

Fachbereich Physik
Institut für Experimentalphysik

Bachelorarbeit

Erweiterte Studien zur Charakterisierung eines Vorverstärkers für Driftröhren und Strawtubes

1. Gutachterin: Prof. Dr. Caren Hagner
2. Gutachter: Dr. Daniel Bick

Vorgelegt von:
Fritz Anton Nikolaus Tolkemitt, 7394830

Hamburg, den 05.12.2024

Zusammenfassung

Um Signale von Driftröhren und Strawtubes messen zu können, müssen diese mit einem Vorverstärker verstärkt werden. Eine Driftkammer-Elektronikschaltung könnte diese Aufgabe übernehmen. Der Vorteil dieser Schaltung sind die geringen Kosten gegenüber kommerziellen Pendants sowie die Anpassbarkeit der Schaltung für die jeweiligen Bedürfnisse der jeweiligen Driftröhren- und Strawtubeanwendung. Um den Vorverstärker in Form der Driftkammer-Elektronikschaltung zu charakterisieren, wurde ein Teststand mit einer Driftröhre aufgebaut. Eigenschaften des Verstärkers werden mit Hilfe von Signalen einer ^{55}Fe -Quelle aus der Driftröhre bestimmt. Störende Myonen können mit Hilfe eines Szintillatorsystems aus den Messdaten herausgefiltert werden. Die Experimente am Teststand ergaben die Anstiegszeit des Verstärkers sowie ein Driftzeitspektrum. Zudem wurde gezeigt, dass die Vorverstärkerschaltung nicht präzise genug arbeitet, um Driftröhren und Strawtubes auf Genauigkeit zu überprüfen.

Abstract

To measure signals from drift tubes and straw tubes, these signals must be amplified using a preamplifier. A drift chamber electronic circuit could fulfill this task. The advantage of this circuit lies in its lower cost compared to commercial counterparts and its adaptability to the specific needs of various drift tube and straw tube applications. To characterize the preamplifier in the form of the drift chamber electronic circuit, a test setup with a drift tube was constructed. The properties of the amplifier were determined using signals from a ^{55}Fe source within the drift tube. Disturbing muons were filtered out from the measurement data using a scintillator system. Experiments conducted at the test setup yielded the amplifier's rise time and a drift time spectrum. Furthermore, it was demonstrated that the preamplifier circuit does not operate with sufficient precision to accurately evaluate the performance of drift tubes and straw tubes.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
2	Theorie	11
2.1	Standardmodell	11
2.2	Driftröhren	13
2.2.1	Funktionsweise	13
2.2.2	Ionisierung	16
2.2.3	Elektrisches Feld	19
2.2.4	Driftzeit-Ort-Beziehung	20
2.2.5	Driftgas und Gasverstärkung	21
2.2.6	Photonen und Myonen in Driftröhren	22
2.3	Szintillatoren mit PMTs	24
2.4	Kosmische Strahlung	25
2.5	Elektroneneinfang	27
3	Experiment	29
3.1	Aufbau	29
3.2	Vorverstärker	33
3.3	Herleitung der Gasverstärkung	36
3.4	Gasversorgung	38
3.5	Elektronik	40
3.6	Verzögerung	41
3.7	Beschreibung der Messreihen	42
4	Auswertung und Ergebnisse des Experiments	43
4.1	Rauschen des Verstärkers	43
4.2	Vergleichsmessreihe	46
4.3	Messreihe zur Bestimmung der optimalen Hochspannung	47
4.4	Messung 4: Anstiegszeit und längere Messung der Gasverstärkung, Messung des Driftzeitspektrums	50
5	Zusammenfassung und Ergebnis der Arbeit	53
6	Anhang	55

1 Einleitung

In vielen Anwendungen der Teilchenphysik ist es von Interesse, die Flugbahnen geladener Teilchen experimentell zu bestimmen. Die Flugbahn kann zum Beispiel mit Driftröhren und Strawtubes bestimmt werden. Dafür müssen viele Driftröhren innerhalb von mindestens zwei Matrizen genutzt werden, welche in unterschiedlichen Röhrenrichtungen angeordnet sind. Dadurch können alle Raumachsen aufgelöst werden. Es ist dabei möglich, alle Driftröhren einzeln zu betreiben, sodass Ausfälle innerhalb des Systems von Driftröhren nicht gravierend sind.

Signale, welche aus Driftröhren stammen, sind sehr schwach, da diese durch wenige 10.000 Elektronen in der Driftröhre entstehen. Daher benötigt man zur Messung dieser Signale einen Vorverstärker, welcher die Signale auf ein messbares Level von einigen Einhundert mV verstärkt. Es wurde daher ein Vorverstärker mit einem Schaltplan aus dem Jahr 1989 und modernen Bauteilen entwickelt.

Nichtsdestotrotz kann dieser Vorverstärker weiter genutzt werden. Die Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Caren Hagner entwickelt beispielsweise für das Neutrinoexperiment ANNIE am Fermilab eine Apparatur aus Driftröhren. Bei ANNIE handelt es sich um einen 26 Tonnen schweren Cherenkovdetektor, welcher mit Gadolinium ergänztem Wasser befüllt ist [28]. Das Ziel ist die Entwicklung eines neuartigen Neutrinodetektors [28]. Die Driftröhren, welche für ANNIE entwickelt werden, könnten mit der Verstärkerschaltung getestet werden und es könnte überprüft werden, wie genau diese arbeiten. Zukünftige Projekte mit Driftröhren und Strawtubes könnten von der Verstärkerschaltung auf gleichem Wege profitieren. Um zu überprüfen, ob sich der Vorverstärker für diese Anwendungen eignen könnte, muss er charakterisiert werden. Dafür wurde ein Teststand mit einer älteren Driftröhre des Neutrinoexperiments OPERA aufgebaut, anhand dessen die Charakteristika der Verstärkerschaltung bestimmt werden sollen. Zudem soll bestimmt werden, ob der Verstärker im Zusammenspiel mit der Driftröhre optimal arbeitet. Dafür wird bestimmt, unter welchen Parametern die Driftröhre optimal arbeitet. Die Charakteristika sollen mit Hilfe einer ^{55}Fe -Quelle gemessen und bestimmt werden. Myonen, entstehend aus kosmischer Strahlung, würden einen Hintergrund bilden und sollen durch ein Szintillatorsystem markiert sowie aus den Messdaten herausgefiltert werden. Die wichtigste Kenngröße des Verstärkers ist die Anstiegszeit. Diese soll bestimmt werden, um den Verstärker zu charakterisieren. Mit Hilfe der Gasverstärkung und der Anstiegszeit soll anschließend überprüft werden, ob die Symbiose aus Driftröhre und Vorverstärker präzise arbeitet. Dafür wurde ein Zusammenhang entwickelt, welcher die Gasverstärkung, die Anstiegszeit sowie den Schwellenstrom umfasst. Zudem soll überprüft werden, ob es anhand dieses Aufbaus möglich ist, Driftzeitspektren aufzunehmen.

Im Kapitel 2 wird das grobe Verständnis für die physikalischen Begebenheiten von Leptonen und kosmischer Strahlung sowie der Detektoren dieser Arbeit vermittelt. Darauf folgend gibt es in Kapitel 3 einen Überblick über den Aufbau des Experiments zur Bestimmung der Charakteristika und Effizienz der Verstärkerschaltung. Zudem werden wichtige Zusammenhänge zur Bestimmung der Effizienz hergeleitet. In Kapitel 4 werden die Auswertung und Ergebnisse dieses Experiments dargestellt. Danach werden in Kapitel 5 diese Ergebnisse zusammengefasst und diskutiert, sodass eine Beurteilung über die Verstärkerschaltung getroffen werden kann.

2 Theorie

Im Folgenden wird die benötigte Theorie der Arbeit vermittelt, da ohne diese das Verständnis für sowohl die Charakterisierung des Vorverstärkers als auch für sonstige Komponenten des Experiments fehlt. Zuerst widmet sich die Arbeit dem Standardmodell der Elementarteilchenphysik sowie der Vorstellung einiger wichtiger Teilchen, was sich an der Quelle [1] orientiert. Danach werden die essentiellen Detektoren dieser Arbeit und kosmische Strahlung besprochen sowie Zerfälle angerissen.

2.1 Standardmodell

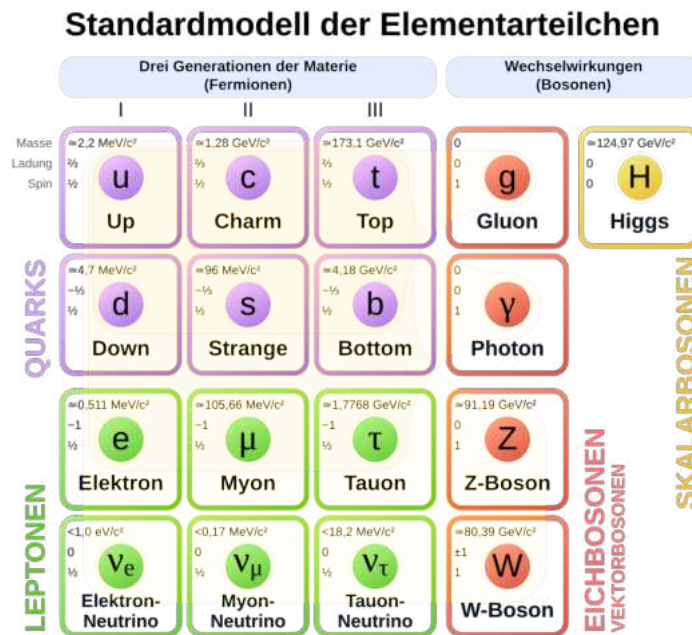


Abbildung 2.1: Graphische Darstellung des Standardmodells der Elementarteilchen [7].

Es beinhaltet alle Elementarteilchen in ihren jeweiligen Gruppen und Generationen sowie deren Masse in $[\frac{\text{MeV}}{c^2}]$, Ladung in $[e]$ und Spin in $[\hbar]$.

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik fasst die Theorien der elektroschwachen Wechselwirkung und der Quantenchromodynamik einheitlich zusammen. In Abbildung 2.1 sind die Teilchen des Standardmodells mit jeweiligen Massen, Ladungen und ihrem Spin abgebildet. Wie man erkennt, umfasst es drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen mit ihren jeweiligen Eichbosonen. Zu diesen gehören die elektromagnetische Wechselwirkung mit dem

2 Theorie

Photon γ , die schwache Wechselwirkung mit dem $W^\pm$ - und Z^0 -Boson und die starke Wechselwirkung mit dem Gluon g . Die Gravitation, welche die vierte fundamentale Wechselwirkung ist, ist nicht Inhalt des Standardmodells.

Die Wechselwirkungen des Standardmodells geben ihre Kräfte über Austauschteilchen weiter, den Eichbosonen. Diese koppeln an Eigenschaften, welche die Elementarteilchen besitzen. So koppelt das Gluon an die Farbladung der Quarks, das Photon an die elektrische Ladung der geladenen Teilchen und die W- und Z-Bosonen an die schwache Ladung. Neben den Eichbosonen und dem Higgs-Boson, welches im Standardmodell eine besondere Rolle spielt und in der Abbildung 2.1 gelb eingezeichnet ist, gibt es weitere Elementarteilchen, die Fermionen. Fermionen sind Spin-1/2-Teilchen und in zwei Gruppen aufgeteilt, den Leptonen und den Quarks. Diese lassen sich in drei Familien aufteilen. Zu den Leptonen gehören unter anderem die Elektronen e^- und Myonen μ^- , welche in dieser Arbeit eine hohe Relevanz besitzen. Neutrinos ν gehören auch zu den Fermionen, sind aber im Gegensatz zu allen anderen ungeladen. Zu den drei geladenen Leptonen existiert jeweils ein zugehöriges Neutrino mit dem passenden Neutrino-Flavour, also zum Elektron das Elektronenneutrino, zum Myon das Myonneutrino ν_μ und zum Tauon τ^- das Tauonneutrino ν_τ . Die Neutrinos wurden als masselos vorausgesagt [1], jedoch musste diese Hypothese im Zuge der Entdeckung der sogenannten Neutrinooszillation verworfen werden [1]. Die Neutrinooszillation beschreibt dabei den Vorgang, dass Neutrinos zwischen ihren Flavours wechseln können. Sie würde nicht existieren, wenn Neutrinos masselos wären.

Geladene Elementarteilchen haben zudem immer ein Antiteilchen, also der Masse und dem Spin identische Teilchen, welche unterschiedliche Quantenzahlen wie die Leptonenzahl oder die Ladung haben. So beispielsweise hat ein Elektron das Positron mit einer positiven Ladung. Bosonen haben derartig kein Antiteilchen, da sie Antiteilchen und Teilchen in einem sind. Zudem haben Neutrinos auch Antiteilchen, obwohl sie ungeladen sind.

Das Standardmodell ist ein enorm erfolgreiches Modell, da es sehr vieles vorausgesehen hat, was sich später experimentell nachweisen ließ. So beispielsweise die Entdeckung des Higgs-Bosons, welches in den 1960er Jahren von Peter Higgs vorgeschlagen wurde [2]. Experimentell konnte es zwischen 2012 [3] und 2013 [4] gefunden werden, wofür unter anderem Peter Higgs [5] den Nobelpreis zuerkannt bekam. Zudem wurde das Teilchen und das zugehörige Feld nach ihm benannt.

2.2 Driftröhren

Der erste der verwendeten Detektoren ist die Driftröhre. Die Driftröhre gehört zu den mit Gas gefüllten Detektoren und dient im Allgemeinen nicht der ausschließlichen Detektion von Teilchen, sondern der Vermessung der Teilchenspur. Im Folgenden werden die Funktionsweise sowie wichtige Kenngrößen der Driftröhre besprochen. Das folgende Kapitel orientiert sich am Buch *Teilchendetektoren* [6] sowie der Arbeit [9].

2.2.1 Funktionsweise

Die in diesem Versuch verwendete Driftröhre ist eine zylindersymmetrische Driftröhre mit einem Draht in der Mitte, wie bei einem Geiger-Müller-Zählrohr. Diese ist mit einem Gas gefüllt, dem sogenannten Driftgas. Nun wird zwischen dem Draht und der Außenhülle der Driftröhre eine hohe Spannung angelegt, welche sich auf ungefähr 2 kV beläuft. Es bildet sich ein elektrisches Feld zwischen jenem Draht, der Anode, und der Außenwand, der Kathode, aus. Wenn nun ein Teilchen, wie ein Myon, durch diese Röhre fliegt, ionisieren diese auf ihrem Weg Atome im Gas, wie es in Abbildung 2.2 dargestellt ist.

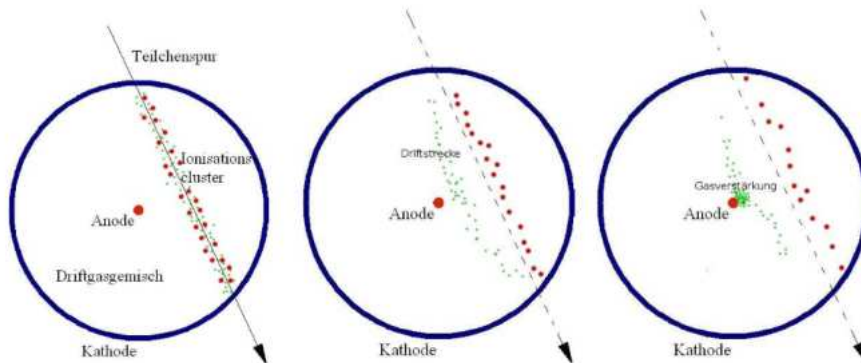


Abbildung 2.2: Schematische Abbildung des Drifts von Elektronen und Ionen nach Primärisierung durch ein Teilchen innerhalb einer Driftröhre [9].

Ein hochenergetisches Teilchen fliegt durch die Driftröhre und ionisiert Gasatome zu positiv geladenen Ionen (rot) und negativ geladenen Elektronen (grün). Die Ionen driften dann zur Kathode, welche die Außenhülle der Driftröhre ist, die Elektronen driften zum Anodendraht. Nahe des Anodendrahts kommt es zur Gasverstärkung, also zur Sekundärionisation der Elektronen.

Die ionisierten Teilchen driften zu ihrem jeweiligen Pol, dem entsprechend driften die ionisierten Gasatome zur Kathode und die nun freien Elektronen zur Drahtanode. In der Abbildung 2.2 kann man genau diese Vorgänge beobachten. Hierbei ist zu beachten, dass ein Myon oder anderes hochenergetisches, geladenes Teilchen Atome des Gases an seiner gesamten Strecke ionisiert, dessen Bestandteile dann zum Draht oder zur Röhrenwand driften.

Die Elektronen werden aufgrund des Gewichtsunterschieds zwischen Elektron und Ion schneller beschleunigt und kommen daher in der Regel auch früher an der Anode an als die Ionen an der Kathode. Je näher die Elektronen dem Anodendraht kommen, desto größer wird das

2 Theorie

elektrische Feld und umso höher wird ihre Energie. Wenn sie eine gewisse Energie überschreiten, können sie weitere Atome durch Streuprozesse ionisieren. So bildet sich pro ursprünglich erzeugtem Elektron eine Ladungslawine, wie es in 2.3 zu sehen ist. In dieser kann man schematisch erkennen, wie eine solche Lawine an Elektronen aussehen würde, welche aus einem Elektron entstanden ist. Zudem ist der Drift eines einzelnen Elektrons dargestellt.

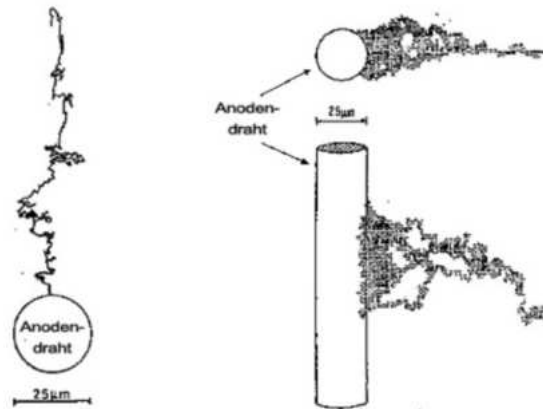


Abbildung 2.3: Monte-Carlo Simulation des Drifts eines einzelnen Elektrons [10].

Links ist der Drift eines einzelnen Elektrons simuliert, rechts ist die Lawinenbildung ausgehend von einem Elektron simuliert.

Die Elektronen, welche den Anodendraht als erstes erreichen, haben die kürzeste Strecke zum Anodendraht zurückgelegt. Diese Strecke ist die Größe, für welche man sich bei einer Driftröhre interessiert. Diese Driftstrecke beschreibt, in welchem Radius das Teilchen durch die Driftröhre geflogen ist. Daher möchte man die Driftzeit der Elektronen herausfinden, welche die Dauer der Zurücklegung des kleinsten Weges zum Draht angibt. Mit einer einzelnen Driftröhre kann man allerdings nicht die Spur eines Teilchens bestimmen. Daher ordnet man Driftröhren in einer Matrix übereinander an, sodass die Spur im Raum aufgelöst werden kann. Man benötigt zwei Matrizen von Driftröhren, welche man in einem unterschiedlichen Winkel zueinander anordnet. Diese beiden Matrizen lösen jeweils eine Achse im dreidimensionalen Raum auf. Nun kann man durch Zusammenführen der jeweiligen, aus den Driftradien entstandenen Driftkreise die Spur des Teilchens auflösen. Schematisch kann man diesen Vorgang in 2.4 beachten, da hier die aufgelöste Spur eines Teilchens durch die Driftröhre abgebildet ist. Zu beachten ist, dass, wie beschrieben, die abgebildete Lage zur vollständigen Auflösung des Teilchens nicht ausreichen würde, da das Teilchen an einem beliebigen Ort der Driftröhre auf der z-Achse durch die Driftröhre geflogen sein könnte. Die z-Achse liegt in Sichtrichtung des Betrachters, das bedeutet, sie läuft vom Betrachter in das Bild hinein.

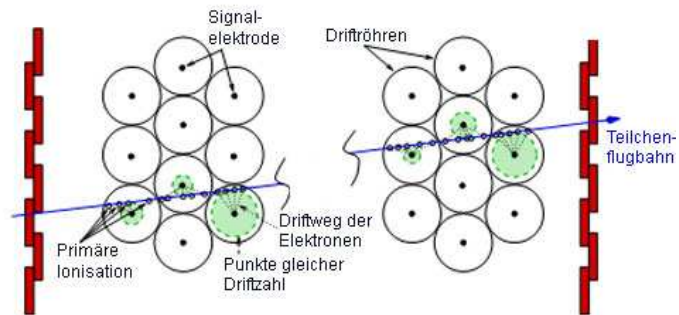


Abbildung 2.4: Schematische Abbildung des Drifts eines Teilchens durch eine Matrix an Driftröhren zur Rekonstruktion der Spur des Teilchens [11].

Die grünen Kreise sind die Driftkreise des Teilchens durch die nächste Ionisation eines Gasatoms zum Anodendraht, welcher in der Abbildung mit "Signal-elektrode" beschriftet ist.

2.2.2 Ionisierung

Die Teilchen, welche eine Driftröhre durchqueren, können bei diesem Durchgang Atome und Moleküle ionisieren. Wenn sie geladen sind, greift die Coulombwechselwirkung und der Energieverlust der ionisierenden Teilchen bei durchflogenen Absorbermaterial wird näherungsweise durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben, welche folgende Form besitzt:

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi r_e^2 m_e N_A \rho c^2 z^2 Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] [8] \quad (2.1)$$

- $\frac{dE}{dx}$ = Energieverlust pro Wegstrecke
- r_e = Elektronenradius
- m_e = Masse des Elektrons
- N_A = Avogadrokonstante
- ρ = Dichte des Materials
- c = Lichtgeschwindigkeit
- z = Ladungsanzahl des ionisierenden Teilchens
- Z = Kernladungszahl des Materials
- A = Atomgewicht des Materials
- $\beta = \frac{v}{c}$, wobei v die Geschwindigkeit des Teilchens bei eintreffen in das Materials ist
- $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$
- W_{max} = Maximaler Betrag der Energieübertragung bei einer Einzelnen Teilchenkollision mit dem Absorbermaterial
- I = mittlere Anregungsenergie des Materials
- $\delta(\beta)$ = Dichteeffekt

Diese Formel nähert allerdings nur einen gewissen Energiebereich beziehungsweise Impulsbereich des Teilchen an. Aus Abbildung 2.5 ist zu entnehmen, dass das Bethe-Bloch-Regime von Impulsen von $0,1 \beta\gamma$ bis ungefähr $10.000 \beta\gamma$ reicht. Da Myonen auf Meereshöhe eine mittlere Energie von $4 \frac{\text{GeV}}{c}$ [23] haben, was einem mittleren Impuls von $3,9 \frac{\text{GeV}}{c}$ entspricht, beschreibt die Bethe-Bloch-Formel den anfänglichen Energieverlust näherungsweise. Diesen Energieverlust kann man für verschiedene Materialien und Teilchen in Abbildung 2.5 betrachten.

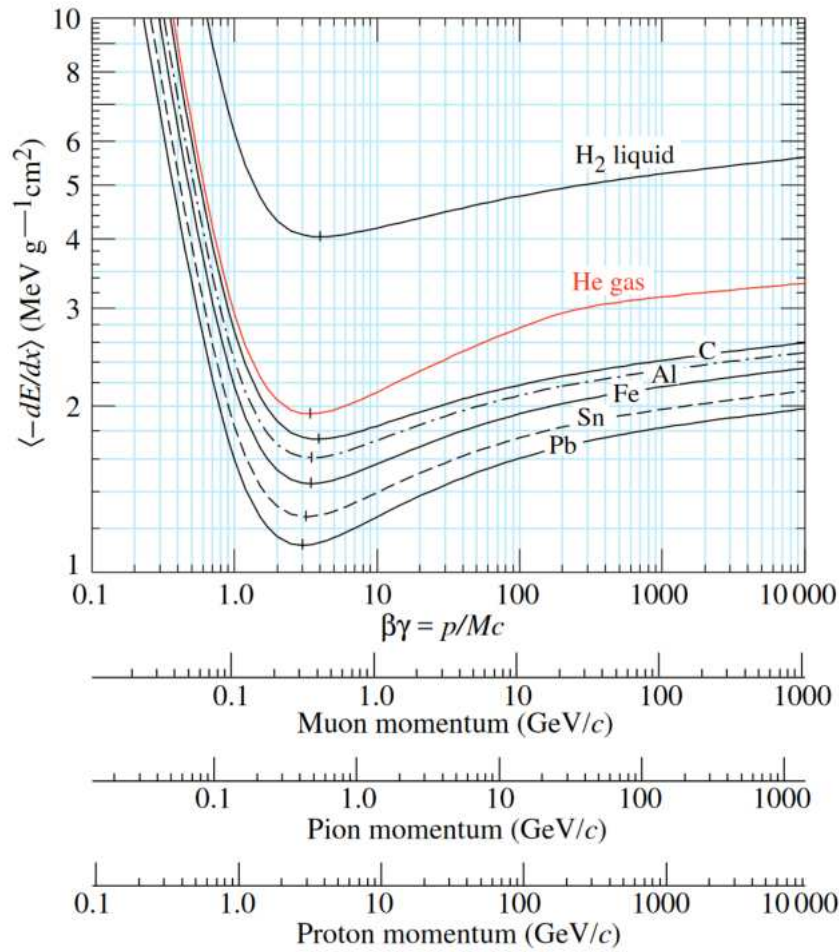


Abbildung 2.5: Abbildung des mittleren Energieverlustrate von Myonen, Pionen und Protonen in flüssigem Wasserstoff, gasförmigem Helium sowie in festem Kohlenstoff, Aluminium, Eisen, Zinn und Blei [8]. Die Impulse der Teilchen sind unterschiedlich, es gilt:

$$\beta\gamma = \beta_\mu\gamma_\mu = \beta_\pi\gamma_\pi = \beta_p\gamma_p \text{ im Intervall } [0, 1 \leq \beta\gamma \leq 10.000]$$

In Abbildung 2.5 wird die mittlere Energieverlustrate für Myonen, Pionen und Protonen mit verschiedenen Impulsen in flüssigem Wasserstoff, gasförmigem Helium sowie für festen Kohlenstoff, Aluminium, Eisen, Zinn und Blei abgebildet.

Der Energieverlust von Photonen hingegen wird nicht über die Bethe-Bloch-Gleichung angenähert, da dieser durch einige Effekte vonstattengeht. Die Energieübertragung läuft hauptsächlich durch die vollständige Absorption eines Photons via vollständige Übertragung seiner Energie E_γ an ein äußeres Hüllenelektron der Atome des Absorbermaterials ab, dem Photoeffekt. Wenn bei einem solchen Effekt die Bindungsenergie des Elektrons niedriger ist als die Energie des Photons, wird das Atom ionisiert. Zudem gibt es bei höheren Photonenenergien ab 100 eV die Compton-Streuung eines Photons mit einem äußeren Hüllenelektron. Ab einem MeV und höher beginnen die Paarproduktion eines Elektron-Positron-Paares am Atomkern oder an Hüllenelektronen sowie der Kernphotoeffekt zu greifen.

2 Theorie

Diese Effekte kann man bezogen auf ihre Wirkungsquerschnitte in Abbildung 2.6 erkennen. In dieser sind die totalen Wirkungsquerschnitte dieser Effekte in Kohlenstoff und Blei für ihre jeweiligen Energien abgebildet. Man erkennt, dass bei niedrigen Energien von wenigen keV der Photoeffekt sowie die Rayleigh-Streuung den Energieverlust von Photonen dominieren, welche bei höheren Energien sich teilweise vollständig abschwächen. Dort kommen weitere Effekte zum Greifen.

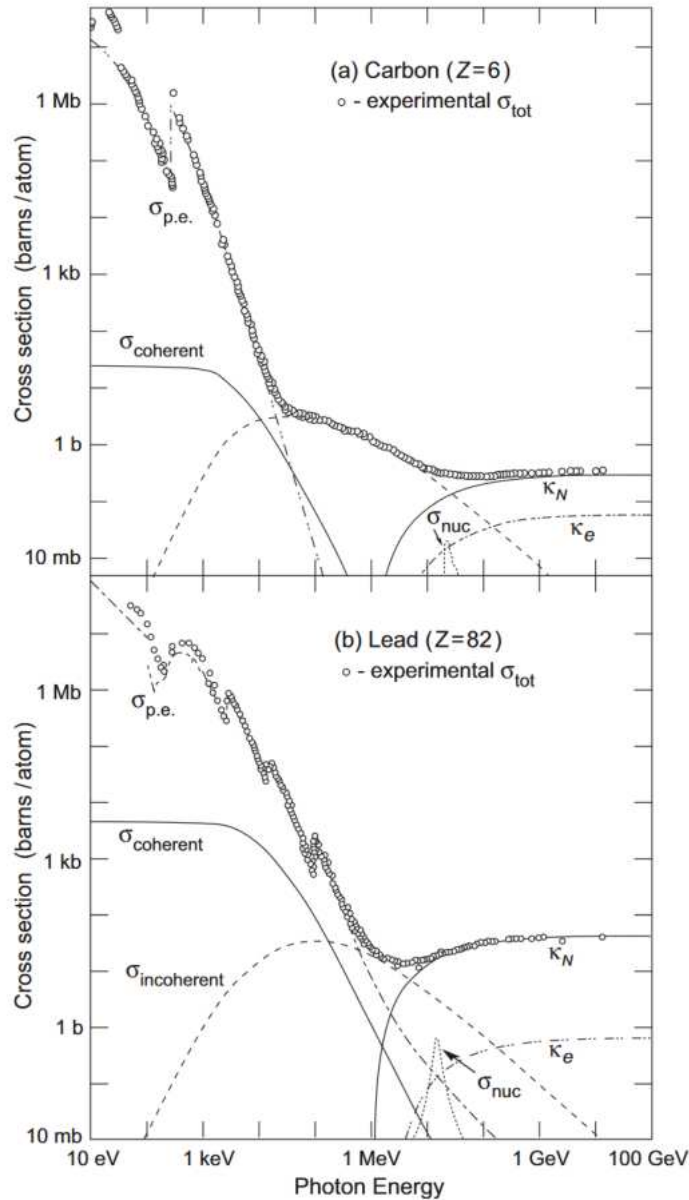


Abbildung 2.6: Abbildung der Verschiedenen Beiträge zum totalen Wirkungsquerschnitt von Photonen in Kohlenstoff und Blei [8]. Die Beiträge sind eingeteilt in Photoeffekt $\sigma_{p.e.}$, Compton-Streuung $\sigma_{incoherent}$, Paarbildung am Kern κ_N , kohärenter Rayleigh-Streuung $\sigma_{coherent}$, dem Kernphotoeffekt σ_{nuc} sowie der Paarbildung an Hüllenelektronen κ_e 2.2.2

2.2.3 Elektrisches Feld

Das elektrische Feld der Driftröhre hängt unmittelbar von der Form der Driftröhre ab. In diesem Fall ist die Driftröhre zylindrischer Form. Daher nimmt das elektrische Feld eine radialsymmetrische Form an:

$$E(r) = \frac{U_{HV}}{r \ln \frac{r_b}{r_a}} [9] \quad (2.2)$$

- $E(r)$ = Elektrisches Feld im Abstand r zum Draht
- U_{HV} = Hochspannung in [V]
- r = Abstand zum Draht
- r_a = Radius des Drahts
- r_b = Innenradius der Driftröhre

2.2.4 Driftzeit-Ort-Beziehung

Die Driftzeit-Ort-Beziehung (DOB) beschreibt die Abhängigkeit der Driftzeit der Elektronen und dem Ort, bei welchem diese ionisiert wurden. Sie dient der Bestimmung des Ortes, wo das Teilchen, welches die Driftröhre durchquert hat, den kleinsten Abstand zum Anodendraht hatte. Um diese zu bestimmen, benötigt man also zuerst das Driftzeitspektrum, welches die Häufigkeit aller in einer Messung gemessenen Driftzeiten beinhaltet, wie man es in Abbildung 2.7 erkennen kann. Diese Abbildung stammt von einem Teststand für das Experiment OPERA.¹

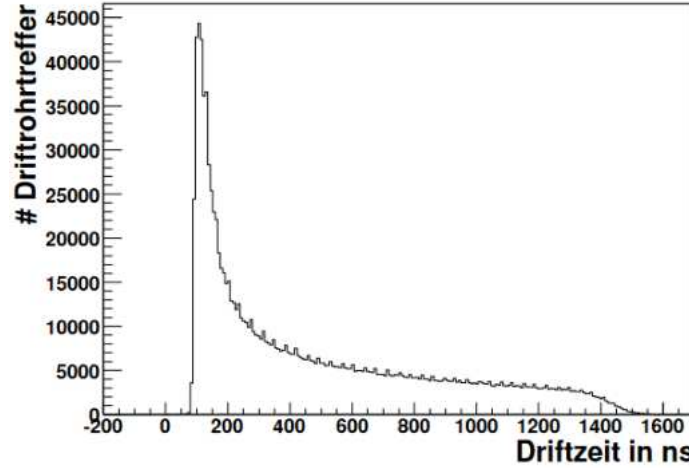


Abbildung 2.7: Driftzeitspektrum aufgenommen an einem großen Teststand in Hamburg unter Verwendung nomineller Betriebsparameter des OPERA-Experiments [9].

Wenn man dann dieses Spektrum über alle Driftzeiten integriert, erhält man graphisch das Driftzeit-Orts-Spektrum, bei welchem man für die jeweilige Driftzeit den Ort ablesen kann. Diese Formel zur Bestimmung des jeweiligen Driftradius hat folgende Form:

$$r(t_d) = \int_0^{t_d} v_d \cdot dt = \int_0^{t_d} \frac{dr}{dt} dt = \int_0^{t_d} \frac{dr}{dN} \frac{dN}{dt} dt = \frac{r_b}{N_{Gesamt}} \int_0^{t_d} \frac{dN}{dt} dt \quad (2.3)$$

- $r(t_d)$ = Driftradius um den Draht
- t_d = Driftzeit der Elektronen zum Draht
- v_d = Driftgeschwindigkeit
- r_b = Innenradius der Driftröhre
- N_{Gesamt} = Zahl aller Teilchenspuren
- $\frac{dr}{dN} = \frac{r_b}{N_{Gesamt}} = const$
- $\frac{dN}{dt}$ = Häufigkeitsverteilung der Driftzeiten oder auch Driftzeitspektrum genannt

Wenn man diese Formel auf alle gemessenen Driftzeiten anwendet, erhält man das Driftzeit-Ort-Spektrum und somit die DOB.

¹Die in diesem Versuch verwendete Driftröhre ist ebenfalls eine vom Experiment OPERA.

2.2.5 Driftgas und Gasverstärkung

Folgendes Kapitel orientiert sich an Quelle [27]. Die Wahl des Driftgases ist essentiell für die Funktion der Driftröhre. Das Gas wird normalerweise aus einer Mischung von zwei oder mehr Gasen zusammengesetzt. In der Regel wird ein leicht ionisierbares Gas, wie zum Beispiel ein Edelgas, und ein Gas mit fluoreszenzlöschendem Effekt, genannt Quencher, genutzt. Dabei ist es wichtig, die richtige Balance zu finden, da möglichst Photoemissionen aus dem Gas verhindert werden sollen, da das zu ungewollten Ionisationen führen kann. Zudem soll sie die Lawinenbildung begünstigen. So bieten sich einatomige Edelgase an, da diese bei niedrigen Energien einen kleinen Wirkungsquerschnitt besitzen, Photoemission bei Anregung zu erzeugen.

Um zu erkennen, ob die Lawinenbildung ausreichend erreicht werden kann, ist es notwendig zu wissen, bei welchen Energien ein Teilchen genug Energie besitzt, um ein Gasatom zu ionisieren. Allgemein gilt für Edelgase:

Je höher die Kernladungszahl, desto niedriger die erste Ionisationsenergie.

Eine Kenngröße, welche die Lawinenbildung beschreibt, ist die sogenannte Gasverstärkung G . Diese Lawinenbildung entsteht aus Sekundärionisationen von primärionisierten Elektronen in der unmittelbaren Umgebung des Drahts. Die relative Zunahme an Elektronen pro Wegstrecke wird durch den Townsend-Koeffizienten beschrieben, welcher vom reduzierten elektrischen Feld und der Gasdichte abhängt. Die Gasverstärkung kann mathematisch durch Integration des ersten Townsend-Koeffizienten $\alpha_T(\frac{E}{\rho}, \rho)$ bestimmt werden, da dieser äquivalent zum Zuwachs an freien Elektronen $\frac{dN}{N}$ pro Längeneinheit dr ist.

$$\frac{dN}{N} = \alpha_T\left(\frac{E}{\rho}, \rho\right) dr \quad (2.4)$$

Der erste Townsend-Koeffizient kann nicht analytisch abgeleitet werden, sondern muss über einen großen Bereich an elektrischen Feldstärken berechnet werden. Daher muss, damit man die Gasverstärkung G berechnen kann, über diesen Koeffizienten integriert werden:

$$G = \frac{N}{N_0} = \exp \left[\int_{r_a}^{r_G} \alpha_T(r) dr \right] = \exp \left[\int_{E(r_a)}^{E_G} \frac{\alpha_T(E)}{\frac{dE}{dr}} dr \right] \quad (2.5)$$

- G = Gasverstärkung
- N = Anzahl an Elektronen, welche den Anodendraht erreichen
- N_0 = Anzahl an ursprünglich vom Teilchen ionisierten Elektronen
- E_G = Elektrisches Feld im Abstand r_G , hier reicht die Energie der Elektronen aus, um Sekundärelektronen zu erzeugen
- r_a = Radius des Drahts

In diesem Experiment wird die Gasverstärkung anderweitig über eine experimentelle Lösung bestimmt. Zu dieser muss man einige experimentelle Ansätze verwenden. Zur Herleitung dieser Gleichung fehlen aber zu diesem Punkt noch einige wichtige Beschreibungen, daher kann man diese im Kapitel 3.3 nachlesen.

2.2.6 Photonen und Myonen in Driftröhren

Nun kann ein weiterer wichtiger Aspekt dieser Arbeit besprochen werden, nämlich wie sich verschiedene Teilchen in Driftröhren verhalten. Dabei liegt das Augenmerk auf Myonen und Photonen, da diese beiden Teilchen in dem Experiment der Arbeit gemessen werden und anhand der Daten, welche durch diese gesammelt werden, wichtige Kenngrößen charakterisiert werden sollen.

Wenn ein Myon durch eine Driftröhre fliegt, ionisiert es Gasatome an seiner Bahn, durchquert aber die gesamte Driftröhre und führt seinen Flug in der Regel danach auch fort. Die dadurch entstandenen freien Elektronen driften, wie im Kapitel 2.2.1 beschrieben wurde, zum Anodendraht der Driftröhre und lösen eine Messung aus. Ein so gemessenes Signal kann man in Abbildung 2.8 sehen, in welchem das Signal in mV auf der y-Achse in Abhängigkeit der Messzeit graphisch dargestellt ist.

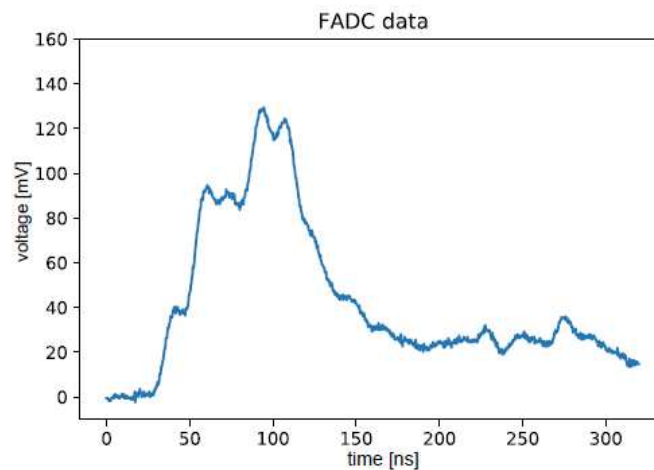


Abbildung 2.8: Abbildung eines Myonereignisses aus der Driftröhre, welche in dieser Arbeit verwendet wurde [20].

Man erkennt, dass die Messung mehrere Peaks besitzt. Das kommt dadurch zustande, da sich auf dem Weg der Elektronen von Ionisationspunkt bis zum Anodendraht mehrere Elektronencluster gebildet haben. In diesen bildet sich dann jeweils pro Elektron eine Elektronenlawine, welche dann jeweils einen Wiederanstieg der Signalspannung auslösen. Da Elektronen am gesamten Weg des Myons durch die Driftröhre frei geworden sind, gelangen diese auch unterschiedlich schnell am Anodendraht an, wodurch man die Verzögerung der Peaks erklären kann. Den Energieverlust der Myonen kann man durch die bereits beschriebene Bethe-Bloch-Formel beschreiben.

Den Energieverlust von Photonen hingegen kann man nicht wie den von Myonen über die Bethe-Bloch-Formel beschreiben, da sie ihre Energie anders abgeben. Photonen mit Energien von wenigen keV, wie die Photonen in diesem Versuch, geben ihre Energie vor allem durch den Photoeffekt sowie durch Compton- und kohärente Rayleigh-Streuung ab. So entstehen pro Photon, welches beispielsweise von ^{55}Fe ausgesandt wurde, nur 233 Elektronen [12], welche in Form eines Clusters zum Draht driften. In der Nähe des Drahts erzeugen sie dann 233 Lawinen, die vom Draht aufgenommen werden. So entsteht der charakteristische Puls des Photons

mit einem Peak, welcher in Abbildung 2.9 zu erkennen ist.

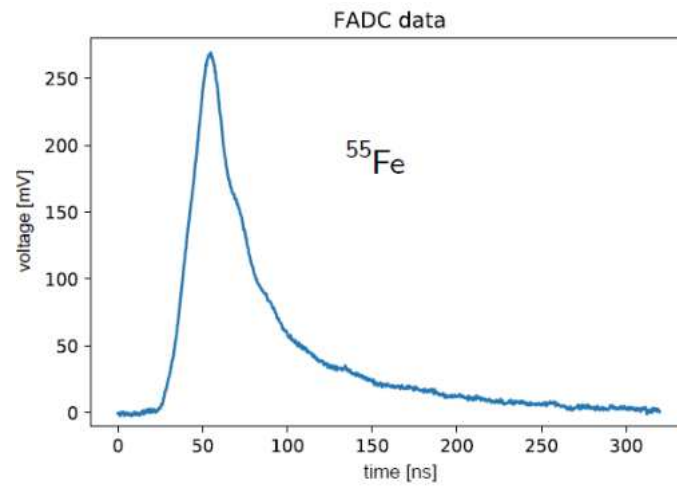


Abbildung 2.9: Abbildung eines Myonereignisses aus der Driftröhre, welche in dieser Arbeit verwendet wurde [20].

Der Puls steigt zu Beginn sehr stark an und fällt danach wieder exponentiell ab. Anhand von diesem Puls kann man die Gasverstärkung und die Anstiegszeit der Verstärkerschaltung bestimmen.

2.3 Szintillatoren mit PMTs

Ein weiterer wichtiger Detektor dieses Experiments ist der Szintillationszähler. Ein Szintillationszähler besteht aus einem Festkörper oder einem Fluid, welches bei Durchgang von energiereichen Photonen oder geladenen Teilchen durch Streuprozesse angeregt wird und diese Energie in Form von Photonen wieder abgibt. Dieser Effekt kann im Allgemeinen zwei Detektionszielen dienen. Zuerst der Messung der Energie des Teilchens, welches durch den Szintillator geflogen ist, da die eingespeiste Energie der Teilchen durch die Streuprozesse im Szintillator direkt proportional zur Lichtmenge aus den jeweiligen Streuprozessen ist. Zudem ist die Messung der Intensität der Teilchen aus der Messung der Anzahl an Szintillationen pro Zeitspanne möglich.

Um die in einem Szintillator erzeugten Photonen überhaupt messen zu können, muss diesem noch eine Photomultipliertube (PMT) hinzugefügt werden. Die Photonen werden von dem Szintillator, welcher in der Regel mit einer lichtundurchlässigen Hülle umgeben ist, über einen Lichtleiter zum PMT wie in Abbildung 2.10 transportiert.

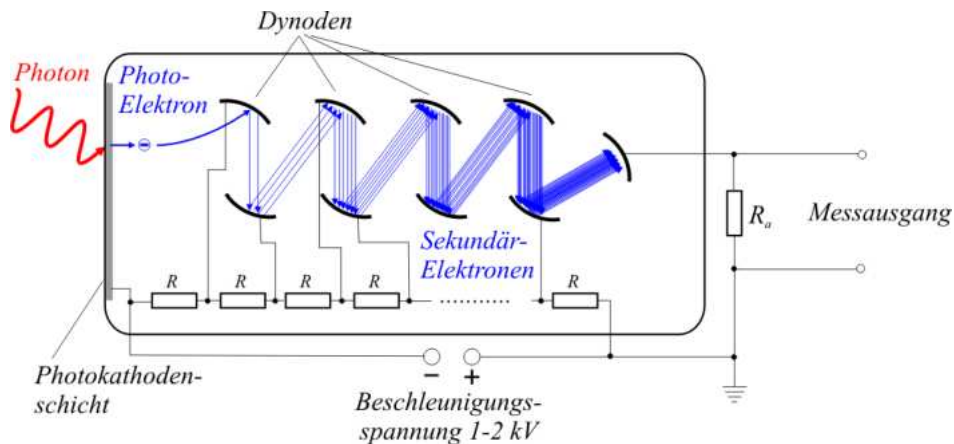


Abbildung 2.10: Schematische Abbildung der Vorgänge innerhalb eines Photomultipliers [14]. Ein Photon schlägt via dem Photoeffekt ein Photoelektron aus der Photokathodenschicht. Das Elektron wird durch die Beschleunigungsspannung zur ersten Dynode beschleunigt und erzeugt durch Ionisation weitere Elektronen, welche dann zu zweiten Dynode beschleunigt werden, wo der Vorgang sich wiederholt. Die so entstandenen Sekundärelektronen bilden eine Ladungslawine, welche man als Signal am Messausgang messen kann.

Diese sind dafür geeignet, einzelne Photonen zu messen, wenn diese wie in Abbildung 2.10 genug Energie mitführen, um ein Photoelektron aus der Photokathodenschicht zu schlagen. Dieses Elektron wird dann von der Beschleunigungsspannung beschleunigt, bis es auf die erste Dynode trifft und dort durch Streuprozesse weitere freie Elektronen erzeugt. Diese werden erneut beschleunigt. Dieser Vorgang wiederholt sich, bis die entstandene Elektronenlawine am Messausgang als Signal gemessen wird. In Abbildung 2.10 kann man den Vorgang des Photoeffekts und der Elektronenvervielfachung an den Dynoden schematisch erkennen.

2.4 Kosmische Strahlung

Nun kommt noch ein kurzer Einblick in die kosmische Strahlung sowie in einige wichtige Zerfälle, wodurch verstanden werden soll, woher und wie Myonen auf die Erde gelangen. Dieses Kapitel orientiert sich hauptsächlich am Artikel [8]. Kosmische Strahlung ist eine Teilchenstrahlung, welche von der Sonne und von Sternen sowie ferner Galaxien stammt. Sie besteht zu großen Teilen aus Protonen, Elektronen und Heliumkernen, aber auch schwere ionisierte Atome befinden sich in dieser. Sie werden beispielsweise bezogen auf die Sonne bei Sonneneruptionen, also koronalen Massenauswürfen, oder allgemein durch den Sonnenwind von dieser abgesondert. Kosmische Strahlung kann auch unter anderem galaktisch und intergalaktisch von schwarzen Löchern oder Supernovae stammen. Wenn diese Bestandteile der kosmischen Strahlung in die Erdatmosphäre gelangen, führen sie dort inelastische Stöße mit den Bestandteilen der Atmosphäre durch, sodass neue Teilchen und Kerne entstehen, wie beispielsweise geladene und ungeladene Pionen oder hochenergetische Nukleonen.

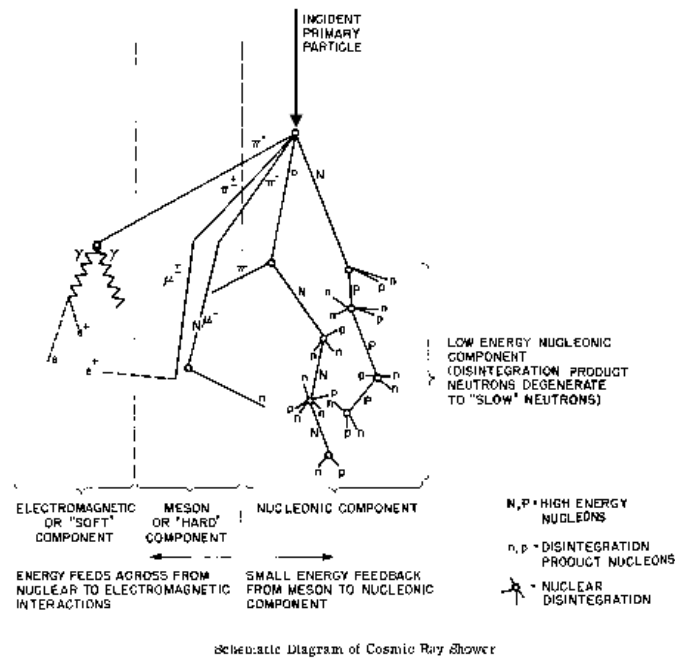


Abbildung 2.11: Schematische Abbildung der kosmischen Strahlung [15].

Die Abbildung ist aufgeteilt in die drei Komponenten der Sekundärstrahlung, welche durch Primäronisation der Primärstrahlung entsteht. Die elektromagnetische Komponente, entstehend aus neutralen Pionen, sowie die Komponente der Nuklide, entstehend aus hochenergetischen Nukleonen, bilden Schauer. Die Mesonenkomponente, entstehend aus geladenen Pionen, bildet keine Schauer. Die Komponenten können durch Teilchenreaktionen und Zerfälle sekundär ineinander übergehen.

Eine schematische Abbildung der kosmischen Strahlung ist in Abbildung 2.11 zu erkennen. Hier ist zu beachten, dass es sich um eine Abbildung der verschiedenen Komponenten der Strahlung handelt. Die für diesen Versuch relevante Komponente, die Mesonenkomponente,

2 Theorie

verursacht nicht wie die anderen Schauer, da hier nur aus Zerfällen Teilchen entstehen. Das Pion π^+ ist ein Teilchen, welches aus zwei Quarks besteht, also ein sogenanntes Meson. Es wird aus einem Up-Quark und einem Anti-Down-Quark gebildet und ist positiv geladen. Zudem gibt es ein neutrales Pion π^0 , bestehend aus einem Down- und einem Anti-Down-Quark, und das Anti-Teilchen des geladenen Pions, das negativ geladene Pion π^- . Geladene Pionen zerfallen nach $2,6 \cdot 10^{-8}$ s [24] und neutrale Pionen zerfallen mit einer Lebensdauer von $8,43 \times 10^{-17}$ s [24] hauptsächlich ² über folgende Kanäle:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu \quad (2.6)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu \quad (2.7)$$

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (2.8)$$

Die Myonen fliegen dann mit hoher relativistischer Geschwindigkeit zur Erdoberfläche, wodurch Effekte wie die Längenkontraktion und Zeitdilatation zum Greifen kommen. Ohne diese Effekte würde ein Myon, welches sich annähernd mit Lichtgeschwindigkeit bewegt, zerfallen, bevor es auf die Erdoberfläche trifft. Durch die Existenz dieser Effekte gelangt durchschnittlich 1 Myon pro Quadratcentimeter und Minute auf die Erde [25], was 166 Myonen pro Quadratmeter und Sekunde entspricht.

²Es handelt sich um die Zerfallskanäle, welche in über 98 Prozent bezogen auf das jeweilige Teilchen stattfinden [24]

2.5 Elektroneneinfang

Der Elektroneneinfang hat eine relevante Bedeutung für diesen Versuch, da die in dieser Arbeit verwendete radioaktive Quelle ^{55}Fe vollständig über diesen zerfällt. Die Beschreibung beruht auf der Quelle [32]. Der Elektroneneinfang ist der Einfang eines Elektrons des Atomkerns am nächsten befindlichen Orbitals in den Atomkern. Im Kern reagiert das Elektron über die Reaktion $p + e \rightarrow n + \nu_e$, sodass der Kern ein Proton weniger hat, aber ein Neutron mehr. Der Kern gewinnt dabei an der Ruheenergie des Elektrons. Bei dieser Reaktion wird ein Neutrino frei. Zudem bleibt bei dem Einfang des Elektrons aus dem inneren Orbital eine Lücke übrig, wo ursprünglich das Elektron war. Also fällt ein Elektron des nächsten Orbitals in diese Lücke. Bei diesem Rückfall wird Energie frei und entweder in Form eines Augerelektrons oder eines Photons abgegeben. Diesen Vorgang kann man zudem schematisch in Abbildung 2.12 erkennen. In dieser Arbeit wird wie bereits beschrieben eine ^{55}Fe -Quelle verwendet, welche mit

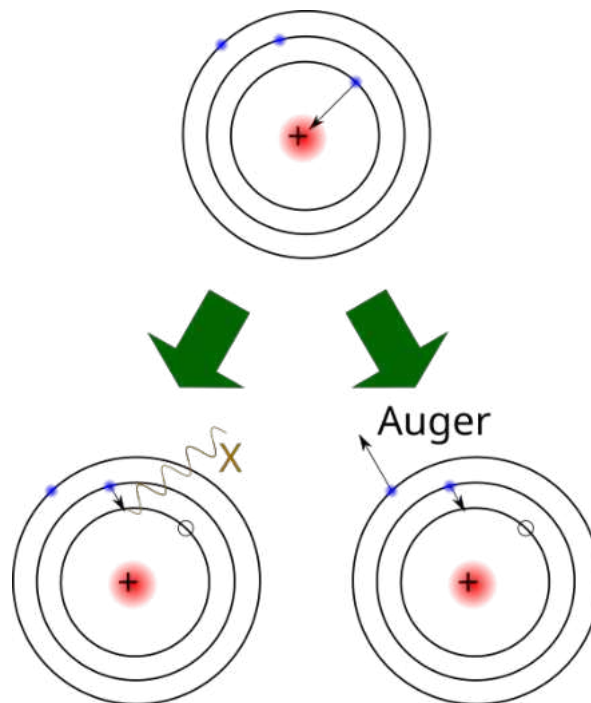


Abbildung 2.12: Schematische Abbildung der Zerfallsreaktion des Elektroneneinfangs [19].

Ein Elektron aus dem zum Kern nächsten liegenden Orbital, in der Abbildung K-Schale, fällt in den Kern und hinterlässt eine Lücke. Diese Lücke wird von einem Elektron des nächsten Orbitals besetzt. Bei diesem Vorgang wird Energie entweder in Form eines Augerelektrons oder in Form eines Photons frei.

einer Halbwertszeit von 2,737 [16] Jahren in ^{55}Mn zerfällt. ^{55}Fe ist ein Gammastrahler. Bei dem Zerfall entstehen Augerelektronen oder Photonen. Die Augerelektronen haben hauptsächlich eine Energie von 5,19 keV bei einer Zerfallsbreite von 60,7 Prozent [17] und die Photonen haben eine Energie von rund 5,9 keV bis 6,5 keV bei einer Zerfallsbreite von 28 Prozent [17], wobei hauptsächlich 5,9 keV abgegeben werden.

3 Experiment

Das Experiment in dieser Arbeit dient dazu, die Verstärkerschaltung zu testen und zu charakterisieren. Ziel des Experiments ist daher die experimentelle Bestimmung einiger Kenngrößen dessen sowie der Driftröhre. Bei der Verstärkerschaltung handelt es sich explizit um einen Vorverstärker, welcher Signale aus einer Driftröhre oder einer Strawtube verstärkt, sodass sie gemessen werden können.

3.1 Aufbau

Zunächst soll jedoch der allgemeine Aufbau des Experiments nähergebracht werden. Dieser Aufbau wird dann für alle Schritte des Experiments belassen, jedoch werden gegebenenfalls Teile des Aufbaus nicht benutzt, beziehungsweise nicht eingeschaltet, da diese zu den jeweiligen Messzielen der Messungen nicht beitragen würden. Das Experiment besteht dabei aus einer Driftröhre, an welcher der Vorverstärker angebracht ist. Dieser ist wiederum mit einem Fast Analog to Digital Converter, oder kurz FADC, verbunden, welcher die analogen Signale, die aus dem Verstärker der Driftröhre herauskommen, in digitale umwandelt. Der FADC hat eine Triggerschwelle, ab welcher ein Signal gemessen wird und eine Messung beginnt. Zudem wird immer auf die Signale getriggert, die aus dem Verstärker kommen. Diese Signale werden dann nach Durchgang des FADCs in einem Computer gespeichert. Die Driftröhre besteht aus Aluminium, hat eine Länge von 105 cm und einen Außendurchmesser von $38_{-0,15}^{+0}$ mm sowie eine Wanddicke von 850_{-150}^{+0} μm [21]. Der in der Mitte eingespannte Wolframdraht der Driftröhre hat einen Durchmesser von 45 μm [21]. Zudem hat die Driftröhre, wie in 3.1 zu sehen ist, 22 Löcher, die entlang der Driftröhre zu finden sind. Der jeweilige Abstand zwischen diesen Löchern beträgt 9,5 cm, die Löcher haben einen Innendurchmesser von 3 mm und sind mit einer 50 μm dicken Kapton-Folie abgeklebt.

In Abbildung 3.1 ist dieser Aufbau schematisch dargestellt. Wie man erkennen kann, ist um die Driftröhre in schwarzer Farbe noch ein weiterer Detektor platziert, ein Szintillatorsystem. Es besteht aus zwei $110 \times 55 \times 3 \text{ cm}^3$ großen, parallel zueinander befindlichen Szintillationsplatten der Kennnummer BC-408 und ist mit einer lichtundurchlässigen Folie umschlossen. Diese Platten haben jeweils an zwei diagonal zueinander liegenden Ecken ein PMT, mit welchem sie über einen Lichtleiter verbunden sind. Diese sind wiederum mit einem Proportionaldiskriminator verbunden, welcher Signale aus den PMTs mittels einer Schwellenspannung filtert und NIM-Pulse ausgibt. Diese Schwellenspannung wird so eingestellt, dass 100 Myonensignale pro Sekunde gemessen werden, da die Szintillatorplatten eine Fläche von $0,605 \text{ m}^2$ haben.

Danach werden die Signale der PMTs der jeweiligen Platten in einer Triple 4-Fold Logic Unit/Majority with VETO, kurz N405, zu einem Signal verbunden. Das N405 erkennt, ob innerhalb einer kleinen Zeitspanne zwei Signale vorhanden waren. Sollte das der Fall sein, gibt es einen NIM-Puls aus. Die so entstandenen Pulse werden dann in einem Dual Gate Generator um 1 μs verzögert und danach wie die Signale der Driftröhre in den FADC eingespeist. Die PMTs erhalten ihre Energie aus einer Quelle für Hochspannung.

3 Experiment

Die Driftröhre wird zudem mit einem Gas geflutet, welches fortlaufend bei der Versuchsdurchführung durch die Röhre fließt. Dieses wird allerdings genauer im Kapitel Gasversorgung beschrieben.

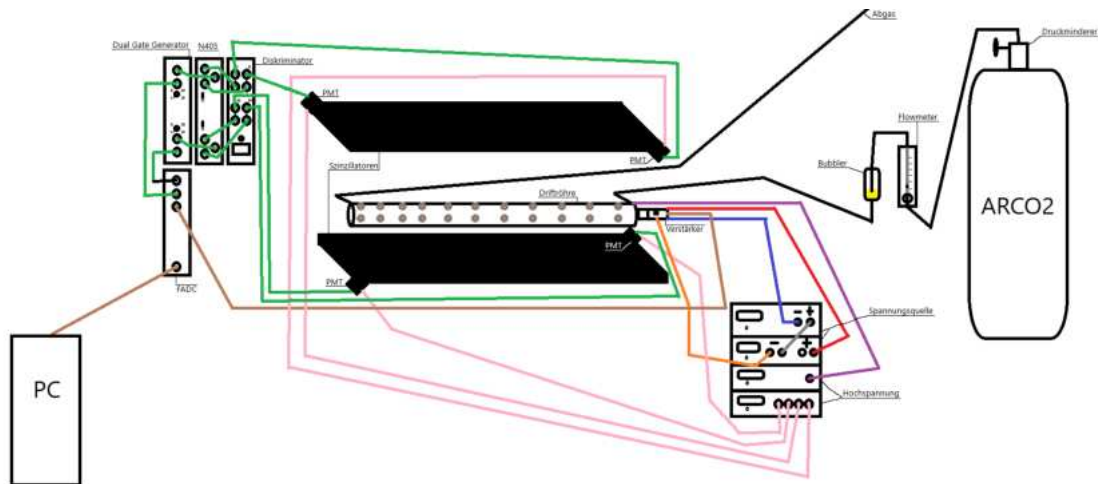


Abbildung 3.1: Schematische Abbildung des Aufbaus in Eigenarbeit.

In dieser Abbildung werden alle Teile des Aufbaus gezeigt, sowie die Verkabelung an diesen. Es ist zu beachten, dass die Spannungsquellen auf ± 6 V eingestellt ist, sowie die Hochspannung für die Driftröhre, welche ein violette Kabelverbindung besitzt, auf zwischen 1,8 kV und 2,4 kV eingestellt ist. Die Hochspannung der PMTs (pinkes Kabel) wurde auf 900 V eingestellt.

Die grünen Kabel in der Abbildung dienen der Weiterleitung und Verarbeitung der Signale aus den PMTs, da sie nach Weiterleitung zum Diskriminator auch in das N405 und in den Dual Gate Generator zur Verzögerung von $1 \mu\text{s}$ führen. Das orangene Kabel ist die Erdung der Verstärkerschaltung, welche zudem mit einem roten, positiven und blauen, negativ geladenen Kabel verbunden ist, welche wie bereits erwähnt auf ± 6 V eingestellt sind. Die schwarze Verbindung stellt einen Schlauch von der Gasflasche dar, welche mit ArCO_2 gefüllt ist. Der Schlauch durchläuft dabei einen Druckminderer, ein Flowmeter und einen Bubbler, welcher mit Öl gefüllt ist. Die Driftröhre besitzt 22 Löcher (grau), welche mit einer Kapton-Folie (orange) beklebt sind. Das braune Kabel ist die Signalweiterleitung aus der Driftröhre.

Ein paar Bilder des Aufbaus, wie dieser im Experimentierraum stand, sind zudem in den Abbildungen 3.2, 3.3, 3.5 und 3.4 zu sehen. Es ist zu erkennen, dass dieser Aufbau in einem vollen Raum aufgebaut wurde, daher sollte bei Unklarheit auch auf die Abbildung 3.1 zurückgegriffen werden. Zudem ist in Abbildung 3.2 nur die untere Lage der Szintillatoren, auf welcher die Driftröhre steht, in schwarz zu erkennen. Die zur Gasversorgung zugehörigen Abbildungen sind in Kapitel 3.4 zu sehen, eine Photographie der Verstärkerschaltung im Kapitel 3.2.



Abbildung 3.2: Bild der im Versuch verwendeten Driftröhre innerhalb ihrer Umgebung.



Abbildung 3.3: Bild der Driftröhre mit ^{55}Fe in einer Halterung über einem Loch.



Abbildung 3.4: Bild des Hochspannungsversorgung für die Driftröhre und der Verstärkerschaltung.

Zu beachten, dass das schwarze Kabel, welches aus dem Bild heraus geht, die Erdung der Verstärkerschaltung ist, welche in Abbildung 3.1 orange abgebildet wurde und in die Abbildung 3.6 führt.

3 Experiment



Abbildung 3.5: Bild des Regals für die Signalverarbeitung.

In diesem befinden sich die Hochspannungsquelle für die PMTs, die Counter, der Diskriminator, der N405, die Dual Gate Generatoren sowie der FADC und die Bridge.

Wie man in dem 3.3 erkennen kann, befindet sich auf der Driftröhre noch eine Halterung. Dort wird während des Gangs einiger Messreihen eine radioaktive Quelle platziert, welche Gammapulse durch die Löcher in die Driftröhre schießt.

3.2 Vorverstärker

Kommen wir nun zur Verstärkung. Diese wurde von Prof. W. Schmidt-Parzefall entwickelt, hergestellt und basiert auf einer Driftkammer-Elektronikschaltung aus dem Jahr 1989 vom Experiment ARGUS [33]. Der Schaltplan dieser Schaltung ist in Abbildung 3.7 zu sehen. Die fertiggestellte Schaltung ist zudem in Abbildung 3.6 zu erkennen.

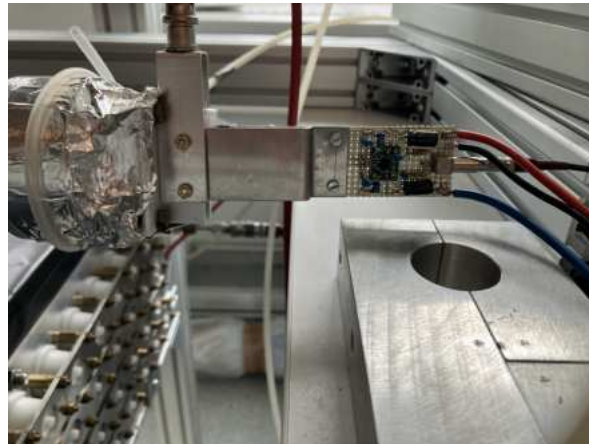


Abbildung 3.6: Bild der Verstärkerschaltung

Zu beachten ist, dass das schwarze Kabel, welches aus dem Bild heraus geht die Erdung ist. Die Kabel entsprechen zudem den Kabeln der Abbildung 3.4. Die Schaltung wurde von Prof. W. Schmidt-Parzefall entwickelt

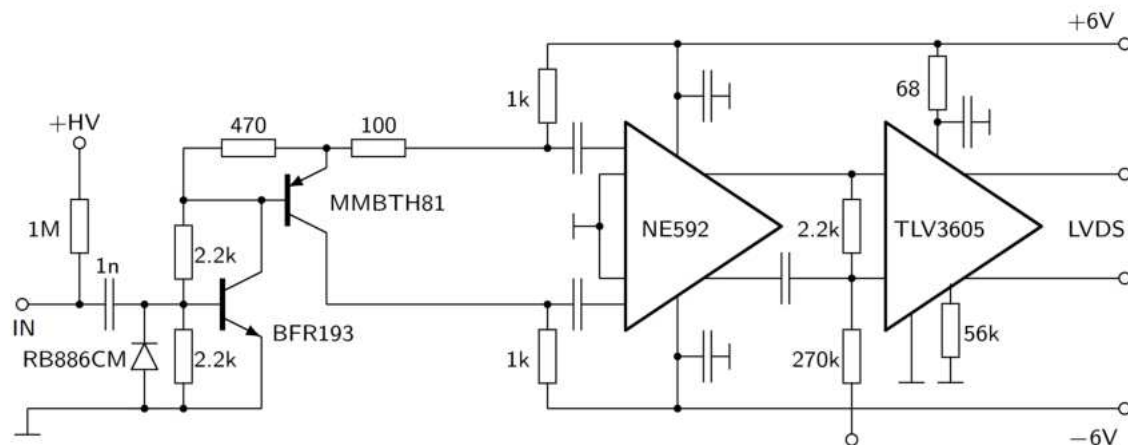


Abbildung 3.7: Abbildung des Schaltplans der Verstärkerschaltung [20],

bestehend aus dem kommerziellen Verstärker NE592, welcher eine Anstiegszeit von 4,5 ns bis 12 ns, im Durchschnitt jedoch 10,5 ns [22] besitzt, dem Komparator TLV3605 sowie einer Verstärkerschaltung mit einer Anstiegszeit von 4 ns. Signale gehen vom Eingang IN durch die Bauteile bis zum NE592. Diese Bauteile sind der Verstärker mit der Anstiegszeit von 4 ns. Danach werden die Signale durch den NE592 geleitet und gehen durch den Signalausgang, welcher unter dem Widerstand mit 270 k Ω liegt, aus der Schaltung heraus.

3 Experiment

Wie in 3.7 zu sehen ist, besteht der Verstärker hauptsächlich aus drei Hauptkomponenten, dem Komparator TLV3605, einer Vorverstärkerschaltung mit Anstiegszeit von 4 ns und einem Hauptverstärker, dem NE592, welcher eine Anstiegszeit von 4,5 ns bis 12 ns, im Durchschnitt jedoch 10,5 ns [22] besitzt. Das gesamte System inklusive Spannungsversorgung ist am gleichen Ort geerdet, sodass Störungen vermieden werden.

An diesen Verstärker sind einige Anforderungen geknüpft. Denn dieser muss optimal arbeiten, damit Signale aus der Driftröhre in vollständiger Präzision gemessen werden können. Um zu überprüfen, ob der Verstärker optimal arbeitet, kann man folgende Überlegung durchführen: Der Strom der Signale der Driftröhre ist I_{in} und wird vom Verstärker um die Differenz ΔU_{out} verstärkt. Daher entspricht das Verhältnis der Verstärkung dem Widerstand:

$$R_V = \frac{\Delta U_{out}}{I_{in}} \quad (3.1)$$

Sollte die Spannungsdifferenz die Schwellenspannung U_{th} direkt nach der Verstärkung übersteigen, wird eine Messung ausgelöst. Eine passende Schwelle ist $U_{th} = 100$ mV. Diese ist hoch genug, sodass Störungen vermieden werden und es werden nur sehr wenige echte Signale nicht gemessen. 100 mV ist, wie schon beschrieben, die Spannung direkt nach der Verstärkung, jedoch befinden sich hinter dieser auf dem Weg des Signals noch Widerstände, welche die Schwelle auf 12,5 mV mindern. Daher muss im FADC zur optimalen Schwellenspannung von $U_{th} = 100$ mV eine Schwelle von 12,5 mV eingestellt werden.

Im Folgenden wird gezeigt, dass der Verstärker ladungsabhängig ist, was in die Überlegung aufgenommen wird.

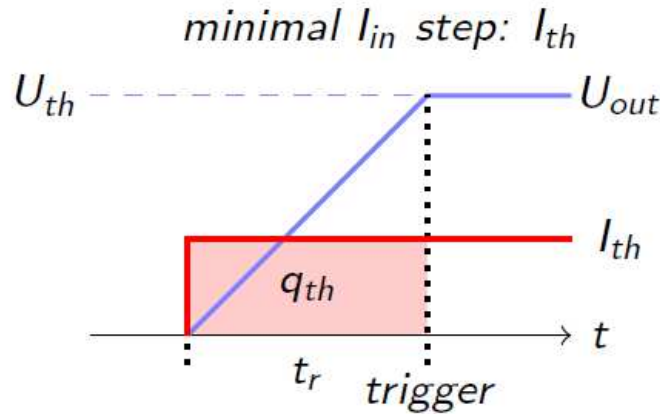


Abbildung 3.8: Abbildung des kleinsten Spannungsschritts der Verstärkerschaltung, welcher zu einer Messung führt [20].

Der Schwellenstrom I_{th} beschreibt die Schwelle des Stroms I_{in} , bei welchem die Ladung q_{th} übertragen wird, die gerade so ausreicht, damit eine Messung im FADC gestartet wird, da U_{out} auf U_{th} verstärkt wird. Die Dauer, bis die Verstärkung erreicht wird, ist die Anstiegszeit t_r .

Bei diesem Versuch gilt $U_{th} = 12,5$ mV bezogen auf den FADC

Wie in 3.8 zu erkennen ist, wird bei der Spannung U_{th} eine Messung ausgelöst. Dafür muss

vom Eingangsstrom I_{in} bei dem Ankommen des Stroms am Verstärker eine Mindestladung q_{th} überbracht werden, sodass die daraus über die Anstiegszeit t_r verstärkte Spannung genau auf der Schwellenspannung liegt. Den resultierenden minimalen Eingangsstrom nennt man Schwellenstrom I_{th} . Der Schwellenstrom I_{th} , welcher vom Draht die freien Ladungen trägt, steigt exponentiell an. Wenn die überbrachte Ladung ausreicht und q_{th} erreicht oder überschritten wird, wird eine Messung des verstärkten Signals ausgelöst. Das aus dem Strom resultierende Signal wird von seinem Eingangswert in eine neue Ruhelage gesetzt, was in einem linearen Anstieg geschieht. Die Dauer, welche dieser lineare Anstieg von der Ursprungsspannung zur Ausgangsspannung benötigt, ist dabei die sogenannte Anstiegszeit t_r des Verstärkers. Das bedeutet, dass wenn diese oder eine größere Ladung vorliegt, das Signal aus der Driftröhre auf oder über die Schwellenspannung verstärkt wird und eine Messung im FADC starten kann:

$$I_{th} = \frac{U_{th}}{R_V} \quad (3.2)$$

$$q_{th} = I_{th} \cdot t_r \quad (3.3)$$

Nun folgt die Überlegung, wann die überbrachte Ladung groß genug ist, damit das Signal auf die Schwellenspannung verstärkt wird. Die Schwellenladung q_{th} beschreibt eine Anzahl von Elektronen des Driftgases, welche von einem Teilchen ionisiert wurden. Wie im Kapitel 2.2.1 beschrieben, lösen einzelne Elektronen bei dem Drift zum Draht eine Ladungslawine aus, welche mit der Gasverstärkung G beschrieben wird. Daher ist der Faktor G die Anzahl an Ladungsträgern pro Ladungslawine. Man möchte die Messung der Driftröhre für ein optimales Arbeiten bei einer Ladung von 1,5 Lawinen starten, da man damit eine optimale Ortsauflösung erhält [20]. Somit ergibt sich für die Schwellenladung folgende Gleichung:

$$q_{th} = I_{th} \cdot t_r = 1,5 \cdot G \cdot e \quad (3.4)$$

e ist die Elementarladung. Durch diesen Satz kann man nun näherungsweise die optimalen Spezifikationen bestimmen. So ist die optimale Schwellenladung bei einer angenäherten Maximalgasverstärkung von $G \approx 2,1 \cdot 10^4$ [20] zu erreichen und lautet:

$$q_{th} = 1,5 \cdot G \cdot e \approx 5,046 \cdot 10^{-15} \text{ As} \quad (3.5)$$

Die Verstärkerschaltung hat näherungsweise eine Anstiegszeit von $t_r \approx 10 \text{ ns}$ [20]. Daher kann man nun den optimalen Schwellenstrom berechnen.

$$I_{th} = \frac{1,5 \cdot G \cdot e}{t_r} \approx 0,547 \text{ } \mu\text{A} \quad (3.6)$$

Nun kann man damit den Verstärkungsfaktor bestimmen. Dieser entspricht einem Widerstand, also dem Quotienten aus Schwellenspannung und Schwellenstrom:

$$R_V = \frac{U_{th}}{I_{th}} \approx 228.519,1956 \text{ } \Omega \quad (3.7)$$

3.3 Herleitung der Gasverstärkung

Nun kann die Gleichung der Gasverstärkung hergeleitet werden. Dafür wurde eine neue Abbildung in Eigenarbeit erstellt, welche die Überlegung veranschaulichen soll. Sie ist in Abbildung 3.9 zu sehen.

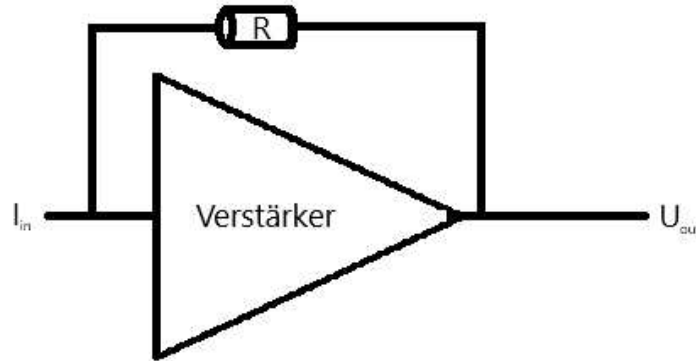


Abbildung 3.9: Vereinfachte Abbildung des Verstärkers in Eigenarbeit.

Der Strom I_{in} gelangt in den Verstärker und wird um den Widerstand R verstärkt. Die aus dem Verstärker resultierende Spannung ist U_{out}

In Abbildung 3.9 ist ein schematischer Plan der Vorverstärkerschaltung abgebildet. In dieser ist zu erkennen, dass ein Eingangsstrom I_{in} existiert, welcher danach über den Widerstand R verstärkt wird, sodass die Spannung U_{out} weitergegeben wird. Also wird im übertragenen Sinne über den Verstärker die Spannung erhöht, welche U_{out} ist.

Diese beschriebene Ladung kann als Integral des Stroms über die Dauer des Signals ausgedrückt werden.

$$q = \int I dt \quad (3.8)$$

Die Kernüberlegung ist die Beschreibung der Gesamtladung des Signals, sodass mithilfe des Integrals des Eingangsstroms über die Zeit des Signals eine Gleichung aufgestellt werden kann. Es kann angenommen werden, dass ein von ^{55}Fe ausgesandtes Photon, bezogen auf die K-Alpha-Spektrallinie von 5,9 keV, 233 Elektronen im Gas auslöst [12]. Diese Elektronen driften zum Draht, sodass sie durch die Gasverstärkung verstärkt werden. So kann man annehmen, dass die gesamte übertragene Ladung des Signals über die Dauer des Signals äquivalent zum Produkt der erzeugten Elektronen n_e , der Elementarladung e und der Gasverstärkung G ist:

$$Q = G \cdot n_e \cdot e \quad (3.9)$$

Gleichung 3.9 kann mithilfe der Gleichung 3.8 umgeformt werden:

$$G \cdot n_e \cdot e = \int I dt \quad (3.10)$$

Da man diesen Strom derartig nicht messen, sondern die durch den Verstärker verstärkte Spannung kann, wird der Strom in eine Spannung umgeformt.

$$I_{in} = \frac{U_{out}}{R_V} \quad (3.11)$$

3.3 Herleitung der Gasverstärkung

Zudem kann der Widerstand als Quotient von U_{out} und I_{in} genommen werden, sodass man diesen bei einer Beispielmessung messen konnte.

$$R_V = \frac{U_{out}}{I_{in}} = 22,5 \frac{\text{mV}}{\mu\text{A}} = 225.000 \Omega \quad (3.12)$$

Man erkennt, dass der gemessene Faktor des Widerstands R_V nahezu identisch mit dem berechneten Wert in Gleichung 3.7 ist. Daher kann man davon ausgehen, dass der Schwellenstrom bei einer Schwellenspannung von 12,5 mV näherungsweise dem berechneten Wert von $I_{th} \approx 0,547 \mu\text{A}$ entspricht. Setzt man die Gleichung 3.11 und Gleichung 3.12 in die Gleichung 3.10 ein und stellt nach G um, erhält man die benötigte Gleichung zur Bestimmung der Gasverstärkung.

$$G = \frac{\int U_{out} dt}{R \cdot n_e \cdot e} = \frac{\int U_{out} dt}{22,5 \frac{\text{mV}}{\mu\text{A}} \cdot 223 \cdot e} \quad (3.13)$$

3.4 Gasversorgung

Ein weiterer wichtiger Gegenstand des Experiments ist die Erklärung des verwendeten Driftgases und wie dieses in die Driftröhre gelangt. Das dafür verwendete System sollte gewährleisten, dass ein Gas mit einem konstanten Gasdruck von einem Bar in die Röhre gelangt. Das Driftgas wird dabei von der Gasflasche aus über einen Schlauch zu einem Druckminderer des Typs RB 200/1 3 G des Herstellers AGA geführt, bei welchem man mithilfe eines Rädchens einstellen kann, wie viel Gas durch diesen fließen soll. Das verwendete Gerät ist in 3.10 zu sehen und ist mit dem roten Balken markiert.



Abbildung 3.10: Bild des Aufbaus der Gasversorgung.

Das verwendete Flowmeter befindet sich auf der rechten Seite und ist mit dem gelben Balken markiert. Der Bubbler ist rechts neben dem Flowmeter angebracht und mit dem grünen Balken markiert. Der Druckminderer, welcher mit dem roten Balken verbunden ist, ist das rote Rädchen, welches direkt an der blauen Gasflasche angebracht ist.

Wie man in Abbildung 3.10 erkennen kann, ist nach diesem Gasminderer noch ein Flowmeter angebracht. Dieses besteht aus einem Glasrohr, in welchem eine kleine Kugel ist. Wenn man dieses am Drehrad aufdreht, beginnt die Kugel ab einer gewissen Stärke im Gasstrom zu schweben. So kann der Gasfluss reguliert werden. Nachdem es durch das Flowmeter ge-

langt ist, ist noch in Abbildung 3.10 zu erkennen, dass ein sogenannter Bubbler angebracht wurde. Dieser ist mit einem Öl gefüllt, sodass das Gas, welches durch das Rohr in den Bubbler hineinfließt, als Blasen durch das Öl gelangt. So kann festgestellt werden, ob Gas fließt und näherungsweise festgestellt werden, ob genügend Gas fließt. Danach wird das Gas in die Driftröhre geleitet. Zu beachten ist, dass das Gas von der Seite, wo an der Verstärkungsschaltung angebracht ist, in die Driftröhre gelangt, wie in Abbildung 3.10 zu sehen ist. Von dort aus strömt es durch die Driftröhre und wird schließlich am anderen Ende der Driftröhre wieder aus der Driftröhre abgeführt und aus dem Gebäude, in welchem experimentiert wird, abgelassen.

Das Driftgas besteht dabei aus einem Gasgemisch aus ArCO_2 in einer (80:20)-Gasmischung, da dieses für das Experiment mehrere Vorteile bietet. Zuerst sind 80 Prozent des Gasgemisches Argon. Es ist bezogen auf seine Kernladungszahl $Z = 18$ vergleichsweise günstig, lässt aber auch eine hohe Anzahl an Primärionisationen zu. 20 Prozent des Gases sind CO_2 , welches als Quencher fungiert. Dieses ist notwendig, damit Randeffekte des Driftgases am inneren Rand der Driftröhre minimiert werden. Diese Randeffekte sind beispielsweise die Anregung des Argons durch beschleunigte ionisierte Argonatome. Die ionisierten Argonatome sind durch Primärionisation durch ein Teilchen entstanden. Am Rand der Röhre regen sie weitere Argonatome an, sodass ein Photon freigesetzt wird. Da sich die niedrigste Anregungsenergie von Argon auf 11,55 eV [29] beläuft, kann ein so emittiertes Photon ein Elektron aus dem Aluminiumrand der Röhre herausschlagen, denn die minimal benötigte Energie ist dafür 5,98 eV [30]. Ein so entstandenes Elektron führt dann zu einem Puls, welcher nach dem Hauptpuls gemessen werden kann.

3.5 Elektronik

Nun wird die verwendete Elektronik des Versuchs besprochen. Dabei werden lediglich die Geräte benannt, sowie der Hersteller der Geräte, da dieses Thema keine sonstige Relevanz für diese Arbeit besitzt. Zuerst müssen die PMTs mit Spannung versorgt werden. Dafür wurde ein SY127 HIGH VOLTAGE SYSTEM des Herstellers C.A.E.N. verwendet. Es wurde auf 900 V eingestellt. Es wurde außerdem zur Signalverarbeitung der Signale der PMTs ein N844 Diskriminator sowie eine N405 Triple 4-Fold Logic Unit/Majority with VETO, jeweils auch vom Hersteller C.A.E.N., verwendet. Zudem wurde ein 4MHz Counter verwendet und insgesamt zwei 222 NIM Dual Gate and Delay Generatoren der Marke LeCroy. Diese Elektronik befindet sich in einem Regal. Zudem befinden sich alle außer dem High Voltage System in sogenannten Versa-Module-Eurocard-Bussystem oder kurz VMEbus. In einem solchen VMEbus ist auch der FADC, also der Flash Analog to Digital Converter. Es handelt sich dabei um das Modell V1743 des Herstellers C.A.E.N. [31]. Es ist dafür geeignet, analoge Signale in digitale zu wandeln. Es verfügt über 16 Kanäle, jeweils mit einer 12 Bit Auflösung und einer einstellbaren Abtastrate zwischen $3,2 \text{ Gs/s}^1$ und $0,4 \text{ Gs/s}$, wobei in diesem Experiment $0,8 \text{ Gs/s}$ verwendet wurden. Das führt zu einer Zeitauflösung von $1,25 \text{ ns}$ pro Bin in x-Richtung und einem 1280 ns großen Auslesefenster. Die 12 Bit Auflösung führt zu einem Dynamikbereich von $2^{12}:1 = 4096:1$, was mit der Eingangsspannung von $2,5 \text{ V}$ ($\pm 1,25 \text{ V}$ Offset) zu einer Spannungsauflösung von $0,6104 \text{ mV}$ pro Bin in y-Richtung führt. Der FADC ist mit einem VME USB2.0 Bridge Modul des Herstellers C.A.E.N. verbunden, welcher die Daten aus dem FADC in einen Rechner zu Speicherung weitergibt. In diesem Rechner wird der FADC mit der Software CAENWaveDemo_x743 gesteuert.

Zudem musste die Verstärkungsschaltung mit Spannung versorgt werden. Dafür wurden zwei Geräte verwendet. Das erste ist der Power Supply EA-PS 3016-10 des Herstellers EA Elektro-Automatik. Das zweite ist das Zentro-Elektrik Pforzheim LA30/5GA, beide Geräte wurden auf eine Spannung von $\pm 6 \text{ V}$ eingestellt und miteinander verbunden, wie es in (Verweis zu Bild von den Geräten in Aufbau) zu sehen ist.

Die Driftröhre erhält ihre Spannung aus einem Power Supply HIGHPAC-Series A2,5K-10HR aus dem Hause Oltronix, welches auf eine Spannung zwischen $1,8 \text{ kV}$ und $2,4 \text{ kV}$ eingestellt wird.

¹Gigasamples pro Sekunde

3.6 Verzögerung

Bevor die Messungen beschrieben werden können, muss aber eine zentrale Idee des Experiments verstanden werden. Dabei handelt es sich um die schon einmal benannte Verzögerung von $1\ \mu\text{s}$ (vgl. Kapitel 3.1). Das Ziel der Messung ist die Bestimmung der Anstiegszeit der Verstärkerschaltung mithilfe von Gammapulsen. In diesem Zuge wird die Gasverstärkung der Pulse gemessen, da so bestimmt werden kann, ob die Driftröhre mit der Verstärkerschaltung zusammen optimal arbeitet. Wenn die Driftröhre optimal arbeitet, ist die Ortsauflösung bei einer Messung des Driftradius minimal.

Wenn man mit einer Driftröhre Gammapulse misst, gibt es bei Messungen auf Meereshöhe einen Untergrund von 160 Myonen pro Quadratmeter und Sekunde. Diese Myonen möchte man mithilfe des Szintillatorsystems markieren, um diese dann bei der Auswertung der Daten entfernen zu können. So wird gewährleistet, dass bei einer Messung von Gammaphotonen aus einer radioaktiven Quelle kein Untergrund von Myonen existiert. Die Signale, welche aus den Szintillatoren stammen und von den PMTs erzeugt wurden, müssen für die Markierung verzögert werden. Um das zu verstehen, bedarf es einer einfachen Überlegung.

Eine Messung des FADC, welche immer 1280 ns lang ist, startet, wenn ein Signal der Driftröhre nach der Verstärkung eine Pulshöhe von mindestens 12,5 mV besitzt. Ein Myon, welches durch eine der beiden Szintillatorplatten oder durch beide, sowie durch die Driftröhre fliegt, würde bei ausreichender Signalstärke eine Messung im FADC auslösen. Die vom Myon ionisierten Elektronen, die dem Draht am nächsten sind, benötigen die Driftzeit, bis sie den Draht erreicht haben und das Signal verstärkt werden kann. Daher benötigt das Signal der Driftröhre mindestens die Dauer der Driftzeit, bis eine Messung im FADC gestartet werden kann. Das Signal, welches aus den PMTs kommt, wird jedoch direkt weitergeleitet und würde nicht in der Messung auftauchen, da die Messung des FADC erst mit dem Signal der Driftröhre beginnt. Damit Myonen markiert werden können, muss das Signal verzögert werden, sodass die Myonensignale der PMTs, welche den äußeren Rand der Driftröhre durchfliegen, gemessen werden können. Würde man diese Verzögerung nicht beachten, würden die Signale der PMTs vor den Signalen der Driftröhre zum FADC gelangen, sodass sie nicht gemessen werden würden. Experimentell hat sich gezeigt, dass eine passende Verzögerung $1\ \mu\text{s}$ beträgt. Es ist zu beachten, dass auch Myonen existieren, welche nicht durch die Szintillatorplatten fliegen, sondern durch die Driftröhren. Diese können nicht markiert werden und können über Algorithmen entfernt werden. Wenn sie nicht entfernt werden, ist das eine Fehlerquelle für gemessene und aus den Messungen bestimmten Daten.

3.7 Beschreibung der Messreihen

Nun kann das Experiment beschrieben werden. In diesem wird es im Vordergrund stehen, zu überprüfen, ob der Verstärker richtig arbeitet und es mit diesem möglich ist, die Driftröhre mit der maximal möglichen Genauigkeit zu betreiben. In allen der folgenden Messreihen wird auf die Signale im FADC getriggert, welche aus dem Verstärker stammen.

Zuallererst wird eine Messreihe des Verstärkerrauschens aufgenommen, indem für alle Schwellenspannungen im FADC von 0 mV bis 12,5 mV in 0,5 mV Schritten jeweils 50 Sekunden das Rauschen der Verstärkerschaltung gemessen wird. Nur dieser wird mit Spannung versorgt, sodass man keine Signale der Driftröhre oder von den Szintillatoren erhält.

Danach wird eine Messreihe durchgeführt, welche zum Vergleich mit der finalen Messreihe dient. Sie hat eine Dauer von 180 s. Es werden die Driftröhre inklusive der Verstärkerschaltung mit Spannung versorgt, die PMTs der Szintillatoren jedoch nicht. Zudem wird die Gasversorgung der Driftröhre eingeschaltet.

Nach dieser wird eine Messreihe der Bestimmung der optimalen Hochspannung der Driftröhre aufgenommen, indem evaluiert wird, bei welcher Hochspannung die Gasverstärkung maximal wird. Bei der Messreihe wird auf die Driftröhre eine radioaktive ^{55}Fe -Quelle gestellt. Gleichzeitig werden die PMTs der Szintillatoren mit Spannung versorgt, sodass Myonen markiert werden. Es werden Hochspannungen von 1,8 kV bis 2,4 kV in jeweils 90 s langen 0,1 kV-Schritten gemessen. Zudem steht ein Gammastrahler auf jeweils zwei Positionen der Driftröhre, nämlich dem Loch Nummer 3 und Nummer 6, um zu überprüfen, ob es Unterschiede gibt, je nachdem, wo die radioaktive Quelle auf der Driftröhre platziert wird.

Sobald das Optimum der Gasverstärkung bestimmt wurde, kann eine 180 s lange Messreihe gestartet werden, bei welcher auf der optimalen Hochspannung noch einmal die Gasverstärkung und die Anstiegszeit gemessen werden. Mithilfe der markierten Myonen wird anschließend ein Driftzeitspektrum gebildet.

4 Auswertung und Ergebnisse des Experiments

Im Folgenden werden die Messungen ausgewertet, sodass ein Ergebnis des Experiments und eine Konklusion über den Verstärker getroffen werden kann.

4.1 Rauschen des Verstärkers

Zuallererst wird das Grundrauschen des Verstärkers charakterisiert. Dafür wurde, wie schon beschrieben, eine Messreihe durchgeführt, bei welcher von 0 mV Schwellenspannung bis 12,5 mV beziehungsweise 7 mV Schwellenspannung¹ in 0,5 mV Schritten gemessen wird. Anschließend werden die Häufigkeit der Rauschereignisse in Abhängigkeit von der Schwellenspannung dargestellt sowie die Häufigkeitsverteilung der Maximalwerte der jeweiligen Rauschwerte bei 0 mV Schwellenspannung. Danach wird das Rauschspektrum 4.2 aufgenommen.

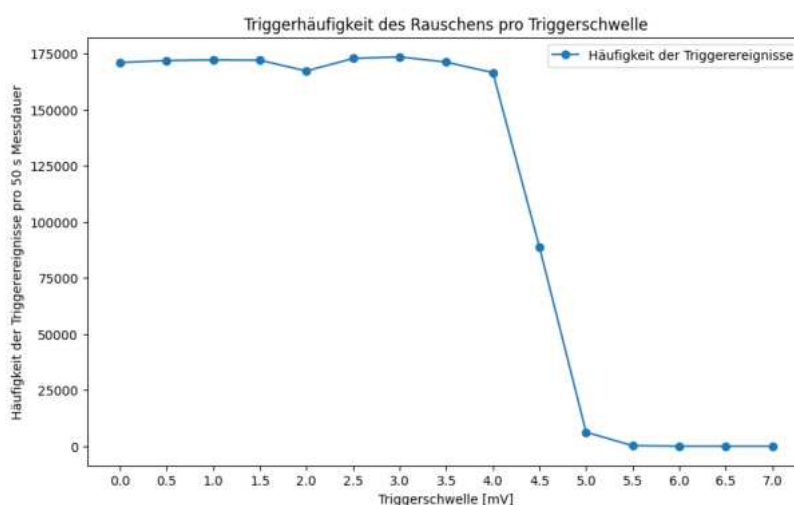


Abbildung 4.1: Rauschereignisse pro Schwellenspannung des Triggers in mV
Messdauer pro Triggerschwellenwert: 50 s

In Abbildung 4.1 erkennt man, dass Rauschmessungen bis ca. 4 mV mit einer hohen Frequenz ausgelöst werden. Danach kommt es nur noch vereinzelt zu Rauschereignissen, also Ereignissen innerhalb der Messung, welche von einem Rauschsignal getriggert wurden. Die Häufigkeit der Triggerereignisse ist zudem bei niedrigen Triggerschwellen bis 4 mV höher zu erwarten und man kann davon ausgehen, dass die Häufigkeit der Signale aus der Verstärkerschaltung kein

¹Es hat sich gezeigt, dass für Schwellenspannungen, welche größer als 7 mV sind, innerhalb der Messdauer von 50 s keine Rauschmessungen mehr gemessen wurden.

4 Auswertung und Ergebnisse des Experiments

Plateau bildet. Das Plateau, welches man bis 4 mV erkennt, könnte dadurch zustande kommen, dass die maximale Anzahl an Messungen im FADC begrenzt ist. Eine einzelne Messung bei einer Schwellenspannung von 12,5 mV und Dauer von 180 s hat ergeben, dass nach 80 s Messdauer ein Rauschereignis gemessen wurde. Daher kann näherungsweise davon ausgegangen werden, dass bei einer Messung von 90 s kein bis zwei Rauschereignisse gemessen werden, sowie bei einer Messung von 180 s ein bis vier Rauschereignisse. Es ist jedoch nicht notwendig, dies zu validieren, da Rauschereignisse im weiteren Verlauf der nächsten Messungen über aus den Daten teilweise eliminiert werden. Zudem verursacht ein nicht gewolltes in 10.000 Ereignissen einen sehr geringen Fehler, da die Statistik sehr hoch ist.

In Abbildung 4.2 kann zudem die Breite des Rauschens begutachtet werden. Die Abbildung 4.2 zeigt die durchschnittliche Häufigkeit der Rauschwerte pro Ereignis mit einer Länge von 1280 ns. Diese Abbildung ist das Rauschspektrum der Verstärkerschaltung, da es das durchschnittliche Rauschen der Signale, welche aus dem Verstärker gemessen werden, beschreibt. In Abbildung 4.3 ist ein Rauschereignis von Dauer 1280 ns abgebildet.

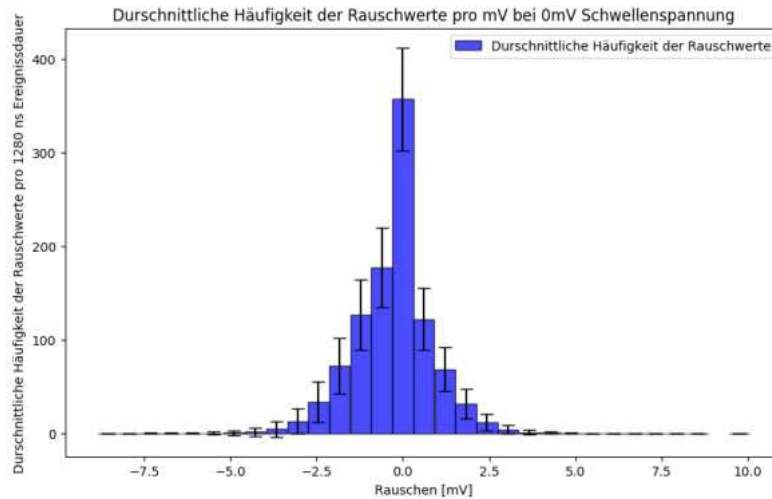


Abbildung 4.2: Rauschereignisse pro Schwellenspannung des Triggers in mV bei der 50 sekündigen Messung der Schwellenspannung von 0 mV.
Durchschnittliche Dauer des Ereignisses: 1280 ns

In Abbildung 4.3 ist zu beachten, dass die Zeitachse im FADC 1024 Bins hat, welche eine Zeitauflösung von 1,25 ns besitzen. So entsteht ein Auslesefenster von 1280 ns. Die Auflösung der Eingangsspannung von $\pm 2,5$ V ($\pm 1,25$ V Offset) beträgt 0,6104 mV pro Bin. Das gilt ebenso für weitere Abbildungen von Pulsen oder Ereignissen, die in der Driftröhre gemessen wurden.

Durch die wenigen von Rauschen getriggerten Ereignisse bei 12,5 mV Schwellenspannung im FADC eignet sich diese Schwelle für die weitere Messung. Ebenso kann der Schwellenstrom I_{th} 3.2 verwendet werden.

4.1 Rauschen des Verstärkers

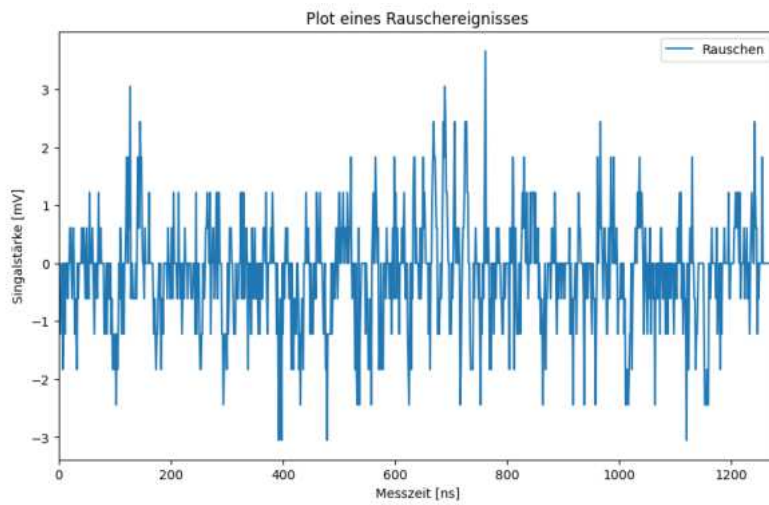


Abbildung 4.3: Abbildung eines Rauschereignisses, ausgelöst durch den Verstärker bei einer Schwellenspannung von 0 mV.
Ereignisdauer: 1280 ns, Messung von 50 s bei 0 mV Schwellenspannung.

4.2 Vergleichsmessreihe

Die zweite Messreihe dient als Vergleichsmessung zur Bestimmung der Anzahl an Ereignissen ohne ^{55}Fe Quelle bei einer Messdauer von 180 s und einer Hochspannung von 2,3 kV. In der Messung hat man 19.378 Ereignisse gemessen. Da die Driftröhre eine Fläche von annäherungsweise $0,038 \text{ cm} \times 1,05 \text{ cm} = 0,0399 \text{ cm}^2$ besitzt, kann man erwarten, dass durchschnittlich pro Sekunde 6,65 Myonen durch diese fliegen und gemessen werden. Bei einer Messdauer von 180 s führt das zu 1.149,12 Myonen oder durchschnittlich 1.150 Ereignissen. Die 19.378 Ereignisse aus der Vergleichsmessung passen jedoch nicht dazu, da eine Differenz von 18.228 Ereignissen existiert.

Daher muss für den weiteren Verlauf der Auswertung ein Algorithmus verwendet werden, mit welchem diese Ereignisse herausgefiltert werden können. Dafür werden zwei Möglichkeiten ausgewählt. Nachdem die Myonen herausgefiltert werden, kann eine Abbildung von der Vergleichsmessung und auszuwertenden Messung gemacht werden. Diese Abbildung beinhaltet den höchsten jeweiligen Maximalwert pro Ereignis für jeweils die auszuwertende und die Vergleichsmessung. So kann aus dieser Abbildung der Unterschied zwischen den Messungen abgelesen werden.

Danach kann ein Fit durchgeführt werden, um die Ereignisse herauszufiltern, mit welchen man die Kenngrößen des Verstärkers und der Driftröhre herausfinden möchte. Bei der Fit-Funktion handelt es sich um eine an der Y-Achse gespiegelte Novosibirsk-Funktion mit anpassbarer Amplitude und anpassbarer Abfallstärke.

Aus diesen Daten kann man ein weiteres wichtiges Ereignis charakterisieren, das Sättigungsereignis. Wie man in Abbildung 4.4 erkennt, geht der Verstärker bei manchen Signalen aus der Driftröhre in die Sättigung über. Diese Ereignisse sind leicht zu charakterisieren, da ihr Höhepunkt ähnlich hoch ist, denn diese Sättigung entsteht, wenn Signale aus der Driftröhre zu stark für den Verstärker sind. Dadurch kann man sie in den weiteren Messungen herausfiltern und ignorieren.

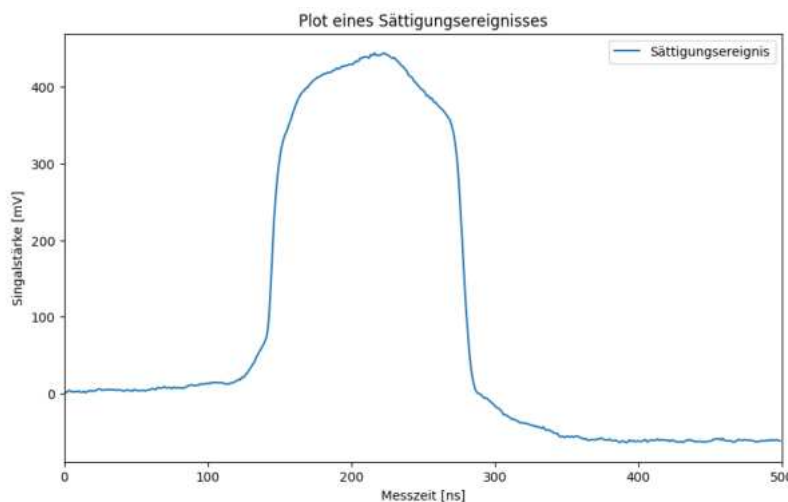


Abbildung 4.4: Abbildung eines Sättigungsereignisses von der Vergleichsmessung
Dauer der Messung: 180 s, Dauer des Ereignisses: 1280 ns, gekürzt auf 500 ns zur besseren Visualisierung

4.3 Messreihe zur Bestimmung der optimalen Hochspannung

Nun kommen wir zu der dritten Messung, bei welcher die Gasverstärkung für verschiedene Hochspannungen gemessen wird, um zu bestimmen, bei welcher Hochspannung die Driftröhre optimal arbeitet. Diese wird über den experimentellen Ansatz 3.13 bestimmt, welcher folgend in Gleichung 4.1 zu sehen ist:

$$G = \frac{\int U_{out} dt}{R \cdot n_e \cdot e} = \frac{\int U_{out} dt}{22,5 \frac{mV}{\mu A} \cdot 223 \cdot e} \quad (4.1)$$

Die Daten der Szintillatoren markieren nun die Myonen, sodass diese dann herausgefiltert werden können. Zudem existiert ein Verarbeitungsalgorithmus, bestehend aus zwei Komponenten. Die erste Komponente ist die Filterung des Maximalwertes des jeweiligen Ereignisses, je nachdem, ob es in einem gegebenen Intervall liegt. Die Beurteilung, welche Größe das Intervall hat, bei welchem Wert es beginnt und bei welchem es endet, erfolgt graphisch und ist in Abbildung 4.5 für 2,3 kV abgebildet.

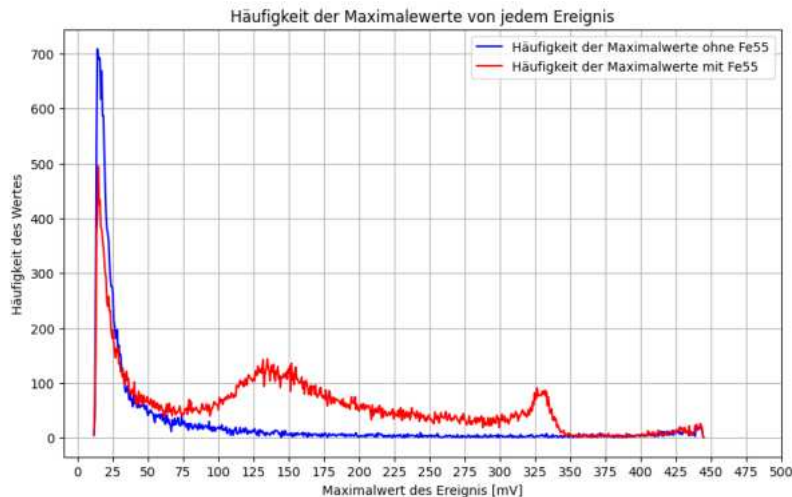


Abbildung 4.5: Abbildung der Häufigkeit des jeweiligen Maximalwerts von jedem Ereignis für Vergleichs- und ^{55}Fe -Messung. Die Ursache des Unterschieds ist die Verwendung der ^{55}Fe -Quelle im roten Graph. Der Maximalwert wurde von jedem Ereignis bestimmt und daraufhin graphisch dargestellt. Aus dieser Abbildung kann abgelesen werden, dass sich die Graphen im Intervall von 75 mV bis 350 mV unterscheiden.

Dauer der Messung: 180 s, Dauer des Ereignisses: 1280 ns

Die Abbildung 4.5 ist dabei die Häufigkeitsverteilung des Maximalwerts von jedem Ereignis in einer 180-sekündigen Messung bei einer Hochspannung von 2,3 kV. Abgebildet sind dabei die Vergleichsmessreihe in blau ohne und eine 180-sekündige Messung mit ^{55}Fe -Quelle. Man erkennt, dass sich der blaue Graph ab 75 mV bis 350 mV von dem roten Graph unterscheidet. Daher werden alle Ereignisse, deren Maximalwert außerhalb von diesem Spannungsintervall $[75 \text{ mV} \leq x \leq 350 \text{ mV}]$ liegen, herausgefiltert, da diese zu dem Untergrund gehören, der nicht zur Messung beiträgt. Zudem wird angenommen, dass der FADC den Triggerpunkt, bei welchem das Signal zum ersten Mal die Triggerspannung erreicht, bei jedem Signal an

4 Auswertung und Ergebnisse des Experiments

den gleichen Messzeitpunkt setzt. Zudem kann für Photonen angenommen werden, dass sie nach Erreichen der Schwelle in ihr Maximum übergehen und einen klaren Peak haben. Daher können alle Pulse herausgefiltert werden, welche nach diesem Zeitpunkt nicht ihr Maximum oder mehrere Maxima haben.

Hochspannung [kV]	Spannungsintervall [mV]	Gasverstärkung Loch No. 3	Gasverstärkung Loch No. 6
1,8	$[0 \leq x \leq 45]$	$497,7 \pm 466,1$	$422,8 \pm 384,9$
1,9	$[0 \leq x \leq 45]$	$501,8 \pm 271,6$	$510,9 \pm 318$
2,0	$[0 \leq x \leq 45]$	$1025,5 \pm 516,7$	$980,8 \pm 520,3$
2,1	$[30 \leq x \leq 100]$	$2912,5 \pm 706,1$	$2869,4 \pm 724,2$
2,2	$[40 \leq x \leq 250]$	$6754,3 \pm 1749,2$	$6708 \pm 1736,5$
2,3	$[125 \leq x \leq 3]$	$15395,2 \pm 3425,4$	$15404 \pm 3613,1$
2,4	$[125 \leq x \leq 350]$	$8680 \pm 5357,2$	$7866,3 \pm 5542,4$

Tabelle 4.1: Tabelle der Messreihe zur Bestimmung der optimalen Hochspannung der Driftröhre. Hochspannungen sind im Intervall $[1,8 \text{ kV} \leq x \leq 2,4 \text{ kV}]$. Das Spannungsintervall ist die jeweilige Filterung nach Maximalwert im jeweiligen Intervall. Gemessene Gasverstärkungen für ^{55}Fe auf jeweiligem Loch inklusive Fehler.

Wie man in der Auswertung der Tabelle 4.1 erkennt, ist bei einer Hochspannung von 2,3 kV die durchschnittliche Gasverstärkung G maximal, wodurch davon ausgegangen werden kann, dass bei diesem Wert die Driftröhre am besten von den gemessenen Hochspannungen arbeitet. Zudem ist das charakteristische Verhalten der Gasverstärkung als exponentieller Anstieg bei Erhöhung der Hochspannung zu erkennen. Graphisch ist dies in Abbildung 4.6 zu erkennen. Hier ist zudem die Breite der Fehler zu erkennen. Die Fehler sind die Standardabweichung des berechneten Mittelwerts der Gasverstärkung.

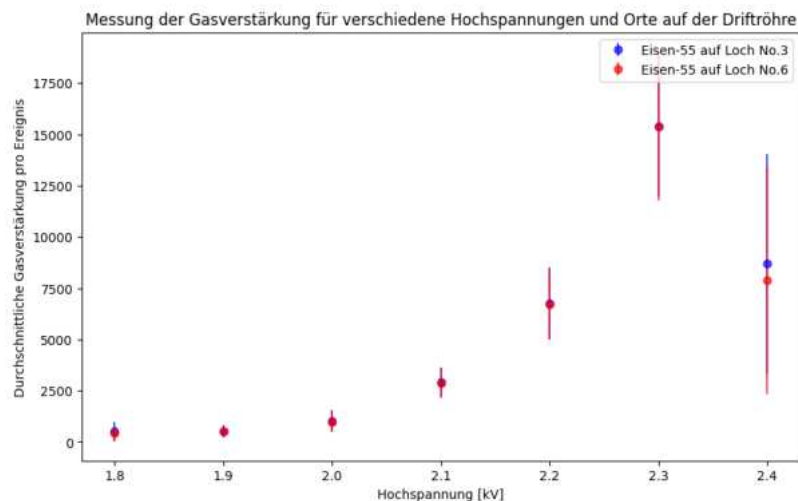


Abbildung 4.6: Abbildung der durchschnittlichen Gasverstärkung pro Ereignis für verschiedene Löcher und Hochspannungen der Driftröhre. Die Gasverstärkungen sind Mittelwerte, daher existierten statistische Fehler zu diesen Werten.

Dauer der Messung: 90 s, Dauer des Ereignisses: 1280 ns

4.3 Messreihe zur Bestimmung der optimalen Hochspannung

In Abbildung 4.6 und in der Tabelle 4.1 erkennt man, dass für eine Hochspannung von 2,3 kV die durchschnittliche Gasverstärkung maximal ist. Wenn man den Quotienten aus Fehler und Durchschnittswert bildet, erhält man die relative Größe des Fehlers in Bezug auf den jeweiligen Durchschnittswert. Für 2,3 kV ist dieser Wert bei beiden Löchern am geringsten und lautet:

$$\frac{G_{Fehler, 3}}{G} = 0,222 \quad (4.2)$$

$$\frac{G_{Fehler, 6}}{G} = 0,234 \quad (4.3)$$

Es ist zu beachten, dass der Verlauf der Abbildung 4.6 nicht erwartet wurde, da bei einer höheren Hochspannung das elektrische Feld in der Nähe des Drahts höher ist. Dadurch sollte die Gasverstärkung höher sein oder zumindest in ein Plateau übergehen. Gleichmaßen geht der Verstärker ab einer Hochspannung von 2,4 kV häufiger in Sättigung. Das geschieht nun auch bei ^{55}Fe -Signalen. Dadurch könnte dieser Abfall zustande kommen.

4.4 Messung 4: Anstiegszeit und längere Messung der Gasverstärkung, Messung des Driftzeitspektrums

Nun kann die finale Messung durchgeführt werden, in welcher die Kenngrößen des Verstärkers gemessen werden sollen, sowie die Gasverstärkung und ein Driftzeitspektrum. Diese Messung hatte, wie bereits beschrieben, eine Dauer von 180 Sekunden.

Zuallererst widmet man sich der Gasverstärkung. Mithilfe der Fit-Funktion kann eine Auswahl getroffen werden, bei welchen Ereignissen es sich um Photonen handelt, indem diejenigen Ereignisse behalten werden, welche der Fit-Funktion unter optimalen Parametern zu 99,85 Prozent übereinstimmen.

Die Parameter der Fit-Funktion wurden mithilfe von einem einzelnen Puls trainiert. Zudem wurden danach für weitere Ereignisse die durchschnittlichen Parameter gebildet, mit denen die Fit-Funktion die passende Form für Photonen erhält.

Die Myonen wurden wie in Messung 4.3 bereits herausgefiltert und von den Daten werden nur Ereignisse genommen, deren Maximalpuls im Intervall von 75 mV bis 350 mV liegt, wie man das in Abbildung 4.5 ablesen kann.

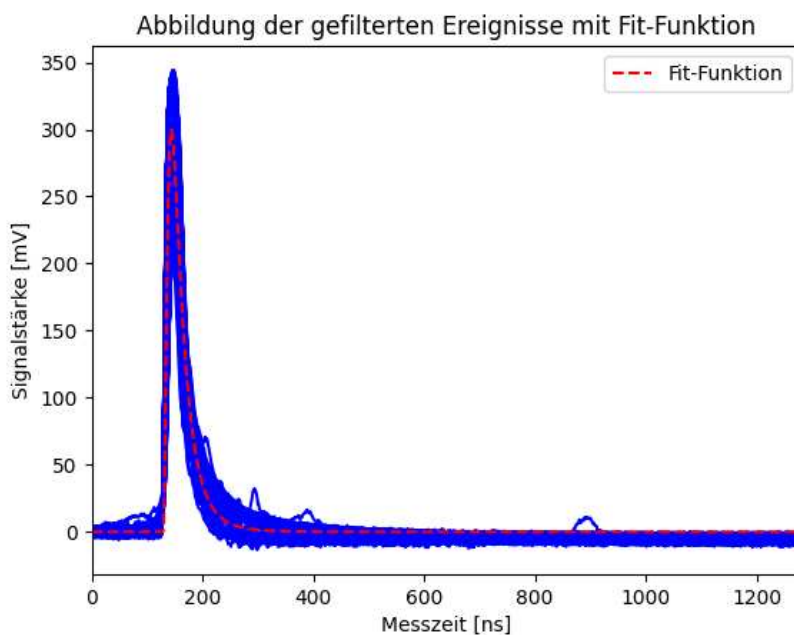


Abbildung 4.7: Abbildung der gefilterten Photonenergebnisse (blau) mit Fit-Funktion (rot) in optimalen Parametern, gefunden durch einen Algorithmus über mehrere ähnliche Photonenergebnisse

Dauer der Messung: 180 s, Dauer der Ereignisse: 1280 ns

In Abbildung 4.7 sind die Photonenergebnisse in blau mit der verwendeten Fit-Funktion in rot zu erkennen. Diese abgebildeten, herausgefilterten Ereignisse wurden für die Auswertung der Charakteristika der Driftröhre und der Verstärkerschaltung verwendet. Es ist zu beachten, dass es sich hierbei um kein perfektes System handelt, da man in der Abbildung 4.7 auch einzelne Ereignisse erkennt, die Ausschläge bezogen auf die Fit-Funktion besitzen. Diese könnten

4.4 Messung 4: Anstiegszeit und längere Messung der Gasverstärkung, Messung des Driftzeitspektrums

durch ein höheres Rauschen oder durch Pulse von Elektronen zustande kommen, welche von Photonen aus Aluminiumatomen herausgeschlagen werden. Die Photonen können dabei durch Anregung des Argongases durch ionisierte Argonatome am inneren Rand der Driftröhre entstehen, wie es in Kapitel 3.4 beschrieben wurde.

Die durchschnittliche Gasverstärkung bei dieser Messung beläuft sich damit auf

$$G = 16576,714 \pm 1325,503 \quad (4.4)$$

mit einem Maximalwert von

$$G_{max} = 19658,429 \quad (4.5)$$

Der charakterisierende Faktor der Verstärkerschaltung ist die Anstiegszeit. Diese ist definiert als die Zeit eines Ereignisses, die das Signal benötigt, von 10 Prozent auf 90 Prozent anzusteigen (Quelle 25 N).

Für die Messung ergibt sich eine Anstiegszeit von

$$t_r = 11,928ns \pm 2,510 ns \quad (4.6)$$

Damit lässt sich nun testen, ob die Driftröhre und der Verstärker optimal arbeiten. In Gleichung 3.2 wurde eine Bedingung hergeleitet, welche die Gasverstärkung mit dem Schwellenstrom und der Anstiegszeit verknüpft. Stellt man diese Gleichung um, erhält man Gleichung 4.4

$$\frac{I_{th} \cdot t_r}{G \cdot e} = 1,5 \quad (4.7)$$

Die Gleichung 4.4 verlangt, dass 1,5 Elektronenlawinen als minimale Ladung für den Start einer Messung benötigt werden. Wenn man diesen Wert bei Einsetzung der jeweiligen Ergebnisse erreicht, kann angenommen werden, dass die Driftröhre und die Verstärkerschaltung gemeinsam optimal arbeiten.

$$\frac{I_{th} \cdot t_r}{G \cdot e} = \frac{0,456A \cdot 11,928ns \pm 2,510ns}{16576,714 \pm 1325,503 \cdot e} = 2,457 \pm 0,553 \quad (4.8)$$

Daher wurde während der Messung unter optimalen Bedingungen der Wert von 1,5 Elektronenlawinen im Durchschnitt nicht erreicht. Um zu überprüfen, ob die Driftröhre diesen Wert überhaupt erreichen kann, kann man die maximal erreichte Gasverstärkung zurate ziehen.

Bezogen auf den maximal erreichten Wert der Gasverstärkung G_{max} lautet dieser Wert

$$\frac{I_{th} \cdot t_r}{G_{max} \cdot e} = 2,071 \pm 0,436 \quad (4.9)$$

Mit der maximal erreichten Gasverstärkung liegt der zu erreichende Wert von 1,5 Elektronenlawinen knapp außerhalb der Fehlerbreite. Damit wurde die Spezifikation nicht erreicht. Das bedeutet, dass die Driftröhre in Symbiose mit der Verstärkerschaltung nicht effizient gearbeitet hat.

4 Auswertung und Ergebnisse des Experiments

Nun kann überprüft werden, ob es möglich ist, ein Driftzeitspektrum zu erstellen. Dafür werden die Driftzeiten der markierten, herausgefilterten Myonen gemessen und so ein Histogramm 4.8 mit feiner Auflösung erstellt, welches die Häufigkeit der Driftzeiten beinhaltet.

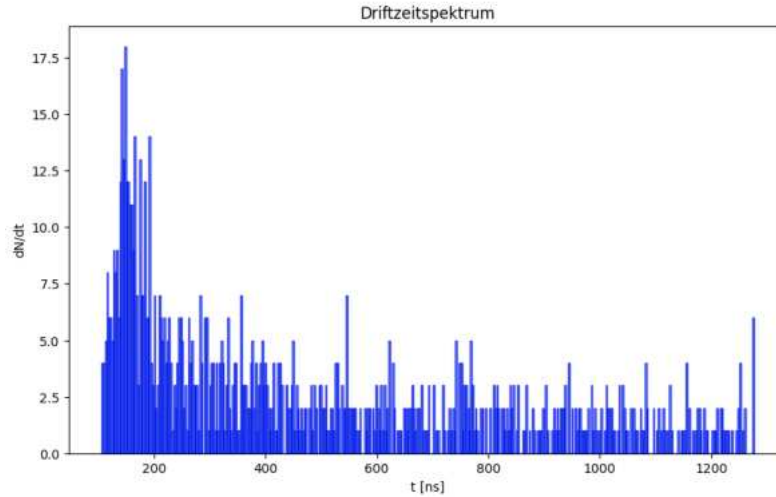


Abbildung 4.8: Driftzeitspektrum mit feiner Auflösung
Verzögerung der PMT-Signale: $1 \mu\text{s}$

Es ist in der Abbildung 4.8 zu erkennen, dass die linke Flanke des Driftzeitspektrums nicht so steil ist, wie sie in Abbildung 2.7 bei einer Driftröhre des gleichen Bautyps ist. Das Driftzeitspektrum in Abbildung 2.7 hat ein klares Ende. Im Allgemeinen erkennt man, dass Driftzeiten bei 40 ns bis 1450 ns gemessen wurden. Die kürzeste Driftzeit von 40 ns beschreibt die Myonen, welche direkt durch den Draht geflogen sind. Daher kann man diese Zeit als 0 ns Driftzeit interpretieren. Die 40 ns Verzögerungen durch die Signalverarbeitung. Somit ist die höchste Driftzeit in Abbildung 2.7 1410 ns. Da es sich beim Spektrum 4.8 um die gleiche Driftröhre handelt, legt das bei einer maximalen Auflösung von 1280 ns nahe, dass Driftzeiten und somit Myonen nicht gemessen wurden. Dieses Problem könnte gelöst werden, indem die Samplingrate des FADC von 0,8 Gs/s auf 0,4 Gs/s gestellt würde. Dadurch würde das Messfenster auf 2560 ns verlängert werden und es könnte eine Driftzeit-Ort-Bestimmung durchgeführt werden. Es ist zu erkennen, dass die Statistik sehr gering ist. Daher sollte bei einer erneuten Messung eines Driftzeitspektrums auf die Samplingrate des FADCs geachtet sowie die Messdauer auf mindestens 12 Stunden oder mehr angepasst werden. Nichtsdestotrotz ist es in diesem Aufbau möglich, Driftzeiten zu messen und ein Driftzeitspektrum zu erstellen.

5 Zusammenfassung und Ergebnis der Arbeit

Es wurde gezeigt, dass das Rauschen der Verstärkerschaltung gering genug ist, um die Schwelle von 12,5 mV und den damit verbundenen Schwellenstrom von

$$I_{th} \approx 0,547 \mu A \quad (5.1)$$

zu verwenden.

Das Rauschen wurde im Rauschspektrum 4.2 charakterisiert. Es existieren Sättigungsereignisse, diese können jedoch einfach herausgefiltert werden und stören nur bedingt in der weiteren Auswertung. Es wurde gezeigt, dass die Driftröhre auf 2,3 kV Hochspannung am besten arbeitet.

Die durchschnittliche Gasverstärkung der Photonenergebnisse wurde bestimmt und beläuft sich auf

$$G = 16576,714 \pm 1325,503 \quad (5.2)$$

mit einem Maximum von

$$G_{max} = 19658,429. \quad (5.3)$$

Die durchschnittliche Anstiegszeit der Verstärkerschaltung beläuft sich auf

$$t_r = 11,928 ns \pm 2,510 ns. \quad (5.4)$$

Die Effizienz des Systems aus Driftröhre und Verstärkerschaltung wurde bestimmt und liegt unter der geforderten Grenze von 1,5 Elektronenlawinen für G:

$$\frac{I_{th} \cdot t_r}{G \cdot e} = 2,457 \pm 0,553 \quad (5.5)$$

$$\frac{I_{th} \cdot t_r}{G_{max} \cdot e} = 2,071 \pm 0,436 \quad (5.6)$$

Es konnte ein Drifzeitspektrum aufgenommen werden, es konnte zudem gezeigt werden, dass die Erstellung einer Driftzeit-Ort-Beziehung nicht möglich ist, da das Spektrum am rechten Ende abgeschnitten sein könnte und die Statistik sehr gering ist.

Zudem gab es einen großen Hintergrund bei der Messung mit der Driftröhre, welche aus dem Vergleich der Vergleichsmessung mit der Anzahl an Myonen hervorgeht, was in Kapitel 4.2 nachzulesen ist. Aus diesem Hintergrund können zwei Schlüsse gefolgt werden. Der Hintergrund ist entweder normal und existiert bei jeder Driftröhre. Dieser Schluss könnte durch die Überlegung bekräftigt werden, dass Driftröhren wie Antennen funktionieren. Das würde bedeuten, dass Driftröhren Signale an den Verstärker weitergeben können, welche für die Messung hinderlich sind. Der andere Schluss wäre die Frage nach der richtigen Funktionalität der Driftröhre oder der Verstärkerschaltung sowie im schlechtesten Fall beiden. Probleme einer Driftröhre könnten Funkenentstehung durch das elektrische Feld sein. Die Funken könnten zu

5 Zusammenfassung und Ergebnis der Arbeit

Ionisationen im Driftgas führen und störende Signale erzeugen. Um zu überprüfen, ob Probleme vorliegen, könnte man die verwendete Driftröhre gegen eine Driftröhre austauschen, die richtig funktioniert, um zu überprüfen, ob das Problem die Verstärkerschaltung ist. Zudem könnte man bei der verwendeten Driftröhre einen kommerziellen Verstärkerschip, welcher ideal funktioniert, verwenden und so überprüfen, ob die Driftröhre ordentlich funktioniert.

Wenn sich zeigt, dass die Driftröhre und der Verstärker richtig arbeiten und man davon ausgeht, dass bei den Messungen keine Fehler gemacht wurden, welche die Messergebnisse verfälschen, kann man ein Ergebnis schlussfolgern. Die Verstärkerschaltung eignet sich für Anwendungen, bei welchen die Ortsgenauigkeit nicht wichtig ist, da die Spezifikation des Messstarts bei 1,5 Elektronenlawinen nicht erreicht wurde. Diese sind beispielsweise die Überprüfung der Funktionalität von neu entwickelten Driftröhren. Nach den Ergebnissen dieser Arbeit kann jedoch von einer Überprüfung der Effizienz und Genauigkeit von neu entwickelten Driftröhren abgeraten werden.

6 Anhang

Die folgenden Zeilen sind der Python-Code, welcher die Fit-Funktion Novosibirsk beschreibt. Dabei handelt es sich um einen asymmetrischen Puls, welcher zuerst stark ansteigt und dann mit einem exponentiellen Abfall abfällt. Zudem wurden Variablen zur Veränderung der Amplitude und jenem Abfall hinzugefügt.

```
def novosibirsk_custom_decay(x, x0, sigma, tau, amplitude, decay_factor):
    Novosibirsk-Funktion mit anpassbarer Amplitude
    und anpassbarem exponentiellen Abfall
    Parameter:
        x (float oder numpy array): Die unabhängige Variable.
        x0 (float): Der Mittelwert (Position des Peaks).
        sigma (float): Die Breite der Verteilung.
        tau (float): Der Asymmetrieparameter.
        amplitude (float): Der Skalierungsfaktor für die Höhe der Funktion.
        decay_factor (float): Ein zusätzlicher Faktor,
        um den exponentiellen Abfall zu verstärken oder abzuschwächen.

    tau2 = (tau * decay_factor) ** 2
    delta = (x - x0) / sigma
    if tau != 0:
        lambd = np.sinh(tau * delta) / tau
    else:
        lambd = delta
    safe_lambd = np.where(1 + lambd > 0, lambd, -1 + 1e-9)
    log_component = np.log(1 + safe_lambd)
    return amplitude * np.exp(-0.5 * ((log_component ** 2 / tau2) + tau2))
```


Literaturverzeichnis

- [1] Bogdan Povh, Klaus Rith, Christoph Scholz, Frank Zetsche, Werner Rodejohann (2014) Teilchen und Kerne, 9. Aufl, Springer Spektrum Berlin, Heidelberg
- [2] P.W. Higgs, Broken symmetries, massless particles and gauge fields, Physics Letters, Volume 12, Issue 2, 1964, Pages 132-133, ISSN 0031-9163,
- [3] CERN experiments observe particle consistent with long-sought Higgs boson, 2012
- [4] New results indicate that particle discovered at CERN is a Higgs boson, 2013
- [5] isa Leander/Maike Pollmann (2013), Nobelpreis für Physik 2013
- [6] Hermann Kolanoski, Norbert Wermes (2016) Teilchendetektoren, Springer Spektrum Berlin, Heidelberg
- [7] Wikipediaartikel zum Standardmodell - Zuletzt aufgerufen am 21.11.2024
- [8] R.L. Workman et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, 34. Passage of Particles Through Matter
- [9] Dr. B. S. Wonsak (2007), Die Spurrekonstruktion für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des Neutrino-Experiments OPERA, Universität Hamburg
- [10] M. Matoba (1985) - Three dimensional Monte-Carlo simulation of the electron avalanche around an anode wire of a proportional counter. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-32:541–544
- [11] Artikel über Driftröhren des LHCs - Zuletzt aufgerufen am 21.11.2024
- [12] Luigi Rolandi, Werner Riegler, Walter Blum (2008), Particle Detection with Drift Chambers, 2. Aufl., Springer Berlin, Heidelberg
- [13] N. Madzharova (2023) - Entwicklung eines Vorverstärkers für Driftröhren Signale
- [14] Wikipediaartikel zu Photomultipliern - Zuletzt aufgerufen am 22.11.2024
- [15] Wikipediaartikel zur kosmischen Strahlung - Zuletzt aufgerufen am 22.11.2024
- [16] Nuclear Physics A (2003), S. 3-128, The Nubase evaluation of nuclear and decay properties
- [17] Esam M. A. Hussein (2003) - Handbook on Radiation Probing, Gauging, Imaging and Analysis
- [18] Wikipediaartikel über Eisen-55, Zuletzt aufgerufen am 22.11.2024
- [19] Schematische Abbildung des Elektroneneinfangs - Zuletzt aufgerufen am 22.11.2024

- [20] Prof. W. Schmidt-Parzefall (2023) - The Tracker for the Muon Spectrometer of SND@LHC, Persönliche Kommunikation
- [21] S. Bieschke (2020), The Drift Tube Spectrometer for the Measurement of the Muon Flux and Spectrum Emerging from a Proton Beam Dump at the SPS for the SHiP Experiment, Universität Hamburg
- [22] Datenblatt - NE592 Video Amplifier
- [23] K Nakamura and (Particle Data Group) 2010 J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 37 075021 DOI 10.1088/0954-3899/37/7A/075021
- [24] R.L. Workman et al. (Particle Data Group), Prog.Theor.Exp.Phys. 2022, 083C01 (2022)
- [25] J.L. Autran, D. Munteanu, T. Saad Saoud, S. Moindjie, Characterization of atmospheric muons at sea level using a cosmic ray telescope, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 903, 2018, Pages 77-84, ISSN 0168-9002
- [26] 30. Cosmic Rays - R.L. Workman et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, 083C01 (2022)
- [27] Torben Ferber - Messung der Gaseigenschaften unter Einfluss von molekularem Sauerstoff und Aufbau eines Gassystems für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Juli 2006.
- [28] ANNIE Physics - Zuletzt aufgerufen am 04.12.2024
- [29] Flügge, S. (1967). Einführung in die statistische Methode. In: Mechanik Geordneter und Ungeordneter Bewegungen. Springer, Berlin, Heidelberg
- [30] A., Ralchenko, Yu., Reader, J. und NIST ASD Team (2019), Atomic Spectra Database
- [31] V1743 16 Channel 12bit 3.2 GS/s Switched Capacitor Digitizer C.A.E.N.
- [32] Klaus Bethge, Gertrud Walter, Bernhard Wiedemann (2008), Kernphysik, 3. Aufl., Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2008
- [33] E. Michel, W. Schmidt-Parzefall, R.D. Appuhn, J. Buchmüller, H. Kolanoski, B. Kreimeier, A. Lange, T. Siegmund, A. Walther, K.W. Edwards, R.C. Fernholz, H. Kapitza, D.B. MacFarlane, M. O'Neill, J.A. Parsons, J.D. Prentice, S.C. Seidel, G. Tsipolitis, S. Ball, A. Babaev, M. Danilov, I. Tichomirov, The ARGUS microvertex drift chamber, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 283, Issue 3, 1989, Pages 544-552, ISSN 0168-9002

Abbildungsverzeichnis

2.1	Standardmodell der Elementarteilchen, Quelle: Wikipedia Deutschland [7]	11
2.2	Teilchendrift in Driftröhre, Quelle: Die Spurrekonstruktion für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des Neutrino-Experiments OPERA [9]	13
2.3	Monte-Carlo Simulation des Drifts eines einzelnen Elektrons, Quelle: M. Matoba et al. Three dimensional Monte-Carlo simulation of the electron avalanche around an anode wire of a proportional counter. [10]	14
2.4	Spurauflösung einer Driftröhre, Quelle: Driftrohr - LHC [11]	15
2.5	Durschnittlicher Energieverlust von verschiedenen Teilchen in verschiedenen Materialien, Quelle: 34. Passage of Particles Through Matter [8]	17
2.6	Abbildung der Effekte von Photonen in verschiedenen Materialien [8]	18
2.7	Driftzeitspektrum aus dem Teststand von OPERA, Quelle: Die Spurrekonstruktion für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des Neutrino-Experiments OPERA [9]	20
2.8	Myonsignal aus der Driftröhre der Arbeit, Prof. W. Schmidt-Parzefall (2023) - The Tracker for the Muon Spectrometer of SND@LHC [20]	22
2.9	Photonen aus der Driftröhre der Arbeit, Quelle: Prof. W. Schmidt-Parzefall (2023) - The Tracker for the Muon Spectrometer of SND@LHC [20]	23
2.10	Schematische Abbildung der Vorgänge innerhalb eines Photomultipliers, Quelle: Wikipedia Deutschland [14]	24
2.11	Schematische Abbildung der kosmischen Strahlung, Quelle: Wikipedia Deutschland [15]	25
2.12	Schematische Abbildung vom Elektroneneinfang, Quelle: Wikimedia [19]	27
3.1	Schematische Abbildung vom Aufbau des Experiments, Quelle: Eigenarbeit	30
3.2	Bild der Driftröhre, Eingenarbeit	31
3.3	Bild der Driftröhre mit ^{55}Fe in einer Halterung, Eingenarbeit	31
3.4	Bild des Hochspannungsversorgung für die Driftröhre und der Verstärkerschaltung, Eingenarbeit	31
3.5	Bild des Regals für die Signalverarbeitung, Eingenarbeit	32
3.6	Bild der Verstärkerschaltung, Eingenarbeit	33
3.7	Abbildung des Schaltplans der Verstärkerschaltung, Quelle: Prof. W. Schmidt-Parzefall (2023) - The Tracker for the Muon Spectrometer of SND@LHC, Persönliche Kommunikation [20]	33
3.8	Abbildung des kleinsten Spannungsschritts der Verstärkerschaltung, welcher zu einer Messung führt, Quelle: Prof. W. Schmidt-Parzefall (2023) - The Tracker for the Muon Spectrometer of SND@LHC [20]	34
3.9	Vereinfachte Abbildung des Verstärkers, Eigenarbeit	36
3.10	Bild des Aufbaus der Gasversorgung, Eigenarbeit	38
4.1	Rauschereignisse pro Schwellenspannung des Triggers, Eigenarbeit	43

Abbildungsverzeichnis

4.2	Histogramm der durchschnittlichen Häufigkeit der Rauschwerte pro mV bei 0 mV Schwellenspannung, Eigenarbeit	44
4.3	Abbildung eines Rauschereignisses, Eigenarbeit	45
4.4	Abbildung eines Sättigungseignisses, Eigenarbeit	46
4.5	Abbildung der Häufigkeit des jeweiligen Maximalwerts von jedem Ereignis für Vergleichs- und ^{55}Fe -Messung, Eigenarbeit	47
4.6	Abbildung der durchschnittlichen Gasverstärkung pro Ereignis für verschiedene Löcher und Hochspannungen der Driftröhre, Eigenarbeit	48
4.7	Abbildung der gefilterten Photonenergebnisse mit Fit-Funktion (rot), Eigenarbeit	50
4.8	Driftzeitspektrum mit feiner Auflösung, Eigenarbeit	52