

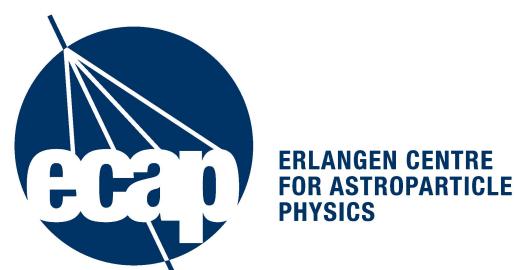
# **Optimierung der Energieauflösung eines Timepix-Detektors mit CdTe-Sensor durch Bestrahlung mit Infrarot-Licht**

Anastasia Bakst

24. Mai 2013

## **Diplomarbeit**

Der Naturwissenschaftliche Fakultät der Friedrich-Alexander-Universität  
Erlangen-Nürnberg



1. Gutachter: Prof. Dr. Gisela Anton
  2. Gutachter: Prof. Dr. Wolfgang Eyrich
- Betreuer: Dr. Thilo Michel



# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Voraussetzungen des neutrinobegleiteten und neutrinolosen Doppel-Betazerfalls</b>	<b>10</b>
1.1 Der Doppel-Betazerfall . . . . .	10
1.2 Neutrinoloser Doppelbetazerfall . . . . .	11
1.3 Aktuelle $0\nu\beta\beta$ -Experimente . . . . .	12
<b>2 Charakterisierung des Sensormaterials</b>	<b>15</b>
2.1 CdTe als Detektormaterial . . . . .	15
2.1.1 Physikalische Eigenschaften . . . . .	15
2.1.2 Trapping . . . . .	17
2.1.3 Detrapping . . . . .	18
2.1.4 Polarisation . . . . .	19
2.2 Ladungsträgerdynamik in Halbleitern . . . . .	20
2.2.1 Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit Materie . . . . .	20
2.2.2 Ladungstransport . . . . .	21
2.2.3 Einfluss der Raumbedingungen auf den Ladungstransport . . . . .	24
<b>3 Detektor Assembly</b>	<b>27</b>
3.1 Der Timepix Detektor . . . . .	27
3.2 Funktionsweise des Timepix . . . . .	29
3.2.1 TOT-Modus . . . . .	29
3.2.2 Rauschsignal . . . . .	30
3.2.3 DAC Werte . . . . .	31
3.3 Energieauflösung des Detektors . . . . .	33
<b>4 Experimente</b>	<b>35</b>
4.1 Beleuchtung mit Infrarot-Licht und seine Wirkung auf CdTe . . . . .	35
4.2 Messaufbau und Anordnung . . . . .	36
4.2.1 Abhängigkeit des Leckstroms von der Strahlungsintensität . . . . .	38
4.2.2 Untersuchung der Temperaturabhängigkeit des Leckstroms . . . . .	39
4.2.3 Verhalten des Detektors unter Variation der Spannung . . . . .	44
4.3 Software . . . . .	45
4.3.1 Datenerfassung . . . . .	45
4.3.2 Auswertung . . . . .	45
<b>5 Messungen</b>	<b>48</b>
5.1 Pixelempfindlichkeit . . . . .	49
5.2 Vergleich der Signalform durch Anpassungsfunktionen . . . . .	49
5.3 Experimentelle Ergebnisse . . . . .	53
<b>6 Zusammenfassung</b>	<b>58</b>

## Abbildungsverzeichnis

1	Das Feynman-Diagramm für den doppelten Beta-Zerfall $2\nu\beta\beta$ (links) und neutrinolosen, doppelten Betazerfall $0\nu\beta\beta$ (rechts). . . . .	10
2	Das Schema des theoretischen Verlauf des Summenenergiespektrums für $2\nu\beta\beta$ - und $0\nu\beta\beta$ -Verteilungen [8]. . . . .	11
3	Absorptionskoeffizient einer Probe des CdTe in Abhängigkeit zur Photonenenergie [21]. . . . .	16
4	Energetische Lage einiger Störstellen in CdTe-Kristall nach [22] und [23].	17
5	Massenschächungskoeffizienten aus [32] durch Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarbildung in CdTe von 1 keV bis 100 MeV. . . . .	21
6	Der temperaturabhängige spezifische Widerstände für zwei Musterkristalle des CdTe. . . . .	25
7	Die Ladungsteilung (Charge Sharing) führt zu einer starken Degradation des Energieantwortspektrums [22]. . . . .	26
8	Das Spurschema aus [44] für Myon (a) und Elektron (c) im Sensor. Bilder (b) und (d) zeigen die Antwort des Timepix-Detektors dieser Teilchen mit Energieeinträgen in keV in jedem Pixel. . . . .	28
9	Die Zeit über die Schwelle in Abhängigkeit von der Teilchenenergie [45]. Die Funktion $f$ ist in Formel 23 zu sehen. . . . .	30
10	Schematische Darstellung der THL-Rauschunterdrückung [47]. . . . .	31
11	Veranschaulichung des Zusammenhangs zwischen Pulsform und DAC-Werte PreAmp und IKrum [44]. . . . .	32
12	Signalauflösung [47]. . . . .	34
13	Foto des Versuchsaufbau (Zentralansicht): 1. Timepix E03-W0083 mit FitPix-Auslese 2. Externer Hochspannung-Stromversorger SHQ 122M 3. LEDs auf dem Millimeterschieber mit einem D/A-Wandler zum Ansteuern 4. Präparat, ausgerichtet zum Zentrum des ASIC's (Anodenseite) . .	36
14	Die Pixelmatrix des Detektors unter starker IR-Beleuchtung. . . . .	37
15	Leckstrom in der Abhängigkeit von der Beleuchtungintensität mit 880 nm LED unter der -300 V und -500 V Detektorspannung, bei ca. 21 °C Umgebungstemperatur. . . . .	39
16	Beispiel für eine Messung von Feuchtigkeit $RH_1\%$ , Temperatur $\theta^\circ\text{C}$ und Druck $p_1$ hPa. . . . .	40
17	Der 59,54 keV Peak von $^{241}\text{Am}$ im TOT-Spektrum der gesamten Pixelmatrix für zwei Repetitions unter der Beleuchtung mit 950 nm-LED. . .	41
18	Strom-Spannungskennlinien unter der Beleuchtung mit IR-Licht der Wellenlänge $\lambda = 850$ nm unter der -300 V Detektorspannung . . . . .	42
19	Relative Reduzierung des Leckstroms im Vergleich zum Leckstrom bei 24 °C unter der Beleuchtung mit IR-Licht der Wellenlänge $\lambda = 850$ nm bei -300 V Detektorspannung . . . . .	42
20	Bei steigender Detektorspannung steigt die Anzahl der Pixel, die aufgrund maximalen Zählerstand aussortiert werden. . . . .	44

21	Masken: die schwarze Pixel sind ausmaskiert und werden bei der Messung nicht mehr berücksichtigt. Die senkrechte Spalte auf der Pixelmatrix ist ein Auslesedefekt. . . . .	45
22	Mittels <i>gnuplot fit histogramm</i> bestimmte relative Änderung der Energieauflösung zwischen einer Nullmessung und Messung mit Beleuchtung . .	47
23	Die Kalibrierungsfunktion des Detektors zur Umrechnung der TOT in Energie. . . . .	48
24	Ansprechverhalten der Pixelmatrix auf homogene Bestrahlung durch die $^{241}\text{Am}$ -Quelle. Links: Pixel, bei denen der 59,54 keV Peakschwerpunkt im TOT-Spektrum größer als 170 TOT ist. Rechts: Pixell, bei denen der 59,54 keV Peakschwerpunkt im TOT-Spektrum kleiner als 170 TOT ist. . .	49
25	Das TOT-Spektrum von $^{241}\text{Am}$ zweier Pixel 22819 (blau) und 8605 (grün). Die Differenz zwischen den Peaks ist ca. 15 TOT. . . . .	50
26	Der 59,54 keV Peak im summierten TOT-Spektrum in der Abhängigkeit von der Beleuchtung mit IR-Licht der Wellenlänge $\lambda = 850$ nm. . . . .	50
27	Der Zahl der Ereignisse und Pulshöhe in der Abhängigkeit von der Beleuchtung mit 880 nm-LED unter der -300 V Detektorspannung bei gleicher Aufnahmezeit (engl. <i>acquisition time</i> ) . . . . .	51
28	Der Pixel 27645 unter der Detektorspannung -300 V für unterschiedlichen Intensitäten der LED mit $\lambda = 850$ nm. . . . .	52
29	Vergleich der Messdaten ausgewertet mit zwei Methoden. Links: <i>gnuplot fit histogramm</i> , rechts: <i>data evaluation</i> . . . . .	54
30	Die Energieauflösung des 59,54 keV Peaks für $\lambda = 850$ nm bei -600 V Detektorspannung gemessen mit unterschiedlichen Rauschmasken. . . . .	55
31	Die Energieauflösung (FWHM) des 59,54 keV Peaks in der Abhängigkeit von der Lichtintensität der LEDs der unterschiedlichen Wellenlängen bei -300 V Detektorspannung. . . . .	56
32	Die Energieauflösung des 59,54 keV Peaks in der Abhängigkeit von der Lichtintensität der LEDs der unterschiedlichen Wellenlängen bei -500 V Detektorspannung. . . . .	56
33	Die Energieauflösung des 59,54 keV Peaks in der Abhängigkeit von der Lichtintensität der LEDs der unterschiedlichen Wellenlängen bei -600 V Detektorspannung. . . . .	57

## Tabellenverzeichnis

1	Beispiele aktueller $0\nu\beta\beta$ -Experimente nach [13] . . . . .	13
2	Physikalische Eigenschaften der wichtigsten Isotope für den doppelten Beta-Zerfall [12, 17] . . . . .	14
3	Physikalische Eigenschaften des CdTe-Kristalls [16, 19, 20] . . . . .	16
4	Die Charakteristiken der verwendeten LEDs . . . . .	38
5	Die DAC Einstellungen, die für die Messungen verwendet. . . . .	46
6	Die Fitwerte in Pixel 27645 . . . . .	51
7	Die Fitwerte in Pixel 7025 . . . . .	53
8	Mittels <i>data evaluation</i> bestimmte Energieauflösung des 59,54 keV Peaks für $\lambda = 850$ nm und -600 V Detektorspannung . . . . .	54

# Einleitung

Die Experimente wie das Homestake-Experiment [1], das Sudbury Neutrino Observatory [2] oder Superkamiokande [3] der vergangenen Jahren haben gezeigt, dass Neutrinos eine kleine aber ungleich Null Ruhemasse haben. Daraus folgt aber die Unvollständigkeit des Standardmodells der Teilchenphysik, das bis jetzt eine ziemlich erfolgreiche Darstellung der Naturprozesse bleibt. In diesem Modell sind die Neutrinos masselos angenommen. Die experimentellen Ergebnisse mit einer von Null verschiedenen Neutrinomasse machen eine Erweiterung bzw. Änderung des Modells notwendig.

Aktuelle Forschungen befassen sich intensiv mit der Natur des Neutrinos, ob es ein Teilchen mit Dirac- oder Majorana-Eigenschaften ist, was auch mit Leptonenzahlerhaltung eng verbunden ist. Folglich braucht man Experimente, die diese Aufgabe lösen können. Die Suche nach der Masse der Neutrinos kann über Oszillationsexperimente, Beta-Zerfall oder neutrinolesen Doppelbeta-Zerfall geschehen.

Mit der Verwendung eines photonenzählenden Halbleiterdetektor Timepix hat man die Möglichkeit durch Betrachtung der Kernprozessen diesen seltenen Zerfall zu erforschen. Primär wurde Timepix für die medizinische Zwecke entwickelt, aber sie weist viele Eigenschaften, die bei der Suche nach dem  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall hilfreich sind. Bevor das Experiment entgültig stattfinden kann, werden Studien mit verschiedenen Detektorkonfigurationen durchgeführt.

Diese Arbeit beschäftigt sich vor allem mit dem bildgebenden, pixilierten Detektor Timepix mit dem Sensor aus CdTe Verbindung, der direkte Energiemessung in jedem Pixel erlaubt. Mit dem Detektor kann man die Elektronen ab einer Energie ca. 3 keV detektieren. Weiterhin könnte Timepix bei dem COBRA Experiment (CdZnTe  $0\nu$  double Beta Research Apparatus) eingesetzt werden. Zur Zeit sind bei dem Experiment die CdZnTe-Kristalle als Quelle und Detektormaterial des  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall im Gebrauch. Der CdZnTe-Halbleiterkristall ist eine handelsübliche Legierung CZT und besitzt den Vorteil, bei Raumtemperatur zu arbeiten [4].

Für weiterführende Experimente muss der Detektor aufgrund des sehr kleinen Wechselwirkungsquerschnittes des Zerfalls modifiziert werden. Neben der Verwendung hinreichend grosser Mengen des Detektormaterials ist es auch notwendig, das Signal-Untergrund-Verhältnis zu verbessern. Im Hinblick darauf wurde der Experiment mit infrarotem Licht im Wellenlängenbereich nahe der Bandlückenenergie durchgeführt, um die Leistungsfähigkeit und folglich die Energieauflösung des Detektors zu optimieren. Dies ermöglicht einen tieferen Einblick in die Natur halbleiterbasierender Detektoren.

Diese Diplomarbeit ist folgendermassen gegliedert:

**Kapitel 1** befasst sich mit den theoretischen Grundlagen des neutrinolesen Doppel-Betazerfalls. Für diesen Nachweis sind verschiedene Detektorkonzepte und Detektions-

methoden angewendet. Es folgt ein Vergleich über die unterschiedlichen aktuellen  $0\nu\beta\beta$  Experimente.

In **Kapitel 2** wird das Material CdTe als Medium und Quelle des möglichen neutrino-losen Betazerfalls dargestellt. Neben Materialeigenschaften und dessen Kristallstruktur wird hier auch der Einfluss der Herstellungsdefekten, wie Randversetzungen des Kristalls oder tiefe Störstellen, dargestellt. Anschliessend wird näher auf die experimentellen Randbedingungen, wie Temperatur und Luftfeuchtigkeit, eingegangen.

In **Kapitel 3** wird der Messdetektor Timepix der Medipix-Familie [5] näher charakterisiert. Der „Time-Over-Threshold“ Modus (TOT) wird als experimentelles Verfahren für direkte Messung der Energie beschrieben. Zunächst wird der Einfluss verschiedener Arbeitsparameter auf die Energieauflösung des Detektors untersucht.

**Kapitel 4** stellt den experimentellen Aufbau, die Auswertungsmethoden und die Ergebnisse der experimentellen Untersuchung der Detektoreigenschaften vor.

Der **Kapitel 5** stellt alle Ergebnisse der Messungen der Energieauflösung im TOT-Modus dar. Es folgt eine Diskussion, wie die Energieauflösung mithilfe der IR-Beleuchtung vom CdTe-Sensormaterial optimiert werden kann.

Die Zusammenfassung im **Kapitel 6** gibt einen Übersicht über die Arbeit und Schlussfolgerungen an.

# 1 Voraussetzungen des neutrinobegleiteten und neutrinolosen Doppel-Betazerfalls

## 1.1 Der Doppel-Betazerfall

Obwohl das Standard-Modell eine erfolgreiche Beschreibung der modernen Teilchenphysik darstellt, reicht es zur kompletten Beschreibung der Naturgesetze nicht aus. Im SM werden Neutrinos als absolut masselos angenommen, was aber nicht bestätigt wurde. Der experimentelle Nachweis von Neutrinooszillationen [2] verweist auf die Möglichkeit einer absoluten Masse der Neutrinos (Oszillationslänge hängt von der jeweiligen Massendifferenz  $\Delta m^2$  ab). Somit verlangen Neutrinomassen die Einführung eines neuen Modells. In diesem Abschnitt wird Theorie zu möglichen Nachweismittel diskutiert.

Der Doppel-Beta-Zerfall ( $2\nu\beta\beta$ ) ist eine wichtige Forschungsfrage der modernen Physik. Damit können Gültigkeit des Standardmodells (Leptonenzahlerhaltung) und Eigenschaften der Neutrinos (Dirac- oder Majorana-Art, Messungen der Neutrinomasse) getestet werden. Der seltene Zerfall beschäftigt Wissenschaftler seit mehr als 50 Jahren.

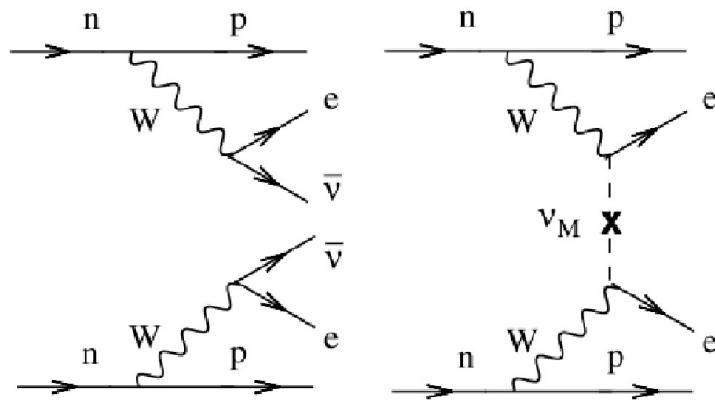


Abbildung 1: Das Feynman-Diagramm für den doppelten Beta-Zerfall  $2\nu\beta\beta$  (links) und neutrinolosen, doppelten Betazerfall  $0\nu\beta\beta$  (rechts).

Der doppelte Betazerfall ist ein Prozess zweiter Ordnung, bei dem die Protonenzahl  $Z$  eines Kerns um zwei Einheiten geändert wird, d.h. gleichzeitiger Zerfall zweier Neutronen (siehe Abb. 1). Dabei bleibt die Massenzahl  $A$  konstant:

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\nu e \quad (1)$$

Dieser Zerfallsverlauf wurde schon 1935 von M. Goeppert-Mayer vorgestellt. Hier bleibt die Leptonenzahl durch die Aussendung eines Elektrons sowie eines Antielektronneutrinos erhalten. Dieser Prozess ist aufgrund von Halbwertszeiten über  $10^{19}$  Jahren schwer zu detektieren. Z. B. für  $^{116}\text{Cd}$  beträgt die Halbwertzeit  $2,9 \times 10^{19}$  Jahren [6].

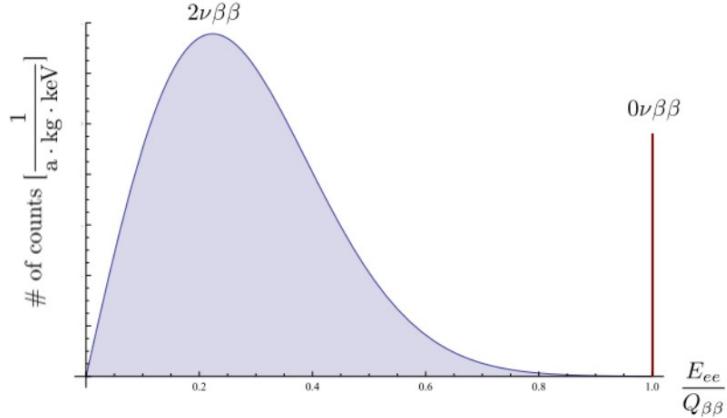


Abbildung 2: Das Schema des theoretischen Verlaufes des Summenenergiespektrums für  $2\nu\beta\beta$ - und  $0\nu\beta\beta$ -Verteilungen [8].

## 1.2 Neutrinoloser Doppelbetazerfall

Durch die Arbeiten von E. Majorana wurde die Theorie des neutrinolosen Doppelbetazerfalls entwickelt. Im Unterschied zu dem Doppelbetazerfall, soll dieser ohne Aussendung von Neutrinos möglich sein. Dabei müsste das Neutrino sein eigenes Antiteilchen sein, also ein Majoranateilchen.

Der neutrinolose Doppelbetazerfall ( $0\nu\beta\beta$ ) ist nach dem Standard-Modell verboten, da sich die Leptonenzahl um zwei Einheiten ändert und damit die Leptonenzahlerhaltung verletzt ist. Die von Furry im Jahr 1939 vorgeschlagene Form dieses seltenen Zerfalls lautet [7]:

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- \quad (2)$$

Damit dieser Prozess möglich ist, müssen zwei Voraussetzungen gegeben sein:

- Das Neutrino ist sein eigenes Antiteilchen (Majorana-Teilchen), so könnten sich die zwei emittierten Elektron-Anti-Neutrinos gegenseitig annihilieren
- Es ist notwendig die Helizität zwischen den Vertizes anzupassen, sodass beide Neutrinos (normal- und anti-Neutrinos) links- und rechtshändige Komponenten des Spins besitzen. Somit werden beide Neutrinos ununterscheidbar

Die zweite Voraussetzung, Helizitätumkehr, bedeutet, dass das Neutrino sich nicht exakt mit Lichtgeschwindigkeit bewegt und eine endliche Masse haben muss. Dieser Umstand ist durch eine Vielzahl von Neutrinooszillationsexperimenten in den vergangenen Jahren bestätigt worden [2, 3].

Der Nachweis des neutrinolosen Doppelbetazerfalls soll über die Energie- und Impulserhaltung der Zerfallsprodukte erfolgen. Die Summe der Energie der zwei Elektronen relativ zu dem Q-Wert wird der x-Achse zugeordnet. Im Gegensatz zum neutrinobegleiteten Zerfall erhält man keine kontinuierliche Energieverteilung der Elektronen, da die Neutrinos keine Energie aus dem Prozess abführen können. Dafür erhält man am Wert für die Zerfallsenergie (Q-Wert) einen diskreten scharfen Peak, da durch das Fehlen der Anti-Neutrinos die gesamte Energie zwischen den beiden Elektronen verteilt wird (siehe Abb. 2). Die effektive Majorana Neutrinomasse  $m_\nu$  lässt sich dann aus der gemessenen Halbwertszeit des Zerfalls bestimmen [9]:

$$(T_{1/2})^{-1} = G^{0\nu}(Q, Z)|M^{0\nu}|^2 m_\nu^2 / m_e^2 \quad (3)$$

Dabei ist  $G^{0\nu}(Q, Z)$  der Phasenraumfaktor, den man genau bestimmen kann. Das Kernmatrixelement  $|M^{0\nu}|^2$  für diesen Zerfall unterscheidet sich um den Faktor 2-3 abhängig von der angenommenen Teilchen-Hierarchie. Das Kernmatrixelement kann nicht einzeln gemessen sondern muss theoretisch berechnet werden [10, 11].

Gegenüber dem neutrinobegleiteten Doppelbetazerfall ist der neutrinolose Doppelbetazerfall allerdings viel seltener. Neueste Messungen von July 2012 der EXO-200 ergeben für den neutrinolosen Doppelbetazerfall eine Untergrenze für die Halbwertszeit von  $1,6 \times 10^{25}$  Jahren [12]. Wegen dieser großen Halbwertszeit ist der Nachweis des  $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls in endlicher Zeit  $t$  nur mit Detektoren großer Masse  $M$  möglich. Dies bedeutet, dass man für 1 Ereignis pro Jahr eine Quellmasse in der Größenordnung von 100 kg braucht.

Eine grobe Abschätzung für die Halbwertzeit ist durch Formel gegeben:

$$T_{1/2} \sim a \epsilon \cdot \sqrt{\frac{Mt}{\Delta E B}} \quad (4)$$

Hier ist  $a$  die natürliche Isotopenhäufigkeit,  $\epsilon$  -Detektorempfindlichkeit und  $\Delta E$  die Energieauflösung. Der Wert  $B$  wird durch Untergrundereignisse bestimmt.

### 1.3 Aktuelle $0\nu\beta\beta$ -Experimente

Momentan existieren verschiedene Experimente der Teilchenphysik zur Prüfung der Existenz des neutrinolosen, doppelten Beta-Zerfall. Diese unterscheiden sich in Nachweismethoden und Detektorbauweisen. Selbstabsorption ist ein wichtiges Problem bei der Messung dieses Prozesses, da es durch die relativ kleine Zerfallsenergie dazu kommen kann, dass die zu detektierende Betastrahlung bereits innerhalb der Quelle teilweise absorbiert wird. Aus diesem Grund verwenden die meisten Forschungsgruppen passende Isotope als Material für Detektoren. Eine Reihe dieser Experimente ist in [13] detailliert zusammengefasst und hier für den kurzen Ausblick in der Tabelle 1 ausgeführt. Die relevanten Elemente sind weiter in der Tabelle 2 vorgestellt.

Experiment	Isotope	Target mass, [kg]	Res(Q) [% FWHM]	Untergrundrate
GERDA	$^{76}\text{Ge}$	15	0.16	10
CUORE	$^{130}\text{Te}$	200	0.18	40
EXO	$^{136}\text{Xe}$	160	3.3	1
NEXT	$^{136}\text{Xe}$	90	0.7	0.2
SuperNEMO	$^{82}\text{Se}$	7	4.0	0.4
SNO+	$^{150}\text{Nd}$	50	6.5	10

Tabelle 1: Beispiele aktueller  $0\nu\beta\beta$ -Experimente nach [13]

Die hohe Energieauflösung ist wegen der Seltenheit des Zerfalls leider nicht immer vorrangig. Nur Isotope mit einem hohen Q-Wert kommen für  $0\nu\beta\beta$ -Experimente in Betracht, da die Zerfallsrate mit  $Q^5$  skaliert [14]. Dafür kommen nur ca. 10 Isotope in betracht:  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{116}\text{Cd}$ ,  $^{130}\text{Te}$  etc.

Die Isotope  $^{130}\text{Te}$  und  $^{116}\text{Cd}$  sind dabei nicht nur wegen ihrer kurzen Halbwertszeit von Interesse, sondern auch eine hohe natürliche Isotopenhäufigkeit (ca. 34 %) von  $^{130}\text{Te}$  erwähnenswert ist. Außerdem lassen sich beide Isotope sehr hoch anreichern ( $^{130}\text{Te}$  bis zu 70% und  $^{116}\text{Cd}$  bis zu 90%) und haben hohe Q-Werte. So hat  $^{130}\text{Te}$  den Q-Wert bei 2529 keV, und  $^{116}\text{Cd}$  mit 2814 keV einen Q-Wert, der über der Energie für den höchsten natürlichen Gammauntergrund liegt ( $^{232}\text{Tl}$ , 2614 keV) [15].

Der  $\beta$ -Zerfall hat drei verschiedenen Varianten und kann als  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  und *EC* (*electron capture*) stattfinden:

$$\beta^- : (Z, A) \rightarrow (Z + 1, A) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (5)$$

$$\beta^+ : (Z, A) \rightarrow (Z - 1, A) + e^+ + \nu_e \quad (6)$$

$$EC : (Z, A) + e^- \rightarrow (Z - 1, A) + \nu_e \quad (7)$$

Isotop	Q-Wert (keV)	Zerfallsmodus	nat. Isotopenhäufigkeit %
<sup>114</sup> Cd	534	$\beta^- \beta^-$	28,7
<sup>70</sup> Zn	1001	$\beta^- \beta^-$	0,62
<sup>64</sup> Zn	1096	$\beta^+ / EC$	48,6
<sup>76</sup> Ge	2039	$\beta^- \beta^-$	0,62
<sup>136</sup> Xe	2458	$\beta^- \beta^-$	8,9
<sup>130</sup> Te	2529	$\beta^- \beta^-$	33,8
<sup>116</sup> Cd	2804	$\beta^- \beta^-$	7,5
<sup>82</sup> Se	2996	$\beta^- \beta^-$	8,73
<sup>150</sup> Nd	3367	$\beta^- \beta^-$	5,64
<sup>100</sup> Mo	3034	$\beta^- \beta^-$	9,63

Tabelle 2: Physikalische Eigenschaften der wichtigsten Isotope für den doppelten Beta-Zerfall [12, 17].

Bei der Planung des COBRA-Experimentes [14] wurde Wert auf die Halbleiter-Verbindung aus Cd, Zn und Te gelegt, da:

- das Quellmaterial gleichzeitig der Detektor ist
- diese Verbindung eine hohe Energieauflösung bietet

CdZnTe-Detektoren arbeiten dank dem hohen Wert des spezifischen Widerstandes ca.  $R_{spez} = 10^9 \Omega \text{cm}$  [16] bei Raumtemperatur, wodurch man keine aufwendige Kühlung benötigt. Dabei liegt der Fokus auf  $\beta\beta$ -Zerfall von <sup>116</sup>Cd :

$$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn} + 2e^- + (2\bar{\nu}), E^* = 1294 \text{keV} \quad (8)$$

Die Tabelle 2 gibt eine Übersicht über die Isotope in CdZnTe-Detektoren, die über den doppelten Betazerfall zerfallen können. Allerdings verlangen diese Experimente eine sehr starke Untergrund-Reduktion und hohe Empfindlichkeit. Neben einer hohen Anreicherung von <sup>116</sup>Cd und einer Reduzierung der Untergrundrate ist die hohe Energieauflösung für den Nachweis des  $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls entscheidend.

## 2 Charakterisierung des Sensormaterials

Bevor die Übernahme der Aktualisierungen des Detektors für COBRA-Experiment erfolgen, sind einige Modernisierungen notwendig. In diesem Kapitel soll der vorhandene Detektor mit dem Sensormaterial aus CdTe untersucht werden. In den folgenden Abschnitten wird die Motivation der Auswahl des Sensormaterials erläutert (2.1), die physikalische Prozesse in Halbleiterdetektor und deren Funktionsweise in 2.2 vorgestellt. Weiterhin wird in auf den Einfluss von Betriebsparametern auf Ladungstransport und Effizienz der Gammastrahlendetektion eingegangen (Kap. 2.2.3).

### 2.1 CdTe als Detektormaterial

Trotz der Vorteile von CdZnTe gegenüber CdTe, besitzen CdTe Kristalle eine erhöhte mechanische Stabilität und nur geringe Polarisationseffekte beim Detektorbetrieb. Der Einsatz von Zink hat neben positiven Effekten, z.B. Steuerung der Bandlücke durch Mischverhältnisse, auch den Nachteil, dass die Herstellung durch Verwendung einer dritten Substanz gegenüber CdTe erschwert wird [18]. Unsere Gruppe in Erlangen charakterisiert in Rahmen der COBRA Collaboration den Timepix-Detektor mit dem CdTe-Sensormaterial (nachfolgend in Kap. 3).

Der intrinsische Verbindungshalbleiter CdTe gehört zur II-VI-Hauptgruppe des Periodensystems. Die hohe Kernladungszahl  $Z = 48/52$  und eine relativ hohe Dichte von  $5,85 \text{ g/cm}^3$  bewirken eine sehr effektive Energieabsorption und eignen sich dadurch für die Detektion hoher Photonen-Energien. Die hohe Bandlücke von ca. 1,5 eV ermöglicht dank dem geringen Leckstrom die Messdurchführung bei Raumtemperaturen.

#### 2.1.1 Physikalische Eigenschaften

Ein Problem bei der Entwicklung auf CdTe basierender Bauelemente besteht in der Kristallqualität und der Reproduzierbarkeit bei der Kristallzüchtung aus der Schmelze nach dem Bridgemanverfahren. Der zur Verfügung gestellte Timepix Detektor E03W83 hat ungenügende Pixelqualität in Kantenbereichen wegen des Herstellungsprozesses, bei dem das Material eine hohe Versetzungsichte an der Behälterwand bekommen hat. Dies wirkt sich auf die Signal-Antwortfunktion aus, aufgrund dessen jeder Pixel ein unterschiedliches Auflösungsvermögen besitzt. Es wurden in den letzten Jahren große Fortschritte bei Kristallhomogenität, Ladungstransport und bei der Beseitigung von Zuchtfehlern gemacht.

In Tabelle 3 sind wichtige elektronische und optische Eigenschaften des CdTe-Material bei Raumtemperatur zusammengefasst.

Kristallstruktur	Zinkblende
Gitterkonstante	6,48 $\text{\AA}$
Kernladungszahl	48/52
Dichte	5,85 g/cm <sup>3</sup>
Bandlücke	$\sim 1,5$ eV
Dielektrische Konstante	10,4
Mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars	4,43 eV
Spezifischer Widerstand	$10^9 \Omega \text{ cm}$
Elektronen Beweglichkeit	1100 cm <sup>2</sup> /Vs
Elektronen Lebensdauer	$\sim 3 \cdot 10^{-6}$ s
Löcher Beweglichkeit	100 cm <sup>2</sup> /Vs
Löcher Lebensdauer	$\sim 2 \cdot 10^{-6}$ s
$\mu\tau$ -Produkt (Elektronen)	$3,3 \cdot 10^{-3}$ cm <sup>2</sup> /V
$\mu\tau$ -Produkt (Löcher)	$2 \cdot 10^{-4}$ cm <sup>2</sup> /V
Diffusionskoeffizient Elektronen	28,45 cm <sup>2</sup> /s
Diffusionskoeffizient Löcher	2,59 cm <sup>2</sup> /s
Transparenz in IR-Bereich	ab ca. 800 nm bis 20 $\mu\text{m}$
Brechzahl, für 850 nm, bei 295 K	3

Tabelle 3: Physikalische Eigenschaften des CdTe-Kristalls [16, 19, 20].

### Der Absorptionskoeffizient

Der Brechungsindex, die Absorptions- und Reflexionskoeffizienten von CdTe sind Funktionen von Kristallzusammensetzung, Photonenergie (siehe Abb.3) und Temperatur. Bei tiefen Temperaturen verschiebt sich der Transparenzbereich zu längeren Wellenlängen wegen der Abnahme der Bandabstandsenergie [20].

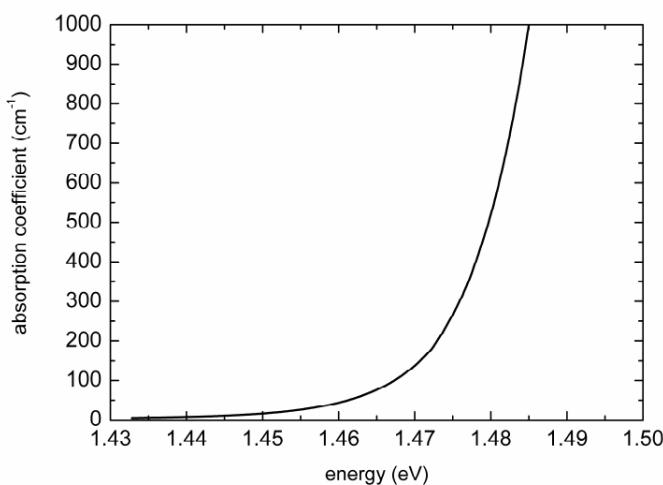


Abbildung 3: Absorptionskoeffizient einer Probe des CdTe in Abhängigkeit zur Photonenergie [21].

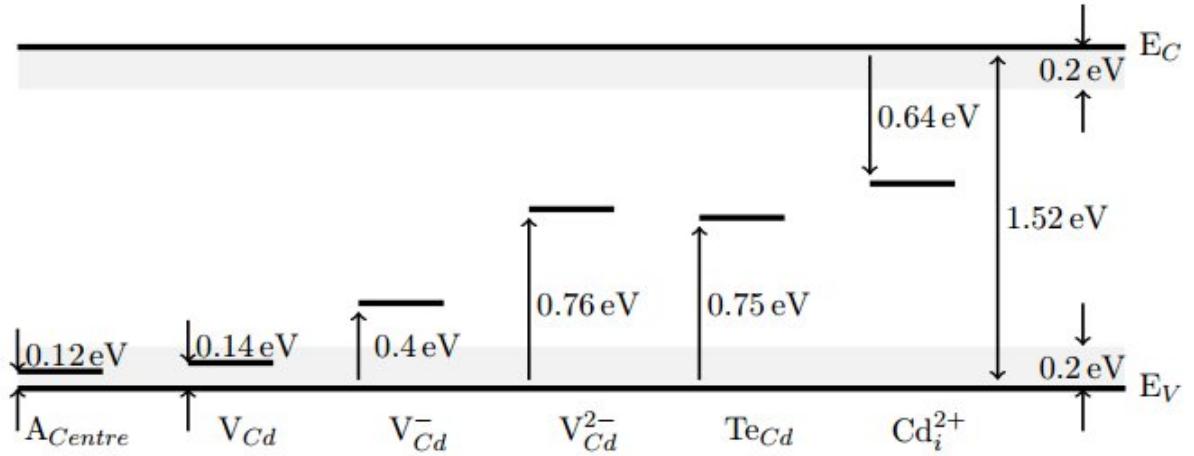


Abbildung 4: Energetische Lage einiger Störstellen in CdTe-Kristall nach [22] und [23].

Cadmiumtellurid ist durch Transparenz im Energiebereich unterhalb der Bandkante mit kleinen Absorptionskoeffizienten gekennzeichnet. Es wurde jedoch eine Differenz zur theoretisch berechneten Absorptionskante beobachtet [21]. Als Ergebnis dieses Experiments weisen die Photonen mit Energie nahe der Absorptionskante einen Photostrompeak auf (siehe Abb.3). Dies kann durch Absorption des Lichts in den vorhandenen Störstellen und Einschlüssen und anschließendes Verringern des „Trapping“ im Sensor erklärt werden.

### 2.1.2 Trapping

Trotzt der erläuterten Vorteile des CdTe als Detektormaterial spielen Verunreinigungen im Kristall eine große Rolle. Die Konzentration dieser Störstellen muss niedrig sein, um die Ladungsträgerbeweglichkeit und Lebensdauer nicht zu beeinflussen. Durch Störstellen entstehen zusätzliche Energieniveaus in der Bandlücke (engl. „Traps“) und verschlechtern dessen Transporteigenschaften (siehe Abb. 4). Bei diesem Phänomen geht es darum, dass die erzeugten Ladungsträger kurzfristig von einem Energieniveau in der Energielücke eingefangen werden können.

In undotierten CdTe werden mehrere Haftstellen beobachtet, die das Signal reduzieren [23, 24]. Eine Änderung des Signals ergibt sich durch die Zahl und Energieniveaus der Störstellen, welche spezifisch für jedes Kristall abhängig von Dotierung sind. CdTe wird üblicherweise mit Chlor dotiert, um die Fehlstellen zu kompensieren. Die dominierenden Defekte aus Abb. 4 sind hier zusammengefasst:

- $A_{Centre}$ : Komplex aus  $(V_{Cd} - Cl_{Te})$ . Kommt nur in chlordinertem CdTe vor (Cd-Te:Cl).

- $V_{Cd}$ : Cadmiumfehlstelle. Eine Elektronenfalle, die nur in undotiertem CdTe vorkommt.
- $V_{Cd}^-$ : Elektronenfalle, nur in undotiertem CdTe.
- $V_{Cd}^{2-}$ : das Fehlen der zwei Valenzelektronen verursacht die Löcherfalle. Existiert in allen CdTe Kristallen.
- $Te_{Cd}$ : Tiefes Donatorniveau. Dabei kann ein Telluratom den Platz eines Cadmiumatoms einnehmen. Dieses Störstellenniveau befindet sich in der Nähe der unteren Energiekante des Leitungsbandes.
- $Cd^{2+}$ : Zweifach ionisiertes Cd-Atom. Elektronenfalle, ist in chlordotiertem CdTe vorhanden (CdTe:Cl).

Bei zu großer Zahl der „Trapps“ kann der Detektor nicht mehr verwendet werden. Diese Haftstellen werden nach der Lage in der Bandlücke in zwei Typen unterschieden: flache und tiefe Störstellen. Flache Störstellen haben einen kleinen energetischen Abstand und liegen energetisch nah am Valenz- bzw. Leitungsband. Tiefe Störstellen haben jedoch viel größere Energien und liegen eng an der Bandlückenmitte. Der „Trapping-Effekt“ ist bei niedrigen Temperaturen stärker, da mehr Ladungsträger aus Störstellen befreit werden als bei hochreinen Kristallen und die elektrische Leitfähigkeit zunimmt.

### 2.1.3 Detrapping

Als „Detrapping“ bezeichnet man die Freigabe der eingefangenen Ladungsträger nach dem kurzzeitigen Aufenthalt in den Haftstellen („Detrapping Time“). Durch die Ionisierung der Haftstellen (z. B. durch Gitterschwingungen) können die gefangenen Ladungsträger nach  $\tau_{detrapp}$  wieder das Leitungs- bzw. das Valenzband erreichen. Die Detrapping-Zeit ist meistens länger als die charakteristische Auslesezeit der Ausleseelektronik des Timepix. Dies führt sowohl zum Verlust des gemessenen Signals und als auch zur Verbreiterung des Ladungspulses nach Detrapping. Das Detrapping wird durch verschiedene Techniken, wie Dotierung oder Anlegen einer hohen Detektorspannung, erreicht.

Durch den *Poole-Frenkel Effekt* [25] wird die Detrapping-Zeit  $\tau_{detrapp}$  beim Anlegen der elektrischen Feldsärke ( $\sim E^{2/3}$ ) reduziert. Der Grund dafür ist die Deformation der Potentialtiefe der Störstelle, was folglich zum einen seltenen Einfang der Ladungsträger führt. Daneben steigt die Anzahl der heißen Elektronen, d.h. mit Energien höher als die mittlere Gittertemperatur, und die Wahrscheinlichkeit deren Einfang sinkt. Mit sinkender Temperatur und konstanter angelegten Detektorspannung steigt die Driftgeschwindigkeit [26]. Die sehr hohen Spannungen führen dagegen zur Erhöhung der Phononenenergie (Anstieg des Rauschens) und Polarisation.

## 2.1.4 Polarisation

Unter *Polarisation* versteht man eine Änderung des elektrischen Feldes durch Entstehung von Raumladungen im Sensormaterial. Der Effekt führt zu einem instabilen Feldverlauf im Detektor und zu einem zeitabhängigen Verlust der Nachweiseffizienz während des Detektorbetriebs.

### Hochflussinduzierte Polarisation

Diese Polarisation findet bei hohen Photonenflüssen, infolge der erhöhten Ansammlung der Löcher im Kathodenbereich [27] und dessen geringeren Transport-Eigenschaften statt. Bei einem bestimmten kritischen Photonenfluss (sog. „*Maximum Sustainable Flux*“) polarisieren die Löcher durch das starke Trapping das Kristall und verringern somit die Zählraten des Detektors.

### Hochspannungsinduzierte Polarisation

Dieser Effekt ist von dem verwendeten Elektrodenmaterial abhängig. Der Kontakt zwischen Halbleiter und Auslese wird durch den Metall-Bauelement hergestellt. Die Metall-Halbleiter-Übergänge sind polungsbabhängig, sog. *Schottky-Kontakte*, oder -unabhängig mit einer linearen Strom-Spannungs-Kennlinie, wie *ohmsche Kontakte*. Die Form der Kennlinie hängt von der Lage der Fermi niveaus im Metall und Halbleiter ab. Dieser Polarisationseffekt tritt nur bei Schottky-kontaktierten CdTe-Kristallen beim Anlegen einer Hochspannung auf, so dass nach einiger Zeit die Feldstärke im Anodenbereich steigt und das CdTe-Material polarisiert wird. Es ist eine reversible, zeitliche Schwankung des elektrischen Feldes, nach dem Abschalten der Detektorspannung klingt die Polarisation auf. Unterschiedliche Quellen [28, 29] erklären den Degradierungseffekt als Einfluss der Ladungsträgerinjektion an den Schottky-Kontakten. Es wird noch bezüglich der Bauteileigenschaften untersucht, welches Material diesen Effekt reduziert [30].

## 2.2 Ladungsträgerdynamik in Halbleitern

In diesem Kapitel liegt der Schwerpunkt auf der Signalerzeugung und dem Ladungstransport im Halbleiter. Die Transporteigenschaften sind wichtig für die Bestimmung der Art und Konzentration der Ladungsträger, der Bandstruktur und der Mechanismen der Elektronenstreuung. Durch Absorption und Streuung der ionisierenden Strahlung entstehen freie Ladungsträger, die weiter mit dem Kristallgitter wechselwirken können oder zur Ausleseelektroden geleitet werden.

### 2.2.1 Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit Materie

Elektromagnetische Strahlung wechselwirkt mit der Materie auf verschiedenste Art und Weise. Das Arbeitsverfahren eines Strahlungsdetektors beruht auf den Wechselwirkungen der elektromagnetischen Wellen mit den Elektronen des Detektormaterials. Wenn die aufgenommene Energie des Photons reicht, können gebundene Elektronen die Bandlücke überwinden und vom Valenzband in das Leitungsband wechseln. Treffen hochenergetische  $\gamma$ - oder Röntgenphotonen auf den Sensor, so ist eine Wechselwirkung mit den stark gebundenen inneren Elektronen in Form des Photoeffektes, der Compton-Streuung oder der Paarbildung möglich. In Abbildung 5 ist die Energieabhängigkeit der einzelnen Effekte für CdTe dargestellt.

Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit hängt sowohl von der Photonenergie  $E$ , als auch der Kernladungszahl  $Z$  des Detektormaterials ab. Die Wechselwirkungsquerschnitte  $\sigma$  und damit die Wahrscheinlichkeit der in Abb. 5 dargestellten Prozesse ist hier angegeben [31]:

**Photoeffekt**  $\sigma \sim Z^{4-5}$

**Compton-Effekt**  $\sigma \sim Z^1$

**Paarbildung**  $\sigma \sim Z^2$

Der Wechselwirkungsquerschnitt ist klein und variiert für den Photoeffekt von  $Z^4$  bis  $Z^5$ , abhängig von der Photonenergie. Infolgedessen werden schwere Elemente mit hohem  $Z$  für den  $\gamma$ -Strahlungsnachweis bevorzugt.

Man erkennt die Dominanz des Photoeffektes im Bereich von 1 - 40 keV. Bei Energien über ca. 50 keV hat inelastische Compton-Streuung einen deutlichen Einfluss auf den Massenschwächungskoeffizienten.

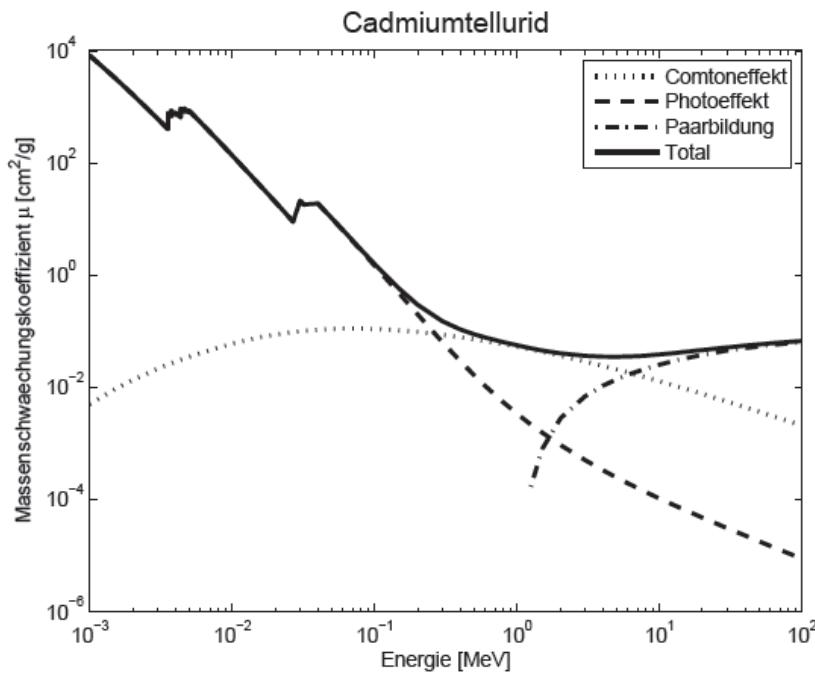


Abbildung 5: Massenschächungskoeffizienten aus [32] durch Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarbildung in CdTe von 1 keV bis 100 MeV.

Cadmiumtellurid ist im sichtbaren Frequenzbereich lichtundurchlässig und im weiten Infrarotbereich transparent. Photonen des sichtbaren und nahen Infrarotbereichs können im CdTe die relativ schwach gebundenen Valenzelektronen anregen und herausionisieren. Durch Wechselwirkung mit Photonen, deren Energie höher als die Bandlückenenergie ist [21], wird der Photostrom im CdTe induziert.

### 2.2.2 Ladungstransport

Das Signal im Halbleiter ergibt sich aus Diffusion und Drift.

#### Drift

Die Absorptionswahrscheinlichkeit für den CdTe-Detektor mit einer Dicke von 1 mm ist größer als 50 % für Photonenergien bis ca. 120 keV, welche für den Photoeffekt relevant sind [33]. Dabei überträgt ein Photon seine gesamte Energie, abzüglich der Bindungsenergie  $E_{bin}$ , auf ein freigesetztes Elektron:

$$E_{kin,max} = h\nu - E_{bin} \quad (9)$$

Hierbei ist  $\nu$  die Frequenz des einfallenden Photons und  $h$  das Plank'sche Wirkungsquantum.

Das generierte Photoelektron übergibt seine kinetische Energie  $E_{kin}$  an das Gitter, so mit können Phononen angeregt und Elektron-Loch-Paare erzeugt werden. Die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares beträgt für CdTe ca. 4,43 eV. Die mittlere Anzahl  $n$  erzeugter Elektron-Loch-Paare wird wie folgt berechnet:

$$n = \frac{E_{phot}}{\epsilon_{e^- - h^+}} \quad (10)$$

Die Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares ist  $\epsilon_{e^- - h^+}$  und Energie des einfallenden Photonens  $E_{phot}$ .

Durch Wechselwirkung eines Photons mit einer Energie von 60 keV mit dem CdTe-Kristall entstehen ca. 13500 Elektron-Loch-Paare. Es findet nicht nur eine, sondern mehrere Wechselwirkungen statt, bei der Elektron-Loch-Paare und Phononen erzeugt werden. Deswegen ist die Anzahl erzeugter Elektron-Loch-Paare statistischen Schwankungen unterworfen. Dies führt zu einer Reduktion der Schwankung um den Fano-Faktor  $F$  gegenüber der Standardabweichung der Normalverteilung  $\Delta n_{norm}$  [34].

$$(\Delta n)^2 = F \times \frac{E_{phot}}{\epsilon_{e^- - h^+}} \quad (11)$$

Für CdTe bei Raumtemperatur wird bei [35] der Fano-Faktor 0,15 angegeben.

Um die erzeugten Ladungsträger zu den Elektroden weiterzuleiten, wird ein äußeres Feld angelegt:

$$\vec{F} = q \cdot \vec{E} \quad (12)$$

$q$ : die Elementarladung

$\vec{E}$ : das elektrische Feld

Dieses verhindert die Rekombination von Elektronen und Löchern und steigert den Ladungstransport.

$$v_{Drift} = \vec{E} \cdot \frac{q\tau}{m} = \vec{E} \cdot \mu \quad (13)$$

Dabei ist  $\mu$  die Beweglichkeit der Ladungsträger im CdTe. Diese Ladungsträgerbeweglichkeit ist im CdTe-Halbleiter indirekt proportional zu  $T^{3/2}$  bei Temperaturen höher als 200 K, während sie im Raumtemperaturbereich nahezu konstant bleibt [36].

Bei kleinen Detektorspannungen überwiegt die Diffusion, freie Ladungsträger zerstreuen sich, so wird die Ladung im Sensor verteilt. Hohe Spannungen trennen die Ladungsträger effektiver durch Senkung der Rekombinationsrate, somit reduziert sich die Driftzeit. Die freie Ladungsträger werden zur ladungsempfindlichen Auslese geleitet und das Signal nachgewiesen.

## Diffusion

Wechselwirkt ein Photon im Halbleiter, so erzeugt dieser lokal freie Ladungsträger. Die Dichte von freien Ladungsträgern ist nicht konstant, infolgedessen bewegen sie sich im thermischen Gleichgewicht mit der Geschwindigkeit  $v_{th}$  um die Konzentrationsunterschiede auszugleichen.

$$\frac{1}{2}m^*v_{th}^2 = \frac{3}{2}k_B T \quad (14)$$

$m^*$ : Effektive Masse des Ladungsträgers

$k_B$ : Boltzmann-Konstante

T: Temperatur in K

Durch diese stochastische Bewegungen entsteht auch ohne äußeres Feld ein Ladungstransport, der (elektrische) Diffusionsstrom. Dieser Strom überlagert sich durch entstehende Raumladungen mit dem *normalen* Driftstrom. Die Diffusion von Ladungsträger in Kristallen kann man mit Hilfe des zweiten Fick'schen Gesetzes beschreiben:

$$\frac{\delta n(x, y, z, t)}{\delta t} = \vec{\nabla}(D \vec{\nabla} n(x, y, z, t)) \quad (15)$$

Nach der Einstein-Relation ist der Diffusionskoeffizient temperaturabhängig und proportional zur Beweglichkeit  $\mu$  der Ladungsträger im Kristall, und damit von der Kristallstruktur als auch der Ladungsträgersorte abhängig.

$$D_{n,p} = \frac{k_B T}{q} \cdot \mu_{n,p} \quad (16)$$

Hier ist  $\mu_{n,p}$  die Beweglichkeit der Elektronen (n) ca.  $1100 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$  bzw. Löcher (p) ca.  $100 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ . Die Raumtemperaturwerte des Diffusionskoeffizienten für CdTe liegen für Elektronen bei ca.  $D_n = 28,45 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$  und für Löcher etwa  $D_n = 2,59 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$  [37].

Da der Diffusionskoeffizient  $D$  raumrichtungsabhängig ist, ergibt sich für den Fall eines kubischen Kristalls die isotrope Ladungsträgerdiffusion.

$$\frac{\delta n(x, y, z, t)}{\delta t} = D_{kub} \nabla n(x, y, z, t) \quad (17)$$

mit

$$D_{kub} = \begin{vmatrix} D & 0 & 0 \\ 0 & D & 0 \\ 0 & 0 & D \end{vmatrix} \quad (18)$$

Die Darstellung der isotropen Diffusion einer punktförmigen Ansammlung von Ladungsträger in Kugelkoordinaten ergibt [38]:

$$n(r, t) = n_0 \cdot \sqrt{\left(\frac{1}{4\pi D t}\right)^3 \cdot e^{\frac{r^2}{4D n}}} \quad (19)$$

### 2.2.3 Einfluss der Raumbedingungen auf den Ladungstransport

Die elektrischen Eigenschaften von Halbleitern (z.B. spezifischer Widerstand, Fermieniveau oder Leitfähigkeit) sind temperaturabhängig. Obwohl die CdTe Detektoren bei Raumtemperatur effektiv arbeiten können, ist die Wahl geeigneter Raumbedingungen für den Detektorbetrieb sehr wichtig.

Der Einfluß der Temperatur als einer der wichtigsten physikalischen Größen wird oft untersucht. Verschiedene Gruppen untersuchten die Temperaturabhängigkeit der CdTe-Bandlücke und erhalten nahezu gleiche Proportionalität [39–41]. Weiter sind in Gleichung 20 und Abb. 6 die experimentelle Ergebnisse der Temperaturabhängigkeit der Bandlückenenergie  $E_g$  und des spezifischen Widerstandes  $\rho$  gemäß Kosyachenko [41] dargestellt.

$$E_g(T) = 1,60 - 4,3 \cdot 10^{-4}T \quad (20)$$

Da die Werte für die Bandlückenenergie  $E_g$  oder auch für die Aktivierungsenergie  $\Delta E$  stark mit der Kristallstruktur vereinigt sind, muss für jeden Kristall die  $E_g$ -Abhängigkeit experimentell bestimmt werden. Das Ausdruck 20 gibt allerdings die Relation zwischen der Bandlückenenergie und der Temperatur.

Der spezifische Widerstand eines Materials ist definiert als:

$$\rho_c = \frac{1}{e(n\mu_n + p\mu_p)} \quad (21)$$

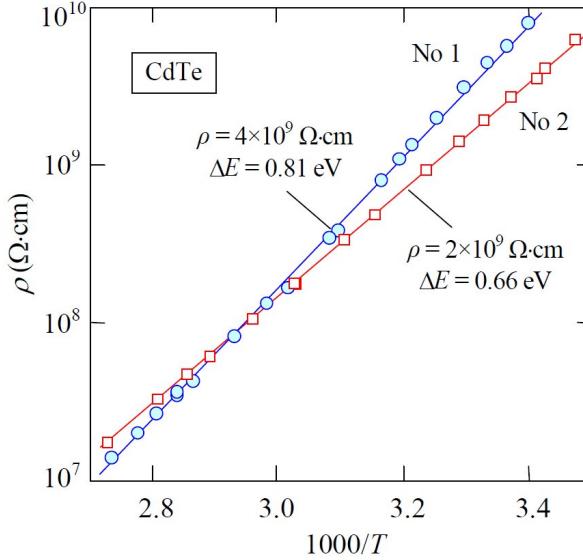


Abbildung 6: Der temperaturabhängige spezifische Widerstände für zwei Musterkristalle des CdTe.

Dabei ist  $n$  bzw.  $p$  Konzentration freier Elektoren bzw. Löcher. Die Beweglichkeit der Ladungsträger  $\mu$  ist auch temperaturabhängig. So ist der spezifische Widerstand nach Kosyachenko exponentiell abhängig von der Temperatur  $\rho_c \sim \exp(\Delta E/kT)$ .

Ebenso ist der Radius der Ladungsträgerwolke ist durch Abhängigkeit zum Diffusionskoeffizient temperaturabhängig. Über die Standardabweichung der Gaußverteilung wird die mittlere Breite bestimmt [42]:

$$\sigma = \sqrt{6D_n t} \quad (22)$$

Diese Gleichung sagt aus, dass hohe Temperaturen eine Ausdehnung der Ladungsträgerwolke bewirken. Folglich bedingt es die Verschmierung der Ortsinformation des Signals im pixelierten Detektor durch die Ladungsteilung zwischen mehreren Pixeln, der sogenannte „Charge sharing“-Effekt (Abb. 7). Dies führt zu einem Verlust der erzeugten Ladung. Auch die Luftfeuchtigkeit sorgt durch Erhöhung des Oberflächenstroms für einen verringerten Ladungstransport. Dies führt zu vermehrten Rauschen.

Die Driftgeschwindigkeit nimmt also der Ladungsträger mit sinkender Temperatur bei unveränderten elektrischer Feldstärke zu. Durch inelastische Phononenstreuung kommt es auch zu einem temperaturabhängigen Maximum der Driftgeschwindigkeit. Eine Beobachtung der Temperaturschwankung und ihre Auswirkung auf die Messergebnisse befindet sich im Abschnitt 4.2.2.

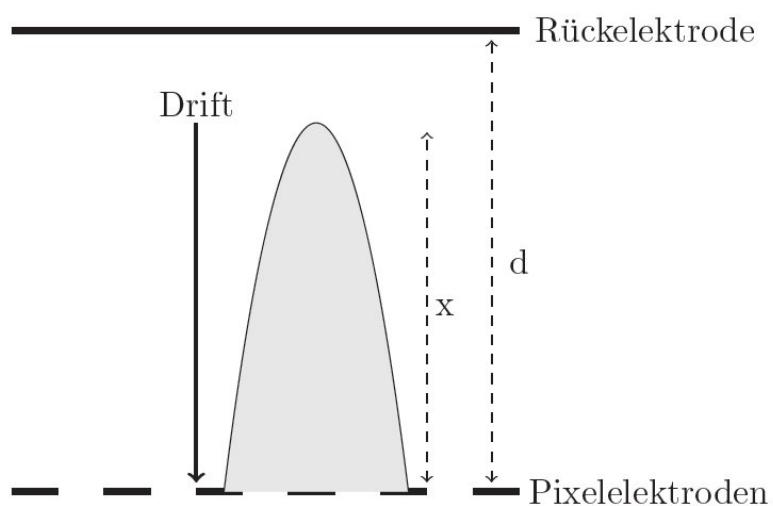


Abbildung 7: Die Ladungsteilung (Charge Sharing) führt zu einer starken Degradation des Energieantwortspektrums [22].

### 3 Detektor Assembly

Die Hintergrundereignisse sind das Hauptproblem für seltene Zerfälle. Es sollte daher ein Ziel sein, diese Ereignisse diskriminieren. Die verschiedenen Experimente versuchen dieses Problem mit unterschiedlichen Ansätzen zu lösen [13]. Neben Abschirmung mit Blei und Durchführung des Experiments in den Untergrund-Laboren oder Verwendung von reiner Detektionsmaterie wie Xenon [12], kommen neue Technologien, wie nachträgliche Korrektur und Rekonstruktion des detektierenden Signals zum Ansatz. Ein Konzept hierfür bietet der Timepix Detektor.

In diesem Kapitel wird speziell auf den untersuchten Detektor Timepix und seinen Eigenschaften eingegangen. Der Arbeitsmodus wird weiter im Unterkapitel 3.2.1 erläutert. Die hohe Anforderungen an Detektoreigenschaften machen eine gründliche Analyse der relevanten Größen notwendig. Im Abschnitt 3.3 sind einige wichtige Kriterien der Energieauflösung des Detektors zusammengefasst und erklärt.

#### 3.1 Der Timepix Detektor

In der vorliegenden Arbeit wird ein Chip der MediPix-Familie, der TimePix-Chip verwendet. Dieser ist ein Halbleiter-Detektor mit pixellierter Auslese [43]. Dabei liefert der Timepix spektroskopische Information jedes einzelnen Pixels, da jedes Pixel als einzelner Detektor arbeitet und die Anzahl der Ereignisse oder deponierte Energie im Sensor misst. Der Hauptvorteil solcher Detektoren ist ihre Fähigkeit die Signalspuren zu verfolgen (z.B. Spuren durch Elektronen, Alphateilchen, Myonen). Somit ist die Identifikation des Teilchens durch die Bahn, nachdem es in den Sensor eingetreten ist, und die dort deponierte Energie möglich. Der Nachweis solcher Bahnen heißt „Tracking“.

Das *Tracking* ist das Nutzen der Detektorinformation (z.B. Koordinaten, Winkel, Energie) um die Ereignisse zu rekonstruieren. Im Timepix erfolgt das „Tracking“ in einer zweidimensionalen Projektion mit Information über deponierte Energie. Mithilfe von Pixelkoordinaten der Teilchenbahn und Farbkodierung der deponierten Energie wird die Spur eines Teilchens untersucht und charakterisiert. So können Einträge von unerwünschten Hintergrundereignissen erkannt werden. Dies ermöglicht die Bestimmung des  $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls durch die einzelnen Energien und Bahnen beider Elektronen nach Gleichung 2. In Abbildung 8 wird die Spurenrekonstruktion eines Myons und eines Elektrons dargestellt.

Als Sensormaterial können verschiedene Halbleitermaterialien, wie Si oder CdTe, mithilfe von Lötperlen, sog. „Bump-Bonds“, an die Ausleseelektronik gekoppelt werden. Diese Vorgehensweise hat den Vorteil, dass für unterschiedlichen Anwendungen verschiedene Sensorsubstanzen eingesetzt werden können. Bei dem E03-W0083 Detektor beträgt aktive Fläche  $1,4 \times 1,4 \text{ cm}^2$  mit  $128 \times 128$  Pixeln der Größe  $110 \times 110 \mu\text{m}^2$ , und die Dicke beträgt 1 mm. Insgesamt sind es 16 384 unabhängige Mikrodetektoren mit eigener Ausleseelektronik [43].

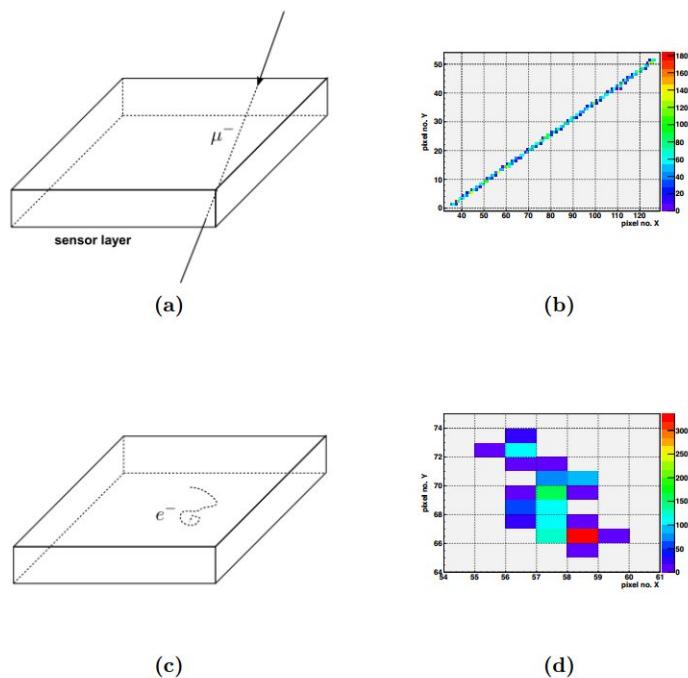


Abbildung 8: Das Spur schema aus [44] für Myon (a) und Elektron (c) im Sensor. Bilder (b) und (d) zeigen die Antwort des Timepix-Detektors dieser Teilchen mit Energieinträgen in keV in jedem Pixel.

## 3.2 Funktionsweise des Timepix

Der E03-W0083 Timepix wirkt mit ohmschen Kontakten als Photowiderstand [37]. Der Chip kann in einem von drei Modi jedes einzelne Pixel auslesen: Medipix Modus (das Abzählen der ankommenden Teilchen), Timepix Modus (die zeitliche Information der Teilchendetektion) und TOT-Modus (die Energiemessung in jedem Pixel) [45].

### 3.2.1 TOT-Modus

Betrieben im „*Time-Over-Threshold*“ Modus, misst der Timepix die Pulslänge in jedem einzelnen Pixel oberhalb der einstellbaren Schwelle, welche näherungsweise proportional zur dort deponierten Energie ist [46]. Die Pulslänge in jedem Pixel hängt direkt von der Pulshöhe ab und ist somit eine Maß für die Pulshöhe. Der Modus zählt bestimmte durch interne Frequenz selektierte Pulse, die als Ereignisse („Counts“) gespeichert werden.

Daraus folgt der Wert des Energieverlustes eines Teilchens im Detektor. Da die TOT nur eine digitale aber nicht eine echte physikalische Größe ist, wird zur numerischen Berechnung der deponierten Energie  $E(TOT)$  in keV die entwickelte Funktion verwendet [45]:

$$TOT(E) = aE + b + \frac{c}{E - t} \quad (23)$$

oder die Umkehrfunktion

$$E(TOT) = \frac{at + TOT + b + \sqrt{(b + at - TOT)^2 + 4ac}}{2a} \quad (24)$$

Die Werte  $a, b, c$  und  $t$  sind keine Konstanten und müssen experimentell bestimmt werden. Wie aus Abb. 9 zu erkennen ist zeigt der TOT-Modus ab einer Energie von ca. 20 keV ein näherungsweise lineares Verhalten.

Aufgrund des individuellen Rauschpegels und Pixelempfindlichkeit zeigt die Pixelmatrix inhomogenes Zählverhalten. Das homogene Verhalten wird durch eine globale Energieschwelle eingestellt (THL), da eine Justierung der einzelnen Pixel nicht möglich ist. Diese Schwelle definiert ab welche Energie ein Ereignis registriert wird. Durch Abhängigkeit des TOT-Wertes mit der eingestellter Schwelle, wird dieser bei hohen Schwellen niedriger bei dem gleichen Signal.

Die Lage des THL-Schwelle für Detektormatrix wird in 8 Stufen feineingestellt und als Maske für weitere Messungen gespeichert [22]. Diese Maske kann man mit Hilfe einer Energiequelle, wie Fluoreszenzen, bekannte Energiewerte radioaktiver Quellen, oder mit der Abtastung am Rauschsignal ermitteln. Ohne die Verwendung von Energiequellen erstellt man eine Maske anhand des Rauschens (sog. *Threshold equalization*). Zum diesen Zweck wird ein THL-Scan ausgeführt, der den Rauschwert bestimmt, ab dem ein Pixel

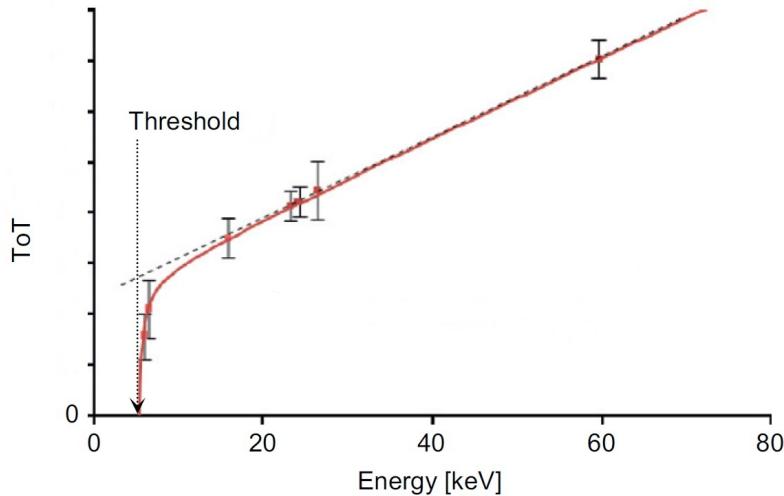


Abbildung 9: Die Zeit über die Schwelle in Abhängigkeit von der Teilchenenergie [45].  
Die Funktion  $f$  ist in Formel 23 zu sehen.

zu rauschen beginnt. Defekte Pixel oder mit hohem Rauschwert werden ausmaskiert. So entsteht eine Maske, die Abweichungen der Pixel ausgleicht und das Verhalten des Detektors optimiert.

### 3.2.2 Rauschsignal

Verschiedene Anteile des Signals, die keine brauchbare Information enthalten und die Messgenauigkeit reduzieren werden als Rauschsignal definiert. Die statistische Bewegungen der Ladungsträger im Sensor und ASIC erzeugen ein Rauschsignal in der Detektionselektronik.

Ein Großteil am Rauschen bildet bei den meisten Halbleitern das Elektronikrauschen. Dieses Rauschen kommt durch unterschiedliche Faktoren zustande. Die Rauschquellen sind Rauschen des Verstärker, des Spannungs- und Auslesewiderstandes, das frequenzabhängige  $1/f$ -Rauschen („Rosa-Rauschen“). Eine weitere Rauschquelle ist der sogenannter Leck- bzw. Dunkelstrom, der permanent durch den Halbleiter fließt. Dieser ist von Verunreinigungen des Kristalls, angelegter Detektorspannung und der Temperatur abhängig. Ferner kann der Leckstrom aufgrund des Oberflächenstroms steigen, der von hohen Detektorspannungen verursacht wird. Dieser Rauschsignal limitiert das elektrische Signal und soll somit möglichst klein gehalten werden. Dafür werden meistens aufwendige Kühlssysteme benötigt.

Durch Wechselwirkung der ionisierenden Teilchen mit Sensor entstehen Elektron-Loch-Paare, die Zahl der Ladungsträgerpaare wird durch Fluktuationen bedingt. Ein Teil der Energie wird für Gitterschwingungen gebraucht. Die Schwankung der erzeugten Ladungsträgerzahl wird als Fano-Rauschen bezeichnet.

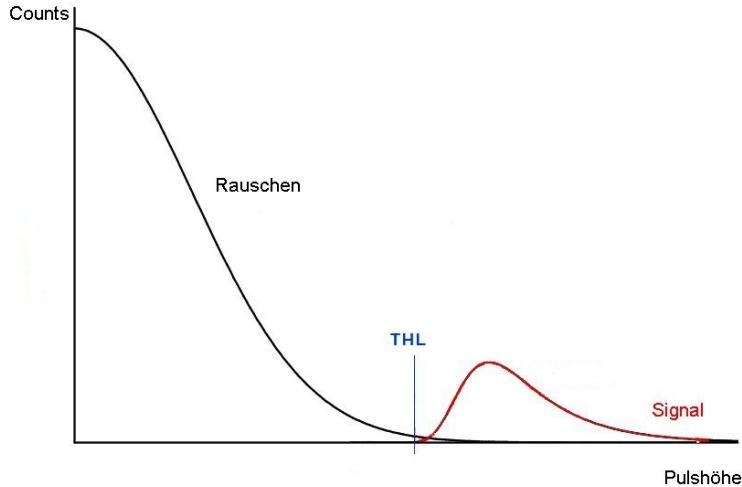


Abbildung 10: Schematische Darstellung der THL-Rauschunterdrückung [47].

Rauschbeiträge einzelner Anteile lassen sich summieren:

$$\sigma_{gesamt}^2 = \sigma_{elektro}^2 + \sigma_{fano}^2 \dots + \sigma_n^2 \quad (25)$$

Um den Einfluss des Detektorrauschen zu vermindern kann eine Diskriminierungsschwelle (THL) eingestellt werden. Wie aus Abb.10 zu entnehmen ist, werden nur die Ladungssignale über diese Energieschwelle abgelesen.

Der THL-Wert wird gewählt:

- hoch genug, um Rauschpeaks zu unterdrücken
- niedrig genug, um das Signal noch zu empfangen

### 3.2.3 DAC Werte

Eins der wichtigsten Bauteile im Timepix ist der Digital-Analog-Wandler (DAC). Er wandelt die digitale Detektoreinstellungen (DAC-Werte), die man mit dem Software eingeben kann, um die analoge Werte für Detektorelektronik ASIC. Einige Parameter haben großen Einfluss auf die Detektorfunktionsweise und seine Energieauflösung, aus diesem Grund werden diese hier vorgestellt. Zur Veranschaulichung des Einflusses der PreAmp- und IKrum-Wertes dient Abbildung 11.

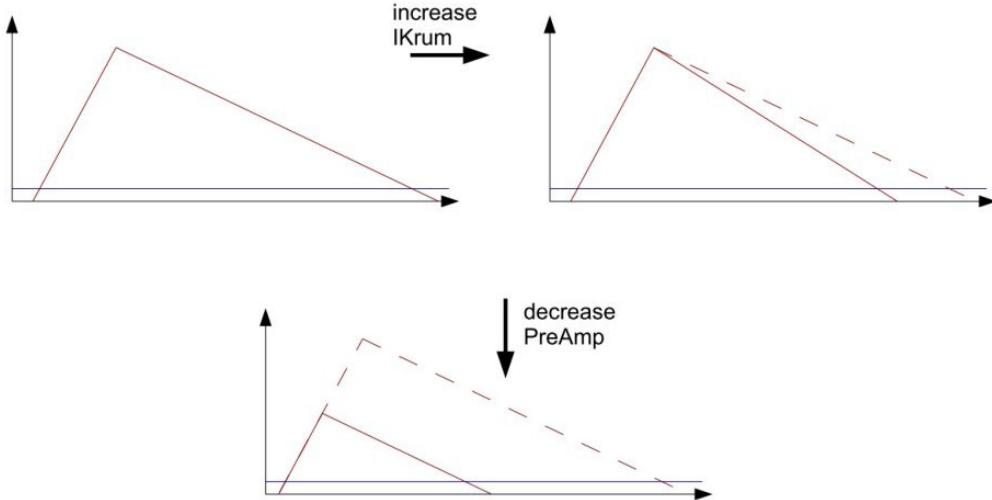


Abbildung 11: Veranschaulichung des Zusammenhangs zwischen Pulsform und DAC-Werte PreAmp und IKrum [44].

## THL

Der THL-Wert (*threshold level*) ist eine untere Energieschwelle in keV, die sich an den Rauschgrenze im Detektor richtet. Das Rauschen ist von der eingestellten Detektorspannung als auch von der Temperatur und Luftfeuchtigkeit abhängig. Die Höhe der Schwelle soll für sinnvolle Messungen über der Rauschkante liegen. Ein gutes Signal ist nur dann möglich, wenn das Signal-zu-Rauschverhältnis wesentlich größer als 1 ist.

Die Wirkung des THL ist global, genauer gesagt wird dadurch die gesamte Pixelmatrix angepasst. Durch Ausführen eines Schwellen-Scan ohne radioaktive Quelle wurden die Positionen des Rauschgrenze des CdTe-Timepix untersucht. In Tab. 5 sind die verwendeten DAC-Werte dargestellt.

## PreAmp

Die größte Wirkung auf Signal im TOT Modus hat der DAC-Wert *PreAmp*, der die Änderung des Vorverstärkers einstellt. Die Pulshöhe steigt im Zusammenhang mit der gesammelten im Pixel Ladung, somit reguliert PreAmp durch den Anstieg des Vorverstärkers die Höhe des Pulses.

## IKrum

Daneben wird im Analogteil des Timepix noch ein Leckstromausgleich verwendet. Der Entladestrom (DAC *IKrum*) reguliert die Länge des Pulses. So kann Detektorkondensator, der Ladung speichert, mit Erhöhung des IKrum schneller entladen werden. Infolgedessen wird bei dem hohen IKrum-Wert der Puls kürzer und mindert im TOT-Modus den Energiebetrag.

### 3.3 Energieauflösung des Detektors

Unterschiedliche physikalische und elektronischen Prozesse im Detektor beeinflussen seine Energieauflösung. Somit präzisiert diese wie das eigentliche Signal durch physikalische und elektronische Einflüsse verbreitert ist. FWHM (*Full Width at Half Maximum*) definiert die Breite des Photopeaks bei halber Höhe seines Maximums und steht durch folgende Relation mit RMS im Zusammenhang:

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln 2} RMS = 2,35 \cdot RMS \quad (26)$$

Die Energieauflösung des Detektors wird beeinflusst durch [42, 47]:

- statistischen Varianz der erzeugten Signals

$$RMS = \frac{\Delta E}{E} \quad (27)$$

- den Leckstrom und Kapazität  $C$  des Detektors:

$$FWHM \sim \sqrt{aI_{leck} + bC^2} \quad (28)$$

Die  $a$  und  $b$  sind die Konstanten, die von Detektorbauteilen abhängen. Der Leckstrom fließt beim Anlegen der Detektorspannung  $U_{bias}$  aufgrund des enlichen spezifischen Widerstands  $\rho$  und ist von der Dicke  $d$  und Fläche  $A$  des Sensors bedingt:

$$I_{leck} = \frac{A \cdot U_{bias}}{\rho \cdot d} \quad (29)$$

- die Detektorspannung  $U_{bias}$ .

Hohe Detektorspannung reduziert die Driftzeit und infolgedessen den Diffusionsradius. Weiterhin beeinflusst diese einen Degradationseffekt der Zählrate, da diese direkt proportional zum Rauschsignal, aber auch indirekt proportional zu Energieauflösung ist (Kap. 4.2.3). Somit wird es für den Timepix-Detektor empfohlen, Detektorspannungen über -700 V zu vermeiden.

- Raumbedingungen, wie Temperatur oder Luftfeuchtigkeit, durch Wirkung auf z.B. Oberflächenstrom oder mittlere Breite der Ladungsträgerwolke.

Für die Energieauflösung des Timepix sind auch weitere Kriterien von Bedeutung:

- Pixelgröße. Je größer die Pixel, desto kleiner der „Charge Sharing“ Effekt. Die Photonenenergie wird von weniger Pixel detektiert und kann somit genauer bestimmt werden.

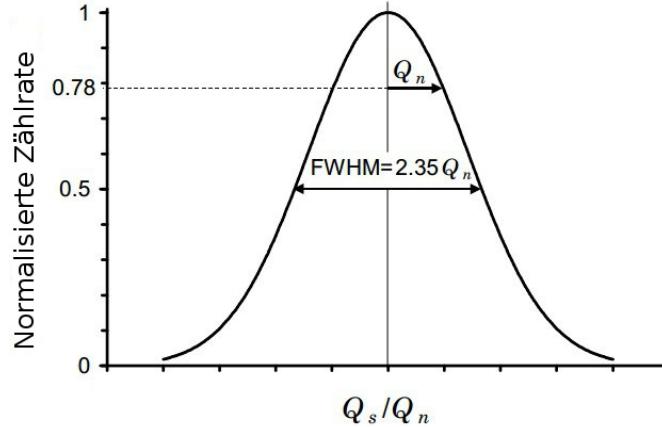


Abbildung 12: Signalauflösung [47].

- die innere Auflösung der elektronischen Auslese. Ein Problem stellt außerdem die riesige Zahl der Auslesekanälen und das Ankopplungverfahren an die Ausleseelektronik.
- spezifisch für CdTe, der Ladungsverlust aufgrund Tellur-Einschlüsse [48]

Die Genauigkeit des Signalbetrages wird durch Schwankungen eingeschränkt. Die Energieauflösung  $\Delta E/E$  ist angenähert als eine Gauß-Verteilung  $P(E) = \delta(E - E_0)$  um die zu bestimmende Energielinie beschrieben werden kann. Die Höhe und Breite jeder Verteilung unterscheidet sich aufgrund der oben erwähnten Effekte im Detektor.

Zusammengefasst, ist für die Optimierung der Energieauflösung des Detektors die Erhöhung des Signalbetrags  $Q_s$  oder die Reduzierung des Rauschens (Noise)  $Q_n$  bedeutend.

- Die Signalhöhe wird durch den Schwerpunkt des Peaks definiert
- Die Peakbreite, von dem Rauschen beeinflusst, bestimmt die Auflösung

## 4 Experimente

In den vorherigen Kapiteln 2.2.3 und 3.3 wurde diskutiert, dass die geeignete Temperaturwahl hohen Einfluss auf die Eigenschaften von Halbleiterdetektoren hat, da sie das Signal-Rausch-Verhältnis beinflusst. Die Temperaturstabilisierung des Detektors ist allerdings oftmals mit hohem Aufwand verbunden. Um einen Zusammenhang zwischen Intensität des infraroten Lichts, der Temperatur und dem Signal im Detektor zu erhalten, wurden verschiedene Eigenschaften getestet. In Kap. 4.2 wurde das Verhalten des Detektors bei infraroter Bestrahlung und unterschiedlichen Raumbedingungen untersucht. Eine übersichtliche Darstellung der Messergebnisse ist im Anschluss in Kap. 5 präsentiert.

### 4.1 Beleuchtung mit Infrarot-Licht und seine Wirkung auf CdTe

Als eine mögliche Alternative zur Kühlung wurde ein Experiment durchgeführt, in dem der Timepix mit CdTe-Sensor mit IR-Licht bestrahlt wurde, um seine Energieauflösung zu verbessern. Es ist ein vielseitiges Infrarotdetektormaterial und wird für optische Fenster, Linsen und elektro-optische Modulatoren verwendet, der Gebrauch im Labor wird aufgrund seiner Toxizität vermieden.

Photonen im nah-infraroten Bereich haben eine Energie knapp unterhalb der Bandlückenenergie von CdTe, weshalb solche Photonen im Sensor nur schwach absorbiert werden. In den mit infrarotem Licht beleuteten Gebieten erhalten Ladungsträger zusätzliche Energie und werden aus tiefen Störstellen in das Leitungsband angeregt (siehe Kap. 2.1.2). Dies wird als Photoleitung bezeichnet. Somit steigt durch die optische Anregung die Leitfähigkeit und der Leckstrom im Halbleiter.

Als Ausgangspunkt für die Untersuchung wurde die Arbeit von Dorogov et al. [49] herangezogen. In dieser Arbeit wurden CdZnTe-Detektoren mit infrarotem Licht bestrahlt und es wurde eine Verbesserung der in der Energieauflösung dieser Detektoren beobachtet. Die infraroten Photonen haben eine Energie, die nahe der Bandlückenenergie von CZT ist. Somit bewirkt das infrarote Licht im CdTe eine Veränderung des Gleichgewichts zwischen der Sammlung von Haftstellen (*trapping centers*) und der Ladungsträgerkonzentration und beeinflusst infolgedessen die Ladungssammlungeffizienz. Nach Dorogov und Ivanov soll die infrarote Strahlung die Detrapping-Zeit verkürzen und die Lebensdauer der Träger erhöhen. Diese Transporteigenschaften haben folglich durch Änderung des  $\mu\tau$ -Produkt einen großen Einfluss auf die Sammeleffizienz der Ladung (CCE) der CdTe-Detektoren.

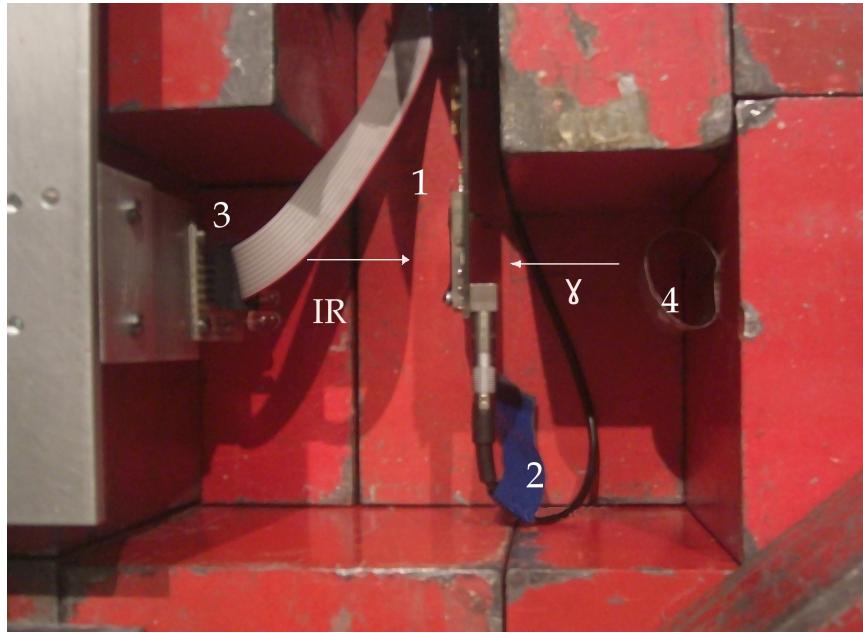


Abbildung 13: Foto des Versuchsaufbau (Zentralansicht):

1. Timepix E03-W0083 mit FitPix-Auslese
2. Externer Hochspannung-Stromversorger SHQ 122M
3. LEDs auf dem Millimeterschieber mit einem D/A-Wandler zum Ansteuern
4. Präparat, ausgerichtet zum Zentrum des ASIC's (Anodenseite)

## 4.2 Messaufbau und Anordnung

Aufgrund der Detektorgeometrie ist nur eine einseitige Bestrahlung ausführbar. Die Geometrie des Messaufbaus war dadurch und durch das optische System praktisch vorgegeben. Der verwendete Aufbau ist in Abbildung 13 dargestellt. Die LEDs sind auf den Sensor gerichtet, der von einem Plastikschutz umhüllt ist. Der Bleiblock dient neben der Abschirmung von Strahlung auch der Abdunkelung von sichtbaren Lichts. Der Detektor ist mit einer externen Hochspannungversorgung verbunden, die gleichzeitig zur Leckstromüberwachung verwendet wurde.

Die maximal angelegte Detektorspannung ist durch den Leckstrom nach oben beschränkt, da dieser zum einen eine Detektorerwärmung hervorruft und zum anderen das Signal-Rausch-Verhältnis beeinträchtigt. Das infrarote Licht erhöht den Leckstrom zusätzlich, weshalb -600 V die maximal mögliche Detektorspannung war. Für die Messungen wurden -300 V, -500 V und -600 V verwendet. Die negative Detektorspannung ermöglicht die Elektronensammlung, bei der positiven werden die Löcher gesammelt. Bei CdTe werden Elektronen an den Elektroden gesammelt, da die Löchermobilität wesentlich kleiner ist als die Elektronenmobilität.

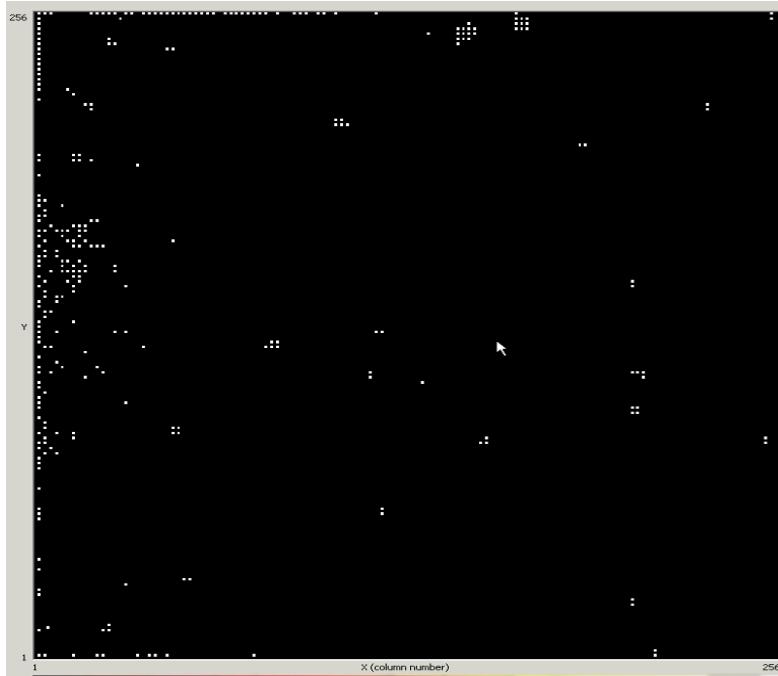


Abbildung 14: Die Pixelmatrix des Detektors unter starker IR-Beleuchtung.

Als Strahlungsquelle wurde Americium-241 ( $^{241}\text{Am}$ ) mit einer Photonenenergie von 59,54 keV verwendet. Der Detektor wurde nur abgedunkelt untersucht, da sichtbares Licht zu verstärktem Detektorrauschen führt. Die Testergebnisse haben gezeigt, dass viele Pixel bei IR-Licht starker Intensität auch in völliger Dunkelheit übersteuern, und somit in der Auswertung nicht berücksichtigt werden können. Beispielsweise wächst bei der starken Beleuchtung ( $11,64 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ ) mit der 850 nm LED langsam die Anzahl von rauschigen Pixel und nach ca. fünf Minuten, ist ein Viertel der Detektorfläche im Rauschen (s. Abb. 14).

Um den Einfluss der infraroten Strahlung auf die Energieauflösung des Detektors zu untersuchen, wurden wellenlängenabhängige Messungen durchgeführt. Für eine einfache Montage und Ausrichtung der LEDs unterschiedlicher Wellenlängen auf den Sensor wurden diese auf einem Millimeterschieber angebracht und mit Hilfe einer Software über einen DAC von Meilhaus Electronic gesteuert. Die Strahlungsintensität der LEDs in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung, die vom DAC reguliert wird, wurde vorher mit einem IR-Messgerät von Thorlabs (PM 100) ermittelt. Die gemessene Leistung umfasst das gesamte abgestrahlte Spektrum mit dem Maximum bei einer bestimmten Wellenlänge. Eine Übersicht über die verwendeten LEDs und ihre Charakteristiken bei  $T = 25^\circ \text{C}$  kann Tab. 4 entnommen werden.

Die Entfernung der Lichtquelle vom Sensor wurde so ausgewählt, dass die LEDs im Abstand von ca. 55 mm die Sensorfläche annähernd homogen beleuchtet. Die pro Zeiteinheit  $t$  ausgestrahlte Energie verteilt sich auf eine Kugeloberfläche  $O$ . Die Intensität  $J$  der LED im Abstand  $R$ , kann näherungsweise als die einer punktförmigen Lichtquelle

Typ (Hersteller)	TSHG 8200	OPE 5685	SFH 485	TSUS 5202
Peak Wellenlänge, [nm]	830	850	880	950
Versorgungsspannung, [V]	1.5 (100 mA)	1.5 (50 mA)	1.5 (100 mA)	1.3 (100 mA)
Strahlungsintensität, [mW/sr]	180	50	25	30
Spektrale Bandbreite, [nm]	40	45	80	50

Tabelle 4: Die Charakteristiken der verwendeten LEDs

betrachtet werden:

$$J = \frac{E}{Ot} = \frac{E}{4\pi R^2 t} \quad (30)$$

Die Energieauflösung des Detektors kann sowohl von der Wellenlänge als auch von der LED-Lichtintensität abhängen (siehe Kap. 5.3). Die Energie einer Photonenwellenlänge kann man über Formel 31 bestimmen.

$$E_{\text{photon}} = \frac{hc}{\lambda}, \text{ mit } hc = 1240[\text{eV} \cdot \text{nm}] \quad (31)$$

Das LED-Licht ist nahezu monochromatisch, dabei entspricht das tatsächliche Emissionspektrum einer Gausverteilung mit Peakwellenlänge und einer spektralen Breite von 40 bis 80 nm, siehe Tab. 4.

Trotz sorgfältiger Aufstellung des Millimeterschiebers kann es vorkommen, dass beim Wechsel der Wellenlänge unterschiedliche Bereiche des Sensors etwas stärker beleuchtet werden. Der Einfluss der Oberflächenqualität auf die Eindringtiefe des Lichts in das CdTe kann die Einheitlichkeit des Signals stören. Die Berechnung der von Sensor absorbierten Gesamtenergie gestaltet sich kompliziert wegen der begrenzten Kenntnisse über die tatsächlichen optischen Eigenschaften der CdTe-Kristalle. Diese Messungen geben daher nur eine Schätzung der erwarteten Resultaten.

#### 4.2.1 Abängigkeit des Leckstroms von der Strahlungsintensität

Cadmiumtellurid ist ein Halbleitermaterial, bei dem die elektrische Leitfähigkeit proportional zur einfallenden Lichtmenge ist (Photowiderstand) [37]. Die optische Durchlässigkeit des CdTe ist von der Wellenlänge und Schichtdicke abhängig. CdTe besitzt eine geringe IR-Absorption und es wird gemäß [21] angenommen, dass es für das Licht der verwendeten LEDs nahezu transparent ist.

Durch die Temperaturerhöhung der bestrahlten Oberfläche kann die durch Strahlung zugeführte Energie ermittelt werden. Der Literaturwert für den Emissionsgrad des CdTe beträgt  $\epsilon = 0,6$  [54]. Es wurde die Temperatur der Sensorsoberfläche während der Belichtung mit Infrarot mit dem EBRO TFI 250 Infrarot-Thermometer überprüft. Diese

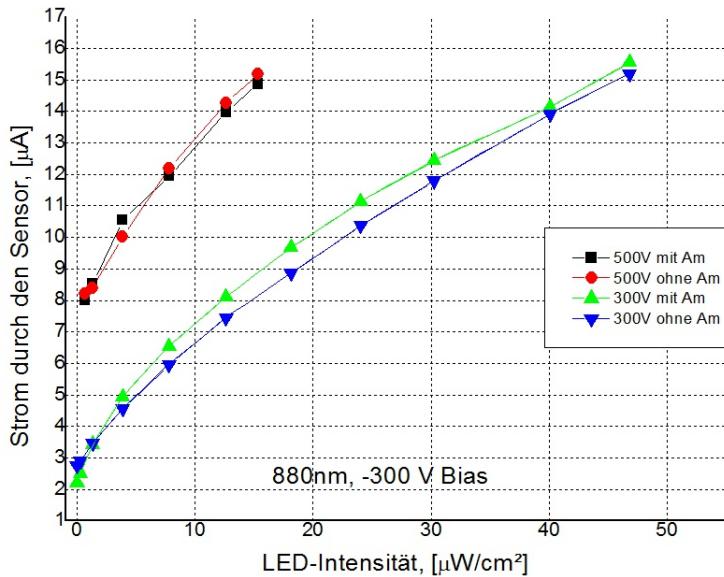


Abbildung 15: Leckstrom in der Abhängigkeit von der Beleuchtungsintensität mit 880 nm LED unter der -300 V und -500 V Detektorspannung, bei ca. 21 °C Umgebungstemperatur.

Messungen haben keine Temperaturänderung festgestellt. Eine Prüfung der Durchlässigkeit des CdTe ist für eine detailliertere Untersuchung notwendig.

In Abbildung 15 sind die Strom-Intensität-Kennlinien für zwei verschiedene Detektorspannungen aufgezeichnet. Der Leckstrom steigt entsprechend der Intensität der LED sowohl mit als auch ohne radioaktiven Quelle annähernd gleichförmig. Da die Photowiderstände verhältnismäßig langsam auf Intensitätsänderung reagieren, so steigt der Leckstrom mit der Zeit und stabilisiert sich nachher. Die Wartezeit ca. fünf Minuten zwischen den Messungen diente zur Stabilisierung des Leckstromwertes.

Steigert man die Intensität der LED, so steigt der Leckstrom. Wie in Kap. 2.1.1 diskutiert, trägt auch ein kleiner Photostrompeak zum Signal bei.

#### 4.2.2 Untersuchung der Temperaturabhängigkeit des Leckstroms

Der Leckstrom begrenzt die Nachweiseffizienz im Detektor (vgl. 3.3). Dieser ist indirekt proportional zur Temperatur des Detektors. Durch Temperatursenkung wird das Rauschen im Detektor geringer.

Die Messungen mit dem Timepix wurden in einem nicht klimatisierten Raum in einer ungedichteten Bleikonstruktion durchgeführt. Schwankende Werte in der Umgebung (Temperatur und Feuchtigkeit) wurden über längere Zeit mittels Klima-Box 524 057 und

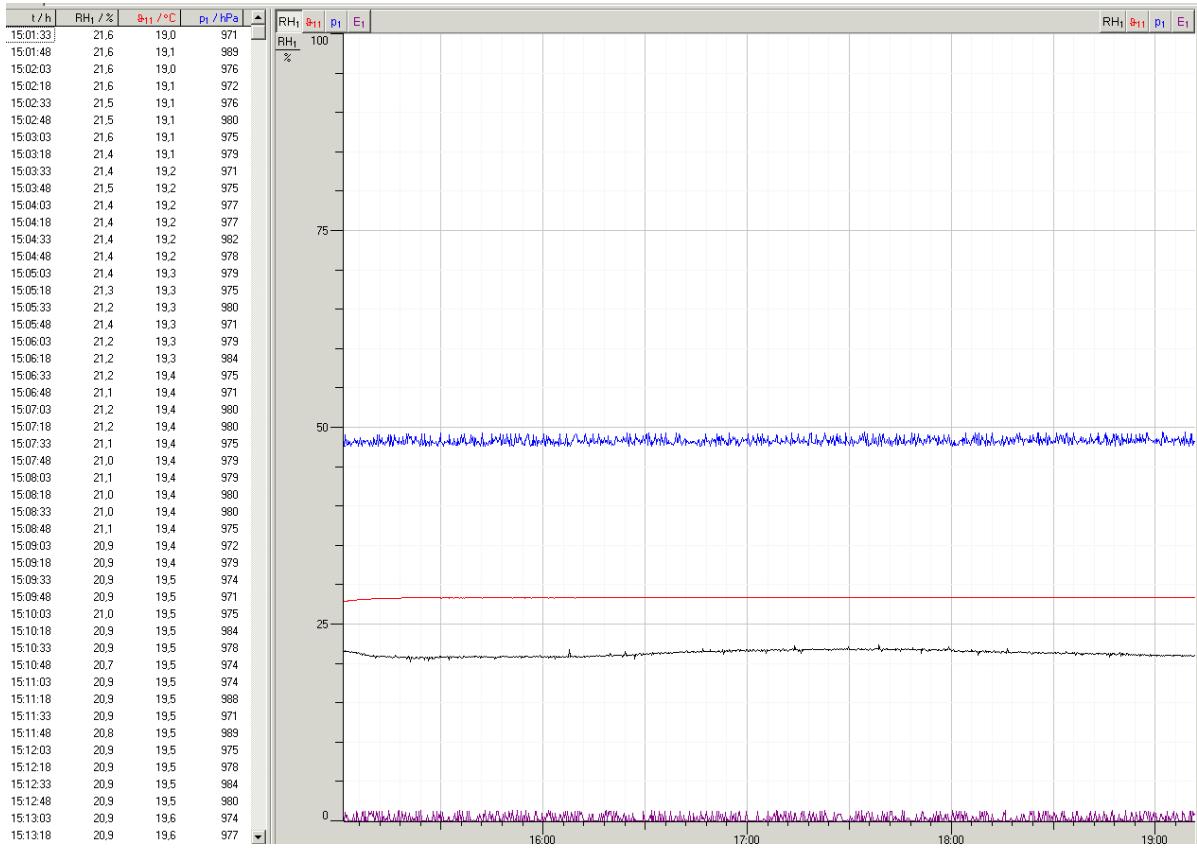


Abbildung 16: Beispiel für eine Messung von Feuchtigkeit  $RH_1\%$ , Temperatur  $\theta^\circ C$  und Druck  $p_1$  hPa.

Pocket-CASSY gemessen und mit der CASSY-Lab Software (Version 1.73) von LD Di-dactic ausgewertet. Der Sensor, mit dem die Lufttemperatur und -feuchtigkeit ermittelt werden, wurde im Aufbau integriert.

In Abb. 16 sind die Umgebungsbedingungen, gemessen für ca 1,5 Liter Messraumvolumen, während des Detektorbetriebs dargestellt. Die Temperatur des ungekühlten Detektors steigt nach dem Einschalten während der Auslesezeit infolge der Verlustleistung. Die Temperatur des Messvolumens steigt langsam bis 2 °C über Raumtemperatur und stabilisiert sich nach ca. 50 Minuten nach dem Inbetriebnahme des Detektors.

Eine leichte Erhöhung der Luftfeuchtigkeit von 20 % auf 30 % erhöht das Rauschen. Hohe Feuchtigkeit beeinflusst den Oberflächenstrom und sorgt für einen verringerten Ladungstransport. Es wurden auch die Feuchtigkeitswerte bis 50 % bei starkem Gewitter beobachtet, was sich auf den Wert des Leckstroms auswirkt. Bei so hoher Feuchtigkeit rauschen die Randpixel und können nicht mehr berücksichtigt werden.

Um den Einfluss der Temperaturänderung auf den Leckstrom und Energieauflösung besser zu beschreiben, wurden die Messungen mit IR-Beleuchtung bei verschiedenen Detektorspannungen und Temperaturen durchgeführt. Dabei hat die Detektorspannung

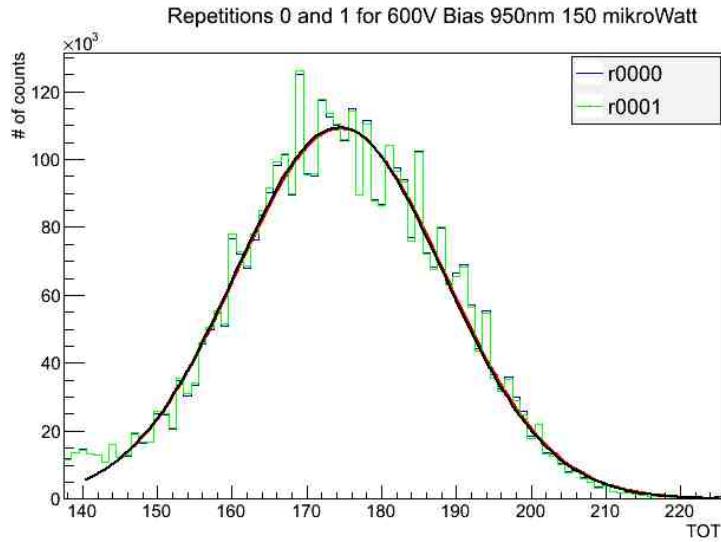


Abbildung 17: Der 59,54 keV Peak von  $^{241}\text{Am}$  im TOT-Spektrum der gesamten Pixelmatrix für zwei Repetitions unter der Beleuchtung mit 950 nm-LED.

einen signifikanten Einfluss auf die Detektoreigenschaften wie Signal-Rausch-Verhältnis, Ladungstransport und Energieauflösung (siehe 3.3). Bei steigender Temperatur und Lichtintensität während der Inbetriebnahme des Detektors nimmt der Leckstrom zu. Einige Messungen waren nur bei niedrigen Raumtemperaturen möglich. So war es möglich eine Detektorspannung bis -600 V mit hoher Lichtintensität ohne Beschädigung des Detektors zu verwenden.

Um die Rolle der Detektorerwärmung zu überprüfen und dadurch entstehende Fehler zu reduzieren wurden mehrere Messungen mit gleichen Bedingungen aufgenommen. Es wurde festgestellt, dass die Erwärmung des Detektors während der Aufnahmezeit keine Relevanz für Energieauflösung hat. Dabei erhöhte sich Temperatur des Messvolumens um ca. 2 °C nach 50 Minuten der Inbetriebnahme und sinkte um ca. 1 °C nach 14 Stunden durch Abkühlung der Raumtemperatur. Die Gaussfits der wiederholten Messungen (Repetitions, Abb. 17) bei  $U_{bias} = -600$  V zeigen kein Unterschied trotz Erwärmung des Detektors und im Laufe der langen Messdauer über 15 Stunden. Die Energieauflösung beider Messungen unerscheidet sich um weniger als 0,5 %.

In Abbildung 18 ist die Temperaturabhängigkeit dargestellt. Daraus kann man sehen, dass die leichte Kühlung von 24 °C auf 21 °C eine Leckstromabnahme von 15 - 20% bewirkt. Dieser Effekt wird bei steigender Strahlungsintensität verringert. Ein Grund dafür kann der Oberflächen-Leckstrom, da dieser von der Querschnittsfläche und nicht von der Kühlung abhängt. Auch hier wurde ca. 5 Minuten zwischen den Messungen gewartet, um den konstanten Wert des Leckstroms zu bekommen. Die Zahlen während der Messung sind die Mittelwerte der annähernd konstanten Messpunkten, da sich der Strom während der Messung nicht ganz stabilisiert.

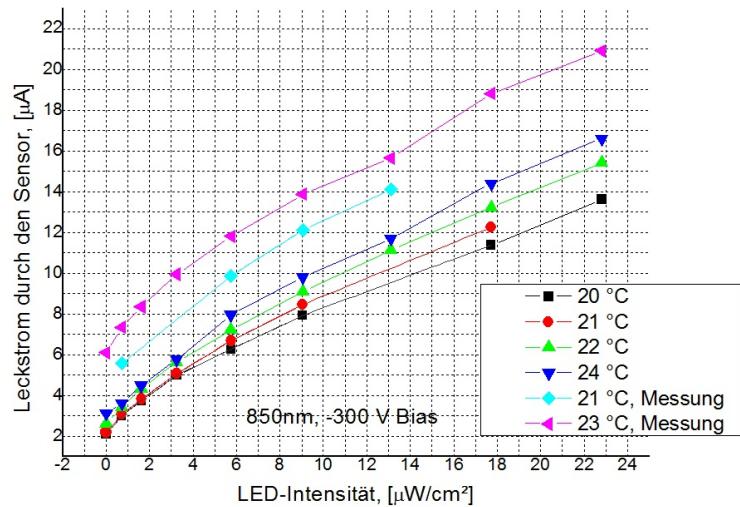


Abbildung 18: Strom-Spannungskennlinien unter der Beleuchtung mit IR-Licht der Wellenlänge  $\lambda = 850$  nm unter der -300 V Detektorspannung

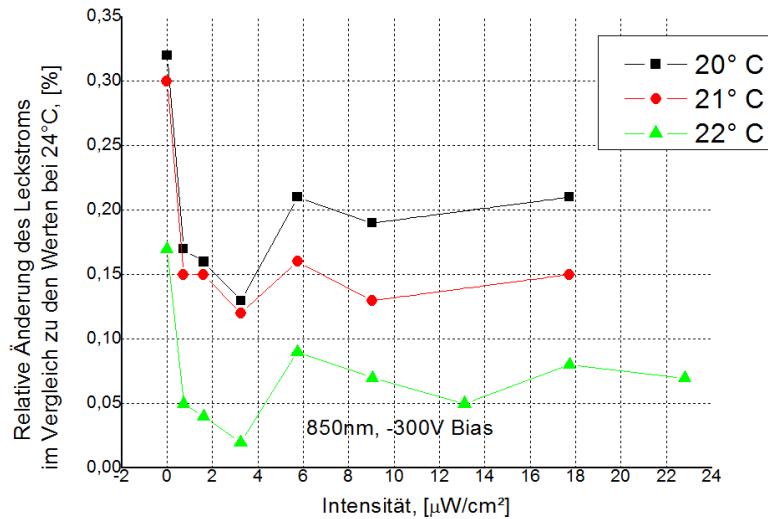


Abbildung 19: Relative Reduzierung des Leckstroms im Vergleich zum Leckstrom bei  $24^\circ\text{C}$  unter der Beleuchtung mit IR-Licht der Wellenlänge  $\lambda = 850$  nm bei -300 V Detektorspannung

Weiterhin zeigt Abbildung 19 die relative Änderung des Leckstroms für verschiedene Raumtemperaturen in Abhängigkeit von der infraroten Strahlungsintensität. Der Vergleich deutet auf eine Reduktion des Störsignals um ca. 5 % bei einer Temperaturabse-

kung um 1 °C. Genauso zeigen die Werte des Leckstroms während der Messung bei der Abkühlung von 23 °C auf 21 °C eine Reduktion um ca. 12 %. Dabei darf die Luftfeuchtigkeit 25 % nicht übersteigen, um eine Kondensation und Rauschsentwicklung zu verhindern (Kap. 4.2.2).

#### 4.2.3 Verhalten des Detektors unter Variation der Spannung

Im Falle der CdTe-Detektor mit Schottky-Kontakte tritt eine Polarisation, induziert durch hohe Detektorspannung. Im Gegensatz zu Schottky-Kontakte soll beim Betrieb des Timepix mit ohmschen Kontakten keine Polarisation durch Hochspannung auftreten [28, 29]. Bei steigender Spannung des Timepix steigt die Anzahl rauschiger Pixel.

##### Degradierungseffekt

Es wurde bei dem Timepix-Detektor mit ohmschen Kontakten einen Degradierungseffekt mit Erhöhung der Detektorspannung beobachtet. Es wurde die Anzahl permanent zählender Pixel bei verschiedenen Detektorspannungen beachtet und eine zeitlich reversible, nicht lineare Zunahme permanent zählender Pixel bei steigender Detektorspannung beobachtet (vgl. [44], Abschnitt *Dependence on the bias voltage*). Bei niedrigen Spannungen zeigte der Detektor eine Erholung (siehe Abb. 20).

Eine mögliche Begründung kann die Steigung der Rauschkante in diesen Pixel durch die Änderung des Raumladungsfeld sein. Ferner kann eine Erhöhung des Oberflächenstroms die Zunahme des Zählerstands bei den Randpixel bewirken.

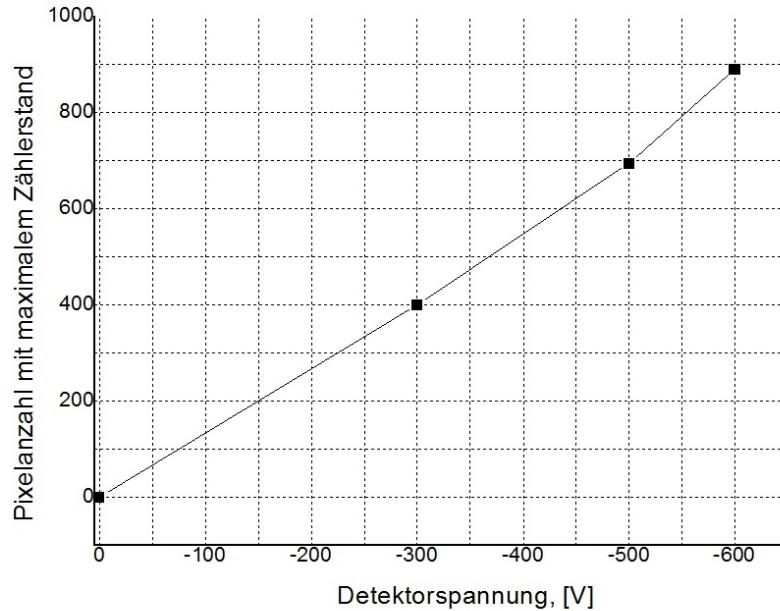


Abbildung 20: Bei steigender Detektorspannung steigt die Anzahl der Pixel, die aufgrund maximalen Zählerstand aussortiert werden.

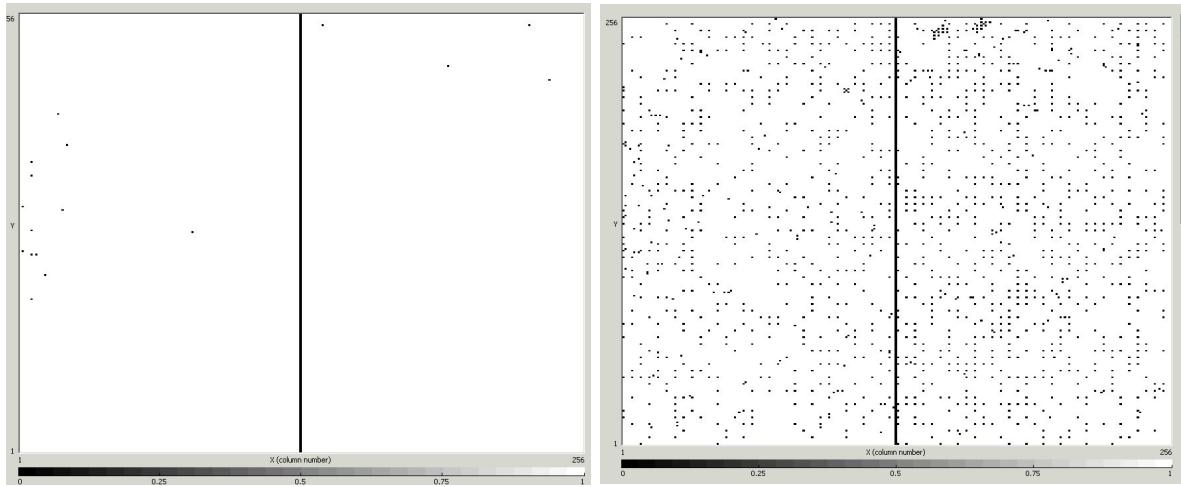


Abbildung 21: Masken: die schwarze Pixel sind ausmaskiert und werden bei der Messung nicht mehr berücksichtigt. Die senkrechte Spalte auf der Pixelmatrix ist ein Auslesedefekt.

## 4.3 Software

### 4.3.1 Datenerfassung

Die Datenerfassung wurde sich mit Pixelman Software, Version 2.1.1, durchgeführt [50]. Zum spektroskopischen Betrieb des Detektors wurde eine THL-Equalizierung durch automatische Anpassung der Energieschwellen vorgenommen (siehe Abb.21). Die erste Maske wurde mit einen regulären USB Readout [51] erstellt. Das USB-Readout hat eine Auslesegeschwindigkeit von maximal 3 Hz, erlaubt dafür aber eine clock von 80 MHz. Eine zweite Maske wurde für die Verwendung des Detektor mit dem FitPix readout erstellt [52]. Das FitPix erlaubt eine schnellere Auslese bis zu 60 Hz, jedoch nur eine maximale Clock von 48 MHz. Bei der Equalizierung wurde neben einigen rauschigen Pixeln die mittlere, defekte Spalte ausmaskiert. Durch Equalisierung mit FitPix wurden über 500 Pixel aussortiert, sowohl gekoppelte an die Auslese als auch ungekoppelte.

In Tab. 5 sind die durch THL-Equalizierung erfasste DAC Einstellungen angegeben.

### 4.3.2 Auswertung

Für die Datenauswertung wurden Programme verwendet, die auf dem Software-Paket **ROOT** [53], am CERN entwickelt, basieren. ROOT ist eine objektorientierte Programmierumgebung, die Instrumente und Methoden für die Datenverarbeitung, Analyse und Darstellung bietet.

Das Tool **single cluster** erstellt aus den Daten TOT-Histogramme für die einzelnen Pixel und für die Gesamtmatrix. Dabei berücksichtigt es nur Events, bei denen nur ein

DAC Einstellungen	Werte: Maske 1, 23 °C	Werte: Maske 2, 19 °C
IKrum	5	5
Disc	100	100
Preamp	210	210
BuffAnalogA	127	127
BuffAnalogB	127	127
Hist	0	0
<b>THL</b>	<b>241</b>	<b>227</b>
THLCoarse	7	7
Vcas	212	212
FBK	120	120
GND	91	91
THS	56	56
BiasLVDS	128	128
RefLVDS	128	128

Tabelle 5: Die DAC Einstellungen, die für die Messungen verwendet.

Pixel getroffen wurde. Dadurch werden Events, bei denen starkes charge sharing auftritt aussortiert. In Abb. 25 ist das mit dem Programm erhaltene Spektrum für zwei Pixel dargestellt.

Die **fit pixeweise** Methode ist eine automatische Routine für das Fitten von Spektren mit einer Gaussverteilung. Die Werte werden in einem ROOT-Tree mit Pixelkoordinaten, TOT-Peakpositionen und -breiten und deren Abweichungen gespeichert. Folglich wird die Energieauflösung im jeweiligen Peak in jedem von ca. 16 000 Pixel maschinell bestimmt und kann als Grafik oder Text-File für die weiterführende Bearbeitung gespeichert werden.

Das **data evaluation** Programm sortiert die Pixel mit unbrauchbaren oder fehlerhaften Werten, z.B. negativen, aus und liefert die Mittelwerte für FWHM und für Fitabweichungen. Die Randpixel und die Pixel mit erheblichen Fitfehler werden bei der Ermittlung der Mittelwerte nicht beachtet. Weiterhin kann man die Anzahl der ursprünglichen und aussortierten Pixel entgegennehmen.

Neben **data evaluation** wurde das **relchange** für Bestimmung der relativen Änderung der Energieauflösung zwischen Messungen verwendet und mit **gnuplot fit histogramm** die Lage des Schwerpunktes dieser Änderung über gesamte Pixelmatrix bestimmt. Die Abb. 22 stellt diese Verteilung dar.

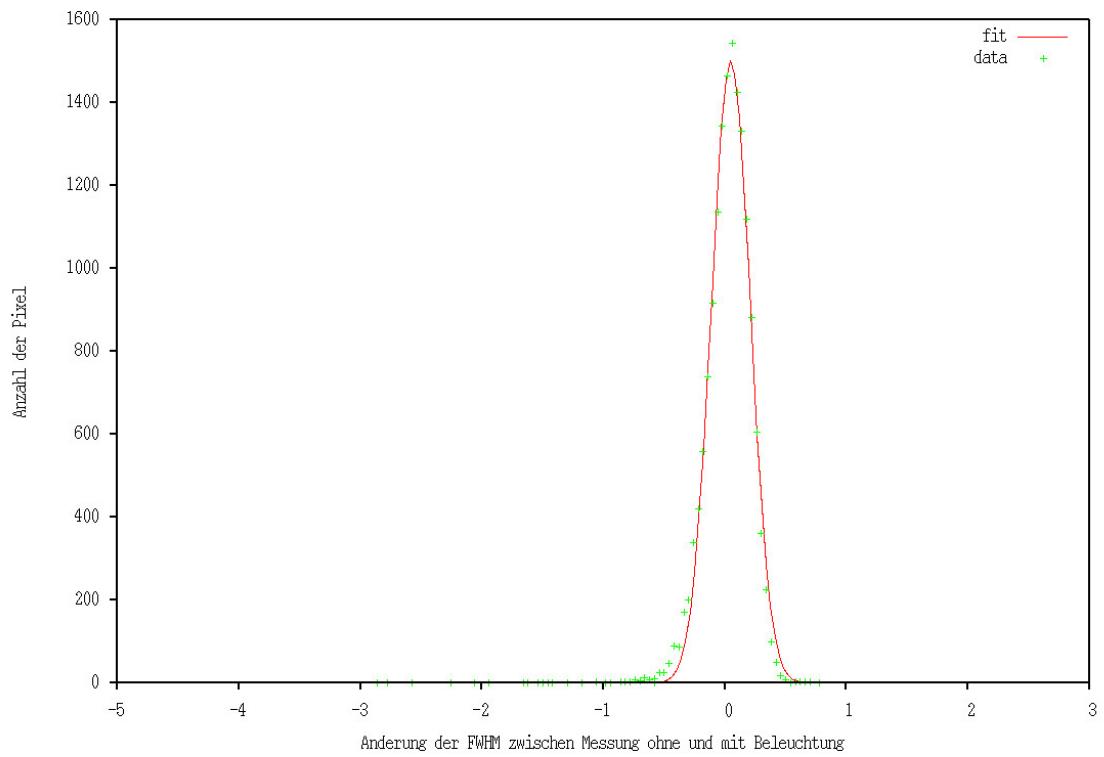


Abbildung 22: Mittels *gnuplot fit histogramm* bestimmte relative Änderung der Energieauflösung zwischen einer Nullmessung und Messung mit Beleuchtung

## 5 Messungen

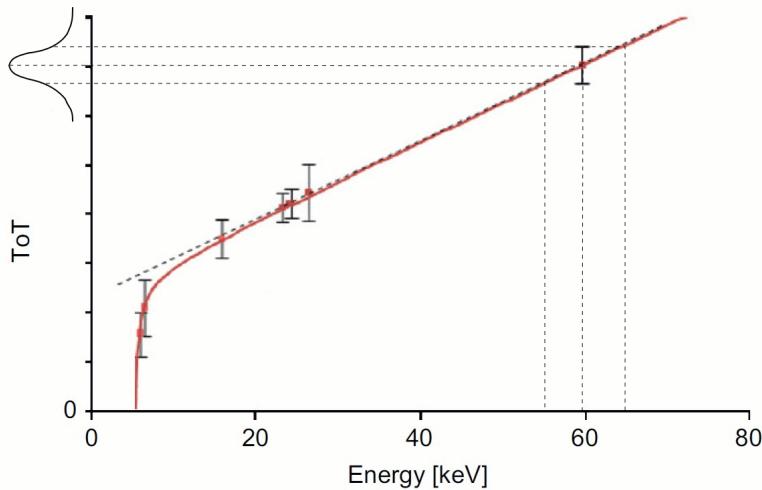


Abbildung 23: Die Kalibrierungsfunktion des Detektors zur Umrechnung der TOT in Energie.

Für die Bestimmung der Energieauflösung wurde der Detektor mit einer  $^{241}\text{Am}$ -Quelle bestrahlt und ein bestimmter Bereich des Spektrums betrachtet. Der charakteristische 59,54 keV Peak steht im TOT-Spektrum abgetrennt und kann somit bequem gefitett werden. Da die Abhängigkeit der TOT von der Energie bei der betrachteten Energie von 59,54 keV linear ist, kann zur Auflösungsbestimmung das TOT-Spektrum anstatt des rekonstruierten Energiespektrums betrachtet werden (vgl Kap. 3.2.1 und Abb. 23).

Jeder Pixel misst aufgrund statistischer Schwankungen eine unterschiedliche Anzahl an Ereignissen bei unterschiedlicher deponierter Energie. Deshalb muss das Energiespektrum der gesamten Pixelmatrix betrachtet werden. Da die Nachweiseffizienz in Pixel sich wegen Kristallzusammensetzung und Kontaktqualität unterscheidet, wurden die Pixel mit viel abweichendem Auflösungsvermögen nicht beachtet. Im Kap. 5.2 wird das inhomogene Ansprechverhalten der einzelnen Pixel und dessen Einfluss auf die Auswertung der Energieauflösung dargestellt.

Die Messungen verliefen mit regulärem USB- und FitPix-Auslesesystem. Die FitPix Auslese ermöglicht eine Auslesegeschwindigkeit bis zu 90 Frames pro Sekunde, erlaubt dafür aber eine maximale Clock von 48 MHz. Dafür verfügt die reguläre USB-Auslese eine schnellere Clock von 80 MHz. Infolgedessen haben Messungen unterschiedlichen TOT-Werte. Die Positionen der TOT-Peakshöhen und -breiten in jedem Pixel wurden mit dem *fit pixelwise*-Scrip bestimmt.

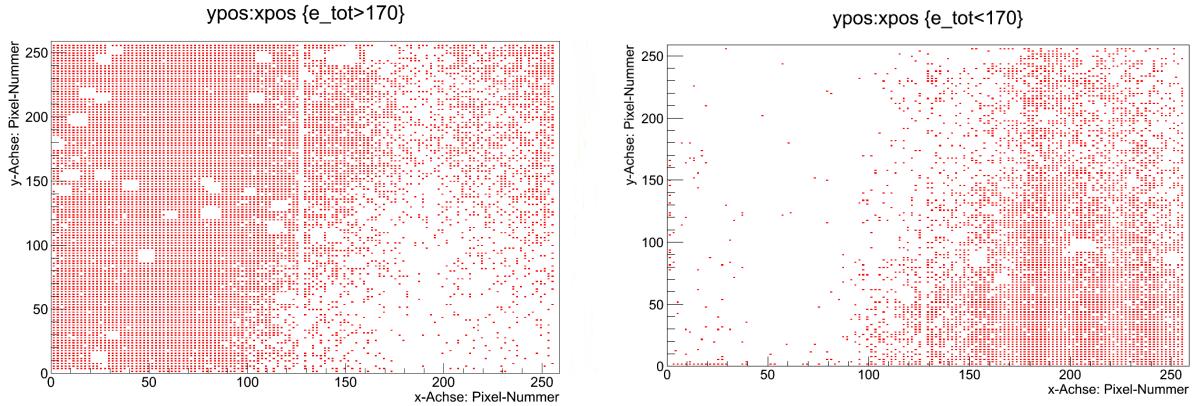


Abbildung 24: Ansprechverhalten der Pixelmatrix auf homogene Bestrahlung durch die  $^{241}\text{Am}$  -Quelle. Links: Pixel, bei denen der 59,54 keV Peakschwerpunkt im TOT-Spektrum größer als 170 TOT ist. Rechts: Pixel, bei denen der 59,54 keV Peakschwerpunkt im TOT-Spektrum kleiner als 170 TOT.

## 5.1 Pixelempfindlichkeit

Es wurde beobachtet, dass die Ladungssammlung des E03-W0083 Timepix ortsabhängig ist. Die Erklärung dafür sind Versetzungen des Kristalls während Zuchtung, Tellurinklusionen, Oberflächenstrom. Auf Abb. 24 ist die Verteilung der Peakpositionen im TOT-Spektrum über die Pixelmatrix gezeigt. Außerdem zeigen die Pixel mit hohem TOT-Zählerstand gegenüber dessen mit niedrigem eine engere Peakbreite und somit höhere Energieauflösung. Diese Tendenz zeigt sich sowohl mit als auch ohne IR-Belichtung, da auch Nullmessungen ohne inraretes Licht gleiche Verteilung aufweisen. Diese Varianz zeigt, dass es zwei Teilbereiche im Sensor bzw. ASIC sind, die unterschiedlich die Ladung sammeln.

Aufgrund des individuellen Rauschniveaus und den ungleichmässigen Widerstandswerten muss die unterschiedliche Pixelempfindlichkeit bei der Auswertung berücksichtigt werden. Die Peakpositionen variieren stark zwischen den Pixeln wie es auf in Abb. 25 dargestellt ist. Die Abbildung zeigt Histogramme für Pixel aus dem linken (22819) und rechten (8605) Teil des Sensors unter der -300 V Detektorspannung mit 880 nm IR-Beleuchtung.

## 5.2 Vergleich der Signalform durch Anpassungsfunktionen

Um den Einfluss des IR-Lichts auf den Detektor zu untersuchen, wurden die gemessenen TOT-Spektren miteinander verglichen. Auf Abb. 26 ist die leichte Verschiebung des TOT-Peaks gemittelt über die ganze Pixelmatrix im Vergleich zum Spektrum ohne

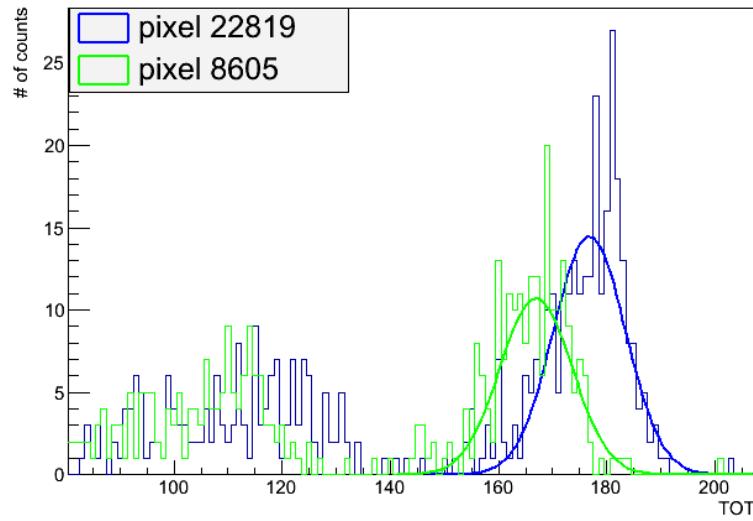


Abbildung 25: Das TOT-Spektrum von  $^{241}\text{Am}$  zweier Pixel 22819 (blau) und 8605 (grün). Die Differenz zwischen den Peaks ist ca. 15 TOT.

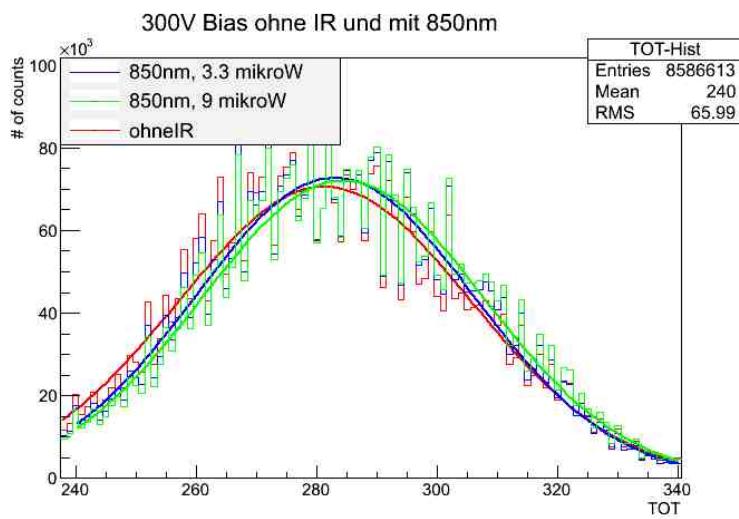


Abbildung 26: Der 59,54 keV Peak im summierten TOT-Spektrum in der Abhängigkeit von der Beleuchtung mit IR-Licht der Wellenlänge  $\lambda = 850$  nm.

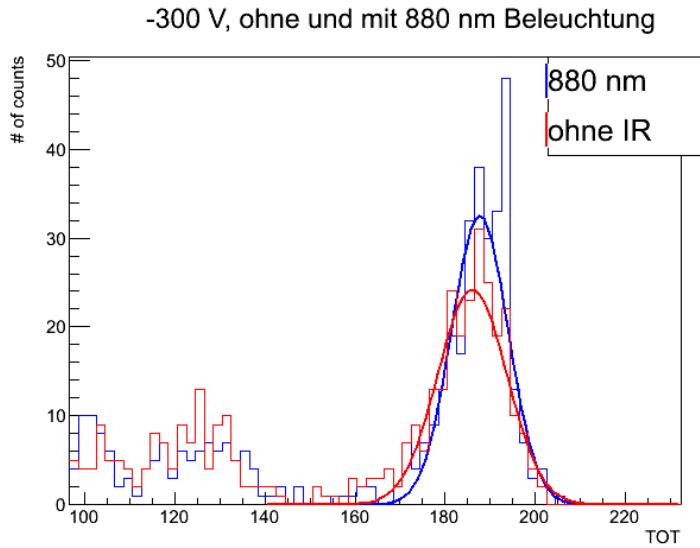


Abbildung 27: Der Zahl der Ereignisse und Pulshöhe in der Abhängigkeit von der Beleuchtung mit 880 nm-LED unter der -300 V Detektorspannung bei gleicher Aufnahmezeit (engl. *acquisition time*)

Beleuchtung für zwei Intensitäten dargestellt. Hier wurde der Sensor unter der -300 V Detektorspannung mit 850 nm LED bestrahlt, Raumtemperatur ca. 22 °C.

Bei steigender Beleuchtungsintensität ändert sich die Position des Peakschwerpunkts in Richtung höher Werte. Auf dem Bild 27 sind die TOT-Gesamtspektren für die Messungen ohne und mit 880 nm Licht dargestellt. Die TOT-Verschiebung scheint der Lichtintensität proportional zu sein.

Abbildung 28 zeigt die TOT-Spektren von Pixel 27645 unter Einstrahlung von IR-Licht ( $\lambda = 850$  nm) unterschiedlicher Intensität. Die dazugehörige Messwerte und die relativen Fehler der Fitfunktion sind in Tabelle 6 angegeben. Einige TOT-Spektren sind unterschiedlich gebinnt (aufgeteilt), um die Fitfehler zu reduzieren.

Intensität, $\mu\text{W}/\text{cm}^2$	Mean	Sigma	RMS, %
0	$279,56 \pm 0,74$	$11,43 \pm 0,65$	$4,08 \pm 0,24$
0,721	$279,33 \pm 1,01$	$13,29 \pm 0,83$	$4,75 \pm 0,31$
1,615	$281,09 \pm 0,84$	$11,81 \pm 0,69$	$4,20 \pm 0,26$
3,250	$282,61 \pm 0,78$	$10,96 \pm 0,66$	$3,88 \pm 0,24$
5,749	$281,27 \pm 1,01$	$11,64 \pm 0,88$	$4,14 \pm 0,33$
9,049	$282,33 \pm 0,90$	$12,38 \pm 0,73$	$4,38 \pm 0,27$
17,718	$284,41 \pm 0,84$	$11,19 \pm 0,84$	$3,93 \pm 0,31$
22,814	$286,00 \pm 1,04$	$10,56 \pm 1,09$	$3,69 \pm 0,39$

Tabelle 6: Die Fitwerte in Pixel 27645

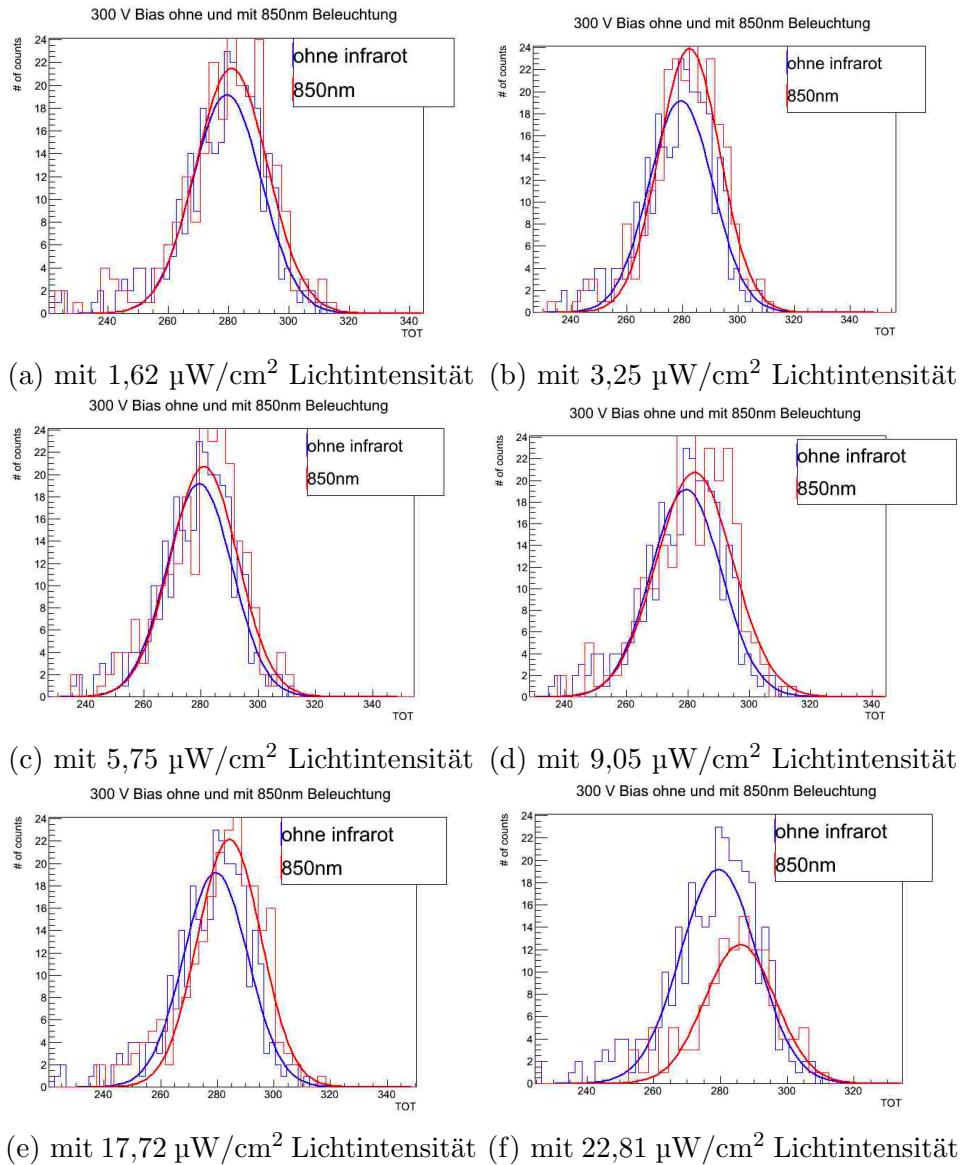


Abbildung 28: Der Pixel 27645 unter der Detektorspannung -300 V für unterschiedlichen Intensitäten der LED mit  $\lambda = 850 \text{ nm}$ .

Weiterhin verfügen die Pixel im rechten Teil der Matrix über eine schlechtere Energieauflösung. Ein Grund dafür könnte die Inhomogenität des CdTe Sensors sein, so dass es im linken Teil zu höheren Ladungsverlusten kommt. Als Beispiel ist Pixel 7025 aufgeführt (Tab. 7).

Intensität, $\mu\text{W}/\text{cm}^2$	Mean	Sigma	RMS, %
0	$264,14 \pm 0,90$	$12,61 \pm 0,86$	$4,77 \pm 0,33$
0,721	$266,38 \pm 0,97$	$13,02 \pm 0,84$	$4,89 \pm 0,32$
3,250	$265,87 \pm 0,99$	$12,44 \pm 0,76$	$4,68 \pm 0,29$
5,749	$266,14 \pm 0,89$	$12,39 \pm 0,70$	$4,66 \pm 0,26$
22,814	$268,32 \pm 1,18$	$14,50 \pm 0,96$	$5,40 \pm 0,38$

Tabelle 7: Die Fitwerte in Pixel 7025

Um den Einfluss der Messbedingungen zu berücksichtigen, wurden die Nullmessungen ohne Beleuchtung zu jeder Messreihe der geänderten Parameter wie Detektorspannung, Wellenlänge oder Raumwerte durchgeführt. Außerdem wurde Prüfung der geänderten Signal-Rausch-Verhältnis realisiert. Mit den Repetitions werden die statistische Messabweichungen betrachtet.

### 5.3 Experimentelle Ergebnisse

Zur Bestimmung der Änderung der Energieauflösung wurden zwei unterschiedliche Methoden angewendet. Mittels *data evaluation* wurde der Mittelwert der Energieauflösung (FWHM) über die gesamte Matrix für jede Messung berechnet (siehe 4.3.2). Ferner wurde die relative Änderung zwischen den Nullmessungen und den Messungen mit Beleuchtung ausgerechnet und mit *gnuplot fit histogramm* die Verteilung dieser Änderung betrachtet. Dabei stellt man ein eindeutiges Problem fest, wenn keine Nullmessungen ohne Beleuchtung zum Vergleich stehen. Beim Vergleich einer Messreihe zu einer Nullmessung mit anderen Raumbedingungen zeigt sich eine hohe Diskrepanz und Fehlerrate.

Die Abb. 29 zeigt die Änderung der Energieauflösung des Detektors unter infraroter Beleuchtung nach beiden Methoden ausgewertet. Beide Methoden zeigen einen ähnlichen Verlauf.

Bei dem *data evaluation*-Programm wurden die Rände der Pixelmatrix nicht beachtet, weil die Randpixel oftmals verfälschte Ergebnisse lieferten. Zum einen liegt das an der Kristallqualität (mehr dazu im Unterkapitel 2.1). Eine weitere Erklärung für die schlechte Qualität der Randpixel kann ein erhöhter Oberflächenstrom im Kantenbereich sein.

In der nachfolgenden Tabelle 8 sind die nummerischen Werte der Energieauflösung (FWHM) des Detektors bei -600 V Betriebsspannung in Prozent unter Beleuchtung mit Infrarot der Wellenlänge  $\lambda = 850$  nm im Vergleich zu Nullmessungen ohne Beleuchtung aufgeführt. Die mittels *data evaluation* bestimmten Fitergebnisse der Energieauflösung

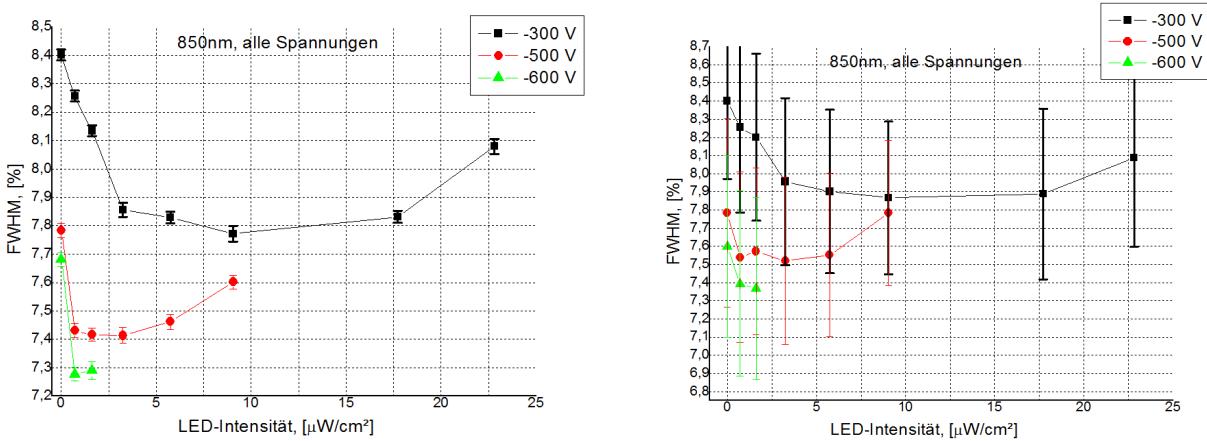


Abbildung 29: Vergleich der Messdaten ausgewertet mit zwei Methoden. Links: *gnuplot fit histogramm*, rechts: *data evaluation*.

für gesamte Matrix ist hier in Prozent angegeben. Die Raumtemperatur der ersten Messungen beträgt ca. 20,5 °C, bei wiederholten Messungen mit der beiden Masken war diese etwas niedriger, ca. 18,5 °C.

Intensität, [ $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ ]	FWHM, [%]	FWHM, [%]	FWHM, [%]
	1. Maske, 20,5 °C	1. Maske, 18,5 °C	2. Maske, 18,5 °C
0	$7,60 \pm 0,50$		$7,59 \pm 0,51$
0,72	$7,39 \pm 0,51$		
0,89		$7,47 \pm 0,48$	
1,06	$7,37 \pm 0,50$	$7,34 \pm 0,48$	$7,47 \pm 0,49$
2,44		$7,27 \pm 0,49$	
3,25			$7,38 \pm 0,57$

Tabelle 8: Mittels *data evaluation* bestimmte Energieauflösung des 59,54 keV Peaks für  $\lambda = 850$  nm und -600 V Detektorspannung

Die Fitfehler dieser Auswertung liegt bei ca. 6-9 %, da sich das Ansprechverhalten eines Teils der Pixelmatrix stark vom Mittelwert unterscheidet und dadurch für die Einschätzung der gesamten Standardabweichung der Zählratenverteilung bedeutend ist. Um den Fitfehler zu reduzieren und die Änderung der Energieauflösung nicht mit statistischen Schwankungen zu verwechseln, wurde das Programm *gnuplot fit histogramm* verwendet.

Abbildung 30 zeigt mit *gnuplot fit histogramm* bestimmte Energieauflösung. Eine Übersicht aller Intensitätsmesspunkten und zugehörigen Werten der Energieauflösung bei allen Spannungen sind in Abbildungen 31, 32, 33 dargestellt.

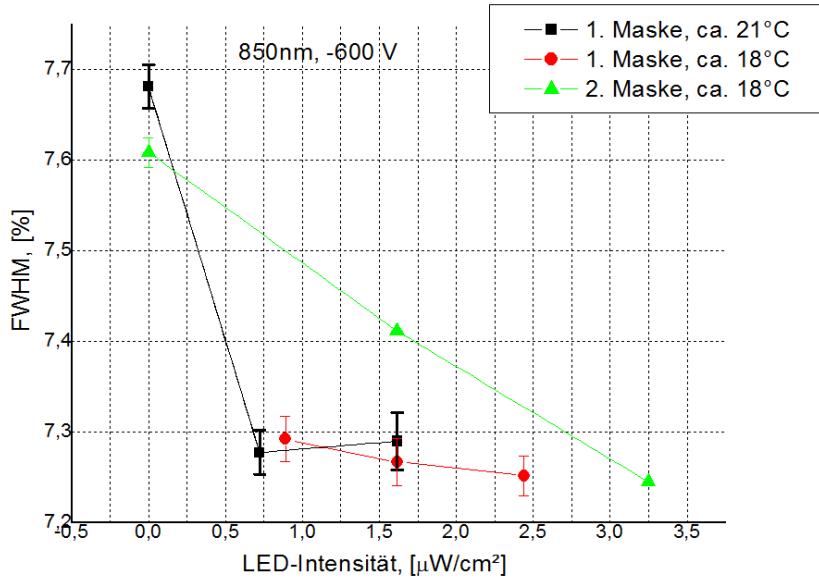


Abbildung 30: Die Energieauflösung des 59,54 keV Peaks für  $\lambda = 850$  nm bei -600 V Detektorspannung gemessen mit unterschiedlichen Rauschmasken.

Eine direkte Temperaturabhängigkeit der Energieauflösung im untersuchten Bereich zwischen 18 und 24 °C wurde nicht festgestellt. Allerdings wurde durch Temperatursenkung die Raschgrenze erniedrigt, was zu einem niedrigeren Wert der THL-Schwelle führt.

Durch das Anpassen einer großen Anzahl von Kurven und deren Vergleich wurde der Bereich der Änderung des Auflösungsvermögens herausgefunden. Bei den Wellenlängen nahe der Bandkante  $\lambda = 850$  nm und  $\lambda = 880$  nm sind die niedrigen Intensitäten aufgrund der höhere Photonenergie relevant. Bei LED  $\lambda = 950$  nm muss eine stärkere Intensität verwendet werden. Abbildung 31 zeigt FWHM-Werte des Detektors, ausgewertet mit *gnuplot fit histogramm*, für Messungen unter -300 V Detektorspannung und für alle Wellenlängen und Intensitäten.

Durch höhere elektrische Felder konnte auch die Ladungssammlungeffizienz aufgrund reduzierter Trapping erhöht werden. Eine Änderung der Energieauflösung ist dagegen bei niedriger Spannung stärker. Die Messergebnisse zeigen bis zu 7,5 % relative Änderung bei -300 V und nur bis 5,5 % bei -600 V. Die Messungen bei  $\lambda = 850$  nm und  $\lambda = 880$  nm wurden mit dem regulären USB-Readout mit schnellerer Clock erfasst. Die schnelle Clock scheint dabei positiv die Energieauflösung zu beeinflussen.

Die Messergebnisse zeigen, dass es sich um einen Effekt handelt, der nur in einem eng begrenzten Bereich gilt, d.h. bei weiterer Steigung der Lichtintensität wird die Energieauflösung nicht besser. Da durch die infrarote Bestrahlung nur die Ansammlung von eingefangenen Ladungsträgern aus tiefen Störstellen erfolgen soll, wie Dorogov et al. [49]

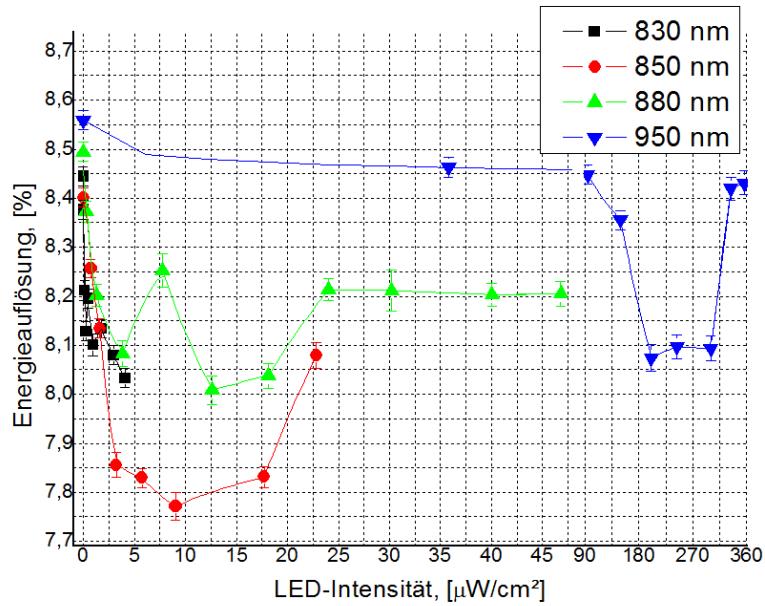


Abbildung 31: Die Energieauflösung (FWHM) des 59,54 keV Peaks in der Abhängigkeit von der Lichtintensität der LEDs der unterschiedlichen Wellenlängen bei -300 V Detektorspannung.

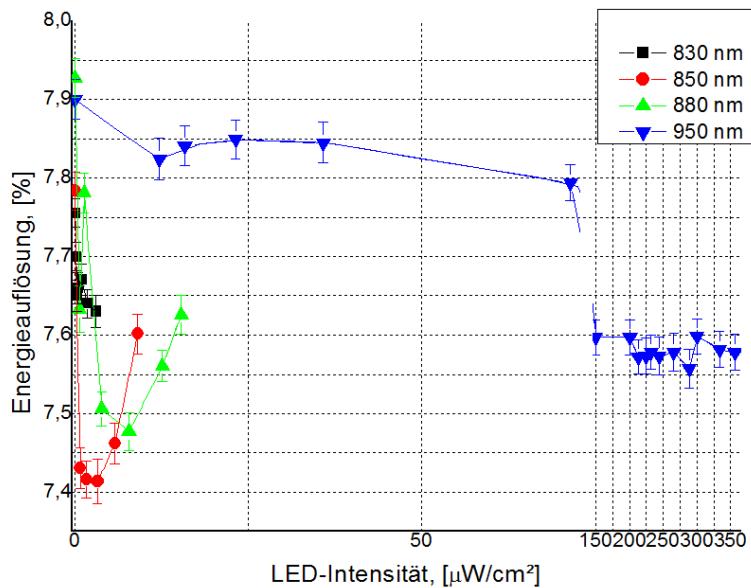


Abbildung 32: Die Energieauflösung des 59,54 keV Peaks in der Abhängigkeit von der Lichtintensität der LEDs der unterschiedlichen Wellenlängen bei -500 V Detektorspannung.

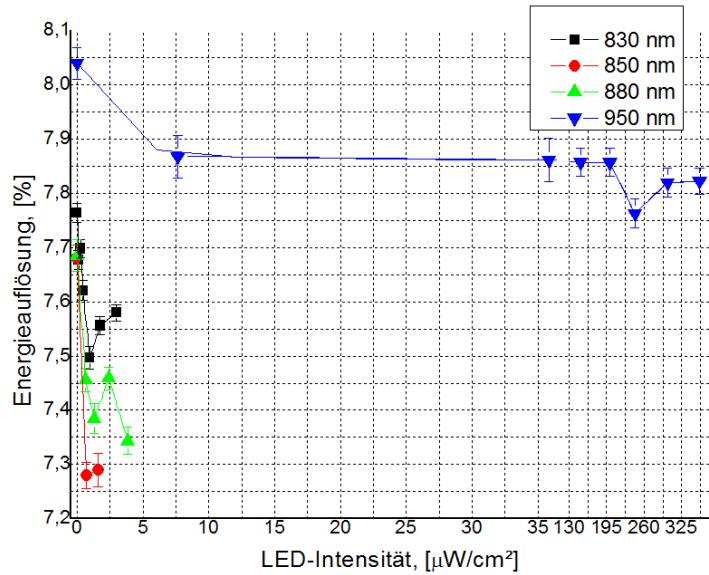


Abbildung 33: Die Energieauflösung des 59,54 keV Peaks in der Abhängigkeit von der Lichtintensität der LEDs der unterschiedlichen Wellenlängen bei -600 V Detektorspannung.

behaupten, so ist die geeignete Wahl der Wellenlänge, Lichtintensität und Detektorspannung für optimalen Detektorbetrieb entscheidend.

Eine korrekte Beschreibung der physikalischen Prozessen in CdTe ist numerisch aufwendig, da die Empfangsfläche nicht für alle Spektralbreiten der LED gleiche Absorptionskoefizienten der Photonen im untersuchten Bereich besitzt. Weiterhin ist die Kristallqualität, also die Zahl und die Sorte der Störstellen, ebenso wie die genaue Bandlückenenergie, für die Leitfähigkeit und somit für die Energieauflösung relevant. Außerdem kann die Anordnung des Messaufbaus einen Beitrag zur Effizienz der Ladungssammlung liefern (Kap. 4.2).

## 6 Zusammenfassung

Für das zur Zeit im Aufbau befindliche Experiment COBRA (CdZnTe  $0\nu$  double Beta Research Apparatus) bieten photonenzählende, pixilierte Detektoren der Medipix-Familie eine einfache Verarbeitung der detektierten Information. Dank intensiver Forschung und Fortschritte im Bereich der Kristallzüchtung können CdTe und CdZnTe als Sensormaterial verwendet werden. Sowohl Cd, Zn als auch Te haben Isotopen mit hohem Q-Wert und einer hohen Isotopenhäufigkeit und kommen somit für den Nachweis des neutrinolosen Betazerfalls in Frage. Die Kristallqualität des Sensormaterial aus CdTe- bzw. CdZnTe-Verbindung und das Rauschen der Ausleseelektronik verringern die Energieauflösung, die entscheidend ist für ein  $0\nu\beta\beta$ -Experiment.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Messungen zur Charakterisierung des CdTe-Sensormaterials durchgeführt. Es wurde der Einfluss der infraroten Strahlung und Raumbedingungen auf den CdTe-Material untersucht. Die Wirkung von Raumtemperatur und Feuchtigkeit auf die Energieauflösung von CdTe-Detektors wurde analysiert. Dabei wurde festgestellt, dass eine leichte Kühlung des Detektors und niedrige Feuchtigkeit (bis 20%) einen hohen Beitrag zur Minderung des Rauschens leisten.

Zur Untersuchung der Energieauflösung bei der Beleuchtung im infraroten Wellenlängenbereich wurde ein abgedunkelter Messplatz aufgebaut. Als Quelle des infraroten Lichts sind gerichtete LEDs mit annähernd monochromatischer Strahlung und einer einstellbaren Intensität für die Messungen verwendet worden. Bei den Messungen wurden vier LEDs mit Wellenlängen nahe der Bandlückenenergie des CdTe-Kristalls verwendet (1,305-1,494 eV). Mit einer Erhöhung der Lichtintensität ist eine Zunahme des Leckstroms, begleitet von einer Verschiebung des TOT-Spektrums in Richtung höheren Werten, zu erkennen (siehe Kap. 5.2). Eine Verbesserung bzw. Verschlechterung der Energieauflösung kann bei bestimmter Photonenwellenlänge und verschiedenen Intensitäten beobachtet werden (vgl. Kap. 5.3).

Da in der Literatur unterschiedliche Werte für die Bandlückenenergie  $E_g$  des CdTe existieren (1,473-1,511 eV), wurde kein eindeutiger Wert für den Timepix gefunden. Bei der Beleuchtung mit 830 nm wurde keine einheitliche Abhängigkeit von der Intensität beobachtet. Im Wellenlängenbereich von 850-880 nm wurde eine Änderung der Energieauflösung um bis zu 7,5 % schon bei niedrigen Intensitäten von 5-20  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$  gemessen. Bei der Beleuchtung mit 950 nm wurde erst bei einer hohen Intensität eine Änderung der Energieauflösung festgestellt.

Bei steigender Detektorspannung nimmt die Zahl permanent zählender Pixel zu, diese können bei Datenauswertung nicht mehr berücksichtigt werden (Kap. 4.2.3). Durch niedrige Spannung und einer IR-Beleuchtung mit der Wellenlänge nahe zu Bandlückenenergie bekommt man weniger rauschige Pixel als bei hoher Spannung und keiner Beleuchtung, welches die Suche nach diesem seltenen Zerfall begünstigt. Um die optimale Energieantwortfunktion des Detektors zu erzielen sind die Wellenlänge und spektrale Breite

der LED, unterschiedliches Absorptionskoeffizient jedes einzelnen Kristalls (Bandlücke, Brechungsindex, Temperatur), Detektorspannung und Auslese bestimmend.

## Literatur

- [1] Brookhaven National Laboratory, R. Davis, Stand Februar 2013, <http://www.bnl.gov/bnlweb/raydavis/research.htm>
- [2] SNO Collaboration, Q. R. Ahmad et al., Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory, *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002) 011301, arXiv:nucl-ex/0204008.
- [3] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda et al., Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos, *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 1562-1567, arXiv:hep-ex/9807003.
- [4] Ed. P. Capper, Properties of Narrow-Gap Cadmium-Based Compounds (INSPEC, IEE, London, UK, 1994) ISBN 0-85296-880-9.
- [5] Medipix collaboration, <http://medipix.web.cern.ch/MEDIPIX>
- [6] F. A. Danevich et al., Search for  $2\beta$  decay of cadmium and tungsten isotopes: Final results of the Solotvina experiment. *Physical Review C* 68, 035501 (2003)
- [7] W.H. Furry, On Transition Probabilities in Double Beta-Disintegration. *Physical Review* 56, 1184 (1939)
- [8] N. Schmitz, Neutrinophysik. Springer 1997, ISBN: 3322801144.
- [9] F. Simkovic, A. F. M.I. Krivoruchenko K. M.I. Krivoruchenko: Neutrinoless double-beta decay and double-electron capture. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 66 (2011), s. 466-451
- [10] J. Suhonen and O. Civitarese, Weak-interaction and nuclear-structure aspects of nuclear double beta decay. *Phys. Rept.* 300, 123-214 (1998)
- [11] E. Caurier, F. Nowacki and A. Poves, Nuclear Structure Aspects of the Neutrinoless Double Beta Decay (2007). arXiv: 0709.0277[nucl-th]
- [12] The EXO-Experiment web-page, Stand Februar 2013. <http://www-project.slac.stanford.edu/exo/>
- [13] J.J. Gomez-Cadenas et al., Sense and sensitivity of double beta decay experiments. *JCAP* 1106:007, 2011
- [14] The COBRA Experiment web-page, Stand Februar 2013. <http://www.cobra-experiment.org/>
- [15] R. B. Firestone, Table of Isotopes. Teubner-Studienbcher, 1996. ISBN 3-519-03058-6.

- [16] S.M. Sze, *Semiconductor Devices-Physics and Technology*, John Wiley & Sons, Zweite Auflage (2002) <http://neutrino.desy.de/projekte/cobra/>
- [17] H. Kiel, Determination of the half lives of rare decays of Cd, Te and Zn isotopes for the COBRA experiment. PhD thesis, University of Dortmund.
- [18] J. Fink, Untersuchungen zur Ladungssammlung in verschiedenen Halbleitermaterialien mittels der Transient Current Technique. Diplomarbeit, Universität Bonn, 2004.
- [19] P. Capper, Properties of Narrow Gap Cadmium-based Compounds, ISBN: 978-0-85296-880-2 (1994)
- [20] P. Hlídek, J. Bok, J. Franc, and R. Grill, Refractive index of CdTe: spectral and temperature dependence. *J. Appl. Phys.* 90 (2001) 1672-1674
- [21] J. Kubát, Photoelectric spectroscopy of deep electronic levels in high-resistivity CdTe, Masterarbeit, Charles University in Prague, 2006
- [22] E. Guni, Untersuchung von CdTe als Sensormaterial für die spektroskopische Röntgenbildgebung. Doktorarbeit, Uni Erlangen-Nürnberg, 2012
- [23] A. Castaldini, A. Cavallini, B. Fraboni, P. Fernandez und J. Piqueras: Deep energy levels in CdTe and CdZnTe. *Journal of Applied Physics*, 83(4):2121-2126, 1998.
- [24] W. Stadler, D.M. Hofmann, B.K. Meyer, R. Krause-Rehberg, A. Polity, Th. Abgarjan, M. Salk, K.W. Benz, M. Azoulay, *Acta Phys. Pol. A* 88 (1995) 921
- [25] J. Frenkel, On pre-breakdown phenomena in insulators and electronic semi-conductors, *Phys. Rev.*, vol. 54, pp. 647-648, 1938
- [26] K.R. Zanio et al., Transport Properties in CdTe, *Phys. Rev. B*, 4(2): 422-431, 1971
- [27] D. Bale und C. Szeles, Nature of polarization in wide-bandgap semiconductor detectors under high-flux irradiation: Application to semi-insulating CZT. *Physikal Review B*, 77, 2008.
- [28] R. Matz and M. Weidner, Charge collection efficiency and space charge formation in CdTe gamma and x-ray detectors. *Nucl. Instrum. Methods A*, 406:287-298, 1998
- [29] T. Takahashi et al, High resolution Schottky CdTe diode for hard x-ray and gamma-ray astronomy. *Nucl. Instrum. Methods A*, 436:111-119, 1999.

- [30] M. Niraula, A. Nakamura, T. Aoki, Y. Tomita, Y. Hatanaka, Stability issues of high-energy resolution diode type CdTe nuclear radiation detectors in a long-term operation, *Nucl. Instr. And Meth A* 491, pp. 168-175 (2002)
- [31] T.E. Schlesinger, R.B. James, Semiconductors for Room Temperature Nuclear Detector Applications. *Semiconductors and Semimetals*, V. 43, Pages iii-xvii, 1-593 (1995)
- [32] [physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html](http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html)
- [33] C. Szeles, CdZnTe und CdTe materials for X-ray and gamma ray radiation detector application, *phys. stat. sol. (b)*, No. 3, 783-790 (2004)
- [34] U. Fano, Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions, *Phys. Rev.* 72, pp. 26 (1947)
- [35] T. Takahasi, S. Watanabe, G. Sato, Y. Okada, S. Kubo, Y. Kuroda, M. Onisi, R. Ohno, High resolution CdTe detector and applications to imaging devices, *IEEE NSS Conference Record*, DOI: 10.1109/NSS-MIC.2000.949043, Vol. 4, pp. 31-34 (2000)
- [36] I. Turkevych, R. Grill, J. Franc, E. Belasand, P. Höscho and P Moravec, *Semi-cond. Sci. Technol.*, vol. 17, p. 1064, 2002.
- [37] D. Greiffenberg, Dissertation Charakterisierung von CdTe-Medipix2-Pixeldetektoren. Doktorarbeit, Uni Freiburg, 2010
- [38] M. Benoit, L.A. Hamel, Simulation of charge collection processes in semiconductor CdZnTe  $\gamma$ -ray detectors, *Nucl. Instr. And Meth. A* 606, pp. 508-516 (2009)
- [39] G. Fonthal, L. Tirado-Mejía, J.I. Marín-Hurtado, H. Ariza-Calderón, J.G. Mendoza-Alvarez, Temperature dependence of the band gap energy of crystalline CdTe, *Journal of Phys. and Chem. of Solids*, v. 61, pp. 579-583, 2000, Elsevier
- [40] G.D. Mahan, Temperature dependence of the band gap in CdTe, *Journal of Phys. and Chem. of Solids*, v. 26, pp. 751-756, 1965, Elsevier
- [41] L.A. Kosyachenko et al., Special features of conductivity of semi-intrinsic CdTe and CdZnTe single crystals used in X- and  $\gamma$ -ray detectors. 2010, *Hard X-Ray, Gamma-Ray, and Neutron Detector Physics XII*, Proc. of SPIE Vol. 7805, 78051I ©2010 SPIE
- [42] P. Heijmans, J. Kärger, *Diffusion in Condensed Matter - Methods, Materials, Models*, ISBN-13: 978-3-540-20043-7, Springer Verlag (2005)
- [43] Medipix2-TPX Manual, <http://medipix.web.cern.ch/MEDIPIX/Medipix2/indexMPIX2.html>

- [44] M. Filipenko, Experimental Investigation of Pixelated Semiconductor Photodetectors with CdTe Sensor Material for the Search for the Neutrinoless Double Beta Decay. Masterarbeit, Uni Erlangen-Nürnberg, 2012
- [45] J. Jakubek, A. Cejnarova, T. Holy, S. Pospisil, J. Uher, Z. Vykydal, Pixel detectors for imaging with heavy charged particles. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research A 591 (2008) 155-158.
- [46] X. Llopart, R. Ballabriga, M. Campbell, L. Tlustos, W. Wong, Nucl. Instr. and Meth. A 581 (2007) 485.
- [47] H. Spieler, Radiation Detectors and Signal Processing, Part III. Electronic Noise, 2005 bei <http://www-physics.lbl.gov/>, Stand Januar 2013
- [48] A. Bolotnikov, G.S. Camarda, G.A. Carini, Y.Cui, K.T. Kohman, I. Li, et al., Performance-limiting Defects in CdZnTe Detectors, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 54, pp. 821-827 (2007)
- [49] P. Dorogov, V. Ivanov, A. Loutcharnski, L. Griegorjeva, D. Millers, Improving the performance of CdZnTe detectors using infrared stimulation. IEEE, 2011
- [50] D. Turecek et al., Pixelman: a multiplatform data acquisition and processing software for Medipix2, Timepix and Medipix3 detectors, 2001 JINST 6 C01046.
- [51] Z. Vykydal, J. Jakubek, S. Pospisil, USB interface for Medipix2 pixel device enabling energy and position-sensitive detection of heavy charged particles. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research A 563 (2006) 112-115.
- [52] V. Kraus et al., FITPix - fast interface for Timepix pixel detectors, 2011 JINST 6 C01079.
- [53] <http://root.cern.ch/root/>
- [54] S. Dost, B. Lent, Single Crystal Growth of Semiconductors from Metallic Solutions, p. 379, Elsevier Science and Technology, 2007

## **Danksagung**

Für eine direkte oder indirekte Unterstützung sowie fachliche und persönliche Betreuung der vorliegenden Arbeit und eine angenehme Zusammenarbeit bedanke ich mich bei Prof. Dr. Gisela Anton, Dr. Thilo Michel und Dr. Jürgen Durst. Desweiteren bedanke ich mich auch bei meinen zahlreichen Mitarbeitern der „Radiation and Detector Physics Group“ für viele fachliche Diskussionen und Hilfsbereitschaft.

Einen ganz besonderen Dank möchte ich meinen Zimmerkollegen Michael Filipenko und Thomas Gleixner aussprechen, die dieses Werk wissenschaftlich begleitet und besonders beeinflusst haben. Ebenso gilt mein besonderer Dank meiner Familie, die mein Forschungsinteresse unterstützt hat.

Abschließend ein großes Dankeschön an alle Autoren der hier gelisteten hilfreichen Werke, die mich fachlich weitergeführt haben.

## **Erklärung**

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

Erlangen, 23.05.2013