

**TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DRESDEN**



---

Ortsaufgelöste Effizienzbestimmung  
von CdZnTe Halbleiterdetektoren  
mit kollimierter Gammastrahlung  
für das COBRA-Experiment

Diplomarbeit  
zur Erlangung des wissenschaftlichen Grades  
Diplom-Physiker

vorgelegt von

Arnd Sörensen  
geboren am 07.11.1986 in Arnstadt

Institut für Kern- und Teilchenphysik  
der Technischen Universität Dresden  
2011

Eingereicht am 7.11.2011

1. Gutachter: Prof. Dr. Kai Zuber  
2. Gutachter: Jun.-Prof. Dr. Arno Straessner  
Betreuer: Dipl. Phys. Daniel Gehre

## Kurzfassung

Die Suche nach dem neutrinolosen, doppelten Betazerfall ist ein wichtiger Bereich der modernen Neutrinophysik und kann Aufschluss über die Größe und Natur der Neutrinomassen geben. Das COBRA Experiment widmet sich der Suche nach solchen extrem seltenen Kernzerfällen und verwendet dazu intrinsische Halbleiter aus CdZnTe, die gleichzeitig Quellmaterial und Detektoren sind. Die Ladungstransportigenschaften des Materials machen es nötig diese mit Coplanar-Grid Anoden auszulesen. Für diese Arbeit wurden die bei COBRA verwendeten Detektoren mit einer kollimierten Gammastrahlungsquelle orts aufgelöst und automatisiert auf Ladungssammelungs-Effizienz und Vollenergie-Ansprechvermögen untersucht. Es werden die theoretischen Grundlagen dargestellt, die Vorgehensweise der automatisierten Messungen geschildert und die Ergebnisse für 18 untersuchte Detektoren anhand ausgewählter Beispiele aufgezeigt.

## Abstract

The Search for neutrinoless, double beta decay is an important part of modern neutrino physics and the gold-plated channel to the understanding of the origin and nature of neutrino masses. The COBRA experiment is dedicated to the search of these extremely rare processes and uses the intrinsic semi-conductor material CdZnTe, which can be used as a source and a detector at the same time. Due to the specific charge transport properties, it is necessary to use a special read-out technique, so-called Coplanar Grid Anodes. For this work, the COBRA detectors were studied with the use of an automated, spatial resolved determination of the charge collection- and full energy efficiency with a collimated gamma-ray source. This text presents the theoretical considerations and methods of the automated measurements and shows the results of the scanning of 18 detectors with selected examples.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Neutrino-physik und doppelte Betazerfälle</b>	<b>5</b>
2.1	Theorie . . . . .	7
2.2	Kernphysik und Phänomenologie . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Das COBRA - Experiment</b>	<b>13</b>
3.1	$\beta\beta$ -Zerfälle bei COBRA . . . . .	15
3.2	Aufbau . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Cadmium-Zink-Tellurid Detektoren</b>	<b>21</b>
4.1	Wechselwirkung Strahlung-Materie . . . . .	22
4.1.1	Elektronen - Materie Wechselwirkung . . . . .	22
4.1.2	Gammastrahlung - Materie Wechselwirkung . . . . .	23
4.1.3	Detektion in Halbleitermaterialien . . . . .	25
4.2	Cadmium-Zink-Tellurid als Detektormaterial . . . . .	27
4.3	Das Coplanar-Grid . . . . .	30
4.3.1	Das Shockley - Ramo Theorem . . . . .	33
4.3.2	Charge Collection Efficiency . . . . .	34
4.3.3	Die CCE für COBRA Coplanar-Grid Detektoren . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Effizienzbestimmung</b>	<b>41</b>
5.1	Elektronische Auslese der COBRA CPG Detektoren . . . . .	44
5.2	Bestimmung der optimalen Arbeitsparameter . . . . .	47
5.2.1	Wichtungsfaktorbestimmung . . . . .	47
5.2.2	Hochspannung und Grid Bias . . . . .	49
5.3	Bestimmung der totalen Effizienz . . . . .	50
5.4	Ortsaufgelöste Effizienzbestimmung . . . . .	51
5.4.1	Kollimator und Strahlprofil . . . . .	53
5.4.2	Positioniertisch . . . . .	54
5.4.3	Durchführung . . . . .	54
5.4.4	Auswertung der 2D Scans . . . . .	56
5.4.5	Interpretation der Ergebnisse . . . . .	59
5.5	3D Informationen aus 2D Scans . . . . .	61
5.5.1	Tomographie . . . . .	62
5.5.2	Pulsform-Analyse . . . . .	64
5.5.3	Schlussfolgerungen . . . . .	65

<b>6 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>71</b>
<b>A Liste der COBRA CPG Detektoren</b>	<b>73</b>
<b>B Strahlenschutz-Berechnungen des Kollimators</b>	<b>77</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>79</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>83</b>
<b>Literatur</b>	<b>85</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Neutrinos nehmen seit ihrer Postulierung durch PAULI im Jahr 1930 eine Sonderstellung in der Elementarteilchenphysik ein. So blieben sie zunächst noch ca. 25 Jahre nur theoretisch eingeführt und experimentell unentdeckt. Erst REINES und COWAN gelang 1956 der direkte Nachweis [RC56]. Bis heute sind viele Fragen über die Eigenschaften der Neutrinos unbeantwortet und stellen somit sowohl theoretisch als auch experimentell einen wichtigen Forschungsbereich dar: Besitzen Neutrinos ein magnetisches Moment? Sind sie stabile Teilchen oder können sie zerfallen? Welches sind ihre Oszillations-Parameter? Eine zentrale Rolle nimmt dabei die Frage nach der Charakteristik der Neutrinomassen ein. Auch wenn Oszillations-Experimente bestätigt haben, dass zumindest eines der Neutrinos eine endliche Ruhemasse besitzen muss, so sind doch fundamentale Aspekte wie die Art der Massengenerierung, also DIRAC- oder MAJORANA-artig, ungeklärt. So könnte das Neutrino, im Gegensatz zu allen anderen im Standard Modell der Teilchenphysik bekannten fundamentalen Fermionen, ein MAJORANA-Teilchen und damit sein eigenes Anti-Fermion sein [Sch97].

Bestimmte Atomkern-Konfigurationen können zu doppelten Betazerfällen (Abk.:  $\beta\beta$ -Zerfall) führen, deren Untersuchung großes Potential für die Neutrinophysik birgt. Denn eine direkte Beobachtung eines speziellen neutrinolosen doppelten Betazerfalls (Abk.:  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall) würde nicht nur die Frage nach der Art der Neutrinomasse beantworten, sondern wäre auch die einzige Möglichkeit die effektive MAJORANA-Masse des Elektron-Neutrinos experimentell zu bestimmen. Damit ist die Erforschung der doppelten Betazerfälle eine einzigartige Möglichkeit, um nach Physik jenseits des Standard Modells der Teilchenphysik zu suchen, da darin die Masse der Neutrinos als verschwindend angenommen wird [Sch97].

C0BRA steht für *Cadmium-Zinc-Telluride 0-Neutrino Double-Beta Research Apparatus* und ist eines von aktuell ca. 14 Experimenten zur Suche nach diesen (im Falle des  $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls) bisher unbeobachteten Zerfällen<sup>1</sup>. Dazu wird ein modularer Aufbau aus bis zu 64 kubischen Detektoren aus dem intrinsisch halbleitenden Material Cadmium-Zink-Tellurid (Abk.: CdZnTe oder CZT) gewählt, das selbst 5 von 35 bekannten Isotopen enthält, die potentiell einem solchen  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall unterliegen können. In diesem Konzept sind die Detektoren selbst auch gleichzeitig das Quellmaterial, was zu einer besonders einfachen Struktur und hohen Effizienz des Experiments führt [Zub01; Zub06; Daw09b].

Die Verwendung dieses Materials bietet noch weitere Vorteile, z.B. die Möglichkeit die Halbleiterdetektoren bei Raumtemperatur betreiben zu können, führt aber auch zur Verwendung von speziellen Techniken, wie z.B. dem Einsatz einer coplanaren Anodengeometrie. Diese ist notwendig, um die stark unterschiedlichen Ladungsträgerbeweglichkeiten der Elektronen und Löcher auszugleichen [Luk94]. Damit werden die CdZnTe-Würfel zu komplexen Detektoren deren Eigenschaften und Effizienz gut verstanden werden muss, um, wenn existent, die extrem seltenen doppelten Beta-

---

<sup>1</sup> Es existiert eine in der Forschungsgemeinde kontrovers diskutierte Behauptung von [KKK06], den  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall bereits an  $^{76}\text{Ge}$  beobachtet zu haben.

---

zerfälle beobachten zu können.

Hauptaufgabe dieser Arbeit ist es deshalb, zunächst die totale Detektionseffizienz der einzelnen Detektoren zu untersuchen, um daraufhin orts aufgelöste Messungen durchführen zu können. Die COBRA CPG Detektoren sollen dabei mittels einer kollimierten Gammastrahlungsquelle auf lokale Schwankungen der Ladungs-Sammelungs-Effizienz und des Vollenergie-Ansprechvermögens überprüft werden.



## Kapitel 2

### Neutrino-physik und doppelte Betazerfälle

In der ursprünglichen und einfachsten Form des Standardmodells der Teilchenphysik werden Neutrinos als masselose Fermionen angenommen, die in drei Dupletts mit ihren jeweiligen geladenen leptonischen Partnern

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$$

vorkommen. Das gleiche gilt für die Anti-Leptonen

$$\begin{pmatrix} e^+ \\ \nu_e^c \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu^+ \\ \nu_\mu^c \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau^+ \\ \nu_\tau^c \end{pmatrix},$$

wobei jeder Familie die erhaltene Leptonenzahl  $L_{e,\mu,\tau} = 1$  bzw. für die Anti-Leptonen  $L_{e^c,\mu^c,\tau^c} = -1$  zugeordnet wird. In dieser Theorie findet also keine Umwandlung von Teilchen zwischen den verschiedenen Familien statt, außerdem sind Teilchen und Anti-Teilchen voneinander getrennt und unterscheidbar [Sch97].

Bereits 1957 wurde von PONTECORVO eine mögliche Neutrino - Anti-Neutrino Oszillation vorgeschlagen, die sich so aber später nicht bestätigt hat [Pon57]. 1962 begannen MAKI, NAKAGAWA und SAKATA auch Oszillationen zwischen Neutrinos der verschiedenen Familien theoretisch zu untersuchen [MNS62]. Das ist aber nur möglich, wenn es mindestens einen nicht verschwindenden Massen-Eigenzustand  $|\nu_i\rangle$  ( $i = 1, 2, 3$ ) gibt, der vermittelt über die folgende Relation die Wechselwirkungs-Eigenzustände  $|\nu_\alpha\rangle$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) aufbaut:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle. \quad (2.0.1)$$

Hierbei bezeichnet  $U_{\alpha i}$  das entsprechende Element der Mischungsmatrix, die zu Ehren der oben genannten Persönlichkeiten heute oft als PMNS - Matrix bezeichnet wird [BV92]. Das Neutrino-Oszillationen und damit verbunden massive Neutrinos existieren müssen, wurde in den letzten Jahren vor allem durch das Super-Kamiokande, SNO, das KamLAND Reaktor-Neutrino Experiment und Beschleuniger Experimente wie K2K, MINOS und OPERA gezeigt [Ahm02; TV08].

Die Existenz solcher nicht verschwindender Neutrinomassen ist notwendige Voraussetzung für die extrem seltenen neutrinolosen doppelten Betazerfälle, welche unter bestimmten Umständen nicht nur die einzige Möglichkeit der Bestimmung der Elektron-Neutrinomasse sind, sondern im Falle ihrer Existenz auch sofort die Entscheidung zwischen DIRAC- und MAJORANA-artigen Neutrinos liefern. Aber auch die bereits beobachteten, häufiger vorkommenden neutrinobegleiteten doppelten Betazerfälle (Abk.:  $2\nu\beta\beta$ ) sind von Interesse, denn diese können Aufschluss über die innere Struktur der Kerne geben und helfen das theoretische Verständnis dieser Konfigurationen zu verbessern.

Wie sich massive Neutrinos in ein erweitertes Standardmodell der Teilchenphysik einbinden lassen bzw. welche kernphysikalischen Voraussetzungen für einen doppelten Betazerfall gegeben sein müssen, soll in den nachfolgenden zwei Kapiteln kurz eingeführt werden.

## 2.1 Theorie

In der Quantenfeldtheorie werden Fermionen durch 4-komponentige Spinoren  $\psi(x)$  beschrieben, die der DIRAC-Gleichung genügen müssen. Diese kann man mit Hilfe der EULER-LAGRANGE-Gleichungen aus der entsprechenden LAGRANGE-Dichte gewinnen, die für ein freies Fermion ohne Wechselwirkung die folgende Form annimmt (im Nachfolgenden soll immer  $\hbar = c = 1$  gesetzt sein):

$$-\mathcal{L} = \bar{\psi}(\gamma_\mu \partial^\mu + m_D)\psi \quad (2.1.1)$$

wobei  $m_D$  der DIRAC-Masse entspricht,  $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma_0$  der zu  $\psi$  adjungierte Spinor ist, und

$$\partial^\mu = \frac{\partial}{\partial x_\mu}, \quad \gamma_k = \begin{pmatrix} 0 & -i\sigma_k \\ i\sigma_k & 0 \end{pmatrix} \quad \text{für } k = 1, 2, 3 \quad (2.1.2)$$

$$\text{bzw. } \gamma_0 = \begin{pmatrix} \mathbb{I} & 0 \\ 0 & -\mathbb{I} \end{pmatrix}, \quad \gamma_5 = \gamma_0 \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 = \begin{pmatrix} 0 & -\mathbb{I} \\ -\mathbb{I} & 0 \end{pmatrix} \quad (2.1.3)$$

mit  $\sigma_k$  den PAULISCHEN Spinmatrizen und der Einheitsmatrix  $\mathbb{I}$  [Sch97].

Betrachtet man den Massen-Term genauer, so fällt auf, dass von diesem nur gefordert wird LORENTZ-invariant und hermitesch zu sein. Das erfüllen neben den offensichtlichen  $\bar{\psi}\psi$  und  $\bar{\psi}^c\psi^c$  ( $\psi^c$  ladungskonjugierter Spinor zu  $\psi$ ) aber auch Massenterme die  $\bar{\psi}^c\psi$  und  $\bar{\psi}\psi^c$  enthalten. In den ersten beiden Fällen muss  $m_D$  reell sein um die LORENTZ-Invarianz und Hermitizität zu gewährleisten. Diese werden als DIRAC-Massenterme bezeichnet und haben die Form:

$$-\mathcal{L}_D = \frac{1}{2}m_D(\bar{\psi}\psi + \bar{\psi}^c\psi^c). \quad (2.1.4)$$

Wo hingegen:

$$-\mathcal{L}_M = \frac{1}{2}(m_M\bar{\psi}\psi^c + m_M^*\bar{\psi}^c\psi) \quad (2.1.5)$$

MAJORANA-Massenterme genannt werden, zu Ehren des gleichnamigen italienischen Physikers. Somit findet man den allgemeinsten Massenterm wie folgt:

$$-2\mathcal{L}_{Masse} = \frac{1}{2}(\bar{\psi}m_D\psi + \bar{\psi}^cm_D\psi^c + \bar{\psi}m_M\psi^c + \bar{\psi}^cm_M^*\psi), \quad (2.1.6)$$

der die drei reellen Parameter  $m_D, m_1, m_2$  enthält, wenn ( $m_M = m_1 + im_2$ ) ist. Es ist interessant Gl. 2.1.6 noch einmal in Matrix-Schreibweise zu betrachten:

$$-2\mathcal{L}_{Masse} = \frac{1}{2}(\bar{\psi}, \bar{\psi}^c) \begin{pmatrix} m_D & m_M \\ m_M^* & m_D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi \\ \psi^c \end{pmatrix}. \quad (2.1.7)$$

Nach dem diagonalisieren der Matrix findet man die zwei Eigenwerte  $m_D \pm |m_M|$  mit den entsprechenden Eigenvektoren:

$$\begin{pmatrix} \chi_+ \\ \chi_- \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-i\theta}\psi + e^{i\theta}\psi^c \\ -e^{-i\theta}\psi + e^{i\theta}\psi^c \end{pmatrix} \quad (2.1.8)$$

und  $\tan 2\theta = \frac{m_2}{m_1}$ . Diese sogenannten MAJORANA-Felder sind Eigenzustände zur Ladungskonjugation mit entgegengesetzten Eigenwerten und beschreiben damit MAJORANA-Teilchen. Es ist bedeutsam dabei auch die chiralen Projektionen nach den Eigenvektoren zum Helizitätsoperator zu kennen, sodass man mit:

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi \quad , \quad \psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi \quad (2.1.9)$$

$$(\psi_L)^c = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi^c = (\psi^c)_R \quad , \quad (\psi_R)^c = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi^c = (\psi^c)_L \quad (2.1.10)$$

die DIRAC- und MAJORANA- Massenterme umschreiben kann zu:

$$- \mathcal{L}_D = \frac{1}{2}m_D(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \quad (2.1.11)$$

und

$$- \mathcal{L}_M^L = \frac{1}{2}m_L(\bar{\psi}_L\psi_R^c + \bar{\psi}_R^c\psi_L) \quad , \quad - \mathcal{L}_M^R = \frac{1}{2}m_R(\bar{\psi}_L^c\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L^c). \quad (2.1.12)$$

Hierbei sind nun  $m_L$  und  $m_R$  reell. In Analogie zu Gl. 2.1.7, findet man einen allgemeinen Massenterm in Matrixschreibweise:

$$- 2\mathcal{L}_{Masse} = \frac{1}{2}(\bar{\psi}_L, \bar{\psi}_L^c) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_R^c \\ \psi_R \end{pmatrix} + \text{herm.konj.} \quad (2.1.13)$$

wobei von der Relation  $(1 + \gamma_5)(1 - \gamma_5) = 0$  Gebrauch gemacht wurde, sodass beliebige Felder  $\bar{\psi}_L\psi_L = \bar{\psi}_R\psi_R = 0$  sind [BV92].

Betrachtet man die vier allgemeinen LORENTZ-Skalare aus den Gl. 2.1.4 und 2.1.5 unter einer globalen Eichtransformation der Art:

$$\psi \rightarrow e^{i\alpha}\psi \quad , \quad \bar{\psi} \rightarrow e^{-i\alpha}\bar{\psi}, \quad (2.1.14)$$

so bleibt  $\bar{\psi}\psi \rightarrow \bar{\psi}\psi$ , es zeigt sich aber dass

$$\psi^c \rightarrow (e^{i\alpha}\psi)^c = e^{-i\alpha}\psi^c \quad \text{zusammen mit} \quad \bar{\psi}^c \rightarrow e^{i\alpha}\bar{\psi}^c \quad (2.1.15)$$

nicht eichinvariant ist. Deshalb können die DIRAC-Massenterme mit einer erhaltenen Quantenzahl, der Leptonzahl  $L$  verbunden werden, die MAJORANA-Massenterme verletzen jedoch die Erhaltung dieser Quantenzahl um zwei Einheiten  $\Delta L = \pm 2$ . Das wird auch veranschaulicht durch die Interpretation der 2. Quantisierung, wonach  $\psi$  ein Feldoperator ist der ein Anti-Lepton erzeugt bzw. Lepton vernichtet und  $\bar{\psi}$  ein Erzeugungsoperator für ein Lepton und Vernichter eines Anti-Leptons darstellt. So verursachen DIRAC-Terme Übergänge wie:  $l \rightarrow l$  und  $\bar{l} \rightarrow \bar{l}$  und MAJORANA-Terme solche wie:  $\bar{l} \rightarrow l$  und  $l \rightarrow \bar{l}$ . Für geladene Leptonen sind die letzteren verboten, für die (in allen additiven Quantenzahlen neutralen) Neutrinos aber nicht zwangsläufig [Sch97].

Die vorangegangenen, sehr einfachen und allgemeinen Betrachtungen zeigen wie sich Neutrinomasse in die DIRAC-Theorie einbinden lässt und somit die Grundlage liefert für Betrachtungen zu  $0\nu\beta\beta$ -Zerfällen, wohingegen  $2\nu\beta\beta$ -Zerfälle bereits im einfachen Standardmodell ohne Neutrinomasse beschrieben werden können. Für ausführlichere Darstellungen zu z.B. chiralen Darstellungen und speziell 3 Neutrino Familien, sei auf Literatur wie [BV92; KP93; MP04; Sch97] und andere verwiesen.

## 2.2 Kernphysik und Phänomenologie

Es ist sinnvoll den Blick zunächst auf den einfachen  $\beta^-$ -Zerfall zu richten. Dabei wandelt sich in einem Nukleon eines Atomkerns ein d-Quark in ein u-Quark um, unter Aussendung eines Elektrons und Elektron-Antineutrinos, was auf Nukleonebene gleichbedeutend ist mit der Umwandlung eines Neutrons in ein Proton unter Aussendung der gleichen Teilchen. Auf Niveau der Atomkerne lässt sich daher schreiben:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e + Q, \quad (2.2.1)$$

dabei steht A für die Nukleonenzahl, Z die Zahl der Protonen und Q für die bei der Reaktion frei werdende Energie, dem sogenannten Q-Wert:

$$Q = [m(Z, A) - Z \cdot m_e]c^2 - [m(Z + 1, A) - (Z + 1) \cdot m_e + m_e]c^2 \quad (2.2.2)$$

1935 war es GOEPPERT-MAYER die als Erste die Möglichkeit in Betracht zog, dass auch zwei  $\beta^-$ -Zerfälle in einem Kern simultan stattfinden können [GM35]:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e + Q \quad (2.2.3)$$

was heute als neutrinobegleiteter doppelter Betazerfall ( $2\nu\beta\beta$ ) bezeichnet wird. Das ist dann möglich, wenn ein einfacher  $\beta$ -Zerfall energetisch ausgeschlossen ist, was klar wird wenn man die für isobare Kerne (d.h. A = konst.) vereinfachte WEIZSÄCKER-Massenformel betrachtet:

$$m(Z, A = \text{konst.}) \approx \text{konst.} + \alpha Z + \beta Z^2 + \delta_p \quad (2.2.4)$$

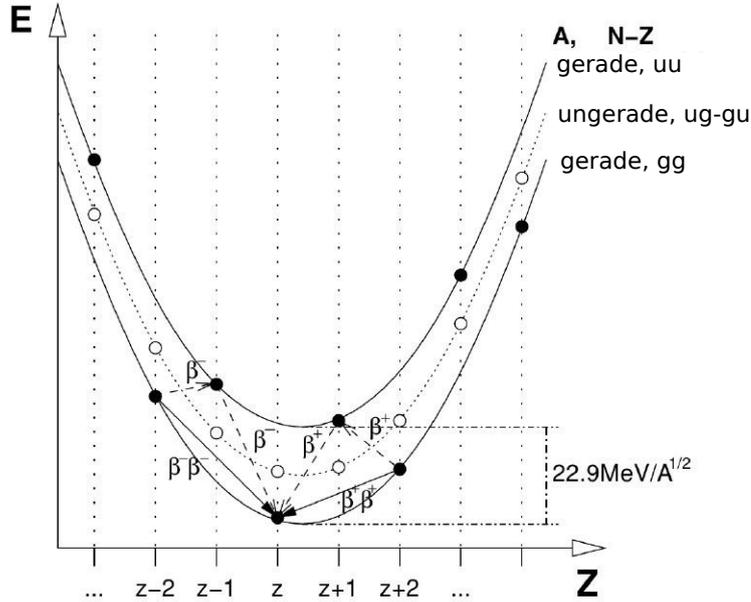
wobei  $\alpha \approx 12$  MeV,  $\beta$  Konstanten sind und für die Paarungsenergie  $\delta_p$  gleichartiger Nukleonen gilt<sup>1</sup>:

$$\delta_p = \begin{cases} -\alpha A^{1/2}, & \text{gg-Kerne} \\ 0 & \text{ug-gu Kerne} \\ +\alpha A^{1/2} & \text{uu-Kerne} \end{cases} \quad (2.2.5)$$

Das führt zu sogenannten Massenparabeln, die in Abb. 2.2.1 dargestellt sind, wo zu erkennen ist, dass Kerne mit ungeradem A ein stabiles Isobar im Minimum der Parabel haben und benachbarte Isobare per  $\beta^-$ ,  $\beta^+$ -Zerfall oder Elektroneneinfang (Abk.: EC<sup>2</sup>) bis zum stabilen Kern zerfallen. Für Atomkerne mit geradem A gestaltet sich die Situation anders: Auf Grund der Paarungsenergie sind zwei Parabeln ausgebildet, mit jeweils ungeradem-ungeradem (höhere Energie) oder geradem-geradem (niedrigere Energie) N und Z. In wenigen Fällen gibt es gg-Zustände die stabil sind gegen einfache  $\beta^-$ ,  $\beta^+$ -Zerfälle und EC, da der Grundzustand des benachbarten uu-Kerns energetisch höher liegt. Erlaubt ist also erst wieder ein Prozess in zweiter Ordnung der schwachen Wechselwirkung welcher zu einer Änderung der Ladungszahl in zwei Einheiten führt: ein doppelter  $\beta^-$ -Zerfall,  $\beta^+$ -Zerfall oder doppelter EC zum Grundzustand, siehe dazu Abb. 2.2.1.

<sup>1</sup> Die hier eingeführten Abkürzungen gelten auch für Abb. 2.2.1: uu = ungerade-ungerade, gg = gerade-gerade, ug-gu entsprechend.

<sup>2</sup> engl.: Electron Capture



**Abbildung 2.2.1:** Massenparabeln für isobare Kerne, solide Linie für Kerne mit geradzahligem  $A$ , gepunktet für solche mit ungeradzahligem  $A$ , eingezeichnet sind außerdem mögliche  $\beta\beta$ -Umwandlungen, aus [Kie05].

Für  $\beta^-\beta^-$ -Umwandlungen sind 35 Isotope bekannt, wohingegen man nur bei 6 Konfigurationen  $\beta^+\beta^+$ -Zerfälle erwartet, die immer auch von  $\beta^+$ -EC und EC-EC Prozessen begleitet werden. Der erste direkte Nachweis eines solchen sehr seltenen  $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls gelang 1987 ELLIOTT ET AL. an  $^{82}\text{Se}$  mit einer Halbwertszeit in der Größenordnung  $T_{1/2}^{2\nu} \propto 10^{20}$  Jahre, was zum damaligen Zeitpunkt den seltensten je in einem Labor beobachteten natürlichen Kernzerfall darstellte [EHM87].

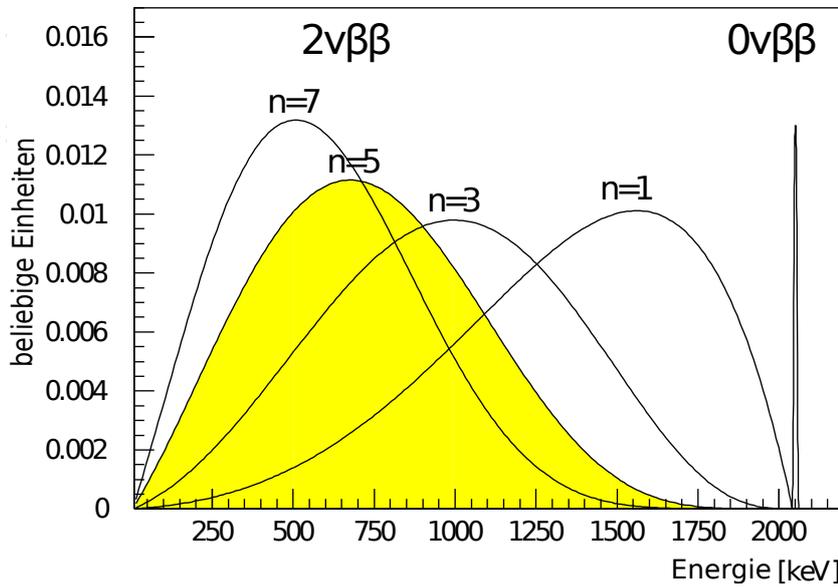
Fast ein halbes Jahrhundert vor der ersten Evidenz von  $2\nu\beta\beta$ -Zerfällen, 1939, wies FURRY als Erster darauf hin, dass es auch doppelte Betazerfälle geben könnte bei denen keine Neutrinos den Kern verlassen, die noch selteneren  $0\nu\beta\beta$ -Zerfälle [Fur39]. Das ist aber nur möglich wenn Neutrinos ihre eigenen Anti-Teilchen sind, also MAJORANA-artig ( $\nu_L \equiv \bar{\nu}_L, \nu_R \equiv \bar{\nu}_R$ ) und ein Mechanismus existiert der die Fehlanpassung der Helizität eines an einem Neutron rechtshändig emittierten  $\bar{\nu}_R$  anpasst zu einem an einem anderen Neutron absorbierten, linkshändigen  $\nu_L$ . Im Falle massiver Neutrinos ist bereits eine Wahrscheinlichkeit der Beimischung der entgegengesetzten Helizität gegeben durch:

$$P = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{v}{c}\right) \approx \left(\frac{m_\nu}{2E_\nu}\right)^2. \quad (2.2.6)$$

Es könnte aber auch zusätzlich (oder ausschließlich) bisher unbeobachtete rechts-

händige schwache Ströme geben die Neutrinos gleicher Händigkeit erzeugen. Weitere Arten der Helizitätsanpassung wie z.B. Majoronerzeugung sollen hier nicht weiter diskutiert werden [Sch97; BV92].

Aus Sicht der Experimentalphysik sind für den Bau von geeigneten Experimenten zum Nachweis solcher Zerfälle vor allem zwei Werte von großem Interesse um ein erwartetes Signal vorherzusagen. Zunächst der oben eingeführte Q-Wert, der Aufschluss darüber gibt in welchem Energiebereich sich die entstehenden Teilchen detektieren lassen, und damit welche Art von Detektor in Frage kommt (z.B. Szintillations- oder Halbleiterdetektoren, Ionisations- oder Blaskammern usw.). Und in Kombination mit der Kinematik des Zerfalls, wie sich die spektrale Energieverteilung ergibt, siehe dazu Abb. 2.2.2. Außerdem ist die erwartete Halbwertszeit der



**Abbildung 2.2.2:** Spektrale Energieverteilung eines doppelten Betazerfalls,  $n=5$  stellt den  $2\nu\beta\beta$ -Fall dar,  $n=1,3,7$  verschiedene Majoronen-Modelle und  $n=2$  (monoenergetische Linie ganz rechts) den Fall des  $0\nu\beta\beta$  (hier wurde der Q-Wert von  $^{76}\text{Ge}$  verwendet), aus [COB].

jeweiligen Zerfallsart bedeutsam, aus der sich vielfältige Konsequenzen für das experimentelle Design ergeben, was in Kap. 3 ausführlich diskutiert wird. So ergibt sich eine Halbwertszeit für  $2\nu\beta\beta$  von:

$$\left(T_{1/2}^{2\nu}\right)^{-1} = G^{2\nu}(Q, Z) |M_{GT}^{2\nu}|^2 \quad (2.2.7)$$

mit  $M_{GT}^{2\nu}$  dem GAMOV-TELLER-Kern-Matrixelement, und dem Phasenraumfaktor  $G^{2\nu}(Q, Z) \propto Q^{11}$ , der verdeutlicht wie stark die Halbwertszeit im  $2\nu\beta\beta$ -Fall vom Q-Wert abhängt. Anders im Falle des  $0\nu\beta\beta$ :

$$\left(T_{1/2}^{0\nu}\right)^{-1} = G^{0\nu}(Q, Z) |M_{GT}^{0\nu} - M_F^{0\nu}|^2 \left(\frac{\langle m_{\nu e} \rangle}{m_e}\right)^2 \quad (2.2.8)$$

mit  $M_F^{2\nu}$  dem FERMI-Kern-Matrixelement. Hier ist nicht nur die Abhängigkeit vom Q-Wert mit  $G^{0\nu}(Q, Z) \propto Q^5$  signifikant geringer, sondern es gibt die zusätzlichen Faktoren Elektronmasse  $m_e$  und die effektive MAJORANA-Neutrinomasse die sich zusammensetzt aus mit den PMNS-Matrix Elementen gewichteten Massen-Eigenzuständen:

$$\langle m_{\nu_e} \rangle = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right| \quad (2.2.9)$$

sodass man mit einer Messung der Halbwertszeit eines solchen Zerfalls und guter Kenntnis der Kern-Matrixelemente, direkt sensitiv wäre auf die effektive MAJORANA-Neutrinomasse [Daw09b].

## Kapitel 3

### Das COBRA - Experiment

In einer internationalen Kollaboration<sup>1</sup> wird der *Cadmium-Zinc-Telluride 0-Neutrino Double-Beta Research Apparatus* entwickelt, ein Experiment zur Untersuchung doppelter Betazerfälle in Cadmium-Zink-Tellurid. Das Hauptziel ist es den potentiellen neutrinolosen doppelten Betazerfall von  $^{116}\text{Cd}$  und  $^{130}\text{Te}$  zu beobachten und zu vermessen, wobei die Detektion weiterer seltener Kernzerfälle (siehe Kap. 3.1) ebenso von Bedeutung ist [KMZ03].

Die Kollaboration verfolgt zwei Wege mit dem Halbleitermaterial CdZnTe Detektoren zu entwickeln, die in der Lage sind diese Kernumwandlungen zu untersuchen, mit der Besonderheit dass das Detektormaterial zugleich auch das Quellmaterial der Zerfälle ist, was von großem Vorteil für die Effizienz und den Versuchsaufbau ist. Dabei kommen zwei verschiedene Techniken zum Einsatz: Pixel-Detektoren, die neben der bei einem Zerfall frei werdenden Energie auch Spuren der Zerfallsprodukte aufzeichnen können und somit großes Potential zur Signal-Untergrund Reduzierung bieten, und sogenannte Coplanar-Grid (Abk. CPG) Detektoren bei denen eine kalorimetrische Messung vorgenommen wird und die über die Signalform-Analyse eine zumindest eindimensionale Ortsinformation bieten [SZ11]. Der Vorteil dieser besteht in einem kubischen Volumen, wodurch eine große Menge an Target-Atomen und vergleichsweise kleine Oberfläche erreicht werden kann. In beiden Fällen bietet die Segmentierung in eine Vielzahl einzelner Detektoren die Möglichkeit einer Koinzidenz-Analyse zur Reduzierung von Untergrund und einen modularen Aufbau, sodass die Größe des Experiments leicht variiert werden kann [Zub01]. Der aktuelle Versuchsaufbau wird in Kap. 3.2 detailliert beschrieben.

Momentan befindet sich eine quadratische Anordnung von 4x4 CZT-CPG Detektoren (für eine detaillierte Beschreibung siehe Kap. 4.3 und 3.2) im Untergrundlabor LNGS<sup>2</sup> im italienischen Gran Sasso Massiv. Die dadurch erreichte Abschirmung gegen kosmische Strahlung an der Oberfläche ist der Hauptgrund für die dortige Unterbringung mit 1400 m Gesteinsüberdeckung (ca. 3600 m.w.e.<sup>3</sup>) [COB]. Denn bei der Suche nach den seltensten Kernzerfällen ist es von größter Wichtigkeit Störinflüsse so weit wie möglich zu reduzieren um die sehr wenigen Signale noch vom Untergrund unterscheiden zu können. So werden für die  $2\nu\beta\beta$ -Zerfälle in 1kg Detektormaterial nur  $\mathcal{O}(1)$  Ereignisse pro Tag und für  $0\nu\beta\beta$ -Zerfälle sogar nur  $\mathcal{O}(1)$  Ereignisse pro Jahr erwartet [Mün07].

---

<sup>1</sup> Eine vollständige und aktuelle Liste der beteiligten Institutionen und Länder befindet sich auf der offiziellen Internetseite der Kollaboration [COB].

<sup>2</sup> Laboratori Nazionali del Gran Sasso

<sup>3</sup> m.w.e. = Meter Wasser Equivalent

### 3.1 $\beta\beta$ -Zerfälle bei C0BRA

Die C0BRA Detektoren bestehen aus ca. 45% Cadmium, 45% Tellur und 10% Zink, wobei zu bemerken ist, dass bedingt durch den Herstellungsprozess<sup>4</sup>, der exakte Gehalt von Cadmium und Zink<sup>5</sup> eines jeden einzelnen Detektors variiert. Deshalb arbeitet die Kollaboration mit Mittelwerten und nimmt für die Berechnung der Halbwertszeiten einen zusätzlichen systematischen Fehler von 2% für die Masse von Cadmium an [Daw09a]. Eine Aufstellung der wichtigen  $\beta\beta$ -Isotope mit der jeweilig spezifizierten Zerfallsart, natürlichen Häufigkeit und Q-Wert findet sich in Tabelle 3.1.1.

**Tabelle 3.1.1:** Liste der relevanten Isotope in CdZnTe für  $\beta\beta, \beta/EC$  und  $EC/EC$  Übergänge mit: Zerfallsart, natürlicher Häufigkeit und Q-Wert, aus [KMZ03; Rah11].

Isotop	Zerfallsart	nat. Häufigkeit [%]	Q-Wert [keV]
$^{64}\text{Zn}$	$\beta^+ / EC, EC / EC$	48,6	1096
$^{70}\text{Zn}$	$\beta^- \beta^-$	0,6	1001
$^{106}\text{Cd}$	$\beta^+ \beta^+, \beta^+ / EC, EC / EC$	1,25	2771
$^{108}\text{Cd}$	$EC / EC$	0,89	231
$^{114}\text{Cd}$	$\beta^- \beta^-$	28,72	534
$^{116}\text{Cd}$	$\beta^- \beta^-$	7,47	2813
$^{120}\text{Te}$	$\beta^+ / EC, EC / EC$	0,096	1722
$^{128}\text{Te}$	$\beta^- \beta^-$	31,69	868
$^{130}\text{Te}$	$\beta^- \beta^-$	33,80	2526

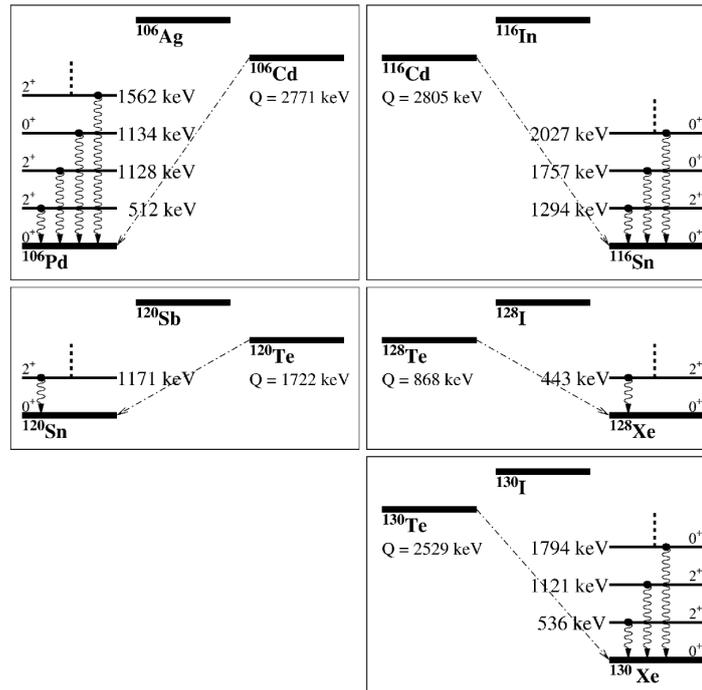
Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, erfolgen  $\beta\beta$ -Übergänge von gg-Kernen zu gg-Kernen, wobei diese im Grundzustand immer eine  $J^P = 0^+$  Konfiguration haben, sodass vorrangig Zerfälle der Art  $0^+ \rightarrow 0^+$  erwartet werden. Es kann jedoch auch Übergänge in angeregte Zustände geben, Abb. 3.1.1 zeigt ein Schema für solche Zerfälle von Cadmium und Tellur.

Bereits in der Einleitung zu diesem Kapitel erwähnt, ist es für Experimente, die Prozesse mit Halbwertszeiten von bis zu  $10^{25}$  Jahren untersuchen, von größter Bedeutung, Untergrundsignale zu verstehen und zu minimieren. Dazu sind eine Vielzahl von Faktoren zu berücksichtigen<sup>6</sup>: So sind für  $0\nu\beta\beta$ -Zerfälle die  $2\nu\beta\beta$  immer auch

<sup>4</sup> Die bei C0BRA verwendeten Detektoren der Manufaktur *eV-Products* (jetzt *Endicott Interconnect*) wurde nach der *High Pressure Bridgman*-Methode hergestellt

<sup>5</sup> Gehalt liegt zwischen 7% und 15%

<sup>6</sup> Wovon hier nur eine Auswahl betrachtet wird um den Zweck der einzelnen Abschirmungen zu verdeutlichen, für ausführliche Darstellungen sei auf Literatur wie z.B. [Heu95] verwiesen.



**Abbildung 3.1.1:** Termschema für  $\beta^+\beta^+$  (links) und  $\beta^-\beta^-$ -Zerfälle (rechts) der Isotope:  $^{106}\text{Cd}$ ,  $^{116}\text{Cd}$ ,  $^{120}\text{Te}$ ,  $^{128}\text{Te}$  und  $^{130}\text{Te}$ . Eingezeichnet sind Q-Werte der  $\beta\beta$ -Übergänge und Energien der angeregten Zustände, aus [KMZ03].

Untergrund, da der Endpunkt ihres kontinuierlichen Spektrums, verbreitert durch die endliche Energieauflösung der Detektoren, mit dem Peak für  $0\nu\beta\beta$  überlappt. Die am LNGS  $\gamma$ -spektroskopisch gemessenen, weiteren intrinsischen Untergründe für CZT sind unter anderem [Mün07]:

$$\begin{aligned}
 {}^{40}\text{K} &: A < 91 \text{ mBq/kg} \\
 {}^{235}\text{U} &: A < 7 \text{ mBq/kg} \\
 {}^{232}\text{Th} &: A < 21 \text{ mBq/kg} \\
 {}^{60}\text{Co} &: A < 5 \text{ mBq/kg} \\
 {}^{137}\text{Cs} &: A < 5 \text{ mBq/kg}
 \end{aligned}$$

Ebenso können diese eben genannten und viele weitere Isotope äußere Quellen für Störsignale sein. So beträgt der Fluss der hochenergetischen, atmosphärischen Myonen im LNGS ca.  $1 \text{ m}^{-2}\text{h}^{-1}$ , welche direkt mit dem Detektormaterial wechselwirken können oder in der Umgebung eventuell Neutronen erzeugen. Da  $^{113}\text{Cd}$  <sup>7</sup>, mit einem Neutroneneinfangquerschnitt für thermische Neutronen von  $2 \cdot 10^4 \text{ b}$ , sehr empfindlich ist für niederenergetische Neutronen, sind auch andere Neutronenquellen wie

<sup>7</sup> mit 12% natürlicher Häufigkeit in CZT-Detektoren enthalten

z.B.  $(\alpha, n)$ -Reaktionen von Th und U (und U, Th Zerfallsreihen im Allgemeinen) im Gran Sasso Gestein zu berücksichtigen. Ein weiterer sehr ernst zu nehmender Untergrund wird außerdem von den beiden  $\alpha$ -Strahlern  $^{220}\text{Rn}$  und  $^{222}\text{Rn}$  gestellt, die kontinuierlich aus dem umliegenden Gestein entweichen, und eine Aktivität von bis zu  $140 \text{ Bq/m}^3$  erzeugen. Die COBRA Experimentatoren begegnen diesen potentiellen Störungen deshalb mit sorgfältiger Auswahl an sehr reinen, sehr gering radioaktiven Materialien und einer vielschichtigen Abschirmung, beschrieben in Kap. 3.2 [Ned11].

In Anbetracht der Untergrundprozesse sind daher die  $0\nu\beta\beta$ -Zerfälle von  $^{116}\text{Cd}$  und  $^{130}\text{Te}$  von besonderem Interesse, da diese einen besonders hohen Q-Wert haben und damit einen günstigen Phasenraumfaktor (siehe Gl. 2.2.8 und 2.2.7). Außerdem liegt  $^{116}\text{Cd}$  mit einem Q-Wert von 2813 keV über der höchsten natürlichen  $\gamma$ -Linie aus der Zerfallsreihe von  $^{232}\text{Th}$  mit 2614 keV.

Unter der Annahme eines flachen Untergrundes ergibt sich daher eine Sensitivität auf die Halbwertszeit von [Daw08]:

$$T_{1/2}^{(\text{Det})} \propto \alpha \epsilon \sqrt{\frac{M \cdot t}{\Delta E \cdot B}} \quad (3.1.1)$$

mit der natürlichen Häufigkeit des Isotops  $\alpha$ , der Detektoreffizienz  $\epsilon$ , der Masse  $M$ , der Dauer der Messung  $t$ , der Energieauflösung  $\Delta E$  im relevanten Bereich des Spektrums (Abk. ROI<sup>8</sup>) und dem Untergrund  $B$  in der ROI (wird typischerweise in [counts/keV/kg/year] angegeben). Hier ist gut zu erkennen wie man experimentell Einfluss auf die messbare Halbwertszeit nehmen kann, bzw. welchen Grenzen man unterworfen ist. Um durchführbare Messzeiten zu erreichen, muss man die übrigen Parameter abwägen, so ist z.B. die Verwendung isotonen-angereicherter Materials zwar sehr kostspielig, hat aber direkt proportionalen Einfluss auf die messbare Halbwertszeit. Die Materialeigenschaften Effizienz und Energieauflösung werden einer genaueren Betrachtung in Kap. 4 und 5 unterzogen.

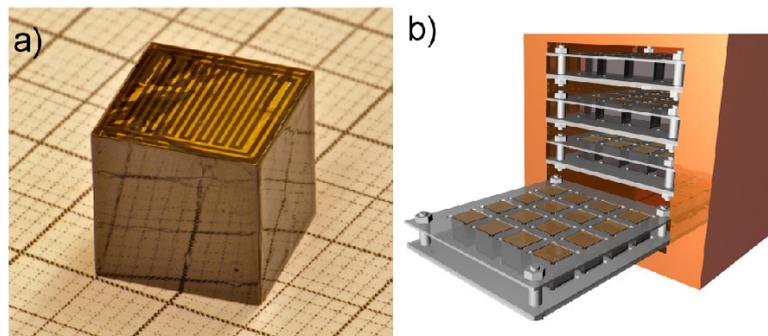
## 3.2 Aufbau

Da sich CdZnTe Pixel-Detektoren noch in der Entwicklungsphase befinden, werden diese nur vorübergehend in Niederniveaumesslaboren<sup>9</sup> getestet und können momentan noch nicht für einen experimentellen Aufbau mit konstanter Datennahme verwendet werden. Das große Potential bei der Untergrundreduzierung durch Spuranalyse macht diese aber zu interessanten Kandidaten für zukünftige, große Experimente mit  $\mathcal{O}(100)$  kg Targetmaterial.

<sup>8</sup> engl.: Region of Interest

<sup>9</sup> Dazu gehören: LNGS, Felsenkeller Dresden und Dortmund Low Background Facility

Der aktuelle C0BRA Aufbau in der Kabine des beendeten *Heidelberg-Moskau-* Experiments im LNGS, besteht aus 16 CPG-CZT Detektoren und wird in naher Zukunft zu einer kubischen Anordnung von 4x4x4 Detektoren vergrößert. Dabei befinden sich die Detektoren, mit den Maßen 1 x 1 x 1 cm<sup>3</sup> und einem Gewicht von je ca. 6,5 g, in einem sogenannten *Nest* (siehe Abb. 3.2.1), welches aus extrem reinem, elektrolytisch gewonnenem Kupfer besteht, um eine erste Abschirmung gegen die, mit etwas mehr radioaktiven Elementen belastete, äußere Ummantelung zu erreichen. Die Detektoren selbst werden von einem Kunststoffhalter aus POM<sup>10</sup> getragen. Als



**Abbildung 3.2.1:** a) CZT Detektor mit farbloser Passivierung, auf der Oberseite ist das goldene Coplanar-Grid zu erkennen. b) Nest aus hoch reinem Kupfer, mit POM Einschüben für jeweils 4x4 Detektoren, aus [Ree09].

nächstes (von innen nach außen) folgt eine Schicht aus speziellem Blei, mit einer Aktivität von weniger als 3 Bq/kg, um vorrangig eindringende  $\gamma$ -Quanten abzustoppen, aber auch um das Eindringen von Elektronen und Neutronen zu verhindern, die das folgende, äußere Neutronenschild (mit Bor versetztes Polyethylen) durchdringen konnten. Zwischen Blei und Neutronenschild befindet sich noch eine radondichte Folie und eine geschlossene Stahlblech-Box, die als FARADAY-Käfig zur Abschirmung elektromagnetischer Störungen dient (Abk.: EMV<sup>11</sup>-Box). Einen Einblick in den aktuellen Aufbau zeigt Abb. 3.2.2.

---

<sup>10</sup> Abk.: Polyoxymethylen

<sup>11</sup> Abk.: Elektromagnetische Verträglichkeit



**Abbildung 3.2.2:** Unvollständiger Aufbau. In der Mitte ist das Kupfer-Nest zu erkennen, umgeben von zwei Schichten Blei: Innen sehr niedrig radioaktives Blei, außen gewöhnliches Blei. Es folgt die radon-dichte Folie (weiß), dann eine EMV-Box und zuletzt das Polyethylen-Neutronenschild (weiß, am rechten Bildrand), aus [Ned11].



## Kapitel 4

# Cadmium-Zink-Tellurid Detektoren

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, dass Cadmium-Zink-Tellurid Quelle für verschiedene  $\beta\beta$ -Umwandlungen sein kann und wie ein Experiment auf der Suche nach solchen aufgebaut wird. Bei COBRA nutzt man eine weitere Eigenschaften von CZT, nämlich dass es selbst als Halbleiter-Strahlungsdetektor genutzt werden kann. In Kap. 4.2 werden die Eigenschaften von CZT näher betrachtet und in Kap. 4.3 die daraus folgenden Konsequenzen für die Konstruktion von großvolumigen Detektoren. Zuvor ist es wichtig die physikalischen Grundlagen von Wechselwirkung zwischen  $\gamma$ - bzw.  $\beta$ -Strahlung und Stoff zu verstehen.

## 4.1 Wechselwirkung Strahlung-Materie

Das primäre Ziel des COBRA-Experiments ist es  $\beta\beta$ -Kernumwandlungen zu beobachten, bei denen Elektronen oder Positronen frei werden und  $\gamma$ -Strahlung entsteht, deshalb beschränken sich die beiden nachfolgenden Abschnitte auf die relevanten Effekte dieser Strahlungsarten.

### 4.1.1 Elektronen - Materie Wechselwirkung

Die schnellen Elektronen mit einer kinetischen Energie von  $\mathcal{O}(1)$  MeV verlieren ihre Energie durch COULOMB- Wechselwirkung mit der Atomhülle des Stoffs und durch Bremsstrahlung bei der Ablenkung und Abbremsung an den selben. Bei der Anregung und Ionisation der Atomhülle verlieren Elektronen spezifisch Energie nach BETHE [Kno10]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_K = \frac{2\pi e^4 N Z}{m_e v^2} \left( \ln \frac{m_e v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (\ln 2) \left( 2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) \right. \quad (4.1.1)$$

$$\left. + (1-\beta^2) + \frac{1}{8} \left( 1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right)$$

mit  $e$ : Elementarladung,  $N, Z$ : Teilchenzahldichte und Kernladungszahl,  $m_e$ : Elektronenruhemasse,  $v$ : Geschwindigkeit des primären Teilchens,  $\beta = v/c$  und  $I$ : mittleres Ionisationspotential. Für den spezifischen Energieverlust durch Abstrahlung kommt hinzu:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_S = \frac{NE Z(Z+1) e^4}{137 m_e^2 c^4} \left( 4 \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{4}{3} \right). \quad (4.1.2)$$

Für hier typische Elektronenenergien ist die Energie der Bremsstrahlung eher gering, sodass diese meist nahe ihres Ursprungsortes wieder absorbiert wird. Der totale lineare Energieverlust für Elektronen ist dann gegeben durch:

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_K + \left(\frac{dE}{dx}\right)_S \quad (4.1.3)$$

Damit findet man das Verhältnis von Strahlungsverlust und Energieverlust durch "Kollisionen":

$$\frac{(dE/dx)_S}{(dE/dx)_K} \cong \frac{EZ}{700 \text{ MeV}} \quad (4.1.4)$$

Diese Gesetzmäßigkeiten gelten gleichermaßen für Positronen (unter Einbeziehung der entgegengesetzten Ladung und dementsprechend umgekehrten Kräften), mit der Besonderheit der Emission der 511 keV Annihilations-Photonen am Ende der Positron-Trajektorie [Kno10].

Es ist schwierig für Elektronen (Positronen) eine Abschwächungslänge anzugeben, da die eigentliche zurückgelegte Weglänge durch die häufigen Richtungsänderungen bei Ablenkung im COULOMB-Feld der Atome viel größer ist als die effektive Eindringtiefe in ein Material. Für die gleiche Energie ist die Abschwächung von Elektronen viel geringer als für schwere geladene Teilchen, und der zurückgelegte Weg demnach sehr viel größer. So ist eine Abschätzung der Eindringtiefe mit  $\mathcal{O}(1)$  mm/MeV in dichtem Material wie CZT zulässig [Kno10]. Diagramme der Art Reichweite - Energie für Materialien wie Si, NaI und Ge finden sich z.B. in [Muk76].

#### 4.1.2 Gammastrahlung - Materie Wechselwirkung

Im Niederenergiebereich unter 0,1 MeV ist der *Photoeffekt* dominant, bei welchem ein Photon in der Atomhülle absorbiert, und damit ein Photoelektron der Energie  $E_{e^-} = h\nu - E_b$  herauslöst wird ( $h$ : PLANCK-Konstante,  $\nu$ : Photonfrequenz,  $E_b$ : Bindungsenergie des Photoelektrons). Der Wirkungsquerschnitt ist hier stark von der Kernladungszahl  $Z$  abhängig:  $\sigma_{photo} \propto Z^5$  und somit vor allem in Materialien mit hohem  $Z$  wichtig. Für Gammastrahlungsdetektoren ist dies der "bevorzugte" Prozess, denn ein Photon gibt hierbei seine Energie vollständig ab und erzeugt in einem Energiespektrum wie es in Abb. 4.1.1 zu sehen ist einen Eintrag der Art (1), also ein Delta-Peak bei der vollen Photonenergie  $E_\gamma = h\nu$ , nachfolgend Vollenergiepeak (Abk. VEP) genannt.

Anders bei der *COMPTON-Streuung*, die im Energiebereich um 1 MeV wesentlich ist und bei der ein eintreffendes Photon an einem Elektron (als ruhend angenommen) unter dem Winkel  $\theta$  (Winkel zwischen einfallendem und gestreuten Photon) abgelenkt wird. Das gestreute Photon trägt danach die Energie:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (4.1.5)$$

mit  $\nu, \nu'$ : Frequenz vor und nach dem Stoß,  $m_e$ : Elektronmasse und  $h$ : PLANCK-Konstante, sodass die Energiedifferenz auf das gestoßene Elektron übertragen wird. Da  $\theta$  beliebig sein kann, findet die Streuung kontinuierlich bis zur maximalen Energieübertragung bei  $\theta = 180^\circ$  statt, sodass die auf das Elektron übertragene Energie

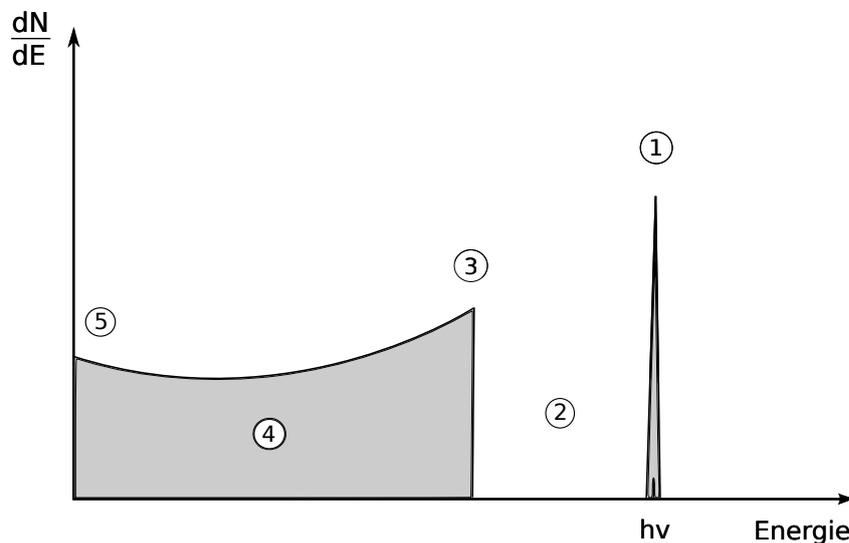
von 0 bis maximal

$$T'_{e,max} = E_\gamma \frac{2\left(\frac{E_\gamma}{m_e c^2}\right)}{1 + 2\left(\frac{E_\gamma}{m_e c^2}\right)} \quad (4.1.6)$$

reicht. Diese wird nachfolgend COMPTON-Kante genannt und ist in Abb. 4.1.1 durch (3) markiert. Einträge mit geringerem Energieübertrag erzeugen das sogenannte COMPTON-Kontinuum und sind in Abb. 4.1.1 bei (4) zu finden. Da die Streuwahrscheinlichkeit linear mit der Anzahl der potentiellen Streupartner steigt, ist der totale Wirkungsquerschnitt für COMPTON-Streuung pro Atom:  $\sigma_{compton} \propto Z$ .

Bei einer Kombination von COMPTON-Streuung (oder Mehrfach-Streuung) und Photoeffekt, kann es unter der Bedingung, dass die Summe der einzelnen Wechselwirkungen die gesamte ursprüngliche Energie deponiert, zur Registrierung eines Vollenergieereignisses kommen, das z.B. mit einer Puls-Shape-Analyse (Abk.: PSA) in Halbleiterdetektoren von "echten" VEP-Einträgen unterschieden werden kann. Ohne eine solche Korrektur werden diese Ereignisse in Energiespektren ebenfalls zum VEP gezählt.

Ab einer Photonenergie von 1,022 MeV ( $= 2 \cdot m_e c^2$ ) kann es im elektromagnetischen Feld der Atomhülle zur sogenannten *Paarbildung* kommen, bei der sich ein Photon in ein Elektron - Positron Paar umwandelt. Dieser Absorptionseffekt wird bei  $\gamma$ -Energien ab einigen MeV der häufigste Prozess, mit einem Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{paar} \propto Z^2$ .



**Abbildung 4.1.1:** Theoretische Form eines Gamma-Spektrums. (1) Vollenergieeinträge (VEP) durch Photoeffekt. (2) Abstand VEP - COMPTON-Kante. (3) COMPTON-Kante ( $\theta = \pi$ ). (4) COMPTON-Kontinuum. (5) Einträge bei Streuung unter  $\theta = 0$ .

Treffen monoenergetische, kollimierte Photonen auf einen Absorber der Dicke  $x$

(oder der Massenbelegung  $X = \rho x$ ,  $\rho$ : Dichte des Materials), so tragen die drei erwähnten Prozesse mit ihrer jeweiligen Wahrscheinlichkeit wie folgt zum linearen Abschwächungskoeffizienten  $\mu$  bei:

$$\mu = \tau(\text{Photo}) + \sigma(\text{Compton}) + \kappa(\text{Paar}) \quad (4.1.7)$$

der über einen exponentialen Zusammenhang die Abschwächung eines Photonstrahls der Intensität  $I_0$  bewirkt:

$$I(X) = I_0 e^{-(\mu/\rho)X} = I_0 e^{-\mu x} \quad (4.1.8)$$

Damit lässt sich die sogenannte *mittlere freie Weglänge* definieren:

$$\lambda = \frac{1}{\mu} \quad (4.1.9)$$

die angibt, welche Strecke im Mittel von den Photonen im Absorber zurück gelegt wird bevor eine Wechselwirkung stattfindet [Kno10; Kle05; Gru93].

### 4.1.3 Detektion in Halbleitermaterialien

Für die Detektion von Elektronen- oder Gammastrahlung eignen sich Halbleitermaterialien in besonderer Weise, denn ihre vergleichsweise hohe Dichte und elektronischen Eigenschaften machen sie zu kompakten Strukturen mit hoher Energieauflösung. Dabei ist entscheidend, dass die Anordnung der Atome im Gitter bei Halbleitern zur Ausbildung von Bändern in den elektronischen Energieniveaus führt, deren Abstand die Eigenschaften des Materials stark beeinflusst. So bildet sich ein sogenanntes *Valenzband* in dem sich die an die Atomrümpfe gebundenen Elektronen befinden, welches durch eine *Bandlücke* vom *Leitungsband* getrennt ist, in dem die Elektronen genug Energie besitzen um sich über das gesamte Kristallgitter quasi-frei zu bewegen. Bei Isolatoren ist die Bandlücke so groß, dass sehr viel Energie benötigt wird ( $> 5$  eV) um es mit Elektronen aus dem Valenzband zu füllen.

Die für jede Stoffzusammensetzung unterschiedliche Bandlücke ist bei typischen Halbleitern jedoch nur ca.  $E_g \approx 1$  eV breit, sodass z.B. thermische Anregung ausreichen kann um das Leitungsband teilweise mit Elektronen zu füllen. Dabei entsteht im Valenzband eine "freie" Stelle, genannt *Loch*, die in Verbindung mit dem angeregten Elektron, *Elektron-Loch Paar* genannt wird. Der gleiche Effekt tritt auf, wenn geladene Teilchen das Material durchdringen und dabei entlang ihrer Spur Elektron-Loch Paare erzeugen. Dabei produzieren die ionisierenden Teilchen direkt solche Ladungsträgerpaare oder erzeugen erst hochenergetische Elektronen, die selbst wiederum durch Anregung das Leitungsband auffüllen. Wichtig ist, dass die Energie die benötigt wird um ein Elektron-Loch Paar zu erzeugen, die sogenannte *Ionisationsenergie*, unabhängig ist von der Energie und der Art der einfallenden Strahlung.

Dadurch ist die Anzahl der Ladungsträgerpaare, die erzeugt wird wenn ein ionisierendes Teilchen vollständig im Detektor gestoppt wird, direkt proportional zu dessen ursprünglicher Energie.

Legt man nun an einem solchen Halbleitermaterial ein elektrisches Feld an (ohne würden die Ladungsträgerpaare schnell rekombinieren), so legen die entgegengesetzt geladenen Elektronen und Löcher eine Netto-Wegstrecke zurück bei der sich die Geschwindigkeit aus einer zufälligen thermischen Bewegung und einer Drift im E-Feld zusammensetzt, sodass sich für beide Ladungsträgertypen sogenannte *Mobilitäten*  $\mu_e, \mu_h$  definieren lassen:

$$\vec{v}_h = \mu_h \vec{E} \quad \vec{v}_e = \mu_e \vec{E} \quad (4.1.10)$$

mit  $\vec{E}$ : elektrische Feldstärke,  $\vec{v}_e, \vec{v}_h$ : Elektronen- und Löcher-Driftgeschwindigkeit. Diese Mobilitäten sind materialspezifisch sehr unterschiedlich und wichtig für die spätere Aufsammlung der Elektronen und Löcher woraus sich per "Zählung" (Generierung eines Ladungsimpulses mit charakteristischer Höhe) eine Energieinformation über das primäre Teilchen gewinnen lässt.

Tabelle 4.1.1 gibt eine Übersicht auf verschiedene Halbleitermaterialien und deren wichtigste Eigenschaften. Der Vergleich von CdZnTe mit den anderen Materialien zeigt, dass CZT zwar die größte Dichte und Bandlücke aufweist, was von großem Vorteil für Raumtemperatur-Halbleiter ist, aber auch die höchste Ionisationsenergie pro Elektron-Loch Paar. Dies führt zu einer verminderten Energieauflösung, da im Vergleich mit z.B. Ge, bei gleicher Energie der ionisierenden Strahlung weniger Ladungsträgerpaare erzeugt werden [Kno10].

**Tabelle 4.1.1:** Übersicht einiger Eigenschaften verschiedener Halbleitermaterialien, aus [Kno10]

Material	Z	Dichte [ g/cm <sup>3</sup> ]	Bandlücke [ eV ]	Ionisations- energie [ eV ] pro <i>e-h</i> -Paar	Energie- auflösung Gamma- strahlung (FWHM <sup>1</sup> )
Si (77K)	14	2,33	1,16	3,76	0,4 keV @ 60keV
Ge (77K)	32	5,33	0,72	2,98	0,9 keV @ 662keV
CdTe (300K)	48/52	6.06	1,52	4,43	3,5 keV @ 122keV
Cd <sub>0,8</sub> Zn <sub>0,2</sub> Te (300K)	48/30/52	6	1,64	5,0	11,6 keV @ 662keV

<sup>1</sup> engl.: Full Width at Half Maximum, etwa: Volle Breite auf halber Höhe.

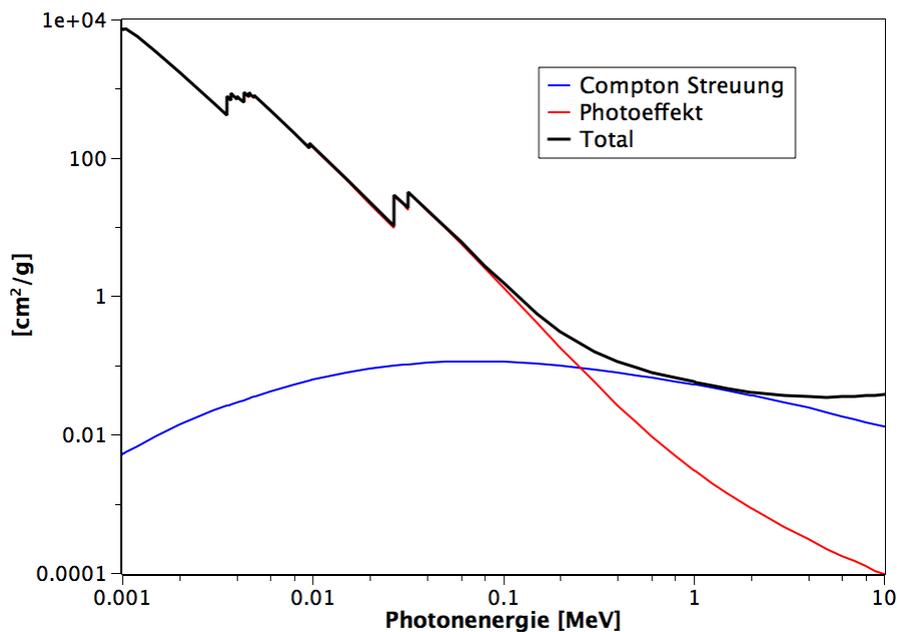
## 4.2 Cadmium-Zink-Tellurid als Detektormaterial

Als intrinsischer II-VI Halbleiter mit einer Bandlücke von 1,56 eV, die damit zu groß ist für thermische Anregung von Elektronen vom Valenz- in das Leitungsband, kann CZT bei Raumtemperatur betrieben werden, und ist somit nicht nur für die Suche nach seltenen Kernzerfällen interessant, sondern bietet generell als Strahlungsdetektor großes Potential.

Schaut man nun mit den Erkenntnissen der letzten Kapitel auf die Elektronen Wechselwirkung in COBRA Detektoren mit einem hohen mittleren  $Z \approx 50$  für CZT und ca. 1,4 MeV im Mittel pro Elektronen aus der ROI, so ergibt sich aus 4.1.4:

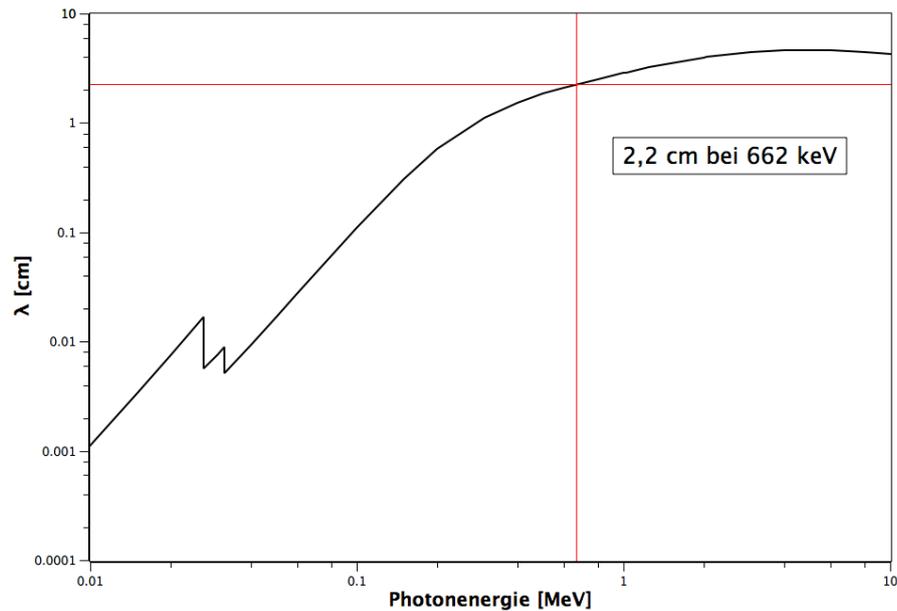
$$\frac{(dE/dx)_S}{(dE/dx)_K} \approx \frac{70}{700} = 0,1 \quad (4.2.1)$$

sodass für die schnellen  $0\nu\beta\beta$ -Elektronen der Anteil des Energieverlustes durch Strahlung relativ hoch ist.



**Abbildung 4.2.1:** Totale Abschwächung von Gamma-Strahlung in CdZnTe, erstellt aus Daten von [NX].

Bei einer angenommenen Zusammensetzung von 45% Cd, 10% Zn und 45% Te, zeigt Abb. 4.2.1 die theoretische totale Abschwächung für  $\gamma$ -Strahlung bis 10 MeV. Für die orts aufgelöste Effizienzbestimmung an COBRA Detektoren, die Hauptaufgabe dieser Arbeit, wird das Standard-Radionuklid  $^{137}\text{Cs}$  verwendet, dessen Photonenergie 662 keV beträgt, sodass sich eine mittlere freie Weglänge von 2,2 cm ergibt, grafisch dargestellt in Abb. 4.2.2.



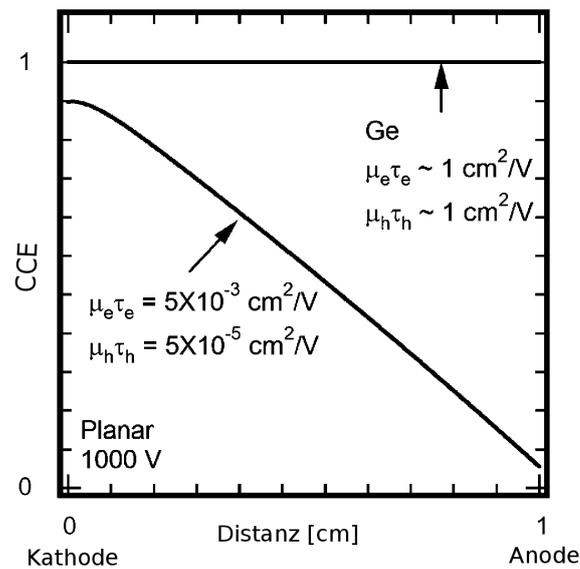
**Abbildung 4.2.2:** Mittlere freie Weglänge in CZT für Photonenergien von 10 keV bis 10 MeV, speziell gekennzeichnet ist die Photonenergie 662 keV wie sie von  $^{137}\text{Cs}$  emittiert wird, erstellt aus Daten von [NX].

Trotz einiger Vorteile von CdZnTe gegenüber anderen Halbleiter-Materialien, wie sehr hohe Dichte und große Bandlücke, muss man bei der Konstruktion eines Detektors aus CZT ein großes Problem überwinden: die geringen und sich stark unterscheidenden Ladungsträgerbeweglichkeiten, genannt *ballistischer Defizit*. Gemessen wurden typischerweise Werte von  $\mu_e = \mathcal{O}(1000) \text{ cm}^2/\text{Vs}$  für Elektronen und  $\mu_h = \mathcal{O}(10) \text{ cm}^2/\text{Vs}$  für Löcher, wohingegen z.B. für Ge  $\mu = \mathcal{O}(40 \cdot 10^3) \text{ cm}^2/\text{Vs}$  für Elektronen und Löcher gleichermaßen gefunden wird [LA07]. Dies führt in CZT speziell bei den langsameren Löchern zu wesentlich kürzeren Lebensdauern von  $\tau_h = \mathcal{O}(10^{-6}) \text{ s}$  im Gegensatz zu  $\tau_e = \mathcal{O}(10^{-5}) \text{ s}$  der Elektronen (im Vergleich hat z.B. Ge  $\tau = \mathcal{O}(10^{-3}) \text{ s}$  für Löcher und Elektronen). Bedingt ist dieser Effekt vor allem durch den Herstellungsprozess der HPB<sup>2</sup>-Methode, bei der Defekte im Kristallgitter entstehen, wie metallische Einschlüsse und Korngrenzen, die für ein Einfangen und Rekombinieren der freien Ladungsträger verantwortlich sind [Kno10].

Mit der Standard Vorgehensweise bei Halbleiterdetektoren stößt man bei CZT Detektoren auf Probleme. Dabei werden an planare Elektroden ladungsempfindliche Vorverstärker angeschlossen, um einen Spannungspuls aus den induzierten Ladungen zu generieren, dessen Höhe proportional zur gemessenen Energie ist. Schon Detektoren von wenigen Millimetern Größe können zu groß sein, um eine vollständige Aufsammlung der Elektronen und Löcher zu erreichen, die benötigt wird, um mit planaren Elektroden eine volle Amplitude des Signals zu erzeugen. In einem sol-

<sup>2</sup> Abk.: engl.: High Pressure Bridgman

chen Fall liegt eine ortsabhängige Ladungs-Sammlungs-Effizienz (engl. Abk.: CCE = Charge Collection Efficiency) vor, eine analytische Beschreibung dazu befindet sich im folgenden Kapitel 4.3. Erzeugt ionisierende Strahlung nun freie Ladungsträger in der Nähe der Anode, so werden die Elektronen vollständig "gezählt", die langsamen Löcher erreichen aber stark vermindert die Kathode. Anders bei Ladungserzeugung in der Nähe der Kathode wo die Löcher sofort aufgesammelt werden und die besser beweglichen Elektronen auch die Anode gut erreichen, sodass sich eine tiefenabhängige CCE ergibt, wie sie in Abb. 4.2.3 mit Germanium vergleichend dargestellt ist. Dadurch werden in Energiespektren asymmetrische VEP gebildet, die eine starke



**Abbildung 4.2.3:** Berechnete Ladungs-Sammlungs-Effizienz (CCE) über dem Ort in einem planaren Detektor unter einer Hochspannung von 1000 V. Verglichen wird die ortsabhängige CCE für Mobilitäts-Lebenszeit Produkte von Germanium und CZT. Der Verlauf wird durch die HECHT-Gleichung beschrieben (siehe Kap. 4.3), aus [LA07].

Verbreiterung auf der Seite zu niedrigeren Energien aufweisen, auch *tailing*<sup>3</sup>-Effekt genannt. Daraus resultiert eine sehr schlechten Energieauflösung solcher Detektoren und beschränkt damit diese klassische Technik für CZT auf sehr kleine Detektoren der Größe  $\mathcal{O}(1)$  mm [ALL02; LA07].

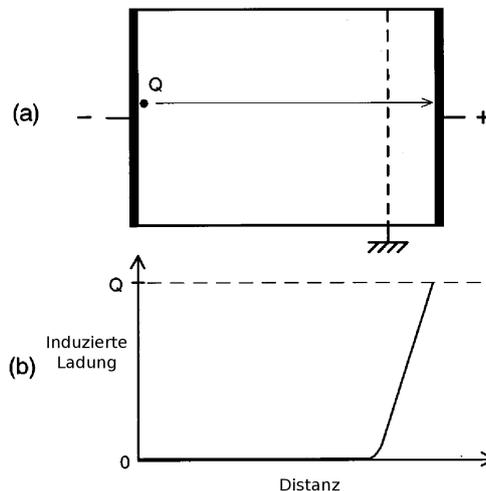
Die bisher erfolgreichste Lösung zur Überwindung des ballistischen Defizits in CZT fand 1994 LUKE, mit dem Vorschlag, die Anode eines großvolumigen CdZnTe Detektors zu einem *Coplanar-Grid* (Abk.: CPG) zu verändern, um einen, dem FRISCH-Grid in Gas-Ionisationskammern ähnlichen, Effekt zu erzeugen [Luk94]. Die Funktionsweise des CPG und die Folgen für die CCE solcher CPG-CZT Detektoren werden

<sup>3</sup> engl. für Ausläufer, Schweif

im nächsten Kapitel 4.3 aufgezeigt.

### 4.3 Das Coplanar-Grid

Bei FRISCH-Grid Gas-Ionisationskammern wird in der Nähe der Anode eine Art Gitterstruktur-Elektrode (Grid) in das Detektorvolumen eingebracht, um die zur Anode driftenden Elektronen elektrostatisch von dieser abzuschirmen, sodass die Elektronen bis zum passieren des Grids keinen signifikante Ladung auf der aufsam-melnden Anode erzeugen. Erst nachdem die Elektronen das Gitter durchdrungen haben, wird auf der Anode eine Ladung induziert, die zum gewünschten Signal ver-arbeitet werden kann, siehe dazu Abb. 4.3.1. Durch diese Technik wird das Signal

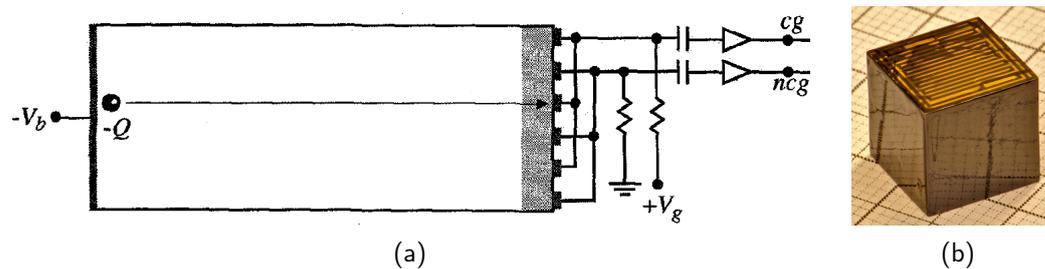


**Abbildung 4.3.1:** (a) Grundlegender Aufbau einer Ionisationskammer mit FRISCH-Gitter, (b) auf der Anode induzierte Ladung als Funktion der zurückgelegten Strecke der Ladung  $Q$ , aus [Luk94].

ausschließlich durch die Elektronen und völlig ohne Beteiligung der Ionendrift erzeugt, sodass man dieses Prinzip auch *single polarity charge sensing*<sup>4</sup> nennt [Luk94]. Alle Elektronen, die an einem beliebigen Ort zwischen Kathode und Gitter erzeugt wurden, produzieren so ein volle Signalhöhe wenn sie von der Anode aufgesammelt werden, egal wie gut die positiven Ionen zur Kathode driften. Die dadurch erreichte nahezu ortsunabhängige, gleichmäßige Ladungs-Sammlungs-Effizienz führt zu einer drastisch verbesserten Energieauflösung der Detektoren.

<sup>4</sup> Einfach-Polarität Ladungsmessung

Für eine Adaption an Festkörper-Halbleiterdetektoren, für die eine möglichst störungsarme Kristallstruktur besonders wichtig ist, wird der Effekt des FRISCH-Gitters durch eine veränderte Anodenstruktur erreicht, dem sogenannten Coplanar-Grid, das auf der Oberfläche des Detektors angebracht wird. Dazu wird die ursprünglich planare Anode in zwei ineinandergreifende Gitter aufgeteilt, eine ladungssammelnde Anode (Abk. engl.: CA<sup>5</sup>) und eine nicht-sammelnde Anode (Abk. engl.: NCA<sup>6</sup>), die mit einer Spannungsdifferenz versehen werden. Dieses *Grid Bias*<sup>7</sup> ist für 1 cm<sup>3</sup> große CZT Detektoren typischerweise  $\mathcal{O}(10)$  V, bei Spannungsdifferenzen zwischen Anoden-Grid und Kathode von  $\mathcal{O}(1000)$  V. Eine schematische Darstellung und ein Bild eines CPG auf einem C0BRA Detektor zeigt Abb. 4.3.2.



**Abbildung 4.3.2:** (a) Schematischer Aufbau eines einfachen CPG Detektors, aus [AL99], (b) 1 cm<sup>3</sup> C0BRA Detektor mit goldener CPG Anodenstruktur.

Freie Elektronen, die zum Coplanar-Grid driften, induzieren während ihrer Bewegung auf beiden Anoden eine gleich große Ladung, bis sie in den E-Feld Bereich kommen in dem die Potentialdifferenz zwischen CA und NCA ein "Absaugen" der Elektronen zur *Collecting Anode* bewirkt. In diesem Bereich sinkt die auf der NCA induzierte Ladung auf null ab, die CA hingegen sammelt die gesamte Ladung auf. Bildet man nun ein Differenzsignal (per analogen Subtraktions-Schaltkreis oder digitale Signalverarbeitung) der Art

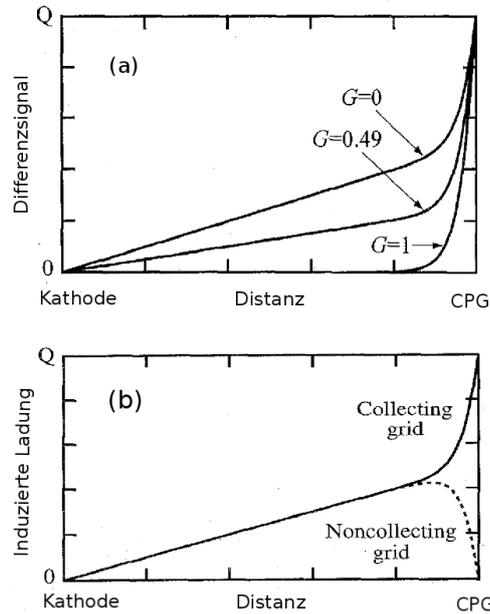
$$Q_{diff} = Q_{CA} - G \cdot Q_{NCA} \quad (4.3.1)$$

mit  $Q_{CA}, Q_{NCA}$  = Signal der induzierte Ladungen auf CA beziehungsweise NCA und  $G$  = freier Parameter, so nimmt dieses in Abhängigkeit vom Wichtungsfaktor  $G$  die gewünschte Form an. Die Abb. 4.3.3 zeigt die theoretisch entstehenden Signale und die Abhängigkeit des Differenzsignals vom Wichtungsfaktor, beides ohne Berücksichtigung von Ladungsverlusten an Fehlstellen, Einschlüssen und ähnlichen Unvollkommenheiten realer Detektoren. Für ideale Detektoren und  $G=1$  erhält man ein Signal, das dem des FRISCH-Grids ähnelt und bis auf den Nahbereich vor dem CPG unabhängig ist vom Ort der Ladungserzeugung, in echten Detektoren

<sup>5</sup> Collecting Anode

<sup>6</sup> Non Collecting Anode

<sup>7</sup> Gitternetz-Spannung



**Abbildung 4.3.3:** (a) Differenzsignal nach Gl. (4.3.1) für verschiedene Wichtungsfaktoren als Funktion der von der Ladung zurückgelegten Strecke, (b) Signale auf der CA und NCA als Funktion der von der Ladung zurückgelegten Strecke von der Kathode, beide aus [Luk97]

werden freie Ladungsträger aber an Defekten im Kristall "eingefangen"<sup>8</sup>. Der zunächst willkürlich eingeführte Wichtungsfaktor kann nun genutzt werden (falls die Fehlstellen homogen im Detektor verteilt sind), um einen Ladungsverlust zu korrigieren. Dazu muss der Wichtungsfaktor  $G$  für jeden Detektor individuell bestimmt werden. Eine ausführlichere Erläuterung folgt in Kap. 5.2.1.

Diese Technik führt zu einer signifikanten Verbesserung der Charge Collection Effizienz, verbesserter Energieauflösung und macht damit CZT Detektoren für spektroskopische Anwendungen sinnvoll einsetzbar. Die folgenden Kapitel gehen näher auf die, für spätere Effizienzbestimmung an COBRA CZT-CPG Detektoren wichtige, Berechnung der CCE ein. Ausgangspunkt ist dabei das SHOCKLEY-RAMO Theorem, welches zeigt, wie die induzierten Ladungen auf den Elektroden berechnet werden müssen.

<sup>8</sup> engl.: charge trapping

### 4.3.1 Das Shockley - Ramo Theorem

Bei der Wechselwirkung von Strahlung mit dem Detektormaterial entstehen der deponierten Energie proportional viele Elektron-Loch-Paare (siehe Kap. 4.1). Diese induzieren bei ihrer Bewegung im elektrischen Feld des Detektors Spiegelladungen  $Q_{ind}$  auf den Elektroden, die zum eigentlichen Messwert führen, und verändern ihrerseits den elektrischen Feldverlauf.

Bevor man die induzierte Ladung berechnen kann, ist es notwendig den Verlauf des elektrischen Feldes an jedem Punkt der Ladungsträgertrajektorie zu berechnen, wobei hier immer eine instantane Ausbreitung des Feldes angenommen werden kann. Das ist im Allgemeinen sehr aufwendig, da dazu an jedem Punkt die POISSON-Gleichung mit den entsprechenden Randbedingungen gelöst werden muss. Für die induzierte Ladung folgt dann:

$$Q_{ind} = \oint_S \varepsilon \cdot \vec{E} \cdot d\vec{S} \quad (4.3.2)$$

mit der dielektrischen Konstante des Mediums  $\varepsilon$ , dem elektrischen Feld  $\vec{E}$  und der die Elektrode umgebenden Oberfläche  $\vec{S}$ .

Bereits Ende der dreißiger Jahre des letzten Jahrhunderts fanden SHOCKLEY und RAMO eine einfacherere Möglichkeit  $Q_{ind}$  zu berechnen und führten dazu ein dimensionsloses Wichtungspotential  $V_w(x)$  ein [Sho38; Ram39]. Dieses beschreibt das elektrostatische Potential an der Stelle  $x$  der sich bewegenden Ladung mit speziellen Randbedingungen:

- die Elektrode für die die induzierte Ladung berechnet werden soll, wird auf das Einheitspotential gesetzt ( $V_w = 1$ )
- alle andere Elektroden bekommen das Nullpotential zugewiesen ( $V_w = 0$ )
- es sind keine weiteren Ladungen vorhanden

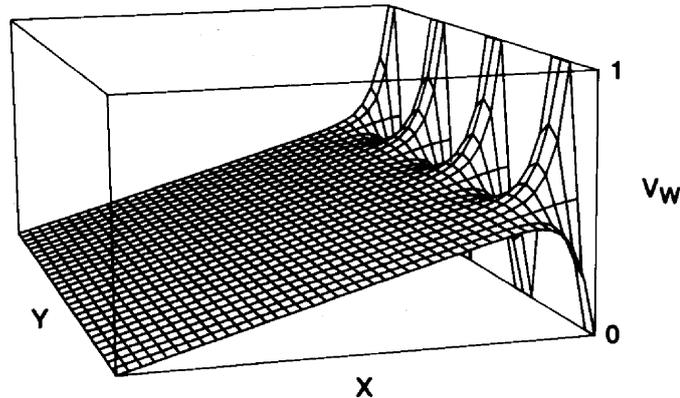
Für eine sehr ausführliche Beschreibung der Technik sei auf [He01] und die originalen Veröffentlichungen von [Sho38] und [Ram39] verwiesen, eine grafische Darstellung des Wichtungspotentials  $V_w$  der einfachen Detektorgeometrie aus Abb. 4.3.2 (a) zeigt Abb. 4.3.4 .

Mit dieser Methode ergibt sich für die differentielle Änderung der induzierten Ladung:

$$dQ_{ind} = -Q_e \cdot dV_w(\vec{x}) \quad (4.3.3)$$

mit der sich bewegende Punktladung  $Q_e$  und dem Wichtungspotential  $V_w$  [LA07]. Und für den resultierenden Strom  $I$  auf der Elektrode:

$$I = Q_e \cdot \vec{v}_d \cdot \vec{E}_w(\vec{x}) \quad (4.3.4)$$



**Abbildung 4.3.4:** Wichtungspotential wie es für die Detektorgeometrie aus Abb. 4.3.2 (a) berechnet wurde, aus [Luk94]

wobei  $\vec{v}_d$  die momentane Drift-Geschwindigkeit der sich bewegenden Punktladung, und  $\vec{E}_w(\vec{x})$  das Wichtungsfeld darstellt, berechnet aus  $\vec{E}_w(\vec{x}) = -\nabla V_w(\vec{x})$ .

SHOCKLEY und RAMO fanden (4.3.4) zunächst nur für Vakuum-Röhren ohne Raumladungszonen, später zeigte CAVALLERI, dass das Theorem auch auf Detektoren mit stationären Raumladungen angewendet werden kann, wie man es z.B. in Halbleiterdetektoren vorfindet [Cav71].

### 4.3.2 Charge Collection Efficiency

Die vorangegangenen Betrachtungen bilden die Grundlage zur Berechnung der CCE, welche durch den Quotienten aus der von der Detektorelektronik gemessenen Ladungsmenge  $Q_{ind}$  und der im Detektor primär erzeugten Ladungsmenge  $Q_0$  definiert ist:

$$\eta := \frac{Q_{ind}}{Q_0} \quad (4.3.5)$$

Auf dem Weg vom Entstehungsort bis an die Elektrode werden die freien Ladungsträger jedoch teilweise an Fehlstellen im Kristallgitter, Verunreinigungen oder Einschlüssen eingefangen oder rekombiniert, so dass nur ein Teil wirklich von der Elektronik gemessen wird. Dieser Effekt wird gut durch einen parametrisierten exponentiellen Zerfall beschrieben (dazu wird die Geschwindigkeit der Elektronen als konstant angenommen):

$$Q_e = -Q_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = -Q_0 \cdot \exp\left(-\frac{(x-x_0)}{\mu\tau|\vec{E}(\vec{x})|}\right) \quad (4.3.6)$$

mit der ursprünglich von der Photon-Detektor-Wechselwirkung erzeugten Ladung  $Q_e(t=0) = Q_0$ , Lebensdauer der erzeugten Ladung  $\tau$ , Ladungsträgerbeweglichkeit

$\mu$ , der elektrische Feldstärke  $\vec{E}$  und dem Ort der Photon-Materie Wechselwirkung  $x_0$  [LA07]. Das Produkt  $\lambda = \mu\tau \cdot |\vec{E}|$  wird auch als freie Weglänge der Ladungsträger bezeichnet.

Aus den Gl. 4.3.3 und 4.3.6 folgt

$$dQ_{ind}(x, x_0) = Q_0 \cdot e^{-\frac{(x-x_0)}{\lambda}} dV_w \quad (4.3.7)$$

$$Q_{ind}(x, x_0) = Q_0 \cdot \int_{x_0}^x e^{-\frac{(x'-x_0)}{\lambda}} \cdot \frac{dV_w(x')}{dx'} \cdot dx' \quad (4.3.8)$$

Für einen rechteckigen Detektor mit *planaren* Elektroden hat das Wichtungspotential die Form  $V_w = x/d$  mit  $d =$  Abstand Elektroden, so dass

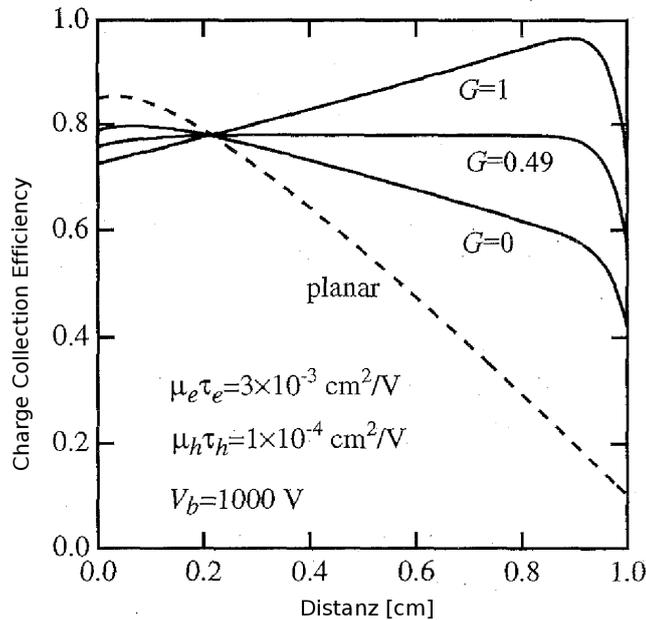
$$\frac{Q_{ind}(x_0)}{Q_0} = \eta(x_0) = \frac{\lambda}{d} \left( 1 - e^{-\frac{(d-x_0)}{\lambda}} \right) \quad (4.3.9)$$

was als HECHT - Gleichung bezeichnet wird [GSD08]. Man beachte, dass die Detektionseffizienz stark vom Ort ( $x_0$ ) der ursprünglichen Photon - Detektor Wechselwirkung abhängt.

Möchte man auch für andere Detektor- bzw. Elektrodengeometrien  $\eta$  bestimmen, so muss in (4.3.8) das Wichtungspotential als Funktion des Ortes bekannt sein und die LAPLACE-Gleichung  $\nabla^2 V_w(x) = 0$  mit den entsprechenden Randbedingungen erfüllen. Für komplexe Geometrien der Elektroden, wie es z.B. beim CP-Grid der C0BRA Detektoren der Fall ist, ist es sinnvoll das Wichtungspotential computergestützt zu berechnen. Die Abb. 4.3.5 stellt die CCE im Vergleich zwischen planaren Detektoren und einem einfachen Coplanar-Grid Detektor, mit verschiedenen Wichtungsfaktoren berechnet, dar. Es ist deutlich zu erkennen, dass die CCE für einen planaren Detektor sehr ungleichmäßig über die Detektortiefe verteilt ist, wohingegen bereits eine einfache CPG Geometrie mit dem geeigneten Wichtungsfaktor (hier  $G = 0,49$ ) zu einer über den größten Teil des Detektors sehr flachen Verteilung führt, die erst im Nahbereich vor dem Anoden Grid stark abfällt, da hier der inhomogene Bereich des E-Feldes beginnt. Ladungen die in diesem Nahbereich erzeugt werden können nicht mehr die volle Amplitude des Differenzsignals erzeugen, da sich nicht die gesamte Länge des Bereichs durchlaufen in dem die Subtraktion der Signale erfolgt, siehe dazu noch einmal Abb. 4.3.3.

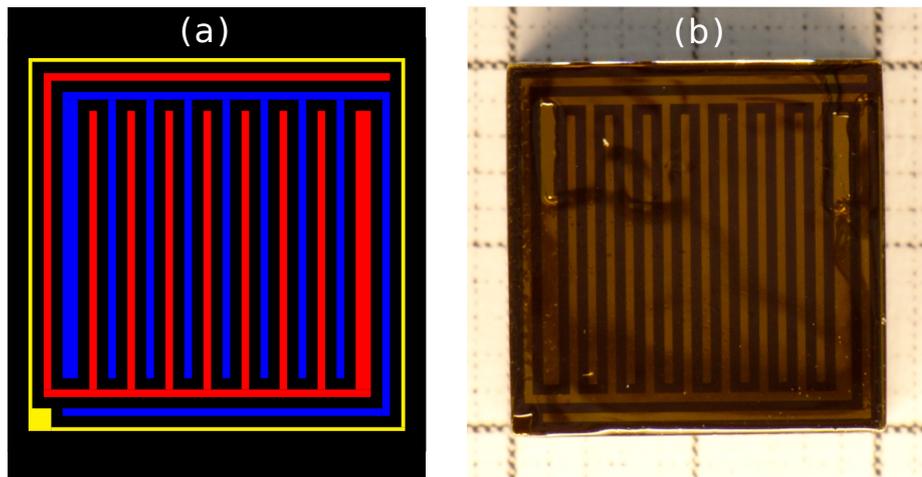
### 4.3.3 Die CCE für C0BRA Coplanar-Grid Detektoren

Mit Hilfe der Computer Software COMSOL lassen sich zunächst Wichtungspotential und elektrisches Potential für die Geometrie der  $1 \text{ cm}^3$  C0BRA Detektoren berechnen, Abb. 4.3.6 zeigt dazu ein Bild eines echten C0BRA Detektors und die schematische Ansicht der Coplanar - Grid Anoden [Com; Dur08].



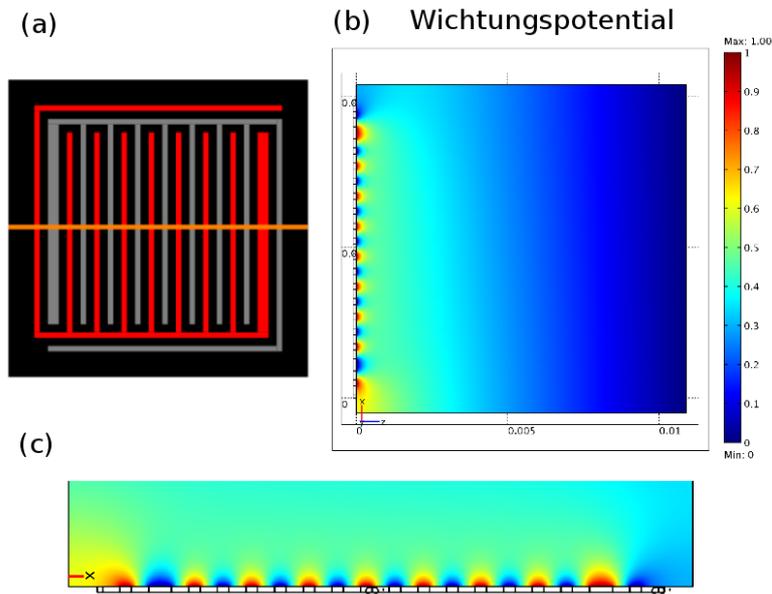
**Abbildung 4.3.5:** CCE als Funktion des Abstandes von der Kathode: für einen einfachen planaren Detektor (gestrichelte Linie), und für einen einfachen CPG Detektor aus Abb. 4.3.2 mit verschiedenen Wichtungsfaktoren (solide Linie).  $V_b$  gibt die Spannung an, die zwischen Kathode und Anode (CPG) anliegen soll, und  $\mu\tau$  die entsprechenden Beweglichkeit-Lebenszeit Produkte für CZT, aus [Luk97].

Die Abb. 4.3.7 verdeutlicht wie klein (im Vergleich zur vollen Länge des Detektors) der inhomogene Bereich des Wichtungspotentials für die feine CPG Geometrie der COBRA Detektoren ist. Berechnet man nun das elektrostatische Potential für die gleiche Geometrie, so lässt sich der Einfluss der Spannungsdifferenz der beiden Anoden (Grid Bias  $V_g$ ) gut studieren. Dazu zeigen die Abb. 4.3.8 und 4.3.9 das elektrostatische Potential und den Verlauf der E-Feldlinien für  $V_g = -20 \text{ V}$  beziehungsweise  $V_g = -100 \text{ V}$ . Es ist unter 4.3.8 (c) und 4.3.9 (c) sehr deutlich zu erkennen wie die höhere Spannungsdifferenz zwischen den Anoden eine tiefere Eindringen des inhomogenen Feldbereichs in den Detektor verursacht. Dadurch vergrößert sich auch der Bereich in dem dort erzeugte Ladungen nicht mehr die volle Signalamplitude erzeugen. Da aber auch die Hochspannung variiert werden kann, und die Eindringtiefe des inhomogenen Feldbereichs durch das Verhältniss aus Hochspannung Kathode - Anodensystem ( $V_b$ ) und Grid Bias ( $V_g$ ) bestimmt ist, ist eine Anpassung an die jeweiligen Detektoreigenschaften möglich und nötig. Zusammen mit dem von Materialeigenschaften verknüpften Wichtungsfaktor ergibt sich somit ein 3-dimensionaler Parameterraum für die besten Betrieb (beste Energieauflösung) der CPG Detektoren. Die experimentelle Vorgehensweise wird in Kap. 5.2.1 vorgestellt.



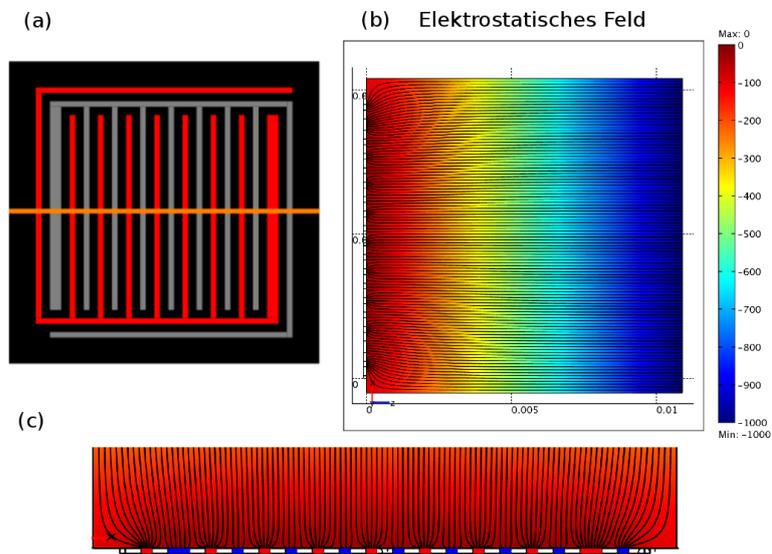
**Abbildung 4.3.6:** (a) Schema des Coplanar - Grid wie es auf den C0BRA Detektoren verwendet wird, die CA und NCA sind rot bzw. blau gefärbt, gelb dargestellt ist eine das CPG umgebende Elektrode, die genutzt werden kann, um den Verlauf des E-Feldes zu verbessern, bisher bei allen C0BRA Detektoren aber ohne Spannung versehen (b) goldenes CPG auf einem C0BRA Detektor.

Die Berechnung der CCE für die C0BRA Detektoren wird von DURST mittels der COMSOL Software durchgeführt und war vor Abschluss dieser Arbeit leider noch nicht abgeschlossen. Diese Ergebnisse werden voraussichtlich in die Arbeiten [Geh12] und [Wes12] einfließen.



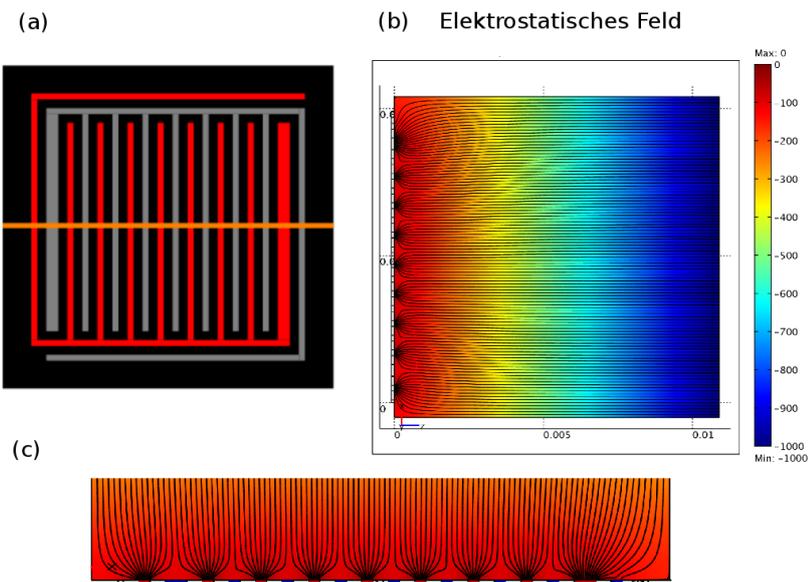
**Abbildung 4.3.7:**

- (a) Schema des CPG, die orange Linie zeigt die Schnittebene an
- (b) Wichtungspotential für den Schnitt aus (a)
- (c) Vergrößerter Bereich aus (b), nahe CPG



**Abbildung 4.3.8:**

- (a) Schema des CPG, die orange Linie zeigt die Schnittebene an
- (b) Elektrostatisches Potential und E-Feldlinien für den Schnitt aus (a), mit  $V_b = -1000$  V Spannung zwischen Kathode und Anodensystem,  $V_g = -20$  V Grid Bias
- (c) Vergrößerter Bereich nahe CPG



**Abbildung 4.3.9:**

(a) Schema des CPG, die orange Linie zeigt die Schnittebene an

(b) Elektrostatishes Potential und E-Feldlinien für den Schnitt aus (a), mit  $V_b = -1000$  V Spannung zwischen Kathode und Anodensystem,  $V_g = -100$  V Grid Bias

(c) Vergrößerter Bereich nahe CPG



## Kapitel 5

### Effizienzbestimmung

Wie bereits im Kapitel 3.1 erwähnt sind die Detektionseffizienz und die Energieauflösung sehr wichtige Eigenschaften eines Experiments zur Untersuchung der Halbwertszeit beim doppelten Betazerfall. Aus (3.1.1)

$$T_{1/2}^{(\text{Det})} \propto \alpha \varepsilon \sqrt{\frac{M \cdot t}{\Delta E \cdot B}}$$

ist sofort ersichtlich, dass  $T_{1/2}$  direkt proportional zu  $\varepsilon$  und indirekt proportional zur Energieauflösung  $\Delta E$  ist [Zub11]. Es ist daher von größter Wichtigkeit diese Werte sorgfältig für alle COBRA Detektoren zu bestimmen. Dazu werden die CPG Detektoren, bevor sie im LNGS Setup verbaut werden in drei Schritten untersucht. Zunächst sind die besten Betriebsparameter zu bestimmen, sodass die nachfolgenden Messungen unter den für den jeweiligen Detektor optimalen und reproduzierbaren Bedingungen durchgeführt werden können. Die Ergebnisse werden in einem "Katalog" dokumentiert (aktuelle Version im Anhang A) und sind für die Kollaboration online zugänglich. Danach wird die totale Detektionseffizienz bestimmt und es folgt eine ortsauflöste Untersuchung der Effizienzverteilung über den Detektoren.

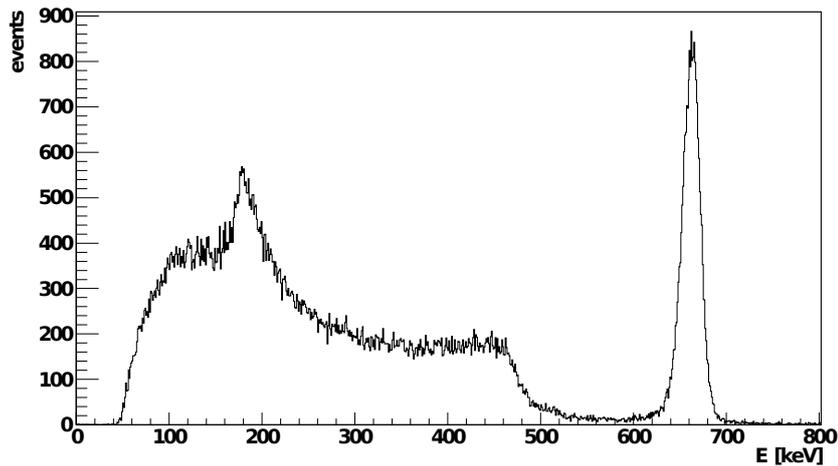
Die Energieauflösung und Effizienz lassen sich aus dem Energiespektrum gewinnen, welches durch die Zählung und Ordnung der Signalhöhen aufgebaut wird, nachdem diese von der elektronischen Detektorauslese (siehe dazu Kap. 5.1) verarbeitet wurden. Die Abb. 5.0.1 zeigt ein kalibriertes Energiespektrum eines COBRA Detektors in 4,7 cm Entfernung zu einer 270 kBq  $^{137}\text{Cs}$  - Quelle, die Photonstrahlung von 662 keV emittiert.

Es ist deutlich das COMPTON-Kontinuum und der VEP zu erkennen. Dieser kann, auf Grund der diskreten Natur der Ladungsträger und die damit verbundenen zufälligen statistischen Schwankungen, durch eine GAUSS-Verteilung der Art:

$$G(x) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.0.1)$$

beschrieben werden, mit  $A$ = Fläche unter der Verteilung,  $\sigma$ = Standardabweichung und  $\mu$ = Zentroid, falls an der VEP Position  $\mu$  kein Untergrund oder andere Störungen zu erwarten sind. In diesem Fall dient das *Full Width at Half Maximum* (Abk.: FWHM) mit  $\text{FWHM} = 2,35 \sigma$  als Maß für die Energieauflösung, die entweder als  $R = \frac{\text{FWHM}}{\mu}$  in [%] bei  $\mu$  oder in [keV] an der Stelle  $\mu$  angegeben wird. Nimmt man die Erzeugung der Ladungsträger im Detektormaterial als einen POISSON-Prozess an, und werden im Mittel  $N$  freie Ladungsträger generiert, so ist die statistische Fluktuation die Standardabweichung  $\sqrt{N}$ . Damit lassen sich die üblicherweise stark verbesserten Energieauflösungen bei höheren Energien erklären, da hierbei deutlich mehr Elektronen-Loch Paare erzeugt werden [Kno10].

Die Fläche  $A$  unter der Verteilung kann mit der Anzahl der Einträge im VEP verknüpft werden, und stellt somit ein Maß für das *Vollenergieansprechvermögen* oder Vollenergie-Effizienz (Abk.: VE-Effizienz) dar, denn alle Einträge im VEP werden



**Abbildung 5.0.1:** Energiespektrum einer  $^{137}\text{Cs}$  Quelle mit einer Aktivität von 270 kBq, aufgezeichnet mit einem COBRA CPG Detektor in einem Abstand von 4,7 und einer Messzeit von 600 s.

als Ereignisse mit voller Energiedeposition im Detektor betrachten, so dass sich eine VE-Effizienz definieren lässt mit:

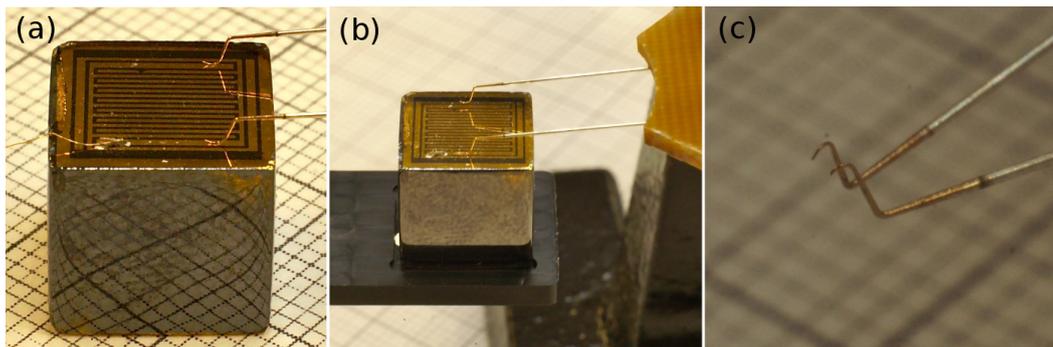
$$\varepsilon_{VEP} := \frac{\text{Anzahl der registrierten VEP-Ereignisse } (A)}{\text{Anzahl der von einer Quelle emittierten Strahlungsquanten } (N_0)} \quad (5.0.2)$$

wobei beide, auf den vom Detektor abgedeckten Raumwinkelbereich bezogen sind. Als drittes ist die Position des VEP ein Merkmal für die Charakteristik der Vollenergie-Detektion. Die Lage des VEP steht in direkter Verbindung mit der Charge Collection Efficiency, denn ein Ereignis, das zwar seine volle Energie im Detektor deponiert und dabei entsprechend viele Elektron-Loch Paare erzeugt, wird im Spektrum zu niedrigeren Energien verschoben eingeordnet, falls die erzeugten Ladungen nicht vollständig gemessen bzw. aufgesammelt werden. Es ist demnach schwierig absolute Aussagen zur CCE zu treffen, und die eigentliche Lage des VEP kann nur durch eine gute Kalibration mit wohlbekanntem Quellen erreicht werden, die den Detektor möglichst homogen bestrahlen, wie es in Kap. 5.3 beschrieben wird. Mit dieser Methode einer "globalen" Kalibration lassen sich später orts aufgelöste Messungen der Verschiebungen des VEP vergleichen (Kap. 5.4).

## 5.1 Elektronische Auslese der COBRA CPG Detektoren

Damit vergleichbare und reproduzierbare Messungen möglich sind, wurde die elektronische Auslese an allen relevanten Orten: IKTP TU Dresden, TU Dortmund und LNGS Italien möglichst identisch gestaltet. Alle wichtigen elektronischen Geräte wie Vorverstärker und Analog-Digital Converter (Abk. ADC) sind nahezu baugleich. Die Messungen an vielen Detektoren (geplant sind mind. alle 64 für den LNGS Aufbau) machte jedoch eine Modifizierung der Detektorkontaktierung am IKTP nötig.

Um einen möglichst guten und schnell anzubringenden bzw. abzulösenden Kontakt mit dem Coplanar Grid herzustellen, wandelte GEHRE die bis dahin verwendete Kontaktierung mit Silberleitkleber (*LS200*) ab zu Federn aus einem Kupfer-Beryllium Gemisch, die mittels Positioniertischen sehr präzise auf die Goldkontakte des CPG abgesenkt werden können [Geh12; Sch11]. Der Kathodenkontakt an der Unterseite kommt durch baugleiche Federn zustande die durch eine Öffnung an der Unterseite des Kunststoffhalters für die Detektoren geführt werden. Die Abb. 5.1.1 zeigt den Vergleich der zwei Methoden und die Cu-Be Federn. Diese Messspitzen

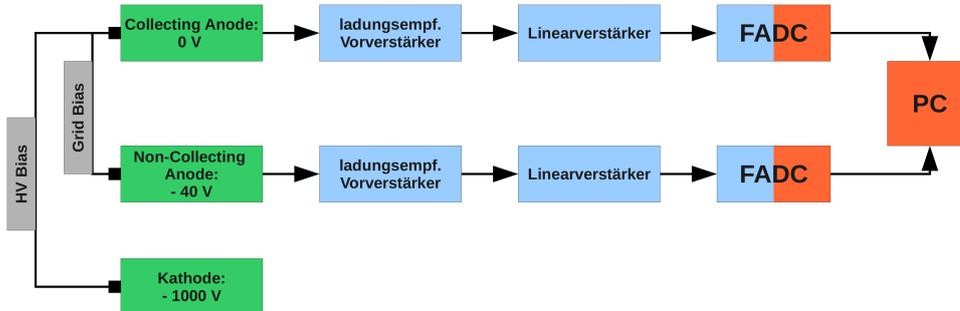


**Abbildung 5.1.1:**

- (a) Vergleich der Kontaktierungsmethoden, links: Klebung, rechts: flexible Federn
- (b) COBRA Detektor auf Kunststoffhalter (schwarz) mit verdeckter Aussparung für den Kathodenkontakt
- (c) Federn für Kathodenkontakt

sind mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker (*Cremat CR-110*) verbunden, der die auf der CA und NCA induzierten Ladungen in einem Spannungspuls umwandelt. Die für die weitere Signalverarbeitung zu niedrigen Spannungspulse werden dann mittels eines schnellen Linearverstärkers um einen Faktor 0,5 - 40 vergrößert. Der dazu benötigte Linearverstärker mit einer Bandbreite von 100 MHz wurde von der COBRA Arbeitsgruppe der TU Dortmund speziell mit Hinblick auf niedriges elektronisches Rauschen, störungsfreie Signalübertragung, und angepasst auf den Eingangsbereich des folgenden *Fast ADC* (Abk.: FADC) entworfen und gebaut [Sch11]. Die jetzt erzeugten  $\mathcal{O}(100)$  mV Spannungspulse werden dann an einen FADC (*Struck SIS3300*) mit 12bit Auflösung und 100 MHz Abtastrate übertragen.

Die Abb. 5.1.2 zeigt ein Schema zur Signalverarbeitung. Das Speichern der reinen

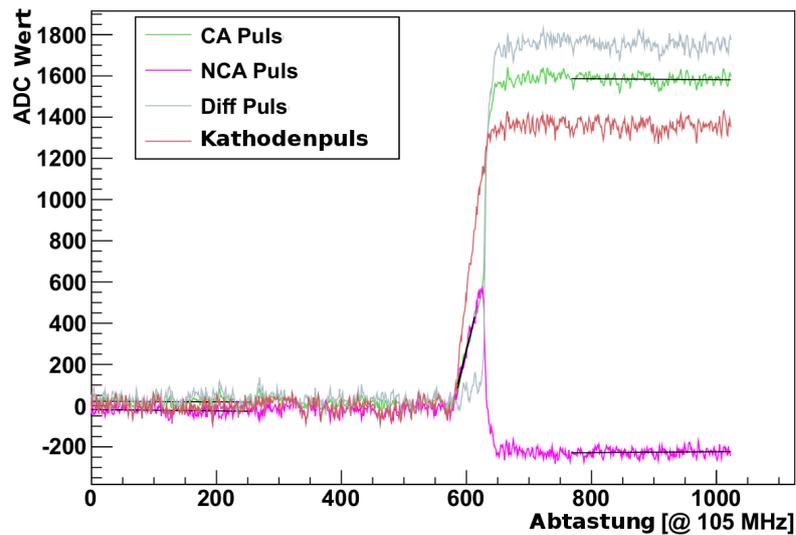


**Abbildung 5.1.2:** Schematische Darstellung der elektronischen Signalverarbeitung.

Pulsformen durch den FADC ermöglicht eine Vielzahl von digitalen Korrekturen und Verbesserungen, Pulse-Shape Analyse und eine wesentlich verbesserte Energieauflösung im Vergleich zu einer analogen Signalformung. So können zunächst sogenannte Quantisierungsfehler korrigiert werden, die entstehen wenn das analoge Signal in diskrete Werte umgewandelt wird. Darüberhinaus kann ein exponentieller Abfall der Signale, verursacht durch die Funktionsweise des Vorverstärkers, ausgeglichen werden, um eine bessere Bestimmung der Pulshöhe zu erreichen. Eine optimale Pulshöhenbestimmung für ein gleichmäßiges Differenzsignal wird durch die "gleitendes Mittel" - Methode erreicht, die stark verformten NCA (und selten auch CA) Signale machen jedoch auch andere Techniken notwendig, detailliert beschrieben in [Qua10; Sch11]. Die Abb. 5.1.3 zeigt Signalformen bei denen ein exponentieller Abfall bereits korrigiert wurde.

Zur Generierung von Pulshöhenspektren werden ausschließlich das gewichtete Differenzsignal verwendet (berechnet nach Gl. 4.3.1). Desweiteren können anhand der Signalformen von CA und NCA wertvolle Informationen über Charakteristik und Tiefe (Entfernung vom CPG) der Wechselwirkung im Detektor gewonnen werden. Vergleicht man dazu noch einmal Abb. 4.3.3 und 5.1.3, so wird deutlich, dass das Signal der NCA bei Ereignissen, die nicht direkt an der Kathode stattgefunden haben (wie in Abb. 5.1.3), ein negatives Durchschwingen aufweist. Verantwortlich dafür sind die viel langsamer aufgesammelten Löcher, die während ihrer Drift auch auf den Anoden Ladungen induzieren, mit zu denen von der Elektronendrift entgegengesetzt gerichteten Vorzeichen. Mit der langsamen Aufsammlung der Löcher klingt dieser negative Ausschlag ab, das NCA Signal kehrt zur Nulllinie zurück, und das CA Signal erreicht seine volle Höhe. Dieser negative Durchschwung ist somit ortsabhängig in  $z$  (Entfernung CPG Ebene - Kathodenebene) und ermöglicht eine Korrektur des Ladungsträgerverlustes über die Detektortiefe  $z$  mittels globalem Wichtungsfaktor:

$$Q_{diff} = Q_{CA} - G \cdot Q_{NCA}(z) \quad (5.1.1)$$



**Abbildung 5.1.3:** An einem COBRA Detektor gemessene Pulsformen für Ladungen die in der Detektormitte erzeugt wurden, Differenz- und Kathodenpuls wurden nach 4.3.1 und 5.1.2 errechnet, aus [Sch11].

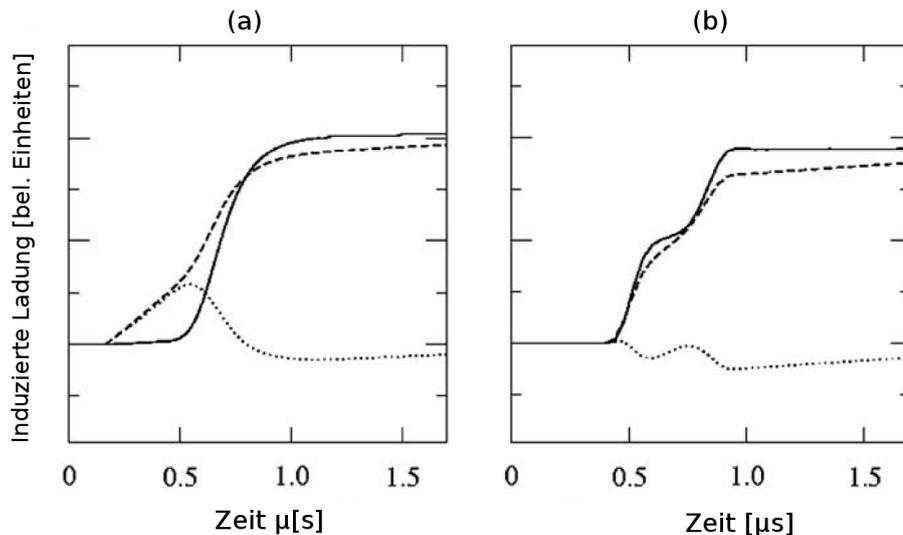
Wie in Abb. 5.1.3 bereits dargestellt, kann aus den CA und NCA Signalen ein Kathodensignal berechnet werden mit:

$$Q_{Kath} = Q_{CA} + Q_{NCA} \quad (5.1.2)$$

denn die nicht instrumentierte Kathode muss nach dem KIRCHHOFFSchen Gesetz die Summe der Anodensignale erhalten.

Einer der größten Vorteile der Pulse-Shape Analyse besteht im Potential Einfach- und Mehrfachwechselwirkungen (siehe Kap. 4.1) im Detektor zu unterscheiden, und liefert damit ein wertvolles Werkzeug zur Untergrundreduzierung für den als Einfachwechselwirkung erwarteten  $0\nu\beta\beta$  Zerfall. Das Ergebnis einer Computersimulation zeigt Abb. 5.1.4 mit dem direkten Vergleich der Pulsformen, so ist in 5.1.4 (b) deutlich eine Art Stufe in den CA, NCA und auch im Differenzsignal zu erkennen [McG10]. Damit aber eine zuverlässige Identifizierung solcher Ereignisse erfolgen kann, ist eine dedizierte Messkampagne nötig bei der z.B. über eine  $90^\circ$  COMP- TON-Streuung eine Katalog von Pulsformen angelegt werden kann, bei denen die zugrundeliegende Wechselwirkung bekannt ist.

Darüberhinaus können mit der Pulsformanalyse unphysikalische Signale und elektronische Störungen herausgefiltert werden. Dazu zeigt Abb. 5.1.5 ein Beispiel für Pulse eines Ereignisses, das seinen Ursprung sehr nah an den Anoden hatte. Hier driften die Ladungen nur zwischen den Streifen des Anodengitters und erzeugen Pulse die nahezu Spiegelbilder an der Nulllinie sind.



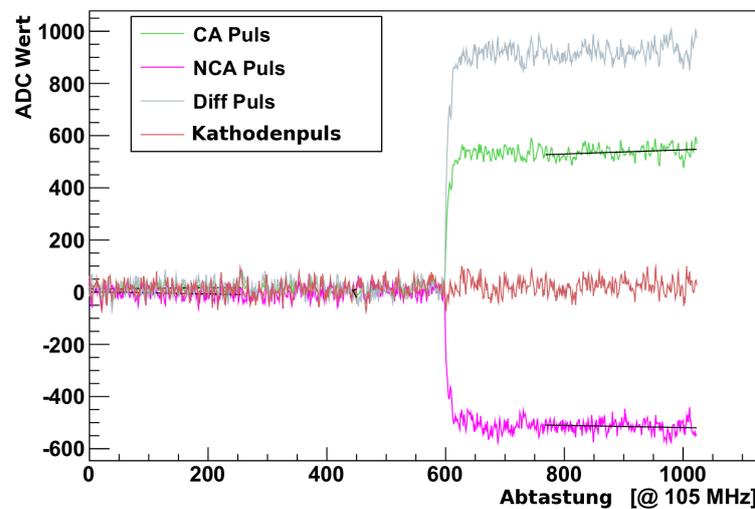
**Abbildung 5.1.4:** Simulierte Signalformen für (a) Einfachwechselwirkung und (b) Mehrfachwechselwirkung. Gestrichelt: CA Signal, gepunktet: NCA Signal, durchgeführt: Differenzsignal, aus [McG10].

## 5.2 Bestimmung der optimalen Arbeitsparameter

Der hier beschriebene Versuchsaufbau (siehe Abb. 5.2.1) wird identisch für die Bestimmungen der totalen Effizienz verwendet. Dazu werden die COBRA Detektoren jeweils einzeln auf einer Kunststoffhalterung angebracht und mittels der unter Kap. 5.1 beschriebenen Messspitzen kontaktiert und gleichzeitig fixiert. Dieser Detektorträger ist auf einer Profilschiene für optische Geräte angebracht, sodass in einem variablen Abstand ein Halter für eine radioaktive Quelle fixiert werden kann. Der hier verwendete Halter aus Aluminium wurde speziell für eine  $^{137}\text{Cs}$  Photonenquelle des Typs *VZ-296* angefertigt. Nachdem anfängliche Testmessungen in einer einfachen Box aus Kupfer von erheblichen elektromagnetischen Störungen behindert wurden, sind alle hier beschriebenen Messungen in einer EMV-Box (*ETS Lingren RFHO-60*) durchgeführt wurden, die lediglich mit individuellen Kabeldurchführungen angepasst werden musste.

### 5.2.1 Wichtungsfaktorbestimmung

Da die Pulshöheninformation für CA und NCA separat gespeichert werden, kann eine Bestimmung des optimalen Wichtungsfaktors *offline* (d.h. nach der Messung) auf zwei Arten erfolgen. Eine Möglichkeit ist das Testen eines Spektrums von Wichtungsfaktoren um ein Minimum bei der Energieauflösung zu finden. Dazu werden die Anodensignale mit einer Liste von Wichtungsfaktoren prozessiert, Spektren ge-



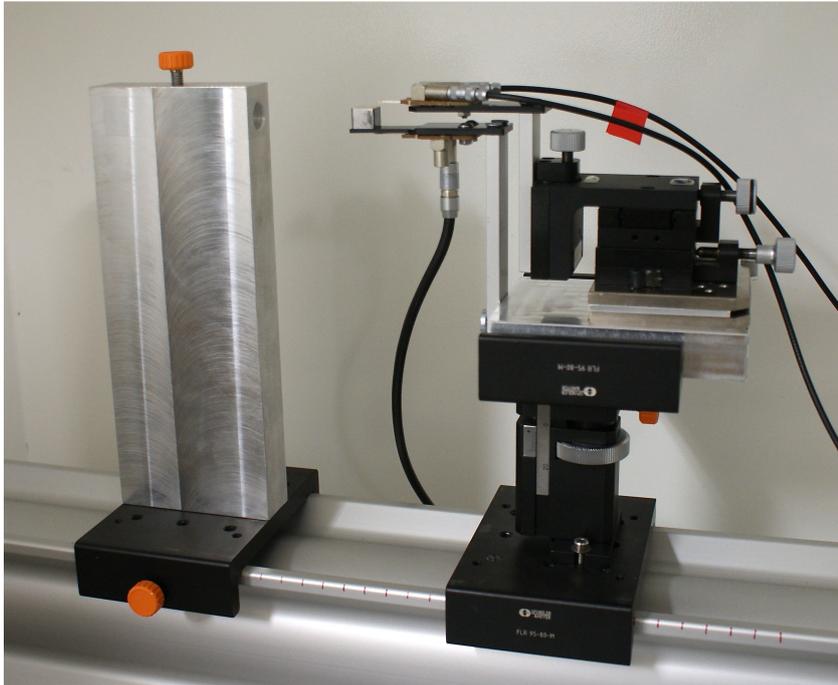
**Abbildung 5.1.5:** Pulsformen eines Ereignisses nahe der Anoden, die CA und NCA Signale sind nahezu Spiegelbilder an der Nulllinie, das Differenzsignal imitiert ein physikalisches Signal, der Kathodenpuls ist null, aus [Sch11].

neriert und dann mit den Fitfunktionen aus Kap. 5.2.2 untersucht.

Mit dem Blick auf eine sehr aufschlussreiche, zweidimensionale Darstellung der Anodensignale in Abb. 5.2.2, erschließt sich eine weitere Methode der Wichtungsfaktorbestimmung. Bei der Auftragung von NCA gegen CA Signale wird eine Ebene unterschiedlicher Bereiche aufgespannt. Die trapezförmige Verdichtung der Punkte im linken Teil stellt das COMPTON-Kontinuum dar, der blau eingerahmte Teil den Vollenergiepeak.

Findet man nun eine lineare Funktion, die die Lage des VEP beschreibt, so ist deren Anstieg der gesuchte Wichtungsfaktor. Die von WESTER entwickelte Methode teilt dazu den Bereich des VEP in kleinere Abschnitte ein, die wieder zu einer eindimensionalen Verteilung zusammengezogen und einzeln mit einem Gauß Peak gefittet werden (siehe Abb. 5.2.3), der Zentroid dieser Gaußverteilungen stellt nun die Koordinatenpunkte für einen Fit mit einer linearen Funktion dar, deren Anstieg (Wichtungsfaktor) leicht extrahiert werden kann [Wes12].

Es zeigte sich jedoch, dass das vergleichsweise einfache Verfahren der Wichtungsfaktorbestimmung durch Probieren stets leicht bessere Ergebnisse lieferte als die Fit-Methode, der Effekt bewirkt jedoch nur eine Verbesserung der Energieauflösung von weniger als 0,05%, sodass die schnellere Fit-Methode verwendet wird. Eine Erklärung der Abweichung konnte leider noch nicht gefunden werden und eine Tabelle der Wichtungsfaktoren findet sich in Anhang A.

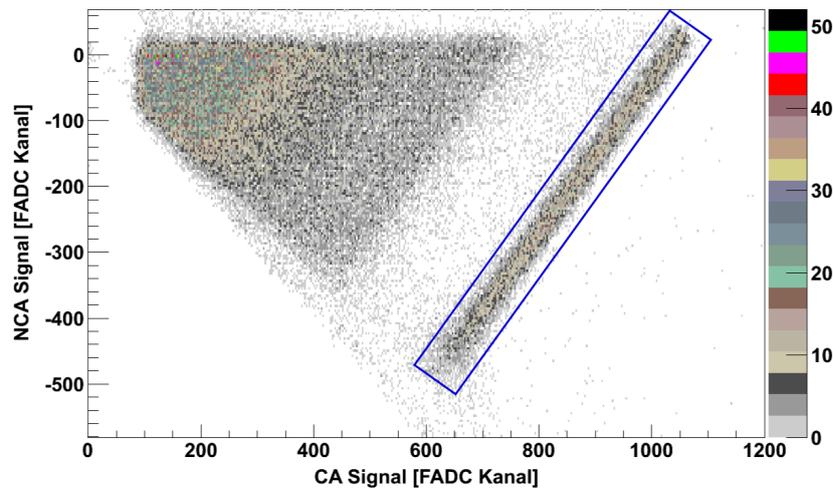


**Abbildung 5.2.1:** Messaufbau zur Bestimmung der besten Arbeitsparameter und totalen Effizienzmessung. Links: Aluminiumhalter mit Fixierschraube und Quelle, Rechts: mit Cu-Be Federn kontaktierter COBRA CPG Detektor.

### 5.2.2 Hochspannung und Grid Bias

Das verwendete Hochspannungsversorgungsgerät *iseg SHQ 226 L* kann mittels RS 232 Schnittstelle von einem PC angesteuert werden und erlaubt somit automatisierte Messreihen. Um nun die besten Arbeitsparameter für die Hochspannung und die Spannung der NCA (Grid Bias) zu finden, wird die Detektorspannung  $V_b$  in 100 V Schritten zwischen  $V_b = 700 \dots 1400$  V angehoben, wobei zu jedem Spannungswert das Grid Bias  $V_g$  in 10 V Schritten zwischen  $V_g = 40 \dots 120$  V variiert wird. Da die Messzeit für eine ausreichende Statistik in den Energiespektren an einem Punkt dieser Spannungscombinationen 600 s beträgt, können an einem Tag maximal 2 Detektoren getestet werden.

Nach der Aufzeichnung der Energiespektren zu jeder  $V_b : V_g$  Kombination, werden diese ausgewertet indem der VEP der  $^{137}\text{Cs}$  Quelle bei 662 keV mit einer GAUSS-Funktion (Vgl. Gl. 5.0.1) gefittet werden. Die geringste Werte für die Breite des VEP, d.h. beste Energieauflösung, bestimmt die optimale Hochspannung zu Grid Bias Kombination. Die Variation der Anzahl der VEP Einträge ( $A$ ) über die verschiedenen Spannungen so gering, das hier nur die Energieauflösung optimiert werden kann. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die Vollenergie-Effizienz der CZT-CPG



**Abbildung 5.2.2:** Zweidimensionale Verteilung der NCA-Signale zu CA-Signalen, linker Bereich entspricht COMPTON-Kontinuum, Struktur rechts stellt VEP dar.

Detektoren zumindest bei 662 keV Photonenergie nahezu unabhängig von den Versorgungsspannungen ist.

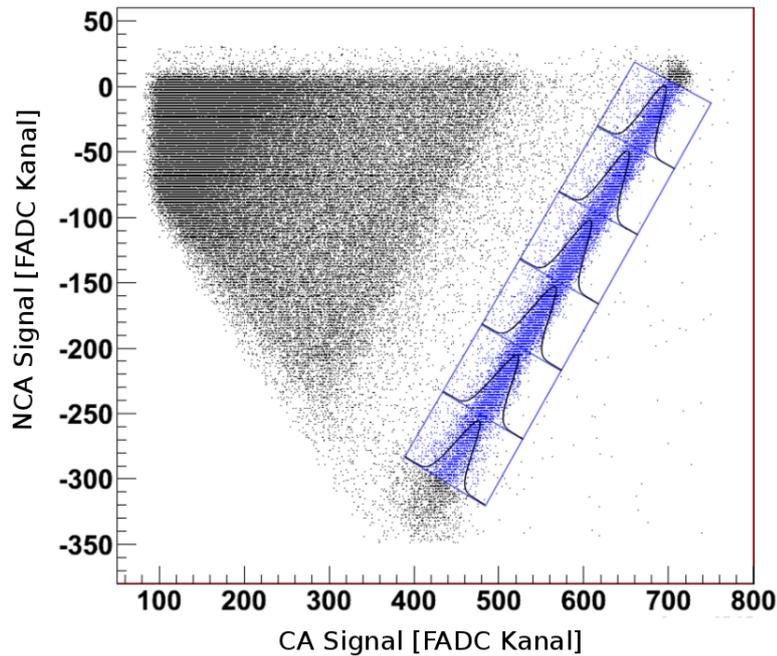
### 5.3 Bestimmung der totalen Effizienz

Für die Bestimmung der totalen Effizienz der COBRA CPG Detektoren wird der in Kap. 5.2 beschriebene Versuchsaufbau verwendet. Mit den jeweils besten Betriebsparametern werden die Detektoren einzeln auf dem Träger angebracht und für die Dauer von jeweils 600 s in 5 verschiedenen Abständen (4,7...12,7 cm) bestrahlt. Dazu wird eine  $^{137}\text{Cs}$  Quelle verwendet, mit der Aktivität von  $270 \pm 14$  kBq, errechnet für den 20.04.2011, zertifiziert am 08.04.1997 mit  $370 \pm 19$  kBq. Die Entfernungen sind dabei groß genug damit die Quelle als punktförmig angenommen werden kann und die Detektoren immer (von der gleichen Seite) homogen durchstrahlt werden.

Wie in Kap. 5.2.2 wird in jedem Spektrum der VEP mit einer GAUSS-Funktion gefittet und daraus die Anzahl der Einträge im VEP bestimmt. Die Abb. 5.3.1 zeigt dabei den Verlauf der VEP Einträge als Funktion des Abstandes eines Detektors, woraus sich mit der Fitfunktion in Gl. 5.3.1 und dem freien Parameter  $\varepsilon$ , die absolute Effizienz  $\varepsilon$  bestimmen lässt.

$$N_{vep} = A \cdot t \cdot \varepsilon \cdot \frac{F}{4\pi r^2} \quad (5.3.1)$$

Hierbei ist  $N_{vep}$  die Anzahl der Einträge im VEP,  $A$  die Aktivität der Quelle,  $t$  die Messzeit,  $F$  ( $=1 \text{ cm}^2$ ) die Seitenfläche des Detektors,  $\varepsilon$  die absolute Effizienz und



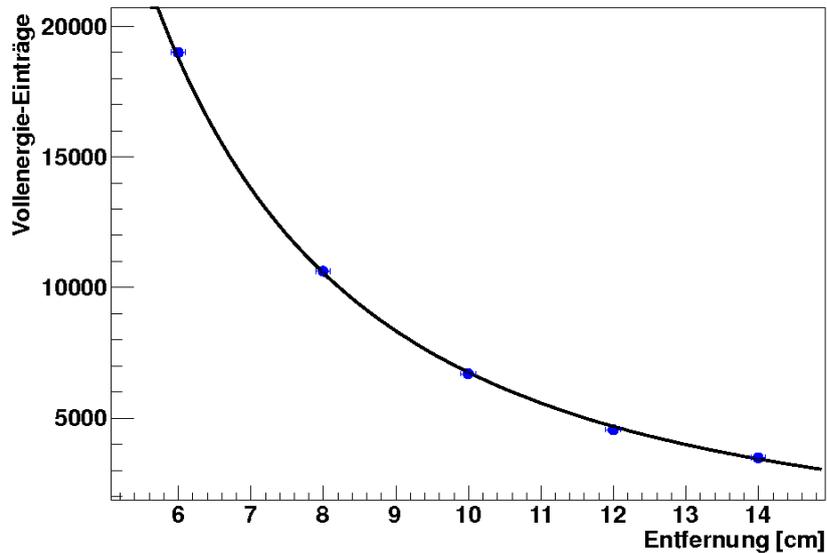
**Abbildung 5.2.3:** Zweidimensionale Verteilung der NCA-Signale zu CA-Signalen, blauer Bereich rechts enthält schematische Darstellung der Fitmethode zur linearen Interpolation der VEP Struktur, [Wes12].

$r$  der Abstand Quelle - Detektor. Mit dieser Methode ergeben sich für die C0BRA Detektoren ca. 5% totale Detektionseffizienz.

## 5.4 Ortsaufgelöste Effizienzbestimmung

Vorausgegangene eindimensionale CCE- und Vollenergie-Effizienzmessungen von HE und KARGAR haben gezeigt, dass es trotz der gut entwickelten CPG Technik in den Detektoren aufgrund der CZT Materialeigenschaften und E-Feld Inhomogenitäten Bereiche mit verminderter CCE geben kann [Kar10; HS05]. Damit zuverlässige Ergebnisse beim aktuellen C0BRA Experiment entstehen können und um auch für die Entwicklung eines großen ( $\mathcal{O}(100)$  kg Targetmasse) CZT-CPG Experiments wichtige Informationen zu gewinnen, werden am IKTP TU Dresden ortsaufgelöste, zweidimensionale CCE- und Vollenergie-Effizienzmessungen an den eingesetzten Kristallen durchgeführt.

Mit dem in den folgenden Kapiteln beschriebenen Versuchsaufbau besteht die Mög-



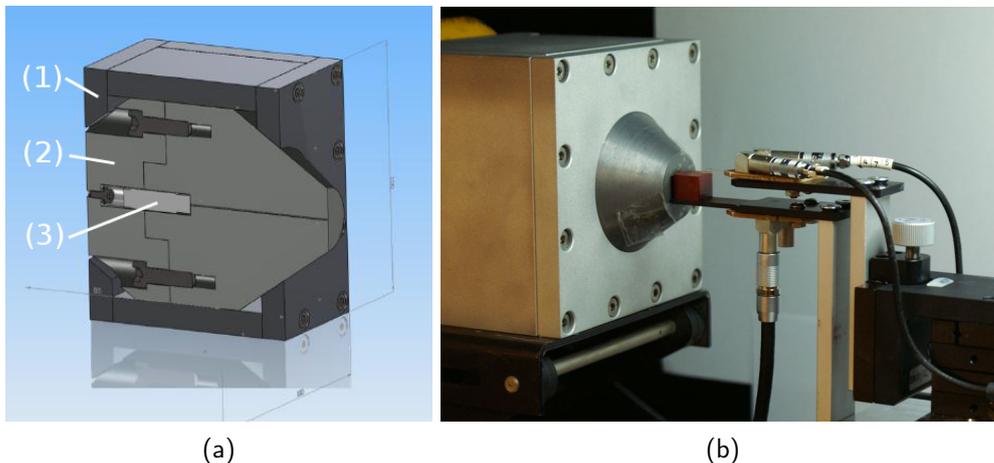
**Abbildung 5.3.1:** Einträge im VEP als Funktion des Abstandes, gemessen für einen COBRA Detektor. Der statistische Fehler  $\sqrt{N}$  der VEP Einträge auf der y-Achse ist zu klein für die hier gewählte Darstellung. Angepasst wird eine  $1/r^2$ -Funktion (Gl. 5.3.1) mit der totalen Effizienz  $\varepsilon$  als freien Parameter, [Wes12].

lichkeit eine große Anzahl von CZT CPG Detektoren mit kollimierter Gammastrahlung orts aufgelöst zu untersuchen. Der dazu benötigte Kollimator (Kap. 5.4.1) und Positioniertisch (Kap. 5.4.2) wurden zu diesem Zweck von GEHRE entworfen und in Zusammenarbeit mit der *HIB Gesellschaft für Industrieautomation* und der Werkstatt der TU Dresden gefertigt [Geh12].

Um  $(1 \times 1 \times 1) \text{ cm}^3$  große CdZnTe Detektoren auf Effizienz zu untersuchen eignet sich kollimierte Gammastrahlung aufgrund ihrer Verfügbarkeit in vielen Energiebereichen und Intensitäten am besten, außerdem ist eine Auswertung von monoenergetischer Photonstrahlung in Energiespektren durch den charakteristischen VEP gut durchführbar. Das Standard Radionuklid  $^{137}\text{Cs}$  mit einer mittleren freien Weglänge von 2,2 cm in CZT (siehe Abb. 4.2.2) und 662 keV Photonenergie ist damit gut geeignet. Damit eine sinnvolle Ortsauflösung von mindestens  $10 \times 10$  Messpunkten pro Seite eines Detektorwürfels erreicht werden kann, muss eine naturgemäß isotrop abstrahlende Photonenquelle auf mindestens 1 mm Strahldurchmesser kollimiert werden, siehe dazu Kap. 5.4.1.

### 5.4.1 Kollimator und Strahlprofil

Für eine kompakte Bauform eines Kollimators mit den gegebenen Anforderungen ist Blei das geeignetste Material. Da ein direkter Kontakt des Kollimators mit den Detektoren ausgeschlossen werden konnte und sich realistische Abstände im Bereich von  $\mathcal{O}(1)$  mm ergeben, wählte GEHRE einen Kanaldurchmesser von  $500\ \mu\text{m}$ , sodass sich, bei entsprechender Kanallänge, auch in einigen Millimetern Entfernung der Strahl nicht zu sehr aufweitet. Ein weiteres wichtiges Design-Kriterium war die Aktivität der Quelle, denn es sollten realistisch erreichbare Messzeiten erreicht werden. So berechnet sich z.B. für  $10 \times 10$  Messpunkte auf einer Detektorseite bei 600 s Messzeit pro Stelle eine Gesamtzeit von  $\approx 17$  h pro Detektorseite. Deshalb wird eine  $^{137}\text{Cs}$  Quelle mit einer Aktivität von 100 MBq verwendet (Typ LAA), die von einem Blei-Kollimator mit 4 cm Wandstärke (in Strahlrichtung 6 cm) umschlossen wird, eine CAD<sup>1</sup> Zeichnung und ein Bild zeigt Abb. 5.4.1. Die Ergebnisse der Berechnung



**Abbildung 5.4.1:** (a) CAD Zeichnung, Profilschnitt: (1) Aluminium-Träger, (2) Bleikollimator, (3)  $^{137}\text{Cs}$  Quelle; (b) Kollimator in Aluminiumgehäuse vor rotem Detektor mit Kontaktierung

und Vermessung der Ortsdosisleistungen (siehe Anhang B) rechtfertigen laut Strahlenschutzverordnung (§55 StrSchV) für beruflich strahlenexponierte Personen einen unbenklichen Umgang mit der kollimierten Quelle.

Da eine geplante Vermessung des Strahlprofils mit einem pixelierten Halbleiterdetektor noch aussteht, hat WESTER mittels der *GEANT4* basierten *VENOM* Simulationssoftware den Kollimator und dessen resultierendes Strahlprofil an der Detektoroberfläche simuliert [Gea]. Die Abb. 5.4.2 zeigt das 2D Strahlprofil für die relevanten Abstände 2,7 mm und 14 mm (siehe Kap. 5.4.2) [Wes12]. Es ist gut zu erkennen, dass sich das Strahlzentrum bereits im Abstand von 2,7 mm aufgeweitet

<sup>1</sup> Computer Aided Design

hat, aber noch deutlich kleiner als 10 mm ist. Für den wesentlich größeren Abstand von 14 mm erreicht der Strahldurchmesser fast die gerade noch akzeptable Obergrenze von 10 mm und nimmt dementsprechend auch in der Dichte etwas ab. Diese simulierten Daten legen somit den Schluss nahe, dass der Strahldurchmesser klein genug für die angestrebte Ortsauflösung ist.

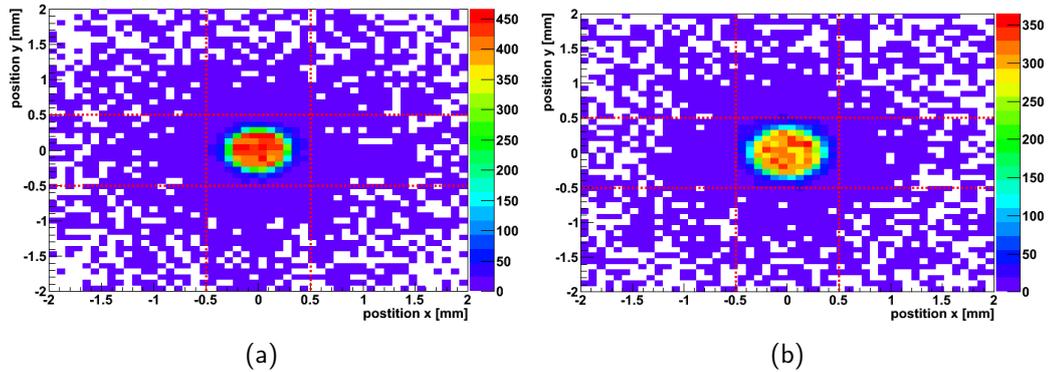


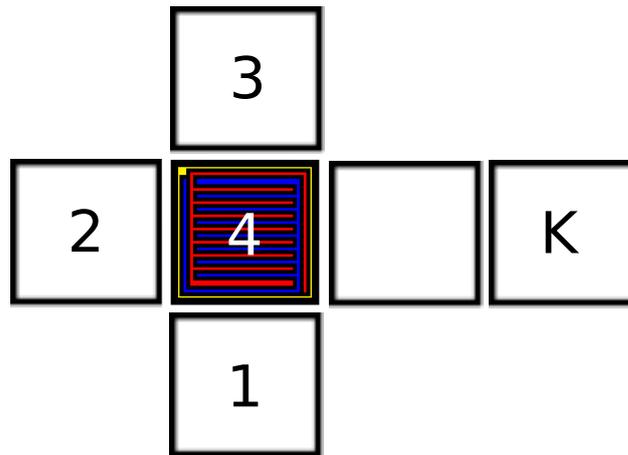
Abbildung 5.4.2: Anzahl der Photonen die durch die Detektoroberfläche treten, in (a) 2,7mm und (b) 14mm Entfernung zum Kollimator [Wes12].

### 5.4.2 Positioniertisch

Um möglichst viele Seiten der COBRA CPG Detektoren zu erreichen, wurde von GEHRE ein Scan-Tisch entworfen, der den 7 kg schweren Kollimator automatisiert in mehreren Richtungen präzise verfahren und fixieren kann. Aufgrund der elektronischen Detektorauslese können zunächst nur 4 Seiten der Detektoren erreicht werden (Abb. 5.4.3 zeigt ein Würfelnetz zur Konvention der Seitennummerierung), wobei die Seiten 1, 2 und 3 mit einem Abstand Kollimator - Detektor von 2,7 mm durchstrahlt werden, Seite 4 jedoch durch die Kontaktfedern nur mit einem Abstand von 14 mm. Zwei senkrecht zueinander montierte Schrittmotoren (*Oriental EZ limo*) können dabei den Kollimator in einer Ebene senkrecht zur Strahlachse mit einer Genauigkeit von  $\mathcal{O}(10)$   $\mu\text{m}$  verfahren (Ansteuerung per RS 232 Schnittstelle). Diese Motoren sind auf einem Aluminiumträger angebracht, der um  $90^\circ$  gekippt werden kann um die Detektoren auch durch das CPG (Seite 4) bestrahlen zu können. Für den Wechsel zwischen den Seiten 1, 2 und 3 kann zusätzlich der Detektorträger gedreht werden. Eine Aufnahme des Scantisch zeigt Abb. 5.4.4.

### 5.4.3 Durchführung

Da die Detektoren im COBRA Versuchsaufbau im LNGS mit den ermittelten optimalen Parametern für Hochspannung und Grid Bias betrieben werden, werden



**Abbildung 5.4.3:** Seitennummerierung, 1 - 4 sind mit dem Kollimator erreichbar, K = Kathode.

diese Werte auch hier bei der ortsaufgelösten Untersuchung verwendet. Die reine Messzeit, bedingt durch die Strahlintensität der kollimierten Quelle, beträgt für eine Seite eines Detektors bereits ca. 17 h, sodass eine weitreichende Automatisierung bei der Messung und Auswertung der Daten notwendig ist. Da aber ein Wechsel zwischen verschiedenen Detektorseiten nicht computergesteuert erfolgen kann (der Aufbau verfügt nur über zwei Schrittmotoren senkrecht zur Strahlachse), wird zunächst jeweils eine Seite für Messungen vorbereitet, um dann eine größere Anzahl von Detektoren auf dieser Seite zu vermessen. Dazu wird als Erstes die Position des Kollimators (ohne Quelle) kalibriert<sup>2</sup> und später bei der Datenauswertung verifiziert oder für nachfolgende Messungen korrigiert. Es folgt dann eine Messung mit  $12 \times 12$  Messpunkten im Abstand von 1 mm zueinander, sodass eine Fläche von  $(1,2 \times 1,2) \text{ cm}^2$  abgefahren wird, die größer ist als die Detektorflächen, um auch den Detektorrand abzubilden. Das ist immer möglich, da die Größe der Detektoren nur im Bereich von  $\mathcal{O}(100) \mu\text{m}$  vom Ideal  $(1 \times 1 \times 1) \text{ cm}^3$  abweicht. Nachdem die Kollimator-Positionen korrigiert wurden, wird die eingerichtete Seite mit  $10 \times 10$  Messpunkten abgefahren.

Ein automatisierter Messdurchgang einer Seite beginnt mit einer Referenzfahrt des Kollimator auf beiden Schrittmotoren, um die absolute Position des Kollimators zu bestimmen. Danach wird der erste Messpunkt angesteuert, eine mechanische Bremse aktiviert um die Position zu halten, und die Schrittmotoren ausgestellt, da diese sonst erhebliche Störsignale erzeugen. Nach 600 s Messzeit wird dann auf die gleiche Weise der nächste Punkt angefahren. Aufgrund von Pausen um den Kollimator zu verfahren und anderen Verzögerungen belaufen sich die Messzeiten für einen  $10 \times 10$  Scan auf ca. 18h und für  $12 \times 12$  auf ca. 26h.

<sup>2</sup> per Augenmaß



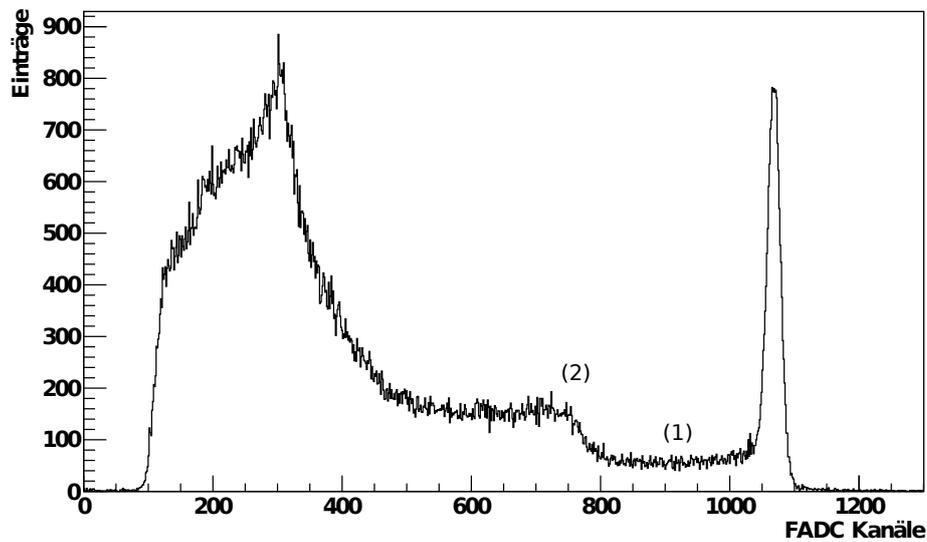
**Abbildung 5.4.4:** Messstand mit Schrittmotoren und Kollimator in Position für Messungen an Seite 4.

#### 5.4.4 Auswertung der 2D Scans

Für die hier beschriebene Datenauswertung wurde die vom *CERN*<sup>3</sup> bereitgestellte *ROOT* Software verwendet, Details zur benutzten Version 5.28/00 und den darin enthaltenen Bibliotheken, von denen hier vielfach gebraucht gemacht wurde, finden sich auf der offiziellen Website [Ro].

Zur Auswertung der gewonnenen Daten werden die Pulsformen jedes einzelnen registrierten Ereignisses in *ROOT*-Dateien gespeichert und die Differenzsignale mittels des ermittelten besten Wichtungsfaktors berechnet. Danach lassen sich die Werte zur Erzeugung eines Pulshöhenspektrums in ein Histogramm füllen, dargestellt in Abb. 5.4.5. Es sind deutliche Unterschiede im Vergleich zu einem unkollimierten <sup>137</sup>Cs Spektrum (Vgl. Abb. 5.0.1) zu erkennen. Die für diese Analyse bedeutendste Abweichung befindet sich im Bereich zwischen *VEP* und *COMPTON*-Kante, im Bild mit (1) markiert. In diesem Bereich befinden sich zunächst wenige Einträge von *COMPTON*-Streuung 2.Ordnung, d.h. von Photonen die einer mehrfachen *COMPTON*-Streuung unterlagen und dann den Detektor verlassen haben. Diese Einträge werden jedoch stark von im Blei-Kollimator in Vorwärtsrichtung gestreuten Photo-

<sup>3</sup> Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire



**Abbildung 5.4.5:** Pulshöhenspektrum bei der Einstrahlung von 662 keV mit der in Kap. 5.4.1 beschriebenen, kollimierten Quelle. (1) Einträge von im Kollimator vorwärts gestreuten (COMPTON-Streuung) Photonen, (2) COMPTON-Kante.

nen überlagert. Der dadurch entstehende Untergrund am VEP muss beim Anpassen einer Funktion an den VEP beachtet werden. Deshalb besteht die Fit-Funktion für den VEP aus einer Linearkombination von GAUSS und FERMI-Funktion:

$$F(x) = \frac{A}{\sigma_g \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \mu_g)^2}{2\sigma_g^2}\right) + \frac{B}{\exp\left(\frac{x - \mu_f}{S}\right) + 1} \quad (5.4.1)$$

mit

- $A$ = Fläche unter GAUSS-Funktion
- $\sigma_g$ = Standardabweichung
- $\mu_g$ = Zentroid der GAUSS-Funktion
- $B$ = Amplitude der FERMI-Funktion
- $\mu_f$ = Zentroid der FERMI-Funktion
- $S$ = "Neigung" der FERMI-Funktion.

Der anfängliche Versuch den Untergrund mit einer HEAVISIDE-Stufenfunktion der

Art

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{für } x \leq \mu \\ 0 & \text{für } x > \mu \end{cases} \quad (5.4.2)$$

zu beschreiben führte aufgrund der Unstetigkeitsstelle bei  $x = \mu$  zu unphysikalischen Sprüngen im VEP und wurde deshalb verworfen. Außerdem führt die endliche Energieauflösung realer Detektoren zu einer Verbreiterung scharfer Kanten in den Spektren, sodass sich die FERMI-Funktion besser eignet den tatsächlichen Verlauf zu beschreiben.

Da das Anpassen an den VEP in 100 - 144 Histogrammen pro Detektor und Seite automatisiert erfolgen muss, wird der VEP zunächst mit einer einfachen GAUSS-Funktion (die ROOT bereits liefert) der Art:

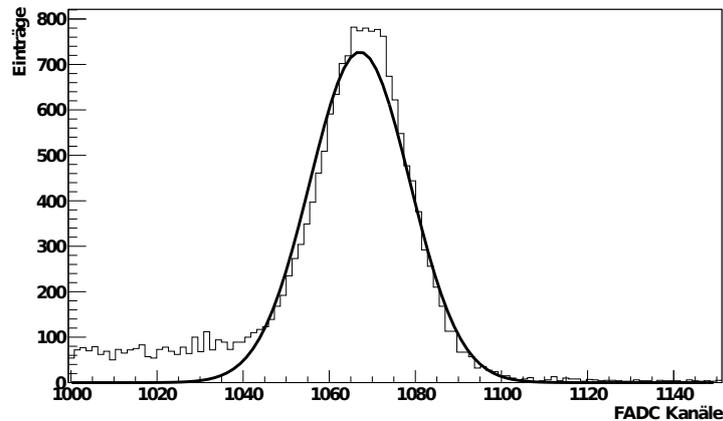
$$f(x) = p_0 \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) \quad (5.4.3)$$

in einem weiten Bereich um die abgeschätzte VEP Lage gesucht und gefittet. Aus dieser ersten, eher schlechten Anpassung werden  $\sigma_1$  und  $\mu_1$  entnommen, und für den Fit mit der Funktion 5.4.1 verwendet. Die eigentliche Anpassung von Gl. 5.4.1 and den VEP findet nun in einem  $3\sigma_1$ -Bereich um den Zentroiden  $\mu_1$  aus dem ersten Fit statt. Dabei dient  $\mu_1$  als Startwert für  $\mu_g$  und  $\mu_f$ , später (in weiteren Anpassungsdurchläufen) wird das Zentrum unter der GAUSS-Funktion  $\mu_g$  als Obergrenze für  $\mu_f$  verwendet, da die Annahme getroffen wird, dass der vom FERMI-Anteil der Fit-Funktion beschriebene Untergrund nur bis maximal zum Zentroid des eigentlichen VEP reichen kann. Die Abb. 5.4.6, 5.4.7 und 5.4.8 zeigen eine Zusammenstellung der verschiedenen Funktionen, angepasst an das Spektrum aus Abb. 5.4.5. Da große ( $\chi^2/\text{dof}$ <sup>4</sup>) -Werte ein Hinweis auf eine schlechte Anpassung sind, und die beschriebene Fit-Prozedur automatisiert abläuft, wird, falls ein Histogramm ein ( $\chi^2/\text{dof}$ ) -Wert größer 2,5 aufweist, eine Warnung ausgegeben. In diesem Fall müssen meist die Startparameter der entsprechenden Histogramme manuell angepasst werden.

Die so gewonnenen Werte für die Einträge im VEP  $A$  und  $\mu_g$  als Maß für die CCE, werden dann in zweidimensionale Histogramme eingetragen, die die Positionen auf einer Detektorseite widerspiegeln. Die Abb. 5.4.9 und 5.4.10 zeigen dazu exemplarisch den Vergleich von VEP Einträge und Position von  $\mu_g$  für zwei Detektoren auf Seite 1 (Vgl. Abb. 5.4.3).

Um sicherzustellen, dass die Ergebnisse nicht zu sehr von statistischen Schwankungen beeinflusst sind, wurde die Reproduzierbarkeit getestet, indem ein Detektor mehrfach der gleichen Messung mit der gleichen Konfiguration (Messzeiten, Hochspannung, Grid Bias, Wichtungsfaktor) unterzogen wurde. Zwischen den Messungen lagen mehrere Tagen mit einigen Messungen an anderen Detektoren mit anderen Konfigurationen. Ein Vergleich der Verteilung der VEP Einträge, eines eindimensionalen Schnitts in der Mitte der gewählten Seite, zeigt Abb. 5.4.11. So zeigt sich,

<sup>4</sup> engl.: degrees of freedom: Zahl der Freiheitsgrade



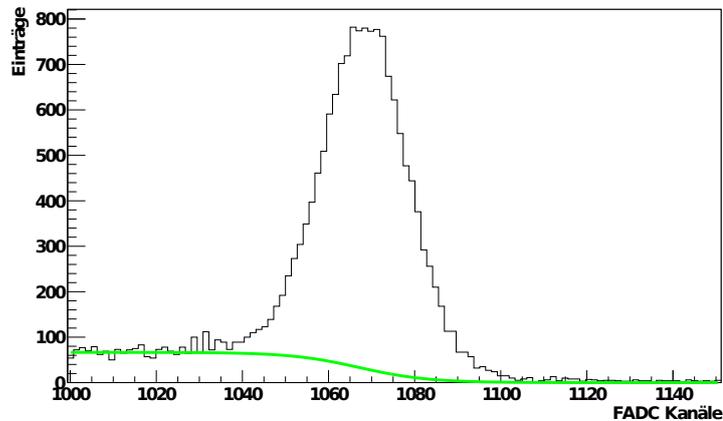
**Abbildung 5.4.6:** Erster Fit um den VEP zu finden, und um  $\mu_1$  und  $\sigma_1$  zu bestimmen.

dass die Werte aller Messpunkte innerhalb des Bereichs statistischer Schwankungen liegen und man somit von einer guten Reproduzierbarkeit und einer sinnvollen Methodik ausgehen kann.

Eine weitere bedeutsame Frage ist, in wie weit sich die zweidimensionalen Verteilungen von gegenüberliegenden Seiten unterscheiden. Ein Vergleich der VEP Einträge und der VEP Positionen, eines eindimensionalen Schnitts an der gleichen Stelle bei beiden Seiten, zeigen Abb. 5.4.12 und 5.4.13. Während die VEP Einträge in Abb. 5.4.12 statistisch kompatibel sind, ist bei den VEP Positionen in Abb. 5.4.13 zu erkennen, dass die Abweichungen zwar größer sind als es der Fehler der Fit-Funktion zulassen sollte, der Verlauf aber trotzdem gut reproduziert wird. Eine Idee zur Erklärung ist Abschwächung der durchstrahlenden Photonen. Bildet man dazu das einfache Verhältnis der VEP Positionen von Seite 1 zu Seite 3, welches ca. 99% beträgt, bestätigt die berechnete Verminderung der Photonenintensität, durch 1 cm CZT auf ca. 64%, diese Vermutung jedoch nicht direkt. Leider konnte bisher keine vollständige Erklärung dieser nahezu konstanten Verschiebung des Verlaufs (siehe Abb. 5.4.13) gefunden werden.

### 5.4.5 Interpretation der Ergebnisse

In den linken Darstellungen der Abb. 5.4.9 und 5.4.10 ist deutlich zu erkennen wie die Geometrie der Würfel durch die VEP Einträge abgebildet wird, denn es ließen sich etwa Linien zeichnen die Bereiche mit der gleichen Anzahl an VEP Einträgen markieren, sodass man vom Zentrum zum Rand immer weniger Einträge findet, am wenigsten in den Ecken. Dieser Effekt tritt bei allen bisher vermessenen Detektoren auf, und lässt die Vermutung zu, dass der Anteil der Photon die einer Mehrfachwech-

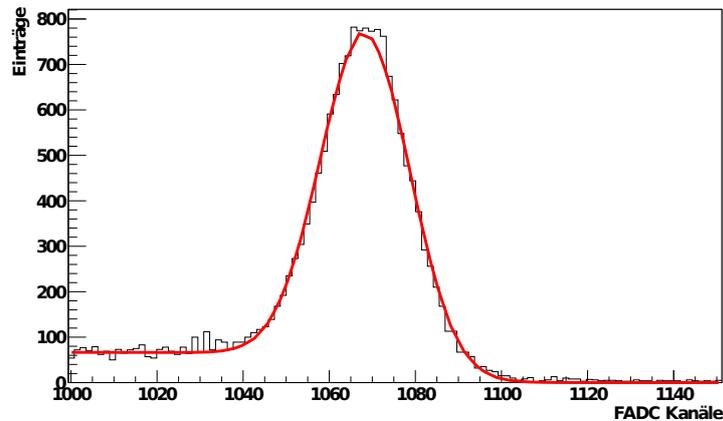


**Abbildung 5.4.7:** FERMI-Funktion zur Modellierung des erwarteten Untergrundes an der VEP Position.

selwirkung unterliegen würden, am Rand und in den Ecken, aufgrund der geringeren räumlichen Abdeckung mit Detektormaterial, den Detektor verlassen ohne ihre volle Energie zu deponieren. Eine Untersuchung unnormierter 2D Scans hat gezeigt, dass sich die Verteilung der totalen Zahl der VEP Einträge nicht wesentlich von der normierten Auftragung wie in den Abb. 5.4.10 und 5.4.9 unterscheidet. Das lässt den Schluss zu, dass die Einträge im COMPTON-Kontinuum nicht zu sehr von niederenergetischen Ereignissen gestört werden.

Die Interpretation der räumlichen Verteilung der Position des VEP ist weniger eindeutig. Es zeigen sich unterschiedliche Strukturen für verschiedene Detektoren und Seiten, die meist Verschiebungen im Bereich von 10 FADC Kanälen ( $\approx 6$  keV) entsprechen. Möglicherweise handelt es sich um Bereiche die aufgrund der Materialeigenschaften (Kristallstruktur, Te Einschlüsse etc.) schlechtere und besser Ladungstransporteigenschaften aufweisen. Es bleibt aber noch zu verstehen, warum beispielsweise Bereiche schlechterer CCE nahe der Anoden nicht einen "Schatten" nach unten (in die Richtung Kathode) werfen, sodass Ladungen die unterhalb erzeugt werden, und diesen Bereich durchlaufen müssten, nicht auch vermindert an die Anoden gelangen. Eventuell ändern diese Stellen aber auch den Verlauf der elektrischen Feldlinien, sodass Elektronen die unterhalb erzeugt werden, trotzdem gut das CPG erreichen. Detaillierte Computersimulationen, die Raumladungszonen und Störstellenkonzentration berücksichtigen, könnten in Zukunft Antworten auf diese Fragen liefern.

Der Vergleich von gegenüberliegenden Seiten hat gezeigt, dass die VEP Einträge sehr gut übereinstimmen und zumindest der Verlauf der VEP Positionen von einer der beiden Seiten reproduziert werden kann. Deshalb wurden aus zeitlichen Gründen 4 Detektoren auf allen 4 zugänglichen Seiten vermessen (siehe Kap. 5.5), der Großteil der momentan im LNGS verbauten Detektoren aber nur auf den Seiten 1 und 2.

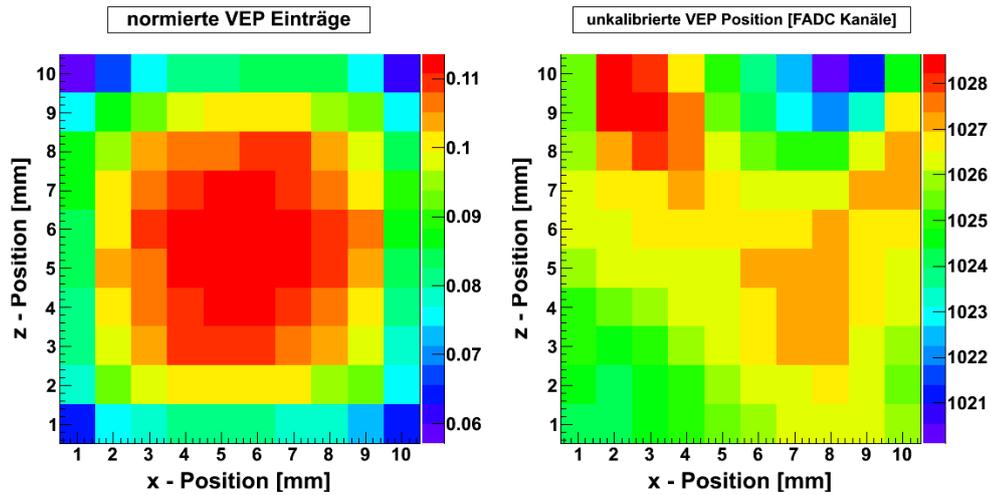


**Abbildung 5.4.8:** Entgültigte Fit-Funktion, angepasst an den VEP zur Bestimmung von  $A$ ,  $\sigma_g$  und  $\mu_g$ .

Mit Hilfe der Pulsform-Analyse ist es möglich bei den COBRA Detektoren den Pulsen eine Tiefeninformation (Abstand senkrecht zur CPG-Ebene) zuzuordnen. Damit könnten z.B. große Bereiche schlechter CCE in einer bestimmten Tiefe von der Datennahme ausgeschlossen werden. Ein solches Veto würde allerdings alle Pulse einer Tiefe treffen, da es zur Zeit keine Methode gibt den Pulsformen auch eine Ortsinformation in den x-y Ebenen parallel zum CPG abzugewinnen.

## 5.5 3D Informationen aus 2D Scans

Um dreidimensionale Informationen aus den durchgeführten zweidimensionalen Messungen zu gewinnen, kann auf verschiedene Weise vorgegangen werden. Die einfachste Methode besteht darin, die 2D Messungen (die zweidimensionale Projektionen der dreidimensionalen Verteilung im inneren der Würfel sind) auf einem Würfelnetz (Vgl. Abb. 5.4.3) anzubringen. Wie in den Abb. 5.5.1 und 5.5.2 zu erkennen ist, können bestimmte Bereiche über die Seitengrenzen hinweg verbunden werden. So scheint z.B. in Abb. 5.5.1 auf den Seiten 2, 3 und 4 eine längliche Struktur höherer CCE ausgebildet zu sein. So lassen sich mit dieser einfachen Vorgehensweise bereits interessante Information über die 3D Verteilung der CCE gewinnen. Aufwändigere Prozeduren um "echte" 3D Verteilungen zu erhalten, werden in den nachfolgenden Kapiteln beschrieben.

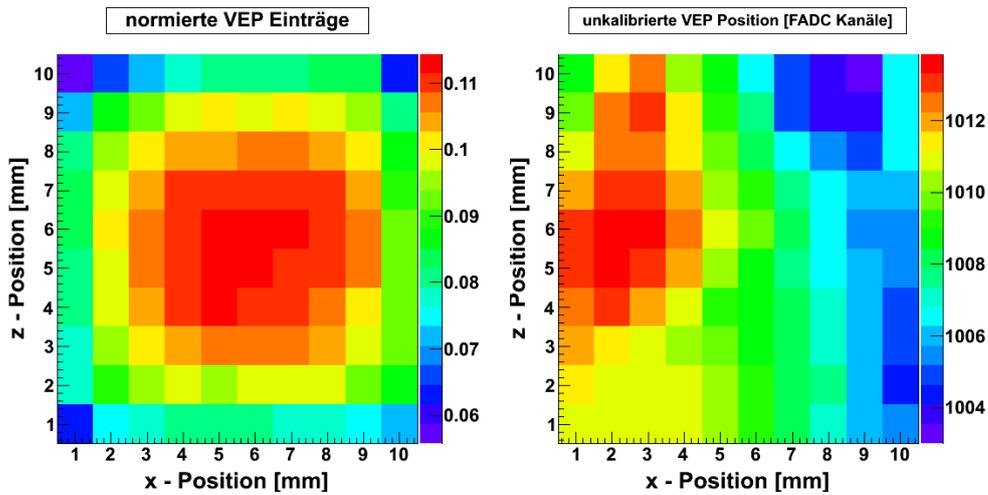


**Abbildung 5.4.9:** Detektor 13, Seite 1. Zweidimensionale Auftragung der: links: VEP Einträge (normiert auf alle Einträge im Spektrum), rechts: unkalibrierten VEP Position. Die z-Positionen ist dabei der Abstand von der Kathode, sodass in den Diagrammen das CPG an der Oberseite zu finden wäre und die Kathode unten.

### 5.5.1 Tomographie

Das griechische Wort Tomographie bedeutet etwa "Scheiben schreiben" und spiegelt bereits teilweise das zugrundeliegende Prinzip wieder. Bei der klassischen Tomographie werden unbekannte, dreidimensionale Quellverteilungen gedanklich in 2D-Scheiben aufgeteilt, die einzeln untersucht werden, um diese am Ende zur gesuchten 3D-Verteilung zusammenzusetzen. Die mathematische Grundlage dafür lieferte RADON bereits 1917, indem er zeigte, dass die 1D-Projektionen einer unbekanntenen 2D-Quellverteilung alle Informationen der 2D-Verteilung enthalten, wenn die 1D-Projektionen bei einer vollen  $2\pi$ -Rotation (mit kontinuierlich verändertem Winkel) über der Quellverteilung erfolgen, siehe dazu Abb. 5.5.3, [Rad17]. Dann lässt sich mit Hilfe der inversen RADON-Transformation (inverse 2D-FOURIER-Transformation) die ursprüngliche 2D-Quellverteilung rekonstruieren. In praktischen Anwendungen liegen aber immer nur endlich viele 1D-Projektionen der unbekanntenen 2D-Verteilung vor, sodass die "Auflösung" (Bildqualität) der rekonstruierten Verteilung mit Hilfsmitteln (Filterfunktionen etc.) verbessert werden muss [Wür]. Zu bemerken bleibt daher, dass der Informationsgehalt und damit die Qualität der rekonstruierten Verteilung umso besser ist, je mehr Projektionen unter verschiedenen Winkeln aufgezeichnet werden.

Für eine solche Vorgehensweise müssten die C0BRA Detektoren Schichtweise (mind. 10 Scheiben) unter möglichst vielen Winkeln vermessen werden, was aufgrund der Konstruktion des Versuchsaufbaus schwierig ist und sehr viel Zeit in Anspruch nehmen würde. Deshalb hat sich die C0BRA Arbeitsgruppe der TU Dresden aus diesen



**Abbildung 5.4.10:** Detektor 9, Seite 1. Zweidimensionale Auftragung der: links: VEP Einträge (normiert auf alle Einträge im Spektrum), rechts: unkalibrierten VEP Position. Die z-Positionen ist dabei der Abstand von der Kathode, sodass in den Diagrammen das CPG an der Oberseite zu finden wäre und die Kathode unten.

praktischen Abwägungen gegen diese Methode entschieden.

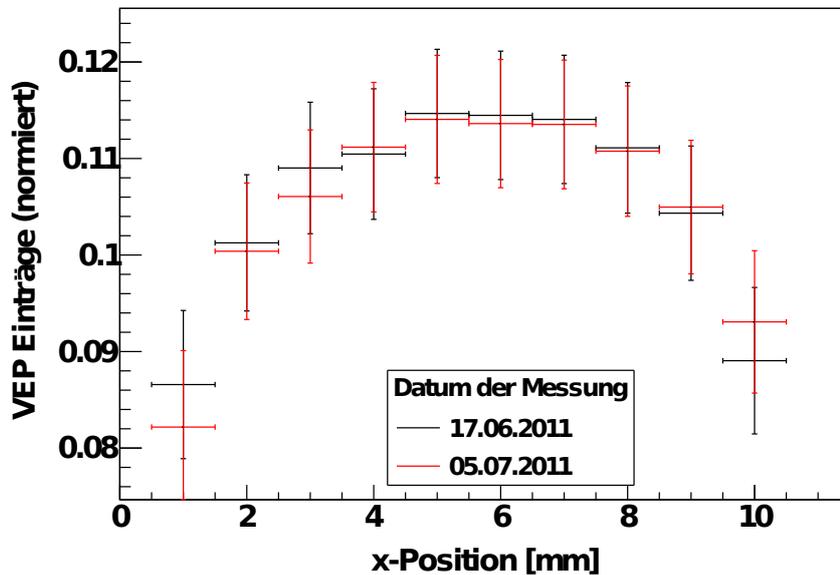
Die Übertragung der klassischen tomographischen Vorgehensweise auf ein  $(N + 1)$ -dimensionales Problem (also die Rekonstruktion einer 3D-Quellverteilung aus 2D-Projektionen), wie es bei den Scans der COBRA Detektoren der Fall ist, erfordert aufwändige Mathematik (siehe dazu [Bey84; DG81]), und konnte im Rahmen dieser Arbeit leider nicht untersucht werden. Es ist außerdem fraglich, ob eine Rekonstruktion aus Projektionen unter lediglich 4 Winkeln, ein brauchbares Ergebnis liefern kann.

Eine Methode, die geeignet ist um aus wenigen Projektionen eine Quellverteilung zu rekonstruieren, wäre eine *lineare Optimierung* mit Hilfe eines Iterationsverfahrens. Damit die im Folgenden beschriebenen Gleichungssysteme mathematisch überhaupt lösbar sind, ist es wichtig die Anzahl der vorhandenen Informationen (Messpunkte der 2D Scans) mit der Anzahl der gesuchten Informationen abzugleichen. Wenn man für  $n \times n$  Messungspunkte pro Seite eine 3D-Quellverteilung von dementsprechend  $n^3$  Punkten rekonstruieren möchte, muss gelten:

$$N_s \cdot n^2 = n^3 \quad (5.5.1)$$

mit  $N_s$  = Anzahl der Seiten (= Anzahl der Winkel). Möchte man z.B.  $10 \times 10$  Messpunkte pro Seite vermessen und dadurch 1000 Punkte rekonstruieren, benötigt man 2D-Scans aus mindestens 10 verschiedenen Winkeln.

Dazu wird beginnend mit einer beliebigen Projektion, eine Quellverteilung approximiert, d.h. die korrespondierenden Werte der Projektion (die das Linienintegral

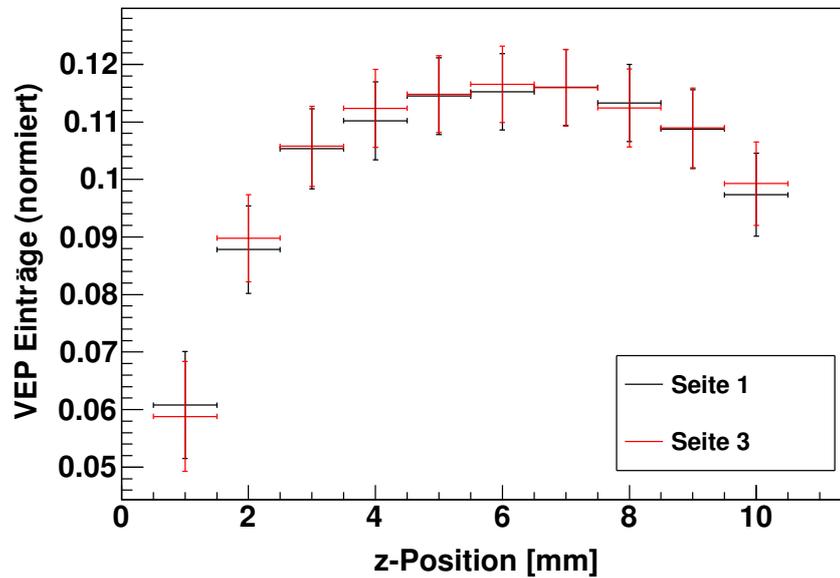


**Abbildung 5.4.11:** Vergleich der VEP Einträge für eine zweifach gemessene Detektorseite. Die Fehlerbalken auf den y-Achse bilden den rein statistischen Fehler  $\sqrt{N}$  ab, die Fehlerbalken der x-Achse zeigen nur die Abmaße der Schrittweite (Strahldurchmesser) an.

der Quellverteilung unter diesem Winkel darstellt) werden gemittelt zurück projiziert. Von der dadurch entstehenden, "geschätzten" Verteilung wird jetzt unter dem nächsten Winkel eine Projektion erzeugt, die verglichen wird mit der Projektion der tatsächlichen, gesuchten Quellverteilung. Durch einfache Subtraktion dieser Projektionen wird nun eine Korrektur errechnet, die wie im ersten Schritt auf die geschätzte Verteilung zurück projiziert wird (und damit die Qualität dieser Schätzung verbessert, linear optimiert). Dann wird von dieser verbesserten Schätzung wieder eine Projektion unter dem nächsten Winkel erzeugt, und so weiter. So erzeugt man sich eine Schätzung, die je nach Anzahl der vorhandenen Projektionen der originalen Quellverteilung, dem Original immer näher kommt, bis eine weitere Iteration keine Verbesserung bringt [Hel11]. Ein einfaches Beispiel dieser Methode zeigt Abb. 5.5.4.

### 5.5.2 Pulsform-Analyse

Eine zunächst wenig beachtete Methode zur Gewinnung von dreidimensionalen Informationen bietet die Pulsform-Analyse. Bei kollimierter Durchstrahlung der Detektoren senkrecht zur CPG-Ebene (durch Seite 4), entsteht eine 2D-Messung deren Pulse allerdings mit einer Tiefeninformation versehen sind, sodass sich, wie in Kap.

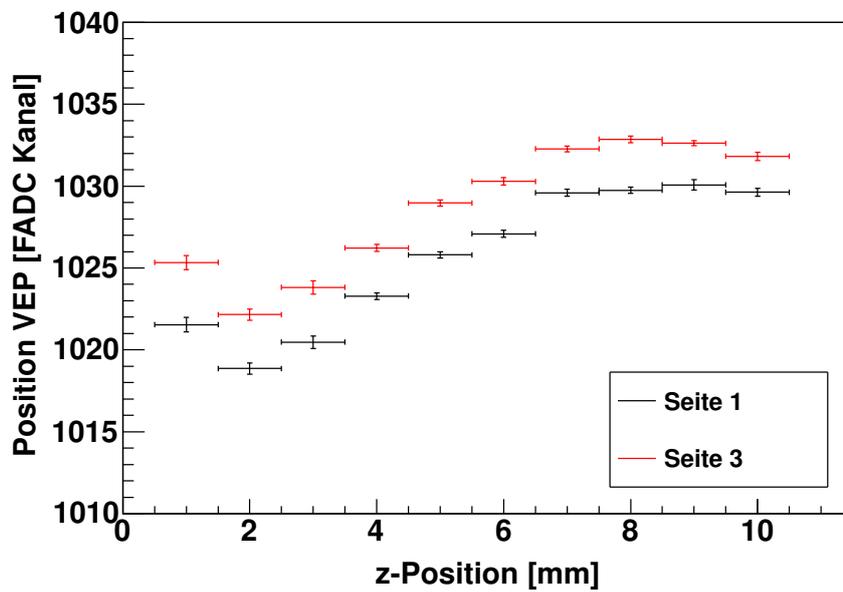


**Abbildung 5.4.12:** Vergleich der VEP Einträge für die gegenüberliegenden Seiten 1 und 3. Die Fehlerbalken auf den y-Achse bilden den rein statistischen Fehler  $\sqrt{N}$  ab, die Fehlerbalken der x-Achse zeigen nur die Abmaße der Schrittweite (Strahldurchmesser) an.

5.5.1 beschrieben, Schichtbilder erzeugen lassen, also 2D-Abbildungen der Pulse einer bestimmten Tiefe (Entfernung vom CPG). Die daraus erzeugten Projektionen auf die Seiten 1, 2 und 3 haben zwar eine subjektive Ähnlichkeit mit den tatsächlichen Projektionen, können diese aber momentan noch nicht reproduzieren. Weitere Arbeiten und Ergebnisse werden in [Wes12] und [Geh12] vorgestellt.

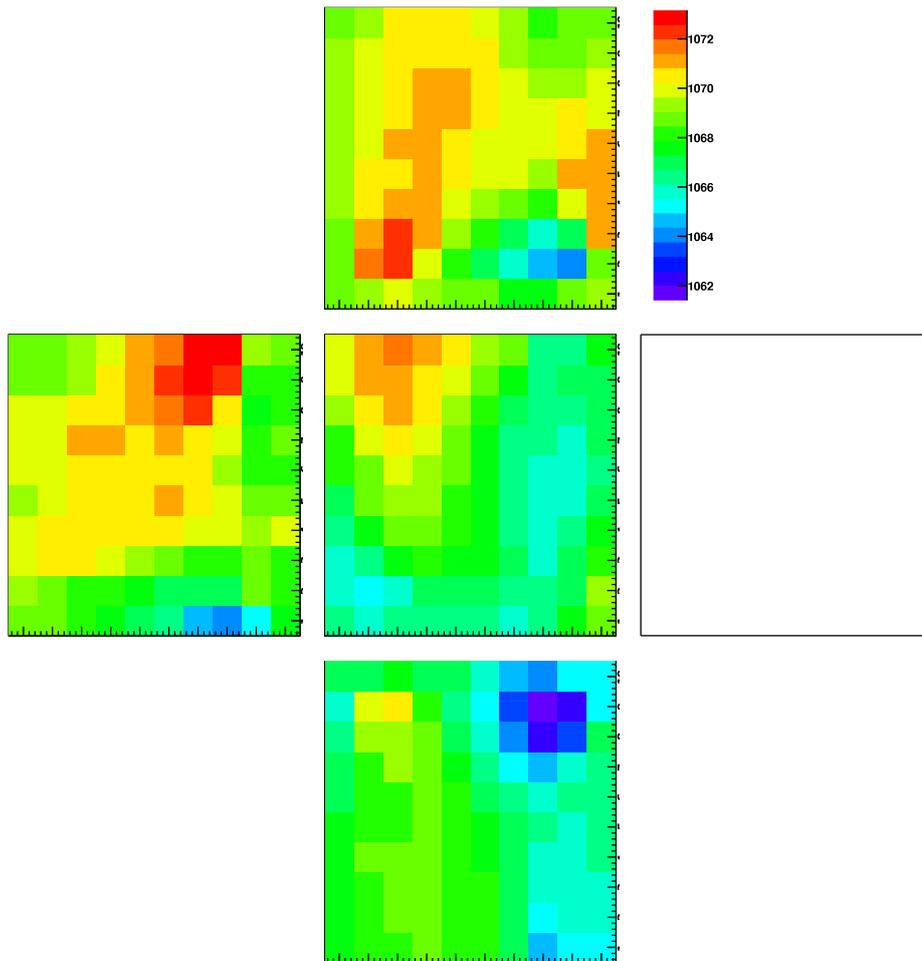
### 5.5.3 Schlussfolgerungen

Prinzipiell ist es möglich, mit dem Versuchsaufbau zur orts aufgelösten Effizienzbestimmung, echte 3D-Verteilungen zu vermessen. Doch auch wenn 3D-Informationen sehr interessant für das Verständnis der CPG Detektoren sind, so bleibt doch Aufwand und Komplexität der Gewinnung, und Nutzen abzuwägen. Da im eigentlichen COBRA Experiment momentan mit Hilfe der Pulsform-Analyse nur die Herkunft der Pulse aus einer bestimmten Tiefe bestimmt werden kann, scheint es sinnvoller 2D-Messungen von den Seiten 1 und 2 durchzuführen um später eventuell Bereiche (d.h. Schichten einer bestimmten Tiefe  $z$ ) besonders schlechter CCE auszuschließen. Zur Zeit gibt es keine Anzeichen dafür, dass sich Pulsformen aus Bereichen schlechter CCE in ihrer Form von solchen aus Bereichen guter CCE unterscheiden. Dann wäre es eventuell auch möglich Regionen in der x-y-Ebene senkrecht zu  $z$  gesondert

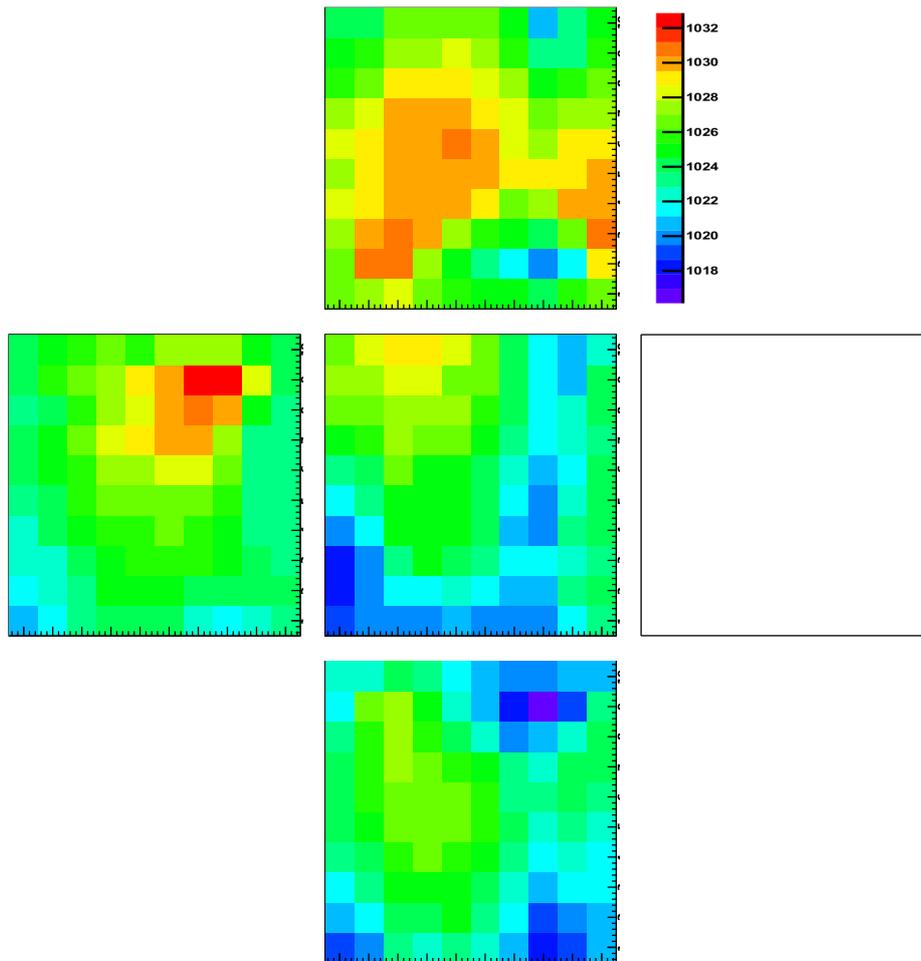


**Abbildung 5.4.13:** Vergleich der VEP Positionen für die gegenüberliegenden Seiten 1 und 3. Die Fehlerbalken auf den y-Achse bilden den Fehler der Fit-Funktion ab, die Fehlerbalken der x-Achse zeigen nur die Abmaße der Schrittweite (Strahldurchmesser) an.

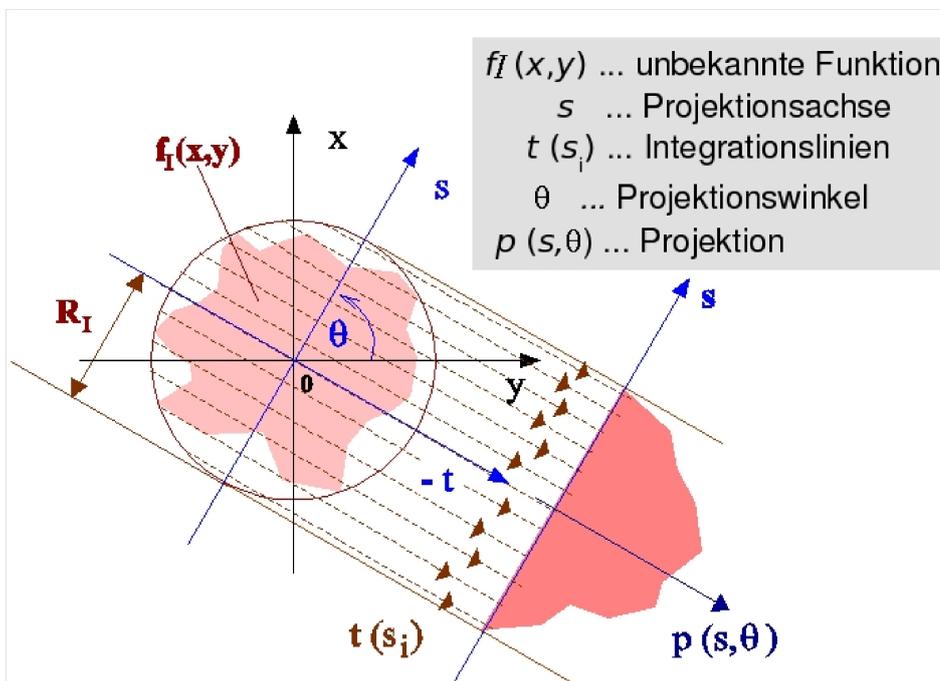
zu behandeln.



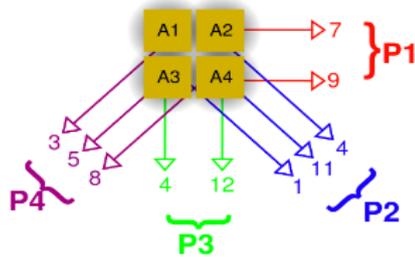
**Abbildung 5.5.1:** 2D Verteilungen der unkalibrierten VEP Positionen für 4 Seiten des Detektors 9.



**Abbildung 5.5.2:** 2D Verteilungen der unkalibrierten VEP Positionen für 4 Seiten des Detektors 12.

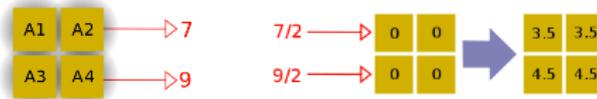


**Abbildung 5.5.3:** Parallele Projektion einer unbekannt 2D-Funktion  $f_1(x,y)$  auf eine 1D-Projektionsachse (RADON-Transformation), aus [Wür].

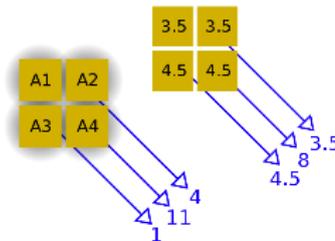


Projektionen (Linienintegrale) P1...P4 einer unbekanntes 4x4 Quellverteilung A1...A4

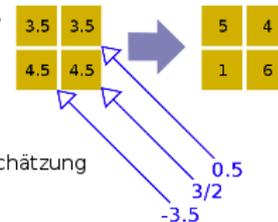
Die Projektion P1 wird genutzt um eine erste Schätzung der Quellverteilung zu erstellen:



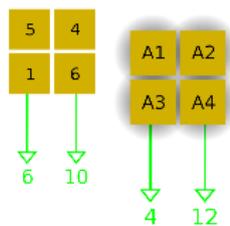
Es wird eine Schätzung der Projektion P2 erzeugt:



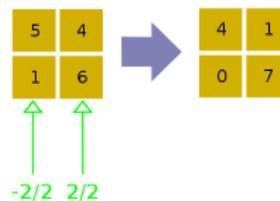
Die Korrektur, aus der Schätzung von P2 und der echten P2, wird auf die geschätzte Quellverteilung addiert:



Von der verbesserten Schätzung der Quellverteilung wird eine Schätzung der Projektion P3 erzeugt und mit P3 verglichen:



Die Korrektur wird auf die geschätzte Quellverteilung angewendet:



usw...

Abbildung 5.5.4: Schematische Darstellung der Vorgehensweise beim Iterationsverfahren zur Rekonstruktion einer Quellverteilung, zusammengestellt aus Bildern von [Wik].

## Kapitel 6

### Zusammenfassung und Ausblick

Für diese Arbeit wurden 18 CZT CPG Detektoren einer totalen und orts aufgelösten Effizienzbestimmung unterzogen. Dazu wurden die Detektoren zunächst in verschiedenen Abständen von einer un kollimierten  $^{137}\text{Cs}$  Gammastrahlungsquelle mit bekannter Aktivität bestrahlt, um das Vollenergie-Ansprechvermögen zu bestimmen und eine Kalibration für die Lage des VEP zu liefern. Die Vollenergie-Effizienz der untersuchten Detektoren beträgt im Mittel ca. 5%.

Im Anschluss wurden alle 18 Detektoren mit einer kollimierten  $^{137}\text{Cs}$  Gammastrahlungsquelle auf lokale Schwankungen der CCE und der Vollenergie-Effizienz untersucht. Vier Würfel wurden dabei von vier Seiten vermessen, die restlichen von jeweils zwei Seiten. Die dazu benötigten, automatisierten Mess- und Auswerteprozeduren wurden entwickelt und erfolgreich angewendet. Die grafische Darstellung dieser Ergebnisse gibt Aufschluss über dreidimensionale Verteilung der Effizienzen. Auch die restlichen 46 Detektoren für einen  $4 \times 4 \times 4$  COBRA Aufbau, können auf diese Weise charakterisiert werden.

Da die Detektoren in Computersimulationen bisher als Würfel mit einer homogenen Effizienzverteilung angenommen wurden, müssen die Ergebnisse nun in detailliertere Simulationen einfließen, um so zuverlässigere Vorhersagen und eine bessere Datenauswertung zu ermöglichen. Als besonders wichtig hat sich die Pulsform-Analyse herausgestellt, mit deren Hilfe in Zukunft eventuell Bereiche schlechter Effizienz von der Datenanalyse ausgeschlossen werden können. Mit der Erkennung von Einfach-Wechselwirkungen und der Reduzierung von elektronischen Störungen, bietet die PSA vielfältige Möglichkeiten, die Ergebnisse des COBRA Experiments mit CZT CPG Detektoren zu verbessern.

## Anhang A

### Liste der COBRA CPG Detektoren

**Tabelle A.0.1:** Liste aller zur Verfügung stehenden COBRA Detektoren.

Synonym	offizielle IN	Ort	Status	Pass- ivier- ung	HV [V]	Grid- Bias [V]	Wicht- ungs- faktor	Sigma (bei 662keV) [keV]
Det 01	667615- 04	DD - FK	corrupt	eV co- lorless				
Det 02	667467- 01	LNGS	OK	eV co- lorless	1200	110	1,2676	11,3
Det 03	667467- 05	LNGS	OK	eV co- lorless	900	60	1.1029	8.1
Det 04	667467- 03	LNGS	OK	eV co- lorless	1200	80	1,0998	(7,8)
Det 05	667467- 04	LNGS	OK	eV co- lorless	1200	90	1,1333	8,2
Det 06	668006- 01	LNGS	OK	eV co- lorless	1300	100	1,1957	(8,3)
Det 07	668007- 02	LNGS	OK	eV co- lorless	1300	80	1,1206	8,6
Det 08	668007- 05	LNGS	OK	eV co- lorless	1100	100	1,2130	7,6
Det 09	667470- 02	LNGS	OK	eV co- lorless	1100	90	1,0499	7,1
Det 10	667470- 03	LNGS	OK	eV co- lorless	1200	70	1,0493	7,2
Det 11	667617- 03	LNGS	OK	eV co- lorless	1400	50	1,2097	11,2
Det 12	668005- 01	LNGS	OK	eV co- lorless	1200	70	1,2080	9,0
Det 13	668005- 03	LNGS	OK	eV co- lorless	1100	70	1,1611	8,2
Det 14	668005- 04	DD - FK	OK	eV co- lorless				
Det 15	631102- 01	DD - FK	OK	red	1400	70	1,2097	8,6
Det 16	631102- 04	DD - FK	OK	red				
Det 17	631938- 05	DD - FK	OK	m				
Det 18	631101- 01	DD - FK	OK	k				
Det 19	631101- 03	DD - FK	OK	k				
Det 20	631969- 07	DD - FK	OK	m				

**Tabelle A.0.2:** Liste aller zur Verfügung stehenden COBRA Detektoren.

Synonym	offizielle IN	Ort	Status	Pass- ivier- ung	HV [V]	Grid- Bias [V]	Wicht- ungs- faktor	Sigma (bei 662keV) [keV]
Det 21	631960- 01	DD - FK	OK	m				
Det 22	631960- 02	DD - FK	OK	m				
Det 23	631971- 02	DD - FK	OK	m				
Det 24	631869- 05	DD - FK	OK	m				
Det 25	630332- 03	DD - FK	OK	k				
Det 26	630333- 01	DD - FK	OK	k				
Det 27	630333- 03	DD - FK	OK	k				
Det 28	630333- 05	DD - FK	OK	k				
Det 29	633197- 02	DD - FK	OK	m				
Det 30	633197- 03	DD - FK	OK	m				
Det 31	633198- 01	DD - FK	OK	m				
Det 32	633198- 03	DD - FK	OK	m				
Det 33	667467- 02	DD - FK	OK	g				
Det 34	667468- 01	DD - FK	OK	g				
Det 35	667468- 02	DD - FK	OK	g				
Det 36	667470- 01	DD - FK	OK	g				
Det 37	667615- 02	LNGS	OK	eV co- lorless	1300	30	1,1449	9,9
Det 38	667617- 02	DD - FK	OK	g				
Det 39	667989- 01	DD - FK	OK	g				
Det 40	667989- 02	DD - FK	OK	g				

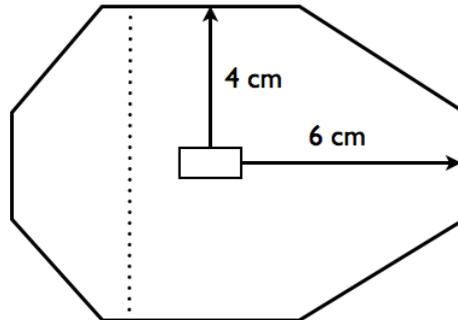
**Tabelle A.0.3:** Liste aller zur Verfügung stehenden COBRA Detektoren.

Synonym	offizielle IN	Ort	Status	Passivierung	HV [V]	Grid-Bias [V]	Wichtungsfaktor	Sigma (bei 662keV) [keV]
Det 41	667989-03	LNGS	OK	eV colorless	1200	70	1,2525	11,4
Det 42	668004-02	LNGS	OK	eV colorless	1300	90	1,2057	10,7
Det 43	668004-04	LNGS	OK	eV colorless	1300	90	1,2047	10,3
Det 44	668004-06	LNGS	OK	eV colorless	1300	90	1,2562	11,5
Det 45	668005-02	DD - FK	OK	g				
Det 46	668005-05	DD - FK	OK	g				
Det 47	668005-06	DD - FK	OK	g				
Det 48	668007-01	LNGS	OK	eV colorless	1300	90	1,1306	8,7

## Anhang B

### Strahlenschutz-Berechnungen des Kollimators

Wie in Abb. B.0.1 zu erkennen ist, wurde die Geometrie des Kollimators so gewählt, dass in Strahlrichtung (im Bild nach rechts) 6 cm Blei, und in alle anderen Richtungen ca. 4 cm Blei zur Abschwächung der Strahlung dienen. Für 662 keV Gammastrahlung entsprechen 1,85 cm Blei  $\hat{=}$  1/10 Wertschichtdicken (Abk.: ZWSD), d.h. dass die Strahlung auf 1/10 ihrer ursprünglichen Intensität abgeschwächt wird. Demnach besteht der Kollimator in Strahlrichtung aus 3 ZWSD und 2 ZWSD sonst.



**Abbildung B.0.1:** Schematische Darstellung eines Profilschnitts durch den Kollimator.

Die Äquivalentdosisleistung berechnet sich aus:

$$\dot{H}_0 = \Gamma_H \cdot \frac{A}{r^2} \quad (\text{B.0.1})$$

mit der Aktivität der Strahlungsquelle  $A$ , dem Abstand  $r$  von der Quelle und der Dosisleistungskonstante für Gammastrahlung  $\Gamma_H$ . Diese ist im Fall von  $^{137}\text{Cs}$ :

$$\Gamma_H(^{137}\text{Cs}) = 88 \frac{\mu\text{Sv} \cdot \text{m}^2}{\text{h} \cdot \text{GBq}}.$$

So berechnet sich für eine Quelle der Aktivität  $A \approx 100 \text{ MBq}$  in  $r = 1 \text{ m}$  Abstand:

$$\dot{H}_0 = 88 \frac{\mu\text{Sv} \cdot \text{m}^2}{\text{h} \cdot \text{GBq}} \cdot \frac{0,1 \text{ GBq}}{1 \text{ m}^2} = 8,8 \frac{\mu\text{Sv}}{\text{h}}.$$

An der dünnsten Stelle (an der Rückseite) entspricht die Bleischicht des Kollimators ca. 2/10 WSD, sodass

$$\Rightarrow \dot{H}_0(\text{Kollim}) = 0,01 \cdot 8,8 \frac{\mu\text{Sv}}{\text{h}} = 0,088 \frac{\mu\text{Sv}}{\text{h}}.$$

Sodass bei 2000 Arbeitsstunden im Jahr und einer Obergrenze der effektiven Dosis von 20 mSv/a, ein unbedenklicher Umgang mit der Kollimierten Quelle möglich ist.

# Abbildungsverzeichnis

2.2.1	Massenparabeln für isobare Kerne, solide Linie für Kerne mit geradzahligem A, gepunktet für solche mit ungeradzahligem A, eingezeichnet sind außerdem mögliche $\beta\beta$ -Umwandlungen, aus [Kie05]. . . . .	10
2.2.2	Spektrale Energieverteilung eines doppelten Betazerfalls, n=5 stellt den $2\nu\beta\beta$ -Fall dar, n=1,3,7 verschiedene Majoronen-Modelle und n=2 (monoenergetische Linie ganz rechts) den Fall des $0\nu\beta\beta$ (hier wurde der Q-Wert von $^{76}\text{Ge}$ verwendet), aus [COB]. . . . .	11
3.1.1	Termschema für $\beta^+\beta^+$ (links) und $\beta^-\beta^-$ -Zerfälle (rechts) der Isotope: $^{106}\text{Cd}$ , $^{116}\text{Cd}$ , $^{120}\text{Te}$ , $^{128}\text{Te}$ und $^{130}\text{Te}$ . Eingezeichnet sind Q-Werte der $\beta\beta$ -Übergänge und Energien der angeregten Zustände, aus [KMZ03]. . . . .	16
3.2.1	<b>a)</b> CZT Detektor mit farbloser Passivierung, auf der Oberseite ist das goldene Coplanar-Grid zu erkennen. <b>b)</b> Nest aus hoch reinem Kupfer, mit POM Einschüben für jeweils 4x4 Detektoren, aus [Ree09]. . . . .	18
3.2.2	Unvollständiger Aufbau. In der Mitte ist das Kupfer-Nest zu erkennen, umgeben von zwei Schichten Blei: Innen sehr niedrig radioaktives Blei, außen gewöhnliches Blei. Es folgt die radon-dichte Folie (weiß), dann eine EMV-Box und zuletzt das Polyethylen-Neutronenschild (weiß, am rechten Bildrand), aus [Ned11]. . . . .	19
4.1.1	Theoretische Form eines Gamma-Spektrums. (1) Vollenergieeinträge (VEP) durch Photoeffekt. (2) Abstand VEP - COMPTON-Kante. (3) COMPTON-Kante ( $\theta = \pi$ ). (4) COMPTON-Kontinuum. (5) Einträge bei Streuung unter $\theta = 0$ . . . . .	24
4.2.1	Totale Abschwächung von Gamma-Strahlung in CdZnTe, erstellt aus Daten von [NX]. . . . .	27
4.2.2	Mittlere freie Weglänge in CZT für Photonenergien von 10 keV bis 10 MeV, speziell gekennzeichnet ist die Photonenergie 662 keV wie sie von $^{137}\text{Cs}$ emittiert wird, erstellt aus Daten von [NX]. . . . .	28
4.2.3	Berechnete Ladungs-Sammlungs-Effizienz (CCE) über dem Ort in einem planaren Detektor unter einer Hochspannung von 1000 V. Verglichen wird die ortsabhängige CCE für Mobilitäts-Lebenszeit Produkte von Germanium und CZT. Der Verlauf wird durch die HECHT-Gleichung beschrieben (siehe Kap. 4.3), aus [LA07]. . . . .	29
4.3.1	(a) Grundlegender Aufbau einer Ionisationskammer mit FRISCH-Gitter, (b) auf der Anode induzierte Ladung als Funktion der zurückgelegten Strecke der Ladung Q, aus [Luk94]. . . . .	30

4.3.2	(a) Schematischer Aufbau eines einfachen CPG Detektors, aus [AL99], (b) 1 cm <sup>3</sup> C0BRA Detektor mit goldener CPG Anodenstruktur. . . . .	31
4.3.3	(a) Differenzsignal nach Gl. (4.3.1) für verschiedene Wichtungsfaktoren als Funktion der von der Ladung zurückgelegten Strecke, (b) Signale auf der CA und NCA als Funktion der von der Ladung zurückgelegten Strecke von der Kathode, beide aus [Luk97] . . . . .	32
4.3.4	Wichtungspotential wie es für die Detektorgeometrie aus Abb. 4.3.2 (a) berechnet wurde, aus [Luk94] . . . . .	34
4.3.5	CCE als Funktion des Abstandes von der Kathode: für einen einfachen planaren Detektor (gestrichelte Linie), und für einen einfachen CPG Detektor aus Abb. 4.3.2 mit verschiedenen Wichtungsfaktoren (solide Linie). $V_b$ gibt die Spannung an, die zwischen Kathode und Anode (CPG) anliegen soll, und $\mu\tau$ die entsprechenden Beweglichkeit- Lebenszeit Produkte für CZT, aus [Luk97]. . . . .	36
4.3.6	(a) Schema des Coplanar - Grid wie es auf den C0BRA Detektoren verwendet wird, die CA und NCA sind rot bzw. blau gefärbt, gelb dargestellt ist eine das CPG umgebende Elektrode, die genutzt werden kann, um den Verlauf des E-Feldes zu verbessern, bisher bei allen C0BRA Detektoren aber ohne Spannung versehen (b) goldenes CPG auf einem C0BRA Detektor. . . . .	37
4.3.7	(a) Schema des CPG, die orange Linie zeigt die Schnittebene an (b) Wichtungspotential für den Schnitt aus (a) (c) Vergrößerter Bereich aus (b), nahe CPG . . . . .	38
4.3.8	(a) Schema des CPG, die orange Linie zeigt die Schnittebene an (b) Elektrostatisches Potential und E-Feldlinien für den Schnitt aus (a), mit $V_b = -1000$ V Spannung zwischen Kathode und Anodensystem, $V_g = -20$ V Grid Bias (c) Vergrößerter Bereich nahe CPG . . . . .	38
4.3.9	(a) Schema des CPG, die orange Linie zeigt die Schnittebene an (b) Elektrostatisches Potential und E-Feldlinien für den Schnitt aus (a), mit $V_b = -1000$ V Spannung zwischen Kathode und Anodensystem, $V_g = -100$ V Grid Bias (c) Vergrößerter Bereich nahe CPG . . . . .	39
5.0.1	Energiespektrum einer <sup>137</sup> Cs Quelle mit einer Aktivität von 270 kBq, aufgezeichnet mit einem C0BRA CPG Detektor in einem Abstand von 4,7 und einer Messzeit von 600 s. . . . .	43
5.1.1	(a) Vergleich der Kontaktierungsmethoden, links: Klebung, rechts: flexible Federn (b) C0BRA Detektor auf Kunststoffhalter (schwarz) mit verdeckter Aussparung für den Kathodenkontakt (c) Federn für Kathodenkontakt . . . . .	44
5.1.2	Schematische Darstellung der elektronischen Signalverarbeitung. . . . .	45
5.1.3	An einem C0BRA Detektor gemessene Pulsformen für Ladungen die in der Detektormitte erzeugt wurden, Differenz- und Kathodenpuls wurden nach 4.3.1 und 5.1.2 errechnet, aus [Sch11]. . . . .	46

5.1.4	Simulierte Signalformen für (a) Einfachwechselwirkung und (b) Mehrfachwechselwirkung. Gestrichelt: CA Signal, gepunktet: NCA Signal, durchgeführt: Differenzsignal, aus [McG10]. . . . .	47
5.1.5	Pulsformen eines Ereignisses nahe der Anoden, die CA und NCA Signale sind nahezu Spiegelbilder an der Nulllinie, das Differenzsignal imitiert ein physikalisches Signal, der Kathodenpuls ist null, aus [Sch11].	48
5.2.1	Messaufbau zur Bestimmung der besten Arbeitsparameter und totalen Effizienzmessung. Links: Aluminiumhalter mit Fixierschraube und Quelle, Rechts: mit Cu-Be Federn kontaktierter COBRA CPG Detektor.	49
5.2.2	Zweidimensionale Verteilung der NCA-Signale zu CA-Signale, linker Bereich entspricht COMPTON-Kontinuum, Struktur rechts stellt VEP dar. . . . .	50
5.2.3	Zweidimensionale Verteilung der NCA-Signale zu CA-Signale, blauer Bereich rechts enthält schematische Darstellung der Fitmethode zur lineare Interpolation der VEP Struktur, [Wes12]. . . . .	51
5.3.1	Einträge im VEP als Funktion des Abstandes, gemessen für einen COBRA Detektor. Der statistische Fehler $\sqrt{N}$ der VEP Einträge auf der y-Achse ist zu klein für die hier gewählte Darstellung. Angepasst wird eine $1/r^2$ -Funktion (Gl. 5.3.1) mit der totalen Effizienz $\varepsilon$ als freien Parameter, [Wes12]. . . . .	52
5.4.1	(a) CAD Zeichnung, Profilschnitt: (1) Aluminium-Träger, (2) Bleikollimator, (3) $^{137}\text{Cs}$ Quelle; (b) Kollimator in Aluminiumgehäuse vor rotem Detektor mit Kontaktierung . . . . .	53
5.4.2	Anzahl der Photonen die durch die Detektoroberfläche treten, in (a) 2,7mm und (b) 14mm Entfernung zum Kollimator [Wes12]. . . . .	54
5.4.3	Seitennummerierung, 1 - 4 sind mit dem Kollimator erreichbar, K = Kathode. . . . .	55
5.4.4	Messstand mit Schrittmotoren und Kollimator in Position für Messungen an Seite 4. . . . .	56
5.4.5	Pulshöhenspektrum bei der Einstrahlung von 662 keV mit der in Kap. 5.4.1 beschriebenen, kollimierten Quelle. (1) Einträge von im Kollimator vorwärts gestreuten (COMPTON-Streuung) Photonen, (2) COMPTON-Kante. . . . .	57
5.4.6	Erster Fit um den VEP zu finden, und um $\mu_1$ und $\sigma_1$ zu bestimmen. .	59
5.4.7	FERMI-Funktion zur Modellierung des erwarteten Untergrundes an der VEP Position. . . . .	60
5.4.8	Entgültige Fit-Funktion, angepasst an den VEP zur Bestimmung von $A$ , $\sigma_g$ und $\mu_g$ . . . . .	61
5.4.9	Detektor 13, Seite 1. Zweidimensionale Auftragung der: links: VEP Einträge (normiert auf alle Einträge im Spektrum). rechts: unkalibrierten VEP Position. Die z-Positionen ist dabei der Abstand von der Kathode, sodass in den Diagrammen das CPG an der Oberseite zu finden wäre und die Kathode unten. . . . .	62

5.4.10	Detektor 9, Seite 1. Zweidimensionale Auftragung der: links: VEP Einträge (normiert auf alle Einträge im Spektrum). rechts: unkalibrierten VEP Position. Die z-Positionen ist dabei der Abstand von der Kathode, sodass in den Diagrammen das CPG an der Oberseite zu finden wäre und die Kathode unten. . . . .	63
5.4.11	Vergleich der VEP Einträge für eine zweifach gemessene Detektorseite. Die Fehlerbalken auf den y-Achse bilden den rein statistischen Fehler $\sqrt{N}$ ab, die Fehlerbalken der x-Achse zeigen nur die Abmaße der Schrittweite (Strahldurchmesser) an. . . . .	64
5.4.12	Vergleich der VEP Einträge für die gegenüberliegenden Seiten 1 und 3. Die Fehlerbalken auf den y-Achse bilden den rein statistischen Fehler $\sqrt{N}$ ab, die Fehlerbalken der x-Achse zeigen nur die Abmaße der Schrittweite (Strahldurchmesser) an. . . . .	65
5.4.13	Vergleich der VEP Positionen für die gegenüberliegenden Seiten 1 und 3. Die Fehlerbalken auf den y-Achse bilden den Fehler der Fit-Funktion ab, die Fehlerbalken der x-Achse zeigen nur die Abmaße der Schrittweite (Strahldurchmesser) an. . . . .	66
5.5.1	2D Verteilungen der unkalibrierten VEP Positionen für 4 Seiten des Detektors 9. . . . .	67
5.5.2	2D Verteilungen der unkalibrierten VEP Positionen für 4 Seiten des Detektors 12. . . . .	68
5.5.3	Parallele Projektion einer unbekannt 2D-Funktion $f_1(x, y)$ auf eine 1D-Projektionsachse (RADON-Transformation), aus [Wür]. . . . .	69
5.5.4	Schematische Darstellung der Vorgehensweise beim Iterationsverfahren zur Rekonstruktion einer Quellverteilung, zusammengestellt aus Bildern von [Wik]. . . . .	70
B.0.1	Schematische Darstellung eines Profilschnitts durch den Kollimator. . .	78

# Tabellenverzeichnis

3.1.1	Liste der relevanten Isotope in CdZnTe für $\beta\beta, \beta/EC$ und EC/EC Übergänge mit: Zerfallsart, natürlicher Häufigkeit und Q-Wert, aus [KMZ03; Rah11]. .	15
4.1.1	Übersicht einiger Eigenschaften verschiedener Halbleitermaterialien, aus [Kno10]	26
A.0.1	Liste aller zur Verfügung stehenden COBRA Detektoren. . . . .	74
A.0.2	Liste aller zur Verfügung stehenden COBRA Detektoren. . . . .	75
A.0.3	Liste aller zur Verfügung stehenden COBRA Detektoren. . . . .	76



# Literatur

- [Ahm02] Q. R. Ahmad u. a. “Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory”. In: *Phys. Rev. Lett.* 89.1 (2002), S. 011301.
- [AL99] M. Amman und P. N. Luke. “Optimization Criteria for Coplanar-Grid Detectors”. In: *IEEE Transactions on nuclear science* 46.3 (1999), S. 205–212.
- [ALL02] M. Amman, J. S. Lee und P. N. Luke. “Electron trapping nonuniformity in high-pressure-Bridgman-grown CdZnTe”. In: *Journal of Applied Physics* 92.6 (2002), S. 3198.
- [Bey84] G. Beylkin. “The Inversion Problem and Applications of the Generalized Radon Transform”. In: *Communications on Pure and Applied Mathematics* 37 (1984), S. 579–599.
- [BV92] F. Boehm und P. Vogel. *Physics of Massive Neutrinos*. Cambridge University Press, 1992.
- [Cav71] G. Cavalleri u. a. “Extension of Ramo’s theorem as applied to induced charge in semiconductor detectors”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 92 (1971), S. 137–140.
- [COB] COBRA. *Offizielle Internetseite der COBRA Kollaboration*. Internetseite. Zuletzt besucht am 24.10.2011. URL: <http://www.cobra-experiment.org/>.
- [Com] COMSOL *Internetseite*. Internetseite. Zuletzt besucht am 02.11.2011. URL: <http://www.comsol.com/>.
- [Daw08] J. V. Dawson u. a. “An Investigation on Cooling of CZT Co-Planar Grid Detectors”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 599 (2008), S. 209–214.
- [Daw09a] J. V. Dawson u. a. “An investigation into the  $^{113}\text{Cd}$  beta decay spectrum using a CdZnTe array”. In: *Nuclear Physics A* 818 (2009), S. 264–278.
- [Daw09b] J. V. Dawson u. a. “Experimental study of double beta decay modes using a CdZnTe detector array”. In: *Physical Review C* 80 (2009), S. 25502.
- [DG81] M.E. Davison und F.A. Grunbaum. “Tomographic reconstruction with arbitrary directions”. In: *Communications on Pure and Applied Mathematics* 34.1 (1981), S. 77–119.

- [Dur08] J. Durst. “Modellierung und Simulation physikalischer Eigenschaften photonenzählender Röntgenpixeldetektoren für die Bildgebung”. Diss. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2008.
- [EHM87] S. R. Elliott, A. A. Hahn und M.K. Moe. “Direct Evidence for two-neutrino double-beta decay in  $^{82}\text{Se}$ ”. In: *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987), S. 2020–2023.
- [Fur39] W.H. Furry. “On Transition Probabilities in Double Beta-Disintegration”. In: *Physical Review* 56 (1939), S. 1184–1193.
- [Gea] *Offizielle Geant4 Internetseite des CERN*. Internetseite. Zuletzt besucht am 02.11.2011. URL: <http://geant4.cern.ch/>.
- [Geh12] D. Gehre. “Doktorarbeit in Vorbereitung”. Diss. TU Dresden, 2012.
- [GM35] M. Goepfert-Mayer. “Double Beta-Disintegration”. In: *Physical Review* 48.6 (1935), S. 512–516.
- [Gru93] C. Grupen. *Teilchendetektoren*. BI Wissenschaftsverlag, 1993.
- [GSD08] P. Guerra, A. Santos und D.G. Darambara. “Development of a simplified simulation model for performance characterization of a pixellated CdZnTe multimodality imaging system”. In: *Physics in Medicine and Biology* 53 (2008), S. 1099–1113.
- [He01] Z. He. “Review of the Shockley-Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 463 (2001), S. 250–267.
- [Hel11] K. Helbig. *Persönliche Kommunikation*. 2011.
- [Heu95] G. Heusser. “Low-Radioactivity Background Techniques”. In: *Annual Reviews Nuclear Science* 45 (1995), S. 543.
- [HS05] Z. He und B.W. Sturm. “Characteristics of depth-sensing coplanar grid CdZnTe detectors”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 554 (2005), S. 291–299.
- [Kar10] Alireza Kargar u. a. “Characterization of charge collection in a CdZnTe Frisch collar detector with a highly collimated  $^{137}\text{Cs}$  source”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* (2010).
- [Kie05] H. Kiel. “Determination of the Half Lives of Rare Decays of Cd, Te and Zn Isotopes for the COBRA Experiment”. Diss. Universität Dortmund, 2005.
- [KKK06] H.V. Klapdor-Kleingrothaus und I.V. Krivosheina. “The Evidence for the observation of  $0\nu\beta\beta$  decay: the identification of  $0\nu\beta\beta$  events from the full spectra”. In: *Modern Physics Letters A* 21 (2006), S. 1547–1566.
- [Kle05] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. B.G. Teubner Verlag, 2005.
- [KMZ03] H. Kiel, D. Münstermann und K. Zuber. “A search for various double beta decay modes of Cd, Te, and Zn isotopes”. In: *Nuclear Physics A* 723 (2003), S. 499–514.

- [Kno10] Glenn F. Knoll. *Raddiation Detection and Measurement*. 4. Aufl. Wiley, J. und Sons, Inc., 2010.
- [KP93] C.W. Kim und A. Pevsner. *Neutrinos in Physics and Astrophysics*. Harwood Academic Publishers, 1993.
- [LA07] P. N. Luke und M. Amman. “Room-Temperature Replacement for Ge Detectors - Are we there yet ?” In: *IEEE Transactions on nuclear science* 54.4 (2007), S. 834–842.
- [Luk94] P. N. Luke. “Single-polarity charge sensing in ionization detectors using coplanar electrodes”. In: *Applied Physics Letters* 65 (1994), S. 2884–2886.
- [Luk97] P. N. Luke u. a. “Electrode Design for Coplanar-Grid Detectors”. In: *IEEE Transactions on nuclear science* 44.3 (1997), S. 713–720.
- [McG10] J. McGrath u. a. “Detecting multi-hit events in a CdZnTe coplanar grid detector using pulse shape analysis: A method for improving background rejection in the COBRA 0nbb experiment”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 615 (2010), S. 57–61.
- [MNS62] Z. Maki, M. Nakagawa und S. Sakata. “Remarks on the Unified Model of Elementary Particles”. In: *Progress of Theoretical Physics* 28.5 (1962), S. 870–880.
- [MP04] R.N. Mohapatra und P.B. Pal. *Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2004.
- [Muk76] T. Mukoyama. “Range of Electrons and Positrons”. In: *Nuclear Instruments and Methods* 134 (1976), S. 125–127.
- [Mün07] D. Münstermann. “Construction of a low background facility for the COBRA experiment and its performance”. Diss. Universität Dortmund, 2007.
- [Ned11] Till Neddermann. *LNGS: Move to new Location and Upgrade of the Set-Up*. Präsentation Kollaborationstreffen Hamburg 2011. Universität Dortmund, 2011.
- [NX] NIST-XCOM. *Datenbank der Photonen-Wechselwirkungsquerschnitte des "National Institute of Standards and Technology"*. Internetseite. Zuletzt besucht am 14.08.2011. URL: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>.
- [Pon57] B. Pontecorvo. “Mesonium and anti-mesonium”. In: *Soviet Physics JETP* 6 (1957), S. 429.
- [Qua10] T. Quante. *Auswertung der Pulsform von Coplanar-Grid-CdZnTe Detektoren*. Bachelorarbeit. 2010.
- [Rad17] J. Radon. “Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten.” In: *Mathematisch-Physische Klasse* 69 (1917), S. 262–277.

- [Rah11] S. Rahaman u. a. “Double-beta decay Q values of  $^{116}\text{Cd}$  and  $^{130}\text{Te}$ ”. In: *Physics Letters B* (2011).
- [Ram39] S. Ramo. “Currents Induced by Electron Motion”. In: *Proceedings of the IRE 27* (1939), S. 584–585.
- [RC56] F. Reines und C.L. Cowan. “The Neutrino”. In: *Nature* 178 (1956), S. 446.
- [Ree09] C. Reeve. “Data analysis and background studies for the COBRA neutrinoless double-beta decay experiment”. Diss. University of Sussex, 2009.
- [Roo] *Offizielle ROOT Internetseite des CERN*. Internetseite. Zuletzt besucht am 18.10.2011. URL: <http://root.cern.ch>.
- [Sch11] O. Schulz. “Exploration of new Data Acquisition and Background Reduction Techniques for the COBRA Experiment”. Diss. TU Dortmund, 2011.
- [Sch97] N. Schmitz. *Neutrinophysik*. Teubner, Stuttgart, 1997.
- [Sho38] W. Shockley. “Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge”. In: *Journal of Applied Physics* 9 (1938), S. 635–636.
- [SZ11] M. Schwenke, K. Zuber u. a. “Exploration of Pixelated detectors for double beta decay searches within the COBRA experiment”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* (2011).
- [TV08] J. Thomas und P. L. Vahle, Hrsg. *Neutrino Oscillations - Present Status and Future Plans*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2008.
- [Wes12] T. Wester. “Diplomarbeit in Vorbereitung”. Diplomarbeit. TU Dresden, 2012.
- [Wik] Wikibooks. *Zu den physikalischen Grundlagen der Nuklearmedizin*. Internetseite. Zuletzt besucht am 20.10.2011. URL: [http://de.wikibooks.org/wiki/Physikalische\\_Grundlagen\\_der\\_Nuklearmedizin/\\_Nuklearmedizinische\\_Abbildungssysteme](http://de.wikibooks.org/wiki/Physikalische_Grundlagen_der_Nuklearmedizin/_Nuklearmedizinische_Abbildungssysteme).
- [Wür] T. Würschig. *PET - Positron-Emissions-Tomographie*. Praktikumsanleitung Fortgeschrittenenpraktikum.
- [Zub01] K. Zuber. “COBRA: Double beta decay searches using CdTe detectors”. In: *Physics Letters B* 519 (2001), S. 1–7.
- [Zub06] K. Zuber. “Neutrinoless Double Beta Decay Experiments”. In: *Acta Physica Polonica B* 37 (2006), S. 1905.
- [Zub11] K. Zuber. *Neutrino Physics*. Second. High Energy Physics, Cosmology, and Gravitation. CRC Press, Taylor und Francis Group, 2011.

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich Kai Zuber und Daniel Gehre für die sehr gute Betreuung und das Ermöglichen dieser Arbeit danken.

Außerdem gilt Björn Lehnert, Thomas Göpfert und Thomas Wester speziellen Dank, für Hilfe, Geduld und Unterstützung zu jeder Zeit.

Schließlich möchte ich meiner Familie und meinen Freunden für ihre Unterstützung und Ermutigung danken, ohne die, die Anfertigung dieser Arbeit weniger gut gelungen wäre.

## Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Arnd Sörensen  
Dresden, 7. November 2011