Detektoren unter dieser Auswertung so aus. Zu Beginn, bei activepixel=1 und activepixel=2, hat man noch sehr hohe Werte. Der Eintrag bei activepixel=1 überragt den Eintrag bei activepixel=2 dabei um etwa das 10-fache. Eine Ausnahme stellt der K8-Detektor da, der aufgrund seines hoch eingestellten THLs generell nur wenig Ereignisse detektiert hat. Erhöht man die Zahl der aktiven Pixel, erkennt man für jeden Detektor einen Abfall bei den Einträgen.

4.5.1 Alphateilchen

Man konnte bei diesen Histogrammen (vergleiche Abbildung 4.7) einen Anstieg bei etwa 8 aktiven Pixel erkennen. Dieser Anstieg war konsistent und unabhängig von Messaufbau, Messdauer oder Messkonfiguration.

Bei mehr als acht aktiven Pixeln kann man Muster erkennen, die auf eingefallene Alphateilchen oder Myonen zurückschließen lassen können [18]. Dies beruht darauf, dass höherenergetische Teilchen nicht in nur einem Pixel auf dem Detektor registriert werden, sondern öfter ganze Pixelgruppen aktivieren („Cluster“).

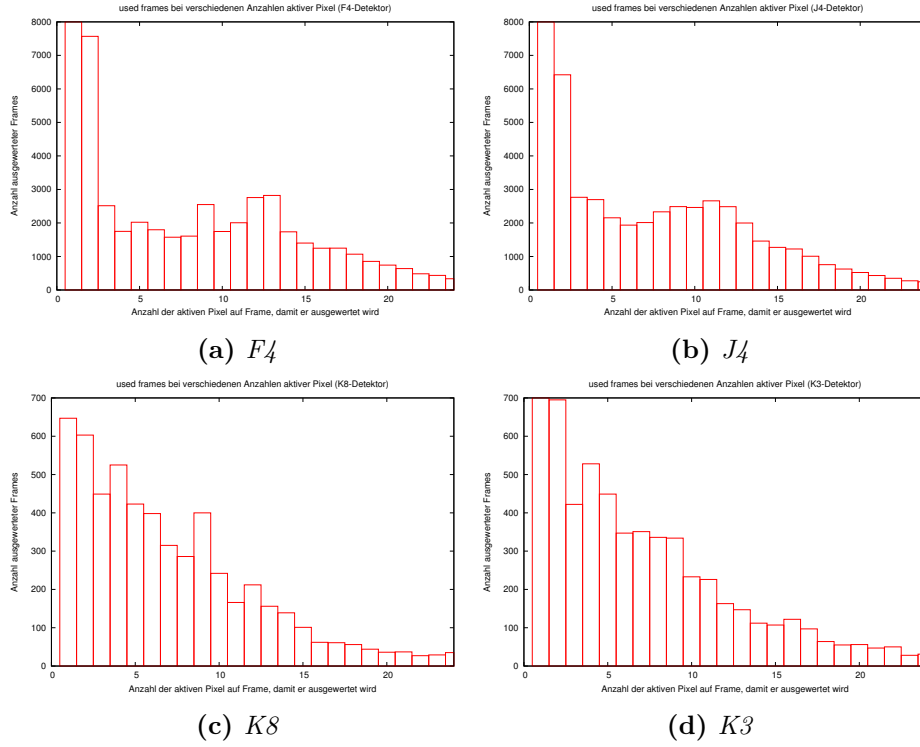


Abbildung 4.7: Zu sehen sind für jeden Detektor Histogramme der Zahl der *used frames* über die Zahl der aktiven Pixel, die auf einem Frame nötig sind, um ausgewertet zu werden. Das bei den K_8 - und K_3 -Detektoren die Verteilung flacher ist, liegt an der geringeren Bias-Spannung. Das Charge Sharing wird somit begünstigt und es kommt häufiger zu aktivierten Pixel-Gruppen.

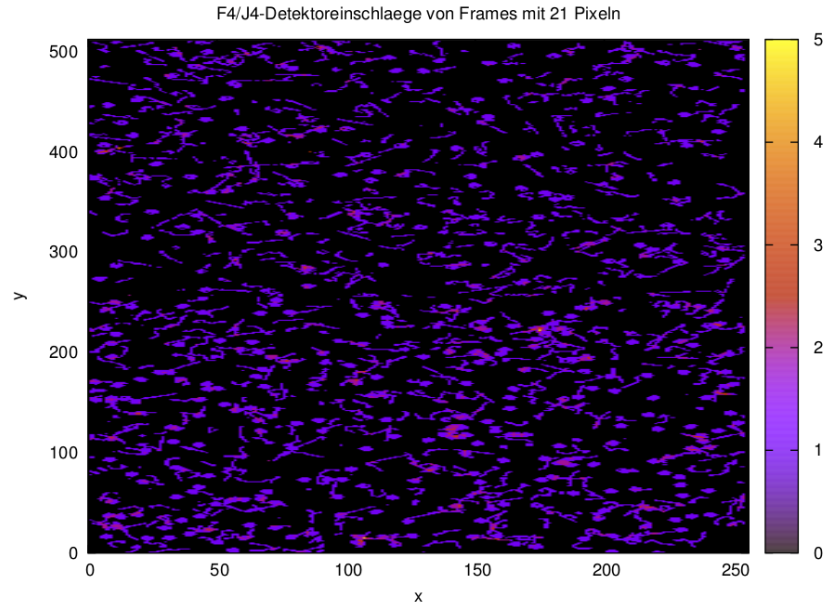


Abbildung 4.8: Das summedpicture einer Messung mit dem F4/J4-Stack. Ausgewertet wurden nur Frames, welche 21 aktive Pixel besitzen. Zu erkennen ist, dass oft die Pixel nicht verteilt sind auf dem Detektor, sondern nah aneinander liegen. Das lässt auf gemeinsame Quellen dieser cluster schließen, wie Alpha-Teilchen oder Myonen. Die Farbskalierung gibt die Anzahl der counts auf einem Pixel an.

Zur Veranschaulichung und zum Nachweis dessen, dass tatsächlich hochenergetische ionisierende Teilchen gemessen wurden, welche große Cluster auf dem Detektor erstellen, wurde ein summedpicture aufgenommen, in dem nur Frames ausgewertet wurden mit 21 aktiven Pixeln (vergleiche Abbildung 4.8). Bei 21 aktiven Pixeln sind sehr große und eindrucksvolle cluster zu erwarten, sollten tatsächlich einzelne ionisierende Teilchen der Grund für die Aktivierung der Pixel sein.

Einen Cut gegen Alphateilchen zu erstellen ist nicht notwendig. Da die Auswertung nur zwei koinzidente single hits betrachtet, werden Alphateilchen, welche ganze cluster bilden, von vorneherein nicht detektiert. Zudem sind Alphateilchen typischerweise hochenergetisch und liegen weit außerhalb des hier zu betrachtenden Energiebereiches.

4.6 Energiebetrachtung

Einer der Hauptaspekte der Arbeit ist es, ein Bild zu erstellen, auf dem die Energie der beiden Pixel, die reagiert haben, gegeneinander aufgetragen ist. Der Zweck dessen ist, dass man dann nur den Bereich von 6-10 keV auf beiden Achsen betrachten (dies entspricht etwa der Energie der Eisenfluoreszenzen, welche im späteren Experiment beobachtet werden sollen) und sofort Aussagen über die Durchführbarkeit des Experiments mit eingelegter Nickelfolie machen kann. Im Idealfall ist dieser Bereich während einer Untergrundmessung völlig frei von Ereignissen. Da die Energie von einem Pixel gegen die Energie des anderen Pixels aufgetragen wird, nennen wir solche Bilder Pixel-gegen-Pixel-Bilder oder PvP-Bilder. Ein Beispiel für ein solches Bild ohne jegliche Bearbeitung oder Fehlerbereinigung findet sich in Abbildung 4.9. Bilder mit allen oben angesprochenen Cuts befinden sich in der Abbildung 4.10 für den F4/J4-Stack und den Abbildungen 4.11 und 4.12 für den K8/K3-Stack.

Selbst für verschiedene Messkonfigurationen und bei dem Einsetzen unterschiedlicher Cuts ergeben sich beim Vergleich von PvP-Bildern untereinander Gemeinsamkeiten.

Bei niedrigen Energien (hervorzuheben sind die Counts bei 1 ToT/1 ToT beziehungsweise etwa 4 keV/4 keV) befinden sich immer sehr hohe Werte. Man kann davon ausgehen, dass dies eine detektortechnische Ursache hat und direkt an der Energieschwelle nur sehr schwer echte Signale gemessen werden können. Rauschende Pixel zeigen oft Energien knapp über der Energieschwelle an, haben also nur einen Ausschlag von nur wenigen ToT gehabt. Der Peak bei der Energieschwelle kommt also durch rauschende Pixel. Über die Position der Pixel auf dem Detektor ist in diesem Bild keine Information vorhanden.

Vergleicht man die Abbildungen 4.11 und 4.12 erkennt man einen weiteren Effekt. Es wurden mit dem K8/K3-Stack zwei Datensätze aufgenommen, einmal mit einer acquisition time von einer Sekunde und einmal mit einer geringeren acquisition time von 0,1 Sekunden. Dies hat sich positiv auf das Signal ausgewirkt, es ist um ein Vielfaches geringer geworden und rauscht weniger. Die gesamte Anzahl der counts pro Tag ist auch niedriger geworden und das Signal ist weniger verteilt.

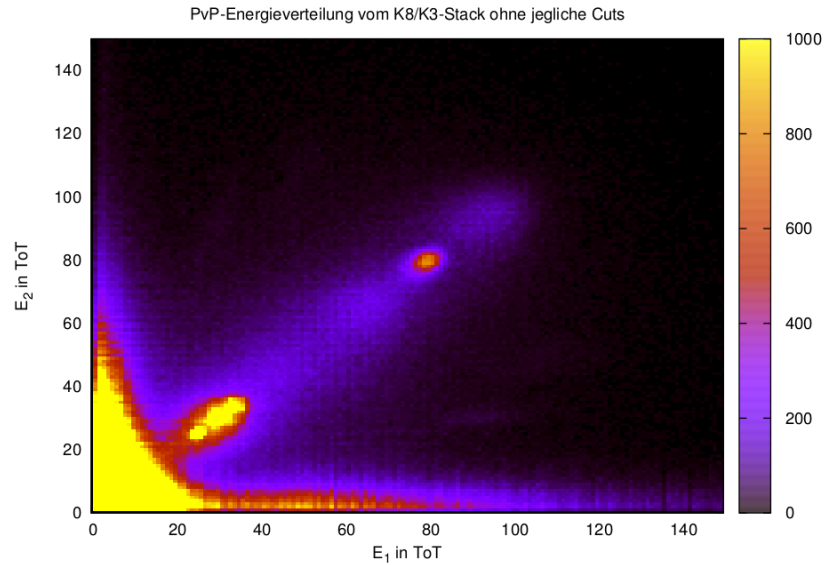


Abbildung 4.9: *Eines der ersten PvP-Bilder, welche im Rahmen der Arbeit erstellt wurden. Dementsprechend befinden sich kaum Cuts auf diesem Bild. Zu sehen ist der K8/K3-Stack bei 152 Tagen (13143175 Frames bei einer acquisition time von einer Sekunde) Messdauer. Die Farbskalierung im Bild ist eingeschränkt auf 0 bis 1000 counts, um die Sichtbarkeit zu verbessern. Es ist noch keine Kalibration angewendet worden, daher sind die Achsen noch in Einheiten von ToT. Wie ersichtlich ist, ist gerade im Bereich von geringen ToT, welcher für das Experiment wichtig ist das Signal so hoch, das keine nur schwach strahlende Quelle erkannt werden kann.*

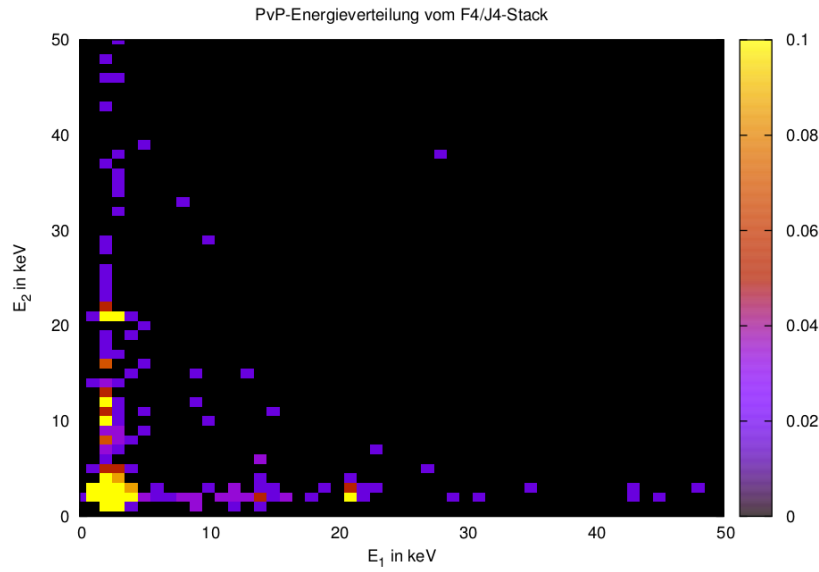


Abbildung 4.10: *PvP-Bild des F4/J4-Stacks. Obwohl an den Rändern des Bildes sehr viele Ereignisse beobachtet werden, befindet sich im für das Experiment relevanten Bereich um 6-10 keV nur ein Eintrag. Es wurden nur Frames mit 2 koinzidenten single hits betrachtet. Benutzt wurden ein Abstandscut (siehe Abschnitt 4.2 **Abstände**) und ein Rauschcut nach Median-Methode (siehe Abschnitt 4.4 **Rauschunterdrückung**). Die Farbskalierung ist in counts pro Tag.*

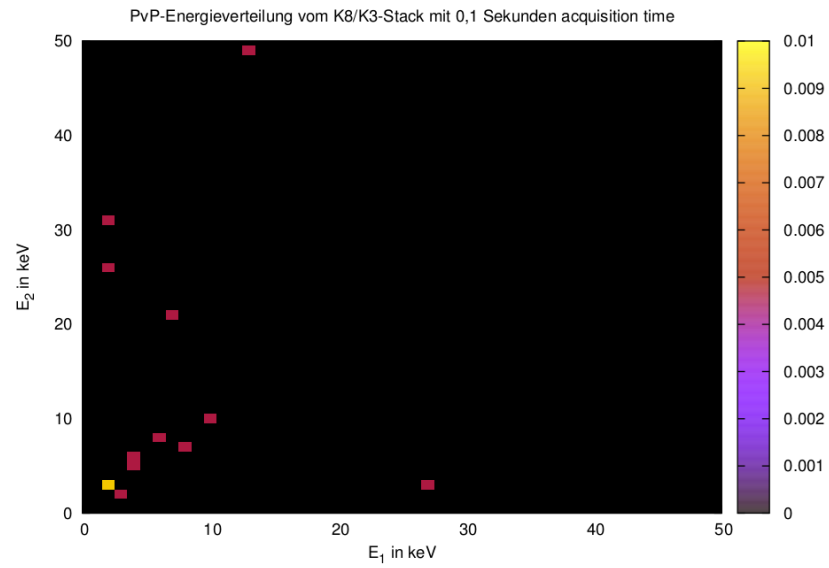


Abbildung 4.11: *PvP-Bild des K8/K3-Stacks. Im für das Experiment relevanten Bereich um 6-10 keV befinden sich drei Einträge. Es wurden nur Frames mit 2 koinzidenten single hits betrachtet. Benutzt wurden ein Abstandscut (siehe Abschnitt 4.2 **Abstände**) und ein Rauschcut nach Median-Methode (siehe Abschnitt 4.4 **Rauschunterdrückung**). Die Farbskalierung ist in counts pro Tag*

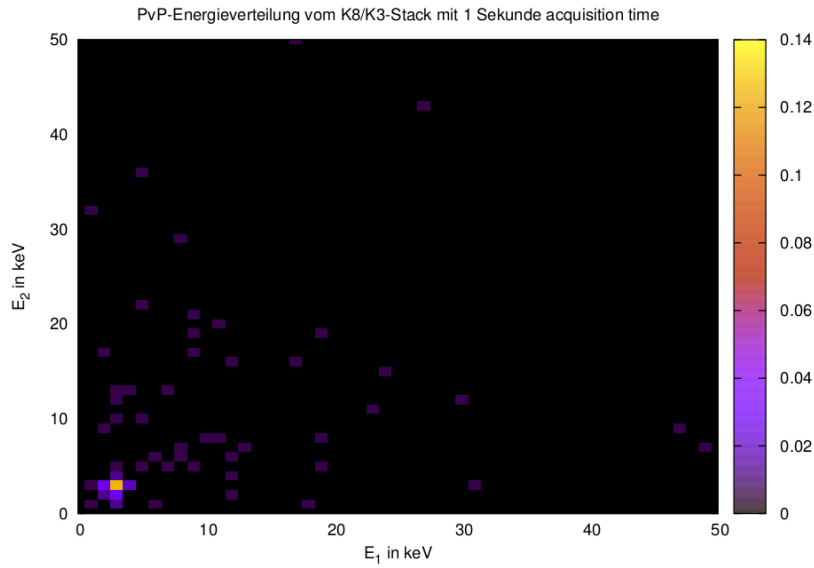


Abbildung 4.12: *PvP-Bild des K8/K3-Stacks. Im für das Experiment relevanten Bereich um 6-10 keV befinden sich viele Einträge. Es wurden nur Frames mit 2 koinzidenten single hits betrachtet. Benutzt wurden ein Abstandscut (siehe Abschnitt 4.2 **Abstände**) und ein Rauschcut nach Median-Methode (siehe Abschnitt 4.4 **Rauschunterdrückung**). Hier hatten die Detektoren eine acquisition time von einer Sekunde. Die effektive Messzeit beträgt etwa 152 Tage (13143175 Frames bei einer acquisition time von einer Sekunde). Die Farbskalierung ist in counts pro Tag.*

4.7 Rate und Effizienz

Ziel der Arbeit ist es, die Durchführbarkeit des Experiments zu beurteilen. Dazu ist insbesondere die Rate von Untergrundereignissen von Interesse. Diese Zahl kann man leicht mit Werten ähnlicher Experimente vergleichen.

Da nur aufgenommene Frames mit exakt zwei Ereignissen interessant sind und dann auch nur solche, welche in etwa die gleiche Energie haben, wurde ein Histogramm erstellt, welches gerade diese Voraussetzungen beachtet.

Die Idee ist, nur die Diagonale der PvP-Bilder zu betrachten. Um dies in ein Histogramm zu übersetzen, durfte die deponierte Energie der zwei aktiven Pixel eines Frames sich nicht mehr als 3 keV unterscheiden. 3 keV ist noch über der Energieauflösung der Detektoren bei den hier betrachteten Energien [14]. Da man annimmt, die Energie folgt, im Fall einer quellenfreien Messung, einer Poisson-Verteilung, werden als Fehler Poisson-Fehler angegeben.

Solche Histogramme sind zu sehen in Abbildung 4.13 für den F4/J4-Stack und in Abbildung 4.14 und 4.15 für den K8/K3-Stack, sowohl mit einer acquisition time von 0,1 Sekunden, als auch mit einer acquisition time von einer Sekunde.

Man erkennt wieder einen drastischen Unterschied mit einer Verringerung der acquisition time. Ähnlich wie im vorigen Abschnitt, haben die counts pro Tag generell abgenommen. Auffallend ist, dass der Peak nahe der Energieschwelle (vergleiche 2.3 im Abschnitt 2.2.2 **Detektion**) im Vergleich zum Rest des Spektrums geringer geworden ist. Da der Peak durch Rauschen zustande gekommen ist, trägt eine Verringerung der acquisition time zur Verringerung der Rauschsignale bei. Auch scheint es bei der Messung mit längerer acquisition time Signale unterhalb dieser Energieschwelle zu geben. Dies ist generell nicht möglich, da die Timepix-Detektoren dort nichts aufnehmen können. Von daher sind diese Ereignisse auf Fehler in der Kalibration der Pixel zurückzuführen.

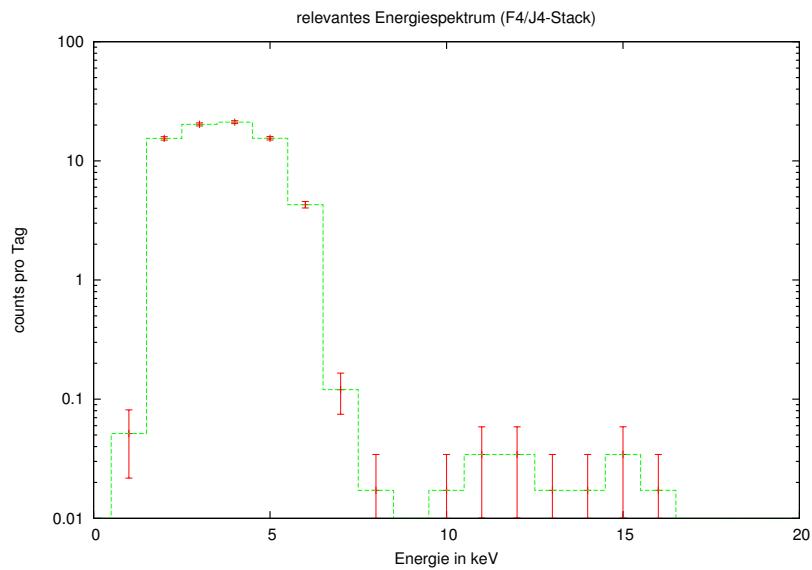


Abbildung 4.13: *Energiespektrum des F4/J4-Stacks. Die deponierte Energie durfte sich in beiden Pixeln nicht mehr als 3 keV voneinander unterscheiden, um in dieses Histogramm aufgenommen zu werden. Es wurden nur Frames mit 2 koinzidenten single hits betrachtet. Benutzt wurden ein Abstandscut (siehe Abschnitt 4.2 **Abstände**) und ein Rauschcut nach Median-Methode (siehe Abschnitt 4.4 **Rauschunterdrückung**). Aufgetragen sind nur die Counts pro Tag.*

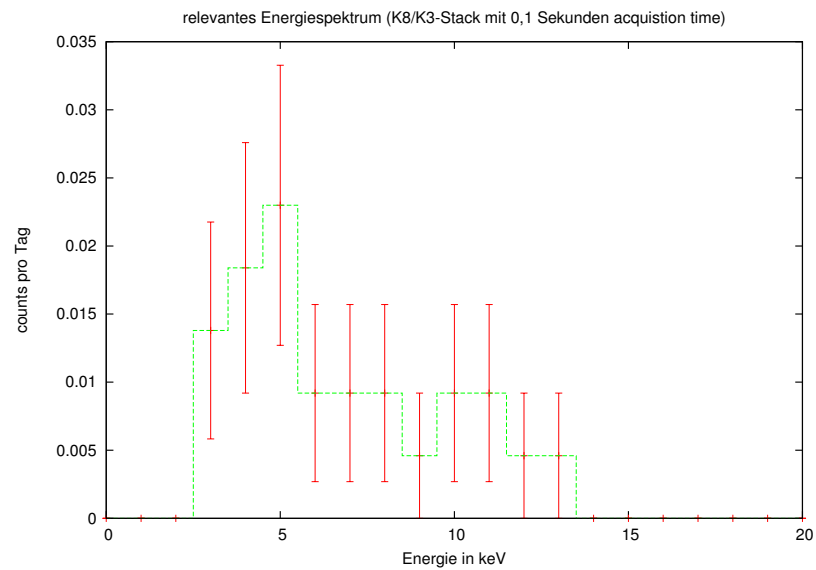


Abbildung 4.14: Energiespektrum des K8/K3-Stacks. Die deponierte Energie durfte sich nicht mehr als 3 keV voneinander unterscheiden, um in dieses Histogramm aufgenommen zu werden. Es wurden nur Frames mit 2 koinzidenten single hits betrachtet. Benutzt wurden ein Abstandscut (siehe Abschnitt 4.2 **Abstände**) und ein Rauschcut nach Median-Methode (siehe Abschnitt 4.4 **Rauschunterdrückung**). Aufgetragen sind nur die Counts pro Tag.

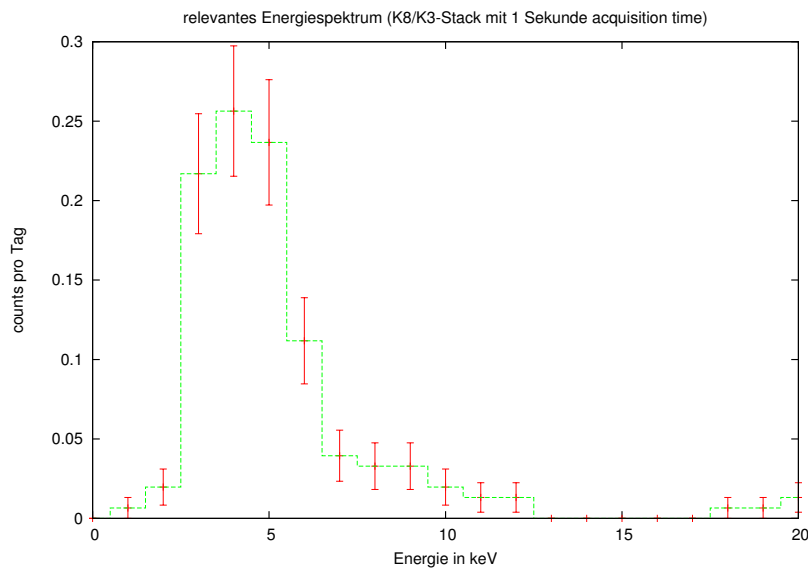


Abbildung 4.15: Energiespektrum des K8/K3-Stacks. Die deponierte Energie durfte sich nicht mehr als 3 keV voneinander unterscheiden, um in dieses Histogramm aufgenommen zu werden. Es wurden nur Frames mit 2 koinzidenten single hits betrachtet. Benutzt wurden ein Abstandscut (siehe Abschnitt 4.2 **Abstände**) und ein Rauschcut nach Median-Methode (siehe Abschnitt 4.4 **Rauschunterdrückung**). Aufgetragen sind nur die Counts pro Tag. Hier hatten die Detektoren eine acquisition time von einer Sekunde. Die effektive Messzeit beträgt etwa 152 Tage (13143175 Frames bei einer acquisition time von einer Sekunde).

5 Fazit

In dieser Arbeit wurden Methoden und Ideen diskutiert, eine Untergrundmessung zu dem oben gegebenen Versuchsaufbau zu bewerten.

Ob die hier präsentierten Ergebnisse zum jetzigen Zeitpunkt die Fragestellung, ob ein Doppelelektroneneinfang mit dem Versuchsaufbau beobachtbar wäre, beantworten können, ist fraglich, da nur Datensätze betrachtet wurden, welche eine effektive Messzeit von etwa 30 Tage (K8/K3-Stack) beziehungsweise 60 Tage (F4/J4-Stack) beinhaltete. Dies ist, mit Augenmerk auf die Seltenheit des Doppelelektronenzerfalls, eine kurze Zeit. Der lange aufgenommene Datensatz über etwa 150 Tage vom K8/K3-Stack verneint die Frage leider aufgrund der dichten Besiedlung der Ereignisse in dem Energiebereich und der hohen counts pro Tag, selbst nach Anwendung der vorher beschriebenen Cuts. Es ist anzumerken, dass der Stack aufgrund der niedriger angelegten Bias-Spannung und dem hohen THL im K8-Detektor nicht repräsentativ für die Möglichkeiten des Experimentes ist. Die jetzigen Ergebnisse vom F4/J4-Stack und vom K8/K3-Stack mit kürzerer acquisition time stimmen optimistisch.

Jedoch stellen andere Tatsachen, wie die sehr geringe Aufnahme des K8-Detektors oder ein, trotz Rauschunterdrückung immer noch sehr statistisches Rauschen im F4/J4-Stack weitere Probleme dar.

Die hier vorgeschlagenen Bearbeitungen und Cuts an den Daten können benutzt werden, um das Signal der Timepix-Detektoren für das Experiment zu bereinigen. Am wichtigsten ist die Betrachtung von zwei Ereignissen auf beiden Detektoren zur selben Zeit, da dies die Koinzidenz sichert. Mit Auswertung der Energie dieser Ereignisse, lassen sich am besten relevante Signalen von uninteressanten unterscheiden. Der Rauschcut, nach Median-Methode und nach Verhältnis-Methode verhindert den Beitrag unzuverlässiger Pixel. Die Median-Methode ist zu bevorzugen, aufgrund zuverlässiger Rauschverringerung und gleichzeitiger Erhaltung von Signal. Der Abstandscut ist ebenfalls nützlich, da Ereignisse, welche zu nah beieinander liegen nur unwahrscheinlich relevant für die Messung sind. Zuletzt ist ein Abzug von zufällig entstandenen Koinzidenzen wohl nicht nötig, die Größenordnung der Zahlen ist viel zu klein, um einen Unterschied im Signal zu machen. Die hier erar-

beitete Methodik lässt sich eins zu eins auf einen länger aufgenommenen Datensatz anwenden.

Der Vorschlag, eben dies zu tun etwa eine halbjährige Messung durchzuführen und dann auszuwerten, steht im Raum.

Literaturverzeichnis

- [1] M. I. Krivoruchenko, Fedor Simkovic, Dieter Frekers, and Amand Faessler. Resonance enhancement of neutrinoless double electron capture. *Nucl. Phys.*, A859:140–171, 2011.
- [2] F. E. Emery and T. A. Rabson. Average energy expended per ionized electron-hole pair in silicon and germanium as a function of temperature. *Phys. Rev.*, 140:A2089–A2093, Dec 1965.
- [3] X. Llopart, R. Ballabriga, M. Campbell, L. Tlustos, and W. Wong. Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 581:485–494, October 2007.
- [4] Medipix Kollaboration. <http://medipix.web.cern.ch/medipix/pages/medipix2/collaboration.php>. aufgerufen am 6.10.2015.
- [5] A. P. Meshik, C. M. Hohenberg, O. V. Pravdivtseva, and Ya. S. Kapusta. Weak decay of Ba-130 and Ba-132: Geochemical measurements. *Phys. Rev.*, C64:035205, 2001.
- [6] David N. Spergel, Michael Bolte, and Wendy Freedman. The age of the universe. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 94(13):6579–6584, 1997.
- [7] Z. Sujkowski and S. Wycech. Neutrinoless double electron capture: A tool to search for majorana neutrinos. *Phys. Rev. C*, 70:052501, Nov 2004.
- [8] J. Suhonen. Possible detection of the double β^+ /electron-capture decay. *Phys. Rev. C*, 48:574–576, Aug 1993.
- [9] Ettore Majorana. Theory of the Symmetry of Electrons and Positrons. *Nuovo Cim.*, 14:171–184, 1937.
- [10] Jukka Maalampi and Jouni Suhonen. Neutrinoless Double β^+ / EC Decays. *Adv. High Energy Phys.*, 2013:505874, 2013.
- [11] Periodic Table of Elements and X-Ray Energies. https://www.bruker.com/fileadmin/user_upload/8-PDF-Docs/X-rayDiffraction_ElementalAnalysis/HH-XRF/Misc/Periodic_Table_and_X-ray_Energies.pdf. aufgerufen am 26.10.2015.

- [12] V. Kraus, M. Holik, J. Jakubek, M. Kroupa, P. Soukup, and Z. Vykydal. FITPix: Fast interface for Timepix pixel detectors. *JINST*, 6:C01079, 2011.
- [13] J Jakubek. Semiconductor Pixel detectors and their applications in life sciences. *J. Instrum.*, 4:P03013, 2009.
- [14] Tobias Ziegler. Energiekalibration und Charakterisierung von Timepix-Detektoren. *FAU Erlangen-Nürnberg*, 2014.
- [15] Ulrike Gebert. Untersuchung von Eigenschaften photonenzählender pixelierter Halbleiterdetektoren der Medipix-Familie. *FAU Erlangen-Nürnberg*, 2007.
- [16] Claus Grupen and Boris Shwartz. *Particle Detectors*. Cambridge University Press, second edition, 2008. Cambridge Books Online.
- [17] Verein für Kernverfahrenstechnik und Analytik. <http://www.vkta.de/de/index.html>. aufgerufen am 23.10.2015.
- [18] T. Gleixner, M. Filipenko, G. Anton, T. Ziegler, and T. Michel. Rejection of α -particle background for neutrinoless double beta decay search with pixel detectors. *JINST*, 9(10):P10015, 2014.
- [19] CERN. <https://root.cern.ch>. aufgerufen am 14.10.2015.
- [20] Makoto Matsumoto and Takuji Nishimura. Mersenne twister: A 623-dimensionally equidistributed uniform pseudo-random number generator. *ACM Trans. Model. Comput. Simul.*, 8(1):3–30, January 1998.
- [21] Carl Eckart and Francis R. Shonka. Accidental coincidences in counter circuits. *Phys. Rev.*, 53:752–756, May 1938.
- [22] Persönliche Kommunikation mit Thomas Gleixner. 2015.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich jedem danken, der mir bei der Erstellung dieser Arbeit geholfen hat:

- Prof. Dr. Gisela Anton, für die Möglichkeit an diesem interessantem Thema zu arbeiten.
- Dr. Thilo Michel, welcher das Thema bereitstellte und sich hinter offener Tür immer Zeit nahm für große und kleine Probleme.
- Thomas Gleixner, der mit seinem Programm, seiner Expertise und seinen zahlreichen Ideen und Ratschlägen die Erstellung dieser Arbeit ermöglichte.
- Tobias Ziegler, dafür, zu Beginn die Arbeit zu beschleunigen und zum Ende die Geschwindigkeit aufrecht zu erhalten!
- Meinen Kollegen im Büro 214. Eine angenehme Arbeitsatmosphäre ist der Grundstein für erfolgreiche Produkte.
- Zuletzt noch meiner Familie: eure unschätzbare Unterstützung lässt mich früh aufstehen und eure unmessbare Sorge euch nachts nicht schlafen!

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Erlangen, den 27. 10. 2015

Daniel Voigt