

Versuchsbericht

P515 Driftkammern

durchgeführt am 28./30.05.2025

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Versuchsaufbau und Funktionsweise der Driftkammer	2
2.1 Zwei wichtige physikalische Prozesse	2
2.2 Die Auslese-Elektronik	4
3 Kalibrierung der Driftkammer	6
3.1 Die Analogen Signale	6
3.2 Stromabhängigkeit von der Hochspannung am Driftkammer	7
3.3 Einstellung der Hochspannung des Szintillationsdetektors	9
3.4 Einstellung der Betriebsparameter der Driftkammer	10
4 Messung der Winkelverteilung der kosmischen Strahlung	13
4.1 Verteilung der Ansprecher und Time-over-Threshold	13
4.2 Drahtkorrelation	17
4.3 Orts-Driftzeitbeziehung	18
4.4 Abstandssumme gegen Abstandsdifferenz	19
4.4.1 unabhängig vom Winkel	19
4.4.2 abhängig vom Winkel	20
4.5 Winkelverteilung	22
5 Fazit	24
A Anhang	25
A.1 Szintillationsdetektor	25
A.2 Rohdaten bei der Messung vom Driftkammerstrom als Funktion der Hochspannung	26
A.3 Nicht-nummerierte 2D-Histogramme	27
Literaturverzeichnis	28

1. Einleitung

Im Zentrum dieses Experiments steht die Analyse eines gasgefüllten Teilchendetektors, der sogenannten Driftkammer. Diese zählt zu den Detektortypen, die auf Gasionisation durch geladene Teilchen basieren. Durch diese Ionisationsvorgänge lässt sich damit die Flugbahn der Teilchen mit hoher Genauigkeit rekonstruieren. Zum Einsatz kommt hierbei ein speziell für das BGOOD-Experiment entwickeltes Driftkammer-Prototyp, die zusammen mit einem Szintillationsdetektor zur Triggerung sowie digitaler Auslese-Elektronik betrieben wird.

Ziel des Versuches ist es, die Winkelverteilung kosmischer Myonen experimentell zu erfassen. Diese energiereichen Teilchen treffen aus unterschiedlichen Himmelsrichtungen auf die Erde und durchqueren dabei das Detektorsystem. Im Zuge dessen sollen auch die Betriebsparameter der Driftkammer analysiert und optimiert werden.

Die Driftkammer ist aus zahlreichen sogenannten Driftzellen aufgebaut – kleinen, abgegrenzten Volumina, in denen mehrere negativ geladene Potentialdrähte einen zentralen, geerdeten Anodendraht umgeben. Trifft ein ionisierendes Teilchen auf das in der Zelle befindliche Gas, entstehen entlang seiner Spur Elektron-Ion-Paare. Die freigesetzten Elektronen werden im elektrischen Feld zur Anode beschleunigt. In unmittelbarer Nähe des Anodendrahts ist das elektrische Feld so stark, dass es zu weiterer Ionisation kommt – dieser Effekt wird als Gasverstärkung bezeichnet. Das daraus resultierende Signal wird von der angeschlossenen Elektronik erfasst und ausgewertet.

Im praktischen Teil des Versuchs werden zunächst die Ausgangssignale des Szintillationszählers sowie der Driftkammer aufgenommen. Mithilfe eines Strontium-90-Präparats wird anschließend das Ansprechverhalten der Driftkammer auf Elektronen überprüft. Danach folgt die Vorbereitung für die Langzeitmessung kosmischer Myonen. Ergänzend werden sogenannte Driftzeitspektren aufgezeichnet, die den zeitlichen Abstand zwischen dem Eintreffen eines Teilchens und der Signalentstehung dokumentieren – ein wesentlicher Aspekt zur Charakterisierung des Detektors und zur präzisen Rekonstruktion der Teilchenspuren. Die Gesamtheit dieser Messungen erlaubt die Bestimmung der Winkelverteilung kosmischer Myonen am Standort des Experiments.

2. Versuchsaufbau und Funktionsweise der Driftkammer

Der Driftkammer in diesem Experiment ist ein Prototyp des BGOOD-Experiments. In diesem Abschnitt werden Details zu dessen Aufbau und Funktionsweise beschrieben.¹

2.1. Zwei wichtige physikalische Prozesse

Die wichtigste Einheit der Driftkammer ist die Drahtanordnung. Ein transversaler Schnitt der Drahtanordnung ist in Abb. 1 gegeben. Mit rot markiert sieht man die Anodendrähte. Sie liegen auf Erdpotential und haben einen Durchmesser von 25 µm. Die blauen Drähte sind die sogenannten Potentialdrähte. Sie liegen auf hohem negativen Potential (ca. -3 kV) und haben einen größeren Durchmesser von 100 µm. Am Rand sieht man die orange eingezeichneten Drähte, welche ebenfalls geerdet sind, aber einen Durchmesser von 200 µm haben.² Wie in Abb. 1 zu erkennen ist bilden die Potentialdrähte hexagonale Strukturen mit jeweils einem Anodendraht in der Mitte. Diese werden Driftzellen genannt und es gibt insgesamt 48 davon. Sie bilden eine zweilagige Schicht mit jeweils 24 Zellen.

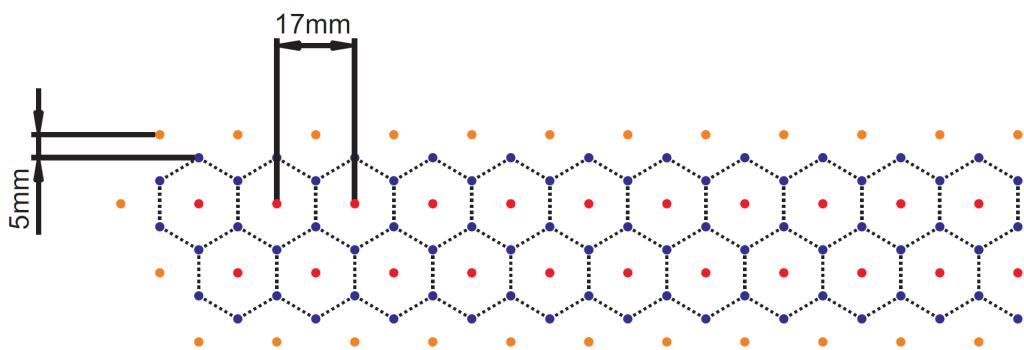


Abbildung 1: Transversaler Schnitt der Drahtanordnung. Die rot markierten Anodendrähte sind geerdet und haben ein Durchmesser von 25 µm. Die blau markierten Potentialdrähte liegen auf hohem negativen Potential (ca. -3 kV) und haben einen größeren Durchmesser von 100 µm. Die orange markierten Drähte sind ebenfalls geerdet und haben einen Durchmesser von 200 µm. Der Abstand zweier benachbarter Anodendrähte liegt bei 17 mm und der Abstand der äußersten Potentialdrähte zum Front der orangenen Drähte liegt bei 5 mm. Der Abstand der beiden Fronten der Anodendrähte liegt bei 15 mm. (Entnommen aus [1].)

Eingetaucht sind die Drähte in einem Argon-CO₂-Gasgemisch, dass im Verhältnis 70:30 (Ar:CO₂) liegt. Argon ist in großer Menge gebraucht, um den Ionisationsprozess zu ermöglichen. Fliegt ein hochenergetisches Teilchen (bei uns hauptsächlich Myonen) in der Driftzelle, so werden die Ar Atome zu Ar⁺ ionisiert. (siehe Abb. 2) Dies bezeichnen wir als **Primärionisation**. Aufgrund der angelegten Hochspannung, bewegen sich die dabei entstandenen Elektronen in Richtung Anodendraht und die positiven Ionen in Richtung Potentialdraht. Argon ist ein Edelgas, chemisch inert und es bildet keine Moleküle. Dadurch entstehen keine unerwünschten Reaktionen im Detektor, was wichtig für präzise Messungen ist. Es hat auch eine hohe Ionisationsdichte, d.h. beim Durchgang geladener Teilchen produziert Argon viele freie Elektronen und Ionen pro³ cm, was zu einer guten Signalstärke beiträgt. Die Ionisationsenergie von Argon ist zwar relativ hoch (1521 kJ/mol), aber so ist auch die kinetische Energie der durchfliegenden Myonen, sodass die Ionsationsprozesse doch stattfinden. Bei Stößen geht ein Teil der kinetischen Energie der Myonen direkt in die Ionisierung der Ar Atome, da diese einatomig sind. Molekulare Gase würden hingegen einen Teil dieser Energie in Schwingungs- oder Rotationsmoden deponieren. Genau deshalb braucht man eine CO₂ Menge im Gasgemisch: bei Verstärkungsprozessen (siehe Abschnitt 2.2) entstehen hochenergetische Photonen, die von CO₂ in Schwingungs- oder Rotationsmoden absorbiert werden. CO₂ dient also als Löschgas, um ein Entzünden der Driftkammer zu vermeiden.

¹Sämtliche Informationen über den Aufbau und Funktionsweise dieses Prototyps wurden [1] entnommen.

²Sie dienen zur gleichmäßigen Feldumformung am Rand der Driftkammer.

³Ionenpaare pro cm Teilchenweg, z.B. der grau gezeichnete Teilchenweg des Muons in Abb. 2

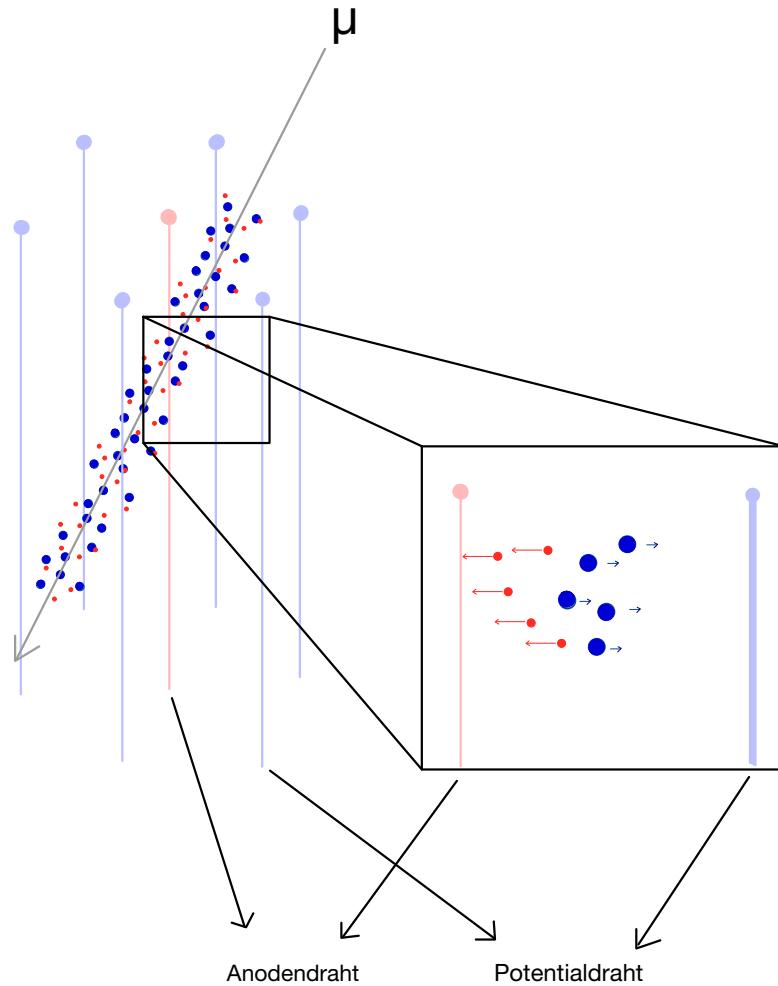


Abbildung 2: Ionisation des Ar-CO₂ Gases beim Durchgang eines hochenergetischen Myons in die Driftzelle (Primärionisation). Das Anodendraht ist mit hellrot markiert, die Potentialdrahte mit hellblau. Die blauen Punkte sind die ionisierten Ar⁺ Atome und die roten Punkte symbolisieren die davon abgelösten Elektronen. Wegen der angelegten Hochspannung driften sie jeweils zu den Drähten. Wegen ihrer leichteren Masse gelangen die Elektronen schneller zum Anodendraht, als die schweren Ar⁺ Ionen zum Potentialdraht können. Dies ist auf dem vergrößerten Quadrat dargestellt.

Direkt nach der Primärionisation driften die Elektronen Richtung Anodendraht und die Ar⁺ Richtung Potentialdraht. In einem Bereich von etwa 100 Mikrometern um den Anodendraht herum werden die Elektronen durch das dort besonders starke elektrische Feld – bedingt durch den kleinen Durchmesser des Drahts von nur 25 µm, wodurch das Feld näherungsweise proportional zu $\frac{1}{r}$ ist – stark beschleunigt. Diese Beschleunigung führt dazu, dass weitere Teilchen ionisiert werden, wodurch eine sogenannte **Lawinenbildung** in den Driftzellen stattfindet (Stufe (b) in Abb. 3). Dabei kommt es zu einer erheblichen Verstärkung des ursprünglichen Ionisationssignals, typischerweise um den Faktor 10⁵. Nach 2 lässt sich diese Gasverstärkung mathematisch als eine exponentielle Funktion der Form $V(U) = \exp\{c \cdot U\}$ darstellen, wobei U der Spannungsdifferenz zwischen dem Potenzial des Anodendrahts und des Potentialdrähts entspricht. c ist eine Konstante, die im Zusammenhang mit der Geometrie der Drähte zu einander steht. Die in der Lawine entstandenen Elektronen und Ionen werden durch das elektrische Feld voneinander getrennt (Stufe (c)). Aufgrund ihrer geringeren Masse und höheren Beweglichkeit diffundieren die Elektronen deutlich stärker seitlich als die Ionen, wodurch sich die Lawinenbildung ringförmig um den Anodendraht ausdehnt (Stufe (d)). Die Elektronen erreichen diesen Draht innerhalb weniger Nanosekunden, während die zurückbleibenden positiv geladenen Ionen eine tropfenförmige Wolke um den Anodendraht bilden und radial nach außen wandern (Stufe (e)). Gemäß dem Shockley-Ramo-Theorem erzeugt die Bewegung dieser Ladungsträger ein detektierbares elektrisches Signal. Dieses auf dem Anodendraht induziertes Signal wird in erster Linie durch die Ionenbewegung hervorgerufen und ist deutlich stärker als der Beitrag der Elektronen. Dieses Prozess passiert in wenigen Mikrosekunden nach der Primärionisation.

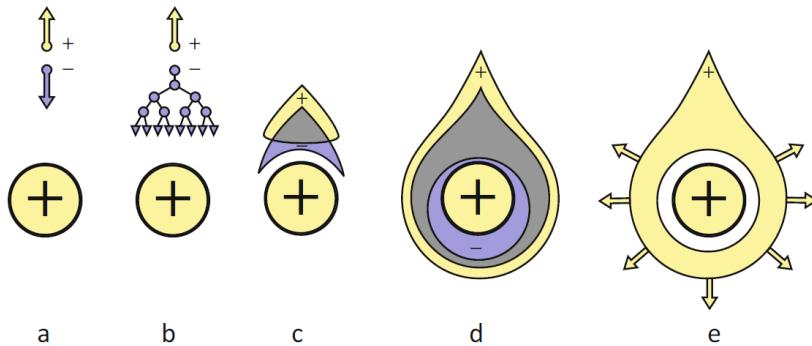


Abbildung 3: Schematische Darstellung der Lawinenbildung in der Nähe des Anodendrahts. [2] Das große Pluszeichen symbolisiert den transversalen Plan des Anodendrahts. Stufe (a): Ionenpaarbildung. Das Elektron bewegt sich Richtung Anodendraht. Stufe (b): Sekundärisierung. Hochenergetische Elektronen stoßen mit Argonatomen und bilden eine Lawine von Sekundärelektronen. Stufe (c): Ladungstrennung. Die Elektronen werden vom Anodendraht durch dessen elektrische Feld angezogen und die Ar^+ abgestoßen. Stufe (d): Aufgrund ihrer geringeren Masse und höheren Beweglichkeit diffundieren die Elektronen deutlich stärker seitlich als die Ionen, wodurch sich die Lawinenbildung ringförmig um den Anodendraht ausdehnt. Stufe (e): Die Elektronen erreichen den Anodendraht innerhalb weniger Nanosekunden, während die zurückbleibenden positiv geladenen Ionen eine tropfenförmige Wolke um den Anodendraht bilden und radial nach außen wandern.

2.2. Die Auslese-Elektronik

In Abb. [4] ist die Auslese-Elektronik dargestellt mit dessen 3 wichtigsten Bestandteilen: die Frontends, der Concentrator und die PCI-Interface-Karte. Von der Driftkammer werden die Signale der Anodendrahte durch die Frontends empfangen, um verstärkt, diskriminiert und digitalisiert zu werden. Je 16 Signaldrähte werden auf eine Karte ausgewertet und es sind 3 Karten insgesamt. Die Signale werden mit einem Diskriminator und einem TDC (Time-To-Digital-Converter) mit einer 2,5 ns Zeitauflösung digitalisiert. Die Daten werden von den 3 Frontends zum Concentrator weitergeleitet (wobei dieser mit bis zu 16 Frontends angeschlossen werden kann). Durch einen Fiber-Interface⁴ werden die Signale zu der PCI-Interface-Karte weitergeleitet, um über einen PCI-Bus die Daten an der Auslese-Software weiterzuleiten.

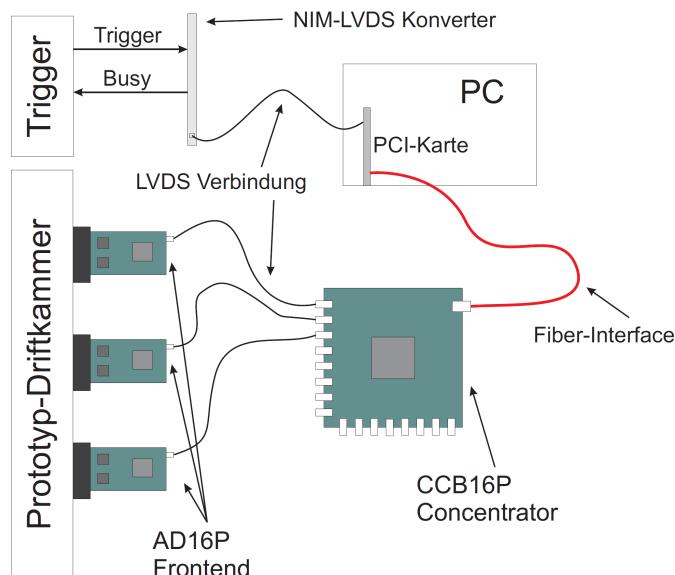


Abbildung 4: Auslese-Elektronik der Driftkammer mit den 3 wichtigsten Bestandteilen: die Frontends, der Concentrator und die PCI-Interface-Karte. Entnommen aus [1].

⁴optische Fasern, unempfindlich gegenüber elektromagnetischen Störungen

Nun sind wir bereit eine wichtige Größe für diesen Versuch einzuführen, die sogenannte **Driftzeit** der Elektronen. Das ist die Zeitdifferenz zwischen der Primärionisation und der Lawinenbildung der Elektronen, wenn ein hochenergetisches Teilchen (bei uns e oder μ) durch die Driftkammer geht. Diese Größe ist nötig, um die Driftkammer optimal für längere Messungen der kosmischen Strahlung mit geeigneten Betriebsparametern einzustellen, sowie um die Richtungsverteilung dieser Strahlung zu analysieren in der späteren Auswertung. Von den Anodendrähten der Driftkammer kann man jedoch nur das Signal der Lawinenbildung abfangen. Um den Zeitpunkt der Primärionisation zu bestimmen benutzt man einen Szintillationsdetektor als Trigger. (Siehe Anhang A.1 für eine kurze Beschreibung der Funktionsweise des Szintillationsdetektors.) Der Szintillationsdetektor wird je nach Messung über bzw. unter der Driftkammer positioniert. Er misst dadurch wann ein hochenergetisches Elektron oder Muon durch die Driftkammer geht. Die Zeitdifferenz zwischen dem Durchgang des Teilchens im Szintillationsdetektor und der eigentlichen Primärionisation in den Driftzellen ist vernachlässigbar klein, da es sich um hochrelativistische Teilchen handelt, welche die Strecken der Größenordnung cm in weniger als 0,5 ns überwinden⁵. Dieser Zeitunterschied liegt auch unterhalb der Zeitauflösung des Time-To-Digital-Converters, sodass im Endeffekt dadurch ziemlich genau der Zeitpunkt der Primärionisation bestimmt wird. Auf der anderen Seite der PCI-Karte wird also das Triggersignal des Szintillationsdetektors entnommen, um über die LVDS Verbindung und der Fiber-Interface zum Concentrator weitergeleitet zu werden. Insgesamt wird also am TDC der Triggersignal vom Szintillator als ein Startsignal und der Influenzsignal von den Anodendrähten als ein Stop-Signal benutzt, um die Driftzeit zu messen. In Abb. 5 ist die Signalgewinnung des Driftkammersignals dargestellt. Zu beachten ist, dass das Driftkammersignal aus vielen einzelnen Signalkomponenten besteht, die entlang der Teilchenstrasse durch Primärionisation entstanden sind. Zur Messung der Driftzeit wird jedoch gezielt ein Punkt an der steil ansteigenden Flanke des Signals verwendet, um stets die kürzeste mögliche Driftzeit zu erfassen. Das ist die Zeit, die einem senkrechten Abstand vom Anodendraht zur Teilchenbahn entspricht.

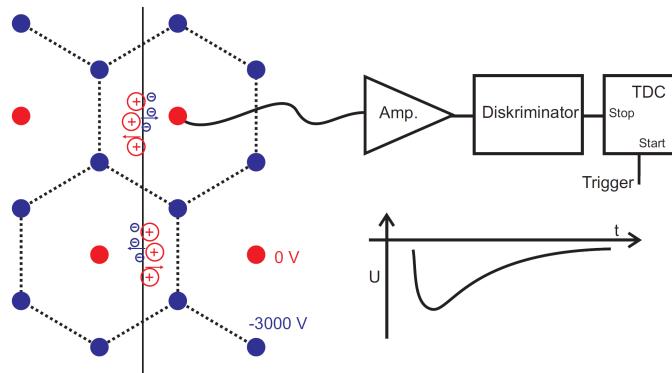


Abbildung 5: Signalentstehung des Driftkammersignals. Am TDC wird der Triggersignal vom Szintillator als ein Startsignal und der Influenzsignal von den Anodendrähten als ein Stop-Signal benutzt, um die Driftzeit zu messen. Entnommen aus [1].

Zuletzt wollen wir auf den Grund für die unterschiedlich gewählten Durchmesser der Drähte in der Driftkammer eingehen: Die Potentialdrähte sind mit Absicht deutlich dicker als die Anodendrähte (100 μm gegenüber 25 μm), um eine ungewollte Lawinenbildung in ihrer Nähe zu verhindern. Ziel ist es, dass das für die Driftzeitanalyse relevante Signal erst dann entsteht, wenn die Elektronen sich nahe am Anodendraht befinden und dort die Verstärkung einsetzt. Sollte ein ionisierendes Teilchen am Rand der Driftzelle, also nahe eines Potentialdrahts, Elektronen erzeugen, darf dort keine Gasverstärkung erfolgen. Durch die größere Dicke der Potentialdrähte bleibt das elektrische Feld in ihrer Umgebung entsprechend schwach, was diese gezielte Signalentstehung am Anodendraht sicherstellt.

⁵...wenn man bedenkt, dass die eintreffende Strahlung Muonen einer kinetischen Energie von ca. 4 GeV und Elektronen einer kinetischen Energie von ca. 0,5 MeV entspricht.

3. Kalibrierung der Driftkammer

Zu Beginn des Experiments wird die Driftkammer auf ihre Funktionstüchtigkeit geprüft, und es werden geeignete Parameter für die Langzeitmessung der kosmischen Strahlung festgelegt. Damit die gewonnenen Daten später zur Analyse der Winkelverteilung dieser Strahlung genutzt werden können, ist es notwendig, im Vorfeld optimale Betriebsbedingungen für den Szintillationsdetektor und die Driftkammer zu ermitteln.

3.1. Die Analogen Signale

Nun werden die analogen Ausgangssignale der Driftkammer und des Szintillationsdetektors oszilloskopiert. Dazu wird unter der Driftkammerebene der Szintillationsdetektor parallel unter dem Schlitz platziert, sodass möglichst viele Ereignisse detektiert werden können, die auch die Driftkammer durchqueren. Die Hochspannung des Szintillationsdetektors wurde auf -1,7 kV gestellt und die des Driftkamms auf -2,8 kV. Über dem Schlitz wurde das radioaktive Präparat von Strontium-90 gestellt, um ein möglichst starkes Signal zu oszilloskopieren. Die Signale der von ^{90}Sr erzeugten β^- Strahlung sind in Abb. 6 zu sehen.

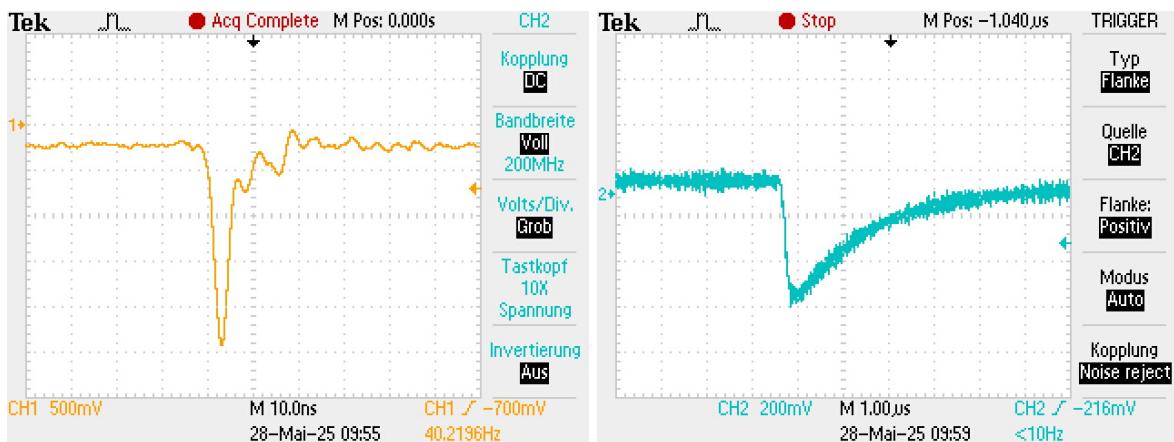


Abbildung 6: Oszilloskopierte Ausgangssignale des Szintillationsdetektors (links) und der Driftkammer (rechts). Als Quelle der emittierten β^- Strahlung wurde ^{90}Sr benutzt.

Links in Abb. 6 befindet sich das Ausgangssignal des Szintillationsdetektors. Man erkennt, dass der Szintillationsdetektor sehr gut als Trigger geeignet ist, da das Ausgangssignal mit etwa 20 ns relativ kurz und präzise ist. Die Anstiegszeit des Signals ist mit ca. 5 ns ebenso kurz. Die Abfallszeit ist größer als die Anstiegszeit, dennoch in Größenordnungen die viel kleiner sind als beim Signal der Driftkammer. Der Peak des Szintillatorsignals liegt bei etwa -2,5 V. Rechts in Abb. 6 befindet sich das Ausgangssignal des Anodendrahtes an der Driftkammer. Signaldauer ist deutlich länger und liegt bei ca. 5 μs . Die Anstiegszeit liegt hier bei ca. 500 ns. Der Signalpeak liegt bei ca. -0,5 V und ist negativ aufgrund der elektrischen Influenz der sich vom Anodendraht wegbewegenden Ar^+ (siehe Stufe (e) in Abb. 3).

Zusätzlich erkennt man hier ein stärkeres Rauschen als beim Signal des Szintillationsdetektors. Dies ist problematisch und erschwert die spätere Auswertung der Langzeitmessung, da dort die sogenannte ToT-Zeit benötigt wird. Um ein analoges Signal, das bei einem Teilchendurchgang entsteht (bei uns ein negativer Spannungspuls), in ein digitales Signal umzuwandeln, muss in der Driftkammer ein Schwellenwert (Threshold) im Diskriminator festgelegt werden. Die ToT (Time-over-Threshold) beschreibt dabei den Zeitraum zwischen dem Unterschreiten und dem darauffolgenden Überschreiten dieses Schwellenwerts durch den negativen Puls. Durch das vorhandene Rauschen kann es jedoch in der Nähe dieses Schwellenwertes zu mehrfachen, schnellen Über- und Unterschreitungen kommen, wodurch fälschlicherweise mehrere ToT-Werte registriert werden. Dennoch lässt sich die tatsächliche ToT, die einem echten Ereignis zuzuordnen ist, relativ eindeutig identifizieren – sie zeichnet sich durch die längere Dauer des zugehörigen Spannungspulses aus. Da das echte Signal bei einem Teilcheneintritt eine charakteristisch steile Anstiegsflanke aufweist, lässt sich daraus auch präzise der Zeitpunkt ableiten, an dem die Elektronen – nach ihrer Drift – den Bereich um den Anodendraht erreichen und dort eine Gasverstärkung auslösen. An dieser Stelle steigt das Signal schlagartig an, was zur Bestimmung der Startzeit genutzt werden kann.

3.2. Stromabhängigkeit von der Hochspannung am Driftkammer

Nun wird der Strom durch die Driftkammer als Funktion der Hochspannung der Driftkammer gemessen, mit und ohne ^{90}Sr Quelle. Dafür wurde die Hochspannung an der Driftkammer von 2000 V zu 3000 V für jeden Messpunkt erhöht. Der Strom durch die Kammer wurde mittels der gemessenen Spannung durch den $R=1\text{M}\Omega$ Widerstand (Farbcode: Braun-Schwartz-Schwartz-Gelb-Braun und Unsicherheit 1%) bestimmt. Der Fehler der Messanzeige der Hochspannungsversorgung liegt nach Versuchsanleitung bei etwa 1%. Für die Strommessung am Digitalmultimeter wurden für jeden Messwert verschiedene Fehler bestimmt, da die Schwankungen der Strom-Messwerte mit der Zunahme der Strom-Messwerte ebenfalls größer wurden. Die Tabelle mit den Rohdaten, samt der Umrechnung mit dem Ohmschen Gesetz

$$I = \frac{U}{R} \quad (1)$$

für den Driftkammer-Strom und die Unsicherheiten⁶ findet man im Anhang A.2 für beide Messreihen. Protokolliert wurden die Beträge der Spannungen und der Ströme und mit diesen Werten wird auch in der Auswertung gearbeitet. Die Spannungswerte selbst waren natürlich stets negativ. Die zwei Messreihen wurden zusammen mit deren Fits in Abb. 7 geplottet.

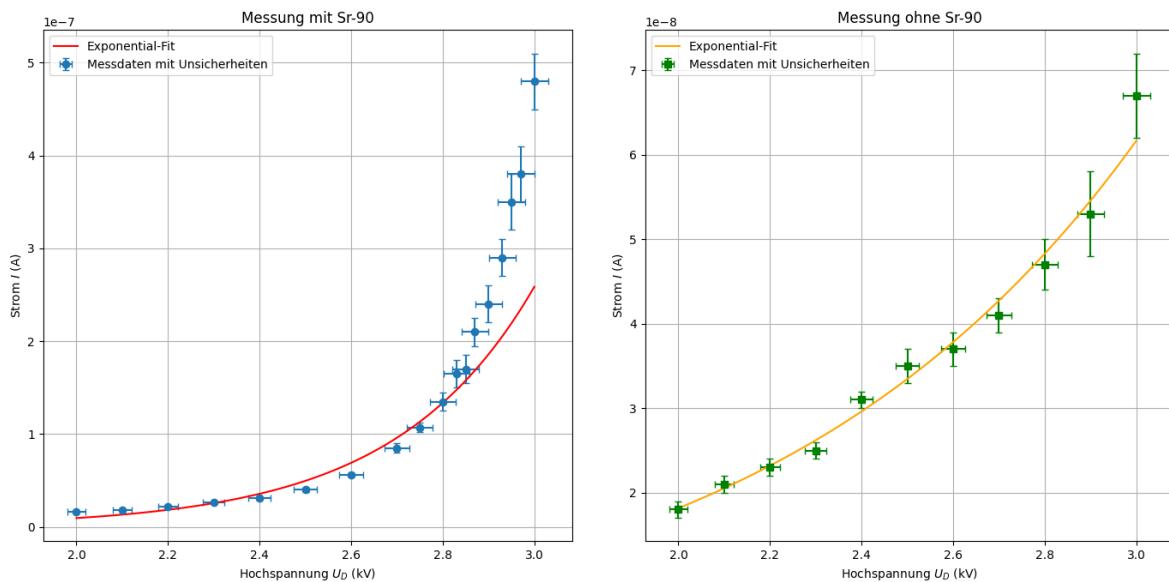


Abbildung 7: Datenpunkte und Anpassungsfunktionen für die Messreihen mit und ohne ^{90}Sr

Die gewählte Fitfunktion ist eine Exponentialfunktion, denn der Anodenstrom ist proportional zu der Gasverstärkung, welches eine exponentielle Beziehung zu der Hochspannung der Driftkammer hat (siehe Abschnitt 2.1). Es wurde also die Fitformel:

$$I(U_D) = I_0 \cdot \exp\{c \cdot U_D\} \quad (2)$$

benutzt, wobei I_0 und c Konstanten sind und U_D variabel. Für die Fits wurde das Pythonmodul `scipy.odr` verwendet. Die Anpassungsfunktionen sind ebenfalls in Abb. 7 zu sehen. Auf der rechten Seite ist die Anpassung für die Messungen ohne dem Strontium-90 Präparat. Es lässt sich ein leicht exponentielles Verhalten sehen, weil die kosmische Höhenstrahlung relativ schwach ist. Die Anpassungsparameter und die Güte χ^2_{red} findet man in Tabelle 1. Mit $\chi^2_{red} \approx 0,73$ ist der Fit sehr gut. Auf der linken Seite in Abb. 7 ist die Anpassung für die Messungen mit dem Strontium-90 Präparat. Mit den Anpassungsparametern in Tabelle 1 sowie auch den visuellen Eindruck, erkennt man, dass hier der Anstieg der Exponentialfunktion deutlich steiler ist, als die Messreihe ohne Strontium - was auch zu erwarten ist. Der Anstieg ist tatsächlich so steil, dass er einer Anpassung mit dem gegebenen Exponentialmodell der Gleichung (2) nicht kompatibel ist für höhere Spannungen im Bereich 2,85-3,0 kV. Dies bestätigt auch die Anpassungsgüte von $\chi^2_{red} \approx 7,943$.

⁶für ΔI wurde Gaußsche Fehlerfortpflanzung verwendet

Fitmodell	Anpassungsparameter und Anpassungsgüte
Ohne Sr-90 (Exponentialmodell)	$I_0 = 1,577 \cdot 10^{-9} \text{ A}$ $c = 1,222 \text{ 1/kV}$ $\chi^2_{\text{red}} = 0,733$
Mit Sr-90 (Exponentialmodell)	$I_0 = 1,288 \cdot 10^{-11} \text{ A}$ $c = 3,303 \text{ 1/kV}$ $\chi^2_{\text{red}} = 7,943$
Mit Sr-90 (verallg. Exponentialmodell)	$I_0 = 1,212 \cdot 10^{-8} \text{ A}$ $U_c = 2,420 \text{ kV}$ $n = 6,066$ $\chi^2_{\text{red}} = 0,954$

Tabelle 1: Fit-Parameter und Gütemaße für die Fitmodelle der Strom-Spannung Beziehungen mit und ohne Strontium-90

Aus diesem Grund wurde erneut für die Messreihe mit Sr-90 eine verallgemeinerte Exponentialfunktion angepasst. Dessen Anpassungsformel lautet:

$$I(U_D) = I_0 \cdot \exp\left\{\left(\frac{U_D}{U_c}\right)^n\right\} \quad (3)$$

wobei U_c , I_0 konstant sind und die Potenz n eingeführt wurde als ein neuer Freiheitsgrad, um den steilen Sprung der Kante zu steuern.⁷ Der Fit liefert die Funktion in Abb. 8 und die Anpassungsparameter und Güte findet man wieder in Tabelle 1. Eine Potenz von $n=6,066$ war nötig, um den steilen Anstieg zu kompensieren. Es lässt sich vermuten, dass die beobachtete überexponentielle Stromzunahme bei steigender Driftspannung sich durch ein Schwellverhalten im Lawinenionisationsprozess erklären lässt: Erst ab einer kritischen Feldstärke setzt eine starke sekundäre Ionisation ein, die zu einer überproportionalen Verstärkung des Stroms führt. Diese Lawinenvermehrung setzt nicht kontinuierlich sondern sehr steil ein, was von dem variablen Verhalten des sogenannten *Townsend-Koeffizienten* α bei bestimmten Feldstärke-Werten beschrieben wird⁸

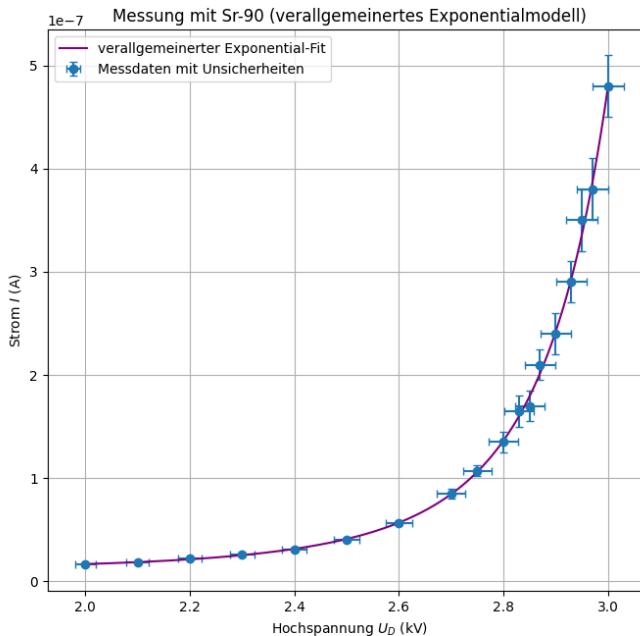


Abbildung 8: Verbesserte Anpassungsfunktion für die Messreihen mit ^{90}Sr

⁷Diese „Kanten-Steuerung“ wird intuitiv, wenn man die Kurvenschar $f(x) = x^2 \rightarrow f(x) = x^4 \rightarrow f(x) = x^6 \rightarrow \dots$ betrachtet.

⁸Mehr dazu in [3], Seiten 132,133.

3.3. Einstellung der Hochspannung des Szintillationsdetektors

In diesem Versuchsteil wird die Hochspannung des Szintillationsdetektors und damit die effektive Schwelle des Szintillationsdetektors so eingestellt, dass er als Trigger geeignet ist für die Messung der Strontium-90-Quelle, sowie der Muonen der kosmischen Strahlung. Zunächst wollen wir die Schwellen-Einstellung für die Messung der Muonen erklären. In diesem Schritt wurde die Strontium-Quelle von dem Versuchsaufbau entfernt.

Nun kurz zu der Tatsache, dass die Driftkammer fast ausschließlich von hochenergetischen Muonen getroffen wird: Die kosmische Strahlung, die die Erdatmosphäre erreicht besteht hauptsächlich aus Atomkernen mit hoher kinetischer Energie. Ca. 87% sind Protonen, 12% der kosmischen Strahlung sind α -Teilchen und die restlichen 1% sind andere schwere Kerne. In der Erdatmosphäre kommt es durch starken Kollisionen mit Stickstoff- und Sauerstoffatomen zur Bildung von Teilchenschauern, wo hauptsächlich Neutronen, Protonen sowie geladene (π^\pm) und ungeladene (π^0) Pionen als Sekundärteilchen entstehen. Diese sekundären Hadronen haben sehr hohe Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten (große hadronische Wirkungsquerschnitte) mit Luftmolekülen. Ein sehr kleiner Bruchteil von Hadronen hoher Energie erreicht also den Erdboden. Für Neutronen aber ist es noch unwahrscheinlicher, dass sie detektiert werden, da Driftkammern auf Ionisation durch geladene Teilchen angewiesen sind. [4] π^0 zerfallen sehr schnell (innerhalb von 84,3(1,3)as) und zu 99% in zwei Photonen, welche ladungsneutral sind und wie oben erklärt das Driftkammergas kaum ionisieren. [5] π^\pm zerfallen sehr schnell (ca. $2,6 \cdot 10^{-8}$ s) und zu 99% in Myonen und Myon-Neutrinos. Alle Neutrinos sind unsichtbar für Driftkammern. Übrig bleiben also die Myonen, welche in sehr großer Menge dank der π^\pm -Zerfälle produziert werden. Andererseits haben Muonen eine relativ lange Lebensdauer von ca. $2,2 \mu\text{s} = 2,2 \cdot 10^{-6}\text{s}$, was bei relativistischen Geschwindigkeiten durch Zeitdilatation effektiv noch verlängert wird. Und zuletzt haben sie im Vergleich zu Hadronen eine geringere Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Luftmolekülen, da sie keine starke Wechselwirkung eingehen. Mit einem Teilchenfluss von ca. 100 Muonen pro Quadratmeter und Sekunde machen Muonen ca. 80% der Teilchenfluxes auf der Erdoberfläche aus. [6] Die sensitive rechteckförmige Fläche unseres Szintillationsdetektors wurde mit einem Lineal vermessen mit einem Wert von $29(5)\text{cm} \times 5(0.1) \text{ cm} = 145(25) \text{ cm}^2$. Wir wollen also die Hochspannung am Szintillationsdetektor so einstellen, dass ca. 1,45(25) Muonen pro Sekunde von dem Szintillationsdetektor gemessen werden.

Andererseits sollte die für die Messung der β^- Strahlung mit und ohne ^{90}Sr -Präparat gemessen werden. Ziel ist es den Punkt zu bestimmen an dem möglichst viele Elektronen des Präparats gemessen werden und zugleich wenig Hintergrund. Dafür muss für jede Hochspannung U_{sz} das Verhältnis \mathcal{V} der Teilchenraten von Messungen mit und ohne Präparat bestimmt werden und davon der Maximalwert genommen werden.^[9]

Für die Bestimmung der Teilchenraten wurde das bereits in [7], Abschnitt P515.6 beschriebene **fpeexperiment** Programm und eine Stoppuhr verwendet. Die Unsicherheit der Zeitmessung liegt bei 0,5 s. Die Unsicherheit der Hochspannung wurde am Hochspannungsgerät zu 1% festgestellt. Die Unsicherheit der Muonen- bzw. Elektronen-Events N liegt bei \sqrt{N} , da diese Poissonverteilt sind, woraus insgesamt sich die Unsicherheit der Ereignisse pro Zeit durch der Gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnen lässt. Da für die Optimierung für die Elektronenmessung sowieso mit und ohne ^{90}Sr -Präparat gemessen werden sollte, sind die Messdaten für die Optimierung für die Muonenmessung eine Untermenge der gesamten Messreihe. Diese findet man in Tabelle 2.

U_{sz} (kV)	ΔU_{sz} (kV)	μ Events	Zeit (s)	Events/s	e Events	Zeit (s)	Events/s	\mathcal{V}
1,51	0,0151	100	115	0,87(1)	50	72	0,69(1)	0,80
1,54	0,0154	100	80	1,25(1)	100	53	1,89(2)	1,51
1,55	0,0155	100	62	1,61(1)	100	42	2,38(1)	1,48
1,56	0,0156	100	46	2,17(1)	100	31	3,23(2)	1,48
1,60	0,016	100	24	4,17(2)	100	12	8,33(3)	2,00
1,70	0,017	500	46,7	10,71(3)	2000	48,6	41,15(10)	3,84
1,75	0,0175	500	36	13,89(4)	3000	39,9	75,19(14)	5,41
1,78	0,0178	500	28,3	17,67(4)	2000	20	100,00(21)	5,66
1,80	0,018	300	14,1	21,28(8)	5000	41,6	120,19(22)	5,65
1,85	0,0185	500	13,35	37,45(9)	3000	17,1	175,44(25)	4,68
1,90	0,019	1000	18,7	53,48(13)	5000	22,4	223,21(28)	4,17

Tabelle 2: Optimierung der Hochspannung am Szintillationsdetektor für die μ - bzw. e -Messung.

⁹Eine Hochspannung von -2,0 kV sollte dabei nicht überschritten werden!

Die erste bzw. zweite Spalte geben die eingestellten Hochspannungen am Szintillationsdetektor bzw. deren Unsicherheiten an. Die folgenden drei Spalten enthalten die Messungen, wo keine Strontium Quelle benutzt wurde und nur die Muonen detektiert wurden: die an der Konsole detektierten Events, die gemessene Zeit in Sekunden und zuletzt die daraus berechnete Rate. Dieselbe Herangehensweise gilt für die 6., 7. und 8. Spalte, wobei dort die Messungen mit der Strontium Quelle gelistet wurden. Die letzte Spalte enthält das Verhältnis \mathcal{V} der Teilchenraten von den Messungen mit und ohne Präparat, also den Quotienten zwischen der 8. und der 5. Spalte.

Man kann direkt die optimale Spannung $U_{sz} = 1,55$ kV ablesen, die zum Teilchenfluss der Muonen am besten passt. Der Wert von 1,61(1) Muonen pro Sekunde liegt am nächsten zu der Abschätzung 1,45(25) Muonen pro Sekunde für unseren Detektor. Die optimale Spannung für die Messung der β^- Strahlung liegt bei $U_{sz} = 1,78$ kV mit dem Maximalen Verhältnis $\mathcal{V} = 5,66$. Für alle späteren Messungen wurden also diese optimierten Spannungen verwendet, je nachdem ob mit oder ohne Sr-Quelle gemessen wurde.

3.4. Einstellung der Betriebsparameter der Driftkammer

Wieder wird das `fpeexperiment`-Programm verwendet, diesmal um die sogenannten Driftzeitspektren für verschiedene Betriebsparameter zu beobachten. Das Driftzeitspektrum ist ein Histogramm, dass das Spektrum der Driftzeiten angibt, d.h. die Häufigkeit, dass die Driftzeit an der Driftkammer einer bestimmten Zeitdauer entspricht. Die Betriebsparameter, die variiert werden sind die **Hochspannung** der Driftkammer, die zeitliche **Verzögerung** zwischen dem Szintillationssignal und dem Anodensignal (also die Verzögerung der Driftzeit) und die **Diskriminatorschwelle**. Die Hochspannung der Driftkammer wird am Hochspannungsgerät variiert. Die Verzögerung und die Diskriminatorschwelle werden auf der Setup-Datei `setup.xml` am PC variiert, wie im Anhang von [7](#) beschrieben. Wie dort angegeben, entspricht die Einheit der Verzögerung einer Zeit von 10 ns. Ziel ist es geeignete Betriebsparameter zu finden, um die spätere Langzeitmessung der kosmischen Strahlung zu ermöglichen. Dafür wird mit der Sr-Quelle gemessen, um möglichst hohe Event-Raten zu bekommen.

Die ausprobierten Konstellationen der Betriebsparameter sind in chronologischer Reihenfolge in Tabelle [3](#) zu finden. Die Werte für die Verzögerung und die Diskriminatorschwelle wurden in Hexadezimal angegeben.

Hochspannung (V)	Diskriminatorschwelle	Zeitverzögerung
2600	10	23
2700	10	23
2800	10	23
2900	10	23
2900	40	23
2900	60	23
2900	D0	23
2900	FF	23
2900	60	10
2900	60	1E

Tabelle 3: Ausprobierte Konstellationen der Betriebsparameter für die Optimierung der Langzeitmessung. Die Werte für die Verzögerung und die Diskriminatorschwelle werden in Hexadezimal angegeben.

Wie man Tabelle [3](#) entnehmen kann wurden zuerst der Reihe nach die Hochspannungswerte 2600, 2700, 2800, 2900 V für die Driftzeitspektren verwendet, wobei die Diskriminatorschwelle und die Zeitverzögerung wie voreingestellt gelassen wurden. Die Spektren sind in Abb. [9](#) gegeben.

Man erkennt: charakteristisch für alle Spektren sind zwei Peaks. Das erste Maximum befindet sich im Bereich von ca. 60-80 ns und das kleinere, zweite Maximum liegt bei ca. 240-300 ns. Das erste Maximum entsteht weil ein Großteil der Primärionisationen wegen dem hohen elektrischen Feld in weniger als 1 ns die Lawinenbildung und das Anodensignal erzeugen (vgl. Stufe (e) in Abb. [3](#)). Aber es gibt auch Elektron-Ereignisse, die in unmittelbarer Nähe vom Anodendraht passieren. Diese hätten eine Driftzeit die bei 0 ns liegt. Dementsprechend sollte das erste Maximum eigentlich direkt bei 0 auf der x-Achse anfangen, weshalb die Verzögerung noch dafür eingestellt werden muss. Das zweite Maximum entsteht aufgrund von den Elektron-Ereignissen am Rand der Driftzellen.

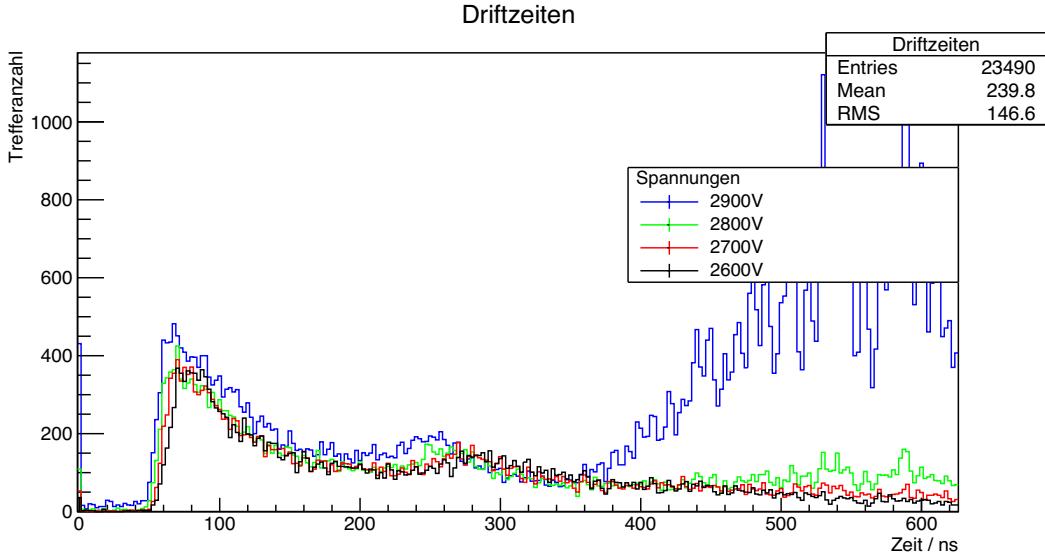


Abbildung 9: Driftzeitspektren bei Hochspannungswerten von 2600, 2700, 2800, 2900 V. Die Diskriminatorschwelle liegt bei 10 und die Zeitverzögerung bei 23 Einheiten.

Unser Ziel ist es die Betriebsparameter so zu variieren, dass die Driftzeitspektren deutlich ausgeprägte Peaks und zugleich möglichst wenig Rauschen haben. Dafür justiert man die Hochspannung und die Diskriminatorschwelle. Diese zwei Parameter bedingen sich jedoch gegenseitig: Eine höhere Spannung führt zu einem stärkeren Anodensignal, weshalb auch eine höhere Diskriminatorschwelle eingestellt werden muss und umgekehrt. Andererseits würde eine zu hohe Diskriminatorschwelle potenziell relevante Ereignisse wegwerfen.

Mit diesem Verhalten der Parameter zu einander wurde die Diskriminatorschwelle wie folgt ausgewählt: Wie in Abb. 9 zu erkennen, hat das Spektrum mit 2900 V leicht ausgeprägtere Peaks, weshalb wir im Folgenden diesen Hochspannungswert behalten. Um das Rauschen zu dämpfen, dass dort ab 350 ns anfängt wurde die Diskriminatorschwelle von 10 zu 40, 60 D0 und FF hochgestellt. Man sieht in Abb. 10, dass so das Rauschen verschwindet. Wir entscheiden uns für die kleinste Schwelle, bei der das Rauschen gerade noch genug unterdrückt wird. Diese liegt bei 60. (Bei 40 war das Rauschen noch zu sehen, obwohl dessen Histogramm in Abb. 10 nicht gegeben wurde.)

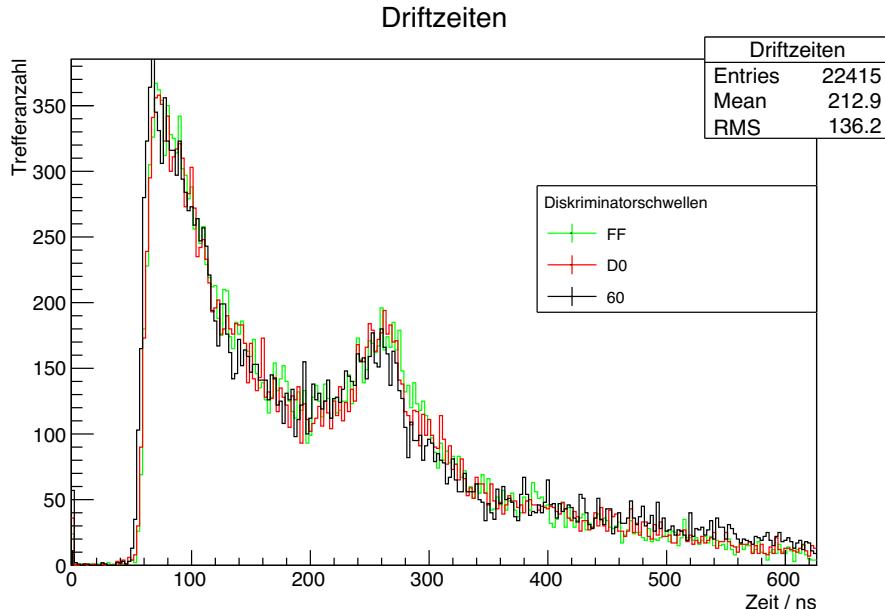


Abbildung 10: Driftzeitspektren bei Diskriminatorschwellen von FF, D0, 60 in Hexadezimal. Die Hochspannung liegt bei 2900 V und die Zeitverzögerung bei 23 Einheiten.

Wie oben beschrieben, wollen wir die Zeitverzögerung so variieren, dass der Peak sich in unmittelbarer Nähe des Achsenursprungs befindet. Wir erreichen das indem wir die Verzögerung bei 1E einstellen (siehe Abb. [11]). Dieser Parameter ist unabhängig von der Diskriminatorschwelle oder der Hochspannung und verschiebt das Histogramm nur entlang der x-Achse. D.h. es ist egal wann man diesen Parameter optimiert.

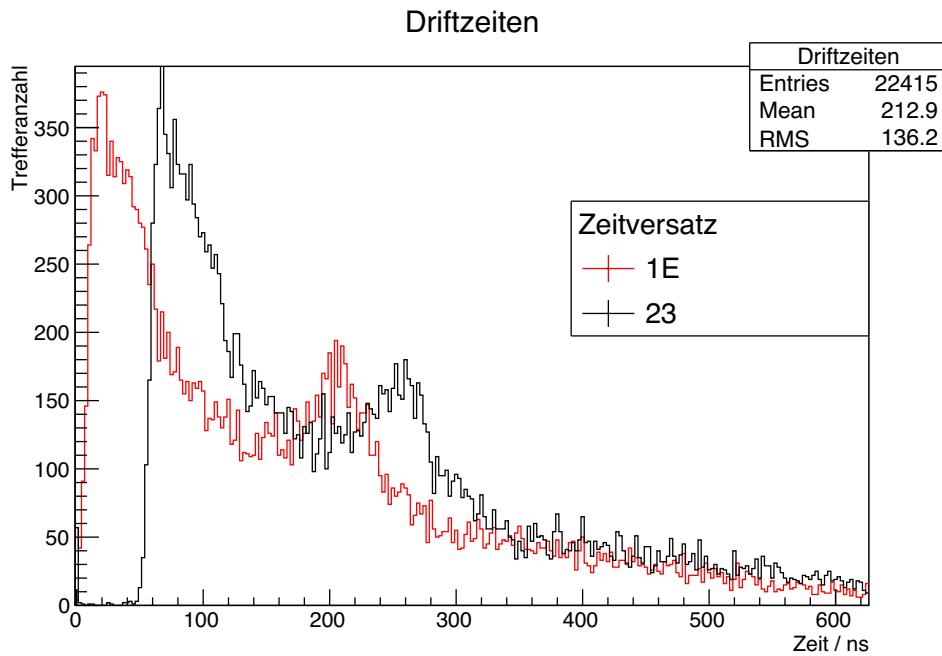


Abbildung 11: Driftzeitspektren bei Zeitverzögerungen von 1E und 23 in Hexadezimal. Die Hochspannung liegt bei 2900 V und die Diskriminatorschwelle bei 60 in Hexadezimal.

Zuletzt haben wir also folgende Parameter: Hochspannung = 2900 V, Diskriminatorschwelle = 60 und Verzögerung = 1E. Mit diesen Einstellungen ist nun die Optimierung der Betriebsparameter der Driftkammer für die Langzeitmessung abgeschlossen.

4. Messung der Winkelverteilung der kosmischen Strahlung

Um die Langzeitmessung vorzunehmen wurde die Sr-Quelle entfernt und der Szintillationszähler parallel zu den Drähten und oberhalb der Kammer verlegt. Der Szintillationszähler liegt ca. 15 cm oberhalb der Driftkammer. Die Betriebsparameter der Driftkammer und die Hochspannung des Szintillationsdetektors sind wie in den zugehörigen Abschnitten (Abschnitt 3.3 und Abschnitt 3.4) beschrieben für Muonen-Messungen eingestellt. Die Langzeitmessung dauerte 18 Stunden. Für die eingestellte Szintillator-Spannung $U_{sz} = 1,55$ kV und der zugehörigen Ereignisrate sind also insgesamt ca. 105000 Muon-Ereignisse zu erwarten.

Das Driftzeitspektrum für die Langzeitmessung ist in Abb. 12 gegeben. Bei 20 ns und bei 210 ns erkennt man die schon in Abschnitt 3.4 diskutierten Peaks. Von 340 ns bis zum Ende ist zusätzlich ein Rausch-Peak zu erkennen. Grund dafür könnten nicht perfekt eingestellte Betriebsparameter der Driftkammer sein. Für Abb. 12 sowie für alle darauf folgenden Auswertungen in Bildform wurde das Datenanalyse-Framework ROOT und die von 7 vorgelegten Analyseprogramme `analysis.C`, `analysis.h` und `Makefile` verwendet. Verwunderlich ist an dieser Stelle die vom Programm angegebene Anzahl an *Entries*, also Ereignissen. Diese liegt bei 65595, wobei ca. 105000 erwartet wurden. Das liegt vermutlich daran, dass die eingestellte, optimierte Spannung $U_{sz} = 1,55$ kV bei der zweiten Nachkommastelle leicht schwankte, wie am Hochspannungsgerät zu sehen war. Das hat erheblichen Einfluss auf die Ereignisrate der Muonen (siehe Tabelle 2).

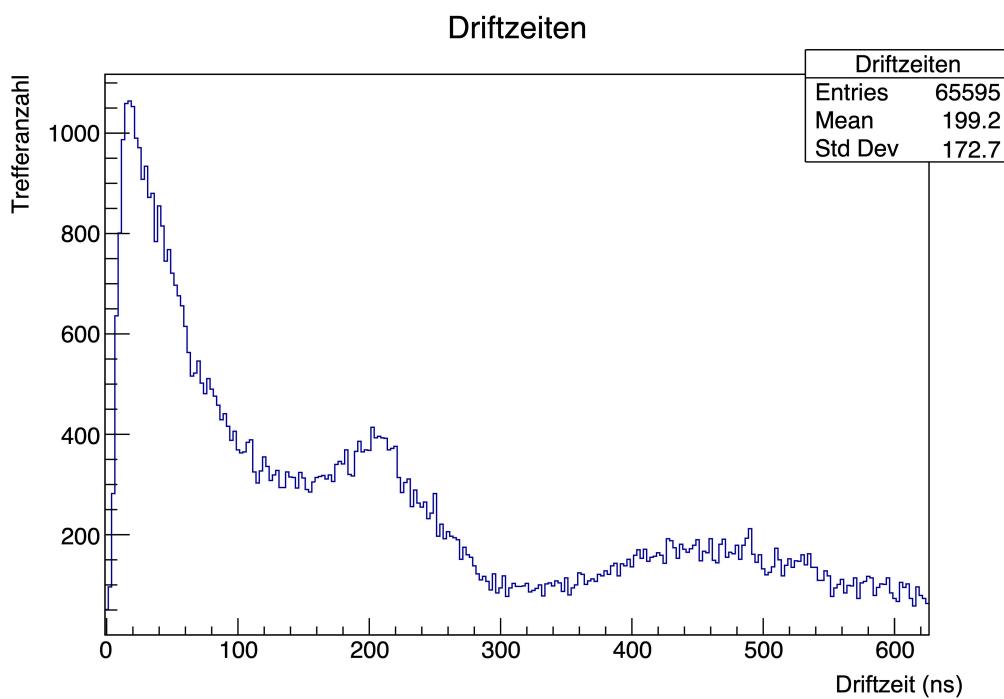


Abbildung 12: Das Driftzeitspektrum für die Langzeitmessung der kosmischen Strahlung (Muonen). Auf der x-Achse sind die Driftzeiten von 0 bis 625 ns eingetragen und auf der y-Achse die zugehörigen Häufigkeiten. Von ca. 340 ns bis 600 ns erkennt man einen Rausch-Intervall.

4.1. Verteilung der Ansprecher und Time-over-Threshold

Zuerst sollten die Drahtnummern der angesprochenen Drähte gegen die Driftzeiten in einem 2D-Histogramm aufgetragen werden. Das Histogramm ist in Abb. 13 gegeben. Auf der x-Achse sind die Drahtnummern von 1 bis 48 angegeben und auf der y-Achse die Driftzeiten von 0 bis 625 ns. Anhand eines Farbcodes ist für jedes Koordinatenpaar die Intensität bzw. Anzahl der Muon-Ereignisse gegeben. Vergleicht man die Farb-Intensitätsverteilung mit dem Driftzeitspektrum in Abb. 12, dann erkennt man die Korrelation zwischen den gelblich-helleren Bereichen auf dem 2D-Histogramm und den 3 Peaks für die Driftzeiten 20,

210 und 440-480 ns. Der gelblichere Bereich 1 gehört zum 20 ns Peak. Bereich 2 hat niedrigere Intensität und gehört zum 210 ns Peak. Bereich 3 hat eine sehr schwache Intensität, die trotzdem auffällt und mit dem Rausch-Bereich der Abb. [12] übereinstimmt.

Man erkennt auch, dass insbesondere Bereich 1 sich zwischen den Drahtnummern 3 bis 20 befindet. Zwischen Draht 8 und 15 ist die Intensität am höchsten. Dies gilt auch für Bereich 2. Daraus folgt, dass der Szintillationsdetektor sich parallel und über diesen Drähten befand während der Langzeitmessung.

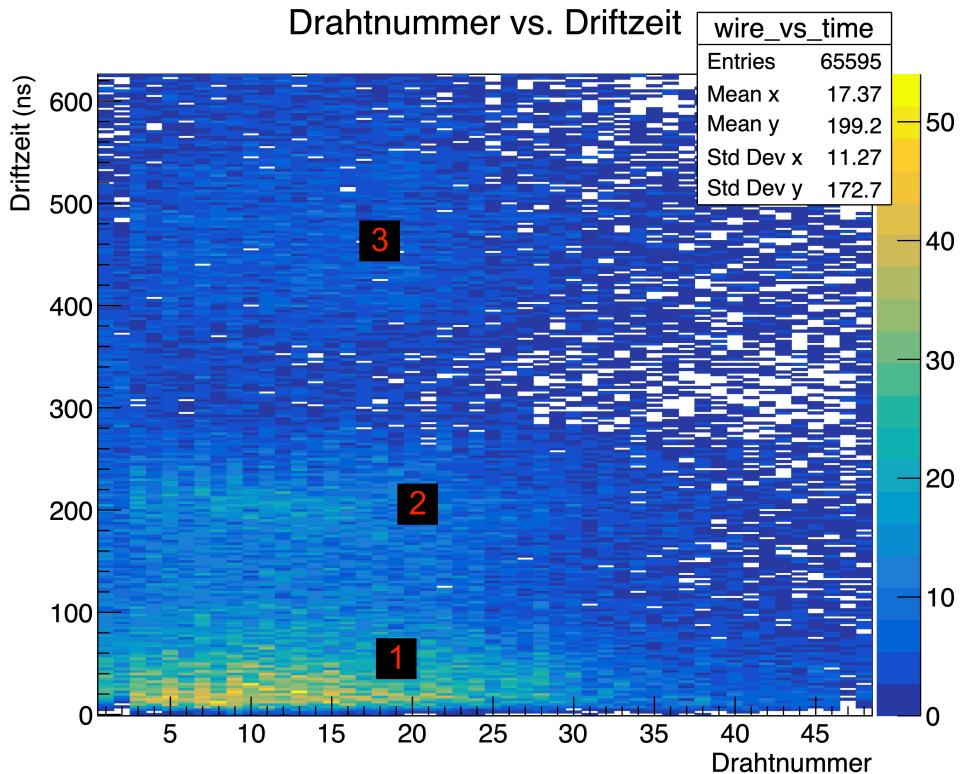


Abbildung 13: 2D-Histogramm für die Anzahl der Ereignisse je nach Drahtnummer und Zeitdauer der Driftzeit in ns. Die Drahtnummern sind von 1 bis 48 angegeben. Für eine kleine Anzahl an Ereignissen (0-10) wird die Farbe blau verwendet. Je mehr Ereignisse, desto gelblicher wird die Farbmischung, die zwischen blau, grün und gelb variiert. Die Bereiche der höchsten Gelb-Intensität sind im Histogramm von 1 bis 3 nummeriert. Das Originalbild ohne Nummerierung ist im Anhang [A.3].

Nun wurde das Spektrum der Time-over-Threshold (ToT) in einem 2D-Histogramm gegen die Driftzeiten der aufgenommenen Ansprecher dargestellt. Das Histogramm ist in Abb. [14] gegeben. ToT ist, wie der Name schon verrät, die Dauer des Signalanteils, der über die Diskriminatorschwelle liegt.

Man erkennt eine dreieckige Struktur. Diese entsteht, weil nur bis 625 ns gemessen werden kann. Bleibt das Stopp-Signal aus, so wird für die Dauer der ToT-Zeit der Wert null erfasst. Außerdem sind vier Häufungsbereiche der Ereignis-Intensität zu erkennen. Bereich 1 und 2 sind in Übereinstimmung mit dem 20 ns Peak und für die restlichen Bereiche gilt ein analoger Vergleich.

Bereich 1 und 4 werden durch eine hohe Anzahl an Ereignissen geprägt, die ein $ToT \approx 0$ haben. Diese Ereignisse entstehen wegen des mehrfachen, schnellen Unterschreitens und Überschreitens der Diskriminatorschwelle aufgrund von Signalrauschen. Sie stellen damit keine sinnvollen Ereignisse dar. Um sie zu entfernen wird eine Filtergrenze von 100 ns für das ToT gestellt und alle folgenden Auswertungen werden mit dieser Schwelle gefiltert sein. Die gefilterten Versionen der bisherigen Auswertungen sind in Abb. [15], Abb. [16] und Abb. [17] gegeben.

In Abb. [15] kann man nun die Häufungsbereiche 2 und 3 besser erkennen. In Abb. [16] verschwindet der Rausch-Bereich (vgl. Bereich 3 in Abb. [13]). Für die anderen zwei Bereiche gibt es keine beobachtbare Veränderungen, was ein Indikator dafür ist wie wenig Ereignisse mit $ToT \approx 0$ mit kürzeren Driftzeiten korrelieren. In Abb. [17] ist wie erwartet kein Rausch-Intervall zu erkennen. Beide Peaks befinden sich an ihren ursprünglichen Stellen. Für alle gefilterten Auswertungen wurde jedoch die Anzahl der Gesamtereignisse von 65595 auf 47262 reduziert.

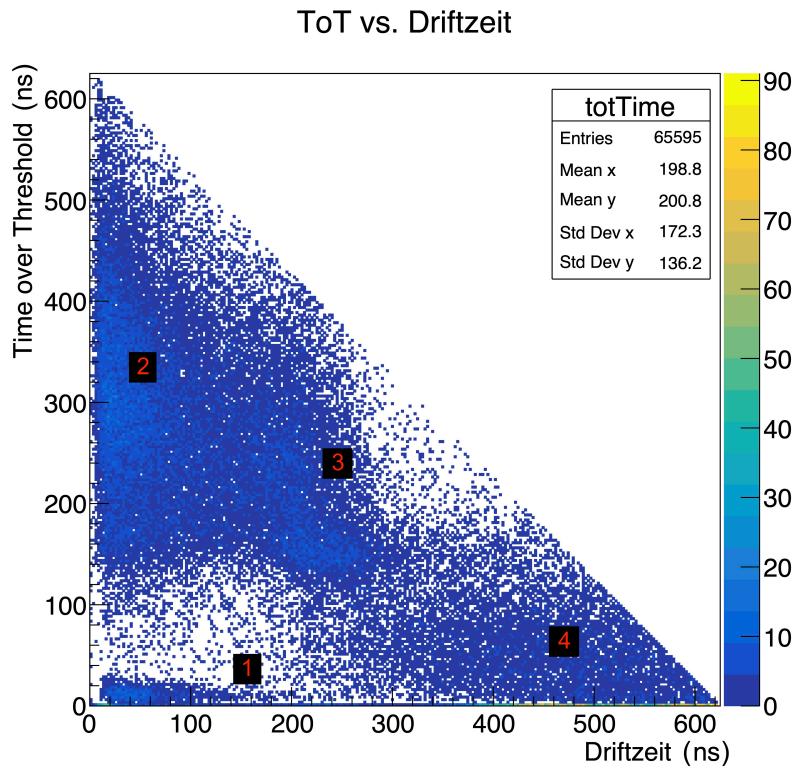


Abbildung 14: 2D-Histogramm: Time-over-Threshold (ToT) in ns gegenüber den Driftzeiten in ns. Die Häufungsbereiche der Intensität sind von 1 bis 4 durchnummeriert. Das Originalbild ohne Nummerierung ist im Anhang [A.3](#).

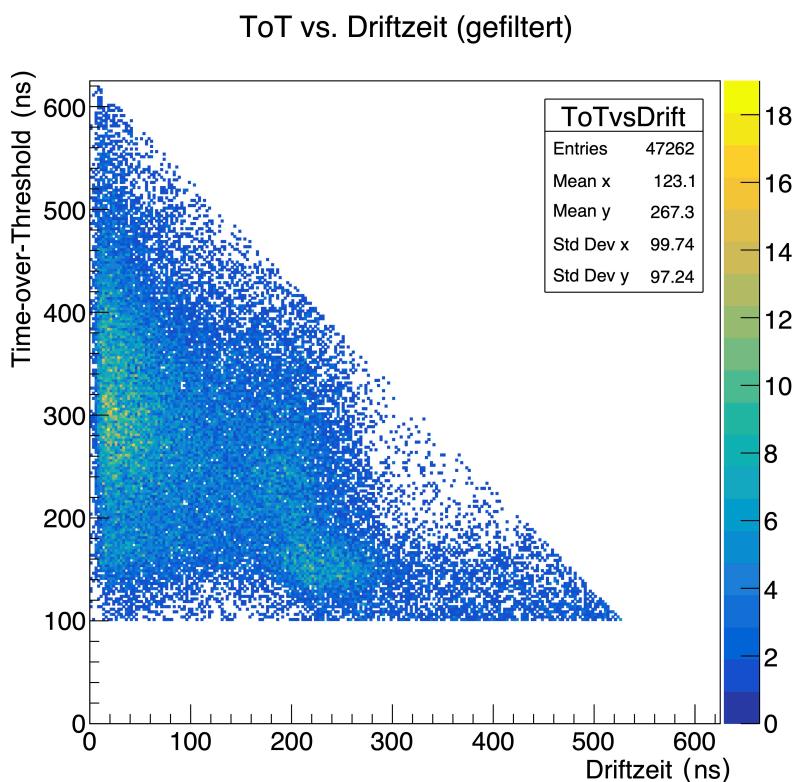


Abbildung 15: Gefiltertes 2D-Histogramm: Time-over-Threshold (ToT) in ns gegenüber den Driftzeiten in ns.

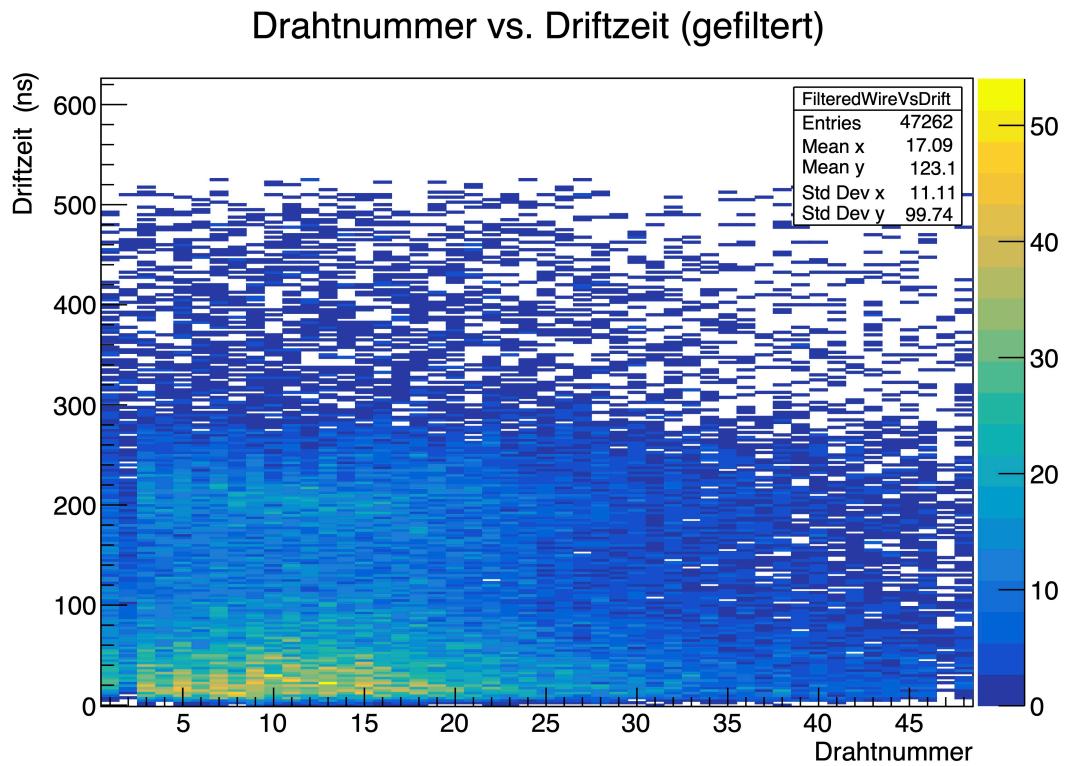


Abbildung 16: Gefiltertes 2D-Histogramm für die Anzahl der Ereignisse je nach Drahtnummer und Zeitdauer der Driftzeit in ns. Der Rausch-Bereich (Bereich 3) von dem ungefilterten 2D-Histogramm ist verschwunden.

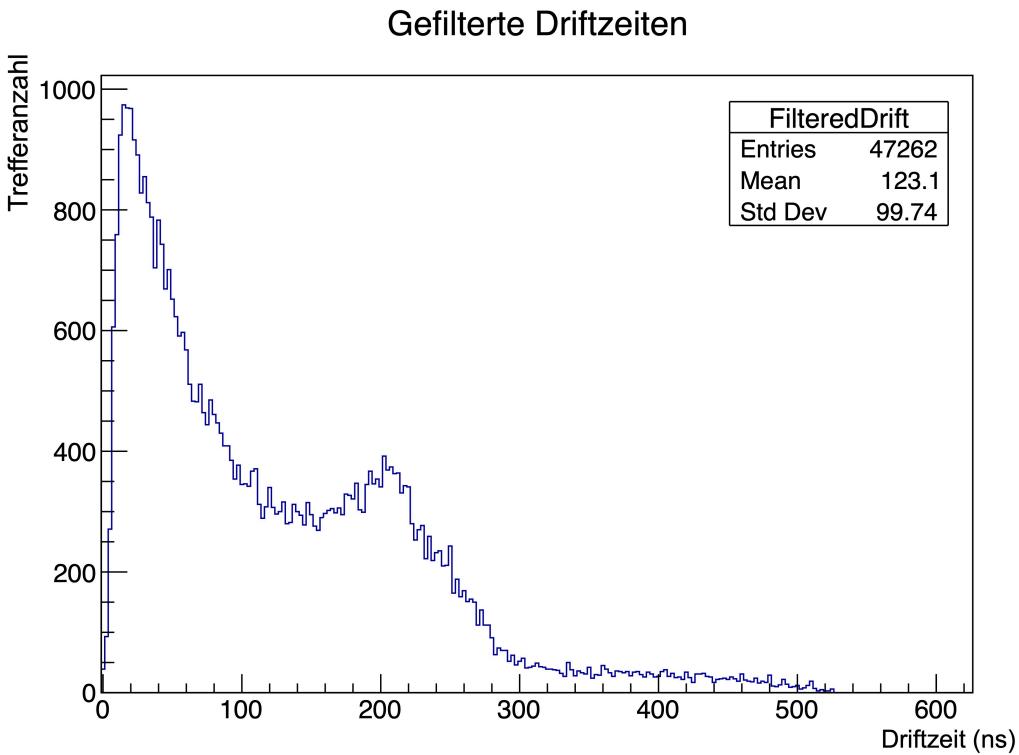


Abbildung 17: Das gefilterte Driftzeitspektrum für die Langzeitmessung der kosmischen Strahlung (Monen). Der Rausch-Bereich von dem ungefilterten Driftzeitspektrum ist verschwunden.

4.2. Drahtkorrelation

Nun sollten die Korrelationen zwischen den angesprochenen Drähten bestimmt werden. Dazu sollte pro Event für jede angesprochene Drahtnummer alle anderen angesprochenen Drahtnummern in einem 2D-Histogramm aufgetragen werden. Dabei sollten Selbstkorrelationen nicht berücksichtigt werden. Das Resultat ist in Abb. 18 zu sehen.

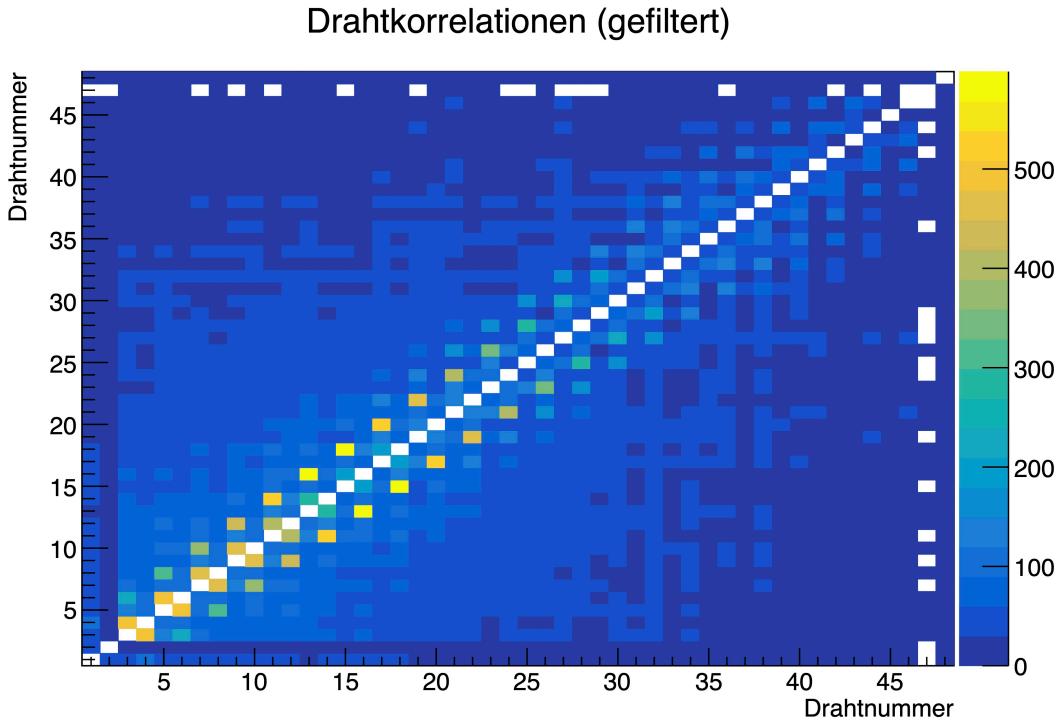


Abbildung 18: Drahtkorrelationen zu einander. Es wird derselbe Farbcode wie bisher genutzt. Wie schon erwähnt sind auch hier die Ereignisse gefiltert.

Aus diesen Verhältnissen der Drähte zu einander sollte die geometrische Anordnung der Drähte bestimmt werden. Wir wissen schon aus Abschnitt 2, dass wir eine zweilagige Schicht an Anodendrähten haben. Nun fokussieren wir uns auf die Intensität der Ereignisse für die Drähte zwischen 8 und 15 auf der x-Achse. Wir wissen nämlich, dass der Szintillator ungefähr über diesen Drähten positioniert war. Wir wissen auch, dass der Großteil der einfallenden Muonen von oben und senkrecht auf die Driftkammer trifft. Also sollte zwischen einem bestimmten Draht (mit Drahtnummer zwischen 8 und 15) und dessen nach oben oder nach unten benachbarten Drähten eine Korrelation auf Abb. 18 zu sehen sein. Diese Korrelation liefert die Nummerierung der Nachbar-Anodendrähte. Mit dieser Argumentation erhält man die Zuordnung in Abb. 19.

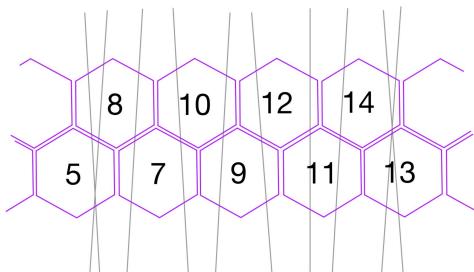


Abbildung 19: Nummerierung der Anodendrähte anhand der Information über die Drahtkorrelationen zu einander. Die grauen Linien symbolisieren die senkrecht einfallenden Muonen. Der Szintillator ist ungefähr über die Drähte 8 bis 15 positioniert. Dieses Muster entsteht, weil die Korrelation für eine gerade Drahtzahl n mit Drähten der Zahlen $n - 1$ und $n - 3$ besteht. Für ungerade Drahtzahlen m ist die Korrelation mit Drähten der Zahlen $m + 1$ und $m + 3$, wie man Abb. 18 entnimmt.

Streng genommen können wir keine Aussage darüber treffen wie die Drähte mit einer Zahl über 30 nummeriert sind, aber wir gehen davon aus, dass die Nummerierung demselben Muster folgt¹⁰. Um dies zu überprüfen würde sich also eine mittige Positionierung des Szintillationsdetektors bzgl. den Drähten empfehlen. Also sind auf einer Anoden-Lage die Anoden mit aufsteigenden geraden Zahlen oder aufsteigenden ungeraden Zahlen nummeriert. Diese Nummerierung ist nicht sinnvoll, daher werden die Drähte für die folgenden Auswertungen wie im Muster in Abb. 20 umnummeriert.

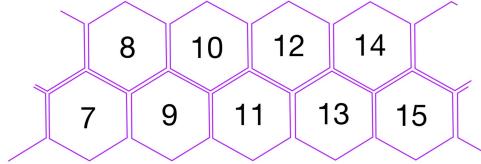


Abbildung 20: Umnummerierung der Anodendrähte für die folgenden Auswertungen.

4.3. Orts-Driftzeitbeziehung

Zur Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung, also der Abhängigkeit zwischen der Driftzeit und dem Abstand des Myons zum Draht, wird das Driftzeitspektrum ausgewertet. Hierzu wird die aufintegrierte (kumulative) Häufigkeit des Driftzeitspektrums in Form eines Histogramms dargestellt. Diese Methode ist zulässig, da angenommen werden kann, dass die Abstände der Myonen zum Draht gleichverteilt sind. Im kontinuierlichen Fall lässt sich dieser Zusammenhang mathematisch durch ein Integral beschreiben:

$$x(t_D) = C \cdot \int_0^{t_D} \text{Driftzeitspektrum } dt \quad (4)$$

x bezeichnet den Abstand des Muons zum Draht und t_D die zugehörige Driftzeit. Hierbei wird zusätzlich eine Normierungskonstante C benötigt, da der maximale Driftweg durch den bekannten Abstand $x_{\max} = 8,5 \text{ mm}$ zwischen Anodendraht und Driftzellen-Rand begrenzt ist (Abb. 1). Wir definieren mit $t_{D,\max}$ die Driftzeit für ein Ereignis mit Abstand x_{\max} vom Anodendraht. Die Normierungskonstante ergibt sich zu:

$$C = \frac{x_{\max}}{\int_0^{t_{D,\max}} \text{Driftzeitspektrum } dt} \quad (5)$$

Orts-Driftzeitbeziehung

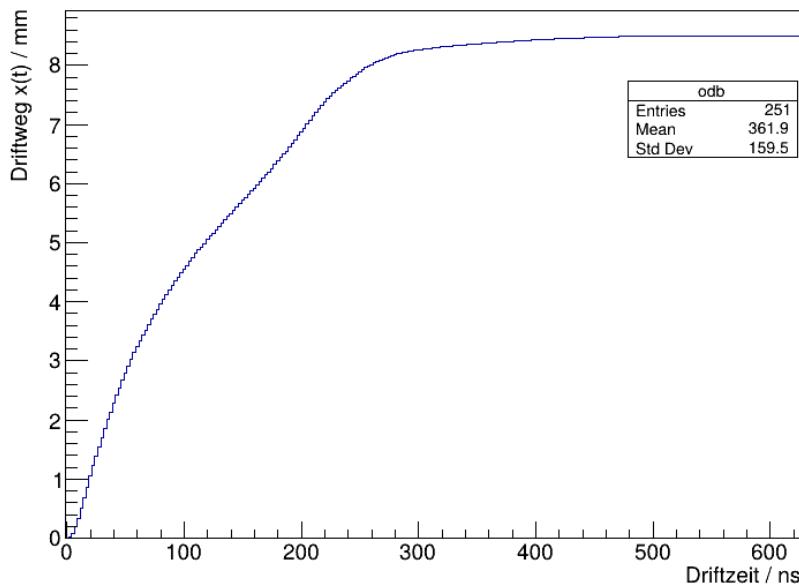


Abbildung 21: Bestimmte Orts-Driftzeitbeziehung für die Daten der Langzeitmessung. Auf der x-Achse die Driftzeit in ns und auf der y-Achse der Driftweg in mm, also die Strecke bis zum Anodendraht.

¹⁰...und uns hier kein Streich gespielt wurde.

Aus dem aufgezeichneten Driftzeitspektrum in Abbildung 21 erkennt man, dass für einen großen Teil des Drahtzwischenraums eine geringe Driftzeit vorliegt. Dies lässt sich durch das Driftzeitspektrum erklären, in dem viele Teilchen im Bereich kurzer Driftzeiten detektiert wurden.

Zudem sind im Histogramm die beiden Maxima des Driftzeitspektrums anhand von Wendepunkten sichtbar. Für größere Driftwege verändert sich das Histogramm kaum noch, was mit dem Verlauf des Driftzeitspektrums übereinstimmt: Nach der Rauschunterdrückung wurden nahezu keine Teilchen mit langen Driftzeiten mehr registriert.

4.4. Abstandssumme gegen Abstands differenz

Die Daten aus der Orts-Driftzeitberechnung können jetzt verwendet werden um die Entfernung eines Ereignisses von den jeweiligen Drähten zu bestimmen. Dabei werden nur benachbarte Drähte betrachtet und die Abstandssumme gegen die Abstands differenz aufgezeichnet. Die Teilchen können entweder senkrecht in die Driftkammer eintreten oder unter einem Winkel. Bei senkrechttem Fall ist die Summe der Einfälle konstant bei $x_1 + x_2 = 8,5$ mm. Dabei stehen x_1 und x_2 jeweils für die Abstände zu den nebeneinander liegenden Drähten. Die Abstands differenz kann zwischen $x_1 - x_2 = -8,5$ mm und $x_1 - x_2 = 8,5$ mm variieren. Wir würden also eine Gerade im Histogramm erwarten. Die Rautenform der Abbildung erklärt sich dadurch, dass die Werte eingeschränkt sind im Bereich einer Zellenbreite.

4.4.1. unabhängig vom Winkel

Zuerst wird unabhängig vom Winkel der Drähte die gesamte Langzeitmessung in Abbildung 22 dargestellt. Dabei fällt sofort auf, dass nicht nur auf der zuvor beschriebenen Geraden Daten sind sondern auf der gesamten Raute. Es ist jedoch schon eine nach oben gebogene Linie erkennbar, welche aber unter den großen Datenmengen und Rauschen etwas untergeht. Die Krümmung der Linie weist auf eine Winkelverteilung der Myonenstrahlung hin.

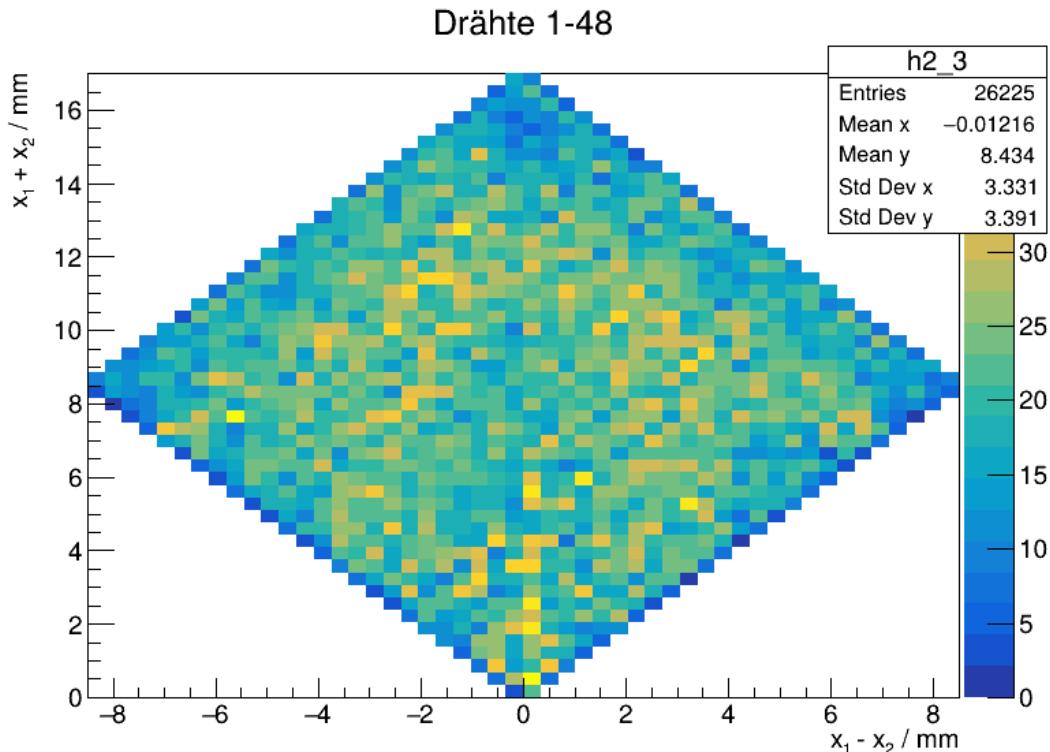


Abbildung 22: 2D-Darstellung der Abstands differenz gegen die Abstandssumme von benachbarten Drähten der gefilterten Langzeitdaten in 50x50 Bins. Es werden alle Drähte dargestellt. $x_1 + x_2$ und $x_1 - x_2$ in mm angegeben.

4.4.2. abhängig vom Winkel

Nun wird dasselbe nochmal geplottet, nur dass Drähte selektiert werden, je nachdem ob sie nah am Photoszintillator (kleiner Winkel) lagen oder fern von diesem (großer Winkel). Die Lage des Photoszintillators wird auf Drahtposition 12 geschätzt, was damit begründet wird, dass im Abschnitt 4.2 die Position des Szintillators auf die Drähte 8 bis 15 bestimmt wurde. In diesem Teil wird der Nahbereich deshalb etwas ausgeweitet auf 5-18 genommen. Der Fernbereich ist dann der Rest der Drähte. Der Nahbereich ist in Abbildung 23 dargestellt und der Fernbereich in Abbildung 24. Im Nahbereich ist jetzt die gebogene Linie viel deutlicher zu erkennen. Im Fernbereich sind Strukturen aufgrund von mehr Rauschen schwieriger zu erkennen. Es wurden ähnlich viele Daten aufgenommen, obwohl etwa doppelt so viele Drähte aufgenommen wurden, was vermuten lässt, dass mehr Myonen mit niedrigem Winkel eintreten als welche mit großem. Zusätzlich finden sich Maxima bei niedriger Abstandsdifferenz, besonders bei besonderer hoher oder niedriger Abstandssumme, also weit entfernt von der bei geradem Einfallsinkel erwarteten Geraden. Dies weist wieder eine ungleichmäßige Winkelverteilung hin.

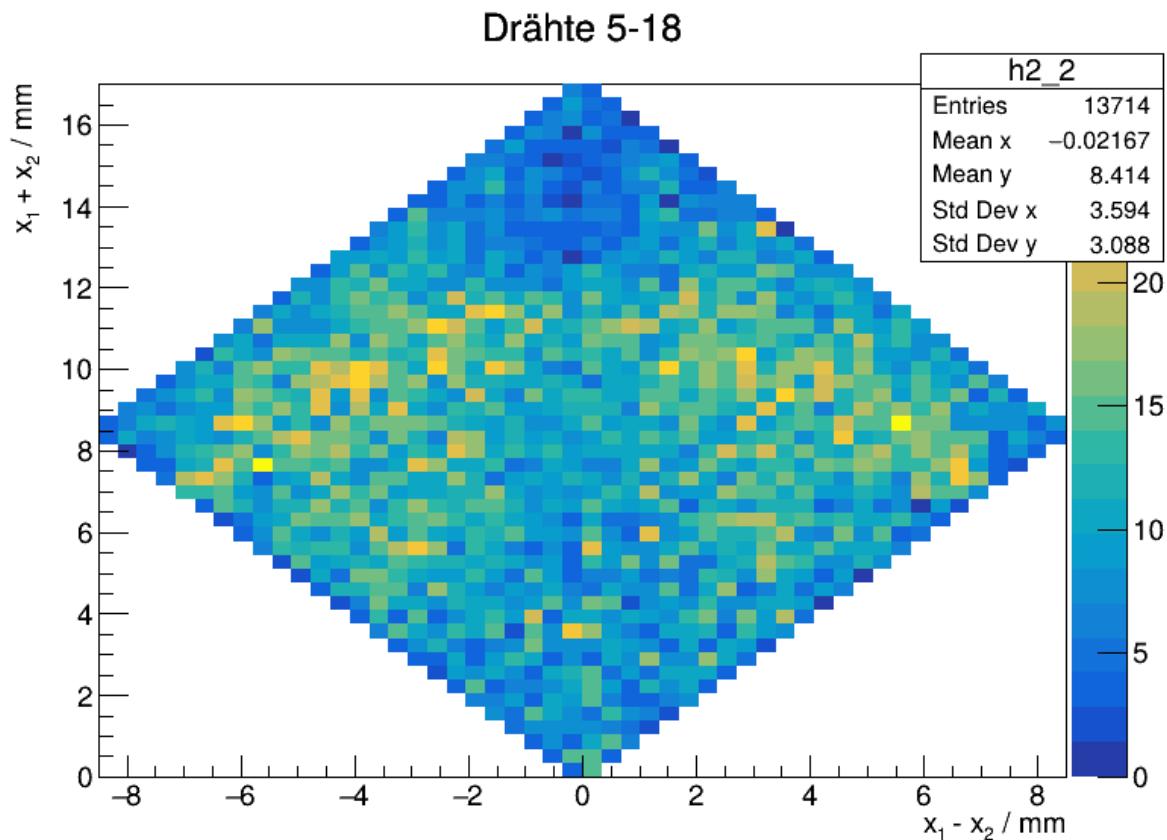


Abbildung 23: 2D-Darstellung der Abstandsdifferenz gegen die Abstandssumme der gefilterten Langzeitdaten in 50x50 Bins. Es werden nur Drähte mit niedrigem Winkel zum Photoszintillator dargestellt. $x_1 + x_2$ und $x_1 - x_2$ in mm angegeben.

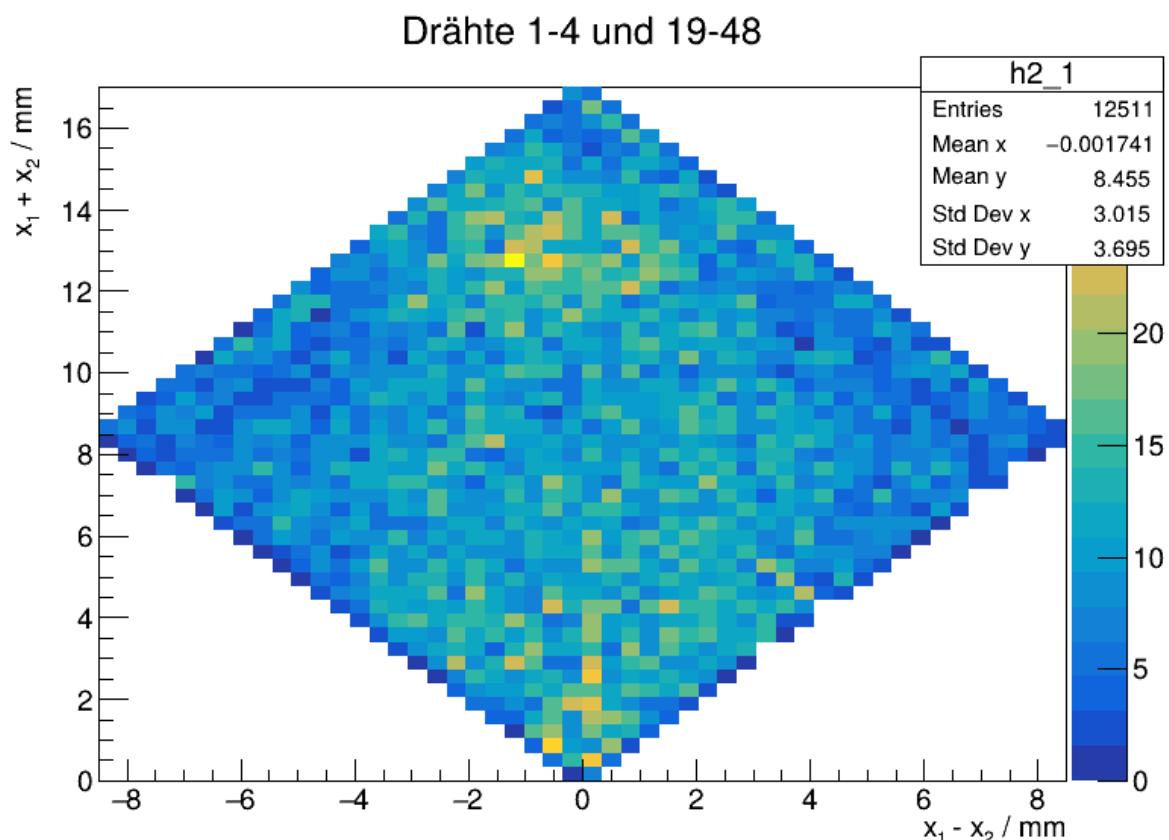


Abbildung 24: 2D-Darstellung der Abstandsdifferenz gegen die Abstandssumme der gefilterten Langzeitdaten in 50x50 Bins. Es werden nur Drähte mit hohem Winkel zum Photoszintillator dargestellt. $x_1 + x_2$ und $x_1 - x_2$ in mm angegeben.

4.5. Winkelverteilung

Nun soll die Winkelverteilung durch einen mathematischen Zusammenhang beschrieben werden. Dafür werden zuerst einige Vereinfachungen gemacht. Der Szintillationszähler wird wieder als exakt zentriert unter Draht 12 angenommen und zusätzlich wird angenommen, dass die Drähte alle parallel verlaufen, obwohl sie ja eigentlich in 2 versetzten Ebenen liegen. Dann kann der Aufbau wie in Abbildung 25 modelliert werden. Hier kann jetzt aus den Winkelbeziehungen hergeleitet werden in welchen Winkeln die Drähte stehen. Der Abstand zwischen Szintillationszähler und Draht 12 beträgt $d = (15 \pm 1)$ cm und a beträgt abhängig von Drahtzahl x dann $a = (12 - x) \cdot 8,5$ mm. Es lässt sich also insgesamt für den Einfallswinkel ϕ abhängig von Drahtzahl x herleiten:

$$\phi(x) = \arctan\left(\frac{(12 - x) \cdot 0,85 \text{ cm}}{15 \text{ cm}}\right)$$

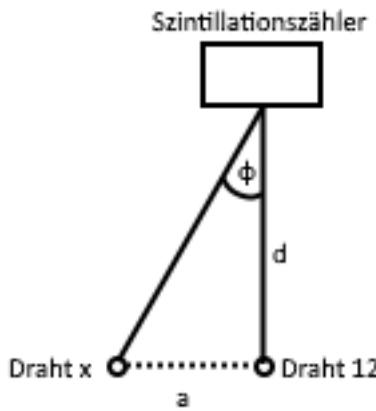


Abbildung 25: Vereinfachte Darstellung der Einfallwinkel-Draht-Struktur. Drähte werden als in einer Ebene angenommen.

Nun kann für die Winkelverteilung ein Histogramm erstellt werden. Dieses ist in Abbildung 26 gezeigt. Dabei sind auf der y-Achse die Anzahl der Drahtansprüche (Hits) eingezeichnet und auf der x-Achse der gerade berechnete Winkel des Drahtes. Dabei fällt auf, dass mehr Bins gefüllt sind in dem negativen Winkelbereich als im Positiven. Dies ist eine Konsequenz davon, dass der Szintillationszähler nicht zentriert war und die Driftkammer nicht groß genug ist um den gesamten Winkelbereich abzudecken. Des Weiteren fällt auf, dass sich die gefüllten Bins zwischen einem mehr und einem weniger gefüllten abwechseln. Dies passiert, da wir die Vereinfachung gemacht haben, dass die Drähte in einer Ebene liegen, obwohl in Wahrheit zwei Ebenen existieren. Dies beeinflusst wie stark die Bins gefüllt sind. Nun kann mit dem Minimierungs-Toolkit Minuit2 von ROOT eine Fitfunktion gewählt werden. Die Fehler werden als statistisch angenommen. Als Fitfunktion eignet sich:

$$N(\phi) = N_0 \cdot \cos^2(\phi + \phi_0) \quad (6)$$

Die gewählte Funktion passt sich gut an die Messdaten an. Als Parameter ergeben sich:

$$N_0 = (1760 \pm 390)$$

$$\phi_0 = (5,5 \pm 5,9)^\circ$$

Die beobachtete Winkelverteilung der einfallenden Myonen und die angepasste \cos^2 -Funktion entsprechen den physikalischen Erwartungen. Die meisten Myonen treffen nahezu senkrecht auf den Detektor. Bei größeren Einfallswinkeln relativ zur Lotrichtung der Detektorebene müssen die Myonen einen längeren Weg durch die Erdatmosphäre zurücklegen. Dadurch erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, dass sie auf ihrem Weg zerfallen oder mit Teilchen in der Atmosphäre wechselwirken. Entsprechend nimmt die Zahl der Myonen, die unter flachen Winkeln den Detektor erreichen, ab. Die gewählte \cos^2 -Fit-Funktion wird ebenfalls in der Literatur [8] vorgenommen.

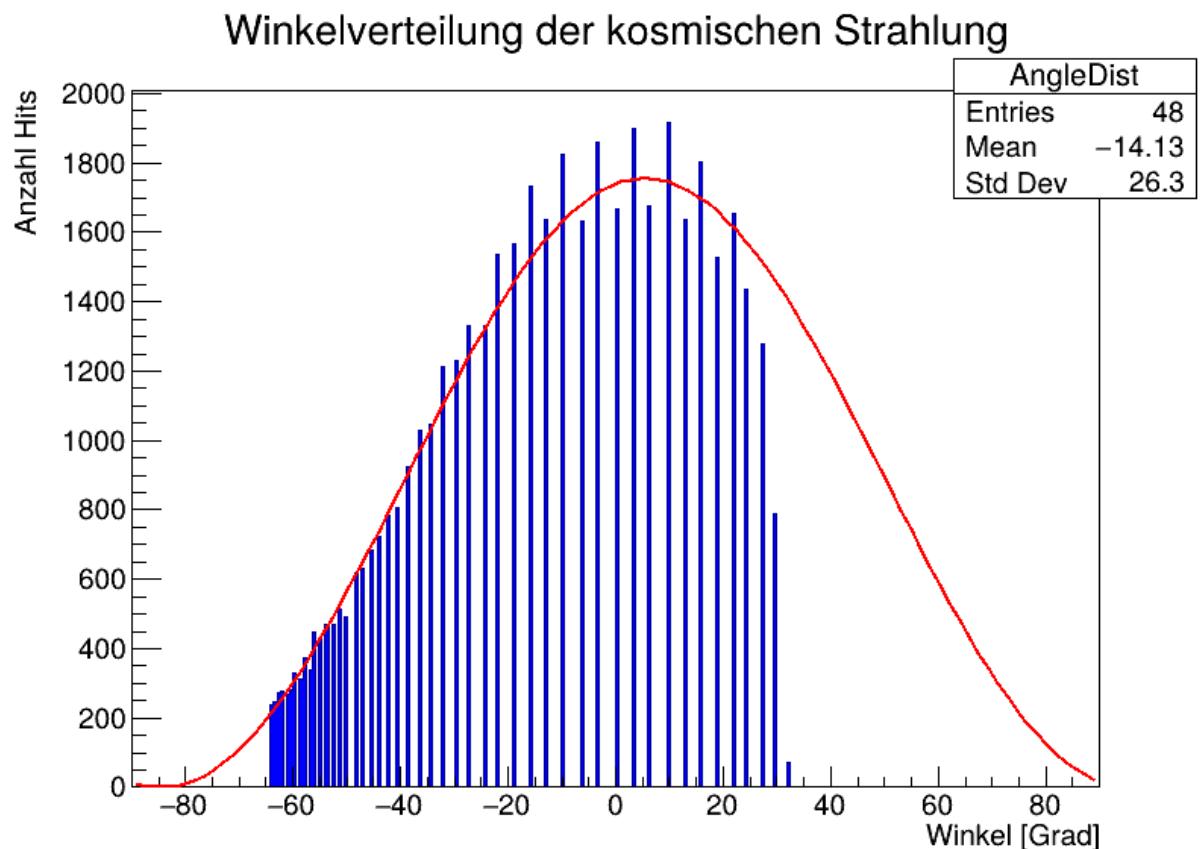


Abbildung 26: Darstellung der Trefferzahl abhängig von Einfallswinkel der Myonen, wobei Draht 12 als Mittelpunkt bei welchem der Photoszintillator angenommen liegt gewählt wurde. Die Winkel sind in Grad angegeben und auf der y-Achse steht die Anzahl der Drahtansprüche (Hits). Es wurde zusätzlich eine Anpassung einer $\cos^2(\phi)$ -Funktion vorgenommen, welche an die Daten angepasst ist. (Die Güte beträgt $\chi^2 = 0,215$.)

5. Fazit

Im Zentrum dieses Versuchs stand die Analyse der kosmischen Strahlung mithilfe eines Driftkammer-Prototyps aus dem BGOOD-Experiment. Ziel war die Bestimmung der Winkelverteilung der einfallenden Strahlung, die überwiegend aus Myonen besteht. Für diese Langzeitmessung, die in unserem Fall etwa 18 Stunden dauerte, waren mehrere vorbereitende Schritte erforderlich.

Kernstück des Versuchs war das Konzept der Driftzeit – also der Zeitdifferenz zwischen der Primärioxydation in der Driftzelle und der Lawinenbildung am Anodendraht. Zur Registrierung dieser Zeitdifferenz wurde eine Ausleseelektronik eingesetzt; als Trigger diente ein Szintillationsdetektor.

Zunächst wurde die Stromabhängigkeit an den Anodendrähten der Driftkammer als Funktion der angelegten Hochspannung untersucht. Diese Messung wurde sowohl mit als auch ohne eine Strontium-90-Quelle durchgeführt. Die Strom-Spannungs-Kurve ohne Sr-90 zeigte erwartungsgemäß eine exponentielle Abhängigkeit, während die Messung mit Sr-90 einen schnelleren Anstieg lieferte. Hier konnte erfolgreich eine verallgemeinerte Exponentialfunktion der Form $\exp\{x^n\}$ angepasst werden.

Im nächsten Schritt wurden die optimalen Hochspannungen für den Szintillationsdetektor ermittelt. Für Messungen mit Sr-90 war eine Spannung von 1,78 kV notwendig, während für die Messung kosmischer Myonen (ohne Sr-90) eine Spannung von 1,55 kV verwendet wurde. Letztere wurde für die Langzeitmessung beibehalten.

Die drei Betriebsparameter der Driftkammer – Hochspannung, Verzögerung und Diskriminatorschwelle – wurden so angepasst, dass das resultierende Driftzeitspektrum ausgeprägte Peaks bei gleichzeitig geringem Rauschen aufwies. Die final gewählten Parameter lauteten: Hochspannung = 2900 V, Diskriminatorschwelle = 60, Verzögerung = 1E. Diese Einstellungen wurden für die gesamte Langzeitmessung verwendet.

Während der Langzeitmessung wurden deutlich weniger Ereignisse registriert als erwartet. Der Verdacht fiel auf die Instabilität des Hochspannungsgeräts am Szintillationsdetektor, da die eingestellte Spannung von 1,55 kV in der zweiten Nachkommastelle leicht schwankte. Diese kleinen Schwankungen können jedoch erheblichen Einfluss auf die Ereignisrate der Myonen haben. Trotz dieser Problematik konnte die Auswertung im Wesentlichen durchgeführt werden.

Zur Reduktion von Rauschen wurden alle Ereignisse mit einem Time-over-Threshold unterhalb von 100 ns herausgefiltert. Ab diesem Zeitpunkt wurden sämtliche weiteren Analysen unter Anwendung dieses Filters durchgeführt. Zudem war die Bestimmung der Drahtkorrelationen notwendig, um die geometrische Anordnung der Driftzellen rekonstruieren zu können.

Nun sollte die Position der Teilchen beim Durchgang abhängig von der Zeit bestimmt werden. Zur Analyse der Orts-Driftzeit-Beziehung wurde das Driftzeitspektrum über alle Ereignisse aufsummiert. Anschließend wurde eine zweidimensionale Darstellung der Abstandssumme gegen die Abstandsdifferenz erstellt. Bei einem geradlinigen Teilcheneinfall wäre in dieser Darstellung eine Gerade bei mittlerer Abstandssumme (entsprechend einem mittigen Ereignis) und beliebiger Abstandsdifferenz zu erwarten. Tatsächlich zeigte sich jedoch eine gekrümmte Struktur sowie eine rautenförmige Verteilung. Letztere ist charakteristisch für den Detektoraufbau. Die beobachtete Krümmung weist auf eine Winkelabhängigkeit des Teilcheneinfalls hin, insbesondere auf schräge Einfallsrichtungen. Diese Krümmung war in der Gesamtdarstellung nur schwer erkennbar, konnte jedoch deutlicher sichtbar gemacht werden, wenn die Analyse auf Drähte in der Nähe des Szintillationsdetektors beschränkt wurde.

Zur Bestimmung der Winkelverteilung wurden Vereinfachungen vorgenommen: Der Szintillationszähler wurde als punktförmig angenommen, die Drähte als in einer Ebene liegend betrachtet. Unter diesen Annahmen konnte die Verteilung der gemessenen Winkel mit folgender Fitfunktion beschrieben werden:

$$N(\phi) = N_0 \cdot \cos^2(\phi + \phi_0)$$

Der Fit ergab folgende Parameter:

$$\begin{aligned} N_0 &= (1760 \pm 390) \quad (\text{maximale Trefferanzahl}) \\ \phi_0 &= (5,5 \pm 5,9)^\circ \quad (\text{Nullwinkel}) \end{aligned}$$

Die Fitfunktion \cos^2 beschreibt die gemessene Winkelverteilung gut, stimmt mit der Literatur überein (8) und bestätigt die physikalischen Erwartungen: Die meisten Myonen treffen nahezu senkrecht auf den Detektor. Bei größeren Einfallswinkeln relativ zur Lotrichtung der Detektorebene müssen die Myonen einen längeren Weg durch die Erdatmosphäre zurücklegen. Dadurch erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, dass sie auf ihrem Weg zerfallen oder mit Teilchen in der Atmosphäre wechselwirken. Entsprechend nimmt die Zahl der Myonen, die unter flachen Winkeln den Detektor erreichen, ab.

A. Anhang

A.1. Szintillationsdetektor

Trifft ionisierende Strahlung auf das Szintillatormaterial, überträgt sie Energie auf dessen Moleküle bzw. Kristallgitter. Die angeregten Moleküle im Material emittieren dann elektromagnetische Strahlung, was proportional zur Energie des einfallenden Teilchens (bei uns Muon oder Elektron) ist (Abb. 27).

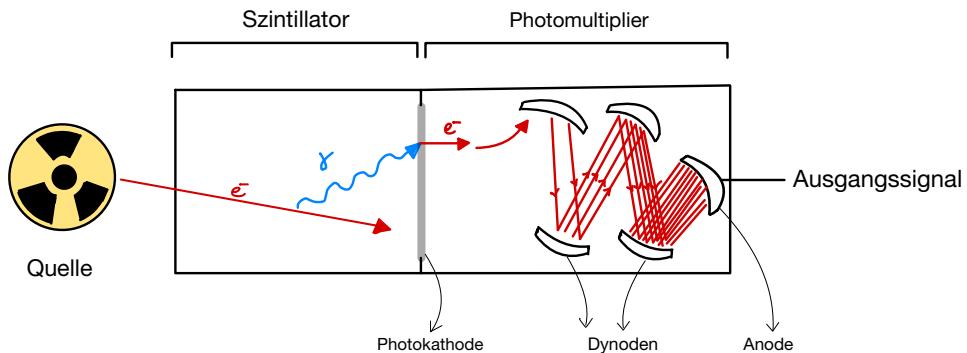


Abbildung 27: Schematischer Aufbau eines Szintillationsdetektors.

Dieses Licht erreicht schließlich die Photokathode des Photomultipliers. Dort werden durch den photoelektrischen Effekt Elektronen aus dem Kathodenmaterial ausgelöst. Diese Elektronen werden innerhalb des Photomultipliers über eine Reihe von Dynoden verstärkt. Jede Dynode liegt auf einem höheren elektrischen Potential als die vorherige, wodurch die Elektronen sukzessive beschleunigt werden. Bei jedem Aufprall lösen sie weitere Elektronen aus, wodurch sich eine Elektronenlawine bildet. Am Ende dieser Kaskade treffen die Elektronen auf die Anode, wo sie ein messbares elektrisches Signal erzeugen. [2]

Die Quelle, die wir in diesem Versuch benutzen ist eine Strontium-90-Quelle, die β^- Strahlung, also Elektronen emittiert.

A.2. Rohdaten bei der Messung vom Driftkammerstrom als Funktion der Hochspannung

U (mV)	I (A)	ΔU (mV)	ΔI (A)	U_D (kV)	ΔU_D (kV)
16	$1,6 \times 10^{-8}$	1	$1,0 \times 10^{-9}$	2000	20
18	$1,8 \times 10^{-8}$	1	$1,0 \times 10^{-9}$	2100	21
22	$2,2 \times 10^{-8}$	1	$1,0 \times 10^{-9}$	2200	22
26	$2,6 \times 10^{-8}$	1	$1,0 \times 10^{-9}$	2300	23
31	$3,1 \times 10^{-8}$	2	$2,0 \times 10^{-9}$	2400	24
40	$4,0 \times 10^{-8}$	2	$2,0 \times 10^{-9}$	2500	25
56	$5,6 \times 10^{-8}$	2	$2,0 \times 10^{-9}$	2600	26
85	$8,5 \times 10^{-8}$	5	$5,0 \times 10^{-9}$	2700	27
107	$1,07 \times 10^{-7}$	5	$5,0 \times 10^{-9}$	2750	27,5
135	$1,35 \times 10^{-7}$	10	$1,0 \times 10^{-8}$	2800	28
165	$1,65 \times 10^{-7}$	15	$1,5 \times 10^{-8}$	2830	28,3
170	$1,7 \times 10^{-7}$	15	$1,5 \times 10^{-8}$	2850	28,5
210	$2,1 \times 10^{-7}$	15	$1,5 \times 10^{-8}$	2870	28,7
240	$2,4 \times 10^{-7}$	20	$2,0 \times 10^{-8}$	2900	29
290	$2,9 \times 10^{-7}$	20	$2,0 \times 10^{-8}$	2930	29,3
350	$3,5 \times 10^{-7}$	30	$3,0 \times 10^{-8}$	2950	29,5
380	$3,8 \times 10^{-7}$	30	$3,0 \times 10^{-8}$	2970	29,7
480	$4,8 \times 10^{-7}$	30	$3,0 \times 10^{-8}$	3000	30

Tabelle 4: Messungen mit Strontium-90-Quelle. Messdaten von der Multimeterspannung U (1. Spalte), dessen Umrechnung in den Strom I durch den Widerstand $R = 1 \text{ M}\Omega$ (2. Spalte), variierende Driftkamerspannung U_D (5. Spalte) und zugehörige Unsicherheiten.

U (mV)	I (A)	ΔU (mV)	ΔI (A)	U_D (kV)	ΔU_D (kV)
18	$1,8 \times 10^{-8}$	1	$1,0 \times 10^{-9}$	2000	20
21	$2,1 \times 10^{-8}$	1	$1,0 \times 10^{-9}$	2100	21
23	$2,3 \times 10^{-8}$	1	$1,0 \times 10^{-9}$	2200	22
25	$2,5 \times 10^{-8}$	1	$1,0 \times 10^{-9}$	2300	23
31	$3,1 \times 10^{-8}$	1	$1,0 \times 10^{-9}$	2400	24
35	$3,5 \times 10^{-8}$	2	$2,0 \times 10^{-9}$	2500	25
37	$3,7 \times 10^{-8}$	2	$2,0 \times 10^{-9}$	2600	26
41	$4,1 \times 10^{-8}$	2	$2,0 \times 10^{-9}$	2700	27
47	$4,7 \times 10^{-8}$	3	$3,0 \times 10^{-9}$	2800	28
53	$5,3 \times 10^{-8}$	5	$5,0 \times 10^{-9}$	2900	29
67	$6,7 \times 10^{-8}$	5	$5,0 \times 10^{-9}$	3000	30

Tabelle 5: Messungen ohne Strontium-90-Quelle. Messdaten von der Multimeterspannung U (1. Spalte), dessen Umrechnung in den Strom I durch den Widerstand $R = 1 \text{ M}\Omega$ (2. Spalte), variierende Driftkamerspannung U_D (5. Spalte) und zugehörige Unsicherheiten.

A.3. Nicht-nummerierte 2D-Histogramme

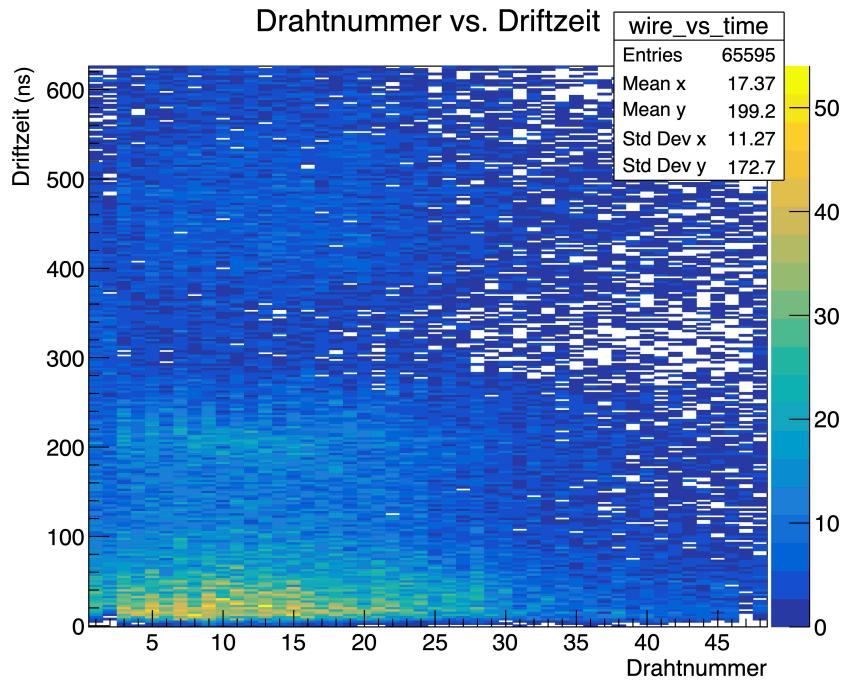


Abbildung 28: 2D-Histogramm für die Anzahl der Ereignisse je nach Drahtnummer und Zeitdauer der Driftzeit in ns. Die Drahtnummern sind von 1 bis 48 angegeben. Für eine kleine Anzahl an Ereignissen (0-10) wird die Farbe blau verwendet. Je mehr Ereignisse, desto gelblicher wird die Farbmischung, die zwischen blau, grün und gelb variiert.

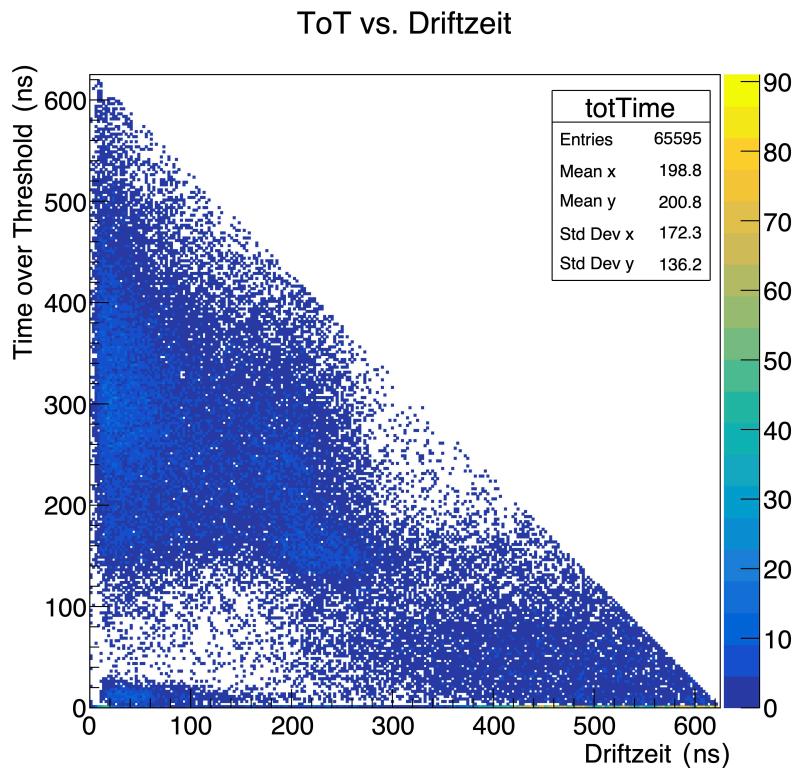


Abbildung 29: 2D-Histogramm: Time-over-Threshold (ToT) in ns gegenüber den Driftzeiten in ns.

Literaturverzeichnis

- [1] Daniel Hammann. *Test und Inbetriebnahme der Prototyp-Driftkammer für das B1-Spektrometer.* https://www.pi.uni-bonn.de/schmieden/medien/medien-ergebnisse/diplomarbeit_danielhammann.pdf 2008.
- [2] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Teilchendetektoren Grundlagen und Anwendungen.* ger. 1. Aufl. 2016. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2016. ISBN: 9783662453506.
- [3] W. Blum et al. *Particle Detection with Drift Chambers.* <https://bpb-us-e2.wpmucdn.com/websites.umass.edu/dist/1/12491/files/2012/08/blum-rolandi.pdf> 2008.
- [4] Thomas K. Gaisser, Ralph Engel und Elisa Resconi. *Cosmic rays and particle physics.* English. Publisher Copyright: © Cambridge University Press 2016. All right reserved. Cambridge University Press, Juni 2016. ISBN: 9780521016469. DOI: [10.1017/CBO9781139192194](https://doi.org/10.1017/CBO9781139192194)
- [5] S. Navas u. a. „Review of particle physics“. In: *Phys. Rev. D* 110.3 (2024), S. 030001. DOI: [10.1103/PhysRevD.110.030001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.030001)
- [6] Lea Sophie Preece. *Vereinfachte Myonentomographie mit dem CosMO-Detektor.* https://www.teilchenwelt.de/wp-content/uploads/2022/09/Bachelorarbeit_Preece2020.pdf, Zugriff: 10.06.2025, 12:38.
- [7] Physikalisches Institut der Universität Bonn. *Physikalisches Praktikum Teil V: Kern- und Teilchenphysik. Versuchsbeschreibungen.* 2025.
- [8] Moritz Bilow. *Myonen in der kosmischen Strahlung und ihr ortsabhängiger Nachweis.* https://tudresden.de/mn/physik/iktp/ressourcen/dateien/wissenschaftsvermittlung/2016-12-20_BeLL_Myonen-in-der-kosmischen-Strahlung-und-ihr-ortsabhaengiger-Nachweis_Moritz-Bilow.pdf?lang=de 2016.