



Universität Hamburg

DER FORSCHUNG | DER LEHRE | DER BILDUNG

Aufbau und Inbetriebnahme eines Teststandes zur
Charakterisierung von Strawtubes bei unterschiedlichen
Betriebsspannungen

Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg

Bachelorarbeit von Felix Bergholz

geboren am 29.05.1997

Januar 2020

Erstgutachterin: Prof. Dr. Caren Hagner

Zweitgutachter: Dr. Daniel Bick

Zusammenfassung

In der Teilchenphysik sind Detektoren grundlegende Bestandteile aller Experimente. In dieser Bachelorarbeit werden Strawtubes, welche eine Art von gasgefüllten Spurkammern sind, bezüglich ihrer Auflösung und Effizienz in Abhängigkeit der Betriebsspannung untersucht. Um diese zu bestimmen wurde ein Teststand mit vier Strawtubes und zwei bekannten Driftröhrenmodulen aufgebaut. Die Module dienen der Erstellung von Referenzspuren kosmischer Myonen welche mit den Daten der Strawtubes abgeglichen werden können. Dafür wurde eine existierende Spurrekonstruktionssoftware angepasst und Programme entwickelt, welche aus den Messdaten die relativen Positionen der Module und Strawtubes zueinander bestimmen. Schließlich wurden Messreihen bei verschiedenen Betriebsspannungen durchgeführt und mit den entwickelten Programmen ausgewertet um die Effizienz und Auflösung der Strawtubes zu bestimmen.

Abstract

In particle physics, detectors are an essential component of all experiments. In this Bachelor Thesis the efficiency and resolution of straw tubes, a type of gas-filled track chamber, were analysed for different supply voltages. To do this, an experiment was set up using four straw tubes and two known drift tube modules. The modules are used to create reference tracks of cosmic muons, which can be matched to data from the straw tubes. For this an existing reconstruction software was modified and programs were developed to determine the relative position of the modules and straw tubes. Finally a series of measurements was conducted and analysed using the developed programs, to determine the resolution and efficiency of the straw tubes.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Driftröhren	4
2.1	Kosmische Teilchen	4
2.2	Ionisierung	4
2.3	Funktionsweise von Driftröhren	5
2.4	Driftzeit-Orts-Beziehung	7
2.5	Driftzeitspektrum	8
2.6	Elektrisches Feld	9
2.7	Gasverstärkung	10
3	Strawtube Teststand	12
3.1	Strawtubes	12
3.2	Strawtube Verstärker	13
3.3	OPERA-Modul-Stand	13
3.3.1	Trigger	14
3.3.2	Trigger-Busy	15
3.3.3	Kalibrierung der PMTs	16
3.3.4	Driftröhren	18
3.3.5	Vorverstärkerplatine	18
3.4	TDC	19
3.5	FADC	19
3.6	Gassystem	19
4	Software	20
4.1	Patternrecognition & Fit	20
4.2	Anpassung der Driftzeit-Orts-Beziehung	21
4.3	OPERA-Modul Alignment	23
4.4	Strawtube Position	24
4.5	Strawtube Signal Verarbeitung	27
5	Messung und Auswertung	28
5.1	Hitmap	28
5.2	Multiplizität	29
5.3	Auflösung	30
5.3.1	OPERA-Module	30
5.3.2	Strawtubes	31
5.4	Effizienz der Strawtubes	33
6	Zusammenfassung und Ausblick	36

1 Einleitung

Driftröhren sind in der Teilchenphysik etablierte Detektoren welche genutzt werden um Spuren geladener Teilchen zu rekonstruieren und deren Energien zu bestimmen. Diese sollen auch im geplanten SHiP¹-Experiment verwendet werden, um die Spuren von Zerfallsprodukten im Vakuum zu rekonstruieren. SHiP ist ein fixed Target² Experiment, welches am CERN³ geplant ist und den Strahl des SPS⁴ Beschleunigers nutzen soll. Dieser liefert Protonen mit Energien im Bereich von 400 GeV. Ziel von SHiP ist es an der Intensitätsgrenze nach neuen Teilchen zu suchen, sowie den ersten experimentellen Nachweis des anti Tau-Neutrinos zu liefern. Da die gesuchten Teilchen nur sehr geringe Produktionsraten haben, ist das Minimieren des Hintergrunds im SHiP-Experiment sehr wichtig. Daher wird das Zerfallsvolumen evakuiert. Aufgrund dieser besonderen Ansprüche an die Driftröhren werden Strawtubes verwendet. Die Strawtubes sind Röhren aus 36 μm dünner PET-Folie, welche auf der Oberfläche dünn mit Metall beschichtet sind (50 nm Cu & 20 nm Au) und einen Durchmesser von 2 cm haben. Die Strawtubes eignen sich für das SHiP-Experiment, da sie eine geringe Masse haben was Vielfachstreuung verhindert. Dazu sind sie gasdicht genug um im Vakuum zu funktionieren, ohne dieses mit Driftgas zu kontaminieren. Außerdem sind sie einfach und günstig zu produzieren.

In dieser Arbeit wird der Aufbau und die Inbetriebnahme eines Teststandes beschrieben, welcher diese Strawtubes bezüglich ihrer Auflösung und Effizienz untersucht. In Abschnitt 2 wird die allgemeine Funktionsweise von Driftröhren näher erläutert und in Abschnitt 3 auf den, in Rahmen dieser Bachelorarbeit, aufgebaute Teststand eingegangen. Abschnitt 4 beschreibt die Programme, welche für die Auswertung der Messungen in Abschnitt 5 verwendet wurden. Abschnitt 6 gibt eine abschließende Zusammenfassung der Ergebnisse, sowie einen Ausblick auf mögliche Modifikationen am Aufbau.

¹Search for Hidden Particles (engl.) Suche nach versteckten/unbekannten Teilchen

²(engl.) unbewegtes Ziel

³Conseil européen pour la recherche nucléaire (frz.) Europäische Organisation für Kernforschung

⁴Super Proton Synchrotron

2 Driftröhren

In diesem Kapitel wird die allgemeine Funktionsweise von Driftröhren erläutert, sowie die Theorie der Methoden der Datenauswertung. Da in diesem Aufbau Myonen der kosmischen Strahlung mit den Driftröhren detektiert wurden, enthält das Kapitel einen Abschnitt zu kosmischen Teilchen, sowie dem Energieverlust von geladenen Teilchen beim Durchqueren von Materie. Am Ende des Kapitels, wird ein theoretischer Wert für die zu verwendende Hochspannung in den untersuchten Strawtubes errechnet.

2.1 Kosmische Teilchen

Die Erde ist einem konstanten Fluss kosmischer Teilchen ausgesetzt, welche in kosmischen Ereignissen entstehen. Die folgenden Werte stammen aus [1]. Diese kosmische Strahlung besteht hauptsächlich aus Protonen (85 %) und Alphateilchen (12 %), und verursacht beim Auftreffen auf die obere Erdatmosphäre Teilchenschauer. Auf der Erdoberfläche treffen dann nur noch die daraus entstandenen Sekundärteilchen auf. Es handelt sich dabei zu 90 % um Myonen. Myonen sind einfach negativ geladene Leptonen, mit einer mittleren Lebensdauer von $2,2 \mu\text{s}$. Die mittlere Energie der kosmischen Myonen beträgt 4 GeV , wodurch sie hochrelativistisch sind und die Zeitdilatation eine Rolle bei der Durchquerung der Erdatmosphäre spielt. Auf der Oberfläche treffen die Myonen mit einer $\cos(\theta)^2$ -Winkelverteilung ein, da Myonen mit flacheren Winkeln länger zum Erreichen der Oberfläche brauchen und durch mehr Atmosphäre fliegen, wodurch sie mehr Energie durch Ionisierung verlieren.

2.2 Ionisierung

Wenn geladene Teilchen Materie durchqueren, wechselwirken diese mit den Atomen der Materie. Dies geschieht in Form von inelastischen Stößen, wobei die Teilchen Energie verlieren und Atome der Materie angeregt oder ionisiert werden können. Der Energieverlust dE der geladenen Teilchen über die Strecke dx kann, für schwere Teilchen mit relativistischen Energien, mit der Bethe-Bloch Formel (Gl. 2.1) [2][3] beschrieben werden (Abb. 1). Die Myonen haben etwa die 200-fache Masse der Elektronen des zu durchquerenden Materials (106 MeV zu 511 keV) und sind bei 4 GeV mit einem Lorentzfaktor von $\gamma = 39$ hochrelativistisch, weswegen die Bethe-Bloch Formel die Myonen gut beschreibt.

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

- N_A = Avogadro-Konstante
- ρ = Dichte des Materials
- r_e = Elektronenradius

- m_e = Elektronenmasse
- z = Ladungszahl des Teilchens
- Z = Kernladung des Materials
- A = Atomgewicht des Materials
- β = relativistische Geschwindigkeit v/c
- I = mittlere Anregungsenergie des Materials
- δ = Dichteeffekt aufgrund der Polarisation

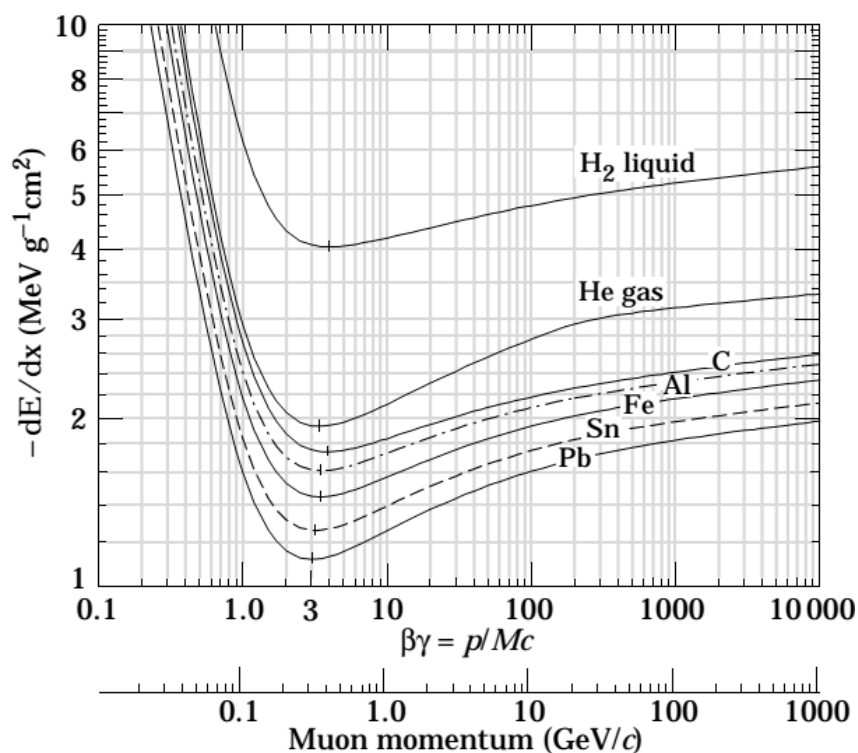


Abbildung 1: Verlauf der Bethe-Bloch Formel für verschiedene Materialien im Bereich $\beta\gamma = 10^{-1}$ bis 10^4 [4].

2.3 Funktionsweise von Driftröhren

Driftröhren detektieren Teilchen anhand der Energie, welche diese beim Durchqueren der Röhre abgeben. Dabei ermöglicht der Aufbau der Driftröhren eine genauere Bestimmung der Position an der das Teilchen die Röhre durchquert hat. Eine Driftröhre besteht aus einer mit Gas gefüllten Röhre und einem Draht, welcher in der Mitte gespannt ist. Die Röhre besteht aus einem leitenden Material, damit zwischen ihr und dem Draht ein elektrisches Feld angelegt werden kann. Der Draht ist dabei die Anode um negativ geladene

Teilchen anzuziehen. Wenn ein Teilchen nun durch die Röhre fliegt, kann es die Gasatome ionisieren und ein Ion-Elektron-Paar erzeugen. Diese nun geladenen Teilchen driften in dem elektrischen Feld auseinander. Die negativ geladenen Elektronen werden zu dem Draht hin beschleunigt, während die positiv geladenen Ionen sich auf den Rand der Röhre zu bewegen. Dies kann entlang der Spur des Teilchens mehrfach geschehen und es entstehen Ionisationscluster¹ (Abb. 2). Der Abstand des Clusters, welches sich am nächsten am Draht befindet, ist nun der Driftradius des zu detektierenden Teilchens. Dieser Abstand entspricht nicht unbedingt dem tatsächlichen geringsten Abstand der Spur vom Draht, da die Bildung von Clustern entlang der Spur zufällig verteilt ist. Diese Ungenauigkeit wird hier allerdings nicht weiter berücksichtigt. Die nun zum Draht driftenden Elektronen benötigen eine gewisse Zeit um diesen zu erreichen. Diese Zeit wird als Driftzeit bezeichnet. Auf dieser Strecke wird das Elektron weiterhin vom elektrischen Feld beschleunigt und kann ab einer gewissen Stärke des elektrischen Feldes Sekundärelektronen bei Zusammenstößen mit weiteren Gasatomen erzeugen. Somit entsteht eine Ladungslawine, welche zum Draht hin verläuft. Sobald die Elektronen den Draht erreichen, führt diese Ladungsänderung zu einem Strom auf dem Draht. Dieser kann durch einen Verstärker auf eine messbare Stärke gebracht werden und nun detektiert werden. Der Zeitunterschied zwischen dem Durchgang des Teilchens durch die Röhre und dem Messen eines Signals auf dem Draht ist die Driftzeit. Um die Zeit des tatsächlichen Teilchendurchgangs zu bestimmen, werden diese hier zusätzlich mit Szintillatoren detektiert. Aus der Differenz der beiden Messzeiten lässt sich nun also die Driftzeit bestimmen, welche mit der Driftzeit-Orts-Beziehung (vgl. Abschnitt 2.4) in den Driftradius umgerechnet werden kann.

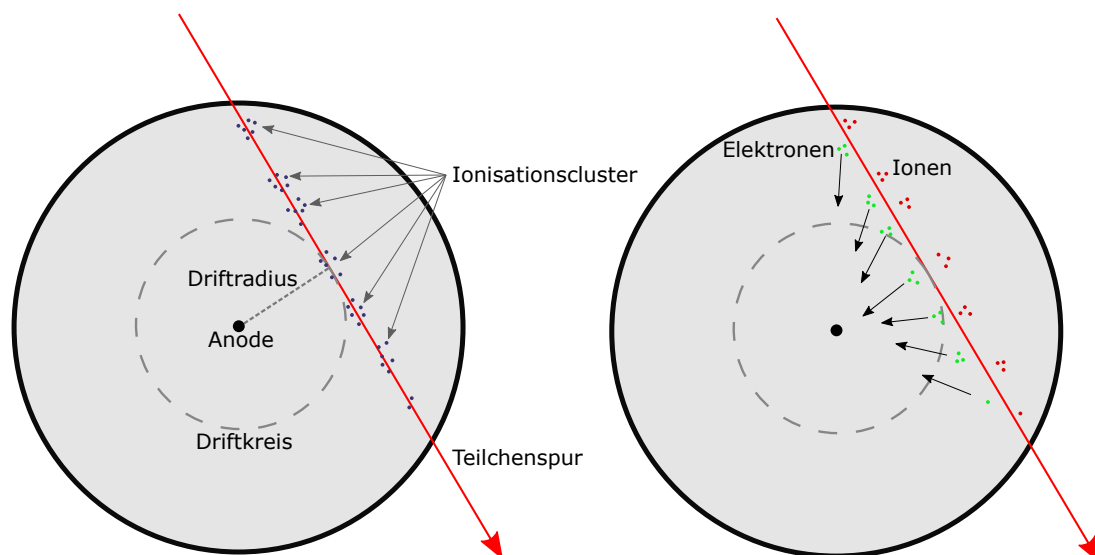


Abbildung 2: Schematischer Querschnitt einer Driftröhre mit der Teilchenspur und mehreren Ionisationsclustern (links). Querschnitt nachdem die entstandenen Elektronen und Ionen durch das elektrische Feld in Richtung Anode beziehungsweise Kathode gedriftet sind (rechts).

¹cluster (engl.) Ansammlung, Haufen

2.4 Driftzeit-Orts-Beziehung

Die Driftzeit-Orts-Beziehung (DOB) $r(t_D)$ ordnet einer gemessenen Driftzeit t_D den Radius zu, den der Driftkreis des detektierten Teilchens hat (Abb. 3). Da die Teilchen innerhalb der Driftröhre durch das elektrische Feld beschleunigt werden, ist dies kein linearer Zusammenhang, sondern muss aus den Messdaten zunächst bestimmt werden. Für den Driftradius gilt:

$$r(t_D) = \int_0^{t_D} v(t) dt \quad (2.2)$$

Hierbei ist $v(t)$ die Geschwindigkeit des driftenden Elektrons. Um dieses Integral zu bestimmen wird zuerst die Annahme gemacht, dass die Driftröhren homogen von den Teilchen getroffen werden, jeder Driftradius also gleich wahrscheinlich ist und somit gleich oft in den Daten vorhanden ist. Für einen ausreichend großen Datensatz kann für die Trefferzahl N und den Röhrenradius R die Annahme gemacht werden, dass:

$$\frac{dN}{dr} = \frac{N}{R} = \text{const.} \quad (2.3)$$

Daraus folgt für die DOB:

$$r(t_D) = \int_0^{t_D} v(r) dt = \int_0^{t_D} \frac{dr}{dt} dt = \int_0^{t_D} \frac{dr}{dN} \cdot \frac{dN}{dt} dt = \frac{R}{N} \int_0^{t_D} \frac{dN}{dt} dt \quad (2.4)$$

$\frac{dN}{dt}$ ist hierbei das Driftzeitspektrum. Durch das Multiplizieren mit dem Röhrenradius R wird die DOB auf die jeweilige Röhre normiert.

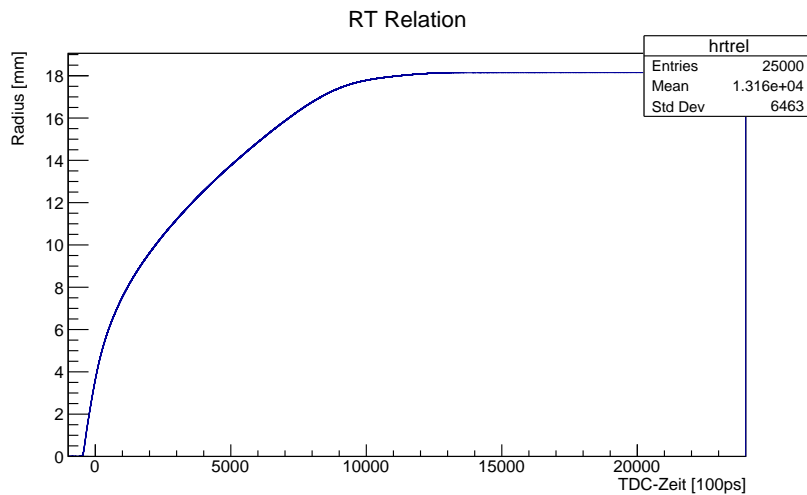


Abbildung 3: Eine Driftzeit-Orts-Beziehung, normiert auf eine Röhre mit einem Innenradius von 18,15 mm. Den Zeiten auf der x -Achse wird je ein Radius innerhalb der Röhre zugeordnet.

2.5 Driftzeitspektrum

Das Driftzeitspektrum einer Driftröhre stellt die Verteilung der Driftzeiten in einem Histogramm dar (Abb. 4). Es hat charakteristisch am Beginn ein spitzes Maximum, worauf ein langsamer Abfall folgt und eine Kante. Das Maximum zu Beginn entspricht den kürzest möglichen Driftzeiten. Diese liegen im Spektrum nicht bei $t = 0$, da durch Kabelllaufzeiten und Elektronik Verzögerungen entstehen. Diese Verzögerung ließe sich korrigieren, indem man das Spektrum um den entsprechenden Wert verschiebt. Da im Rahmen dieser Arbeit allerdings die Zeit-Bins der Messgeräte direkt in Driftradien umgerechnet wurden, war dies nicht nötig. Die kurzen Driftzeiten sind in dem Driftzeitspektrum häufiger vorhanden, weil das starke elektrische Feld nah am Draht dazu führt, dass die Elektronen stark beschleunigt werden. Das Spektrum kann, wie aus Gleichung 2.4 ersichtlich wird, also als Verteilung der Driftgeschwindigkeiten angesehen werden. Das spitze Maximum führt in der DOB zu der großen Steigung zu Beginn. Diese flacht ab in dem langsamen Abfall des Driftzeitspektrums und die Kante zum Ende entspricht den Ereignissen, bei denen der Driftradius gleich dem Röhrenradius ist. Die so entstandene DOB beachtet allerdings einige physikalische Effekte nicht. Zum Beispiel wird anfangs eine homogene Spurdichte in den Röhren angenommen. Die Effizienz der Röhren nimmt zum Rand hin allerdings ab. Daher wird in der Auswertungssoftware über mehrere Iterationen die DOB angepasst (vgl. Abschnitt 4.2).

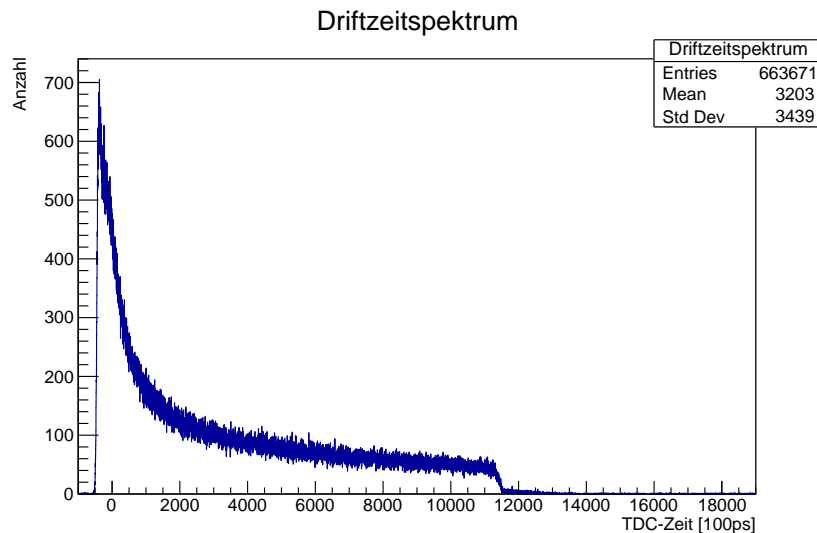


Abbildung 4: Ein Driftzeitspektrum der verwendeten Referenzspurmodule. Der systematische Fehler der Driftzeiten, welcher durch Kabellaufzeiten und Elektronik verursacht wird, ist hier nicht korrigiert. Daher liegt die erste Flanke nicht bei $t = 0$.

2.6 Elektrisches Feld

Durch die angelegte Spannung zwischen der Driftröhre und dem Draht, bildet sich ein elektrisches Feld, welches die Elektronen zum Draht hin beschleunigt. Das Feld hängt von dem Drahtradius a , dem Röhrenradius b und der angelegten Spannung U_{HV} ab. Das Feld lässt sich mit der ersten Maxwell-Gleichung, dem Gaußschen Gesetz, berechnen.

$$\vec{\nabla} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (2.5)$$

Die mit dem Gaußschen Integralsatz integrierte Form lautet:

$$\oint_{\partial V} \vec{E}(\vec{r}) \, d\vec{A} = \int_V \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon} dV \quad (2.6)$$

Da die Länge der Röhre sehr viel größer ist als die Radien $L \gg b > a$, können Randeffekte vernachlässigt werden. Aufgrund der Radialsymmetrie der Röhre vereinfacht sich das Integral, denn das elektrische Feld ist parallel zum Normalenvektor der Oberfläche $d\vec{A} \parallel \vec{E}(\vec{r})$. Das Oberflächenintegral verläuft entlang der Röhre in z -Richtung. Zusätzlich vereinfacht sich die rechte Seite, da das Volumenintegral über die Länge der Röhre L über die Ladungsdichte ρ die Ladung der Röhre Q beträgt.

$$\int_0^L \int_0^{2\pi} E(r) r \, d\phi \, dz = \frac{Q}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (2.7)$$

Durch auflösen des Integrals und Umstellen ergibt sich

$$E(r) = \frac{Q}{\epsilon_0 \epsilon r L 2\pi} . \quad (2.8)$$

Aus der Definition des elektrischen Feldes $\vec{E}(\vec{r}) = -\vec{\nabla} U(\vec{r})$ folgt

$$U = \int_a^b E(r) dr = \int_a^b \frac{Q}{\epsilon_0 \epsilon r L 2\pi} dr = \frac{Q}{\epsilon_0 \epsilon L 2\pi} \ln \left(\frac{b}{a} \right) . \quad (2.9)$$

Dabei ist a der Drahtradius und b der Radius der Röhre. Durch Einsetzen der Gleichung (2.8) in Gleichung (2.9) und Umstellen folgt für das elektrische Feld in einer Driftröhre

$$E(r) = \frac{U_{\text{HV}}}{\ln(b/a)r} . \quad (2.10)$$

Daran erkennt man, dass das Feld für $a < r < b$ linear von der angelegten Spannung abhängt und mit $\frac{1}{r}$ abnimmt.

2.7 Gasverstärkung

In einer Driftröhre führt das angelegte elektrische Feld dazu, dass die Elektronen zum Draht hin beschleunigt werden und ab einer gewissen Feldstärke durch Stöße mit den Gasatomen Sekundärelektronen erzeugen. Diese werden wieder beschleunigt und es entsteht eine Ladungswave zum Draht hin. Das Verhältnis der Primärelektronen N_0 und der entstehenden Sekundärelektronen N bezeichnet man als die Gasverstärkung G .

$$G = \frac{N}{N_0} \quad (2.11)$$

Sie lässt sich berechnen durch [5]

$$\ln(G) = \frac{\ln(2)}{\Delta V} \frac{U_{\text{HV}}}{\ln(b/a)} \ln\left(\frac{E(a)}{E(r_{\text{min}})}\right). \quad (2.12)$$

Dabei ist r_{min} der Abstand vom Draht, ab dem die Ionisation stattfinden kann. Dies ist der Fall sobald das elektrische Feld stark genug ist, um die Primärelektronen zwischen zwei Stößen mit Gasatomen genug zu beschleunigen um diese zu Ionisieren. Die dafür relevanten Größen sind die mittlere freie Weglänge der Elektronen im Gas λ_e und die Ionisierungsenergie der Gasatome E_{Ion} . Für die Energie von Teilchen mit Ladung q im elektrischen Feld gilt

$$E = \int_a^b qE(r)dr. \quad (2.13)$$

Dabei ist q die Ladung des jeweiligen Teilchens. In diesem Fall beginnt das Integral an der Grenze der Ionisation r_{min} und geht über die mittlere freie Weglänge λ_e . Damit die Sekundärionisation stattfinden kann, muss die hinzugewonnene Energie des Elektrons E_e gleich oder größer der Ionisierungsenergie des Driftgases E_{Ion} sein. Für das elektrische Feld wird Gleichung (2.10) verwendet.

$$E_{\text{Ion}} \stackrel{!}{=} E_e = \int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{min}}+\lambda_e} qE(r)dr = \int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{min}}+\lambda_e} q \frac{U_{\text{HV}}}{\ln(b/a)r} dr = q \frac{U_{\text{HV}}}{\ln(b/a)} \ln\left(\frac{r_{\text{min}} + \lambda_e}{r_{\text{min}}}\right) \quad (2.14)$$

Mit bekannten Literaturwerten für die mittlere freie Weglänge und die Ionisierungsenergie des Driftgases lässt sich aus dieser Gleichung der Radius der Sekundärionisation r_{min} bestimmen.

$$r_{\text{min}} = \frac{\lambda_e}{\exp\left(\frac{E_{\text{Ion}}}{qU_{\text{HV}}} \ln(b/a)\right) - 1} \quad (2.15)$$

Da in dem Aufbau Strawtubes mit zwei verschiedenen Drahtdurchmessern verwendet werden (30 μm und 45 μm), unterscheiden sich die Gasverstärkungsfaktoren beider Röhren bei gleicher Spannung. Ziel dieser Rechnung ist es die Spannungen zu bestimmen, welche zu gleicher Gasverstärkung in den verschiedenen Röhren führen. Dafür setzt man nun das

Verhältnis beider Gasverstärkungsfaktoren G_1 und G_2 gleich.²

$$\frac{G_1}{G_2} = \frac{\exp\left(\frac{\ln(2)}{\Delta V} \frac{U_1}{\ln(b/a_1)} \ln\left(\frac{E_1(a_1)}{E_1(r_{\min 1})}\right)\right)}{\exp\left(\frac{\ln(2)}{\Delta V} \frac{U_2}{\ln(b/a_2)} \ln\left(\frac{E_2(a_2)}{E_2(r_{\min 2})}\right)\right)} = 1 \quad (2.16)$$

Nach dem Umstellen nach der Spannung U_2 in Abhängigkeit der Spannung U_1 ergibt sich

$$U_2 = \underbrace{\ln\left(\frac{E_1(a_1)}{E_1(r_{\min 1})}\right) \frac{\ln(b/a_2)}{\ln(b/a_1)}}_{=c(U_1)} \cdot \frac{U_1}{\ln\left(\frac{E_2(a_2)}{E_2(r_{\min 2})}\right)}. \quad (2.17)$$

Mit Einsetzen der Gleichung (2.10) für das elektrische Feld und der Einführung von $c(U_1)$ folgt

$$U_2 = c \cdot \frac{U_1}{\ln\left(\frac{U_2}{\ln(b/a_2) \cdot a_2} \cdot \frac{\ln(b/a_2) \cdot r_{\min 2}}{U_2}\right)} = c \cdot \frac{U_1}{\ln\left(\frac{r_{\min 2}}{a_2}\right)}. \quad (2.18)$$

Einsetzen von Gleichung (2.15) für $r_{\min 2}$ und Umstellen führt zu

$$c = \frac{U_2}{U_1} \cdot \ln\left(\frac{\lambda_e}{\exp\left(\frac{E_{\text{Ion}}}{qU_2} \ln(b/a_2)\right) - 1} \cdot \frac{1}{a_2}\right) \quad (2.19)$$

was nun numerisch gelöst werden kann um $U_2(U_1)$ zu bestimmen. Hierbei wird verwendet:

- $\lambda_e = 2,7 \mu\text{m}$ [6]
- $E_{\text{Ion}} = 19 \text{ eV}$ [7]
- $q = e$
- $b = 1 \text{ cm}$
- $a_1 = 22,5 \mu\text{m}$
- $a_2 = 15 \mu\text{m}$
- $U_1 = 2141 \text{ V}$
- $c(U_1) = \ln\left(\frac{E_1(a_1)}{E_1(r_{\min 1})}\right) \frac{\ln(b/a_2)}{\ln(b/a_1)} U_1 = 0,8206$

Daraus folgt numerisch $U_2 = 1842,2 \text{ V}$. Die Spannung U_1 wurde aus der Spannung, welche in den OPERA-Modulen verwendet wurde, errechnet. Hier vereinfacht sich die Rechnung, da die Drähte gleiche Durchmesser haben. In der Messreihe wurden für die Spannung der Strawtubes Werte um die hier bestimmten verwendet (vgl. 5).

² G_1 bezieht sich hierbei auf den $45 \mu\text{m}$ -Draht und G_2 auf den $30 \mu\text{m}$ -Draht

3 Strawtube Teststand

Der hier beschriebene Teststand besteht zum einen aus den bereits vorhandenen Strawtubes und den im Verlauf der Arbeit in Betrieb genommenen Driftröhren-Modulen (Abb. 5). Diese gleichen in der Anordnung der Driftröhren den Modulen des OPERA¹-Experimentes und werden im folgenden als OPERA-Module bezeichnet.

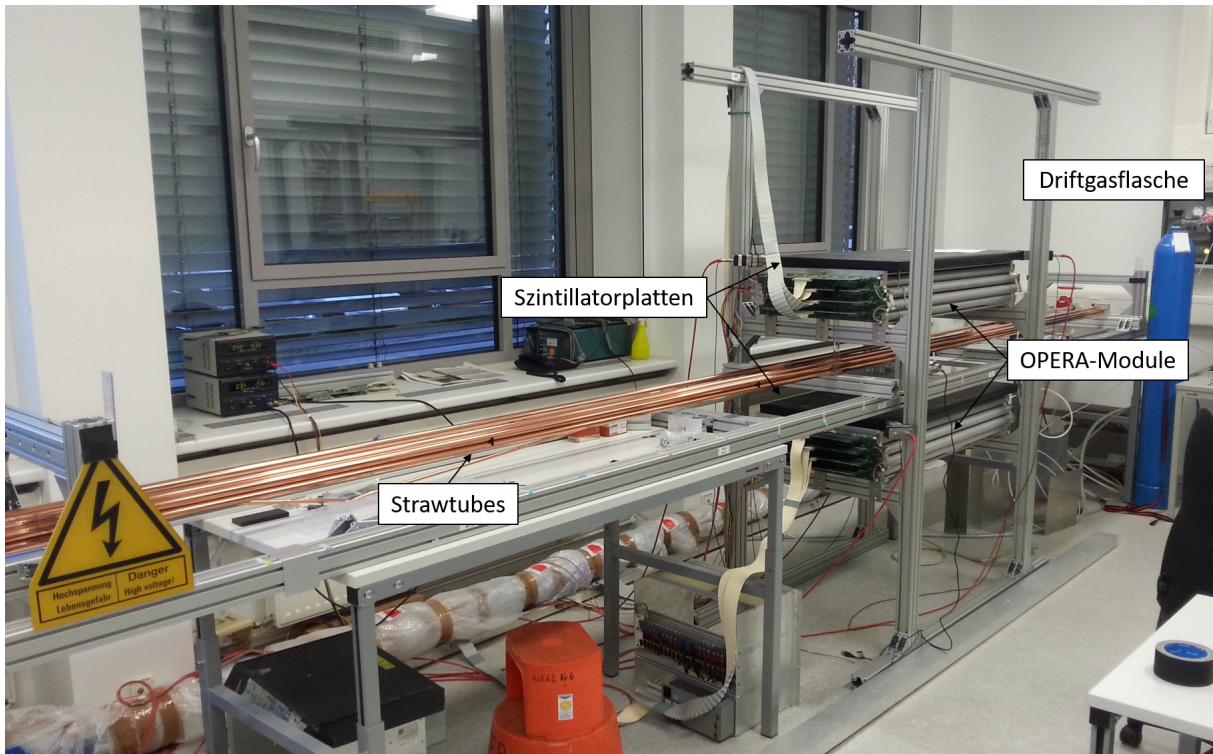


Abbildung 5: Foto des Strawtube Teststands im Labor. Zu sehen sind die gespannten Strawtubes, welche von den beiden OPERA-Modulen in der Mitte umgeben sind. Auf jedem der Module liegt eine Szintillatorplatte. Am rechten Rand ist die Gasflasche zu sehen, welche den Aufbau mit frischem Driftgas versorgt.

3.1 Strawtubes

Die Strawtubes² waren zu Beginn der Arbeit bereits in den Rahmen eingebaut und unter die nötige mechanische Spannung gesetzt. Die Drähte, welche durch die Röhren verlaufen, waren ebenfalls bereits gespannt. Es befinden sich insgesamt fünf Strawtubes in dem Aufbau, wobei eine Einzelröhre gebaut wurde und vier weitere nah zusammen gespannt wurden, um Spuren durch diese gemeinsam zu rekonstruieren. Für Messungen in dieser Arbeit wurden nur die 4er-Strawtubes verwendet. Die Strawtubes haben einen Durchmesser von 20 mm. Die Strawtubes haben eine Länge von 5,5 m und wurden durch das Einspannen in den Rahmen um einige cm verlängert. Die in den Röhren gespannten

¹Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus [8]

²von straw (engl.) Strohalm; tube (engl.) Röhre; sogenannt auf Grund der geringen Wanddicke

Drähte bestehen aus mit Gold (5–7%) beschichtetem Wolfram, von denen je zwei die gleichen Durchmesser haben, von 30 μm und 45 μm .

3.2 Strawtube Verstärker

Am Ende der Röhre verlaufen die Drähte in den Strawtube Verstärker. Dieser erzeugt aus den Signalen, welche die Sekundärelektronen auf dem Draht erzeugt haben, ein messbares Signal. Er wird mit einer Spannung von 4V betrieben und nutzt einen differentiellen Verstärker-Chip aus dem L3-Experiment[9]. Am Oszilloskop lassen sich die verstärkten Pulse ansehen (Abb. 6). Der Verstärker gibt auf jedem der vier Kanäle sowohl ein negatives als auch ein invertiertes, positives Signal aus. Der Kanal der ersten Strawtube mit einem 45 mm Draht funktionierte in dem Aufbau leider nicht. Da alle Röhren von einem Chip verstärkt werden, kann es bei den Messungen zu Crosstalk kommen. Hierbei löst ein Signal auf einem Kanal ein unerwünschtes Signal auf einem anderen Kanal aus.

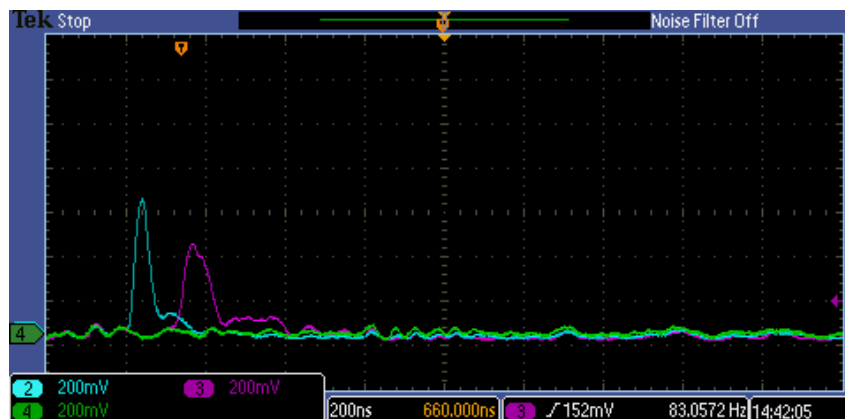


Abbildung 6: Aufnahme eines verstärkten positiven Signals am Oszilloskop. Es ist zu sehen, dass Strawtube 2 (blau) und 3 (lila) getroffen wurden. Der Zeitunterschied der beiden Flanken von etwa 100 ns ist der Unterschied in der Driftzeit der beiden Röhren.

3.3 OPERA-Modul-Stand

Der Stand für die OPERA-Module wurde um den Strawtube Rahmen herum gebaut, um zu verhindern, dass der Rahmen durchhängt, was die Spannung auf den Strawtubes verringert hätte und somit zu mehr Durchhang führt. Dieser Stand besteht aus zwei OPERA-Modulen, eines über und eines unter den Strawtubes (Abb. 7). Jedes der Module hat 48 Aluminium-Driftröhren auf denen sich je eine Szintillatorplatte mit zwei PMTs³ befindet. Die Module wurden so angeordnet, um die Referenzspuren, welche durch die Strawtubes verlaufen, optimal zu bestimmen.

³Photomultiplier Tube (engl.) Photovervielfacher

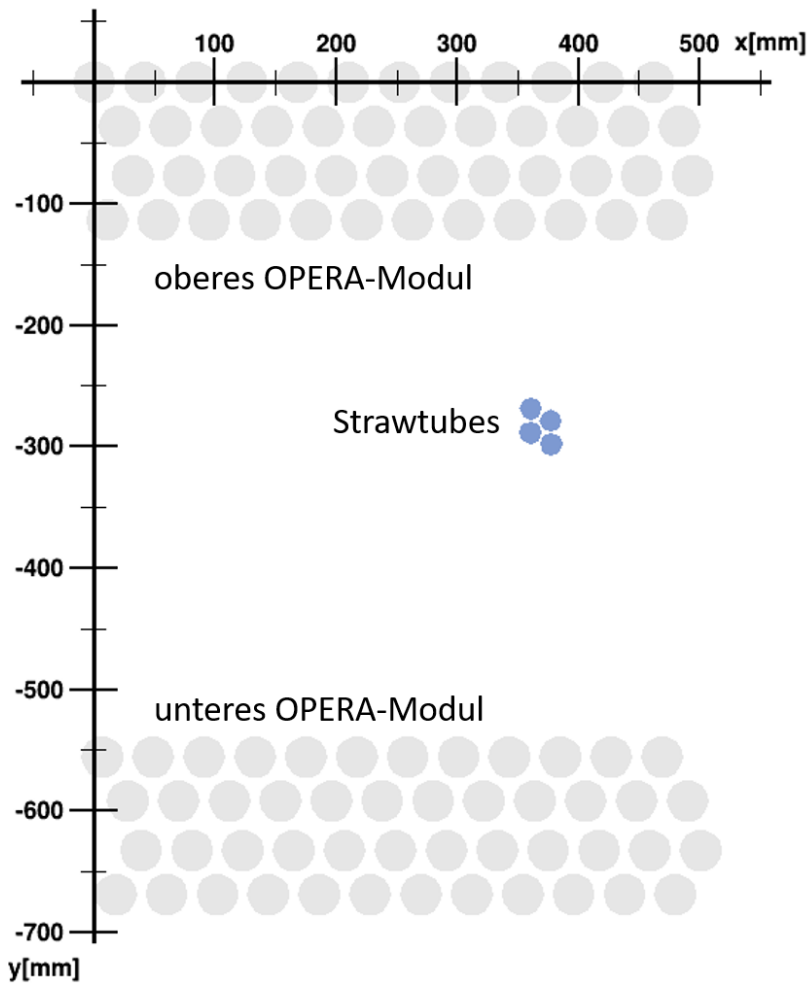


Abbildung 7: Anordnung der Driftröhrenmodule (grau) und Strawtubes (blau) im Koordinatensystem der Software. Der Koordinatenursprung liegt in der Mitte der oberen linken Röhre.

3.3.1 Trigger

Die beiden Szintillatorplatten dienen als Trigger⁴ für die Messung eines Events. Sie sind 1,10 m lang, 55 cm breit und 2,5 cm hoch. Sie sind entlang der Strawtubes angeordnet und decken die OPERA-Module fast komplett ab. An zwei gegenüberliegenden Ecken einer Szintillatorplatte befinden sich die PMTs. Die Photonen aus den Szintillatoren werden hier in ein elektrisches Signal umgewandelt und verstärkt, sodass sie als Trigger-Signal verwendet werden können. Der Abstand von 55 cm der beiden Platten und der dadurch verursachte Zeitunterschied der Trigger kann vernachlässigt werden, da die kosmischen Myonen sich mit annähernd Lichtgeschwindigkeit bewegen. Da in PMTs durch thermische Effekte immer ein gewisses Rauschen vorhanden ist, werden die Signale der insgesamt vier PMTs durch Diskriminatoren gefiltert und in Koinzidenz geschaltet. Dabei werden

⁴(engl.) Auslöser

zuerst die Ausgangssignale der beiden PMTs einer Szintillatorplatte in den Diskriminator gegeben. Die diskriminierten Signale werden mit einem AND-Gate verbunden und danach die Ausgänge beider Gates an ein drittes AND-Gate angeschlossen (Abb. 8). Das daraus entstandene Trigger-Signal löst nun nur eine Messung aus, wenn jede der vier PMTs ein Signal abgibt, welches die Diskriminatorschwelle überschreitet und unterdrückt somit Signale, die durch zufälliges Rauschen in einer PMT entstehen.

3.3.2 Trigger-Busy

Da das Eintreffen von Myonen zufällig ist, kann es passieren, dass zwei Ereignisse sehr schnell nacheinander ausgelöst werden. Das führt dann zu zwei schnell aufeinanderfolgenden Triggersignalen. Dies kann problematisch sein, da der TDC mehrere Signaleingänge gleichzeitig verarbeiten kann, er also multihitfähig ist, der FADC allerdings nicht. Das bedeutet, dass das zweite Signal nur eine Messung im TDC auslöst, wodurch die Datensätze der beiden Messgeräte unterschiedlich groß werden. Um das zu verhindern, wird ein Trigger-Busy⁵ eingebaut. Dieser verhindert, dass innerhalb einer gewissen Zeit nach jedem Trigger ein weiteres Signal durchgelassen wird und eine neue Messung gestartet werden würde. Dafür wird ein Gate-Generator benutzt, welcher durch das Triggersignal ausgelöst wird. Ein invertiertes Ausgangssignal dieses Gates wird nun mit dem Triggersignal in ein AND-Gate gegeben (Abb. 8). Sobald der Gate-Generator also ein Signal erhält, gibt dieser für die Länge des Gates kein Signal aus, wodurch das Triggersignal nicht an dem AND-Gate weitergeleitet wird und solange keine neue Messung gestartet werden kann. Die Länge des Gates wird nun so eingestellt, dass der FADC seine Messung innerhalb dieser Zeit beenden kann und bereit für eine neue Messung ist.

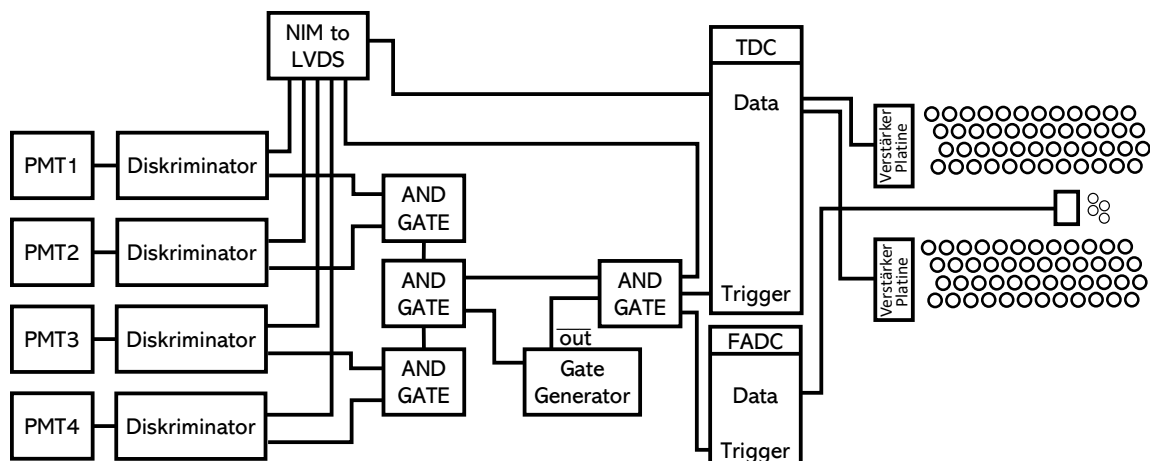


Abbildung 8: Schaltung des Triggersystems mit Diskriminatoren, Koinzidenz und Trigger-Busy. Rechts sind die zwei OPERA-Module und die Strawtubes zu sehen, deren Daten über die Vorverstärkerplatinen und den Strawtube Verstärker zum TDC und FADC verlaufen.

⁵(engl.) Auslöser beschäftigt/belegt

3.3.3 Kalibrierung der PMTs

Die vier PMTs müssen mit Hochspannung versorgt werden, um die eintreffenden Photonen zu einem messbaren Signal umwandeln zu können. Die Hochspannung und Diskriminator-schwellen werden nun so angepasst, dass das Rauschen minimiert wird. Dazu werden die PMT-Signale mit einem ADC untersucht. Dieser erstellt ein Energiespektrum (Abb. 9) der Signale. Das Maximum dieses Spektrums ist das Rauschen. Ab dem Minimum um Bin 2000 beginnen die tatsächlichen Signale der Myonen. Um diese nun voneinander zu trennen, wird die Hochspannung der vier PMTs so eingestellt, dass die Minima um den gleichen Bin herum verteilt liegen und die Diskriminatorschwelle so, dass die Signale in den unteren Bins nicht durchgelassen werden (Tab.1).

Tabelle 1: Hochspannung und Diskriminatorschwellen der PMTs im Trigger-setup

	Hochspannung	Diskriminatorschwelle
PMT1	850 V	100 mV
PMT2	900 V	100 mV
PMT3	905 V	100 mV
PMT4	865 V	100 mV

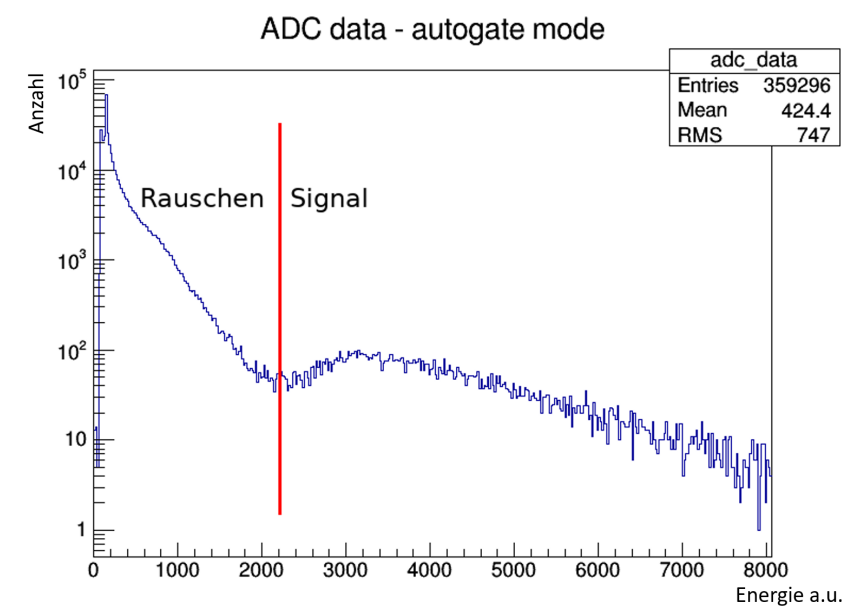


Abbildung 9: Energiespektrum einer PMT in logarithmischer Darstellung. Der Strich markiert das Minimum, auf welches die Diskriminatorschwelle gestellt wird und somit das Rauschen abschneidet.

Um nun die Effizienz der PMTs zu überprüfen, wird für jede der PMTs eine Messreihe erstellt. Dabei wird die Anzahl der 4er-Koinzidenzen und die Anzahl der 3er Koinzidenzen ohne die jeweiligen PMT gemessen. Damit eine 3er-Koinzidenz zustande kommt, muss das Myon durch beide Szintillatorplatten geflogen sein, was bedeutet, dass bei einer Effizienz von 100% die beiden Messwerte gleich wären. Die Daten sind in Tabelle 2 zu sehen.

Eine Abschätzung der Effizienz des Triggersetups kann also berechnet werden aus der Annahme, dass ein Myon in jeder PMT detektiert werden muss und beträgt somit $0,9916 \cdot 0,9938 \cdot 0,9936 \cdot 0,9971 = 97,6\%$.

Tabelle 2: Vergleich von 3er- und 4er-Koinzidenzen zur Bestimmung der Effizienz bei einer Messdauer von jeweils 60 s

	3er-Koinzidenz	4er-Koinzidenz	Effizienz
PMT1	2160	2142	99,16 %
PMT2	2115	2102	99,38 %
PMT3	2060	2047	99,36 %
PMT4	2111	2105	99,71 %

Die Myonenrate auf der Erdoberfläche beträgt etwa $160 \text{ Myonen s}^{-1} \text{ m}^{-2}$. Das entspricht in einem einzelnen Szintillator einer Rate von ungefähr 100 Hz. Da der Trigger in dem Aufbau allerdings aus 2 Szintillatorplatten mit 55 cm Abstand besteht und die Myonen eine Winkelverteilung haben, fliegt nicht jedes Myon durch beide Platten. Die Polarwinkelverteilung der Myonen entspricht etwa einer $\cos(\theta)^2$ -Verteilung (vgl. Abschnitt 2.1). Die meisten Myonen erreichen allerdings im 35° Winkel die Erde, da das Integral über den Azimutalwinkel φ einen $\sin(\theta)$ -Term zur Verteilung hinzufügt, wodurch das Maximum verschoben wird (Abb. 10). Die meisten Myonen fliegen daher wahrscheinlich nicht durch beide Szintillatorplatten. Um diesen Anteil zu bestimmen, wurde eine Toy-Monte-Carlo Simulation gemacht, welche nur die beiden Szintillatorplatten betrachtet und von einer gleichmäßigen Azimutalwinkelverteilung ausgeht. In dieser wird ein Myon an einem homogenen verteilten zufälligen Punkt in dem oberen Szintillator erstellt und errechnet, ob es den unteren Szintillator trifft. Die Simulation ergibt das 37,2% der Myonen durch beide Platten fliegen. Vergleicht man die Raten der 2er-Koinzidenzen und der 4-er Koinzidenz in einer 600 s Messung, sieht man 39,3% der Myonen in beiden Platten, was der Simulation gut entspricht.

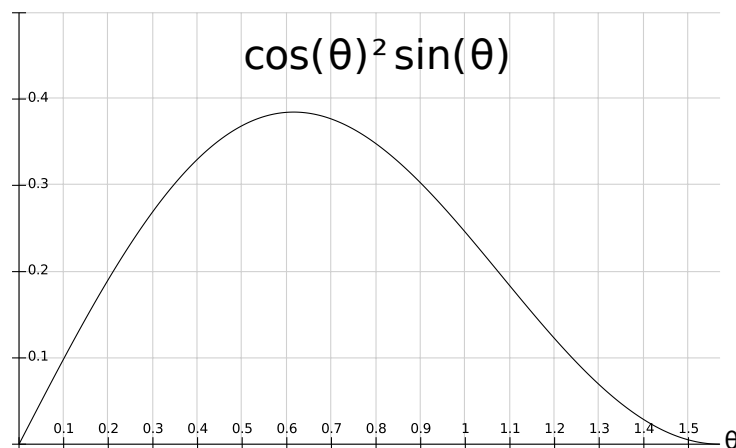


Abbildung 10: Die $\cos(\theta)^2 \sin(\theta)$ -Verteilung der kosmischen Myonen im Bereich 0 bis $\frac{\pi}{2}$, mit dem Maximum bei $0.62 \hat{=} 35,26^\circ$.

3.3.4 Driftröhren

Die zwei OPERA-Module über und unter den Strawtubes haben je 48 Driftröhren, was zu insgesamt 96 Röhren führt. Diese bestehen aus Aluminium und haben einen Außendurchmesser von 38 mm und einen Innendurchmesser von 36,3 mm [10]. Jede der Röhren ist 1,1 m lang. Die Röhren eines Moduls sind in vier Lagen angeordnet, was zu acht Lagen in beiden Modulen mit je 12 Röhren führt. Der Abstand des Zentrums von zwei benachbarten Röhren in einer Lage beträgt 42 mm, wodurch ein 4 mm großer Spalt entsteht. Die Lagen in einem Modul sind zueinander verschoben, damit ein Teilchen nicht zwischen den Röhren hindurch fliegen kann. Dabei ist die zweite Lage um die Hälfte des Abstandes zweier Röhren (21 mm) verschoben, die dritte Lage um etwa die Hälfte davon (11 mm) und die vierte Lage um die Hälfte des ursprünglichen Abstandes (21 mm) in die entgegengesetzte Richtung. Die vertikalen Abstände zwischen den Lagen betragen 36,4 mm, 40,6 mm und wieder 36,4 mm. Das führt dazu, dass der diagonale Abstand von zwei Röhren der ersten und zweiten oder dritten und vierten Lage ebenfalls etwa 42 mm beträgt. In den Driftröhren sind Anodendrähte mit einem Durchmesser von 45 μm gespannt. Die Driftröhren wurden in dieser Arbeit bei einer Hochspannung von 2450 V betrieben[11].

3.3.5 Vorverstärkerplatine

An die Driftröhren der OPERA-Module ist für jede Lage eine Vorverstärkerplatine angeschlossen (Abb. 11). Diese erhält die Signale von den 12 Anodendrähten in der Lage. Auf einer Platine befinden sich drei L3 Verstärkerchips mit je 4 Kanälen für die 12 Drähte. Zusätzlich hat die Platine für jeden Kanal einen Diskriminator. Dieser filtert Rauschen unterhalb der Diskriminatorschwelle heraus, sodass nur digitale Signale an den TDC gesendet werden. Die Schwellen wurden in allen Messungen auf 100 mV gesetzt.

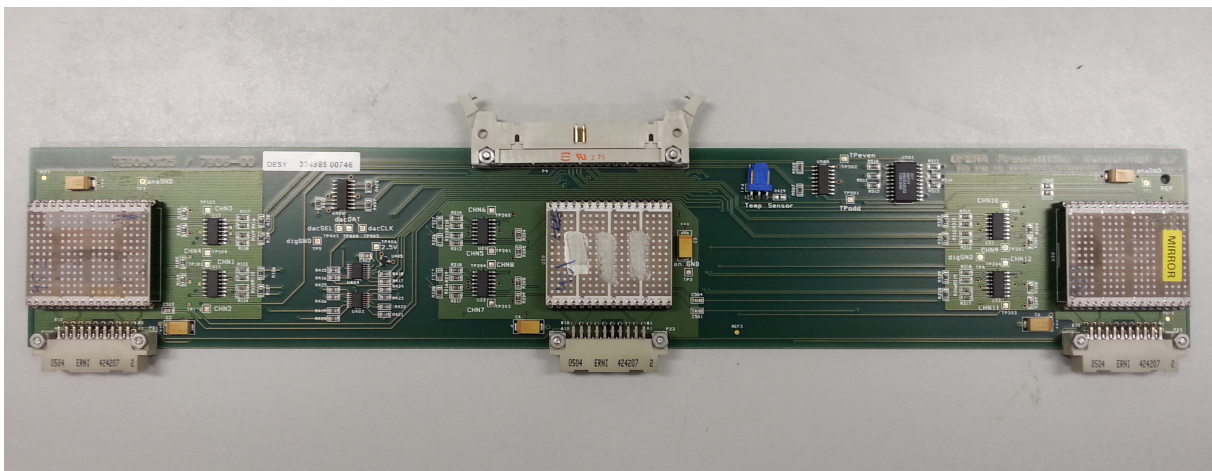


Abbildung 11: Eine Vorverstärkerplatine eines OPERA-Moduls. Es sind die drei L3 Verstärkerchips einer Platine zu sehen mit je einem Anschluss an das HV-Board (unten). Oben ist der Anschluss zum TDC zu sehen.

3.4 TDC

In dem Experiment wurde ein CAEN V1190A-2eSST 128 Channel Multihit TDC⁶ verwendet. In den Kanälen 0 bis 95 werden die Signale der 96 Driftröhren aufgenommen. Die Kanäle 96 bis 99 speichern die diskriminierten Signale der vier PMTs und Kanal 112 nimmt die daraus gebildete Vierer-Koinzidenz auf, welche als Trigger dient. Der TDC speichert mit einer Auflösung von 98 ps den Zeitpunkt des Eintreffens eines Signals, diese müssen daher im Vorhinein diskriminiert werden. Der Zeitpunkt des Triggers wird zusätzlich aufgenommen, da die gemessenen Zeiten um diesen korrigiert werden müssen.

3.5 FADC

Die Signale der Strawtubes wurden mit einem CAEN V1720 8 Channel FADC⁷ aufgenommen. Dieser speichert in 1024 Zeitschritten die Wellenform des Pulses. Dies ermöglicht die Diskriminatorschwelle nach der Messung zu setzen. Die 1024 Messpunkte mit einer Zeitauflösung von 4 ns führen zu einem 4,096 μ s Messfenster (Abb. 19).

3.6 Gassystem

Das in diesem Aufbau verwendete Driftgas ist eine Mischung aus 80 % Argon und 20 % CO₂ nach Volumen. Dies ist dieselbe Mischung die auch im OPERA-Experiment verwendet wurde. Das Gas strömt durch ein Flowmeter in das obere OPERA-Modul, durch das untere Modul und zuletzt durch die vier Strawtubes. Am Ende wird das Gas durch einen Bubbler nach draußen geführt. Der Bubbler verhindert, dass Gas zurück in das System fließt und es verunreinigt. Außerdem hält er den Druck innerhalb der Röhren auf dem Luftdruck im Raum, also etwa 1 bar.

⁶Time to Digital Converter (engl.) Zeit zu digital Konverter

⁷Flash Analog to Digital Converter (engl.) Analog zu digital Konverter

4 Software

Die Auswertung der Messdaten erfolgt mit der track-fit Software. Diese erstellt eine Driftzeit-Orts-Beziehung (DOB) wie in Abschnitt 2.4 beschrieben und errechnet für alle Events die Driftradien aus den jeweiligen TDC-Daten und ihren Fehler. Daraus wird die Teilchenspur bestimmt und mit den Strawtubedaten abgeglichen.

4.1 Patternrecognition & Fit

Um die Teilchenspuren aus den TDC-Daten der OPERA-Module zu bestimmen, wird zunächst untersucht, welche der Röhren an der Spur beteiligt sind. Dies ist notwendig, da durch Crosstalk und andere Effekte auch Röhren, die nicht von einem Teilchen getroffen wurden, Signale abgeben können. Dies geschieht in der Patternrecognition¹. Hier werden, für alle möglichen Paare von zwei Driftröhren die getroffen wurden, die vier möglichen Tangenten berechnet (Abb. 12). Die Tangenten werden in der Hesseschen Normalform erstellt. Hierbei wird die Gerade in zwei Dimensionen durch einen Normalenvektor \vec{n} und die Entfernung vom Ursprung p definiert. Von dem Normalenvektor wird der Winkel zur x -Achse α gespeichert. Die Tangenten werden an die errechneten Driftkreise mit Radius r gelegt. Für jede der Tangenten wird dazu eine Liste erstellt, welche die Röhren beinhaltet die auf dieser liegen, oder innerhalb eines Vielfachen der aktuellen Auflösung. Aus der Liste an Tangenten wird nun diejenige gesucht, welche der Teilchenspur am besten entspricht. Dafür wird die Differenz aus dem Driftradius r und dem Abstand der Tangente von dem Draht d gebildet. Diese Differenz aus Radius und Spurentfernung wird im Folgenden als das Residuum $\delta = r - d$ bezeichnet. Aus allen Residuen einer Spur wird das quadratische Mittelwert gebildet $\chi^2 = \frac{1}{n-2} \sum_{i=0}^n \delta_i^2$. Hierbei wird von der Anzahl der beteiligten Röhren zwei abgezogen, da das δ der beiden Röhren, welche die Tangente definieren, natürlich 0 ist. Ein Event muss also mindestens drei Treffer haben, um eine gültige Spur daraus rekonstruieren zu können. Die auf diese Weise bestimmte Tangente enthält bereits ein vorläufiges α und p , welche in der fit-Funktion weiter optimiert werden. Hier sind vor allem die Kriterien, welche Röhren tatsächlich an dem Event beteiligt waren strenger. Dieser gesamte Prozess wird für jedes Event dreifach durchgeführt. Einmal mit allen 96 Röhren und einmal für nur das obere und das untere Modul mit nur jeweils 48 Röhren. Als Kriterium für ein korrekt rekonstruiertes Event wurde nun gewählt, dass sowohl der Fit aller Röhren als auch mindestens einer der beiden 48-Röhren-Fits erfolgreich sein muss. Ein weiteres Kriterium ist, dass mindestens die Hälfte aller Röhren die getroffen wurden, auch in der endgültigen Spur liegen müssen. Dadurch wird verhindert, dass, in einem Event mit starkem Rauschen, das Programm durch Zufall genug Röhren findet, die eine akzeptable Spur ergeben würden.

¹(engl.) Mustererkennung

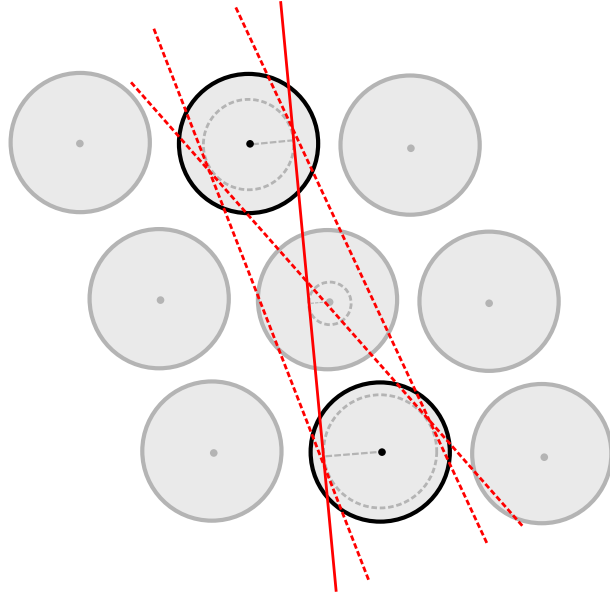


Abbildung 12: Die vier möglichen Tangenten (rot) aus zwei Driftröhren (schwarz). Die korrekte Spur kann hier von den falschen (gestrichelt) unterschieden werden, anhand des Driftradius der mittleren Röhre.

4.2 Anpassung der Driftzeit-Orts-Beziehung

Nach dem ersten Durchlauf des Fit-Programms ergeben sich vorläufige Spuren, welche aber durch Iterieren des Programmes verbessert werden können. Dafür wird ein 2D-Histogramm erstellt, welches die gemessenen TDC-Werte gegen die aus dem Fit bestimmten Radien aufträgt (Abb. 13). Dieses soll in der folgenden Iteration als neue DOB dienen. Da in den Fit die Radien aller getroffenen Röhren eines Events eingehen, ist der daraus bestimmte Radius genauer und macht nicht mehr die gleichen vereinfachten Annahmen wie für die ursprüngliche DOB (vgl. Abschnitt 2.4). Um aus dem 2D-Histogramm die 1D-DOB zu bestimmen, wird jedem Bin der x -Achse ein Radius zugeordnet. Dies geschieht indem die angrenzenden 100 Bins (50 zum Positiven und 50 zum Negativen hin) auf die y -Achse projiziert werden und an diese eine Gaußfunktion $A \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right)$ gefittet wird (Abb. 14). Der Mittelwert μ des Fits ist der Radius, der dem jeweiligen Bin zugeordnet wird. Die Standardabweichung σ des Fits wird als Fehler auf den Radius übernommen. Um sicher zu gehen, dass genügend Daten für einen aussagekräftigen Fit vorliegen, wird die Projektion auf bis zu 200 Bins erweitert, bis 100 Einträge vorhanden sind. Durch Wiederholung dieser Methode entsteht eine DOB, welche besser an die Spuren passt, da somit weitere Effekte Einfluss auf die DOB haben. Es ist deutlich zu erkennen, dass die DOB für größere Radien in den Iterationen abflacht. Das liegt daran, dass die Effizienz der Röhren mit dem Radius abnimmt, da die tatsächliche Strecke die die Teilchen in der Röhre durchfliegen kleiner ist und das elektrische Feld schwächer.

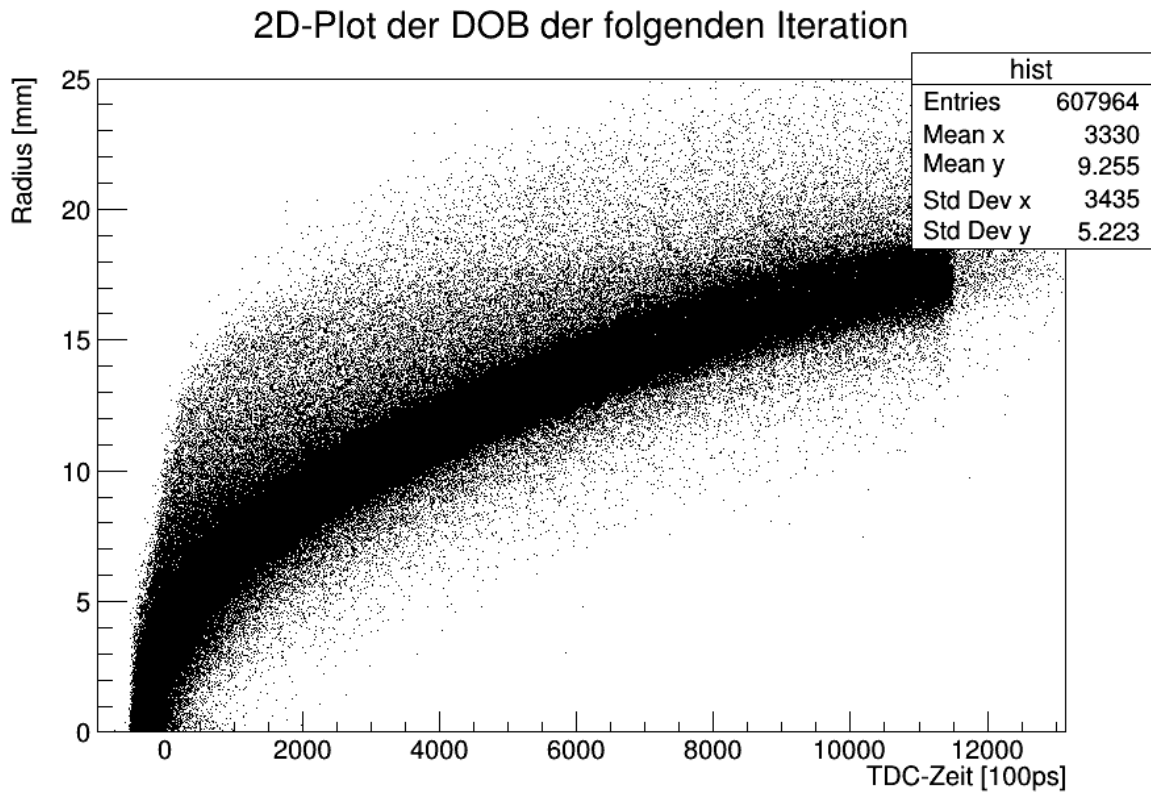


Abbildung 13: TDC-Werte aufgetragen gegen die aus dem Fit bestimmten Radien. Jeder Punkt entspricht einer Röhre eines erfolgreich rekonstruierten Events. Die TDC-Zeiten auf der x -Achse sind nicht korrigiert. Es ist die allgemeine Form einer DOB zu erkennen.

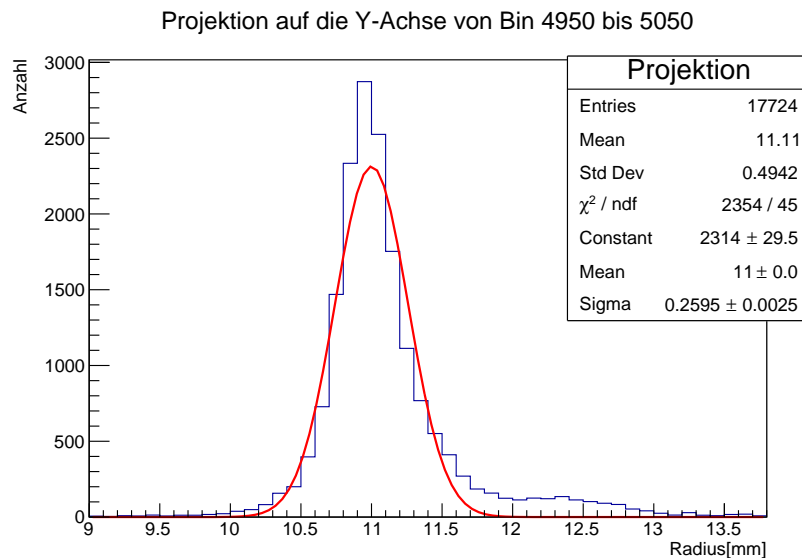


Abbildung 14: Projektion von 100 Bins um Bin 5000 herum auf die y -Achse und Fit einer Gaußfunktion $A \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right)$. Das ursprüngliche Histogramm ist in Abbildung 13 zu sehen. Die Driftradien sind auf der x -Achse aufgetragen, die Anzahl an Einträgen auf der y -Achse. Der Mittelwert μ , hier 11 mm, entspricht dem Radius, dem der Bin 5000 in der iterierten DOB zugeordnet wird.

4.3 OPERA-Modul Alignment

In dem Aufbau wurden zwei OPERA-Module verwendet, um die Teilchen über und unter den Strawtubes detektieren zu können. Um präzise Rekonstruktionen zu erreichen, muss die relative Position der beiden Module gut bekannt sein. Der Höhenunterschied in y -Richtung beträgt 55 cm. Entlang der Driftröhren in z -Richtung ist die Verschiebung irrelevant, da mit diesem Aufbau in diese Richtung keine Auflösung erreicht werden kann. Die seitliche Verschiebung der Module in x -Richtung kann aus dem Fit bestimmt werden. Das Programm kann die Spur bei kleinen Verschiebungen der Module noch rekonstruieren, dies verschlechtert allerdings die Residuen der Treffer. Durch das Ausprobieren von verschiedenen Verschiebungen wurde festgestellt, dass das untere Modul 6,8 mm in positive x -Richtung verschoben ist. Die Standardabweichung der Residuenverteilung ist bei diesem Wert am geringsten (Abb. 15). Des Weiteren können die Module auch zueinander rotiert sein. Rotation um die verschiedenen Achsen, kann sich unterschiedlich auf die Messdaten auswirken. Eine Rotation um die z -Achse kann durch Vergleich der Spuren aus dem oberen und unteren Modul untersucht werden, oder wie bei der Verschiebung in x -Richtung durch das Ausprobieren verschiedener Winkel. Es wurde keine Verbesserung der Qualität der Spuren festgestellt. Rotationen um die x - und y -Achse sorgen für Ungenauigkeiten in den Daten, da dadurch der Höhenunterschied oder die x -Verschiebung sich entlang der Röhren ändern würde. Da allerdings keine Auflösung entlang der Röhren besteht, kann diese nicht korrigiert werden. Es ist anzunehmen, dass diese Rotationen ähnlich der z -Achse keinen signifikanten Einfluss haben.

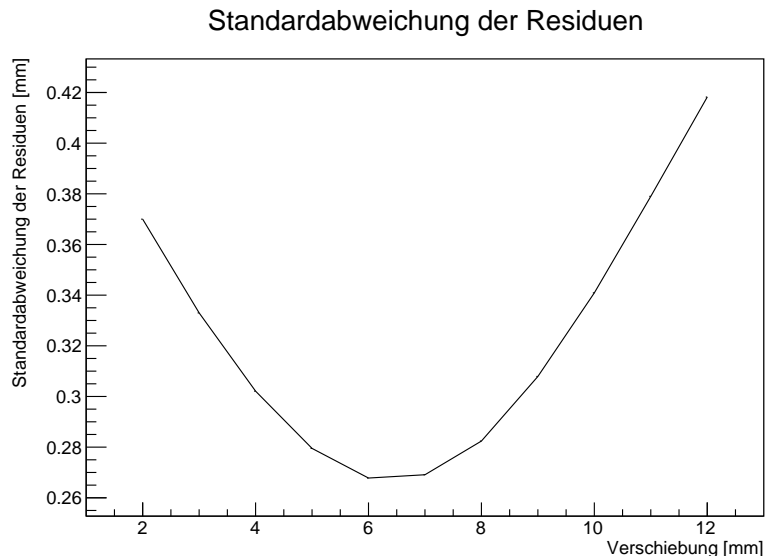


Abbildung 15: Standardabweichung der Residuenverteilung bei verschiedenen Verschiebungen der OPERA-Module. Es ist ein Minimum zwischen 6 und 7 mm zu erkennen.

4.4 Strawtube Position

Um die Strawtubes mit den Referenzspuren der OPERA-Module untersuchen zu können, muss die relative Position der Strawtubes zu den Modulen ebenfalls gut bekannt sein. Hierbei lassen sich zwei Methoden verwenden. Die Position kann am Aufbau vermessen werden und wie oben für die Modulverschiebung beschrieben durch Ausprobieren optimiert werden. Eine weitere Methode, welche keine Kenntnis der Position der Röhren benötigt, ist Spuren zu suchen welche durch die Strawtubes verlaufen und Signale ausgelöst haben und aus ihnen die Position zu folgern. Bei dieser Methode ist es notwendig die Driftradien der Spuren in Strawtubes zu kennen, da die Position des Drahtes in den Strawtubes gesucht wird. Der Datensatz muss also ausreichend viele Treffer in den Strawtubes beinhalten. Aus der Driftzeit der Strawtube wird der Driftradius für eine Spur ausgerechnet. Der Draht der Strawtube sollte in diesem Abstand von der Spur liegen. Es ist nicht bekannt in welcher Richtung von der Spur der Draht liegt, also werden für jede Spur zwei Parallelen berechnet, die in dem Abstand des Driftradius liegen. Wie in Abbildung 16 zu sehen, schneiden sich diese Parallelen im Draht der Strawtube und an drei weiteren Stellen. Mit genügend Statistik, ist somit aus den Schnittpunkten der Parallelen die Drahtposition bestimmbar.

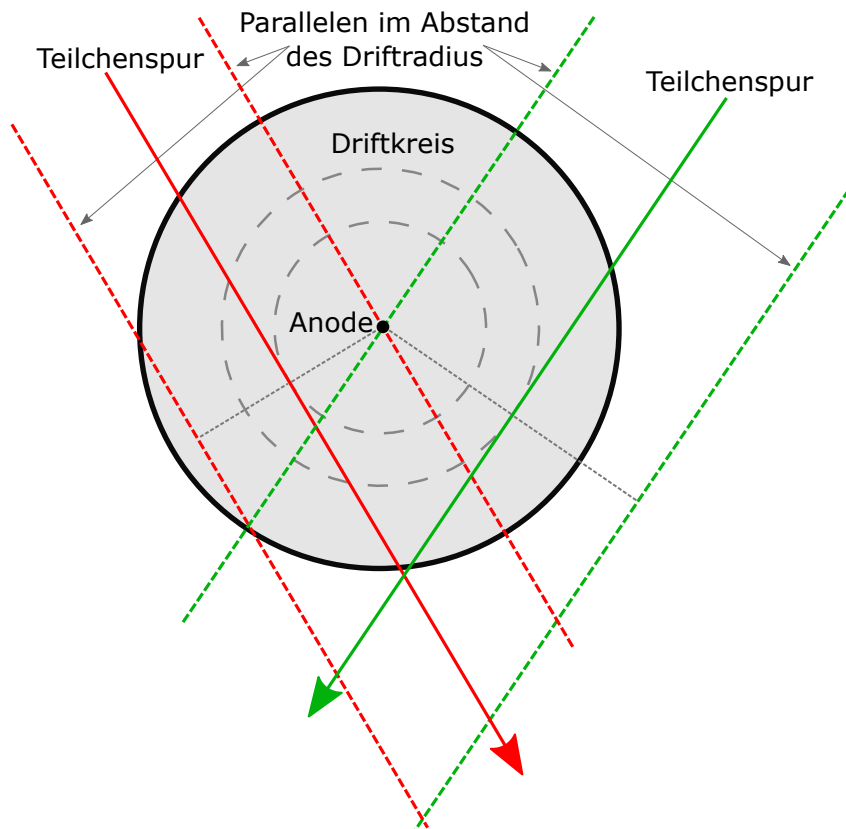
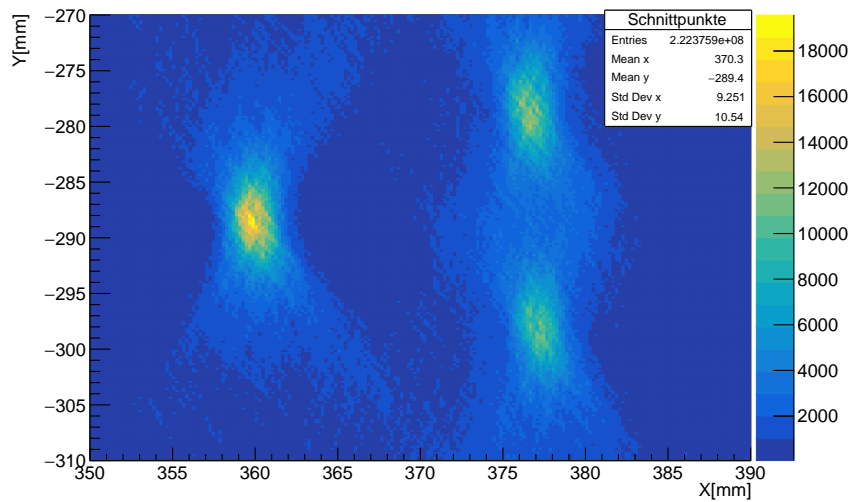
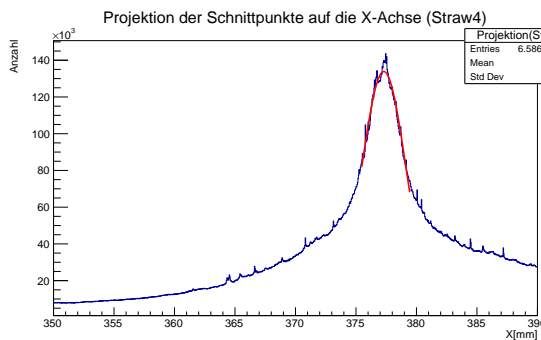


Abbildung 16: Veranschaulichung der Methode um die Drahtposition in den Strawtubes zu bestimmen. Für mehrere Spuren (rot und grün) werden Parallelen (gestrichelt) im Abstand des Driftradius (grau) erstellt und deren Schnittpunkte bestimmt. Einer dieser Schnittpunkte für alle Kombinationen an Spuren befindet sich an der Position des Anodendrahts.

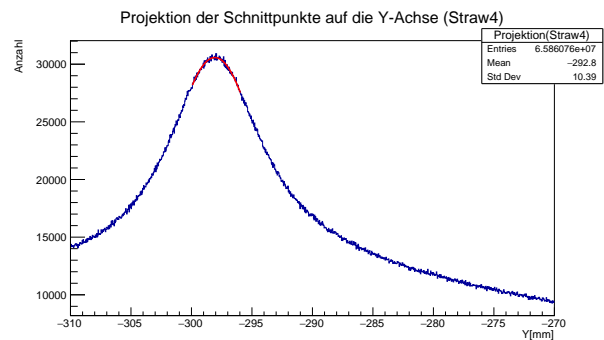
Schnittpunkte von Spuren durch 3 Strawtubes



(a)



(b)



(c)

Abbildung 17: (a) Überlagerung von drei 2D-Histogrammen der Schnittpunkte der Parallelen von Teilchenspuren. Es sind drei separate Maxima zu erkennen, an denen sich die Drähte befinden. Das linke Maximum ist deutlich stärker, da durch diese Röhre, aufgrund der Geometrie des Aufbaus, mehr Teilchen fliegen. Das Binning wurde in dieser Ansicht gröber gemacht. (b) & (c) Projektionen eines der Histogramme aus (a) (unten rechte Röhre) auf die x - und y -Achse. Fit einer Gaußfunktion an das Maximum der Projektion (rot), deren Mittelwert der Drahtposition entspricht.

Die bestimmten Schnittpunkte werden in ein 2D-Histogramm eingetragen, wodurch die Häufung der Schnittpunkte am Draht sichtbar wird (Abb. 17(a)). Das linke Maximum der Strawtube 3 hat deutlich mehr Treffer, da diese näher an der Mitte des Aufbaus liegt. Durch die in Abschnitt 3.3.3 beschriebene Winkeleinschränkung sind die Maxima deutlich weiter in y -Richtung ausgebreitet als in x -Richtung. Um die Position der Drähte zu bestimmen, werden die Schnittpunkte für einzelne Strawtubes auf die x - und y -Achse projiziert und an diese eine Gaußfunktion gefittet (Abb. 17(b)&(c)).

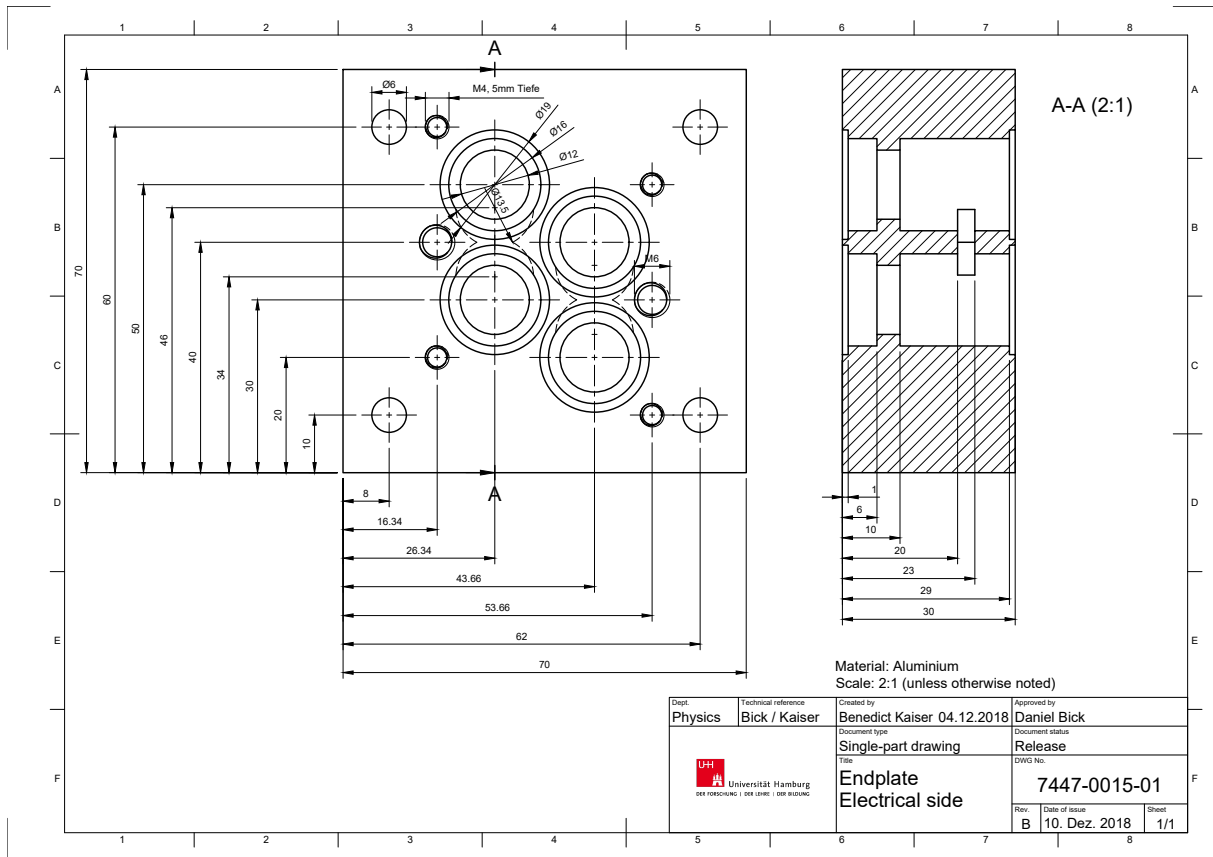


Abbildung 18: Maße der Endplatten der Strawtubes. Die Strawtubes werden von oben nach unten als Strawtubes 1 bis 4 bezeichnet[12].

Tabelle 3: Positionen der Strawtubedrähte bestimmt aus den Fits von Gaußfunktionen an die Projektionen (Abb. 17). Die Fehler entsprechen dem Sigma der Gaußfunktion und sind daher bei dieser Methode teilweise sehr groß. Die Positionen sind im Koordinatensystem der track-fit Software angegeben (Abb. 7).

	X	Y
Strawtube 2	$(376,77 \pm 1,78)$ mm	$(-278,63 \pm 4,62)$ mm
Strawtube 3	$(359,99 \pm 1,64)$ mm	$(-288,51 \pm 3,82)$ mm
Strawtube 4	$(377,30 \pm 1,84)$ mm	$(-298,07 \pm 4,60)$ mm

Nun lassen sich die relativen Positionen der Strawtubes zueinander vergleichen, um zu überprüfen ob die Methode verlässliche Daten liefert. Die Strawtubes 2 und 4 liegen im Aufbau (Abb. 18) direkt übereinander. Hier ist deren x -Position um nur 0,594 mm verschoben. In y -Richtung sind die Röhren im Aufbau um jeweils 10 mm verschoben, diese Abstände weichen um 0,112 mm und 0,487 mm davon ab. Diese Fehler können durch statistische Schwankungen, die Ungenauigkeit des Driftradius und das Durchhängen der Strawtubes und Drähte verursacht werden. Wie allerdings in Abschnitt 5.3.2 zu sehen ist, sind diese Fehler kleiner als die erreichte Auflösung der Strawtubes.

4.5 Strawtube Signal Verarbeitung

Da die Daten der Strawtubes mit einem FADC aufgenommen werden, müssen diese diskriminiert werden um aus ihnen die Driftzeiten zu erhalten. In Abbildung 19 ist ein Puls der Strawtube 2 zu sehen. Hier ist ein Hintergrundrauschen um den Wert 2150 auf der y -Achse zu erkennen bis das Signal bei 700 ns beginnt. Als Diskriminatorschwelle wurde der Wert 2000 auf der y -Achse für alle Messungen gewählt. Der Unterschied von 150 Einheiten auf der y -Achse entspricht dabei einer Diskriminatorschwelle 75 mV.

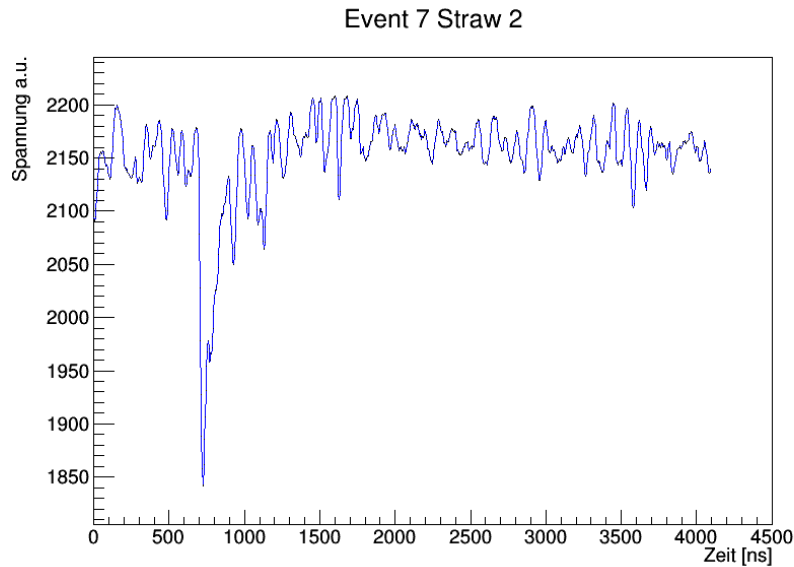


Abbildung 19: Ein vom FADC aufgenommenes Event. Die Triggerzeit liegt bei etwa 700 ns. Auf der y -Achse entsprechen 100 Einheiten einer Spannung von 50 mV.

5 Messung und Auswertung

In dieser Arbeit sollte der Einfluss der Hochspannung auf die Qualität der Messungen der Strawtubes untersucht werden. Dafür wurde eine Messreihe gemacht, bei welcher nur die Spannung der Strawtubes variiert wurde. Die Spannung wurde über eine Reichweite von 350 V verändert (Tab. 4). Dabei wurde bei der letzten Messung die Spannung um 100 V erhöht, anstatt wie sonst um 25 V, um zu untersuchen, ob sich bei der höheren Spannung noch Veränderungen zeigen. In der Messreihe wurden die Driftröhren der OPERA-Module mit 2450 V betrieben, die PMTs wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben eingestellt und der Verstärker wie in Abschnitt 3.2 beschrieben mit 4 V betrieben. Die Messungen enthielten je etwa 80000 Ereignisse und dauerten 40 Minuten. Um die Funktionalität des Aufbaus zu prüfen, wurde zunächst eine Hitmap der OPERA-Module erstellt und deren Multiplizität untersucht.

Tabelle 4: Hochspannung an den Strawtubes in der Messreihe.

	HV 30 μm -Draht	HV 45 μm -Draht
1	1800 V	2050 V
2	1825 V	2075 V
3	1850 V	2100 V
4	1875 V	2125 V
5	1900 V	2141 V
6	1925 V	2175 V
7	1950 V	2200 V
8	1975 V	2225 V
9	2000 V	2250 V
10	2025 V	2275 V
11	2050 V	2300 V
12	2150 V	2400 V

5.1 Hitmap

Als Hitmap¹ wird die Verteilung der Anzahl von Treffern in den verschiedenen Driftröhren bezeichnet. Diese sollte aufgrund der Anordnung der Module und der Szintillatoren nicht homogen sein. Man erwartet in den mittleren Röhren mehr Signale, da diese auch Spuren mit größeren Polarwinkeln detektieren können, im Gegensatz zu Röhren am Rand, welche nur fast senkrechte Spuren messen. Dies ist auch in Abbildung 20 zu sehen. Es sind die acht Lagen mit je 12 Kanälen zu sehen. Das Maximum jeder Lage liegt in der Mitte, mit einem starken Abfall zum Rand hin. Das untere Modul ist deutlich schwächer ausgeleuchtet, da es sich unterhalb der beiden Szintillatoren befindet, während das obere Modul dazwischen liegt. Am schwächsten ausgeleuchtet sind die Kanäle der dritten und vierten Lage am Rand. Diese stehen aufgrund der Verschiebung der Lagen weit heraus und befinden nur teilweise zwischen den Szintillatoren.

¹(engl.) Trefferkarte

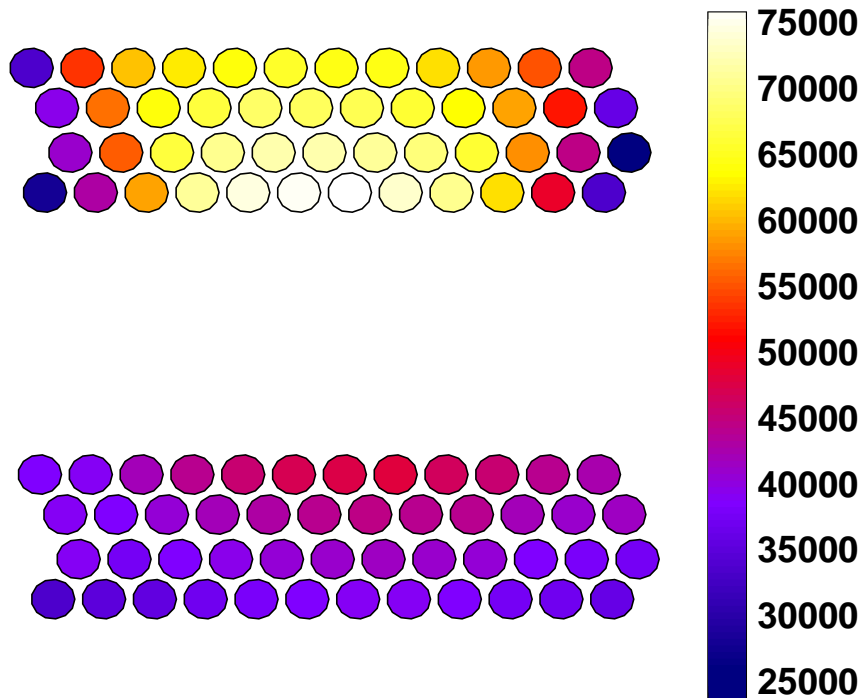


Abbildung 20: Hitmap einer Messung an den OPERA-Modulen bei 2450 V. Die vertikale Verschiebung der Module wurde im Bild verringert.

5.2 Multiplizität

Die Multiplizität beschreibt die Anzahl der Driftröhren, die in einem Event getroffen wurden. Dabei wird hier zwischen der Anzahl der Röhren, welche ein Signal ausgegeben haben, und denen, die in der endgültigen Rekonstruktion verwendet wurden, unterschieden. Die Multiplizität der OPERA-Module in den nicht rekonstruierten Daten liegt bei $6,4 \pm 1,7$. Dies betrachtet jedoch nicht, ob die jeweiligen Röhren tatsächlich auf der Spur liegen. In den rekonstruierten Daten sinkt der Mittelwert daher, wie in Abbildung 21 zu sehen, auf $5,8 \pm 1,4$. Es ist zu erkennen, dass wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, mindestens drei Röhren getroffen werden müssen um eine Spur zu rekonstruieren. Durch die Lücken zwischen den Röhren und einer Detektionseffizienz unter 100% entstehen hauptsächlich Spuren mit weniger als acht Treffern. Spuren mit mehr als acht Treffern, also mehr als einem Treffer pro Lage, sind selten. Teilchen mit dem benötigten Winkel um zwei Röhren einer Lage zu treffen, können allerdings noch beide Szintillatoren treffen und somit theoretisch ein gültiges Triggersignal auslösen. Die meisten dieser Signale entsteht allerdings durch Crosstalk und andere Effekte, welche Signale in Driftröhren auslösen, ohne einen Teilchendurchgang.

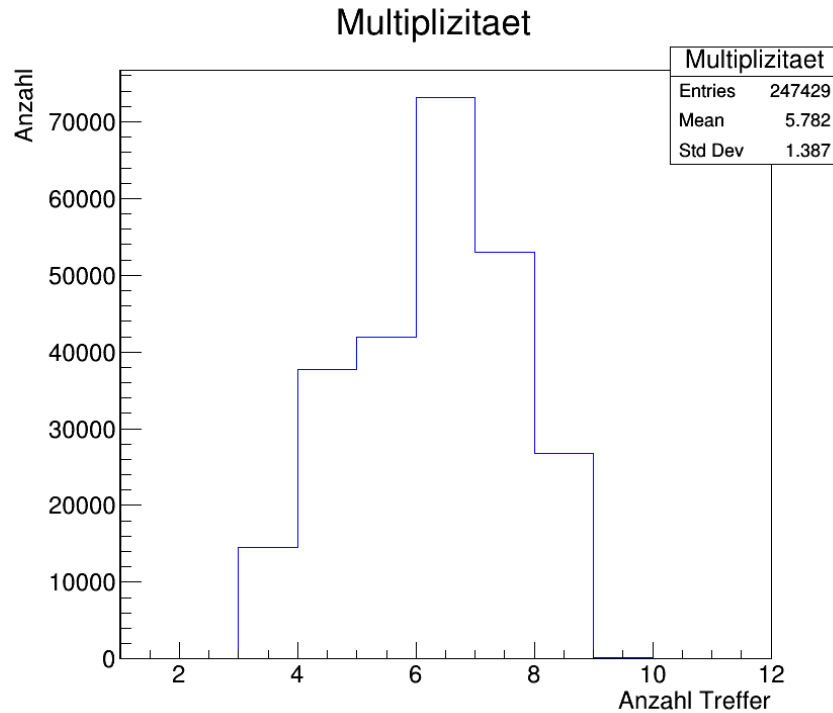


Abbildung 21: Multiplizität in den OPERA-Modulen. Es sind mindestens drei Treffer nötig um eine Spur zu rekonstruieren. Ereignisse mit mehr als einem Treffer pro Lage (8) sind selten.

5.3 Auflösung

Die Auflösung ist ein Maß für die Genauigkeit der Position der rekonstruierten Spuren. In dieser Arbeit wird dafür die Standardabweichung der Residuenverteilung genommen. Die Residuen einer Spur sind die Differenzen des aus der DOB bestimmten Driftradius und dem Abstand der Röhre zur rekonstruierten Spur. Somit hat eine Spur immer mehrere Residuen. Für die Verteilung erwartet man eine Normalverteilung um 0 mm. Da die DOB auf den Radius der Röhre normiert ist, die rekonstruierten Spur jedoch einen Abstand größer als den Röhrenradius haben kann, haben die Verteilungen oft einen langsameren Abfall zu negativen Residuen hin. In den folgenden Abschnitten wird die erreichte Auflösung in den OPERA-Modulen und in den Strawtubes beschrieben.

5.3.1 OPERA-Module

Für die OPERA-Module können die Residuen allein aus den TDC-Daten bestimmt werden, da diese für die Rekonstruktion der Spuren verwendet werden. Die Auflösung der OPERA-Module ist wichtig, da diese direkt die mögliche Auflösung der Strawtubes beeinflusst. Diese kann realistisch nicht besser sein als die Auflösung der Referenzspuren. Die initiale DOB (vgl. Abschnitt 2.4) ohne Alignment der zwei Module liefert Auflösungen von 1,50 mm. Nach der Korrektur der Verschiebung (vgl. Abschnitt 4.3) verbessert sich dieser Wert bereits auf 1,46 mm. Durch Iterieren der DOB (vgl. Abschnitt 4.2) kann die

Auflösung weiter deutlich verbessert werden (Abb. 22), da so die, den Driftzeiten zugeordneten, Driftradien immer näher an der rekonstruierten Spur liegen. In diesem Versuch wurden so Auflösungen von 0,29 mm erreicht. Bei Verwendung der initialen DOB sind noch zwei Maxima in der Residuenverteilung zu erkennen. Eines ist etwa um 0 mm verteilt, während das andere bei etwa 1,8 mm liegt. Dieses entsteht, da die initiale DOB einigen TDC-Zeiten falsche Radien zuordnet und somit große Residuen verursacht.

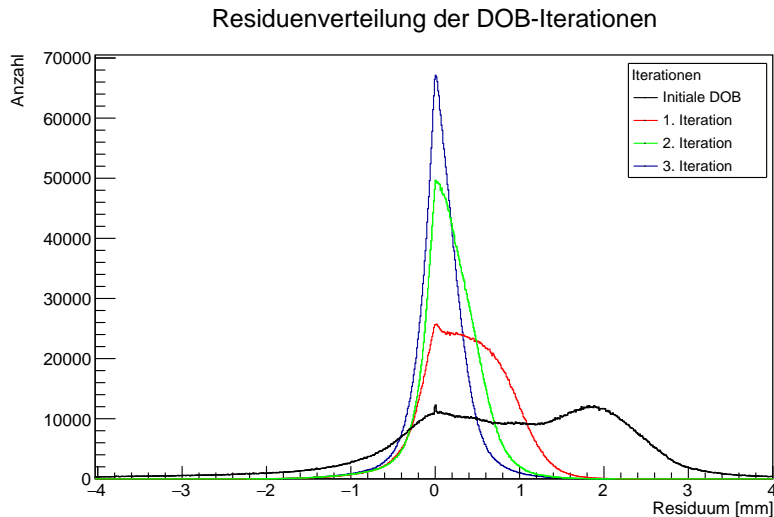


Abbildung 22: Residuenverteilung bei Rekonstruktion der Referenzspuren mit verschiedenen Iterationen der DOB. Es ist eine klare Verbesserung durch die Iteration zu erkennen. Die Verteilungen werden spitzer und der Mittelwert nähert sich 0 mm an.

5.3.2 Strawtubes

Die Residuen der Strawtubes werden bestimmt aus der Differenz der Driftradien und dem Abstand des Drahtes zur Spur die aus den OPERA-Modulen rekonstruiert wurde. Für gute Auflösungen sind daher die Auflösung der OPERA-Module und die genaue Bestimmung der Position der Strawtubes relativ dazu wichtig (vgl. Abschnitt 4.4). Die Auflösung wurde nun für verschiedene Spannungen untersucht. Dabei wurde mit Straw 2 und 4 (30 μm) auf der gleichen Spannung und mit Straw 3 (45 μm) 150 V höher gemessen. In Abbildung 23 sind die beiden Strawtubes mit 30 μm -Drähten zu sehen. Zunächst führt eine höhere Spannung zu besseren Auflösungen, bis beide um 1950 V herum ein Plateau erreichen. Hier schwankt die Auflösung zwischen 1,3 mm und 1,4 mm. Insgesamt wurde in diesen Messungen mit Strawtube 2 bei 1950 V die beste Auflösung von 1,33 mm erreicht, bei Strawtube 4 mit 2000 V eine Auflösung von 1,29 mm.

Bei der funktionierenden 45 mm Strawtube ist in dem Messbereich ein Minimum der Auflösung bei 2175 V zu sehen (Abb. 24). Sie beträgt hier 1,26 mm. Zu höheren und niedrigeren Spannungen hin steigt die Auflösung wieder. Ab Spannungen von 2300 V ergeben sich deutlich schlechtere Auflösungen und die Residuenverteilungen sind nicht mehr um 0 mm verteilt. Bereits ohne Auswertung waren am Oszilloskop Störsignale zu erkennen. Für Messungen ist also eine Spannung unterhalb dieses Wertes zu nutzen. Für die Strawtubes ließen sich die Residuen nicht durch eine Iteration der DOB verbessern, da hier nicht ausreichend große Datensätze vorhanden waren.

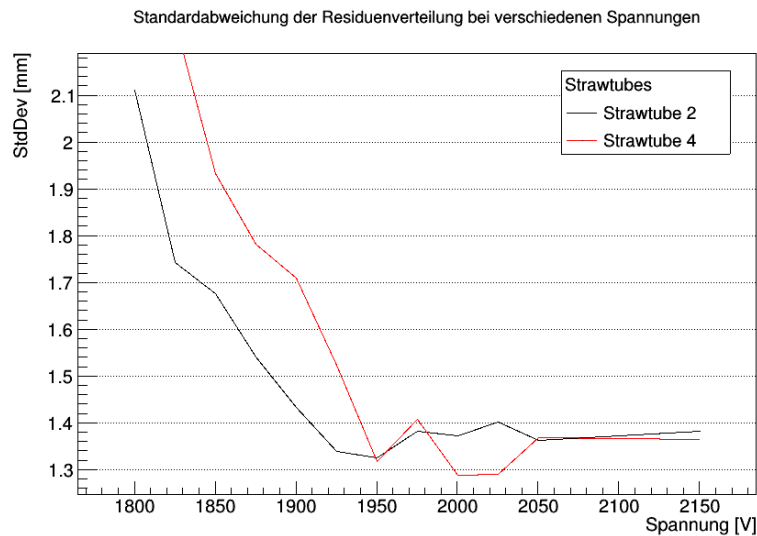


Abbildung 23: Auflösung der Strawtubes 2 und 4 mit 30 μ m-Draht bei verschiedenen Spannungen.



Abbildung 24: Auflösung der Strawtube 3 mit 45 μ m-Draht bei verschiedenen Spannungen. Die zwei Messwerte für 2300 V und 2400 V haben deutlich schlechtere Auflösungen. Hier verursacht die hohe Spannung Störungen, welche zu vielen falsch positiven Signalen führen.

5.4 Effizienz der Strawtubes

Neben der Auflösung wurde ebenfalls die Effizienz der Strawtubes errechnet. Diese ergibt sich aus dem Verhältnis der rekonstruierten Spuren, welche durch die Strawtubes verlaufen und der Anzahl an Ereignissen, bei denen die Strawtubes auch ein Signal messen. Hier wird nur untersucht ob ein Signal gemessen wird, der Driftradius wird nicht weiter untersucht. Um die Werte zu bestimmen wird in einer Messung für jede Strawtube eine Vierfeldertafel erstellt (Tab. 5). Die Einträge auf der Diagonalen sind dabei die gewünschten Ergebnisse, die Straw gibt ein Signal wenn die Referenzspur sie trifft und die Straw gibt kein Signal wenn die Referenzspur sie verfehlt. Die Einträge bei welchen die Spur trifft, aber kein Signal aus der Straw kommt, entstehen durch eine schlechte Effizienz. Wie auch bei der Auflösung ist hier zunächst ein Anstieg der Effizienz zu sehen bei steigender Spannung (Abb. 25). Um 1950 V wird auch hier ein Plateau erreicht, ab dem sich die Effizienz nur noch schwach ändert. Die Effizienz beträgt hier für beide Strawtubes etwa 86 %. Das Maximum für beide Strawtubes wurde bei 2000 V erreicht. Strawtube 2 hat hier eine Effizienz von 87,1 % und Strawtube 4 von 88,3 %. Bei der 45 μm Strawtube ist ein kontinuierlicher Anstieg der Effizienz zu sehen (Abb. 26). Die Messwerte ab 2300 V geben aber aufgrund von Störsignalen eine falsche Effizienz an. Hier ist der Anteil an falsch positiven Signale der Strawtubes deutlich höher als bei anderen Messungen. Ein Signal gilt als falsch positiv, wenn die Strawtube einen Treffer misst, obwohl die rekonstruierte Spur diese nicht durchquert. Dies kann durch Rauschen in der Röhre entstehen. Dieser Anteil beträgt bei Strawtube 3 bei 2300 V 44,8 % und bei 2400 V 68,3 %, im Vergleich zu den Werten um 5 % bei anderen Messungen (Tab. 6).

Tabelle 5: Treffer in den Strawtubes bei einer Messung mit 1900 V für die 30 μm -Drähte und 2141 V für die 45 μm -Drähte

Straw 2	Spur trifft	Spur verfehlt	Summe
Straw Signal	2410	3070	5480
Straw stumm	455	57305	57760
Summe	2865	60375	63240

Straw 3	Spur trifft	Spur verfehlt	Summe
Straw Signal	2701	3357	6058
Straw stumm	383	57018	57401
Summe	3084	60375	63459

Straw 4	Spur trifft	Spur verfehlt	Summe
Straw Signal	2221	2728	4949
Straw stumm	727	57647	58374
Summe	2948	60375	63323

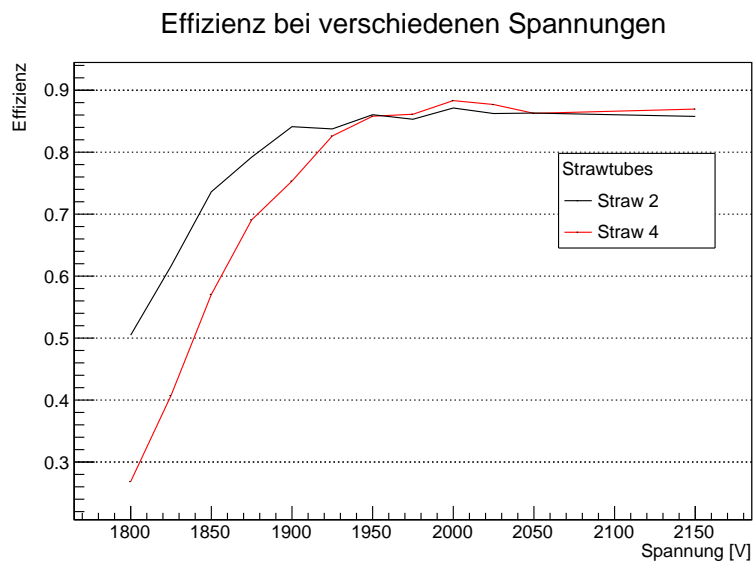


Abbildung 25: Effizienz der Strawtubes 2 und 4 mit 30 μm -Draht bei verschiedenen Spannungen.

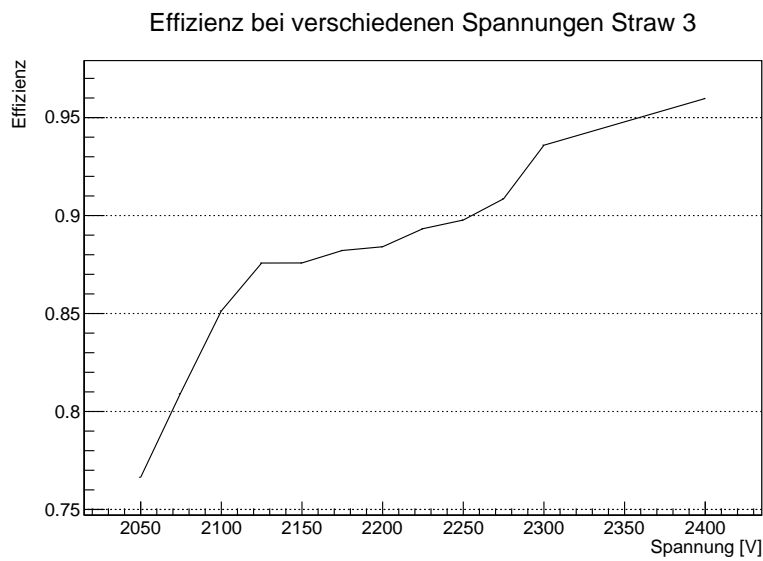


Abbildung 26: Effizienz der Strawtube 3 mit 45 μm -Draht bei verschiedenen Spannungen.

Tabelle 6: Falsch Positiv Anteil der Strawtubes bei den gemessenen Spannungen.

HV 30 μm	Straw 2	Straw 4	HV 45 μm	Straw 3
1800 V	3,0 %	1,6 %	2050 V	4,8 %
1825 V	3,7 %	2,4 %	2075 V	5,1 %
1850 V	4,4 %	3,4 %	2100 V	5,5 %
1875 V	4,7 %	4,1 %	2125 V	5,6 %
1900 V	5,1 %	4,5 %	2150 V	5,6 %
1925 V	5,2 %	5,0 %	2175 V	5,8 %
1950 V	5,2 %	5,2 %	2200 V	5,6 %
1975 V	5,1 %	5,1 %	2225 V	5,5 %
2000 V	5,3 %	5,2 %	2250 V	5,6 %
2025 V	5,4 %	5,4 %	2275 V	9,0 %
2050 V	5,4 %	5,3 %	2300 V	44,8 %
2150 V	5,4 %	5,4 %	2400 V	68,3 %

6 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Bachelorarbeit war es eine geeignete Betriebsspannung für die verwendeten Strawtubes zu finden. Dabei wurde die Effizienz und Auflösung bei Strawtubes mit verschiedenen Drahtdicken unter Variation der Betriebsspannung untersucht. Zunächst wurde der Teststand aufgebaut, welcher Driftröhrenmodule ähnlich der aus dem OPERA Experiment nutzt um Referenzspuren zu erstellen. Nachdem dieser in Betrieb genommen und kalibriert wurde, wurde mit einer Spurrekonstruktionssoftware die Auflösung dieser Module optimiert. Es wurden Auflösungen der Spuren von $300\ \mu\text{m}$ erreicht. Danach wurden die bereits vor Beginn dieser Arbeit vorhandenen Strawtubes in Betrieb genommen. Nach dem Bestimmen der relativen Positionen der Strawtubes und Module zueinander, konnten die rekonstruierten Spuren mit den Daten der Strawtubes abgeglichen werden. Ab Betriebsspannungen von $1950\ \text{V}$ wurde für die Auflösung der $30\ \mu\text{m}$ -Draht Strawtubes ein Plateau bei $1,3\ \text{mm}$ erreicht. Für die $45\ \mu\text{m}$ -Draht Strawtube beträgt die beste erreichte Auflösung $1,26\ \text{mm}$. Diese wurde bei $2175\ \text{V}$ erreicht. Hier ist bei Spannungen ab $2300\ \text{V}$ keine Messung mehr möglich aufgrund von hochfrequenten Störsignalen. Weiter wurde die Effizienz der Strawtubes untersucht, als Verhältnis der gemessenen Treffer und Treffern der rekonstruierten Spuren. Diese erreicht für die $30\ \mu\text{m}$ -Draht Strawtubes ebenfalls ab $1950\ \text{V}$ ein Plateau bei etwa $86\ \%$. Für die $45\ \mu\text{m}$ -Draht Strawtube wird die gemessene Effizienz durch das Rauschen bei hohen Spannungen verfälscht. Hier wird realistisch die beste Effizienz von $90\ \%$ bei $2250\ \text{V}$ erreicht. Die hier erreichte Auflösung der Strawtubes von $1,3\ \text{mm}$ ist zufriedenstellend, da wie auch in den OPERA-Modulen deutliche Verbesserungen, durch Anpassung der DOB und bessere Zeitauflösung, möglich sind. Die Messungen kann daher als Erfolg angesehen werden. Längere Messungen mit mehr Statistik sollten zu besseren Driftzeit-Orts-Beziehungen führen. Dazu würde dies ermöglichen die DOB der Strawtubes ähnlich der DOB der OPERA-Modul Driftröhren zu iterieren (vgl. Abschnitt 4.2). Dies war mit den hier vorhandenen Datensätzen nicht möglich. Eine Verbesserung der DOB würde zusätzlich eine genauere Bestimmung der Position der Strawtubes ermöglichen, da die verwendete Methode auf der Kenntnis der Driftradien basiert. Da die Radien in Driftröhren aus den Driftzeiten bestimmt werden, sollte auch eine höhere Zeitauflösung des FADCs eine Verbesserung der Auflösung mit sich führen. Die hier verwendete Gasmischung von $80\ \%$ Argon und $20\ \%$ CO_2 ist dieselbe wie die der OPERA-Module. Die Auswirkung unterschiedlicher Gasmischungen auf die Auflösung der Strawtubes kann untersucht werden um diese zu optimieren. Mögliche Modifikationen am Teststand wären das Aufbauen weiterer Strawtubes um in diesen mehr Spuren zu sehen. Weiterhin wäre es hilfreich diese abzuschirmen um das Rauschen zu minimieren. Die Entwicklung des Signals auf den Anodendrähten in den Strawtubes sollte untersucht werden. Dafür muss der Aufbau der OPERA-Module frei entlang der Strawtubes verschiebbar gebaut werden. So könnten Unterschiede zwischen Messungen nah am Verstärker und am entgegengesetzten Ende der Strawtubes untersucht werden. Eine ge-

nauere Analyse der Signale der Strawtubes könnte außerdem zu genaueren Driftzeiten führen und möglicherweise zu einer Unterscheidung von Signalen und Rauschen.

Literatur

- [1] Ole Roß. „Winkelaufloesung und Spureffizienz am Teststand sowie Aufbau der Hochspannungsversorgung des Driftrohrenspektrometers für das OPERA-Experiment“. In: (2006). URL: http://www.neutrino.uni-hamburg.de/sites/site_neutrino/content/e60876/e60880/e60861/infoboxContent60865/Diplomarbeit-Ole-Ross.pdf.
- [2] H. Bethe. „Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie“. In: *Annalen der Physik* 397.3 (1930), S. 325–400. DOI: 10.1002/andp.19303970303. URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/andp.19303970303>.
- [3] H. Bethe. „Bremsformel für Elektronen relativistischer Geschwindigkeit“. In: *Zeitschrift für Physik* 76.5-6 (1932), S. 293–299. DOI: 10.1007/BF01342532.
- [4] M. Tanabashi u. a. „Review of Particle Physics“. In: *Phys. Rev. D* 98 (3 Aug. 2018), S. 030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001>.
- [5] S. Bieschke. „Examination of different drift gas mixtures for the muon magnetic spectrometer for the SHiP experiment“. In: (2016). URL: http://www.neutrino.uni-hamburg.de/sites/site_neutrino/content/e60876/e208869/e288374/infoboxContent288375/MasterThesisBieschke.pdf.
- [6] URL: <https://agenda.infn.it/event/4542/contributions/53648/attachments/38405/45162/Veenhof-II.pdf> (besucht am 21.01.2020).
- [7] P. Adler und H.-K. Bothe. „Der Ionisierungsaufwand W organischer Moleküle und seine Abhängigkeit von der Molekülstruktur“. In: *Zeitschrift für Naturforschung A* 20 (1965), S. 1700–1707. URL: <https://www.degruyter.com/view/j/zna.1965.20.issue-12/zna-1965-1225/zna-1965-1225.xml>. (18.11.2019).
- [8] N. Agafonova u. a. „Final results of the search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations with the OPERA detector in the CNGS beam“. In: *JHEP* 06.arXiv:1803.11400 (2018). Editors: M. Tenti and S. Vasina, 151. 15 p. DOI: 10.1007/JHEP06(2018)151. URL: <http://cds.cern.ch/record/2311227>.
- [9] M. Acciarri u. a. „The L3 silicon microvertex detector“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 351.2 (1994), S. 300–312. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)91357-9](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)91357-9). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900294913579>.
- [10] Daniel Bick u. a. „Alignment of the muon-flux spectrometer in FairShip using the survey measurements“. In: (Feb. 2019). URL: <http://cds.cern.ch/record/2658044>.

- [11] S. Bieschke. „Inbetriebnahme und Aufbau eines Teststandes zur Charakterisierung unterschiedlicher Prüfgasgemische“. In: (2013). URL: http://www.neutrino.uni-hamburg.de/sites/site_neutrino/content/e60876/e101065/e101098/infoBoxContent222447/Bachelorarbeit-Stefan-Bieschke.pdf.
- [12] URL: https://indico.cern.ch/event/852716/contributions/3586996/attachments/1933619/3205560/UHH_design.pdf (besucht am 22.01.2020).

Abbildungsverzeichnis

1	Bethe-Bloch Formel	5
2	Querschnitt Driftröhre	6
3	Driftzeit-Orts-Beziehung	7
4	Driftzeitspektrum	8
5	Foto vom Strawtube Teststand	12
6	Signalform einer Strawtube am Oszilloskop	13
7	Koordinatensystem der Software	14
8	Schaltung des Triggersystems	15
9	Energiespektrum einer PMT	16
10	Winkelverteilung der kosmischen Myonen	17
11	Foto einer Vorverstärkerplatine	18
12	Mögliche Tangenten an zwei Driftröhren	21
13	2D Histogramm der angepassten DOB	22
14	Gaußfit an Projektion der angepassten DOB	22
15	Alignment der OPERA-Module	23
16	Methode für Positionsbestimmung der Strawtubes	24
17	2D Histogramm für Strawtube Alignment	25
18	Endplatten der Strawtubes	26
19	Signalform einer Strawtube am FADC	27
20	Hitmap der OPERA-Module	29
21	Multiplizität der OPERA-Module	30
22	Residuen bei Iteration der DOB	31
23	Auflösung der Strawtubes 2 und 4	32
24	Auflösung der Strawtube 3	32
25	Effizienz der Strawtubes 2 und 4	34
26	Effizienz der Strawtube 3	34

Tabellenverzeichnis

1	Hochspannung und Diskriminatorschwellen im Trigger	16
2	Vergleich von 3er- und 4er-Koinzidenzen	17
3	Positionen der Strawtubedrähte	26
4	Hochspannung an den Strawtubes	28
5	Vierfeldertafel einer Strawtubemessung	33
6	Falsch Positiv Anteil der Strawtubes	35

Danksagung

Ich möchte mich bei allen bedanken, die mir beim Verfassen dieser Bachelorarbeit geholfen haben. Ich danke Frau Prof. Dr. Caren Hagner für die Möglichkeit meine Bachelorarbeit in ihrer Forschungsgruppe zu schreiben. Bei Dr. Daniel Bick bedanke ich mich für die Betreuung dieser Arbeit. Mein Dank geht auch an Stefan Bieschke und Morten Henken, für die Hilfe bei Schwierigkeiten und das Korrekturlesen, sowie an die gesamte Forschungsgruppe für das tolle Arbeitsklima. Des Weiteren geht mein besonderer Dank an meine Familie und Freunde für die durchgehende Unterstützung.

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, dass ich die beigefügte schriftliche Bachelorarbeit selbstständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt habe. Alle Stellen, die dem Wortlaut oder dem Sinn nach anderen Werken entnommen sind, habe ich in jedem einzelnen Fall unter genauer Angabe der Quelle deutlich als Entlehnung kenntlich gemacht. Dies gilt auch für alle Informationen, die dem Internet oder anderer elektronischer Datensammlungen entnommen wurden. Ich erkläre ferner, dass die von mir angefertigte Bachelorarbeit in gleicher oder ähnlicher Fassung noch nicht Bestandteil einer Studien- oder Prüfungsleistung im Rahmen meines Studiums war. Die von mir eingereichte schriftliche Fassung entspricht jener auf dem elektronischen Speichermedium. Ich bin damit einverstanden, dass die Bachelorarbeit veröffentlicht wird.

Hamburg, den 24.01.2020

Felix Bergholz