

Pulsformenanalyse an planaren Cadmium-Zink-Tellurid-Detektoren

Diplomarbeit
im Fach Physik

Fakultät für Mathematik und Physik

Albert-Ludwigs-Universität Freiburg

Johannes Gregori

Betreuer: Prof. Dr. Karl Jakobs

Freiburg, den 31. Mai 2006

--- meinen Eltern ---

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| Inhaltsverzeichnis | 4 |
| Abbildungsverzeichnis..... | 7 |
| Tabellenverzeichnis | 9 |
| Einleitung..... | 10 |
| 1.1 Übersicht und Gliederung | 11 |
| 2 Cadmium-Zink-Tellurid als Detektormaterial..... | 13 |
| 2.1 Funktionsweise eines Volumendetektors..... | 13 |
| 2.2 Grundlegende Eigenschaften von Cadmium-Zink-Tellurid..... | 14 |
| 2.3 Beweglichkeit | 15 |
| 2.4 Spezifischer Widerstand | 16 |
| 2.5 Lebensdauer..... | 17 |
| 2.5.1 Rekombination | 17 |
| 2.5.2 Trapping und Detrapping | 18 |
| 2.6 Störstellen und Dotierung | 18 |
| 2.6.1 Intrinsische und reale Kristalle..... | 18 |
| 2.6.2 Der Kompensationsmechanismus durch tiefe Störstellen..... | 19 |
| 2.7 Der ohmsche Metall-Halbleiterkontakt..... | 21 |
| 3 Theorie der Entstehung des Ladungspulses | 23 |
| 3.1 Die Hecht-Relation | 23 |
| 3.2 Das Shockley-Ramo-Theorem | 23 |
| 3.3 Verlauf des Ladungspulses in einem Halbleiterdetektor | 25 |
| 3.4 Weitere Effekte, die die Pulsform beeinflussen | 28 |
| 3.4.1 Plasma-Zeit..... | 28 |
| 3.4.2 Detrapping..... | 28 |
| 3.4.3 Feldinhomogenitäten, Randfelder und das Konzept des Guard-Rings..... | 30 |
| 3.4.4 Ansprechverhalten des Vorverstärkers | 32 |
| 4 Auswirkungen der Abhängigkeit der Pulshöhe vom Wechselwirkungsort und Lösungsansätze | 34 |
| 4.1 Low Energy Tailing im planaren Detektor | 34 |
| 4.2 Variation des Detektordesigns..... | 36 |
| 4.2.1 Grundprinzip | 36 |
| 4.2.2 Hemisphärischer Detektor..... | 38 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 4.2.3 | Frisch-Grid | 39 |
| 4.2.4 | Virtual Frisch-Grid | 40 |
| 4.2.5 | Coplanar Grid | 41 |
| 4.3 | Analyse der Pulsform..... | 44 |
| 4.3.1 | Messung der Anstiegszeit | 44 |
| 4.3.2 | Biparametrisches Spektrum und Biparametrische Analyse | 45 |
| 4.3.3 | Messung der Pulshöhe nach einer bestimmten Zeit | 45 |
| 4.4 | Theorie und Korrektur des biparametrischen Spektrums | 46 |
| 4.4.1 | Die Variablen des biparametrischen Spektrums..... | 46 |
| 4.4.2 | Beschaffenheit des biparametrischen Spektrums | 50 |
| 4.4.3 | Korrektur des biparametrischen Spektrums | 52 |
| 5 | Messaufbau und Charakterisierungsmethodik | 53 |
| 5.1 | Aufbau und Instrumente..... | 53 |
| 5.2 | Methode der Alpha-Messung zur Bestimmung von Lebensdauer und Beweglichkeit | 54 |
| 5.2.1 | Energie der Alpha-Teilchen und erzeugte Ladung..... | 55 |
| 5.2.2 | Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts..... | 56 |
| 5.2.3 | Bestimmung der Beweglichkeit μ | 56 |
| 5.2.4 | Bestimmung der Lebensdauer τ | 57 |
| 5.2.5 | Bestimmung der Detrapping-Zeit τ_D | 58 |
| 5.3 | Halbwertsbreite und Peak-to-valley-Verhältnis | 58 |
| 5.4 | Der ladungsempfindliche Vorverstärker..... | 59 |
| 5.4.1 | Ladungseichung..... | 59 |
| 5.4.2 | Anstiegsverhalten | 61 |
| 6 | Bestimmung von Materialparametern durch Messungen mit Alpha- Partikeln | 67 |
| 6.1 | Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts..... | 67 |
| 6.1.1 | Alpha-Spektren und Bestimmung der Maxima | 67 |
| 6.1.2 | Methode der numerischen Berechnung | 70 |
| 6.1.3 | Methode der Kurvenfits | 71 |
| 6.2 | Bestimmung der Beweglichkeit μ | 74 |
| 6.2.1 | Vorüberlegungen anhand typischer Pulsformen | 74 |
| 6.2.2 | Berechnung der Beweglichkeit..... | 76 |
| 6.3 | Bestimmung der Lebensdauer τ | 79 |
| 6.3.1 | Direkte Berechnung | 79 |
| 6.3.2 | Methode der Exponentialfits | 80 |
| 6.4 | Bestimmung der Detrapping-Zeit τ_D | 83 |
| 6.5 | Genauere Untersuchung des 3mm-Detektors durch biparametrische Spektren.. | 84 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 6.6 | Zusammenfassung der Ergebnisse der Alpha-Messungen..... | 85 |
| 7 | Aufnahme und Korrektur von biparametrischen Spektren | 86 |
| 7.1 | Konventionelle Energiespektren | 86 |
| 7.1.1 | Spektren des 1mm-Detektors | 86 |
| 7.1.2 | ¹³⁷ Cs-Spektren der 3mm-Detektoren | 88 |
| 7.2 | Biparametrische Spektren des 1mm-Detektors und deren Korrektur..... | 90 |
| 7.2.1 | Biparametrische ¹³⁷ Cs-Spektren des 1mm-Detektors bei 100 V..... | 90 |
| 7.2.2 | Korrektur des biparametrischen ¹³⁷ Cs-Spektrums des 1mm-Detektors bei 575 V..... | 93 |
| 7.2.3 | Korrektur des ¹⁰⁶ Ru-Spektrums anhand der zuvor bestimmten Korrektur- Funktion | 97 |
| 7.3 | Weitere korrigierte Spektren | 98 |
| 7.3.1 | Das korrigierte Cobalt-Spektrum des 1mm-Detektors | 98 |
| 7.3.2 | Biparametrisch korrigierte Cäsium-Spektren der 3mm-Detektoren..... | 99 |
| 7.4 | Zusammenfassung der Ergebnisse der biparametrischen Analyse..... | 102 |
| 8 | Diskussion | 104 |
| 8.1 | Bestimmung der Materialgrößen..... | 104 |
| 8.2 | Korrektur biparametrischer Spektren..... | 106 |
| 9 | Zusammenfassung und Ausblick..... | 108 |
| | Anhang A: Wechselwirkung hochenergetischer Photonen mit Materie..... | 110 |
| A.1 | Comptoneffekt..... | 110 |
| A.2 | Photoeffekt | 111 |
| | Anhang B: Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie | 113 |
| B.1 | Energieverlust der Alpha-Teilchen in Luft | 113 |
| B.2 | Energieverlust der Elektronen im Detektor..... | 114 |
| | Anhang C: Die radioaktiven Quellen | 116 |
| C.1 | Americium-241 | 116 |
| C.2 | Cobalt-57..... | 117 |
| C.3 | Ruthenium-106 | 117 |
| C.4 | Cäsium-137 | 118 |
| | Anhang D: Datenblatt des Vorverstärkers | 119 |
| | Literaturverzeichnis | 120 |
| | Danksagung..... | 123 |
| | Erklärung..... | 124 |

Abbildungsverzeichnis

| | |
|---|----|
| Abbildung 2-1: Planarer Detektor mit Elektronik, schematisch | 14 |
| Abbildung 2-2: Driftgeschwindigkeiten der Elektronen in CdTe [CAN71]..... | 16 |
| Abbildung 2-3: Beschreibung des spezifischen Widerstands in Abhängigkeit der Dotierstoffkonzentration von Donatoren unterschiedlicher Energieniveaus [FIE98]..... | 20 |
| Abbildung 3-1: Theoretischer zeitlicher Verlauf der Ladungspulse bei unterschiedlichen Wechselwirkungsorten | 27 |
| Abbildung 3-2: Typische gemessene Feldverläufe in planaren Detektoren [VER01] ... | 31 |
| Abbildung 3-3: Verlauf der Feldlinien im planaren Detektor, links ohne, rechts mit Guard-Ring | 32 |
| Abbildung 4-1: Low energy tailing, schematisch, am Beispiel eines Cs-137- Spektrums | 35 |
| Abbildung 4-2: Eindringtiefe in CdTe (Daten aus [NIST])..... | 36 |
| Abbildung 4-3: Wichtungspotential eines planaren Volumendetektors..... | 37 |
| Abbildung 4-4: Hemisphärischer Detektor, Schema und Wichtungspotential | 38 |
| Abbildung 4-5: Frisch-Grid, Schema und Wichtungspotential [ZHE01]..... | 40 |
| Abbildung 4-6: Bar-Detektor, Schema, mit Feldlinien..... | 41 |
| Abbildung 4-7: Coplanar-Grid-Detektor und Maske der coplanaren Elektroden (Freiburger Materialforschungszentrum FMF)..... | 42 |
| Abbildung 4-8: Coplanar Grid, Schema und Wichtungspotential [ZHE01]..... | 43 |
| Abbildung 4-9: Berechnete Pulshöhe in Abhängigkeit des Wechselwirkungsortes, für verschiedene Messzeitpunkte | 48 |
| Abbildung 4-10: $B(x_0)$ für verschiedene Messzeiten T_A | 49 |
| Abbildung 4-11: Schema eines biparametrischen Spektrums..... | 50 |
| Abbildung 4-12: Korrekturverfahren..... | 51 |
| Abbildung 4-13: Kurvenfit von $f(B)$ | 52 |
| Abbildung 5-1: Messaufbau | 54 |
| Abbildung 5-2: Geradenfit der Ladungseichung | 60 |
| Abbildung 5-3: Schrittantwort bei verschiedenen Amplituden..... | 62 |
| Abbildung 5-4: Signalübertragung bei verschiedenen Steigungen Fehler! Textmarke nicht definiert. | |
| Abbildung 5-5: Verhältnis von Steigung am Ausgang zu Amplitude am Eingang des Vorverstärkers bei kurzer Anstiegszeit | 66 |
| Abbildung 6-1: Spektren der Elektronen-Pulse, 1mm-Detektor | 68 |
| Abbildung 6-2: Spektren der Löcher-Pulse, 1mm-Detektor | 69 |
| Abbildung 6-3: Spektren der Elektronen-Pulse, 3mm-Detektor | 69 |
| Abbildung 6-4: Kurvenfit zur Bestimmung des $\mu\tau$ -Produktes; Elektronen, 1mm- Detektor | 72 |
| Abbildung 6-5: Vergleich der Messpunkte mit dem theoretischen Verlauf (Kurvenfit) der Spannungsabhängigkeit der Pulshöhen; Löcher, 1mm- Detektor | 73 |

| | |
|--|-----|
| Abbildung 6-6: Kurvenfit zur Bestimmung des $\mu\tau$ -Produktes; Elektronen, 3mm-Detektor | 74 |
| Abbildung 6-7: Typische Elektronen-Pulse, 1mm-Detektor | 75 |
| Abbildung 6-8: Typische Löcher-Pulse, 1mm-Detektor | 75 |
| Abbildung 6-9: Typische Elektronen-Pulse, 3mm-Detektor | 76 |
| Abbildung 6-10: Verteilung der maximalen Steigung der Anstiegsflanke; Elektronen, 1mm-Detektor | 77 |
| Abbildung 6-11: Typischer Löcher-Puls, 1mmCZT, 100V, mit zwei Exponentialfits .. | 80 |
| Abbildung 6-12: Biparametrisches Spektrum des Fitparameters τ zur gemessenen Amplitude, Pulse der Löcher, 1mm CZT, 550 V..... | 81 |
| Abbildung 6-13: Histogramm des Fitparameters τ und Gauss-Fit | 82 |
| Abbildung 6-14: Histogramm der Verteilung von τ_D der Löcher im 1mm-Detektor, aus dem Fitparameter der Exponentialfits | 83 |
| Abbildung 6-15: Ereignishäufigkeit der Elektronen-Pulse, 3mm-Detektor, 250 V | 84 |
| Abbildung 7-1: ^{241}Am -Spektrum, 1mm-Detektor, 550V, positive und negative Spannung | 87 |
| Abbildung 7-2: ^{57}Co -Spektrum, 1mm-Detektor, 550V | 87 |
| Abbildung 7-3: ^{137}Cs -Spektrum, 1mm-Detektor, 575 V | 88 |
| Abbildung 7-4: ^{137}Cs -Spektrum, 3mm-Detektor, 550 V | 89 |
| Abbildung 7-5: ^{137}Cs -Spektrum, 3mmB-Detektor, 755 V | 89 |
| Abbildung 7-6: Biparametrisches ^{137}Cs -Spektrum, 1mm CZT, 100V | 91 |
| Abbildung 7-7: Biparametrische Spektren mit 50 ns und 150 ns Messzeit von B | 92 |
| Abbildung 7-8: Simulierte Linien des ^{137}Cs -Spektrums des 1mm-Detektors mit den in Kapitel 6 gemessene Materialgrößen, bei 100 und 575 Volt | 93 |
| Abbildung 7-9: Biparametrisches ^{137}Cs -Spektrum, 1mm CZT, 575 V | 94 |
| Abbildung 7-10: Korrigiertes biparametrisches ^{137}Cs -Spektrum, 1mm CZT, 575 V | 95 |
| Abbildung 7-11: Position des Photopeaks und Polynomfit | 95 |
| Abbildung 7-12: ^{137}Cs -Spektrum des 1mm-Detektors ohne und mit Korrektur | 96 |
| Abbildung 7-13: Halbwertsbreite des Photopeaks in Abhängigkeit von B | 96 |
| Abbildung 7-14: Konventionelles und korrigiertes ^{106}Ru -Spektrum des 1mm-Detektors bei 575 V..... | 97 |
| Abbildung 7-15: Oberer Energiebereich des korrigierten ^{106}Ru -Spektrums | 98 |
| Abbildung 7-16: Korrigiertes Spektrum von ^{57}Co , 1mm CZT, 575 V | 99 |
| Abbildung 7-17: Biparametrisches ^{137}Cs -Spektrum, 3mm-Detektor, 550 V..... | 100 |
| Abbildung 7-18: Konventionelles und korrigiertes ^{137}Cs -Spektrum des 3mm-Detektors bei 550 V..... | 101 |
| Abbildung 7-19: Konventionelles und korrigiertes ^{137}Cs -Spektrum des 3mmB-Detektors bei 755 V..... | 102 |
| Abbildung 8-1: Spannungsabhängigkeit von $\mu\tau_h$ im 1mm-Detektor | 105 |
| Abbildung A-0-1: Flächendiagramm überwiegender Wirkungsquerschnitte aus [KRI04], zusätzlich rot markiert ist der Energiebereich von 100 bis 1000 keV für CZT | 112 |
| Abbildung B-0-1: Energieverlust von Alpha-Teilchen in Luft, Daten aus [NIST]..... | 113 |
| Abbildung B-0-2: Energieverlust von Alpha-Teilchen in Gold, Daten aus [NIST]..... | 114 |

| | |
|---|-----|
| Abbildung C-0-1: Alpha-Spektrum der Quelle DP990 (aus dem Datenblatt) | 116 |
|---|-----|

Tabellenverzeichnis

| | |
|---|-----|
| Tabelle 2-1: Elementareigenschaften der Bestandteile des CZT | 14 |
| Tabelle 2-2: Typische Materialeigenschaften von $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$, Werte aus [EIS99], *[OLE85], **[FOU99] | 15 |
| Tabelle 4-1: Eindringtiefe in CdTe (Daten aus [NIST]) | 36 |
| Tabelle 6-1: Ergebnisse für $\mu\tau$, numerischen Berechnungen | 70 |
| Tabelle 6-2: Beweglichkeit, bestimmt aus dem Maximum der Anstiegsflanke | 78 |
| Tabelle 6-3: Ergebnisse der Alpha-Messungen | 85 |
| Tabelle 7-1: Gamma-Spektren des 1mm-Detektors | 103 |
| Tabelle 7-2: ^{137}Cs -Spektren der Detektoren mit 3 mm Dicke | 103 |
| Tabelle 7-3: Ergebnisse der Korrektur des ^{106}Ru -Spektrums | 103 |
| Tabelle C-0-1: Wichtige Übergangsenergien des ^{106}Pd , aus [KAERI] | 118 |

Einleitung

Nachdem die Forschung auf dem Gebiet der Halbleiterphysik im letzten Jahrhundert ungeahnte Fortschritte gemacht hat, durchdringen Halbleiter heute Anwendungen in sämtlichen Lebensbereichen. Immer mehr neue Techniken, die die Vorteile der Halbleiter auf verschiedenste Weise nutzen, treten in Konkurrenz zu althergebrachten Verfahren, neue Materialien mit besseren Eigenschaften lösen etablierte Stoffe ab. Aufgrund ihrer Materialeigenschaften eignen sich Halbleiterkristalle hervorragend zur Detektion von Strahlung. Silizium und Germanium haben sich für spektroskopische Anwendungen längst etabliert, stickstoffgekühlte Reinst-Germanium-Detektoren sind sogar als Referenz bezüglich Energieauflösung zu nennen.

Bei der Detektion von Photonen im Energiebereich ab wenigen hundert keV stoßen diese Materialien jedoch an ihre Grenzen. Aufgrund der geringen Dichten und Kernladungszahlen sind die Wirkungsquerschnitte für Wechselwirkungen hochenergetischer Photonen und damit die erreichbaren Nachweisschancen entsprechender Detektoren gering. Bei Silizium ist das aktive Detektorvolumen zudem durch die Breite der Verarmungsschicht limitiert. Einer weiteren Verbreitung von großvolumigen Germaniumdetektoren steht die Notwendigkeit der Stickstoffkühlung im Wege. Deshalb konzentriert sich die Forschung hier auf alternative Materialien. In den 70er Jahren wurde Cadmium-Zink-Tellurid (CZT) als Detektormaterial bekannt. Es ist daher bereits gut erforscht und inzwischen existieren diverse kommerzielle Produkte im Bereich der Gamma-Spektroskopie.

Cadmium-Zink-Tellurid hat einen relativ großen Bandabstand, so dass entsprechende Detektoren bei Raumtemperatur betrieben werden können. Zudem besitzt es eine hohe Dichte und große Kernladungszahlen, was eine hohe Absorption für Gamma-Strahlen bewirkt. Trotz der hohen Absorption muss ein CZT-Detektor ein Volumen in der Größenordnung von einem Kubikzentimeter besitzen, um im Energiebereich von einem MeV eine gute Nachweisschance zu erreichen. Diese Tatsache stellt weitere Anforderungen an das Material und bringt auch Nachteile mit sich.

Während man Materialeigenschaften wie Bandlücke, spezifischen Widerstand, Lebensdauern und Beweglichkeiten der Ladungsträger durch Verfeinerung der Züchtungsmethoden und Anpassung der Zusammensetzung in einem gewissen Rahmen optimieren kann, bleibt ein konzeptionelles Problem bestehen. In Volumendetektoren müssen Elektronen und Löcher sehr lange Wege zurücklegen. Deshalb sind die Lebensdauern der Ladungsträger nicht zu vernachlässigen. Die Ladung, die durch die Wechselwirkung eines Photons entsteht, erreicht nur zum Teil die Kontakte, kann also nicht komplett nachgewiesen werden, was zu Ladungsverlust führt. Überdies unterscheiden sich die

Lebensdauern und Beweglichkeiten der beiden Ladungsträgersorten deutlich. Das führt dazu, dass die nachgewiesene Ladung abhängig vom Ort der Wechselwirkung des Photons variiert, je nachdem, welche Wege die Elektronen und Löcher zurücklegen müssen. Das hat negative Auswirkungen auf Gamma-Energiespektren.

Im Wesentlichen werden zwei Lösungswege verfolgt. Zum einen kann man durch eine geeignete Detektorgeometrie (Form des Kristalls, Form und Potential der Kontakte) den Einfluss der Löcher, welche die bei weitem schlechteren Eigenschaften haben, auf das Signal beschränken. Zum anderen ist es möglich, anhand der Analyse des zeitlichen Verlaufes des Ladungspulses auf den Ort der Wechselwirkung zurückzuschließen. Damit kann die Pulshöhe korrigiert werden.

Durch die Analyse der Pulsform ergeben sich auch neue Methoden zur Charakterisierung des Kristalls. Ist der theoretische Verlauf der Pulse bekannt, so kann die Pulsformenanalyse zur Bestimmung verschiedener Materialgrößen verwendet werden. Dies erlaubt eine einfache Bestimmung der detektorrelevanten Materialparameter.

1.1 Übersicht und Gliederung

In dieser Arbeit wird ein Konzept entwickelt, das es ermöglicht, Energiespektren zu korrigieren, die die negativen Auswirkungen des Ladungsverlusts aufweisen. Die Auflösung eines Detektors kann dadurch erheblich verbessert werden. Diese Methode basiert auf der Analyse des zeitlichen Verlaufs des Ladungspulses, welcher von verschiedenen Materialgrößen abhängt. Aufbauend auf die Pulsformenanalyse werden Möglichkeiten zur Materialcharakterisierung vorgeschlagen, die mit einfachen Methoden die genaue Bestimmung detektorrelevanter Materialgrößen zulässt. Die Bestimmung der Materialgrößen nach den vorgeschlagenen Methoden sowie die Aufnahme und Korrektur von Gamma-Energiespektren wurden an zwei planaren Cadmium-Zink-Tellurid-Detektoren mit 1 mm bzw. 3 mm Dicke durchgeführt, die Ergebnisse werden im Experimentaltel der Arbeit vorgestellt.

In Kapitel 2 wird kurz das Konzept des planaren CZT-Detektors vorgestellt und dann auf die Materialeigenschaften von CZT eingegangen, die für die folgenden Anwendungen wichtig sind. Kapitel 3 befasst sich mit der theoretischen Beschreibung des zeitlichen Verlaufs des Ladungspulses. Im darauffolgenden Kapitel 4 werden die verschiedenen Lösungsansätze der ortsabhängigen Pulshöhen vorgestellt und vorbereitend auf den experimentellen Teil das Konzept der Korrektur der Gamma-Spektren über die Pulsformenanalyse erarbeitet. Der experimentelle Aufbau sowie die Methoden für die Bestimmung der einzelnen Materialgrößen und die Korrektur der Spektren werden in Kapitel 5 beschrieben, außerdem werden vorbereitende Überlegungen und Messungen bezüglich des Messaufbaus gemacht. Die eigentlichen Messungen und Ergebnisse sind in zwei Teile gegliedert. In Kapitel 6 werden zunächst verschiedene Materialparameter

durch Messungen mit Alpha-Strahlen bestimmt. Kapitel 7 beinhaltet eine ausführliche Besprechung der biparametrischen Analyse und der Korrektur der Spektren. Die Ergebnisse werden jeweils am Ende der Kapitel zusammengefasst. Es folgen in Kapitel 8 eine Diskussion der Ergebnisse und daraufhin die Zusammenfassung sowie ein kurzer Ausblick in Kapitel 9.

2 Cadmium-Zink-Tellurid als Detektormaterial

Ob sich ein Cadmium-Zink-Tellurid-Kristall als Detektor eignet, hängt von verschiedenen Materialgrößen ab. Die wichtigsten sollen hier vorgestellt werden. Dazu wird zunächst kurz auf die Funktionsweise eines Volumendetektors eingegangen sowie das verwendete Detektormaterial mit typischen Materialgrößen vorgestellt. Daraufhin werden die interessanten Materialgrößen näher beschrieben.

Grundlagen zu Halbleitern und Halbleitertechnik werden in [SZE85] gegeben. Eine fundierte Übersicht über Halbleiterdetektoren mit Schwerpunkt auf Halbleiterphysik bietet [LUT99].

2.1 Funktionsweise eines Volumendetektors

Für Raumtemperatur-Volumendetektoren werden hochohmige Halbleitermaterialien mit großer Bandlücke benötigt. An solch einem Halbleiterkristall mit mehreren Millimetern Dicke werden Elektroden aufgebracht, an die eine Spannung von mehreren hundert bis tausend Volt angelegt wird. Die Metall-Halbleiterkontakte müssen ein ohmsches Verhalten aufweisen, damit sich keine Sperrschicht bildet, wie es bei Schottky-Kontakten der Fall wäre, sondern das elektrische Feld möglichst homogen den ganzen Kristall durchdringt.

Wenn in dem Kristall Energie deponiert wird, zum Beispiel durch Alpha- oder Gamma-Strahlung (Anhänge A und B), werden Elektron-Loch-Paare erzeugt. Die Ladungsträger driften zu den Kontakten. Währenddessen wird an den Kontakten Ladung induziert. Diese induzierte Ladung wird dann über einen ladungsempfindlichen Vorverstärker in ein Spannungssignal übertragen und verstärkt, das dann aufgenommen und weiterverarbeitet wird.

Die theoretische Betrachtung ist besonders einfach bei einem planaren Detektor. Bei diesem sind die deckungsgleichen Elektroden planparallel an zwei gegenüberliegenden Seiten des Kristalls angebracht. Wenn dann die Widerstände der ohmschen Kontakte gegenüber dem spezifischen Widerstand des Kristalls vernachlässigt werden können, bildet sich im Kristall ein homogenes elektrisches Feld. In Abbildung 2-1 ist das Konzept schematisch dargestellt.

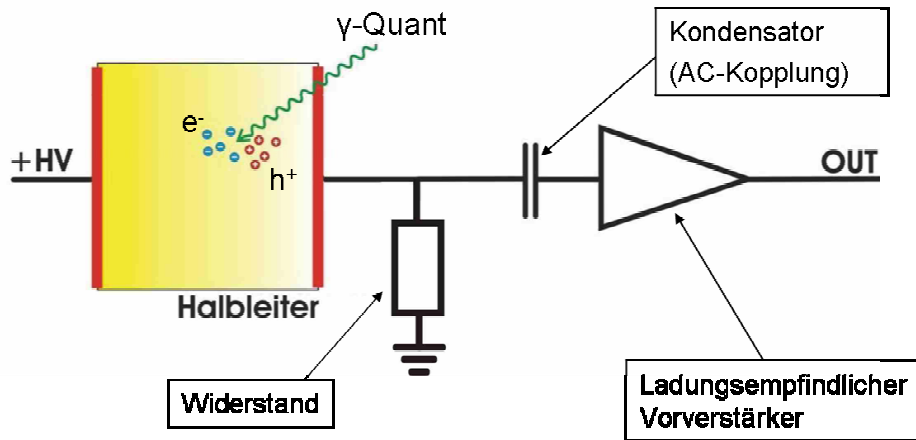


Abbildung 2-1: Planarer Detektor mit Elektronik, schematisch

2.2 Grundlegende Eigenschaften von Cadmium-Zink-Tellurid

Tabelle 2-1: Elementareigenschaften der Bestandteile des CZT

| | Cd | Zn | Te |
|--------------------------|-----------|-----------|-----------|
| Kernladungszahl Z | 48 | 30 | 50 |
| Atomare Masse / u | 112,4 | 65,4 | 127,6 |

In den Messungen zu dieser Arbeit wird $(\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1})\text{Te}$ verwendet, bei dem Cadmium und Zink im Molverhältnis von etwa 9:1 vorliegen. Cadmium beziehungsweise Zink bildet mit Tellur eine Zinkblendestruktur über Valenzbindungen aus. Den Ordnungsgruppen nach bezeichnet man CZT als (II,VI)-Halbleiter. Das Mischungsverhältnis der Elemente der zweiten Gruppe bestimmt den Gitter- und den Bandabstand, welche bei CdTe und ZnTe jeweils verschieden sind. Hinsichtlich eines Einsatzes als Gamma-Detektor wird versucht, einen guten Kompromiss zwischen großem Bandabstand (führt zu geringem Dunkelstrom, hohe Zn-Konzentration) und hoher Dichte und Kernladungszahl (hohe Absorption, hohe Cd-Konzentration) zu finden.

Typische Materialeigenschaften für CZT werden in Tabelle 2-2 zusammengefasst. Allerdings unterscheiden sich die Werte im Einzelnen je nach Züchtung und Kristall, so kommt es zu großen Schwankungen zwischen den Ergebnissen verschiedener veröffentlichter Messungen. Die wichtigen Materialeigenschaften unterscheiden sich nur unwesentlich von denen des Cadmium-Tellurid (CdTe), daher kann auch auf Daten von CdTe zurückgegriffen werden. Der Wert für den Konvolutionsfaktor (Energie pro Elektron-

Loch-Paar-Erzeugung) wurde in [FOU99] experimentell bestimmt und stimmt exakt mit der Berechnung für $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$ nach einem empirischen Modell aus [TON98] überein. Bandlücke und Konvolutionsfaktor hängen weit weniger von der Züchtung ab als die restlichen Größen und werden daher als exakt angenommen.

Tabelle 2-2: Typische Materialeigenschaften von $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$, Werte aus [EIS99], *[OLE85], **[FOU99]

| | |
|--|---------------------------------------|
| Bandlücke bei 300K E_g [eV]* | 1,57 |
| Energie pro Elektron-Loch-Paar-Erzeugung ε [eV]** | 4,67 |
| Lebensdauer der Elektronen τ_e [μs] | 0,7-8 |
| Lebensdauer der Löcher τ_h [μs] | 0,06-0,6 |
| Beweglichkeit der Elektronen μ_e [cm^2/Vs] | 1000-1100 |
| Beweglichkeit der Löcher μ_h [cm^2/Vs] | 50 |
| $\mu\tau$ -Produkt der Elektronen $\mu\tau_e$ [cm^2/V] | $8 \times 10^{-4} - 8 \times 10^{-3}$ |
| $\mu\tau$ -Produkt der Löcher $\mu\tau_h$ [cm^2/V] | $3 \times 10^{-6} - 3 \times 10^{-5}$ |
| Spezifischer Widerstand ρ [Ωcm] | $5 \times 10^{10} - 1 \times 10^{11}$ |

2.3 Beweglichkeit

Die Beweglichkeit μ der Ladungsträger im Halbleiter ist definiert als der Quotient aus der Driftgeschwindigkeit v und dem elektrischen Feld E . Die Bestimmungsgleichung ist

$$v_{e,h} = \mu_{e,h} E \quad (2.1)$$

Die Beweglichkeit ist unterhalb von $E = 10 \text{ kV/cm}$ konstant, sie ist aber temperaturabhängig (Abbildung 2-2).

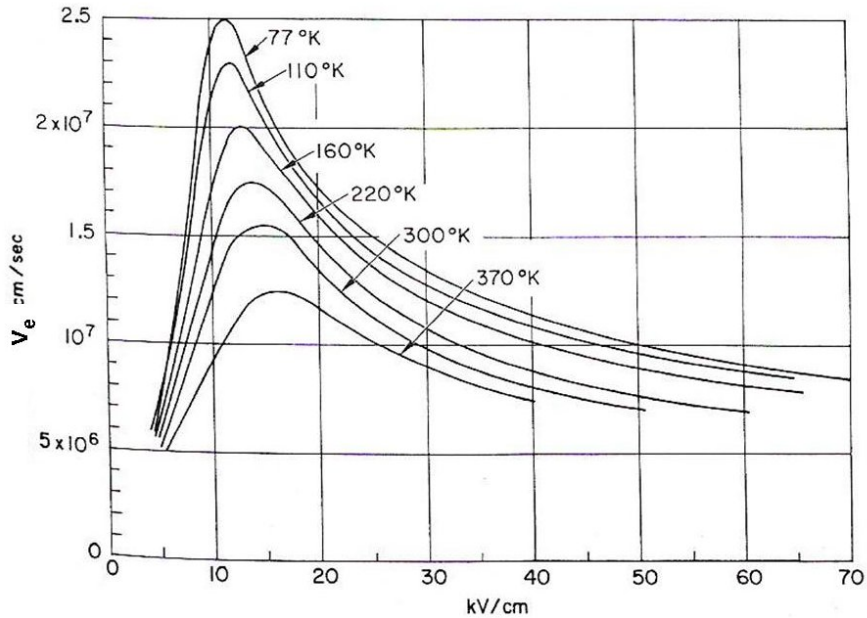


Abbildung 2-2: Driftgeschwindigkeiten der Elektronen in CdTe [CAN71]

Die Ladungsträgerkonzentrationen, die im thermischen Gleichgewicht im Leitungs- und Valenzband vorherrschen, werden mit n und p bezeichnet. Damit sind die Beiträge zur Leitfähigkeit σ für die jeweiligen Ladungsträger

$$\sigma_e = q \cdot \mu_e \cdot n \quad \text{bzw.} \quad \sigma_h = q \cdot \mu_h \cdot p \quad (2.2)$$

$$q = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C} : \quad \text{Elementarladung}$$

Diese addieren sich zur gesamten Leitfähigkeit des Kristalls

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_h \quad (2.3)$$

2.4 Spezifischer Widerstand

Wenn an die ohmschen Kontakte eines Detektors eine Spannung angelegt wird, so fließt auch ohne äußere Anregung ein Strom, der so genannte Dunkelstrom. Dessen Fluktuationen machen sich als Rauschen im Detektor bemerkbar. Ist der Dunkelstrom und damit auch das Rauschen zu groß, eignet sich der Kristall nicht als Detektor.

Der spezifische Widerstand hängt von den Beweglichkeiten der freien Ladungsträger sowie deren Konzentrationen ab:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q(n\mu_e + p\mu_h)} \quad (2.4)$$

Für planare Detektoren mit ohmschen Kontakten ist diese Größe leicht experimentell durch Aufnahme einer Strom-Spannungs-Kennlinie zu bestimmen, es gilt:

$$\rho = \frac{U}{I_d} \cdot \frac{A}{d} \quad (2.5)$$

U : angelegte Spannung

I_d : Dunkelstrom

A : Fläche der Kontakte

d : Dicke des Detektors

2.5 Lebensdauer

Eine charakteristische Größe von Halbleitern ist die Lebensdauer τ der Ladungsträger. Sie gibt die durchschnittliche Zeit an, nach der ein zuvor ins Leitungsband angeregtes Elektron bzw. ins Valenzband angeregtes Loch dieses Band wieder verlässt. Zur gesamten Lebensdauer τ tragen verschiedene Effekte bei, die wichtigsten werden im Anschluss beschrieben. Die Lebensdauern der einzelnen Prozesse addieren sich reziprok, d.h.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_A} + \frac{1}{\tau_B} + \dots \quad (2.6)$$

Die Lebensdauer ist in der Regel für Elektronen und Löcher verschieden. Dabei gilt für die Anzahl an Elektronen N_e im Leitungsband bzw. Löchern N_h im Valenzband

$$\frac{dN_{e,h}}{dt} = -\frac{N_{e,h}}{\tau_{e,h}} \quad (2.7)$$

Die Anzahl der Ladungsträger folgt also einem exponentiellen Zerfallsgesetz.

In einigen wichtigen Gleichungen geht die Lebensdauer nur zusammen mit der Beweglichkeit ein, man spricht dann vom $\mu\tau$ -Produkt und behandelt dieses als eigenständige Größe.

2.5.1 Rekombination

Im thermischen Gleichgewicht ist die Erzeugungsrate von Elektronen und Löchern durch optische oder thermische Anregung gleich ihrer Rekombinationsrate, dadurch bleibt die Ladungsträgerkonzentration konstant. Wird durch einmalige Anregung ein Überschuss an Ladungsträgern gebildet, so werden diese nach einer durchschnittlichen Zeit τ_{rek} wieder rekombinieren. Es gibt unterschiedliche Rekombinationsmechanismen, darunter direkte Band-zu-Band-Rekombination, bei der ein Photon abgestrahlt wird,

und indirekte nichtstrahlende Rekombination über Zwischenniveaus. Diese Zwischen-niveaus werden durch tiefe Störstellen gebildet, deren Energieniveaus bei CZT in der Bandmitte und damit im Bereich der Fermi-Energie liegen. Die Lebensdauern der verschiedenen Prozesse hängen in unterschiedlicher Weise von der Temperatur ab.

2.5.2 Trapping und Detrapping

Wenn der Einfang eines zuvor ins Leitungs- bzw. Valenzband angeregter Ladungsträgers an einer tiefen Störstelle stattfindet, ist nicht gesagt, dass er weiter dem Prozess einer indirekten Rekombination folgt. Stattdessen kann er wieder in das Leitungs- bzw. Valenzband zurück emittiert werden, dann bezeichnet man den Einfangprozess als Trapping und den Emissionsprozess als Detrapping. Ladung, die getrappt ist, wird erst nach einer gewissen Zeit wieder emittiert. Die entsprechende Zeitkonstante, die die durchschnittliche Verweildauer des Ladungsträgers in dem Einfangzentrum beschreibt, heißt Detrapping-Zeit τ_D . Die Detrapping-Zeit ist wesentlich länger als die Trapping-Zeit. Führt man Messungen mit kürzeren Zeitskalen als τ_D durch, so beinhalten die messbaren Lebensdauern der Ladungsträger τ den Effekt des Trapping, nicht jedoch den des Detrapping.

2.6 Störstellen und Dotierung

Störstellen beeinflussen die Ladungsträgerkonzentrationen und damit auch den spezifischen Widerstand, tiefe Störstellen beeinflussen außerdem die Lebensdauer über die oben besprochenen Effekte der indirekten Rekombination und des Trappings. Deshalb soll hier noch auf die Auswirkung von Störstellen und Dotierung auf verschiedene Materialeigenschaften eingegangen werden.

2.6.1 Intrinsische und reale Kristalle

Unter einem intrinsischen Halbleiter versteht man einen idealen Kristall, zu dessen theoretischer Betrachtung Störstellen und Verunreinigungen nicht berücksichtigt werden. Deshalb können Ladungsträger nur über direkte Band-zu-Band-Anregung erzeugt werden. Die intrinsische Ladungsträgerkonzentration n_i bei der Temperatur T berechnet sich dann wie folgt:

$$n_i = (N_C \cdot N_V)^{1/2} \cdot e^{-\frac{E_C - E_V}{2kT}} \quad (2.8)$$

N_C, N_V : effektive Zustandsdichte an der Leitungs-, Valenzbandkante

E_C, E_V : Energie der Leitungs-, Valenzbandkante

Bei intrinsischen Halbleitern gilt dann für die freien Ladungsträgerkonzentrationen

$$n = p = n_i \quad (2.9)$$

Legt man dieses Modell zugrunde, kommt man für CdTe bei Raumtemperatur mit Gleichung (2.4) und Werten aus Tabelle 2-2 auf einen spezifischen Widerstand von ca. $10^{10} \Omega \text{cm}$, was den maximal erreichbaren Wert darstellt.

Auch reinstes CZT hat aber Störstellen, die von Kristallbaufehlern herrühren und deshalb als intrinsische Defekte bezeichnet werden. Man spricht von flachen Störstellen, wenn diese weniger als ca. 100meV Abstand zum Leitungs- bzw. Valenzband haben und bei Raumtemperatur praktisch vollständig ionisiert sind. Undotiertes CZT hat einen Überschuss an flachen Akzeptoren. Diese sind bei Raumtemperatur vollständig ionisiert, wodurch die Ladungsträgerkonzentration steigt und der Widerstand abnimmt.

2.6.2 Der Kompensationsmechanismus durch tiefe Störstellen

Im Halbleiter gilt die Neutralitätsbedingung

$$p + N_D^+ = n + N_A^- \quad (2.10)$$

N_D^+, N_A^- : Konzentrationen der ionisierten Donatoren, Akzeptoren

Bei einem Überschuss der ionisierten Akzeptoren $N_A^- - N_D^+$ steigt p stark an. Dies kann ausgeglichen werden durch Dotierung mit Donatoren, so dass idealerweise $N_A^- - N_D^+ = 0$ wird und wiederum (2.9) gilt.

Die Konzentration der ionisierten Akzeptoren bzw. Donatoren berechnet sich wie folgt:

$$N_A^- = \frac{N_A}{1 - g \cdot \exp\left(-\frac{(E_F - E_A)}{kT}\right)} \quad (2.11)$$

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 - \frac{1}{g} \cdot \exp\left(-\frac{(E_D - E_F)}{kT}\right)} \quad (2.12)$$

N_A, N_D : Konzentrationen der Akzeptoren, Donatoren

E_A, E_D : Energieniveau der Akzeptoren, Donatoren

g : Entartungsfaktor (abhängig von der Störstelle)

E_F : Fermienergie

Wenn man einen ursprünglichen flachen Akzeptor-Überschuss von $N_A^- - N_D^+ = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ zugrunde legt, kann man mit Gleichungen (2.8) bis (2.12) sowie (2.4) den Widerstand ρ in Abhängigkeit der Konzentration eines Donators einer bestimmten Energie numerisch berechnen. Es zeigt sich, dass eine Dotierung mit flachen Donatoren sehr diffizil ist und technisch kaum möglich wäre, da man nur in einem sehr schmalen Bereich der Dotierstoffkonzentrationen einen hohen Widerstand erreicht. Bei der Dotierung mit tiefen Donatoren im Bereich der Bandmitte steigt der Widerstand jedoch ab einer bestimmten Dotierstoffkonzentration stark an und bleibt dann lange auf einem sehr hohen Niveau mit durchgehend hohem Widerstand [FIE98]. In Abbildung 2-3 ist das in der obersten Kurve zu sehen, der Widerstand sinkt innerhalb der dargestellten Dotierstoffkonzentration nicht unter $10^8 \Omega\text{cm}$.

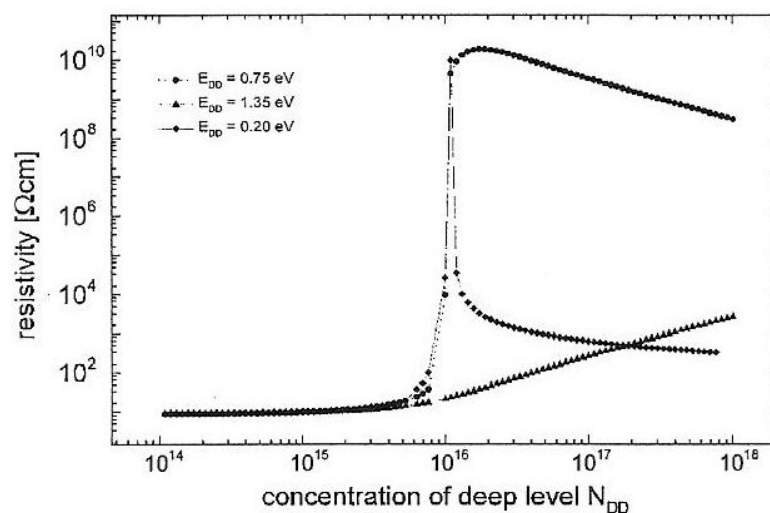


Abbildung 2-3: Beschreibung des spezifischen Widerstands in Abhängigkeit der Dotierstoffkonzentration von Donatoren unterschiedlicher Energieniveaus [FIE98]

Bei einer Dotierung mit anderen Fremdstoffen ist zu erwarten, dass sich weitere Störstellen ausbilden, die als Einfangzentren fungieren und dadurch die Lebensdauern vermindern. Gerade die eigentlich erwünschten tiefen Störstellen deren Energieniveaus

in der Bandmitte liegen tragen bevorzugt zu Rekombination und Trapping bei. Deshalb wurde auch versucht, die Kompensation der flachen Störstellen durch eine höhere Konzentration an tiefen intrinsischen Defekten zu erreichen. Tatsächlich kann auch undotiertes CZT sehr hohe Widerstände erreichen. Es hat sich aber gezeigt, dass durch eine zusätzliche Dotierung mit Indium Lebensdauer und Beweglichkeit noch verbessert werden können. Das wird dadurch erklärt, dass durch die Indium-Dotierung bestehende Cadmiumvakanz, welche zu den tiefen Akzeptoren gehören, in flachere und damit weniger kritische Störstellen, die A-Zentren, umgewandelt werden [FIE04]. Offenbar sind intrinsische Defekte in ausreichendem Maße als tiefe Donatoren vorhanden, um einen hohen Widerstand zu gewährleisten. Mit einer geeigneten Dotierung können dann noch die Leitungseigenschaften verbessert werden.

2.7 Der ohmsche Metall-Halbleiterkontakt

Damit sich im Kristall eines planaren Detektors ein homogenes elektrisches Feld ausbilden kann, darf es keinen Spannungsabfall am Metall-Halbleiterkontakt geben. Idealerweise hat ein solcher Kontakt eine ohmsche Strom-Spannungs-Kennlinie, unabhängig von der Polung. Sein Widerstand ist dann vernachlässigbar gegenüber dem des hochohmigen Halbleiterkristalls.

Die Theorie der Kontaktausbildung anhand des Bändermodells ist in der Literatur häufig zu finden (z.B. [SZE85]). Welche Art von Kontakt sich bildet, hängt dabei von der Sorte der Majoritätsladungsträger ab. Demnach bildet sich für einen n-dotierten Halbleiter ein ohmscher Kontakt, wenn die Austrittsarbeit (Differenz zwischen Vakuum- und Fermienergie) für Elektronen im Metall kleiner ist als im Halbleiter. Ist die Austrittsarbeit des Metalls größer, so driften Elektronen vom Halbleiter ins Metall, bis sich ein Gleichgewicht eingestellt hat. Somit bildet sich im Halbleiter eine Verarmungszone, die beim Anlegen einer Spannung den Elektronen-Fluss vom Metall in den Halbleiter verhindert, es liegt also eine Sperrichtung vor. Ein solcher Kontakt wird als Schottky-Kontakt bezeichnet. Bei p-dotierten Halbleitern bildet sich eine Verarmungszone und damit eine Sperrschicht im umgekehrten Fall, wenn Elektronen vom Metall in den Halbleiter diffundieren und mit den Löchern, der dort vorherrschenden Majoritätsladungsträgersorte, rekombinieren. Fällt die gesamte Spannung innerhalb der Verarmungszone ab, so bildet nur die Verarmungsschicht das aktive Volumen, in dem erzeugte Ladung nachgewiesen werden kann. Dieses Modell berücksichtigt nur die Majoritätsladungsträgersorte („Ein-Band-Näherung“), und wird im Falle von CZT, wo beide Ladungsträgersorten zur Leitung beitragen, komplizierter. Zudem berücksichtigt es keine Grenzflächen-Zustände, die an der Kontaktfläche der Materialien auftreten können. So ist das tatsächliche Verhalten eines Metall-Halbleiter-Kontaktes vielmehr von der Prozessierung abhängig und weicht gerade auch bei CZT von der obigen

Beschreibung ab. Beispielsweise wird der als „fermi-level-pinning“ bezeichnete Effekt beobachtet, der dazu führt, dass die Kontaktart im Wesentlichen unabhängig von der Austrittsarbeit des Metalls ist.

Eine gängige Methode ist es, Goldkontakte aus Goldchloridlösung stromlos abzuscheiden („electroless plating“). Diese Methode hat sich bei CZT zur Herstellung von Kontakten mit ohmscher Strom-Spannungs-Charakteristik als zuverlässig erwiesen [MUS83]. Das Gold diffundiert dabei in die Oberfläche des Halbleiters. Es wird vermutet, dass dadurch eine Hochdotierung mit einem ionisierten flachen Donator erzeugt wird, wodurch sich dann am Kontakt zwar eine Schottky-Barriere bildet, diese aber so schmal ist, dass bei einer angelegten Spannung der Elektronen-Tunnelstrom dominiert und damit wiederum ein ohmsches Verhalten des Kontakts erreicht wird.

3 Theorie der Entstehung des Ladungspulses

Die detektierte Ladung auf den Kontakten wird von den freien Ladungsträgern induziert, während diese durch den Kristall zu den Kontakten driften. Dabei sind Pulshöhe und Pulsform abhängig von dem Ort der Ladungsentstehung. Dieser Prozess soll hier vorgestellt werden. Dabei wird nach der Hecht-Relation, die aus der ersten quantitativen Untersuchung ortsabhängiger Pulshöhen hervorgeht, das Shockley-Ramo-Theorem vorgestellt und erläutert, welches dann auf planare Volumendetektoren angewendet wird.

3.1 Die Hecht-Relation

Bereits 1932 untersuchte Hecht die Leitung von lichtelektrisch ausgelösten Elektronen in einem hochisolierenden Silberchlorid-Kristall [HEC32]. Er wählte eine planare Geometrie und maß mithilfe eines Elektrometers die induzierte Ladung in Abhängigkeit des Ortes der Ladungsentstehung. Dabei stieß er auf ein exponentielles Gesetz.

Angewendet auf planare Halbleiterdetektoren, bei denen auch Löcher zur Leitung beitragen, gilt für die Ladung, die an einem der Kontakte erzeugt wird:

$$Q = Q_0 \cdot \left\{ \frac{\lambda_e}{d} \left(1 - e^{-\frac{x_0}{\lambda_e}} \right) + \frac{\lambda_h}{d} \left(1 - e^{-\frac{d-x_0}{\lambda_h}} \right) \right\} \quad (3.1)$$

Q_0 : ursprünglich erzeugte Ladung von einer Ladungsträgersorte

d : Detektordicke

$\lambda_{e,h}$: mittlere freie Weglänge der Elektronen / Löcher

x_0 : Wechselwirkungsort, Abstand von der Anode

Für die mittlere freie Weglänge gilt bei konstantem elektrischem Feld im Halbleiter

$$\lambda_{e,h} = \mu_{e,h} \cdot \tau_{e,h} \cdot E \quad (3.2)$$

3.2 Das Shockley-Ramo-Theorem

Aufgrund der begrenzten Driftgeschwindigkeiten der Ladungsträger im Kristall kann die Ladungsinduktion an den Metallkontakten zu jedem Zeitpunkt als elektrostatischer Prozess betrachtet werden. Für die Berechnung des Verlaufs des Ladungspulses ist dann

bei jedem Zeitpunkt die Poisson-Gleichung zu lösen, wofür die Trajektorien der Ladungsträger bekannt sein müssen.

Unabhängig voneinander fanden Shockley [SHO38] und Ramo [RAM39] eine einfachere Möglichkeit, die induzierte Ladung Q und den resultierenden Strom \vec{j} an Elektroden von Vakuumröhren zu berechnen, für beliebige Anordnungen beliebig vieler Elektroden. Später wurde gezeigt ([JEN41] und [CAV71]), dass die Methode auch bei Anwesenheit fester Raumladungen ihre Gültigkeit behält. Deshalb kann sie auch auf Halbleiter angewendet werden. Allerdings nimmt man den Halbleiter dabei als Isolator an. Eine Herleitung über die Energieerhaltung wird in [ZHE01] geführt, mit dem Schwerpunkt auf Gamma-Halbleiterdetektoren.

Das Shockley-Ramo-Theorem besagt: Während sich eine Punktladung q von \vec{x}_i nach \vec{x}_f bewegt, wird an einer Elektrode die Ladung ΔQ induziert. Diese berechnet sich wie folgt:

$$\Delta Q = q \cdot \int_{\vec{x}_i}^{\vec{x}_f} \vec{E}_0(\vec{x}) \cdot d\vec{x} = -q \cdot (\varphi_0(\vec{x}_f) - \varphi_0(\vec{x}_i)) = -q \cdot \Delta \varphi_0 \quad (3.3)$$

φ_0 : Wichtungspotential

\vec{E}_0 : Wichtungsfeld

Dabei ist das Wichtungspotential φ_0 eine Hilfsgröße. Es wird auf gleiche Weise berechnet wie ein reales Potential, durch Lösung der Poisson-Gleichung mit bekannten Randbedingungen. Diese sind auf der messenden Elektrode $\varphi_0 = 1$, auf allen anderen $\varphi_0 = 0$. Der Raum dazwischen wird als Vakuum betrachtet. Das Wichtungspotential ist dimensionslos. Das Wichtungsfeld berechnet sich dann durch

$$\vec{E}_0 = -\vec{\nabla} \varphi_0 \quad (3.4)$$

Dazu einige Bemerkungen:

- Je nachdem, an welcher Elektrode die Ladung gemessen wird, geht ein anderes Wichtungspotential φ_0 ein.
- Fließt Ladung zwischen zwei Elektroden, an denen nicht gemessen wird, so wird an der messenden Elektrode insgesamt keine Ladung induziert. (Konzept des Guard-Rings)
- Um die gesamte induzierte Ladung Q zu bestimmen, muss die Trajektorie der Punktladung nicht bekannt sein. Es genügt, Anfangs- und Endpunkt zu wissen.

- Zur Berechnung des zeitlichen Verlaufs des Ladungspulses $Q(t)$ muss die Trajektorie $\vec{x}(t)$ der Punktladung bekannt sein. Diese berechnet sich aus den realen Potential- und Feldverläufen $\varphi(\vec{x})$ und $\vec{E}(\vec{x})$. In (3.3) gilt dann $\vec{x} = \vec{x}(t)$.

Anschauliche Beispiele für das Wichtungspotential folgen in Kapitel 4.

3.3 Verlauf des Ladungspulses in einem Halbleiterdetektor

In einem Halbleiterdetektor ist die Punktladung q durch eine Ladungswolke aus Elektronen oder Löchern zu ersetzen. Es seien q_e und q_h jeweiligen Ladungen der Ladungsträgerwolken bestehend aus Elektronen bzw. Löchern. Wo die Gleichungen für beide Ladungsträgersorten gelten, wird weiterhin q verwendet werden. Die Anzahl der Ladungsträger ist nicht konstant, vielmehr gilt bei ursprünglicher Ladung Q_0 mit der entsprechenden Lebensdauer τ der jeweiligen Ladungsträgersorte

$$q(t) = Q_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.5)$$

Dadurch kommt eine Zeitabhängigkeit ins Spiel, Gleichung (3.3) gilt dann nicht mehr, sondern

$$dQ(t) = q(t) \cdot d\varphi_0(x(t)) \quad (3.6)$$

Weil die Anzahl der freien Ladungsträger allein von der verstrichenen Zeit abhängt, empfiehlt sich diese als Integrationsbasis. Während sich eine Ladung $q(t)$ durch den Kristall bewegt, gilt für die gesamte Ladung am Kontakt (mit Gleichungen (3.4) und (3.6))

$$Q(t) = \int_0^t \frac{dQ}{dt'} dt' = \int_0^t q(t') \frac{d\varphi_0}{dt'} dt' = - \int_0^t q(t') \vec{E}_0(\vec{x}(t')) \cdot \vec{v}(t') dt' \quad (3.7)$$

Das Integral ist nicht allgemein lösbar, man muss vorher wieder $\vec{x}(t)$ kennen. Für den Spezialfall eines planaren Detektors mit ohmschen Kontakten jedoch fallen die Zeitabhängigkeiten des Feldes und der Geschwindigkeit weg, und das Problem reduziert sich auf ein eindimensionales. Es gilt

$$\vec{E}_0 = \frac{1}{d} = \text{const} \quad (3.8)$$

$$v = \mu E = \text{const} \quad (3.9)$$

Bewegt sich die Ladungswolke einer Ladungsträgersorte von einer Elektrode zur anderen, legt also die gesamte Strecke d in der Zeit t_r zurück, so gilt

$$Q(t) = -Q_0 \frac{\mu E}{d} \int_0^t e^{-\frac{t}{\tau}} dt = Q_0 \frac{\mu \tau E}{d} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \quad (3.10)$$

für $t < t_{tr}$, mit $t_{tr} = \frac{d}{\mu E}$. Danach bleibt die Ladung am Kontakt konstant, für größere Zeiten gilt also $Q(t) = Q(t_{tr}) = const.$

Beide Ladungsträgersorten tragen zum Ladungspuls bei. Mit Ladungserzeugung am bekannten Ort x_0 zur Zeit $t=0$ und der Annahme, dass die Elektronen $q_e(t)$ zum Zeitpunkt t_e zur Anode und die Löcher $q_h(t)$ zum Zeitpunkt t_h zur Kathode gedriftet sind und die Ladungen dabei dem exponentiellen Zerfallsgesetz (3.5) folgen, gilt für die gesamte induzierte Ladung an einem Kontakt

$$Q = Q_0 \left\{ \frac{\mu_e \tau_e E}{d} \left(1 - e^{-\frac{t_e}{\tau_e}} \right) + \frac{\mu_h \tau_h E}{d} \left(1 - e^{-\frac{t_h}{\tau_h}} \right) \right\} \quad (3.11)$$

Dabei sind

$$t_e = \frac{x_0}{v_e} = \frac{x_0}{E \mu_e} \quad (3.12)$$

$$t_h = \frac{d - x_0}{v_h} = \frac{d - x_0}{E \mu_h} \quad (3.13)$$

Daraus folgt die Hecht-Relation (3.1).

Für den zeitlichen Verlauf des Ladungspulses ersetzt in (3.11) für $t < t_e$ (während der Driftzeit der Elektronen) t_e mit t und für $t < t_h$ (während der Driftzeit der Löcher) t_h mit t zu ersetzen. Sobald zur Zeit t_e bzw. t_h alle Ladungsträger einer Sorte die entsprechende Elektrode erreicht haben, tragen sie nicht mehr zu einem weiteren Anstieg der Pulsform bei.

Mit dieser Formel berechnete Pulse eines planaren Detektors mit Werten aus Tabelle 2-2 sind in Abbildung 3-1 dargestellt. Dabei wurde der Wechselwirkungsort x_0 variiert. Des Weiteren gingen eine Detektordicke von 1mm sowie eine angelegte Spannung von 100 V in die Berechnung ein.

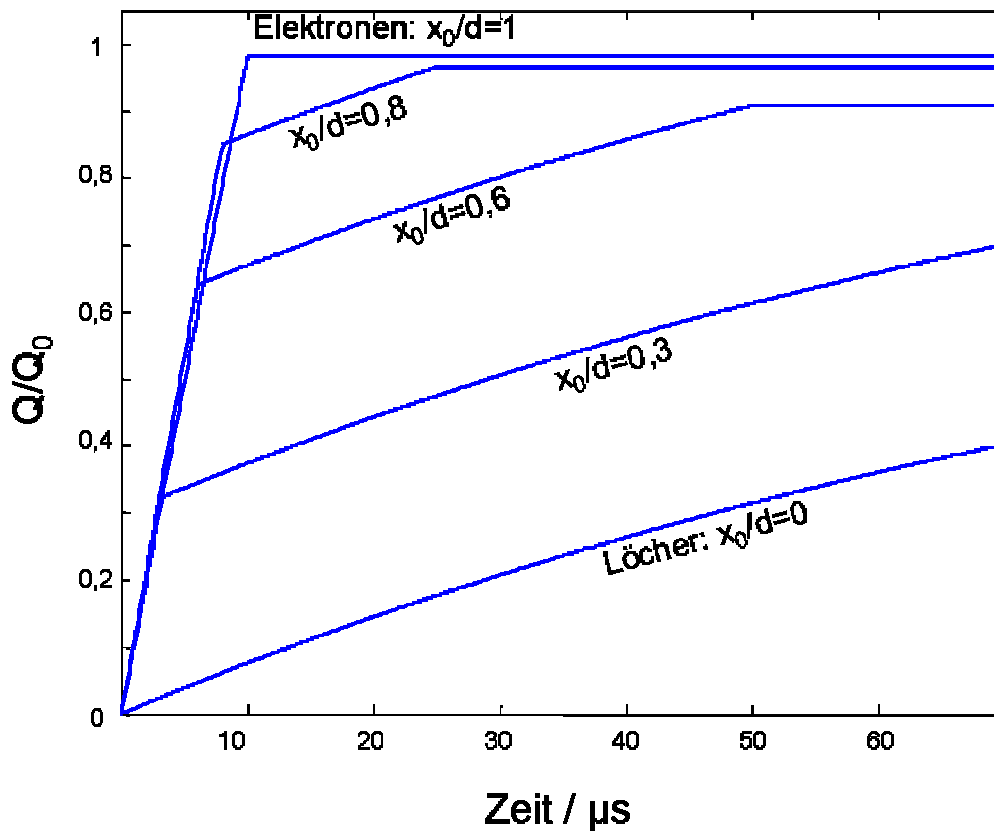


Abbildung 3-1: Theoretischer zeitlicher Verlauf der Ladungspulse bei unterschiedlichen Wechselwirkungsorten

Die oberste Kurve stellt ein reines Elektronen-Signal dar, die unterste ein Löcher-Signal. Für die Kurvenkrümmung entscheidend ist nicht nur τ im Exponenten, sondern auch die Amplitude der Exponentialfunktion $\frac{\mu\tau E}{d}$, die sich ja von der tatsächlich nach $t = t_{tr}$ erreichten Amplitude $Q(t_{tr})$ des Ladungspulses unterscheidet. Beide genannten Signale folgen für $t < t_{tr}$ dem Exponentialgesetz, die $\mu\tau$ -Produkte unterscheiden sich jedoch etwa um den Faktor 100. Deshalb erscheint das Elektronensignal in dieser Skalierung praktisch als Gerade. Die übrigen Kurven haben gemischte Signalanteile. Solange beide Ladungsträgersorten zum Pulsanstieg beitragen, also für Zeiten kleiner der Driftzeit der Elektronen, ist dieser am steilsten. Deshalb ist der Anstieg am Ursprung bei den gemischten Signalen ein wenig steiler als bei dem reinen Elektronensignal. An den drei obersten Kurven sieht man, dass die gemessene Ladung je nach Wechselwirkungsort variiert. Bei den unteren beiden Kurven wird die maximal erreichbare Ladung innerhalb der aufgetragenen Zeit gar nicht erreicht. Wird die Amplitude des Ladungspulses nach einer zu kurzen Zeit gemessen, so kann nicht der gesamte Pulsanstieg berücksichtigt werden, was sich als „ballistischer Verlust“ („ballistic deficit“) bemerkbar macht.

3.4 Weitere Effekte, die die Pulsform beeinflussen

Reale Pulse unterliegen weiteren Effekten, die in diesem Kapitel bisher nicht berücksichtigt wurden. Diese haben weitere unerwünschte Auswirkungen auf die Pulsformen.

3.4.1 Plasma-Zeit

Werden Elektronen und Löcher an einem Punkt bzw. in einem sehr kleinen Bereich erzeugt, so schirmen sich die Ladungen zunächst gegenseitig ab. Dies wird auch dadurch erklärt, dass Elektronen und Löcher ein höchst leitfähiges Plasma bilden, in das die Feldlinien nicht eindringen können. Die Zeit, die benötigt wird, die beiden Ladungsträgerwolken voneinander zu trennen, wird daher in der Literatur als Plasma-Zeit t_p bezeichnet. Folgende Betrachtungen sind [ALB69] entnommen.

Die Plasma-Zeit t_p ist wie folgt definiert:

$$t_{meas} = \sqrt{t_{tr}^2 + t_p^2} \quad (3.14)$$

t_{meas} : gesamte Dauer des Pulsanstieges

t_{tr} : Driftzeit der Ladungsträger

Die gesamte Anstiegszeit ist also größer als die reine Transit-Zeit t_{tr} .

Für die Plasma-Zeit wurden unterschiedliche theoretische Formeln vorgeschlagen. Ihnen ist gemein, dass bei zunehmendem elektrischem Feld die Plasma-Zeit abnimmt, und zwar mit

$$t_p \propto \frac{1}{E^2} \quad (3.15)$$

Bei starkem elektrischem Feld, so auch bei unserer Anwendung, ist die Plasma-Zeit zu vernachlässigen. Für $t < t_p$ steigt das Signal aber nicht so steil an wie bei den oben betrachteten idealen Pulsen. Danach folgt der Verlauf dem der idealen Pulse, weil die separaten Ladungsträgerwolken sich dann nicht mehr gegenseitig beeinflussen.

3.4.2 Detrapping

Effekte des Detrapping durch eine dominierende tiefe Störstelle wurden in der Literatur für planare Detektoren ausführlich behandelt. Bereits in den 60er Jahren wurden die Auswirkungen auf Pulsformen im planaren Detektor theoretisch behandelt ([ZAN68], [TEF67]). Detrapping führt dazu, dass auch nachdem die Ladungswolke den Kontakt erreicht hat weitere Ladungsträger zu den Kontakten fließen. Auch für $t < t_{tr}$ wird sich

der Signalverlauf von dem durch die Hecht-Relation beschriebenen unterscheiden. Die folgenden Betrachtungen gelten wieder für die Ladungswolke einer Ladungsträgersorte, diesmal speziell Elektronen, die die gesamte Länge des Detektors durchlaufen.

Ausgangspunkt ist ein Trapping-Modell, bei dem nur eine Störstelle zur Lebensdauer der Ladungsträger beiträgt. Rekombination wird vollständig vernachlässigt, so dass alle Ladungsträger, die an die tiefe Störstelle gebunden sind, auch wieder zum Detrapping beitragen können. Die Emissionsrate getrappter Ladungsträger ist proportional zu deren Anzahl. Für die Konzentrationen freier (n) und getrappter (n_T) Ladungsträger in Abhängigkeit des Ortes x gilt (mit $\mu E = \frac{\partial x}{\partial t}$ für die freien Ladungsträger im planaren Detektor)

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = -\mu E \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} - \frac{\partial n_T(x,t)}{\partial t} \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial n_T(x,t)}{\partial t} = \frac{n(x,t)}{\tau} - \frac{n_T(x,t)}{\tau_D} \quad (3.17)$$

τ : Lebensdauer

τ_D : Detrapping-Zeit

Wenn vor dem Puls keine Ladung getrappt ist, und zur Zeit $t = 0$ N_0 Ladungsträger am Punkt $x = d$ erzeugt werden, gelten als Anfangsbedingungen innerhalb des Kristalls

$$n(x,t=0) = N_0 \delta(d) \quad (3.18)$$

$$n_T(x,t=0) = 0 \quad (3.19)$$

Die Lösungen $n(x,t)$ und $n_D(x,t)$ zu diesem Gleichungssystem sind Reihenentwicklungen mit hyperbolischen Bessel-Funktionen [ZAN68].

Die an den Kontakten induzierte Ladung $Q(t)$ wird nur von den freien Ladungsträgern erzeugt, die sich zwischen den Elektroden bei $0 < x < d$ befinden, und aus (3.6) folgt

$$dQ(t) = dx \cdot \frac{q}{d} \int_0^d n(x',t) dx' \quad (3.20)$$

q : Elementarladung

Mit $dx = \mu E dt$ kann dQ über die Zeit integriert werden. So ergibt sich mit der bekannten Lösung $n(x,t)$ zu (3.16) bis (3.19) der Ladungspuls $Q(t)$. Für $t \leq t_{tr}$ kann er in geschlossener Form angegeben werden:

$$Q(t) = Q_0 \cdot \frac{\tau}{t_{tr}} \left\{ \frac{t}{\tau_D + \tau} + \left(\frac{\tau_D}{\tau_D + \tau} \right)^2 \cdot \left(1 - e^{-\frac{\tau_D + \tau}{\tau_D \tau} t} \right) \right\} \quad (3.21)$$

Dabei gilt im planaren Detektor mit homogenem elektrischen Feld stets

$$t_{tr} = \frac{d}{\mu E} \quad (3.22)$$

Für den Spezialfall sehr langer Detrapping-Zeiten ($\tau_D \gg \tau$ und $\tau_D \gg t_{tr}$) folgt wiederum die Hecht-Relation (3.1) bzw. (3.11).

Im Falle $t > t_{tr}$ allerdings kann keine geschlossene Form angegeben werden. Jedoch können Näherungen bei besonderen Bedingungen gemacht werden, zum Beispiel bei einem sehr starken elektrischen Feld ($\tau \gg t_{tr}$ und $\tau_D \gg t_{tr}$). Gerade diese Bedingung ist auch bei Volumendetektoren überwiegend gültig. Dann kann die Annahme gemacht werden, dass der Ladungspuls für $t < t_{tr}$ nicht dem Exponentialgesetz folgt, sondern linear zunimmt (wie das Elektronen-Signal in Abbildung 3-1). Trifft sie zu, so gilt für $t > t_{tr}$ (aus [ZAN68]):

$$n(x, t) \approx \frac{N_0 t_{tr}^2 x}{d^2 \tau_D \tau} e^{-\frac{t}{\tau_D}} \quad (3.23)$$

Mit (3.20) folgt

$$dQ \approx dt \cdot Q_0 \cdot \frac{t_{tr}}{\tau_D \tau} e^{-\frac{t}{\tau_D}} \quad (3.24)$$

Daraus folgt mit der Integrationsgrenze $Q(t_{tr})$ aus (3.21) oder wegen der gemachten Annahmen auch aus dem Elektronen-Anteil der Hecht-Kurve, also aus (3.1) mit $x_0 = d$:

$$Q(t) \approx Q(t_{tr}) + Q_0 \cdot \frac{t_{tr}}{\tau} e^{-\frac{t_{tr}}{\tau_D}} \left(1 - e^{-\frac{t-t_{tr}}{\tau_D}} \right) \quad (3.25)$$

Mit dieser einfachen Zeitabhängigkeit des Ladungspulses lässt sich τ_D unabhängig von den anderen Konstanten anhand der Pulsform bestimmen.

3.4.3 Feldinhomogenitäten, Randfelder und das Konzept des Guard-Rings

Das homogene elektrische Feld ist eine Idealisierung. Tatsächlich treten immer auch Feldinhomogenitäten auf. Ein nicht-idealer ohmscher Kontakt oder im Extremfall ein Schottky-Kontakt führt zu einer Abweichung vom homogenen Feld. In [VER01] wurden die elektrischen Felder verschiedener planarer Detektoren vermessen, indem die

Driftzeit einer durch einen Laser angeregten Ladung gemessen wurde. Der Einstrahlpunkt an der Seitenfläche des Detektors wurde dabei variiert. (Diese Methode hat den Nachteil, dass die Ladung am Rand erzeugt wird, wo der Feldverlauf auch durch Randfelder beeinflusst wird.) Abbildung 3-2 zeigt ein Beispiel der gemessenen Felder, bei dem das Feld zur Anode hin zunimmt (rechts), im Vergleich zu einem vorwiegend homogenen Feldverlauf.

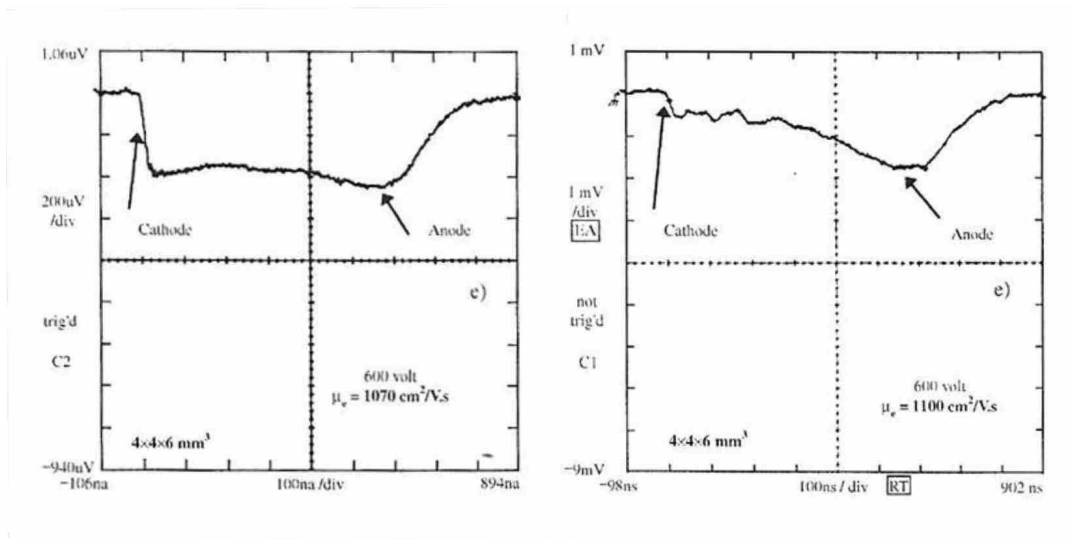


Abbildung 3-2: Typische gemessene Feldverläufe in planaren Detektoren [VER01]

Auch lokale Inhomogenitäten aufgrund von Kristalldefekten sind nicht auszuschließen. Feldinhomogenitäten führen dazu, dass die Ladung für die Strecke von der einen bis zur anderen Elektrode eine längere Zeit benötigt als im homogenem Fall (Jensens Ungleichung):

$$t_{tr, \text{homogen}} = \frac{d}{E\mu} \leq \int_0^d \frac{dx}{E(x)\mu} = t_{tr, \text{inhomogen}} \quad (3.26)$$

Dabei gelten $\int_0^d E(x)dx = U$ und sinnvollerweise $E(x) > 0$.

Damit geht auch mehr Ladung verloren.

Auch in einem Detektor mit idealen ohmschen Kontakten ist das Feld im Randbereich nicht homogen. Dort nehmen die Feldlinien und damit auch die driftenden Ladungen einen längeren Weg, zudem ist das Feld schwächer (Abbildung 3-3). Ladung, die hier erzeugt wird, führt deshalb wegen des exponentiellen Ladungsverlusts zu geringeren Signalen. Mit der Annahme eines homogenen elektrischen Feldes erscheinen bei Signalen aus dem Randbereich die Lebensdauer und die Beweglichkeit kleiner.

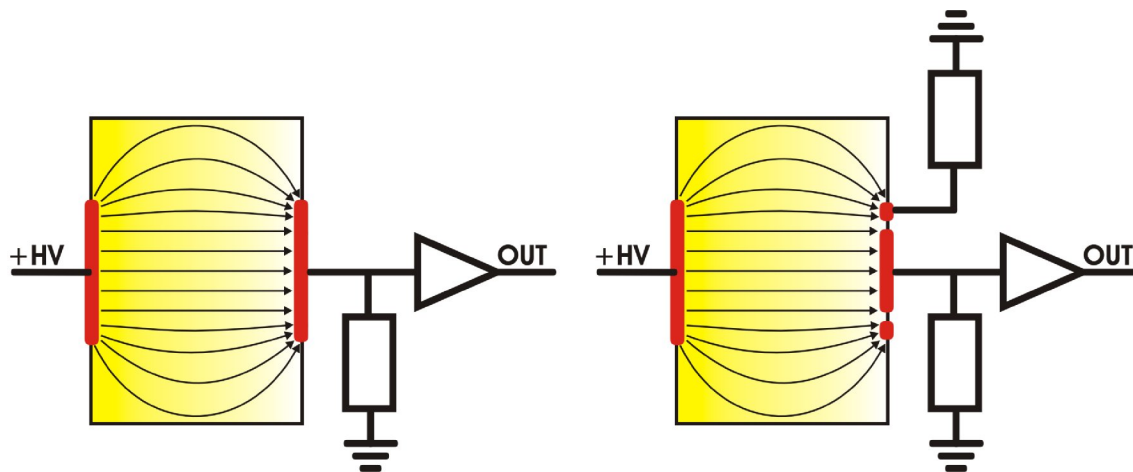


Abbildung 3-3: Verlauf der Feldlinien im planaren Detektor, links ohne, rechts mit Guard-Ring

Abhilfe schafft ein Konzept, das in Abbildung 3-3 rechts dargestellt ist. Die messende Elektrode ist mit einem ringförmigen Kontakt umgeben, dem Guard-Ring. An diesem liegt die gleiche Spannung an wie an der messenden Elektrode. Somit münden die Feldlinien des Randfeldes auf dem Guard-Ring, gemessen werden also nur Ereignisse, die im homogenen zentralen Feldbereich stattgefunden haben. Auch mögliche Oberflächen-Leckströme werden vom Guard-Ring abgefangen und tragen nicht zum Rauschen bei.

3.4.4 Ansprechverhalten des Vorverstärkers

Der ladungsempfindliche Vorverstärker hat eine gewisse Anstiegszeit t_{VV} . Diese ist in der Regel definiert als die Zeit, innerhalb der die Stufenantwort des Vorverstärkers von 5% auf 95% der gesamten Amplitude ansteigt. Diese Grenzen können auch anders gewählt werden, müssen aber den experimentellen Gegebenheiten angepasst sein, um t_{VV} zu einer sinnvollen Messgröße zu machen. Das bedeutet in diesem Fall, dass das Rauschen des Signals kleiner sein sollte als 5% der Amplitude. Die Anstiegszeit des Vorverstärkers hängt von der Eingangskapazität, d.h. von der Kapazität des Detektors, ab. Diese Kapazität sollte für kurze Anstiegszeiten möglichst klein sein. Ist die Anstiegszeit des Vorverstärkers nicht vernachlässigbar, so gilt abweichend von (3.14) (aus [ALB69]):

$$t_{meas} = \sqrt{t_{tr}^2 + t_p^2 + t_{VV}^2} \quad (3.27)$$

Gilt wie in einem ladungsempfindlichen idealen Vorverstärker mit $t_{VV} = 0$ für die Spannung am Verstärker-Ausgang immer $V(t) \propto Q(t)$, so wird folgendes Signal gemessen:

$$V(t) = P \cdot Q(t) = P \cdot \int_0^t I(t') dt' \quad (3.28)$$

P : Verstärkungsfaktor bzw. Proportionalitätsfaktor [V/C]

$I(t) = \frac{dQ}{dt}$: induzierter Strom an der Elektrode

In der Realität misst man die Faltung mit der Impulsantwort der Elektronik $f(t'-t)$ (nach [HIN96]):

$$V(t) = P \cdot \int_0^t Q(t') f(t'-t) dt' \quad (3.29)$$

Ist $f(t'-t)$ die Delta-Funktion, so ergibt sich wieder der Idealfall (3.28).

Die Anstiegszeit t_{VV} ist unabhängig von der Amplitude eines Eingangssignals. Bei Frequenzanteilen des Eingangssignals, die wesentlich größer sind als $\frac{1}{t_{VV}}$, kann die Faltung mit der Impulsantwort vernachlässigt werden. Dann gilt in guter Näherung Gleichung (3.28).

4 Auswirkungen der Abhängigkeit der Pulshöhe vom Wechselwirkungsort und Lösungsansätze

Je nachdem, wo im Detektor die Ladung erzeugt wird, legen die Elektronen und Löcher unterschiedliche Wege zurück. Die Tatsache, dass sich die Lebensdauern und Beweglichkeiten beider Ladungsträger stark unterscheiden, führt zu einer Abhängigkeit der messbaren Pulshöhe vom Ort der Wechselwirkung. Das hat negative Auswirkungen auf gemessene Energiespektren. Diese sollen zunächst vorgestellt werden. Im Wesentlichen gibt es zwei grundsätzlich verschiedene Ansätze, diese Auswirkungen zu korrigieren. Zum einen kann über ein geeignetes Design des Detektors das Wichtungspotential so angepasst werden, dass die Löcher und damit deren negative Eigenschaften kaum zum Signal beitragen. Diese Detektoren werden als „single charge sensing devices“ bezeichnet. Die andere Möglichkeit ist, die Signalform zu analysieren und durch den Signalverlauf Rückschlüsse auf den Wechselwirkungsort zu ziehen. Mit dieser zusätzlichen Information kann die ideale Pulshöhe und damit die ursprünglich im Detektor erzeugte Ladung berechnet werden. Dieser Ansatz ist auch als biparametrische Analyse bekannt. Es existieren auch Kombinationen aus beiden Ansätzen.

4.1 Low Energy Tailing im planaren Detektor

Die tiefenabhängige Pulshöhe hat negative Auswirkungen auf das gemessene Energiespektrum. Ereignisse gleicher erzeugter Ladung, die in einem planaren Detektor näher an der Anode stattfinden, induzieren weniger Ladung. In Abbildung 4-1 ist der Effekt schematisch dargestellt am Beispiel eines Cs-137-Spektrums. In rot ist ein ideales Spektrum dargestellt, mit dem Photopeak der Energie 662 keV und der Comptonkante bei 441 keV. In einem planaren Volumendetektor führt der Effekt zum „low energy tailing“, in blau dargestellt: der Peak wird kleiner, das Maximum leicht zu niedrigeren Energien hin verschoben, und viele Ereignisse des Photoeffekts fallen nun in die Energiekanäle unterhalb des Photopeaks, wo sie zu einem geringeren Peak-to-valley-Verhältnis führen. Im Extremfall ist der Photopeak nicht mehr zu erkennen und der Detektor für spektroskopische Messungen unbrauchbar. Die Auswirkungen des low energy tailing auf das Energiespektrum und dessen Charakterisierung werden z.B. in [KEY01] besprochen.

Alle Pulse unterliegen dem Effekt in gleichem Maße, wenn die Wechselwirkung in einer Schicht derselben Tiefe stattgefunden hat. Für jede Schicht des planaren Detektors erhalte man einzeln gemessen also ein Spektrum ohne low energy tailing, bei dem jedoch der Photopeak bei zunehmendem Abstand der Schicht zur Kathode bei geringe-

ren Energien erscheint. Low energy tailing entsteht erst dadurch, dass mit der herkömmlichen Elektronik alle Schichten gleichzeitig gemessen werden, sich also die einzelnen Spektren aufsummieren.

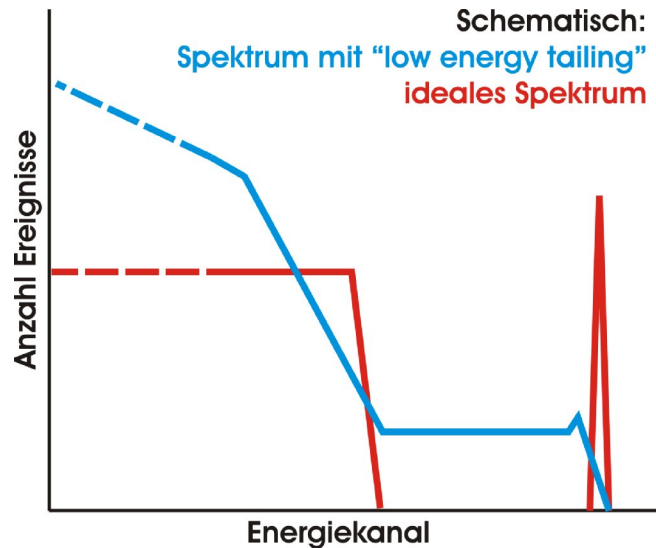


Abbildung 4-1: Low energy tailing, schematisch, am Beispiel eines Cs-137-Spektrums

Photonen dringen je nach Energie unterschiedlich tief in das Material ein, die Intensität des Strahls folgt dabei einem exponentiellen Abfall. Deshalb ist auch die Wechselwirkungsrate, die proportional zur Intensität ist, direkt an der Oberfläche am größten. Es empfiehlt sich daher grundsätzlich, die Photonen vorzugsweise auf der Seite der Kathode einzustrahlen.

Die Eindringtiefe der Photonen in den Kristall sei hier definiert als die Strecke, innerhalb derer die Intensität des Photonenstrahls auf das $1/e$ -fache des Ausgangswertes abgeklungen ist. Der Verlauf in CdTe ist in Abbildung 4-2 dargestellt, einige wichtige Werte sind Tabelle 4-1 zu entnehmen. Daraus wird ersichtlich, dass bei Einstrahlung höherenergetischer Photonen auf die Kathode der Anteil an Wechselwirkungen, die tief im Kristall stattfinden, mit höherer Photonenenergie zunimmt. Das verstärkt auch den Effekt des low energy tailing, bis er im Gamma-Energiebereich nicht mehr zu vernachlässigen ist.

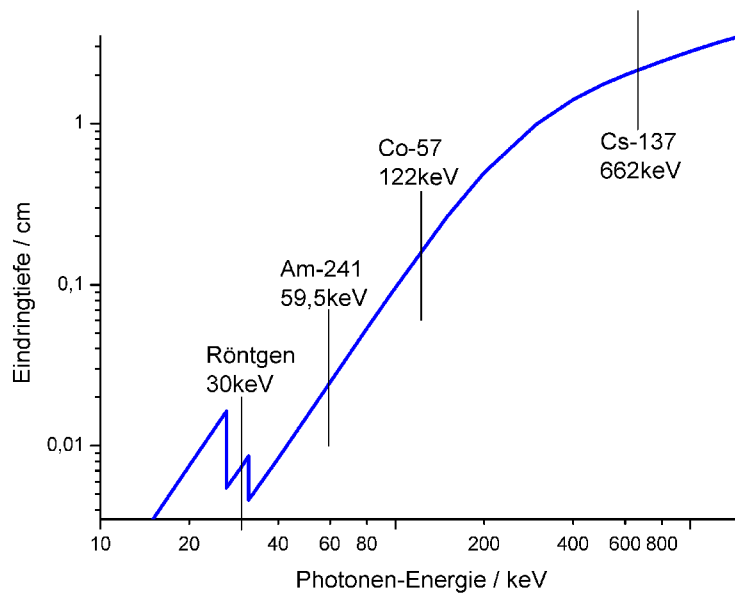


Abbildung 4-2: Eindringtiefe in CdTe (Daten aus [NIST])

Tabelle 4-1: Eindringtiefe in CdTe (Daten aus [NIST])

| | Photonen-Energie / [keV] | Eindringtiefe / [mm] |
|--------------------------|--------------------------|----------------------|
| Röntgenröhre (typisch) | 30 | 0,07 |
| Am-241 | 59,5 | 0,2 |
| Co-57 (prominenter Peak) | 122 | 1,6 |
| Cs-137 | 662 | 21,5 |

4.2 Variation des Detektordesigns

Nach einem kurzen Überblick über die Grundidee werden verschiedene Arten von Detektoren vorgestellt, die durch ihr Design den Effekt des low-energy-tailings minimieren. Eine Übersicht findet sich in [ZHE01].

4.2.1 Grundprinzip

Wenn man die endlichen Lebensdauern der Ladungsträger und damit die Zeitabhängigkeit der Ladung vernachlässigt, so kann man die Ladungswolken als Punktladungen betrachten und es gilt Gleichung (3.3) für Elektronen und für Löcher, also zusammen für die gesamte Ladung

$$Q = (\Delta\varphi_0^e + \Delta\varphi_0^h) \cdot Q_0 \quad (4.1)$$

wobei Elektronen die Potentialdifferenz $\Delta\varphi_0^e$ und Löcher die Potentialdifferenz $\Delta\varphi_0^h$ des Wichtungspotentials anteilig zurücklegen. In Abbildung 4-3 ist dieses Prinzip für einen planaren Detektor mit ohmschen Kontakten dargestellt. Wenn jetzt die unterschiedlichen Lebensdauern der beiden Ladungsträgersorten miteinbezogen werden, sollten die Elektronen auf ihrem Weg zur Anode eine größere Wichtungspotentialdifferenz zurücklegen als die Löcher auf dem Weg zur Kathode. Dann induzieren die Elektronen den Hauptteil der Ladung, und der Ladungsverlust der Löcher auf dem Weg zur Kathode fällt weniger ins Gewicht.

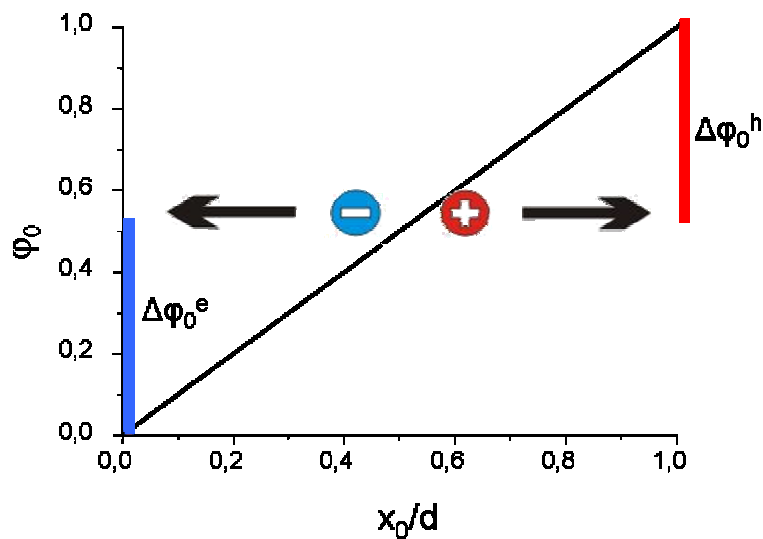


Abbildung 4-3: Wichtungspotential eines planaren Volumendetektors

Bei isotroper Strahlung aus allen Raumrichtungen und im Gamma-Energiebereich bei einer großen Eindringtiefe ist eine Wechselwirkung an jedem Ort des Kristalls nahezu gleich wahrscheinlich. Dann ist es wünschenswert, ein Wichtungspotential zu haben, das möglichst nahe der Anode die maximale Potentialdifferenz hat. So tragen unabhängig vom Wechselwirkungsort hauptsächlich die Elektronen zum Ladungspuls bei, während sie durch den Bereich dieser Potentialdifferenz driften. Die Bewegung der Ladungsträger beider Sorten in den anderen Bereichen des Detektors hat nur einen kleinen Effekt auf den Ladungspuls, dadurch wird der störende Anteil der Löcher in erheblichem Maße reduziert. Es folgen Beispiele für unterschiedliche Detektordesigns.

4.2.2 Hemisphärischer Detektor

Der Hemisphärische Detektor besteht aus einer Halbkugel des Detektormaterials (Abbildung 4-4). Im Kugelmittelpunkt befindet sich die punktförmige Anode, die Kathode ist an der Kugeloberfläche aufgebracht. Dieses Design wurde bereits relativ früh beschrieben [ZAN77].

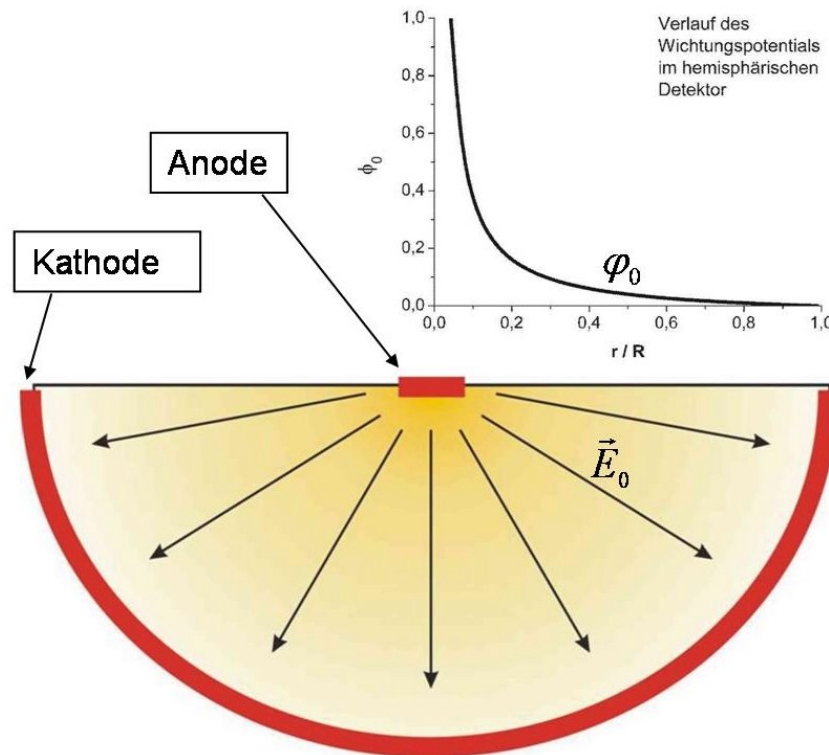


Abbildung 4-4: Hemisphärischer Detektor, Schema und Wichtungspotential

Bei nur einer Kathode und einer Anode ist im ohmschen Fall das Wichtungspotential proportional zum tatsächlichen Potential. Die Berechnung des Wichtungspotentials wird dadurch recht anschaulich. Es liegt eine sphärische Feldverteilung vor mit

$$E_0 \propto E \propto \frac{1}{r} \quad (4.2)$$

Durch Integration folgt für das Wichtungspotential

$$\varphi_0 \propto \frac{1}{r^2} \quad (4.3)$$

mit den Randbedingungen $\varphi_0(R) = 0$ an der Kathode und $\varphi_0(\delta) = 1$ an der Anode mit Radius δ . Dadurch trägt die Bewegung der Ladungsträger innerhalb des vom Volumen her besonders großen Außenbereiches relativ wenig bei.

Das Prinzip, durch möglichst punktförmig kleine Anoden einen hohen Feldstärkegradienten und damit einen steilen Potentialanstieg kurz vor der Anode zu erzeugen, funktioniert auch bei Pixeldetektoren [BAR95], man spricht dann vom „small pixel effect“. Die Pixel sollten dafür möglichst klein sein, müssen aber einen gewissen Abstand haben, was einem bei ortsauflösenden Pixeldetektoren gewünschten kleinen Pitch zuwiderläuft.

4.2.3 Frisch-Grid

In Gasionisationskammern tritt ein ähnlicher Effekt wie in Halbleiterdetektoren auf. Nach einer Ionisation tragen Elektronen und Ionen zum Ladungspuls bei. Wie bei Halbleitern die Löcher, haben in Ionisationskammern die Ionen erheblich schlechtere Eigenschaften als die Elektronen. Nach Frisch benannt wurde eine Technik zum Nachweis einer einzelnen Ladungsträgersorte, die er 1944 vorstellte [FRI44]. Ausgehend von einer planaren Anordnung wird ein Gitter, das Frisch-Grid, in möglichst kurzem Abstand zur Anode angebracht (Abbildung 4-5). An die Anode wird eine positive Hochspannung angelegt, das Frisch-Grid wird auf Masse gesetzt. Das Wichtungspotential zur Ladungsmessung an der Anode wird berechnet, indem man ihr Potential auf eins setzt und die der beiden übrigen Elektroden, unabhängig von deren tatsächlichen Potentialen, auf null. Zwischen Kathode und Frisch-Grid ändert sich das Wichtungspotential also nicht, es ist konstant gleich null. Deshalb induziert eine driftende Ladung, die sich zwischen der Kathode und dem Frisch-Grid bewegt, an der Anode keine Ladung. Ionen, die hier erzeugt werden und zur Kathode driften, haben keinen Einfluss auf den Ladungspuls. Die Elektronen hingegen, die durch das Frisch-Grid bis zur Anode gelangen, durchlaufen die gesamte Potentialdifferenz.

In Abbildung 4-5 ist das Prinzip dargestellt, mit dem idealen Verlauf des Wichtungspotentials.

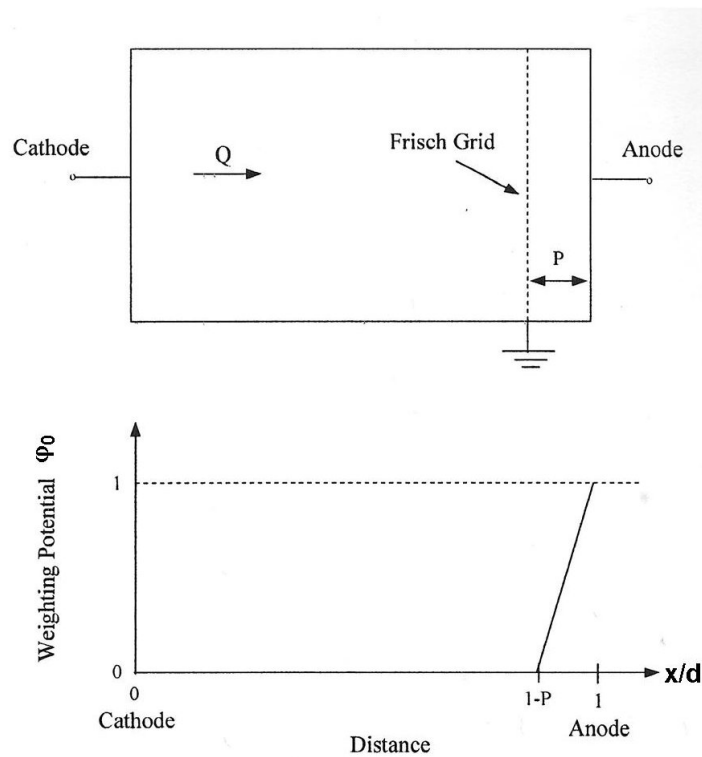


Abbildung 4-5: Frisch-Grid, Schema und Wichtungspotential [ZHE01]

4.2.4 Virtual Frisch-Grid

In einem Halbleiterdetektor ist das Prinzip des Frisch-Grid aus prozesstechnischen Gründen nicht zu verwirklichen, es können nur Oberflächenkontakte aufgebracht werden. Deshalb wird versucht, durch geeignete Kontakte an der Oberfläche einen möglichst ähnlichen Effekt zu erzielen. Ausgegangen wird von einem quaderförmigen planaren Detektor, auf dessen quadratische Grundflächen mit Kantenlänge a ganzflächig die Kathode und die Anode aufgebracht sind. Diese haben wie gewohnt Abstand d . Es hat sich gezeigt, dass durch eine Ummantelung der restlichen Seitenflächen mit einem weiteren Kontakt, der auf das Potential der Kathode gelegt wird, eine ähnliche Feldabschirmung wie durch einen Frisch-Grid erzielt werden kann (Schema: Abbildung 4-6). Dabei wird zur Anode hin ein möglichst kleiner Streifen freigelassen. Weil er den ganzen Detektor ringförmig ummantelt, wird dieser Kontakt in der Literatur auch als „Frisch-Ring“ bezeichnet, meistens aber als „Virtual Frisch-Grid“. Simulationen haben gezeigt, dass für das ideale Kantenverhältnis $d:a=2:1$ gilt [BOL05]. Wegen der resultierenden Form ist auch die Bezeichnung „Bar-Detektor“ gebräuchlich.

Die Randbedingung für das Wichtungspotential ist für den größten Teil der Oberfläche null, entsprechend schnell fällt es von der Anode aus ab. In Abbildung 4-6 ist schematisch die Feldverteilung dargestellt, an der Dichte der Feldlinien kann man wieder einen hohen Feldstärkegradienten nahe der Anode erkennen.

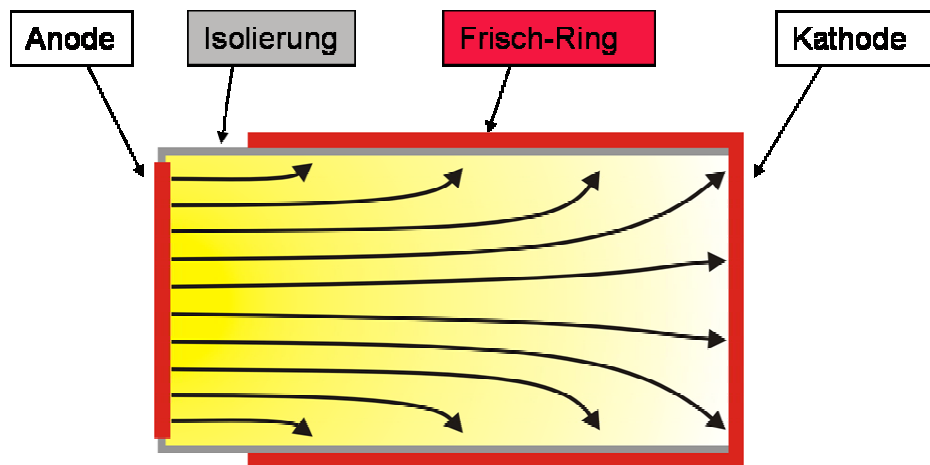


Abbildung 4-6: Bar-Detektor, Schema, mit Feldlinien

Aus Abbildung 4-6 ist ersichtlich, dass die Ummantelung vom Kristall isoliert ist. Da zur Berechnung des Wichtungspotentials der Kristall selbst als Isolator betrachtet wird, ergibt sich für dieses kein Unterschied. Die Isolierung dient vielmehr der Vermeidung von Oberflächen-Leckströmen. Ohne sie gäbe es eine Potentialdifferenz von mehreren hundert Volt auf wenigen Millimetern der Kristalloberfläche, welche einen weit geringeren Widerstand hat als der massive Kristall.

4.2.5 Coplanar Grid

Den idealen Eigenschaften eines Frisch-Grid kommt man noch näher, wenn man auf eine Technik zurückgreift, die von Luke vorgeschlagen wurde [LUK95]. Ausgehend vom planaren Design wird dabei die Anode in zwei Elektroden aufgeteilt, die kammförmig ineinandergreifen (Abbildung 4-7), deshalb der Name Coplanar Grid. Diese beiden Elektroden haben ein leicht unterschiedliches Potential von etwa zehn bis dreißig Volt. Die Spannungsdifferenz führt dazu, dass nahezu alle Elektronen zu derselben Elektrode driften.

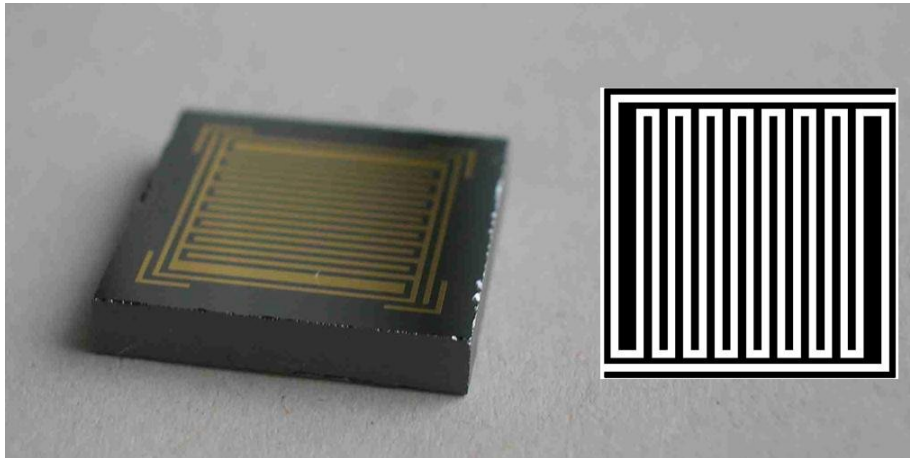


Abbildung 4-7: Coplanar-Gid-Detektor und Maske der coplanaren Elektroden
(Freiburger Materialforschungszentrum FMF)

Zur Erläuterung der Funktionsweise soll zunächst ein Blick auf die Wichtungspotentiale der einzelnen Elektroden geworfen werden. Die Anode mit höherem Potential sei als A bezeichnet, die andere als B . Die Potentialverläufe entlang der Trajektorie eines Elektrons, das von der Kathode C bis zu A driftet, ist in Abbildung 4-8 dargestellt. Wenn sich das Elektron weit von den Elektroden A und B weg befindet, durchläuft es ein homogenes Feld und bewegt sich gleichermaßen auf beide Elektroden zu. Der Potentialverlauf ist daher für A und B der eines planaren Detektors, an beiden Elektroden wird die gleiche Ladung induziert. Im Nahbereich allerdings weichen die Potentialverläufe voneinander ab. Das Wichtungspotential für A steigt jetzt steil an bis auf den Wert $\varphi_0(A) = 1$. Für das Wichtungspotential von B ist aber $\varphi_0(A) = 0$ zu setzen. Entlang der Trajektorie, auf der sich das Elektron nun weiter auf A zu bewegt, geht das Wichtungspotential und damit auch die induzierte Ladung an B also wieder auf null zurück.

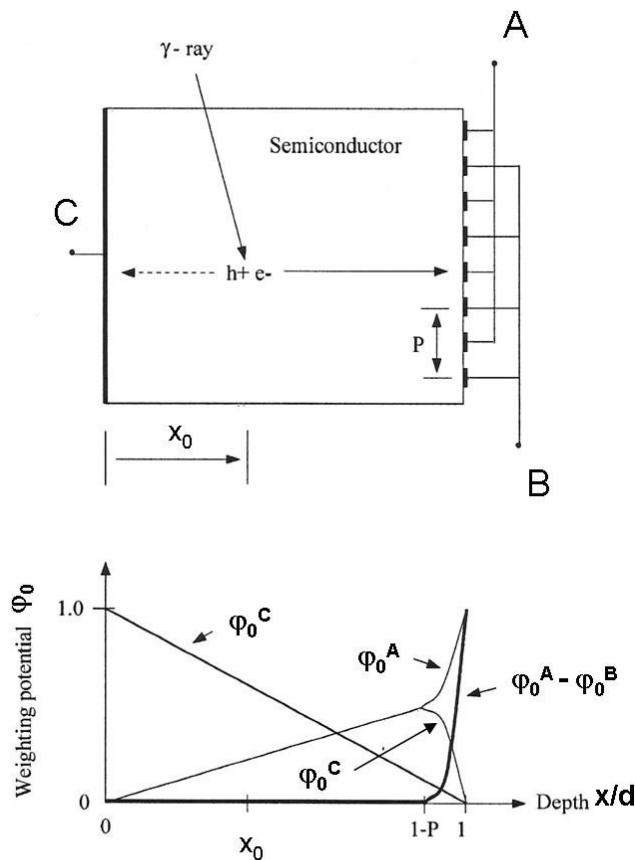


Abbildung 4-8: Coplanar Grid, Schema und Wichtungspotential [ZHE01]

Beide Ladungssignale an A und B werden nun verstärkt und durch eine Elektronik voneinander abgezogen. Wie aus Abbildung 4-8 ersichtlich, wird das resultierende Differenz-Signal einem Verlauf folgen, wie er von dem Wichtungspotential eines Frisch-Grid-Detektors zu erwarten wäre. Bei Wechselwirkungen in dem großen Volumen mit homogenem Feldverlauf im Fernbereich des Coplanar Grids trägt daher nur der Elektronen-Anteil zum Signal bei.

Das tatsächliche Potential φ an Elektrode B ist für obige Überlegungen unerheblich, solange es kleiner ist als $\varphi(A)$. Um Elektronendrift zu B zu vermeiden, sollte es idealerweise auf dem Potential der Kathode liegen. Die Tatsache, dass $\varphi(A) - \varphi(B)$ nur wenige Volt beträgt, ist wieder den Oberflächen-Leckströmen geschuldet, die so gering wie möglich gehalten werden müssen.

Bevor die Elektronen in den Bereich kommen, in dem sie den Ladungspuls erzeugen, ist ihre Anzahl aufgrund der endlichen Lebensdauer abhängig vom Wechselwirkungsort. Die Höhe des Ladungspulses ist also immer noch, wenn auch in sehr viel geringerem Maße als beim planaren Detektor, abhängig vom Ort der Wechselwirkung. Dieses kann nachträglich korrigiert werden, beispielsweise wenn man zusätzlich das Signal an der

Kathode ausliest [ZHE96]. Durch Vergleich mit dem Signal der Anoden kann die Tiefe der Wechselwirkung bestimmt werden. Das ist ein Beispiel der eingangs erwähnten Kombination aus Anpassung des Wichtungspotentials und Korrektur durch Pulsformen-Analyse.

4.3 Analyse der Pulsform

Die Analyse der Pulsform erlaubt eine Korrektur des Signals. Wenn zusätzlich zur Amplitude des Ladungspulses eine weitere Größe gemessen wird, die Aufschluss über den Wechselwirkungsort gibt, kann die Pulshöhe elektronisch korrigiert werden, bevor das Ereignis ins Spektrum eingeordnet wird.

4.3.1 Messung der Anstiegszeit

Die Anstiegszeit des Ladungspulses hängt stark vom Ort der Wechselwirkung ab. Nach den Überlegungen aus Kapitel 3 gilt für die Zeit, nach der alle Ladungsträger im planaren Detektor die Elektroden erreicht haben und damit auch der ideale Ladungspuls (Plasmazeit vernachlässigt) an seinem Maximum angelangt ist

$$T = \max\left(\frac{x_0}{\mu_e E}, \frac{d - x_0}{\mu_h E}\right) \quad (4.4)$$

Weil die Beweglichkeit der Elektronen sehr viel größer ist als die der Löcher, nimmt die Anstiegszeit für große x_0 stark ab. Deshalb bietet es sich an, die Anstiegszeit des Ladungspulses als zusätzlichen Parameter zu messen. Es gibt verschiedene Methoden, um diese mit Hilfe einer analogen Elektronik zu bestimmen. Allen gemein ist, dass das Spannungssignal aus dem Vorverstärker einen Pulsformer und einen weiteren Verstärker durchläuft. Die gemessene Anstiegszeit wird über bestimmte Triggerschwellen definiert, die vom resultierenden Signal durchlaufen werden. Diese wird dann mit einem Zeit -Spannungs-Konverter in eine Spannung umgewandelt.

Die wohl einfachste Möglichkeit ist, das Signal bipolar zu formen und dann die Zeit zu messen, während der das Signal positiv ist („zero crossing method“). Diese Methode wurde zuerst von Jones und Woollam [JON75] angewendet. Die daraus resultierende Information über die Anstiegszeit nutzten sie als Diskriminationskriterium. Nur Pulse innerhalb eines kurzen Fensters der Anstiegszeit, das bedeutet Signale von Wechselwirkungen innerhalb einer dünnen Schicht des Detektors, werden bei dieser Methode ins Spektrum aufgenommen. Das führt zu Spektren ohne low energy tailing (vgl. Kap. 4.1). Allerdings wird dadurch die Nachweiseffizienz erheblich eingeschränkt.

Richter und Siffert [RIC92] maßen die energetische Position des Photopeaks in einem ^{137}Cs -Spektrums eines planaren CdTe-Detektors in Abhängigkeit der Anstiegszeit.

Diese Abhängigkeit zeigte einen linearen Verlauf zwischen Anstiegszeit und energetischer Position des Photopeaks. Zu längeren Anstiegszeiten hin nimmt die Position des Photopeaks im Spektrum linear ab. Dieses Verhalten konnten sie nicht durch die theoretischen Ladungspulsformen erklären, die aus der Hecht-Relation folgen. Jedoch verhalf dieser einfache Zusammenhang zur Realisierung einer Elektronik zur Korrektur der Pulshöhen. In den so aufgenommenen Spektren ist kein low energy tailing zu erkennen und es entstehen scharfe Peaks.

4.3.2 Biparametrisches Spektrum und Biparametrische Analyse

Ein anderer Weg wurde von Verger et al. eingeschlagen [VER97]. Als Parameter wählten sie die Anstiegszeit des Elektronen-Anteils, bezeichnet als „fast rise-time“ (bisher bezeichnet als t_e). Solange Elektronen beitragen, ist der Pulsverlauf wesentlich steiler als danach (siehe Abbildung 3-1). Man triggert deshalb auf die Steigung des ursprünglichen Ladungspulses: Das Signal des Vorverstärkers wird elektronisch differenziert, eine Triggerschwelle gesetzt und die Zeit gemessen, während der das Signal diese überschreitet. Wenn die Schwelle richtig gesetzt ist, erhält man die fast rise time, also die Zeit, die die Elektronen benötigen, um vom Wechselwirkungsort zur Anode zu driften. Dabei ist zu beachten, dass jetzt die Peakposition im Energiespektrum für größere Zeiten zunimmt, weil dabei der Signalanteil der Elektronen größer wird.

Wenn man die Amplitude und die Driftzeit der Elektronen aufnimmt, kann man die Ereignisse in ein Spektrum einordnen, das von diesen beiden Parametern abhängt und deshalb dreidimensional aufgetragen wird. Dafür wird der Begriff des biparametrischen Spektrums gebraucht. Aus diesem kann man ablesen, wie sich die Peakposition abhängig von der Anstiegszeit der Elektronen verändert. Das Spektrum kann dann korrigiert werden. Bei einem über ein bekanntes Spektrum geeichten Detektor kann man die Pulshöhen über eine entsprechende Elektronik bereits vor der Einordnung in ein Spektrum korrigieren.

In den biparametrischen Spektren findet man keinen linearen Zusammenhang von Anstiegszeit und Energiekanal. Je nach Detektor zeigen sich unterschiedlich gekrümmte Kurven. Der Kurvenverlauf konnte phänomenologisch mit dem Feldverlauf im Detektor in Zusammenhang gebracht werden [VER01]. Die Feldverläufe in den verwendeten Detektoren wurden über Driftzeitmessungen (TOF, time of flight) nach Anregung durch einen Laser bestimmt. Die Felder wichen unterschiedlich stark vom homogenen Verlauf ab.

4.3.3 Messung der Pulshöhe nach einer bestimmten Zeit

Da der Löcher-Anteil des Signals viel langsamer ansteigt als der der Elektronen, erhält man durch die Messung der Amplitude nach der maximalen Driftzeit der Elektronen T_e

einen Wert, der im Wesentlichen dem Elektronen-Anteil entspricht. Dieser kann dann mit der gesamten Amplitude des Pulses verglichen werden. Für kleine Elektronen-Anteile muss die gesamte Amplitude nach oben korrigiert werden. Diese Technik wurde in analoger Form in [ZHE96] zur Korrektur der Pulse eines Coplanar-Grid-Detektors verwendet. Das Signal an der Kathode wird dabei mit sehr kurzer Shaping-Zeit aufgenommen, so dass möglichst nur Elektronen beitragen, und dann mit dem Ausgangssignal des Coplanar Grids verglichen, das die gesamte Amplitude liefert.

4.4 Theorie und Korrektur des biparametrischen Spektrums

In diesem Abschnitt wird anhand der Theorie der Ladungspulse eine Korrekturmethode entwickelt, die im Experimententeil ihre Anwendung finden wird. Die folgenden Betrachtungen beziehen sich auf die digitale Analyse an einem planaren Detektor. Beim Prozess der Digitalisierung werden die Bandbreite und damit die Zeitauflösung durch die Digitalisierungsfrequenz eingeschränkt. Das erschwert eine genauere Bestimmung der Anstiegszeit. Die Anstiegszeit des Elektronen-Signalanteils bewegt sich im Bereich weniger Nanosekunden, für deren genaue Bestimmung mit einer sinnvollen Auflösung eine Digitalisierungsrate im Gigahertz-Bereich nötig wäre. Der Ansatz, die Signalamplitude nach einer festen Zeit ab Signalbeginn zu messen, bietet sich daher bei digitalen Systemen an. Zudem können digitale Filter sehr variabel gestaltet werden, insbesondere kann man selektiv die Signalhöhe zu einem gewissen Zeitpunkt ab Pulsbeginn bestimmen. Von diesem Vorteil soll hier Gebrauch gemacht werden.

4.4.1 Die Variablen des biparametrischen Spektrums

Wenn man, wie zuletzt vorgeschlagen, das Ladungssignal nach der maximalen Elektronen-Driftzeit $Q_e = Q(T_e)$ zusätzlich zur gesamten Amplitude A misst, kann man damit ein biparametrisches Spektrum auftragen. Die Amplitude A soll dann korrigiert werden auf den Wert Q_0 der ursprünglich erzeugten Ladung einer Ladungsträgersorte. Für Zeiten T_A , nach der $A = Q(T_A)$ gemessen wird, die kleiner sind als die maximale Driftzeit der Löcher T_h , gehen in A auch ballistische Verluste ein. Die messbaren Größen Q_e und A hängen im idealen, planaren Detektor mit homogenem E-Feld nur vom Wechselwirkungsort x_0 und der ursprünglichen Ladung Q_0 ab.

Ein biparametrisches Spektrum mit den gemessenen Variablen x und y kann durch eine Variablentransformation korrigiert werden:

$$(x, y) \leftrightarrow (Q_0, x_0) \quad (4.5)$$

Für die maximalen Driftzeiten gilt

$$T_{e,h} = \frac{d}{\mu_{e,h}E} \quad (4.6)$$

Für die tatsächliche Driftzeit der Elektronen t_e nach (3.12) gilt $t_e \leq T_e$, der Elektronen-Anteil erreicht auf jeden Fall sein Maximum und bleibt dann konstant. Für ideale Pulse ohne Detrapping folgt aus (3.11) für die messbaren Variablen Q_e und A in Abhängigkeit von Q_0 und x_0

$$Q_e(Q_0, x_0) = \frac{Q_0 E}{d} \left\{ \mu_e \tau_e \left(1 - e^{-\frac{x_0}{\mu_e \tau_e E}} \right) + \mu_h \tau_h \left[\theta_{t_h - T_e} \left(1 - e^{-\frac{d}{\mu_e E \tau_h}} \right) + \theta_{T_e - t_h} \left(1 - e^{-\frac{d - x_0}{\mu_h \tau_h E}} \right) \right] \right\} \quad (4.7)$$

$$A(Q_0, x_0) = \frac{Q_0 E}{d} \left\{ \mu_e \tau_e \left(1 - e^{-\frac{x_0}{\mu_e \tau_e E}} \right) + \mu_h \tau_h \left[\theta_{t_h - T_A} \left(1 - e^{-\frac{T_A}{\tau_h}} \right) + \theta_{T_A - t_h} \left(1 - e^{-\frac{d - x_0}{\mu_h \tau_h E}} \right) \right] \right\} \quad (4.8)$$

Dabei entspricht der erste Term in der geschweiften Klammer bei beiden Formeln der Amplitude des Elektronen-Pulses aus der Hecht-Relation, welcher in beiden Fällen vollständig aufgenommen wird. Danach folgt der Term der Löcher, gemessen zu verschiedenen Zeiten T_e aus Gleichung (4.6) bzw. T_A . Dazu ist $T_e = \frac{d}{\mu_e E}$ bzw. T_A in Gleichung (3.11) für t_h einzusetzen (erster Term in den eckigen Klammern). Ist die Driftzeit der Löcher jedoch kleiner als die Zeit, bei der gemessen wird, ist $t_h = \frac{d - x_0}{\mu_h E}$ einzusetzen (zweiter Term in den eckigen Klammern). Zur Fallunterscheidung wurde die Stufenfunktion θ_t verwendet, sie ist definiert als

$$\theta_t \equiv \theta(t) = \begin{cases} 1 & \text{für } \begin{cases} t > 0 \\ t = 0 \end{cases} \\ 0 & \text{für } t < 0 \end{cases} \quad (4.9)$$

Durch (4.7) und (4.8) ist die Transformation $(Q_0, x_0) \rightarrow (A, Q_e)$ definiert. Aus den Gleichungen ist ersichtlich, dass es keine analytische Rücktransformation $(A, Q_e) \rightarrow (Q_0, x_0)$ gibt.

Eine zusätzlich zur Amplitude gemessene Größe ist dann zur Bestimmung des Wechselwirkungsortes geeignet, wenn sie eine monotone Funktion von x_0 ist. In Abbildung 4-9 ist $Q_e(x_0)$ für beliebige Q_0 in blau dargestellt. Die Anode befindet sich bei $x_0 = 0$, die Kathode bei $x_0 = d$. Die Kurve zeigt links der kritischen Tiefe x_c ein fast lineares Verhalten, wobei x_c definiert wird als der Wechselwirkungsort, von dem aus der Signalanteil der Löcher die Anstiegszeit T_e hat:

$$x_c = d \cdot \left(1 - \frac{\mu_h}{\mu_e} \right) \tag{4.10}$$

Für $x_0 < x_c$ ist Q_e bei bekanntem Q_0 zur Bestimmung von x_0 geeignet.

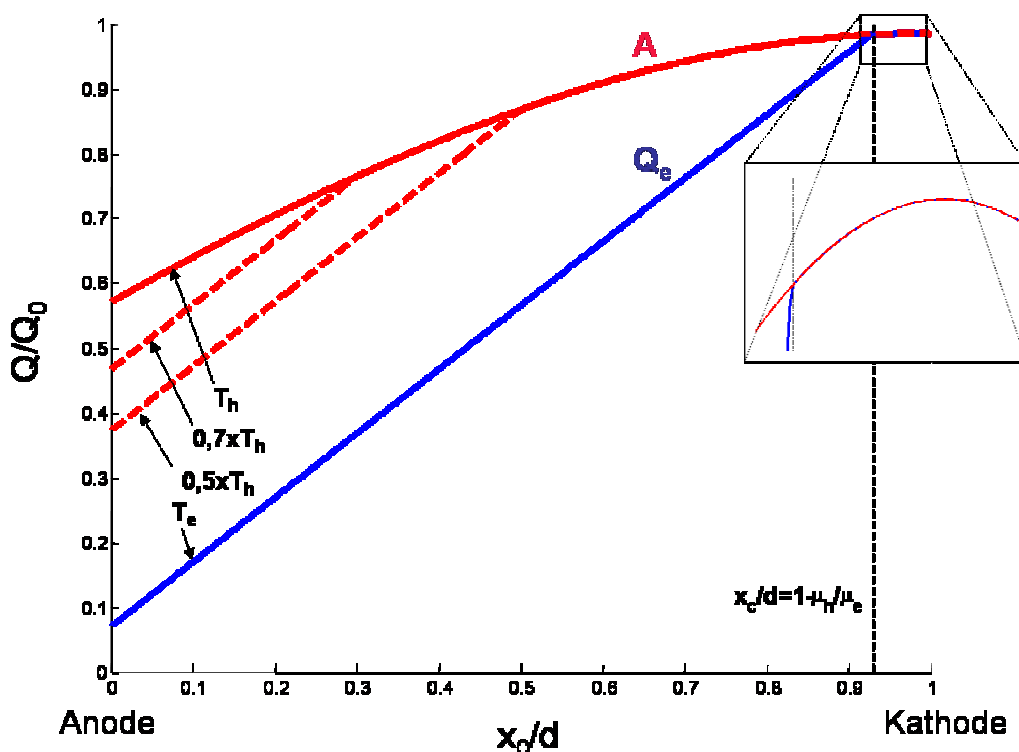


Abbildung 4-9: Berechnete Pulshöhe in Abhängigkeit des Wechselwirkungsortes, für verschiedene Messzeitpunkte

Die gemessene Amplitude $A(x_0)$ ist in derselben Abbildung für verschiedene Messzeiten T_A in rot aufgetragen. Für $T_A < T_h$ machen sich bei Wechselwirkungen nahe der Anode ballistische Verluste bemerkbar. $Q_e(x_0)$ ist eigentlich eine dieser Kurven mit maximalem Verlust des Löcher-Anstiegs, deshalb gilt $A = Q_e$ für $x > x_c$. Wie oben erwähnt, ist in diesem Bereich keine Korrektur möglich. Bei genauer Betrachtung (Abbildung 4-9, vergrößerter Ausschnitt) variieren in diesem Bereich die Werte von A um etwa 0,15% von Q_0 , in dieser Größenordnung ist der Effekt im Spektrum vernachlässigbar. Interessant ist, dass $A(x_0)$ sein Maximum bereits kurz vor der Kathode hat.

Da Q_0 anfangs nicht bekannt ist, beide Messgrößen aber proportional zu Q_0 sind, bietet es sich an, als zusätzliche Variable zur Amplitude A nicht $Q_e = Q(T_e)$ für das biparametrische Spektrum zu nehmen, sondern

$$B = \frac{Q_e}{A} = \frac{Q(T_e)}{Q(T_A)} = B(x_0) \quad (4.11)$$

Diese Größe hängt nur noch von x_0 ab. In Abbildung 4-10 ist $B(x_0)$ für verschiedene Messzeiten T_A aufgetragen. Für $x_0 < x_c$ verläuft $B(x_0)$ monoton und es kann theoretisch eine sehr gute Ortsauflösung erreicht werden. Auch für $T_A < T_h$ ergeben sich monotone Funktionen.

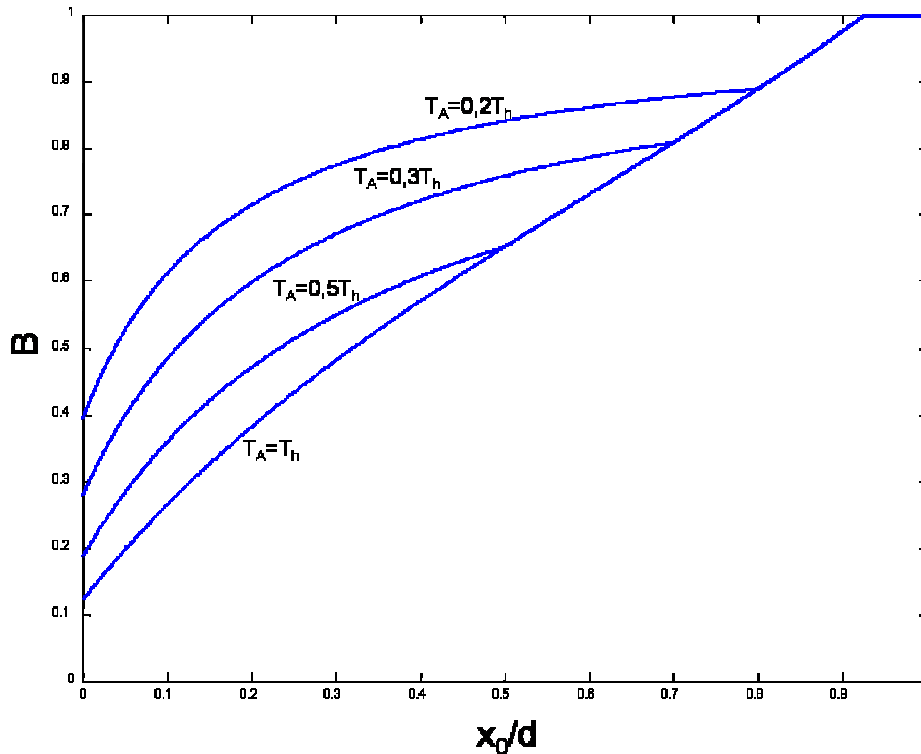


Abbildung 4-10: $B(x_0)$ für verschiedene Messzeiten T_A

Für die Spektroskopie interessiert eigentlich die deponierte Energie $E_0 = \frac{Q_0}{q} \cdot 4,67\text{eV}$ (Konvolutionsfaktor siehe Tabelle 2-2). Deshalb wird noch die Variable A' definiert als

$$A' = \frac{A}{q} \cdot 4,67 \text{ eV} \quad (4.12)$$

Damit ist die gesuchte Variablentransformation

$$(A', B) \rightarrow (E_0, d) \quad (4.13)$$

4.4.2 Beschaffenheit des biparametrischen Spektrums

Jedes gemessene Ereignis wird durch das Variablenpaar (A', B) definiert. Da es keine analytische Variablentransformation $(A', B) \rightarrow (E_0, d)$ gibt, soll zunächst die Beschaffenheit des biparametrischen Spektrums betrachtet werden, um dann eine Näherungslösung zu finden.

In Abbildung 4-11 ist ein Gitternetz aus Linien konstanter Wechselwirkungsorte und konstanter deponierter Energien dargestellt, wobei $T_A = T_h$ gewählt wurde. Bei Bedarf einer geringeren Totzeit des Detektorsystems kann T_A auch kürzer gewählt werden, dabei machen sich allerdings ballistische Verluste bemerkbar. Die Linien mit $x_0 = const.$ sind horizontal, weil B nicht von E_0 abhängt. Jede Linie mit $E_0 = const.$ kann als Funktion von B interpretiert werden. Aufgrund der Q_0 -Abhängigkeit von A (Gl. (4.8)) gilt auch $A' \propto E_0$, also bilden diese Kurven eine Kurvenschar

$$f_{E_0}(B) = E_0 \cdot f(B) \quad (4.14)$$

Jede dieser Kurven entspricht Ereignissen gleicher Energiedeposition. Sämtliche Ereignisse desselben Photopeaks werden sich entlang einer solchen Kurve verteilen.

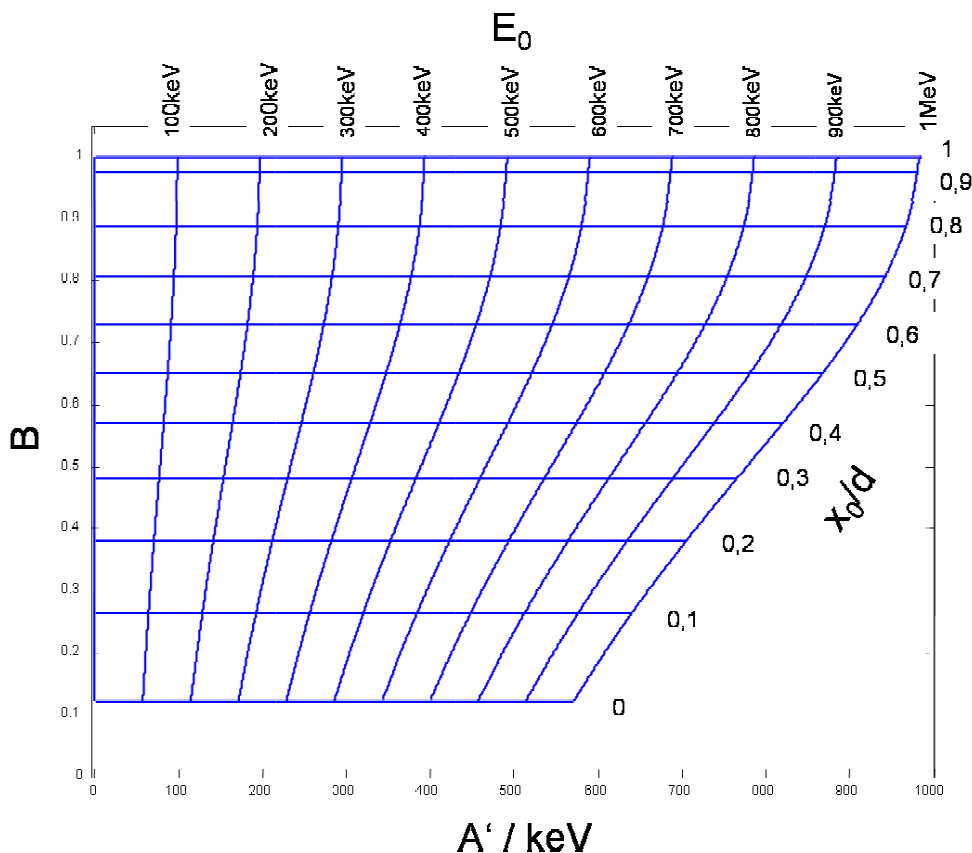


Abbildung 4-11: Schema eines biparametrischen Spektrums

Für die Spektroskopie ist die Kenntnis des Wechselwirkungsortes x_0 unerheblich, und die ursprüngliche Photonenenergie von Ereignissen eines Photopeaks einer Referenzquelle ist bekannt. Dadurch reduziert sich das Problem der Variablentransformation. Es muss lediglich die Funktion $f(B)$ gefunden werden, was durch einen Kurvenfit über Ereignisse eines bekannten Photopeaks geschehen kann. Dann kann zu jedem Ereignis i folgendermaßen die ursprünglich erzeugte Ladung berechnet werden (siehe dazu Abbildung 4-12):

$$E_0^i = \frac{A'_i}{f(B_i)} \quad (4.15)$$

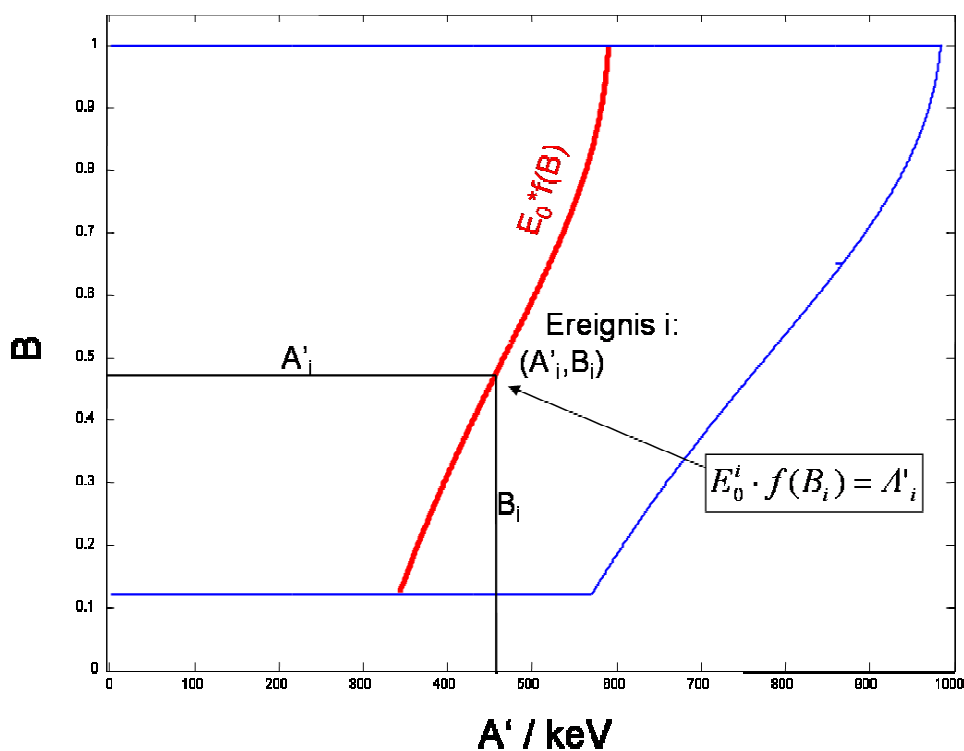


Abbildung 4-12: Korrekturverfahren

Wenn $f(B)$ für einen Detektor bereits ermittelt wurde, kann das Korrekturverfahren auch in einer Elektronik implementiert werden, die jede Pulshöhe bereits korrigiert, bevor das Ereignis in ein Spektrum einsortiert wird. Dies erlaubt eine Integration des Detektors mit der Korrektur-Elektronik in ein kompaktes System mit in Echtzeit verbesserter energetischer Auflösung. Für die Anwendung eines solchen Systems erschließt sich ein weites Gebiet, beispielsweise die stationäre Überwachung der atmosphärischen Radioaktivität oder als mobiles Analysegerät in der nuklearen Sicherheitstechnik.

4.4.3 Korrektur des biparametrischen Spektrums

Bisher wurde als x-Achse analog zu einem konventionellen Energiespektrum die deponierte Energie genommen. Für einen Kurvenfit von $f(B)$ empfiehlt es sich jetzt, die Kurven der gemessenen Amplitude A gleicher deponierter Energie gegen B aufzutragen. In Abbildung 4-13 ist ein Fit der theoretischen Kurve dargestellt. Diese hat einen Wendepunkt, als Fitfunktion reicht ein Polynom dritten Grades aus. In der Grafik sind auch die Funktionen $f(B)$ für kürzere Messzeiten $T_A = 0,7 \cdot T_h$ und $T_A = 0,5 \cdot T_h$ dargestellt. Deutlich ist der Effekt des ballistischen Verlusts zu sehen, wodurch der Verlauf für kleine B von der idealen Kurve abweicht. Aufgrund des entstehenden Knickes nähert ein Polynomfit die Kurve dann nicht mehr ausreichend an.

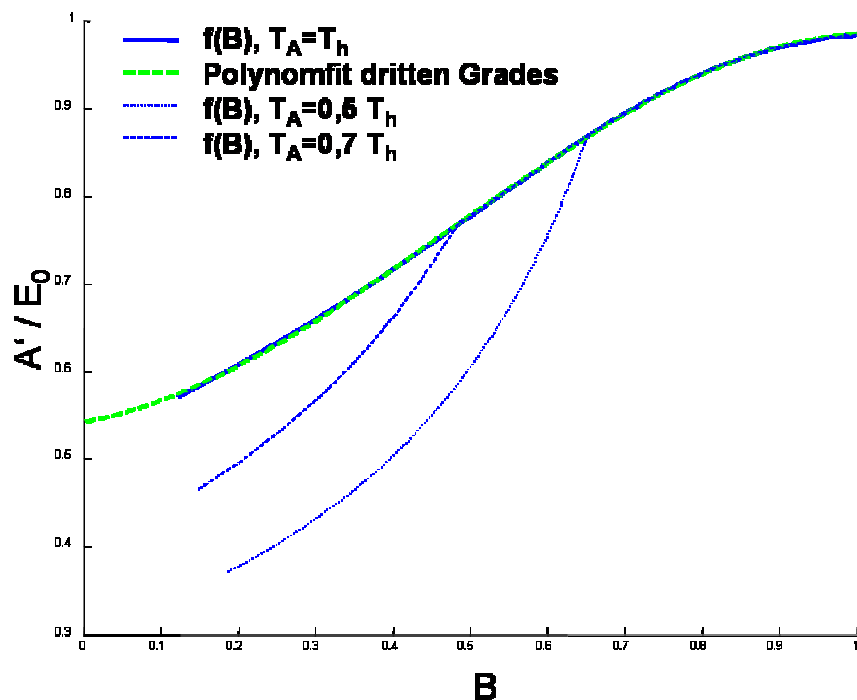


Abbildung 4-13: Kurvenfit von $f(B)$

5 Messaufbau und Charakterisierungsmethodik

In diesem Kapitel wird zunächst der Messaufbau erläutert. Die Messungen selbst werden erst in den nächsten zwei Kapiteln vorgestellt. Vorbereitend dazu wird in diesem Kapitel die Methodik für die Alpha-Messungen erläutert sowie die deponierte Energie der Alpha-Partikel berechnet. Die Korrekturmethode für die biparametrischen Spektren wurde bereits zuvor beschrieben (Kapitel 4.4.3). Zum Vergleich der korrigierten mit den konventionellen Spektren folgt in diesem Kapitel, von welchen Größen die Güte der spektralen Energieauflösung eines Detektors abhängt und wie man diese Größen bestimmt. Desweiteren werden Messungen vorgestellt, anhand derer das Verhalten des Vorverstärkers genau analysiert wird.

5.1 Aufbau und Instrumente

Die Messungen wurden in einem Gehäuse aus 5 mm Edelstahl durchgeführt, um eine hohe elektromagnetische Abschirmung zu gewährleisten (Abbildung 5-1). Das Gehäuse ist in drei Bereiche unterteilt: für die Hochspannungsversorgung, den Detektor mit Vorverstärker, und weitere Elektronik wie Spannungswandler, digitale Ansteuerung der Hochspannung und bei Bedarf einen digitalen Vielkanalanalysator. Betrieben wird die gesamte Elektronik mit einem Netzteil, das zwölf Volt liefert. Diese werden intern in die benötigten Spannungen umgewandelt. Als Ausgänge sind LEMO-Buchsen für die Signale aus dem Vorverstärker vorhanden. Über eine serielle Schnittstelle kann der Vielkanalanalysator ausgelesen werden.

Für die Untersuchungen lagen verschiedene planare Detektoren aus $(\text{Cd}_{0,9},\text{Zn}_{0,1})\text{Te}$ vor, gefertigt und prozessiert im Freiburger Materialforschungszentrum (FMF). Sie entstammen unterschiedlichen Züchtungen, unterscheiden sich aber nominell nur in der Dicke. Für die Messungen verwendet wurden zwei Detektoren mit 1 mm bzw. 3 mm Dicke. Später wird noch ein weiterer 3mm-Detektor verwendet werden, zur Unterscheidung bezeichnet als 3mmB. Der Messfehler der Dicke beträgt 0.05 mm. Die Kristalle sind mit Indium dotiert, um den spezifischen Widerstand sowie die Lebensdauer der Ladungsträger zu erhöhen (Kapitel 2.6.2). Sie sind mit stromlos abgeschiedenen runden Goldkontakten versehen, von denen ein ohmsches Verhalten erwartet wird (Kapitel 2.7) und sind nicht mit Guard-Ring versehen. Die Detektoren sind mit Silberleitkleber an einer Steckplatine befestigt, auf der sich auch direkt der Vorverstärker befindet, um die Leitungswege zum Detektor möglichst gering zu halten. Diese Platine kann auf einen Sockel der darunter liegenden Platine gesteckt werden, welche mit der übrigen Elektronik (Hochspannung, Niederspannung, Signalausgang) fest verlötet ist.

An den Detektor kann eine Hochspannung von bis zu 1,1 kV angelegt werden, durch einen Austausch der Hochspannungsversorgung ist das Anlegen beider Polaritäten möglich. Die Spannung kann bis auf etwa 0,5 V genau eingestellt werden.

Es wird ein ladungsempfindlicher Vorverstärker der Firma Eurorad, Modell PR-304, verwendet. Dieser hat laut Datenblatt (Anhang D) einen Verstärkungsfaktor $P = 2 \text{ V/pC}$. Dieser Faktor sollte vor den eigentlichen Messungen nochmals genau bestimmt werden, was durch eine Ladungseichung mit Hilfe eines Pulsgenerators geschieht.

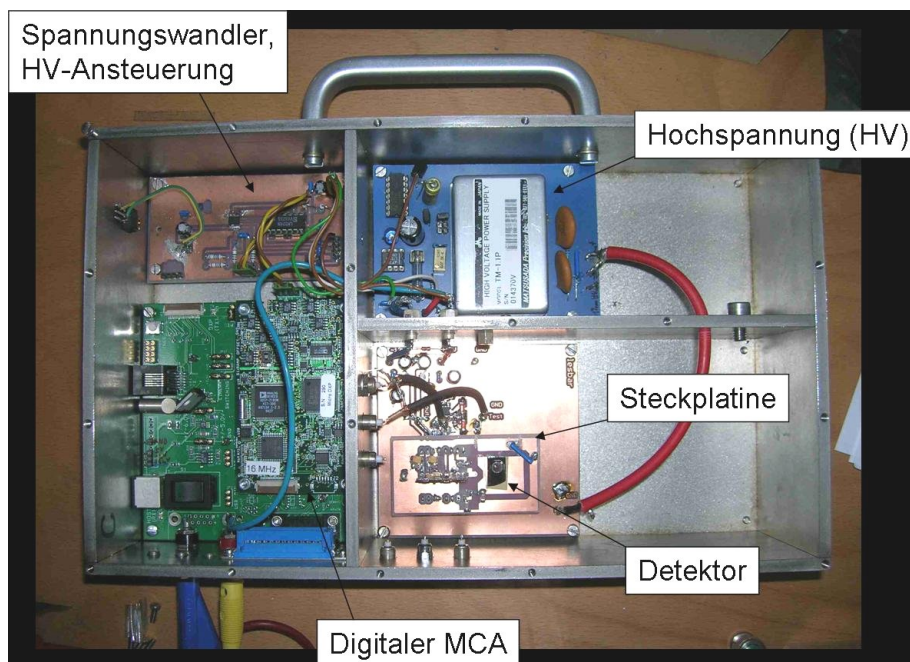


Abbildung 5-1: Messaufbau

Für die Aufnahme der Pulse aus dem Vorverstärker steht ein digitales Oszilloskop (TDS 5104, Tektronix) zur Verfügung, welches eine Digitalisierungsrate von 5 GS/s (Gigasamples/Sekunde) hat. Dieses ist mit einer Netzwerkverbindung ausgestattet, die Pulse können dann in digitaler Form am Computer weiterverarbeitet werden.

5.2 Methode der Alpha-Messung zur Bestimmung von Lebensdauer und Beweglichkeit

Alpha-Strahlung dringt nur wenige Mikrometer in den Kristall ein, die Partikel deponieren ihre Energie also direkt an der Oberfläche. Damit ist der Wechselwirkungsort bekannt, es driftet nur eine Ladungsträgersorte durch den Kristall und trägt zum Signal bei. Durch die Wahl der Polarität der angelegten Hochspannung U kann bestimmt werden, welche Ladungsträgersorte durch den Kristall driftet. Ist die Energie der Alpha-

Strahlen bekannt, so kann die ursprünglich erzeugte Ladung Q_0 berechnet werden. Aus der Pulsform beziehungsweise der Pulshöhe können dann die Beweglichkeit und die Lebensdauer bestimmt werden. Dazu müssen zuvor der Verstärkungsfaktor P sowie die Dicke des Detektors d bekannt sein.

In diesem Abschnitt wird zunächst die Energie berechnet, die von den Alpha-Partikeln bei dem vorliegenden Aufbau im Kristall deponiert wird. Dann werden die Methoden zur Bestimmung der Materialgrößen ausgeführt. Dabei wird zunächst das Detrapping vernachlässigt. Weil die Gleichungen für beide Ladungsträgersorten identisch sind, werden sie nicht gesondert betrachtet.

5.2.1 Energie der Alpha-Teilchen und erzeugte Ladung

Die Alpha-Partikel verlassen die Quelle mit einer kinetischen Energie von 5,48 MeV (Anhang B). Die Entfernung der Quelle zum Detektor betrug bei dem vorliegenden Aufbau $l = 0,64 \pm 0,03$ cm. Der Energieverlust innerhalb dieser Strecke wird anhand experimenteller Daten (Anhang B, [NIST]) mit dem konstanten Wert $0,90 \pm 0,05$ MeV/cm angenommen. Das ergibt einen Energieverlust von 0,576 MeV und eine resultierende Energie von 4,904 MeV. Mit dieser Energie treffen die Alpha-Partikel auf den Goldkontakt. Dort beträgt der Energieverlust 5550 MeV/cm, bei einer Strecke von 50 nm sind das 0,028 MeV. Im Detektor können also im Mittel 4,876 MeV deponiert werden.

Der Fehler kommt nur aus den Beiträgen der Energieverluste, dominierend ist der Energieverlust in Luft. Dessen Fehler $s(E_\alpha)$ berechnet sich nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz aus den Fehlern auf die Strecke $s(l)$ sowie auf den Energieverlust $s(\Delta E_\alpha)$. Beide Fehler gehen linear ein, und somit folgt

$$s(E_\alpha) = E_\alpha \sqrt{\left(\frac{s(\Delta E_\alpha)}{\Delta E_\alpha}\right)^2 + \left(\frac{s(l)}{l}\right)^2} \approx 0,04 \text{ MeV}$$

Das sind etwa 7% des Energieverlustes, aber nur 1% der Gesamtenergie. Die Energie der Alpha-Teilchen und damit ihre mögliche Energiedeposition ist also

$$E_\alpha = 4,88 \pm 0,04 \text{ MeV}$$

Mit dem Konvolutionsfaktor von 4,67eV pro Elektronen-Loch-Paar aus Tabelle 2-2 und der Elementarladung $q = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C sowie dem linear eingehenden Fehler von etwa einem Prozent ergibt das für jede Ladungsträgersorte die Ladung

$$Q_{0,\alpha} = 0,167 \pm 0,002 \text{ pC}$$

Wenn diese Ladung vollständig nachgewiesen würde, so entspräche dies einer Spannung am Vorverstärker (mit dem zuvor bestimmten Proportionalitätsfaktor) von

$$V_{0,\alpha} = 0,321 \pm 0,003 \text{ V}$$

5.2.2 Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts

Die Lebensdauer und die Beweglichkeit treten in der Hecht-Relation als Produkt auf, sie bilden zusammen bereits eine wichtige Materialgröße, das $\mu\tau$ -Produkt. Da zur Bestimmung nicht die Pulsform analysiert werden muss und mit herkömmlicher Analogelektronik durchgeführt werden kann, gehört die im Folgenden beschriebene Technik zu den etablierten Verfahren (z.B. [FIE96]).

Am planaren Detektor wird die Spannung U angelegt. Es wird immer von oben auf den Detektor eingestrahlt, je nach Vorzeichen der Spannung also entweder auf die Kathode oder die Anode. Sämtliche Ladungsträger werden direkt am Kontakt erzeugt, es driften deshalb nur die Elektronen ($x_0 = d$) oder die Löcher ($x_0 = 0$) durch den Detektor. Die zurückgelegte Strecke ist in beiden Fällen gleich der Dicke d . Für beide Ladungsträgersorten gilt daher aus Gleichung (3.1) für die gesamte nachgewiesene Ladung:

$$Q = Q_0 \frac{U}{d^2} \mu\tau \left(1 - e^{-\frac{d^2}{U} \frac{1}{\mu\tau}} \right) \quad (5.1)$$

Gemessen wird die Spannung V am Ausgang des Vorverstärkers, und mit (3.28) gilt für die Spannung nach der Driftzeit t_{ir} die Gleichung

$$V = P \cdot Q_0 \frac{U}{d^2} \mu\tau \left(1 - e^{-\frac{d^2}{U} \frac{1}{\mu\tau}} \right) \quad (5.2)$$

Das $\mu\tau$ -Produkt kann daraus bei jeder beliebigen Spannung numerisch berechnet werden. Eine weitere Möglichkeit ist die Durchführung spannungsabhängiger Messungen und anschließendem Fitten der Messpunkte mit der Funktion (5.2).

5.2.3 Bestimmung der Beweglichkeit μ

Ist der Verlauf der Pulsform bekannt, so kann auch direkt die Beweglichkeit μ bestimmt werden. Dazu betrachten wir zunächst Gleichung (3.11), die den zeitlichen Verlauf des Ladungssignals beschreibt. Die Lebensdauer τ steht im Exponenten. Wird Gleichung (3.11) nach der Zeit abgeleitet und wieder in die gemessene Spannung umgerechnet, so gilt

$$\frac{dV}{dt} = P \cdot Q_0 \frac{U}{d^2} \mu \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (5.3)$$

Am Ursprung des Pulses gilt also

$$\left. \frac{dV}{dt} \right|_{t=0} = P \cdot Q_0 \frac{U}{d^2} \cdot \mu \quad (5.4)$$

Die Steigung bei $t=0$ ist somit unabhängig von der Lebensdauer, außer μ sind in Gleichung (5.4) alle Größen bekannt. Die Analyse wird dadurch erschwert, dass innerhalb der Plasma-Zeit t_p , also gerade am Ursprung, die Pulsform weniger steil verläuft. Daher bieten sich zur Bestimmung von μ je nach Gegebenheit zwei unterschiedliche Verfahren an. Für $\tau \gg t_r$ kann die Exponentialfunktion in Gleichung (5.3) näherungsweise als Gerade betrachtet werden, weil die Anzahl der Ladungsträger dann praktisch während der gesamten Driftzeit konstant bleibt. Dann genügt es, die maximale Steigung zu bestimmen. Diese wird direkt nach der Plasma-Zeit erreicht, und es wird angenommen, dass die Steigung im Ursprung des idealen Pulses nicht wesentlich davon abweicht. Diese Situation wird für die Elektronen-Signale erwartet. Gilt obige Bedingung nicht und ist ein exponentieller Verlauf für $t < t_r$ zu erkennen, was für Löcher-Signale möglich ist, so kann das Signal für $t_p < t < t_r$ nach Gleichung (3.11) mit folgender Funktion gefittet werden:

$$y = A_0 \cdot \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau}} \right) \quad (5.5)$$

Für die Steigung im Ursprung gilt dann

$$\left. \frac{dV}{dt} \right|_{t=0} = \frac{A_0}{\tau} \quad (5.6)$$

Mit der bestimmten Steigung gilt abschließend für die Beweglichkeit

$$\mu = \frac{d^2}{P \cdot Q_0 \cdot U} \cdot \left. \frac{dV}{dt} \right|_{t=0} \quad (5.7)$$

5.2.4 Bestimmung der Lebensdauer τ

Nach einem Blick auf die Hecht-Kurve (3.11) erscheint die Bestimmung der Lebensdauer recht einfach, muss doch lediglich der durch Gleichung (5.5) bestimmte Exponentialfit durchgeführt werden. Das hat den Vorteil, dass zur Bestimmung von τ keine weiteren Größen bekannt sein müssen, die Zeitabhängigkeit steckt nur im Exponenten und die Lebensdauer entspricht genau dem Fitparameter τ . Wie oben ausgeführt, ist das

allerdings nur bei langsamen Signalen möglich, wenn für $t < t_{tr}$ ein Exponentialverlauf erkennbar ist.

Eine einfachere und auch für $\tau \gg t_{tr}$ zutreffende Methode ist es, die Lebensdauer erst nach der Bestimmung der Beweglichkeit und dem $\mu\tau$ -Produkt aus deren Quotienten zu berechnen.

5.2.5 Bestimmung der Detrapping-Zeit τ_D

Mit Hilfe der bereits bestimmten Beweglichkeit und der angelegten Spannung kann die Driftzeit t_{tr} berechnet werden. Nach dieser Zeit sollten alle nicht getrappten Ladungsträger den Kontakt erreicht haben. An dieser Stelle sollte an der Pulsform ein Knick zu sehen sein. Steigt die Ladung auch danach noch exponentiell an, aber mit einer weit größeren Zeitkonstante, so ist das durch den Effekt des Detrappings zu erklären. Für $t > t_{tr}$, wenn die Pulsform der Formel (3.25) entspricht, kann das Signal mit folgender Funktion gefittet werden:

$$y = A_D \cdot \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_D}} \right) + y(t_0) \quad (5.8)$$

Nach Gleichung (3.25) kann die Detrapping-Zeit τ_D so direkt bestimmt werden. Dazu muss bereits $y(t_0)$ bekannt sein. Reale Pulse folgen dem Verlauf (5.8) erst nach einer kurzen Zeit nach t_{tr} , weil nicht alle Ladungen gleichzeitig die Kontakte erreichen. Deshalb ist der Fit erst ab einem Zeitpunkt $t_0 > t_{tr}$ zu beginnen. Die genaue Wahl von t_0 ist dabei unerheblich, da sich die Zeitkonstante dadurch nicht ändert. Für $y(t_0)$ wird dann einfach die Pulshöhe zum gewählten Zeitpunkt t_0 eingesetzt. Es ist auch darauf zu achten, dass die Näherung eines hohen Feldes zutrifft. Das entspricht nach Kapitel 3.4.2 einem linearen Anstieg des Ladungspulses für $t < t_{tr}$, was zuvor anhand der Pulsformen zu verifizieren ist.

5.3 Halbwertsbreite und Peak-to-valley-Verhältnis

Die Energieauflösung eines Detektors wird anhand der aufgezeichneten Spektren bestimmt. Die Breite des Photopeaks gibt Auskunft über die Energieauflösung des Detektors. Gewöhnlich wird die Peakbreite auf halber Höhe des Maximums (Halbwertsbreite bzw. „full width at half max.“, FWHM) angegeben, entweder absolut in keV oder relativ in Prozent der Energie, an der sich der Photopeak befindet. Die Halbwertsbreite wird an dem aufgetragenen Energiespektrum auf halber Höhe abgelesen. Soll ein Peak gefittet werden, so wird dies erschwert durch das in Kapitel 4.1 beschriebene low

energy tailing. Deshalb wird nach [KEY01] der Fitbereich hauptsächlich auf die steilere Flanke bei höherer Energie eingeschränkt. Wenn ein Gauss-Fit mit der Standard-Gaussfunktion von ORIGIN durchgeführt wird, so berechnet sich die Halbwertsbreite des Gauss-Fits aus dem Fitparameter w (der in Plots der kommenden Kapitel zu finden sein wird):

$$FWHM = \sqrt{\ln(4)} \cdot w \quad (5.9)$$

Es ist jedoch zu beachten, dass dieser Wert nicht der tatsächlichen Halbwertsbreite entspricht, wenn das low energy tailing ausgeprägt ist. Da sich dieses nur an der Flanke des Peaks zu niedrigen Energien hin auswirkt, wird durch den Gauss-Fit auf der steileren Flanke im Prinzip die ideale Auflösung des Detektors ohne low energy tailing bestimmt werden.

Ein weiterer Parameter ist das Peak-to-valley-Verhältnis (PV). Dieses ist der Quotient aus maximaler Peakhöhe und der Höhe des Spektrums bei einer niedrigeren Energie. Hier wird als zweiter Wert das Minimum der nächsten Senke links des Peaks bestimmt.

5.4 Der ladungsempfindliche Vorverstärker

Zunächst werden die Eigenschaften des Vorverstärkers untersucht. Der Verstärkungsfaktor wird mit Hilfe einer Ladungseichung bestimmt, dann folgt eine Untersuchung des zeitlichen Ansprechverhaltens des Vorverstärkers.

5.4.1 Ladungseichung

Zur Bestimmung des Verhältnisses von detektierter Ladung zur Ausgangsspannung am Vorverstärker wird zunächst eine Ladungseichung durchgeführt. Das Ergebnis ist ein Umrechnungsfaktor P . Der Hersteller des Vorverstärkers gibt diesen als $P = 2 \text{ V/pC}$ an. Der ladungsempfindliche Vorverstärker (Eurorad, PR-304) gibt eine Spannung aus, die proportional zur Ladung ist.

Zunächst wurde mit einem Pulsgenerator (8110A, Hewlett Packard) ein Rechtecksignal erzeugt, welches durch einen nachgeschalteten Abschwächer zwischen 0,25mV und 17,9mV variiert wurde. Dieses Signal wurde über einen Kondensator an den Eingang des ladungsempfindlichen Vorverstärkers angelegt.

Der Kondensator hat nominell eine Kapazität von 5pF, die Unsicherheit wird herstellungsbedingt mit 10% angegeben. Es wurde ein Kondensator gewählt, der auch tatsächlich diesen Wert hat, das wurde mit einem LCR-Meter (4284A, Hewlett Packard) nachgemessen. Bei verschiedenen Einstellmöglichkeiten am Gerät und verschiedenen Drahtlängen zwischen Kondensator und Messstation variierte der angezeigte Wert innerhalb von 0,005 pF. Deshalb wird die Kapazität mit $5,00 \pm 0,05\text{pF}$ angegeben.

Die Spannungsdifferenz ΔU des Rechtecksignals führt auf dem Kondensator mit Kapazität C zu einer Ladungsänderung

$$\Delta Q = C \cdot \Delta U \quad (5.10)$$

Das Spannungssignal wird damit in ein Ladungssignal gleichen Verlaufs umgeformt.

Für acht verschiedene Eingangsspannungen wurden jeweils mehrere hundert Pulse mit dem Oszilloskop aufgezeichnet. Dann wurden die einzelnen Pulse mit MATLAB ausgewertet und durch Vergleich der Spannungswerte vor und nach dem Anstieg die Amplitude bestimmt. Die so gewonnenen Pulshöhen wurden in ein Spektrum eingeordnet. Es ergaben sich acht gaussförmige Peaks, die mit Origin gefittet werden konnten. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5-2 gegen die entsprechende Ladung auf dem Kondensator aufgetragen. Als Fehlerbalken wurde jeweils die Breite w (nach Gleichung (5.9)) des zuvor durchgeführten Gauss-Fits genommen. Die Breiten bewegten sich im Bereich zwischen 1% und 17% der gemessenen Pulshöhe und waren damit weitestgehend größer als der Messfehler der Kapazität, welcher deshalb nicht berücksichtigt wurde. Durch den Geradenfit konnte der Umrechnungsfaktor bei dem gegebenen Aufbau sehr genau bestimmt werden:

$$P = 1,916 \pm 0,005 \text{ V/pC}$$

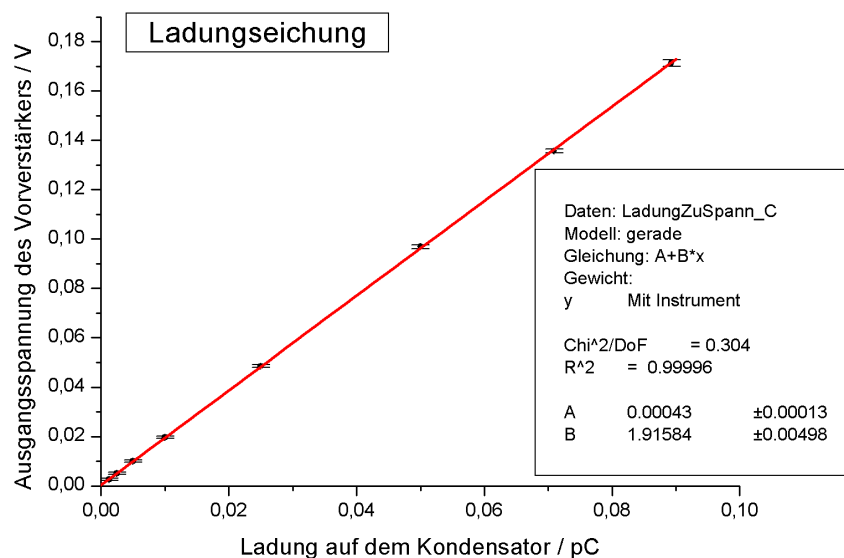


Abbildung 5-2: Geradenfit der Ladungseichung

5.4.2 Anstiegsverhalten

Am Ausgang des Vorverstärkers kann nur die Faltung des gewünschten Ladungssignals mit der Übertragungsfunktion der Elektronik gemessen werden (Gleichung (3.29)). Um letztere zu finden wird zunächst die Impulsantwort bestimmt. Außerdem wird gezeigt, unter welchen Voraussetzungen und bei welchen Messungen die Faltung vernachlässigt werden kann.

Die Impulsantwort wird bestimmt, indem die Schrittantwort des Vorverstärkers mit Hilfe eines Rechteckpulses als Eingangssignal gemessen wird und dann die Ableitung gebildet wird. Bei dem oben beschriebenen Messaufbau wurde an die Eingangskapazität von 5pF wieder ein Rechteckpuls angelegt. (Der Pulsgenerator kann Stufenpulse mit Anstiegszeiten von 1,8 ns generieren, welche als Rechtecksignale idealisiert werden können.) Diese wurden in der Amplitude variiert, um die Auswirkungen auf die Schrittantwort zu testen. Die Kurven sind in Abbildung 5-3 dargestellt. Offensichtlich lassen sie sich durch eine Exponentialfunktion beschreiben nach der Gleichung

$$V(t) = V_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{VV}}} \right) \quad (5.11)$$

Dabei ist τ_{VV} die Zeitkonstante des Vorverstärkers. Der Vorverstärker fungiert also als Integrationsglied. Es wurden Exponentialfits durchgeführt, um τ_{VV} zu bestimmen. Die Fitfunktionen stimmen aufgrund von Überschwingern am Eingangssignal nicht genau mit den gemessenen Signalen überein. Die Zeitkonstante hat entgegen der Erwartungen eine leichte Abhängigkeit von der Amplitude, sie beträgt bei 0,2 V Ausgangsspannung 18,4 ns. An Abbildung 5-3 ist auch zu sehen, dass die Anstiegszeit im Bereich von 40 bis 50 ns liegt, wie im Datenblatt (Anhang D) angegeben.

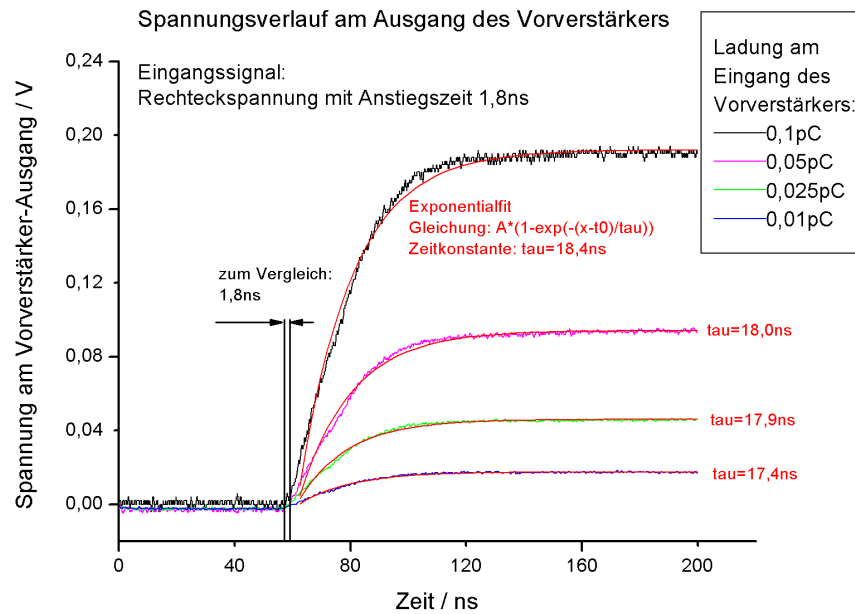


Abbildung 5-3: Schrittantwort bei verschiedenen Amplituden

Die Schrittantwort ist gegeben durch die normierte Antwortfunktion

$$F(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } \begin{cases} t < 0 \\ t \geq 0 \end{cases} \\ 1 - e^{-\frac{t}{\tau_{VV}}} & \end{cases} \quad (5.12)$$

Für die in Kapitel 3.4.4 eingeführte Impulsantwort ergibt sich durch Ableiten

$$f(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } \begin{cases} t < 0 \\ t \geq 0 \end{cases} \\ \frac{1}{\tau_{VV}} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{VV}}} & \end{cases} \quad (5.13)$$

Nach Gleichung (3.29) berechnet sich die Faltung. In Kapitel 6 folgen Messungen mit Alpha-Teilchen, aus denen wie in den vorigen Abschnitten beschrieben anhand der Pulsformen die Materialgrößen μ und τ bestimmt werden. Dazu muss für die direkte Bestimmung der Lebensdauern die Zeitkonstante des ursprünglichen Ladungspulses ermittelt werden. Zur Bestimmung der Beweglichkeiten muss die maximale Steigung des ursprünglichen Ladungspulses bekannt sein. Es soll nun überlegt werden, unter welchen Voraussetzungen man die Faltung berücksichtigen muss, und wann sie in guter Näherung vernachlässigt werden kann.

Die gesuchte Lebensdauer τ ist im Idealfall gleich der Zeitkonstante des exponentiellen Pulsverlaufs. Wenn sich τ wesentlich von der Zeitkonstante des Vorverstärkers unterscheidet, kann man die Faltung bei der Bestimmung der Lebensdauer vernachlässigen.

Laut Tabelle 2-2 liegen die Lebensdauern mindestens eine Größenordnung über der Zeitkonstante des Vorverstärkers, die Bedingung $\tau \gg \tau_{VV}$ ist also erfüllt.

Bei der Bestimmung der Beweglichkeiten ist es sinnvoll, zwischen den Signalen der Löcher und Elektronen zu unterscheiden. Die minimale Driftzeit der Löcher bei den Messungen von Kapitel 6 liegt bei etwa $3,6 \mu\text{s}$. (mit $d = 0,1 \text{ cm}$, $U = 550 \text{ V}$ und μ aus Tabelle 2-1). Damit ist die Driftzeit viel länger als die Anstiegszeit des Vorverstärkers und der Signalverlauf entspricht der Exponentialfunktion mit Zeitkonstante τ_h . Wie oben gesagt, muss dann die Faltung nicht berücksichtigt werden.

Bei den Signalen der Elektronen macht sich die Faltung mit der Impulsantwort des Vorverstärkers erst bemerkbar, wenn die Driftzeit t_{tr} in den Bereich der Anstiegszeit von etwa 40 ns vordringt. Da nach Tabelle 2-2 die Lebensdauer der Elektronen in der Größenordnung von Mikrosekunden anzusiedeln ist, gilt $t_{tr} \ll \tau_e$. Dann können die Elektronen-Signale als Stufenpulse idealisiert werden, die die Amplitude Q_0 haben (weil der Ladungsverlust in dieser Näherung vernachlässigt wird) und für $0 < t \leq t_{tr}$ linear ansteigen. Aus der der Hecht-Relation (Gleichung (3.11)) mit der Näherung $\tau_e \rightarrow \infty$ folgt

$$Q(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ \frac{Q_0}{t_{tr}} t = Q_0 \frac{U \cdot \mu \tau}{d^2} t & 0 \leq t \leq t_{tr} \\ Q_0 & t > t_{tr} \end{cases} \quad (5.14)$$

Setzt man nun $Q(t)$ sowie die Impulsantwort (5.13) in Gleichung (3.29) ein, so lässt sich das Faltungsintegral analytisch berechnen:

$$V(t) = P \cdot \int_0^t Q(t') \cdot \frac{1}{\tau_{VV}} \cdot e^{-\frac{t-t'}{\tau_{VV}}} dt' \quad (5.15)$$

Dazu bietet sich eine Aufspaltung der Integralsgrenzen von 0 bis t_{tr} und von t_{tr} bis t an, die verwendeten Integrale finden sich z.B. in [BRO79]

Das Ergebnis ist dann (normiert auf die maximale Spannung $V_0 = P \cdot Q_0$) für $0 \leq t \leq t_{tr}$

$$\frac{V(t)}{V_0} = \frac{\tau_{VV}}{t_{tr}} \left\{ \frac{t}{\tau_{VV}} - 1 + e^{-\frac{t}{\tau_{VV}}} \right\} \quad (5.16)$$

Für $t > t_{tr}$ gilt

$$\frac{V(t)}{V_0} = \frac{\tau_{VV}}{t_{tr}} e^{-\frac{t}{\tau_{VV}}} \left\{ e^{\frac{t_{tr}}{\tau_{VV}}} \left(\frac{t_{tr}}{\tau_{VV}} - 1 \right) + 1 \right\} + \left(1 - e^{-\frac{t-t_{tr}}{\tau_{VV}}} \right) \quad (5.17)$$

Diese Funktion hängt nur von zwei Parametern ab, der Driftzeit und der oben bestimmten Anstiegszeit des Vorverstärkers. Für die Driftzeit gilt

$$t_{tr} = \frac{d^2}{\mu \cdot U} \quad (5.18)$$

Sie enthält also die gesuchte Beweglichkeit. Mit Hilfe dieser Gleichungen ist es also prinzipiell möglich, die Beweglichkeit auch für sehr kurze Driftzeiten zu bestimmen, bei denen das Ausgangssignal von der Antwortfunktion des Vorverstärkers dominiert wird.

Eine Funktionenschar der resultierenden gefalteten Kurven ist in Abbildung 5-4 dargestellt. Als Anstiegszeit des Vorverstärkers wurden 20 ns angenommen, die Driftzeit wurde in 10 ns -Schritten variiert. Die steile Kurve ganz links mit $t_{tr} = 0$ entspricht der Stufenantwort. Alle anderen Kurven haben einen Wendepunkt bei $t = t_{tr}$.

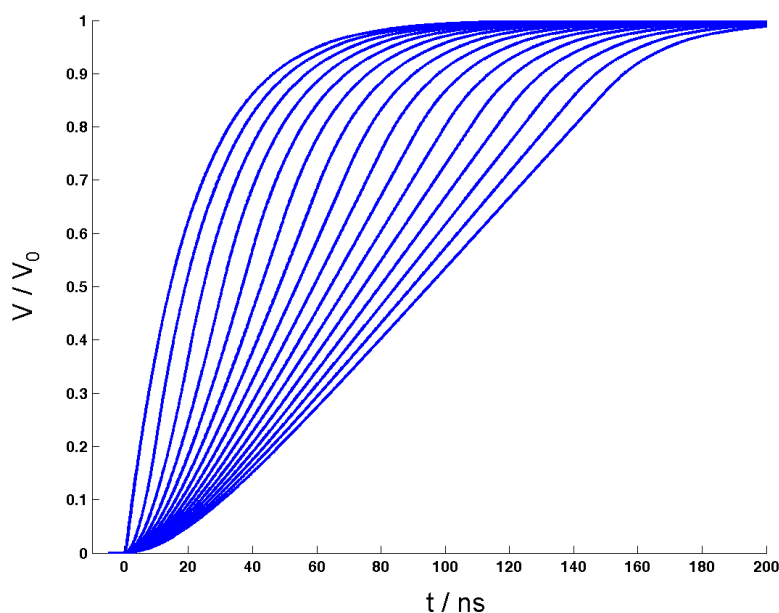


Abbildung 5-4: Funktionenschar berechneter Ausgangspulse des Vorverstärkers mit $\tau_{VV} = 20 \text{ ns}$, $t_{tr} = 0$ bis 150 ns (von links nach rechts)

Wenn bei langsamen Pulsen die Antwortfunktion des Vorverstärkers vernachlässigt werden kann, muss zur Berechnung der Beweglichkeit die maximale Steigung des Pulses bestimmt werden. Wird diese bei der gefalteten Funktion gemessen, so erhält

man den Wert der Ableitung am Wendepunkt. Für diese wird Gleichung (5.16) nach t abgeleitet, man erhält für $0 \leq t \leq t_{tr}$

$$\frac{d}{dt} \frac{V(t)}{V_0} = \frac{1}{t_{tr}} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{VV}}} \right) \quad (5.19)$$

An der Stelle t_{tr} erhält man dann mit (5.18) und $V_0 = P \cdot Q_0$ die maximale Steigung:

$$\left. \frac{dV}{dt} \right|_{t=t_{tr}} = P \cdot Q_0 \frac{\mu \cdot U}{d^2} \left(1 - e^{-\frac{d^2}{\mu \cdot U \cdot \tau_{VV}}} \right) \quad (5.20)$$

Ist die maximale Steigung des Pulses bekannt, so kann die Beweglichkeit μ numerisch berechnet werden.

Die Anstiegszeit kann durch geringere angelegte Spannung vergrößert werden. Eine geringere Spannung ist aber für spektroskopische Messungen nicht erwünscht, weil dadurch der Ladungsverlust zunimmt. Eine interessante Möglichkeit ergibt sich daher aus der Tatsache, dass der Vorverstärker als Integrationsglied fungiert. Demnach ist die Amplitude eines Eingangspulses mit erheblich kürzerer Anstiegszeit als der des Vorverstärkers proportional zur Steigung des Spannungspulses am Ausgang. Dies wurde überprüft, indem an den Kondensator eine Rechteckspannung angelegt wurde und deren Amplitude variiert. In Abbildung 5-5 wurden die Steigungen im linearen Bereich der Pulse aus Abbildung 5-3 gegen die jeweilige Amplitude aufgetragen. Die Punkte liegen auf einer Geraden. Wenn T_e nun deutlich kleiner ist als t_{VV} und der Löcher-Anteil in diesem Bereich vernachlässigt wird, so ist die maximale Steigung des Ausgangssignals proportional zur Amplitude des Elektronen-Anteils mit einem Proportionalitätsfaktor $P' = 5,1 \times 10^7 \frac{\text{V/s}}{\text{pC}}$, bei 5 pF Eingangskapazität.

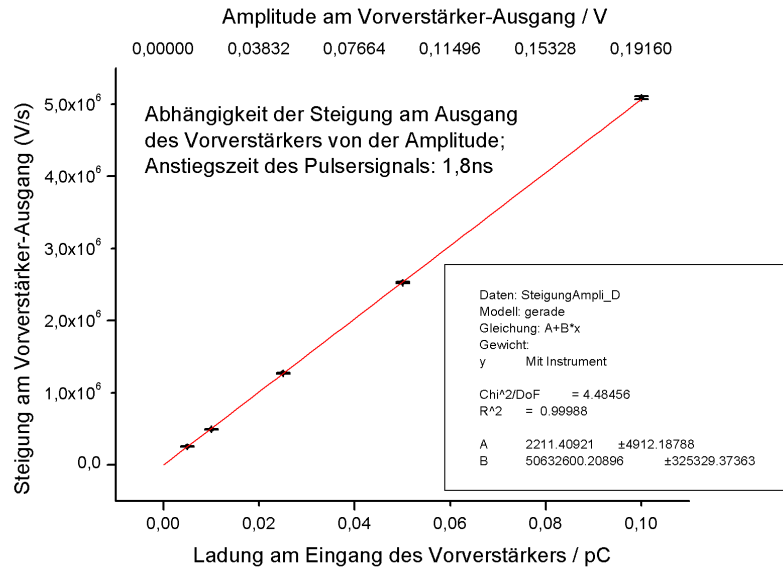


Abbildung 5-5: Verhältnis von Steigung am Ausgang zu Amplitude am Eingang des Vorverstärkers bei kurzer Anstiegszeit

6 Bestimmung von Materialparametern durch Messungen mit Alpha-Partikeln

Im Folgenden werden die Charakterisierungsmethoden am Beispiel zweier Detektoren unterschiedlicher Dicken (1 mm, 3 mm) vorgestellt und besprochen. Die Ergebnisse können dann als Richtgrößen für die biparametrische Analyse im nächsten Kapitel dienen.

Für beide Detektoren wurden Messungen bei verschiedenen Spannungen gemacht. So wurden für jeden Detektor jeweils bei 100, 250, 400 und 550 Volt mindestens 100.000 Pulse aufgenommen, mit positiver sowie negativer Hochspannung. Die Pulse wurden digitalisiert und mit MATLAB ausgewertet. Dabei wurden Pulshöhe und maximale Steigung bestimmt, und es wurde auch zu jedem Puls für $0 < t < t_r$ ein Exponentialfit zur Bestimmung der Lebensdauer gemacht.

6.1 Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts

Es wurden in Kapitel 5.2.2 zwei Methoden zur Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts vorgestellt, die im Folgenden angewendet werden. Für beide Methoden müssen zunächst die Positionen der Peaks in den Alpha-Spektren bestimmt werden.

6.1.1 Alpha-Spektren und Bestimmung der Maxima

Entsprechend der mit MATLAB bestimmten Amplituden wurden für jede Messung die Ereignisse in Energiekanäle einsortiert und als Spektren aufgetragen (Abbildung 6-1: Elektronen, 1mm-Detektor; Abbildung 6-2: Löcher, 1mm-Detektor; Abbildung 6-3: Elektronen, 3mm-Detektor). Durch die Triggerschwelle sind die Spektren bei niedrigen Spannungen abgeschnitten. Die Positionen der Peaks der Elektronen-Signale wurden durch Gauss-Fits bestimmt, wobei der Fitbereich im Wesentlichen auf die abfallenden Flanken eingeschränkt wurde. Bei Ereignissen mit niedriger Ausgangsspannung ist in Abbildung 6-1 und Abbildung 6-2 starkes Rauschen zu erkennen, das sich im Falle der Löcher mit den Maxima der Peaks überlagert. Dort wurde der Hintergrund in die Fitfunktion mit einbezogen, indem er auf der abfallenden Flanke als Gauss-Fit angenähert wurde. In Abbildung 6-2 sind auch die Ergebnisse der Fits angegeben, die Werte für χ^2 rechtfertigen das Vorgehen. Trotz der breiten Gauss-Verteilungen erreicht der von ORIGIN angegebene statistische Fehler auf die Position des Peaks höchstens 0,5%. Die Spektren der Elektronen-Spektren des 3mm-Detektors konnten sehr gut ausgewertet werden (Abbildung 6-3; auf die Doppelpeak-Struktur bei 100V wird später eingegan-

gen), bei den Löcher-Pulsen aber konnte in keinem Fall das Signal vom Rauschen getrennt werden. Bei Variation von Spannung und Detektordicke ist laut Hecht-Relation für die Pulshöhe der Faktor U/d^2 entscheidend, der quadratisch mit der Detektordicke abnimmt. Er beträgt beim 1mm-Detektor mindestens 10.000 V/cm^2 (bei 100V), beim 3mm-Detektor kommt man bei den Messungen höchstens auf den Wert 6.100 V/cm^2 (bei 550V). Da die Auswertung der Spektren des 1mm-Detektors bereits schwierig war, ist es nicht verwunderlich, dass die Maxima der Löcher bei $d = 0,3 \text{ cm}$ nicht mehr aufgelöst werden können.

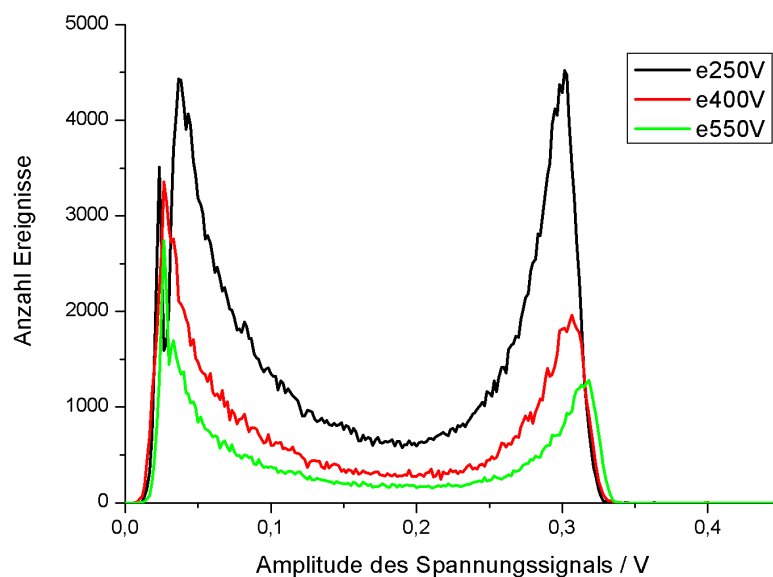


Abbildung 6-1: Spektren der Elektronen-Pulse, 1mm-Detektor

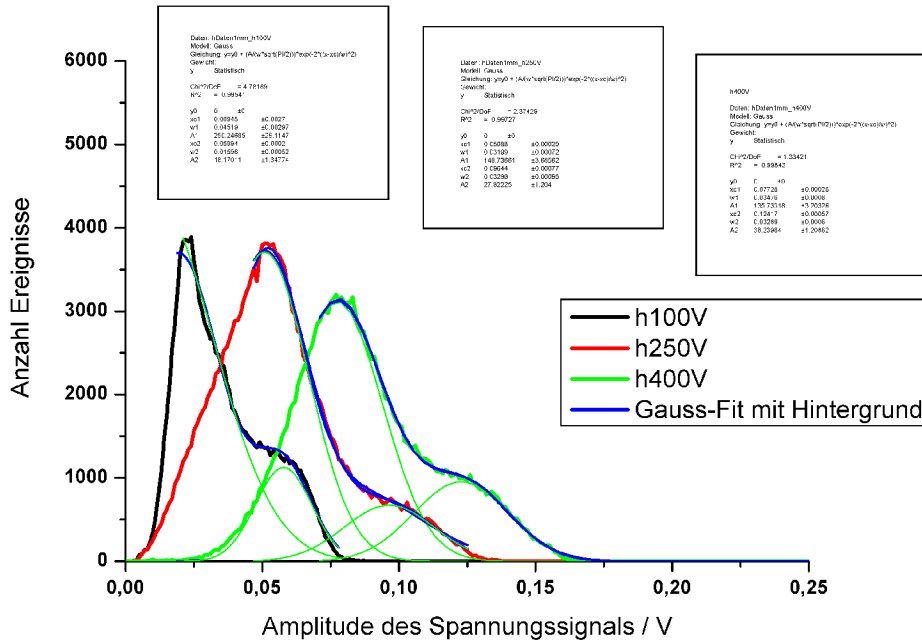


Abbildung 6-2: Spektren der Löcher-Pulse, 1mm-Detektor

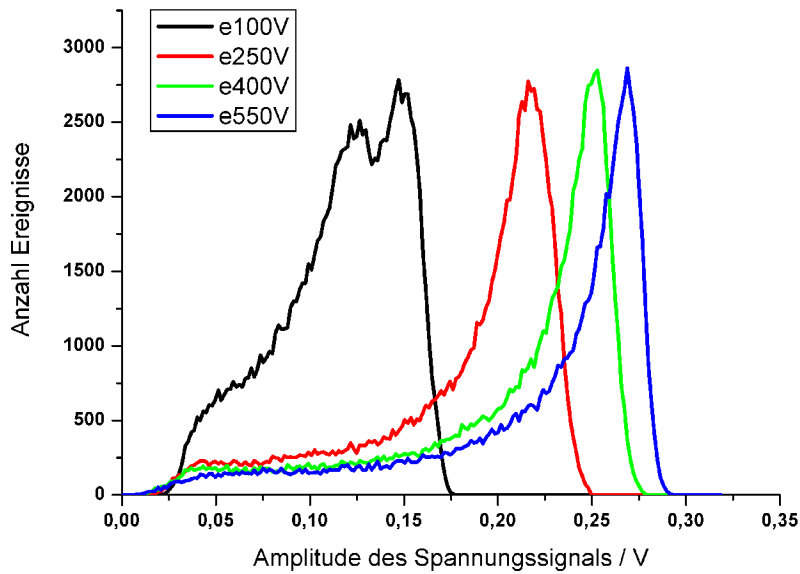


Abbildung 6-3: Spektren der Elektronen-Pulse, 3mm-Detektor

6.1.2 Methode der numerischen Berechnung

Mit Hilfe der Spektren und der bekannten ursprünglich erzeugten Ladung wurde nach Gleichung (5.2) das $\mu\tau$ -Produkt für jede Spannung numerisch mit MAPLE bestimmt. Der größte systematische Fehler, der die Hecht-Relation bestimmt, ist der Messfehler auf die Dicke und beträgt 0,05 mm. Demgegenüber konnte der statistische Fehler auf die Positionen der Gauss-Peaks selbst beim 3mm-Detektor vernachlässigt werden. Da $\mu\tau$ aus der Hecht-Relation nur numerisch bestimmt werden kann, wurde der Fehler bestimmt, indem in den numerischen Gleichungen die Dicke variiert wurde. Es ergaben sich folgende Werte:

Tabelle 6-1: Ergebnisse für $\mu\tau$, numerischen Berechnungen

| Spannung U [V] | 1mm-Detektor | | 3mm-Detektor |
|------------------|--|--|--|
| | $\mu\tau_e$ [cm ² /V] | $\mu\tau_h$ [cm ² /V] | $\mu\tau_e$ [cm ² /V] |
| 100 | $2,632^{+0,270}_{-0,256} \times 10^{-4}$ | $1,876^{+0,193}_{-0,183} \times 10^{-5}$ | $5,069^{+0,194}_{-0,145} \times 10^{-4}$ |
| 250 | $3,026^{+0,310}_{-0,295} \times 10^{-4}$ | $1,253^{+0,129}_{-0,122} \times 10^{-5}$ | $4,374^{+0,147}_{-0,144} \times 10^{-4}$ |
| 400 | $2,913^{+0,298}_{-0,284} \times 10^{-4}$ | $1,071^{+0,110}_{-0,105} \times 10^{-5}$ | $4,396^{+0,168}_{-0,146} \times 10^{-4}$ |
| 550 | $5,353^{+0,549}_{-0,522} \times 10^{-4}$ | $0,927^{+0,095}_{-0,090} \times 10^{-5}$ | $4,441^{+0,149}_{-0,147} \times 10^{-4}$ |

Laut Theorie sollte das $\mu\tau$ -Produkt unabhängig von der Spannung sein. Für die Messungen am 1mm-Detektor mit Elektronen weicht aber der Wert bei 550V erheblich von den übrigen Werten ab, bei den Löchern nimmt das $\mu\tau$ -Produkt zu höheren Spannungen hin ab. Bei den Elektronen scheint es sinnvoll zu sein, aus den drei Werten niedrigerer Spannungen einen Mittelwert zu bilden, denn die Position des Alpha-Peaks, die in die Rechnung eingeht, scheint gegenüber den anderen etwas verschoben (grüne Kurve in Abbildung 6-1), was auf systematische Fehler beispielsweise aufgrund von Temperaturschwankungen hindeuten könnte. Bei den Löchern wird der Mittelwert aller vier Messwerte angegeben, obwohl ein spannungsabhängiger Verlauf unverkennbar ist. Dabei ist zu beachten, dass diese Werte möglicherweise nur in dem eingeschränkten Spannungsbereich gelten. Die systematischen Fehler aufgrund der Bestimmung der Dicke beim 1mm-Detektor betragen recht genau 10%, die beim 3mm-Detektor etwa 4%. Diese müssen im Endergebnis berücksichtigt werden.

Die Mittelwerte mit Standardabweichung des Mittelwertes beim 1mm-Detektor sind:

$$\mu\tau_e = (2,77 \pm 0,21) \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{V}$$

$$\mu\tau_h = (1,28 \pm 0,21) \times 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{V}$$

Für den 3mm-Detektor ergibt sich für den Mittelwert mit Standardabweichung

$$\mu\tau_e = (4,57 \pm 0,17) \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{V}$$

Dass sich die numerisch bestimmten Werte bei 100 V und 550 V im dünnen Detektor um den Faktor 2 unterscheiden, jedoch bei Löchern und Elektronen in umgekehrter Weise, lässt eine Sperrichtung der Kontakte vermuten, das bedeutet die Kontakte zeigen kein ideales ohmsches Verhalten, sondern auch Eigenschaften eines Schottky-Kontakts. In diesem Fall wäre der Messwert der Elektronen bei 550 V mit zu berücksichtigen. Wenn man ihn mit einbezieht und dann den gewichteten Mittelwert bildet, so erhält man aufgrund dessen großen Einzelfehlers einen Wert im selben Bereich wie zuvor, nämlich $\mu\tau_e = 3,05 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{V}$.

6.1.3 Methode der Kurvenfits

Im Anschluss wurden die $\mu\tau$ -Produkte mit Hilfe von Kurvenfits bestimmt. Die Fehler aus den Gauss-Fits für die jeweilige Amplitude des Spannungssignals fallen sehr klein aus, sie berücksichtigen nicht den systematischen Fehler der ursprünglich erzeugten Ladung. Es bietet sich deshalb an, die gemessene Ladung anteilig zur erzeugten Ladung als y-Wert zu nehmen, also $y = \frac{V}{P \cdot Q_0} = \frac{Q}{Q_0}$. Der Fehler von einem Prozent aus Q_0 geht linear in den des y-Werts ein. Die Fitfunktion ist dann

$$y(U) = U \frac{\mu\tau}{d^2} \cdot \left(1 - e^{-\frac{1}{U} \frac{d^2}{\mu\tau}} \right) \quad (6.1)$$

Dabei wird von ORIGIN der Wert $X = \frac{\mu\tau}{d^2}$ in Abhängigkeit von U bestimmt und dazu ein Fehler auf X ausgegeben. In diesem ist jedoch nicht berücksichtigt, dass die Fehler auf die y-Werte nicht unabhängig voneinander sind, sondern es sich vielmehr um einen systematischen Fehler handelt. Der Fehler auf X wird bestimmt, indem alle y-Werte mit 1,01 bzw. 0,99 multipliziert und dann nochmals gefittet werden. Aus den Ergebnissen ist ersichtlich, wie sich X mit Variation um den systematischen Fehlers von 1% nach oben oder unten ändert. Aus den beiden Ergebnissen wird die Standardabweichung des Mittelwerts berechnet und als Fehler $s(X)$ angenommen. Der Fehler $s(\mu\tau)$ berechnet sich dann nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz. Das $\mu\tau$ -Produkt mit Fehler ist:

$$\mu\tau = X \cdot d^2$$

$$s(\mu\tau) = \sqrt{(d^2 \cdot s(X))^2 + (2Xd \cdot s(d))^2}$$

Der Messfehler auf die Dicke ist $s(d) = 0,005 \text{ cm}$.

Der Fit für die Elektronen ist in Abbildung 6-4 dargestellt. Der Fitparameter ist $P1 \equiv X$, der Fehler wurde zu $s(X) = 0,0033 \frac{1}{V}$ bestimmt. Damit folgt

$$\mu\tau_e = (2,73 \pm 0,43) \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{V}$$

Das Ergebnis bestätigt das Vorgehen, den Mittelwert nur aus den drei ersten Werten zu bilden, denn trotz der Berücksichtigung des vierten Wertes liefert der Fit als Ergebnis einen Wert in derselben Größenordnung. Das χ^2 von 1,2 bestätigt den theoretischen Verlauf.

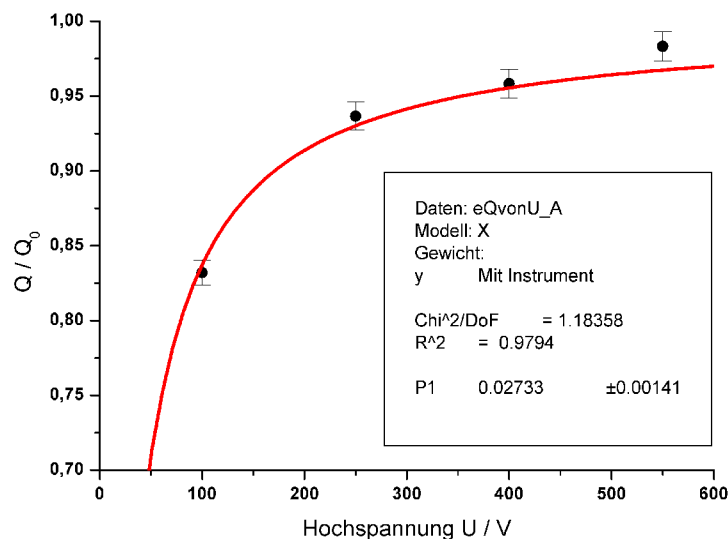


Abbildung 6-4: Kurvenfit zur Bestimmung des $\mu\tau$ -Produktes;
Elektronen, 1mm-Detektor

Für die Messung der Löcher mit dem 1mm-Detektor ist ein solcher Plot in Abbildung 6-5 dargestellt. Der Fit passt nicht zu den experimentellen Daten, diese weisen eine geringere Steigung auf. Das Ergebnis $(1,25 \pm 0,13) \times 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{V}$ liegt aber innerhalb der Standardabweichung des zuvor bestimmten Wertes.

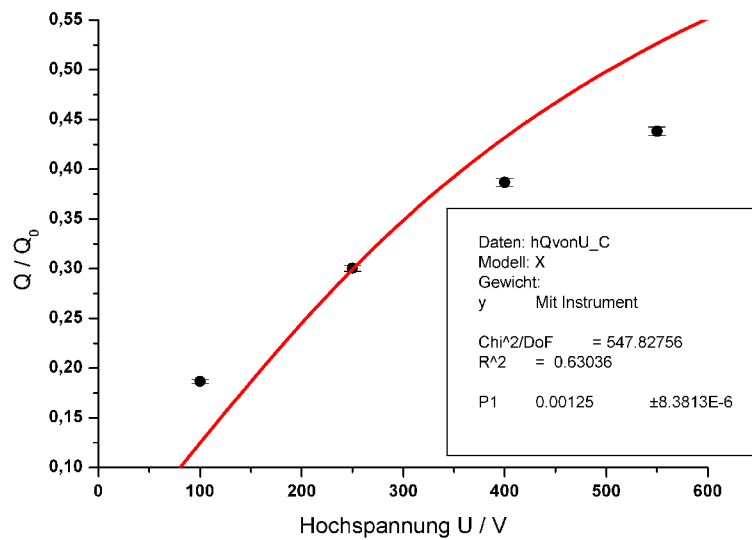


Abbildung 6-5: Vergleich der Messpunkte mit dem theoretischen Verlauf (Kurvenfit) der Spannungsabhängigkeit der Pulshöhen; Löcher, 1mm-Detektor

Bei der Elektronen-Messung mit dem 3mm-Detektor (Abbildung 6-6) ergab sich der

Fehler $s(X) = 1,8 \times 10^{-4} \frac{1}{V}$ und damit der Wert

$$\mu\tau_e = (4,84 \pm 0,23) \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{V}$$

Er weicht etwas vom zuvor bestimmten Wert ab, allerdings ist das χ^2 des Fits sehr groß. Möglicherweise sind im 3mm-Detektor bei den relativ geringen Feldstärken die Auswirkungen etwaiger Feldinhomogenitäten nicht zu vernachlässigen. Diese könnten zu einem größeren systematischen Fehler führen.

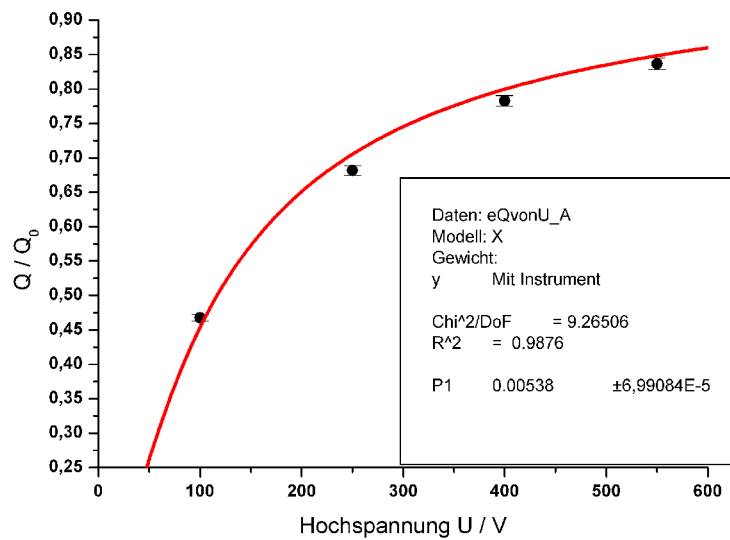


Abbildung 6-6: Kurvenfit zur Bestimmung des $\mu\tau$ -Produktes;
Elektronen, 3mm-Detektor

6.2 Bestimmung der Beweglichkeit μ

Die Methode zur Bestimmung der Beweglichkeit wurde in Kapitel 5.2.3 vorgestellt. Zunächst wird die Gültigkeit der Methode anhand typischer aufgezeichneter Pulse überprüft, im Anschluss werden die Werte für μ berechnet.

6.2.1 Vorüberlegungen anhand typischer Pulsformen

Wie bereits in Kapitel 5.4.2 ausführlich geschildert, muss man bei schnellen Signalen der Elektronen die Faltung des Ladungspulses mit der Elektronit mit berücksichtigen, wenn die Driftzeit im Bereich der Anstiegszeit des Vorverstärkers liegt. Bei den Elektronen im 1mm-Detektor erreicht man schon bei 250 V den kritischen Bereich, ab dem die Antwortfunktion des Vorverstärkers die Pulsform dominiert. Für die Driftzeit gilt bei 250 V

$$t_{ir} = \frac{d^2}{\mu \cdot U} \approx \frac{0,01\text{cm}^2}{1000 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \cdot 250\text{V}} = 40\text{ns} \approx t_{VV}$$

In Abbildung 6-7 sind typische Elektronen-Pulse des 1mm-Detektors dargestellt. Tatsächlich ist zu sehen, dass sich die Steigung der Elektronen-Pulse ab 250 V aufwärts kaum verändert. Abbildung 6-8 stellt die entsprechenden Löcher-Pulse dar. Bei 100 V Spannung ist kein linearer Bereich zu erkennen, hier werden die Messungen mit höherer Spannung bessere Ergebnisse liefern. Besonders am höchsten Puls sieht man deutlich

nach dem linearen Bereich einen weiteren exponentiellen Anstieg als Effekt des Detrapping. Die Amplituden der Pulse wurden außerhalb des abgebildeten Bereichs bestimmt, bei einer Zeit, an der die Pulshöhe ihr Maximum bereits erreicht hat.

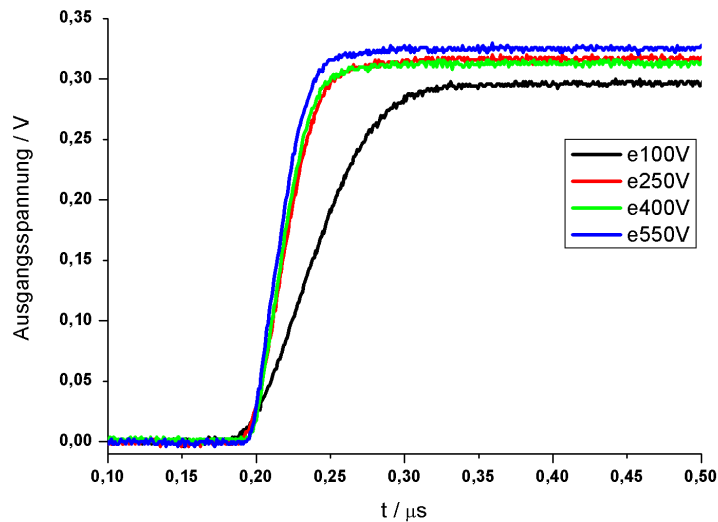


Abbildung 6-7: Typische Elektronen-Pulse, 1mm-Detektor

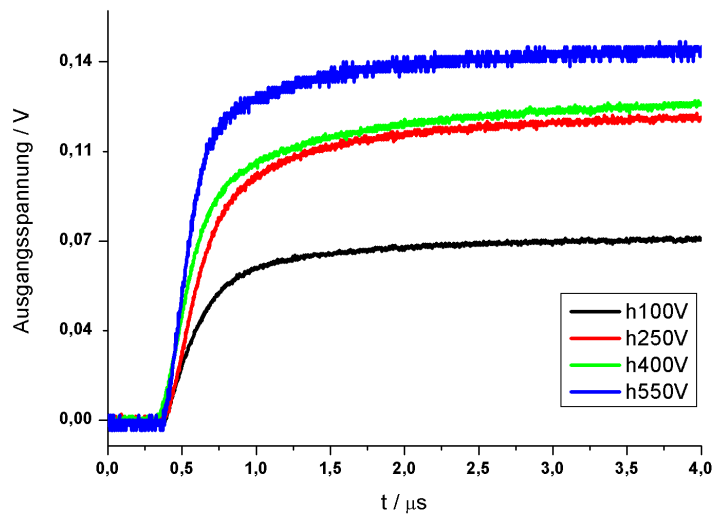


Abbildung 6-8: Typische Locher-Pulse, 1mm-Detektor

Die Pulsformen des 3mm-Detektors (Abbildung 6-9) zeigen, dass bei niedrigen Spannungen auch bei den Elektronen Detrapping zum Tragen kommt.

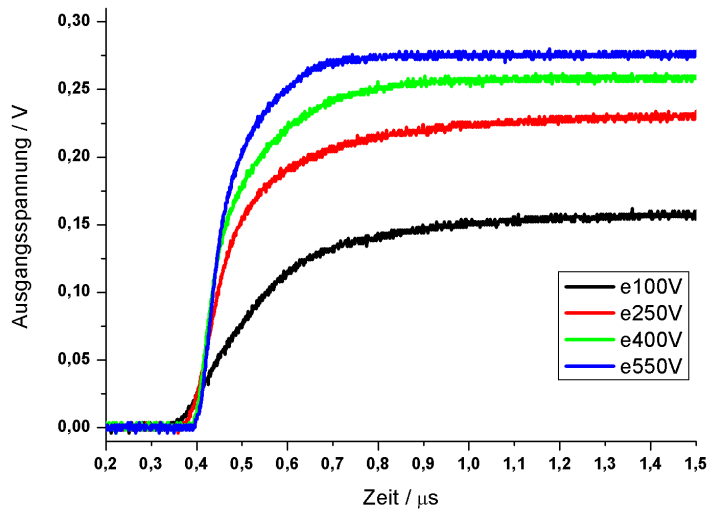


Abbildung 6-9: Typische Elektronen-Pulse, 3mm-Detektor

6.2.2 Berechnung der Beweglichkeit

Die maximale Steigung eines Pulses wurde mit Hilfe eines digitalen Filters bestimmt, welches über den gesamten Puls läuft und dabei zwei laufende Mittelwerte bildet, die direkt nebeneinander liegen. Zwischen diesen beiden laufenden Mittelwerten wird die Differenz berechnet. Das Ergebnis ist eine numerische Ableitung des durch eine Mittelwertbildung geglätteten Pulses. Dabei musste darauf geachtet werden, dass die gesamte Länge des Filters möglichst kurz ist, jedenfalls kürzer als der lineare Bereich der ansteigenden Flanke, in dem die Steigung maximal ist. Gleichzeitig muss aber auch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Ableitung groß genug sein, um deren Maxima bestimmen zu können. Zu jedem Puls wurde das Maximum der numerischen Ableitung bestimmt. Die maximalen Steigungen der Pulse konnten dann als Histogramm aufgetragen werden, mit der maximalen Steigung als x-Achse und der Ereignishäufigkeit (bzw. der Anzahl der Ereignisse pro Intervall) als y-Achse.

Das Ergebnis ist für die Elektronen in Abbildung 6-10 aufgetragen. Die Positionen der Peaks wurden wieder durch Gauss-Fits auf den abfallenden Flanken bestimmt und die Beweglichkeiten aus Gleichung (5.7) berechnet. Dabei gehen die erzeugte Ladung Q_0 linear und die Dicke des Detektors d quadratisch in die Beweglichkeit ein, ihre Fehler dominieren und wurden zur Berechnung des Fehlers von μ berücksichtigt. Deshalb gilt für den relativen Fehler auf die Beweglichkeit

$$\frac{s(\mu)}{\mu} = \sqrt{\left(\frac{s(Q_0)}{Q_0}\right)^2 + \left(2 \cdot \frac{s(d)}{d}\right)^2}$$

Für den 1mm-Detektor ist das ein Fehler von 10%, für den 3mm-Detektor erhält man 3,5%.

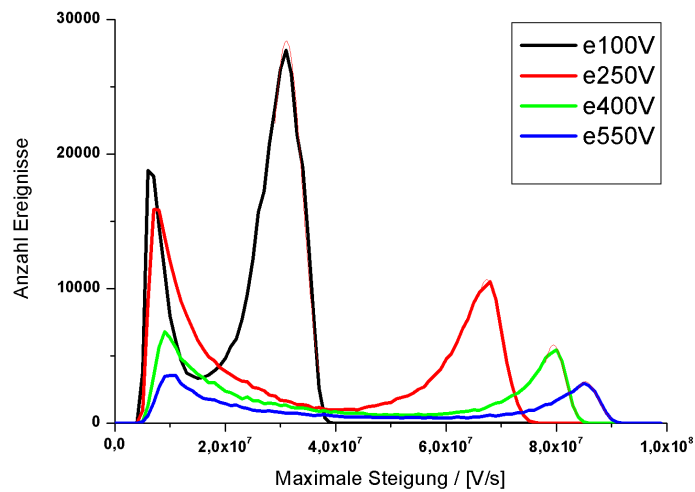


Abbildung 6-10: Verteilung der maximalen Steigung der Anstiegsflanke; Elektronen, 1mm-Detektor

Tabelle 6-2: Beweglichkeit, bestimmt aus dem Maximum der Anstiegsflanke

| Spannung U [V] | 1mm-Detektor | | 3mm-Detektor |
|------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|
| | μ_e [cm^2/Vs] | μ_h [cm^2/Vs] | μ_e [cm^2/Vs] |
| 100 | 967 ± 97 | --- | 1319 ± 46 |
| 250 | (840 ± 84) | $37,6 \pm 3,8$ | 1783 ± 62 |
| 400 | (619 ± 62) | $33,8 \pm 3,4$ | 1842 ± 64 |
| 550 | (483 ± 48) | $31,2 \pm 3,1$ | 1655 ± 58 |

Bei den Ergebnissen des 1mm-Detektors sieht man sich bei den Elektronen in der Vermutung bestätigt, dass man nur den ersten Messwert heranziehen kann, ohne die Faltung zu berücksichtigen. Der Messwert bei 250V liegt noch im gleichen Bereich, ist aber auch schon unverkennbar geringer. Die Maxima bei den Löchern waren stark mit Rauschsignalen überlagert, für die Messung bei 100 Volt konnte das Histogramm nicht mehr sinnvoll gefittet werden. Wie zuvor beim $\mu\tau$ -Produkt ist eine Abnahme der Beweglichkeit der Löcher zu höheren Spannungen zu erkennen. Für den Bereich von 250 bis 550 Volt wird wieder der Mittelwert angegeben. Weil diesmal der systematische Fehler von d dominiert, wird nicht die Standardabweichung, sondern der prozentuale Fehler $\frac{s(\mu)}{\mu} = 0,10$ angegeben. Die Ergebnisse sind

$$\mu_e = 967 \pm 97 \text{ cm}^2/\text{Vs}$$

$$\mu_h = 34,2 \pm 3,4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$$

Die Messung der Löcher-Pulse bei 100V sollte sich wie in Kapitel 5.2.3 vorgeschlagen zur Bestimmung der Beweglichkeit über einen Exponentialfit eignen. Allerdings konnte auch in dem Histogramm, das die Verteilung der Ursprungssteigung der Fitfunktion darstellt, das Signal nicht mehr vom Rauschen getrennt werden.

Die Ergebnisse der Beweglichkeit des 3mm-Detektors der Elektronen-Messung fallen größer aus als die des 1mm-Detektors. Das wurde erwartet, weil Kristalle aus der Züchtung des 3mm-Detektors in Ätzgrubendichtemessungen (Etch-Pit-Density, EPD) eine wesentlich geringere Versetzungsdichte aufwiesen, es wurden Werte von unter $10^4 \frac{1}{\text{cm}^2}$ erreicht (zum Vergleich: $\approx 10^5 \frac{1}{\text{cm}^2}$ bei Kristallen der Züchtung des 1mm-Detektors). Demgegenüber wird jedoch keine größere Lebensdauer erwartet, weil sich die beiden Detektoren von der chemischen Zusammensetzung her gleichen.

Nach der Mittelwertbildung der Ergebnisse des 3mm-Detektors übersteigt die Standardabweichung den Einzelfehler, deshalb wird sie als Fehler angegeben. Mittelwert und Standardabweichung der Beweglichkeit der Elektronen sind

$$\mu_e = 1650 \pm 120 \text{ cm}^2/\text{Vs}$$

Bei der Messreihe der Löcher mit dem 3mm-Detektor konnte in den entsprechenden Histogrammen das Signal auch diesmal nicht vom Rauschen getrennt werden.

6.3 Bestimmung der Lebensdauer τ

Auch hier stehen zwei Methoden zur Verfügung, eine Berechnung aus den bisher bestimmten Größen sowie die Methode der Exponentialfits, die in Kapitel 5.2.4 vorgestellt wurde. Für Letztere ist allerdings ein erkennbarer exponentieller Verlauf für Zeiten unterhalb der Driftzeit erforderlich.

6.3.1 Direkte Berechnung

Mit Hilfe der oben bestimmten Größen werden nun die Lebensdauern berechnet. Als Ausgangswerte der $\mu\tau$ -Produkte stehen jeweils zwei Ergebnisse zur Verfügung. Für die Bestimmung der Lebensdauern der Elektronen beider Detektoren werden die Ergebnisse aus den Kurvenfits herangezogen, weil die Messwerte der detektierten Ladung relativ gut dem theoretischen Wert folgen und die angegebenen Fehler auch die systematischen Fehler beinhalten. Bei den Löchern im 1mm-Detektor wurde der Mittelwert genommen, weil die Werte so stark voneinander abweichen. Die Standardabweichung des Mittelwerts überwiegt hier die systematischen Fehler aus dem Kurvenfit deutlich, deshalb wird sie als Fehler übernommen. Die Fehler des $\mu\tau$ -Produkts und der Beweglichkeit stammen beide aus den systematischen Fehlern auf Q_0 und d , deshalb werden sie stark korreliert sein. Sie unterscheiden sich aber jeweils deutlich, deshalb wurde nur der größere Fehler linear fortgepflanzt:

$$\frac{s(\tau)}{\tau} = \sqrt{\left(\max\left(\frac{s(\mu\tau)}{\mu\tau}, \frac{s(\mu)}{\mu} \right) \right)^2}$$

Beim 1mm-Detektor waren das die Fehler aus der $\mu\tau$ -Bestimmung von 15,8% für Elektronen und 16,4% für Löcher, beim 3mm-Detektor die Standardabweichung der Beweglichkeit der Elektronen μ_e von 7,27%.

Damit ergeben sich folgende Werte für den 1mm-Detektor:

$$\tau_e = 0,282 \pm 0,044 \text{ } \mu\text{s}$$

$$\tau_h = 0,374 \pm 0,061 \text{ } \mu\text{s}$$

Die Lebensdauer der Elektronen im 3mm-Detektor ist:

$$\tau_e = 0,293 \pm 0,021 \mu\text{s}$$

Diese stimmt mit der Lebensdauer im dünnen Detektor überein. Das größere $\mu\tau$ -Produkt des dickeren Detektors ist also ausschließlich auf die größere Beweglichkeit zurückzuführen. Die Lebensdauer der Elektronen fällt genauso wie das $\mu\tau$ -Produkt eine Größenordnung kleiner aus als in der Literatur angegeben und ist sogar kleiner als die der Löcher.

6.3.2 Methode der Exponentialfits

Für die Messung mit $U = 100 \text{ V}$ des 1mm-Detektors, wo der exponentielle Verlauf der Pulse unverkennbar ist, wurde der Datensatz mit der Methode der Exponentialfits nach Gleichung (5.5) ausgewertet. Zur Anschauung ist in Abbildung 6-11 wieder der typische Löcher-Puls bei 100 Volt dargestellt. Die beiden Exponentialfits machen deutlich, dass das Signal aus zwei Teilen besteht. Es folgt der Hecht-Relation bis zur Driftzeit t_{tr} , der Anstieg danach folgt der qualitativ gleichen Exponentialkurve, diesmal mit der Zeitkonstante des Detrapping τ_D . Als y-Fehler wurde dabei die bei der Aufnahme des Pulses am Oszilloskop eingestellte Auflösung genommen, $s(V) = 0,4\text{mV}$.

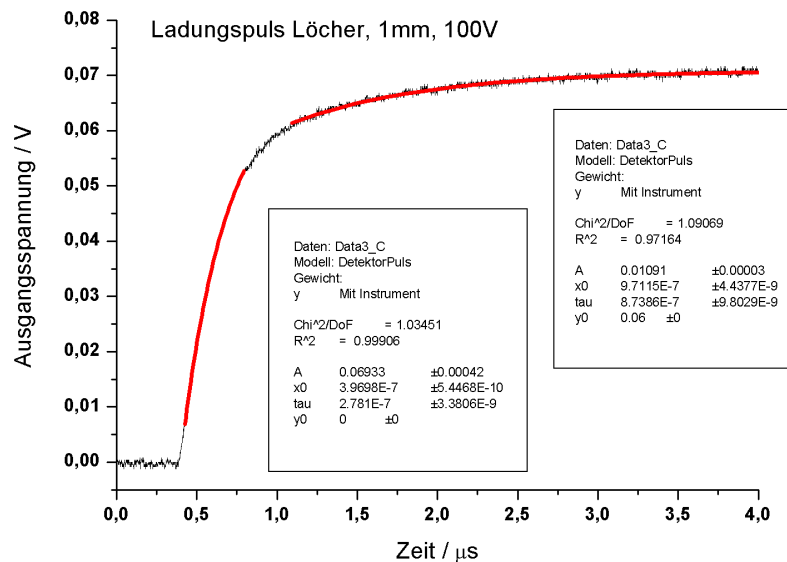


Abbildung 6-11: Typischer Löcher-Puls, 1mmCZT, 100V, mit zwei Exponentialfits

Diese Fits wurden für sämtliche Pulse durchgeführt und die Ereignishäufigkeit des Fitparameters τ gegen die gemessene Amplitude aufgetragen (Abbildung 6-12). In

diesem Diagramm ist im linken Bereich ein Maximum zu sehen, das vom Rauschen herrührt. Der Ausläufer nach rechts, also in den höheren Energiebereich, gehört zu Ereignissen des Alpha-Peaks. Er verläuft horizontal, die Lebensdauer ist also unabhängig von der Amplitude.

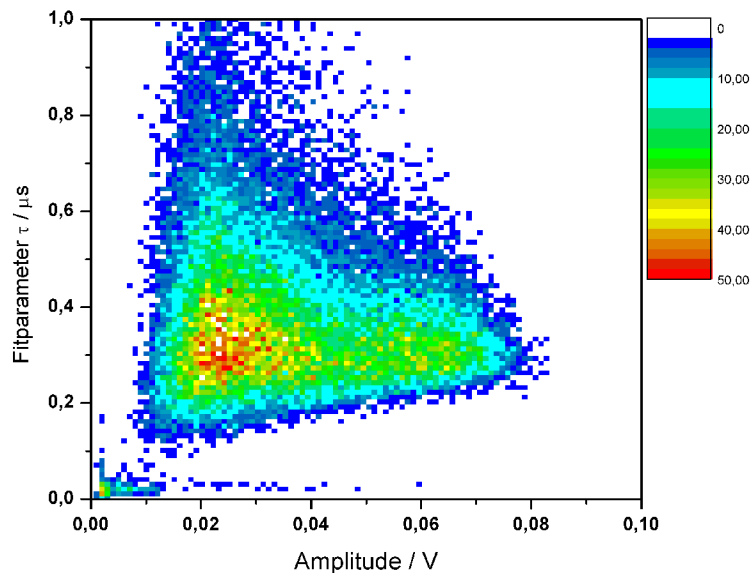


Abbildung 6-12: Biparametrisches Spektrum des Fitparameters τ zur gemessenen Amplitude, Pulse der Löcher, 1mm CZT, 550 V

Für das Histogramm, das die Verteilung der Werte der Lebensdauer aus den Exponentialfits darstellt, wird das Diagramm von Abbildung 6-12 bei 0,048V abgeschnitten und über die x-Achse integriert. Es ergibt sich die Verteilung Abbildung 6-13, deren theoretischer Verlauf zunächst unbekannt ist. Es könnte sich um eine Gauss-Verteilung handeln, an deren rechter Flanke störende Effekte, physikalischer Natur oder aufgrund von fehlerhaften Kurvenfits, zu einem Ausläufer führen. Zur Bestimmung des Maximums wurde deshalb zunächst ein Gauss-Fit auf der linken Flanke durchgeführt. Entspricht die gemessene Verteilung jedoch der tatsächlichen physikalischen Verteilung der Zeitkonstanten der Pulse, so muss der Mittelwert aller Messwerte gebildet werden. Dazu wird die Kurve in Abbildung 6-13 numerisch integriert, dann wird auf halber Höhe der x-Wert abgelesen. Aus den zwei so erhaltenen Werten wird wiederum der Mittelwert berechnet und dessen Standardabweichung als Fehler genommen. Das Maximum des Gauss-Fits liegt bei $0,296 \mu\text{s}$, das Mittel der gemessenen Verteilung bei $0,323 \mu\text{s}$. Daraus folgt für die Lebensdauer der Löcher im 1mm-Detektor

$$\tau_h = 0,310 \pm 0,019 \mu\text{s}$$

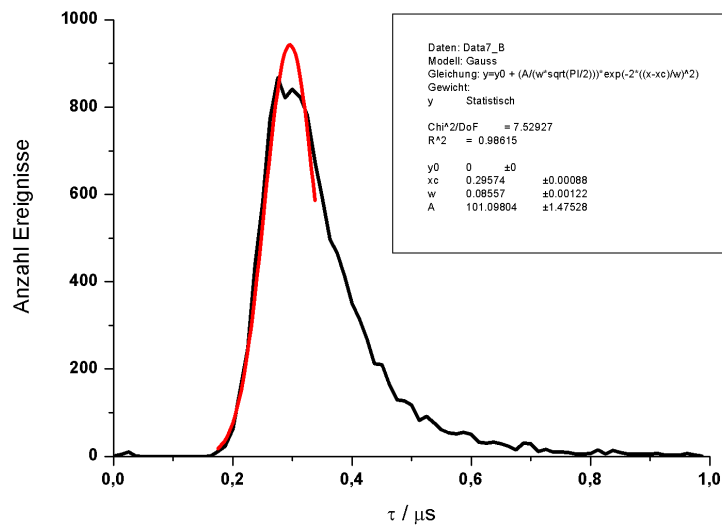


Abbildung 6-13: Histogramm des Fitparameters τ und Gauss-Fit

Die so bestimmte Lebensdauer ist kleiner als die direkt berechnete. Das wurde erwartet, da bei der konventionellen Bestimmung von $\mu\tau$ die Amplitude erst nach der Detrapping-Zeit ermittelt wird, also nachdem die Ladungsträger, die von Trapping-Zentren eingefangen wurden, wieder emittiert wurden und zu einem weiteren Pulsanstieg beitragen konnten. Deshalb wird das Trapping nicht berücksichtigt. Im jetzigen Fall wird der Fit für $t < t_{tr}$ gemacht, hier trägt das Trapping zu einem langsameren Pulsanstieg bei, die Lebensdauer erscheint geringer.

Da die Beweglichkeit der Elektronen im 3mm-Detektor deutlich größer ist als in der Literatur angegeben, ist es wünschenswert, die Lebensdauer unabhängig von μ zu bestimmen, um die Ergebnisse nochmals verifizieren zu können. Dafür wurde wie oben vorgegangen, allerdings gelang es nur für die Pulsformen bei 100V, bei denen im Gegensatz zu den anderen Spannungen der exponentielle Anstieg auch in Abbildung 6-9 erkennbar ist. Der Gauss-Fit ergab $0,239 \mu\text{s}$, der Mittelwert der tatsächlich gemessenen Verteilung liegt bei $0,278 \mu\text{s}$. Damit folgt für die Lebensdauer

$$\tau_e = 0,259 \pm 0,028 \mu\text{s}$$

Diese fällt damit auch wieder geringer aus, wie aufgrund der Auswirkung des Detrapping erwartet. Das Ergebnis bestätigt jedoch den hohen Wert für die Beweglichkeit.

Es ist nochmals darauf hinzuweisen, dass sämtliche bisherige Messwerte anhand von Formeln bestimmt wurden, die das Detrapping vernachlässigen. Daher sind sie bei langen Driftzeiten $t_{tr} = \frac{d}{\mu E}$, also bei kleinen $\frac{U}{d^2}$, wenn viel Ladung getrappt werden kann, nur bedingt aussagekräftig.

6.4 Bestimmung der Detrapping-Zeit τ_D

Zur Bestimmung der Detrapping-Zeiten der Löcher wurden sämtliche Löcher-Pulse des 1mm-Detektors bei 550 V im Bereich $t > t_{tr}$ mit der Funktion (5.8) gefittet. Als Parameter $y(t_{tr})$ wurde ein Mittelwert der Signalhöhe am Beginn des Fitbereichs aufgenommen. Ähnlich wie zuvor bei der Bestimmung der Lebensdauer über die Methode der Exponentialfits wurde zuerst ein biparametrisches Spektrum mit der Amplitude sowie dem Fitparameter τ_D als Achsen aufgetragen, um das Signal vom Rauschpeak trennen zu können. Es wurde ein Schnitt bei 0,13 V gesetzt. Der Fit-Parameter τ_D der Ereignisse mit größerer Amplitude folgt der Verteilung in Abbildung 6-14. Offensichtlich handelt sich um eine Gauss-Verteilung, wegen des Ausläufers an der rechten Flanke fällt das χ^2 des Gauss-Fits so groß aus. Das Maximum liegt bei 0,7869 μs , ORIGIN gibt wieder einen sehr kleinen Fehler von 0,0004 μs an. Wie zuvor bei der Bestimmung des Fehlers für die Lebensdauer aus dem Exponentialfit wurde auch der Mittelwert der tatsächlichen Verteilung bestimmt, indem die Kurve in Abbildung 6-14 numerisch integriert wurde und der x-Wert auf halber Höhe abgelesen wurde, dieser beträgt 0,789 μs . Der Mittelwert mit Standardabweichung dieser zwei Werte ist dann

$$\tau_D = 0,7880 \pm 0,0015 \mu\text{s}$$

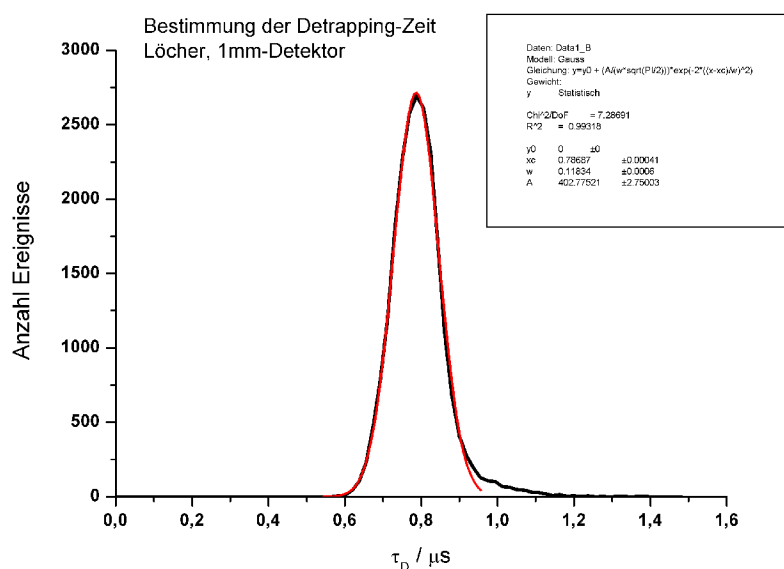


Abbildung 6-14: Histogramm der Verteilung von τ_D der Löcher im 1mm-Detektor, aus dem Fitparameter der Exponentialfits

Die Detrapping-Zeit der Elektronen konnte selbst im 3mm-Detektor nicht bestimmt werden. Die Pulsformen zeigen zwar ein entsprechendes Verhalten, jedoch ist die

Detrapping-Zeit so kurz, dass sich das Ergebnis aus den Exponentialfits stark vom Fitbereich abhängig zeigte. Außerdem wichen beim 3mm-Detektor die einzelnen Pulse stark voneinander ab, es schien keine einheitliche Detrapping-Zeit und auch keinen einheitlichen Fitbereich zu geben. Eine mögliche Erklärung dafür wird im nächsten Abschnitt erläutert.

6.5 Genauere Untersuchung des 3mm-Detektors durch biparametrische Spektren

In den konventionellen Spektren aus Abbildung 6-3 ist bei der niedrigsten Spannung ein Doppelpeak zu sehen. Der Kristall des 3mm-Detektors hat eine Korngrenze unterhalb des Kontakts, was vermuten lässt, dass die beiden Peaks Wechselwirkungen in zwei verschiedenen Bereichen des Kristalls darstellen. Wird die Ereignishäufigkeit abhängig von den Parametern Amplitude und Steigung der Anstiegsflanke dargestellt, was einem biparametrischen Spektrum mit den entsprechenden Achsen entspricht, so ist die Doppelpeak-Struktur bei allen Spannungen des Detektors zu sehen. In Abbildung 6-15 ist das entsprechende Diagramm für die Spannung 250 V dargestellt. Deutlich sind die zwei Peaks zu sehen. Da sie im biparametrischen Spektrum genau übereinander liegen, können sie in einem konventionellen Spektrum, das ja durch Integration über die y-Achse entsteht, nicht aufgelöst werden. Die als y-Achse aufgetragene maximale Steigung der Pulse ist direkt proportional zur Beweglichkeit, es gibt also im Kristall zwei getrennte Bereiche mit verschiedenen Beweglichkeiten. Das bekräftigt die Vermutung, dass der Effekt durch die Korngrenze verursacht wird.

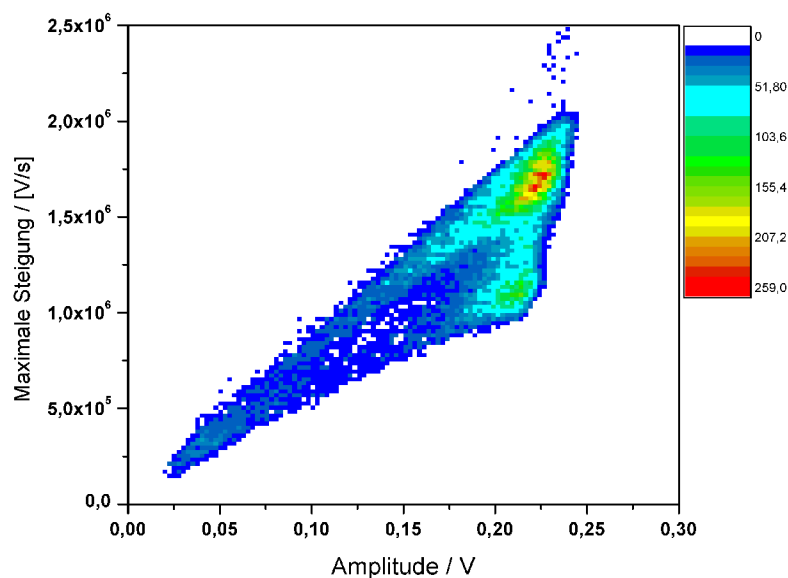


Abbildung 6-15: Ereignishäufigkeit der Elektronen-Pulse, 3mm-Detektor, 250 V

6.6 Zusammenfassung der Ergebnisse der Alpha-Messungen

Tabelle 6-3: Ergebnisse der Alpha-Messungen

| | 1mm-Detektor | | 2mm-Detektor |
|--------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|
| | Elektronen | Löcher | Elektronen |
| $\mu\tau$ [cm ² /V] | $(2,73 \pm 0,43) \times 10^{-4}$ | $(1,28 \pm 0,21) \times 10^{-5}$ | $(4,84 \pm 0,23) \times 10^{-4}$ |
| μ [cm ² /Vs] | 967 ± 97 | $34,2 \pm 3,4$ | 1650 ± 120 |
| τ [μs] | $0,282 \pm 0,044$ | $0,374 \pm 0,061$ | $0,293 \pm 0,021$ |
| τ_D [μs] | --- | $0,7880 \pm 0,0015$ | --- |

7 Aufnahme und Korrektur von biparametrischen Spektren

Zur Erzeugung von Gamma-Spektren wurden mit verschiedenen Detektoren und Quellen jeweils wieder die Pulsformen von mehreren 100.000 Ereignissen aufgenommen. Als Quellen standen Americium, Kobalt, Ruthenium und Cäsium zur Verfügung (Anhang C). Aus den aufgezeichneten Pulsen können konventionelle und biparametrische Spektren generiert werden. Zunächst werden die konventionellen Spektren gezeigt. Es folgt die ausführliche Besprechung der Korrektur anhand eines biparametrischen ^{137}Cs -Spektrums des 1mm-Detektors. Dann wird anhand eines ^{106}Ru -Spektrums überprüft, ob die so gewonnene Korrekturfunktion auf beliebige Spektren angewendet werden kann. Danach werden noch weitere korrigierte Spektren sämtlicher Detektoren präsentiert.

7.1 Konventionelle Energiespektren

Die folgenden Spektren wurden aus den aufgezeichneten Pulsen generiert, indem die Signalhöhe vor dem Pulsanstieg sowie die Signalhöhe nach Erreichen des Maximums über einen gewissen Zeitraum gemittelt wurden. Die Differenz dieser beiden Mittelwerte ergibt die Amplitude des Pulses.

7.1.1 Spektren des 1mm-Detektors

Um eine möglichst gute Ladungsausbeute und damit klare konventionelle Spektren zu erreichen, muss die Spannung möglichst hoch eingestellt werden. Der 1mm-Detektor zeigt ab etwa 600 V Hochspannung starkes Rauschen, die Messungen wurden bei 550 V bzw. 575 V durchgeführt. Die Anstiegszeit des Vorverstärkers ist für konventionelle Spektren nicht von Belang.

In Abbildung 7-1 sind Spektren des ^{241}Am aufgetragen. Das Spektrum in schwarz wurde bei Einstrahlung auf die Kathode aufgenommen, es wurden also die Elektronen-Pulse aufgenommen. Die Halbwertsbreiten wurden abgelesen und stammen nicht von den Gauss-Fits. Dadurch wird eine Halbwertsbreite (FWHM) von 19,7% erreicht sowie ein Peak-to-valley-Verhältnis (PV) von 5,9. Im Vergleich dazu hat der Gauss-Fit eine Halbwertsbreite von 16,3%. Bei der in rot aufgetragenen Messung wurde die Spannung umgepolt. Man sieht deutlich, dass der Peak dadurch breiter wird (FWHM=47%) und nicht mehr der Gauss-Verteilung folgt ($\chi^2 = 13,8$). Die Eindringtiefe der 60keV-Photonen beträgt nur 0,2 mm, deshalb werden die meisten Ladungsträger an der Anode erzeugt und hauptsächlich Löcher detektiert, die zur Kathode wandern. Bei den folgenden Spektren wurde auf die Kathode eingestrahlt.

Abbildung 7-2 zeigt das Spektrum von ^{57}Co . Bei dem 122-keV-Peak ist bereits eine deutliche Asymmetrie zu erkennen, weshalb im Wesentlichen nur auf der abfallenden Flanke gefittet wurde. Für den Peak bei 122 keV ergibt sich eine Halbwertsbreite von 9,3% und ein Peak-to-valley-Verhältnis von 1,3, der kleinere Peak bei 136 keV erreicht 7,0% mit lediglich $\text{PV} \approx 1$. Zu geringeren Energien hin erscheinen beide Peaks noch einmal, es handelt sich dabei um Escape-Peaks (siehe Anhang A).

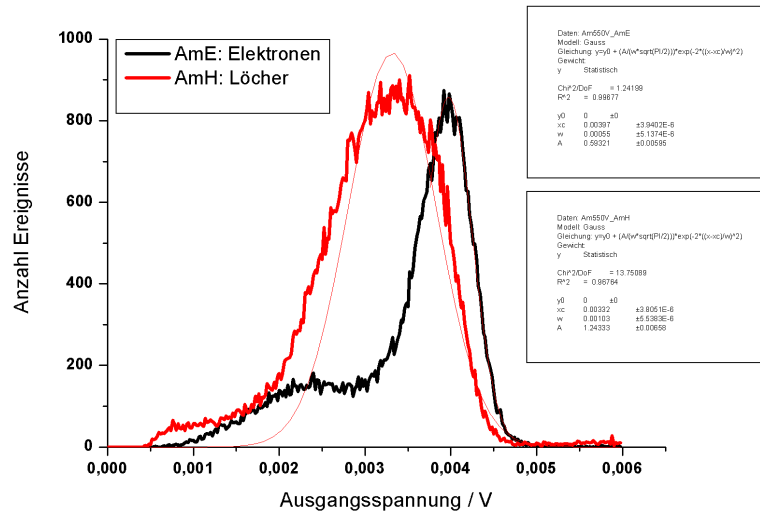


Abbildung 7-1: ^{241}Am -Spektrum, 1mm-Detektor, 550V, positive und negative Spannung

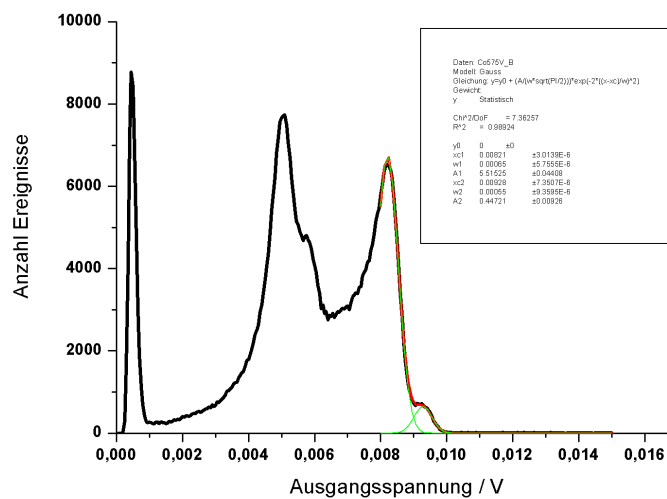


Abbildung 7-2: ^{57}Co -Spektrum, 1mm-Detektor, 550V

Das Spektrum einer ^{137}Cs -Quelle ist in Abbildung 7-3 dargestellt. Hier sieht man deutlich den Effekt des Energieverlusts. Der Peak bei 662 keV verschwindet fast ganz, dafür fallen Ereignisse in den Bereich zwischen Compton-Kante und Photopeak. Die Wechselwirkungen der Gamma-Quanten finden in diesem Fall praktisch homogen im gesamten Kristall statt. Das wirkt sich negativ auf das Peak-to-valley-Verhältnis aus: $PV = 1,2$. Auch hier wurde auf der abfallenden Flanke ein Gauss-Fit gemacht, die resultierende Halbwertsbreite beträgt 2,8%. Dieser Wert ist nicht aussagekräftig für die Energieauflösung, er gibt aber die Größenordnung der Auflösung an, die ein Spektrum ohne low energy tailing erreichen könnte.

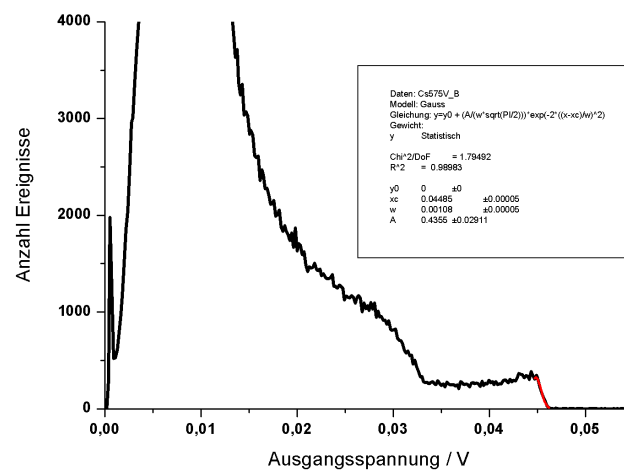
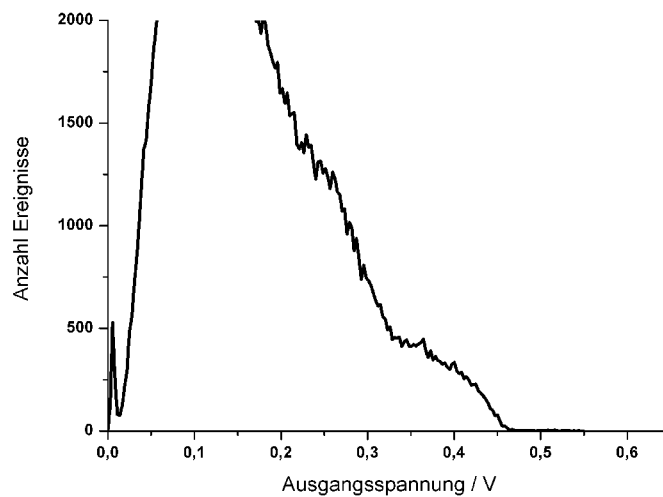


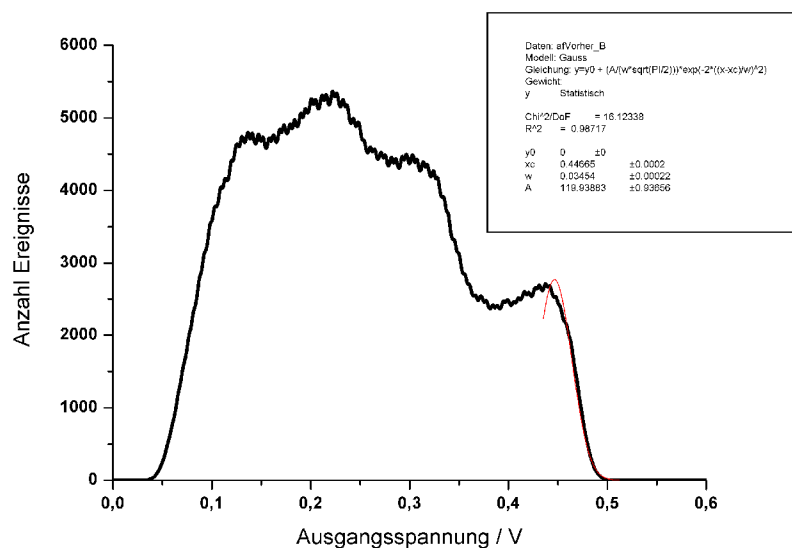
Abbildung 7-3: ^{137}Cs -Spektrum, 1mm-Detektor, 575 V

7.1.2 ^{137}Cs -Spektren der 3mm-Detektoren

Für eine hohe Nachweiseffizienz im unteren Energiebereich bis etwa 100 keV reicht eine Detektordicke von 1 mm aus. Für höhere Energien ist der Einsatz von dickeren Detektoren sinnvoll. Deshalb sollen nun ^{137}Cs -Messungen der beiden dickeren Detektoren vorgestellt werden. Die Spannung, ab der ein sprunghafter Anstieg des Rauschens festgestellt wurde, liegt bei dem in Kapitel 6 vermessenen 3mm-Detektor bei etwa 600 V und damit im selben Bereich wie beim 1mm-Detektor. Es wurde bei 550 V eine Messung gemacht, das konventionelle Spektrum ist in Abbildung 7-4 dargestellt. Allerdings ist auch bereits bei 550 V starkes Rauschen zu sehen, ein Photopeak ist nicht zu erkennen.

Abbildung 7-4: ^{137}Cs -Spektrum, 3mm-Detektor, 550 V

Deshalb wurde ein weiteres ^{137}Cs -Spektrum mit einem anderen Detektor mit 3 mm Dicke aufgezeichnet, bezeichnet als 3mmB. An diesen konnte eine höhere Spannung angelegt werden, die Messung wurde bei 755 V durchgeführt. In Abbildung 7-5 ist das Spektrum zu sehen, die rechten Flanken von Comptonkante und Photopeak können deutlich identifiziert werden. Das Peak-zu-valley-Verhältnis beträgt etwa 1,1 und die Halbwertsbreite des Gauss-Fits ist 9,3%.

Abbildung 7-5: ^{137}Cs -Spektrum, 3mmB-Detektor, 755 V

7.2 Biparametrische Spektren des 1mm-Detektors und deren Korrektur

Anhand von Messungen mit dem 1mm-Detektor wird die Theorie aus Kapitel 4.4 erläutert. Dazu werden biparametrische ^{137}Cs -Spektren bei 100 V und 575 V gezeigt. Die Korrektur wird dann exemplarisch an dem 575 V-Spektrum durchgeführt. Im Anschluss wird an einem ^{106}Ru -Spektrum gezeigt, dass mit der daraus erhaltenen Korrekturfunktion auch andere Spektren korrigiert werden können.

7.2.1 Biparametrische ^{137}Cs -Spektren des 1mm-Detektors bei 100 V

Wegen der Anstiegszeit t_{VV} des Vorverstärkers von ca. 50 ns kann die in Kapitel 4.4 vorgestellte Methode nur für niedrige Spannungen angewendet werden, weil sonst die Driftzeit der Elektronen kürzer ist als t_{VV} und die Amplitude des Elektronen-Signals nicht bestimmt werden kann. Deshalb wurden zunächst Pulse bei lediglich 100 V aufgenommen. Zu jedem Puls wurden die in Gleichungen (4.7) und (4.8) definierten Variablen mit Hilfe eines digitalen Filters bestimmt. Dabei wurde die Amplitude A erst bestimmt, wenn der Puls schon sein Maximum erreicht hat. Bei Parameter B , der Spannung des Signals nach der maximalen Driftzeit T_e der Elektronen, wurde der Messzeitpunkt variiert, um die Auswirkungen einer ungenauen Kenntnis von T_e zu untersuchen. Mit dem gemessenen Wert $\mu_e = 967\text{cm}^2/\text{Vs}$ ergibt sich bei 100 V eine Driftzeit von $T_e = 100\text{ns}$. In Abbildung 7-6 ist die Messung in einem biparametrischen Spektrum dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Ereignisse des Photopeaks sich über einen größeren Energiebereich erstrecken. Zu geringeren Energien hin nimmt der Parameter B geringere Werte an, Ereignisse des Photopeaks können diesem also eindeutig zugeschrieben werden.

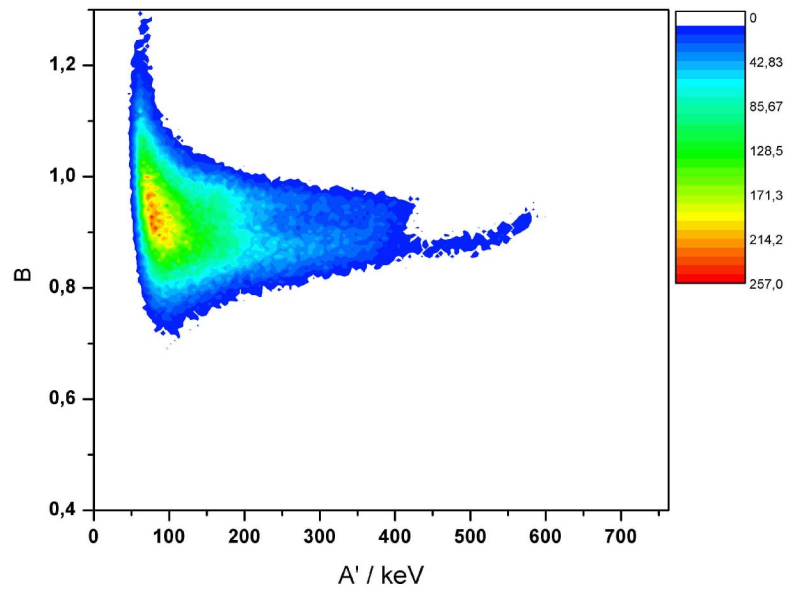


Abbildung 7-6: Biparametrisches ^{137}Cs -Spektrum, 1mm CZT, 100V

In Abbildung 7-7 sind Spektren des selben Datensatzes gezeigt, diesmal wurde der Parameter B mit Messzeiten von 50 ns bzw. 150 ns bestimmt. Im linken Bild wird $B=1$ nicht erreicht, da der Messzeitpunkt zu klein gewählt ist, auch kann man die verschiedenen Ereignisse nicht über den Parameter B unterscheiden. Im rechten Bild, bei der Bestimmung von B nach 150 ns, tritt der Photopeak sogar noch deutlicher hervor als in Abbildung 7-6. Das mag daran liegen, dass durch Feldinhomogenitäten und Randfelder bei vielen Ereignissen die Elektronen länger brauchen als den theoretischen Wert T_e , um die Anode zu erreichen, und deshalb ein späterer Zeitpunkt gewählt werden sollte, an dem B gemessen wird. Jedenfalls beeinträchtigt eine zu groß gewählte Messzeit das Ergebnis nicht, solange sie nur wesentlich kürzer ist als die maximale Driftzeit der Löcher T_h . Ist die Messzeit zu groß gewählt, liefern A und Q_e dieselben Werte und am oberen Rand des Spektrums bei $B = \frac{Q_e}{A} = 1$ tritt eine merkliche Häufung der Ereignisse auf.

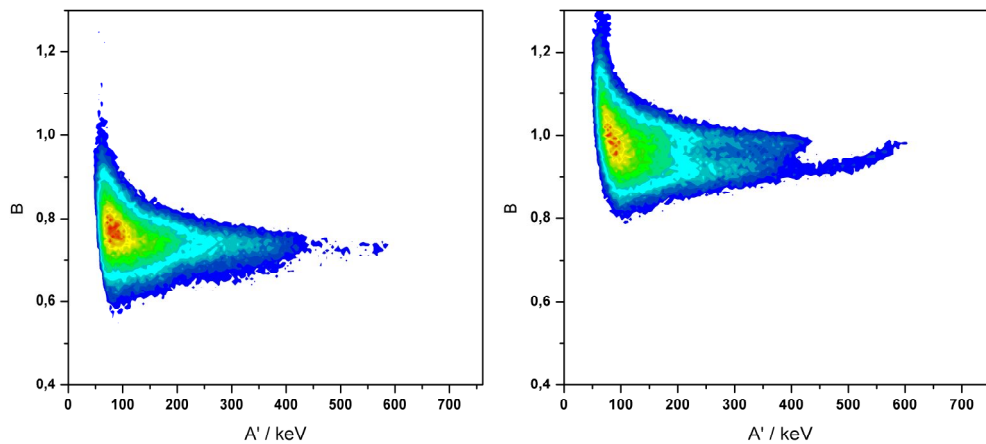


Abbildung 7-7: Biparametrische Spektren mit 50 ns und 150 ns Messzeit von B

Es ist nicht zu übersehen, dass die Linien anders verlaufen als nach Abbildung 4-11 erwartet. Der Photopeak verläuft sehr flach und ist bei Energien der Comptonkante nicht mehr von deren Ereignissen zu unterscheiden. Das gemessene $\mu\tau_e$ des 1mm-Detektors unterscheidet sich aber um eine Größenordnung von den idealen Werten aus Tabelle 2-2. Eine Simulation der Linien von Comptonkante und Photopeak mit den in Kapitel 6 gemessenen Größen bei einer Spannung von 100 Volt ist in Abbildung 7-8 in blau dargestellt. Tatsächlich entspricht der Verlauf qualitativ dem gemessenen, jener verläuft sogar noch flacher. Da die Spannung auf gleiche Weise in die Hecht-Relation eingeht wie das $\mu\tau$ -Produkt, wird das biparametrische Spektrum bei höheren Spannungen wieder eher dem in rot dargestellten Verlauf folgen, der mit einem Spannungswert von 575 Volt berechnet wurde.

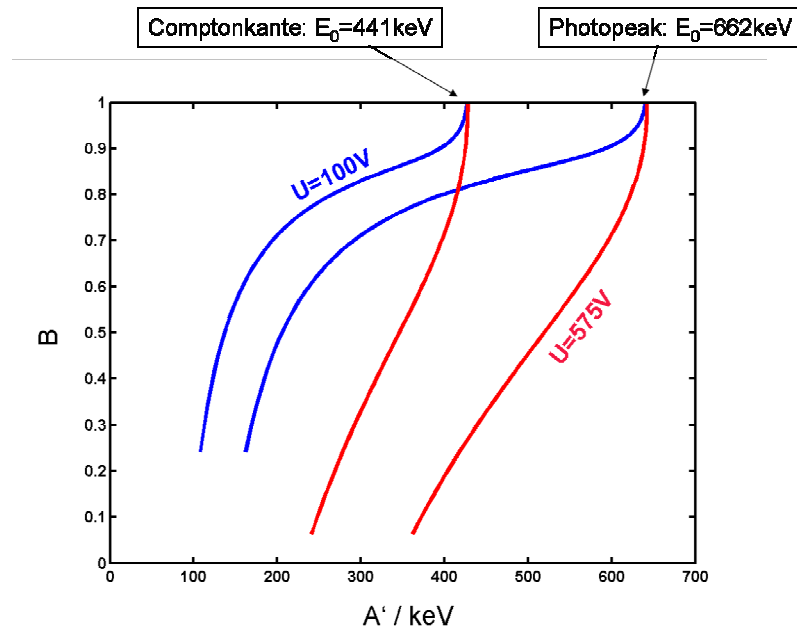


Abbildung 7-8: Berechnete Linien des ^{137}Cs -Spektrums des 1mm-Detektors mit den in Kapitel 6 gemessene Materialgrößen, bei 100 und 575 Volt

7.2.2 Korrektur des biparametrischen ^{137}Cs -Spektrums des 1mm-Detektors bei 575 V

Bei höheren Spannungen ergeben sich Driftzeiten der Elektronen im 1mm-Detektor, die kürzer sind als die Anstiegszeit des Vorverstärkers. Bei 575 V sind das $T_e = 18\text{ns}$ im Vergleich zu $t_{VV} \approx 50\text{ns}$. Wie in Abschnitt 5.4 gezeigt, gleicht der Spannungsverlauf am Ausgang des Vorverstärkers auf solch kurzen Zeitskalen dem eines Integrationsglieds und die Steigung des Spannungspulses ist proportional zur Amplitude eines Rechteckpulses am Vorverstärker-Eingang. Dies kann man sich zunutze machen, indem man für jeden Puls die Steigung bestimmt. Aufgrund des schnellen Anstieges des Elektronen-Signals wird dieses komplett aufgenommen, während nur ein kleiner Teil des Löcher-Signals mitgemessen wird. Eine entsprechende Messung wurde bei 575 V durchgeführt, es handelt sich um denselben Datensatz, wie er Abbildung 7-3 zugrunde liegt. Die maximale Steigung wurde wie bei der Bestimmung der Beweglichkeiten in Abschnitt 6.2 ermittelt. Um dann ein vergleichbares Spektrum zu erhalten, wurde die Steigung mit dem Umrechnungsfaktor aus Abschnitt 5.4.2 in eine Spannung umgerechnet und dann durch die gemessene Amplitude geteilt, um B zu erhalten. Das Ergebnis ist in Abbildung 7-9 gezeigt, der Photopeak verläuft deutlich separat von der Comptonkante. Der Proportionalitätsfaktor aus Abschnitt 5.4.2 gilt nur für die Kapazität von 5 pF und ideale Rechtecksignale, deshalb weicht der ideale Wert des resultierenden Spektrums von $B = 1$ ab und liegt etwas unterhalb. Hier ist auch zu sehen, dass es eine Häufung der Ereignisse um diesen idealen Wert gibt, gerade bei Energien unterhalb der

Comptonkante gibt es eine deutliche Häufung bei $B \approx 0,85$. Das ist ein deutliches Indiz dafür, dass die „Integrationszeit“ des Vorverstärkers zu lange ist und dadurch im Detektor in einem Bereich nahe der Kathode keine Ortsauflösung erreicht wird. Bei Ereignissen, die deutlich oberhalb des idealen Wertes von B liegen, kann es sich nur um Rauschen handeln, weil das bedeutet, dass die später gemessene Amplitude A damit kleiner wäre als die Amplitude des reinen Elektronen-Signals. Man sieht auch, dass das Rauschen relativ symmetrisch um den idealen Wert von B verteilt ist (roter Bereich).

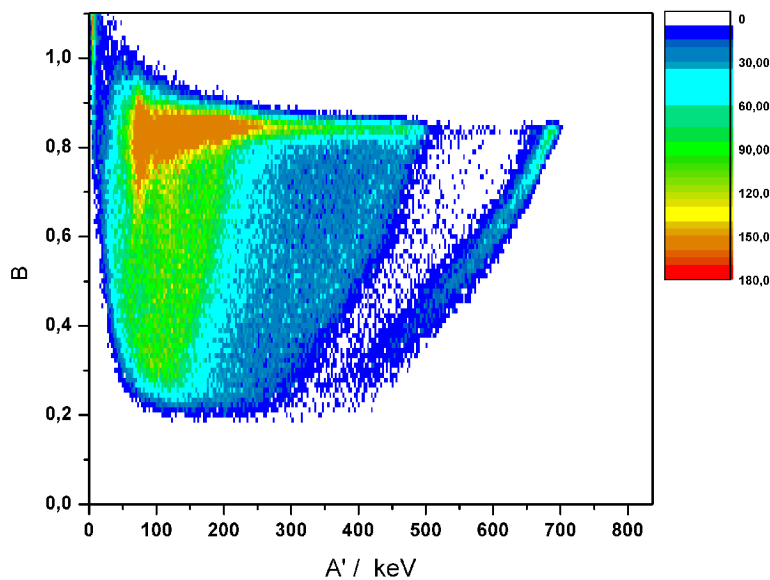


Abbildung 7-9: Biparametrisches ^{137}Cs -Spektrum, 1mm CZT, 575 V

Um die in Kapitel 4.4 vorgeschlagene Korrekturmethode anwenden zu können, muss zuerst der Verlauf des Photopeaks $f_{662\text{keV}}(B)$ in Abhängigkeit vom Parameter B mathematisch beschrieben werden. Dazu wurde mit MATLAB auf jeder Zeile des biparametrischen Spektrums, in der der Photopeak deutlich ausgeprägt ist, dieser mit einer Gauss-Funktion gefittet. Die energetische Position jeder dieser Gauss-Kurven kann so analog zu Abbildung 4-13 gegen den Wert B der jeweiligen Zeile aufgetragen werden (Abbildung 7-11). In die Daten wurde ein Polynom dritten Grades gefittet. Die so erhaltene Funktion muss noch durch 662 keV geteilt werden, um $f(B)$ aus Gleichung (4.14) zu erhalten. Dann kann für jedes einzelne Ereignis nach Gleichung (4.15) die ursprünglich deponierte Energie berechnet werden. Werden die korrigierten Ereignisse erneut in ein biparametrisches Spektrum eingeordnet, so erhält man das Spektrum aus Abbildung 7-10. Wird dieses nun über B integriert, so erhält man das korrigierte Energiespektrum.

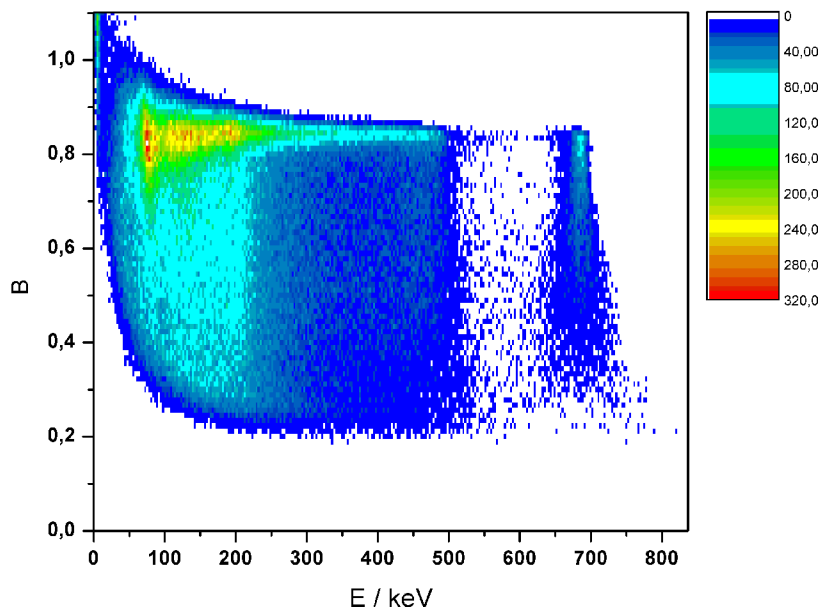


Abbildung 7-10: Korrigiertes biparametrisches ^{137}Cs -Spektrum, 1mm CZT, 575 V

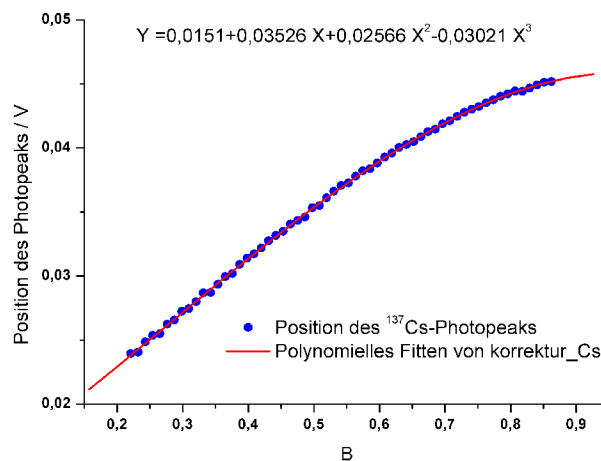


Abbildung 7-11: Position des Photopeaks und Polynomfit

In Abbildung 7-12 ist das korrigierte Spektrum dem unkorrigierten gegenübergestellt. Man sieht nun einen ausgeprägten Peak mit einem Peak-to-valley-Verhältnis von 8,8 und eine steile Comptonkante. Der Photopeak entspricht nun nicht mehr einer Gauss-Verteilung, weil er eine Überlagerung ist aus Kurven verschiedener Halbwertsbreiten. Das war schon aus Abbildung 7-10 zu erwarten, wo der Photopeak zu kleineren B hin breiter wird und auseinander läuft. Die Halbwertsbreite des korrigierten Spektrums wurde daher direkt abgelesen, sie beträgt 4,1%. Die Gauss-Fits auf den einzelnen

Zeilen, welche für die Korrektur durchgeführt wurden, erreichen im besten Fall Werte von knapp unter einem Prozent, werden aber für den unteren Bereich breiter bis über 10% (Abbildung 7-13). Zu kleineren B hin steigen die Halbwertsbreiten stärker als linear an. Wenn eine gute Nachweiseffizienz nicht erforderlich ist, kann also durch eine Diskrimination ein weitaus besseres Spektrum erzielt werden.

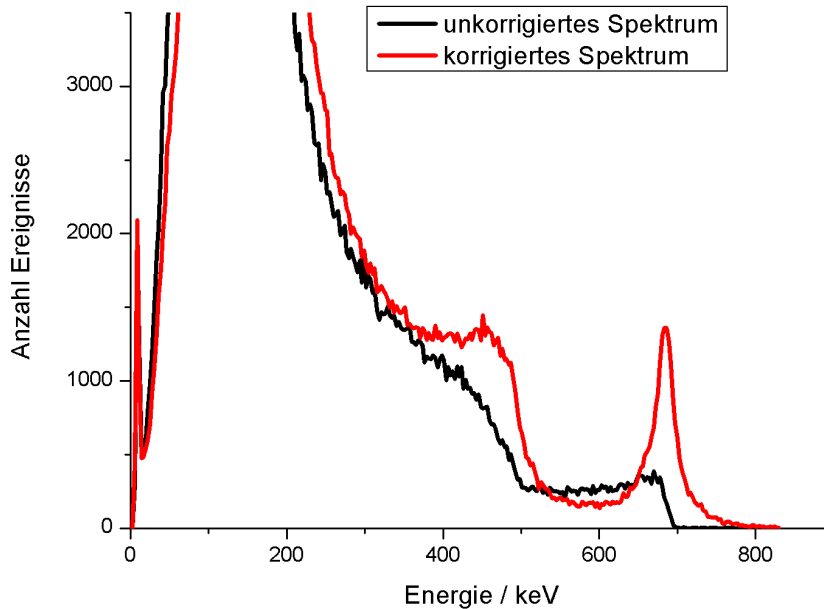


Abbildung 7-12: ^{137}Cs -Spektrum des 1mm-Detektors ohne und mit Korrektur

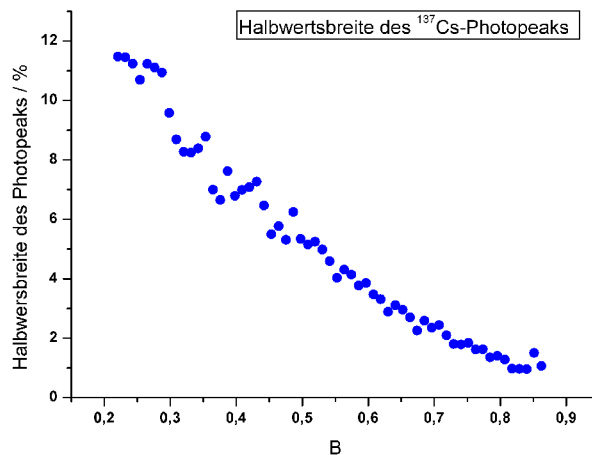


Abbildung 7-13: Halbwertsbreite des Photopeaks in Abhängigkeit des Parameters B

7.2.3 Korrektur des ^{106}Ru -Spektrums anhand der zuvor bestimmten Korrektur-Funktion

Um eine Korrektur auch in Echtzeit durchführen zu können, muss die im vorigen Abschnitt erhaltene Korrekturfunktion auch auf andere Spektren anwendbar sein. Es wurden daher Pulse mit einer ^{106}Ru -Quelle aufgezeichnet und ausgewertet und dann die Ereignisse wie im letzten Abschnitt korrigiert. Dabei wurde die Energieskala an dem zuvor korrigierten Photopeak des Cs-Spektrums geeicht. Die Ladungseichung in Kapitel 5.4.1 ergab einen Offset der Eichgerade von 0,43 mV, das entspricht einer Energie von 0,065 keV. Wenn die Energieskala nur mit einer Spektrallinie geeicht wurde, muss das als Fehler auf die Messungen berücksichtigt werden. Das sind etwa 1% beim ^{241}Am -Photopeaks, spielt aber bei hohen Energien keine Rolle mehr.

Das Ergebnis der Messungen ist in Abbildung 7-14 dargestellt, es ist eine deutliche Verbesserung im Gegensatz zum konventionellen Spektrum zu sehen. Oberhalb etwa der halben Höhe der Peaks wurden diese mit Gauss-Kurven gefittet. Die Energieauflösung beträgt 5,12% (PV=3,6) beim linken und 4,39% (PV=2,6) beim rechten Peak. Interessanter ist die Frage nach der Lage der Peaks. Die Literaturwerte der beiden Peaks (Anhang C) sind 511,86 keV und 621,93 keV. Die gefitteten Gauss-Kurven (mit Fehlern aus dem Gauss-Fit) liegen bei $509,6 \pm 0,2$ keV und $619,6 \pm 0,3$ keV. Die Werte weichen also mit etwa 2 keV Abweichung sehr nahe an den Literaturwerten, die Abweichung beträgt maximal 0,4% und ist damit viel kleiner als die Auflösung des Detektors.

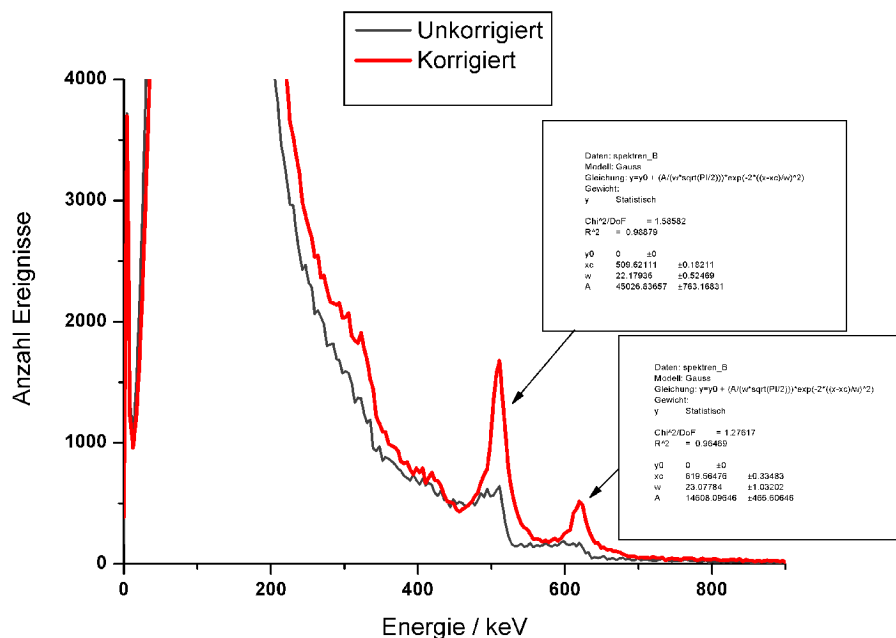


Abbildung 7-14: Konventionelles und korrigiertes ^{106}Ru -Spektrum des 1mm-Detektors bei 575 V

Im hohen Energiebereich konnte noch ein weiterer Peak aufgelöst werden, in Abbildung 7-15 ist das Spektrum logarithmisch aufgetragen. Ganz links im Bild ist noch der Peak bei 622 keV zu sehen. Der gefittete Peak hat ein Maximum von 25 Ereignissen und ist deutlich zu erkennen. Er liegt bei einer Energie von 1055 ± 2 keV (Literatur: 1050,41 keV). Der Fit ergibt eine Halbwertsbreite von 5,0%, das Peak-to-valley-Verhältnis wird mit 2,1 abgeschätzt.

Direkt rechts davon sollte es nach Tabelle C-0-1 noch weitere Peaks geben. Die möglichen Peaks im gemessenen Spektrum haben Maxima von jeweils 15 Ereignissen, was einen statistischen Fehler von ca. 30% bedeutet. Daher sind sie nicht eindeutig als Peaks zu identifizieren.

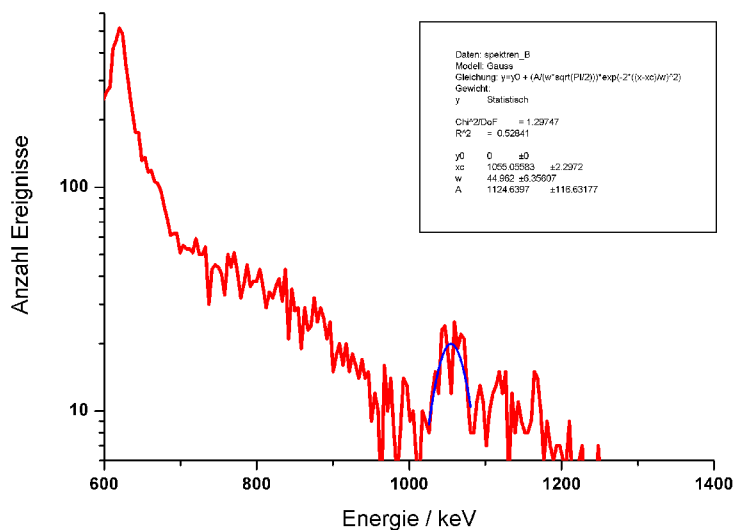


Abbildung 7-15: Oberer Energiebereich des korrigierten ^{106}Ru -Spektrums

7.3 Weitere korrigierte Spektren

Nach der oben gezeigten Methode wurden noch weitere Spektren korrigiert. Diese werden nun gezeigt und mit den unkorrigierten konventionellen Spektren verglichen.

7.3.1 Das korrigierte Cobalt-Spektrum des 1mm-Detektors

Es zeigte sich, dass die Korrekturfunktion des ^{137}Cs für die Korrektur des ^{57}Co nicht geeignet ist, offensichtlich gibt es bei geringen Energien Abweichungen von der Theorie und eine lineare Korrektur reicht nicht mehr aus. Deshalb wurde anhand des Verlaufes des Photopeaks des ^{57}Co bei 122 keV korrigiert. In Abbildung 7-16 ist das korrigierte Gammaspektrum von Cobalt zu sehen. Die Peaks sind jetzt symmetrisch, es ist kein

low energy tailing mehr zu erkennen. Allerdings ist jetzt auch der kleinere Peak bei 136 keV nicht mehr zu erkennen, da sich nun Ereignisse aus dem Photopeak bei 122 keV, die ja bei einem Wechselwirkungsort nahe der Anode einer viel größeren Streuung unterliegen, mit denen des Photopeaks bei 136 keV überlagern. Die gemessene Halbwertsbreite und das Peak-to-valley-Verhältnis beim 122 keV-Peak betragen 10,9% und 1,2. Der 136 keV-Peak hat eine Halbwertsbreite von 11,4%, eine Angabe des Peak-to-valley-Verhältnisses ist nicht möglich.

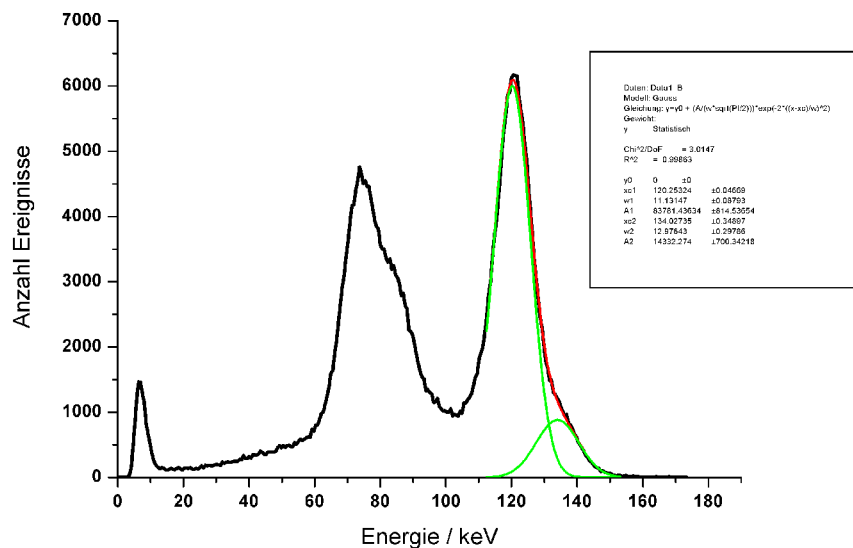


Abbildung 7-16: Korrigiertes Spektrum von ^{57}Co , 1mm CZT, 575 V

Nach einem Vergleich mit den Werten aus dem Spektrum in Abbildung 7-2 wird klar, dass sich die Korrektur für diesen Energiebereich nicht anbietet. Da die Eindringtiefe gering ist und zudem der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts überwiegt, ist das low energy tailing minimal, solange nur auf die Kathode eingestrahlt wird. Es führt zwar zu Asymmetrien, lässt die rechte Flanke der Peaks aber unbeeinträchtigt. Nimmt man statt der Halbwertsbreite des Gauss-Fits aus Abbildung 7-2 die tatsächliche halbe Breite des gesamten Peaks bei 122 keV, so kommt man auf 16,6%. Mit diesem Vergleichswert erbringt die Korrektur tatsächlich eine enorme Verbesserung der Auflösung.

Bei ^{241}Am bewirkt die Korrektur keine Verbesserung. Da die Eindringtiefe lediglich 0,2 mm beträgt, finden die Wechselwirkungen fast ausschließlich an der Kathode statt.

7.3.2 Biparametrisch korrigierte Cäsium-Spektren der 3mm-Detektoren

Zunächst wurde mit dem 3mm-Detektor ein biparametrisches ^{137}Cs -Spektrum bei 550 V aufgenommen, dargestellt in Abbildung 7-17. Deutlich sieht man den Einfluss der in

Kapitel 6.5 erwähnten Korngrenze. Ereignisse aus dem Bereich mit höherer Beweglichkeit zeichnen sich im oberen Bereich für etwa $B > 0,6$ ab. Wegen der Korngrenze konnten mit diesem Detektor keine guten Spektren erzielt werden.

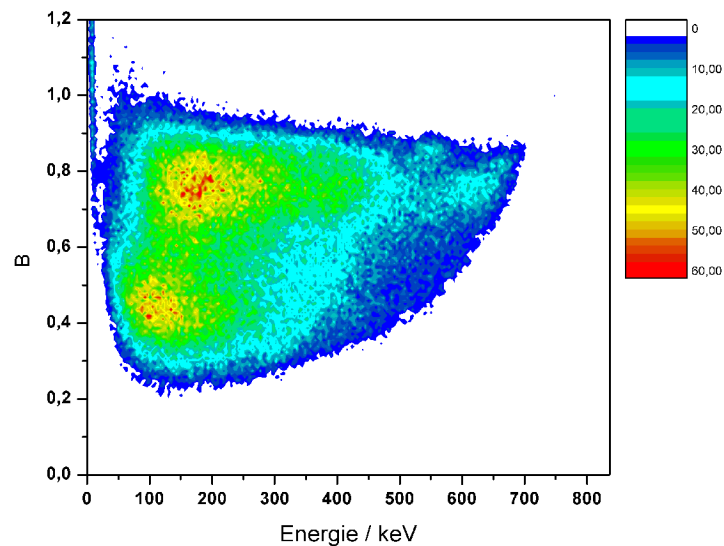


Abbildung 7-17: Biparametrisches ^{137}Cs -Spektrum, 3mm-Detektor, 550 V

Eine Korrektur wurde dennoch versucht, hierzu wurde das Spektrum bei $B = 0,6$ abgeschnitten und nur der obere Teil verwendet. Das Ergebnis ist in Abbildung 7-18 dem unkorrigierten Spektrum gegenübergestellt. Im unkorrigierten Fall sieht man keinen Photopeak, insofern ist das Ergebnis der Korrektur eine enorme Verbesserung. Der Gauss-Fit hat eine Halbwertsbreite von 16,7%, und man erhält ein Peak-to-valley-Verhältnis von 1,2.

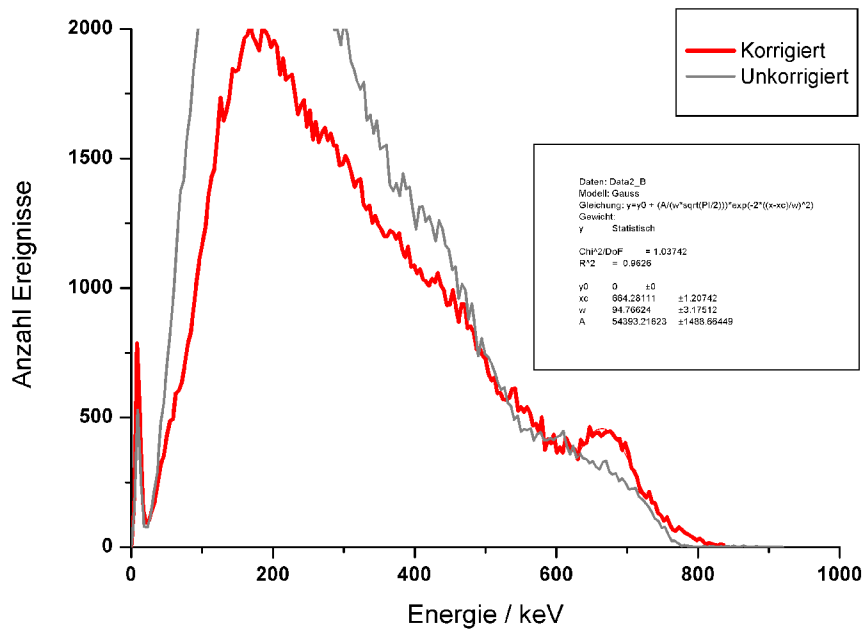


Abbildung 7-18: Konventionelles und korrigiertes ^{137}Cs -Spektrum des 3mm-Detektors bei 550 V

Mit den Messungen des anderen 3 mm dicken Detektors 3mmB bei 755 V konnte ein besseres Ergebnis erzielt werden (Abbildung 7-19). Die abfallende Flanke des unkorrigierten Spektrums lässt einen Gauss-Fit mit 9,3% Halbwertsbreite zu, bei einem Peak-to-valley-Verhältnis von 1,1. Ein Gauss-Fit in den Photopeak des korrigierten Spektrums hat die Breite 17,8% und Peak-to-valley-Verhältnis 1,5.

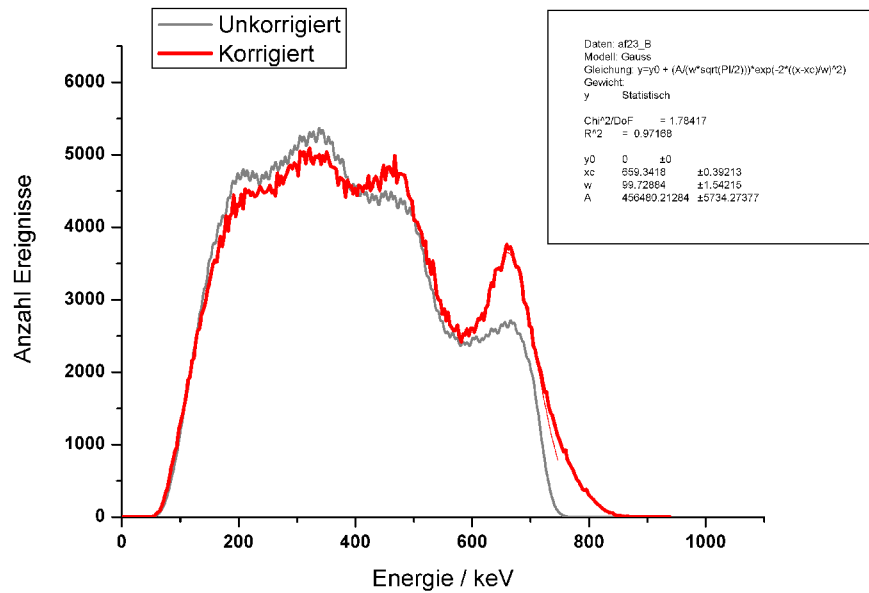


Abbildung 7-19: Konventionelles und korrigiertes ^{137}Cs -Spektrum des 3mmB-Detektors bei 755 V

7.4 Zusammenfassung der Ergebnisse der biparametrischen Analyse

Sämtliche Halbwertsbreiten und Peak-to-valley-Verhältnisse der unkorrigierten und korrigierten Photopeaks des 1mm-Detektors sind in Tabelle 7-1 aufgelistet, dieselben Werte für die Cäsium-Spektren der 3mm-Detektoren folgen in

Tabelle 7-2. Die Werte wurden auf eine Nachkommastelle gerundet, was beim Peak-to-valley-Verhältnis und bei den nicht durch Gauss-Fits bestimmten Halbwertsbreiten ungefähr dem Ablesefehler entspricht. Wo die Halbwertsbreite durch einen Gauss-Fit bestimmt werden konnte, ist der Wert in Klammern dargestellt. In Tabelle 7-3 sind die Messergebnisse der Peaks des Ruthenium-Spektrums zusammengestellt. Bei den gemessenen Peakpositionen wurden die statistischen Fehler der Fits von ORIGIN angegeben. Zum direkten Vergleich sind auch die Halbwertsbreiten der Peaks in keV angegeben. Die Abweichungen der Peakpositionen von den theoretischen Werten ist bei weitem kleiner als die jeweiligen Halbwertsbreiten, das Korrekturverfahren ist also sehr effizient.

Tabelle 7-1: Gamma-Spektren des 1mm-Detektors

| Photopeak | Unkorrigiert | | Korrigiert | |
|----------------------------|--------------|-----|------------|-----|
| | FWHM / % | PV | FWHM / % | PV |
| ²⁴¹ Am, 60 keV | 19,7 (16,3) | 5,9 | --- | --- |
| ⁵⁷ Co, 122 keV | 16,6 (9,3) | 1,3 | 10,9 | 1,2 |
| ⁵⁷ Co, 136 keV | (7,0) | 1,0 | 11,4 | --- |
| ¹³⁷ Cs, 662 keV | (2,8) | 1,2 | 4,1 | 8,8 |

Tabelle 7-2: ¹³⁷Cs-Spektren der Detektoren mit 3 mm Dicke

| Detektor | Unkorrigiert | | Korrigiert | |
|-------------|--------------|-----|------------|-----|
| | FWHM / % | PV | FWHM / % | PV |
| 3mm | --- | --- | 16,7 | 1,2 |
| 3mmB | 9,3 | 1,1 | 17,8 | 1,5 |

Tabelle 7-3: Ergebnisse der Korrektur des ¹⁰⁶Ru-Spektrums

| Energie des Photopeaks / keV | | Energieauflösung | |
|------------------------------|-------------|------------------|-----|
| Literatur | Messung | FWHM / % | PV |
| 511,86 | 509,6 ± 0,2 | 5,1 | 3,6 |
| 621,93 | 619,6 ± 0,3 | 4,4 | 2,6 |
| 1050,41 | 1055 ± 2 | 5,0 | 2,1 |

| Energie des Photopeaks / keV | | Energieauflösung | | |
|------------------------------|-------------|------------------|----------|-----|
| Literatur | Messung | FWHM / keV | FWHM / % | PV |
| 511,86 | 509,6 ± 0,2 | 26,0 | 5,1 | 3,6 |
| 621,93 | 619,6 ± 0,3 | 27,2 | 4,4 | 2,6 |
| 1050,41 | 1055 ± 2 | 52,8 | 5,0 | 2,1 |

8 Diskussion

Die Pulsformenanalyse hat sich als vielseitiges Werkzeug zur Bestimmung verschiedener Materialgrößen sowie zur Korrektur von Gamma-Spektren erwiesen. Die Messergebnisse, die damit erhalten wurden, sollen nun diskutiert werden. In den vorigen Kapiteln wurden zudem einige Themen berührt, die hier noch einmal zur Sprache kommen sollen.

8.1 Bestimmung der Materialgrößen

Die Methode der Pulsformenanalyse über biparametrische Spektren erlaubt eine schnelle und effiziente Analyse der detektorrelevanten Materialgrößen wie der Lebensdauer τ und der Beweglichkeit μ . Die vorgestellten Ergebnisse der Materialgrößen hängen zum Teil von der angelegten Spannung ab. Dies steht zum Teil in Widerspruch mit der Theorie aus Kapitel 2. Die Spannungsabhängigkeiten des 1mm-Detektors nach Tabelle 6-1 lassen die Schlussfolgerung zu, dass das elektrische Feld nicht homogen verläuft. Es könnte sich dabei um eine Schottky-Barriere handeln, die im Falle der Elektronen bei zunehmender positiver Hochspannung besser durchtunnelt werden kann und bei den Löchern mit zunehmender negativer Hochspannung weniger Stromfluss zulässt.

Das $\mu\tau$ -Produkt der Elektronen ist eine Größenordnung unterhalb der Referenzwerte, die in der Literatur zu finden sind. Bei den Löchern wurde entgegen den Erwartungen eine klare Spannungsabhängigkeit gefunden, die ab 250 V annähernd linear verläuft (Abbildung 8-1). Hier wären weitere Messungen interessant, um den genauen Verlauf zu bestimmen.

Die direkte Bestimmung der Beweglichkeiten anhand der Pulsform hat sich als recht zuverlässig erwiesen. Die Ergebnisse des 1mm-Detektors bewegen sich im Rahmen der Literaturwerte. Bei den Elektronen-Signalen war die Anstiegszeit des Vorverstärkers der limitierende Faktor. Für Messungen bei höheren Spannungen, die für die Anwendung als Gamma-Detektor eine höhere Relevanz hätten, wäre eine schnellere Elektronik wünschenswert. Die Beweglichkeit der Elektronen im 3mm-Detektor fällt erheblich größer aus als in der Literatur zu finden. Das erhärtet die Vermutung, dass eine geringe Versetzungsdichte, wie sie an anderen Kristallen der Züchtung des 3mm-Detektors gemessen wurde, zu einer hohen Beweglichkeit beitragen kann. Eine um 50% höhere Beweglichkeit im Vergleich zu den Referenzwerten aus der Literatur wurde aber nicht erwartet.

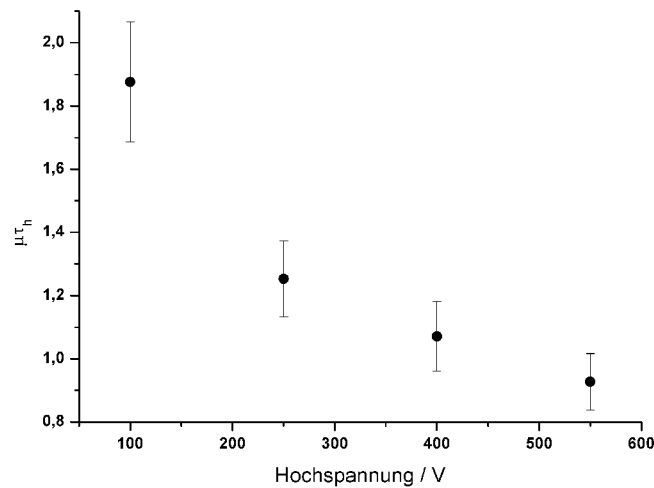


Abbildung 8-1: Spannungsabhängigkeit von $\mu\tau_h$ im 1mm-Detektor

Die direkte Bestimmung der Lebensdauer durch einen Exponentialfit ist bei starken Feldern recht unzuverlässig, wenn die Pulse praktisch linear ansteigen. Nur bei schwachen Feldern konnten so vernünftige Ergebnisse erzielt werden. Unter diesen Voraussetzungen gilt aber aufgrund verstärkten Trappings die Hecht-Relation nur noch näherungsweise, auch Trapping-Effekte gehen daher in die bestimmte Lebensdauer ein. Unter den richtigen Voraussetzungen kann diese Methode exakte Ergebnisse liefern. Die erlangten Ergebnisse sind mit den übrigen Werten verträglich und konnten so auch über das bekannte $\mu\tau$ -Produkt die Werte der zuvor bestimmten Beweglichkeiten bestätigen, insbesondere die erwähnt hohe Beweglichkeit der Elektronen im 3mm-Detektor. Die Lebensdauer der Elektronen liegt bei beiden Kristallen eine Größenordnung unterhalb der in der Literatur genannten. Hier sollten bei kommenden Züchtungen Möglichkeiten zur Optimierung überlegt werden.

Durch die Exponentialfits wurde ein einfaches Mittel gefunden, um Detrapping-Zeiten zu bestimmen, da nach der Driftzeit keine anderen Effekte mehr den Verlauf des Ladungspulses stören. Aus den Histogrammen kann man die Detrapping-Zeiten klar ablesen. Allerdings kann nicht zwischen verschiedenen Trapping-Zentren unterschieden werden. Man misst also eine Überlagerung verschiedener Mechanismen oder im besten Fall die Trapping-Zeit einer dominanten Störstelle. Phänomenologisch ist der Wert dennoch interessant.

Mit dem 3mm-Detektor konnten keine Eigenschaften der Löcher bestimmt werden. Das ist auf die Tatsache zurückzuführen, dass die Hecht-Relation mit U/d^2 skaliert. Das führt zu einem Skalierungsproblem. Wenn die Dicke des Detektors verdoppelt wird, so muss man die Spannung vervierfachen, um qualitativ dieselben Ergebnisse zu erzielen. So sind einer weiteren Aufskalierung natürliche Grenzen gesetzt. Die maximal möglichen

che Spannung, die angelegt werden kann, bevor das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu schlecht wird, ist durch den Widerstand des Detektors begrenzt. Dieser steigt bei gleichen Materialeigenschaften aber höchstens proportional zur Dicke d .

Im Kristall des 3mm-Detektors befindet sich eine Korngrenze unterhalb des Kontakts. Die Auswirkungen konnten mit Hilfe eines biparametrischen Spektrums deutlich gemacht werden. Es zeigten sich zwei klar getrennte Bereiche mit unterschiedlichen Beweglichkeiten. In den konventionellen Spektren sind die beiden resultierenden Peaks nur bei der Messung mit einer Spannung von 100 V zu erkennen. Die biparametrische Analyse eröffnet hier neue Einblicke in die Materialeigenschaften des Kristalls.

8.2 Korrektur biparametrischer Spektren

Die Korrektur von Energiespektren auf Basis der biparametrischen Analyse hat beim 1mm-Detektor gute Ergebnisse geliefert. Die Photopeaks im biparametrischen Spektrum folgen qualitativ dem in Kapitel 4.4 beschriebenen theoretischen Verlauf. Allerdings musste aufgrund der Materialeigenschaften eine höhere Spannung angelegt werden, um entsprechende Resultate zu erzielen. Anhand des Photopeaks des ^{137}Cs wurde eine Korrekturfunktion gefunden und es konnte gezeigt werden, dass mit dieser in einem gewissen Energiebereich beliebige Spektren korrigiert werden können. Das macht eine Implementierung dieses sehr einfachen Korrekturverfahrens zu einer ausichtsreichen Überlegung. Allerdings zeigten sich bei geringen Energien von etwa 100 keV Abweichungen von der theoretischen linearen Energieabhängigkeit $f_{E_0}(B) = E_0 \cdot f(B)$ der Linien gleicher Energien im Parameterraum. Das bedeutet für die Korrektur von Ereignissen aller Energien reicht eine Eichung am Verlauf von nur einem Photopeak nicht aus.

Die Korrekturmethode ist sehr einfach, die Pulshöhe muss lediglich mit einem Polynom multipliziert werden, dessen Argument der zusätzlich gemessene Parameter B ist. Zur Bestimmung von B ist die Messung der Pulshöhe nach der Driftzeit der Elektronen nötig. Wird eine Realisierung mit digitaler Auswertung gewählt, so sollte die Digitalisierungsrate kleiner sein als die maximale Driftzeit der Elektronen, welche mit der angelegten Spannung und der Dicke der Detektoren variiert. Beim vorliegenden Messaufbau ist die maximal geforderte Zeitauflösung durch die Anstiegszeit des Vorverstärkers limitiert. Wird der 1mm-Detektor mit hoher Spannung betrieben, so muss die Steigung des Ladungspulses bestimmt werden, dafür muss es mehrere Messpunkte auf dem linearen Anstiegsbereich geben. Aus Abbildung 5-3 wird die Dauer dieses Bereichs zu rund 30 ns abgelesen. Bei einer Digitalisierungsrate von 32 MHz beträgt das Zeitintervall 31 ns. Das ist die minimale Vorgabe für die Elektronik, die Digitalisierungsrate sollte aber nach Möglichkeit deutlich größer sein.

Allgemein kann gesagt werden, dass die biparametrische Analyse das low energy tailing im Spektrum behebt. Das führt in der Regel zu einem besseren Peak-to-valley-Verhältnis. Die Auflösung kann damit allerdings nicht verbessert werden, wenn zur Bestimmung der Halbwertsbreiten lediglich die steileren rechten Flanken der unkorrigierten Peaks herangezogen werden. Die detektierte Ladung von Ereignissen nahe der Kathode streut sehr stark, diese Streuung wird aber im unkorrigierten Fall nicht an der rechten Flanke des Photopeaks bemerkt, weil die Ereignisse insgesamt nach links zu niedrigeren Energien verschoben sind. Nach der Korrektur trägt diese Streuung zur Breite des Peaks bei. Die tatsächliche gesamte Breite des Peaks auf halber Höhe wird aber durch die Korrektur auf jeden Fall verbessert.

Mit den 3mm-Detektoren konnten keine klaren biparametrischen Spektren aufgenommen werden, entsprechend schwierig war die Korrektur. Das lag hauptsächlich daran, dass die angelegte Spannung zu niedrig war, und damit auch an der bereits angesprochenen Skalierungsproblematik. Um den gleichen Wert U/d^2 zu erhalten wie bei den Messungen des 1mm-Detektors bei 575 V, müsste man an den 3mm-Detektor eine Spannung von über 5000 V anlegen. Die dickeren Detektoren zeigten aber starkes Rauschen ab etwa 600 V, also im gleichen Bereich wie der 1mm-Detektor, es konnten also keine Messungen bei höheren Spannungen gemacht werden. Als Grund dafür sind Oberflächenleckströme zu nennen. Wäre nur der spezifische Widerstand des massiven Kristalls ausschlaggebend, so sollte die maximal anlegbare Spannung linear mit der Dicke des Detektors steigen. Bei dem vorliegenden Detektordesign ist der Goldkontakt wesentlich kleiner als eine Seitenfläche des Detektors, und der Oberflächenstrom legt bereits auf dem Weg vom Kontakt bis zur Kante eine längere Strecke zurück als die Detektordicke. Die gesamte zurückzulegende Strecke ändert sich daher bei Variation der Detektordicke um wenige Millimeter nur unwesentlich. Eine bessere Oberflächenpassivierung wäre also wünschenswert, womöglich in Kombination mit einem Guard-Ring.

Für die Realisierung eines Guard-Rings müssen weitergehende Überlegungen angestellt werden. Aus Abbildung 3-3 wird deutlich, dass die messende Elektrode auf virtueller Masse liegt. Deren Potential hängt vom Widerstand zur Masse und dem des Detektors selbst ab. Um Oberflächenleckströme auf der kurzen Strecke zwischen Elektrode und Guard-Ring zu vermeiden, sollte die am Guard-Ring anliegende Spannung genau der virtuellen Masse entsprechen, die an der Elektrode anliegt. Zu diesem Zweck ist die Entwicklung einer elektronischen Schaltung notwendig, die das Potential des Guard-Rings regelt.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, auf Basis der Pulsformenanalyse eine Methode zu finden und anzuwenden, die die negativen Auswirkungen des Ladungsverlusts in planaren Cadmium-Zink-Tellurid-Detektoren auf Gamma-Energiespektren korrigieren kann. Des Weiteren sollte die Pulsformenanalyse zur Materialcharakterisierung verwendet werden, wobei detektorrelevante Materialgrößen bestimmt werden sollten.

Es wurde eine Korrekturmethode gewählt, die die Amplitude des Elektronen-Anteils des Ladungspulses mit der gesamten gemessenen Amplitude vergleicht und dadurch eine Korrektur jener auf den Wert der ursprünglichen Ladung ermöglicht. Dieses Korrekturverfahren wurde zunächst aufbauend auf existierenden theoretischen Grundlagen erarbeitet. Es folgte die Materialcharakterisierung, bei der durch Messung mit Alpha-Partikeln Beweglichkeit, Lebensdauer sowie Detrapping-Zeit für die verschiedenen Detektoren und Ladungsträgersorten bestimmt wurden. Im Anschluss wurden die Gamma-Spektren gezeigt, der Korrekturmechanismus angewendet und die korrigierten Spektren mit den konventionellen verglichen.

Es konnte gezeigt werden, dass sich Cadmium-Zink-Tellurid sehr gut für spektroskopische Messungen eignet. Bei Raumtemperatur konnten nach der Korrektur Spektren mit einer energetischen Auflösung von rund 5% bei 662 keV erzielt werden, mit einem Peak-to-valley-Verhältnis von bis über 8:1, was eine enorme Verbesserung zu den entsprechenden unkorrigierten Spektren darstellt. Außerdem wurde gezeigt, dass mit nur einer Korrekturfunktion in einem großen Energiebereich von 500 keV bis 1050 keV mit einer Abweichung von lediglich 2 keV Spektren korrigiert werden können, was eine feste Implementierung der Korrektur in eine kompakte Elektronik ermöglicht.

Die Pulsformenanalyse zeigte sich auch zur Bestimmung detektorrelevanter Materialgrößen als geeignet. Mit dem gleichen Aufbau wie für die spektroskopischen Gamma-Messungen konnten so Lebensdauer, Beweglichkeit und Detrapping-Zeit der verschiedenen Ladungsträgersorten und Kristalle durch Messungen mit Alpha-Partikeln bestimmt werden. Diese Größen können allein über die Messung der gesamten Pulshöhe, wie sie in konventionellen Verfahren mit analogen Verstärkern und Pulsformern sowie Vielkanalanalysatoren ermittelt wird, nicht bestimmt werden. Die Pulsformenanalyse bringt daher deutliche Vorteile mit sich.

Mit den Ergebnissen dieser Arbeit ist es nun möglich, ein kompaktes Detektorsystem zu entwickeln, in welches bereits ein Korrekturalgorithmus integriert ist. Ein solches System zur Überwachung und Analyse radioaktiver Strahlung fände ein breites Anwendungsgebiet. Allerdings ist diese Anwendung für den hohen Energiebereich ab etwa

500 keV nur interessant, wenn dort die Nachweiseffizienz groß genug ist. Dazu müssen die verwendeten Detektoren möglichst große Volumina haben. Da die dickeren Detektoren jedoch Schwächen zeigten, die auf zu hohe Oberflächenleckströme zurückgeführt werden konnten, muss zunächst versucht werden, die Oberflächenpassivierung zu optimieren und den Einsatz eines Guard-Rings zu realisieren. Es kann erwartet werden, dass sich durch diese Maßnahmen die spektroskopischen Eigenschaften der Detektoren noch weiter verbessern. Damit ist die Entwicklung eines Detektorsystems auf Basis der in dieser Arbeit theoretisch beschriebenen und experimentell überprüften Korrekturmethode ein aussichtsreiches Projekt.

Anhang A: Wechselwirkung hochenergetischer Photonen mit Materie

Im Energiebereich bis 1 MeV tragen nur zwei Prozesse zum Wirkungsquerschnitt der γ -Quanten mit den Elektronen der Materie bei: der Comptoneffekt und der Photoeffekt. Die Elektronen, die an den Stoßprozessen beteiligt sind, werden im Detektor nachgewiesen.

Die Grundlagen der Kern- und Teilchenphysik finden sich z.B. in [BUR95], genauer eingegangen auf Detektorphysik wird in [KLE98].

A.1 Comptoneffekt

Die inelastische Streuung eines Photons an einem einzelnen, freien oder quasifreien, Elektron wird Compton-Streuung genannt. Dabei ändern sich Richtung und Wellenlänge des Photons, und dem Elektron wird eine Energie übertragen. Die übertragene Energie ist abhängig vom Streuwinkel. Wird das Photon in Rückwärtsrichtung gestreut, so findet ein maximaler Energieübertrag statt. Das Elektron hat dann, abhängig von der Energie des einfallenden Photons E_γ , die Energie E_{\max} :

$$\frac{E_{\max}}{m_e c^2} = \frac{\left(\frac{E_\gamma}{m_e c^2}\right)^2}{\frac{E_\gamma}{m_e c^2} + \frac{1}{2}} \quad (\text{A.1})$$

Da die aus diesem Stoßprozess hervorgegangenen Elektronen detektiert werden, sieht man bis E_{\max} ein kontinuierliches Energiespektrum, das dann bei der Comptonkante steil abbricht. Für $E_\gamma = 662 \text{ keV}$ etwa liegt diese bei 441 keV.

Für den Wirkungsquerschnitt des Compton-Effekts pro Atom des Absorbermaterials gilt für Gamma-Quanten die Relation

$$\sigma_{\text{compton}} \propto Z^2 \frac{\ln E_\gamma}{E_\gamma} \quad (\text{A.2})$$

Die Compton-Streuung ist im Bereich hoher Energien ab mehreren hundert keV bis zu Energien, bei denen der Prozess der Paarbildung überwiegt, der dominierende Effekt. Wie weiter unten erläutert ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Effekte auch von der Kernladungszahl des Absorbermaterials abhängig. Der Anteil

von σ_{compton} am gesamten Wirkungsquerschnitt nimmt trotz seiner Z^2 -Abhängigkeit zu größeren Kernladungszahlen hin ab.

A.2 Photoeffekt

Beim Photoeffekt wird die gesamte Energie des Photons auf ein Elektron übertragen. Das ist aufgrund der Viererimpulserhaltung eigentlich nicht möglich. Daher findet dieser Prozess nur mit stark gebundenen Elektronen der innersten Schalen statt, so dass es sich unter Einbeziehung des Kerns eigentlich um einen Drei-Teilchen-Prozess handelt. Der Kern nimmt dabei den überschüssigen Impuls auf. Weil das Elektron vor dem Stoß gebunden war, hat es nach dem Stoß nicht die gesamte Energie des Photons als kinetische Energie, vielmehr gilt

$$E_e = E_\gamma - E_{\text{bind}} \quad (\text{A.3})$$

Die Bindungsenergie für Elektronen der K-Schale berechnet sich aus der Formel

$$E_{\text{bind},K} = E_{\text{Ion},H} \cdot (Z - \sigma_K)^2 \quad (\text{A.4})$$

$E_{\text{Ion},H} = 13,6 \text{ eV}$: Ionisierungsenergie des Wasserstoffatoms

$\sigma_K \approx 1$: Abschirmungsfaktor der K-Schale

Bei Tellur, welches mit $Z=50$ die höchste Kernladungszahl der Bestandteile von Cadmium-Zink-Tellurid besitzt, ergibt diese Rechnung eine Bindungsenergie von 35,4 keV. Die Gamma-Energien der in dieser Arbeit verwendeten Quellen liegen oberhalb dieses Wertes, deshalb tragen hauptsächlich K-Schalen-Elektronen bei. Photoelektronen des Cs-137 haben demnach die Energie $E_e = 627 \text{ keV}$.

Das freie Energieniveau, das beim Photoeffekt entsteht, wird sofort wieder durch ein Elektron einer energetisch höher liegenden Schale besetzt. Dabei wird wiederum ein charakteristisches Photon (oder ein Auger-Elektron) frei, das wieder über den Photoeffekt wechselwirken kann, jetzt allerdings wegen seiner geringeren Energie nur noch mit einem Elektron der L-Schale. Diese Sekundäreffekte sind aber unabhängig von der Energie der einfallenden Gamma-Strahlung, also bei allen verwendeten radioaktiven Elementen gleich. Die Unterschiede der Energiedetektion lassen sich also auf die Energie des primären Photoelektrons reduzieren. Dadurch entstehen im aufgenommenen Energiespektrum klare Photopeaks bei charakteristischen Energien, weshalb Ereignisse des Photoeffekts für die Gamma-Spektroskopie besonders geeignet sind. Entweicht das charakteristische Photon allerdings aus dem Kristall, so wird dessen Energie nicht mehr detektiert. Es bildet sich dann ein Escape-Peak, der relativ zum Photopeak zu einer geringeren Energie hin verschoben ist.

Für den Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts gilt näherungsweise

$$\sigma_{photo} \propto Z^5 \left(\frac{E_\gamma}{hc} \right)^{-7/2} \quad (\text{A.6})$$

Der Wirkungsquerschnitt ist für große Kernladungszahlen Z sehr groß, nimmt aber bei zunehmenden Energien rasch ab, steiler als $\sigma_{compton}$. Bei $Z \propto 50$ überwiegt bis etwa 300 keV der Photoeffekt, danach der Comptoneffekt. (Abbildung A-0-1). Weil aber die Energie des Photoelektrons viel größer ist als die Energie der Comptonkante, überlagern sich beide Effekte nicht. Bei hohen relativen Wirkungsquerschnitten des Comptoneffekts wird allerdings die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ereignis zum Photopeak beiträgt, geringer. Wird allein dieser zur Spektroskopie genutzt, so wirkt sich das nachteilig auf die Effizienz aus.

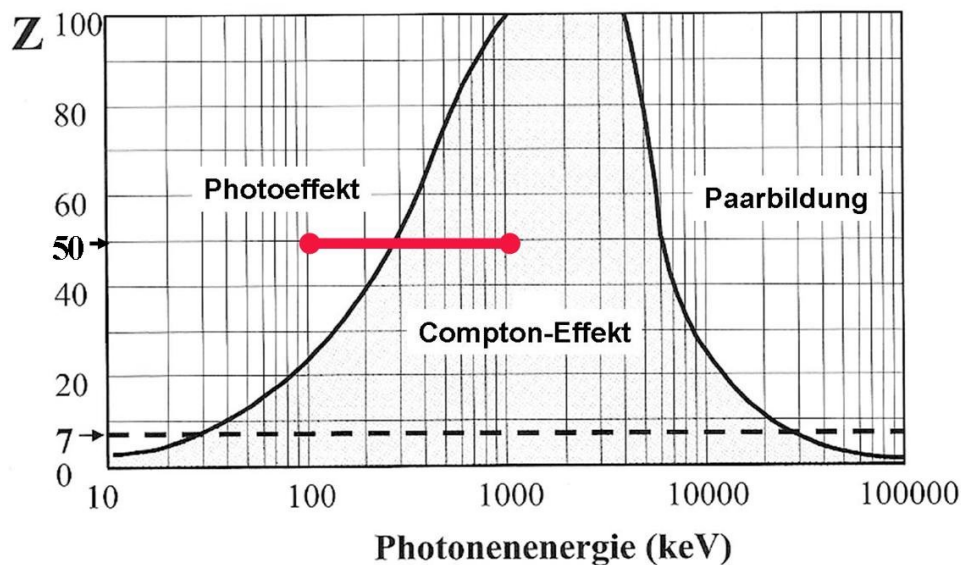


Abbildung A-0-1: Flächendiagramm überwiegender Wirkungsquerschnitte aus [KRI04], zusätzlich rot markiert ist der Energiebereich von 100 bis 1000 keV für CZT

Anhang B: Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Der Energieverlust schwerer geladener Teilchen beim Durchdringen von Materie wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Diese beschreibt den Energieverlust der Teilchen aufgrund elektromagnetischer Wechselwirkungen mit den Hüllenelektronen der Atome („Ionisierung“). Für Elektronen gilt diese Formel nicht, da sie aufgrund der geringen Masse auch der Bremsstrahlung unterliegen, welche in der Bethe-Bloch-Formel nicht berücksichtigt wird.

Als Quelle seien wieder [BUR95] und [KLE98] genannt.

B.1 Energieverlust der Alpha-Teilchen in Luft

Alpha-Teilchen werden in Materie stark abgebremst, die Energie, mit der sie die Quelle verlassen, ist also in der Regel nicht dieselbe, mit der sie auf den Detektor treffen. Deshalb werden Alpha-Messungen bevorzugt in Vakuum durchgeführt. Bei geringen Abständen zwischen Detektor und Quelle kann der Energieverlust in der Luft aber auch berechnet oder aus experimentellen Daten entnommen werden.

In Abbildung B-0-1 ist der Energieverlust $-\frac{dE}{dx}$ der Teilchen in Luft dargestellt. Bei

5,48MeV gilt $-\frac{dE}{dx} = 0,86 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$, für 4,5 MeV gilt bereits $-\frac{dE}{dx} = 0,98 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$.

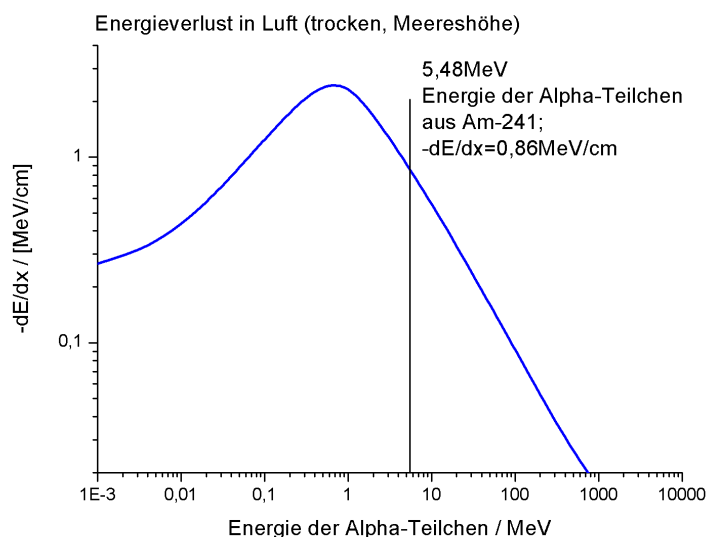


Abbildung B-0-1: Energieverlust von Alpha-Teilchen in Luft, Daten aus [NIST]

Da die Alpha-Teilchen in die vorliegenden Detektoren durch deren Goldkontakte eingestrahlt werden, welche typische Dicken von 50nm aufweisen, sei hier noch der Energieverlust in Gold erwähnt. Zwischen 4 und 5 MeV bewegt sich der Energieverlust zwischen 5000 und 4500 MeV/cm (Abbildung B-0-2).

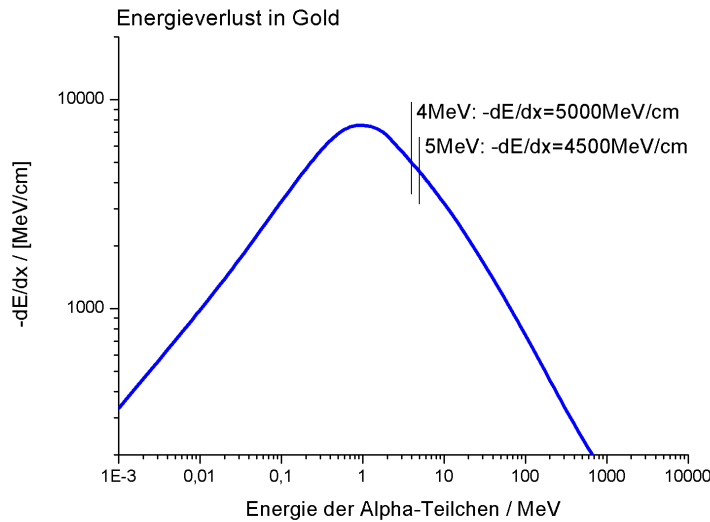


Abbildung B-0-2: Energieverlust von Alpha-Teilchen in Gold, Daten aus [NIST]

B.2 Energieverlust der Elektronen im Detektor

Der Tatsache, dass Elektronen im Vergleich zu Alpha-Teilchen sehr leicht sind und daher zusätzlich der Bremsstrahlung unterliegen, wird in der Bethe-Heitler-Formel Rechnung getragen. Für den totalen Energieverlust der Elektronen gilt:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} \approx \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ion} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brems} \quad (\text{B.1})$$

Die kritische Energie E_{krit} ist durch die Bedingung

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ion} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brems} \quad (\text{B.2})$$

festgelegt und folgt näherungsweise der Formel

$$E_{krit} \approx \frac{700}{Z} \text{ MeV} \quad (\text{B.3})$$

also bei $Z=50$ ungefähr 14MeV. Unterhalb dominiert Energieverlust durch Ionisierung. Bei kleiner werdenden Energien steigt der Energieverlust stark an, er folgt der Bragg-Kurve und es gilt

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{\beta^2} \quad (\text{B.5})$$

Ein Elektron aus der K-Schale, das über den Photoeffekt mit einem Gamma-Quant der Energie 662 keV wechselwirkt, hat die Energie $E_e = 627$ keV. Für 600 keV ist in der Literatur [NIST] eine durchschnittliche Reichweite (CSDA, continuous slowing down approximation) von 0,386 g/cm² angegeben, das sind in Cadmium-Zink-Tellurid (mit einer Dichte von ca. 5,9 g/cm³) 0,65 mm. Auch bei einer Detektordicke von 1 mm sollte so die Energie der meisten Photoelektronen vollständig detektiert werden können. Verlässt das Photoelektron den Detektor, erscheint das Ereignis bei einer geringeren Energie, was sich im Spektrum bemerkbar machen könnte.

Anhang C: Die radioaktiven Quellen

Der Energiebereich, den der Gammadetektor in seinem Anwendungsgebiet abdecken sollte, reicht bis etwa 1MeV. Im niederen Energiebereich ist eine Nachweisbarkeit für Quanten ab etwa 100keV erwünscht. Daher wurden zur Charakterisierung der Detektoren drei Quellen gewählt, die diesen Bereich abdecken.

Genaue Zerfallsschemata und Energien finden sich in [KAERI].

C.1 Americium-241

Americium ($^{241}_{95}\text{Am}$) ist ein Alphastrahler, der mit einer Halbwertszeit von 433 Jahren in verschiedene angeregte Zustände des Neptunium-237 zerfällt. Dabei werden Alpha-Teilchen verschiedener Energien abgestrahlt, mit einer überwiegenden Wahrscheinlichkeit von 85,2% jedoch Teilchen der Energie 5,484 MeV. Je nach Art der Quelle können diese der Eigenabsorption der Quelle unterliegen und bereits vor dem Austritt einen Energieverlust erleiden. Die verwendete Quelle hat eine großflächige, dünne aktive Schicht, so dass die Alpha-Teilchen direkt an der Oberfläche erzeugt werden und auch mit 5,48MeV abgestrahlt werden. Abbildung C-0-1 zeigt das Alpha-Spektrum der Quelle (Bezeichnung: DP990, Hersteller: Amersham Buchler GmbH & Co KG), entnommen aus dem Datenblatt.

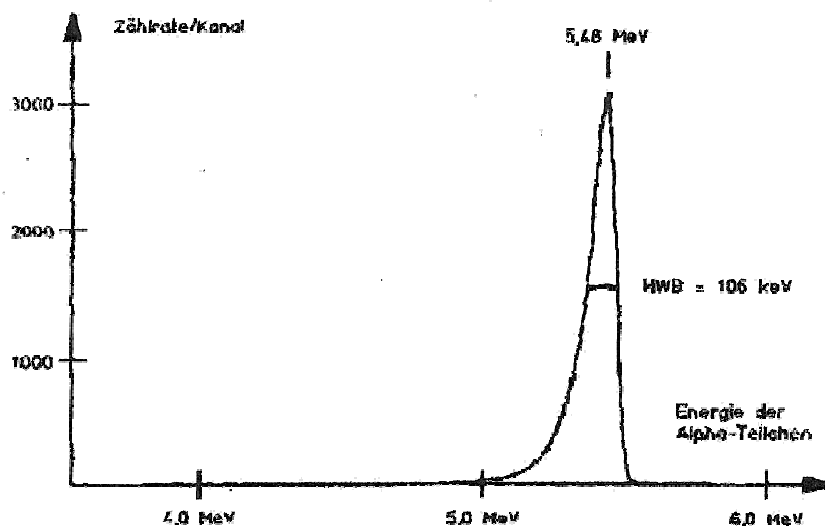


Abbildung C-0-1: Alpha-Spektrum der Quelle DP990 (aus dem Datenblatt)

Von dem angeregten Zustand aus zerfällt der Neptunium-Kern über verschiedene Energieniveaus in den Grundzustand $J^P = \frac{5}{2}^+$ (J : Gesamtdrehimpuls des Kerns, P : Parität). Entscheidend ist der Übergang in den Grundzustand mit der charakteristischen Energie 59,541keV, ausgehend vom Energieniveau mit $J^P = \frac{5}{2}^-$, welches eine Halbwertszeit von 67ns besitzt. Dieser Übergang hat eine Wahrscheinlichkeit von 35,3% je Alpha-Zerfall und sticht daher deutlich aus dem Spektrum heraus.

Neptunium hat eine Halbwertszeit von 2×10^6 Jahren, der weitere Zerfall trägt also nicht zum Spektrum bei.

C.2 Cobalt-57

Im mittleren Energiebereich liegt Cobalt ($^{57}_{27}\text{Co}$). Dieses zerfällt mit einer Halbwertszeit von 271,74 Tagen durch Elektroneneinfang aus der K-Schale zu angeregten Zuständen des Eisen $^{57}_{26}\text{Fe}^*$, zu 99,8% jedoch in den Zustand $J^P = \frac{5}{2}^-$ mit Halbwertszeit 9,0 ns. Von dort geht es unter Abstrahlung von Gamma-Strahlen entweder direkt in den Grundzustand $J^P = \frac{1}{2}^-$ über ($\Delta E = 136,47$ keV, Wahrscheinlichkeit pro Zerfall eines Kerns 10,7%), oder indirekt erst auf ein Zwischenniveau ($\Delta E = 122,06$ keV, 85,6%).

C.3 Ruthenium-106

Ruthenium-106 ($^{106}_{44}\text{Ru}$) geht durch einen Beta-Zerfall mit einer Halbwertszeit von 373,59 Tagen in Rhodium-106 ($^{106}_{45}\text{Rh}$) über. Dieses hat eine Halbwertszeit von 29,8 Sekunden, nach denen es über einen weiteren Beta-Zerfall in angeregte Zustände des stabilen Palladium-106 ($^{106}_{46}\text{Pd}$) übergeht. Diese gehen in den Grundzustand $J^P = 0^+$ über, wobei Gamma-Quanten abgestrahlt werden. Der dominierende Übergang von $J^P = 2^+$ in den Grundzustand hat die Energie $\Delta E = 511,86\text{keV}$. Ein weiterer wichtiger Übergang mit einer Intensität von 48,7% relativ zum letztgenannten Übergang hat die Energie $\Delta E = 621,93\text{keV}$.

Es gibt eine Reihe weiterer Übergangsenergien. In Tabelle C-0-1 sind die Energien aller Übergänge bis 1200 keV und relativen Intensitäten von über 0,1% (verglichen mit dem prominenten Übergang $\Delta E = 511,86\text{keV}$) zusammengestellt.

Tabelle C-0-1: Wichtige Übergangsenergien des ^{106}Pd , aus [KAERI]

| Energie / keV | Relative Intensität | Energie / keV | Relative Intensität |
|---------------|---------------------|---------------|---------------------|
| 428,4 | 3,46 | 1050,41 | 76,4 |
| 511,8605 | 1000 | 1062,14 | 1,57 |
| 616,22 | 37 | 1128,07 | 19,8 |
| 621,93 | 487 | 1194,54 | 2,81 |
| 873,49 | 21,5 | | |

C.4 Cäsium-137

Cäsium-137 ($^{137}_{55}\text{Cs}$) ist ein Betastrahler. Es zerfällt entweder direkt in den Grundzustand des Barium-137 mit $J^P = \frac{3}{2}^+$, oder aber mit überwiegender Wahrscheinlichkeit von 94,6% in den metastabilen Zustand $J^P = \frac{11}{2}^-$. Dieser Zustand hat die Energie 662 keV und geht mit einer Halbwertszeit von 2,55 min unter Abstrahlung von Gamma-Quanten in den Grundzustand über.

Anhang D: Datenblatt des Vorverstärkers



LOW NOISE S.M.D. PREAMPLIFIER MODEL PR 304

*ADVICE : This standard low noise S.M.D. preamplifier chip is suitable for general spectroscopic applications with all kind of semiconductor detectors.
In addition, the PR304 is of low cost.*

SPECIFICATIONS :

- * Power supply : negative supply $V_{cc-} = -12$ Volts ($I_{cc-} = 4$ mA)
positive supply $V_{cc+} = +12$ Volts ($I_{cc+} = 9$ mA)
- * Output polarity (for a positive charge at the input) : Negative
- * Sensitivity : 2 V/pC
 - for Silicon : 100 mV/MeV
 - for Cadmium Telluride : 70 mV/MeV
- * Fall time : 1 ms
- * Output impedance : 50 Ohm
- * Output coupling : DC
- * Input coupling : AC (DC optional, ordering reference : PR 304 DC)
- * Bias filtering : No
- * Polarization resistor : 100 MOhm (to ground)
- * Support moved away FET : No
- * Integrated shaper : No

| Capacitance (pF) | Rise Time (ns) | Noise (keV)(Si, 1 μ s) (With polarization resistor) | Noise (keV)(Si, 1 μ s) (Without polarization resistor) |
|------------------|----------------|--|---|
| 0 pF | 40 ns | 1.5 keV | 0.85 keV |
| 56 pF | 150 ns | 2.7 keV | 1.9 keV |
| 100 pF | 200 ns | 3.8 keV | 2.9 keV |

Literaturverzeichnis

- [ALB69] Alberigi Quaranta, Martini, Ottaviani: "The Pulse Shape and the Timing Problem in Solid State Detectors – a review paper", IEEE Trans. Nucl. Sci. NS16 (1969)
- [BAR95] Barrett, Eskin, Barber: "Charge Transport in Arrays of Semiconductor Gamma-Ray Detectors", Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 156
- [BUR95] Burcham, Jobs: "Nuclear and Particle Physics", Longman Group Limited, 1995
- [BOL05] Bolotnikov, Baker, DeVito, Sandoval, Szurbart: "HgI₂ Detector With a Virtual Frisch Ring", IEEE Trans. Nucl. Science, vol. 52, no. 1 (2005)
- [BRO79] Bronstein, Semendjajew: "Taschenbuch der Mathematik", B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1979
- [CAN71] Canali, Martini, Ottaviani: "Transport Properties of CdTe", Phys. Rev. B, vol.4, no.2, 422-431 (1971)
- [CAV71] G. Cavalleri et al., „Extension of Ramo’s theorem as applied to induced charge in semiconductor detectors”, Nucl. Instr. And Meth. 92 (1971) 137
- [EIS99] Eisen, Shor, Mardor: "CdTe and CdZnTe gamma ray detectors for medical and industrial imaging systems", Nucl. Instr. Meth. A 428 (1999) 158-170
- [FIE04] Fiederle, Fauler, Konrath, Babentsov, Franc, James: „Comparison of undoped and doped high resistivity CdTe and (Cd,Zn)Te detector crystals, IEEE Transaction in Nuclear Science, 51, 1864-1868 (2004)
- [FIE96] Fiederle: "CdTe Röntgendetektoren – Materialeigenschaften und Charakterisierung", Dissertation Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, erschienen im Shaker Verlag 1996
- [FIE98] Fiederle, Eiche, Salk, Schwarz, Benz, Stadler, Hofmann, Meyer: „Modified compensation model of CdTe“, J. Appl. Phys., USA: AIP, vol.84, no. 12, 6689-6692 (1998)
- [FOU99] Fougeres, Siffert, Hageali, Koebel, Regal: "CdTe and Cd_{1-x}Zn_xTe for nuclear detectors: facts and fictions", Nucl. Instr. Meth. A 428 (1999) 38-44
- [FRI44] Frisch, British Atomic Energy Report, BR-49, 1944

- [HEC32] Hecht: „Zum Mechanismus des lichtelektrischen Primärstromes in isolierenden Kristallen“, Zeitschrift für Physik 77, 235 (1932)
- [HIN96] Hermann Hinsch: „Elektronik – Ein Werkzeug für Naturwissenschaftler“, Springer Verlag Berlin Heidelberg 1996
- [JEN41] C. K. Jen, „On the induced current and energy balance in electronics“, Proc. Of the I.R.E, June 1941, p. 345
- [JON75] Jones, Woollam: “Resolution improvement in CdTe gamma detectors using pulse-shape discrimination”, Nucl. Instr. Meth. 124, 591 (1975)
- [KAERI] Internetauftritt des Korea Atomic Energy Research Institute: „Table of Nuclides“, <http://atom.kaeri.re.kr/>
- [KLE98] Konrad Kleinknecht: “Detectors for particle radiation”, Cambridge University press, 1998 (zweite Auflage)
- [KEY01] Keyser: “Characterization of room temperature detectors using the proposed IEEE standard”, Nuclear Science Symposium Conference Record, 2001 IEEE, vol. 1, p. 315-318
- [KRI04] H. Krieger: “Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes”, B. G. Teuber Verlag, Wiesbaden 2004
- [LUK95] P. N. Luke: “Unipolar charge sensing with coplanar electrodes – applications to semiconductor detectors”, IEEE Trans.Nucl. Sci. NS-42 (4), 207 (1995)
- [LUT99] Gerhard Lutz: Semiconductor Radiation Detectors, 1999 Springer Verlag
- [MUS83] Musa, Ponpon, Grob, Hage-Ali, Stuck, Siffert: “Properties of electroless gold contacts on p-type cadmium telluride”, J. Appl. Phys., vol. 54, no. 6, (1983) 3260-3268
- [NIST] Internetauftritt des National Institute of Standards and Technology: “Physical Reference Data”, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/>
- [OLE85] Olego, Faurie, Sivananthan, Raccach: „Optoelectronic properties of Cd_{1-x}Zn_xTe films grown by molecular beam epitaxy on GaAs substrates“, Appl. Phys Lett. 47 ,11 (1985) 1172
- [RAM39] Ramo: „Currents induced by electron motion“, Proc. of the I.R.E., September 1939, p. 584
- [RIC92] Richter, Siffert: „High resolution gamma spectroscopy with CdTe detector systems“, Nucl. Instr. Meth. A, 322, 529-537 (1992)
- [SCH95] T. E. Schlesinger, R. B. James (Editors), „Semiconductors for Room

- Temperature Nuclear Detector Applications“, Academic Press , London 1995
- [SHO38] Shockley: „Currents to conductors induced by a moving point charge“, J. Appl. Phys. 9, 635 (1938)
- [SZE85] S. M. Sze: „Semiconductor Devices – Physics and Technology“, John Wiley & Son, New Jersey 1985, ISBN 0-471-87424-8
- [TEF67] Wayne E. Tefft: „Trapping Effects in Drift Mobility Experiments“, J. Appl. Phys., 38 (1967), 13
- [TON98] Toney, Schlesinger, James: “Modeling and Simulation of Uniformity Effects in Cd_{1-x}Zn_xTe Gamma-Ray Spectrometers”, IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 45, no. 1 (1998) p. 105
- [VER01] Verger, Boitel, Gentet, Hamelin, Mestais, Mongellaz, Rustique, Sanchez: „Characterization of CdTe and CdZnTe detectors for gamma-ray imaging applications“, Nucl. Instr. Meth. A, 458, 297-309 (2001)
- [VER97] Verger, Bonnefoy, Glasser, Ouvrier-Buffet: “New developments in CdTe and CdZnTe for X and gamma-ray applications” J. Elec.Materials, 56 (6) 738-744 (1997)
- [ZAN68] Zanio, Akutagawa, Kikuchi: „Transient Currents in Semi-Insulating CdTe Characteristics of Deep Traps“, J. Appl. Phys. 39, 6 (1968)
- [ZAN77] Zanio: „Use of various device geometries to improve the performance of CdTe detectors“, Rev. Phys. Appl. 12 (1977) 343
- [ZHE01] Zhong He: „Review of the Shockley-Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors“, Nucl. Instr. Meth. A 463, 250 (2001)
- [ZHE97] Z. He, Knoll, Wehe, Miyamoto: “Position-sensitive single carrier CdZnTe detectors”, Nucl. Instr. Methods A, 388, 180-185 (1997)

Danksagung

Ich möchte meinem Betreuer Herrn Prof. Dr. Karl Jakobs für die Vergabe und Betreuung meiner Diplomarbeit danken. Sein stetes Interesse am Verlauf meiner Arbeit und kritische Diskussionen führten oft zu neuen Impulsen und Entwicklungen.

Meinem Ansprechpartner am FMF, Dr. Michael Fiederle, dass er mir die Möglichkeit gab, in seiner Gruppe zu arbeiten.

Besonderer Dank gilt den Doktoranden Andreas Zwerger und Alex Fauler, die sehr viel Zeit für mich geopfert haben, und auch viel ihrer knappen Freizeit mit mir verbracht haben.

Mein Dank gilt auch meinen Freunden und Kollegen am FMF, Christoph, Dominic und Markus, die immer ein offenes Ohr für mich hatten und bei denen ich sicher sein konnte, jede Hilfe zu bekommen, die ich brauchte.

Allen Kollegen, Angestellten und Kommilitonen, die mir oft und äußerst bereitwillig geholfen haben, und dadurch auf vielerlei Weise zum Erfolg dieser Diplomarbeit beigetragen haben.

Herrn Dr. Stöhlker vom Bundesamt für Strahlenschutz, der durch sein Interesse an dem Thema die Forschung auf diesem Gebiet mit ermöglicht und vorangetrieben hat.

Diese Arbeit ist meinen Eltern gewidmet, nicht zuletzt, weil sie mich all die Jahre unterstützt haben und ihr Vertrauen in mich gesetzt haben. Ich hoffe, ich kann ihnen hiermit etwas zurückgeben.

Zu guter Letzt danke ich meiner Freundin Dorothee, die mich während der gesamten Dauer der Diplomarbeit unterstützt hat.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig angefertigt habe. Es wurden nur die in der Arbeit ausdrücklich benannten Quellen und Hilfsmittel benutzt. Wörtlich oder sinngemäß übernommenes Gedankengut habe ich als solches kenntlich gemacht.

Ort, Datum

Unterschrift