

Analyse von digitalisierten Germanium-Detektorsignalen

**Diplomarbeit
von
Ingo Peter**

Oktober 1994

**Institut für Kernphysik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main**

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	3
2. Grundlagen	4
2.1 Wechselwirkungen von γ -Quanten mit Materie	4
2.2 Prinzip von Germanium-Detektoren	6
2.3 Detektor-Geometrien	8
2.4 Pulsformen von Germanium-Detektoren	9
3. Durchführung des Experiments	14
4. Simulationsrechnungen zum Experiment	17
4.1 Berechnung der Wechselwirkungsorte und der deponierten Energien	17
4.2 Berechnung der Pulsformen	17
5. Ergebnisse	22
5.1 Abhängigkeiten der Pulsanstiegszeiten vom Ort der ersten Wechselwirkung	22
5.2 Vergleich zur Simulation	26
6. Diskussion der Ergebnisse	29
7. Anwendungen und Ausblick	35
8. Zusammenfassung	37
Literaturverzeichnis	38
Danksagung	40

1. Einleitung

Der heutige Kenntnisstand über die Struktur der Atomkerne basiert zu einem großen Teil auf γ -spektroskopischen Untersuchungen, der Vermessung verschiedenartiger Anregungszustände der Kerne durch den Nachweis der emittierten γ -Strahlung. Einer der für die Qualität der Ergebnisse maßgeblich limitierenden Faktoren ist hierbei die Leistungsfähigkeit der verwendeten Detektoren.

Man verwendet heutzutage hauptsächlich hochreine, großvolumige Germanium-Detektoren, die zu der Gruppe der Halbleiterdetektoren zählen. Sie lösten in den 60er Jahren die bis dahin verwendeten Szintillationszähler und Ionisationsgaszähler weitgehend ab. Der Vorteil dieser Halbleiterdetektoren liegt vor allen Dingen in einer stark verbesserten Energieauflösung. Dies führt zu einer erhöhten Sensitivität, wodurch immer feinere Strukturen nachgewiesen werden konnten. Darüber hinaus wurden in den letzten Jahren große Fortschritte in der Herstellung großvolumiger Germaniumkristalle erzielt, die zu einer deutlichen Erhöhung der Wahrscheinlichkeit im Nachweis von γ -Strahlung führte.

Zu weiteren Erhöhung der Sensitivität, die es erlaubt, auch exotische Kernzustände nachzuweisen, wurden in letzter Zeit sog. 4π -Detektoranordnungen wie GASP [Baz90] oder EUROGAM [Eur90] aufgebaut, in denen viele großvolumige Ge-Detektoren zu einer Kugelschale zusammengesetzt worden sind. Andere wie GAMMASPHERE [Del88] oder EUROBALL III [Ger92] befinden sich zur Zeit noch im Aufbau.

Parallel zu den Fortschritten in der Detektortechnologie wurden schnelle Analog-Digital-Wandler entwickelt, die es ermöglichen, Pulsformen direkt nach dem Vorverstärker zu digitalisieren. Damit werden Informationen verfügbar, die in den Detektorsignalen enthalten sind und mit analogen Meßmethoden bisher nicht zugänglich waren. So führt die digitale Weiterverarbeitung der stark variierenden Pulsformen unter Verwendung geeigneter Algorithmen zu einer verbesserten Energie- und Zeitauflösung [Sch92]. Theoretische Betrachtungen zeigen weiterhin, daß die Pulsform stark vom Ort der Wechselwirkung des γ -Quants im Detektor abhängt und auch von Kristallschäden beeinflusst wird.

Ziel dieser Arbeit ist es, durch eine Analyse digitalisierter Ge-Detektorsignale, das Verständnis über die Pulsformentstehung und damit über die Variation der Pulsform zu erweitern. Dabei soll in erster Linie die Abhängigkeit der Pulsform vom Ort der primären Wechselwirkung ermittelt werden. Dies ließe eine verbesserte Korrektur der Dopplerverbreiterung zu, die sonst die Energieauflösung bei der Spektroskopie von im Flug emittierten γ -Quanten erheblich beeinträchtigt.

Die experimentellen Ergebnisse sollen darüber hinaus mit Simulationsrechnungen verglichen werden, so daß in Zukunft für unterschiedliche Detektoranordnungen die Abhängigkeit der Pulsform vom Ort der primären Wechselwirkung oder auch Kristalleigenschaften berechnet werden können.

2. Grundlagen

2.1 Wechselwirkungen von γ -Quanten mit Materie

Zum Nachweis eines γ -Quants sind drei Arten von Wechselwirkungen mit Materie von Bedeutung: Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung. Sie sollen in diesem Kapitel kurz erläutert werden, vor allen Dingen im Hinblick auf Germanium. Außerdem werden die in Germanium stattfindenden Sekundärprozesse aufgeführt, da deren Eigenschaften Einfluß auf die quantitative Messung eines γ -Quants besitzen.

Beim Photoeffekt, wird ein γ -Quant von einem Atom vollständig absorbiert, so daß dieses ionisiert wird und ein freies Elektron entsteht.

Der Comptoneffekt läßt sich als Streuung eines γ -Quants an einem Hüllenelektron beschreiben. Nur ein Teil der γ -Energie wird dabei auf das Elektron übertragen, so daß es im allgemeinen aus der Hülle des Atoms geschlagen wird. Die Energiedeposition des γ -Quants E_{dep} hängt dabei von der Energie des γ -Quants E_γ und vom Streuwinkel θ bezogen auf die Einfallrichtung ab:

$$E_{\text{dep}} = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \right) \quad (2-1)$$

Die Verteilung des Streuwinkels wird durch die Formel von Klein-Nishina [Kno89] beschrieben und ist in Abb. 2.1 für verschiedene Energien dargestellt.

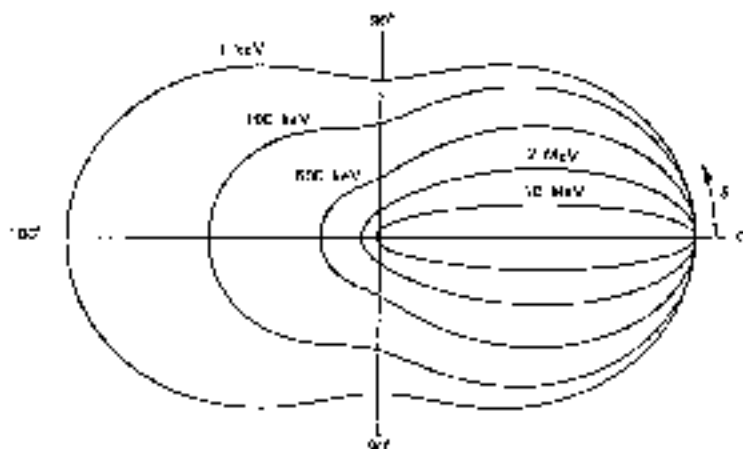


Abb. 2.1: Winkelverteilung Comptongestreuter γ -Quanten für verschiedene Energien in Polarkoordinaten (r, θ) . θ steht für den Streuwinkel bezogen auf die Einfallrichtung, r steht für die relative Häufigkeit des Streuwinkels.

Bei der Paarbildung erzeugt ein γ -Quant im elektrischen Feld des Atoms ein Elektron/Positron-Paar. Die Energie des γ -Quants muß dazu mindestens $1,022\text{MeV}$, der doppelten Ruheenergie eines Elektrons betragen.

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der genannten Effekte hängt von der Ordnungszahl Z des Materials und von der Energie des γ -Quants E_γ ab. Sie wird durch die sog. Absorptionskoeffizienten μ ausgedrückt. Abb. 2.2 zeigt diese für Germanium ($Z=32$).

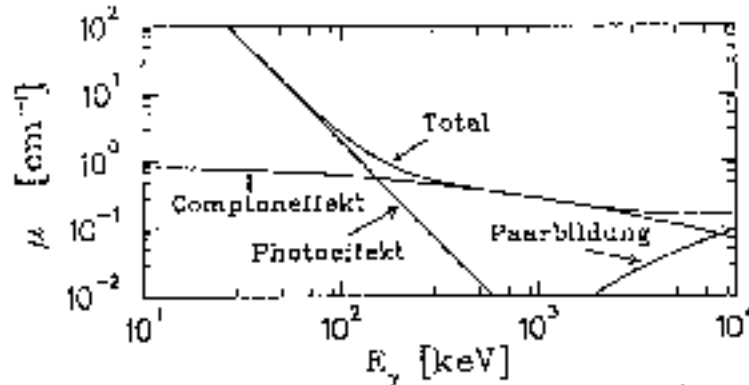


Abb. 2.2: Absorptionskoeffizienten μ für Germanium als Funktion der γ -Energie E_γ .

Bei allen drei Effekten wird ein freies Elektron erzeugt, beim Paareffekt zusätzlich ein Positron. Das Elektron, ebenso das Positron, wird auf seinem Weg durch das Material abgebremst, wobei es Elektron/Loch-Paare erzeugt. Da die Reichweite des primär erzeugten Elektrons (Positrons) mit ca. 1mm bei 1MeV sehr gering ist, kann näherungsweise angenommen werden, daß die Elektron/Loch-Paare alle an dem Ort der Wechselwirkung entstehen.

Bedingt durch die mit $Z = 32$ relativ geringe Ordnungszahl ist allerdings der Comptoneffekt in Germanium in einem großen Energiebereich von ca. 150keV bis 7MeV dominant (siehe Abb. 2.2). Dies führt dazu, daß ein γ -Quant seine vollständige Energie in einem Germaniumkristall hauptsächlich über mehrfache Comptonstreuung mit anschließendem Photoeffekt deponiert. In diesem Fall existieren somit mehrere Wechselwirkungsorte, an denen Elektron/Loch-Paare entstehen. Dabei kommt es vor, daß ein γ -Quant nach einer Comptonstreuung den Germaniumkristall verläßt und somit nur einen Teil seiner Energie im Germaniumkristall deponiert. Dieser Anteil nicht vollständig nachgewiesener γ -Quanten führt zu einem Untergrund bei der Energiemessung.

Die Anzahl n der nach der Wechselwirkung gebildeten Elektron/Loch-Paare ist proportional zur Energie, die das γ -Quant im Germanium-Detektor deponiert hat. Sie ist bei gegebener Energiedeposition E_{dep} bestimmt durch die mittlere Energie E_{ch} , die zur Erzeugung eines Elektron/Loch-Paares notwendig ist:

$$n = \frac{E_{\text{dep}}}{E_{\text{ch}}} \quad (2-2)$$

Die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron/Loch-Paares ist mit ca. 2,96eV in Germanium sehr gering, was zu einer großen Anzahl gebildeter Elektron/Loch-Paare und damit zu einer guten Energieauflösung führt.

2.2 Prinzip von Germanium-Detektoren

Um die Energiedeposition eines γ -Quants zu bestimmen, muß, wie aus Gleichung (2-2) hervorgeht, die Anzahl der gebildeten Elektron/Loch-Paare ermittelt werden. Dazu wird an einen Germaniumkristall eine Hochspannung angelegt, die die Elektronen und Löcher trennt und zu den entsprechenden Kontakten beschleunigt. Es entsteht ein Ladungspuls, dessen Höhe ein Maß für die Anzahl der Elektron/Loch-Paare ist.

Bei dieser Methode setzt man einen idealen reinen Kristall voraus. Tatsächlich lassen sich Verunreinigungen nicht vermeiden, die einen erhöhten Leckstrom bewirken, der die Messung des Ladungspulses stark beeinträchtigt. Bei den höchsten zur Zeit herstellbaren Reinheitsgraden liegen die Verunreinigungen im Bereich von ca. 10^9 Atome/cm³. Je nach Art der Verunreinigung spricht man von einem p-Typ oder n-Typ Kristall.

Beim p-Typ Kristall führt die Nettoverunreinigung dazu, daß das Germanium leicht p-dotiert ist, d.h. es befinden sich Störstellen knapp oberhalb des Valenzbandes (Akzeptorstörstellen). Beim n-Typ Kristall führt die Nettoverunreinigung dazu, daß das Germanium leicht n-dotiert ist, d.h. es befinden sich Störstellen knapp unterhalb des Leitungsbandes (Donatorstörstellen). Der Leckstrom wird somit beim p-Typ Kristall durch Löcherleitung beim n-Typ Kristall durch Elektronenleitung verursacht.

Um den Leckstrom zu minimieren, wählt man das Prinzip einer p-i-n Diode (siehe Abb. 2.3). Eine p-i-n Diode besteht aus einer stark p-dotierten Schicht (p^+), einem intrinsischen Material und einer stark n-dotierten Schicht (n^+). Das intrinsische Material ist hochrein und nur sehr leicht dotiert. Eine mit hochreinem Germanium als intrinsische Schicht versehene p-i-n Diode wird als High-Purity Ge-Detektor bezeichnet.

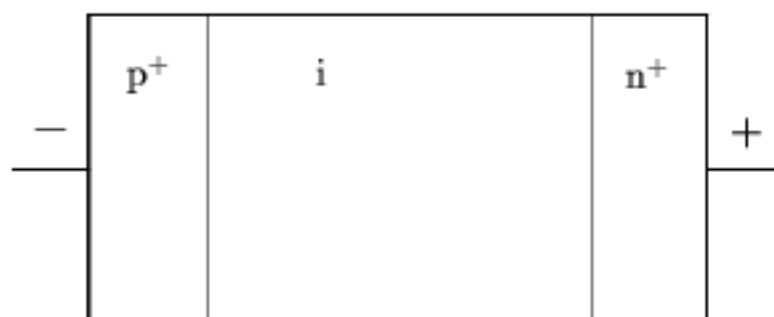


Abb. 2.3: Prinzipieller Aufbau einer p-i-n Diode.

Der n^+ -dotierte Bereich besteht im allgemeinen aus einer ungefähr 1mm dicken Lithium-Schicht, der p^+ -dotierte Bereich aus einer ungefähr $0,2\mu\text{m}$ dicken, implantierten Bor-Schicht [Leo94]. Diese stark dotierten Bereiche werden möglichst dünn gewählt, die intrinsische Schicht hingegen so groß wie möglich (ca. 4cm).

Bei dem im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Detektor ist das intrinsische Material leicht p-dotiertes Germanium. Die daher folgenden gemachten Betrachtungen für p-i-n Dioden mit p-dotiertem Germanium als intrinsischem Material, gelten analog für n-dotiertes Germanium.

An der Grenzfläche zwischen der n^+ -dotierten Schicht und dem leicht p-dotierten Germanium liegt ein p/n-Übergang vor, an dem durch Diffusion eine Rekombination der Donatoren mit den Akzeptoren stattfindet. Es entsteht eine Raumladungszone innerhalb der sich keine freien Ladungsträger mehr befinden und die deshalb auch Verarmungszone genannt wird.

Sie hat aufgrund der stark unterschiedlichen Dotierung eine unsymmetrische Form (siehe Abb. 2.4). Im schwach dotierten Germaniumkristall besitzt sie eine größere räumliche Ausdehnung als in der stark dotierten Schicht. Dies liegt daran, daß die aus der n^+ -dotierten Schicht diffundierenden Elektronen in einem kleineren Volumen sitzen, als die aus der schwach p-dotierten Schicht diffundierenden Löcher.

Bei Anlegen einer Spannung in Sperrichtung wird sich die Verarmungszone über den schwach p-dotierten Germaniumkristall räumlich ausdehnen, wohingegen die räumliche Ausdehnung der Verarmungszone in der n^+ -dotierten Schicht vernachlässigbar klein ist. Bei Erhöhung der Sperrspannung geschieht dies solange, bis die Verarmungszone die p^+ -dotierte Schicht erreicht hat. Da sie vergleichbar stark dotiert ist wie die n^+ -dotierte Schicht wird eine weitere Erhöhung der Sperrspannung keine weitere räumliche Ausdehnung der Verarmungszone mit sich bringen.



Abb. 2.4: Verteilung der Raumladung am p/n-Übergang einer p-i-n Diode.

Die Verarmungszone einer p-i-n Diode eignet sich zum Nachweis von γ -Quanten. In ihr gebildete Elektron/Loch-Paare werden durch das elektrische Feld getrennt und erzeugen einen Ladungspuls. Durch das Fehlen freier Ladungsträger ist die Rekombinationsrate vernachlässigbar klein. Die Sperrspannung wird so groß gewählt, daß sich die Verarmungszone über den gesamten Germaniumkristall erstreckt, um ein möglichst großes Volumen zum Nachweis von γ -Quanten zur Verfügung zu haben.

Durch den geringen Bandabstand von nur $0,7\text{eV}$ werden Ge-Detektoren vor Anlegen der Hochspannung mit flüssigem Stickstoff gekühlt, da bei Zimmertemperatur der Leckstrom zu einer irreversiblen Zerstörung des Kristalls führen würde. Die Kühlung hat weiterhin zur Folge, daß das thermisch bedingte Rauschen unterdrückt wird.

2.3 Detektor-Geometrien

Wesentlichen Einfluß auf die Güte eines Germanium-Detektors hat seine Geometrie. Wichtigste Anforderungen sind dabei, ein möglichst großes aktives Volumen, das durch die Verarmungszone gegeben ist, und möglichst geringe Leckströme zu erzielen. Erheblichen Einfluß hat die Detektorgeometrie außerdem, wie aus dem nächsten Kapitel hervorgehen wird, auf die Signalform.

Im wesentlichen gibt es zwei verschiedene Germanium-Detektor-Geometrien, die man mit planar und koaxial bezeichnet. Sie unterscheiden sich durch die Art der Kontaktierung des Germaniumkristalls.

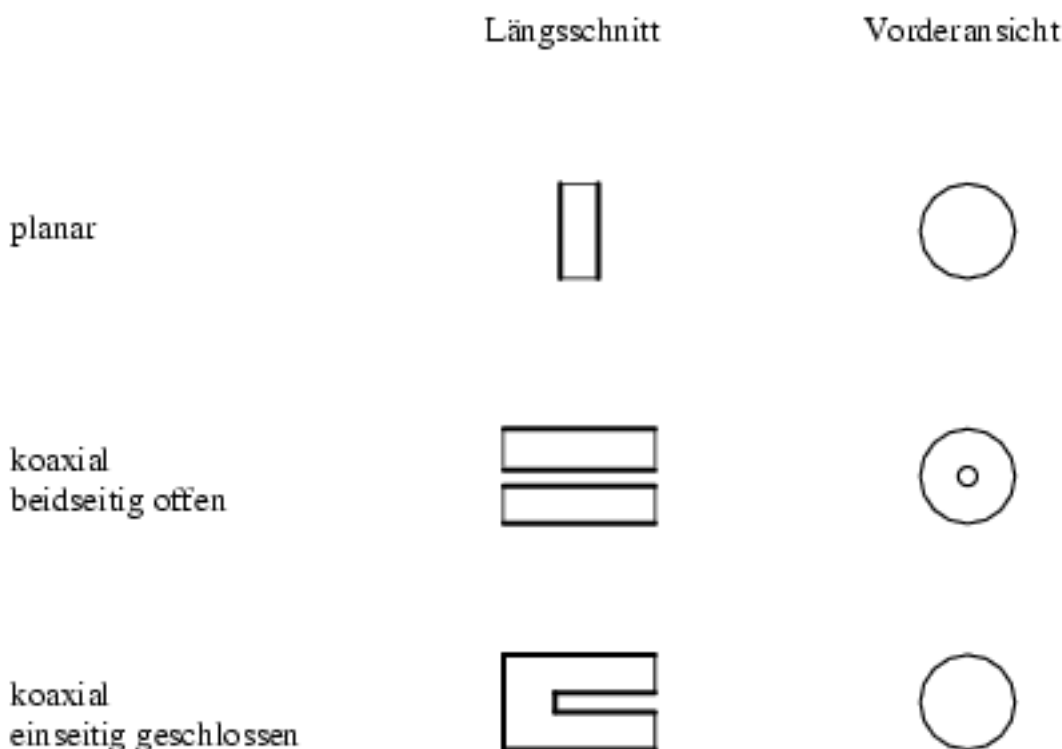


Abb. 2.5: Längsschnitte sowie Vorderansichten verschiedener Detektorgeometrien. Die Kontakte sind durch dicke Linien gekennzeichnet.

Die Germaniumkristalle, die in Germanium-Detektoren verwendet werden, werden in zylindrischer Form als Einkristall gezüchtet und besitzen Durchmesser von bis zu 8cm und Längen von bis zu 14cm. Die planare Geometrie zeichnet sich dadurch aus, daß ein zylindrischer Germaniumkristall an den beiden Frontseiten mit Kontakten versehen wird. Bei der coaxialen Geometrie wird zwischen "koaxial beidseitig offen" und "koaxial einseitig geschlossen" unterschieden. Mit "koaxial beidseitig offen" wird ein Germaniumkristall bezeichnet, der entlang seiner Längsachse mit einer Bohrung versehen ist. Die Kontakte befinden sich an der Außenseite und innerhalb der Bohrung. Bei einem "koaxial einseitig geschlossenen" Germaniumkristall ist im Gegensatz dazu die Bohrung nur bis zu ca. $2/3$ der Gesamtkristalllänge geführt (siehe Abb. 2.5).

Nachteil bei der planaren Geometrie ist, daß sich selbst bei Spannungen die kurz unter der Durchbruchspannung liegen, nur sehr kleine aktive Volumina von ca. 100cm^3 erreichen lassen. Außerdem treten hohe Leckströme an den nicht kontaktierten Seitenflächen des Kristalls auf.

Bei coaxialer Geometrie lassen sich wesentlich größere aktive Volumina von bis zu 650cm^3 erreichen. Die Spannung, die zur Ausbildung der Verarmungszone angelegt werden muß, hängt in dem Fall vom Durchmesser des Germaniumkristalls ab. Die "koaxial beidseitig offene" Geometrie hat dabei den Nachteil hoher Oberflächenströme an den nicht kontaktierten Frontseiten. Die geeignetste und gebräuchlichste Detektorgeometrie ist daher die "koaxial einseitig geschlossene". Mit ihr lassen sich die größten aktiven Volumina und die geringsten Leckströme erreichen.

Die Kontaktierung eines coaxialen Detektors wird so vorgenommen, daß sich beim Anlegen einer Hochspannung in Sperrichtung das aktive Volumen von außen nach innen ausbreitet. Dadurch werden höhere Feldstärken in den äußeren Randbereichen erzielt. Für einen p-Typ Kristall bedeutet dies, daß sich der n^+ -Kontakt außen und der p^+ -Kontakt innen befindet. Für einen n-Typ Kristall gilt dies analog.

2.4 Pulsformen von Germanium-Detektoren

Die Form, d.h. der zeitliche Verlauf des von einem γ -Quant erzeugten Ladungspulses wird in diesem Kapitel theoretisch beschrieben. Dazu wird das Ersatzschaltbild eines Germanium-Detektors verwendet, in dem er im idealisierten Fall durch eine Stromquelle und einen parallel geschalteten Kondensator mit der Kapazität C_{det} dargestellt wird [Ber68]. Über einen sehr großen Vorwiderstand R_v wird der Detektor an eine Hochspannungsquelle angeschlossen (siehe Abb. 2.6).

Findet eine Wechselwirkung eines γ -Quants im Detektor statt, werden an einem Ort r eine Anzahl n Elektron/Loch-Paare gebildet. Durch das elektrische Feld werden die Elektronen von den Löchern getrennt, die Elektronen zum n^+ -Kontakt und die Löcher zum p^+ -Kontakt beschleunigt. Während ihrer Drift wird ein Strom und damit ein Ladungspuls induziert, der, da R_v sehr groß ist, nicht von der Spannungsquelle,

sondern fast ausschließlich von der Detektorkapazität geliefert wird und zu dessen Entladung beiträgt.

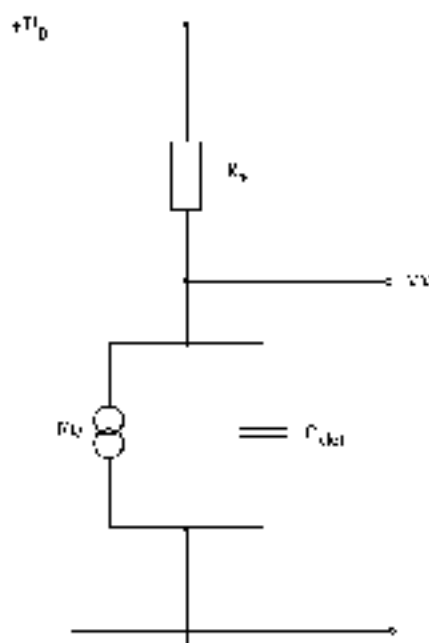


Abb. 2.6: Ersatzschaltbild eines Germanium-Detektors und dessen Anschluß an eine Hochspannungsquelle.

Unter Berücksichtigung der Energieerhaltung läßt sich der zeitliche Verlauf des induzierten Ladungspulses herleiten. Die Energie dW , die n Ladungsträger während ihrer Drift in einem elektrischen Feld $E(r)$ entlang der Feldlinien in Richtung abfallenden Potentials absorbieren, berechnet sich zu

$$dW = n \cdot e \cdot \int E(r) dr \quad ,$$

wobei e die Elementarladung ist.

Im gegebenen Fall driften sowohl Elektronen als auch Löcher. Die gesamte absorbierte Energie ergibt sich somit aus der Summe der durch die Drift der Elektronen und der durch die Drift der Löcher absorbierten Energie. Setzt man

$$dr = v \cdot dt$$

und beachtet, daß Elektronen und Löcher verschiedene Driftgeschwindigkeiten in Abhängigkeit vom elektrischen Feld besitzen (siehe Abb. 4.1), dann gilt für die zum Zeitpunkt dt nach der Wechselwirkung gesamte absorbierte Energie dW_{ges} :

$$dW_{ges} = n \cdot e \cdot \int E(r) \cdot v_e \cdot dt + n \cdot e \cdot \int E(r) \cdot v_h \cdot dt \quad (2-3) .$$

Hierbei ist v_e die Driftgeschwindigkeit der Elektronen und v_h die Driftgeschwindigkeit der Löcher.

Die Energie wird von der Detektorkapazität geliefert, so daß der in C_{det} gespeicherte Energieinhalt um den Betrag dW_{ges} abfällt. Es gilt dann:

$$dW_{ges} = \frac{Q_o^2}{2C_{det}} - \frac{Q_t^2}{2C_{det}} \quad (2-4)$$

mit:

- Q_o = Ladung auf C_{det} vor der Wechselwirkung,
- Q_t = Ladung auf C_{det} zum Zeitpunkt dt nach der Wechselwirkung .

Die Kapazität wird somit um den Betrag dQ mit

$$dQ = Q_o - Q_t$$

entladen.

Wählt man nun den Fall eines planaren Detektors dann gilt

$$E(t) = \frac{U_o}{d} = \frac{Q_o}{d \cdot C} \quad ,$$

mit:

- U_o = Versorgungsspannung,
- d = Elektrodenabstand eines planaren Detektors.

Setzt man (2-3) und (2-4) gleich und macht die Näherungen

$$2 \cdot Q_o = Q_o + Q_t \quad ,$$

dann ergibt sich:

$$dQ = \frac{1}{d} \cdot n \cdot e \cdot (v_e + v_h) \cdot dt \quad (2-5) \quad .$$

Gleichung (2-5) beschreibt den zeitlichen Verlauf des durch die Drift der Elektron/Loch-Paare induzierten und vom Kondensator C_{det} gelieferten Ladungspulses eines planaren Detektors. Sind die Elektronen und Löcher an den Kontakten angekommen werden keine weiteren Ladungen induziert und der Kondensator C_{det} ist um den maximalen Betrag entladen worden. Über R_v wird er anschließend mit einer sehr großen Zeitkonstante wieder aufgeladen. Die für die Wechselwirkung charakteristische Information steckt somit nur in der Anstiegsflanke des Ladungspulses.

Abb. 2.7 zeigt nach Gleichung (2-5) berechnete Pulsformen eines planaren Detektors für verschiedene Entstehungsorte. Es ergeben sich dabei für unterschiedliche Wechselwirkungsorte unterschiedliche Pulsformen. Der Verlauf des Pulses am Wechselwirkungsort Nr.2 soll hier exemplarisch erläutert werden und die Abhängigkeit der Pulsform vom Wechselwirkungsort verdeutlichen.

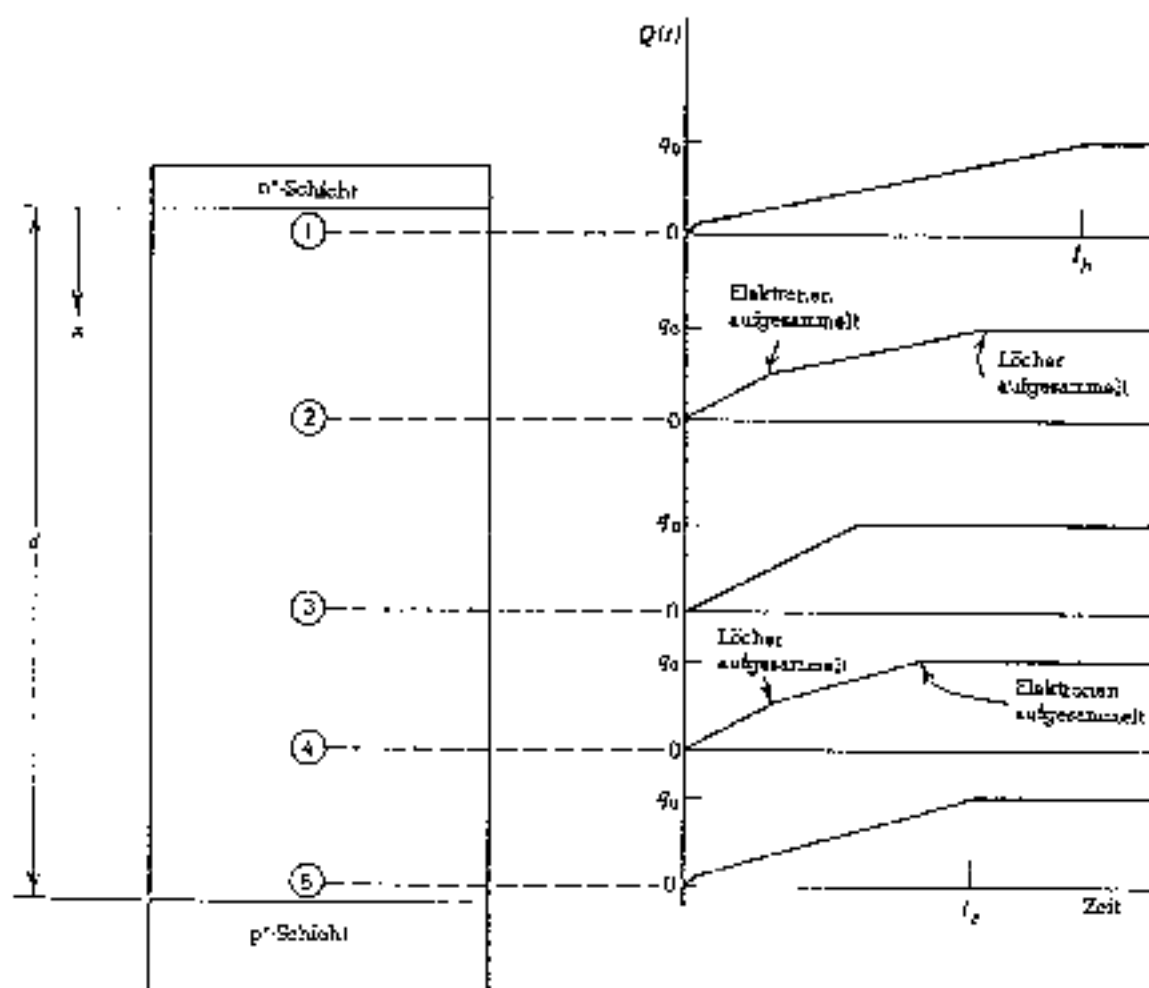


Abb. 2.7: Berechnete Pulsformen verschiedener Wechselwirkungsorte in einem planaren Detektor.

Der Wechselwirkungsort Nr.2 befindet sich näher am n^+ -Kontakt als am p^+ -Kontakt. Nach der Entstehung der Elektron/Loch-Paare beginnen die Elektronen zum n^+ -Kontakt und die Löcher zum p^+ -Kontakt zu driften. Der Pulsanstieg dQ/dt ist dann nach Gleichung (2-5) proportional zu (v_e+v_h) , der Summe aus den Driftgeschwindigkeiten für Elektronen und Löcher. Da die Elektronen einen kürzeren Weg zum n^+ -Kontakt besitzen als die Löcher zum p^+ -Kontakt, erreichen sie den Kontakt früher. Die Zeit, die die Elektronen benötigen, um ihren Kontakt im Abstand x vom Wechselwirkungsort zu erreichen, wird mit Elektronensammelzeit t_e bezeichnet und berechnet sich zu:

$$t_e = v_e \cdot x$$

Nach dieser Zeit induzieren die Elektronen keine weiteren Ladungen, ihre Driftgeschwindigkeit wird gleich 0 gesetzt. Es driften nur noch die Löcher, so daß der Anstieg des Ladungspulses dQ/dt absinkt und proportional zur Löcherdriftgeschwindigkeit v_h ist. Die Ankunft der Elektronen an ihrem Kontakt äußert sich somit durch einen Knick in der Pulsform. Nach der Ankunft der Löcher werden keine Ladungen mehr induziert und der Ladungspuls steigt nicht weiter an. Mit der durch den Vorwiderstand und der Detektorkapazität gegebenen Zeitkonstante fällt er anschließend wieder auf 0 ab.

Die für diesen Wechselwirkungsort gemachten Betrachtungen gelten analog für die anderen Orte. Es wird deutlich, daß Knicke in der Pulsform der Ankunft einer Ladungsträgersorte an einen Kontakt entsprechen. Da das elektrische Feld in einem planaren Detektor konstant ist, hängt die zeitliche Lage des Knicks ausschließlich vom Ort der Wechselwirkung ab.

Gemessen werden die Detektorsignale durch das Anschließen eines Vorverstärkers, wie es in Abb. 2.6 dargestellt ist. Dabei kann man einen spannungsempfindlichen Vorverstärker benutzen, der das Absinken der Spannung über C_{det} (in Folge seiner Entladung) verstärkt. Eine andere, für Germanium-Detektoren übliche Möglichkeit ist es, einen ladungsempfindlichen Vorverstärker zu benutzen. Dabei wird der induzierte Strompuls über einen Kondensator ausgekoppelt und integriert.

3. Durchführung des Experiments

Wie aus Kapitel 2.4 hervorgeht, sollte die Analyse von Pulsformen eines Germanium-Detektors die Möglichkeit bieten, Rückschlüsse auf den Wechselwirkungsort zu ziehen. Die experimentellen Voraussetzungen dazu bestehen erst seit der Entwicklung schneller Analog-Digital-Wandler, insbesondere der Flash-ADC's, mit denen man in der Lage ist, Detektorsignale direkt nach dem Vorverstärker zu digitalisieren.

Im experimentellen Teil dieser Arbeit wurden Pulsformen eines großvolumigen Germanium-Detektors verschiedener Energien in Abhängigkeit vom Auftreffort des γ -Quants auf dem Germanium-Detektor gemessen. Dazu wurde ein Germanium-Detektor mit γ -Quellen an verschiedenen Positionen kollimiert bestrahlt. Die erzeugten Signale wurden dabei mit dem Flash-ADC eines Digitaloszilloskops abgetastet und digitalisiert. Parallel dazu wurde die Energie mit Analogelektronik gemessen.

Bei dem untersuchten Detektor handelte es sich um einen p-Typ HPGe-Detektor mit einer Photopeakeffizienz von 80% gegenüber einem 3" x 3" großem NaJ-Detektor. Er war "koaxial einseitig geschlossen" [Ort94]. Die exakte Geometrie des Detektors ist der Abb. 3.1 zu entnehmen.

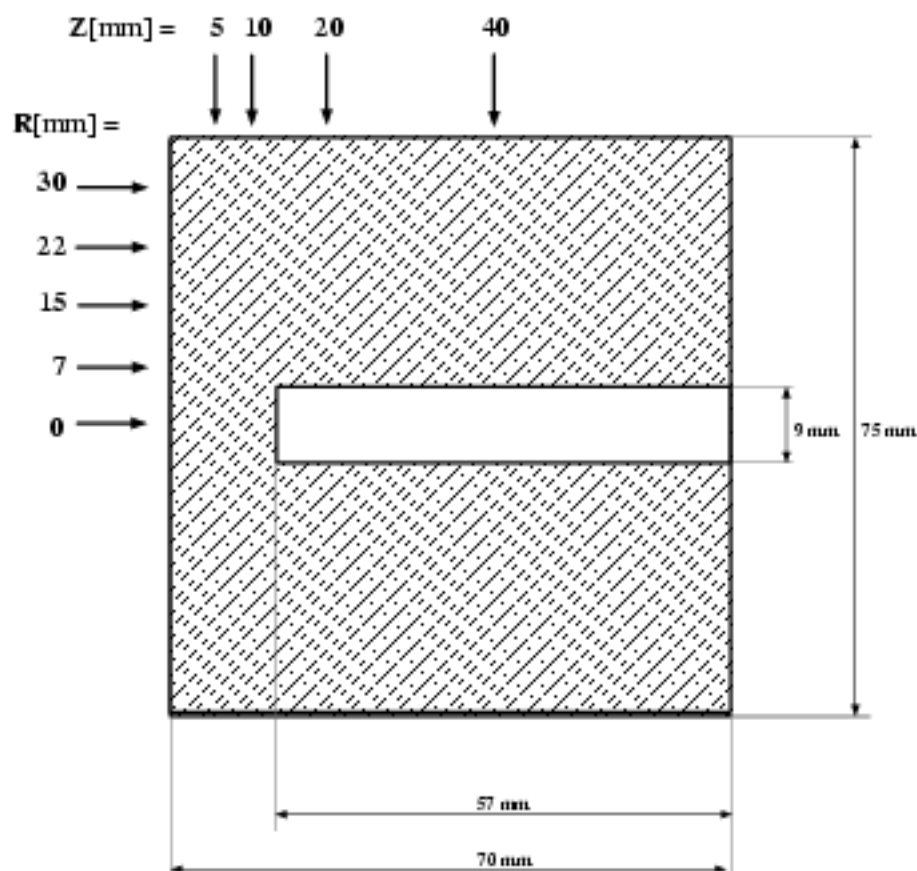


Abb. 3.1: Skizze des verwendeten Detektors mit den bei der Messung gewählten Kollimatorpositionen (Einstrahlorte).

Die Bestrahlung des Detektors durch γ -Quellen wurde mit einem Kollimator durchgeführt, um einen definierten Auftreffort der γ -Quanten auf dem Detektor zu gewährleisten. Der Kollimator bestand aus Blei und besaß eine Länge von 10cm bei einer Öffnung von 2mm Durchmesser. Abschätzungen ergaben, daß bei einer γ -Energie von 700keV das Transmissionsverhältnis zwischen kollimierten und unkollimierten γ -Quanten ca. 100:1 beträgt und er somit für γ -Energien kleiner 700keV geeignet ist.

Aus diesem Grund wurden ^{137}Cs und ^{152}Eu als Quellen verwendet. Die Cs-Quelle emittiert γ -Quanten mit einer Energie von 661keV, und die Eu-Quelle emittiert u. a. γ -Quanten mit der Energie von 121keV und 344keV. Im Hinblick auf die spätere Analyse ist durch diese beiden Quellen eine Abdeckung des γ -Energiebereichs bis 700keV gewährleistet.

Kollimiert bestrahlt wurde der Detektor an jeweils fünf verschiedenen Positionen auf der Vorderseite und der Längsseite (siehe Abb. 3.1). Die relative Position des Kollimators konnte hierbei mit einem elektronisch gesteuerten Meßtisch auf 1/10mm Genauigkeit verändert werden. Die absolute Positionierung gegenüber dem Germanium-Detektor konnte auf nur ca. 3mm Genauigkeit vorgenommen werden, da die Position des Kristalls im Gehäuse nicht genau bekannt war.

Für jede der gewählten Positionen wurden mit einer Datenrate von ca. 5Hz jeweils 40000 Pulse aufgenommen.

Zur Signalverarbeitung wurde der im Blockschaltbild in Abb. 3.2 dargestellte elektronische Aufbau verwendet. Er ermöglicht die Synchronisation zwischen digital gemessenen Pulstformen und analog gemessenen Energien.

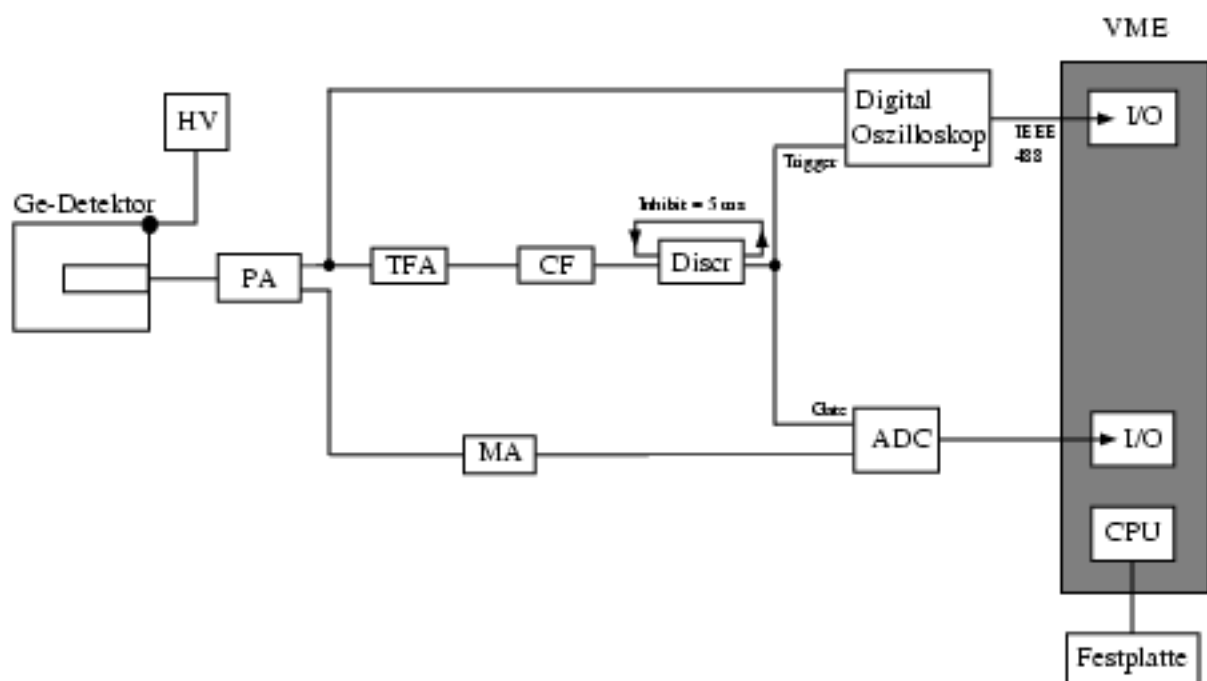


Abb. 3.2: Blockschaltbild der bei der Messung verwendeten Elektronik.

Die Energie wird über Standard NIM-Elektronik, d.h. einen Hauptverstärker (Ortec 572) und einen ADC (Silena 7421) mit einer Auflösung von 12 Bit, gemessen. Die Messung der Pulsform geschieht mit einem Flash-ADC des Digitaloszilloskops von Hewlett Packard (HP54510A). Das Signal wird dabei mit einer Abtastzeit von 10nsec für ein Zeitintervall von 1 μ sec (= 100 Punkte) und einer Auflösung von 10 Bit abgetastet. Ein weiterer Zweig dient der Erzeugung eines Zeitsignals, das als Gate für den Silena-ADC und als Trigger für das Digitaloszilloskop verwendet wird.

Problem bei der synchronen Messung von Energie und Pulsform ist, daß die Totzeit des Digitaloszilloskops wesentlich höher als die des Silena-ADC ist. Um zu verhindern, daß der Silena-ADC beim Anliegen eines Zeitsignals meßbereit ist und das Digitaloszilloskop nicht, ist ein Diskriminator zwischengeschaltet, der nach Durchlaß eines Zeitsignals für 5msec gesperrt ist. Da 5msec größer sind als die maximale Totzeit des Digitaloszilloskops, ist gewährleistet, daß der Silena-ADC und das Digitaloszilloskop dasselbe Signal verarbeiten.

Die Datenauslese geschieht über einen VME-System [Vme87]. Der Silena-ADC wird dabei direkt in den Arbeitsspeicher der CPU gelesen. Ein mit dem Flash-ADC des Digitaloszilloskops abgetasteter Puls wird erst in dem Zwischenspeicher des Digitaloszilloskops abgelegt und anschließend in den Arbeitsspeicher der CPU gelesen. Aus der CPU werden die Daten auf Festplatte geschrieben.

In Abb. 3.3 sind drei Beispiele von gemessenen Pulsformen bei gleicher Energie für drei unterschiedliche Kollimatorpositionen auf der Detektorvorderseite dargestellt.

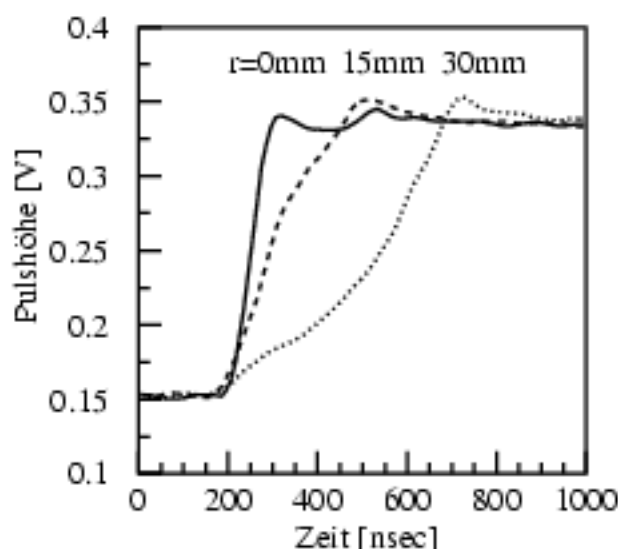


Abb. 3.3: Beispiele von gemessenen Pulsformen für drei verschiedene Kollimatorpositionen bei einer γ -Energie von 661keV.

4. Simulationsrechnungen zum Experiment

Die starken Variationen der Pulsformen, wie sie in einem Germanium-Detektor zu beobachten sind, können in der analogen Signalverarbeitung mit konventioneller Elektronik nur in geringem Maße berücksichtigt werden. Ziel der Simulationsrechnungen ist es, die Signalformen eines Germanium-Detektors der "koaxial einseitig geschlossenen" Bauart zu reproduzieren. Gelingt dies, so kann die Simulation zur Optimierung von Analysealgorithmen bei der Signalverarbeitung beitragen.

Um berechnete Signalformen mit gemessenen vergleichen zu können, wurde die in Kapitel 3 beschriebene Messung simuliert. Die Simulation gliederte sich dabei in zwei Schritte. Im ersten Schritt wurden mittels Monte-Carlo-Rechnungen die Wechselwirkungsorte und die dort deponierten Energien eines γ -Quants im Germanium-Detektor ermittelt. Im zweiten Schritt wurden daraus, unter Berücksichtigung der Detektorgeometrie und des dadurch im wesentlichen vorgegebenen elektrischen Feldes, Pulsformen berechnet.

4.1 Berechnung der Wechselwirkungsorte und der deponierten Energien

Zur Berechnung der Wechselwirkungsorte und der dort deponierten Energien wurde das am CERN entwickelte Simulationspaket GEANT benutzt [Gea93].

Mit GEANT können Wechselwirkungen verschiedener Teilchen oder Photonen in allen gängigen Detektormaterialien und für beliebige Detektorgeometrien simuliert werden. Die Wechselwirkungen werden mittels der Monte-Carlo-Methode nach den zugrunde liegenden bekannten Wirkungsquerschnitten ermittelt.

Im gegebenen Fall wurde die Bestrahlung des in Abb. 3.1 gezeigten Germanium-Detektors mit γ -Quanten der Energien 121keV, 344keV und 661keV an den ebenfalls in der Abb. 3.1 gezeigten Einstrahlorten simuliert. Es wurden für eine Energie und einen Einstrahlort jeweils 10000 Ereignisse berechnet. Ermittelt wurden für jedes Ereignis, dessen volle Energie im Detektor nachgewiesen wurde, der oder die Wechselwirkungsorte und die dort deponierte Energie.

4.2 Berechnung der Pulsformen

Das Simulationsprogramm zur Berechnung von Pulsformen wurde innerhalb der Arbeitsgruppe entwickelt [Krö94]. Es berechnet Pulsformen von Germanium-Detektoren der "koaxial einseitig geschlossenen" Bauart unter Vorgabe der Wechsel-

wirkungsorte und der dort deponierten Energien. Es konnten somit die Ausgabewerte der in Kapitel 4.1 beschriebenen GEANT-Simulationsrechnung als Eingabewerte benutzt werden.

Bisherige Simulationsrechnungen wurden nur für planare und "koaxial beidseitig offene" Geometrien durchgeführt [Rau82][Sch92]. Bei diesen beiden Detektorgeometrien ist das elektrische Feld durch eine analytische Funktion gegeben. Im Unterschied dazu muß das elektrische Feld bei der "koaxial einseitig geschlossenen" Geometrie numerisch über die Poissongleichung mit den durch die spezielle Geometrie gegebenen Randbedingungen berechnet werden. In der Simulation wurde dazu ein Gitter mit den Abmessungen von 0,2 x 0,2cm gewählt, wobei Feldwerte für zwischen den Gitterpunkten liegende Punkte durch Interpolation ermittelt wurden.

Bei gegebenem elektrischen Feldvektor, gegebenem Wechselwirkungsort und der dort deponierten Energie kann die Drift der Ladungsträger (d.h. der Elektron/Loch-Paare) und damit der Ladungspuls numerisch berechnet werden.

Die Trajektorie der Elektronen berechnet sich zu

$$\mathbf{r}_e(t+dt) = \mathbf{r}_0 + \sum_i \mathbf{v}_e(\mathbf{E}(\mathbf{r}_e(t))) \cdot dt \quad (4-1)$$

mit

$$t = i \cdot dt \quad (4-2)$$

und

- \mathbf{r}_0 = Ortsvektor der Wechselwirkung,
- \mathbf{r}_e = Ortsvektor der Elektronen,
- \mathbf{v}_e = Geschwindigkeitsvektor der Elektronen,
- \mathbf{E} = Vektor der elektrischen Feldstärke,
- dt = Zeitschritt,
- i = ganzzahliger Index.

Der Index i läuft dabei von 0 an, solange bis die Elektronen den Detektorrand erreicht haben.

Die durch die Drift der Elektronen induzierte Ladung zum Zeitpunkt dt nach der Wechselwirkung ergibt sich mit den Gleichungen (4-1) und (4-2) zu:

$$dQ_e(t+dt) = q_0 \cdot \frac{\sum_i \mathbf{E}(\mathbf{r}_e(t)) \cdot \mathbf{v}_e(\mathbf{E}(\mathbf{r}_e(t))) \cdot dt}{U} \quad (4-3)$$

mit

- dQ_e = durch die Drift der Elektronen induzierte Ladung,
- q_0 = am Wechselwirkungsort \mathbf{r}_0 deponierte Ladung,
- U = angelegte Hochspannung.

Für die Löcher gelten die analogen Betrachtungen wie für die Elektronen. Die gesamte induzierte Ladung ergibt sich dann aus der Summe:

$$dQ(t) = dQ_e(t) + dQ_h(t) \quad (4.4)$$

mit

dQ_e = durch die Drift der Elektronen induzierte Ladung,

dQ_h = durch die Drift der Löcher induzierte Ladung,

dQ = gesamte induzierte Ladung.

Die in Gleichungen (4-2) und (4-3) verwendete Funktion $v(E)$ für die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom elektrischen Feld wurde von Ottaviani et al. empirisch ermittelt [Ott75]. Wie in Abb. 4.1 zu sehen ist, hängt die Driftgeschwindigkeit neben dem elektrischen Feld noch von der Gitterebene ab, entlang derer sich die Ladungsträger bewegen. Dabei wächst die Driftgeschwindigkeit für kleine Feldstärken linear mit dem elektrischen Feld und läuft bei großen Feldstärken in die Sättigung. In der Simulation wurde die mathematische Beschreibung des Kurvenverlaufs, die von Canali et al. [Can75] aufgestellt wurde, verwendet. Sie lautet:

$$v(E) = \frac{\mu_0 \cdot E}{\left[1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^\gamma\right]^{1/\gamma}} \quad (4.5)$$

mit

μ_0 = Beweglichkeit der Ladungsträger in Germanium für kleine Feldstärken,

E = elektrische Feldstärke,

γ, E_0 = Fitparameter.

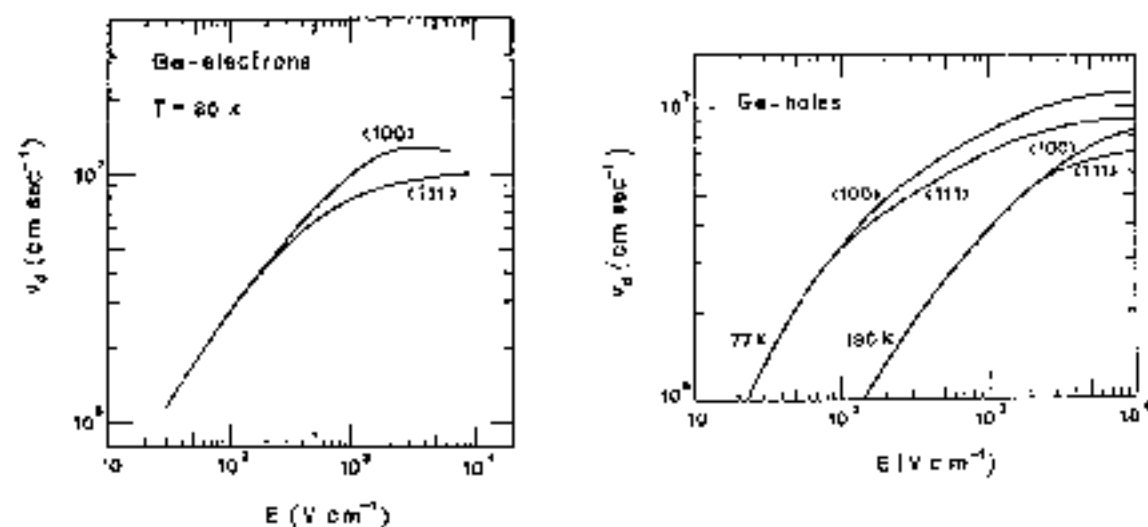


Abb. 4.1: Nach Ottaviani et al. gemessene Driftgeschwindigkeiten in Germanium.

Die Fitparameter wurden von Canali et al. für Elektronen und Löcher in Germanium bei der Temperatur von 77 °K bestimmt zu:

Elektronen:	Löcher:
$\gamma = 1,32$	$\gamma = 1,36$
$E_0 = 275 \text{ V/cm}$	$E_0 = 210,5 \text{ V/cm}$
$\mu_0 = 3,6 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$	$\mu_0 = 4,2 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$

Mit Gleichung (4-4) und (4-5) läßt sich die zeitliche Entwicklung des Ladungspulses für einen gegebenen Wechselwirkungsort berechnen. Finden mehrere Wechselwirkungen statt, ergibt sich der Ladungspuls aus der Superposition der Ladungspulse der einzelnen Wechselwirkungsorte.

Einzigster freier Parameter ist dabei die Ladungsträgerkonzentration. Sie muß über einen Vergleich von gemessenen mit simulierten Pulsen angepaßt werden. Die Genauigkeit, mit der dadurch die Ladungsträgerkonzentration bestimmt werden kann, wird später in Kapitel 6 diskutiert.

Abb. 4.2 zeigt berechnete Pulse für eine einfache Wechselwirkung sowie Pulse für mehrfache Wechselwirkungen, wobei eine Ladungsträgerkonzentration von $1,5 \cdot 10^9$ Atome/cm³ benutzt wurde.

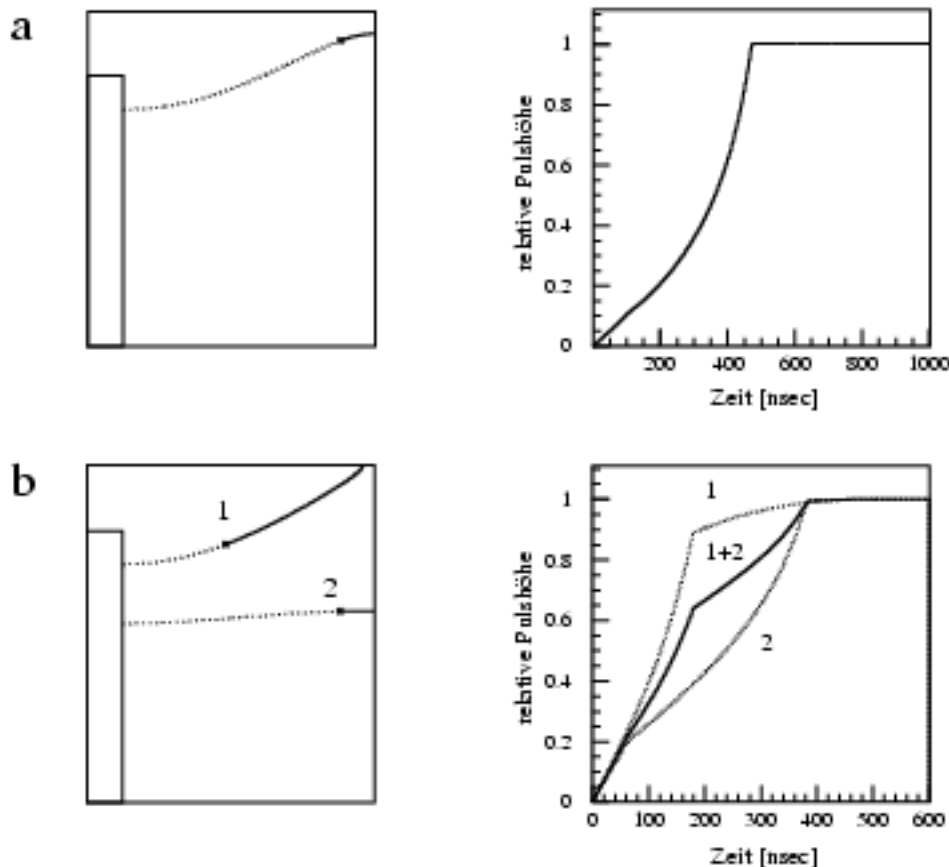


Abb. 4.2: Berechnete Trajektorien und Ladungspulse für eine einfache Wechselwirkung (a) und für mehrfache Wechselwirkungen (b).

Ein Vergleich des Pulses, der für eine Einfachwechselwirkung berechnet ist, mit den in Abb. 2.7 gezeigten berechneten Pulsen in einem planaren Detektor zeigt den Einfluß der Detektorgeometrie auf die Pulsform. In einem planaren Detektor besitzen die Pulsanstiege, abgesehen von Knicken, einen linearen Verlauf, was auf das über das gesamte Detektorvolumen konstante elektrische Feld zurückzuführen ist. Durch das stark ortsabhängige Feld eines coaxialen Detektors treten hier eher parabelförmige Kurvenverläufe auf. Dennoch deckt sich die Interpretation der Pulse für beide Detektorgeometrien. So sind die Knicke in der Pulsform auch im coaxialen Detektor als Ankunft einer Ladungsträgersorte an einen Kontakt zu verstehen.

Anhand der Form des für eine Mehrfachwechselwirkung berechneten Pulses ist zu erkennen, welchen starken Einfluß neben der Detektorgeometrie die Comptonstreuung auf die Variation der Pulsform besitzt. Durch Mehrfachwechselwirkung entstehen starke Abweichungen von den durch Einfachwechselwirkung möglichen Pulsformen. So kann der stark ausgeprägte Knick des berechneten Pulses nicht durch eine Einfachwechselwirkung entstehen.

5. Ergebnisse

In dem im Kapitel 3 beschriebenen Experiment wurden digitalisierte Pulsformen mit der dazugehörigen Energie für verschiedene Einstrahlorte gemessen. Ziel ist es, daraus Abhängigkeiten der Pulsform vom Einstrahlort zu finden. Außerdem sollen dann die erzielten Ergebnisse mit der Simulation verglichen werden, um die Qualität der Simulation beurteilen zu können.

Hierbei stellte sich die Frage, wie man für eine Analyse der Pulsformen die Form eines Pulses charakterisiert. Dabei zeigte sich, daß aus einer Fourieranalyse nur mit großem Aufwand Abhängigkeiten zwischen Frequenzspektrum und Wechselwirkungsort erkannt werden können. Auch die Untersuchung des Strompulses brachte keine unmittelbaren Ergebnisse. Im Gegensatz zu diesen Betrachtungen erschien die Untersuchung der Pulsanstiegszeiten geeigneter, wie es aus den Pulsen in Abb. 3.3 nahe gelegt wird.

5.1 Abhängigkeiten der Pulsanstiegszeiten vom Ort der ersten Wechselwirkung

Interessant für spätere Anwendungen ist es in erster Linie, die Abhängigkeit der Pulsform vom Einstrahlort auf der Vorderseite des Detektors zu kennen. Im Folgenden werden daher die Pulsformen der auf der Vorderseite des Detektors (siehe Abb. 3.1) eingestrahlt γ -Quanten analysiert. Aus der Axialsymmetrie des Detektors folgt, daß es durch eine Pulsformanalyse prinzipiell nur möglich ist, den Radius des Einstrahlortes, der dem Radius der ersten Wechselwirkung entspricht, zu bestimmen.

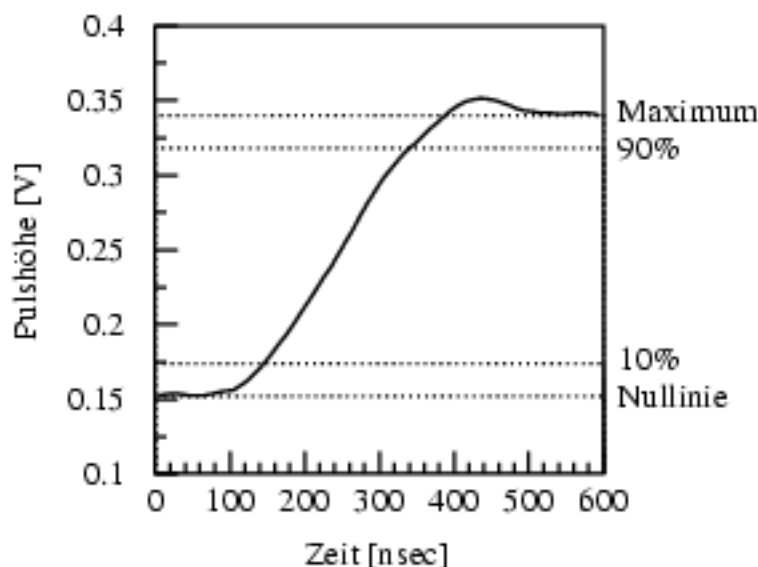


Abb. 5.1: Bestimmung der Gesamtpulsanstiegszeit (T90-Zeit).

Im ersten Analyseschritt wurde die Gesamtpulsanstiegszeit untersucht. Sie wurde als die Zeit zwischen 10% und 90% der Pulshöhe definiert, wobei die Pulshöhe durch die Differenz zwischen Pulsmaximum und Nulllinie gegeben ist. Dabei mußte beachtet werden, daß die Pulse häufig einen Überschwinger am Ende der ansteigenden Flanke besaßen. Um diesen zu berücksichtigen, wurde von dem aus 100 diskreten Werten bestehenden Puls der Mittelwert der letzten fünf Werte als Pulsmaximum definiert. Entsprechend wurde die Nulllinie aus dem Mittelwert der ersten fünf Werte bestimmt (siehe Abb. 5.1). Die Gesamtpulsanstiegszeit, definiert als "Anstiegszeit zwischen 10% und 90% der Pulshöhe", soll nun im Folgenden zur Vereinfachung mit T90-Zeit abgekürzt werden.

Mit dem in Abb. 5.1 verdeutlichten Verfahren wurden für die fünf verschiedenen Einstrahlorte auf der Detektorvorderseite für jede der drei γ -Energien von 121keV, 344keV und 661keV Verteilungen der T90-Zeiten erstellt.

In Abb. 5.2 erkennt man, daß die Verteilungen bei einem festen Einstrahlort für verschiedene Energien sehr ähnlich sind. Bei 344keV und 661keV sind sie im Rahmen der Statistik gleich, bei 121keV ist das Maximum der Verteilung ein wenig zu langsameren Zeiten verschoben.

Andererseits erkennt man, daß die Verteilungen bei einer konstanten Energie für verschiedene Einstrahlorte sehr unterschiedlich sind. Für Einstrahlorte mit größeren Radien sind die Maxima der Verteilungen deutlich zu größeren Zeiten verschoben. Außerdem besitzen die Verteilungen bei kleineren Radien neben ihrem ausgeprägten Maximum einen Fuß mit einem erheblichen Anteil von Pulsen mit größeren Zeiten.

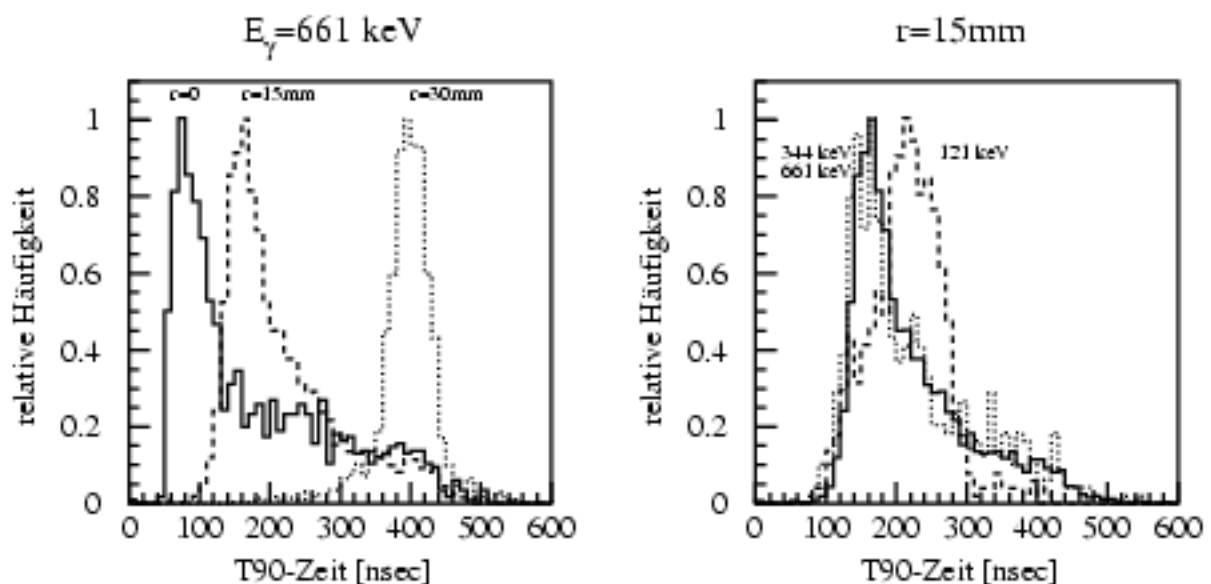


Abb. 5.2: Vergleich der Anstiegszeitverteilungen in Abhängigkeit von der γ -Energie und in Abhängigkeit vom Einstrahlort.

Die Messung der T90-Zeit, d.h. der Gesamtanstiegszeit, bietet somit die Möglichkeit, Pulse unabhängig von der Energie ihrem Einstrahlort zuzuordnen. Vorausgesetzt ist dabei, daß ihre Anstiegszeit innerhalb des Maximums der für diesen Einstrahlort gemessenen Verteilung liegt und nicht in dem "Fuß" außerhalb des Maximums.

Mit dem Ziel, auch die in dem "Fuß" liegenden Pulse ihrem Einstrahlort zuordnen zu können, wurden weitergehende Untersuchungen durchgeführt. Darin wurden die Verteilungen der differentiellen Anstiegszeiten betrachtet, d.h. die Verteilungen der Zeiten für verschiedene Abschnitte der Anstiegflanke. Analog zur Abkürzung T90-Zeit soll im folgenden "Anstiegszeit zwischen 10% und x% der Pulshöhe" mit Tx-Zeit abgekürzt werden.

Abb. 5.3 zeigt für eine Energie und verschiedene Einstrahlorte die Verteilungen der T30-Zeit, der T50-Zeit und der T90-Zeit. Es läßt sich somit der Verlauf von Pulsformen in Abhängigkeit von Energie und Einstrahlort erkennen.

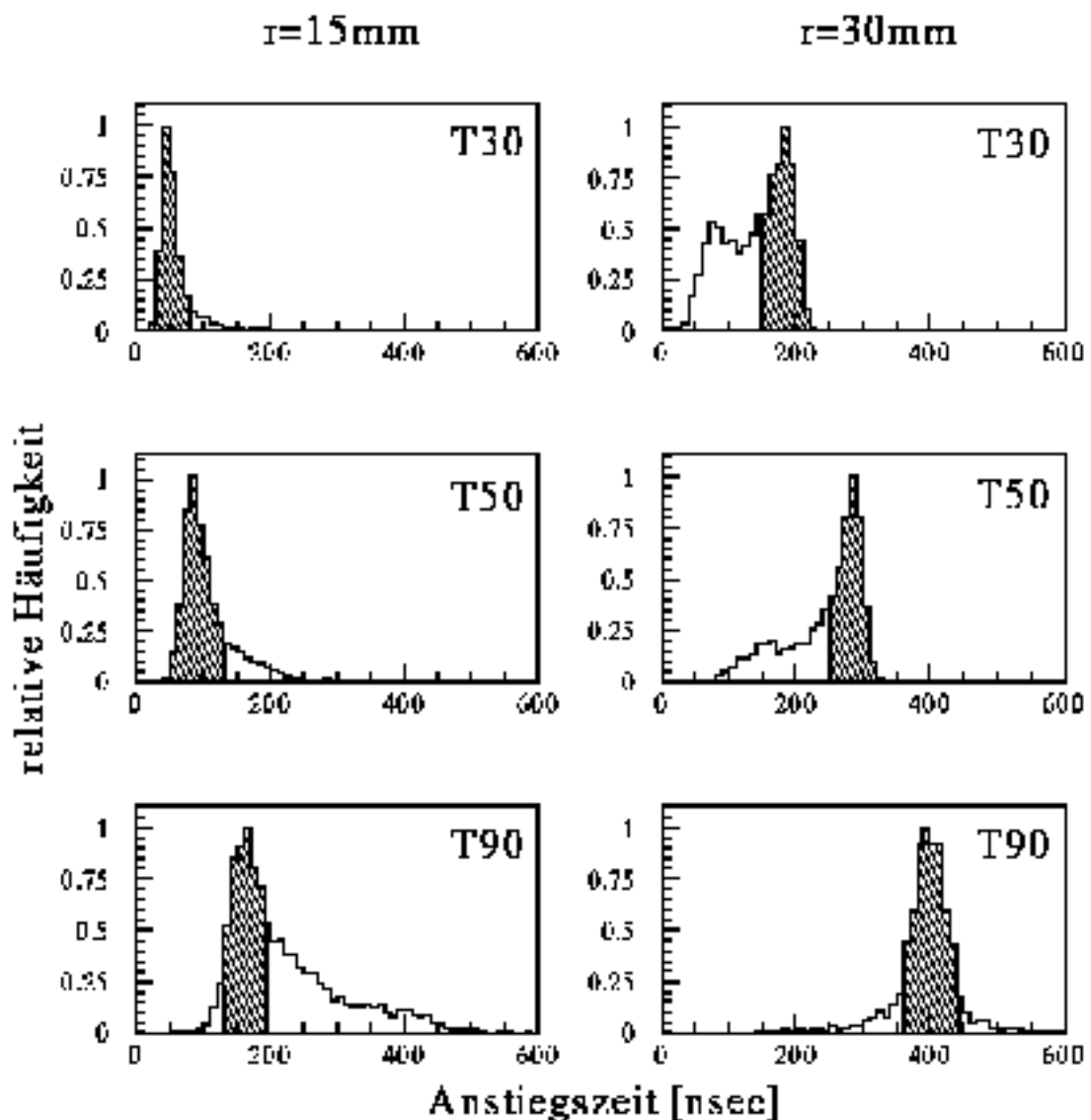


Abb. 5.3: Differentielle Anstiegszeiten für verschiedene Einstrahlorte.

Für den Einstrahlort mit dem Radius $r = 15\text{mm}$ ist für die T30-Zeit eine scharfe Verteilung zu erkennen. Die Verteilung der T50-Zeit besitzt neben dem Maximum einen Anteil zu größeren Zeiten, der bei der Verteilung der T90-Zeit noch ausgeprägter ist.

Für den Einstrahlort mit dem Radius $r = 30\text{mm}$ sind bei der Verteilung der T30-Zeit zwei Maxima zu erkennen, wobei die Intensität des Maximums bei kleineren Zeiten deutlich geringer ist als die des Maximums, das bei größeren Zeiten liegt. Bei der Verteilung der T50-Zeit nimmt die Intensität des Maximums bei kleineren Zeiten stark ab. Die Verteilung der T90-Zeit besitzt nur noch eine Komponente.

Es lassen sich somit alle Pulse eindeutig einem Ort zuordnen, deren T30-Zeit und T90-Zeit in den in Abb. 5.3 schraffierten Bereichen liegen, d.h. innerhalb der Maxima der für diesen Einstrahlort gemessenen Verteilungen. Eine zweidimensionale Darstellung der T30-Zeit gegen die T90-Zeit verdeutlicht diese Zuordnung (siehe Abb. 5.4). Im Rahmen dieser Betrachtung läßt sich im Bereich kleiner Radien ($r < 15\text{mm}$) eine Ortsauflösung von $7,5\text{mm}$ und im Bereich großer Radien ($r > 15\text{mm}$) eine Ortsauflösung von $4,1\text{mm}$ erzielen.

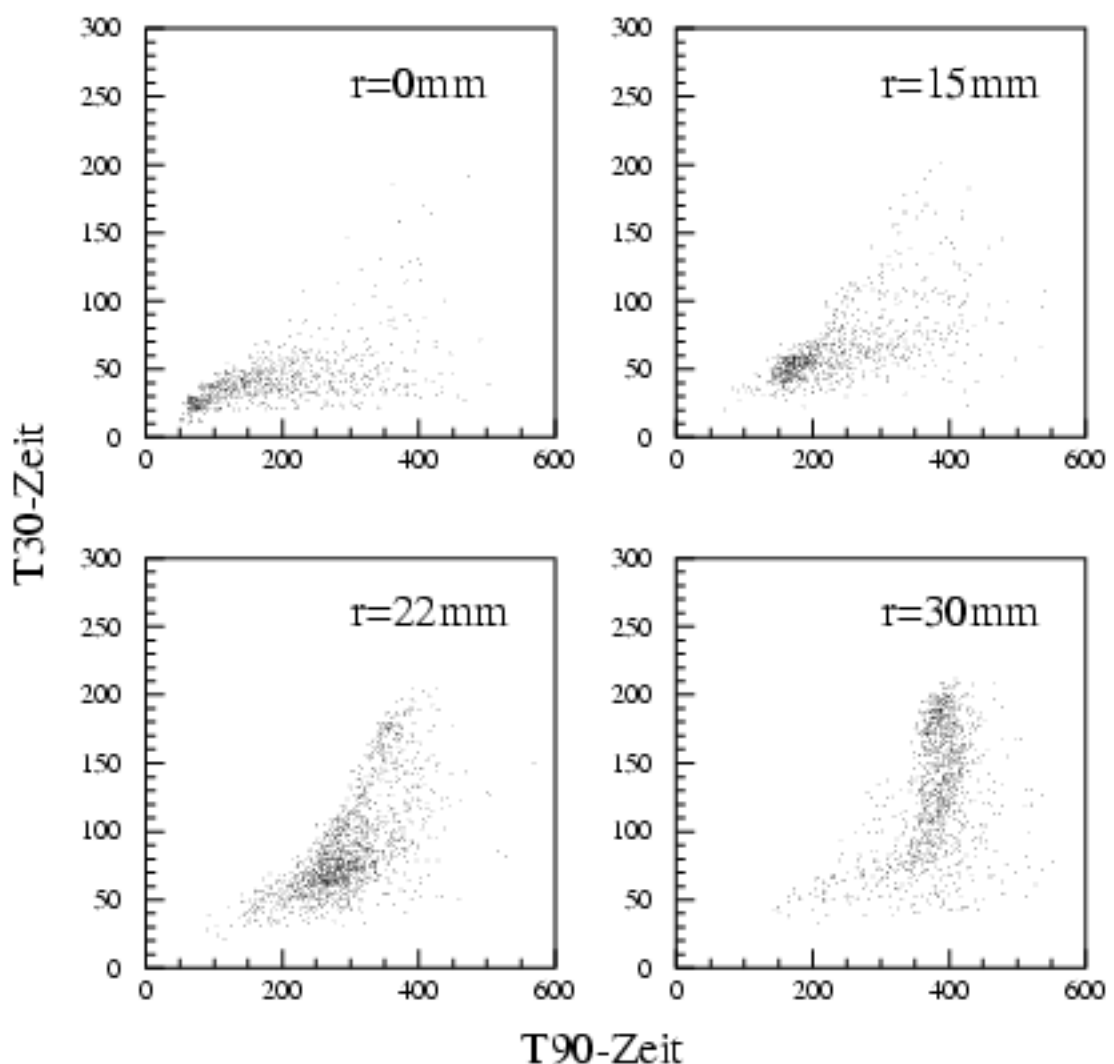


Abb. 5.4: Zweidimensionale Darstellung der T30-Zeit gegen die T90-Zeit.

Die Häufungspunkte der zweidimensionalen Darstellung entstehen durch die in der eindimensionalen Darstellung schraffierten Maxima. Sie lassen sich, wie schon erwähnt, eindeutig einem Einstrahlort zuordnen. In dem Bereich großer T_{90} -Zeiten und kleiner T_{30} -Zeiten überlagern sich die Verteilungen, so daß keine eindeutige Zuordnung mehr erfolgen kann, sondern nur noch eine Wahrscheinlichkeitsaussage gemacht werden kann. So unterteilt man die gesamte Darstellung entsprechend der jeweils größten Wahrscheinlichkeit für einen Einstrahlort. Diese Einteilung ist in Abb. 5.5 dargestellt und führt integral zu einer richtigen Zuordnung von 75,20% aller Pulse.

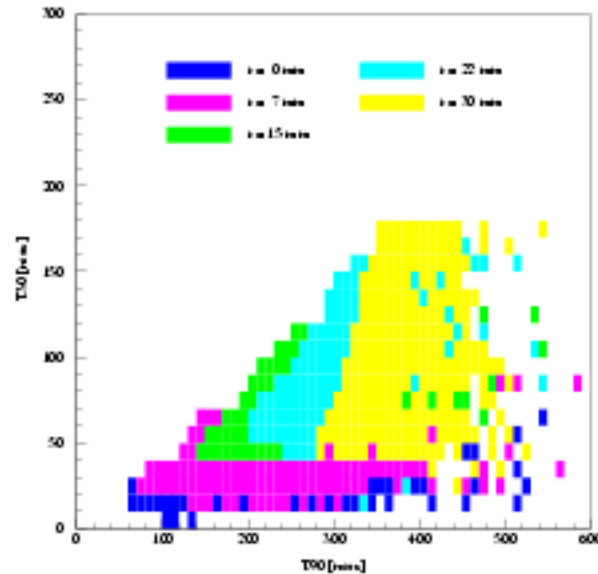


Abb. 5.5: Einteilung der zweidimensionalen Darstellung der T_{30} -Zeit gegen die T_{90} -Zeit in die für die Einstrahlorte wahrscheinlichsten Bereiche.

5.2 Vergleich zur Simulation

Um die Qualität der in Kapitel 4 beschriebenen Simulation zu beurteilen, wurden die Ergebnisse der Simulation mit den im vorherigen Kapitel beschriebenen Meßergebnissen verglichen. Als Kriterium zum Vergleich wurden die Anstiegszeitverteilungen aller Einstrahlorte, d.h. auch der Einstrahlorte auf der Detektorseite, mit denen der Messung verglichen.

Als unbestimmter Parameter der Simulation mußte dabei die Ladungsträgerkonzentration N_d angepaßt werden. Aus Gleichung (4-3) ist zu erkennen, daß die Pulsform und damit die Anstiegszeit in komplexer Weise von N_d abhängt. Das elektrische Feld ist eine Funktion von N_d und damit auch die Driftgeschwindigkeit. Abschätzungen [Kno89] ergaben, daß die Ladungsträgerkonzentration kleiner als $5 \cdot 10^9$ Atome/cm³ sein mußte, um bei den gegebenen Detektorausmaßen und der benutzten Spannung von 2000V eine Ausbreitung der Verarmungszone über den gesamten Detektorkristall zu gewährleisten. Eine Untergrenze wird schätzungsweise im Bereich $1 \cdot 10^8$ Atome/cm³ liegen, da höhere Reinheitsgrade zur Zeit technisch nicht realisierbar sind.

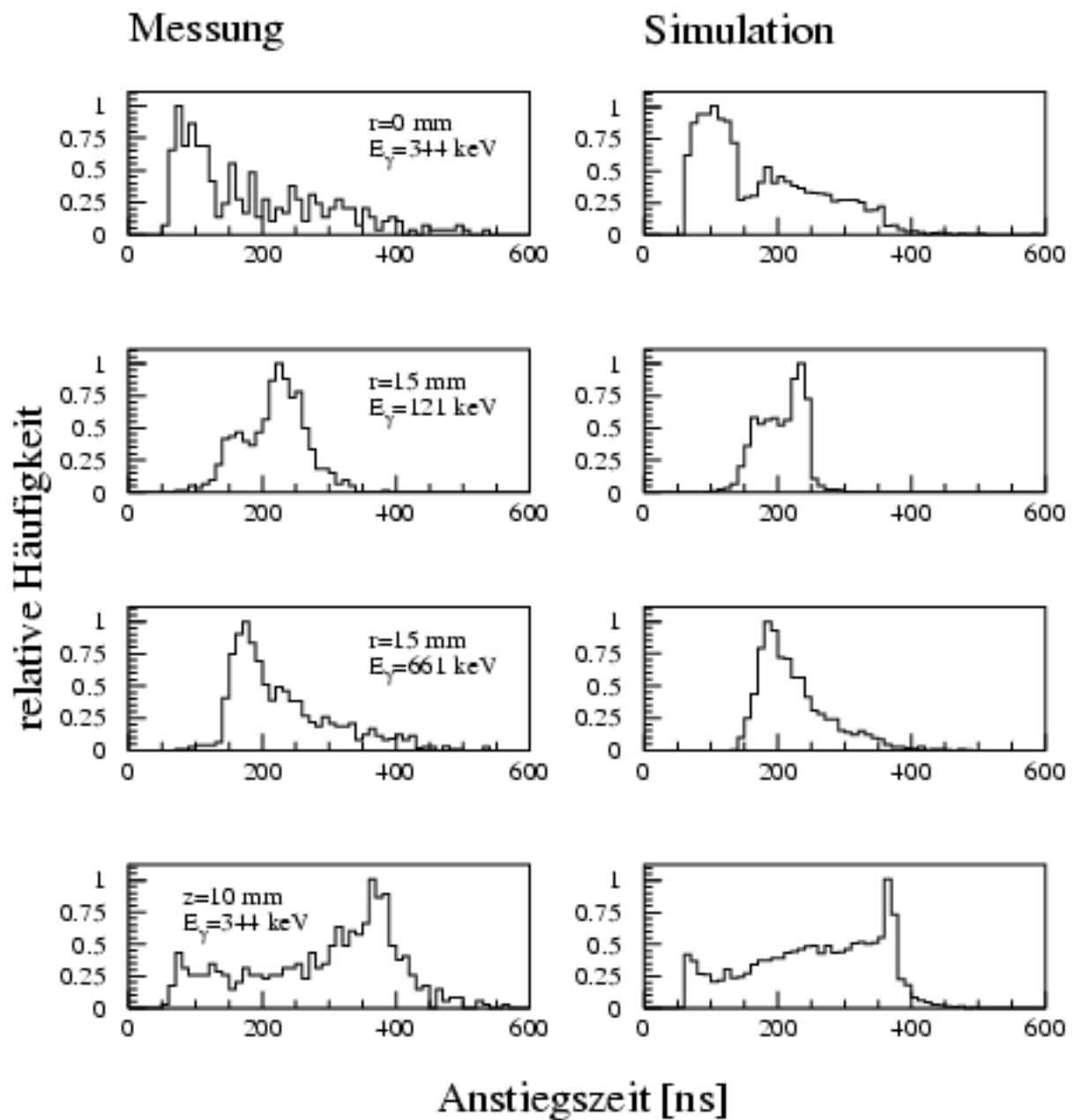


Abb. 5.6: Vergleich gemessener und simulierter Anstiegszeitverteilungen (T_{90} -Zeit).

Eine optimale Übereinstimmung für die T90-Zeit-Verteilungen mit der Messung konnte für eine Ladungsträgerkonzentration von $1,5 \cdot 10^9$ Atome/cm³ erreicht werden. Dies galt für alle Energien und Positionen (siehe Abb. 5.6). Bei einer Veränderung von N_d um 33 % war eine Verschiebung der Maxima der Verteilung um 10nsec erkennbar. Daraus ergab sich ein Fehler für die Ladungsträgerkonzentration von 33 %.

Außerdem wurden in der Simulation alle Kollimatorpositionen auf der Detektorvorderseite jeweils um 3mm zu größeren Radien hin und auf der Detektorseite jeweils um 2mm zu kleineren Tiefen hin verschoben. Dies liegt im Rahmen der Meßgenauigkeit, berücksichtigt man, daß die absolute Positionierung des Kollimators in der Messung auf ± 3 mm genau möglich war.

Ein Vergleich der T30-Zeit-Spektren zeigt eine Abweichung für die vorderen Einstrahlorte mit Radien größer als $r = 15$ mm. Die gemessene Verteilung, d.h. die Doppelstruktur, wird qualitativ richtig wiedergegeben, während die Intensität der beiden Maxima nicht der Messung entspricht (siehe Abb. 5.7). Dazu muß beachtet werden, daß die Pulshöhen zu Beginn eines Pulses in der Messung sehr schwer bestimmt werden können. Der Grund ist, daß der Beginn eines Pulses im Rauschen liegt und dies es erschwert, den Startzeitpunkt festzulegen. Vermutlich liegt daher die 10%-Pulshöhe der Messung höher als die der Simulation.

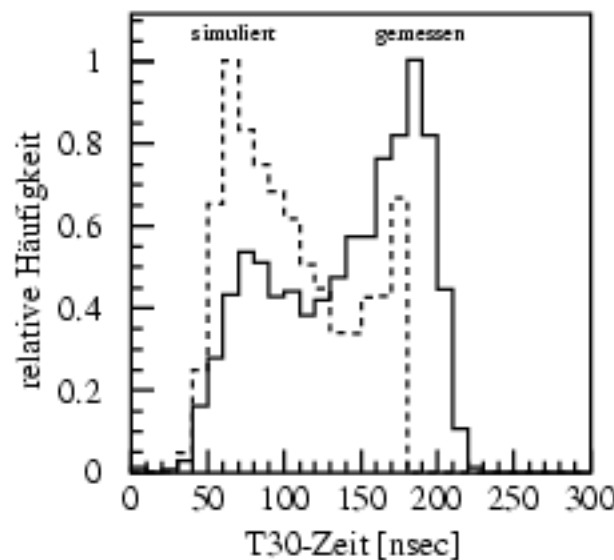


Abb. 5.7: Vergleich der simulierten mit der gemessenen T30-Zeit-Verteilung für den Einstrahlort mit $r=30$ mm und $E\gamma=661$ keV.

Zusammengefaßt kann gesagt werden, daß eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Meßergebnissen und den Simulationsergebnissen besteht. Die Simulation erlaubt es somit, die Meßergebnisse zu verstehen und zu interpretieren.

6. Diskussion der Ergebnisse

Mit der in Kapitel 5.1 vorgestellten zweidimensionalen Darstellung der T30- gegen die T90-Zeiten ist es möglich, Pulse nach dem Radius ihrer ersten Wechselwirkung zu klassifizieren. Es existieren für fünf verschiedene Einstrahlorte fünf deutlich zu unterscheidende Häufungspunkte, deren Ausläufer sich bei großen T90-Zeiten und kleinen T30-Zeiten überlappen (siehe Abb. 5.4).

Bei einer Anwendung wäre es denkbar, nur den Pulsen innerhalb der Häufungspunkte einen Radius zuzuordnen, während die anderen verworfen werden. Somit ließe sich die bestmögliche Energieauflösung erzielen, womit aber ein Effizienzverlust verbunden wäre. Eine andere Möglichkeit wäre, alle Pulse zu verarbeiten und ihnen nach der Abb. 5.5 den wahrscheinlichsten Radius zuzuordnen. In diesem Fall hätte man maximale Effizienz, aber einen Anteil von 24,8% fehlerhafter Zuordnungen.

Die durch Vergleich mit der Messung überprüfte Simulation erlaubt es, die gemessenen Verteilungen zu verstehen und darüber hinaus die Methode zur Bestimmung des Einstrahlortes durch die Darstellung der T30- gegen die T90-Zeit zu beurteilen.

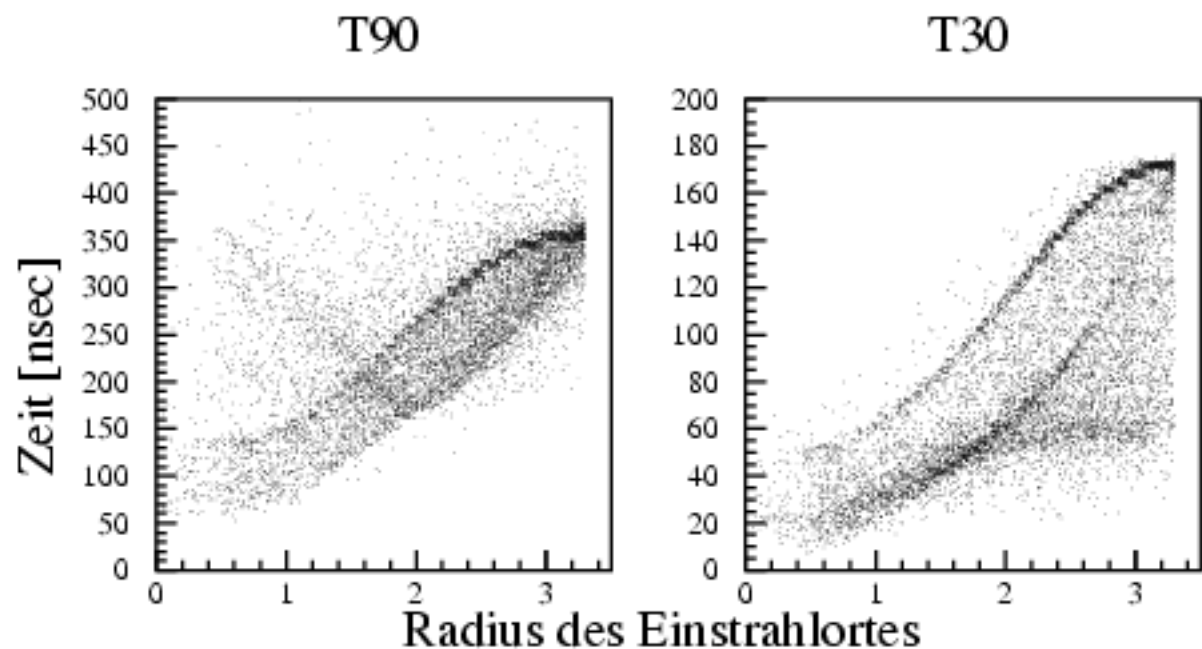


Abb. 6.1: Abhängigkeit der T90 und T30-Zeit vom Radius.

Da der Simulation zu jedem berechneten Puls die genauen Koordinaten (r, z) der ersten Wechselwirkung bekannt sind, läßt sich die Abhängigkeit der T90- und der T30-Zeiten in Abhängigkeit vom Radius und in Abhängigkeit von der Tiefe der ersten Wechselwirkung darstellen (siehe Abb. 6.1).

Es sei noch einmal betont, daß die T30- und T90-Zeiten in Abhängigkeit von der ersten Wechselwirkung dargestellt sind. Das bedeutet, es sind sowohl Photoeffekt als auch Pulse mit anschließender mehrfacher Comptonstreuung erfaßt. Es fällt auf, daß die Berücksichtigung von Pulsen mit Comptonstreuung die Darstellung nur leicht verschmiert gegenüber einer Darstellung, die nur Photoeffekte berücksichtigt. In erster Näherung ist somit eine Betrachtung der Photoeffekte zum Verständnis der Verteilungen zulässig.

Aus Abb. 6.1 wird ersichtlich, daß die T90-Zeit für Radien $r > 20\text{mm}$ eine eindeutige radiale Abhängigkeit besitzt, während für Radien $r < 20\text{mm}$ die T90-Zeit eine breite Verteilung besitzt. Die Ursache hierfür ist in der Abhängigkeit der Anstiegszeiten von der Tiefe z der Wechselwirkung zu suchen. Für einen festen Radius $r > 20\text{ mm}$ besitzt die T90-Zeit keine nennenswerte Abhängigkeit von der Tiefe z der Wechselwirkung, während sie für Radien mit $r < 20\text{mm}$ einer starken Abhängigkeit unterliegt.

Unter Zuhilfenahme des berechneten Potential- und Feldlinienbildes läßt sich dies verstehen (siehe Abb. 6.2).

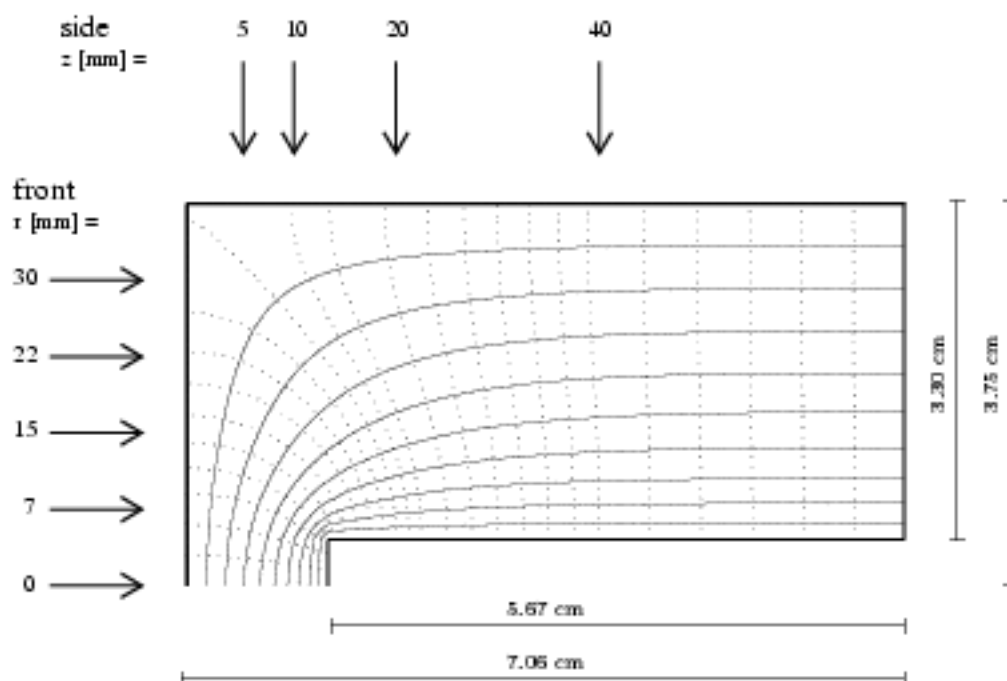


Abb. 6.2: Berechnete Potential- und Feldlinien im Detektor.

Dabei muß man in Betracht ziehen, daß die T90-Zeit ein Maß für die komplette Ladungsträgersammelzeit im Detektor ist. Diese hängt von der Laufstrecke und der Geschwindigkeit der Ladungsträger ab.

Bei Wechselwirkungen, die auf einer Linie mit dem Radius $r = 30\text{mm}$ stattfinden, besitzen die Elektron/Loch-Paare, unabhängig von der Tiefe z , eine annähernd gleiche Laufstrecke (= Feldlinie) zu den Kontakten; auch laufen sie dabei zum Großteil durch Bereiche gleicher Feldstärken (= Dichte der Potentiallinien), das heißt, die Geschwindigkeiten sind ähnlich. Nur für Wechselwirkungen in kleinen Tiefen müssen die Elektronen einen längeren Weg in die Ecke des Detektors zurücklegen, in der zudem sehr kleine Feldstärken herrschen, so daß die Geschwindigkeiten dort deutlich geringer sind. Sie durchlaufen allerdings nur eine sehr kleine Potentialdifferenz und tragen somit nur zu einem kleinen prozentualen Teil zum Puls bei. Die T90-Zeit besitzt somit bei Wechselwirkungen mit großen Radien keine nennenswerte Abhängigkeit von der Tiefe der Wechselwirkung.

Bei Wechselwirkungen, die auf einer Linie mit dem Radius $r = 15\text{mm}$ stattfinden, besitzen die Elektron/Loch-Paare hingegen, in Abhängigkeit von der Tiefe z , extrem unterschiedlich lange Laufstrecken. Die T90-Zeit hängt somit stark von der Tiefe der Wechselwirkung ab.

Die T30-Zeit besitzt im Vergleich zur T90-Zeit eine nahezu inverse Abhängigkeit vom Radius der Wechselwirkung. Sie besitzt für Radien $r < 20\text{mm}$ eine eindeutige Abhängigkeit von r , während sie für Radien $r > 20\text{mm}$ eine breite Verteilung besitzt. Auch hier liegt die Ursache in der Tiefe z der Wechselwirkung. Zu berücksichtigen ist diesmal, daß die T30-Zeit ein Maß für den Beginn eines Pulses ist und somit von den Driftgeschwindigkeiten der Ladungsträger und damit von der elektrischen Feldstärke am Wechselwirkungsort abhängen muß.

Bei Wechselwirkungen, die auf einer Linie mit dem Radius $r = 30\text{mm}$ stattfinden, befinden sich in kleinen Tiefen in der Nähe der Detektorecke sehr geringe Feldstärken, während sie in größeren Tiefen deutlich höher sind. Mit den unterschiedlichen Feldstärken in Abhängigkeit von der Tiefe sind unterschiedliche Driftgeschwindigkeiten der Ladungsträger zu Beginn der Ladungsträgersammlung verbunden, was eine Variation der T30-Zeit zur Folge hat.

Bei Wechselwirkungen, die auf einer Linie mit dem Radius $r = 15\text{mm}$ stattfinden, herrschen unabhängig von der Tiefe z sehr hohe Feldstärken. Bei diesen hohen Feldstärken befindet sich aber die Driftgeschwindigkeit in der Sättigung, das heißt, sie ist unabhängig von der Feldstärke (siehe Abb. 4.1). Die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger ist somit zu Beginn der Pulse unabhängig von der Tiefe z , was zur Folge hat, daß die T30-Zeit keine Abhängigkeit von z besitzt.

In Abb. 6.3 werden die eben gemachten Betrachtungen noch einmal veranschaulicht. Es sind dort berechnete Pulse für zwei Radien $r > 20\text{mm}$ und $r < 20\text{mm}$ und für zwei verschiedene Tiefen z der Wechselwirkung dargestellt. Es läßt sich deutlich erkennen, daß bei einem Radius $r < 20\text{mm}$ die Pulse in der T90-Zeit variieren, während sie bei einem Radius mit $r > 20\text{mm}$ in der T30-Zeit variieren.

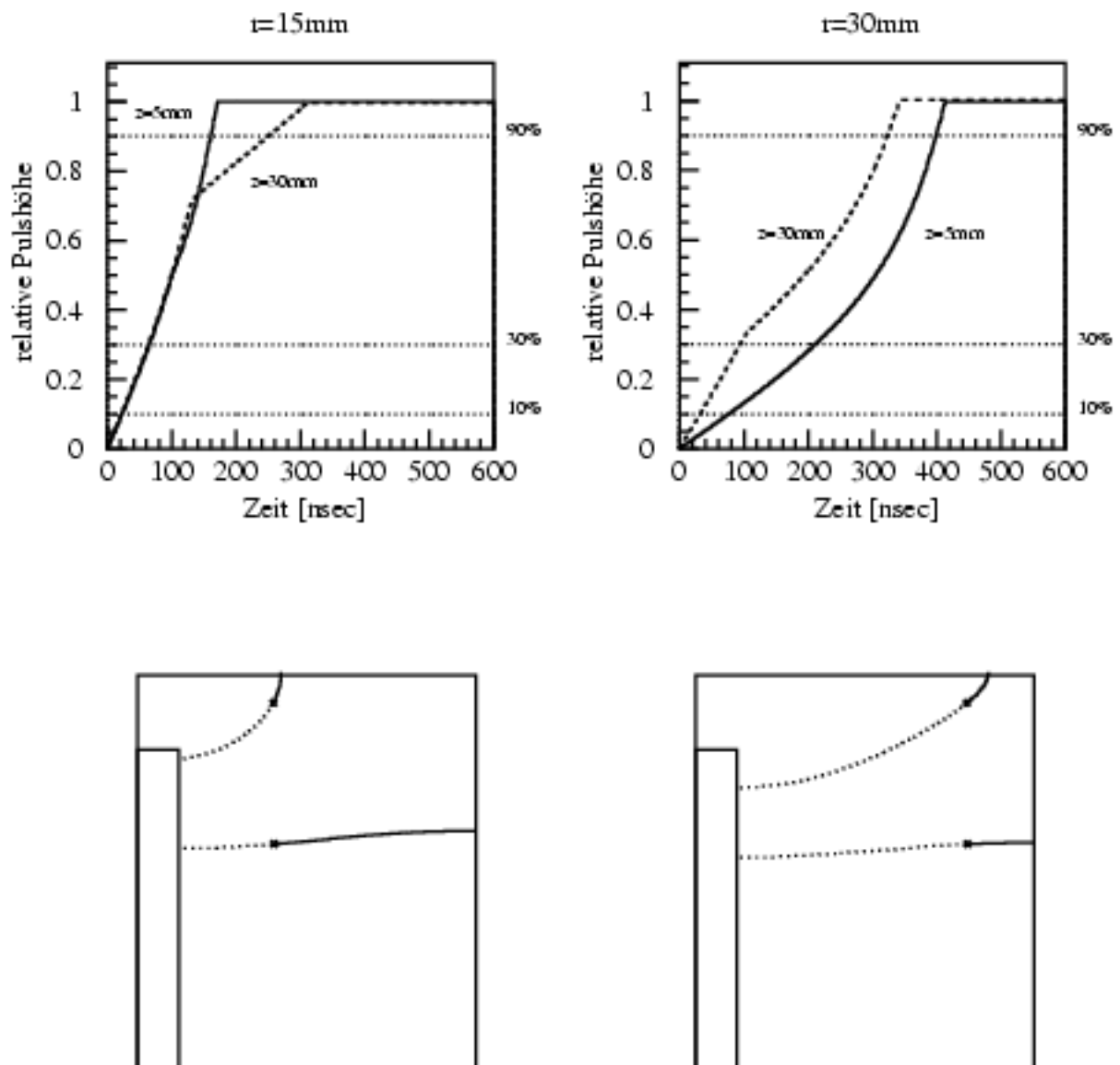


Abb. 6.3: Berechnete Pulse für verschiedene Radien und Tiefen der Wechselwirkung.

Die Tatsache, daß die Verteilungen von der Tiefe z der Wechselwirkung abhängen, legt es nahe, die in Abb. 6.1 dargestellten Abhängigkeiten der T90- und T30-Zeit vom Radius r noch einmal für verschiedene Tiefen z unter verschiedenen Bedingungen zu betrachten. In Abb. 6.4 sind daher die Abhängigkeiten der T90- sowie der T30-Zeit vom Radius der ersten Wechselwirkung dargestellt, einmal für Tiefen der ersten Wechselwirkung $z < 14\text{ mm}$ und einmal für Tiefen $z > 14\text{ mm}$. Ab der Tiefe $z = 14\text{ mm}$ beginnt der Teil des Detektors, in dem näherungsweise das Feld eines coaxialen Detektors der "beidseitig offenen" Bauart vorliegt. Dieser Teil soll im folgenden mit "koaxial" bezeichnet werden.

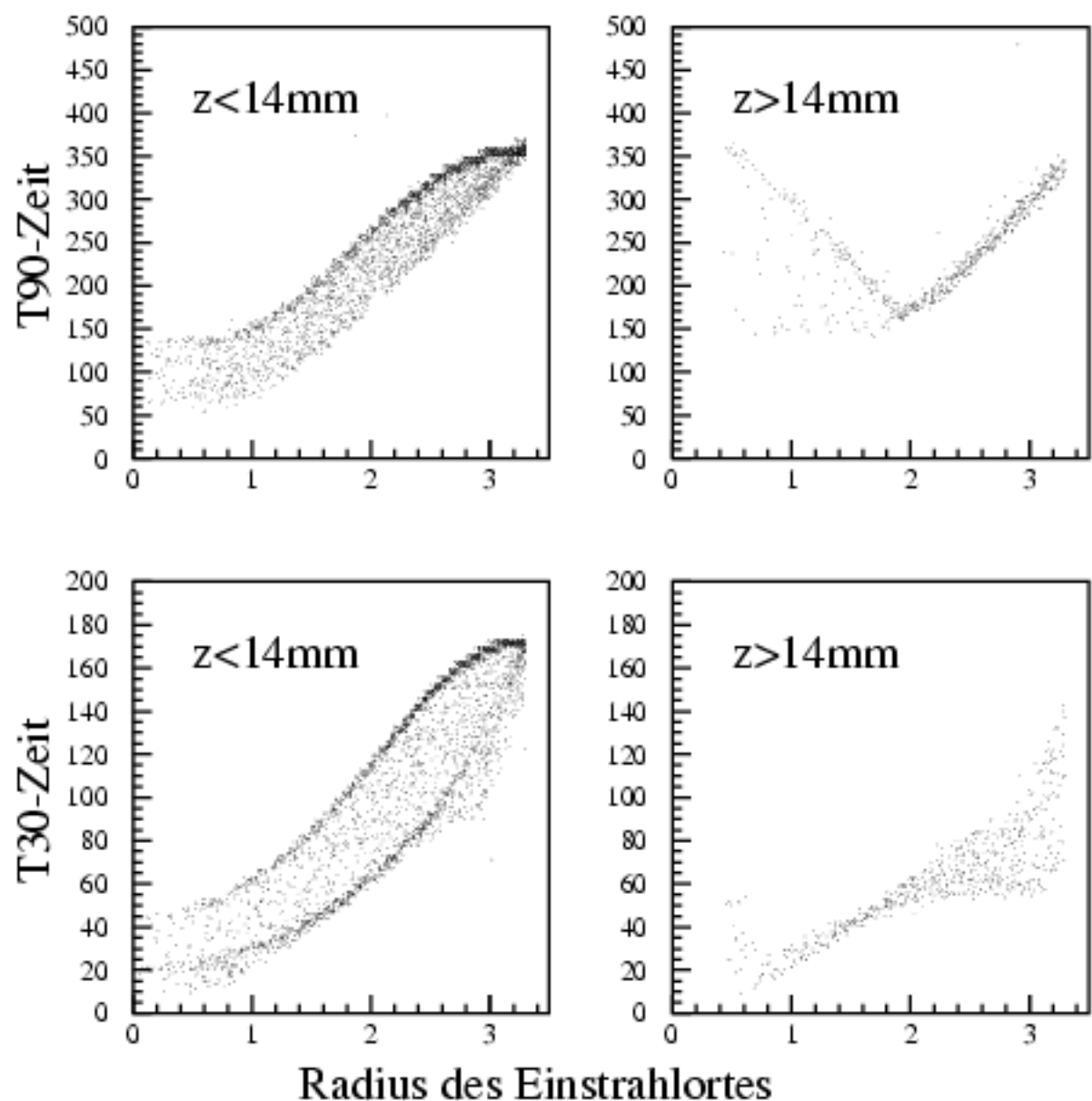


Abb. 6.4: Abhängigkeit der T90 und T30-Zeit vom Radius unter verschiedenen Bedingungen.

Zu erkennen ist, daß für Pulse, deren erste Wechselwirkung im vorderen, also im "nicht koaxialen" Teil stattgefunden hat (und dabei einen Großteil der Energie deponiert hat), eine eindeutige Abhängigkeit der T90- und der T30-Zeit vom Radius der ersten Wechselwirkung besteht.

Weiterhin ist zu erkennen, daß für Pulse, deren erste Wechselwirkung im koaxialen Teil stattgefunden hat, eine Doppeldeutigkeit in der T90-Zeit-Verteilung existiert, aber eine Abhängigkeit der T30-Zeit vom Radius der ersten Wechselwirkung besteht, so daß auch diese Pulse dem Radius nach zu trennen sind. Dabei spielt es keine wesentliche Rolle, ob Photoeffekt oder Comptonstreuung mit anschließendem Photoeffekt stattgefunden hat. Tritt Comptonstreuung mit einem Vorwärtswinkel auf, findet die nächste Wechselwirkung bei einem ähnliche Radius statt und wirkt sich somit nicht auf die Pulsform aus (das elektrische Feld ist im koaxialen Teil unabhängig von z , siehe Abb. 6.2). Andererseits wird bei Comptonstreuung mit großem Streuwinkel die meiste Energie bei der ersten Wechselwirkung deponiert, so daß die weiteren Wechselwirkungen keinen nennenswerten Beitrag zur Pulsform liefern (siehe Gleichung (2-1)).

Keine Abhängigkeit der T90- sowie der T30-Zeit vom Radius der ersten Wechselwirkung besitzen die Pulse, die durch Mehrfachwechselwirkung entstanden sind und deren Energiedepositionen zu ähnlich großen Teilen im vorderen und im koaxialen Teil stattgefunden haben.

Mit den gemachten, nur mit Hilfe der Simulation möglichen Untersuchungen gelingt es nun, die in Abb. 5.4 gezeigten Darstellungen der T30- gegen die T90-Zeiten zu verstehen und zu interpretieren.

Die Häufungspunkte der Verteilung entstehen demnach durch Pulse, deren erste Wechselwirkung im vorderen Teil des Detektors stattgefunden hat und dort ein Großteil der Energie deponiert wurde. Sie sind eindeutig einem Wechselwirkungsort zuzuordnen. Der Bereich mit langen T90- und kurzen T30-Zeiten wird von Pulsen belegt, bei deren Wechselwirkung durch Comptonstreuung ähnlich hohe Energie im vorderen sowie im koaxialen Teil des Detektors deponiert worden ist und Pulse, deren erste Wechselwirkung im koaxialen Teil des Detektors stattgefunden hat. Die letzteren lassen sich dabei einem Ort der ersten Wechselwirkung zuordnen.

Insgesamt lassen sich bei der gegebenen Detektorgeometrie 75,2% aller Pulse durch die Messung der T30- und T90-Zeit einem Radius der ersten Wechselwirkung zuordnen. Alle Pulse, die sich so nicht einem Radius zuordnen lassen, entstehen durch Mehrfachwechselwirkung in extrem unterschiedlichen Feldbereichen. Weitergehende Untersuchungen erbrachten keine weiteren Aussagen über den Ort der ersten Wechselwirkung. Es ist dabei zu berücksichtigen, daß trotz unterschiedlicher Einstrahlorte durch Comptonstreuungen identische Pulse entstehen können und somit prinzipiell ein Anteil nicht zu trennender Pulse auftritt.

7. Anwendungen und Ausblick

Durch die Analyse digitalisierter Pulsformen konnte eine Methode entwickelt werden, die es ermöglicht, aus der Pulsform den Einstrahlort mit hoher Wahrscheinlichkeit zu bestimmen. Es konnte gezeigt werden, daß dazu nur die T30-Zeit und die T90-Zeit ausreichen. Dabei variierte die Ortsauflösung von 4,1mm bis 7,5mm.

Eine Anwendung, die sich aus der Kenntnis des Einstrahlortes ergibt, betrifft die Experimente, bei denen γ -Quanten im Flug emittiert werden. Dort tritt eine Dopplerverbreiterung der Energielinie auf, die mit der Größe des Detektoröffnungswinkels zunimmt. Germanium-Detektoren zeichnen sich gerade durch eine gute intrinsische Energieauflösung aus, die ca. 2keV bei einer nachzuweisenden γ -Energie von 1MeV beträgt. Bei den meisten Beschleunigerexperimenten wird die Energieauflösung nur durch den Öffnungswinkel des Detektors limitiert. Mit der Bestimmung des Einstrahlortes läßt sich die Verbreiterung der Energielinien vollständig aufheben. Die Pulsformanalyse liefert dazu die radiale Komponente, während die ϕ -Komponente über eine Segmentierung des Germaniumkristalls erreicht werden kann [Ger92].

Mit dem in Kapitel 4.1 erläuterten Simulationsprogramm GEANT wurde dazu ein im ϕ -Winkel vierfach segmentierter Detektor, der die gleichen Abmessungen hatte wie der in Abb. 3.1 gezeigte, mit monoenergetischen γ -Quanten bestrahlt und die Wechselwirkungsorte mit den dort deponierten Energien ermittelt. Aus diesen wurden dann, in Analogie zu der in Kapitel 4.2 beschriebenen Simulationrechnung, die Pulsformen berechnet. Die Bestimmung des Einstrahlortes, mit dem die Energie Dopplerkorrigiert wurde, geschah dann mit Hilfe der in Abb. 5.5 dargestellten Bereiche für den wahrscheinlichsten Einstrahlort.

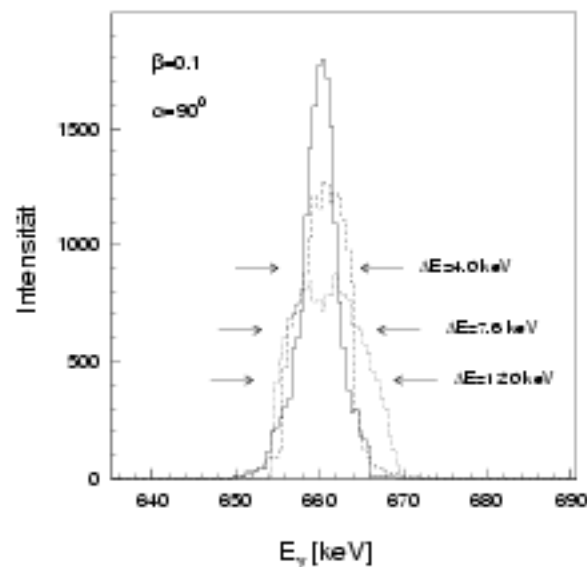


Abb. 7.1: Vergleich der berechneten Energieverteilungen ohne Dopplerkorrektur (gepunktete Vert.), mit Korrektur auf die Schwerpunkte der ϕ -Segmente (gestrichelte Vert.) und mit zusätzlicher Korrektur auf die radiale Komponente durch die Pulsformanalyse (durchgezogene Vert.).

In Abb. 7.1 wird der Nutzen der Dopplerkorrektur anhand der Simulationsergebnisse deutlich. Abgebildet sind drei berechnete Energieverteilungen, die sich für im Flug emittierte γ -Quanten der Energie 661keV mit und ohne Dopplerkorrektur ergeben. Die Geschwindigkeit des emittierenden Teilchens betrug $\beta = 0,1$ ($\beta = v/c$) und der Winkel zwischen der Richtung des emittierenden Teilchens und der Position der Detektorachse $\alpha = 90^\circ$. Die gepunktete Verteilung ergibt sich ohne Dopplerkorrektur und besitzt eine Halbwertsbreite von 12 keV. Für eine Korrektur auf die Schwerpunkte der φ -Segmente ergibt sich die gestrichelte Verteilung mit einer Halbwertsbreite von 7,6keV. Korrigiert man zusätzlich mit der Hilfe der Pulsformanalyse auf den Radius, erreicht man schließlich eine Halbwertsbreite von nur noch 4keV. Mit der Bestimmung der radialen Komponente des Einstrahlortes durch die Pulsformanalyse gelingt es somit, in dieser Geometrie die Energieverbreiterung nahezu zu halbieren.

Mit der Möglichkeit, den Einstrahlort bestimmen zu können, bietet sich eine weitere Anwendung an. Die bei der Energiemessung wichtige Größe des Verhältnisses von γ -Quanten, deren gesamte Energie nachgewiesen wurde, zu allen nachgewiesenen γ -Quanten (Peak zu Total-Verhältnis) ließe sich verbessern, indem man Pulse, die in den äußeren Detektorrandbereichen entstehen, verwirft. Dies konnte von B. Aspacher et al. [Asp94] bestätigt werden und liegt daran, daß γ -Quanten, die am äußeren Rand auf den Detektor treffen, mit höherer Wahrscheinlichkeit aus dem Detektor herausgestreut werden, als daß ihre gesamte Energie nachgewiesen wird.

In der vorliegenden Arbeit ist es gelungen, die Ortsinformation aus der Pulsform zu bestimmen. Die erzielten Meßergebnisse konnten darüber hinaus durch Simulationsrechnungen reproduziert werden. Es gelingt somit, die Detektorbereiche zu lokalisieren, in denen die Anstiegszeiten eindeutig einem Einstrahlort zuzuordnen sind. Mit Hilfe der Simulation ist es nun denkbar, Detektorgeometrien dahingehend zu modifizieren, daß diese Bereiche maximiert werden.

Mit Hilfe der Ortsinformation eines Pulses ist geplant, den störenden Einfluß von Neutronenschäden des Detektorkristalls zu korrigieren. Neutronenschäden behindern die Ladungsträgersammlung im Detektor und führen somit zu einem verminderten Energienachweis. Da sie als Störstellen im Kristallgitter lokalisiert sind, ist eine ortsabhängige Korrektur bei der Energiemessung notwendig [Esch94].

Des weiteren wird angestrebt, durch eine Pulsformanalyse die weiteren in einer Pulsform enthaltenen Informationen, wie Energie und Zeit zu bestimmen [Sch92]. Diesbezüglich soll der Vorverstärkerpuls in digitalen Filtern weiterverarbeitet werden, und zwar mit dem Ziel, eine Verbesserung der Energie- sowie Zeitauflösung zu erreichen.

8. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die Signalformen eines großvolumigen Germanium-Detektors analysiert, mit dem Ziel, den primären Wechselwirkungsort des Photons im Detektor zu bestimmen. Die experimentellen Voraussetzungen dazu bestehen erst seit der Entwicklung schneller Analog-Digital-Wandler, mit denen man in der Lage ist, Detektorsignale direkt nach dem Vorverstärker zu digitalisieren und somit einer genauen Analyse zu unterziehen.

Im experimentellen Teil der Arbeit wurden dazu die von einem großvolumigen p-Typ HPGe-Detektor der "koaxial einseitig geschlossenen" Bauart gelieferten Signale abgetastet und digitalisiert. Synchron dazu wurde die Energie mit Analogelektronik gemessen. Die Messungen wurden für verschiedene Energien in Abhängigkeit vom Auftreffort des γ -Quants auf dem Detektor durchgeführt. Dabei wurde der Detektor mit γ -Quellen im Energiebereich bis 700keV an verschiedenen Positionen kollimiert bestrahlt.

Zu den Messungen wurden Simulationsrechnungen durchgeführt, die sich in zwei Schritte gliederten. Im ersten Schritt wurden mittels des Monte-Carlo-Simulationsprogramms GEANT die Wechselwirkungsorte und die dort deponierten Energien eines γ -Quants in einem Germanium-Detektor ermittelt. Im zweiten Schritt wurden daraus, unter Berücksichtigung der Detektorgeometrie und des dadurch vorgegebenen elektrischen Feldes, die Pulsformen berechnet. Aus der Anpassung der Rechnungen an die experimentellen Daten konnte über die Variation des einzigen freien Parameters der Ladungsträgerkonzentration, eine sehr gute Übereinstimmung der Anstiegszeitenverteilungen erzielt werden. Die Ladungsträgerkonzentration ließ sich damit mit einer Genauigkeit von 33% bestimmen.

Durch eine Analyse der gemessenen digitalisierten Pulsformen konnte der Einstrahlort mit einer Wahrscheinlichkeit von 75,20% bestimmt werden. Dazu ist nur die Messung zweier Zeiten, der Zeit zwischen 10% und 30% der Pulshöhe und der Zeit zwischen 10% und 90% der Pulshöhe, notwendig. Die Ortsauflösung variierte dabei zwischen 4,1mm und 7,5mm.

Mit Hilfe der Simulation konnten die Detektorbereiche identifiziert werden, für die eine eindeutige Zuordnung der Pulse zum Einstrahlort gelingt. Darauf aufbauend bietet die Simulation die Möglichkeit, neue Detektorgeometrien im Hinblick auf ihre Eigenschaften zur Bestimmung des Einstrahlortes zu entwickeln.

Durch die Bestimmung des Einstrahlortes eines γ -Quants auf dem Detektor läßt sich eine Dopplerkorrektur bei der Energiemessung von im Flug emittierten γ -Quanten durchführen, die in einer deutlich verbesserten Energieauflösung resultiert.

Literaturverzeichnis

- [Asp94] B. Aspacher et al. "Compton continuum suppression by digital pulse shape analysis", Nucl. Instr. and Meth., A 338 (1994) 516-521, North-Holland.
- [Baz90] D. Bazzacco et al., Gasp Proposal, LNL Padua, Januar 1990.
- [Ber68] G. Bertolini in "Semiconductor Detectors", Hsg.: G. Bertolini, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1968.
- [Can75] C. Canali et al., IEEE Trans. on Elec. Dev. (1975) 1045.
- [Del88] M.A. Deleplanque, R.M. Diamond, Gammasphere Proposal, Berkeley Laboratory, 1988.
- [Esch94] M. Eschenauer et al. "Resolution enhancement of gamma-spectroscopy data from neutron-damaged coaxial n-type HPGe-detectors", Nucl. Instr. and Meth., A 340 (1994) 364-370, North-Holland.
- [Eur90] Eurogam Proposal, Eurogam Project Scientific Committee, Straßburg, 1990.
- [Gea93] Geant, Detector Description and Simulation Tool, Application Software Group, Computing and Network Division, CERN, Geneva, Switzerland 1993.
- [Ger92] J. Gerl, R. Lieder "Euroball III", GSI Darmstadt, Version 4.1, 1992.
- [Kno89] G.F. Knoll "Radiation Detection and Measurement", Wiley & Sons, Singapur, 2. Auflage 1989.
- [Krö94] T. Kröll, Simulation zur Berechnung von Germanium-Detektorsignalen, private Mitteilung, Darmstadt, 1994.
- [Leo94] W.R. Leo "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments", Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1994.
- [Ort94] Transplantable Photon Detector, Serial No. 32-TP4037-4A, Instruction Manual, EG&G ORTEC, München, Deutschland
- [Ott75] G. Ottaviani et al. "Charge carrier transport Properties of semiconductor materials suitable for nuclear radiation detectors", IEEE Trans. on Nucl. Sci., Vol. NS-22, February 1975.
- [Rau82] T.W. Raudorf et al. "Pulse shape and risetime distribution for HPGe coaxial detectors", IEEE Trans. on Nucl. Sci., Vol. NS-29, No. 1, February 1982.
- [Rot84] J. Roth et al. "Segmentation and pulse shape discrimination techniques for rejecting background in Germanium detectors", IEEE Trans. on Nucl. Sci., Vol. NS-31, No. 1, February 1984.

- [Sch86] H.U. Schmidt "Meßelektronik in der Kernphysik",
Teubner, Stuttgart 1986
- [Sch92] S. Schwebel "Pulsform-Analyse von High Purity Germanium-Detektorsignalen mit
Flash-ADC's",
Diplomarbeit, Max-Planck-Inst. für Kernphysik Heidelberg, 1992.
- [Sie65] K. Siegbahn "Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy",
North-Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1965.
- [Vme87] VMEbus Specification,
IEEE 1014-1987, VITA



Danksagung

Dem geschäftsführenden Direktor des Instituts für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, Herrn Prof. Dr. K. Bethge, möchte ich für die Aufnahme in das Institut und für die damit gegebenen Voraussetzungen zur Durchführung dieser Arbeit danken.

Bei Herrn Prof. Dr. Th. Elze bedanke ich mich für die Themenstellung und Betreuung dieser Arbeit.

Bei Herrn Dr. J. Gerl bedanke ich mich für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe bei der GSI in Darmstadt und der dortigen Betreuung.

Der gesamten Arbeitsgruppe, den Herren Dr. Th. Happ, M. Kaspar, Dipl.-Phys. Th. Kröll, Dipl.-Ing. H. Schaffner, S. Schremmer, Dipl.-Phys. R. Schubert und Dipl.-Phys. K. Vetter, danke ich für die immerwährende Bereitschaft, ungeachtet der Tages- und Nachtzeit, durch wichtige Diskussionen zu dieser Arbeit beigetragen zu haben.

Der Firma Ortec danke ich für die Überlassung der exakten Detektorabmessungen, mit denen es erst möglich wurde, die Simulationsrechnungen mit dieser Genauigkeit durchzuführen.

Schließlich sei meinen Eltern und meinen Freunden gedankt, die mit ihrer Hilfe auf verschiedene Art zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.