

Aufbau eines PET-Demonstrations-Experimentes und Anwendung von dessen FADC-basiertem Datenaufnahmesystem für Photoelektronenspektroskopie

von

Sebastian Dennis Streubel

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im

Institut für Kernphysik

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Westfälische Wilhelms-Universität

Münster

im Januar 2009

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

.....
Münster, 28. Januar 2009

Referent: Prof. Dr. C. Weinheimer

Korreferent: Priv.-Doz. Dr. Khoukaz

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Moderne Datenaufnahmesysteme in der Kernphysik	1
1.1.1	Messelektronik	1
1.1.2	Datenaufnahmesoftware	1
1.1.3	Datenvisualisierung	2
1.2	Anwendung I: Demonstrationsversuch MiniPET	2
1.3	Anwendung II: Photoelektronenspektroskopie	2
1.4	Neutrinos	2
1.5	Das KATRIN-Experiment	3
2	Das MiniPET Experiment	7
2.1	Grundlagen der PET	7
2.1.1	Physikalische Prozesse	7
2.1.2	Messung und Analyse der Zerfallsprozesse	8
2.2	Anwendung in der Medizin	9
2.2.1	Das Radiopharmakon	9
2.2.2	Die Detektoren	10
2.3	Zielsetzung des MiniPET Experiments	12
2.4	Experimenteller Aufbau	13
2.5	Nachweis der Annihilations-Quanten	14
2.5.1	Wechselwirkung von Photonen mit Materie	14
2.5.2	Anorganische Szintillatoren	16
3	Datennahme und Datenanalyse beim MiniPET	17
3.1	Analoge Ausleseelektronik	17
3.1.1	Photomultiplier	17
3.1.2	Hauptverstärker	18
3.2	Digitale Ausleseelektronik	19
3.2.1	FADC	19
3.2.2	VME-PCI Interface	21
3.3	Datenaufnahmesoftware	22
3.4	Datenanalyse	23
3.4.1	Aufarbeitung der Rohdaten	23
3.4.2	Untergrund durch falsche Koinzidenzen	24
3.4.3	Bildrekonstruktion	26
3.5	Zusammenfassung	32

4	Photoelektronenspektroskopie	33
4.1	Motivation	33
4.2	Anforderungen an die DAQ	34
4.3	Das Mainzer Spektrometer	34
4.3.1	Erzeugung der Elektronen	37
4.3.2	Der Detektor	37
4.4	Durchgeführte Messungen	37
5	Auswertung der Photoelektronenspektroskopiedaten	39
5.1	Motivation	39
5.2	Grundlegendes	40
5.2.1	Signalform	40
5.2.2	Hilfsprogramme	41
5.3	Analyse-Programm zur Charakterisierung der Signale	42
5.3.1	Aufbau	43
5.3.2	Bedienung	48
5.3.3	Ausgabe	48
5.3.4	Funktionalität	49
5.4	Ergebnisse	54
5.4.1	Energiespektrum	54
5.4.2	ToF-Spektrum	56
5.5	Zusammenfassung	60
6	Zusammenfassung und Ausblick	61
6.1	MiniPET Experiment	61
6.1.1	Weitergehende Möglichkeiten des Aufbaus	61
6.2	Photoelektronenspektroskopie	62
6.3	Zukünftige Messungen	62
A	CAD-Zeichnungen	63
	Abbildungsverzeichnis	65
	Literaturverzeichnis	67

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Moderne Datenaufnahmesysteme in der Kernphysik

Datenaufnahmesysteme sind ein wichtiger Bestandteil eines jeden Experimentes. Sie bilden die Schnittstelle zwischen dem Experiment und dem Computer, an dem dieses ausgewertet wird.

1.1.1 Messelektronik

Bevor ein Datenaufnahmesystem seine Arbeit verrichten kann, muss die im Experiment anfallende Messgröße, im Allgemeinen, in eine Spannung umgewandelt werden. Diese kann dann mit einem Analog-Digital-Wandler (ADC), der den Kern der Datenaufnahme bildet, digitalisiert werden. Durch die Zunahme der Rechenleistung moderner Computer ist es möglich geworden nicht nur den Ladungsinhalt oder die Höhe eines Signals zu messen, sondern das gesamte Signal aufzunehmen und zu speichern. Da es mit modernen FADCs (Flash-ADC) möglich ist Messwerte binnen weniger ns zu digitalisieren und zu speichern fallen große Datenmengen an. Daher ist zumeist direkt im Datenaufnahmesystem eine Ereigniserkennung implementiert, die unwichtige Daten gar nicht erst zur Speicherung weiterleitet. Diese wird in Form von einfachen Schwellwerttriggern, Schwellwerttriggern im differentiellen Signal oder in der Hardware implementierten Peakerkennungsalgorithmen realisiert.

1.1.2 Datenaufnahmesoftware

Geschieht die Datenaufnahme mit einfachen Peak-Sensing-ADCs, so gibt es üblicherweise mitgelieferte Software, mit deren Hilfe grundlegende Analysen wie einfache Spektren und deren Auswertung gemacht werden können. Auf Grund der Fülle der Möglichkeiten wie die Daten bei dem von uns verwendeten FADC aufgenommen und zum angeschlossenen Computer übertragen werden können, ist hier keine vorgefertigte Software vorhanden. Da die für unsere Zwecke nötige spezielle Analyse weit über eine einfache Spektrenbildung hinausgeht, ist die von uns verwendete Datenaufnahmesoftware eine speziell für unsere Bedürfnisse angepasste Version einer am KVI entwickelten Software.

1.1.3 Datenvisualisierung

Die Visualisierung der Daten ist ein wichtiger Punkt um direkt Informationen aus den aufgenommenen Daten zu extrahieren. Auf diesem Gebiet nimmt das am CERN entwickelte Software-Paket ROOT eine führende Rolle ein. Das Paket liefert nicht nur Algorithmen zur Anzeige der Daten, sondern auch grundlegende Hilfen zu deren Auswertung.

1.2 Anwendung I: Demonstrationsversuch MiniPET

Das im Rahmen dieser Diplomarbeit aufgebaute Datenaufnahmesystem findet seine Anwendung in einem Demonstrationsversuch für die Positronen-Emissions-Tomographie (PET). Dies ist ein Verfahren der funktionellen Bildgebung in der Medizin. Bei diesem Verfahren wird ausgenutzt, dass bei der Annihilation von Positronen mit Elektronen zwei Annihilations-Quanten unter einem Winkel von 180° emittiert werden. Mit Hilfe eines Detektorrings, der um den Patienten angeordnet ist, werden diese Gamma-Quanten detektiert. Die Annihilation muss zwingend auf der Linie zwischen den beiden Detektoren, die die Gamma-Quanten detektieren, stattgefunden haben. Werden auf diese Weise viele Annihilationen gemessen, so können die Informationen überlagert werden und es ist möglich Rückschlüsse auf die Aktivitätsverteilung zu machen.

1.3 Anwendung II: Photoelektronenspektroskopie

In einer zweiten Anwendung sollen die Flugzeiten von Elektronen in einem MAC-E-Filter (Magnetic Adiabatic Collimation and Electric Filter) spektroskopiert werden. Die Kenntnis der Flugzeit führt zu verschiedenen Informationen. Zum Einen ist die Energieinformation der Elektronen mit der Flugzeit verknüpft, wodurch das Spektrometer, wie in Kap. 4.1 beschrieben, von einem integralen zu einem differentiellen Spektrometer erweitert werden kann. Zum Anderen kann mit Hilfe der Flugzeit die Transmissionseigenschaft des MAC-E-Filters genau vermessen werden. Für die Flugzeitspektroskopie wurden Messungen am Mainzer Neutrinomassenspektrometer (siehe [Pic92]) gemacht. Mit Hilfe einer UV-Photodiode wurden Photoelektronen erzeugt. Abhängig von der Überschussenergie der Elektronen beträgt deren Flugzeit zwischen wenigen 100 ns bis mehrere μs , siehe Kap. 5.4.2. Deren Messung erfordert eine hohe zeitliche Auflösung, wie sie das verwendete Datenaufnahmesystem leisten kann. Dank der Spannungsauflösung im sub-mV Bereich ist es möglich die gemessenen Signale direkt am Vorverstärker aufzunehmen.

1.4 Neutrinos

Das Neutrino wurde 1930 von Wolfgang Pauli [Pau30] als drittes Produkt, neben dem Elektron und dem Tochterkern, bei einem β^- -Zerfall postuliert. Dieses sollte die kontinuierliche Verteilung der Energie des Elektrons erklären, welche mit einem Zweikörperzerfall nicht möglich ist. In den 1950er Jahren wurde dann das Neutrino experimentell gefunden, indem der Wirkungsquerschnitt des inversen β -Zerfalls:

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+ \quad (1.1)$$

mit $(11 \pm 2,5) \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2$ für Energien des Antineutrinos von unter 8 MeV von Frederick Reines und Clyde L. Cowan bestimmt wurde, siehe dazu [Rei59]. Der Versuch fand in einer wässrigen Kadmiunchloridlösung statt. Dabei wurde ausgenutzt, dass bei dem Prozess mehrere Gamma-Quanten erzeugt werden, die ein charakteristisches Zeitverhalten aufweisen. Zum einen werden durch die Annihilation der Positronen mit den in dem Medium befindlichen Elektronen Annihilations-Quanten erzeugt. Zum anderen wird durch das freie Neutron ein Kadmiukern angeregt. Bei dessen Zerfall entsteht wiederum ein Gamma-Quant mit einem zeitlichen Abstand von einigen μs zu den Annihilations-Quanten.

Erste Anzeichen dafür, dass Neutrinos, im Gegensatz zu der Voraussage des Standardmodells, eine Masse haben gab es im Nachhinein betrachtet bei einem Experiment von Ray Davis et al. [Dav68]. Hier sollte die Anzahl der von der Sonne kommenden Neutrinos gemessen werden. Der Messaufbau bestand aus einem mit 390000 l Tetrachlorethylen gefüllten Tank, in dem die Reaktion



statt fand. Die geringe Argonkonzentration wurde, mit entsprechendem Aufwand, ausgewaschen und mit Hilfe des Zerfalls in Chlor gezählt. Das Ergebnis liefert nur ein Drittel der erwarteten Zählrate. Wie später gezeigt wurde ist dieser Verlust der Zählrate auf eine Oszillation der in der Sonne erzeugten Elektron-Neutrinos in die anderen Neutrinoarten zurückzuführen. Zur Erklärung dieser Oszillation muss vorausgesetzt werden, dass zumindest zwei von drei Neutrinoarten eine Masse besitzen, da die Oszillation abhängig von den Differenzen der Massenquadrate ist. Und diese verschwindet, falls die drei Neutrinoarten die gleiche Masse haben. Bis heute wurden viele Experimente durchgeführt, die diese ν -Oszillation bestätigen unter anderem Super-Kamiokande [Hos06], Kamiokande [Hir89], Gallex [Ans92], SAGE [Abd94], SNO [Ahm01], Borexino [Arp08], KamLand [Egu03], K2K [Alu94], MINOS [Mic06] für Atmosphärische, Solare, Beschleuniger und Reaktor Neutrinos. Diese Experimente haben dazu beigetragen, die Mischparameter der ν -Oszillation, unter anderem die Unterschiede der Massequadrate Δm_{ν}^2 zu bestimmen. Da keine direkte Sensitivität auf die Masse bestand blieb diese unbekannt. Die ν -Oszillation ist immer noch ein aktuelles Forschungsgebiet, wie das aktuelle Experiment OPERA [Gul00] zeigt.

Die Masse der Neutrinos ist relevant für verschiedene Prozesse unter anderem in der Kosmologie. Abhängig von der tatsächlichen Masse, in der Größenordnung 1 eV^1 , eines einzelnen Neutrinos könnte deren gesamte Masse, auf Grund der hohen Anzahl der Rest-Neutrinos (336 cm^{-3}), die nach der Urknall Theorie aus dem heißen Partikelplasma im frühen Universum entkoppelten, im Bereich der Masse der sichtbaren Materie liegen. Diese würde dann einen signifikanten Beitrag zur Strukturbildung des Universums liefern [Kom08]. Des weiteren hilft die Kenntnis der Masse die physikalischen Prozesse die zu einer Super-Nova-Explosion beitragen besser zu verstehen.

1.5 Das KATRIN-Experiment

Bisherige Experimente konnten lediglich eine Obergrenze für die Masse des Elektron-Neutrinos bestimmen. Die bisher genaueste Bestimmung der Obergrenze der Neutrinomasse aus der Kinematik des β -Zerfalls liefern die Vorgängerexperimente des KATRIN-Experimentes²,

¹In dieser Arbeit wird zur Vereinfachung die Konvention $\hbar = c = 1$ genutzt

²Für eine detailliertere Beschreibung des Versuchsaufbaus sei hier auf den Design Report verwiesen [Ang04].

welche ebenfalls auf dem selben Messprinzip (siehe unten) basieren³:

Mainz-Experiment: $m(\nu_e) \leq 2,3 \text{ eV}$ (95 %C.L) [Kra05]

Troitsk-Experiment: $m(\nu_e) \leq 2,1 \text{ eV}$ (95 %C.L) [Lob03]

Der Kernpunkt bei der kinematischen Bestimmung der Masse des Elektron-Antineutrinos ist die Vermessung der Energie die das erzeugte Elektron bei einem β^- -Zerfall erhält. Da hierbei neben dem Elektron und dem Tochterkern auch ein Elektron-Antineutrino entsteht erhält das Elektron eine kontinuierliche Energieverteilung, die abhängig von der Masse des Elektron-Antineutrinos ist. Im Endpunktbereich des β -Spektrums macht sich dies am Stärksten

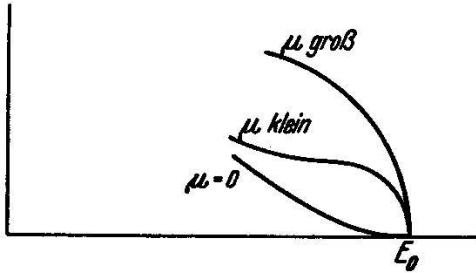


Abbildung 1.1: Einfluss der Neutrinomasse auf die Form des β -Spektrum (nach Fermi): Gezeigt ist der Endpunktbereich für eine große, kleine und verschwindende Neutrinomasse μ . Abb. aus [Fer34]

bemerkbar. Hier ist zum einen eine Verringerung des Endpunktes um die Masse des Neutrinos und zum anderen eine Veränderung der Form des Spektrums beobachtbar (Abb. 1.1). Damit der Anteil der Elektronen im Endpunktbereich groß ist, ist es vorteilhaft bei dem Experiment eine β^- -Quelle mit einer niedrigen Endpunktsenergie zu verwenden. Unter anderem aus diesem Grund wird in dem Experiment ${}^3_1\text{H}$ verwendet. Dieses Wasserstoffisotop hat als T_2 -Molekül eine niedrige Endpunktsenergie von $(18571,8 \pm 1,2) \text{ eV}$ [Ott08], wodurch etwa ein Anteil von $2 \cdot 10^{-13}$ aller erzeugten Elektronen in einem Bereich von 1 eV vor der maximalen Endpunktsenergie bei verschwindender Elektron-Antineutrinomasse liegt. Bei dem Experiment wird im Wesentlichen die Form des Endpunktes

vermessen, da die genaue Energie des Endpunktes nicht präzise genug bekannt ist. Die Verwendung von Tritium ist dabei auch vorteilhaft, da die spektrale Form auf Grund des einfachen Aufbau des Isotops, vergleichsweise einfach zu berechnen ist.

Für die Vermessung des Endpunkts bietet sich der MAC-E-Filter an. Dieser ist in Abschnitt 4.3 genauer beschrieben. Ein elektrisches Gegenfeld in der Analyseebene (Spiegelebene des Spektrometers) hindert Elektronen, die nicht genügend Energie haben um dieses zu überwinden, daran zum Detektor zu gelangen. Somit werden nur Elektronen mit Energien über dem Filterpotential detektiert. Ein integrales Spektrum des Endpunktbereiches wird durch Variieren des angelegten Potentials erzeugt. Ein weiterer wichtiger Punkt des MAC-E-Filters ist die magnetische adiabatische Kollimierung. Zwei Solenoiden am Eingang und Ausgang des Spektrometers erzeugen eine magnetische Flussdichte, welche zur Spektrometermitte um den Faktor $\frac{1}{20000}$ abnimmt. Diese führt die Elektronen. Die Impulskomponente der Elektronen, die senkrecht zu den magnetischen Feldlinien steht sorgt für eine Zyklotronbewegung der Elektronen aus der ein magnetisches Bahnmoment resultiert. Erfolgt die Änderung der magnetischen Flussdichte auf dem Weg zur Spektrometermitte ausreichend langsam, so ist die Bewegung der Elektronen adiabatisch, d.h. das Bahnmoment bleibt erhalten. Um dies zu gewährleisten, muss zusammen mit der magnetischen Flussdichte auch die senkrechte Impulskomponente abnehmen, entsprechend steigt die parallele Impulskomponente. Die Energie des Impulses längs des elektrischen Retardierungspotential in der Analyseebene wird gefiltert. Das Verhältnis der minimalen, in der Analyseebene befindlichen, zur maximalen magnetischen Flussdichte beschreibt die Auflösung des Spektrometers, welche für die Elektronen

³Im Troitzker Datensatz wurde ein Stufeneffekt im Endpunktbereich des Spektrums beobachtet, der mit einer phenomenologischen Korrektur berücksichtigt wurde.

im Endpunktbereich beim KATRIN-Experiment bei 0,93 eV liegt. Um eine hohe Akzeptanz erzeugter Elektronen zu erreichen hat KATRIN-Spektrometer einen Durchmesser von 10 m. Um das adiabatische Verhalten zu gewährleisten liegt die Länge des Spektrometers bei 22 m.

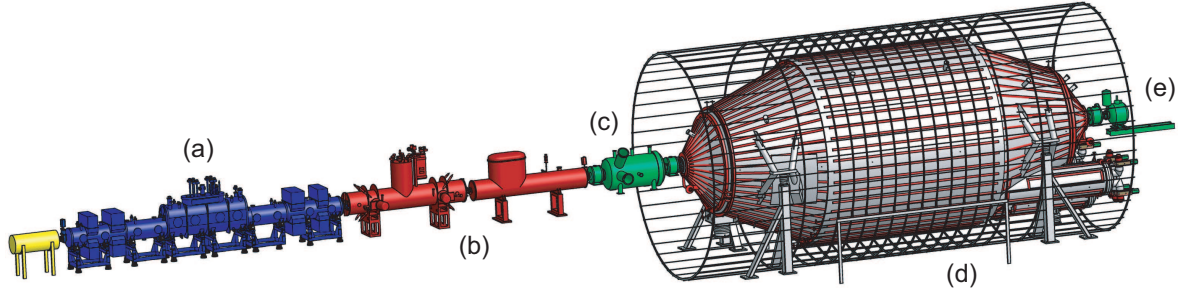


Abbildung 1.2: Aufbau des KATRIN-Experiments: Die einzelnen Komponenten des, hier schematisch gezeigten, Aufbaus sind (a) die fensterlose gasförmige Tritiumquelle, (b) die Transportstrecke, die sich in eine differentielle Pumpstrecke und eine Kryo-Pumpstrecke aufteilt, (c) das Vorspektrometer, (d) das Hauptspektrometer mit den darum liegenden feldformenden Luftspulen, (e) der Detektor. Die Dimensionen des Aufbaus belaufen sich auf etwa 70 m Länge und einen Durchmesser von über 10 m.

Um eine hohe Zählrate zu erreichen wird eine hohe Aktivität der Quelle benötigt. Um dies zu erreichen wird in dem KATRIN-Experiment eine fensterlose gasförmige Tritium-Quelle verwendet. Hierzu wird in ein Rohr (10 m lang, 90 mm Durchmesser) auf halber Länge ein 27 K kaltes Tritiumgas mit einem Fluss von $2 \frac{\text{mbar l}}{\text{s}}$ eingeleitet. Dieses strömt zu den Enden, an denen es mit Hilfe von Turbomolekularpumpen wieder entfernt und recycelt wird. Die eine Seite des Rohres ist mit einem Kalibrations- und Überwachungssystem abgeschlossen. Dieses enthält zum einen Elektronenquellen, die der Kalibration dienen und zum anderen überwacht ein Elektronendetektor die Dichte des eingeleiteten Tritiumgases. In der anderen Richtung wird die verbleibende Menge an Tritiumgas in der Transportstrecke, welche die Zerfallselektronen zum Spektrometer führt, mit Hilfe von weiteren Turbopumpen sowie einer Kryofalle auf einen Fluss von weniger als $10^{-14} \frac{\text{mbar l}}{\text{s}}$ verringert. Niederenergetische Zerfallselektronen werden am Ende der Transportstrecke im Vorspektrometer aussortiert und so der Elektronenfluss ins Hauptspektrometer auf etwa 1000/s reduziert. Elektronen mit ausreichender Energie werden im Hauptspektrometer analysiert und im Detektor am Ende des Aufbaus nachgewiesen. Ein schematischer Aufbau des KATRIN-Experimentes ist in Abb. 1.2 zu sehen.

Um die angestrebte Sensitivität des KATRIN-Experiments von $m_{\bar{\nu}_e} < 0,2 \text{ eV}$ zu erreichen ist es wichtig, die Transmissionseigenschaften sowohl des Hauptspektrometers wie auch des gesamten Aufbaus zu kennen. Um diese zu bestimmen werden stabile Elektronenquellen, deren Eigenschaften bekannt sind, verwendet. Die in dieser Arbeit verwendete Photoelektronenquelle (Abschnitt 4.3.1) kommt, neben anderen Quellen, für diesen Verwendungszweck in betracht. Insbesondere die in Testversuchen demonstrierte schnelle Pulsbarkeit der LED-basierten Photoelektronenquelle bietet eine attraktive Möglichkeit, die Kalibrationsmessungen am KATRIN Hauptspektrometer um einen MAC-E-ToF-Modus zu erweitern. Bevor diese Quelle zu Kalibrationszwecken eingesetzt werden kann, sind jedoch weitere Studien, insbesondere bezüglich ihrer Energieverteilung, Energie- und Zählratenstabilität, erforderlich.

Die von uns durchgeführten Messungen am Mainzer Neutrinomassenspektrometer (Kap. 4 und 5) dienten vornehmlich der vorbereitenden Untersuchungen für die Vermessung der Ei-

enschaften des Hauptspektrometers des KATRIN-Experimentes. Es wurde eine Methode untersucht die Eigenschaften des Spektrometers mittels einer Flugzeitmessung zu bestimmen. Im Vergleich zu der Bestimmung der Eigenschaften mit Hilfe einer Transmissionsmessung ergeben sich teilweise komplementäre Informationen, bzw. die Informationen der Flugzeitmessung können die der Transmissionsmessung bestätigen. Im Rahmen der Flugzeitmessung wurde eine Quelle für monoenergetische gepulste Elektronen untersucht. Es wurden dazu die Eigenschaften von Photoelektronen mit Hilfe einer gepulst betriebenen UV-Leuchtdiode untersucht.

Gliederung dieser Arbeit

Die Gliederung der Arbeit gestaltet sich wie folgt:

- Kapitel 2: In diesem Kapitel werden werden die Grundlagen des MiniPET Experimentes erläutert. Hierzu zählen die dabei auftretenden physikalischen Effekte und der Aufbau des Detektors. Zudem wird auf das Medizinische PET-Verfahren eingegangen.
- Kapitel 3: Hier wird die digitale Verarbeitung der im MiniPET Experiment aufgenommenen Signale behandelt und eine Rekonstruktion einer Aktivitätsverteilung beschrieben.
- Kapitel 4: Dieser Teil der Arbeit behandelt den physikalischen Aufbau der Photoelektronenspektroskopie die am Mainzer Neutrinomassenspektrometer durchgeführt wurde.
- Kapitel 5: An dieser Stelle wird eine grundlegende Auswertung der Photoelektronenspektroskopie beschrieben, so wie erste Ergebnisse aufgezeigt.
- Kapitel 6: Abschließend wird die Arbeit zusammengefasst und Vorschläge zur Verbesserung bzw. Erweiterung des MiniPET Versuchs gemacht.

Kapitel 2

Das MiniPET Experiment

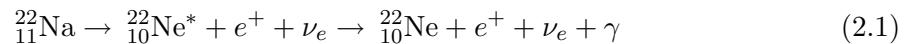
Der MiniPET Aufbau ist ein Praktikumsexperiment, in dem den Studenten an einem vereinfachten Aufbau die Prinzipien der Positronen-Emissions-Tomographie (PET) sowie Basiskenntnisse über Datenaufnahmesysteme und Datenanalyse nahegebracht werden. Im Folgenden werden zunächst die physikalischen Grundlagen der PET erläutert und es wird näher auf die Anwendung in der Medizin eingegangen. Des Weiteren befasst sich das folgende Kapitel mit dem Aufbau des Experimentes und dessen Zielsetzung.

2.1 Grundlagen der PET

2.1.1 Physikalische Prozesse

Die Positronen-Emissions-Tomographie ist ein Verfahren der funktionellen Bildgebung, das zur Visualisierung von Stoffwechselvorgängen, insbesondere im Zusammenhang mit der Diagnose von Tumoren, in der Medizin verwendet wird. Sie basiert auf der Emission und der anschließenden Annihilation von Positronen. Durch Messung vieler koinzidenter Zerstrahlungsgamma-Quanten, die bei dem Prozess entstehen, kann die Verteilung der Emissionsorte der Strahlung berechnet werden.

An Hand des β^+ -Zerfalls des $^{22}_{11}\text{Na}$, welches als Strahlenquelle in dem Experiment verwendet wird, soll dieser Prozess nun näher erläutert werden. Dieser Zerfall geschieht nach dem Schema:



Auf Grund der drei Teilchen im Endzustand wird hier von einem Dreikörperzerfall gesprochen. Die kinetische Energie des Tochterkerns $^{22}_{10}\text{Ne}^*$, die aus dem Rückstoßimpuls resultiert, ist auf Grund der großen Massendifferenz zu den anderen Produkten vernachlässigbar. Daher verteilt sich nahezu die gesamte Zerfallsenergie von 545,7 keV kontinuierlich auf das Positron und das Elektron-Neutrino. Die mittlere kinetische Energie des Positrons beträgt dabei 215,54 keV (Werte aus [Nud08]).

Das zusätzliche Gamma-Quant, welches durch den Zerfall des angeregten $^{22}_{10}\text{Ne}^*$ -Zustandes entsteht, ist für die PET-Messung unwichtig, hilft aber bei der Energiekalibration der Detektoren, welche in Kap. 3.4.1 genauer beschrieben wird. Das komplette Zerfallsschema ist in Abb. 2.1 zu sehen.

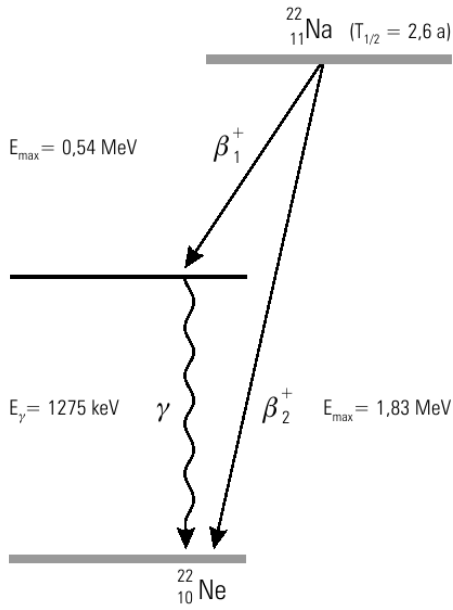


Abbildung 2.1: Zerfall von $^{22}_{11}\text{Na}$: Dieser geschieht zu etwa 90% durch einen β^+ -Zerfall und zu 10% durch einen Elektroneinfang-Prozess. Der daraus entstehende angeregte Zustand von $^{22}_{10}\text{Ne}$ regt sich durch die Emission eines 1275 keV-Gamma-Quants ab.

Bevor das Positron mit seinem Antiteilchen, dem Elektron, annihilieren kann, muss es thermalisieren, das heißt, es muss nahezu seine gesamte kinetische Energie von bis zu 545,7 keV in das es umgebende Medium abgeben. Dies geschieht im Wesentlichen durch inelastische Stöße mit Hüllenelektronen der umgebenden Atome. Abhängig vom Medium, in dem die Thermalisierung stattfindet, kann das Positron so $\lesssim 1 \text{ mm}$ (in Wasser) zurücklegen, vergleiche [Che06]. Ist das Positron thermalisiert, so kann es direkt mit einem Elektron zerstrahlen und dabei zwei Gamma-Quanten mit einer Energie von jeweils 511 keV gemäß folgender Reaktion freisetzen.

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \quad (2.2)$$

Auf Grund des geringen Restimpulses, den die Edukte vor der Annihilation tragen, werden die Gamma-Quanten nicht exakt unter einem Winkel von 180° emittiert, sondern weisen im Mittel eine Abweichung von $\pm 0,25^\circ$ von 180° auf, siehe [Che06].

Eine weitere Möglichkeit, die sich dem thermalisierten Positron bietet, ist die Bildung von Positronium. Dies ist ein dem Wasserstoffatom ähnlicher Zustand, in dem das Proton durch ein Positron ersetzt wird. Abhängig von der Spinstellung der Leptonen treten die zwei Zustände Ortho- und Para-Positronium auf.

Im Para-Positronium addieren sich die Spinzustände antiparallel zu Null, daher ist auf Grund der Impuls- und Drehimpulserhaltung die Zerstrahlung in zwei Gamma-Quanten möglich. Im Fall des Ortho-Positroniums addieren sich die Spins zu Eins. Da Gamma-Quanten jeweils einen Spin von Eins tragen, welcher nur in oder entgegengesetzt zu der Bewegungsrichtung orientiert (gute Helizität) sein darf, ist es dem Ortho-Positronium auf Grund der Drehimpulserhaltung nicht möglich in zwei Gamma-Quanten zu zerstrahlen. Der Zerstrahlungsprozess braucht mindestens drei Gamma-Quanten (generell: eine ungerade Anzahl von Gamma-Quanten). Auf Grund der Kinematik kann hier keine klare Aussage gemacht werden, wie viel Energie die Gamma-Quanten bei einem Zerfall bekommen, da sich die Gesamtenergie von 1022 keV im Rahmen der Impuls- und Energieerhaltung frei auf die drei Teilchen verteilen kann. Die Zerstrahlung des Ortho-Positroniums in drei Gamma-Quanten ist unwahrscheinlicher als diejenige des Para-Positroniums in zwei Gamma-Quanten, was sich in den Lebensdauern der Zustände widerspiegelt. Diese ist, mit 140 ns, beim Ortho-Zustand wesentlich höher als beim Para-Zustand mit 125 ps. Auf Grund der langen Lebensdauer des Ortho-Zustandes ist es möglich, dass das Elektron oder Positron seinen Spinzustand durch Wechselwirkung mit der umgebenden Materie ändert und so der Zustand in das Para-Positronium übergeht.

2.1.2 Messung und Analyse der Zerfallsprozesse

Für die PET-Messung ist nur die Annihilation in zwei Gamma-Quanten relevant, da dieser Prozess mit einer wesentlich höheren Wahrscheinlichkeit abläuft und aus dem Prozess

direkt eine Aussage über den Ort des Zerfalls gemacht werden kann (dieser liegt auf der Verbindungslinie der Positionen, an denen die beiden Gamma-Quanten detektiert werden).

In Szintillatoren werden die hochenergetischen Photonen in niederenergetische, im sichtbaren Bereich liegende Gamma-Quanten umgewandelt, welche mit Photomultipliern nachgewiesen werden. Die so erzeugten Signale werden digitalisiert und im Computer verarbeitet. Dieser rekonstruiert die Aktivitätsverteilung und gibt diese dann graphisch aus, wodurch die Position der $^{22}_{11}\text{Na}$ -Quelle im Experimentaufbau bestimmt werden kann.

Vereinfacht gesagt besteht die Rekonstruktion darin, dass der Computer koinzidente, das heißt zeitgleiche Annihilations-Quanten, mit der passenden Energie von 511 keV sucht. Da die Position der Detektoren, in denen die Koinzidenzen gemessen werden, bekannt ist, wird durch diese eine Linie mit einer begrenzten Umgebung definiert, auf der diese Annihilation stattgefunden haben muss. Durch einfache Überlagerung der Detektionslinien bilden sich an bestimmten Stellen Häufungspunkte aus. Die Verteilung, die sich auf diese Weise ergibt, ist eine Näherung der tatsächlichen Aktivitätsverteilung, mit Hilfe derer die Position der Positronenquelle bestimmt werden kann.

2.2 Anwendung in der Medizin

Neben der Computertomographie (CT) und der Magnetresonanztomographie (MRT) ist das PET ein komplementäres bildgebendes Verfahren in der Medizin, welches vorwiegend in der Tumorerkennung eingesetzt wird.

2.2.1 Das Radiopharmakon

$^{22}_{11}\text{Na}$ wird in medizinischen Anwendungen nicht eingesetzt, da es eine lange Lebensdauer von 2,6 Jahren und eine hohe biologische Halbwertszeit (gebunden in Kochsalz, NaCl) von 335 Tagen (siehe [Hoe99]) hat und somit eine langfristige Strahlenbelastung für den Patienten darstellen würde. Vorwiegend kommen Radionuklide mit kurzen Halbwertszeiten zum Einsatz, die entweder direkt im Krankenhaus oder in einer nahegelegenen Forschungseinrichtung mit einem Beschleuniger produziert werden. Hierbei kommen Nuklide wie $^{11}_6\text{C}$ ($T_{1/2} = 20,3 \text{ min}$), $^{13}_7\text{N}$ ($T_{1/2} = 9,97 \text{ min}$), $^{15}_8\text{O}$ ($T_{1/2} = 122,2 \text{ min}$) und $^{18}_9\text{F}$ ($T_{1/2} = 109,7 \text{ min}$) zum Einsatz. Die kurzen Halbwertszeiten erfordern kurze Wege zwischen Patienten und Erzeugungsort der Nuklide.

Eine weitere Schwierigkeit, neben der Herstellung der Isotope, ist die Injektion beim Patienten. Da sich der radioaktive Stoff bei der Tumorerkennung gerade an krankhaften Stellen anlagern soll, ist ein reines Nuklid ungeeignet, denn der Körper kann dieses in der Regel nicht verwerten. Damit der radioaktive Stoff eine biologische Funktion bekommt, wird in einem chemischen Prozess das entsprechende Nuklid in ein sog. Tracermaterial (zumeist einfache chemische Verbindungen) eingebunden. Je nach Verwendungszweck, das heißt Einlagerung in bestimmten Organen im Körper, kann dieses Material variieren. Beispielsweise wird für $^{18}_9\text{F}$ Glukose als Tracermaterial verwendet, so dass es zu dem Radiopharmakon FDG, Flour-Deoxyglucose¹, wird. Dieser Stoff zeigt im Stoffwechsel das gleiche Verhalten wie normale Glukose. Nach der Injektion von FDG lagert sich dieses Material an Stellen mit besonders hohem Stoffwechsel an, wodurch es zu einer lokalen Erhöhung der Aktivität kommt. Eine

¹Quelle: Siemens Nuklearmedizin, PET und PET/CT

PET Untersuchung wird ambulant in einem Zeitraum von ca. 2,5 Stunden durchgeführt, wovon ca. 45 Minuten zur eigentlichen PET-Aufnahme benötigt werden. Je nach Fragestellung kann dabei der gesamte Körper oder nur ein Teil untersucht werden.

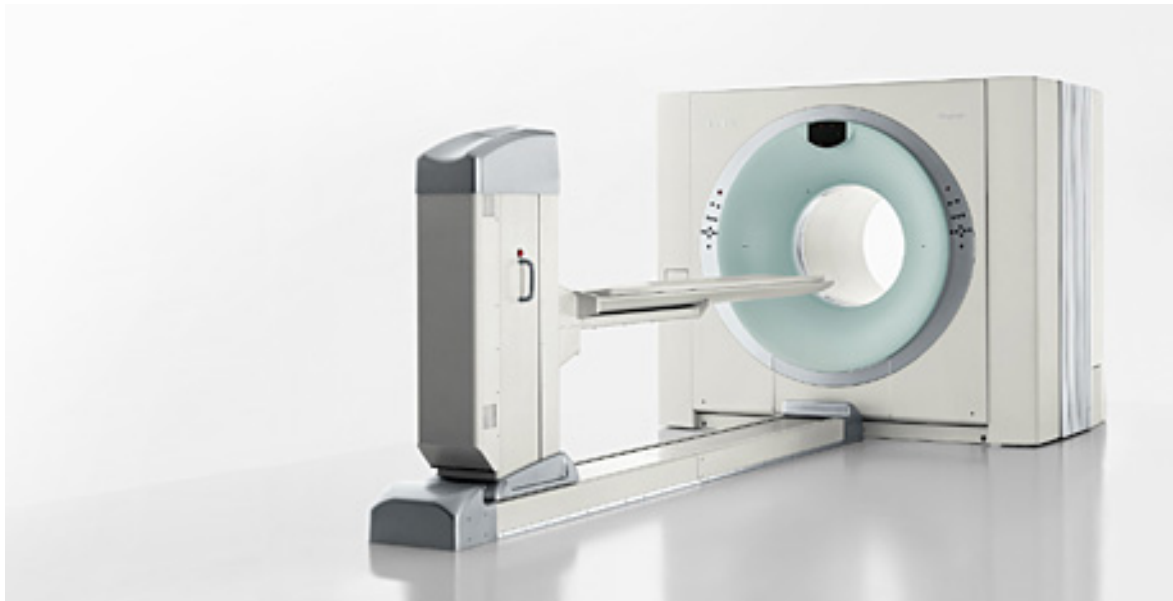


Abbildung 2.2: Kommerziell erhältlicher PET-CT-Scanner (Biograph TruePoint PET•CT von Siemens). Der Patient wird dabei durch den rechts im Bild liegenden Aufbau geschoben und es wird sowohl eine PET wie auch eine CT-Aufnahme gemacht.

Bei heutigen Scannern ist meist noch ein CT-Scanner integriert um die Aufnahme zu ergänzen. Die CT liefert Informationen über die Dichte des Gewebes, wodurch eine Dämpfungskorrektur für die PET-Aufnahme erzeugt werden kann. Des Weiteren liefert die CT eine genauere Erkenntnis über die Anatomie des Patienten.

2.2.2 Die Detektoren

Die Detektion der Annihilations-Quanten erfolgt in den meisten PET Geräten mit Hilfe von anorganischen Szintillationskristallen, in denen die 511 keV Gamma-Quanten in eine hohe Anzahl sichtbarer Photonen konvertiert werden. Entscheidend für den Einsatz in der PET ist dabei eine hohe Dichte des Materials sowie eine kurze Abklingzeit des Signals. Eine hohe Dichte und damit einhergehend eine hohe Ladungszahl des Materials erlaubt einen effektiven Nachweis der Photonen (der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts geht mit der fünften Potenz der Kernladungszahl). Eine kurze Abklingzeit hingegen ermöglicht eine gute Unterdrückung zufälliger Koinzidenzen und ist für fortgeschrittene PET-Techniken wie Time-of-Flight-PET unerlässlich. Die Eigenschaften einiger in der PET verwendeten Materialien sind in Tab. 2.1 zusammengefasst. Zur Auslese der Szintillatoren kommen Photomultiplier oder Photodioden zum Einsatz.

In einigen speziellen Gebieten wie z. B. der Kleintier-PET kommen neben Szintillatoren auch andere Detektortypen zum Einsatz (siehe [Lar06]). Beispielsweise werden im QUAD-HIDAC System der Firma Oxford Positron Systems Ltd. spezielle „high density avalanche chambers“ genutzt.

Beim MiniPET-Aufbau werden BGO-Kristalle (Bismuth Germanat, $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) verwendet.

Tabelle 2.1: In der PET verwendete Szintillatormaterialien: Die Tabelle zeigt eine Auswahl an verschiedenen Szintillatormaterialien. Beim MiniPET-Aufbau wird der BGO-Kristall verwendet. Die zwei Zeitangaben beim BaF_2 stehen für eine langsame und eine schnelle Komponente bei der Lichtumwandlung. Ausschnitt aus [Che06] Tab. 4.

Scintillator	Density g/cm^3	Light output (photons / 511 keV)	Decay time (ns)	Index of refraction
Sodium iodide [NaI(Tl)]	3.67	19400	230	1.85
Bismuth Germanate (BGO) BiGe_3O_4	7.13	4200	300	2.15
Lutetium Oxyortho- silicate (LSO:Ce)	7.40	~ 13000	~ 47	1.82
Gadolinium Oxyortho- silicate (GSO:Ge)	6.71	~ 4600	~ 56	1.85
Barium Fluoride (BaF_2)	4.89	700, 4900	0.6, 630	1.56
Yttrium Aluminium (YAP:Ce)	5.37	~ 9200	~ 27	1.95

In einigen kommerziellen PET-Geräten wird eine Technik angewandt, welche die Auslese von Szintillatoren mittels Photomultipliern, wie sie auch im MiniPET stattfindet, in der Auflösung verbessern kann und kostengünstiger macht. Die Auflösung der PET ist durch die Größe einzelner Detektoren bestimmt. Da Photomultiplier nicht beliebig klein hergestellt werden können, liegt der Schritt nahe, deren Anzahl bei Beibehaltung der effektiven Detektoranzahl zu verringern. Hierzu ist ein Ansatz entwickelt worden um eine effektive Anzahl von 64 Einzeldetektoren mit nur vier Photomultipliern auszulesen. Den Kern des Detektors bildet hierbei ein Szintillatorkristall, an dem vier Photomultiplier zur Auslese angebracht sind. Der Kristall wird nun gemäß Abb. 2.3 teilweise eingeschnitten, so dass sich effektiv 64 Einzelkristalle bilden. Die Zwischenräume werden mit reflektierendem Material gefüllt. Durch diesen Aufbau wird sichergestellt, dass die ausgelesene Intensität der vier Photomultiplier abhängig von dem Ort ist, an dem die Wechselwirkung stattgefunden hat. Findet die Wechselwirkung in einer Ecke statt, so wird hauptsächlich der darunterliegende Photomultiplier etwas detektieren, wohingegen eine Wechselwirkung in der Mitte ein Signal in allen Photomultipliern verursacht. Im Wesentlichen kann die Rekonstruktion der Position durch folgende Formeln (siehe [Che06]) zusammengefasst werden:

$$\begin{aligned} X &= \frac{S_A + S_B - S_C - S_D}{S_A + S_B + S_C + S_D} \\ Y &= \frac{S_A + S_C - S_B - S_D}{S_A + S_B + S_C + S_D} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Dabei entspricht S_i der gemessenen Intensität im Photomultiplier i . Eine Verteilung der so berechneten Positionen ist in Abb. 2.3 zu sehen.

Dieses Detektorkonzept spart Kosten, da 64 einzelne Kristalle mit nur 4 Photomultipliern ausgelesen werden. Zudem erhöht es die detektorbedingte Auflösung trotz großer Photomultiplier. Auf Grund des für den Aufbau des MiniPET Experimentes vorhandenen Materials (acht BGO Kristalle mit $2,5 \times 2,5 \text{ cm}^2$ Querschnittsfläche) lässt sich diese Technik im Experiment nicht nachbilden.

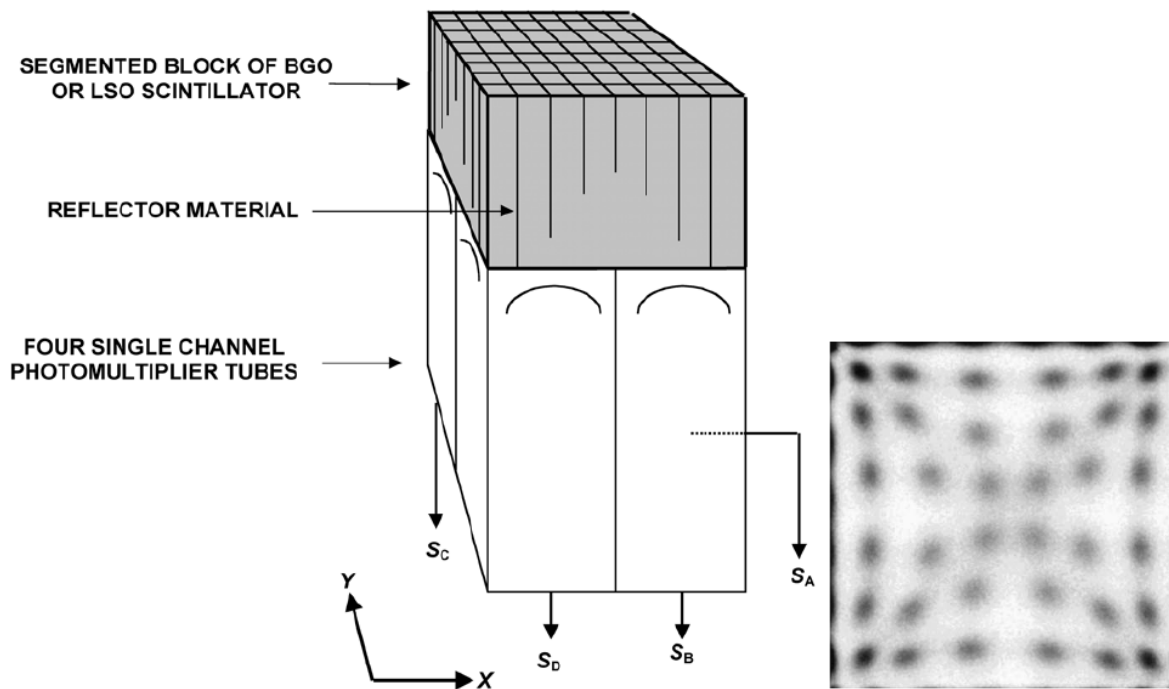


Abbildung 2.3: PET Block Detektor: Links ist schematisch ein Blockdetektor dargestellt, oben der segmentierte Szintillator und unten die vier Photomultiplier. Rechts ist die mit Formel 2.3 zurückgerechnete Position für Wechselwirkungen in den einzelnen Segmenten dargestellt. Abbildung aus [Che06].

2.3 Zielsetzung des MiniPET Experiments

Dieser Aufbau ist als Demonstrationsexperiment der PET konzipiert. Er soll ein Verständnis vermitteln, wie bildgebende Verfahren in der Medizin funktionieren und angewandt werden. Des Weiteren sollen moderne Datenaufnahmesysteme vorgestellt werden.

Der Aufbau soll vielen verschiedenen Interessengruppen dienen. Angefangen von Schülern der Oberstufe, denen das PET an Hand einer Positionsbestimmung einer $^{22}_{11}\text{Na}$ -Quelle demonstriert wird, über das Fortgeschrittenen Praktikum im Institut für Kernphysik an der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster, in dem die Studenten selbstständig PET Messungen durchführen und verschiedene theoretische Grundlagen vermittelt werden, bis zu Wahlfachpraktikanten, die in einem gewissen Zeitraum den PET Aufbau weiterentwickeln. Es ist auch denkbar, dass das Experiment im Rahmen von Bachelor-Arbeiten teilautomatisiert wird, indem die verschiedenen Messungen mit Hilfe eines Motors durchgeführt werden, wodurch mit entsprechender Weiterentwicklung der Software eine gesteigerte Auflösung möglich sein sollte.

Die ursprüngliche Zielsetzung war es mit vorgegebenen Komponenten (BGO-Szintillationskristallen, Photomultipliern, einem Flash Analog Digital Converter (FADC) und einem Messcomputer) ein funktionstüchtiges Pet System zu entwickeln, welches in der Lage ist, die Position einer oder mehrerer innerhalb des Messbereiches positionierten $^{22}_{11}\text{Na}$ -Quelle zu bestimmen. Hierzu musste die Hardware aufgebaut, die Auslese der Daten aus dem FADC mittels Software realisiert und eine für das MiniPET geeignete Bildrekonstruktion entwickelt werden, die sich auf auch in kommerziellen Systemen verwendete Algorithmen stützt.

2.4 Experimenteller Aufbau

Die grundlegende Anordnung der BGO-Kristalle (Maße: $2,5 \times 2,5 \times 7,0 \text{ cm}^3$) erfolgt parallel zur Symmetrieachse des Detektionsraums, da die Kristalle mit den angefügten Photomultipliern (Durchmesser 2,8 cm, Höhe 16 cm) in einer liegenden Bauweise eine zu große Fläche benötigen würden. Abgeschätzt würde diese Bauweise zusammen mit dem Platz für Bleiziegel zum Strahlenschutz auf eine Fläche von 8000 cm^2 kommen. Bei der verwendeten Bauweise liegt der Platzbedarf bei 1800 cm^2 bei einer Gesamthöhe von 31 cm. Durch die hohe effektive Ordnungszahl der BGOs von 74 liegt die Halbwertsschichtdicke für 511 keV-Gamma-Quanten bei 0,76 cm, siehe dazu [Che06]. Daher ist die Verminderung der Nachweiswahrscheinlichkeit beim stehenden Kristall gering im Vergleich zum liegenden Aufbau, in dem die Gamma-Quanten durch die volle Länge der Kristalle fliegen müssen.

Da nur 8 Detektoren zur Verfügung stehen, ist eine symmetrische und kreisrunde Anordnung, wie sie bei medizinischen PET-Anwendungen vorliegt, ungünstig. In einem solchen Aufbau kann entweder nur ein Ring mit einem sehr kleinen Radius und auf Grund der Detektorbreite einer schlechten Auflösung realisiert werden, oder es wird ein Ring gebildet, in dem bei größerem Radius große Lücken zwischen den Detektoren entstehen. Statt dessen teilt sich die Anordnung in zwei gegenüberliegende Viertelkreissegmente auf (siehe Abb. 2.5). Dieser Aufbau führt dazu, dass die Ortsauflösung senkrecht zu der Verbindungslinie der beiden Segmente vermindert ist. Daher ist das Experiment so konzipiert, dass die Position der Quelle in mindestens zwei Messungen bestimmt wird, wobei bei der zweiten Messung der Bereich der Quelle um 90° gedreht wird. Um zu einer weiteren Verbesserung der Auflösung zu kommen sind 16 Messungen mit jeweils einer Drehung von $11,25^\circ$ von Nöten. Dabei entspricht der Winkel von $11,25^\circ$ gerade dem halben Winkelabstand zwischen den Detektoren.

Der Aufbau, wie er im Bauplan A.2 gezeigt ist, ergibt sich aus der Voraussetzung, dass die Quelle in einem Bereich von 10 cm um den Mittelpunkt des Aufbaus positionierbar sein soll. Unter der Nebenbedingung, dass die Szintillatoren einen Winkel von $22,5^\circ$ zueinander haben, ergibt sich für die Mittelpunkte der Szintillatoren ein Radius von 14 cm.

Die Halterung der Szintillatoren, siehe Abb. 2.4 und A.1, umschließt diese an vier von sechs Seiten. Um nicht zu viele Annihilations-Quanten in der Halterung zu absorbieren ist die der Quelle zugewandte Seite lediglich mit mehreren Lagen schwarzem Klebeband lichtdicht geschlossen. Die Unterseite ist mit der Deckplatte des Aufbaus verschraubt um so einen sicheren Stand der Detektoren zu gewährleisten. Damit die Photomultiplier, die über Silikonpolster an die Szintillatoren gekoppelt sind, fest verbunden sind, werden diese unter Zug mit Federn an den Kristall gedrückt, siehe Abb. 2.4.

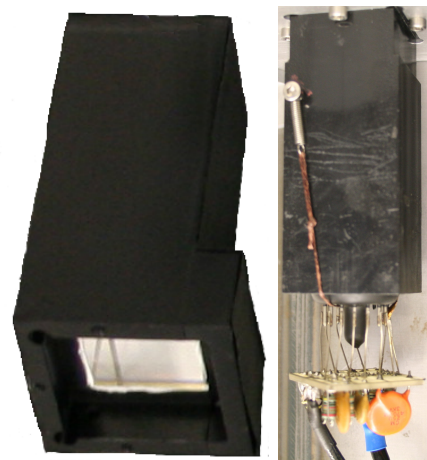


Abbildung 2.4: Szintillator- und Photomultiplier-Halterungen: Im linken Bild ist die Halterung der Szintillatoren zu sehen. Die rechte Seite ist der Quelle zugewandt; sie wird nur mit schwarzem Klebeband gegen Lichteinfluss geschützt um eine Absorption der Annihilations-Quanten zu verhindern. Unten wird die Halterung der Photomultiplier (rechtes Bild) befestigt. In der Halterung befindet sich ein BGO-Kristall. Der Photomultiplier (dessen Basis hier zu sehen ist) wird unter Zug, mit Hilfe einer Feder, befestigt.

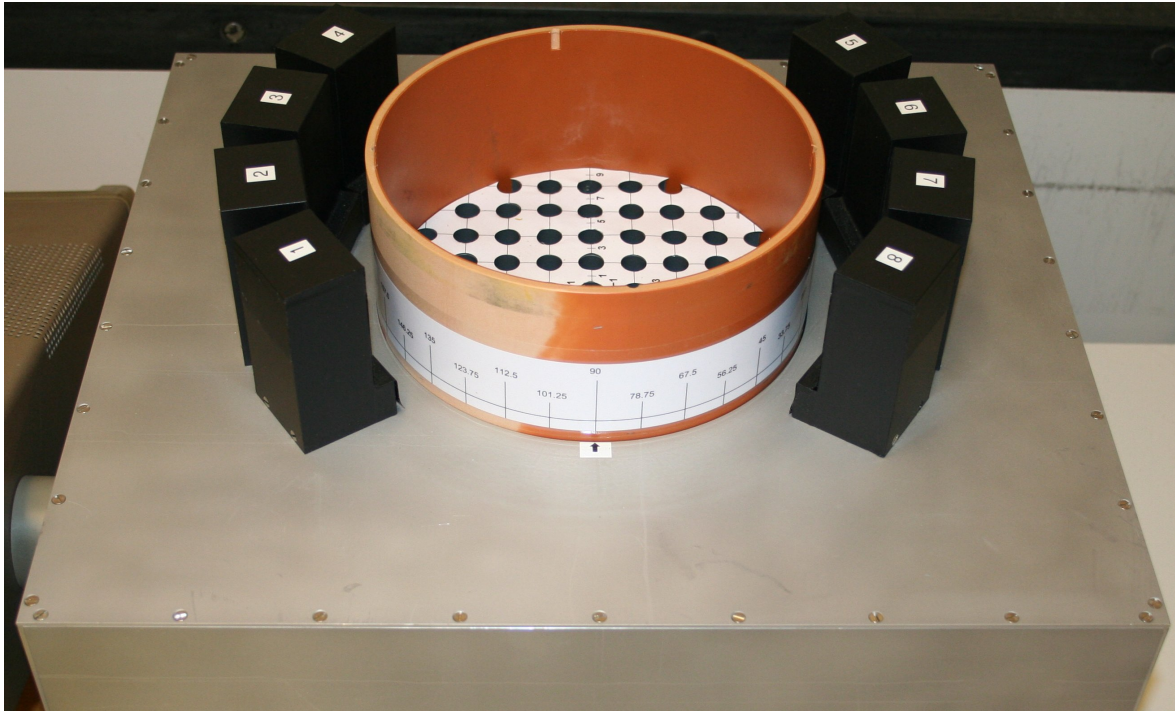


Abbildung 2.5: Aufbau des MiniPET Experiments: In den schwarzen Gehäusen sind die BGO-Kristalle eingebaut. Darunter sind die Photomultiplier angekoppelt. Das orangene Behältnis (10 cm Radius) für die Quelle ist um 360° drehbar. Die $^{22}_{11}\text{Na}$ -Quelle ist darin auf diskreten Plätzen mit 2 cm Abstand von einander positionierbar. Das Metallgehäuse ist zur Unterdrückung des, von Umgebungslicht verursachten, Signaluntergrundes konzipiert.

2.5 Nachweis der Annihilations-Quanten

2.5.1 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Die beim Zerfall des $^{22}_{11}\text{Na}$ und der anschließenden Annihilation des Positrons entstehenden Gamma-Quanten geben ihre Energie über verschiedene Wechselwirkungsprozesse an das Szintillatormaterial ab. Für eine genauere Beschreibung der im Folgenden aufgeführten Prozesse sei hier auf [Kno99] verwiesen.

Photoeffekt: Bei diesem Prozess wechselwirkt das Gamma-Quant mit einem Atom und überträgt dabei seine gesamte Energie an ein Hüllenelektron. Am wahrscheinlichsten wird diese an ein festgebundenes in einer niedrigen Schale befindliches Elektron übertragen. Dabei muss das Gamma-Quant mindestens die Bindungsenergie des Elektron besitzen. Die Energie über der Bindungsenergie, die mehrere 100 keV betragen kann, geht in die kinetische Energie des dann freien Elektrons über. Energetisch günstig ist der Fall wenn das wechselwirkende Gamma-Quant gerade die Bindungsenergie des Elektrons aufbringen kann. In diesem Fall steigt der Absorbtionskoeffizient stark an und es kommt zu Absorbtionskanten, wie in Abb. 2.6 zu sehen. Neben einem freien Elektron wird Röntgenstrahlung freigesetzt, die durch das Auffüllen des freigewordenen Elektronplatzes entsteht. Dies geschieht über den Einfang eines freien Elektrons, oder über die Neuordnung der verbliebenen Elektronen.

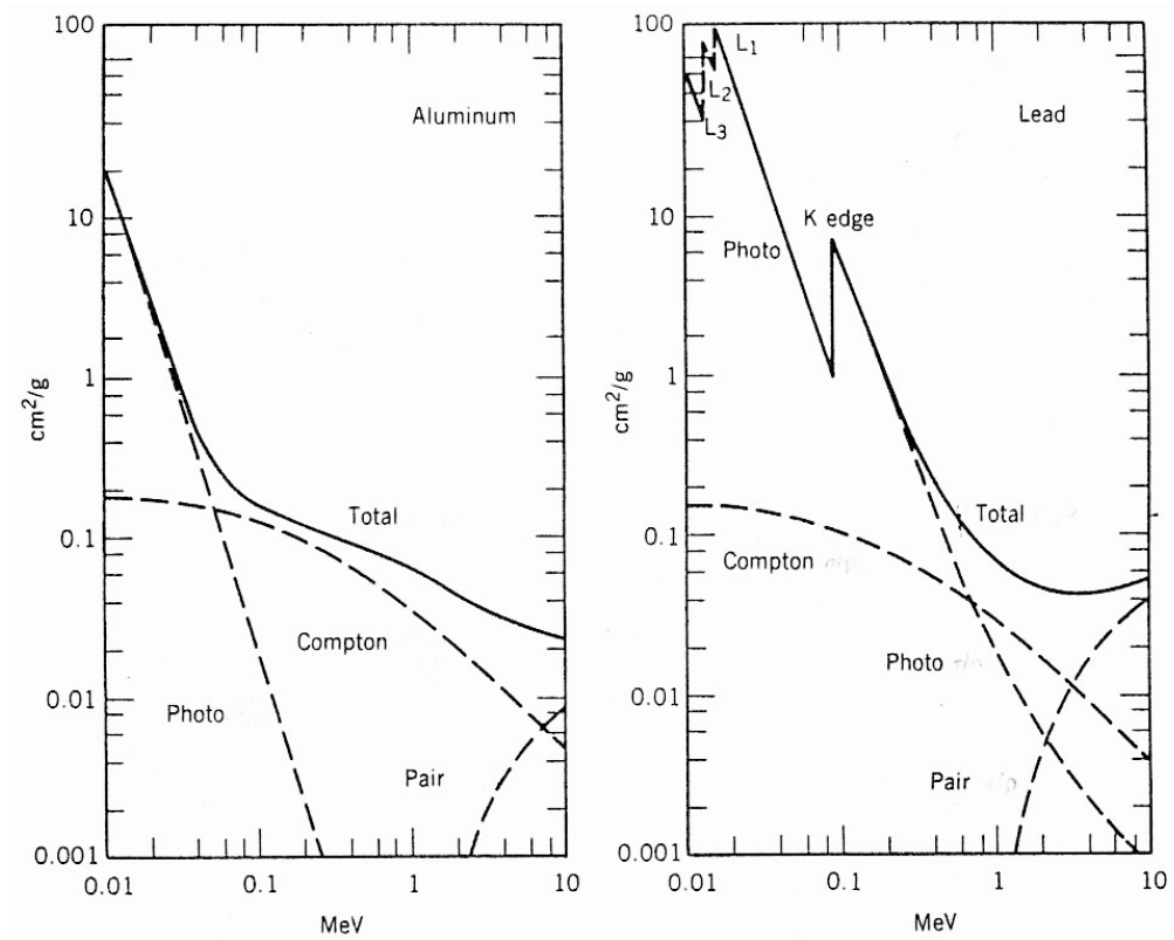


Abbildung 2.6: Absorptionskoeffizient: Dargestellt sind die Absorptionskoeffizienten für Aluminium und Blei. In der, für das MiniPET Experiment wichtigen, Energie von 511 keV überwiegt bei Materialien mit geringer Kernladung der Comptoneffekt, wohingegen bei höheren Kernladungszahlen der Photoeffekt überwiegt. BGO ist, mit einer effektiven Kernladungszahl von 74, in dem Bereich dazwischen. Entnommen aus [NIST]

Der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt ist proportional zur fünften Potenz der Kernladungszahl.

Comptonstreuung: In diesem Fall wird das Gamma-Quant an einem Elektron gestreut. Dabei wird nur ein Teil der Energie des Gama-Quants auf das Elektron übertragen. Je größer der Streuwinkel θ desto größer ist die an das Elektron übertragene Energie und desto geringer die des resultierenden Gamma-Quants. Dessen Energie berechnet sich nach folgender Formel:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e}(1 - \cos \theta)} \quad (2.4)$$

Wobei m_e die Ruhemasse des Elektrons (511 keV) ist. Die Winkelverteilung des gestreuten Gamma-Quants geht in dem Energiebereich von 511 keV fast nur in Vorwärtsrichtung. Mit einer geringen Wahrscheinlichkeit wird das Gamma-Quant zurückgestreut. Bei geringen Energien von einigen keV nähert sich die Wahrscheinlichkeit für eine Rückstreuung der Vorwärtsstreuung an.

Der Wirkungsquerschnitt für Comptonstreuung ist proportional zu der vorhandenen Elektronenzahl und somit zur Kernladungszahl der Atome im Absorbermaterial.

Paarbildung: Ist die Energie des Gamma-Quants höher als die doppelte Ruhemasse des Elektrons (1,02 MeV), so ist die Bildung eines Elektron-Positronpaares möglich. Bei diesem Prozess, der im Coulombfeld eines Kerns stattfindet, gibt das Gamma-Quant seine gesamte Energie ab. Relevant wird der Paarbildungsprozess erst wenn das eingehende Gamma-Quant eine Energie von mehreren MeV hat. Somit spielt er bei dem MiniPET Experiment mit der maximalen Gamma-Energie von 1275 keV nur eine untergeordnete Rolle. Eine Folge der Paarbildung ist ein Auftreten von 511 keV Gamma-Strahlung, die durch die Annihilation des Positrons mit einem Elektron entsteht.

Der Wirkungsquerschnitt der Paarbildung ist ungefähr proportional zu dem Quadrat der Kernladungszahl der Atome im Absorbermaterial.

2.5.2 Anorganische Szintillatoren

Da beim Zerfall von $^{22}_{11}\text{Na}$ alle entstehenden Gamma-Quanten eine Energie von weniger als 1,3 MeV haben, geschieht die Abgabe der Energie an den Szintillationskristall vorwiegend über den Photoeffekt und dem Comptoneffekt. Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts ist proportional zu Z^5 . Hier ist ein BGO-Kristall gut geeignet, da hier Elemente mit hoher Kernladungszahl vorhanden sind. Die durch den Photoeffekt frei werdenden Elektronen verlieren ihre Energie vorwiegend durch Ionisation bis die Energie nicht mehr ausreicht um weitere freie Elektronen zu erzeugen. Die in der Kaskade freigesetzten Elektronen haben Energien von wenigen eV und befinden sich im Leitungsband des Kristalls. Die direkte Abregung eines Elektrons in das Valenzband ist in anorganischen Kristallen meist ineffizient, zudem ist der Übergang fern des sichtbaren Spektrums im ultravioletten Bereich. Der angeschlossenen Photomultiplier benötigt jedoch Szintillationslicht im sichtbaren Bereich. Um die Emission in diesem Bereich zu verbessern werden in den Kristall Störstellen, so genannte Aktivatorzentren eingebaut. Deren Übergänge liegen in der Bandlücke zwischen dem Leitungs- und dem Valenzband des Kristalls. Somit wird eine Emission im sichtbaren Bereich möglich. Das BGO hat einen, durch den hohen Bestandteil von Bi^{3+} , direkten Übergang im sichtbaren Bereich und kann somit als reiner Kristall verwendet werden. Das Emissionsmaximum liegt bei 480 nm.

Um möglichst viele der erzeugten Photonen zum angeschlossenen Photomultiplier zu leiten ist der Kristall mit diffus reflektierendem Teflon umwickelt. Zusätzlich ist zwischen dem Kristall und dem Photomultiplier ein Silikonpolster angebracht. Dies soll die starke Reflexion des Szintillationslichts, welche an Grenzflächen zwischen Medien mit stark unterschiedlichen Brechzahlen auftritt, minimieren. Der Brechungsindex der Silikonpolster liegt mit $n = 1,4$ näher an dem Brechungsindex von BGO ($n = 2,15$) und dem Glas der Photokathode mit $n = 1,5$ als Luft mit $n = 1$.

Kapitel 3

Datennahme und Datenanalyse beim MiniPET

Das folgende Kapitel befasst sich mit der Wandlung des Szintillationslicht in elektrische Signale und der Aufarbeitung dieser auf dem Weg zum Computer. Die Signale werden in den acht Detektoren, die sich aus den Szintillatoren mit angekoppelten Photomultipliern zusammensetzen, erzeugt. Im Folgenden werden die schwachen elektrischen Signale verstärkt, damit sie dann in einem FADC digitalisiert und zum Computer geschickt werden können, in dem die Analyse und die Rekonstruktion der Aktivitätsverteilung stattfindet.

3.1 Analoge Ausleseelektronik

3.1.1 Photomultiplier

Der Photomultiplier¹ wandelt das Szintillationslicht in ein elektrisches Signal um. Veranschaulicht ist dies in Abb. 3.1. Die Photonen gelangen durch das Eintrittsfenster auf die Photokatode, die mit einer photoaktiven Schicht versehen ist, wodurch Elektronen ausgelöst werden können. Diese werden auf Grund einer Spannung in der Größenordnung von 100 V zu der ersten Dynode beschleunigt. Beim Auftreffen werden Sekundärelektronen erzeugt, die wiederum zur nächsten Dynode beschleunigt werden. Dies wiederholt sich einige Male bis eine Lawine von Sekundärelektronen auf die Anode trifft und dort einen messbaren Strompuls erzeugt. Abhängig von der angelegten Hochspannung, der Anzahl der Dynoden und der Bauweise sind hier Verstärkungen im Bereich von bis zu 10^7 möglich. Je nach Aufteilung der an dem Photomultiplier angelegten Hochspannung auf die einzelnen Dynoden kann die Verstärkung variieren. Laut Herstellerangaben liegt die Verstärkung bei der von uns genutzten Beschaltung der Photomultiplier bei $2,7 \cdot 10^6$.

In Abb. 3.2 ist das Signal eines in dem Experiment verwendeten Photomultipliers zu sehen. Die Form ist vorwiegend durch den Szintillationsprozess im BGO-Kristall gegeben. Dieser hat eine mittlere Abklingzeit von 300 ns. Zur Illustration ist hier ein Signal eines Myons aus der Höhenstrahlung im BGO abgebildet.

¹Beim MiniPET werden XP2972 von PHOTONIS imaging sensors verwendet.

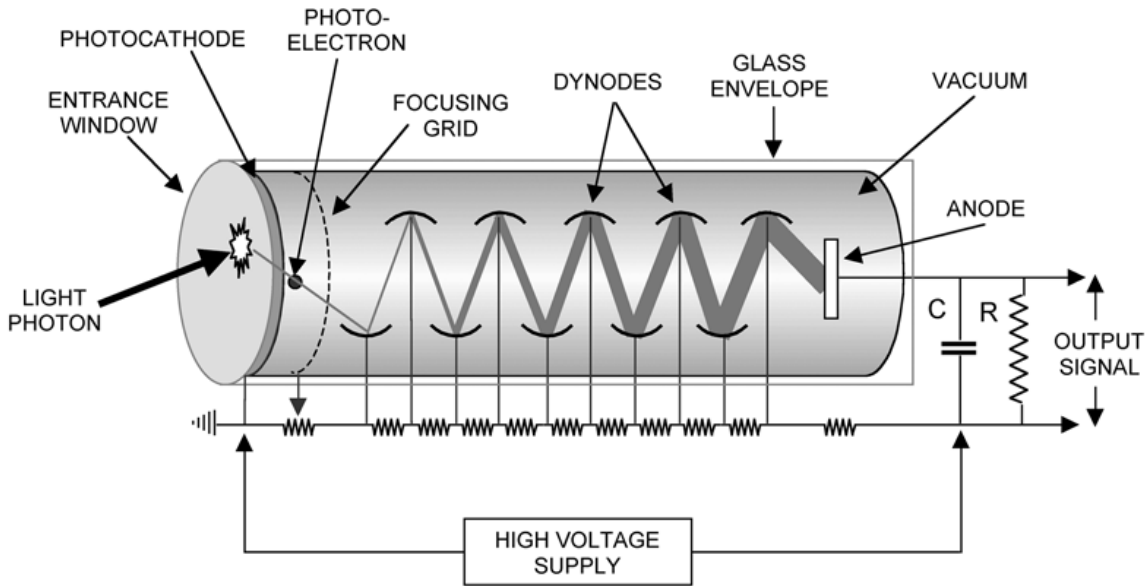


Abbildung 3.1: Photomultiplier: Durch die eintreffenden Photonen werden aus der Photokathode Elektronen ausgelöst und zu der ersten Dynode beschleunigt. Hier werden Sekundär-Elektronen erzeugt die zu den weiteren Dynoden beschleunigt werden und dort weitere Elektronen auslösen bevor sie dann an der Anode einen messbaren Ladungspuls erzeugen. Abb. aus [Che06].

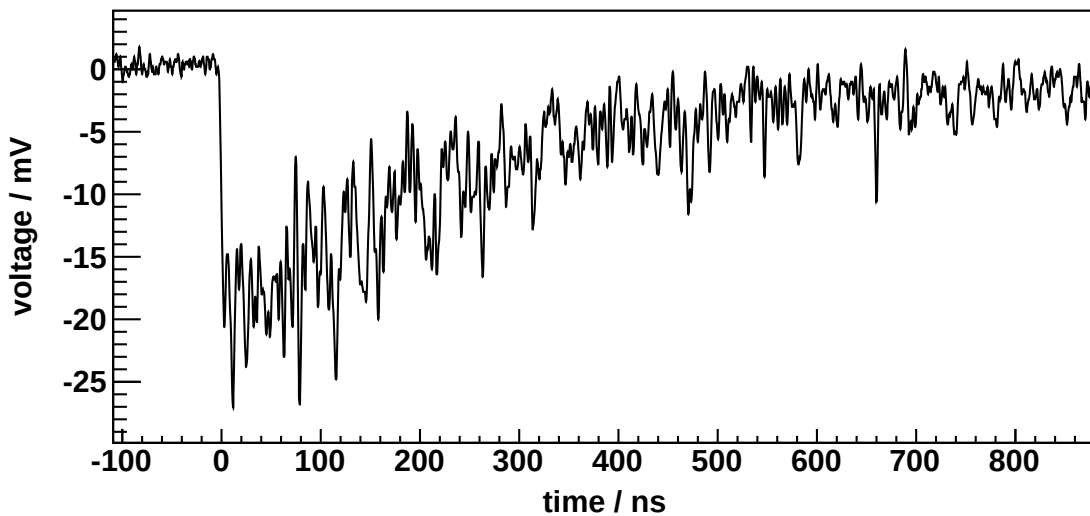


Abbildung 3.2: Photomultipliersignal: Zu sehen ist ein schneller Anstieg eines Myonen-Signals durch die Erzeugung von Photonen im BGO Kristall, gefolgt von einer Abklingzeit von 300 ns.

3.1.2 Hauptverstärker

Damit die Signale der Photomultiplier mit dem FADC aufgenommen werden können wird ein Hauptverstärker ² benötigt. Dieser verstärkt und filtert die Signale. Für den MiniPET

²hier: Oktal Amplifier MA8000

Aufbau wird ein im Institut vorhandener 8-Kanal Shaping Amplifier verwendet. Da das Shaping-Verhalten dieses Gerätes nur begrenzt einstellbar ist, weist das verstärkte Signal einen Überschwinger auf, siehe Abb. 3.3. Dieser wirkt sich jedoch für unsere Zwecke nicht störend aus. An dieser Stelle könnte der Aufbau mit einem auf die Signale der Photomultiplier zugeschnittenen Hauptverstärker verbessert werden, um eine genauere Zeitinformation zu erhalten, wodurch der in Kapitel 3.4.2 beschriebene Untergrund weiter verringert werden könnte.

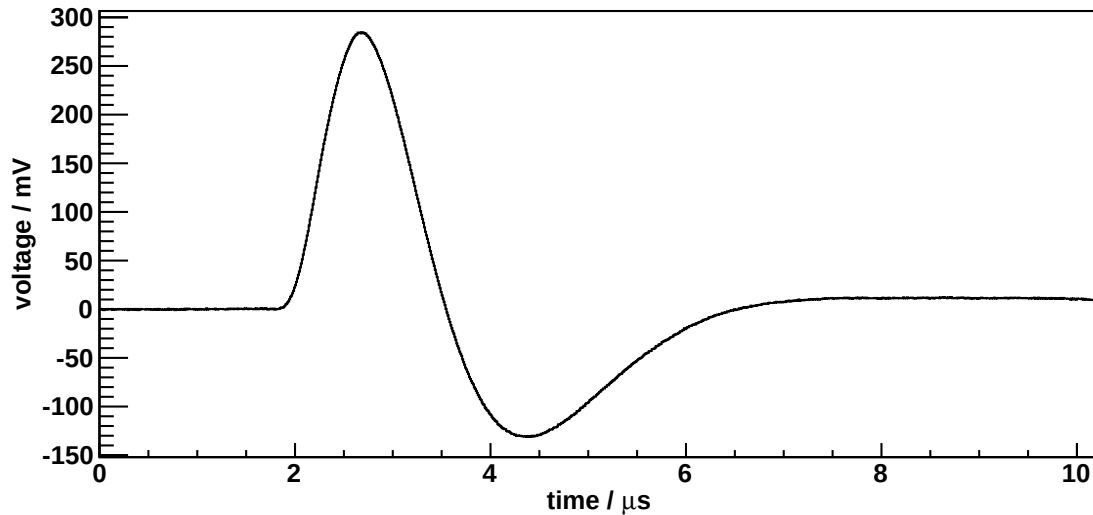


Abbildung 3.3: Hauptverstärkersignal: Das Signal des Photomultipliers wird verstärkt und gefiltert. Da beim eingesetzten Verstärker keine perfekte Anpassung an das Eingangssignal durchgeführt werden kann, tritt ein Überspringen des Signals auf.

3.2 Digitale Ausleseelektronik

3.2.1 FADC

Um die Signale weiter zu verarbeiten ist es nötig diese zu digitalisieren was in diesem Fall ein so genannter Flash Analog to Digital Converter (FADC)³ erledigt. Dieser tastet das zu messende Signal mit einer Frequenz von 3,125 MHz bis zu 100 MHz ab. Dabei werden für jeden der acht Detektoren die entsprechenden Spannungswerte digitalisiert und in einem internen Speicher gespeichert. Für eine Pulslänge im Bereich von 5 μs ist eine Samplingfrequenz von 100 MHz übertrieben, dennoch wird das Signal mit der maximalen Frequenz des FADCs aufgenommen. Falls eins der Signale der acht Detektoren die Triggerbedingung erfüllt, werden alle acht Signale in jeweils einem Ringpuffer mit einer Länge von 1024 Samples (bei 100 MHz entspricht dies einem Intervall von 10,24 μs) abgespeichert. Die Anzahl der pro Ereignis gespeicherten Samples ist zwischen 2^7 und 2^{17} einstellbar. Der interne Speicher des FADCs von 2^{17} Samples wird mit einer entsprechend großen Anzahl von Ereignissen gefüllt, bevor dessen gesamter Inhalt zum Computer gesendet wird. In unserem Fall sind dies 128 Ereignisse bei einer Ereignislänge von 1024 Samples.

³Der in diese Arbeit verwendete FADC ist der SIS3301-105 von Struck

Die Speicherung der kompletten Signalform bietet gegenüber einem Charge-Integrating- oder Peak-Sensing-ADC den Vorteil, dass der Anwender wesentlich mehr Informationen über einzelne Ereignisse erhält. So lassen sich die Signale im Nachhinein z. B. mit einem, speziell an die jeweilige Aufgabenstellung angepassten, digitalen Filter bearbeiten. Auch bestehen mehr Möglichkeiten zur Unterdrückung von Untergrund z. B. hervorgerufen durch Doppelpulse.

Neben den Signalverläufen wird in einem Triggerverzeichnis abgespeichert, welche Kanäle die Triggerbedingung erfüllt haben. Da beim MiniPET Experiment nicht der gesamte Signalverlauf benötigt wird, werden die zum Computer übertragenden Signale integriert, um so deren Energieinformation zu erhalten. Auf diesen Daten beruht dann die in 3.4 beschriebene Datenanalyse.

Schlüsseldaten der zum Einsatz kommenden FADCs sind:

	SIS3301-105	SIS3320-210
Aufnahmefrequenz pro Kanal	bis zu 100 MHz	bis zu 200 MHz
Auflösung	14 bit	12 bit
Eingangsspannungsbereich	5 V _{pkpk}	einstellbar 1,5 V _{pkpk} oder 0,75 V _{pkpk}
Typische Grundschwankung	1,1 bit	vom Hersteller nicht angegeben
Trigger Generierung	Schwellentrigger	Steigungstrigger
Speicher	8 x 128 KSamples	8 x 32 MSamples

Im Rahmen diese Diplomarbeit wurde im Wesentlichen mit dem SIS3301 gearbeitet. Wenn im folgenden technischen Daten, die sich auf den FADC beziehen, genannt werden sind die Daten des Models SIS3301 gemeint. Da die Steuerung und die Speicherverwaltung der beiden FADCs von einander Abweichen, muss eine auf den jeweilig verwendeten FADC angepasste Auslesesoftware verwendet werden.



Abbildung 3.4: SIS3301 FADC Modul Abgebildet ist ein Modul des Typs SIS3301-105, welches in dem MiniPET Experiment verwendet wird.

Der FADC hat 8 Eingangskanäle, von denen jeweils zwei im Speicher zusammengefasst werden. Jeweils zwei Samples werden in einem 32 bit Datenwort gespeichert. Der FADC wird in einem Wrap-Modus betrieben: In diesem Modus wird der verfügbare Speicher in Abschnitte, so genannte „Ringpuffer“, unterteilt. Es werden abhängig von der eingestellten Sampling-Frequenz Samples aufgenommen und hintereinander in den Puffer geschrieben. Ist der Ringpuffer voll, so beginnt der Schreibprozess wieder am Anfang des Puffers, wodurch die alten Daten überschrieben werden. Sobald ein positives Triggerereignis (Signalamplitude überschreitet eine eingestellte Schwelle) vorliegt, beginnt ein einstellbarer Stopp-Zähler

zu zählen, der die Anzahl der weiteren Samples begrenzt. Ist dieser Punkt erreicht, so wird mit dem Schreiben des nächsten Puffers begonnen. Der Prozess ist in Abb. 3.5 schematisch gezeigt. In dem Adressbuch des FADC, welches alle Informationen über die einzelnen Puffer abspeichert, wird hinterlegt, an welcher Stelle die Aufnahme gestoppt hat und ob der Sprung am Ende des Puffers vollzogen wurde. Falls dies nicht der Fall ist, so sind die Daten nach der Stoppposition zu verwerfen. Auf diese Weise wird für jedes Ereignis eine bestimmte Messzeit (Puffergröße) verwendet. Abhängig von der Einstellung des Stopp-Zählers sind Messdaten die vor dem positiven Triggerereignis liegen abgespeichert, wodurch die gesamte Signalform gespeichert wird.

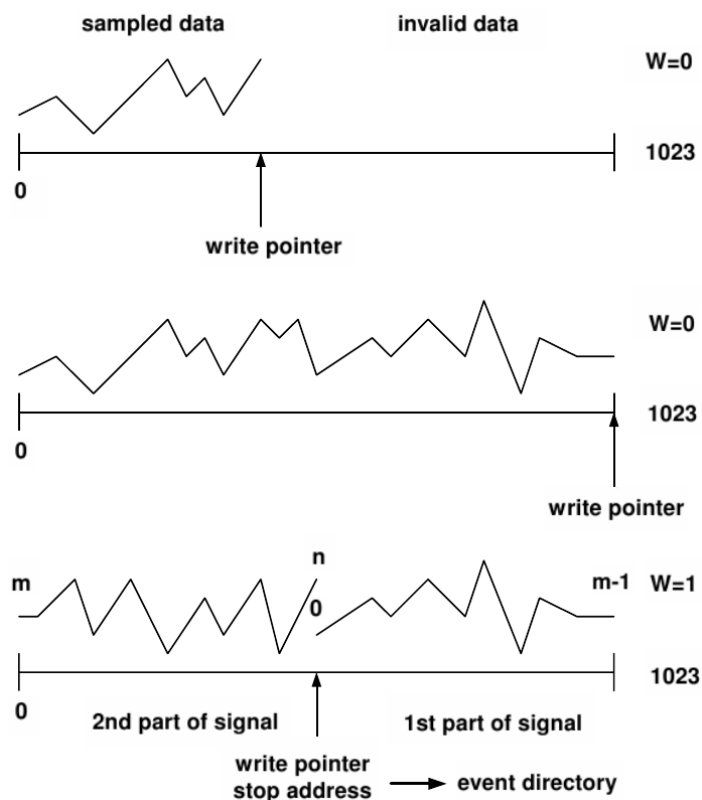


Abbildung 3.5: Wrap-Modus des FADC: Beispielhafte Darstellung des Wrap-Modus an Hand eines 1024 Sample großen Puffers. Zunächst werden die Samples hintereinander in den Puffer geschrieben und der Zeiger auf die nächste Schreibposition gesetzt. Am Ende des Puffers springt der Zeiger zum Anfang zurück. Üblicherweise ist daher das gemessene Ereignis in zwei Teile gespalten, von denen der erste Teil zeitlich nach dem zweiten Teil anzuordnen ist. Die Abbildung ist aus dem Manual des FADC von Struck.

3.2.2 VME-PCI Interface

Der FADC ist zusammen mit zwei, für die Versorgung der 8 Detektoren mit Hochspannung benötigten, 4-Kanal Hochspannungsmodulen⁴ in ein VME-Crate eingebaut. Dieses liefert die zum Betrieb der Module nötigen Spannungen und Ströme. Als Schnittstelle zum PC ist eine weitere Karte in das Crate eingebaut. Als Gegenstelle dazu ist im Messcomputer eine

⁴Modul VHS4030n von iseg, Eckdaten: 4 mal -3 kV bei 3 mA

PCI-Karte eingebaut. Die Kommunikation zwischen den beiden Karten geschieht über eine Glasfaser. Dies ermöglicht eine störungsfreie Übertragung von großen Datenmengen. Über diese Glasfaser werden sowohl die Steuersignale für die einzelnen VME-Module, wie auch die vom FADC aufgenommenen Signale geleitet.

3.3 Datenaufnahmesoftware

Für die Auslese des FADCs und die Aufarbeitung der erhaltenen Daten wird eine Daten-Aufnahmesoftware genutzt, die schon in anderen Experimenten verwendet wurde. Es handelt sich hierbei um eine Datenaufnahme für Experimente in der Mittelenenergiephysik vom Kernfysisch Versneller Instituut (KVI) Groningen, NL. Diese Software wurde von F. Zwarts und V. Hannen entwickelt, eine genauere Beschreibung der Software ist in [Zwa98] und [Han01] nachzulesen. Diese Software hat den Vorteil, dass der Quellcode für das MiniPET Experiment zur Verfügung steht. Hierdurch wurde eine Umstrukturierung des Programms auf unsere Bedürfnisse möglich. Dieser Prozess war wesentlich einfacher, als die komplette Neuentwicklung der Daten-Aufnahmesoftware, zudem bietet das Projekt den Studenten, die ihr Praktikum am MiniPET absolvieren einen Einblick in Software, wie sie in großen Experimenten genutzt wird.

Die Software bietet verschiedene Funktionen. Ein wesentlicher Punkt ist dabei die gebotene Möglichkeit zur Verarbeitung des Datenstroms. Dieser kann frei konfiguriert werden, dies schließt sowohl unterschiedliche Datenquellen wie auch unterschiedliche Ausgaben der Daten ein. Die Quelldatenströme ermöglichen hierbei das Auslesen des FADCs, die Auslese vorher aufgenommener Daten, das Empfangen eines Datenstroms über ein Netzwerk sowie Testdaten, die zur Prüfung der Funktionalität genutzt werden können. Die Ausgabe kann ein Zusammenschluss der folgenden Möglichkeiten sein: Schreiben der Daten in eine Datei, verschicken der Daten an eine andere Software via Netzwerk, Anzeige der Rohdaten und eine Online-Verarbeitung der Daten. Schematisch ist die Datenflusskombination in Abb. 3.6 dargestellt. Bei einer Kombination z.B. aus dem Schreiben in eine Datei und der Online-Datenanalyse ist es, je nach Belastung des Prozessors, möglich nur einen Teil der Daten analysieren zu lassen, so dass gewährleistet ist, dass genügend Ressourcen zur Verfügung stehen, damit die gesamten Daten in die Datei geschrieben werden und somit kein Datenverlust auftritt.

Gesteuert wird die Software mittels eines JAVA-Interfaces, welches sich über das Netzwerk mit dem Datenaufnahmeprozess verbindet und diesen steuert.

Neben reinen Datenereignissen gibt es noch spezialisierte Ereignistypen (so genannte Header- und Control-Events), die Daten über den Zustand des Messsystems enthalten. Hierzu gehören z.B. die Einstellungen des FADC oder auch der Rotationswinkel des Quellbereiches. Dies ermöglicht es dem Anwender die Daten zu einem späteren Zeitpunkt auszuwerten ohne alleine auf Logbucheinträge über die Durchführung der Messung angewiesen zu sein.

Nach bzw. während der Datenaufnahme werden die Daten wie in den folgenden Kapiteln beschrieben analysiert und mit dem am CERN entwickelten Software Paket ROOT [Bru97] dargestellt. Dieses Paket ist primär für die Auswertung der Experimente am LHC (Large Hadron Collider) geschrieben worden. Für eine interaktive Bearbeitung und Anzeige der Daten ist der C++-Interpreter CINT in dem Paket integriert. Zudem können die meisten Grundfunktionen auch über eine grafische Schnittstelle direkt in der Anzeige erfolgen. Für das MiniPET wird von dem Paket nur ein geringer Teil benutzt, es eröffnet den Praktikanten allerdings einen Einblick in eine moderne Datenanalysesoftware.

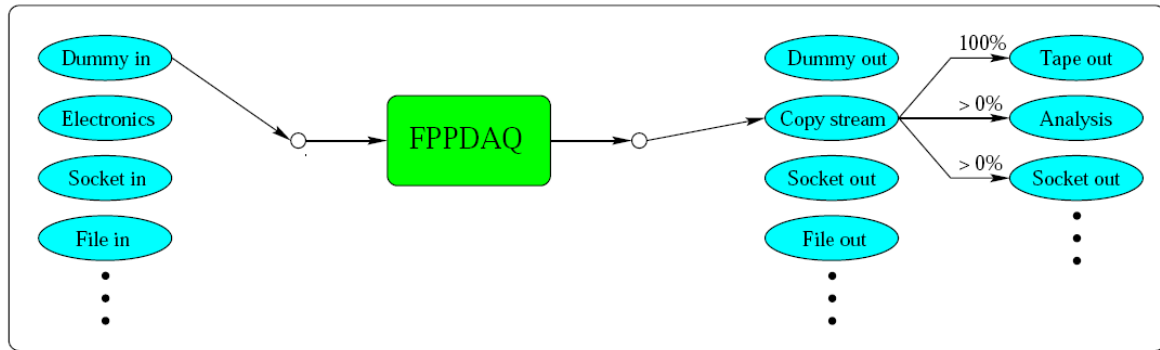


Abbildung 3.6: FADC-Datenaquisitions-Software Schematische Darstellung des Datenflusses der Datenaufnahmesoftware (in ihrer ersten Anwendung FPPDAQ genannt). Links eine Auswahl an Eingabemethoden, rechts Methoden zur Ausgabe. Die %-Angabe gibt an wie viel der Daten mindestens in die jeweilige Ausgabe fließt. Gibt es noch genügend freie Ressourcen, so wird der Fluss entsprechend erhöht. Aus [Han01].

3.4 Datenanalyse

3.4.1 Aufarbeitung der Rohdaten

Für die weitere Verarbeitung werden zunächst die Daten, die der FADC aufnimmt, auf die Energieinformation reduziert. Hierzu werden die aufgenommenen Signalverläufe integriert, d. h. es werden, nach Abzug einer Verschiebung der Nulllinie des Signals entspricht, alle Samples aufaddiert. Der erhaltene Wert ist dem Ladungsinhalt des Signals und damit der gemessenen Energie proportional. Zur Energieeichung wird ausgenutzt, dass beim Zerfall von $^{22}_{11}\text{Na}$ neben den 511 keV-Annihilationsquanten noch 1275 keV-Quanten durch den Zerfall des angeregten $^{22}_{10}\text{Ne}^*$ -Kerns entstehen. Hiermit sind zwei Punkte zur Kalibration gegeben. Ein mit dem MiniPET aufgenommenes Spektrum ist in Abb. 3.7 zu sehen. Da die PET auf der Detektion der 511 keV Annihilationsquanten aus dem β^+ Zerfall beruht, ist das Spektrum mit dem Hardwaretrigger des FADCs unterhalb des 511 keV-Peaks abgeschnitten. Somit werden direkt bei der Datenaufnahme unnötige Datenmengen unterhalb von 280 keV vermieden.

Im Anschluss an die Energieeichung werden solche Ereignisse heraus gefiltert, in denen genau zwei Detektoren koinzident eine Energie im Bereich des 511 keV Peak (Breite des Bereichs einstellbar) gemessen haben. Die Anzahlen der für jedes Detektorpaar registrierten Koinzidenzen werden in der so genannten Koinzidenzmatrix gespeichert.

Beim MiniPET Aufbau wird eine PET-Messung in insgesamt 16 Teilmessungen durchgeführt, zwischen denen der Quellbereich um $11,25^\circ$ (entsprechend dem halben Winkelabstand der Detektoren) gedreht wird. Auf diese Weise lässt sich mit den vorhandenen 8 Detektormodulen ein Ring aus 32 Detektoren simulieren. Die Koinzidenzmatrix enthält daher 32×32 Einträge. Die mit den tatsächlichen Detektorpaaren unter einem bestimmten Winkel gemessenen Koinzidenzen werden den entsprechenden virtuellen Detektorpaaren in der Koinzidenzmatrix zugeordnet.

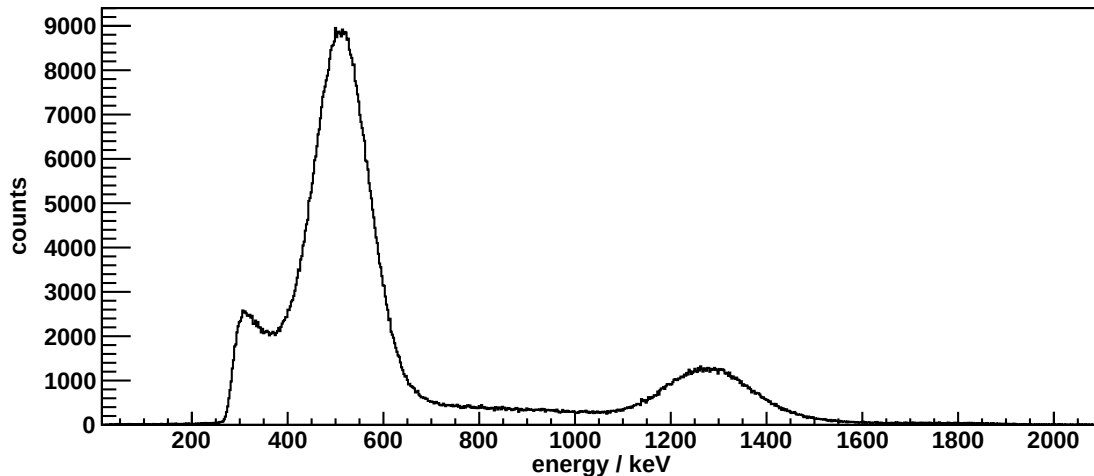


Abbildung 3.7: Gemessenes Energiespektrum: Dargestellt sind die gemessenen Energien der Gamma-Quanten, die durch den Zerfall des $^{22}_{11}\text{Na}$ entstehen. Der 511 keV-Peak entsteht durch die Anihilation eines beim Zerfall entstehenden Positrons mit einem Elektron. Der 1275 keV-Peak entsteht durch den Zerfall des angeregten $^{22}_{11}\text{Ne}^*$ -Tochterkerns. Die Kante bei 1786 keV entsteht durch die gleichzeitige Energieabgabe eines 511 keV-Quants und eines 1275 keV-Quants an den BGO-Kristall. Auf der linken Seite ist das Spektrum bei 280 keV durch den Hardware-Trigger des FADCs abgeschnitten.

3.4.2 Untergrund durch falsche Koinzidenzen

Der Großteil des experimentellen Untergrundes wird durch die drei in Abb. 3.8 (B. bis D.) gezeigten, Konstellationen verursacht. Im Idealfall ohne Störung liegt der Zerfall genau auf der Linie (Line of Response, LoR) des Detektorpaars, welches die Koinzidenz detektiert hat (Abb. 3.8.A).

Auf dem Weg der Quanten durch das Gewebe des Patienten können diese Compton-Streuung ausführen, wodurch sie ihre Richtung verändern. Die Detektion eines solchen Annihilationspaares führt zu einer Fehlinterpretation der Daten, da der Zerfall nicht auf der LoR stattgefunden hat. Um diese Fehlerquelle zu unterdrücken wird ein möglichst enger Energiebereich bestimmt, in dem die detektierten Quanten liegen müssen, um zu einer guten Koinzidenz beizutragen. Andererseits darf der Bereich auch nicht zu schmal gewählt werden, da bei der gegebenen Energieauflösung der Detektormodule sonst zu viele Koinzidenzen verworfen würden. Dieser Effekt ist in der Medizin wichtig, da der Zerfall in einem massereichen Körper stattfindet. Hier ist eine Halbwertsschichtdicke von ca. 7,2 cm (500 keV-Quant in Wasser, [NIST]) zu erwarten und somit eine Compton-Wechselwirkung wahrscheinlich. Bei dem MiniPET Experiment hingegen findet der Zerfall in einer $^{22}_{11}\text{Na}$ Stabquelle statt. Eine Streuung in dieser ist unwahrscheinlich, da die Ausdehnung der Quelle klein gegenüber der Halbwertsschichtdicke (8,2 cm) der Quanten in Natrium ist. Auch in Luft ist eine Wechselwirkung unwahrscheinlich, da diese eine Halbwertsschichtdicke in der Größenordnung von 6 m hat. Wahrscheinlicher ist eine Comptonstreuung in dem Detektorkristall und dessen Ummantelung, welche für den im Spektrum sichtbaren Compton-Untergrund verantwortlich ist. Somit spielen gestreute Quanten für das Experiment keine signifikante Rolle.

Eine weitere Untergrundquelle sind die Zufallskoinzidenzen. Hier kann es passieren, dass zwei 511 keV Quanten aus unterschiedlichen Zerfällen gleichzeitig detektiert werden, was zu

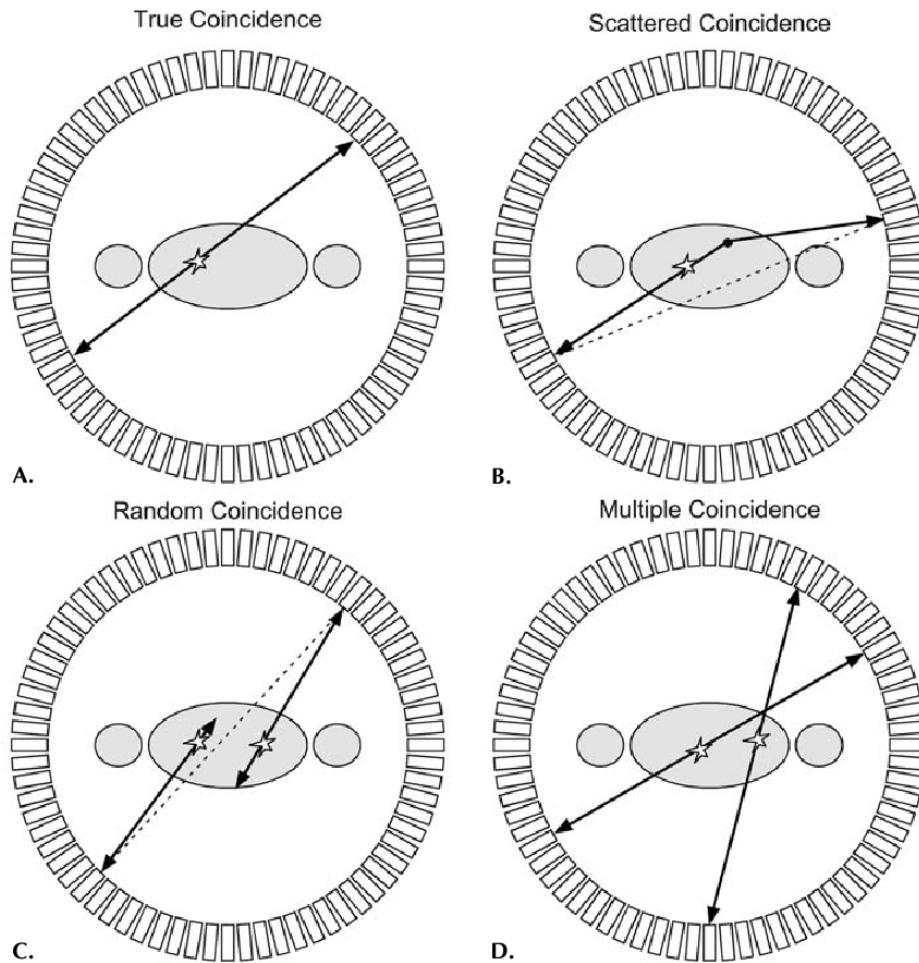


Abbildung 3.8: Untergrundprozesse in der PET: Neben einer echten Koinzidenz A), die Rückschlüsse auf den Zerfallsort gibt, gibt es verschiedene Konstellationen von „gemessenen“ Koinzidenzen, die das Bild verzerren B)-D). Entnommen aus [Che06].

einer falschen Positionsbestimmung führt. Dies ist in der Medizin wichtig, da dem Patienten teilweise Aktivitäten in der Größenordnung von 100 MBq verabreicht werden. Die Rate der Zufallskoinzidenzen ist [Che06]:

$$N_R = 2 \cdot \tau \cdot N_1 \cdot N_2 \quad (3.1)$$

Wobei τ das Zeitfenster ist, in dem zwei Ereignisse als Koinzidenz gezählt werden und N_1 bzw. N_2 die Rate ist, mit der die einzelnen Detektoren des Detektorpaares etwas detektieren. Beim MiniPET entspricht dieses Zeitfenster momentan der Länge des Ringpuffers ($10,24 \mu\text{s}$), welches durch die Form der verstärkten Signale bestimmt ist. Dieses Zeitintervall kann aber durch die Analyse der Zeitinformation der Signale noch reduziert werden. Da beim MiniPET Experiment Quellen geringer Aktivität eingesetzt werden ($\leq 10 \text{ kBq}$) ist auch diese Untergrundquelle nicht kritisch. Kann aber durch eine Korrektur weiter vermindert werden.

Um dies zu zeigen wurde eine Messung mit einer $^{22}_{11}\text{Na}$ -Stabquelle (Aktivität in der Größenordnung 50 kBq) durchgeführt. Dabei wurde die Quelle in der Mitte des Detektorrings positioniert. Die Mittlere Zählrate der Einzeldetektoren betrug $(110 \pm 4) \text{ s}^{-1}$ bei einem Energieschnitt von $\pm 100 \text{ keV}$ um den 511 keV-Peak. Daraus errechnet sich eine Koinzidenzzählrate von $(0,25 \pm 0,02) \text{ s}^{-1}$ für die Detektorpaare bei denen die Quelle nicht auf der Verbindungslinie

positioniert ist. Für diese Detektorpaare wurde eine Koinzidenzzählrate von $(0,26 \pm 2) \text{ s}^{-1}$ gemessen. Im Vergleich dazu liegt die gemessene Rate bei den Detektoren, bei denen die Quelle auf der Verbindungslinie liegen bei $(40 \pm 2) \text{ s}^{-1}$. Der aus den Zufallskoinzidenzen resultierende Untergrund liegt somit bei unter einen Prozent. Durch eine entsprechende, noch nicht implementierte, Korrektur der gemessenen Daten könnte nahezu der gesamte Untergrund abseits der Verbindungslinie zwischen den Detektoren, auf der die β -Quelle steht, unterdrückt werden. Die angegebenen Standardabweichungen resultieren hauptsächlich aus den leicht unterschiedlichen Detektoreffizienzen.

Ein weiterer Untergrund wird dadurch erzeugt, dass gleichzeitig drei oder mehr Annihilations-Quanten von mindestens zwei Zerfällen detektiert werden. Hier geht die Positionsinformation verloren, da die Zuordnung zu einer LoR nicht mehr eindeutig ist. Durch explizites Setzen der Bedingung, dass genau zwei Quanten detektiert werden müssen, kann dieser Untergrund komplett unterdrückt werden.

3.4.3 Bildrekonstruktion

Die Koinzidenzmatrizen geben nicht direkt die ursprüngliche Aktivitätsverteilung wieder. Erst unter Berücksichtigung der Position der Detektoren ist es möglich die Daten weiter aufzuarbeiten. Als Zwischenschritt zur eigentlichen Bildrekonstruktion hat sich dabei die so genannte Sinogrammdarstellung etabliert.

Das Sinogramm

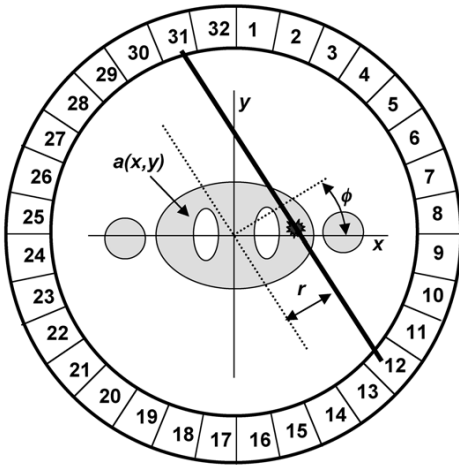


Abbildung 3.9: Zusammenhang zwischen Sinogramm und kartesischem Koordinatensystem: An Hand einer Anordnung mit 32 Detektoren wird die Erzeugung eines Sinogramms in einem (r, ϕ) -System verdeutlicht. Zudem wird der Zusammenhang zu dem kartesischen (x, y) -System gezeigt. Abbildung aus [Che06]

Ein PET misst nicht direkt die Aktivitätsverteilung der Quelle. Vielmehr misst es die Projektion der Verteilung entlang der Verbindungslinie eines Detektorpaares (Line of Response, LoR). Wird das Zentrum des PETs als Ursprung eines kartesischen zweidimensionalen Koordinatensystems genommen, so bilden die LoRs Geraden in dem System, die einen bestimmten Winkel ϕ zur Abszisse haben. Ferner kann ein Abstand der Geraden zum Ursprung r berechnet werden. Daher ist es sinnvoll diese LoRs in einem (r, ϕ) -Koordinatensystem aufzutragen (vergleiche Abb. 3.9). Dabei gilt auf Grund der Symmetrie: $0^\circ < \phi < 180^\circ$. Diese Darstellung wird Sinogramm genannt und bildet die natürliche Darstellung einer PET-Aufnahme. Der Name kommt aus der Tatsache, dass ein Punkt in einem kartesischen Koordinatensystem durch die im Folgenden beschriebene Transformation auf eine Sinuskurve im Sinogramm abgebildet wird (Abb. 3.10).

Mathematisch geht ein Bild aus einem kartesischen Koordinatensystem durch eine Radon-Transformation in ein Sinogramm über:

$$s[f] \begin{pmatrix} \phi \\ r \end{pmatrix} = \int_{-\infty}^{\infty} f \begin{pmatrix} x(t) \\ y(t) \end{pmatrix} dt \quad (3.2)$$

mit

$$\begin{pmatrix} x(t) \\ y(t) \end{pmatrix} = t \begin{pmatrix} \sin \phi \\ -\cos \phi \end{pmatrix} + r \begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \end{pmatrix}, \quad (3.3)$$

wobei f die die Verteilung im kartesischen Koordinatensystem darstellt. $\begin{pmatrix} x(t) \\ y(t) \end{pmatrix}$ bildet mit $t \in [-\infty, \infty]$ eine Gerade, mit Abstand r zum Koordinatenursprung und einem Winkel ϕ zur Abszisse, über die die Funktion f integriert wird.

Für den umgekehrten Prozess gibt es die Inverse Radon-Transformation. Bei der Transformation gehen keine Informationen verloren. Allerdings wird bei der Rücktransformation vorausgesetzt, dass die Aktivität für jegliche Winkel und jeden Abstand zum Ursprung bekannt ist. Dies ist durch die endliche Auflösung und den diskreten Detektoraufbau nicht der Fall, somit werden Verluste bei der Rücktransformation auftreten.

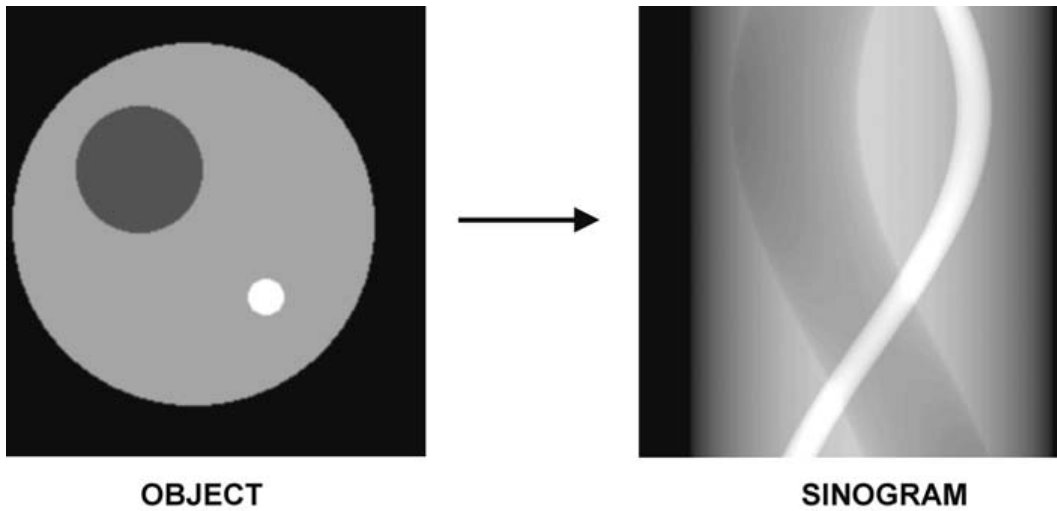


Abbildung 3.10: RadonTransformation: Gezeigt ist die Transformation des linken Bildes in kartesischen Koordinaten in das entsprechende Sinogramm (rechts) mit Hilfe der Radontransformation. Abbildung aus [Che06]

Rekonstruktionsalgorithmen

Eine Möglichkeit zur Rekonstruktion der gemessenen Aktivitätsverteilungen aus den Sinogrammdaten ist in der „Pixel Driven Backprojektion“ (aus [Che06]), kurz Backprojection, gegeben. Dies ist ein effizienter Weg die inverse Radon-Transformation unter Beachtung der endlichen Auflösung durchzuführen.

Zunächst wird eine Auflösung für das zu berechnende Bild $a'(x, y)$ der Aktivitätsverteilung in kartesischen Koordinaten festgelegt. Aus dem Verfahren, bei dem jedes Pixel einzeln berechnet wird, folgt der Name der Methode. In jeden Bildpunkt werden Geraden gelegt die um 180° um den Punkt gedreht werden. Die Aktivität entlang dieser Geraden wurde bei der Messung mit dem MiniPET aufgenommen. Bei der Backprojection werden diese gemessenen Intensitäten aufaddiert. Hierzu wird gemäß der Gleichung 3.3 der Abstand der Geraden

$$r(\phi) = x \cos \phi + y \sin \phi \quad (3.4)$$

vom Ursprung bestimmt. Die Intensitätsverteilung berechnet sich dann mit der im Folgenden aufgeführten Formel, wobei berücksichtigt ist, dass nicht jede Winkelstellung gemessen worden ist.

$$a'(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N s(r(\phi_n), \phi_n) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N s(x \cos \phi_n + y \sin \phi_n, \phi_n), \quad (3.5)$$

ϕ_n bezeichnen die Winkel unter denen gemessen wurde. Da nicht jeder Abstand r gemessen wird, wird zwischen den gemessenen Werten interpoliert. Mit $s(r, \phi)$ ist die Amplitude des Sinogramms an dem entsprechenden Punkt (r, ϕ) gemeint.

Auf Grund der in dieser Methode angenommenen Gleichverteilung der gemessenen Koinzidenzen entlang einer LoR entstehen bei dieser einfachen Rekonstruktion Fehler. Diese äußern sich darin, dass das rekonstruierte Bild unscharf wird, da auch außerhalb der wirklichen Aktivitätsverteilung Ereignisse projiziert werden. Diese Unschärfe ist reziprok proportional zum tatsächlichen Radius der Quelle, wie mathematisch gezeigt werden kann, vergleiche [Che06].

Durch die begrenzte Messauflösung fehlen dem rekonstruierten Bild höhere räumliche Frequenzen, welche das Bild schärfen würden. Gleichzeitig sind die niedrigen räumlichen Frequenzen auf Grund der oben beschriebenen Unschärfe der Verteilung überbetont. Um dies zu kompensieren wird eine gefilterte Rückprojektion benutzt. Hier wird das aufgenommene Sinogramm mit passenden Funktionen gefiltert und dann mit der oben beschriebenen Rückprojektion analysiert. Diese Filterung geschieht im Frequenzraum entlang eines gemessenen Winkels. Mathematisch lässt sich dies wie folgt formulieren:

$$a'(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N s^*(r(\phi_n), \phi_n), \quad (3.6)$$

wobei gilt:

$$s^*(r, \phi) = \frac{1}{2\pi} \text{FT}^{-1}[S(v_r, \phi) \cdot H(v)]. \quad (3.7)$$

Hierbei ist S als eindimensionale Fouriertransformation von der ursprünglichen Verteilung $s(r(\phi), \phi)$ mit festem r zu betrachten. $H(v)$ bezeichnet eine im Folgenden näher spezifizierte Filterfunktion.

Allen Funktionen gemein ist die maximal zulässige Frequenz:

$$v_{\max} = \frac{1}{2 \cdot \Delta r}, \quad (3.8)$$

wobei Δr dem Abstand zwischen zwei aufgenommenen Werten im Sinogramm entspricht. Dies ist eine Folge des „Nyquist-Shannonschen Abtasttheorems“. Vereinfacht gesagt ist die Aussage des Theorems, dass eine zu messende Frequenz mit mindestens der zweifachen Frequenz digitalisiert werden muss um exakt rekonstruiert zu werden. Anschaulich wird diese Voraussetzung am Beispiel des Sinuses. Wird dessen Amplitude in mindestens zwei Phasenlagen gemessen so kann dieser wieder vollständig rekonstruiert werden. Steigt die zu messende Frequenz über die Hälfte der Aufnahmefrequenz, so bildet sich ein Artefakt das bei der Aufnahmefrequenz weniger der Differenz zur Originalfrequenz liegt. Ist z.B. die zu messende Frequenz gleich der Aufnahmefrequenz, so wird der Sinus immer bei der gleichen Phasenlage gemessen und hat somit immer die gleiche Amplitude, wodurch ein konstantes Signal rekonstruiert wird. Das beschriebene Verhalten ist unter dem Namen Aliasing-Effekt bekannt.

Durch die Wahl einer Abschneidefrequenz $v_{cutoff} < v_{max}$ kann das höherfrequente Rauschen auf dem rekonstruierten Bild vermieden werden, allerdings sind wie schon erwähnt die hohen Frequenzen für den Kontrast im Bild verantwortlich. Beim MiniPET sind drei Filter realisiert die auf den Bereich $0 < v < v_{cutoff}$ wirken und außerhalb Null sind (näheres ist in [Che06] zu finden):

$$\text{Ramp-Filter: } H(v) = |v| \quad (3.9)$$

$$\text{Hann-Filter: } H(v) = 0,5|v| \left(1 + \cos \frac{\pi v}{v_{cutoff}} \right) \quad (3.10)$$

$$\text{Shepp-Logan-Filter: } H(v) = \frac{2v_{cutoff}}{\pi} \cdot \sin \frac{|v|\pi}{2v_{cutoff}} \quad (3.11)$$

Wie in Abbildung 3.11 zu sehen ist unterdrücken alle Filter niedrige Frequenzen, was dem Unschärfefeekt der sich wie $\frac{1}{r}$ verhält entgegenwirkt. Die scharfe Abschneidefrequenz beim Ramp-Filter führt zu Ring-Artefakten, die bei den anderen beiden Filtern durch die Unterdrückung der hohen Frequenzen verringert werden. Abbildung 3.12 zeigt das Verhalten der unterschiedlichen Filter bei verschiedenen Cutoff-Frequenzen. Dabei wird das Rauschen unterschiedlich stark unterdrückt. Zudem wird bei zu geringen Cutoff-Frequenzen das Bild unscharf. Es ist somit abzuwägen in wie weit das Rauschen auf Kosten der Schärfe reduziert werden soll.

In Abb. 3.13 sind die Auswirkungen der einzelnen Filter auf eine Testmessung beim MiniPET Aufbau zu sehen. Es ist zu erkennen, dass sowohl der Ramp-Filter wie auch der Shepp-Logan-Filter das rekonstruierte Bild schärfen, während der Hann-Filter das Bild glättet und so den durch die geringe Detektoranzahl entstehenden Artefakten entgegenwirkt.

In modernen PET Geräten werden heutzutage vor allem iterative Rekonstruktionsalgorithmen eingesetzt. Hierbei wird das gemessene Sinogramm mit dem Sinogramm einer geschätzten Aktivitätsverteilung verglichen. Sollten die beiden nicht übereinstimmen, so wird die angenommene Verteilung modifiziert und mit Hilfe einer Vorwärtsprojektion in ein Sinogramm überführt, welches wieder mit dem gemessenen Sinogramm verglichen wird. Dieser Vorgang wiederholt sich solange bis eine zufrieden stellende Übereinstimmung eintritt. Die für den Vergleich modifizierte Verteilung entspricht dann der gemessenen Verteilung.

Die Implementation eines auf dem MiniPET Aufbau zugeschnittenen iterativen Algorithmus ist ein mögliches Thema für eine zukünftige Weiterentwicklung des Experimentes.

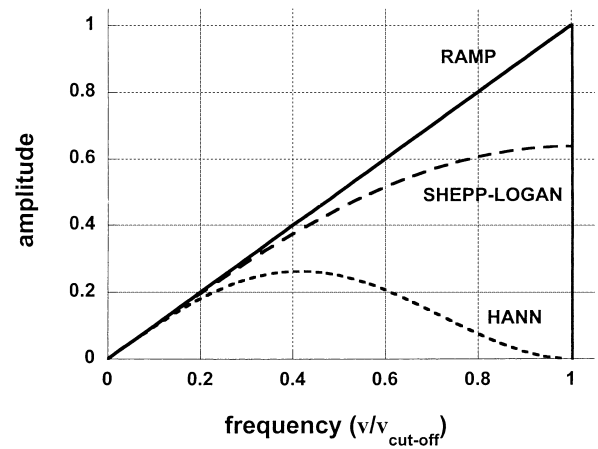


Abbildung 3.11: Verlauf der Filterfunktionen: Um den Unschärfefeekt der bei der Rekonstruktion auftritt zu verringern werden bei allen Filtern die niedrigen Frequenzen unterdrückt. Der Ramp-Filter verursacht zusätzliche Ring-Artefakte auf Grund seiner scharfen Abschneidefrequenz, die bei den anderen Filtern weniger stark ausgeprägt sind da sie auch hohe Frequenzen unterdrücken. Abbildung aus [Che06]

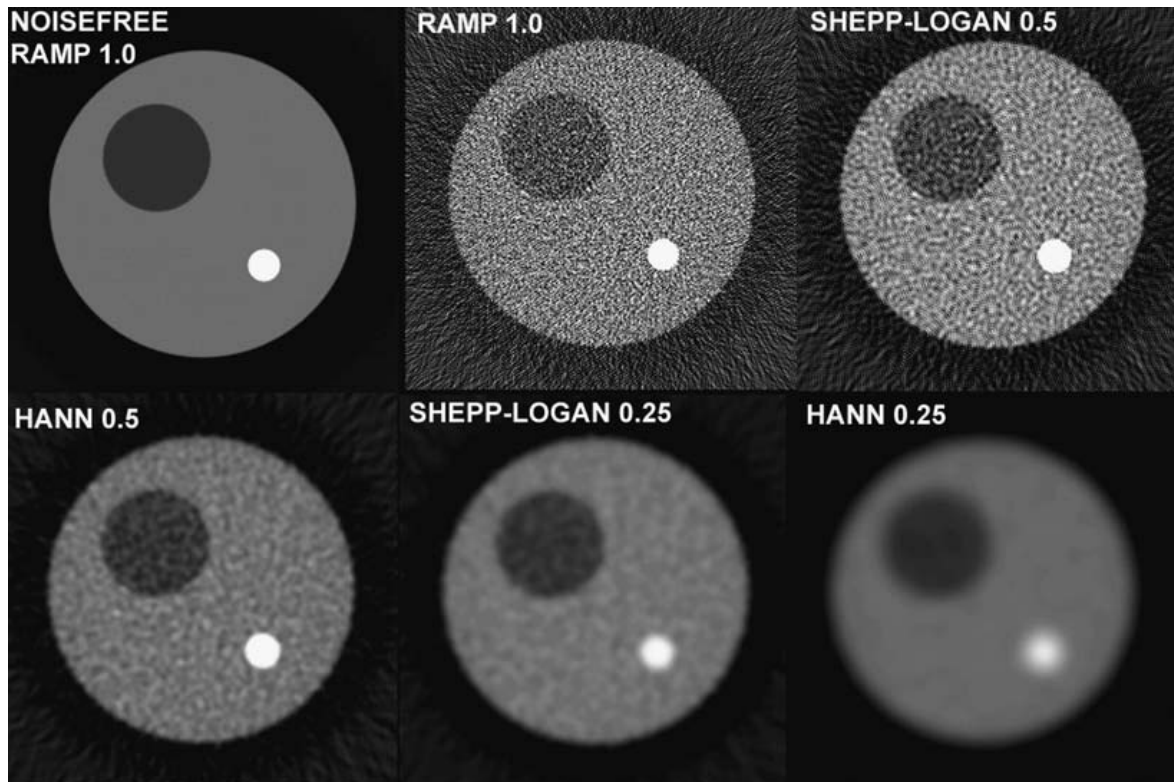


Abbildung 3.12: Filterwirkung auf ein Beispielbild: Durch Wahl einer niedrigen Cutoff-Frequenz kann das Rauschen auf Kosten der Schärfe verringert werden. Da der Hann-Filter hohe Frequenzen weniger betont als die anderen Filter wird das Rauschen bei gleichen Cutoff-Frequenzen besser unterdrückt. Abbildung aus [Che06]

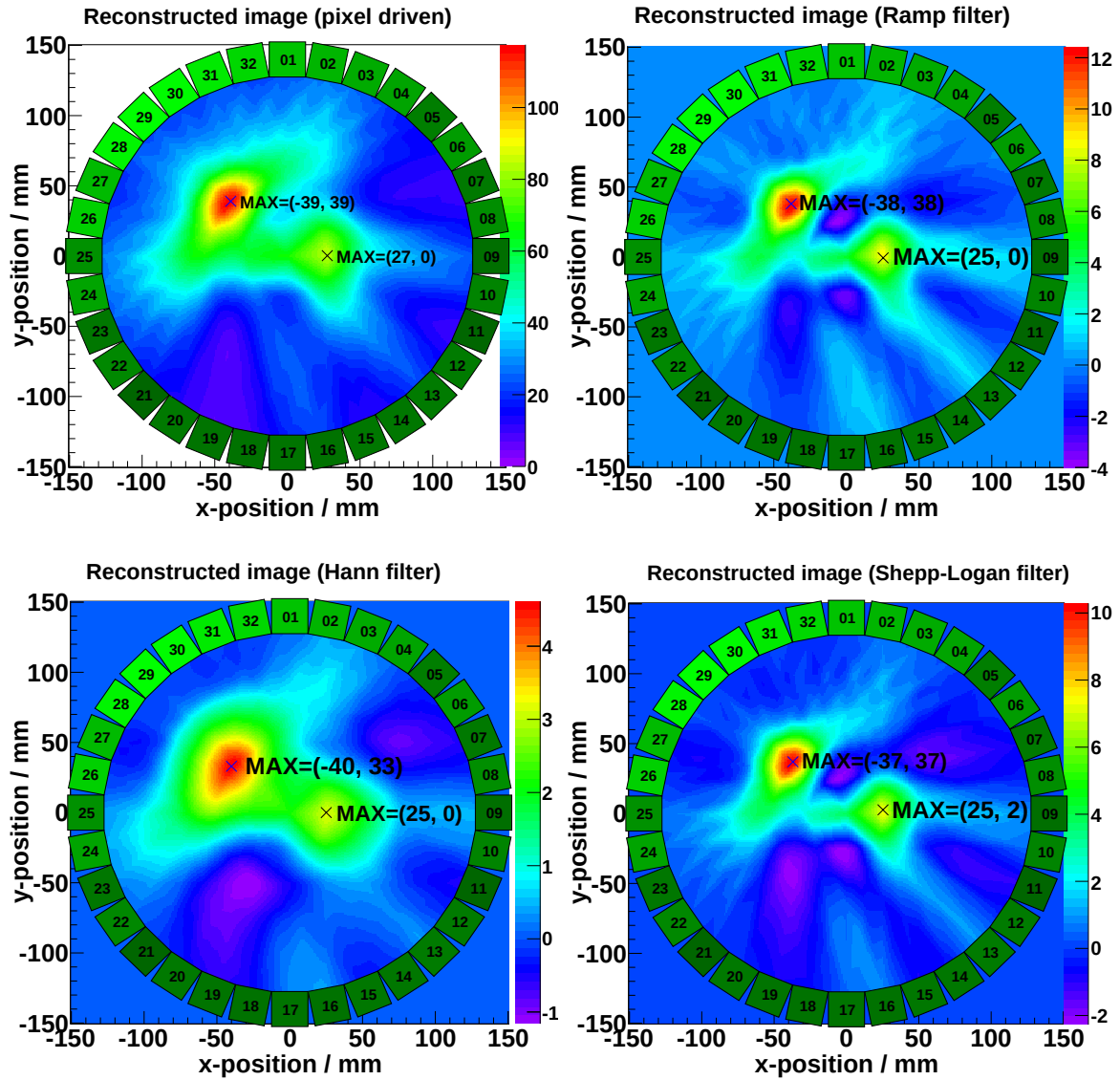


Abbildung 3.13: Auswirkung der Filter auf das rekonstruierte Bild Zwei $^{22}_{11}\text{Na}$ -Quellen wurden für die Aufnahme an die Positionen $(-40|40)$ mm und $(20|0)$ mm gestellt. In der Rekonstruktion ergeben sich Positionen um $(-39 \pm 1|37 \pm 3)$ mm und $(26 \pm 1|1 \pm 1)$ mm. Es ist gut zu erkennen, wie die Filter das Bild schärfen (rechts) und so die einzelnen Quellen besser getrennt sind. Der Hann-Filter (links unten) glättet die Rekonstruktion, so dass zwar die Unschärfe bleibt, aber die Artefakte auf Grund der geringen Detektorzahl abnehmen.

3.5 Zusammenfassung

Das MiniPET Experiment vermittelt einen Eindruck über die Funktionsweise der Positronen-Emissions-Tomographie, sowohl auf der Seite der Hardware, wie auch der der Software. Die bei der Annihilation von Positronen mit Elektronen entstehenden Gamma-Quanten werden mit Hilfe von BGO Szintillationskristallen detektiert, die mit Photomultipliern ausgelesen werden. Die entsprechenden Signale werden verstärkt und digitalisiert. Am Computer erfolgt dann die Einordnung der koinzidenten Signale in ein Sinogramm. Mit Hilfe von Rückprojektionsalgorithmen wird dann aus dem Sinogramm die gemessene Aktivitätsverteilung berechnet. Auf Grund der Größe und der geringen Detektorzahl bilden sich Artefakte aus. Hier wird die Wirkungsweise verschiedener Filteralgorithmen, die diese Artefakte minimieren, gezeigt. Der durch die Annahme der Gleichverteilung der Annihilationsergebnisse auf einer LoR entstehende Unschärfefeekt kann mit den Ramp- und dem Shepp-Logan-Filter verringert werden. Die Streifenartefakte durch die geringe Detektoranzahl werden durch den Hann-Filter minimiert.

Neben den Kenntnissen über die PET wird in dem MiniPET Experiment auch Wissen über moderne Datenaufnahmesysteme vermittelt. Die hier verwendete Datenaquisition basiert auf einem 100 MHz-FADC von Struck. Mit diesem ist es möglich die in dem Hauptverstärker erzeugten Signalformen mit einer Auflösung von 10 ns bei einer Spannungsauflösung von 0,31 mV getriggert aufzunehmen. Diese hohen Auflösungen werden beim MiniPET Experiment nicht direkt benötigt, kommen aber bei Flugzeitmessungen, wie sie z. B. für den zweiten Teil dieser Arbeit gemacht worden sind zum Tragen.

Kapitel 4

Photoelektronenspektroskopie

Die in Kap. 3 vorgestellte DAQ (**D**aten**A**quisition) wird noch zu anderen Zwecken verwendet: In einer weiteren Anwendung wird das System zur Messung gepulster Photoelektronen am Mainzer Neutrinomassenspektrometer eingesetzt. Hier ermöglicht die hohe Zeitauflösung eine Charakterisierung der Erzeugung gepulster Photoelektronen.

Das folgende Kapitel erläutert näher die Ziele der Messungen, die nötigen Anpassungen der DAQ, den Experimentsaufbau und die Messungen selbst.

4.1 Motivation

Die Messungen dienen der Untersuchung der Transmission und von systematischen Effekten beim Karlsruhe Tritium Neutrino (KATRIN)-Experiment¹, sowie der möglichen Erweiterung des Experimentes um einen Flugzeit-Modus (ToF-Modus, vom englischen: Time of Flight).

Im Laufe der Entwicklung des elektromagnetischen Designs hat sich herausgestellt, dass an bestimmten Stellen des Spektrometers Teilchenfallen auftreten. Deren spontane Entleerung kann zu problematischen Erhöhungen des Untergrundes bei den Messungen führen. Ein Teil der hier durchgeführten Messungen befasst sich mit der systematischen Untersuchung dieser Fallen. Insbesondere besteht zwischen dem Vorspektrometer und dem Hauptspektrometer eine unvermeidliche Penningfalle. Diese wird gefüllt indem Elektronen die das Potential des Hauptspektrometers nicht überwinden können reflektiert werden und durch z. B. Restgasionisation etwas Energie verlieren und so auch das im Vorspektrometer befindliche Potential nicht mehr überwinden können und somit reflektiert werden. Hierdurch sind diese Elektronen zwischen Vor- und Hauptspektrometer gefangen. Einer der Füllmechanismen zur gezielten Füllung einer bewusst erzeugten Teilchenfalle am Spektrometer des Mainzer Neutrinomassensexperiments ist die Erzeugung von Photoelektronen durch eine UV-Diode. Neben der Falle selbst wurden insbesondere Mechanismen zur Leerung der Falle untersucht. Zu diesem Zweck wurde eine Vorrichtung entwickelt, die sich durch die Falle bewegt und die gespeicherten Elektronen ableitet. Näheres zu diesen Messungen ist in [Val09] zu finden.

Diese Messungen wurden auch zur Untersuchung des MAC-E-Filters auf die Fähigkeit, ihn in einem ToF-Modus² zu betreiben, benutzt. Durch die Messung der Flugzeit der Elektronen

¹Für eine nähere Beschreibung des Experimentes sei auf die Homepage <http://www-ik.fzk.de/~katrin/index.html> verwiesen

²Dass dieser prinzipiell möglich ist wurde in [Bon99] gezeigt

ist es möglich, Rückschlüsse auf deren Energie zu ziehen. Der MAC-E-Filter an sich ist ein integrierendes Spektrometer welches die Anzahl der Elektronen oberhalb einer eingestellten Schwelle misst. Durch den ToF-Modus wird der Filter zu einem differentiellen Spektrometer, wodurch auch höherenergetische Elektronen auf Grund ihrer kürzeren Flugzeit durch das Spektrometer ausgefiltert werden können. Zur Verwirklichung dieses Modus ist ein Einzelnachweis von Elektronen, deren Flugzeiten im Bereich von wenigen 100 ns bis einigen μs liegen, mit hoher Zeitaufösung nötig. Daher wird eine schnelle DAQ benötigt, welche mit der beim MiniPET verwendeten bereitgestellt wird.

4.2 Anforderungen an die DAQ

Die DAQ muss in der Lage sein, große Datenmengen aufzunehmen und zu speichern. Die benutzte hohe Zeitaufösung von 10 ns, bedeutet einen Speicherbedarf von 32 Bit für zwei Kanäle in dieser Zeit. Einen Flaschenhals dabei bildet die Übertragung der Daten vom FADC-System zum PC. Unter idealen Voraussetzungen werden hier bis zu 80 MB/s erreicht. Diese Übertragungsgrenze kann leicht überschritten werden: Wenn das System durchgängig mit allen acht zur Verfügung stehenden Kanälen misst, fallen 11,9 GB/s Daten an. Um den Datendurchsatz zu verringern, wird nur mit zwei Kanälen (Datenreduktion auf ein Viertel) gemessen. Da das Experiment gepulsten Signalen liefert, muss der FADC keine kontinuierliche Datenaufnahme, sondern nur eine getriggerte durchführen. Dieser Trigger wird mit dem zweiten Kanal aufgenommen. Die einzelnen Ereignisse werden wie beim MiniPET in einem Ringpuffer gespeichert, der üblicherweise eine Pufferlänge von 16384 Messwerten besitzt. Dadurch können acht dieser Puffer im Speicher des FADCs zwischengespeichert werden, um dann gemeinsam und damit effizient zum PC übertragen zu werden. Mit einem Abstand von 1 ms zwischen den Ereignissen erreicht die Übertragung zum Messcomputer einen Durchsatz von $16 \text{ kB} \cdot 4 \text{ B} \cdot 1 \text{ kHz} = 62,5 \text{ MB/s}$. Neben der Übertragung vom FADC zum PC ist die Festplatte ein weiterer möglicher Flaschenhals. Die Schreibgeschwindigkeit bei heutigen Festplatten liegt allerdings in einer ähnlichen Größenordnung wie die Übertragungsgeschwindigkeit. Daher ist eine Speicherung der gesamten Datenmenge ohne Totzeit möglich.

4.3 Das Mainzer Spektrometer

Im folgenden Abschnitt soll der Mainzer MAC-E-Filter (Magnetic Adiabatic Collimation with Electrostatic Filter), an dem die Messungen durchgeführt worden sind, kurz vorgestellt werden. Für eine nähere Erläuterung der Funktionsweise des Filters und dessen ursprünglichen Funktion für die Bestimmung der Neutrinomasse sei an dieser Stelle auf [Pic92] verwiesen.

Das wesentliche Element des Filters ist die angelegte Gegenspannung U_0 , die in der Spiegelebene des Spektrometers ihren Maximalwert erreicht. Da diese Spannung darüber entscheidet, welche maximale Energie die Elektronen haben dürfen, damit sie reflektiert und somit nicht detektiert werden, wird die Ebene maximaler Spannung Analyseebene genannt. Die restlichen höherenergetischen ($E > qU_0$) Elektronen können das Potential überwinden, werden also transmittiert und können dann detektiert werden. Diese einfache Schwelle macht den Filter zu einem integrierenden Filter. Dies erweist sich für die Vermessung des Endpunktes eines Spektrums, wie es beispielsweise für die Neutrinomasse durchgeführt wird, als Vorteil. Für einen allgemeinen Einsatz ist dies eher ein Nachteil, der mit dem ToF-Modus (siehe [Bon99]) abgemildert werden kann.

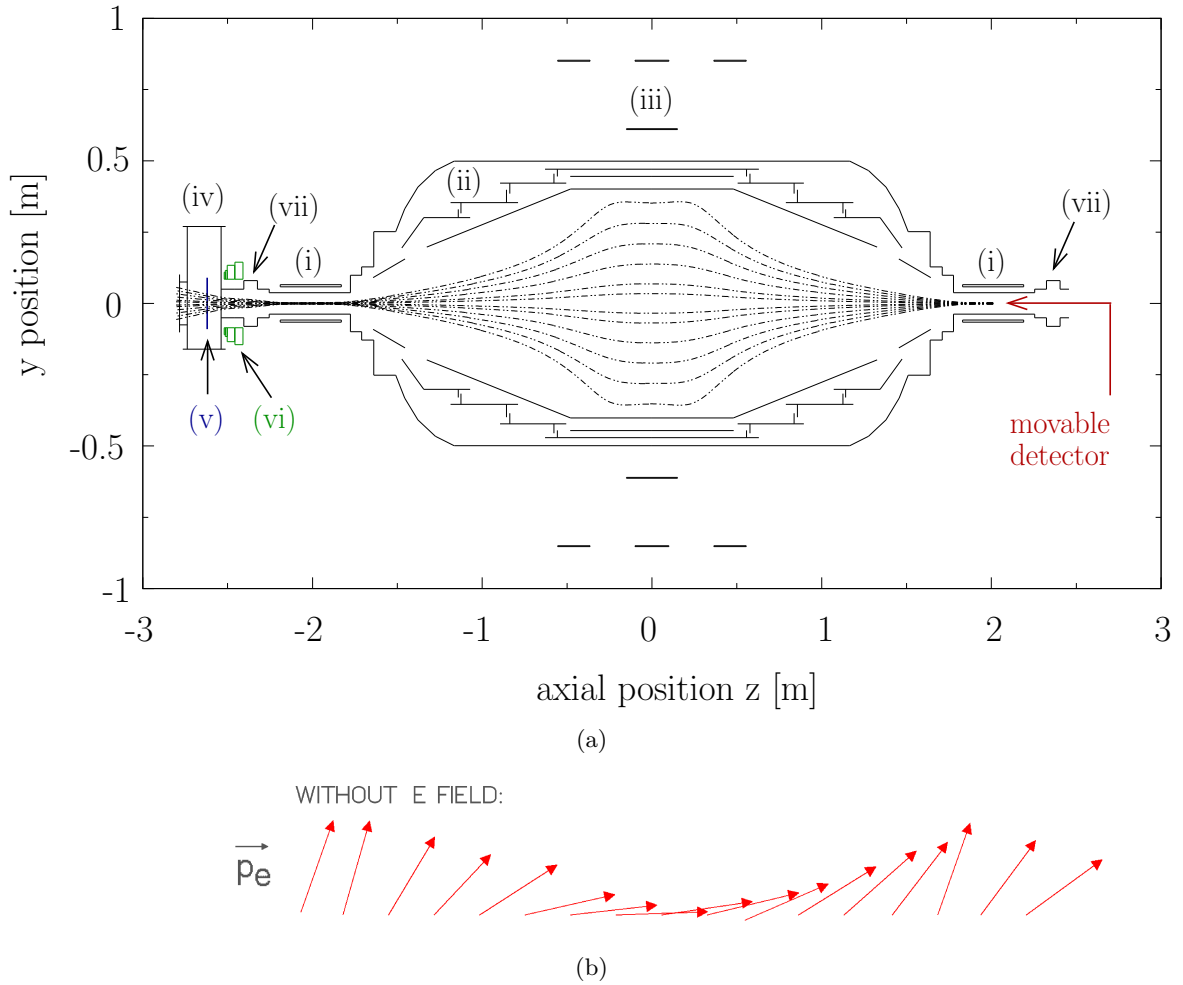


Abbildung 4.1: Aufbau des Mainzer MAC-E-Filters: (a) (i) Supraleitende Spulen, (ii) Elektrodensystem bestehend aus dem Vakuumtank auf Erdpotential und einem inneren Elektrodensystem, welches sowohl massive- wie auch Draht-Elektroden enthält, (iii) feldformende Luftspulen, (iv) Vakuumkammer, (v) die die Stahlplatte enthält, aus der, durch den Photoeffekt, Elektronen emittiert werden, (vi) Wasser gekühlte Spule zur lokalen Verstärkung des Magnetfeldes, (vii) Ventile. Der Detektor sitzt auf einem Schlitten nahe dem Solenoiden auf der rechten Seite. Die Magnetfeldlinien (korrespondierend einer Auflösung von $E/\Delta E \approx 2 \cdot 10^4$) sind als gestrichelte Linien angedeutet. (b) Abbildung der Entwicklung der Richtung des Impulses eines Elektrons beeinflusst durch das mag. Feld, welches in einem steilen Winkel zur Spektrometerachse startet. In der Analyseebene zeigt der Impuls nahezu in Längs-Richtung. Das Spektrometer ist aus [Val09], die Impulsverteilung aus [Thü02] entnommen.

Das Gegenfeld ist nicht der einzige Aspekt, der die Güte des Spektrometers bestimmt. Da in der Analyseebene nur der Teil der kinetischen Energie relevant ist, der der Geschwindigkeit parallel zum elektrischen Feld zugeordnet werden kann, würde nur für senkrecht zur Analyseebene emittierte Elektronen eine gute Energieanalyse auftreten. Wird ein Elektron unter einem Winkel zum elektrischen Feld emittiert, so ist in der Analyseebene ein dem Winkel entsprechender, großer Teil der Geschwindigkeit nicht parallel zum elektrischen Feld und das Elektron würde trotz genügend großer Gesamtenergie reflektiert werden. Um eine gewisse Unabhängigkeit der Flugrichtung vom Startwinkel der Elektronen zu erhalten ist die magnetisch adiabatische Kollimation nötig. Diese sorgt dafür, dass in der Analyseebene die

Geschwindigkeit der Elektronen nahezu in Längs-Richtung des Magnetfeldes und somit parallel zum elektrischen Feld zeigt und damit diesem Geschwindigkeitsanteil nahezu die gesamte kinetische Energie zugeordnet werden kann. Hierzu wird am Eingang und am Ausgang des Spektrometers eine magnetische Flussdichte im Bereich von sechs Tesla erzeugt. Durch eine Wassergekühlte Spule ist das Magnetfeld bei der Elektronen-Quelle noch 0,02 T bis 0,03 T groß. Am Detektor wird noch ein Magnetfeld von 0,34 T erreicht. Die Flussdichte dünnt sich zur Analyseebene hin um einen Faktor von $2 \cdot 10^{-4}$ aus. Um den dadurch erzeugten kollimierenden Effekt zu zeigen wird die Bahn eines Elektrons verfolgt. Dieses startet in der Quelle vor dem Spektrometers (Abb. 4.1) mit einem Startwinkel von θ zu den Magnetfeldlinien. Die Energie teilt sich, wie aus geometrischen Überlegungen ersichtlich ist, in folgende Komponenten auf, die senkrecht bzw. parallel zu den Magnetfeldlinien sind.

$$E_{\perp} = E_{kin} \sin^2 \theta = E_{kin} \left(\frac{\vec{B} \cdot \vec{v}}{|\vec{B}| |\vec{v}|} \right)^2 \quad (4.1)$$

$$E_{\parallel} = E_{kin} \cos^2 \theta = E_{kin} - E_{\perp} \quad (4.2)$$

Die der Geschwindigkeit senkrecht zum Magnetfeld zugeordnete Energie $E_{\perp}$ führt zu einer Zyklotronbewegung des Elektrons, wodurch dieses ein Bahnmoment μ erhält. Da das Elektron auf 18 keV beschleunigt wird, was einem γ -Faktor kleiner als 1,04 entspricht, kann näherungsweise vom nichtrelativistischen Grenzfall ausgegangen werden, wodurch μ konstant ist und es gilt:

$$\mu = |\vec{\mu}| = \frac{e}{2m_e} |\vec{l}| = \frac{E_{\perp}}{B} = konst. \quad (4.3)$$

Hierbei ist e die Ladung, m_e die Masse und $\vec{l}$ der Drehimpuls des Elektrons.

Auf dem Weg in das Spektrometer wirkt eine Gradientenkraft auf das Elektron, da die magnetische Flussdichte bis zur Analyseebene stark abnimmt und somit inhomogen ist.

$$\vec{F}_{\nabla} = \vec{\nabla} (\vec{\mu} \cdot \vec{B}) \quad (4.4)$$

Diese Kraft wirkt in Richtung der Magnetfeldlinien, wodurch das Elektron in dieser Richtung beschleunigt wird. Der daraus resultierende Energiegewinn in Längs-Richtung geht auf Kosten der Zyklotron-Energie, da das magnetische Feld statisch ist und somit keinen Beitrag zu der Energie liefert. Abbildung 4.1 zeigt diese Änderung des Impulsvektors relativ zu den magnetischen Feldlinien. Es ist zu erkennen, dass nahezu die gesamte kinetische Energie in der Analyseebene der Geschwindigkeit in Längs-Richtung zugeordnet werden kann.

Die Auflösung des Spektrometers wird durch den Energiebereich ΔE bestimmt, der zwischen voller Transmission (alle Elektronen gelangen durch die Analyseebene)³ und keiner Transmission (alle Elektronen werden in der Analyseebene reflektiert) liegt. Dieser Bereich wird im Wesentlichen durch die verbleibende Zyklotron-Energie der Elektronen in der Analyseebene bestimmt. Da das Bahnmoment konstant ist, hängt die Zyklotron-Energie $E_{\perp f}$ in der Analyseebene neben der anfänglichen Energie $E_{\perp i}$ nur von dem Verhältnis zwischen der maximalen magnetischen Flussdichte B_i und der Flussdichte in der Analyseebene (minimale Flussdichte) B_f ab:

$$\Delta E = E_{\perp f} = E_{\perp i} \frac{B_f}{B_i} \quad (4.5)$$

Durch Korrekturspulen, die um das Spektrometer angeordnet sind, ist es möglich, die mag. Flussdichte B_f leicht zu variieren, so dass bei den Messungen eine Auflösung von bis zu 0,93 eV bei einer Energie der Elektronen von 18,6 keV möglich ist.

³Unter der Annahme einer monoenergetischen, isotrop emittierenden Elektronenquelle.

4.3.1 Erzeugung der Elektronen

In der für diese Arbeit relevanten Messung⁴ des Time of Flight Modus des Spektrometers wurde eine Stahlplatte, die sich am Anfang des Spektrometers befand, mit UV-Licht bestrahlt, so dass durch den Photoeffekt Elektronen freigesetzt wurden. Diese Elektronen wurden durch das Spektrometer geleitet und dann detektiert. Um ein realistisches Bild zu bekommen wurde die Stahlplatte auf eine Spannung von -18 kV gelegt, was in etwa der Endpunktenergie ($(18571,8 \pm 1,2)\text{ eV}$) der durch den Tritium-Zerfalls (molekulare Form) emittierten Elektronen entspricht [Ott08], welcher im KATRIN Experiment vermessen werden soll.

Die Winkelverteilung der von der Stahlplatte emittierten Elektronen ist nicht isotrop, da diese direkt mit einem Potential von 18 kV entlang der Spektrometerachse beschleunigt werden und an der Stelle der Stahlplatte eine magnetische Flussdichte, die nahezu parallel zum elektrischen Feld ist, existiert. Unter der Annahme, dass sie maximal einen Energieanteil in der Größenordnung von $0,5\text{ eV}$ erhalten resultiert maximaler Winkel von

$$\Theta_{\max} = \arctan\left(\sqrt{\frac{0,5\text{ eV}}{18\text{ keV}}}\right) = 0,3^\circ. \quad (4.6)$$

Das UV-Licht wurde mit, seit wenigen Jahren, handelsüblichen UV-Dioden⁵ mit einer zentralen Wellenlänge von 265 nm bzw. 255 nm erzeugt. Um eine hohe Zeitauflösung zu erreichen muss der Startzeitpunkt der Elektronen genau bekannt sein. Da die Emission von Photonen der UV-Diode bzw. die Emission der davon erzeugten Elektronen ein statistischer Prozess ist, konnte nur der Zeitraum, in dem die Photonen emittiert wurden, eingegrenzt werden. Mit Hilfe eines Arbitrary Function Generators⁶ wurden Diodenpulslängen bis zu einer minimalen Länge von 10 ns erzeugt.

4.3.2 Der Detektor

Die in den Experimenten erzeugten Elektronen gelangten zunächst in die Analyseebene des Spektrometers, bis zu der sie, abhängig von den Einstellungen, stark abgebremst wurden. Die transmittierten Elektronen wurden weiter bis zum Detektor beschleunigt. Die darin erzeugten Signale wurden zunächst mit einem Vorverstärker (siehe Kap. 5.2.1) verstärkt und dann mit dem gesamten Signalverlauf mit dem FADC aufgenommen. An dieser Stelle unterscheidet sich die Datenaufnahme von der Ursprünglichen für die Bestimmung der Neutrinomasse verwendeten darin, dass die zuletzt genannte zusätzlich einen Hauptverstärker und einen Peak-Sensing-ADC verwendet.

4.4 Durchgeführte Messungen

Neben vorbereitenden Messungen zur Funktion der DAQ gab es vier wesentliche Messreihen, in denen die FADC-DAQ eingesetzt wurde. Im folgenden Abschnitt wird erläutert, wie diese Messungen grundlegend ausgewertet werden, zudem wird auf die ToF-Messung näher eingegangen, die letzten beiden Messreihen werden hier nicht behandelt.

⁴Für eine genaue Auflistung der durchgeführten Messungen siehe Abschnitt 4.4

⁵Verwendet wurden Dioden von Seoul Semiconductor, Typenbezeichnungen T9B26C und T9B25C

⁶Hergestellt von Tektronix, Modell AFG3102

UV-Dioden Messung: Um das Verhalten der UV-Diode (Pulsfrequenz 1 kHz) zu charakterisieren wurden verschiedene, im Folgenden aufgeführte Messungen gemacht:

1. Betriebsspannung: Hier wurde die Versorgungsspannung der Diode verändert. Die Diode wurde mit einer Pulsdauer von $40\text{ }\mu\text{s}$ betrieben. Die erzeugten Elektronen hatten eine Überschussenergie (Differenz zwischen den Potentialen an der Stahlplatte und in der Analyseebene mal der Ladung) von $q(U_{\text{platte}} - U_{\text{spek}}) \approx -15,7\text{ V}$. Das Spektrometer hatte dabei eine Auflösung von $1,5\text{ eV}$
2. Pulsdauer: Die Dauer des UV-Pulses wurde verändert, wobei die Wiederholrate mit 1kHz gleich blieb. Auch die anderen Einstellungen sind gleichgeblieben. Die Diode wurde mit 5 V am Funktionsgenerator ($6,6\text{ V}$ an der Diode)⁷ bei Pulsdauern größer als $1\text{ }\mu\text{s}$ und 9 V ($7,6\text{ V}$)⁸ bei kürzeren Pulsen betrieben.

ToF-Messung: Die Messung zur Untersuchung der Flugzeit der Elektronen durch das Spektrometer wurde mit einer Pulsdauer von 100 ns , einer Wiederholrate von 1 kHz und einer Versorgungsspannung von 9 V gemacht. Das Spektrometer wurde dabei von 500 V in Transmission bis 1 V im Sperrbereich betrieben. Da sich im Laufe der Auswertung gezeigt hat, dass es Probleme mit der Beschaltung des Spektrometers gegeben hat, wurde die Messung später mit einer Pulsdauer von 200 ns wiederholt. Zusätzlich wurde noch die Auswirkung des Problems gemessen, indem Vergleichsmessungen für unterschiedliche Beschaltungen des Spektrometers gemacht wurden.

Faser E-Gun: Bei dieser Messreihe ging es darum das Verhalten von Elektronen zu charakterisieren, die mit einer definierten Radialposition der Elektronenquelle emittiert werden. Hierzu wurde der Aufbau dahingehend modifiziert, dass das UV-Licht in Glasfasern eingekoppelt wurde, die in dem Vakuum des Spektrometers in den auf Hochspannung liegenden Rundspitzen endeten. Um hier Photoelektronen zu erzeugen, wurde das Ende der Faser mit Kupfer bzw. für eine zweite Messung mit Silber bedampft.

Myonen Messungen: Gegen Ende der Messzeit wurde der Aufbau durch zwei flache Szintillator-Detektoren am Anfang des Spektrometers erweitert. Dies diente zur Bestimmung der Rate der durch Myonen emittierten Elektronen. Die Detektoren waren so ausgerichtet, dass falls ein genügend energiereiches Myon praktisch zeitgleich ($< 1\text{ ns}$) jeweils ein Signal in ihnen auslöst, dieses Myon auch durch eine Metallplatte fliegt und dort mit einer zu bestimmenden Wahrscheinlichkeit Elektronen auslöst, welche detektiert werden sollen. Eine genaue Auswertung der Daten ist in [Arl09] zu finden.

⁷Der Funktionsgenerator gibt eine höhere als die eingestellte Spannung aus.

⁸Ab einer Spannung von etwa 6 V an der UV-Diode tritt ein Sättigungseffekt auf, der die Spannung auf maximal $\approx 7,6\text{ V}$ begrenzt.

Kapitel 5

Auswertung der Photoelektronenspektroskopiedaten

In dem nun folgenden Kapitel wird an Hand einer UV-Dioden-Messung mit einer Pulslänge von 300 ns und einer Spannung an der UV-Diode anliegenden Spannung von 7,6 V erläutert, wie die aufgenommenen Daten analysiert werden. Das Spektrometer wurde mit einer Auflösung von 1,5 eV betrieben. Die Stahlplatte aus der die gemessenen Elektronen emittiert wurde lag in einem Magnetfeld ungefähr 0,02 T bis 0,03 T.

Am Ende des Kapitels werden die ToF-Messungen ausgewertet.

5.1 Motivation

Die Messungen dienen der Bestimmung der Transmissionseigenschaften des Spektrometers. Mit Hilfe der Daten kann dies auf zwei Arten erzeugt werden. Zum Einen durch Ermittlung einer Transmissionskurve mit Hilfe der gemessenen Zählrate, die in der Transmissionskante gegen Null geht. Hierfür wird eine gute Energieauflösung benötigt, damit Einfach-Elektronenereignisse und Mehrfach-Elektronenereignisse (Pulup-Ereignisse) gut von einander getrennt werden. Zum Anderen können die Transmissionseigenschaften über die ToF ermittelt werden. Auf Grund der großen Ausdehnung der Spektrometers variiert das elektrische Potential in der Analyseebene. Dies bedeutet, dass die Transmission der Elektronen abhängig vom Startort und Startwinkel wird. Mit Hilfe einer monoenergetischen Elektronen-Quelle können diese Differenzen in dem Analysepotential durch die Flugzeit ermittelt werden. Um die Eigenschaften des Spektrometers über die Flugzeit zu bestimmen, ist eine gute Zeitauflösung notwendig.

Um beide Anforderungen zu erfüllen, werden die Signale der Elektronen in den FADC-Daten gefittet und die Fitdaten ausgewertet. Wie im Folgenden gezeigt wird, hat sich hierbei ein Fitten im differenzierten Spektrum bewährt.

5.2 Grundlegendes

5.2.1 Signalform

Im Wesentlichen bestimmt der Vorverstärker zusammen mit dem Detektor, wie die Analyse der Daten ablaufen muss, da beide die Signalform mitbestimmen.

Bei dem Detektor handelt es sich um eine „Si-PIN Diode S3590-06“ von Hamamatsu¹. Hierbei handelt es sich um eine fensterlose Silizium PIN-Diode. Das Signal der PIN-Diode kommt dadurch zustande, dass die erzeugten Elektronen und Löcher zu den jeweiligen Elektroden driften. Nach [Kno99] ist die Mobilität der Löcher um etwa einen Faktor 2 bis 3 höher als die der Elektronen. Des Weiteren kommen noch Wegunterschiede hinzu, da die Energie des primären Elektrons nicht im Zentrum der PIN-Diode deponiert wird. Dies führt dazu dass die Ströme der Ladungen unterschiedlich lange anhalten, wodurch das erzeugte Signal erst stark ansteigt und im weiteren Verlauf, wenn nur noch eine Ladungsträgersorte beiträgt, abflacht. Da dieses Verhalten auf einer ns-Zeitskala passiert ist es für die verwendete DAQ nicht auflösbar.

Durch den Vorverstärker kommt eine Verbreiterung des Signals zustande, da dieser keine ideale Übertragungsfunktion besitzt. Näheres zum Verhalten des verwendeten Vorverstärkers mit einem Halbleiterdetektor ist in [Sch90] zu finden. Ein typisches Signal ist beispielsweise in der Messung vom 05.03.2008 mit 300 ns Dioden-Pulslänge in Puffer 16 zu finden, (Siehe Abb. 5.1). Die Anstiegszeit liegt bei (440 ± 110) ns, wobei eine Amplitude des Signals von $(-8,3 \pm 1,4)$ Einheiten entsprechend einem Spannungsanstieg von $(-2,6 \pm 0,4)$ mV erreicht wird. Im Vergleich dazu liegt das Rauschen bei $\sigma = (1,6586 \pm 0,0004)$ Einheiten mit der angegebenen Streuung des FADCs von $\sigma_{\text{FADC}} = 1,1 \text{ bit} \hat{=} 0,34 \text{ mV}$ macht dies eine elektrisches Rauschen von $\sigma_{\text{el. Rauschen}} = \sqrt{\sigma^2 - \sigma_{\text{FADC}}^2} = (0,38 \pm 0,03) \text{ mV}$.

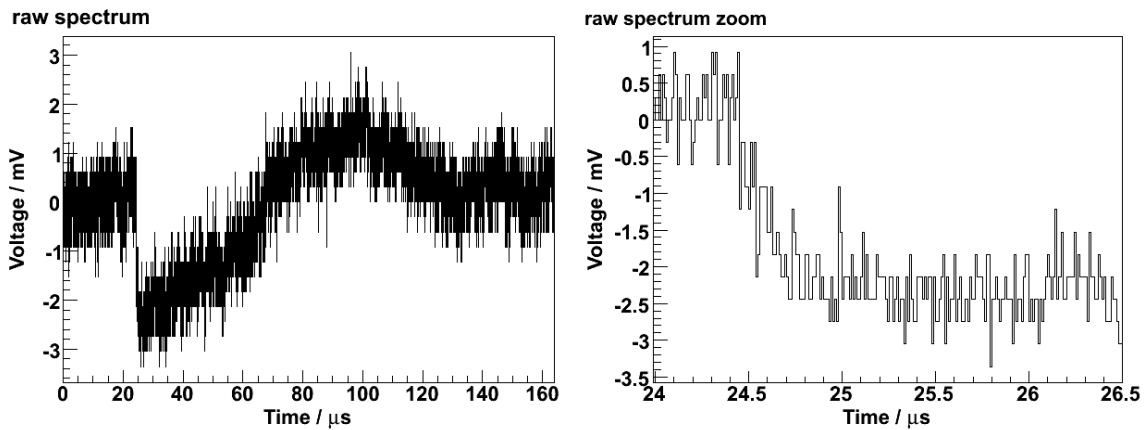


Abbildung 5.1: Einzelner Rohdatenpuffer: Die Abbildung zeigt die Ausgabe des Vorverstärkersignals in einem Puffer ($163,84 \mu\text{s} \hat{=} 16384$ Kanäle). Die Kante bei $24,5 \mu\text{s}$ entspricht einem Ereignis mit einem einzelnen Elektron. Rechts ist die Kante auf einen Bereich von $2,5 \mu\text{s}$ herangezoomt.

¹Ein Datenblatt dazu ist auf folgender Seite zu finden:
http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_S/S3590_series.pdf

5.2.2 Hilfsprogramme

Ein wesentlicher Grundgedanke bei der Entwicklung des Analyseprogramms war die Verwendung von etablierten Techniken und Programmen. So wird im Wesentlichen das vom CERN entwickelte Datenanalysegerüst ROOT verwendet, um Ereignisse zu detektieren. Das in ROOT integrierte Minuit wird für das Fitten der Ereignisse verwendet.

Um den Peakfindungsalgorithmus von ROOT nutzen zu können, müssen die vom Vorverstärker erzeugten Signalen in Form von Stufen in Peaks umgewandelt werden. Hier bietet sich im Idealfall eines Signals ohne Rauschen eine einfache Ableitung an. An dieser Stelle kommt ein weiteres Hilfsprogramm, geschrieben von Henrik Arlinghaus und beschrieben in [Arl09], ins Spiel. Dieses Programm ist dem Peak-finde- und Fit-Programm vorgeschaltet. Dessen wesentliche Aufgabe ist es die aufgenommenen Daten (*.eve Dateien) zu extrahieren, zu filtern und anschließend zu differenzieren.

Da die relevanten Signale, wie in Abb. 5.1 gezeigt, nahe der Aufnahmeschwelle des FADCs liegen, sind diese sehr stark von einem Rauschen mit $\sigma = (1,6586 \pm 0,0004)$ Einheiten beeinflusst. Entsprechend der Auflösung von 2^{14} Bit, die sich auf 5 V verteilen entspricht dies $(0,5062 \pm 0,0001)$ mV. Außerdem ist das Signal mit einer langperiodischen Schwingung, deren Amplitude deutlich höher als die des Signals ist, moduliert. Die Periode ist größer als eine Pufferlänge, so dass diese Schwingung als Schwankung der Basislinie bzw. eine Verkippung der Basislinie angesehen werden kann.

Da das Vorverstärkersignal digitalisiert vorliegt, kann es als Zeitreihe mit dem Spannungswert $U(t_i)$ zum Messpunkt t_i angesehen werden. Eine einfache digitale Ableitung ergibt sich wie folgt:

$$U'(t_i) = U(t_{i+1}) - U(t_i) \quad (5.1)$$

Allerdings ist diese Ableitung gerade auf das oben beschriebene, hochfrequente Rauschen sensitiv und weniger auf ein Zeitverhalten der zu messenden Signale, dass sich über mehrere Messpunkte verteilt. Ohne weitere Nachbearbeitung ist die Amplitude des differenzierten Signals vom Rauschen nicht zu unterscheiden. Dies führt zu der Notwendigkeit das Signal vor dem Differenzieren zu filtern. Hierzu wird ein Butterworth-Filter verwendet². Dieser Filter ist ein im Zeitraum agierender Bandpassfilter. Das heißt, dass Frequenzen außerhalb eines einstellbaren Bereiches unterdrückt werden. Hierbei ist zu beachten, dass die Abschneidefrequenzen keine steilen Kanten markieren, welche außerhalb des eingestellten Bereiches für die Amplituden einen Wert von Null erwarten ließen. Vielmehr markieren sie den Anfang einer immer stärker werdenden Dämpfung der Frequenzen. An der Stelle der eingestellten Frequenz besteht eine Dämpfung von 6 dB. Wie in Abb. 5.2 zu sehen ist, wurde eine Filterung zweiter Ordnung genutzt, das heißt, die Frequenzen außerhalb der Bandpasseckfrequenzen werden mit 20 dB pro Dekade gedämpft, dies bedeutet einen Abfall um zwei Größenordnungen, während die Frequenz um eine steigt. Bei der unteren, in Abb. 5.2 nicht eingezeichneten, Frequenz von 1 kHz gilt dies analog. Da die Pufferlänge geringer ist als der halbe Periodendauer der unteren Grenzfrequenz ist, tritt diese in der Fouriertransformation nicht auf.

Die Filterfrequenzen von 1 kHz und 1 MHz sind so gewählt, dass sowohl die niederfrequenten Schwingungen wie auch das hochfrequente Rauschen unterdrückt werden, damit die Peaks im differenzierten Spektrum gefunden und gefittet werden können. Die Periodendauer der niederfrequenten Schwingungen ist länger als die in einem Puffer aufgenommene Messzeit, daher taucht diese in der Fouriertransformation nicht auf. Die obere Filterfrequenz ist konsistent mit der Dauer des Anstiegs des Vorverstärkersignals, welche sich über (440 ± 110) ns

²siehe dazu <http://www.exstrom.com/journal/sigproc/>

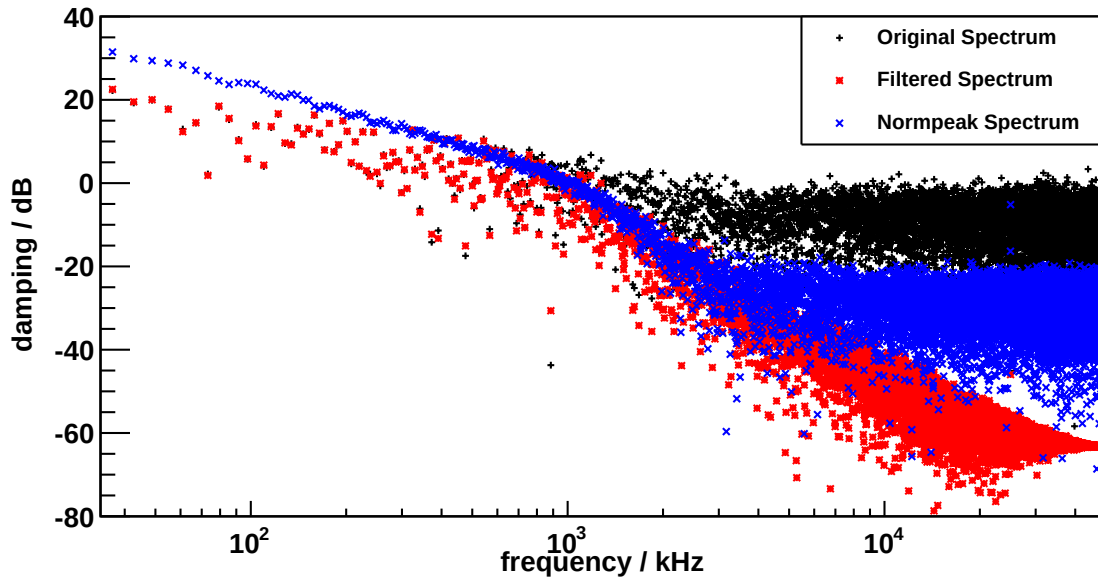


Abbildung 5.2: Frequenzfilterung: Es sind Fouriertransformationen von verschiedenen Signalen gezeigt. Die Dämpfung bezieht sich auf die Amplitude der einzelnen Signale bei 1 MHz. In Schwarz ist das Spektrum des Signals aus Abb. 5.1 zu sehen. Der Graph in Rot zeigt das gefilterte Signal mit den Grenzen 1 kHz und 1 MHz, was daran zu erkennen ist, dass der Graph ab 1 MHz von dem anderen immer stärker abweicht. In Blau ist die Fouriertransformationen der Rohdaten des Normpeak aus Abb. 5.3 zu sehen. Diese zeigt einen ähnlichen Verlauf, wie die gefilterten Daten.

erstreckt (vergleiche Abb. 5.1), was einer Frequenz von etwa 2 MHz entspricht. Zudem zeigt das gefilterte Signal einen ähnlichen Frequenzverlauf wie der Normpeak, welches eine durchschnittliche Signalform aus vielen Einfach-Elektronenereignissen bildet, aus Abb. 5.3. Eine genaue Herleitung der Filterfrequenzen ist in [Arl09] zu finden.

Mit den gefilterten Daten wird dann die Differenzierung gemäß Formel 5.1 erstellt. Sind diese Schritte vollzogen, so werden die Datenreihen für jeden Puffer einzeln in eine Datei abgespeichert, die dann in dem im Folgenden beschriebenen Programm weiter analysiert werden.

5.3 Analyse-Programm zur Charakterisierung der Signale

Das oben beschriebene Programm [Arl09] von Henrik Arlinghaus extrahiert die FADC Daten aus den von der DAQ erzeugten *.eve Dateien, filtert und differenziert diese anschließend und speichert sie in ASCII-Dateien ab (Optional ist auch eine Speicherung in Binärdaten möglich, was eine Datenreduktion um $\frac{1}{3}$ ermöglicht). Auf diesen Daten basiert das im Folgenden beschriebene Programm, welches die Ereignisse in den Daten sucht und fittet. Die Entscheidung für die Analyse mit Hilfe von Fits wurde getroffen, da darin alle Informationen eines gemessenen Ereignisses verwertet werden und nicht beispielsweise nur die Höhe und die Breite, welche alleine betrachtet stark vom Rauschen beeinflusst werden können. Hiermit wird erreicht, dass das Rauschen, welches auf dem Signal liegt, unterdrückt wird und somit wenig zu einer Unschärfe der Energie- und Zeitinformation beiträgt.

5.3.1 Aufbau

Nachdem ein Datensatz eingelesen ist, beginnt die eigentliche Arbeit des Programms. Zunächst werden im differenzierten Spektrum die Peaks gesucht. Hierzu wird die im ROOT Paket eingebundene, eindimensionale hochauflösende Peaksuchfunktion „SearchHighRes“³ verwendet. Da der Algorithmus nach positiven Peaks sucht, muss zunächst das aufgenommene, gefilterte und differenzierte Signal invertiert werden. Daher wird im Folgenden auf das invertierte differenzierte Signal Bezug genommen, wenn von dem differenzierten Signal geschrieben wird. Die Funktion basiert auf einer Entfaltung: Zunächst wird der Untergrund entfernt. Danach wird entsprechend der angegebenen Breite des Peaks und den Iterationsschritten die Antwortfunktion berechnet. Um eine grobe Trennung zwischen Rauschen und Ereignissen zu erreichen gibt der Benutzer des Programms beim Start eine Schwelle an, über der die Peaks liegen müssen. Alles was darunter liegt, wird als Rauschen ignoriert. Die restlichen Peaks werden für die weitere Verarbeitung noch nach ihrer Position⁴ sortiert.

Differenzierte Daten: An dieser Stelle startet die wesentliche Arbeit der Programms: Das Fitten der gefundenen Peaks. Hierzu wird angenommen, dass die Peaks durch einen Gauß gefaltet mit einem exponentiellen Abfall, der im Maximum der Gaußkurve beginnt, zu beschreiben sind. Diese Funktion wurde empirisch gefunden. Die Formel 5.2 beschreibt diesen Zusammenhang. Teil dieser Funktion ist die Gauß'sche Fehlerfunktion $\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\tau^2} d\tau$, die auf Grund der Faltung entsteht.

$$D(x) = o + \frac{h}{2} e^{\frac{1}{\sigma_2} \left(-x + A + \frac{1}{2} \frac{\sigma_1^2}{\sigma_2} \right)} \left(1 - \text{erf} \left(\frac{1}{\sqrt{2} \cdot \sigma_1} \left(-x + A + \frac{\sigma_1^2}{\sigma_2} \right) \right) \right) \quad (5.2)$$

Um ein gutes Fitresultat zu erzielen ist es notwendig, dicht beieinander liegende oder sogar überlappende Peaks zusammenzufassen und in einer Gesamt-Funktion zu fitten. Dazu wird die Funktion 5.2 gemäß der Anzahl der zu fittenden Peaks addiert, wobei nur der Offset der ersten Funktion berücksichtigt wird.

Nachdem diese grundlegenden Daten bestimmt sind, werden die Startparameter für die Peaks ermittelt.

1. o : Der Offset des Peaks wird durch den durchschnittlichen Bin-Inhalt des gesamten Puffers bestimmt. Dieser Parameter wird hiermit festgesetzt und durch den Fit nicht beeinflusst. Dies hat sich als hilfreich erwiesen, da ansonsten der Offset stark von dem um den Peak liegenden Rauschen beeinflusst wird.
2. σ_1 : Ist die Abfallzeit des exponentiellen Abfalls. Dieser Parameter wird mit dem Wert 17 ± 100 initialisiert und dann von Minuit optimiert.
3. A : Ist ein aus der Position des Maximums und der Verschiebung des Gauß-Anteils zusammengesetzter Parameter, wodurch der Parameter um typischerweise 8 Messwerte vor der, vom Peak-Search-Algorithmus gefundenen, Position des Maximums liegt. Deshalb wird dieser Wert mit (Position des Peaks - 8) ± 50 initialisiert.

³Näheres zu der Funktion ist im ROOT Reference Guide zu finde. Speziell unter der Adresse: „<http://root.cern.ch/root/html520/TSpectrum.html#TSpectrum:SearchHighRes>“

⁴Standardmäßig werden die Peaks nach der Höhe sortiert.

4. h : Gibt die Fläche des Gauß-Anteils wieder. Dieser korreliert mit der Höhe des Peaks, weswegen dieser Parameter mit dem Bin-Inhalt an der gefundenen Position plus die Schwelle multipliziert mit fünf initialisiert wird, falls dieser Wert über der Schwelle liegt, ansonsten mit dem Wert der Schwelle multipliziert mit fünf. Die angenommene Unsicherheit ist das Zehnfache des Bin-Inhaltes.
5. σ_2 : Ist die Breite des Gauß-Anteils und wird analog zu σ_1 mit dem Wert 7 ± 10 initialisiert.

Nach dieser Initialisierung wird die Minimierung gestartet. Dies wird mit Hilfe des in ROOT integrierten Programms Minuit⁵ gemacht. Die Minimierung wird mit dem Migrad-Algorithmus durchgeführt. Die maximale Iterationsgrenze liegt bei 10000. Sie ist so gewählt, dass sie nur in Ausnahmefällen wirklich erreicht wird. Die Durchschnittliche Anzahl von Iterationen für einen Fit⁶ liegt bei 450 ± 380 . Die begrenzte Rechengenauigkeit des Typs „double“ kann zu numerischen Fehlern beim Fitten führen. In diesen Fällen enthält der Fit Sprünge. Der Minuit Minimierungsalgorithmus konvergiert dadurch langsamer, wodurch mehr Iterationen als die oben erwähnten gebraucht werden. Der Fehler entsteht dadurch, dass $\lim_{x \rightarrow \infty} \text{erf}(x) = 1$ ist, wodurch bei $1 - \text{erf}(x)$ zwei ähnlich große Zahlen voneinander abgezogen werden. Dieser Fehler wird in der Numerik mit „Auslöschung“ bezeichnet. Als Abschätzung gilt: Stimmen die Zahlen in den ersten p Stellen überein und wird mit einer Genauigkeit von q Stellen gerechnet, so sind im Ergebnis nur noch $q-p$ Stellen vertrauenswürdig. In den Fällen, bei denen der numerische Fehler groß wird, ist nur der Fußbereich des Peaks betroffen, wodurch der dabei entstehende Fehler so klein ist, dass er für unsere Zwecke vernachlässigt werden kann.

Die wesentlichen Informationen die aus den Fits gewonnen werden sind zum Einen deren Fläche. Diese entspricht dem Spannungsanstieg am Detektor und ist damit proportional zu der, von dem Elektron im Detektor deponierten, Energie. Zum Anderen ist die Position des Maximums wichtig. Diese beschreibt zusammen mit der Position des, im zweite Kanal des FADCs aufgenommene, Kontrollsignals die Ankunftszeit des Elektrons. Im Vergleich zur Bestimmung der Ankunftszeit in den Rohdaten (siehe nächsten Abschnitt) wird hier eine konstante zeitliche Verschiebung erzeugt, da das Maximum in den differenzierte Daten der maximalen Steigung in den Rohdaten und nicht dem Anfang des Spannungsanstiegs entspricht. Wird diese Zeitdifferenz für Einfach-Elektronenereignisse und Mehrfach-Elektronenereignisse separat ausgewertet ergibt sich eine Zeitdifferenz von 250 ns mit einer Halbwertsbreite von 200 ns. Diese Breite hat einen abgeschätzten Fehler von 20 ns. Der Zentralwert für die einzelnen Ereignisklassen stimmt in einem Bereich von 10 ns überein, eine Phasenverschiebung durch die Filterung von Signalen mit verschiedenen Amplituden ist somit zu vernachlässigen. Die große Halbwertsbreite wird durch die unabhängige Bestimmung der Ankunftszeiten erzeugt. Unter der Annahme, dass die beiden Methoden in etwa die gleiche Unsicherheit bei der Zeitbestimmung haben, ist diese für die einzelnen Methoden mit 141 ns um einen Faktor $\sqrt{2}$ geringer als die gesamte Halbwertsbreite. Dies gibt eine Grenze des Auflösungsvermögens bei der Bestimmung der Flugzeit an.

In den folgenden Diskussionen muss zwischen der Ankunftszeit und der Flugzeit der Elektronen unterschieden werden. Die Ankunftszeit bezieht sich auf die Zeitdifferenz zum Kontroll-

⁵Für nähere Informationen zu Minuit siehe:

<http://root.cern.ch/root/html/src/TMinuit.cxx.html#h.OGX>

⁶Gemessen mit Daten bei der die Diode eine Pusbreite von 300 ns hatte. Mit 1 kHz und 1 MHz gefiltert bei einer Schwelle von 0,06. 9552 Puffer wurden ausgewertet und 32297 Ereignisse, inklusive Rauschen, wurden gefunden. Die maximale Anzahl von Iterationen lag bei unter 9000

signal im zweiten Kanal des FADC. Diese ist mit der Flugzeit über eine feste Zeitdifferenz verbunden. Diese wird im wesentlichen durch eine Verzögerung bei der Erzeugung des Kontrollsignals verursacht. Aus der theoretischen Berechnung der Flugzeit wird diese Differenz mit 850 ns bestimmt.

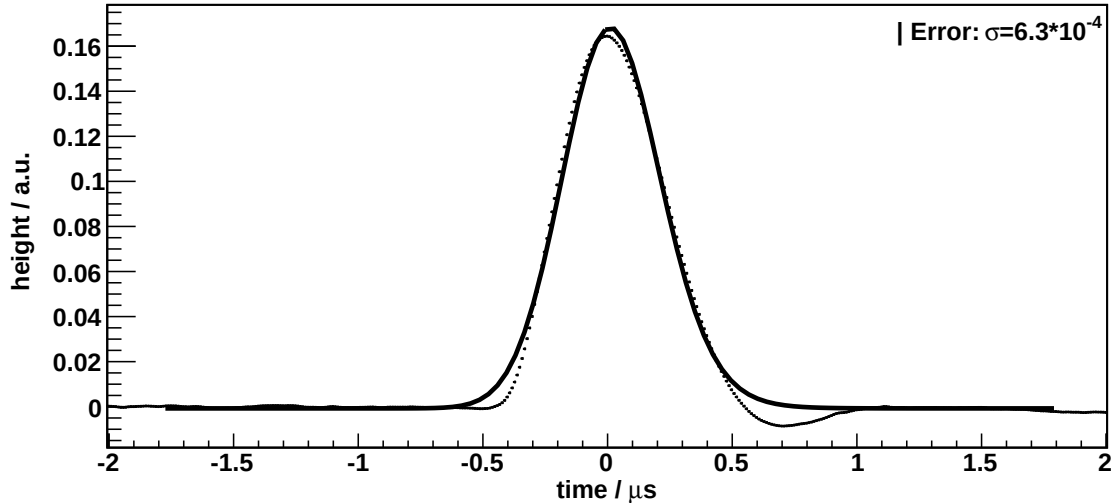


Abbildung 5.3: Normpeak der differenzierten Daten: Der Normpeak ist der Durchschnitt von 1787 Peaks, welche alle eine Energie haben, die im ersten Peak des Energiespektrums liegen. Dieser ist den Einfach-Elektronenereignissen zugeordnet. Die durchgezogene Kurve ist der dem Peak nach Formel 5.2 zugeordnete Fit. Die relative Abweichung dessen Fläche zur Fläche des Peaks ist 4,1 %.

Zur Überprüfung der Fits wurde eine Normpeak erstellt (Abb. 5.3). Dieser ist der Durchschnitt aus einzelnen Peaks, welche die Bedingung erfüllen, in dem Zeitbereich aufzutreten, der der erwarteten Ankunftszeit der Elektronen entspricht. Zusätzlich liegen die einzelnen Peaks in dem Energiebereich, der den Einfach-Elektronenereignissen zugeordnet ist, siehe Abb. 5.11.

Der Normpeak beschreibt im Wesentlichen die Ableitung des schnellen Anstiegs des Rohsignals. Der darauf folgende flache Abfall des Signals taucht in den differenzierten Daten nach dem Signal durch eine verminderte Basislinie auf. Diese zeichnet den exponentiellen Verlauf des der Rohsignals nach und ist in $(50 \pm 7) \mu\text{s}$ auf $\frac{1}{e}$ ihrer anfänglichen Amplitude abgefallen. In Abb. 5.3 ist zu erkennen, dass der Fit nicht den Überschwinger des Signals berücksichtigt. Die Amplitude des Überschwingers ist mit etwa 0,01 Einheiten geringer als das Rauschen welches auf den zu fittenden Daten liegt. Wird in der Fitfunktion der Überschwinger berücksichtigt, so besteht die Möglichkeit, dass an Stelle des Überschwingers die Form des Rauschens gefittet wird, was zu Fehlern bei der Energiebestimmung führt. Ohne Berücksichtigung des Überschwingers liegt die relative Abweichung der Fläche des Fits gegen die des Signals bei 4,1 %.

Wie in Abb. 5.3 zu sehen ist, ist die Fußbreite des Peaks für Einfach-Elektronenereignisse kleiner als $1 \mu\text{s}$; für Pileup-Ereignisse ist der Peak etwas breiter. Bis auf wenige Ausreißer liegt die Breite unter $1,2 \mu\text{s}$ (Eine Verteilung der Halbwertsbreiten der einzelnen Signale ist in Abb. 5.10 zu finden), weswegen in einen Bereich vom $\pm 1,8 \mu\text{s}$ um die gefundene Position der Peaks herum gefittet wird. Dies erlaubt es jeweils mindestens eine Peakbreite neben dem Peak den Untergrund zu bestimmen und verhindert eine Beeinflussung von nahe beieinander liegenden

Peaks. Sollten mehrere Peaks innerhalb dieses Bereiches gefunden werden, so werden diese zusammen gefittet, wodurch die gegenseitige Beeinflussung berücksichtigt wird.

Die Auswertung der Messdaten zeigt, dass sich die Fits auf 2 Gruppen, die durch ihre Fitparameter separiert werden, aufteilen. Die Separation geschieht über das Verhältnis zwischen der Abfallszeit des exponentiellen Abfalls zu der Breite des Gaußanteils $\frac{\sigma_1}{\sigma_2}$. Werden für die beiden Gruppen zwei separate Normpeaks erstellt (Abb. 5.4, so ist erkennbar, dass bei der einen Gruppe ein Überschwinger vor dem Peak und bei der Anderen ein Überschwinger nach dem Peak und eine Erhöhung vor dem Peak zu erkennen ist. Durch diesen Verlauf hebt sich im gesamten Normpeak aus Abb. 5.3 der vordere Überschwinger auf. Auch in den Rohdaten ist dieser Effekt zu sehen. Hier zeichnet sich dies durch einen Überschwinger nach der Kante bzw. durch eine deutliche Erhöhung vor der Kante ab. Ein Fehler der durch die Filterung auftritt, würde nur in den differenzierten Daten auftreten und ist daher ausgeschlossen. Eine mögliche Erklärung liegt darin, dass die Fitparameter sensitiv auf das Rauschen sind und sie sich je nach dem ob das Rauschen vor dem Signal eine positive, oder negative Flanke hat anpassen. Dies kann den Überschwinger vor dem Signal erklären und warum dieser sich bei einem zusammengefassten Normsignal wegmittelt. Der Überschwinger in den Rohdaten nach dem Signal kann durch ein Überschwingen des Vorverstärkers erklärt werden. Warum dieser aber nur bei einer Gruppe auftritt ist ungeklärt. Da das Phänomen keine wesentliche Auswirkung auf die detektierte Energie oder Ankunftszeit hat, wurde dies nicht näher untersucht.

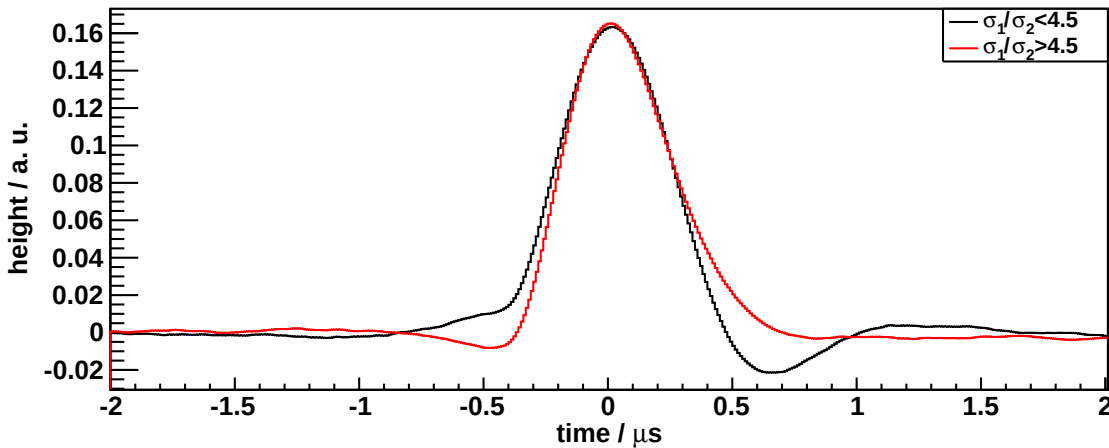


Abbildung 5.4: Aufspaltung des Normpeaks in zwei Gruppen Die Aufspaltung geschieht bei einem Wert des Verhältnis zwischen der Abfallszeit des exponentiellen Abfalls zu der Breite des Gaußanteils $\frac{\sigma_1}{\sigma_2}$ von 4,5. Der in Schwarz eingezeichnete Normpeak zeigt eine Erhöhung vor dem eigentlichen Peak und ein Überschwingen danach, wohingegen der in Rot eingezeichnete Peak ein entgegengesetztes Verhalten hat, wodurch sich die Auffälligkeit vor dem Peak bei einem, aus beiden Peaks zusammengesetzten Normpeak (Abb. 5.3) gerade aufhebt. Die Auffälligkeit nach dem Peak wird dabei vermindert.

Rohdaten: Neben dem Fitten in den differenzierten Daten wurden auch Fits in den Rohdaten gemacht, um etwaige Fehler durch Differenzieren, Filtern oder Ähnliches auszuschließen. Prinzipiell findet hier das gleiche Vorgehen statt wie in den differenzierten Daten. Die Fitgrundlage bildet hierbei der Ansatz, dass die langperiodische Schwingung, die auf dem Signal

liegt, linear genähert wird. Deren Steigung wird in den 600 Kanälen vor dem eigentlichen Ereignis berechnet. Die eigentliche Stufe wird als Ladevorgang eines Kondensators aufgefasst und wird mit einem exponentiellen Abfall beschrieben⁷ (Abb. 5.1). Nach dem Laden entlädt sich der Kondensator mit einem exponentiellen Anstieg. Aus diesen Annahmen resultiert folgende Formel:

$$\begin{aligned}
 & o_1 + o_2 \cdot x && \text{lin. Teil vor der Kante} \\
 + \Theta(b - x) \cdot (1 - \Theta(x - Max)) \cdot u_1 \cdot \left(e^{\lambda_1(b-x)} - 1 \right) && \text{exp. Abfall (Kante)} \\
 + \Theta(Max - x) \cdot o_3 \cdot e^{\lambda_2(Max-x)} && \text{exp. Anstieg} \\
 && \text{mit} \\
 o_3 = u_1 \left(e^{\lambda_1(b-Max)} \right) && (5.3)
 \end{aligned}$$

Wie sich im Laufe der Entwicklung herausgestellt hat, ist die Annahme, dass der Anfängliche Verlauf durch die Ladekurve eines Kondensators bestimmt, nur teilweise gegeben. Wie in 5.2.1 beschrieben wird der Signalverlauf an dieser Stelle hauptsächlich durch die PIN-Diode bestimmt. Diese erzeugt ein mit der deponierten Energie linear ansteigendes Signal. Welches mit dem Entladen des, im Vorverstärker befindlichen, Kondensators abflacht. Dennoch liefert der angenommene exponentielle Verlauf gute Werte, da dieser so gefittet wird, dass er näherungsweise linear ist.

Um den Untergrund genügend gut herauszurechnen, ist hier der Fitbereich für eine Ereignis mit $12 \mu s$ wesentlich größer als der entsprechende Bereich in den differenzierten Daten. Sollten hier mehrere Ereignisse in einem Fitbereich liegen, so werden diese, wie auch in den differenzierten Daten, gemeinsam gefittet. Die wesentlichen Informationen aus den Fits sind die Höhe der Kante, die über den Spannungsabfall am Detektor zu der in ihm deponierten Energie proportional ist und der Anfang der Kante welches zusammen mit dem Kontrollsignal die Ankunftszeit des Ereignisses markiert.

Im Laufe der Entwicklung des Auswertungsalgorithmus wurde die Entscheidung gefällt nur die Informationen der Ankunftszeit und Energie aus den differenzierten Daten zu nutzen. Diese Entscheidung war hauptsächlich auf die Übersensibilität des Rohdatenfits auf eine zu hohe Anzahl von gefundenen Peaks begründet. Zudem hat der Fit in den Rohdaten keine signifikant bessere Zeit- und Energieauflösung geliefert.

Teilweise kann es bei großen Peaks bedingt durch Rauschen vorkommen, dass der Peak-Search-Algorithmus neben dem Peak noch einen weiteren, in der Flanke auftretenden, Peak findet. Bei beiden Methoden werden zwei Fits gemacht. Der Unterschied besteht darin, dass der Fit in den differenzierten Daten einen kleinen Peak im Rauschen und einen großen Peak erkennt, während der Fit in den Rohdaten oftmals zwei ähnlich große Kanten erkennt. Dies geschieht falls die Kante des Peaks zwei unterschiedliche Steigungen aufweist. Diese Fehlinterpretation äußert sich darin, dass große Signale wie z. B. die des Pulsers im Energiespektrum kleiner dargestellt werden und dafür bei kleineren Energien mehrere „neue“ Ereignisse auftreten.

Ein positiver Nebeneffekt ist, dass die Analyse durch das Weglassen des Rohdatenfits wesentlich schneller abläuft, da durch dessen deutlich größeren Fitbereich die Minimierung des Fittes aufwendiger ist, als bei den differenzierten Daten.

⁷Da das Signal einen negativen Verlauf hat ist hier der Ladevorgang ein exp. Abfall, analog dazu der Entladevorgang ein exp. Anstieg.

5.3.2 Bedienung

Die Steuerung des Programms geschieht über die Kommandozeile. Es werden 5 Übergabeparameter erwartet. Der Erste ist die Ausgabedatei. Der Zweite wird für die Eingabedateien verwendet. Da dies üblicherweise mehr als eine Datei ist, wird hier eine Formatierung erwartet, wie die Dateien vom Programm zu finden sind. Dies ist üblicherweise:

Pfadname/Name.Zahlenformat.txt Das Zahlenformat wird wie beim c-Befehl „printf“ verwendet. Die nächsten zwei Parameter beziehen sich auf den Bereich, der analysiert werden soll. In dem angegebenen Pfad werden alle Dateien bearbeitet, die mit dem Namen übereinstimmen und deren Zahl zwischen den angegebenen Grenzen liegt. Der letzte Parameter gibt eine Schwelle an, über der die Peaks liegen müssen, um als solche erkannt zu werden. Mit einem optionalen sechsten Parameter wird das Programm angewiesen ein binäres Datenformat einzulesen.

Beispielsweise analysiert die Eingabe:

„./Auswertung Ausgabe.dat Data/test.%07d.dat 42 9552 0.06“ alle Dateien im Verzeichnis „Data“ die „test.*.dat“ heißen mit * zwischen 0000042 und 0009552. Die Ausgabe wird in die Datei „Ausgabe.dat“ geschrieben.

Neben der reinen Datenanalyseversion wird mit „make display“ eine Version erstellt, die den zuletzt analysierten Datensatz grafisch ausgibt, siehe 5.5. Hiermit kann z. B. überprüft werden, ob es Probleme mit den Fits gibt oder ob die Schwelle richtig gesetzt ist. Die Parameterübergabe bei dieser Version ist identisch zu der reinen Analyseversion.

5.3.3 Ausgabe

In der beim Programmaufruf angegebenen Datei wird für jeden Fit eine neue Zeile angelegt, in der folgende Parameter des Fits abgespeichert werden.

Spalte 1: Puffer-Nummer des Ereignis.

Spalte 2: Dies ist ein Relikt aus vorherigen Versionen und wird auf Grund der Kompatibilität mit weiteren Analyseprogrammen mit 0 aufgefüllt.

Spalten 3-7: 5 Parameter des Peaks im differenzierten Spektrum (siehe 5.3.1)

Spalte 8: Maximum des Fits.

Spalte 9: Position des Maximums im Puffer.

Spalte 10: Fläche des Fits (Offset wird zu 0 verschoben).

Spalte 11: FWHM des Fits.

Spalte 12: Wert an der Stelle des gefundenen Peaks.

Spalte 13: Position des gefundenen Peaks.

Spalte 14: Summe über alle Bins im gefitteten Bereich.

Spalte 15: Maximum des Kontrollsignals aufgenommen im zweiten FADC-Kanal.

Spalte 16: Position dessen Nulldurchgangs.

Spalte 17: Position dessen Maximums.

Spalte 18: Durchschnittswert des Puffers im zweiten Kanal.

Spalten 19-23: Die Fehler der 5 Fitparameter.

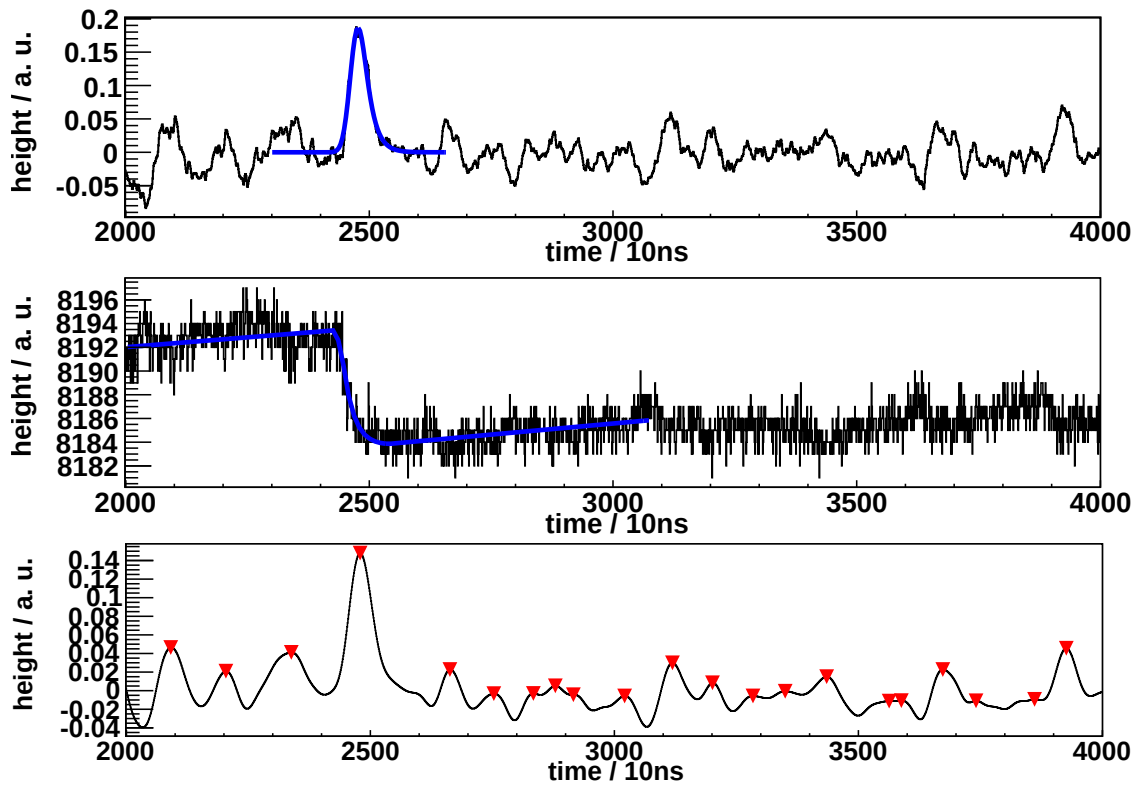


Abbildung 5.5: Grafische Ausgabe der Analyse (Zoom auf den relevanten Bereich): Das oberste Spektrum zeigt die differenzierte Zeitreihe, die Rohdaten sind in der Mitte zu sehen und unten ist ein vom Peak-Search-Algorithmus erzeugtes Spektrum aus den differenzierten gefilterten Daten zu sehen, welches zur Erkennung der Peaks verwendet wird. Die blauen Linien zeigen die Fits, während die roten Dreiecke die gefundenen Peaks andeuten, Peaks deren Höhe unterhalb einer eingestellten Schwelle (hier 0,06) ist werden ignoriert.

5.3.4 Funktionalität

Um eine Aussage über den Abstand von zwei trennbaren Signalen zu machen wird hier eine Messung mit einer UV-Diodenpulsdauer von $30\ \mu\text{s}$ und einer angelegten Spannung von $6,6\ \text{V}$ ausgewertet.

Das Programm trennt bei einem Abstand von $\Delta t = (755 \pm 20)\ \text{ns}$ $68,3\%$ der Elektronenergebnisse voneinander. Diese werden separat auf ihre Energie- und Ankunftszeitinformation hin analysiert. Dies wird deutlich in Abb. 5.6. Diese minimale Differenz ist durch die obere Filterfrequenz von $1\ \text{MHz}$ bedingt. Die Abschätzung des minimalen Abstandes zwischen zwei Ereignissen folgt über das Verhältnis der Messwerte zum Fit in Abb. 5.6. In dem relevanten Bereich um $0,683$ wird dieses Verhältnis durch eine Gerade genähert. Der Punkt, an dem die Gerade einen Funktionswert von $0,683$ hat, ist Δt . Der Fehler errechnet sich über den Fehler der Messwerte, der mit dem in der Zählstatistik üblichen Fehler $\sqrt{n}$ angenommen wurde und

der Äquivalenz $d\Delta t = \frac{1}{\frac{df(\Delta t)}{d\Delta t}} df(\Delta t)$, wobei $\frac{df(\Delta t)}{d\Delta t}$ der Steigung der Geraden und $df(\Delta t)$ dem Fehler am Punkt Δt entspricht.

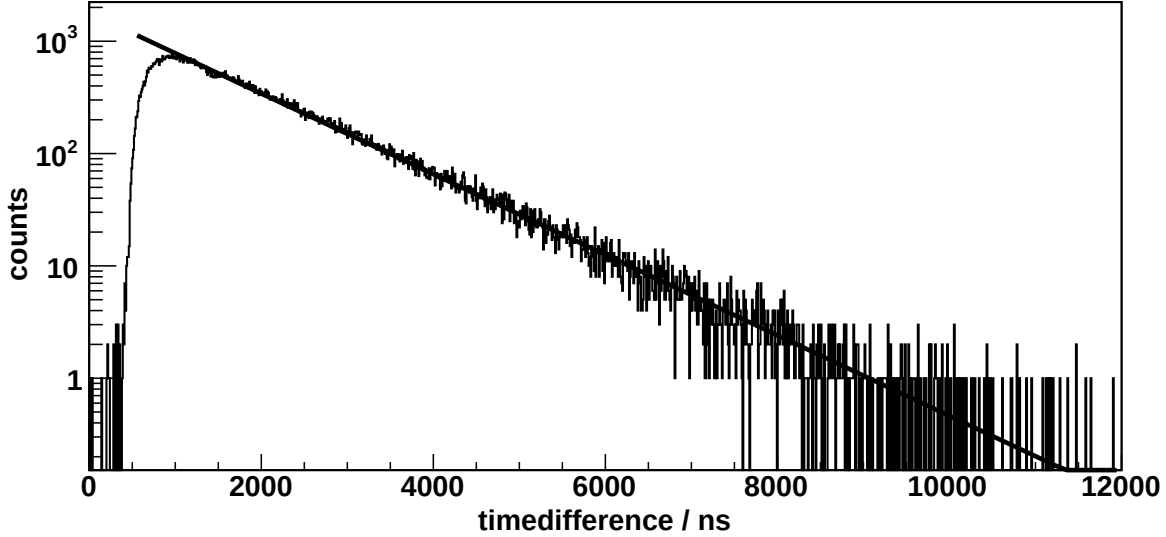


Abbildung 5.6: Zeitdifferenz zwischen zwei Ereignissen: Die Abbildung zeigt die Zeitdifferenz zwischen zwei Ereignissen, die innerhalb eines Puffers aufeinander folgen. Bei einer Diodenpulslängen von $30 \mu\text{s}$ und einer angelegten Spannung von $6,6 \text{ V}$. Der Fit gibt eine exponentielle Steigung von $(-0,826 \pm 0,003) \frac{1}{\mu\text{s}}$ wieder. Durch die obere Filterfrequenz von 1 MHz werden Signale mit einem Abstand von unter $1 \mu\text{s}$ als Pileup-Ereignisse zusammengefasst. Mit einem Abstand von $(755 \pm 20) \text{ ns}$ können $68,3 \%$ aller Ereignisse getrennt werden.

Wie für nicht korrelierte UV-Photonen und damit unabhängig voneinander emittierte Photoelektronen zu erwarten ist, vergleiche dazu [Kno99], verhält sich die Verteilung der Zeitdifferenzen zwischen zwei aufeinander folgenden Elektronenereignissen wie eine Exponentialfunktion. Aus deren Steigung von $(-0,826 \pm 0,003) \frac{1}{\mu\text{s}}$ lässt sich mit dem Kehrwert eine durchschnittliche Zeit zwischen zwei Ereignissen von $(1210 \pm 4) \text{ ns}$ berechnen.

Daraus berechnet sich eine durchschnittliche Anzahl von Elektronen pro UV-Diodenpuls von $(24,79 \pm 0,08)$. Das in Abschnitt 5.4.1 erläuterten Verfahren, der Abzählung der Ereignisse im Energiespektrum, liefert einen Wert von $25 \pm 0,5$ Elektronen pro UV-Diodenpuls und stimmt damit sehr gut mit dem ersten Wert überein. Das Verfahren über die Bestimmung der Durchschnittlichen Zeit zwischen zwei Ereignissen, bietet bei hohen Ereignisraten viele Verteile, da die Unsicherheiten bei der Bestimmung der durchschnittlichen Elektronenzahl pro UV-Diodenpuls geringer sind.

Das Programm ist in der Lage auch Messungen mit vielen detektierten Elektronen auszuwerten. Abb. 5.7 zeigt dies exemplarisch an Hand einer Messung mit einer Pulsdauer der Diode von $30 \mu\text{s}$, die durchschnittliche Anzahl der Elektronen pro UV-Dioden-Puls liegt in dieser Messung bei $24,79$. Die Schwierigkeit hierbei ist die hohe Anzahl von Elektronen, die produziert werden. Da die steigende Flanke eines Signals nicht komplett weggefiltert wird, verursacht diese in dem negativen differenzierten Signal einen Überschwinger geringer als Null. Dieser fällt, wie in Abschnitt 5.3.1 gezeigt, in $(50 \pm 7) \mu\text{s}$ auf $\frac{1}{e}$ seiner maximalen Höhe ab. Bei vielen aufeinander folgenden Elektronensignalen akkumulieren sich die jeweiligen

Überschwinger. Hierdurch kommt es effektiv zu einem Abfall der Basislinie in den differenzierten Daten. Da in der Analyse von einer konstanten Basislinie ausgegangen wird, führt dies zu einer scheinbaren Verkleinerung der Peakhöhe der gefundenen Peaks, abhängig von der vergangenen Zeit seit dem Anfang des Diodenpulses (Siehe Abb. 5.8). Des Weiteren tritt eine Art Sättigung bei den Pilups auf. Deren Energie wird mit steigender Ankunftszeit im Vergleich zu den Einfach-Elektronenereignissen zu klein detektiert.

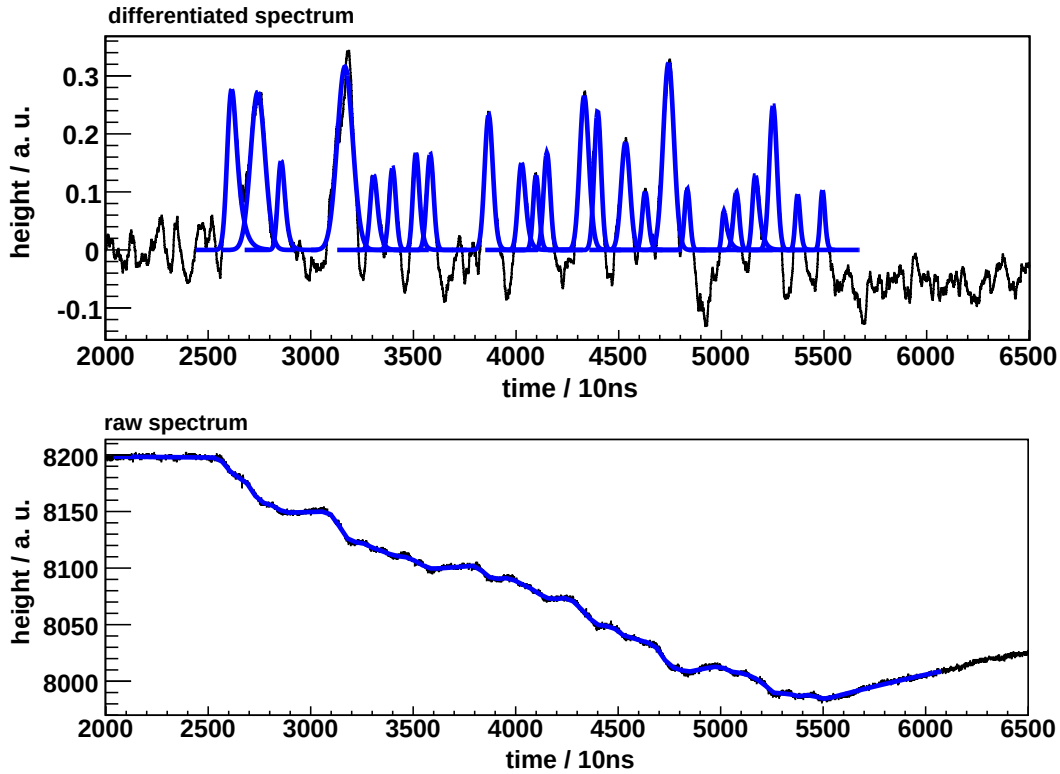


Abbildung 5.7: Zeitverhalten für einen Datensatz mit $30\mu s$ UV-Diodenpulsdauer: Oben ist der Fit in den differenzierten Daten gezeigt. Mit steigender Ankunftszeit werden nur noch die oberen Teile der Peaks gefittet, da es zu einem Abfall der Basislinie kommt. Unten ist der Fit in den Rohdaten gezeigt.

Daher sind zwei Korrekturen vorzunehmen. Zum Einen muss das gesamte Energieband abhängig von der Ankunftszeit angehoben werden, zum Anderen muss es abhängig von der detektierten Energie gestreckt werden. Die folgende Formel behebt die beiden Mängel.

$$E_k(t, E_u) = (t - A) \cdot (a + E_u(t) \cdot b) + E_u(t) \quad (5.4)$$

Die Energie E_k bezeichnet die korrigierte Energieinformation, die, um ein konsistentes Bild zu erhalten, einer Messung mit wenigen Elektronen pro Puls entspricht, entsprechend enthält die Energie mit dem Index u die unkorrigierte Information. t ist die Ankunftszeit des Ereignis im Puffer und A der Zeitpunkt, an dem die ersten Elektronen detektiert werden. a und b sind Parameter, die es zu bestimmen gilt. Hierzu wird durch das Band der Einfach-Elektronenereignisse sowie für das des ersten Pilups jeweils eine Gerade gefittet, wodurch zwei verschiedene $E_u(t)$ bestimmt sind. Durch die Informationen aus zwei Bändern resultieren die beiden folgenden Gleichungen ($i=1,2$) für einen Zeitpunkt t :

$$E_{k_i}(t, E_{u_i}) = (t - A) \cdot (a + E_{u_i}(t) \cdot b) + E_{u_i}(t), \quad (5.5)$$

wodurch a und b bestimmt sind. Die Korrektur ist im unteren Teil von Abb. 5.8 zu sehen.

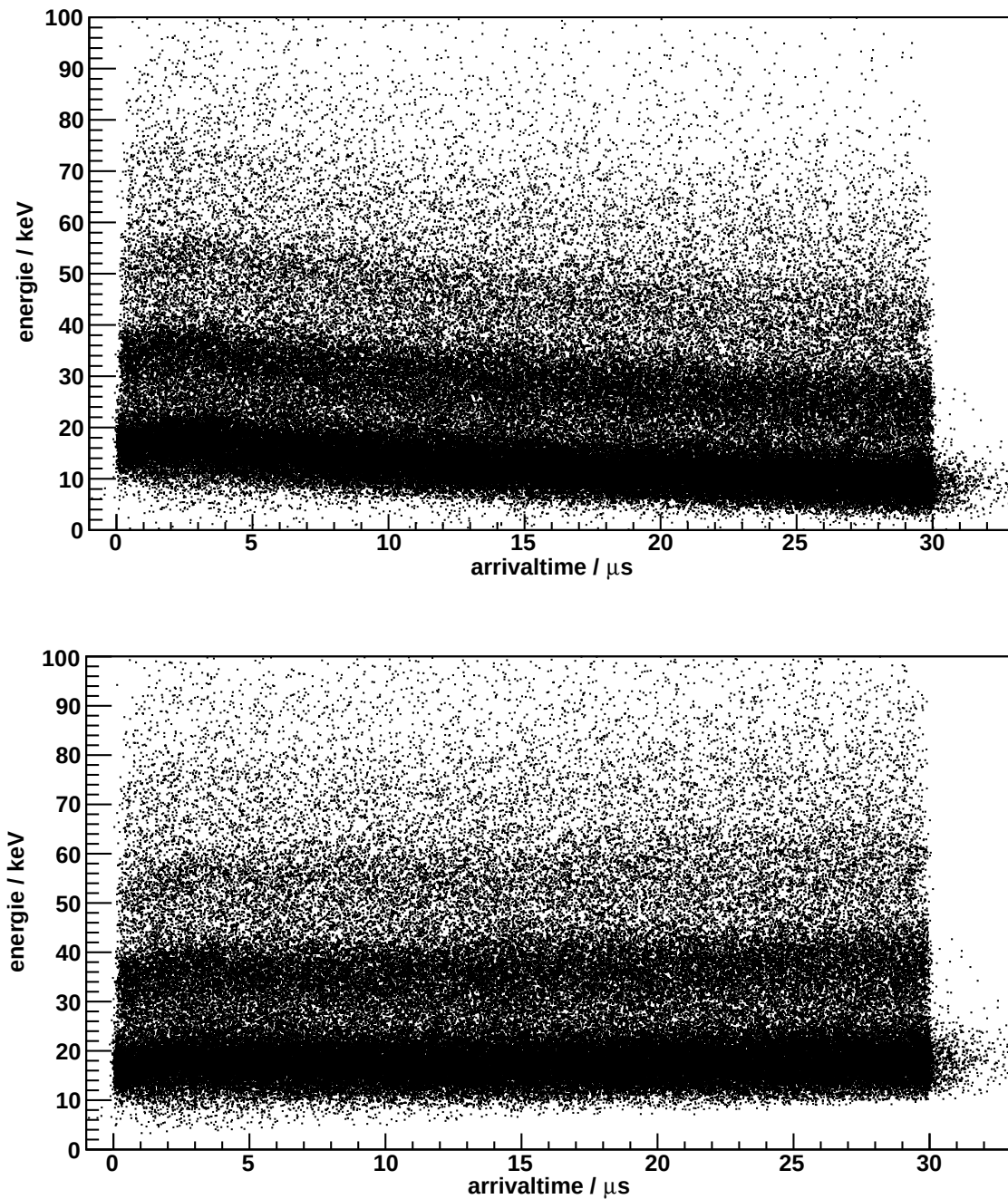


Abbildung 5.8: Ankunftszeiten für einen Datensatz mit $30\mu\text{s}$ UV-Diodenpulsdauer: In der unteren Abbildung wurden die Daten gemäß Gl. 5.4 so korrigiert, dass der Abfall der Energie, die in der Analyse ermittelt wurde (oben), behoben wurde.

Das Analyseprogramm bestimmt die Ankunftszeit der Ereignisse mit einer Auflösung im Bereich von 170 ns unabhängig von der Energie, d. h. unabhängig davon, ob es sich um Einfach- oder Mehrfach-Elektronenereignisse handelt. Dies ist in Abbildung 5.9 zu sehen. Hier wurde die Photodiode mit einer Pulsdauer von 100 ns und einer angelegten Spannung von 7,6 V betrieben. Das heißt, die Ankunftszeit ist auf einen Bereich von 100 ns beschränkt. In der

Projektion auf die Zeitachse ist zu sehen, dass dieser Bereich eine Halbwertsbreite von 170 ns aufweist wobei der Fehler bei etwa 20 ns liegt. Dies zeigt die Grenze der Zeitbestimmung auf. Die Abschätzung der Auflösung durch den Vergleich von zwei verschiedene Zeitbestimmungsmethoden (siehe Abschnitt 5.3.1) liefert einen Wert in der Größenordnung von 140 ns und bestätigt damit den vorherigen Wert, da Korrelationen zwischen den Zeitbestimmungsmethoden die dadurch bestimmte Zeitauflösung vermindert haben könnten.

Die Abweichung von einer Gaußform bei höheren Ankunftszeiten ist durch eine unterschiedliche Flugzeit auf Grund einer Energieunschärfe bei der Emission der Elektronen zurück zu führen. Die Flugzeitunterschiede werden höher je geringer die Überschussenergie ist. Näheres dazu ist in Abschnitt 5.4.2 zu finden. Da die Quelle der Elektronen diese nahezu senkrecht emittiert, ist nicht zu erwarten, dass eine Verbreiterung auf Grund von, durch unterschiedliche Emissionswinkel entstehenden, Unterschieden in den Flugwegen der Elektronen, auftritt.

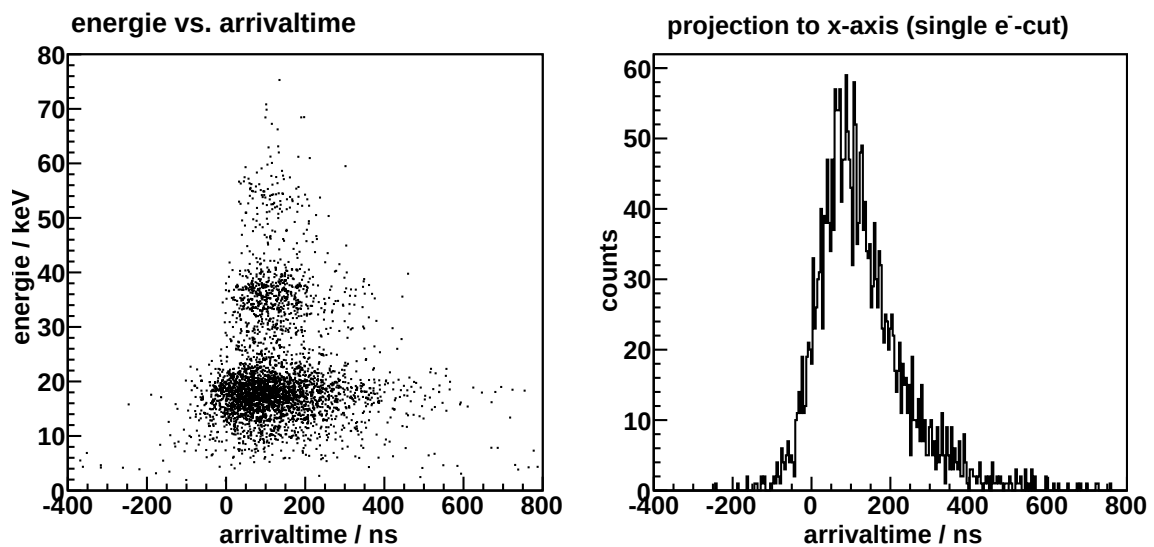


Abbildung 5.9: Ankunftszeiten für einen Datensatz mit 100ns UV-Diodenpulsdauer: Links ist die gefittete Energie der Ereignis gegen die gefittete Ankunftszeit in einem Scatterplot aufgetragen. Die einzelnen Energiebereiche sind gut zu trennen. Rechts ist eine Projektion der Einfach-Elektronenereignisse (zwischen 8 keV und 25 keV) auf die Zeitachse gezeigt. Die Halbwertsbreite des Verteilung beträgt etwa (170 ± 20) ns

Mit Hilfe der Parameter der Fits lassen sich unterschiedliche Ereignisformen gut voneinander trennen. So wurde während mancher Messungen ein Pulssignal zusätzlich zu dem Messsignal aufgenommen. Es ist nicht zu erwarten, dass der Pulser die exakt gleiche Form wie die zu messenden Signale hat. Tatsächlich hat sich im Laufe der Auswertung herausgestellt, dass die Pulssignale im differenzierten Spektrum bei gleicher Energie eine geringere Halbwertsbreite haben als die Messsignale (siehe Abb. 5.10). Dass es sich bei der Häufung im oberen Bereich tatsächlich um Pulssignale handelt ist daran zu erkennen, dass diese im Gegensatz zu den Elektronen-Signalen nicht mit den Kontroll-Signal aus dem zweiten FADC-Kanal korreliert sind. Eine weitere Evidenz dafür, dass es sich tatsächlich um Signale des Pulsers handelt, ist, dass die Frequenz der Pulse zusammen mit der Pulsfrequenz der Diode eine Schwebung hervorruft, weswegen die Pulse sich nicht auf alle gemessenen Puffer gleichmäßig verteilen, sondern Häufungen auftreten. Durch den Umstand, dass die Pulssignale ein Verhältnis zwischen Pulsfläche zu Halbwertsbreite haben, welches verschieden ist

zu dem der Elektronen-Signale, ist es möglich sie mit einem Hilfs-Programm heraus zu filtern und die weitere Analyse ohne Beeinflussung durch den Pulsor fortzuführen. Bei hohen Ereignisraten besteht die Möglichkeit, dass sieben oder mehr Elektronen zusammen ein Pilup-Ereignis bilden welches eine Gesamtenergie in dem Bereich der Pulsersignale haben. Dennoch kann das Signal des Pulsers auf Grund seiner geringeren Halbwertsbreite ausgefiltert werden.

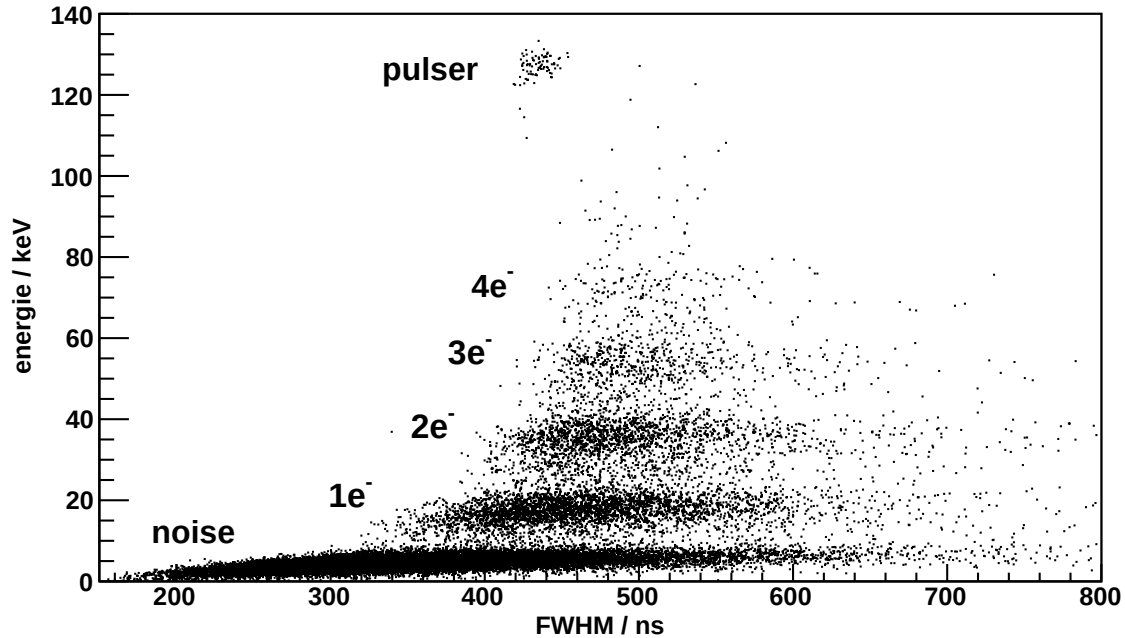


Abbildung 5.10: Energie gegen FWHM; 300ns Datensatz: Der unterste Bereich besteht aus Rauschereignissen. Der oberste Häufungspunkt wird durch die Pulsersignale gebildet. Diese Signale sind durch geringe Halbwertsbreiten den anderen gegenüber ausgezeichnet.

5.4 Ergebnisse

5.4.1 Energiespektrum

Zur Charakterisierung des Spektrometers ist es notwendig, die Transmission der Elektronen abhängig von der Retardierungsspannung des Spektrometers zu kennen. Zu diesem Zweck wird die Zählrate zu den einzelnen Retardierungsspannungen benötigt. Diese ist kurz vor dem Ende der Transmission leicht zu bestimmen, da es auf Grund der geringen Zählrate zu wenigen bis gar keinen Pilups mehr kommt und so einfach nur die Einfach-Elektronenereignisse abzüglich des Rauschens gezählt werden müssen. Komplizierter wird es, wenn das Spektrometer in Transmission und die UV-Diode mit einer hohen Spannung betrieben wird. Hier entstehen viele Pilups, die entsprechend gewichtet werden müssen. Zudem sind die verschiedenen Pilups nicht klar getrennt. Um eine definierte Grenze zwischen den Peaks zu bekommen werden im Energiespektrum eines Retardierungsschritts jeweils zwei Peaks zusammen gefittet. Das Minimum des Fits zwischen den Peaks dient als Grenze. Auf Grund der Rückstreuung am Detektor und dem damit verbundenen Energieverlust der Elektronen ist zu erwarten, dass es sich nicht um reine Gauß-Verteilungen bei den Peaks im Spektrum handelt. Auf

Grund dieses Energieverlustes wird angenommen, dass die einzelnen Peaks im Energiespektrum näherungsweise durch einen exponentiellen Anstieg gefaltet mit einem Gauß beschrieben werden, was zu der folgenden Formel für die zu erwartende Zählrate führt:

$$C(x) = \frac{h}{2} \cdot e^{\frac{1}{\sigma_2} \cdot \left(-a+x+\frac{\sigma_1^2}{2\sigma_2}\right)} \cdot \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{1}{\sqrt{2} \cdot \sigma_1} \cdot \left(a - x - \frac{\sigma_1^2}{\sigma_2}\right)\right)\right) \quad (5.6)$$

Diese Formel stimmt mit der der Fits in den differenzierten Daten (Formel 5.2) bis auf den Unterschied, dass die exponentielle Verbreiterung hier vor dem Peak ist, überein.

Für die Bestimmung des Minimums und somit einer Grenze zwischen zwei benachbarten Peaks werden jeweils zwei dieser Peaks zusammen gefittet. Die Fitfunktion hierfür besteht aus der Summe der Fitfunktionen der einzelnen Peaks. Die Startparameter für die Minimierung der Funktion sind die Parameter der Einzelfits. Sind einzelne Peaks nicht mehr von einander trennbar, so wird die Grenze zwischen den Peaks aus den vorherberechneten Grenzen interpoliert. Dies beruht auf der Annahme, dass es sich bei diesen Peaks um Pileup-Ereignisse handelt, womit deren Energie ein vielfaches der Energie der Einfach-Elektronenereignisse ist und die einzelnen Peaks somit äquidistant zueinander liegen. In diesem Fall liegen näherungsweise auch die Grenzen zwischen den Peaks äquidistant zueinander. Um die Anzahl der in dem Spektrum detektierten Elektronen zu bestimmen, werden die Inhalte der Bins in den zuvor ermittelten Grenzen aufsummiert und mit der Anzahl der zu dem jeweiligen Pileup-Ereignis beigetragenden Elektronen multipliziert.

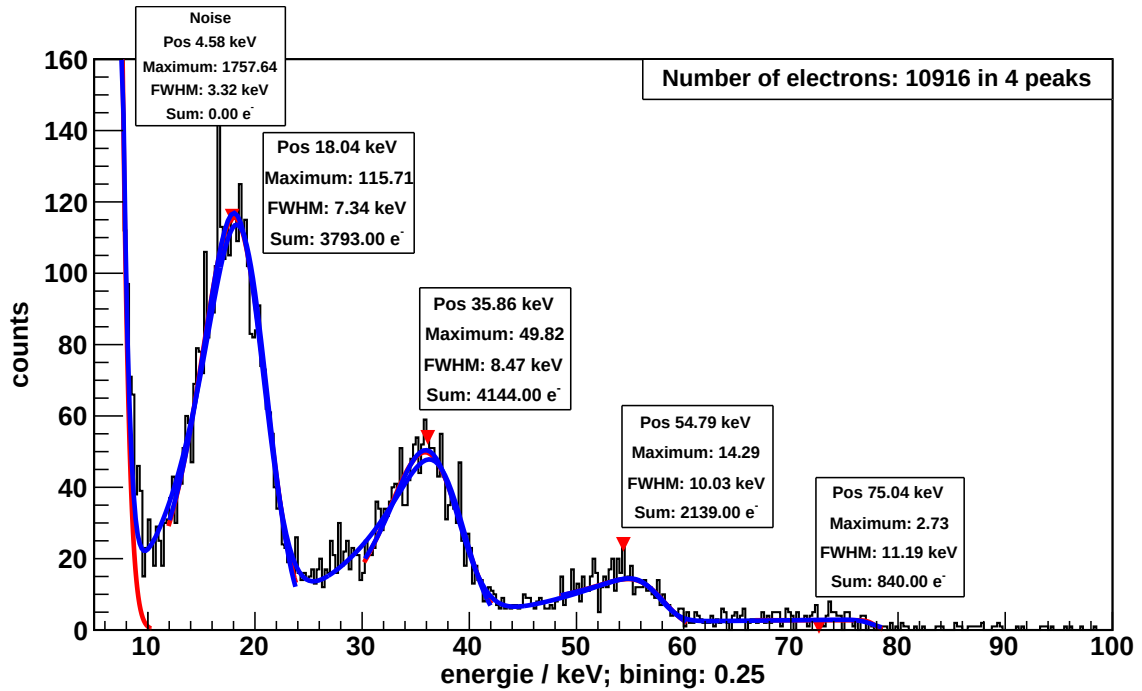


Abbildung 5.11: Energiespektrum: Das Spektrum zeigt Rauschen und verschiedene Peaks. Der Erste ist den Einfach-Elektronenereignissen zugeordnet, die mit einer eingestellten Energie von 18 keV (Beschleunigungsspannung im Experiment) detektiert werden. Alle anderen Peaks sind Pileup-Ereignisse und somit Vielfache des Ersten. Eine grobe Energieeichung wurde über die Beschleunigungsspannung von -18 keV erreicht. Auf Grund der Ladung der Elektronen haben diese im Detektor eine Energie von etwa 18 keV. Die Pileups haben entsprechend Vielfache davon.

Gerade bei hohen Ereignisraten birgt das Verfahren zur Zählung der Gesamtzahl der Elektronen eine hohe Unsicherheit, da die einzelnen Pilups nicht mehr eindeutig von einander getrennt werden können.

Die Ereignisse unter 10 keV im gezeigten Spektrum (Abb. 5.11) sind dem Rauschen zugeordnet. Dies wird erkennbar unter Betrachtung der detektierten Ankunftszeiten der einzelnen Ereignisse. Diese sind gleichmäßig über den gesamten Puffer verteilt, während die Ereignisse mit Energien oberhalb von 10 keV in einem lokalisierten Bereich, abhängig von der Diodenpulsdauer, hier 300 ns, gehäuft sind. Da es sich bei dem ersten Peak um Ereignisse mit nur einem Elektron handelt, ist daran zu erkennen, dass die detektierte Energie der Pilups, die in den weiteren Peaks liegen, ganze Vielfache der Energie des ersten Peaks sind. Die Annahme, dass es sich bei dem Peak auch um ein Pilup von z. B. zwei Elektronen handelt, führt zu der Aussage, dass immer nur Vielfache des ersten Pilups detektiert werden. In dem Beispiel also nur eine gerade Anzahl von Elektronen, da es keine halbzahligen Vielfachen des Peaks gibt. Auf Grund der Detektionswahrscheinlichkeit des Detektors für Elektronen, die ungleich eins ist, ist dieser Fall ausgeschlossen, da es mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit möglich ist, dass von vier ankommenden Elektronen nur drei detektiert werden, wodurch es zu Peaks zwischen den ganzzahligen Vielfachen des ersten kommen müsste, was nicht beobachtbar ist, womit es sich bei dem ersten Peak um Einfach-Elektronenereignisse handeln muss.

5.4.2 ToF-Spektrum

Das ToF-Spektrum ist eine weitergehende Analyse der, an Hand des Peak-Finde- und Fit-Programms gefundenen, Elektronen-Ereignisse. Die ausführliche Auswertung hierzu mit dem hier beschriebenen Programm ist in [Val09] zu finden.

Zur Erzeugung eines ToF-Spektrums werden, wie auch für eine Transmissionskurve, Messungen mit verschiedenen Spektrometerspannungen gemacht. Die UV-Diode wird mit einer Pulslänge von 200 ns und einer angelegten Spannung von 7,6 V betrieben, da diese Pulslänge der erreichten Auflösung entspricht. Für die Auswertung wird die Anzahl der Elektronen gegen deren Ankunftszeit nach dem Diodenpuls aufgetragen, wie in Abb. 5.9. Bei hoher Transmission mit hohen Überschussenergien kann die mittlere Ankunftszeit durch einen Gauß-Fit bestimmt werden, da für kurze Diodenpulsdauern < 300 ns die Verteilung durch die Auflösung der Methode und nicht durch die Unsicherheit der Startzeit bestimmt ist. Zudem machen sich kleine Unschärfen in der Startenergie nicht bemerkbar. Dies ändert sich für Bereiche nahe der Transmissionkante. Die Verteilung erhält eine Verbreiterung zu höheren Flugzeiten, siehe Abb. 5.12. Weicht die Verteilung von der Gauß-Form ab, so wird das Mittel der Verteilung für die Flugzeit genommen.

Die Abweichung von der Gauß-Form wird teilweise durch die Linienbreite der UV-Diode erklärt. Diese hat eine Halbwertsbreite von ± 15 nm um das zentrale Maximum von 265 nm und transmittiert damit in einem Energiebereich von 4,5 eV bis 4,8 eV. Zudem weist die Stahlplatte, aus der die Elektronen emittiert werden, auf der Oberfläche Unebenheiten auf, so dass die Austrittsarbeit nicht konstant ist und eine weitere Energieverbreiterung von $\lesssim 0,2$ eV verursacht. Eine weitere Verbreiterung resultiert aus den Unterschiedlichen Pfaden, die die Elektronen durch das Spektrometer nehmen, da das Analysepotential nicht überall gleich ist. Diese geringen Energieunterschiede machen bei kleinen Überschussenergien einen Flugzeitunterschied von mehreren μ s aus, wie an Hand von 5.13 zu sehen. Eine genaue Beschreibung ist in [Val09] zu finden.

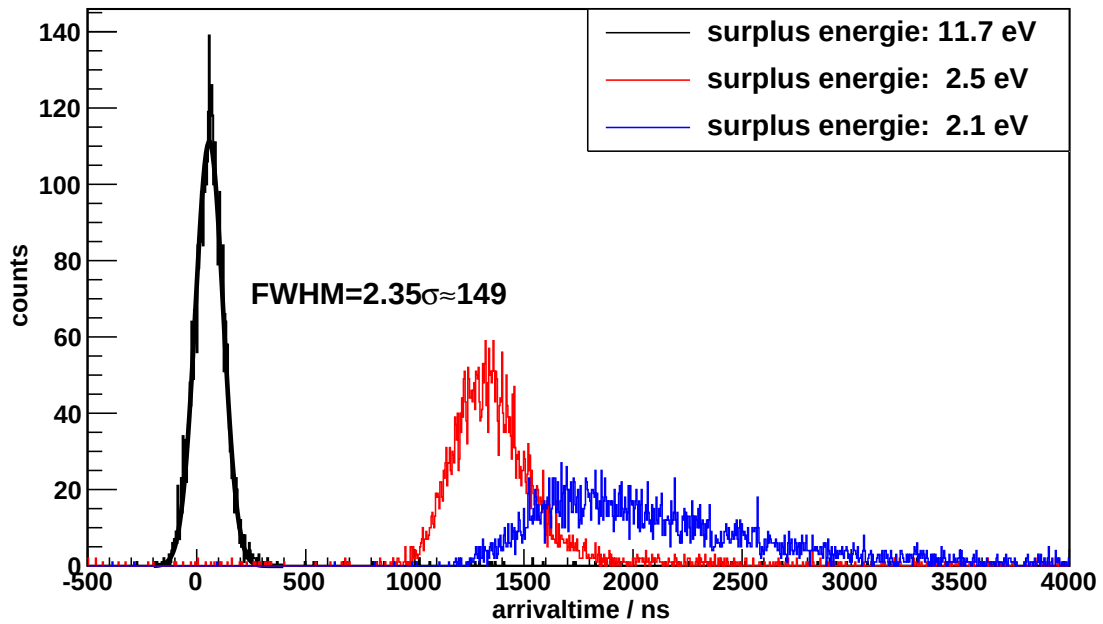


Abbildung 5.12: Ankunftszeit der Elektronen bei verschiedenen Überschussenergien: Je geringer die Überschussenergie ist desto höher ist die Flugzeit. Die Ankunftszeitverteilung bei großen Energien kann durch einen Gaußfunktion beschrieben werden (links im Bild: $t_0 = (57 \pm 1)$ ns und $\sigma = (63,3 \pm 0,7)$ ns). Bei kleinen Energien wird die anfängliche Energieverteilung relevant. Aus ihr resultieren unterschiedliche Flugzeiten der Elektronen, wodurch es zu einer asymmetrischen Verbreiterung der Ankunftszeit kommt (rechts im Bild). Die UV-Diode hatte bei diesen Messungen eine Pulsdauer von 200 ns.

In Abb. 5.13 ist eine ToF-Kurve und ihr berechneter Verlauf zu sehen. Hier ist eine deutliche Abhängigkeit zu erkennen, in dem die Flugzeit länger wird, je geringer die Überschussenergie wird. Wie die Berechnung zeigt machen sich erst bei kleinen Überschussenergien Verbreiterungen in der Emissionsenergien bemerkbar. Die Berechnung mit einer Verbreiterung von $\sigma_{energie} = 0,2$ eV stimmt am besten mit den Messdaten überein. Diese Breite stimmt mit den zuvor diskutierten Energieverbreiterungen überein. Für eine detaillierte Auswertung ist in [Val09] nachzuschlagen.

Die Transmissionskurve in Abb. 5.14 zeigt ihren typischen Verlauf. Allerdings ist hier die Breite der Kante nicht durch die Spektrometerauflösung gegeben. Diese führt bei einer isotropen Emission monoenergetischer Elektronen mit den gegebene Spektrometereinstellungen zu einer Breite von 1,5 V. In Abb. 5.13 ist diese jedoch schmaler. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Elektronen nicht isotrop, sondern mit einer schmalen Winkelverteilung von etwa $0,3^\circ$ emittiert werden. Daher ist die Breite des Transmissionsanstiegs nicht durch die Spektrometerauflösung, sondern durch die Energieverbreiterung der emittierten Photoelektronen gegeben und kann durch einen fit mit einer Errorfunktion bestimmt werden. Die gefittete Transmissionskurve mit einer Gaußbreite $\sigma_{energie} = 0,21$ eV zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten. Sie bestätigt zudem das Ergebnis der ToF-Analyse (vergleiche 5.13). Gemäß den obigen Überlegungen wird für den Fit vorausgesetzt, dass die Elektronen senkrecht zur Stahlplatte emittiert werden. Es ist ebenfalls gut zu erkennen, dass die Messdaten nicht durch die analytisch berechnete Transmissionfunktion für eine Spektrometerauflösung von 1,5 eV unter der Annahme einer monoenergetischen Elektronenquelle beschrieben werden

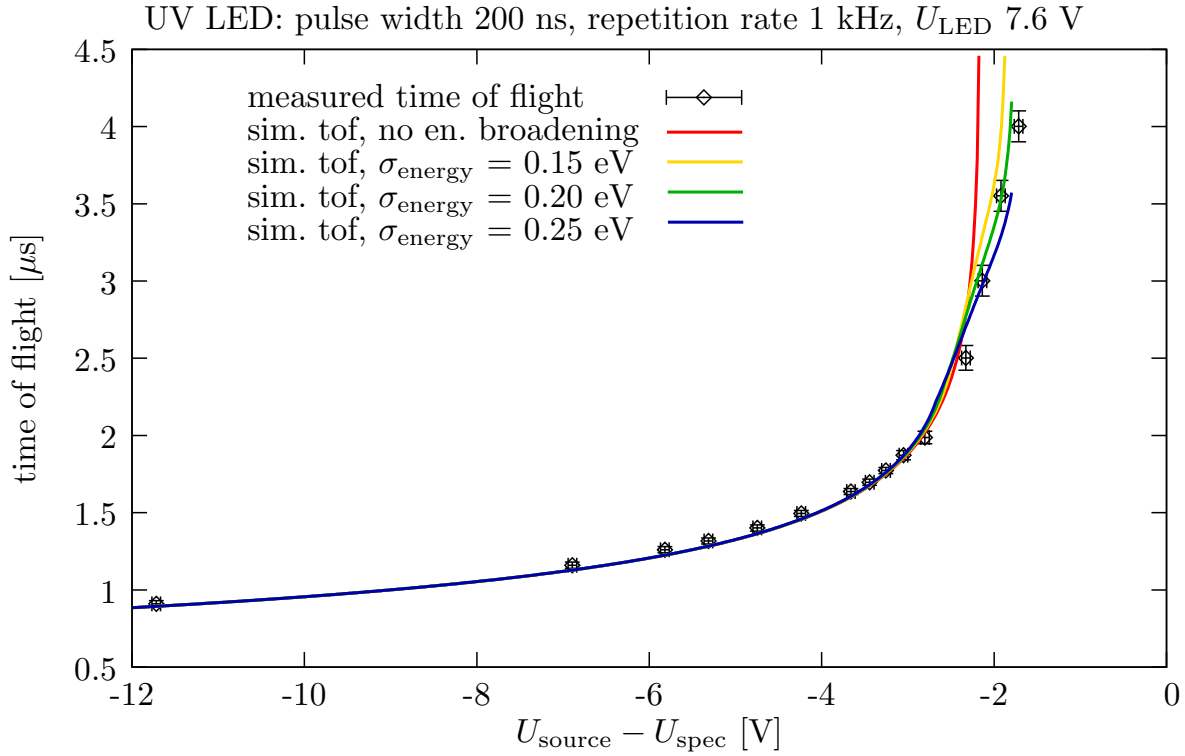


Abbildung 5.13: Flugzeitspektrum: Zu erkennen ist die Flugzeit, die mit sinkender Überschussenergie stärker werdend ansteigt. Die durchgezogenen Kurven sind die Ergebnisse einer Berechnung der ToF mit unterschiedlichen Verbreiterungen der Startenergie. Die beste Übereinstimmung liegt bei der Verbreiterung um 0,2 eV. Bei diesen Messungen wurde das Spektrometer mit einer Auflösung von 1,5 eV eingestellt. Die UV-Diodenpulsbreite war 200 ns und sie wurde mit einer Spannung von 7,6 V betrieben. Für eine genauere Darstellung siehe [Val09]. Die Abbildung ist aus [Val09]

können.

In Abb. 5.14 ist auffällig, dass die Transmissionskurve ihren Fußpunkt nicht bei einer Überschussenergie von 0 eV hat, sondern um $-1,5$ eV verschoben ist. Dass diese Verschiebung nicht nur bei dieser Messung auftritt, lässt auf einen nicht berücksichtigten systematischen Fehler schließen. Es besteht die begründete Vermutung, dass es sich bei dieser Verschiebung um eine Kombination von zwei Effekten handelt. Zum Einen wurde die Unsicherheit bei der Bestimmung der Spannung an der Stahlplatte U_{source} bei der Darstellung in Abb. 5.14 nicht berücksichtigt (die Fehlerbalken der Energiewerte geben lediglich die Kurzzeitstabilität der Spannung, jedoch nicht die Absolutkalibration wieder). Zum Anderen kann eine mögliche Differenz der Austrittsarbeit zwischen der Stahlplatte und dem Spektrometer eine zusätzliche Verschiebung verursachen. (Vergleiche Diskussion in [Val09].)

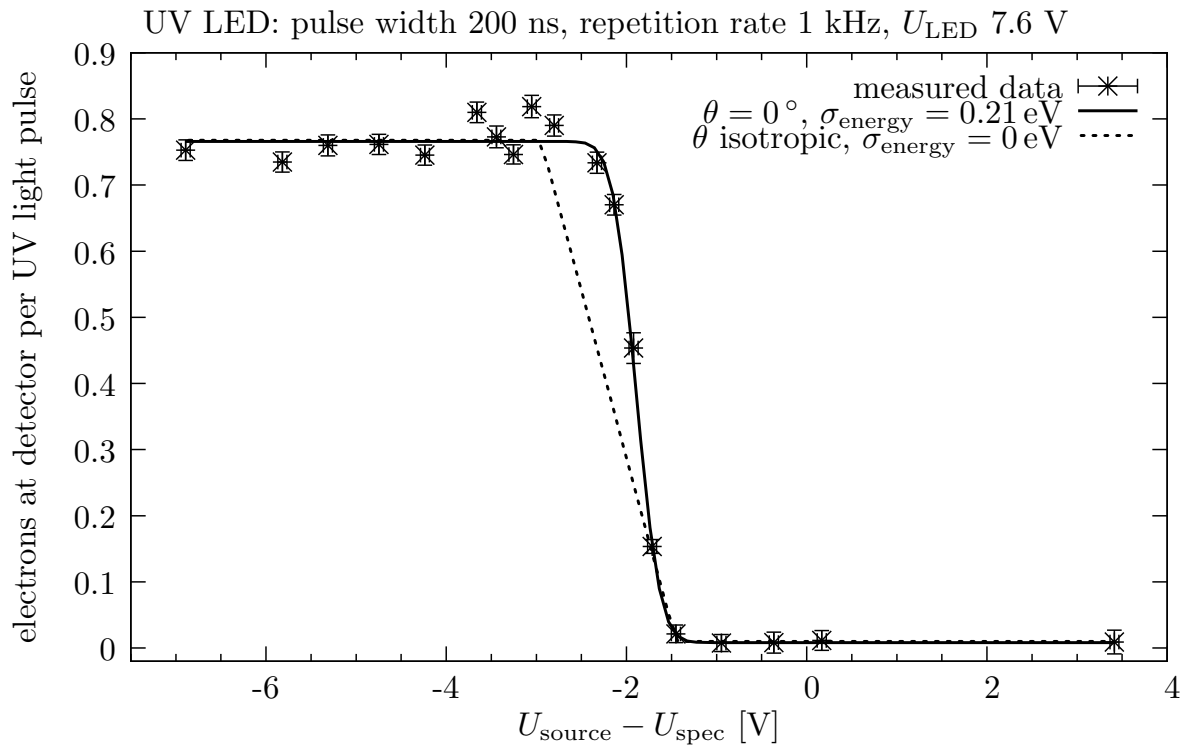


Abbildung 5.14: Transmissionskurve: Die Kurve ist aus den gleichen Datensatz wie in 5.13 erzeugt. Für eine isotrop emittierende Elektronenquelle ist die zu erwartende Verteilung gestrichelt eingezeichnet. Die gemessene Kurve ist jedoch deutlich schmäler und zeigt eine abweichende Form. Die durchgezogene Kurve, die gut mit den Messdaten übereinstimmt, ist mit senkrecht emittierten Elektronen mit einer Energieverbreiterung von $\sigma_{\text{energie}} = 0,21 \text{ eV}$ gefittet worden. Diese Breite passt gut mit der aus der ToF-Analyse überein. Die Abbildung ist aus [Val09].

5.5 Zusammenfassung

Die DAQ nimmt zuverlässig die im Detektor erzeugten Signale der UV-Photodioden auf. Die so aufgenommenen Daten werden zunächst gefiltert, um das Rauschen und die langperiodische Schwingung, auf der das Signal liegt, zu minimieren. Als nächstes wird das gefilterte Signal differenziert, damit die im Detektor entstehenden Spannungsanstiege mit Hilfe eines Peak-Finde-Algorithmus gefunden werden können. Um die Zeit und Energieinformation zu erhalten, werden die gefundenen Peaks gefittet und in Ereignislisten abgespeichert. An dieser Stelle ist es möglich die ermittelten Ereignisse weiter zu filtern und so z. B. Pulssignale zu entfernen und die Energie der Ereignisse bei UV-Diodenpulsen mit einer hohen Anzahl von Elektronen zu korrigieren.

Die Ereignislisten bilden die Grundlage für weitergehende Analysen. Ausgehend von den daraus erzeugten Energiespektren, in dem die Energie der Einfach-Elektronenereignisse mit einer Halbwertsbreite von 7,3 keV bei einer Energie von 18 keV bestimmt wird, ist es durch Zählen der detektierten Elektronen in Abhängigkeit vom Retardierungspotential möglich, eine für die Energieverbreiterung der Elektronenquelle charakteristische Transmissionskurve aufzunehmen. Wird die Zeitinformation der Ereignisse betrachtet, so kann deren Flugzeit abhängig vom Retardierungspotential bestimmt und so ein ToF-Spektrum erzeugt werden. Die Flugzeit einzelner Elektronen wird dabei mit einer Auflösung von ≈ 170 ns bestimmt.

Die Emission der UV-Diode in einem Energiebereich von etwa 0,3 eV und eine Energieverbreiterung durch die Austrittsarbeit aus der Stahlplatte von $\lesssim 0,2$ eV erzeugt eine deutliche Verbreiterung bei der Messung der Ankunftszeit bei geringen Überschussenergien.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

6.1 MiniPET Experiment

Mit dem MiniPET Aufbau ist es gelungen mit einfachen Mitteln und einem modernen Datenaufnahmesystem ein Demonstrationsexperiment für eine PET zu verwirklichen. Dem MiniPET stehen nur 8 Detektoren zur Verfügung. Um dennoch eine gute Auflösung zu gewährleisten ist es nötig den Quellbereich während der Messung mehrmals zu drehen um so eine Rotation des Detektors um die Quelle zu verwirklichen und damit eine größere Zahl von Detektoren zu simulieren. Noch während der Messung werden die Daten ausgewertet und ein Bild der gemessenen Aktivitätsverteilung wird erstellt. Der Nutzer kann dabei aus verschiedenen Filteralgorithmen wählen um das Bild zu bearbeiten.

6.1.1 Weitergehende Möglichkeiten des Aufbaus

Um eine höhere Auflösung zu erreichen sind verschiedene Verbesserungen möglich. Zunächst kann in der Software die Analyse der Signale verbessert werden. Bisher wird noch nicht ermittelt, wann genau die Signale in den Puffern aufgenommen worden sind. Durch das Festlegen eines kleinen Zeitintervalls in der Software in dem die zwei Annihilationsquanten detektiert werden müssen kann das jetzige Hardware Intervall von $10,24 \mu\text{s}$ deutlich verringert und so der Untergrund durch zufällige Koinzidenzen reduziert werden.

Um die Detektionszeitpunkte der Annihilations-Quanten noch genauer ermitteln zu können ist ein Verstärker nötig, der auf die Signalfrequenz der schnellen BGO-Kristalle zugeschnitten ist. Falls dieser auch die Energieinformation verbessert, wäre es möglich in einem kleineren Energieintervall um 511 keV nach koinzidenten Signalen zu suchen. Dies unterdrückt solche Ereignisse, deren Information auf den Ursprung durch Comptonstreuung verloren gegangen ist.

Ein Schritt, der, neben einer möglichen Verbesserung der Auflösung, einen weiteren Lerninhalt bietet, ist die Entwicklung einer iterativen Rekonstruktionsmethode. Heutzutage werden in der PET vornehmlich dieses Verfahren angewandt.

Eine größere Änderung im Hardware-Aufbau liegt in einer Neupositionierung der Detektoren. In Betracht kommt eine Anordnung, in der 1 Detektor 7 Detektoren gegenübersteht. Diese können wie im jetzigen Aufbau auf dem gleichen Kreisradius um den Mittelpunkt des Detektors aufgebaut werden. Der Vorteil von diesem Konzept ist, dass die Quelle unter mehr

Winkeln als im jetzigen Aufbau gemessen wird. Die Auflösung sollte dabei steigen. Der Nachteil liegt darin, dass es dann nicht mehr möglich sein wird die Aktivitätsverteilung der Quelle mit nur zwei um 90° gedrehten Quellenanordnungen zu messen.

Ein weiterer möglicher Schritt ist die Automatisierung der Drehung der Quelle. Dies bringt in erster Linie eine Erleichterung der Messung mit sich da die manuelle Drehung in regelmäßigen Abständen entfällt. Es ist denkbar, dass auch eine Verbesserung der Auflösung eintritt, da durch die Automatisierung ohne größeren Aufwand kleinere Schritte in der Drehung der Quelle und damit eine größere Anzahl von Messungen möglich sind.

6.2 Photoelektronenspektroskopie

In der zweiten Anwendung, der Photoelektronenspektroskopie, ist die Datenaufnahme direkt mit dem Vorverstärker des Mainzer Neutrinomassenspektrometers verbunden gewesen. Die von einer UV-Diode erzeugten Photoelektronensignale im Vorverstärker, mit wenigen mV Amplitude bei einzelnen Elektronen, wurden an der Auflösungsgrenze des FADCs aufgenommen. Durch eine digitale Filterung und mit Hilfe von Fits der Signale ist es gelungen, die relevante Energie und Zeitinformationen zu extrahieren.

Die bei den Messungen erreichte zeitliche Auflösung einzelner Elektronen, mit einer Energie von 18 keV nahe des Rauschens, lag bei etw 170 ns. Der zeitliche Abstand zwischen zwei trennbaren Elektronenereignissen liegt bei (755 ± 20) ns. Diese Grenze ist hauptsächlich durch die obere Filterfrequenz von 1 MHz begründet.

Die Auswertung der Flugzeitdaten ergab einen deutlichen Anstieg der Flugzeit der Elektronen durch das Mainzer Spektrometer auf mehrere μ s, je geringer die Überschussenergie ist. Nahe der Transmissionskante ist es auf Grund der langen Flugdauer möglich auf geringe Energieunterschiede im 100 meV Bereich bei der Emission der Elektronen zurückzuschließen.

6.3 Zukünftige Messungen

Mit den hier vorgestellten Messungen konnte gezeigt werden, dass das Datenaufnahmesystem zusammen mit der dafür entwickelten Software in der Lage ist in Messungen eingesetzt zu werden, bei denen es auf eine hohe zeitliche Auflösung ankommt. Zudem kann es bei Messungen eingesetzt werden, bei denen es nötig ist die zeitliche Relation zwischen zwei, oder mehr Messgrößen zu erfassen, da das Messsystem zeitgleich bis zu 8 Signale aufnimmt und abspeichert.

Um flexibel für verschiedene Messungen eingesetzt zu werden wäre es wünschenswert konfigurierbare digitale Filter schon in der Online-Analyse zu integrieren.

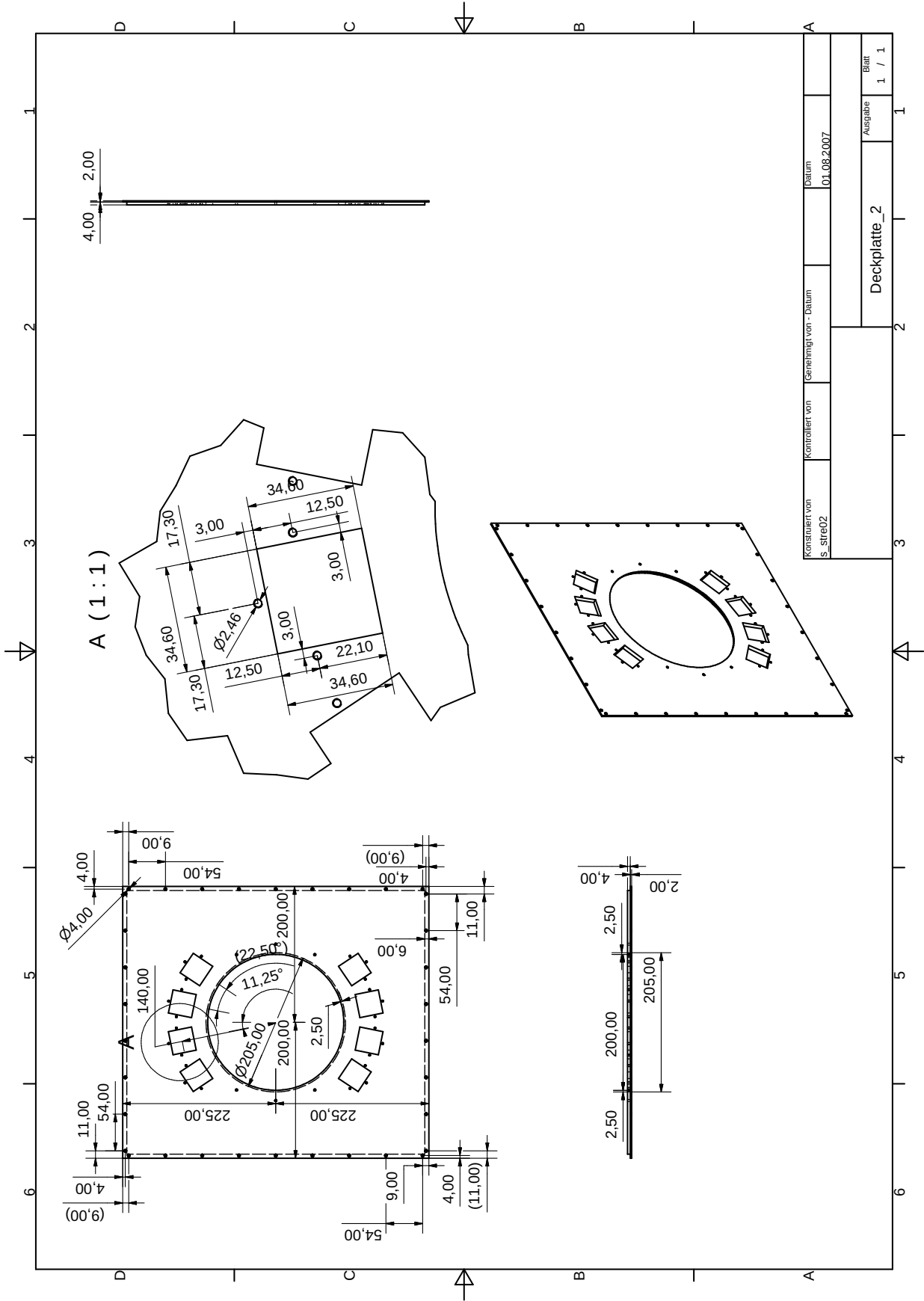


Abbildung A.2: Dekplatte des MiniPET

Abbildungsverzeichnis

1.1	Einfluss der Neutrinoruhemasse auf die Form des β -Spektrum (nach Fermi) .	4
1.2	Aufbau des KATRIN-Experiments	5
2.1	Zerfall von $^{22}_{11}\text{Na}$	8
2.2	Medizinischer PET-Scanner	10
2.3	PET Block Detektor	12
2.4	Szintillator- und Photomultiplier-Halterungen	13
2.5	Aufbau des MiniPET Experiments	14
2.6	Absorptionskoeffizient	15
3.1	Photomultiplier	18
3.2	Photomultipliersignal	18
3.3	Hauptverstärkersignal	19
3.4	SIS3301 FADC Modul	20
3.5	Wrap-Modus des FADC	21
3.6	FADC-Datenaquisitions-Software	23
3.7	Gemessenes Energiespektrum	24
3.8	Untergrundprozesse in der PET	25
3.9	Zusammenhang zwischen Sinogramm und kartesischem Koordinatensystem .	26
3.10	Radontransformation	27
3.11	Verlauf der Filterfunktionen	29
3.12	Filterwirkung auf ein Beispielbild	30
3.13	Auswirkung der Filter auf das rekonstruierte Bild	31
4.1	Aufbau des Mainzer MAC-E-Filters	35
5.1	Einzelner Rohdatenpuffer	40

5.2	Frequenzfilterung	42
5.3	Normpeak der differenzierten Daten	45
5.4	Aufspaltung des Normpeaks in zwei Gruppen	46
5.5	Grafische Ausgabe der Analyse	49
5.6	Zeitdifferenz zwischen zwei Ereignissen	50
5.7	Zeitverhalten für einen Datensatz mit $30\mu\text{s}$ UV-Diodenpulsdauer	51
5.8	Ankunftszeiten für einen Datensatz mit $30\mu\text{s}$ UV-Diodenpulsdauer	52
5.9	Ankunftszeiten für einen Datensatz mit 100ns UV-Diodenpulsdauer	53
5.10	Energie gegen FWHM; 300ns Datensatz	54
5.11	Energiespektrum	55
5.12	Ankunftszeit der Elektronen bei verschiedenen Überschussenergien	57
5.13	Flugzeitspektrum	58
5.14	Transmissionskurve	59
A.1	BGO-Halterung des MiniPET	63
A.2	Dekplatte MiniPET	64

Literaturverzeichnis

- [Abd94] J. N. Abdurashitov et al. (SAGE Kollaboration): *Results from SAGE (The Russian-American gallium solar neutrino experiment)*, Phys. Lett. B **328** (1994) 234
- [Ahm01] Q. R. Ahmad et al. (SNO Kollaboration): *Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by ^8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 071301
- [Alu94] E. Alui et al. (K2K Kollaboration): *Evidence for Muon Neutrino Oscillation in an Accelerator-Based Experiment*, Phys. Rev. Lett. **94** (1994) 081802
- [Ang04] J. Angrik et al. (KATRIN Kollaboration): *KATRIN Design Report 2004*, FZK Scientific Report 7090, <http://www-ik.fzk.de/katrin>
- [Ans92] P. Anselmann et al. (GALLEX Kollaboration): *Solar neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso*, Phys. Lett. B **285** (1992) 376
- [Arl09] H. Arlinghaus, Diplomarbeit: *Investigation of the muon-induced secondary electron background in the KATRIN experiment*, Inst. f. Kernphysik, Universität Münster, 2009 (in Vorbereitung)
- [Arp08] C. Arpesella et al. (Borexino Kollaboration): *First real time detection of ^7Be solar neutrinos by Borexino*, Phys. Lett. B **658** (2008) 101
- [Bon99] J. Bonn, L. Bornschein, B. Degen, E.W. Otten, Ch. Weinheimer: *A high resolution electrostatic time-of-flight spectrometer with adiabatic magnetic collimation*, NIM A **421** (1999) 256
- [Bru97] R. Brun, F. Rademakers: *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*. In: Proceedings AIHENP 1996 Workshop, Lausanne 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A **389** 1997 81
- [Che06] S. Cherry; M. Dahlbom: *PET – Physics, Instrumentation, and Scanners* In (Phelps, M. E. Hrsg.): Springer Verlag, ISBN 978-0-387-32302-2, New York (2006)
- [Dav68] R. Davis, D. S. Harmer, and K. C. Hoffman: *Search for neutrinos from the sun*, Phys. Rev. Lett. **20** (1968) 1205
- [Egu03] K. Eguchi et al. (KamLAND Kollaboration): *First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance*, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 021802
- [Fer34] E. Fermi: *Versuch einer Theorie der β -Strahlung*, Z. Phys. **88** (1934) 161

- [Gul00] M. Guler et al. (OPERA Kollaboration): Proposal für das OPERA Experiment: *An appearance experiment to search for $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ oscillations in the CNGS beam*, (2000), <http://operaweb.lngs.infn.it/>
- [Han01] V. Hannen: *A high precision study of polarized proton scattering to low lying states in ^{11}B* In: PhD thesis, Kernfysisch Versneller Instituut Groningen (2001)
- [Hir89] K. S. Hirata et al. (Kamiokande Kollaboration): *Observation of ^8B solar neutrinos in the Kamiokande-II detector*, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 16
- [Hoe99] A. Hoegl, Fachverband für Strahlenschutz e.V.: *Daten und Fakten zum Umgang mit Radionuklieden und zur Dekontamination in Radionuklidlaboratorien* (1999)
- [Hos06] J. Hosaka et al. (Super-Kamiokande Kollaboration): *Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-I*, Phys. Rev. D **73** (2006) 112001
- [Kno99] G. Knoll: *Radiation Detection and Measurement*. Third Edition. In John Wiley & Sons, Inc. (1999)
- [Kom08] E. Komatsu et al. (WMAP Kollaboration): *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation*, Preprint arXiv:0803.0547v2 (2008)
- [Kra05] C. Kraus, B. Bornschein, L. Bornschein, J. Bonn, B. Flatt, A. Kovalik, B. Ostrick, E.W. Otten, J.P. Schall, T.Thümmel, C. Weinheimer: *Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium β decay*, Eur.Phys.J.C **40** (2005)
- [Lar06] M. Larobina, A. Brunetti and M. Salvatore, Small Animal PET: *A Review of Commercially Available Imaging Systems*, in Current Medical Image Reviews, **2** (2006) 187
- [Lob03] V. M. Lobashev: *The search for the neutrino mass by direct method in the tritium beta-decay and perspectives of study it in the project KATRIN*, Nucl. Phys. A **719** (2003) C153-C160
- [Mic06] D.G. Michael et al. (MINOS Kollaboration): *Observation of Muon Neutrino Disappearance with the MINOS Detectors in the NuMI Neutrino Beam*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 191801
- [NIST] National Institute of Standards and technology (NIST): *Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients*
- [Nud08] National Nuclear Data Center (NNDC): NuDat 2 database (2008) <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
- [Ott08] E. W. Otten, C Weinheimer: *Neutrino mass limit from tritium β decay*, Rep. Prog. Phys. **71** (2008) 086201
- [Pau30] W. Pauli, *Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereins-Tagung zu Tübingen* (datiert 4. Dez. 1930), wiedergegeben in: R. Kronig and V. Weisskopf (Eds.), Wolfgang Pauli, Collected Scientific Papers, Vol. 2, Interscience, New York (1964) 1316
- [Pic92] A. Picard et al.: *A Solenoid retarding spectrometer with high resolution and transmission for keV electrons*, NIM B**63** (1992) 345

- [Rei59] R. Reines and C. L. Cowan: *Free Antineutrino Absorption Cross Section. I. Measurement of the Free Antineutrino Absorption Cross Section by Protons*. Phys. Rev. **113** (1959) 273
- [Sch90] M. Schrader, Diplomarbeit: *Rauschoptimierung eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers für Halbleiterdetektoren und digitale Filterung des analogen Ausgangssignals*, Inst. f. Physik, Universität Mainz (1990)
- [Thü02] T. Thümmel, Diplomarbeit: *Entwicklung von Methoden zur Untergrundreduzierung am Mainzer Tritium- β -Spektrometer*, Inst. f. Physik, Universität Mainz (2002)
- [Val09] K. Valerius, Doktorarbeit: *Spectrometer-related background processes and their suppression in the KATRIN experiment*, Inst. f. Kernphysik, Universität Münster (vorauss. 2009)
- [Zwa98] F. Zwarts: *Nuclear Physics Data Acquisition*. In: KVI annual report, Groningen (1998) 95

Danksagung

Ich danke allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Insbesondere bedanke ich mich bei Prof. Dr. Ch. Weinheimer für die Leitung seiner Arbeitsgruppe deren Mitglied ich sein durfte. Des Weiteren danke ich ihm dafür, dass er, trotz seiner zahlreichen Verpflichtungen, wann immer ich ein Anliegen hatte, ein offenes Ohr hatte.

Bei Priv.-Doz. Dr. Khoukaz bedanke ich mich für die Übernahme des Korreferates.

Mein besonderer Dank gilt Dr. M. Beck und Dr. V. Hannen für die Betreuung während der Diplomarbeit.

Dr. Hannen danke ich für die Zusammenarbeit beim MiniPET Experiment.

Für die Zusammenarbeit bei den Messungen in Mainz, deren Auswertung ein maßgeblicher Teil dieser Arbeit ist, bedanke ich mich bei H. Arlinghaus, Dr. M. Beck, Dr. J. Bonn, B. Ostrick, K. Valerius und M. Zbořil.

Des Weiteren gilt mein Dank Dr. Beck und Dr. Hannen für die Durchsicht dieser Arbeit, sowie K. Valerius, die mir viele Fragen im Zusammenhang mit dieser Arbeit beantwortet hat.