

Studien zu den Nachweiseigenschaften des OPERA–Driftröhrenspektrometers

Diplomarbeit
Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Christian Oldorf
im Januar 2009



Universität Hamburg

Studies on the Detection Characteristics of the OPERA Drift Tube Spectrometer

Abstract

Within the framework of this diploma thesis the density dependent detection characteristics of the OPERA Precision Tracker are studied at a test set up with two drift tube modules. Measurements of gain, hit efficiency, spatial resolution and time-to-distance relation are presented depending on the density, anode voltage and discriminator thresholds. At a constant anode voltage the gain falls with increasing density. Therefore the hit efficiency and the spatial resolution decrease with increasing density above $1,70 \text{ kg/m}^3$. Within the temperature-fluctuations of 6 K inside the LNGS, an uncertainty of the spatial resolution up to $75 \text{ }\mu\text{m}$ is found. Within these temperature-fluctuations the upper limit for the variation of the drift distance at a drift time of 1200 ns is about $220 \text{ }\mu\text{m}$. Both effects are tolerable for the spatial resolution of the OPERA Drift Tubes.

Studien zu den Nachweiseigenschaften des OPERA-Driftröhrenspektrometers

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird die Dichteabhängigkeit der Nachweiseigenschaften des OPERA-Precision Trackers an einem Teststand mit zwei Driftröhrenmodulen untersucht. Vorgestellt werden Messungen zur Gasverstärkung, Nachweiswahrscheinlichkeit einer Einzelröhre, Ortsauflösung und Driftzeit-Ort-Beziehung in Abhängigkeit von der Dichte, Anodenspannung und Diskriminatorschwelle. Die Gasverstärkung fällt bei konstanter Anodenspannung zu höheren Dichten hin ab. Dies hat zur Folge, dass sich mit steigender Dichte oberhalb von $1,70 \text{ kg/m}^3$ die Einzelröhrennachweiswahrscheinlichkeit und damit auch die Ortsauflösung verschlechtern. Im Rahmen der am LNGS auftretenden Temperaturschwankungen von 6 K tritt eine Unsicherheit in der Ortsauflösung von bis zu $75 \text{ }\mu\text{m}$ auf. Bei dieser Temperaturänderung beträgt die Obergrenze der Driftdistanzänderung bei einer Driftzeit von 1200 ns etwa $220 \text{ }\mu\text{m}$. Beide Effekte liegen im Bereich des tolerierbaren Fehlers der Ortsbestimmung der OPERA-Driftröhren.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der Neutrinophysik	3
2.1	Kurze Geschichte des Neutrinos	3
2.2	Neutrinooszillation	4
3	Das OPERA-Experiment	11
3.1	Der CNGS-Neutrinostrahl	11
3.2	Der OPERA-Detektor	14
3.2.1	Das Target	15
3.2.2	Der Target-Tracker	18
3.2.3	Das Myon-Spektrometer	18
3.2.4	Das Veto	20
3.3	Die Datenanalyse	20
3.3.1	Der Tau-Nachweis	20
3.3.2	Untergrundereignisse	21
3.3.3	Nachweisempfindlichkeit des Detektors	23
4	Funktionsprinzip von Driftröhren und Gaseigenschaften	27
4.1	Funktionsweise von Driftröhren	27
4.2	Energieverlust und Ionisationsprozesse	28
4.3	Driftbewegung von Ladungsträgern	32
4.3.1	Driftbewegung von Elektronen	32
4.3.2	Driftbewegung von Ionen	33
4.4	Diffusion von Ladungsträgern	33
4.4.1	Diffusion von Ionen	33
4.4.2	Diffusion von Elektronen	34
4.5	Elektronenanlagerung	36
4.6	Gasverstärkung	37
4.7	Eigenschaften des OPERA-Driftgases	40
4.8	Die Driftzeit-Ort-Beziehung	41
4.9	Einflüsse auf die Ortsauflösung von Driftkammern	44
4.9.1	Primärionisationsstatistik	45
4.9.2	Diffusion	46

5	Der Precision Tracker	49
5.1	Aufbau und Funktionsweise des Precision Trackers	49
5.2	Elektronik, Trigger und Datennahme	50
5.3	Gassystem des OPERA-PT	53
5.4	Impulsbestimmung	56
6	Versuchsaufbau und Durchführung	59
6.1	Der große Teststand	59
6.1.1	Anordnung der Module, Messelektronik und Datennahme . . .	60
6.1.2	Aufbau und Betrieb des Gassystems	62
6.1.3	Spurrekonstruktion	67
6.2	Versuchsaufbau zur Gasverstärkungsmessung	71
6.3	Bestimmung der Dichte des OPERA-Driftgases	72
6.4	Versuchsdurchführung und Messprogramm	74
6.4.1	Gasverstärkung	74
6.4.2	Nachweiseffizienz, Ortsauflösung und DOB	76
7	Messergebnisse und Auswertung	79
7.1	Gasverstärkung	79
7.2	Nachweiseffizienz der Einzelröhren	82
7.3	Ortsauflösung	84
7.4	Driftzeit-Ort-Beziehung	88
8	Zusammenfassung und Ausblick	91
A	Messwerte	93
	Abbildungsverzeichnis	101
	Tabellenverzeichnis	103
	Literaturverzeichnis	105

Kapitel 1

Einleitung

Seit dem Nachweis der Neutrinooszillation durch das Experiment Super-Kamiokande im Jahr 1998 und seit der Lösung des solaren Neutrino-Problems durch das Experiment SNO¹ im Jahr 2001 hat sich das Verständnis von der Physik des Neutrinos grundlegend verändert. So bedeutet das Auftreten von Neutrinooszillationen, dass Neutrinos keine verschwindene Masse haben. Die Oszillationen verletzen die Leptonenzahlerhaltung und beschreiben daher einen Prozess, der über das Standardmodell hinausgeht. Viele weitere Experimente haben in den vergangenen Jahren mit ihren Ergebnissen die Neutrinooszillation bestätigt, so auch die beiden Beschleunigerexperimente MINOS² und K2K³. Beide Experimente haben die Disappearance⁴ von Myon-Neutrinos in einem fast reinen ν_μ -Strahl nachgewiesen. Im Moment wird davon ausgegangen, dass Myon-Neutrinos fast ausschließlich in Tau-Neutrinos oszillieren.

Das OPERA⁵-Experiment hat sich zum Ziel gesetzt, durch den Nachweis von Tau-Neutrinos in einem fast reinen ν_μ -Strahl den direkten Beweis für die $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillation zu erbringen. Der Neutrinostrahl wird am CERN⁶ erzeugt und ist auf das Gran-Sasso-Untergrundlabor in den italienischen Abbruzzen gerichtet. Dort befindet sich der OPERA-Detektor, der im Juni 2008 seinen Betrieb aufgenommen hat.

Der Nachweis der $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillation soll beim OPERA-Experiment durch den direkten Nachweis von Tauonen aus Wechselwirkungen der Tau-Neutrinos mit dem Target⁷ erfolgen. Da die mittlere Zerfallslänge des Tauons nur etwa $600 \mu\text{m}$ beträgt, wird ein Detektor mit einer Auflösung von wenigen Mikrometern benötigt. Dies wird durch Fotoemulsionslagen erreicht, die mit Bleiplatten geschichtet das Target bilden. Das Target hat ein Gesamtgewicht von 1,35 kt und ist aufgeteilt in zwei Sektionen. In Strahlrichtung gesehen jeweils hinter diesen Target-Sektionen weisen Spektrometer Myonen nach, die durch Tau-Zerfälle oder ν_μ -Wechselwirkungen entstehen können. Der Precision Tracker (PT) ist ein Teil des Myon-Spektrometers und stellt den Beitrag der Universität Hamburg zum OPERA-Projekt dar.

¹SNO: Sudbury Neutrino Observatory, Kanada

²MINOS: Main Injector Oscillation Search, USA

³K2K: KEK to Kamiokande. KEK: Koo Energy Ken. Labor für Hochenergiephysik, Japan.

⁴disappearance (engl.): Verschwinden

⁵OPERA: Oszillation Project with Emulsion-Tracking Apparatus

⁶CERN: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

⁷target (engl.): Ziel

Der Precision Tracker ist aufgebaut aus 9504 Driftröhren mit einer Länge von 8 m, die in 198 Modulen angeordnet sind. Die Röhren sind mit einem Driftgasgemisch aus Argon und Kohlenstoffdioxid im Mischungsverhältnis 80:20 (in Volumenprozent) gefüllt. Aufgabe des PT ist es, den Impuls und das Ladungsvorzeichen der durchgehenden geladenen Teilchen zu bestimmen. Für die Spurrekonstruktion ist die Kenntnis der Ortsauflösung, Treffernachweiswahrscheinlichkeit und Driftzeit–Ort–Beziehung von großer Bedeutung.

Zur Messung der Dichteabhängigkeit der Nachweiseigenschaften des OPERA–PT steht am Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg ein Teststand aus zwei Driftröhren–Modulen der Serienproduktion zur Verfügung. Gegenstand dieser Arbeit ist die Modifikation des Teststands sowie die Auswertung von Daten, die durch Messung mehrerer tausend Teilchenspuren am Teststand erzeugt wurden.

Das zweite Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die Neutrinoophysik und stellt den Formalismus der Neutrinooszillation vor. Das dritte Kapitel stellt das OPERA–Experiment mit dem Neutrinostrahl und den Detektorkomponenten vor. Für die Funktionsweise des OPERA–PT sind die Eigenschaften von Driftgasen von elementarer Bedeutung. Die für das Verständnis dieser Arbeit wichtigen Gaseigenschaften werden daher im vierten Kapitel ausführlich behandelt. Das fünfte Kapitel gibt dann einen Überblick über den Aufbau des OPERA–PT, insbesondere des Gassystems. Das sechste Kapitel beschäftigt sich mit dem Aufbau des Teststands sowie mit den durchgeführten Modifikationen. Außerdem wird das Verfahren der Spurrekonstruktion erläutert und die Durchführung der einzelnen Messungen dargestellt. Das siebte Kapitel stellt die Ergebnisse der Datenauswertung vor.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird die Lichtgeschwindigkeit $c = 1$ gesetzt. Damit haben Teilchenenergien, -impulse und -massen übereinstimmend die Einheit Elektronenvolt. Ebenso wird $\hbar = 1$ gesetzt.

Kapitel 2

Grundlagen der Neutrino-Physik

Im folgenden Kapitel sollen die wichtigsten Aspekte der Neutrinooszillation erläutert werden, die dem OPERA-Experiment zugrunde liegen. Zunächst werden einige Details zur Postulierung und Entdeckung des Elektron-Neutrinos beschrieben, anschließend wird auf die wichtigsten physikalischen Eigenschaften der Neutrinos eingegangen. Danach folgt eine Darstellung zum Formalismus der Neutrino-Oszillation, insbesondere für den Fall der $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillation. Abschließend werden die neuesten Ergebnisse zu den Werten der Oszillationsparameter vorgestellt.

2.1 Kurze Geschichte des Neutrinos

Das Neutrino wurde erstmals von Wolfgang Pauli im Jahr 1930 postuliert, um das kontinuierliche Energiespektrum der Elektronen beim β^- -Zerfall erklären zu können [Pau30]. Das beim β^- -Zerfall entstehende Neutrino wird heute als Anti-Elektron-Neutrino ($\bar{\nu}_e$) bezeichnet:



Durch die Einführung des Neutrinos ist es möglich, bei diesem Zerfall an den Erhaltungssätzen für Energie und Drehimpuls und an der quantenmechanischen Spinstatistik festzuhalten.

Der experimentelle Nachweis dieses Neutrinos gelang 1956 durch F. Reines und C. L. Cowan über den inversen β -Zerfall:



Als Neutrinoquelle diente ihnen der Savannah River-Kernreaktor in South Carolina [Rei56].

Die Entdeckung, dass es mehr als eine Neutrinosorte gibt, gelang L. M. Ledermann, M. Schwartz und J. Steinberger 1962 am AGS¹ in Brookhaven. Sie erzeugten einen Neutrinostrahl mit Hilfe des Pion-Zerfalls, bei dem fast nur Myonen entstehen. In den Neutrino-Nukleon-Reaktionen des Strahls mit dem Target wurden nur Myon-Spuren identifiziert, jedoch keine elektromagnetischen Schauer [Dan62].

¹AGS: Alternating Gradient Synchrotron

Ein drittes geladenes Lepton wurde 1975 am Elektron–Positron–Speicherring SPEAR² am SLAC³ gefunden und Tau genannt [Per75]. Der direkte Nachweis des Tau–Neutrinos gelang schließlich im Jahr 2000 durch das DONuT⁴–Experiment am Tevatron des Fermilabs [Hos00].

Die sechs bekannten Leptonen (Elektron, Myon, Tau und die drei zugehörigen Neutrinos) werden in drei sogenannte Familien oder Generationen eingeteilt. Beiden Leptonen einer Generation wird eine positive Leptonenfamilienzahl L_e , L_μ oder L_τ ($L_\alpha = +1$) zugeordnet:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Entsprechend werden auch die drei Familien der Antileptonen beschrieben: $(e^+, \bar{\nu}_e)$, $(\mu^+, \bar{\nu}_\mu)$ und $(\tau^+, \bar{\nu}_\tau)$. Ihnen werden negative Leptonenfamilienzahlen zugeordnet.

Die Leptonen sind Fermionen, also Teilchen mit einem halbzahligen Spin. Die geladenen Leptonen (e, μ, τ) nehmen an der elektromagnetischen und an der schwachen Wechselwirkung teil, die ungeladenen Neutrinos dagegen nur an der schwachen Wechselwirkung. Bezüglich der elektroschwachen Wechselwirkung verhalten sich die drei Leptonfamilien gleich (Lepton–Universalität), wenn man von kinematischen Effekten auf Grund der unterschiedlichen Massen absieht. Leptonen unterliegen nicht der starken Wechselwirkung. Der Einfluss der Gravitation wird im Rahmen des Standardmodells vernachlässigt.

Unter der Annahme der Lepton–Universalität haben die vier Experimente des LEP⁵–Speicherrings am CERN aus der Messung der totalen Zerfallsbreite des Z^0 und seiner partiellen Breiten für Zerfälle in Hadronen bzw. geladene Leptonen die Anzahl der leichten Neutrinosorten bestimmt. Die Zahl der Neutrinosorten, deren Masse kleiner als die halbe Masse des Z^0 ist, wurde zu $2,9840 \pm 0,0082$ gemessen [Ams08]. Die Annahme von drei leichten Neutrinosorten stimmt sehr gut mit dieser Messung überein.

Im Standardmodell der Teilchenphysik treten Neutrinos mit einer festen Helizität ($H = -1$ für ν , $H = +1$ für $\bar{\nu}$) auf. Dies ist gleichbedeutend mit einer verschwindenden Ruhemasse der Neutrinos. Innerhalb des Standardmodells gibt es allerdings kein Invarianzprinzip, das die Masselosigkeit der Neutrinos fordert⁶. Der Nachweis, dass ein oder mehrere Neutrinos nicht masselos sind, macht aber eine Erweiterung des Standardmodells erforderlich.

2.2 Neutrinooszillation

Die Möglichkeit der Umwandlung eines Neutrinos in ein anderes Neutrino, $\nu_\alpha \leftrightarrow \nu_\beta$ mit $(\alpha, \beta = e, \mu, \tau)$, wird Neutrinooszillation genannt. Bei einer Neutrinooszillation

²SPEAR: Stanford Positron Electron Accelerating Ring

³SLAC: Stanford Linear Accelerator Center, USA

⁴DONuT: Direct Observation of the Nu Tau

⁵LEP: Large Electron–Positron Collider

⁶So folgt zum Beispiel die Masselosigkeit des Photons aus der Eichinvarianz der elektroschwachen Wechselwirkung.

ändert sich die Leptonfamilienzahl ($L_\alpha \neq L_\beta$). Eine notwendige Bedingung dieser Oszillation ist, dass nicht alle Neutrinos die gleiche Masse haben und damit nicht alle Neutrinos masselos sein können. Innerhalb des Standardmodells werden allerdings alle Neutrinos als masselos angesehen und die Leptonfamilienzahl L_α ist einzeln für jede Familie erhalten. Neutrinooszillationen sind zwar nicht grundsätzlich ausgeschlossen, gehen aber über das einfache Standardmodell hinaus.

Der nun folgende Abschnitt orientiert sich in der Argumentation der Herleitung an [Sch97] und [Zub04]. Die Nomenklatur stammt aus [Kay05]. Die Neutrinoarten ν_α nehmen mit ihren Flavoureigenzuständen⁷ $|\nu_\alpha\rangle$ an den Prozessen der schwachen Wechselwirkung mit den festen Leptonfamilienzahlen L_α teil. Diese Flavoureigenzustände haben keine scharfe Masse, sie sind also keine Eigenzustände zum Massenoperator M : $\langle \nu_\alpha | M | \nu_\beta \rangle \neq 0$. Die Flavoureigenzustände sind als Linearkombination der Masseneigenzustände und andersherum darstellbar:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle, \quad |\nu_i\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i} |\nu_\alpha\rangle. \quad (2.4)$$

Die Matrix U^* ist unitär, sie wird Mischungsmatrix genannt. Für sie gilt:

$$U^\dagger U = 1, \quad \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* = \delta_{\alpha\beta}, \quad \sum_\alpha U_{\alpha i} U_{\beta j}^* = \delta_{ij}. \quad (2.5)$$

Eine komplexe unitäre $n \times n$ Matrix wird im Allgemeinen durch $(n-1)^2$ unabhängige Parameter beschrieben. Es ist üblich, $\frac{1}{2}n(n-1)$ reelle Mischungswinkel zu wählen. Die verbleibenden reellen Parameter sind dann sogenannte CP-verletzende⁸ Phasen. Sollten die Phasen von 0 oder π verschieden sein, erhält die Mischungsmatrix einen imaginären Anteil. Die Mischungsmatrix unterscheidet sich dadurch für Neutrinos und Antineutrinos, da für Antiteilchen $U_{\alpha i}^*$ durch $U_{\alpha i}$ ersetzt werden muss:

$$|\bar{\nu}_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\bar{\nu}_i\rangle \quad (2.6)$$

Im Ruhesystem der Neutrinos gehorchen die Masseneigenzustände $|\nu_i\rangle$ der Schrödingergleichung und ihre Zeitabhängigkeit lässt sich schreiben als

$$|\nu_i(x, t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(x, 0)\rangle. \quad (2.7)$$

Auf Grund der geringen Masse der Neutrinos kann folgende relativistische Näherung angenommen werden ($p \gg m_i$, $E \approx p$ sei die Neutrinoenergie):

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + p_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq E + \frac{m_i^2}{2E}. \quad (2.8)$$

Neutrinos werden als Eigenzustände zur Leptonflavourzahl produziert und auch detektiert. Ein Neutrino $|\nu_\alpha\rangle$, das zur Zeit $t = 0$ von einer Quelle emittiert wird, entwickelt sich mit der Zeit in folgenden Zustand:

$$|\nu_\alpha(x, t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle = \sum_{i,\beta} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{ipx} e^{-iE_i t} |\nu_\beta\rangle. \quad (2.9)$$

⁷flavour (engl.): Geschmack

⁸CP-Verletzung bezeichnet die Verletzung der Invarianz physikalischer Gesetzmäßigkeiten, wenn die Transformationen der Ladungskonjugation C (charge (engl.): Ladung) und der Paritätstransformation P (parity (engl.): Parität) nacheinander ausgeführt werden.

Diese Gleichung zeigt, dass der Zustand bei der Detektion als Überlagerung der verschiedenen Flavour-Zustände beschrieben wird. Die zeitabhängige Übergangsamplitude $A(\alpha \rightarrow \beta) = A_{\alpha\beta}$ für den Übergang $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ ist dann gegeben durch

$$A_{\alpha\beta}(t) = \langle \nu_\beta | \nu(x, t) \rangle = \sum_i U_{\beta i} U_{\alpha i}^* e^{ipx} e^{-iE_i t}. \quad (2.10)$$

Mit Gleichung 2.8 und L als der Strecke zwischen Quelle und Detektor ($L = x = ct$) kann diese Gleichung umgeschrieben werden zu:

$$A_{\alpha\beta}(t) = \langle \nu_\beta | \nu(x, t) \rangle = \sum_i U_{\beta i} U_{\alpha i}^* e^{-i \frac{m_i^2}{2} \frac{L}{E}} = A_{\alpha\beta}(L). \quad (2.11)$$

Die Übergangsamplitude für Antineutrinos kann analog mit Gleichung 2.6 hergeleitet werden.

Die Übergangswahrscheinlichkeit $P_{\alpha\beta}$ für den Übergang $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ erhält man aus dem Betragsquadrat der Übergangsamplitude $A_{\alpha\beta}$:

$$P_{\alpha\beta}(t) = |A_{\alpha\beta}|^2 = \sum_i \sum_j U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j}^* e^{-i(E_i - E_j)t} \quad (2.12)$$

$$= \sum_i |U_{\alpha i}^* U_{\beta i}|^2 + 2 \operatorname{Re} \sum_{j>i} U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2} \frac{L}{E}} \quad (2.13)$$

mit

$$\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2. \quad (2.14)$$

Unter der Annahme von CP-Invarianz ist $U_{\alpha i}$ reell und Gleichung 2.12 lässt sich vereinfachen zu

$$P_{\alpha\beta}(t) = \sum_i U_{\alpha i}^2 U_{\beta i}^2 + 2 \operatorname{Re} \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j} \cos \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2} \frac{L}{E} \right) \quad (2.15)$$

$$= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2} \frac{L}{E} \right). \quad (2.16)$$

3-Flavour-Oszillationen

Innerhalb des Standardmodells wird davon ausgegangen, dass es drei Neutrino-Flavoursorten gibt (ν_e, ν_μ, ν_τ). In diesem Fall spricht man vom Drei-Flavour-Formalismus. Die 3×3 -Mischungsmatrix U ist gegeben durch drei Mischungswinkel θ_{12}, θ_{13} und θ_{23} mit $0 \leq \theta_i \leq \frac{\pi}{2}$. Es gibt drei Differenzen der Massenquadrate $\Delta_{12}^2, \Delta_{13}^2$ und Δ_{23}^2 , von denen aber wegen $\Delta_{32}^2 = \Delta_{13}^2 - \Delta_{12}^2$ nur zwei unabhängig voneinander sind. Die Mischungsmatrix kann einen imaginären Anteil haben, die sogenannte CP-verletzende Phase δ mit $-\pi \leq \delta \leq \pi$. Diese Phase bewirkt, falls sie nicht Null oder $\pm\pi$ sein sollte, eine Ungleichbehandlung von Neutrinos und Antineutrinos, also $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \neq P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$. Mit $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ und $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ ist eine mögliche Parametrisierung der Mischungsmatrix U gegeben durch:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ s_{13} e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Diese Matrix wird PMNS⁹-Matrix genannt. Aus dieser Darstellung wird deutlich, dass die drei Mischungswinkel unabhängige Parameter sind. Die Terme mit der CP-verletzenden Phase $e^{i\delta}$ müssen nicht zwingend an die Terme mit $\sin\theta_{13}$ gekoppelt werden, sie können auch an einen der anderen beiden Mischungswinkel gekoppelt werden. Da jedoch θ_{13} der kleinste der drei Mischungswinkel ist, hängt die Möglichkeit die CP-Verletzung zu messen, maßgeblich vom Winkel θ_{13} ab. Sollten Neutrinos Majorana-Teilchen¹⁰ sein, wird die Übergangsmatrix durch eine Majoranaphase ergänzt. Da diese Phase allerdings keinen Einfluss auf die Oszillationswahrscheinlichkeiten hat, wird sie hier nicht mit aufgeführt.

2-Flavour-Oszillationen

Aus bisherigen Experimenten ist bekannt, dass $\sin^2\theta_{13}$ klein ist und sich die Differenzen der Massenquadrate Δm_{32}^2 und Δm_{21}^2 um etwa zwei Größenordnungen unterscheiden. Letzteres bedeutet, dass zwei Neutrinosorten relativ ähnliche Massen haben, während die dritte Neutrinosorte sich von den anderen beiden deutlich in der Masse unterscheidet. Man betrachtet daher oftmals nur zwei Δm^2 , nämlich den aus Experimenten mit solaren Neutrinos gewonnenen Wert $\Delta m_{sol}^2 = \Delta m_{21}^2$ und den von atmosphärischen Neutrinos ermittelten Wert $\Delta m_{atm}^2 \approx \Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{32}^2$. Da der Mischungswinkel θ_{13} sehr klein oder sogar Null ist, lassen sich die solare Oszillation (mit Δm_{sol}^2 und $\theta_{sol} = \theta_{12}$) und die atmosphärische Oszillation (mit Δm_{atm}^2 und $\theta_{atm} = \theta_{23}$) in erster Näherung entkoppeln. Welche der beiden Oszillationen bei dem betrachteten Fall dominiert, hängt von dem Wert für L/E ab.

Im Zwei-Flavour-Formalismus lässt sich die Mischungsmatrix U mit dem Mischungswinkel θ schreiben als

$$\begin{pmatrix} \nu_a \\ \nu_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}. \quad (2.18)$$

Für die beim OPERA-Experiment untersuchte $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillation ergibt sich mit diesen Vereinfachungen die Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\mu\tau}$ zu

$$P_{\mu\tau}(L) = \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{4 E} \right) = \sin^2 2\theta_{atm} \sin^2 \left(\frac{1,27 \Delta m_{atm}^2 L[\text{km}]}{E[\text{GeV}]} \right). \quad (2.19)$$

Hierbei wurde davon Gebrauch gemacht, dass für die Umrechnung von natürlichen Einheiten in SI-Einheiten $\hbar c = 197 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$ gilt.

Oszillationen in Materie

Der bis hierhin beschriebene Formalismus der Neutrinooszillation wurde für den Fall betrachtet, dass die Neutrinos nur Vakuum durchqueren. Die beim OPERA-Experiment untersuchten Neutrinos bewegen sich allerdings auf ihrem Weg von der Quelle zum Detektor durch die Erde. Neutrinos streuen unabhängig von ihrem Leptonenflavour über NC¹¹-Reaktionen an Elektronen, Protonen und Neutronen der

⁹Benannt nach den Physikern B. Pontecorvo, Z. Maki, M. Nakagawa und S. Sakata.

¹⁰Unter Majorana-Teilchen versteht man Teilchen, die ihr eigenes Anti-Teilchen sind.

¹¹NC, neutral current (engl.): neutraler schwacher Strom

durchquerten Materie. Aufgrund der Leptonuniversalität ändern sich die relativen Phasen der Neutrinooszillation für die verschiedenen Neutrinosorten nicht [Giu04]. Über CC¹²-Reaktionen können allerdings Elektron-Neutrinos mit den Elektronen der Materie wechselwirken. Für das OPERA-Experiment hat die Oszillation in Materie nur einen geringen Einfluss, da hauptsächlich die $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillation untersucht wird. [Won07] zeigt, dass die Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\mu\tau}$ für $L = 732$ km und $E = 17$ GeV in Materie bei konstanter Dichte um ca. 3% geringer ist als im Vakuum.

Aktuelle Werte der Oszillationsparameter

Solare Oszillation: Δm_{21}^2 und θ_{12}

Die beiden Parameter Δm_{21}^2 und θ_{12} können durch die Disappearance von Neutrinos solaren Ursprungs gemessen werden. Seit 1968 beobachtete das Homestake-Experiment¹³, dass der Fluss solarer Elektron-Neutrinos nicht mit den Vorhersagen aus dem Standard Sonnenmodell (SSM) übereinstimmt [Cle98]. Dieses Defizit ist bekannt als das solare Neutrino-Problem. Es wurde im Jahr 2001 durch den Beweis der Neutrinooszillation von den Experimenten SNO [Ahm01] und Super-Kamiokande¹⁴ [Fuk00] erklärt. 2002 konnte SNO dann nachweisen, dass der Neutrinofluss der Summe aller Flavours von der Sonne mit den SSM-Vorhersagen übereinstimmt [Ahm02].

Auch das Flüssigszintillator-Experiment BOREXINO¹⁵ hat die Disappearance solarer ν_e -Neutrinos bestätigt. In 192 Tagen Messzeit wurden durchschnittlich $49 \pm 3_{\text{stat}} \pm 4_{\text{sys}}$ Neutrinos pro Tag und pro 100 t Targetmasse gemessen aus, die aus dem Zerfall von ${}^7\text{Be}$ in der Sonne stammen [Arp08]. Unter Berücksichtigung des MSW-Effekts¹⁶ in der Sonne werden 48 ± 4 Ereignisse pro Tag und 100 t Targetmasse erwartet.

Eine weitere Möglichkeit die beiden Parameter Δm_{21}^2 und θ_{12} zu messen, bieten die in Kernreaktoren erzeugten Anti-Elektron-Neutrinos. Über den inversen β -Zerfall hat das Flüssigszintillator-Experiment KamLAND¹⁷ den Fluss und das Verschwinden von $\bar{\nu}_e$ mehrerer Kernreaktoren gemessen [Ara04].

Für die beiden Oszillationsparameter ergibt die Kombination aus den Untersuchungen der solaren Experimente und von KamLAND folgende Werte [Ams08]:

$$\Delta m_{21}^2 = (8,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad (2.20)$$

$$\sin^2 2\theta_{12} = 0,86_{-0,04}^{+0,03} \quad (2.21)$$

¹²CC, charge current (engl.): geladener schwacher Strom

¹³Das Experiment befand sich in der Homestake-Goldmine im US-Bundesstaat South Dakota

¹⁴Kamiokande: Kamioka nucleon decay experiment, Japan

¹⁵Das Experiment befindet sich im LNGS-Untergroundlabor, Italien. LNGS: Laboratori Nazionali del Gran Sasso, weltweit größtes unterirdisches Versuchslabor für Elementarteilchenphysik.

¹⁶Benannt nach den Physikern S. Mikheyev, A. Smirnov und L. Wolfenstein. Beschreibt die Oszillation der im Kern der Sonne produzierten ν_e unter Berücksichtigung der Dichteänderung beim Durchqueren der Sonne [Wol78].

¹⁷KamLAND: Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector, Japan

Atmosphärische Oszillation: Δm_{31}^2 , Δm_{32}^2 und θ_{23}

Mit atmosphärischen Neutrinos kann die ν_μ -Disappearance durch $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillation gemessen und die Werte $\Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{32}^2$ und θ_{23} bestimmt werden. Durch kosmische Strahlung entstehen in der Erdatmosphäre Elektron- und Myon-Neutrinos durch den Zerfall von Pionen und Myonen in hadronischen Schauern. Diese Neutrinos werden rings um die Erde mit gleicher Rate erzeugt, da die kosmische Strahlung isotrop ist. Ohne Oszillation sollte der gemessene Fluss einer Neutrinosorte in einem Detektor aus allen Richtungen gleich sein.

Der Untergrunddetektor Super-Kamiokande hat allerdings ein energie- und winkelabhängiges Defizit an Myon-Neutrinos gemessen. Die Abhängigkeit des ν_μ -Flusses vom Zenitwinkel kann aus der Abhängigkeit der Distanz L zwischen dem Ort der Entstehung und dem Detektor vom Zenitwinkel erklärt werden. Direkt oberhalb des Detektors werden die Neutrinos in einem Abstand von ca. 15 km erzeugt. Entstehen die Neutrinos unterhalb des Detektors, müssen sie eine Strecke von etwa 13 000 km durch die Erde zurücklegen bis sie detektiert werden. Das Experiment Super-Kamiokande hat damit 1998 den Nachweis von Neutrino-Oszillationen erbracht [Fuk98].

Es wird davon ausgegangen, dass die atmosphärischen Myon-Neutrinos fast ausschließlich in Tau-Neutrinos oszillieren, da die Experimente Bugey¹⁸, Palo Verde¹⁹ und CHOOZ²⁰ die Oszillation in Elektron-Neutrinos im von Super-Kamiokande untersuchten Bereich von L/E ausschließen [Dec94] [Boe01] [Apo02].

Die ν_μ -Disappearance wurde ebenso von den beiden Beschleunigerexperimenten K2K und MINOS gemessen. Beide Experimente nutzen zur Bestimmung der Intensität des erzeugten ν_μ -Strahls jeweils einen Nah- und einen Ferndetektor. Bei K2K ist der Ferndetektor 250 km von der Quelle entfernt, bei MINOS sind es 735 km. Mit den Ergebnissen dieser beiden Experimente und den Ergebnissen von Super-Kamiokande und KamLAND ergeben sich folgende Werte für die Oszillationsparameter Δm_{32}^2 und θ_{23} :

$$|\Delta m_{32}^2| = 2,38_{-0,16}^{+0,20} \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (68\% \text{ CL, [Min07]}) \quad (2.22)$$

$$\text{bzw. } |\Delta m_{32}^2| = 1,9 - 3,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (90\% \text{ CL, [Ams08]}) \quad (2.23)$$

$$\sin^2 \theta_{23} > 0,92 \quad (90\% \text{ CL, [Ams08]}) \quad (2.24)$$

Die Bestimmung von θ_{13}

Die bisher genaueste Obergrenze für θ_{13} stammt aus Messungen des Reaktorexperiments CHOOZ [Ams08]:

$$\sin^2 \theta_{13} < 0,19 \quad (90\% \text{ CL}) \quad (2.25)$$

Der Flüssigszintillator-Detektor dieses Experiments war im Mittel ca. 1 km von den zwei Kernreaktoren auf dem Gelände des CHOOZ-Kraftwerks aufgebaut. Für

¹⁸Bugey: Name eines Kernreaktors, der sich in Region Bugey im Südosten des französischen Départements Ain befindet.

¹⁹Palo Verde Nuclear Generating Station, Kernreaktor in den USA.

²⁰CHOOZ: Name eines Kernkraftwerks in der französischen Gemeinde Chooz, die im Département Ardennes liegt.

das Nachfolgeprojekt Double-CHOOZ wird am Ort des CHOOZ-Detektors der neue Ferndetektor aufgebaut. Zusätzlich wird in einem Abstand von im Mittel 280 m zu den Reaktoren ein nahezu baugleicher Nahdetektor gebaut. Das Ziel von Double-CHOOZ ist eine Auflösung von $\sin^2 \theta_{13} \approx 0,04$ [Ard06].

Weitere im Aufbau befindliche Experimente, die θ_{13} präzise messen wollen, sind Daya Bay²¹ und RENO²².

²¹Daya Bay: Name eines Kernkraftwerks in der südchinesischen Provinz Guangdong [Cao05].

²²RENO: Reactor Experiment for Neutrino Oscillation. Als Neutrinoquelle dient das Yonggwang Kernkraftwerk an der Westküste Südkoreas [Kim08].

Kapitel 3

Das OPERA-Experiment

Das Akronym OPERA steht für *Oszillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus*. Das primäre Ziel ist, die ν_τ -Appearance¹ in einem annähernd reinen ν_μ -Strahl nachzuweisen und damit die Oszillation zwischen Myon- und Tau-Neutrinos zu bestätigen. Der ν_μ -Strahl wird am CERN erzeugt und ist auf das LNGS-Untergrundlabor in den italienischen Abruzzen gerichtet. Dort befindet sich der OPERA-Detektor, der mit seinem Blei-Fotoemulsions-Target Tau-Leptonen aus den CC-Reaktionen der Tau-Neutrinos nachweisen soll. Der folgende Abschnitt gibt zunächst eine Übersicht über den verwendeten Neutrinostrahl und den OPERA-Detektor mit seinen Komponenten. Anschließend wird auf den Nachweis der Tau-Neutrinos eingegangen und es folgt eine Abschätzung der Untergrundereignisse und der Nachweisempfindlichkeit des OPERA-Detektors.

3.1 Der CNGS-Neutrinostrahl

Um den Nachweis der ν_τ -Appearance erbringen zu können, benötigt das OPERA-Experiment einen hochenergetischen und möglichst reinen ν_μ -Strahl.

Zur Herstellung dieses Strahls werden am CERN Protonen mit einer Energie von 400 GeV aus dem SPS-Beschleuniger² ausgekoppelt und auf ein heliumgekühltes Graphit-Target gelenkt (s. Abb. 3.2). Bereits vor dem Erreichen des Targets wird der Protonenstrahl mit Dipolmagneten in Richtung des LNGS-Untergrundlabors gerichtet. Alle Tunnelröhren der CNGS³-Anlage haben daher ein Gefälle von etwa 5,6%. Der Protonenstrahl wechselwirkt im Target mit 10 cm langen und 4 bis 5 mm dicken Graphitstäben und es entsteht ein sekundärer Teilchenstrahl, der hauptsächlich aus Pionen und Kaonen besteht. Zwei magnetische Linsen, Horn und Reflektor genannt, fokussieren die positiv geladenen Sekundärteilchen zu einem parallelen Strahl in Richtung Gran Sasso, während negativ geladene Sekundärteilchen durch das Horn aus der Strahlrichtung gelenkt werden. Im Anschluss durchfliegen die Pionen und Kaonen einen etwa 1000 m langen Tunnel, der einen Durchmesser von 2,45 m hat. Ein Teil der Pionen und Kaonen, die eine mittlere Energie von 35 GeV⁴ haben, zerfällt

¹appearance (engl.): Auftreten, Erscheinen

²SPS: Super Proton Synchrotron

³CNGS: CERN Neutrinos to Gran Sasso

⁴Pionen mit einer Energie von 35 GeV haben eine Zerfallslänge von etwa 2 km.



Abbildung 3.1: 3-D Darstellung der CNGS-Anlage am CERN (Quelle: CERN).

dabei (s. Tab. 3.1). Das Wechselwirken der Teilchen mit Luftmolekülen würde einen Verlust von etwa 30% des Sekundärstrahls und damit auch einen in der Intensität deutlich reduzierten Neutrinostrahl bedeuten. Daher wird der Zerfallstunnel evakuiert. Am Ende des Zerfallstunnels werden Protonen, die nicht mit dem Graphit-Target reagiert haben, sowie die nicht-zerfallenen Pionen und Kaonen im sogenannten Hadron Stop absorbiert. Dieser ist 18 m lang und besteht aus Eisen und Graphit mit einem Gesamtgewicht von 2 kt. Myonen passieren den Absorber fast ungehindert und werden hinter dem Hadron Stop von zwei Myondetektoren im Abstand von 70 m nachgewiesen. Da die Myon-Neutrinos in denselben Teilchenreaktionen wie die Myonen entstehen, erlaubt deren Detektion Rückschlüsse auf Richtung, Ausdehnung und Intensität des CNGS-Strahls. Während die Myonen innerhalb einiger hundert Meter im Gestein gestoppt werden, durchdringen fast alle Neutrinos die 732 km Erddreich bis zum LNGS und erreichen den OPERA-Detektor nach 2,44 ms Flugzeit.

Die mittlere Myon-Neutrinoenergie des CNGS-Strahls beträgt 17,8 GeV, von denen etwa 5 GeV für die Erzeugung von Tauonen in Kernreaktionen zur Verfügung steht. Die Schwellenenergie zur τ -Erzeugung liegt bei 3,4 GeV. Die Verunreinigung des CNGS-Strahls mit Tau-Neutrinos ist vernachlässigbar, die erwarteten Verunreinigungen sind Tabelle 3.2 zu entnehmen. Die erwartete Strahlintensität ist $4,5 \cdot 10^{19}$ pot⁵ pro Jahr.

Mit der mittleren Energie des Neutrinostrahls von 17,8 GeV und dem Abstand

⁵pot: protons on target (engl.), bezeichnet die Anzahl der Protonen, die das Target treffen

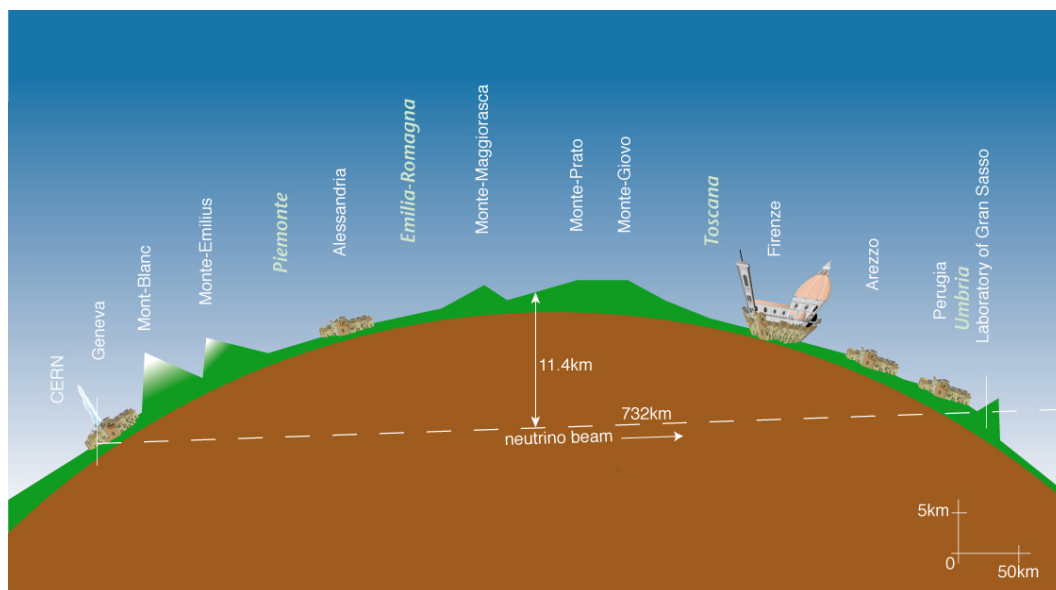


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Flugweges der Neutrinos vom CERN zum LNGS (Quelle: CERN).

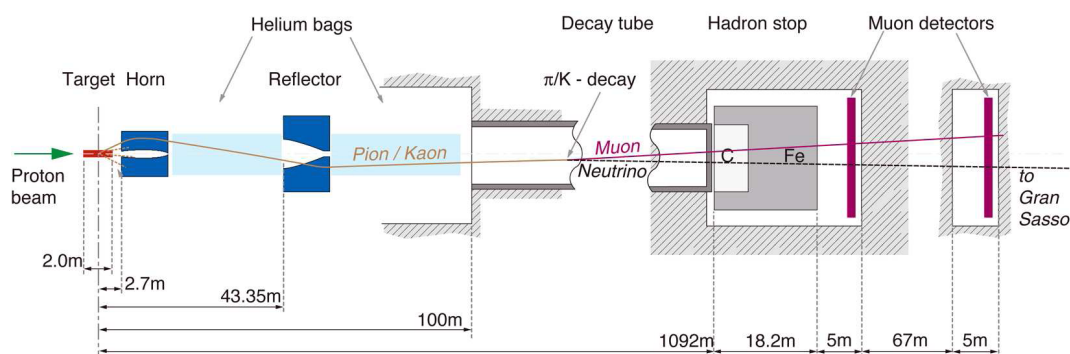


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau der CNGS-Beamline.

von 732 km zwischen Quelle und Detektor ergibt sich ein Länge/Energie-Verhältnis (L/E) von 43 km/GeV. Das OPERA-Experiment ist also weit vom erwarteten Oszillationsmaximum entfernt (s. Abb. 3.4), man nennt Experimente dieser Art Off-Peak⁶-Experimente.

Als Standort für den OPERA-Detektor bietet in Europa nur das LNGS-Untergrundlabor genügend Platz. Das französische Frejus-Untergrundlabor hätte nicht die Möglichkeit, den OPERA-Detektor aufzunehmen.

Nach dem Abschalten des HERA⁷-Ringes am DESY⁸ im Jahr 2007 steht mit dem SPS am CERN nur noch ein Protonbeschleuniger in Europa zur Verfügung, der die notwendige Teilchenenergie für den ν_μ -Strahl erreicht.

Die beiden wichtigen Parameter L und E für den Teilchenstrahl sind also durch

⁶off peak (engl.): außerhalb des Maximums

⁷HERA: Hadron Elektron Ring Anlage

⁸DESY: Deutsches Elektronen Synchrotron

Tabelle 3.1: Zerfallskanäle von π^+ und K^+ , andere Zerfallskanäle sind stark unterdrückt [Ams08].

Zerfallskanal	Wahrscheinlichkeit [%]
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$99,98770 \pm 0,00004$
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$63,54 \pm 0,14$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	$20,68 \pm 0,13$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$5,590 \pm 0,040$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	$1,761 \pm 0,022$
$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$	$5,08 \pm 0,05$
$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	$3,35 \pm 0,04$

Tabelle 3.2: Kontamination des CNGS-Strahls [Ope00].

ν_e/ν_μ	0,8%
$\bar{\nu}_e/\nu_\mu$	0,05%
$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$	2,1%
ν_τ/ν_μ	vernachlässigbar

die in Europa zur Verfügung stehenden Einrichtungen und durch die Anforderungen an den Strahl selber vorgegeben. Eine größere Distanz L zwischen Entstehungsort des Strahls und dem Detektor würde zwar die Oszillationswahrscheinlichkeit der Myon-Neutrinos erhöhen und damit für ein besseres ν_τ/ν_μ -Verhältnis sorgen, allerdings würde gleichzeitig die Abnahme des Detektorraumwinkles bei größerer Distanz zu einer Abnahme der Ereignisrate führen. Der CNGS-Strahl ist darauf optimiert, bei der vorgegebenen Distanz von 732 km eine möglichst hohe Anzahl von Neutrino-Reaktionen im OPERA-Detektor zu ermöglichen.

3.2 Der OPERA-Detektor

Zum Nachweis der $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillation werden an den Detektor zwei grundlegende Anforderungen gestellt: Man braucht eine große Masse, um wegen der sehr kleinen Neutrino-Wechselwirkungsquerschnitte genügend Ereignisse zu produzieren, und der Detektor muss eine hohe Ortsauflösung haben, um die in CC-Reaktionen entstehenden Tau-Leptonen mit ihren kurzen Zerfallslängen nachweisen zu können.

Der OPERA-Detektor ist aufgebaut aus zwei nahezu identischen Supermodulen (s. Abb. 3.5). Jedes dieser Supermodule besteht aus einem Target mit dazwischengeschaltetem Target-Tracker sowie einem Myon-Spektrometer. Außerdem ist in Strahlrichtung gesehen vor dem ersten Supermodul ein Veto aufgebaut. Der Precision-Tracker, entwickelt von den Universitäten Hamburg, Rostock und Münster, ist ein Teil des Myon-Spektrometers.

Der OPERA-Detektor vereint durch seinen Aufbau die Vorteile der passiven Fo-
toemulsionen mit ihrer hohen Ortsauflösung mit denen eines elektronischen Detektors zur Vertex-Findung und Impuls-Bestimmung. Diese Kombination aus passiven und aktiven Komponenten bezeichnet man als Hybrid-Detektor. Aufgrund der geringen erwarteten Ereignisrate ist eine starke Untergrundreduktion notwendig. Der OPERA-

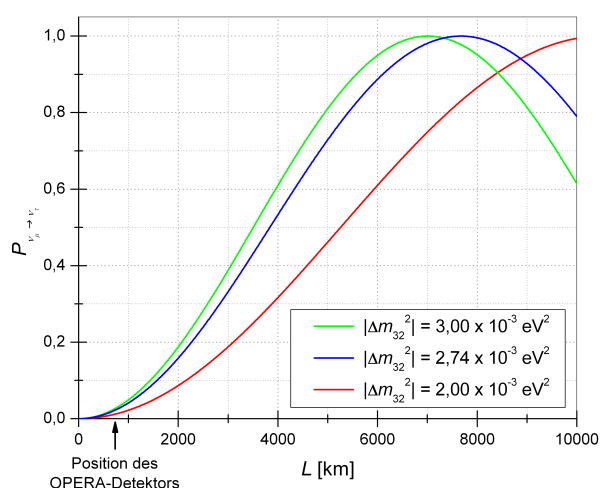


Abbildung 3.4:
Übergangswahrscheinlichkeit $P_{\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}}$ bei 17 GeV in Abhängigkeit vom Ort L [Len07].

Detektor wurde daher im LNGS–Untergrundlabor aufgebaut. Dieses Labor befindet sich unterhalb des Gran Sasso Massivs in den italienischen Abruzzen und wird von ca. 1400 m Felsgestein überdeckt, dies entspricht etwa 3300 m Wasseräquivalent. Daher ist die Ereignisrate an kosmischen Myonen gegenüber einem Standort an der Erdoberfläche stark reduziert.

3.2.1 Das Target

Das Target des OPERA–Detektors wird aus sogenannten Emulsion Cloud Chambers⁹ (ECC) gebildet, wie sie in ähnlicher Form schon bei den Experimenten CHORUS¹⁰ und DONuT zum Einsatz kamen. Die ECC werden als Quader mit den Abmessungen $12,7 \times 10,2 \times 7,5 \text{ cm}^3$ realisiert, die etwa 8,3 kg wiegen und als Bricks¹¹ bezeichnet werden. Jeder Brick ist aus 56 Bleiplatten mit einer Dicke von $1 \text{ mm} \pm 0,01 \text{ mm}$ und 57 Fotoemulsionslagen aufgebaut, die abwechselnd geschichtet werden. Die Fotoemulsionen haben eine Dicke von $44 \mu\text{m}$ und werden beidseitig auf eine $205 \mu\text{m}$ starke Kunststoffschicht aufgetragen (s. Abb. 3.6). Die Fotoemulsionen wurden in Zusammenarbeit mit der Fuji Photo Film Co., Ltd. entwickelt und in Japan hergestellt. Um die hadronische Komponente der kosmischen Strahlung, die schwarze Spuren in den Emulsionen verursachen würde, zu vermeiden, wurden die Fotoemulsionen nicht per Flugzeug sondern auf dem Seeweg nach Italien gebracht. Insgesamt wurden genügend Fotoemulsionen für 154000 ECC–Quader hergestellt, das entspricht einer Target–Masse von 1,3 kt. Für das Zusammensetzen der Bricks wurde im LNGS eine automatisierte Produktionsstraße (BAM¹²) aufgebaut. An fünf Stationen wurden dort die Bleiplatten und Fotoemulsionsschichten übereinander gelegt und anschließend mit einer beschichteten Aluminiumfolie lichtdicht eingewickelt. An die Rückseite der Bricks wurde anschließend ein weiteres Paket, das aus zwei Emulsionsfilmen besteht und Changeable Sheet¹³ (CS) genannt wird, geklebt. Die BAM hat zwischen März 2007

⁹emulsion cloud chamber (engl.): Emulsionsnebelkammer

¹⁰CHORUS: CERN Hybrid Oscillation Research apparatus

¹¹brick (engl.): Ziegel

¹²BAM: Brick Assembly Machine

¹³changeable sheet (engl.): auswechselbare Folie, Lage

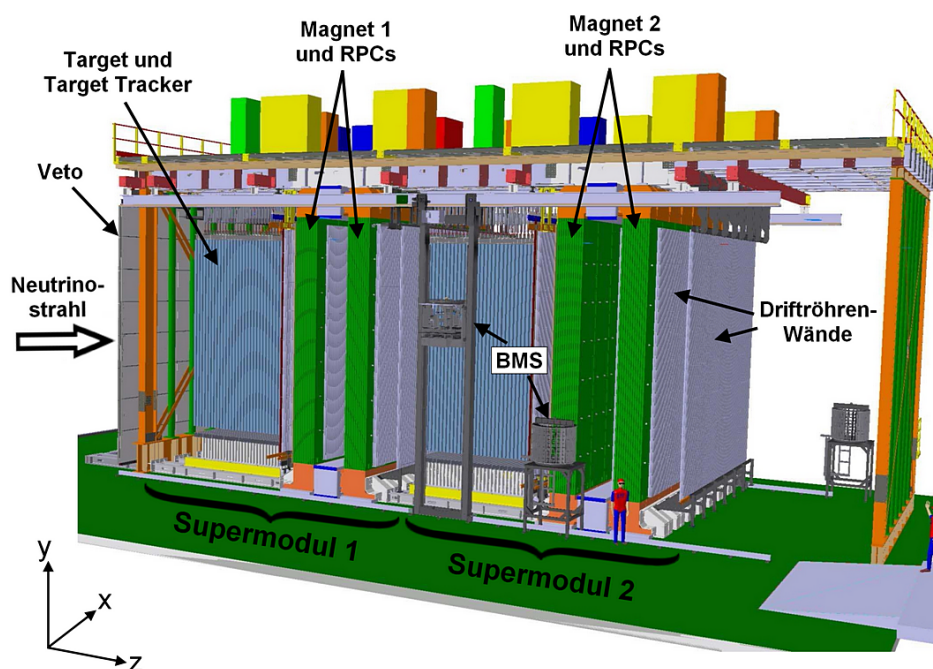


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des OPERA-Detektors [Acq06].

und Juni 2008 insgesamt 146621 Bricks produziert [Ope08]. Eine Wiederaufnahme der Brick-Produktion mit den verbleibenden Emulsionen ist für 2009 geplant.

In jedem der beiden Supermodule sind 31 Wände zur Aufnahme der Bricks senkrecht zur CNGS-Strahlrichtung angeordnet. Gefüllt sind pro Supermodul aber nur die in Strahlrichtung gesehen ersten 29 Wände. Eine Wand fasst dabei maximal 64 übereinanderliegende Reihen, jede Reihe besteht aus 52 Bricks. Jede Wand deckt inklusive der Zwischenräume in der Vertikalen eine Fläche von etwa $6,7 \times 6,7 \text{ m}^2 = 44,89 \text{ m}^2$ ab. Die Wände und Reihen werden durch eine Stahlblech-Struktur gebildet, die zu beiden Seiten hin offen ist. Das Einsetzen und Herausnehmen der Bricks übernimmt ein Robotersystem (BMS¹⁴). Es ist an beiden Seiten des Detektors installiert, so dass maximal 26 Bricks bewegt werden müssen, um an einen beliebigen Blei-Quader zu gelangen. Die Bricks werden im laufenden Betrieb entnommen und analysiert, damit die Teilchenspuren in den Emulsionen nicht zu stark verblassen.

Wird mit Hilfe der elektronischen Detektoren (s. Kapitel 3.2.2 und 3.2.3) ein Brick identifiziert, in dem eine Neutrino-reaktion stattgefunden haben könnte, entnimmt die BMS von einer Seite so viele Quader und lagert sie in einem Karussell zwischen, bis sie den gewünschten Brick entfernen kann. Die zwischengelagerten Bricks werden anschließend wieder in das Target hineingeschoben. Bevor der identifizierte Brick geöffnet wird, wird zunächst das Changeable Sheet analysiert. Es befindet sich in Strahlrichtung gesehen auf der Rückseite des Bricks. Es wird abgetrennt und die zwei Emulsionsfilme werden im Untergrundlabor entwickelt. Findet man beim Scannen der Emulsionen keine Teilchenspur, bekommt der entsprechende Brick ein neues Change-

¹⁴BMS: Brick Manipulator System

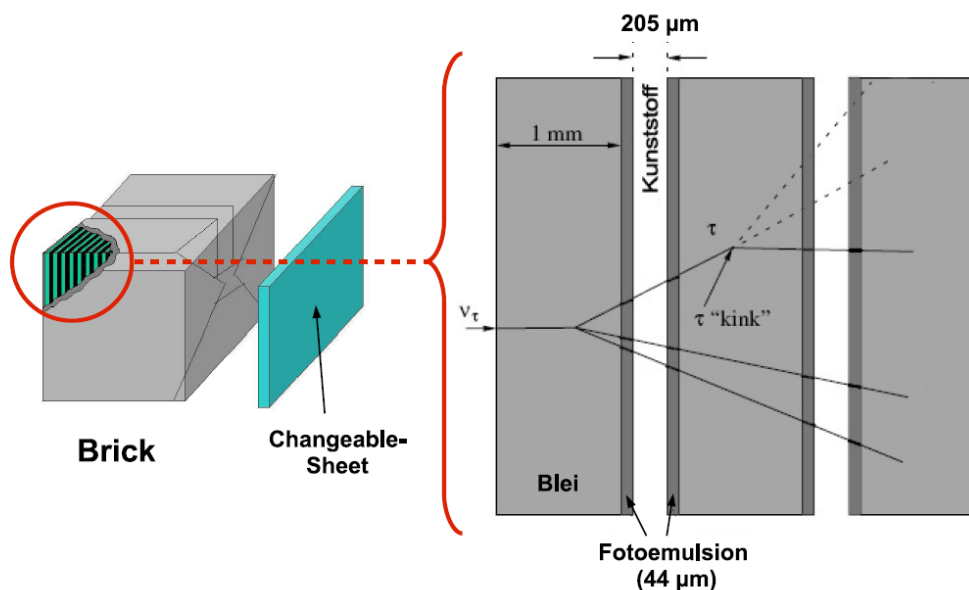


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau eines OPERA–Bricks aus Bleiplatten und Emulsionslagen sowie austauschbarer CS–Lage. Zudem ist die Topologie eines Tau–Zerfalls mit charakteristischem kink (engl.: Knick) dargestellt [Ste08].

able Sheet und wird wieder in das Target eingesetzt. Sollten sich im Changeable Sheet aber Teilchenspuren befinden, wird der noch verschweißte Brick in ein Labor außerhalb des Tunnelsystems gebracht und dort etwa 12 Stunden der kosmischen Strahlung ausgesetzt. Die Teilchen der kosmischen Strahlung, hauptsächlich Myonen, hinterlassen gerade Spuren innerhalb des Bricks, wodurch nach dem Öffnen des Quaders die Positionen der einzelnen Emulsionsschichten zueinander rekonstruiert werden können. Das Changeable Sheet dient dabei als Veto gegenüber der kosmischen Strahlung, da es nur Spuren enthält, die innerhalb des Untergrundlabors entstanden sind.

Die Fotoemulsionen enthalten Silberbromid–Kristalle (AgBr). Geladene Teilchen können beim Durchgang durch die Emulsion einzelne Silberatome des Kristallgitters ionisieren. Werden pro AgBr–Kristall mehr als vier Gitteratome ionisiert, färbt sich dieser Kristall bei der späteren Entwicklung dunkel und kann unter einem Mikroskop erkannt werden. Bei OPERA werden die Fotoemulsionen nach dem Entpacken der Bricks vollautomatisch entwickelt. Anschließend werden die Filme durch ein automatisiertes Scanverfahren mit CCD¹⁵–Kameras ausgewertet. Über ein Mikroskop werden dabei 15 Aufnahmen in verschiedenen Tiefen der Emulsion durch Verschiebung der Fokalebene gemacht. Die Teilchenbahnen werden dabei zeitgleich räumlich rekonstruiert. Die CCD–Kameras erreichen eine Scangeschwindigkeit von ca. 20 cm² pro Stunde. Da die Gesamtfläche der Fotoemulsionen mit über 100000 m² sehr groß ist, wurden insgesamt zehn Labore in Europa und Japan mit zusammen über 30 Scansystemen eingerichtet. So können 30 ECC–Quader pro Tag ausgewertet werden.

¹⁵CCD, Charged Coupled Device: Halbleiter Bildsensor

3.2.2 Der Target-Tracker

Um die zu entnehmenden Bricks identifizieren zu können, folgt auf jede der 62 Wände des Targets in Strahlrichtung gesehen eine Target Tracker Wand. Die Target Tracker Wände bestehen aus je 4 horizontal und vertikal angeordneten Modulen, wobei jedes Modul aus 64 nebeneinanderliegenden Plastikszintillatorstreifen besteht. Diese Streifen sind 6,86 m lang, 26,3 mm breit und 10,6 mm dick. Innerhalb der Streifen verläuft auf ganzer Länge eine Nut, in der sich eine Wellenlängenschieber-Faser befindet. Die 64 Fasern einer Lage werden an beiden Seiten zusammengeführt und jeweils mit einem 64-Kanal Photomultiplier ausgelesen. Die Target Tracker decken die gesamte Targetfläche ab und haben eine Triggereffizienz von über 99% [Ada07]. Die Hauptaufgabe des Target Trackers ist das Auffinden des gesuchten Bricks nach einer Teilchenreaktion innerhalb des Bleis. Da die Ortsauflösung für CC-Reaktionen nur etwa 1,5 cm beträgt, liegt die Effizienz den Brick mit dem richtigen Zerfallsvertex zu finden bei 80%. Da aber nach der Entnahme eines Bricks zuerst die Changeable Sheets ausgewertet werden, können falsch identifizierte ECC-Quader wieder in das Target eingesetzt werden. Des Weiteren ist durch den Target Tracker die zeitliche Zuordnung von Spuren in den Emulsionen zu den entsprechenden Signalen des Myon-Spektrometers möglich. Der Target Tracker dient außerdem als Kalorimeter für hadronische Schauer.

3.2.3 Das Myon-Spektrometer

In Strahlrichtung gesehen hinter den Targetsektionen eines jeden Supermoduls befindet sich jeweils ein Myon-Spektrometer. Jedes Spektrometer hat als zentralen Bestandteil einen Dipolmagneten. Zu dem Myon-Spektrometer gehören außerdem die RPCs¹⁶, XPCs¹⁷ und der Precision Tracker, der in Kapitel 5 ausführlich behandelt wird.

Jeder der beiden Magnete wiegt 990 t und besteht aus zwei Wänden, die senkrecht zum CNGS-Strahl stehen. Jede Wand besteht aus zwölf Eisenplatten mit einer Dicke von jeweils 5 cm. Die elf Zwischenräume zwischen den Platten werden durch die 2 cm dicken RPCs ausgefüllt. Über Kupferspulen am oberen und unteren Teil des Magneten wird mit Strömen von 1200 A ein annähernd homogenes magnetisches Feld mit einer magnetischen Flussdichte im Eisenjoch von 1,55 T erzeugt. Die Feldlinien verlaufen vertikal und in den beiden Wänden in entgegengesetzter Richtung (s. Abb. 3.7).

Die RPCs haben eine Größe von $2,91 \times 1,14 \text{ m}^2$. Eine Anordnung von 3×7 Elementen deckt so die gesamte Fläche des Magneten ab. Insgesamt überdecken die RPCs beider Supermodule eine Fläche von ungefähr 3200 m^2 . Die RPC-Kammern sind aufgebaut aus zwei parallel angeordneten Anoden- bzw. Kathodenplatten aus Bakelit, die jeweils eine Dicke von 2 mm haben und durch Kunststoff-Abstandshalter einen Abstand von 2 mm aufweisen. Der Raum zwischen den Platten ist mit einem vierkomponentigen Ar/C₂H₂F₄/iso-C₄H₁₀/SF₆ Driftgas im Mischungsverhältnis 75,4%/20,0%/4,0%/0,6% gefüllt. Die Außenseiten der Bakelit-Platten sind mit Graphit beschichtet, welches gegen die zum Auslesen verwendeten Kupferstreifen mit

¹⁶RPC, Resistive Plate Chamber (engl.): Widerstandsplattenkammer

¹⁷XPC: crossed RPC, crossed (engl.): gekreuzt

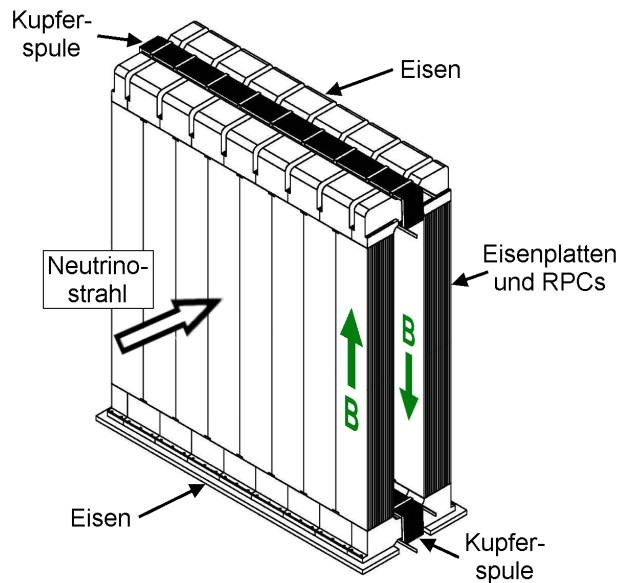


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung eines OPERA-Magneten [Ope00]. Die RPCs sind in elf Lagen zwischen den Eisenplatten installiert.

einer $200\ \mu\text{m}$ dicken Kunststoffschicht isoliert ist. 26 mm breite Kupferelektroden verlaufen auf der einen Seite der Kammer in vertikaler Richtung, auf der anderen Seite verlaufen 35 mm breite Kupferelektroden in horizontaler Richtung. Zwischen den Platten ist eine Hochspannung von 5,8 kV angelegt. Geladene Teilchen können Gasatome oder -moleküle beim Durchgang durch das Driftgas zwischen Anode und Kathode ionisieren, ähnlich dem Prinzip der Driftröhre (vgl. Kapitel 4.1).

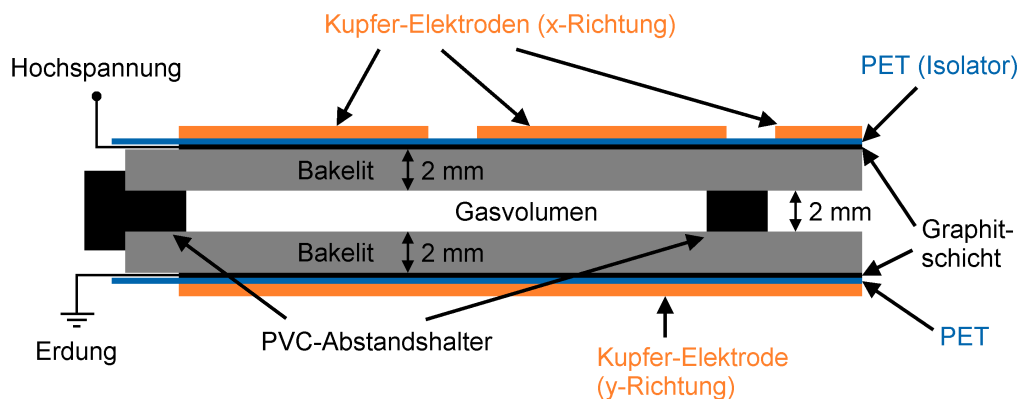


Abbildung 3.8: Querschnitt einer der im Eisenjoch der Magneten eingebauten RPCs [Len07].

Die Hochspannung in den RPCs ist dabei so gewählt, dass sie im sogenannten Streamer-Mode betrieben werden. Dabei kommt es beim Teilchendurchgang zu einer kurzen Dauerentladung zwischen den Platten, deren Spannungspuls mit etwa 100 mV schon so groß ist, dass keine weitere Verstärkerelektronik zum Auslesen der Signale benötigt wird. Allerdings kann die deponierte Ladung durch den hohen Volumenwiderstand der Bakelitplatten ($\rho > 5 \cdot 10^{11}\ \Omega\text{cm}$) nur sehr langsam abfließen (Zeitdauer: ca. 150 ms). Dadurch wird das elektrische Feld zwischen den Platten lokal so stark

reduziert, dass weitere Gasatome und -moleküle nicht ionisiert werden können. Für eine kurze Zeit entsteht also ein blinder Fleck und weitere Teilchendurchgänge können an diesem Ort nicht registriert werden. Die übrige Detektorfläche bleibt dagegen sensitiv auf durchfliegende Teilchen. Die RPCs dienen der Spurverfolgung von geladenen Teilchen innerhalb der Magnete, als hadronisches Kalorimeter für die Teilchen, die das Target verlassen und als Trigger des Precision Trackers (s. Kapitel 5).

In Strahlrichtung gesehen direkt hinter dem Target und vor den Magneten befinden sich in beiden Supermodulen XPCs. Im Unterschied zu den RPCs bestehen ihre Widerstandsplatten aus Glas und ihre jeweils 30 mm breiten Ausleseelektroden verlaufen um $42,6^\circ$ gegenüber der Horizontalen geneigt. Dadurch enthalten die XPC-Signale beider Elektroden-Ebenen eine Höheninformation und bieten so eine bessere Vertikalaufösung als die Signale der RPC-Elektroden. Außerdem dienen die XPCs als Trigger für die Myonensignale, die das Eisen der Magnete nicht durchdringen und somit nicht die RPCs erreichen.

Der Precision Tracker komplettiert das Myon-Spektrometer. Funktionsweise und Aufbau werden in Kapitel 5 ausführlich erläutert. Das Myon-Spektrometer hat die Aufgabe, über das unterschiedliche Ladungsvorzeichen Myonen und Antimyonen, die das Target verlassen, zu unterscheiden und deren Impulse zu bestimmen. Außerdem dient es als Ergänzung zum Target Tracker der Vertex-Findung und damit auch der Auswahl der zu untersuchenden ECC-Bricks. Des Weiteren ist es mit dem Myon-Spektrometer möglich das Energiespektrum, den Gesamtneutrinofluss und die $\bar{\nu}_\mu$ -Kontamination des CNGS-Strahls zu überwachen.

3.2.4 Das Veto

In Strahlrichtung gesehen vor dem ersten Supermodul befindet sich das Veto. Es wird benötigt, da Neutrinos des CNGS-Strahls vor dem Eintreffen im ersten Target mit Felsgestein oder anderen Aufbauten in der Halle C interagieren und die entstehenden Myonen im Detektor nachgewiesen werden können. Das Veto hilft also dabei, die Zahl der unnötig extrahierten und analysierten Bricks zu reduzieren.

Das Veto überdeckt mit einer Fläche von $9,6 \times 9,2 \text{ m}^2$ (horizontal \times vertikal) alle übrigen Detektorteile im Querschnitt. Es besteht aus zwei Lagen Glas-RPCs (GRPC). Jede Lage ist aufgebaut aus 8 Reihen mit jeweils 4 GRPC-Kammern. Drei der Kammern sind $2,60 \text{ m}$ lang und $1,14 \text{ m}$ hoch, während die vierte Kammer $2,20 \times 1,14 \text{ m}^2$ groß ist. Die sensitive Fläche des Vetos beträgt insgesamt etwa 200 m^2 . Die Versorgung mit Hochspannung und die Ausleseelektronik ist ähnlich aufgebaut wie bei den RPC/XPC.

3.3 Die Datenanalyse

3.3.1 Der Tau-Nachweis

Der Nachweis der $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillation soll beim OPERA-Experiment über den direkten Nachweis eines τ aus einer CC-Wechselwirkung des Tau-Neutrinos erfolgen:

$$\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X. \quad (3.1)$$

Das Tau-Lepton hat eine durchschnittliche Lebensdauer von $(290,6 \pm 1,1) \cdot 10^{-15}$ s und zerfällt in den ECC-Quadern nach ungefähr 600 μm . Die Hauptzerfallskanäle sind:

$$\tau^- \rightarrow e^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_e \quad (17,8\%), \quad (3.2)$$

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu \quad (17,4\%), \quad (3.3)$$

$$\tau^- \rightarrow h^- + \nu_\tau + N \quad (48,6\%), \quad (3.4)$$

$$\tau^- \rightarrow h^+ + h^- + h^- + \nu_\tau + N \quad (14,6\%). \quad (3.5)$$

In Klammern angegeben ist das Verzweigungsverhältnis (branching ratio, BR) des jeweiligen Zerfallskanals. Bei den entstehenden neutralen Teilchen (N) handelt es sich zu 98% um π^0 . Die Hadronen (h) im Endzustand sind zumeist auch Pionen, es entstehen aber auch zu einem nicht unerheblichen Anteil Kaonen in den Reaktionen. In 83,8% aller Fälle (3.2, 3.3 und 3.4) entsteht nur ein geladenes Teilchen beim Tau-Zerfall (single prong). Endzustände mit mehr als einem geladenen Teilchen werden bei der τ -Rekonstruktion zunächst nicht berücksichtigt.

Alle Kandidaten eines τ -Zerfalls haben eine ähnliche Signatur: Nach einem primären Vertex (Gleichung 3.1) weist eine der Spuren des Vertex nach der typischen Zerfallslänge des Tau einen Knick (kink) auf. Aufgrund der hohen Dichte liegt der primäre Vertex dabei überwiegend im Blei. Man unterscheidet bei der Rekonstruktion dann zwei Arten von Zerfällen, den langen und den kurzen Zerfall.

Bei langen Zerfällen entsteht das Tau-Lepton in einer Bleiplatte und durchquert anschließend mindestens eine, höchstens aber zwei Emulsionsträger bevor es zerfällt. Die Wahrscheinlichkeit, dass das Tau mehr als zwei Emulsionsträger durchquert, beträgt nur etwa 1%. Daher werden alle Tau-Kandidaten, die drei oder mehr Emulsionsträger durchquert haben, verworfen. Durch die Spuren in den Emulsionsschichten kann der charakteristische Knick und damit der Winkel θ_{kink} zwischen dem Tau-Lepton und dem geladenen Zerfallsprodukt rekonstruiert werden. Ein Zerfall des Tau-Leptons in der Fotoemulsion oder Kunststoffschicht, die an die Bleiplatte mit dem Vertex anschließt, ist mit dieser Methode ebenso zu identifizieren, allerdings mit geringerer Winkelauflösung.

Von kurzen Zerfällen spricht man, wenn der primäre Vertex und der Ort des Tau-Zerfalls innerhalb einer Bleiplatte liegen. Eine Rekonstruktion von θ_{kink} ist in diesem Fall, der zu etwa 60% auftritt, nicht möglich. Man sucht daher nach einem Stoßparameter b ($b > 5\text{--}20 \mu\text{m}$), der den senkrechten Abstand der Spur des Sekundärteilchens zum Zerfallsvertex des Tau-Neutrinos angibt (s. Abb. 3.9).

Der OPERA-PT hat unter anderem die Aufgabe, den Impuls des Myons aus dem Zerfall 3.3 zu bestimmen. Näheres dazu findet sich in Kapitel 5.4.

3.3.2 Untergrundereignisse

Da das OPERA-Experiment während der geplanten fünf Jahre Laufzeit nur 10 bis 15 Tau-Zerfälle nachweisen wird (s. Tab. 3.3), ist ein gutes Verständnis der möglichen Untergrundereignisse sehr wichtig. Als Untergrund werden hier Ereignisse bezeichnet, deren Zerfalls-Signatur in den ECC-Quadern dem Zerfall eines Tau-Leptons stark

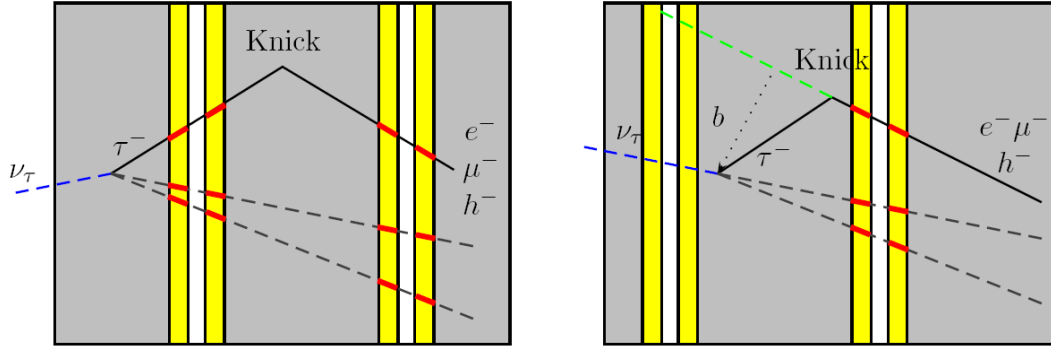


Abbildung 3.9: Langer (links) und kurzer (rechts) Zerfall eines Tau-Leptons in einem ECC-Quader. Für den kurzen Zerfall ist der Stoßparameter b eingezeichnet [Bic06].

Tabelle 3.3: Anzahl der erwarteten ν_τ -Ereignisse für zwei verschiedene Massendifferenzen Δm_{23}^2 , sowie die Anzahl der erwarteten Untergrundeignisse für 5 Jahre nominelle Strahlintensität bei einer Targetmasse von 1,28 kt [Ope09].

τ^- -Zerfall	Δm_{23}^2 [10^{-3} eV 2]		Untergrund
$\tau^- \rightarrow \mu^-$	2,5	3,0	0,17
$\tau^- \rightarrow e^-$	2,9	4,2	0,17
$\tau^- \rightarrow h^-$	3,5	5,0	0,24
$\tau^- \rightarrow 3h^-$	3,1	4,4	0,17
Summe:	10,4	15,0	0,76

ähneln. Die Zahlenangaben im folgenden Abschnitt stammen alle aus [Ope00], N_{CC} ist dabei die Gesamtzahl der nachgewiesenen ν_τ -CC Ereignisse.

Sollte der CNGS-Strahl mit Tau-Neutrinos kontaminiert sein, könnte man deren Signale im Detektor nicht mit denen von oszillierten Myon-Neutrinos unterscheiden. Tau-Neutrinos können durch den Zerfall von D_S -Mesonen entstehen. Diese Mesonen werden im Graphit-Target des CNGS-Strahls aber nur zu einem sehr geringen Teil produziert. Man rechnet mit $10^{-6} \times N_{CC}$ Ereignissen durch die Neutrinos im Strahl, die Anzahl der hier erwarteten Hintergrundeignisse ist also zu vernachlässigen.

Eine weitere Klasse von Untergrundeignissen ist der Charm-Untergrund. Durch CC- oder NC-Wechselwirkungen von Myon-Neutrinos mit dem Blei-Target können Mesonen mit (Anti-)Charm-Inhalt entstehen. Da die Massen und Lebensdauern von diesen Mesonen denen der Tau-Leptonen sehr ähnlich sind, erzeugen sie vergleichbare Signale im Detektor. Besonders folgende drei Reaktionen sind dabei von Interesse, wobei x für ein weiteres Quark steht:

$$\nu_\mu + N \rightarrow xc + \mu + X, \quad (3.6)$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow c\bar{c} + \mu + X, \quad (3.7)$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow c\bar{c} + \nu_\mu + X. \quad (3.8)$$

Um diese Ereignisse von einem Tau-Zerfall zu unterscheiden, muss entweder das

primäre Myon (3.6 und 3.7) oder das Charm–Meson (3.8) identifiziert werden. Das Myon–Spektrometer muss daher sowohl eine hohe Nachweiseffizienz haben als auch das Ladungsvorzeichen der Myonen sicher bestimmen können, um die Ereignisse 3.6 und 3.7 dem Charm–Untergrund zuordnen zu können. Man rechnet mit bis zu $16,5 \cdot 10^{-6} \times N_{CC}$ Charm–Untergrundereignissen.

In ν_e –CC Reaktionen können primäre Elektronen entstehen, deren Vielfachstreuung an Bleiatomen Spuren hinterlassen, die dem Zerfall eines Tau–Leptons ähneln. Durch kinematische Einschränkungen und durch die Tatsache, dass der CNGS–Strahl nur sehr gering mit Elektron–Neutrinos kontaminiert ist, wird dieser Untergrund auf kleiner als $10^{-6} \times N_{CC}$ abgeschätzt.

In ν_μ –NC Reaktionen können negativ geladene Pionen entstehen, die in der Reaktion



einen Ladungsaustausch durchführen können. Die dabei entstehenden π^0 können anschließend in ein Elektron und ein Positron zerfallen. Der Knick in der Spur zwischen dem ursprünglichen π^- und dem Elektron kann als Tau–Zerfall fehlinterpretiert werden. Man erwartet etwa $0,2 \cdot 10^{-6} \times N_{CC}$ Untergrundereignisse dieser Art.

In ν_μ –CC Reaktionen entstandene Myonen können durch Vielfachstreuung an den Bleiatomen im Target Spuren hinterlassen, die dem eines Tau–Leptons ähneln. Viele dieser Ereignisse können über den Transversalimpuls des Myons aber erkannt werden. Der Untergrund wird mit $5 \cdot 10^{-6} \times N_{CC}$ aus Monte–Carlo–Simulationen abgeschätzt, ist aber mit einem Fehler von etwa 50% behaftet.

In ν_μ –CC- und NC–Reaktionen können entstandene Hadronen durch Vielfachstreuung zu einer Spur führen, die mit dem Knick in der Spur eines Tau–Zerfalls verwechselt werden. Dieser Untergrund wird als hadronische Reinteraktion bezeichnet und tritt nur auf, wenn das primäre Myon vom Myon–Spektrometer nicht detektiert wird. Obwohl die Myon–Nachweiseffizienz des Detektors bei über 99% liegt, erwartet man $5 \cdot 10^{-6} \times N_{CC}$ Untergrundereignisse diesen Typs.

3.3.3 Nachweisempfindlichkeit des Detektors

Die Anzahl der nachweisbaren Tau–Leptonen hängt sowohl von der Target–Masse als auch von der Intensität des CNGS–Strahls über den angestrebten Zeitraum von 5 Jahren ab. Die erwartete Anzahl an Neutrino–Ereignissen ist in Tabelle 3.4 angegeben.

Tabelle 3.4: Anzahl der erwarteten Neutrino–Ereignisse in 5 Jahren Laufzeit mit nomineller Strahlintensität [Ope09].

Ereignis	Anzahl
ν_μ CC	19572
ν_μ NC	5880
$\bar{\nu}_\mu$ CC	411
ν_e CC	156
$\bar{\nu}_e$ CC	13
Summe	26032

Die Anzahl der ν_τ -Ereignisse hängt dabei wiederum von den Oszillationsparametern ab, also vom Mischungswinkel $\sin^2 2\theta_{23}$ und der Massendifferenz Δm_{23}^2 . In Tabelle 3.5 ist die Anzahl der erwarteten ν_τ -CC-Wechselwirkungen mit dem OPERA-Detektor angegeben. Die Anzahl der davon auch tatsächlich nachgewiesenen Ereignisse hängt von der Nachweiseffizienz des Detektors ab. Die Nachweiseffizienzen für die einzelnen Kanäle des Tau-Zerfalls sind in Tabelle 3.6 aufgeführt. Die Gesamtnachweiseffizienz des OPERA-Detektors beträgt demnach 9,1%, allerdings wurde bei diesem Wert noch von einer Gesamttargetmasse von 1,60 kt ausgegangen.

Tabelle 3.5: Anzahl der erwarteten ν_τ -CC-Wechselwirkungen in 5 Jahren Laufzeit mit nomineller Strahlintensität [Ope09].

Δm_{23}^2	Anzahl
$1 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	20
$2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	80
$3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	180

In Abbildung 3.10 ist für das OPERA-Experiment das Entdeckungspotential für die $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillation dargestellt. Für die vom MINOS-Experiment favorisierte Region von $\Delta m_{23}^2 = 2,43 \pm 0,13 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ erreicht OPERA damit ein Entdeckungspotential von nahezu 100% für eine 3σ Evidenz (s. Abb. 3.10).

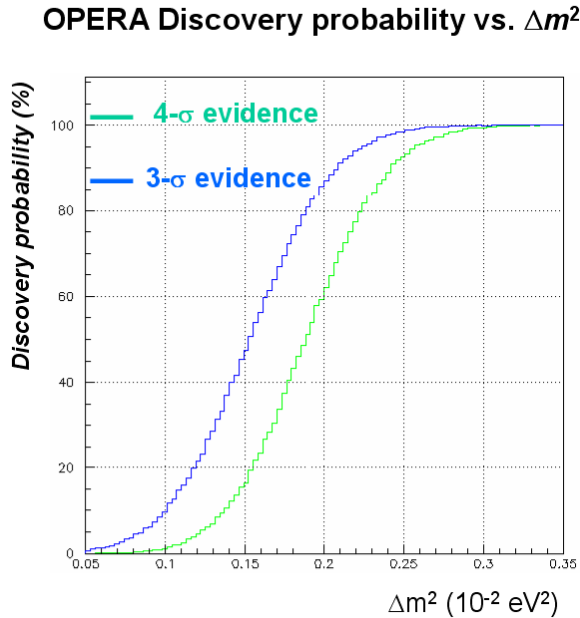


Abbildung 3.10: Entdeckungspotential für die $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillation [Ope09].

Tabelle 3.6: Nachweiseffizienz des OPERA-Detektors. DIS steht für tiefinelastische Streuung (deep inelastic scattering) und QE für quasielastische Streuung (quasi elastic scattering). *kurz* und *lang* geben die in Kapitel 3.3.1 eingeführten Zerfallslängen im ECC-Quader wieder. Die aufsummierten Nachweiseffizienzen sind nach Wirkungsgraden und Verzweigungsverhältnissen gewichtet [Zim06].

τ^- -Zerfall	DIS lang	QE lang	DIS kurz	insgesamt
$\tau^- \rightarrow \mu^-$	2,7	2,3	1,3	3,4
$\tau^- \rightarrow e^-$	2,4	2,5	0,7	2,8
$\tau^- \rightarrow h^-$	2,8	3,5	–	2,9
Summe:	8,0	8,3	1,3	9,1

Kapitel 4

Funktionsprinzip von Driftröhren und Gaseigenschaften

Die Kenntnis von Prozessen, die geladene Teilchen in Driftgasen auslösen, ist wichtig für das Verständnis der Funktionsweise von Driftröhren. Bevor in Kapitel 5 der Aufbau des OPERA-PT beschrieben wird, wird in diesem Kapitel ausgehend von der allgemeinen Betrachtung von Ionisationsprozessen auf die wichtigsten Eigenschaften von Driftgasen eingegangen. Neben der Driftbewegung und Diffusion von Ladungsträgern wird die Elektronenanlagerung und die Gasverstärkung dargestellt. Auch die Eigenschaften des beim OPERA-PT verwendeten Gasgemisches und die Driftzeit-Ort-Beziehung werden vorgestellt. Abschließend wird der Einfluss der Primärionisationsstatistik und der Diffusion auf die erreichbare Auflösung der Spurrekonstruktion dargestellt.

4.1 Funktionsweise von Driftröhren

Um die Spur geladener Teilchen bestimmen zu können, nutzt man bei Driftröhren die Eigenschaft, dass geladene Teilchen beim Durchgang durch Materie Energie verlieren. Sie wechselwirken mit den Hüllenelektronen der Atome des Materials. Dies führt in Driftgasen zur Ionisation der Atome oder Moleküle. Andere Prozesse wie Bremsstrahlung und Čerenkov-Strahlung leisten bei Teilchen mit einer deutlich größeren Masse als der von Elektronen einen vernachlässigbaren Beitrag und werden daher in diesem Abschnitt nicht behandelt.

Driftröhren sind aufgebaut aus einem elektrisch leitfähigen Rohr und einem Draht, der in der Mitte des Rohres gespannt ist. Zwischen beiden wird eine Hochspannung angelegt, so dass der Draht als Anode und das Rohr als Kathode dient. Das so erzeugte elektrische Feld ist radialsymmetrisch. Das Volumen der Driftröhre wird mit einem Driftgas gefüllt, welches meist aus mehreren Gaskomponenten besteht. Ein geladenes Teilchen ionisiert beim Durchflug durch das Gasvolumen einzelne Atome oder Moleküle (Primärionisation). Abhängig von der übertragenen Energie bei der Primärioni-

sation können sich Gruppen von Elektronen und Ionen (sog. Cluster¹) bilden. Entlang der elektrischen Feldlinien driften² die Elektronen zur Anode, die Ionen zur Kathode. Die Elektronen werden durch die starken elektrischen Felder in der Nähe der Anode lawinenartig vervielfacht (s. Abb. 4.1). Die dabei entstehenden Ionen verrichten aufgrund der hohen Potentialdifferenz den Hauptteil der Arbeit, die zur Erzeugung des elektrischen Signals auf dem Draht nötig ist. Das auf dem Draht induzierte Signal ist dabei proportional zur Primäriionisation, wobei die Elektronen aus dem drahtnächsten Primäriionisationscluster die Anode zuerst erreichen. Als Hauptbestandteil des Driftgases kommen zumeist Edelgase zum Einsatz. Im Gegensatz zu mehratomigen Gasen haben sie eine hohe Primäriionisationsstatistik und die zur Signalerzeugung wichtige Lawinenbildung setzt schon bei kleinen elektrischen Feldstärken ein.

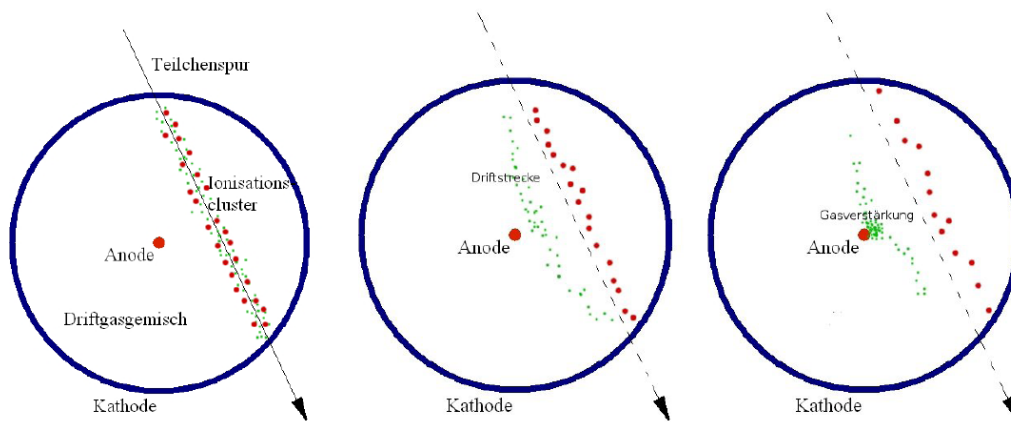


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Funktionsweise einer Driftröhre [Ros06].

Die Ortsmessung bei Driftröhren basiert auf einer Zeitmessung. Dafür wird ein Trigger benötigt, der den Eintrittszeitpunkt des mit annähernd Lichtgeschwindigkeit fliegenden Teilchens in die Driftröhre angibt. Als zweites Zeitsignal dient die steile Flanke des Spannungspulses am Draht. Ist die Driftzeit–Ort–Beziehung bekannt, kann aus der ermittelten Driftzeit die Driftdistanz als Kreis mit dem Anodendraht als Mittelpunkt berechnet werden. Die Teilchenspur bildet dann eine Tangente an diesen Kreis. Zur Bestimmung einer Teilchenspur müssen so immer die Driftzeitmessungen mehrerer getroffener Röhren kombiniert werden.

4.2 Energieverlust und Ionisationsprozesse

Der mittlere differentielle Energieverlust dE eines geladenen Teilchens pro Wegstrecke dx in Materie durch Ionisation wird durch die Bethe–Bloch–Gleichung beschrieben [Bet30]:

¹cluster (engl.): Gruppe, Haufen

²to drift (engl.): treiben

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi \frac{r_e^2 m_e c^2 N_0 Z \rho z^2}{A \beta^2} \left(\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2)I} \right) - \beta^2 \right) \quad (4.1)$$

r_e	klassischer Elektronenradius ($r_e = 2,8$ fm)
m_e	Elektronenmasse
N_0	Avogadro-Zahl
Z	Ordnungszahl des absorbierenden Materials
A	Massenzahl des absorbierenden Materials
ρ	Dichte des absorbierenden Materials
ze	Ladung des ionisierenden Teilchens
βc	Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens
I	effektives Ionisationspotential des Absorbers

Der Quotient Z/A ist für die meisten leichten Materialien konstant. Daher ist der Energieverlust im Driftgas nach der Bethe–Bloch–Gleichung nur noch von zwei materialspezifischen Größen abhängig: Von der Dichte ρ und dem effektiven Ionisationspotential I . Für die verwendeten Gase des OPERA–PT, Argon und Kohlenstoffdioxid, sind die entsprechenden Werte in Tabelle 4.1 zu finden.

Tabelle 4.1: Eigenschaften der im OPERA–PT verwendeten Gase. Alle Werte aus [Blu93]. Die Werte für die Dichte beziehen sich auf Normalbedingungen.

Gas	A	Z	I_0 [eV]	I [eV]	ρ [kg/m ³]
Ar	39,95	18	15,76	188	1,78
CO ₂	44,00	22	13,81	85	1,98

In Abbildung 4.2 ist der differentielle Energieverlust gegen $\beta\gamma = \beta\sqrt{1-\beta^2} = p/mc$ aufgetragen. Für kleine Impulse mit $\beta\gamma < 4$ wird der Energieverlust durch den β^{-2} -Term dominiert und sinkt für steigenden Teilchenimpuls so lange, bis er bei $\beta\gamma \approx 4$ einen minimalen Wert annimmt. Teilchen mit so einem Impuls werden minimal ionisierende Teilchen genannt. Für Myonen beträgt dieser Wert ungefähr 0,3 GeV/c. Mit steigendem Teilchenimpuls steigt auch der Energieverlust anschließend wieder logarithmisch an und erreicht für hochrelativistische Teilchen ein Plateau, welches Fermi–Plateau genannt wird.

Teilchen mit einem Impuls von $\beta\gamma < 4$ sind für die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit von Driftröhren eher uninteressant, da diese Teilchen mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit das Driftgas ionisieren. Für minimal ionisierende Teilchen mit $\beta\gamma \approx 4$ befindet sich die Wahrscheinlichkeit der Driftgasionisation dagegen in einem Minimum. Ziel eines Driftröhrendetektors muss es sein, auch diese Teilchen zuverlässig nachweisen zu können.

Bei einem Teilchendurchgang durch eine Driftröhre verläuft die Ionisation entlang einer geraden Spur, so lange kein äußeres Magnetfeld angelegt wird. Durch den Prozess der Primäriodisation entstehen hierbei n_P Elektron–Ion–Paare. Für die Primäriodisation pro cm bei Normalbedingungen gilt nach [Sau77] für minimal ionisierende Teilchen:

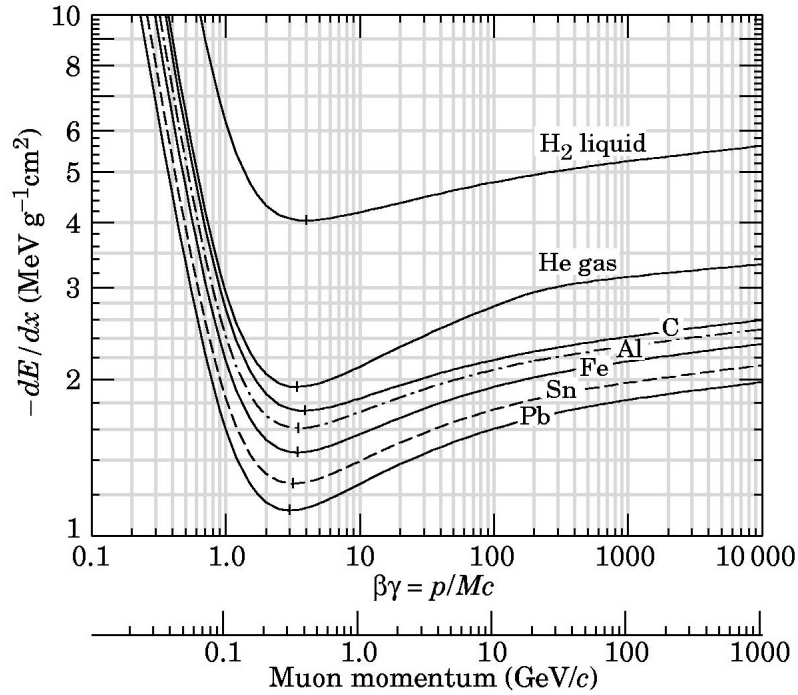


Abbildung 4.2: Nach der Bethe–Bloch–Gleichung errechneter mittlerer Energieverlust in verschiedenen Materialien für Myonen [Ams08].

$$n_P \approx 1,45 \text{ cm}^{-1} \cdot \bar{Z}. \quad (4.2)$$

Diese Näherung gilt nicht für Xenon. \bar{Z} ist hierbei die mittlere Kernladungszahl des verwendeten Gasmischtes. Messungen an Argon ergaben für verschiedene Teilchengeschwindigkeiten 26,4 bis 28,6 Primärionisationen pro cm [Blu93]. Wegen dieser geringen Anzahl unabhängiger Ereignisse muss der Vorgang der Primärionisation durch die Poisson–Statistik beschrieben werden. Mit $n = n_P \cdot x$ ist die Wahrscheinlichkeit P entlang der Spurlänge x genau k Primärionisationen zu finden gegeben durch:

$$P_k^n = \frac{n^k}{k!} e^{-n}. \quad (4.3)$$

Beim Durchgang durch Driftgase übertragen die ionisierenden Teilchen oftmals genügend Energie um Cluster aus mehreren Elektron–Ion–Paaren zu bilden. Die Anzahl der Elektronen n_C in den Primärionisationsclustern hängt von vielen verschiedenen Ionisationsmechanismen innerhalb des Driftgases ab und ist daher nur sehr schwer zu berechnen. Messungen zur Clustergrößenverteilung ergeben nach [Fis91] durchschnittlich 2,0 Elektronen pro Cluster für Argon und 1,7 Elektronen pro Cluster für CO_2 . Die zugehörigen Messwerte sind in Tabelle 4.2 zu finden.

Bei sehr hohen Feldstärken von etwa 10^4 V/cm in der Nähe des Anodendrahtes erhalten die Elektronen zwischen den Stößen genügend Energie, um weitere Atome oder Moleküle des Driftgases zu ionisieren. Es setzt eine lawinenartige Verfielfachung der Elektronen ein. Diesen Vorgang nennt man auch Sekundärionisation, die Anzahl der Sekundärionisationen wird mit n_S bezeichnet. Die Gesamtzahl der entstehenden

Tabelle 4.2: Gemessene Clustergröße n_C in Ar und CO₂ in Prozent. Alle Werte aus [Fis91].

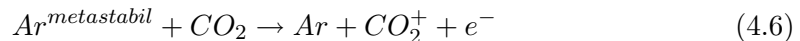
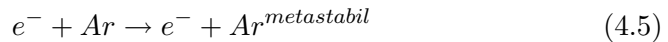
n_C	Ar	CO ₂	n_C	Ar	CO ₂
1	65,60	72,50	11	0,39	0,34
2	15,00	14,00	12	0,30	0,28
3	6,40	4,20	13	0,25	0,24
4	3,50	2,20	14	0,20	0,20
5	2,25	1,40	15	0,16	0,16
6	1,55	1,00	16	0,12	0,12
7	1,05	0,75	17	0,095	0,09
8	0,81	0,55	18	0,075	0,064
9	0,61	0,46	19	0,063	0,048
10	0,49	0,38	≥ 20	21,6/n ²	14,9/n ²

Ionisationen wird mit n_T bezeichnet:

$$n_T = n_P + n_S = \frac{\Delta E}{\bar{W}}. \quad (4.4)$$

Hierbei ist ΔE der totale Energieverlust und \bar{W} die mittlere effektive Energie zur Bildung eines Elektron–Ion–Paares.

Werden in einem Driftgas langlebige metastabile Zustände angeregt, können die angeregten Atome durch Emission eines Photons wieder in den Grundzustand übergehen. Ein solches Photon kann an einem anderen Ort in der Driftröhre eine weitere Primärionisation verursachen und so die Driftzeitmessung verfälschen. Um dieses zu verhindern, mischt man Gasen mit metastabilen Zuständen ein zweites Gas hinzu, dessen Ionisationsenergie unterhalb des niedrigsten metastabilen Zustandes des ersten Gases liegt und durch Stöße die angeregten Atome wieder in den Grundzustand überführt. Ein solches Gas nennt man Löschgas oder Quencher³. Argon besitzt bei etwa 14 eV einen metastabilen Zustand. Beim OPERA–PT wird als Quencher CO₂ beigemischt, dessen niedrigste Ionisationsenergie bei 13,81 eV liegt. In Ar:CO₂–Mischungen kann daher folgender Prozess stattfinden:



Dieser Vorgang wurde als erstes von Jesse an einem metastabilen Zustand von He in einer He:Ar–Mischung beschrieben und ist daher als Jesse–Effekt bekannt [Jes55]. Durch den Jesse–Effekt erhöht sich die Gesamtanzahl der Ionisationen n_T im Driftgas.

Außerdem können in vielen Atomen kurzlebige Zustände angeregt werden, deren Energie nicht ausreicht um das Atom zu ionisieren. Durch das Aussenden von Photonen gehen diese Atome wieder in den Grundzustand zurück. Diese Photonen können zum Beispiel über den photoelektrischen Effekt aus den Metallwänden der Driftröhre Elektronen befreien und so zu einer erneuten Primärionisation führen. Quencher fangen auch diese Photonen ein und sorgen so dafür, dass nicht an anderen Orten in der Driftröhre Primärionisationscluster entstehen können.

³to quench (engl.): löschen, ersticken

4.3 Driftbewegung von Ladungsträgern

4.3.1 Driftbewegung von Elektronen

Die Behandlung der Driftbewegung von Elektronen orientiert sich in diesem Abschnitt an [Blu93]. Es wird davon ausgegangen, dass der mittlere Abstand zweier Teilchen im Gas klein ist gegenüber der de-Broglie-Wellenlänge eines Elektrons. Dann kann die Bewegung der Elektronen in guter Näherung klassisch beschrieben werden. Eine quantenmechanische Behandlung ist erst bei sehr hohen Drücken in der Größenordnung von 100 bar notwendig.

Bei einer Kollision mit einem Gasatom oder -molekül wird das Elektron wegen seiner geringen Masse isotrop gestreut und jegliche Richtungsinformation aus der Bewegung vor der Kollision geht verloren. Im Anschluss wird das Elektron aufgrund des elektrischen Feldes E entlang der Feldlinien zur Anode hin beschleunigt. Die mittlere zusätzlich aus dem elektrischen Feld resultierende Driftgeschwindigkeit $u(\tau)$ ergibt sich dann zu

$$u(\tau) = \frac{eE}{m}\tau. \quad (4.7)$$

Dabei ist e die Elementarladung, E das elektrische Feld und m die Masse des Elektrons. τ ist die Zeit, die seit der letzten Kollision vergangen ist. Nach der Ergodenhypothese, die beschreibt, dass der Ensemblemittelwert gleich ist dem zeitlichen Mittelwert eines Einzelsystems aus dem Ensemble, ist die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen eines Einzelelektrons ebenfalls die Zeit τ . Die durch das elektrische Feld gewonnene Energie verliert das Elektron im statistischen Mittel bei der nächsten Kollision durch Anregung oder Rückstoß der Gasatome oder -moleküle. Während der Driftstrecke r ist die Anzahl der Kollisionen n gegeben durch

$$n = \frac{r}{u(\tau)\tau}. \quad (4.8)$$

Ist $\lambda(\epsilon)$ der Bruchteil der verlorenen Energie pro Kollision, kann eine Energiebilanz zwischen gewonnener Energie aus dem elektrischen Feld und verlorener Energie aus den Stößen aufgestellt werden:

$$\frac{r}{u(\tau)\tau}\lambda(\epsilon)\epsilon = eEr. \quad (4.9)$$

ϵ ist hierbei die mittlere Energie des Elektrons, die sich aus der kinetischen Energie der ungeordneten Driftgeschwindigkeit v ergibt:

$$\epsilon = \frac{1}{2}mv^2 = \epsilon_E + \frac{3}{2}kT. \quad (4.10)$$

Der Anteil der im elektrischen Feld gewonnenen Energie ϵ_E ist viel größer als der Anteil der thermischen Energie ($\epsilon_T \approx 0,025$ eV), daher kann der Anteil der thermischen Energie vernachlässigt werden. Für driftende Teilchen kann mit der ungeordneten Driftgeschwindigkeit v und der mittleren Zeit τ zwischen zwei Kollisionen ein effektiver Wirkungsquerschnitt $\sigma(\epsilon)$ eingeführt werden:

$$\sigma(\epsilon) = \frac{1}{N\tau(N)v}. \quad (4.11)$$

N ist hierbei die effektive Teilchendichte $N = N_0\rho/A$ mit der Avogadro-Konstanten N_0 ($N_0 = 6,023 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}}$), der Molmasse A und der Dichte ρ des Driftgases. Aus den Gleichungen 4.7, 4.9, 4.10 und 4.11 folgen die Ausdrücke für die quadratische geordnete Driftgeschwindigkeit u^2 und die quadratische ungeordnete Driftgeschwindigkeit v^2 :

$$u^2 = \frac{eE}{mN\sigma(\epsilon)} \sqrt{\frac{\lambda(\epsilon)}{2}} \quad (4.12)$$

und

$$v^2 = \frac{eE}{mN\sigma(\epsilon)} \sqrt{\frac{2}{\lambda(\epsilon)}}. \quad (4.13)$$

Interessant an den Gleichungen 4.12 und 4.13 ist das Verhalten von Elektronen für verschwindenden Energieverlust. Wäre $\lambda(\epsilon) = 0$, was gleichbedeutend damit ist, dass die Elektronen bei den Kollisionen mit den Gasatomen oder -molekülen keine Energie verlieren, wäre die geordnete Driftgeschwindigkeit $u = 0$ und die ungeordnete Driftgeschwindigkeit $v = \infty$. Ohne einen Energieverlust der Elektronen beim Stoß gäbe es also keine geordnete Driftbewegung und die Bestimmung der Driftstrecke aus der Messung der Driftzeit wäre nicht möglich.

4.3.2 Driftbewegung von Ionen

Das Verhalten der bei der Gasionisation entstehenden Ionen unterscheidet sich von dem der Elektronen. Auf Grund ihrer hohen Masse ist die Beschleunigung der Ionen etwa um den Faktor 1000 kleiner als bei Elektronen. Die durchschnittliche Geschwindigkeit der Ionen wird Driftgeschwindigkeit w^+ genannt. Die Driftgeschwindigkeit der Ionen wächst bis hin zu sehr hohen Feldstärken proportional zum reduzierten Feld E/p an, mit p als dem Gasdruck. Man definiert daher die Mobilität μ^+ von Ionen im Driftgas durch:

$$\mu^+ = w^+ \frac{p}{Ep_0}. \quad (4.14)$$

Die Mobilität ist charakteristisch für Ionen einer Sorte, die sich in einem bestimmten Gas bewegen. Auf Grund der Tatsache, dass sich bis hin zu sehr hohen Feldstärken die mittlere Energie der Ionen kaum ändert, ist die Mobilität der Ionen nahezu konstant.

Für eine Mischung aus den Gasen G_1, G_2, \dots, G_n ist die Mobilität μ_i^+ eines Ions des Gases G_i gegeben durch das Blancsche Gesetz:

$$\frac{1}{\mu_i^+} = \sum_{j=1}^n \frac{p_j}{\mu_{ij}^+}. \quad (4.15)$$

4.4 Diffusion von Ladungsträgern

4.4.1 Diffusion von Ionen

Durch Vielfachstreuung an Gasatomen oder -molekülen weichen die in der Primärisation erzeugten Ladungsträger von ihrem direkten Weg zur Anode bzw. Kathode ab. Wie bereits in Kapitel 4.3.2 erwähnt, ändert sich die mittlere Energie der Ionen

während der Driftbewegung zur Kathode nur wenig. Die differentielle Dichteverteilung einer als punktförmigem Cluster gestarteten Ladungswolke mit der mittleren thermischen Energie $\epsilon_T = 3/2 kT \approx 0,025$ eV pro Molekül ist nach der Driftzeit t durch folgende Normalverteilung gegeben [Sau77]:

$$\frac{dN}{N} = \left(\frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \right) e^{-r^2/4Dt} dr. \quad (4.16)$$

dN/N ist dabei der nach einer Driftstrecke r gefundene Ladungsanteil im Element dr . D ist der Diffusionskoeffizient. D ist mit der Ionenmobilität μ^+ definiert als:

$$D = \frac{kT}{e} \mu^+. \quad (4.17)$$

Die Standardabweichung der Verteilung 4.16 in Richtung des elektrischen Feldes wird longitudinale Diffusion genannt und ist in Abhängigkeit von der Driftzeit t oder der Driftstrecke r senkrecht zum Draht gegeben durch:

$$\sigma(t) = \sqrt{2Dt} \quad (4.18)$$

$$\sigma(r) = \sqrt{\frac{2Dr}{w^+}}. \quad (4.19)$$

Die Aufweitung des Ionen-Clusters wird daher beschrieben durch:

$$\sigma(r) = \sqrt{\frac{2kTp}{eEp_0}} r. \quad (4.20)$$

Dabei muss allerdings von einem konstanten elektrischen Feld E ausgegangen werden. Für Driftröhren ist das im Allgemeinen nicht der Fall, allerdings kann das elektrische Feld über weite Driftstrecken der Ionen vom Ort der Primärionisation zur Kathode als nahezu konstant angesehen werden.

4.4.2 Diffusion von Elektronen

Nach Gleichung 4.18 ist die longitudinale Diffusion einer als punktförmigem Cluster gestarteten Elektronenwolke gegeben durch:

$$\sigma(t) = \sqrt{2Dt} = \sqrt{\frac{2Dr(t)}{u}}. \quad (4.21)$$

Die Betrachtung der longitudinalen Diffusion der Elektronen ist nicht so einfach wie für Ionen, da sowohl der Diffusionskoeffizient D als auch die geordnete Driftgeschwindigkeit u (s. Gl. 4.12) von der mittleren Energie der Elektronen ϵ und dem elektrischen Feld E abhängen. Die geordnete Driftgeschwindigkeit variiert dabei schon mit kleinen Veränderungen der Gaszusammensetzung sehr stark (s. Abb. 4.3).

Die Elektronenenergie selbst hängt sowohl vom elektrischen Feld als auch vom Wirkungsquerschnitt der Stöße mit den Gasmolekülen und damit vom betrachteten Gas selbst, ab. In Edelgasen wie Argon können bei kleinen Elektronenenergien keine Schwingungs- oder Rotationsfreiheitsgrade angeregt werden, die Elektronen können nur elastische Stöße mit den Hüllenelektronen der Argon-Atome ausführen. Die ausgeprägten Maxima und Minima im Wechselwirkungsquerschnitt der Elektronen mit

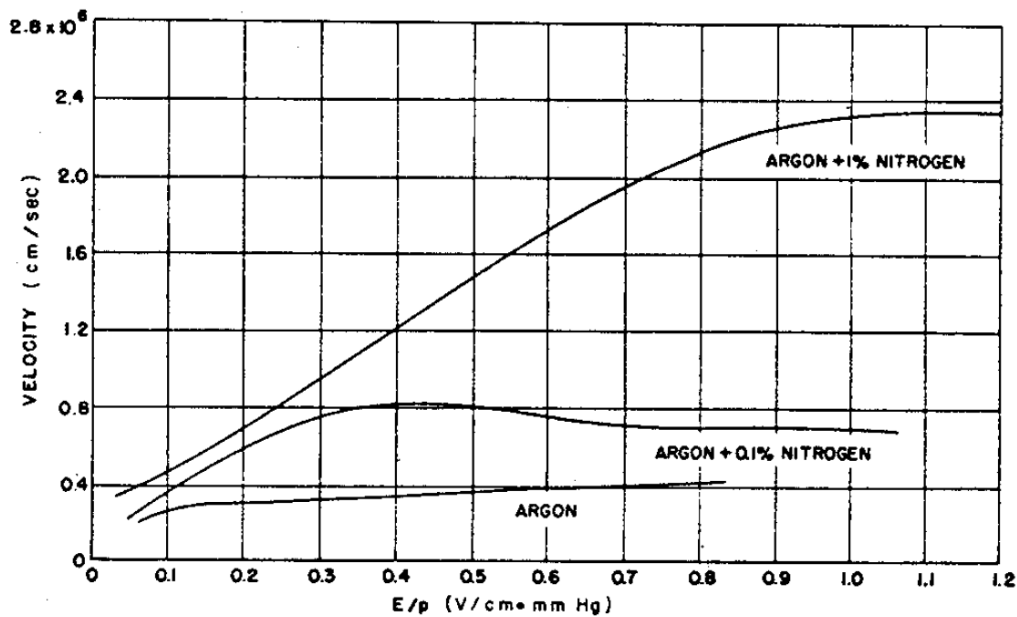


Abbildung 4.3: Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Argon mit geringen Zusätzen von Stickstoff [Sau77].

Argon unterhalb der zur Ionisation benötigten Energie (s. Abb. 4.4) werden durch Beugungsphänomene verursacht, wenn die Wellenlänge der Elektronen $\alpha = h/P$ (h – Plancksches Wirkungsquantum, P – Elektronenimpuls) die Größenordnungen der Moleküldimensionen erreicht. Dieses Phänomen wird Ramsauer-Effekt genannt.

In Gasen mit vielen niederenergetischen Schwingungs- und Rotationsfreiheitsgraden wie zum Beispiel CO_2 oder CH_4 können Elektronen dagegen schon bei sehr kleinen Energien durch Stöße ihre Energie auf die Gasmoleküle übertragen. Dadurch nimmt die ungeordnete Driftbewegung ab und die geordnete Driftbewegung zu.

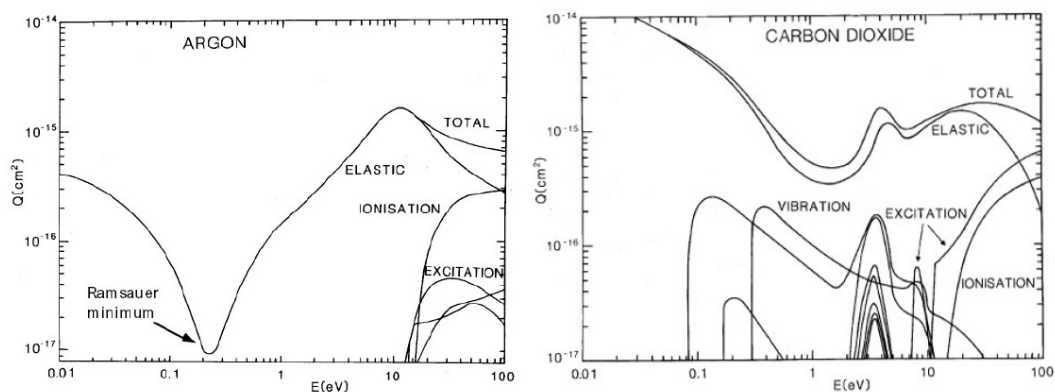


Abbildung 4.4: Effektive Wirkungsquerschnitte für Elektronen in Argon und in CO_2 [Sau77].

Eine allgemeine analytische Darstellung der Elektronendiffusion ist nicht möglich, sie muss in Abhängigkeit von der Feldstärke für jedes Gasgemisch experimentell be-

stimmt werden. Eine untere Grenze der Diffusion kann man angeben, wenn man $D = \epsilon\mu/e$ und $\mu = u/E$ in Gleichung 4.21 einsetzt und $\epsilon = \frac{3}{2}kT$ setzt:

$$\sigma = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{kTr}{eE}}. \quad (4.22)$$

Ein Vergleich dieser Abschätzung mit Messwerten ist für verschiedene Gase in Abbildung 4.5 dargestellt.

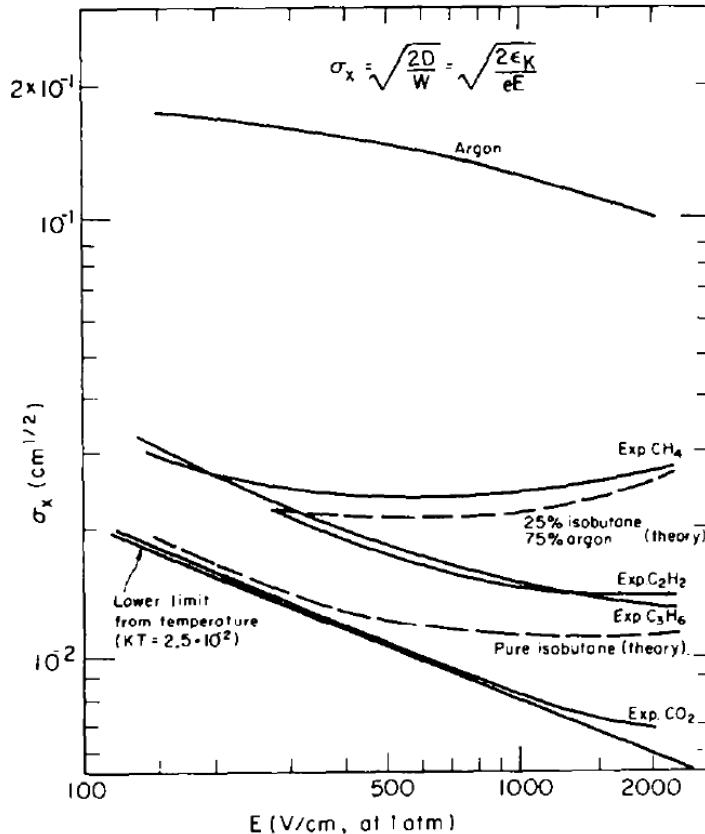


Abbildung 4.5: Diffusion von Elektronen nach 1 cm Drift in verschiedenen Gasen [Pal75].

4.5 Elektronenanlagerung

Elektronen können auf ihrem Weg vom Ort der Primärisionisation zur Anode bei Stößen mit den Molekülen des Driftgases eingefangen werden. Für Edelgase sind zur Bildung von stabilen negativen Ionen so hohe Elektronenenergien nötig, wie sie in Driftröhren normalerweise nicht auftreten. Für leicht elektronegative Moleküle wie CO_2 und stark elektronegative Moleküle wie O_2 und H_2O treten diese Effekte allerdings schon bei kleinen Energien unterhalb von 5 eV auf. Die mittlere Anlagerungszeit t lässt sich über die Wahrscheinlichkeit der Elektronenanlagerung h und der Anzahl der Stöße pro Einheitszeit N berechnen [Sau77]:

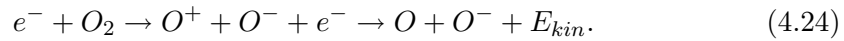
$$t = (hN)^{-1}. \quad (4.23)$$

Entsprechende Werte für CO₂, O₂ und H₂O sind Tabelle 4.3 zu entnehmen.

Tabelle 4.3: Elektronenanlagerung verschiedener elektronegativer Gase unter Normalbedingungen. Werte aus [Sau77].

Gas	h	N [1/s]	t [s]
CO ₂	$6,2 \cdot 10^{-9}$	$2,2 \cdot 10^{11}$	$0,71 \cdot 10^{-3}$
O ₂	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{11}$	$1,9 \cdot 10^{-7}$
H ₂ O	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$2,8 \cdot 10^{11}$	$1,7 \cdot 10^{-7}$

Hieraus wird deutlich, dass besonders Verunreinigungen mit O₂ oder H₂O zur Elektronenanlagerung in Driftgasen führen. Für mittlere Elektronenenergien von mindestens 4,6 eV tritt bei Sauerstoff molekulare Dissoziation auf:



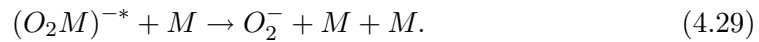
Für Elektronenenergien unterhalb der Dissoziationsschwelle kann die Elektronenanlagerung über zwei weitere Prozesse erfolgen. Der erste Prozess ist die niederenergetische Schwingungsanregung eines Sauerstoffmoleküls (O_2^-)^{*}:



Diese Schwingungsanregung kann entweder durch Freisetzung eines Elektrons in den Grundzustand übergehen oder durch einen der beiden folgenden Prozesse, bei denen dann die Elektronenanlagerung auftritt (M ist hierbei ein weiteres Molekül):



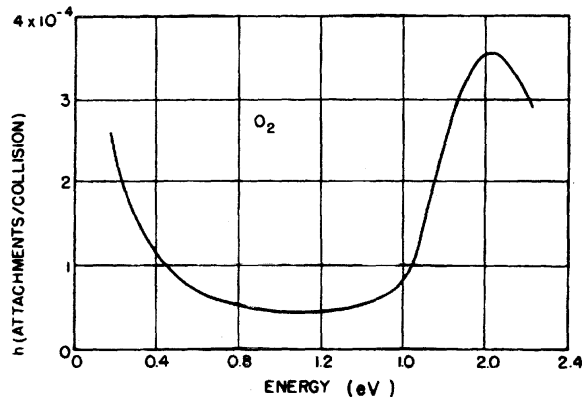
Der zweite Prozess ist die Bildung so genannter Van-der-Waals-Moleküle ($(O_2M)^{-*$):



Die hier angesprochen Prozesse gelten ähnlich auch für H₂O. Daher ist beim Betrieb von Driftröhren darauf zu achten, dass das Driftgas nicht zu stark durch O₂ und H₂O verunreinigt wird. Nach [Fer06] sollte für die OPERA-Driftröhren eine Sauerstoffkonzentration von 300 ppm im laufenden Betrieb nicht überschritten werden.

4.6 Gasverstärkung

Wie bereits in Kapitel 4.1 erläutert, basiert die Funktionsweise einer Driftröhre auf einer Vervielfachung der durch ein durchfliegendes Teilchen entstandenen Primäri-ionisation. Dies ist wichtig, da die bei der Primäri-ionisation entstehenden Elektron-Ion-Paare nicht ausreichen um ein messbares Signal auf dem Draht zu erzeugen. Bei Normaldruck und bei einer mittleren freien Weglänge von wenigen μm benötigt man in typischen Gasgemischen ein Feld von etwa 10^4 V/cm, damit die zwischen

**Abbildung 4.6:**

Wahrscheinlichkeit der Elektronenanlagerung in Sauerstoff pro Stoß als Funktion der Elektronenenergie [Bro59].

zwei Stößen aufgenommene Energie der Elektronen ausreicht um weitere Atome zu ionisieren.

Die Vervielfachung der freien Ladungsträger im elektrischen Feld wird durch den ersten Townsend-Koeffizienten $\alpha_T(E/\rho, \rho)$ beschrieben. Das Verhältnis E/ρ wird hier als reduziertes elektrisches Feld bezeichnet, wobei ρ die Dichte des Driftgases ist. Da die mittlere freie Weglänge von Elektronen im Driftgas proportional zur Dichte ist, ist auch der Townsend-Koeffizient α_T bei festem E/ρ direkt abhängig von der Dichte. Die relative Zunahme der Anzahl der Elektronen pro Wegstrecke dr im elektrischen Feld E ist gegeben durch:

$$\frac{dN}{N} = \alpha_T(E/\rho, \rho) dr. \quad (4.30)$$

Sind Anode und Kathode der Driftröhre radialsymmetrisch angeordnet, wie es beim OPERA-PT der Fall ist, so ergibt sich das elektrische Feld zu:

$$E(r) = \frac{V}{\ln(r_K/r_A) \cdot r}. \quad (4.31)$$

Hierbei ist r_K der Kathodenradius, also der halbe Innendurchmesser der Driftröhre; r_A ist die Anodenradius, also der halbe Drahtdurchmesser; V ist das elektrische Potential und r ist der Abstand vom Anodenmittelpunkt.

Eine analytische Berechnung des Townsend-Koeffizienten ist nicht möglich, er muss für jede Gasmischung in Abhängigkeit vom elektrischen Feld gemessen werden.

α_T wird als effektiver Townsend-Koeffizient bezeichnet, wenn man die Abnahme der Anzahl der Elektronen durch Rekombination mit positiven Ionen oder Elektronenanlagerung an elektronegativen Molekülen (s. Kapitel 4.5) mit berücksichtigt. Ein negatives α_T ist möglich, wenn die Abnahme der Elektronen überwiegt. Eine Lawinenbildung ist dann nicht mehr möglich.

Die Gasverstärkung G ist definiert als Quotient aus der Anzahl der Elektronen N_f nach der Lawinenbildung und der Anzahl der Elektronen N_0 vor der Lawinenbildung. Sie ergibt sich als Integration von Gleichung 4.30 über den gesamten Weg der Lawinenbildung:

$$G \equiv \frac{N_f}{N_0} = \exp\left(\int_{r_{min}}^{r_A} \alpha_T(r) dr\right) = \exp\left(\int_{E(r_{min})}^{E(r_A)} \frac{\alpha_T(E)}{dE/dr} dE\right). \quad (4.32)$$

Dabei ist r_{min} der Ort, an dem die Lawinenbildung einsetzt. Durch Einsetzen der Formel 4.31 für das elektrische Feld erhält man dann:

$$G = \exp \left(\frac{V}{\ln(r_K/r_A)} \int_{E(r_{min})}^{E(r_A)} \frac{\alpha_T(E)}{E^2} dE \right) \quad (4.33)$$

Da wie bereits erwähnt keine analytische Berechnung des Townsend-Koeffizienten möglich ist, wird eine geeignete Parametrisierung für $\alpha_T(E)$ gesucht um die Feldabhängigkeit zu beschreiben. Der Ansatz von Diethorn [Die56] nimmt einen linearen Zusammenhang zwischen dem Townsend-Koeffizienten und dem elektrischen Feld an:

$$\alpha_T(E) = \begin{cases} \beta E & : r_A \leq r \leq r_{min} \\ 0 & : r > r_{min}, r < r_A. \end{cases} \quad (4.34)$$

Dieser Ansatz wird Diethorn-Parametrisierung genannt und stimmt für Edelgase gut mit experimentellen Befunden überein [Blu93]. Mit der Diethorn-Parametrisierung kann Gleichung 4.33 integriert werden:

$$\ln G = \frac{\beta V}{\ln(r_K/r_A)} \ln \left(\frac{E(r_A)}{E(r_{min})} \right). \quad (4.35)$$

Der Proportionalitätsfaktor β kann mit der Energie $e\Delta V$ identifiziert werden, die benötigt wird um ein weiteres Elektron in der Lawine zu erzeugen. Die Potentialdifferenz $\Delta\phi$ zwischen $r = r_A$ und $r = r_{min}$ ergibt sich mit Gleichung 4.31 zu:

$$\Delta\phi = \phi(r_A) - \phi(r_{min}) = \int_{r_A}^{r_{min}} E(r) dr \quad (4.36)$$

$$= \frac{V}{\ln(r_K/r_A)} \ln \frac{r_{min}}{r_A} = \frac{V}{\ln(r_K/r_A)} \ln \left(\frac{E(r_A)}{E(r_{min})} \right). \quad (4.37)$$

Die Gasverstärkung G kann nun als eine Abfolge von Verdoppelungen der Elektronen in einer Lawine angesehen werden:

$$G = 2^Z. \quad (4.38)$$

Mit dem Ausdruck $Z = \Delta\phi/\Delta V$ gelangt man zu folgender Darstellung:

$$\ln G = Z \cdot \ln 2 = \frac{\Delta\phi}{\Delta V} = \frac{\ln 2}{\Delta V} \frac{V}{\ln(r_K/r_A)} \ln \left(\frac{E(r_A)}{E(r_{min})} \right). \quad (4.39)$$

Hieraus wird deutlich, dass die Konstante β das mit $\ln 2$ multiplizierte inverse mittlere Potential beschreibt, das zur Erzeugung eines weiteren Elektrons in der Lawine benötigt wird. Die Dichteabhängigkeit der Gasverstärkung G geht implizit über den dichteabhängigen Wert $E(r_{min})$ ein. $E(r_{min})$ kann mit der Gasdichte in Zusammenhang gebracht werden, wenn man berücksichtigt, dass der Energiegewinn eines Elektrons im elektrischen Feld mit der Feldstärke E steigt und zur mittleren freien Weglänge proportional ist:

$$E(r_{min}, \rho) = E_{min}(\rho_0) \frac{\rho}{\rho_0} = E_{min}(\rho_0) \frac{p}{p_0} \frac{T_0}{T}. \quad (4.40)$$

Hierbei ist E_{min} die elektrische Feldstärke ab der Lawinenbildung einsetzt, ρ_0 ist die Dichte bei Normalbedingungen, ρ ist die Dichte, T_0 beträgt 273,15 K, T ist die Temperatur in Kelvin, p_0 beträgt 1013,25 mbar und p ist der Druck in mbar.

Aus den Gleichungen 4.39 und 4.40 kann nun die sogenannte Diethorn–Darstellung der Gasverstärkung formuliert werden:

$$\ln G = \frac{\ln 2}{\ln(r_K/r_A)} \frac{V}{\Delta V} \ln \left(\frac{V}{\ln(r_K/r_A) r_A E_{min}(\rho_0) \rho / \rho_0} \right). \quad (4.41)$$

Bei der Messung der Gasverstärkung können die Anodenspannung V und die Gasdichte ρ gemessen und variiert werden. Der Kathodenradius r_K und der Anodenradius r_A sind durch den Aufbau des OPERA–PT vorgegeben. Die Werte für die Diethorn–Parameter $E_{min}(\rho_0) = 40$ kV/cm und $\Delta V = 29,4$ V werden [Fer06] entnommen. Die nach Gleichung 4.41 berechnete Gasverstärkung G in Abhängigkeit von der Anodenspannung für verschiedene Dichten ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Die geraden Verbindungslinien zwischen den Messpunkten sollen ausschließlich dem Erkennen derjenigen Werte dienen, die für die gleiche Dichte berechnet wurden.

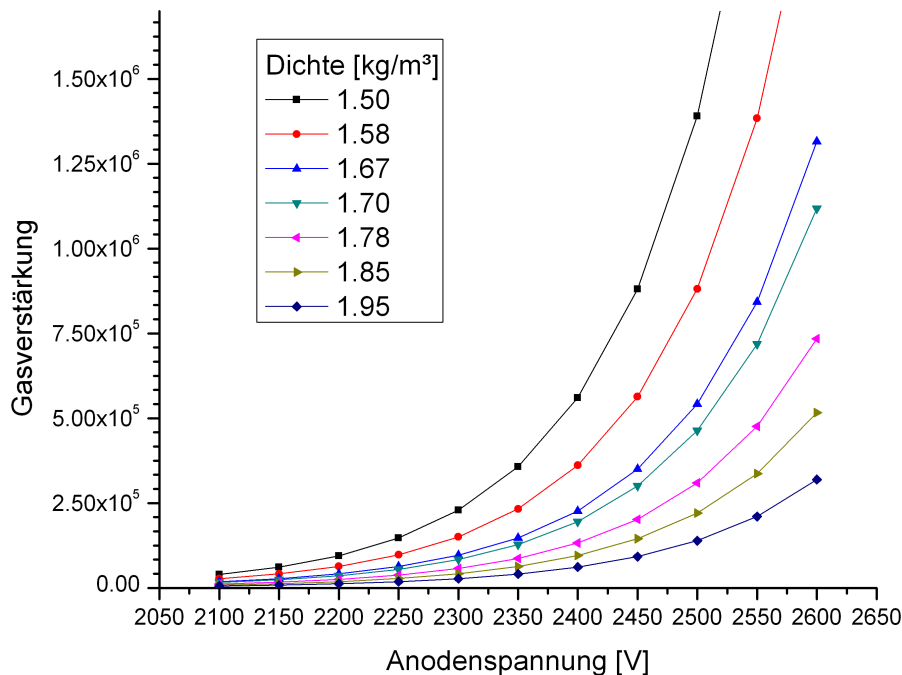


Abbildung 4.7: Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Anodenspannung (in 50 V Schritten) berechnet nach Gleichung 4.41 für verschiedene Dichten.

4.7 Eigenschaften des OPERA–Driftgases

In fast allen Driftkammern kommen Edelgase als Hauptbestandteil des Driftgasgemisches zum Einsatz. Die Wirkungsquerschnitte monoatomarer Edelgase sind sehr klein für Anregungszustände bei niedrigen Energien. Inelastische Stöße werden dadurch erst bei höheren Energien möglich und führen dann meist zur Ionisation des Gases. Die zur Lawinenbildung notwendigen Feldstärken sind bei Edelgasen daher sehr klein.

Die Anzahl der Primärionisationen pro Weglänge steigt mit der Elektronendichte und damit mit der Kernladungszahl Z . Gerade für minimal ionisierende Teilchen bedarf es daher eines Driftgases mit hohem Z . Krypton ($Z = 36$) und Xenon ($Z = 54$) kommen aber aus Kostengründen bei großvolumigen Driftkammern wie dem OPERA–PT nicht zum Einsatz. Argon ($Z = 18$) bietet hier das beste Verhältnis aus hoher Primärionisation und möglichst geringen Kosten.

Im Argonatom können kurzlebige Zustände angeregt werden, deren Energien nicht zur Ionisation des Argonatoms ausreichen. Da diese Zustände durch Emission von Photonen wieder in den Grundzustand übergehen können, müssen dem Driftgas Quencher hinzugefügt werden. Gase mit vielen nichtstrahlenden Anregungszuständen wie Rotation und Schwingungen sind hier geeignet. Besonders organische Moleküle wie zum Beispiel Methan, Ethan oder Kohlenstoffdioxid können über weite Energiebereiche die Zahl der Photonen effektiv verringern. Um den Photoneinfang noch effektiver zu machen, können verschiedene Quencher kombiniert werden, deren Absorptionsbanden sich überlappen. Wasserstoffhaltige Moleküle neigen allerdings zur Polymerisation und können Ablagerungen auf dem Anodendraht verursachen. Brenn- und giftige Gase würden im LNGS–Untergrundlabor aus Sicherheitsgründen besondere Vorsichtsmaßnahmen notwendig machen. Die Wahl des Quenchers für den OPERA–PT fällt daher auf Kohlenstoffdioxid (CO_2). Werden in Argonatomen langlebige metastabile Zustände angeregt, können diese durch Stöße mit CO_2 wieder in den Grundzustand überführt werden. Das dabei entstehende Elektron kann dann weitere Argonatome ionisieren.

Da das OPERA–Experiment ein Niedrigraten–Experiment ist, ist es möglich, die Totzeit der Driftröhren vergleichsweise lang zu halten. Die Totzeiten der Driftröhren könnten durch höhere Elektronendriftgeschwindigkeiten verkürzt werden. Dafür müssten dem Ar: CO_2 –Driftgas Komponenten wie zum Beispiel Tetrafluormethan zugesetzt werden. Hierauf wird beim OPERA–PT allerdings verzichtet.

Für eine bessere Ortsauflösung ist es von Vorteil, wenn sich die Driftgeschwindigkeit der Elektronen nur wenig mit dem elektrischen Feld ändert. Um dies zu erreichen könnte der Ar: CO_2 –Mischung zum Beispiel Stickstoff mit einer Volumenkonzentration von etwa 1% zugesetzt werden [Zha94]. Das OPERA–Gassystem wurde so konzipiert, dass es generell möglich ist drei Gaskomponenten miteinander zu mischen.

4.8 Die Driftzeit–Ort–Beziehung

Für die Bestimmung des Ortes der drahtnächsten Primärionisation ist nicht nur die Kenntnis der Driftzeit wichtig, sondern auch die Umrechnung der Driftzeit in einen Radius um den Anodendraht. Zur Ermittlung der Driftzeit–Ort–Beziehung, im Folgenden kurz DOB genannt, müssen die Driftröhren daher kalibriert werden. Der Zusammenhang zwischen Driftzeit und Ort ist durch den Ausdruck für die geordnete Driftgeschwindigkeit u (s. Gl. 4.12) gegeben. Da aber weder der effektive Wirkungsquerschnitt $\sigma(\epsilon)$ noch der Bruchteil der verlorenen Energie pro Stoß $\lambda(\epsilon)$ aus der Theorie bekannt sind, müssen diese Parameter experimentell bestimmt werden.

Zur Kalibration der Driftröhren benötigt man sehr viele Spuren. Da die Ereignis-

rate im OPERA–Detektor sehr niedrig⁴ ist, wurden zwei PT–Module am großen Teststand in Hamburg (s. Kap. 6.1) unter Bedingungen kalibriert, die den Bedingungen am LNGS sehr nahe kommen [Len07]. Die Kalibrationsdaten des großen Teststands werden als Grundlage der Driftzeit–Ort–Beziehung des OPERA–Detektors am LNGS verwendet.

Zur Erstellung der DOB betrachtet man das Driftzeitspektrum, also die Häufigkeitsverteilung dN/dt der Driftzeiten:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dN}{dr} \cdot \frac{dr}{dt} = \frac{dN}{dr} u(t). \quad (4.42)$$

Ein typisches Driftzeitspektrum für die beim OPERA–PT verwendeten Driftröhren ist in Abbildung 4.8 zu sehen.

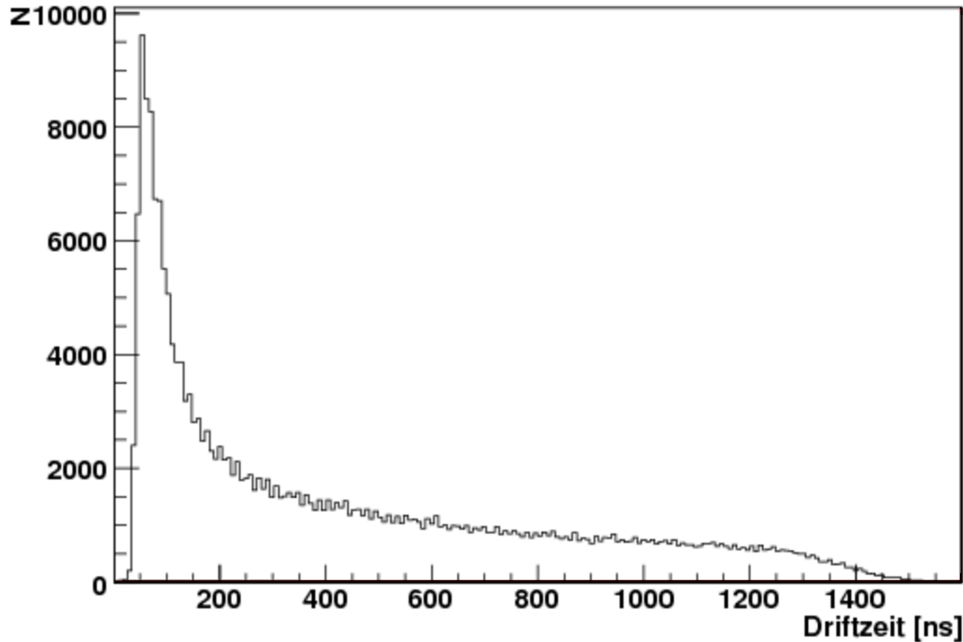


Abbildung 4.8: Driftzeitspektrum ermittelt am großen Teststand in Hamburg (Messung RUN_245_09–15–18).

Werden die Driftröhren gleichmäßig mit sehr vielen Teilchen ausgeleuchtet, ist die Anzahl der Teilchen, die die Driftröhren in einem bestimmten Abstand passieren, konstant ($dN/dr = const.$) und man kann direkt die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Driftzeit bestimmen. Die Driftstrecke $r(t)$ erhält man dann durch Integration des Driftzeitspektrums nach der Zeit:

$$r(t) = const \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{dN}{dt} dt. \quad (4.43)$$

Für die OPERA–Driftröhren stellt sich dabei heraus, dass die DOB sich durch folgende Relation sehr gut annähern lässt [Won07] (s. Abb. 4.9):

$$r(t) \approx p_0 \cdot (t + p_1)^{p_2} \quad (4.44)$$

⁴Im zweiten Halbjahr 2008 wurden im Durchschnitt etwa 730 Myonspuren pro Tag rekonstruiert.

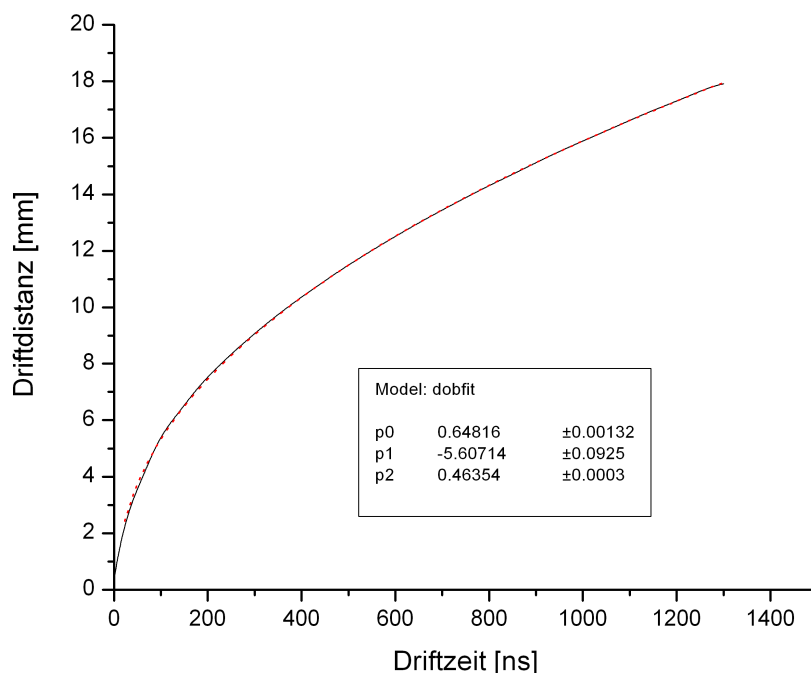


Abbildung 4.9: Driftzeit–Ort–Beziehung ermittelt am großen Teststand in Hamburg (Messung RUN_245.09–15–18). Die Fitparameter p_0 , p_1 und p_2 beziehen sich auf Gleichung 4.44.

Der Parameter p_1 stellt nur einen Offset dar, der aus Ungenauigkeiten des Triggerzeitsignals stammt. Ein Fit an die DOB zeigt außerdem, dass der Parameter p_2 ungefähr 0,5 ist (s. Abb. 4.10), so dass sich die Driftzeit–Ort–Beziehung in guter Näherung schreiben lässt als

$$r(t) \approx \text{const} \cdot \sqrt{t}. \quad (4.45)$$

Die Auswirkungen von Temperatur- und Druckänderungen auf die DOB wurden in [Kre08] mit dem Programm GARFIELD untersucht, das der Simulation von Drahtkammern dient [Vee96]. Um die Eigenschaften des OPERA–Driftgases möglichst genau bestimmen zu können, wurde eine Schnittstelle zu dem Programm MAGBOLTZ genutzt, das umfangreiches Datenmaterial zu verschiedenen Gasen und Monte–Carlo–Algorithmen bereitstellt [Bia99].

Die Driftzeit–Ort–Beziehungen wurden pro Drahtabstand mit 1000 Ereignissen simuliert, dabei wurde der Drahtabstand in einem Bereich von 0,5 mm bis 17,5 mm mit einer Schrittweite von 0,5 mm gewählt. Für eine Temperatur von 290 K wurden fünf verschiedene Drücke im Abstand von 50 mbar beginnend mit 950 mbar gewählt. Außerdem wurden für einen Druck von 1013 mbar die DOBs für 270 K, 290 K, 310 K und 330 K simuliert. Die Ergebnisse der Simulation sind in Abbildung 4.11 dargestellt. Deutlich ist das nach Gleichung 4.45 erwartete Verhalten der DOB zu erkennen.

In Abbildung 4.12 ist die Änderung der Driftzeit gegenüber dem Druck und der Temperatur an verschiedenen Orten dargestellt. Die Werte können direkt aus Abbildung 4.11 abgelesen werden. Für eine steigende Dichte, also steigenden Druck oder fallende Temperatur, erkennt man einen linearen Anstieg der Driftzeit.

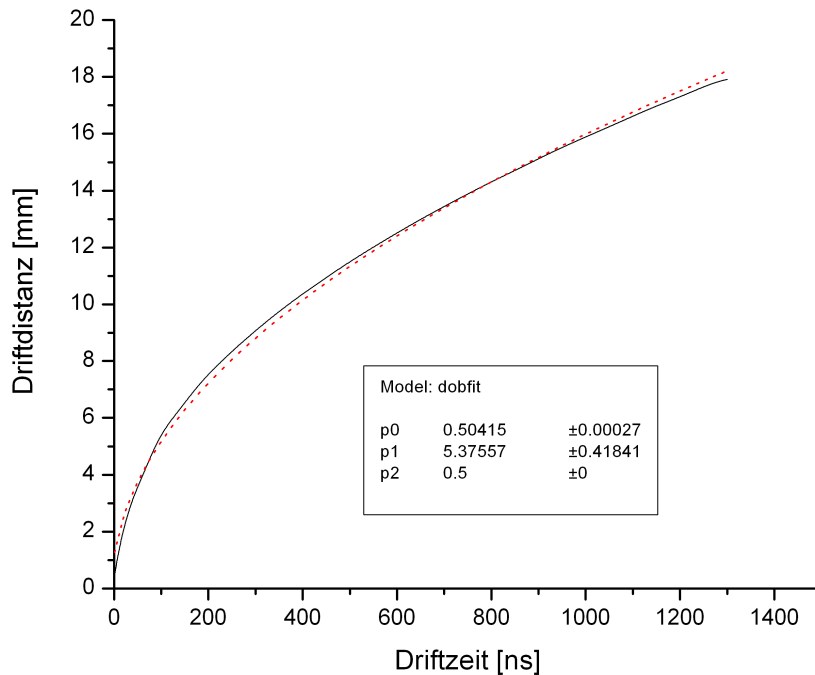


Abbildung 4.10: Driftzeit–Ort–Beziehung wie in Abbildung 4.9, nur diesmal mit $p2 = 0,5$. Es ist zu erkennen, dass sich die DOB durch eine Wurzelfunktion annähern lässt.

4.9 Einflüsse auf die Ortsauflösung von Driftkammern

Für die Konstruktion und den Betrieb einer Driftkammer ist es wichtig zu wissen, welche Ortsauflösung der Driftspur erreicht werden soll. Eine Beschreibung der geforderten Auflösung des OPERA–PT wird in Kapitel 5.4 gegeben. Im Wesentlichen unterscheidet man vier Faktoren, die das Auflösungsvermögen einer Driftkammer begrenzen:

- Primärionisationsstatistik
- Diffusion
- mechanische Genauigkeiten
- Genauigkeit der Zeitmessung

Beim OPERA–PT ist die Genauigkeit der Zeitmessung vor allem durch die Genauigkeit der vom Trigger gelieferten Zeitsignale gegeben. Aber auch Kabelllaufzeiten und die Auflösung des Time–to–Digital–Konverters gehen hier mit ein. Mit der mechanischen Genauigkeit ist vor allem die Kenntnis der exakten Position der Signaldrähte gemeint. Für eine genauere Betrachtung dieser beiden Einflüsse auf die Ortsauflösung sei auf [Won07] verwiesen. Im Rahmen dieser Arbeit sind viel mehr die Einflüsse der Primärionisationsstatistik und der Diffusion relevant. Die Gesamtauflösung wird mit der quadratischen Addition der Einzelbeiträge berechnet:

$$\sigma_{gesamt} = \sqrt{\sigma_{PIS}^2 + \sigma_{Diff}^2 + \sigma_{mech}^2 + \sigma_{Zeit}^2}. \quad (4.46)$$

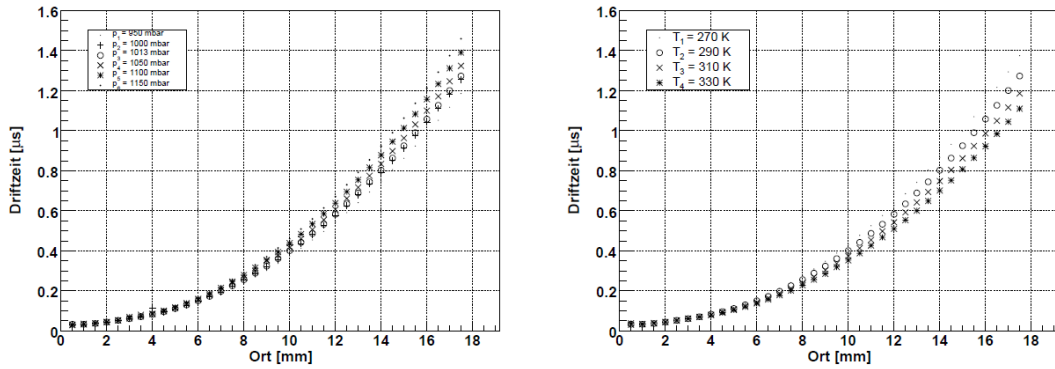


Abbildung 4.11: Driftzeit–Ort–Beziehungen simuliert für fünf verschiedene Dichten bei 290 K (links) und vier verschiedene Temperaturen bei 1013 mbar (rechts). Quelle: [Kre08].

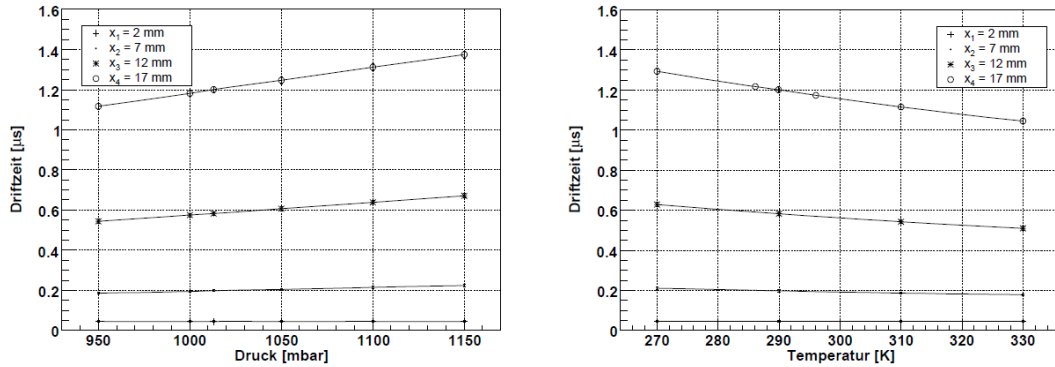


Abbildung 4.12: Änderung der Driftzeit gegenüber dem Druck (links) und der Temperatur (rechts). Quelle: [Kre08].

4.9.1 Primärionisationsstatistik

Die Primärionisationsstatistik beeinflusst besonders stark die Auflösung von Spuren, die nah am Draht verlaufen. Da die Primärionisationscluster entlang der Teilchenspur statistisch verteilt sind, liegt der Ort der drahtnächsten Ionisation nicht unbedingt dort, wo die Spur dem Draht am nächsten kommt. Der senkrechte Abstand der Teilchenspur von der Anode ist daher oft kleiner als der gemessene Abstand. Der Beitrag dieses Effektes zur Ortsauflösung lässt sich aus der Poisson–Statistik der Clusteranzahl pro Wegstrecke (s. Gl. 4.3 und [Zim99]) herleiten:

$$\sigma_{PIS} = \sqrt{\frac{j^3}{4n_P^2(4n_P^2r^2 + j^2)}} \quad (4.47)$$

Dabei ist j die Nummer des betrachteten Primärionisationsclusters (s. Abb. 4.13), n_P die Anzahl der Primärionisationen pro Weglänge und r der senkrechte Abstand der Spur zur Anode. Die Anzahl der Primärionisationen pro Weglänge ist direkt proportional zur Dichte ρ :

$$n_P = n_{P_0} \frac{\rho}{\rho_0} \quad (4.48)$$

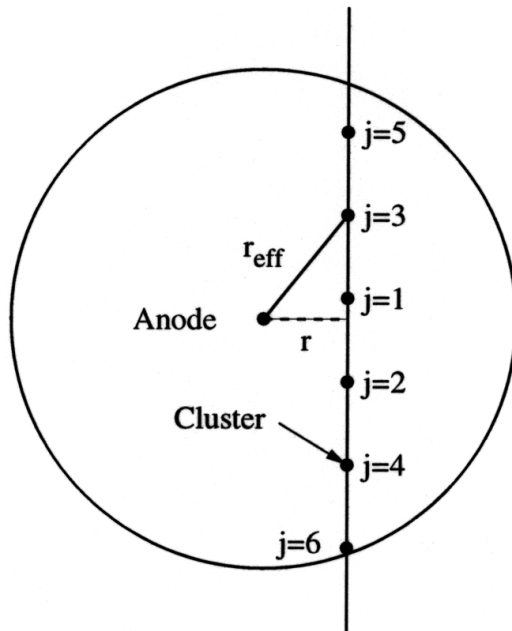


Abbildung 4.13:
Gemessene Driftstrecke r_{eff} gegenüber dem drahtnächsten Abstand der Teilchenspur r [Zim99]

Hierbei sind ρ_0 die Dichte und n_{P_0} die Anzahl der Primärionisationen pro Weglänge, jeweils bei Normalbedingungen. Der Einfluss der Primärionisationsstatistik sinkt mit wachsendem Abstand der Spur vom Anodendraht. Der maximale Beitrag der Primärionisationsstatistik liegt bei $r = 0$:

$$\sigma_{PIS}(r = 0) = \frac{\sqrt{j}}{2n_p} \quad (4.49)$$

Für das erste Elektronencluster ($j = 1$) ist dies die halbe mittlere Weglänge zwischen zwei Primärionisationsclustern. Allerdings kann nicht davon ausgegangen werden, dass gleich das erste Cluster, das den Draht erreicht, ausreicht um ein messbares Signal auf dem Anodendraht zu erzeugen. Eine Berechnung der Ionisationsstatistik für verschiedene Dichten und unter Berücksichtigung verschiedener Werte für j ist in Abbildung 4.14 zu sehen.

4.9.2 Diffusion

Die Genauigkeit der Ortsauflösung hängt von der Diffusion der Elektronencluster auf ihrem Weg vom Ort der Primärionisation hin zum Anodendraht ab. Die lawinenartige Multiplikation der Ladungsträger findet erst bei elektrischen Feldstärken von etwa 10^4 V/cm statt. Dieser Wert wird beim OPERA-PT für eine Spannung von 2450 V bei einem Abstand von etwa $350 \mu\text{m}$ vom Anodenmittelpunkt erreicht.

Wie bereits in Kapitel 4.4.2 erläutert, ist die Diffusion der Elektronen sehr stark vom elektrischen Feld und vom verwendeten Driftgasgemisch abhängig. Mit den Erkenntnissen aus Kapitel 4.8 können aber einige Abschätzungen über das Diffusionsverhalten der Elektronen in Ar:CO₂ gemacht werden.

Aus der Betrachtung des Driftzeitspektrums des OPERA-PT lässt sich folgender

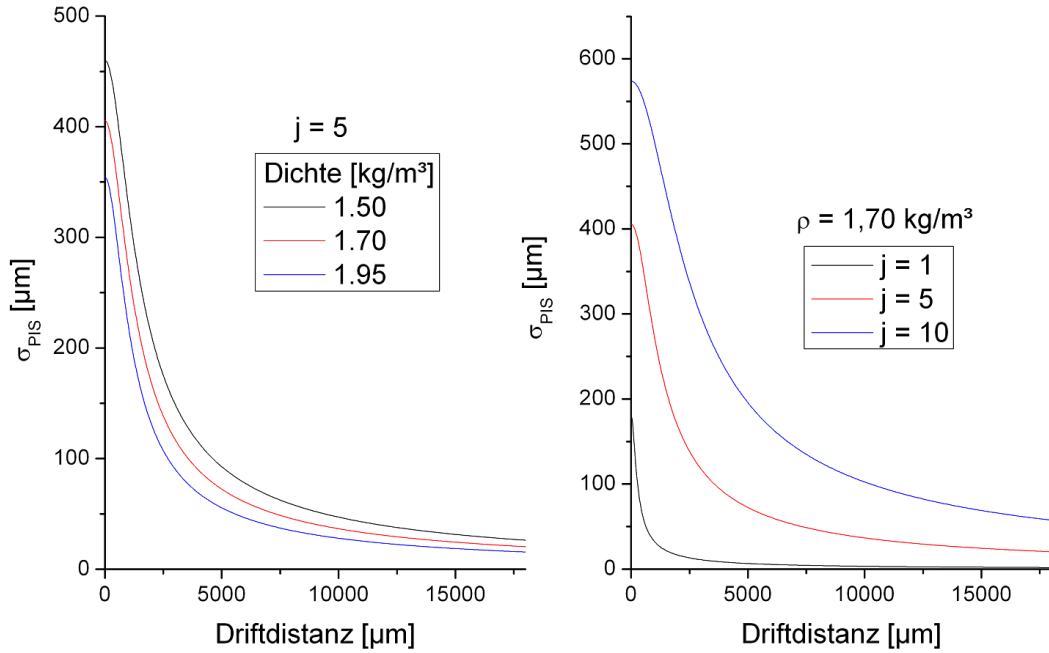


Abbildung 4.14: σ_{PIS} in Abhängigkeit von der Driftdistanz. Links für $j = 5$ bei drei verschiedenen Dichten und rechts für $\rho = 1,70 \text{ kg/m}^3$ bei verschiedenem j .

Zusammenhang zwischen Driftzeit t und Driftstrecke r herstellen (s. Gl. 4.45):

$$r(t) \propto \sqrt{t}. \quad (4.50)$$

Daraus lässt sich direkt ableiten, dass die geordnete Driftgeschwindigkeit proportional zu $1/r$ und damit auch proportional zu E ist:

$$\frac{dr}{dt} = u \propto \frac{1}{r} \propto E. \quad (4.51)$$

Die Mobilität der Elektronen $\mu = u/E$ ist daher konstant für alle Feldstärken. Der Diffusionskoeffizient D ist definiert als

$$D = \frac{2}{3} \frac{\epsilon \mu}{e} \quad (4.52)$$

und ist nur noch von der mittleren Energie ϵ der Elektronen abhängig. Gleichung 4.21 lässt sich damit umschreiben zu:

$$\sigma_{Diff} = \sqrt{2Dt} = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{\epsilon \mu}{e}} t = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{\epsilon \mu}{e}} \cdot \text{const} \cdot r. \quad (4.53)$$

Einige typische Driftgase wie CO_2 , CH_4 , NH_3 oder $\text{C}_2\text{H}_6\text{O}$ (Dimethylether) haben die Eigenschaft, dass die mittlere Energie der driftenden Elektronen bis hin zu sehr hohen Feldstärken nahezu ihrer thermischen Energie entspricht. Diese Gase werden in der Literatur oft kalte Gase genannt. Auch bei vielen Mischungen aus Edelgasen mit einem hohen Anteil kalter Gase tritt dieses Verhalten auf. Messungen an $\text{Ar}:\text{CO}_2$ (80:20) [Piu83] haben gezeigt, dass sich die Diffusion nur sehr wenig mit der elektrischen Feldstärke ändert (s. Abb. 4.15). Es kann daher davon ausgegangen werden, dass σ_{Diff} linear mit der zurückgelegten Driftstrecke ansteigt.

Die Messungen von [Piu83] zeigen außerdem, dass die geordnete Driftgeschwindigkeit nahezu linear zum elektrischen Feld ansteigt. Dies bestätigt also die aus der Driftzeit–Ort–Beziehung gewonnenen Erkenntnisse.

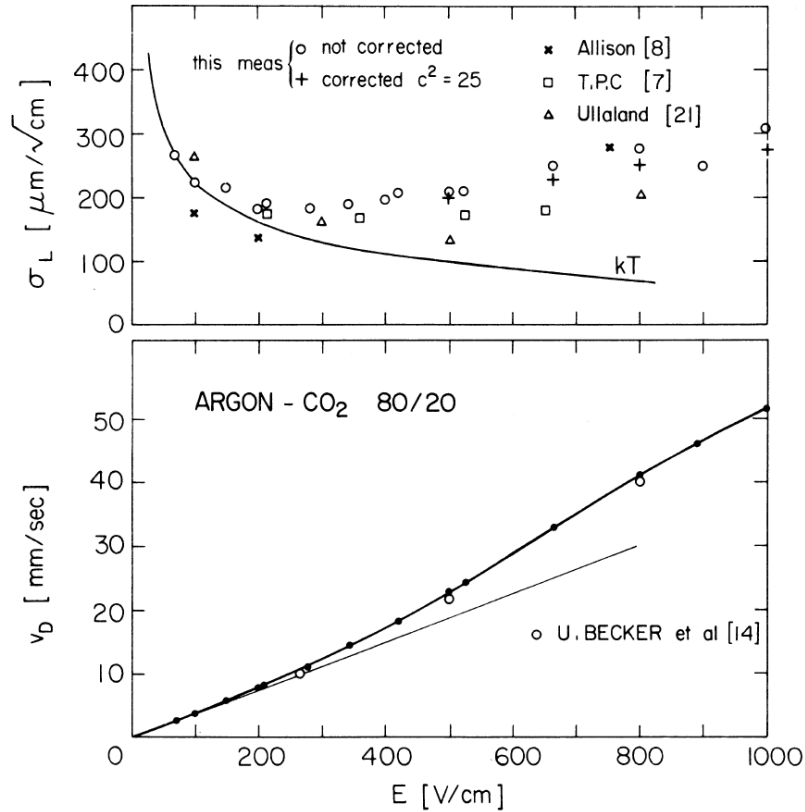


Abbildung 4.15: Longitudinale Diffusion und Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom elektrischen Feld E in Ar:CO₂ (80:20) [Piu83].

Zusätzlich ist anzumerken, dass die mittlere Energie der Elektronen eine Funktion des reduzierten elektrischen Feldes E/p ist, mit p als dem Absolutdruck des Gasgemischs. Gleichung 4.22 lässt sich schreiben als [Pei84]:

$$\sigma_{Diff} = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{\epsilon r}{eE}} = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{\epsilon}{eE/p}} \cdot \sqrt{\frac{r}{p}} \quad (4.54)$$

Bei konstantem reduziertem elektrischen Feld E/p verringert sich die Diffusion daher um \sqrt{k} , wenn der Druck um den Faktor k angehoben wird.

Kapitel 5

Der Precision Tracker

Der Precision Tracker (PT) ist Teil des Myon-Spektrometers und ist aufgebaut aus Driftröhren. Entwickelt wurde der PT von den Universitäten Hamburg, Rostock und Münster. Gefertigt wurde der PT in Hamburg, anschließend in das LNGS-Untergrundlabor transportiert und dort aufgebaut. Aufgabe des PT ist die Bestimmung der horizontalen Koordinaten (x - z -Ebene) von Myon-Spuren. Eine hohe Impuls- und Ortsauflösung wird angestrebt, um das Ladungsvorzeichen und den Impuls der hindurchfliegenden Myonen mit der geforderten Signifikanz ermitteln zu können.

5.1 Aufbau und Funktionsweise des Precision Trackers

Der Precision Tracker ist aufgebaut aus insgesamt 9504 Driftröhren, angeordnet in 198 Modulen zu je 48 Röhren. Die Module sind 50 cm breit und sind in 12 Wänden angeordnet, die in Strahlrichtung gesehen mit PT 1 bis PT 12 durchnummeriert werden. Dabei sind pro Supermodul jeweils zwei Wände vor, zwei innerhalb und zwei hinter dem Magneten angeordnet. PT 1, PT 6 und PT 7 bestehen aus je 15 Modulen, da die BMS-Roboter genügend Platz benötigen um an die Target-Wände zu gelangen. Die neun anderen PT-Wände bestehen aus jeweils 17 Modulen. Außerhalb der Magnete sind die Röhren 7900 mm lang, innerhalb der Magnete 7750 mm. Die Driftröhren bestehen aus Aluminium und haben einen Außendurchmesser von $38,00^{+0}_{-0,15}$ mm bei einer Wandstärke von $0,85^{+0}_{-0,15}$ mm. Der Anodendraht ist ein goldbeschichteter Wolframdraht der Firma California Fine Fire und hat einen Durchmesser von $45 \mu\text{m}$. Er wird über die gesamte Länge der Röhren ohne weitere mechanische Unterstützung mit einer Spannung von 186 g zwischen den Drahthalterungen in den Endplatten der Module befestigt. Diese Drahtspannung ist so gewählt, dass der Draht beim Auftreten von elektrostatischen Kräften gut in seiner Position gehalten wird. Der Wert liegt dennoch deutlich unter dem elastischen Limit von 288 g, so dass selbst eine große Temperaturerhöhung in den Modulen nicht zu einer Beschädigung des Drahtes führen kann.

Die Anordnung der Driftröhren wurde mit einer Monte-Carlo-Simulation ermittelt, die die Anzahl der getroffenen Röhren pro Teilchendurchgang für die erwartete Winkelverteilung der Myonen am OPERA-Detektor maximiert. Jedes Modul besteht

in Strahlrichtung gesehen aus vier Lagen von Driftröhren, die paarweise hexagonal dicht gepackt sind. Die Lagenpaare sind um 11 mm gegeneinander versetzt. Je nach Einfallswinkel des durchfliegenden Myons werden so immer mindestens drei Röhren pro Modul getroffen (s. Abb. 5.1).

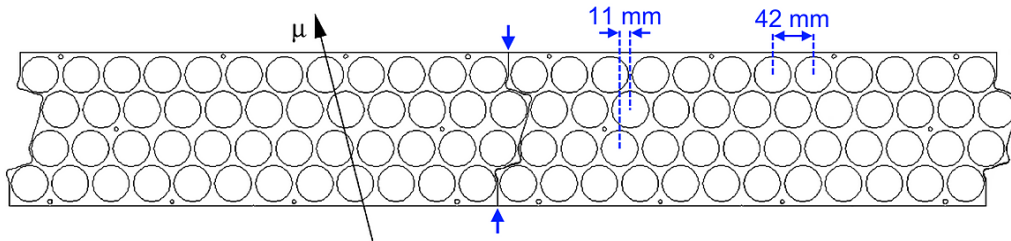


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung zweier nebeneinanderliegender Modul-Endplatten im Querschnitt [Len07].

Die Endplatten der Module sind so geformt, dass benachbarte Endplatten genau ineinander greifen und so die Röhrenabstände innerhalb einer Lage über die gesamte Breite einer PT-Wand konstant sind. Pro Modul stabilisieren sieben Lochbleche, durch die die Röhren geführt werden und mit denen sie verklebt sind, in einem Abstand von ungefähr einem Meter die Struktur und gleichen so kleinere Abweichungen in horizontaler Richtung aus.

5.2 Elektronik, Trigger und Datennahme

Zur Hochspannungsversorgung der Anodendrähte sind pro Modul am oberen Modulende vier Hochspannungsplatinen senkrecht zu den Röhrenreihen flach fixiert. Die zwölf Signaldrähte einer Reihe werden dabei mit einer Hochspannungsplatine verlötet. Für die gesamte Hochspannungsversorgung stehen 48 Kanäle zur Verfügung, so dass zumeist eine komplette Lage einer PT-Wand über einen HV-Kanal versorgt wird. Fällt ein Kanal aus, so ist in Strahlrichtung gesehen immer nur eine Röhrenlage betroffen, die drei anderen Röhrenlagen eines Moduls können weiterhin Daten nehmen. Teilweise sind aufgrund unterschiedlicher Kabelwege allerdings auch zwei halbe Röhrenlagen mit einem Kanal verbunden. Diese liegen dann aber weder innerhalb eines Moduls noch in benachbarten Wänden.

Auf jede der Hochspannungsplatinen ist senkrecht eine Vorverstärkerplatine (Amplifier and Discrimination Board, ADB) aufgesteckt. Die Signale der zwölf Driftröhren pro HV-Platine werden über Steckverbindungen auf die ADB geleitet und werden zunächst durch analoge Verstärkerbausteine verstärkt. Die Verstärker stammen vom Myon-Detektor des L3-Experiments am LEP-Beschleuniger des CERN. Pro ADB sorgen drei Vier-Kanal-Verstärkerbausteine für die Signalverstärkung einer Driftröhrenreihe. Die verstärkten Signale werden anschließend durch einen MAX963-Diskriminator in den LVDS-Standard¹ transformiert. Diese Signale können über Distanzen von mehreren Metern mit ungeschirmten Twisted-Pair-Kabeln übertragen

¹LVDS: Low Voltage Differential Signaling. Schnittstellen-Standard für Hochgeschwindigkeits-Datenübertragung.

werden. Um ein Oszillieren zu verhindern, werden L3–Verstärker (Analog–Schaltkreis) und Diskriminatoren (Digital–Schaltkreis) über getrennte Niederspannungsgeräte mit Strom versorgt (s. Abb. 5.2).

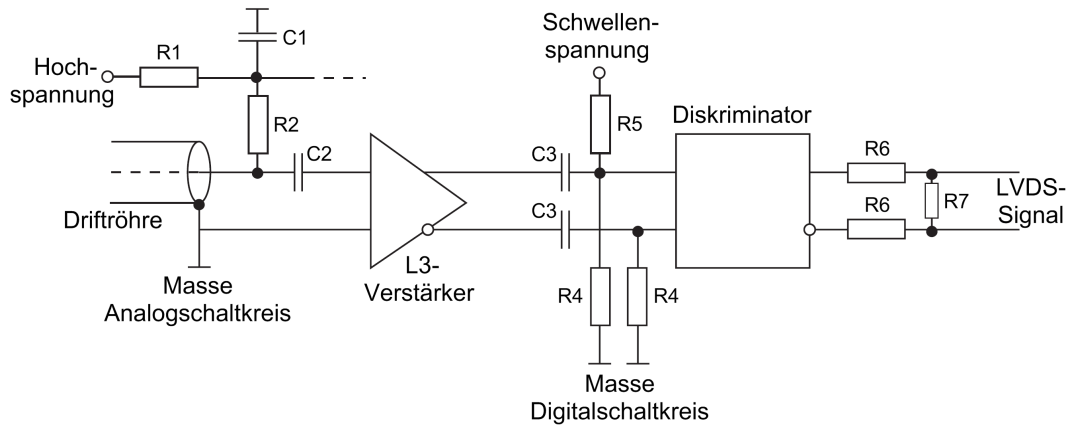


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau eines einzelnen Kanals der ADB–Vorverstärkerplatine [Zim05].

Auf den Vorverstärkerplatten können Testpulse generiert werden, mit denen für die Elektronik und die Datennahme Driftröhrensignale simuliert werden. Außerdem hat jede Vorverstärkerplatine einen Anschluss für einen Halbleitertemperatursensor. Diese Sensoren können mit einem bis zu 10 m langen Kabel angeschlossen werden und sind in großer Anzahl in den PT–Wänden befestigt um Temperaturschwankungen überwachen zu können. Die Vorverstärkerplatten sind über 40–adrige Twisted–Pair–Flachbandkabel mit den OSUB–Boards² (14 Adern) und TDC³–Boards (26 Adern) verbunden. Acht bis neun OSUB/TDC–Paare befinden sich zusammen mit einem OTB⁴ in je einem Crate⁵. Insgesamt stehen zwölf Crates mit der PT–Ausleseelektronik auf der oberen Plattform des Detektors.

Über die OPERA Support Boards lassen sich die Schwellen der Diskriminatoren setzen, Temperaturmesswerte auslesen, Testpulse auf den Vorverstärkerplatten generieren und die Leitungsverbindungen zu den Vorverstärkern überprüfen. Die OSUBs sind wie die OTBs per CAN–Bus⁶ mit einem Rechner verbunden, auf dem sich die Steuerungssoftware befindet.

Das OPERA Trigger Board unterteilt sich auf einer Platine in das sogenannte Master–Board und das Slave–Board. Das Master–Board hat fünf Eingänge. Die Eingangssignale können über vier verschiedene Arten logisch miteinander verknüpft werden. Die Eingangssignale sind Signale der XPCs und einzelner RPCs. Die Signale für zwei PT–Wände kommen dabei von einer Triggerstation, insgesamt gibt es drei Triggerstationen pro Supermodul. Eine mögliche Konfiguration ist in Abbildung 5.3

²OSUB: OPERA Support Board

³TDC: Time–to–Digital Converter

⁴OTB: OPERA Trigger Board

⁵Überrahmen zum Anschluss von Platinen. Das Crate übernimmt auch die Stromversorgung der Platinen.

⁶CAN, Controller Area Network: Asynchrones, serielles Bussystem, das ursprünglich die Vernetzung von Steuergeräten in Automobilen entwickelt wurde.

zu sehen. Aufgrund der hohen Rauschrate der RPCs und XPCs wird für das Triggersignal des PT eine Mehrheitskoinzidenzschaltung verwendet, es müssen also zwei oder drei Eingangskanäle einer Triggerstation gleichzeitig ein Signal liefern, damit das Master-Board ein Stopp-Signal erzeugt. Dieses Stopp-Signal wird zeitlich verzögert über ein LEMO-Kabel⁷ an zwei Slave-Boards übermittelt. Aufgabe der Slave-Boards ist es, das Stopp-Signal in den LVDS-Standard umzuwandeln und jeweils an bis zu neun TDC-Boards zu verteilen.

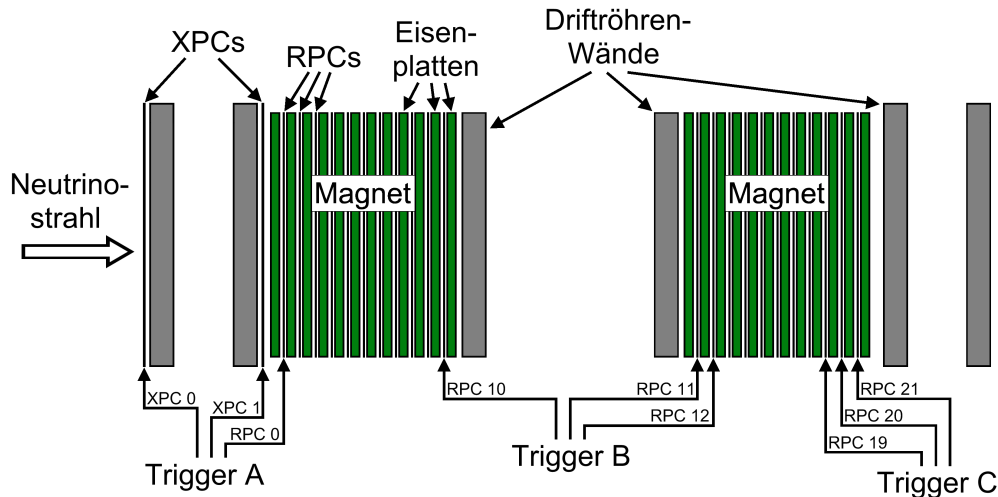


Abbildung 5.3: Trigger-Stationen für den Precision Tracker im ersten Supermodul [Len07].

Die Driftzeiten eines Teilchendurchgangs in den einzelnen Driftröhren werden mit Hilfe der TDC-Boards ermittelt. Auf jedem TDC-Board befinden sich zwölf TDC-Chips, die jeweils wieder acht Kanäle haben. Die maximale Messzeit beträgt $3200 \mu\text{s}$ bei einer Auflösung von ungefähr $0,8 \text{ ns}$. Das Eintreffen eines vorverstärkten LVDS-Signals vom Diskriminator startet die Zeitmessung eines TDC-Kanals. Die Zeitmessung der TDCs wird über das von den Slave-Boards der OTBs übertragene Stopp-Signal beendet. Durch die Verwendung von zwei Slave-Boards je Master-Board werden die Zeitmessungen aller TDCs einer Triggerstation zeitgleich gestoppt. Das Stopp-Signal wird dabei soweit verzögert, dass es unter Berücksichtigung der maximalen Driftzeit und aller Laufzeiten in Kabeln und Elektronik erst nach dem letzten Driftröhrensignal eintreffen kann. Die Driftzeit errechnet sich dann aus der Verzögerung des Stopp-Signals und der vom TDC gemessenen Zeit. Die TDC-Chips unterteilen die ankommenden Signale in vier Kategorien entsprechend ihrer Signaltbreite: No width ($\approx 0 \text{ ns}$), small ($\leq 12,5 \text{ ns}$), medium ($> 12,5 \text{ ns}$ und $\leq 80 \text{ ns}$) und large ($> 80 \text{ ns}$).

Die Messwerte der zwölf TDC-Chips werden auf der Platine in einen FIFO-Speicher⁸ geschrieben und anschließend von einer Mezzanine-CPU⁹ ausgelesen. Die

⁷Verwendet werden Koaxiale Steckverbindungen vom Typ FFS.00.250.CTC der Firma LEMO SA.

⁸FIFO: first in, first out. Diejenigen Daten, die zuerst gespeichert wurden, werden auch zuerst wieder aus dem Speicher entnommen.

⁹mezzanine (engl.): Zwischengeschoss. Bezeichnet eine kleine Platine, die auf eine größere Platine

Messdaten werden vom Mezzanine über ein lokales Ethernet an den Rechner für die Datenerfassung (DAQ¹⁰) übertragen.

Die Mezzanines versehen die Messdaten der einzelnen TDCs mit einem Zeitstempel, so dass diese Daten mit den Messdaten anderer Detektorkomponenten denselben Ereignissen zugeordnet werden können. Die Mezzanines werden daher mit einem 10 MHz Zeitsignal eines GPS-Empfängers über ein zweites Netzwerk synchronisiert. Durch die hohe zeitliche Auflösung des GPS-Zeitsignals ist es so möglich, einzelne Ereignisse im Detektor unter Berücksichtigung der Flugzeit von CNGS-Neutrinos einer Protonen-Extraktion am CERN zuzuordnen. Ein Teil der Ereignisse, die nicht aus dem CNGS-Strahl stammen, können so identifiziert und verworfen werden.

5.3 Gassystem des OPERA-PT

Wie bereits in Kapitel 4 erläutert, kommt beim OPERA-PT als Driftgas ein Gemisch aus 80% Argon und 20% Kohlenstoffdioxid (Angaben in Volumenprozent) zum Einsatz. Eine Übersicht des Gassystems gibt Abbildung 5.4.

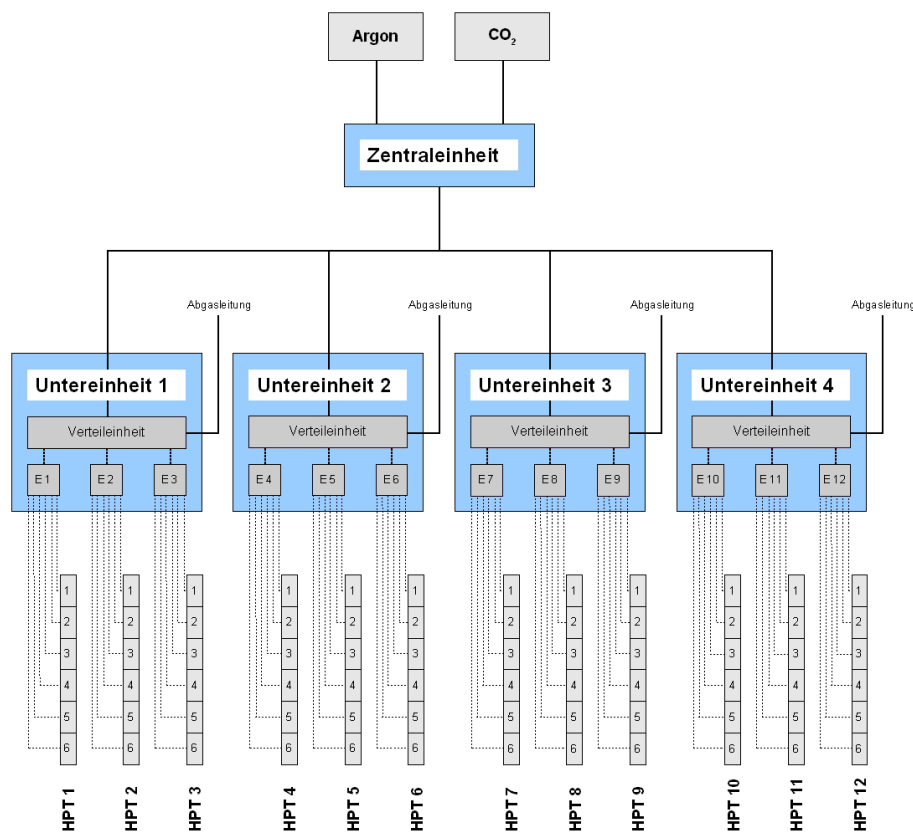


Abbildung 5.4: Schematischer Aufbau des Gassystems des Precision Trackers. Die Sauerstoffmessgeräte sind nicht eingezeichnet. Gestrichelte Linien deuten doppelte Leitungen (Zufuhr und Abfuhr) an [Ort07].

(hier das TDC-Board) aufgesteckt wird. CPU: central processing unit (engl.): zentrale Verarbeitungseinheit

¹⁰DAQ: data acquisition

Vergleich zu einzeln angeschlossenen Driftröhren wird so die Anzahl der notwendigen Dichtungen und damit auch das Risiko von Gaslecks minimiert.

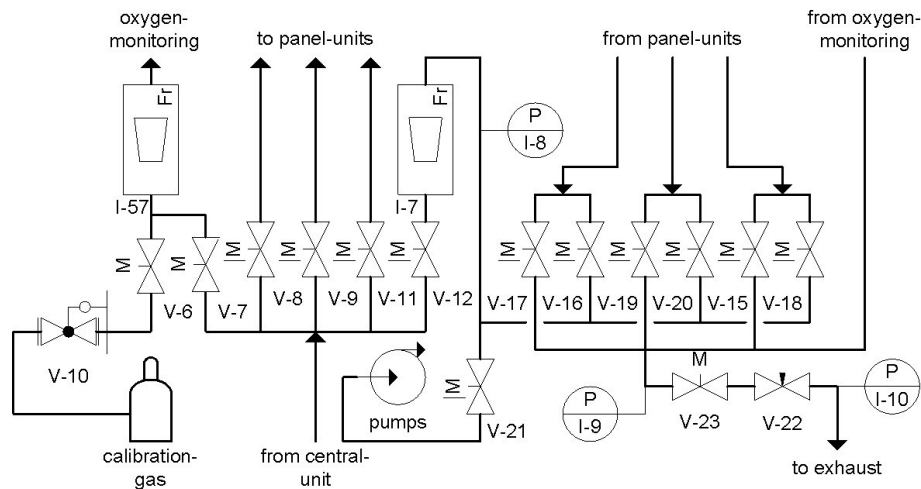


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung der Verteileinheit einer Untereinheit [Fer08].

Das von den Modulgruppen zurückströmende Gas wird durch die PT-Einheiten wieder in die Verteileinheit geleitet. Von hier aus gelangt es über ein Magnetventil in die Abgasleitung. Durch die Magnetventile wird der Gasdruck in den Modulen gesteuert. Die Ventile öffnen, wenn der Moduldruck auf 1010 mbar angestiegen ist, und schließen sich wieder bei einem Moduldruck von 1000 mbar. Der Moduldruck schwankt bei einem mittleren Fluss von 5,6 l/h in einer Periode von etwa 90 Minuten. Da der Außendruck im LNGS-Labor ungefähr 900 mbar beträgt, werden die Module des Precision Trackers mit einem Überdruck von etwa 100 mbar betrieben. Bei kleinen Lecks ist es daher unwahrscheinlich, dass Sauerstoff in das Driftgas gelangt.

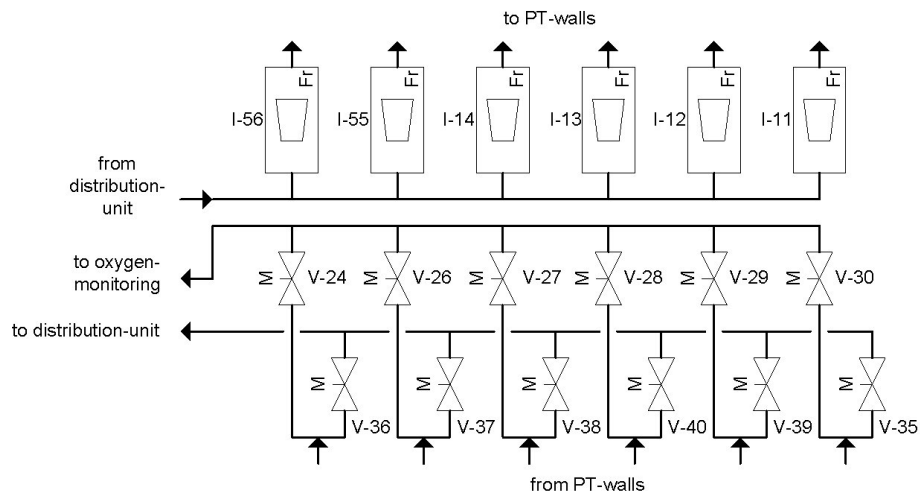


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung eines PT-Einschubs einer Untereinheit [Fer08].

Um den Sauerstoffgehalt im Driftgas messen zu können, ist jede Untereinheit mit einem Sauerstoffmessgerät der Firma AMS verbunden. Der Sauerstoffgehalt einer Modul-Gruppe wird gemessen, wenn sich das Auslassventil der Untereinheit öffnet.

Der Messzyklus aller Modul-Gruppen einer Untereinheit beträgt etwa 20 Stunden. Im laufenden Betrieb wird eine Sauerstoffkonzentration unterhalb von 20 ppm¹¹ erreicht. Das gesamte Gassystem ist so konzipiert, dass sich ohne Gasfluss der Messbetrieb des PT für etwa drei Tage aufrechterhalten lässt [Zim05].

5.4 Impulsbestimmung

Aufgabe des OPERA-PT ist die Ladungsbestimmung von Myonen mit einer Signifikanz von mindestens 4σ . Bei Myonenergien von bis zu 25 GeV entspricht das einer Impulsauflösung von

$$\frac{\Delta p}{p} \leq 0,25. \quad (5.1)$$

Die Impulsbestimmung erfolgt über die Ablenkung von geladenen Teilchen in Magnetfeldern. Die Lorentzkraft lenkt die Myonen senkrecht zu den Feldlinien und zur Bewegungsrichtung um den Winkel

$$\theta = \frac{qBd}{p} \quad (5.2)$$

ab. Dabei ist q die Teilchenladung, d die Flugstrecke im Magnetfeld, B die Feldstärke im Magneten und p der gesuchte Impuls. Gleichung 5.2 ist eine Näherung für kleine Winkel. Die Feldstärke in den OPERA-Magneten beträgt 1,55 T. Beim Durchqueren eines Magneten werden die Myonen zweimal um einen Winkel mit fast gleichem Betrag in der Horizontalen abgelenkt. Da die Magnetfeldlinien in der einen Hälfte des Eisenjochs aufwärts, in der anderen Hälfte abwärts verlaufen, werden die Myonen allerdings entgegengesetzt abgelenkt, woraus eine S-förmige Teilchenspur resultiert.

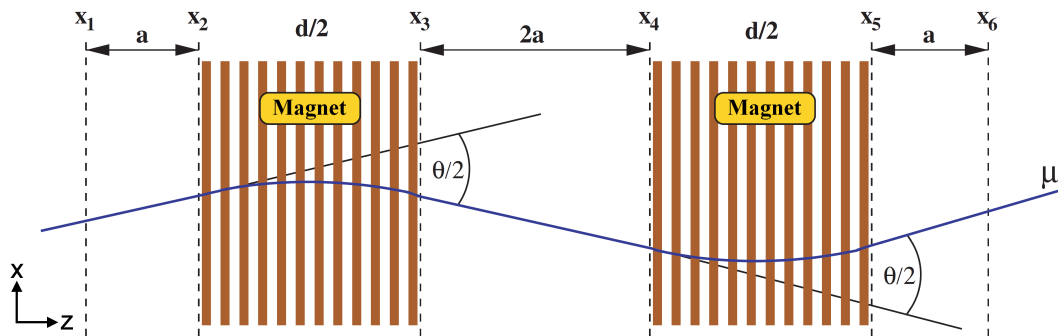


Abbildung 5.8: Schematische Darstellung des horizontalen Schnitts durch ein Myon-Spektrometer. Der Krümmungsradius der dargestellten Teilchenbahn ist stark übertrieben. Die gestrichelten Linien deuten die Position der OPERA-Driftröhren an [Zim05].

Die Impulsauflösung der Driftröhren ist nach [Zim05] gegeben durch:

$$\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\Delta \theta}{\theta} = \frac{1}{qBd} \sqrt{6 \left(\frac{\varepsilon p}{a} \right)^2 + \frac{d}{X_0} \left(\frac{14 \text{ MeV}}{c} \right)^2}. \quad (5.3)$$

¹¹ppm = parts per million

Hierbei ist ε der Gesamtfehler in der Ortsbestimmung durch die Driftröhren, a ist der Abstand zwischen den beiden vorderen und hinteren PT-Wänden bzw. der halbe Abstand der beiden PT-Wände im Magneten, $X_0 = 0,0176$ m die Strahlungslänge in Eisen und $d = 1,2$ m die Gesamtdicke des Eisens beider Magnethälften. Der Gesamtfehler ε der Ortsmessung in der x-z-Ebene, der sich aus dem Fehler der Driftzeitmessung, der Drahtposition und der Modulausrichtung zusammensetzt, darf demnach nicht größer als $636 \mu\text{m}$ werden.

Kapitel 6

Versuchsaufbau und Durchführung

Für ein Niedrigratenexperiment wie OPERA ist die Reduzierung von Untergrunder eignissen sehr wichtig. Der OPERA–Detektor ist daher im LNGS–Untergrundlabor aufgebaut, das von ca. 1400 m Felsgestein überdeckt wird. Die kosmische Strahlung wird dadurch stark reduziert. Um die Nachweiseigenschaften des OPERA–PT untersuchen zu können, sind allerdings möglichst viele Ereignisse wünschenswert. Sowohl die Anzahl an kosmischen Myonen, als auch die Anzahl der Myon–Ereignisse, die aus Wechselwirkungen des CNGS–Strahls mit dem OPERA–Detektor resultieren, reicht dafür nicht aus. Außerdem ist es nicht möglich, im laufenden Betrieb die Betriebsparameter des OPERA–PTs zu verändern.

Für die im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Messungen wurde daher ein Teststand auf dem Gelände des Deutschen Elektronen–Synchrotron in Hamburg–Bahrenfeld verwendet, bei dem die kosmische Strahlung ohne Abschirmung genutzt werden kann. An diesem Teststand ist es möglich, die angestrebten 15000 Ereignisse pro Messung innerhalb von etwa 2,5 Stunden zu erreichen. Der Aufbau dieses Teststands sowie die durchgeführte Spurrekonstruktion wird im folgenden Kapitel beschrieben. Anschließend wird auf den Aufbau der Gasverstärkungsmessung eingegangen. Es folgt dann die Bestimmung der Gasdichte im OPERA–PT während des laufenden Betriebs. Abschließend wird die Durchführung der Messungen beschrieben, deren Ergebnisse in Kapitel 7 präsentiert werden.

6.1 Der große Teststand

Um Mess- und Kalibrationsdaten für den OPERA–PT mit einer hohen Ereignisrate ermitteln zu können, wurde in Gebäude 64 auf dem DESY–Gelände der sogenannte große Teststand¹ bestehend aus zwei Modulen der Serienproduktion aufgebaut. Alle in Kapitel 7 aufgeführten Messungen zur Nachweiswahrscheinlichkeit, Ortsauflösung und Driftzeit–Ort–Beziehung wurden an diesem Aufbau durchgeführt. Der Teststand befand sich zu Beginn dieser Diplomarbeit in dem Zustand, wie er in [Len07] sehr ausführlich beschrieben ist. Die Module sowie große Teile der Stromversorgung und

¹Ein weiterer Teststand befindet sich in Labor 1 in Gebäude 62 auf dem DESY–Gelände.

der Datennahme entsprechen den Komponenten, wie sie auch beim OPERA-PT am LNGS zum Einsatz kommen. Dies gewährleistet eine gute Vergleichbarkeit der gewonnenen Daten.

6.1.1 Anordnung der Module, Messelektronik und Datennahme

Die beiden Module des großen Teststands entstammen der Serienproduktion des OPERA-PT. Die Röhren haben eine Länge von 7,9 m. Die beiden Module sind horizontal direkt übereinander angeordnet und liegen mit ihren Endplatten und dem mittleren Lochblech aufeinander. Das untere Modul ist auf höhenverstellbaren Stützen gelagert. Die Position des oberen Moduls wird mit Distanzstücken so korrigiert, dass die 96 Röhren möglichst parallel zueinander verlaufen. Da die Signaldrähte in den Röhren nur zwischen den Endkappen gespannt sind und keine weitere Unterstützung haben, hängen sie auf Grund ihres Eigengewichts in der Mitte der Module um ca. 1,2 mm durch [Goe06]. Die Mittelstütze unter den Modulen wird daher um genau diesen Wert abgesenkt, so dass die Röhren dem Verlauf der Drähte folgen. Der Aufbau des großen Teststands ist in Abbildung 6.1 zu sehen.



Abbildung 6.1: Aufbau des großen Teststands in Gebäude 64 auf dem DESY-Gelände [Len07].

Als Trigger werden am großen Teststand zwei Szintillatorplatten verwendet, die über Lichtleiter an Photomultiplier (Photomultiplier tubes, PMTs) vom Typ Valvo XP2011/03 angeschlossen sind. Die sensitive Fläche der Szintillatoren beträgt $47 \times 59 \text{ cm}^2 = 0,277 \text{ m}^2$. Die PMTs werden mit einer Spannung von -1650 V betrieben. Die analogen Signale der PMTs werden durch NIM-Diskriminatoren² in digitale Signale umgewandelt, falls die Pulshöhe die eingestellte Schwellenspannung überschreitet. Die Schwellenspannung wird dabei so eingestellt, dass die Rate pro

²NIM, Nuclear Instrumentation Module: Ein Standard, der elektrische und mechanische Spezifikationen für elektronische Komponenten in der Teilchen- und Kernphysik festlegt.

Szintillator der Rate an erwarteten kosmischen Teilchen entspricht. Die Pulsbreite der Signale wird mit einem Gate-Generator eingestellt und anschließend der Trigger-Logik auf dem OPERA Trigger Board zugeführt.

In der Nähe der Erdoberfläche besteht die kosmische Strahlung zu etwa 72 % aus Myonen und zu etwa 28 % aus Elektronen. Pro Quadratmeter und Sekunde erreichen ca. 130 Myonen die Erdoberfläche. Die Myonen haben dabei eine mittlere Energie von ca. 4 GeV und eine Winkelverteilung proportional zu $\cos^2\theta$, wobei θ der Zenitwinkel ist [Ams08]. Damit sichergestellt ist, dass überwiegend minimal ionisierende Teilchen die Spuren in den Driftröhren hinterlassen, ist die untere Szintillatorplatte mit einer 10 cm dicken Bleischicht überdeckt. Teilchen mit einem Impuls von $\beta\gamma < 4$ werden durch Ionisation im Blei so weit abgebremst, dass sie den unteren Szintillator nicht erreichen können (s. Abb 6.2).

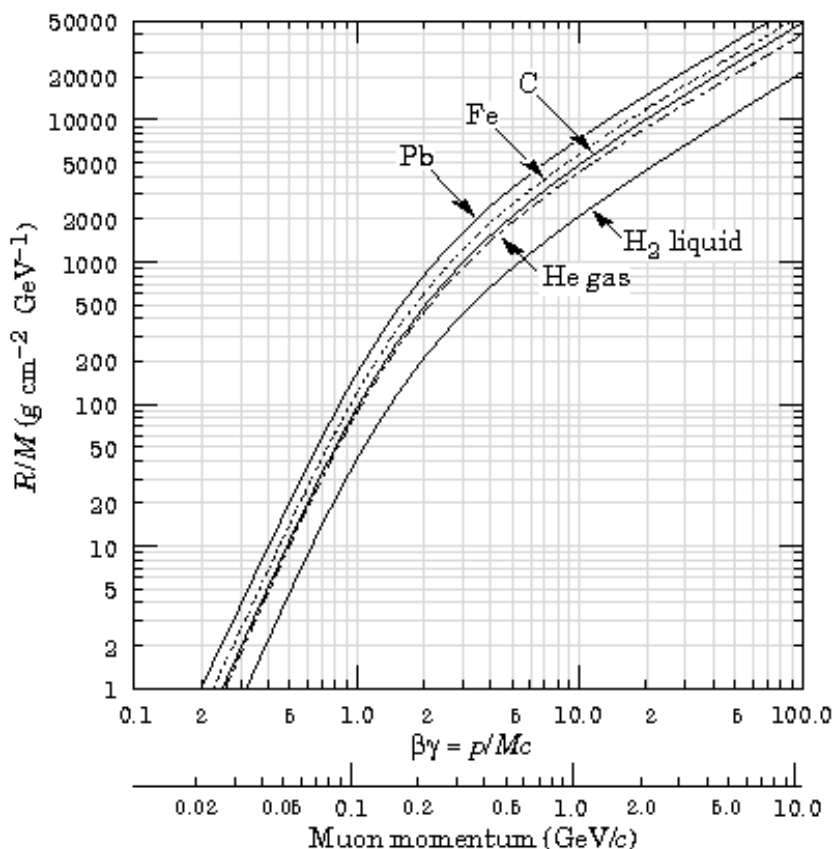


Abbildung 6.2: Reichweite von Myonen in verschiedenen Materialien in Abhängigkeit vom Impuls $\beta\gamma$ [Ams08].

Der differentielle Fluss der Myonen auf Meeresniveau fällt mit steigendem Myonimpuls stark ab (s. Abb. 6.3), so dass nur sehr wenige hochenergetische Myonen Spuren in den Driftröhren erzeugen. Für den Betrieb des großen Teststands ist dies sehr wichtig, da für minimal ionisierende Teilchen eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit angestrebt wird.

Die Anordnung der Szintillatoren ist in Abbildung 6.4 zu sehen. Mit diesem Aufbau können am großen Teststand Triggerraten von etwa 1,7 Hz erreicht werden.

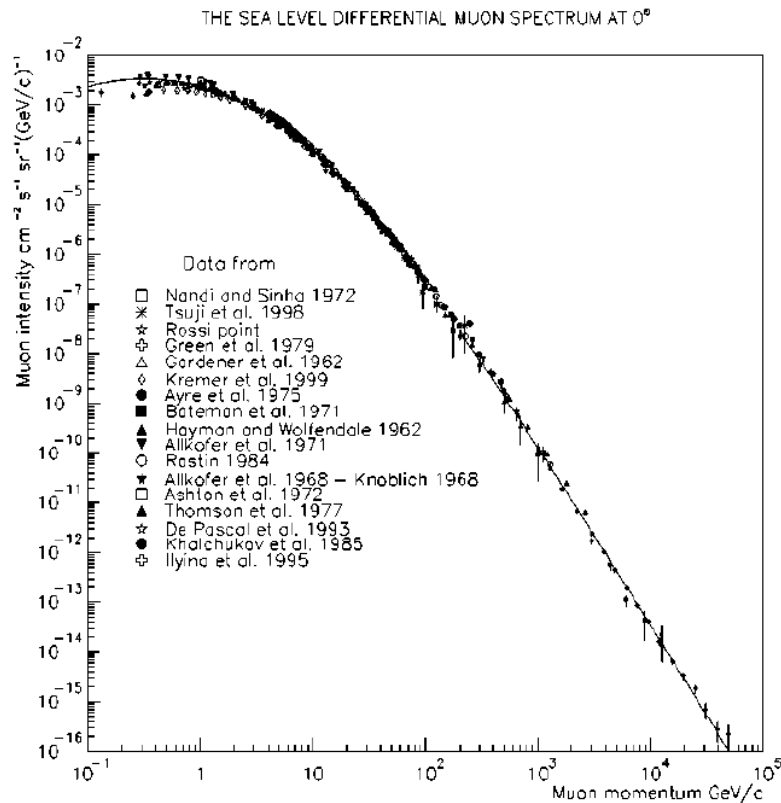


Abbildung 6.3: Mittlere vertikale Myon-Intensität als Funktion des Myonimpulses [Kem05].

Als DAQ-Rechner dient am großen Teststand ein Computer mit Linux-Betriebssystem auf dem das Test Acquisition Tool v2.0 läuft. Dieses Programm ist eine Vorversion der OPERA-DAQ mit sehr eingeschränktem Umfang. Die Daten der TDCs werden von dem Programm als Binär-Dateien lokal auf der Festplatte abgelegt. Gespeichert werden dabei die TDC-Kanal-Nummer, die Angabe ob überhaupt auf dem jeweiligen Kanal ein Signal gemessen wurde, die Pulsbreite des Signals und die gemessene Zeit.

Die Mezzanine-CPU auf dem TDC-Board erwartet ein 10 MHz-Zeitsignal, um Messdaten in verschiedenen Detektorkomponenten einem Ereignis zuordnen zu können. Diese Funktion wird am großen Teststand zwar nicht benötigt, ist aber in der Elektronik fest verankert. Daher wird der Mezzanine-CPU über ein Clock-Emulation-Board ein solches Zeitsignal geliefert.

Ein weiterer Computer am großen Teststand ist mit einem Windows-Betriebssystem ausgestattet. Auf diesem Rechner läuft die Steuerungssoftware für die OSUB-Boards sowie die Steuerung und die Datennahme für das Gassystem (s. Kap. 6.1.2).

6.1.2 Aufbau und Betrieb des Gassystems

Die Driftröhren des Gassystems am großen Teststand werden, anders als der OPERA-PT am LNGS, mit einem vorgemischten Driftgas betrieben. Über einen Metall-

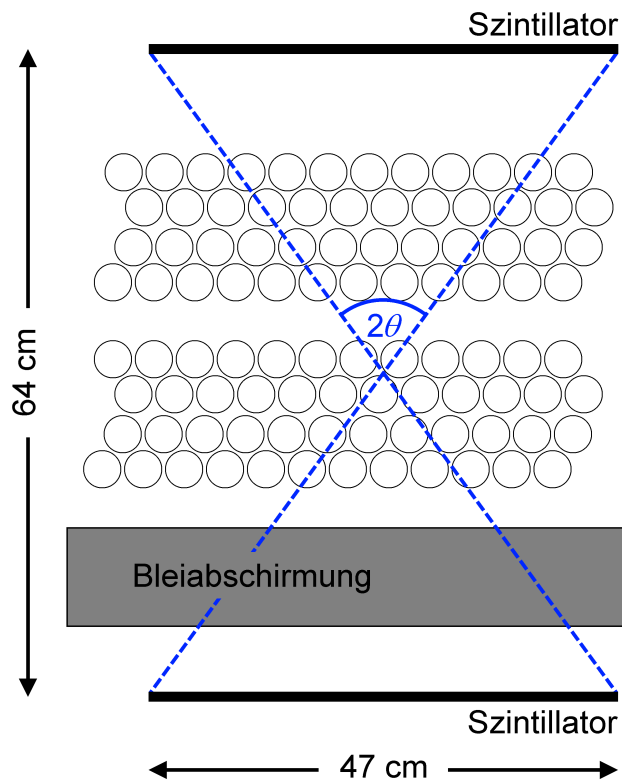


Abbildung 6.4: Schematischer Aufbau der Szintillatoren am großen Teststand als Querschnitt vom Elektronik-Ende der Module aus betrachtet [Len07].

schlauch sind die beiden Module miteinander verbunden, so dass ein durchgehender Gasfluss gewährleistet ist. Allerdings befand sich zu Beginn dieser Diplomarbeit am Ausgang des zweiten Moduls nur ein Bubbler³, über den das Gas aus dem Gebäude geleitet wurde. Der Gasdruck in den beiden Modulen entsprach damit in etwa dem Außendruck und war auch seinen Schwankungen unterworfen.

Um den Druck in den Modulen sowohl messen als auch kontrollieren zu können, wurde ein Gassystem konzipiert und eingebaut. Es besteht am Gaseinfluss vor dem oberen Modul aus einem Magnetventil und am Gasausfluss hinter dem unteren Modul aus einem Magnetventil, einem Überdruckventil und einem Pressure Controller 640A61PS1V12V der Firma mks. Außerdem wurden zwei Druckmesser vom Typ Cerabar S der Firma Endress + Hauser sowie mehrere Temperatursensoren installiert. Alle Komponenten des Gassystems wurden mit vorhandenen Gasanschlüssen der Firma Swagelok mit dem großen Teststand verbunden.

Die Steuerung des Pressure Controllers erfolgt mit einem Einkanal-Betriebsgerät PR 4000 S der Firma mks. Dieses Gerät steuert automatisch den Druck auf einen vorgegebenen Wert, solange der Gasfluss nicht größer als 200 sccm⁴ wird.

Die Steuerung der Magnetventile und die Anbindung der Druckmesser erfolgt über Speicher-Programmierbare-Steuern (SPS) der Firma BECKHOFF. Auf einem Windows-PC wird innerhalb der Entwicklungsumgebung TwinCAT die Anbindung der SPS durch das Programm System Manager hergestellt. Die Steuerung erfolgt

³Bubbler: Mit einer Flüssigkeit gefüllter Glaskolben, der durch Blasenbildung einen Gasfluss anzeigt.

⁴standard cubic centimeter per minute (engl.): Standardkubikzentimeter pro Minute



Abbildung 6.5: Einkanal-Betriebsgerät PR 4000 S. PRES gibt den aktuellen Druck in mbar an, SETP den eingestellten Druck, auf den das Gerät regeln soll.

mit dem Programm PLC Control, über das Änderungen der Software im laufenden Betrieb an die SPS weitergegeben werden können. Durch PLC Control können beide Magnetventile manuell geöffnet oder geschlossen werden. Zusätzlich wurde eine Routine implementiert, die bei einem Gasdruck innerhalb der Module von 1450 mbar zunächst das vordere Magnetventil schließt und bei 1500 mbar das hintere Magnetventil öffnet. Auf diese Weise soll bei einem Ausfall oder Defekt des Pressure Controllers ein zu großer Überdruck in den Modulen verhindert werden.

Zur Überwachung der Temperatur in den Modulen wurden im Bereich der Szintillatoren fünf Folientemperatursensoren vom Typ PT100 der Firma JUMO auf den Driftröhren angebracht. Ein weiterer Temperatursensor wurde so installiert, dass mit ihm Temperaturschwankungen in der Halle aufgezeichnet werden können. Von den beiden Druckmessern wurde einer so aufgestellt, dass er den Außendruck in der Halle misst. Der zweite Druckmesser wurde in das Gassystem hinter dem unteren Modul integriert und misst so den Gasdruck innerhalb der Module. Alle gemessenen Werte können durch das Programm Scope View aufgezeichnet und als ASCII-Daten abgespeichert werden. Das Intervall zum Abspeichern der gemessenen Werte wird auf 30 Sekunden gesetzt, um die anfallende Datenmenge zu reduzieren. Auf diese Weise ist sowohl während als auch nach der Datennahme eine Kontrolle der Temperaturen, des Drucks und damit auch der Dichte möglich.

Der Gasfluss durch den großen Teststand wird über einen Schwebekörperflussregler, der fest im Gasschrank neben dem Versuchsaufbau eingebaut ist, geregelt. Der Vordruck vor dem oberen Modul wird durch einen Druckminderer an der Gasflasche auf 2200 mbar eingestellt. Dies ist zum einen ausreichend hoch, damit das Gas durch den Schwebekörperflussregler strömen kann. Zum anderen können die beiden Module einem Überdruck von etwa 1200 mbar standhalten, ohne dass sich die Verklebungen der Röhren mit den Endplatten lösen. Damit bei einem Ausfall der gesamten Elektronik der Druck gar nicht erst auf diesen Wert ansteigen kann, wurde parallel zum hinteren Magnetventil und dem Pressure Controller ein Rückschlagventil der Firma Swagelok als Überdruckventil eingebaut. Die Feder des Rückschlagventils wurde so

eingestellt, dass sich das Ventil ab einem Überdruck von ca. 700 mbar gegenüber dem Außendruck öffnet. Der schematische Aufbau des Gassystems am großen Teststand ist in Abbildung 6.6 zu sehen.

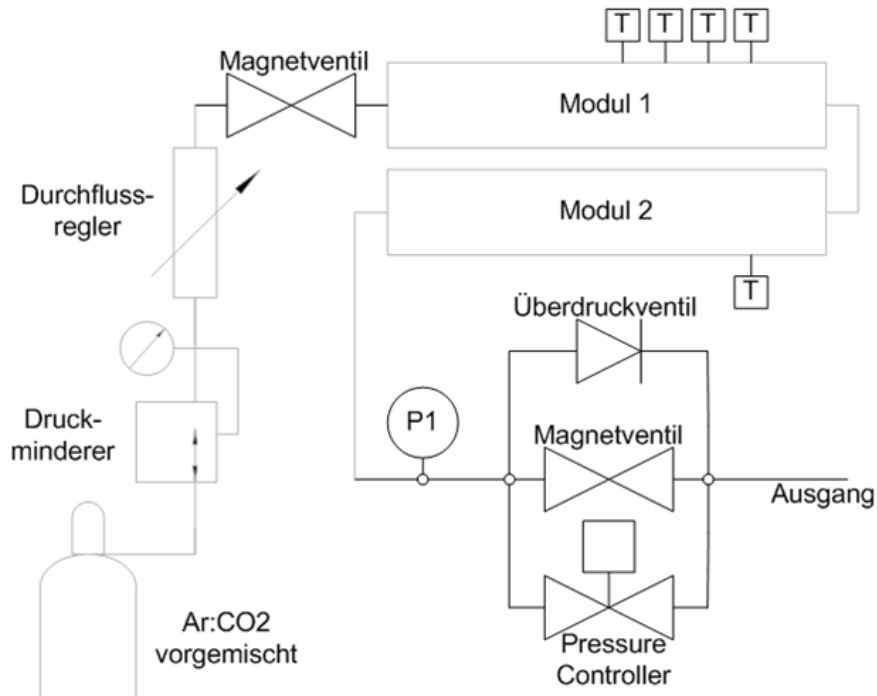


Abbildung 6.6: Schematischer Aufbau des Gassystems am großen Teststand. Alle neu verbauten Komponenten sind schwarz abgesetzt. Die bereits vor Beginn dieser Diplomarbeit vorhandenen Komponenten sind grau eingezeichnet. Mit dem Druckmessgerät P1 wird der Innendruck in den Modulen bestimmt. T sind die auf den Röhren angebrachten Temperatursensoren.

Um auch bei einem Moduldruck unterhalb des Luftdrucks messen zu können, wurde ein Unterdrucksystem realisiert. Es besteht aus einem Industriestaubsauger SR 5 der Firma Festo und einem 57 l-Drucktank (s. Abb. 6.7). Der Industriestaubsauger wurde luftdicht mit dem Drucktank verbunden, der als Puffervolumen dient. Der Eingang der Drucktanks wird mit dem Ausgang des Gassystems verbunden. Wird der Staubsauger eingeschaltet, erzeugt er im Puffervolumen einen Unterdruck von etwa 200 mbar (s. Abb. 6.8). Durch diesen Unterdruck wird das Driftgas aus den Modulen des Teststands gepumpt. Schließt man nach dem Auspumpen beide Magnetventile und schaltet den Pressure Controller ab, bleibt der Unterdruck ausreichend stabil um über mehrere Stunden Messungen durchführen zu können.

Mit diesem Aufbau des Gassystems sind zwei Betriebsarten des großen Teststands möglich:

- abgeschlossener Betrieb
- Durchflussbetrieb

Im abgeschlossenen Betrieb werden beide Magnetventile geschlossen und der Pressure Controller abgeschaltet. Temperaturschwankungen in der Halle sorgen dann zwar



Abbildung 6.7:
Industriestaubsauger
FESTO SR 5 (links)
und Drucktank mit mon-
tiertem Druckmessgerät
(rechts).

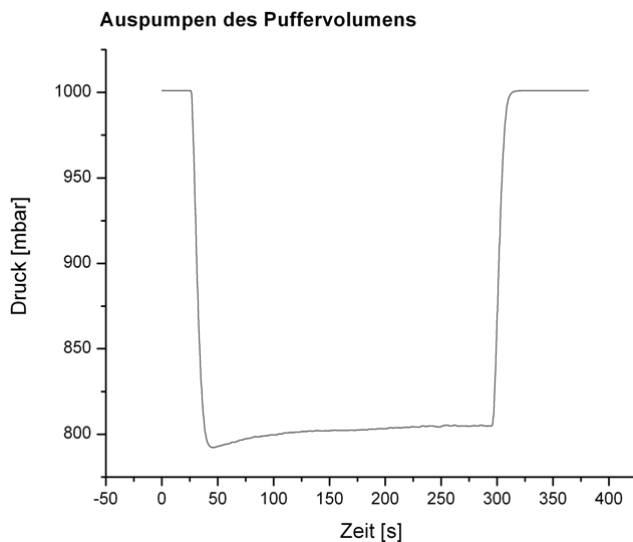


Abbildung 6.8:
Messung des Druckes im Puf-
fervolumen. Deutlich erkennt
man das Anschalten des In-
dustriestaubsaugers bei 25
Sekunden und das Abschalt-
en bei 300 Sekunden. Es
kann ein Unterdruck von et-
wa 200 mbar erzeugt werden.

für Veränderungen des Drucks, die Dichte bleibt aber konstant. Außerdem ist es nur bei dieser Betriebsart möglich, den Teststand mit Unterdruck zu betreiben. Von Nachteil ist allerdings, dass bei einem Innendruck unterhalb oder in der Nähe des Außendrucks durch undichte Stellen Sauerstoff in den Teststand eindringen könnte, der nicht abtransportiert wird.

Im Durchflussbetrieb regelt der Pressure Controller den Innendruck in den Driftröhren auf einen vorgegebenen Wert. Durch Temperaturschwankungen in der Halle kann sich allerdings die Dichte in den Modulen ändern. Daher kann diese Betriebsart nur bei relativ kurzen Messungen von wenigen Stunden verwendet werden, in denen die Temperatur in der Halle annähernd konstant bleibt. Bei diesen Messungen ist dann allerdings gewährleistet, dass eventuell eintretender Sauerstoff durch den permanenten Gasfluss wieder abtransportiert wird.

Die in Kapitel 7 vorgestellten Messungen zur Ortsauflösung, Nachweiseffizienz und

Driftzeit–Ort–Beziehung wurden alle im abgeschlossenen Betrieb durchgeführt, da die Temperaturschwankungen in der Versuchshalle schon bei kurzen Messdauern von wenigen Stunden zum Teil sehr groß waren. Der Durchflussbetrieb wurde daher nur benutzt, um zwischen den Messungen und über Nacht den Druck zu regeln. Dadurch wurde auch sichergestellt, dass in regelmäßigen Abständen eventuell eindringender Sauerstoff aus dem Teststand geleitet wurde.

6.1.3 Spurrekonstruktion

Die Analyse der am großen Teststand aufgenommenen Daten wird mit einem C–Programm in einer PAW–Umgebung durchgeführt, das auf der Dissertation [Zim99] am äußeren Spurkammersystem des HERA–*B*–Detektors basiert. Eine ausführliche Beschreibung der dabei durchgeführten Spurrekonstruktion, Kalibration und Anpassung der Drahtpositionen ist in [Zim07] zu finden.

Zur Beschreibung der Spurrekonstruktion ist es zweckmäßig, zunächst ein Koordinatensystem zu definieren. Die *z*–Achse wird parallel zu den Driftröhren und Anodendrähten gelegt, die *x*–Achse im rechten Winkel dazu in der Horizontalen und die *y*–Achse in der Vertikalen. Da entlang der Anodendrähte keine Ortsmessung erfolgen kann, werden die Spuren nur in der *x*–*y*–Ebene rekonstruiert⁵.

Die Umrechnung der von den TDCs ermittelten Zeitdaten in die Driftstrecke erfolgt über die in Kapitel 4.8 vorgestellte Driftzeit–Ort–Beziehung. Ein Ereignis wird dabei definiert durch das simultane Auslesen aller TDC–Kanäle, wenn der Trigger ein Stopp–Signal geliefert hat. Ein Ereignis ist durch die TDCs auf einen Zeitrahmen von maximal 3200 ns beschränkt.

Nachdem alle gemessenen Driftzeiten eines Ereignisses mit der DOB in Driftkreise umgerechnet wurden, müssen Startwerte für die Spurrekonstruktion ermittelt werden. Dieser Vorgang wird Mustererkennung⁶ genannt. Da am großen Teststand eine genügend hohe Statistik vorliegt, werden alle Daten mit mehr als einer Spur pro Ereignis direkt verworfen. Da für die Spurrekonstruktion der Abstand zum Anodendraht benötigt wird, ist es sinnvoll die Teilchenbahn durch die Hessesche Normalenform zu beschreiben (s. Abb. 6.9):

$$d_0 = x \sin\phi - y \cos\phi. \quad (6.1)$$

d_0 ist dabei der senkrechte Abstand der Spur zum Koordinatenursprung, ϕ der Winkel zwischen Spur und *x*–Achse. Der kleinste Abstand der Spur zum Anodendraht wird beschrieben durch

$$d_i = d_0 - x_i \sin\phi + y_i \cos\phi. \quad (6.2)$$

Für die Mustererkennung werden nun innerhalb eines Ereignisses die beiden am weitesten voneinander entfernten Driftröhren betrachtet, die ein Zeitsignal geliefert haben. Da aus der Driftzeit nicht hervorgeht, auf welcher Seite entlang der *x*–Achse

⁵Man beachte, dass die Myon–Spuren im LNGS auf Grund der vertikalen Anordnung des OPERA–PT in der *x*–*z*–Ebene rekonstruiert werden. Die Höheninformation in *y*–Richtung wird dabei von den RPCs, XPCs und Target–Trackern geliefert.

⁶oft auch engl.: pattern recognition

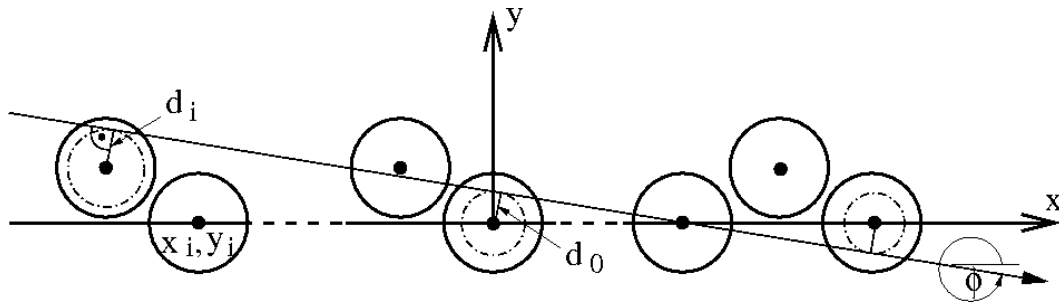


Abbildung 6.9: Beschreibung der Teilchenspuraufpassung mit der Hesseschen Normalenform durch die in diesem Abschnitt definierten Parameter [Zim07].

das Teilchen den Anodendraht passiert hat, können an diese zwei Driftkreise insgesamt vier Tangenten gelegt werden (s. Abb. 6.10). Für die Spurrekonstruktion wird die Tangente ausgewählt, die den Ausdruck

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(r_i - d_i)^2}{\sigma^2} \quad (6.3)$$

minimiert. Die mittlere Auflösung σ wird dabei für alle Röhren als gleich angenommen und zum Start auf den Wert 1 mm gesetzt. Unterschreitet das χ^2 für keine der vier Tangenten eine in der Software festgelegte Obergrenze, wird das Ereignis komplett verworfen. Mit großer Wahrscheinlichkeit handelt es sich dann um Rauschen oder Crosstalk⁷.

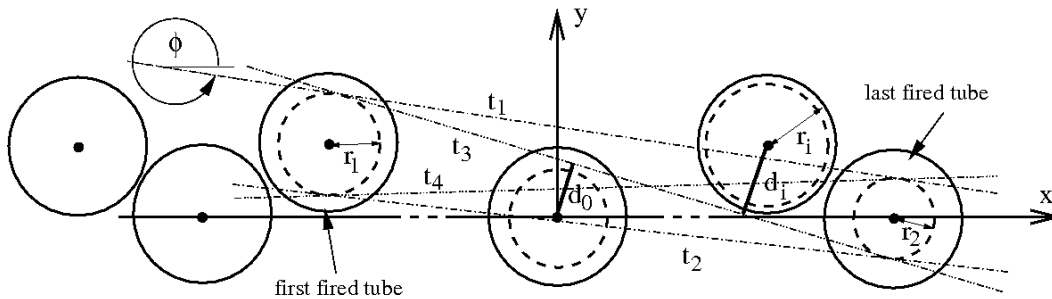


Abbildung 6.10: Beispiel für die vier Tangenten t_1 bis t_4 , die an die Driftkreise mit den Radien r_1 und r_2 angelegt werden können [Zim07].

Durch die Auswahl der Tangente mit dem minimalen χ^2 sind die Startwerte d_0 und ϕ für die anschließende Spuranpassung der einzelnen Spuraufstände d_i gegeben. Die Spuranpassung erfolgt iterativ durch Variation der beiden Startparameter, so dass der Ausdruck

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} (d_{m,i} - d_{t,i}(d_0, \phi))^2 \quad (6.4)$$

minimiert wird. Dabei ist $d_{m,i}$ der mit der DOB umgerechnete Spuraufstand, $d_{t,i}$ der angepasste Spuraufstand und σ_i die von der Distanz abhängige Ortsauflösung der

⁷Mit Crosstalk wird das Übersprechen eines Signals von einem Kanal auf einen anderen Kanal bezeichnet.

Driftröhre i . Die Iteration wird so lange ausgeführt, bis folgende Bedingung erreicht wird:

$$\Delta\chi^2 = \chi_{n-1}^2 - \chi_n^2 < \Delta\chi_{min}^2. \quad (6.5)$$

In der verwendeten Software wird der Wert für $\Delta\chi_{min}^2$ auf 10^{-7} festgelegt. Die Prozedur konvergiert normalerweise nach drei Iterationen. Die Vorzeichen von $d_{m,i}$ werden anschließend korrigiert, sollten sie nicht den Vorzeichen der $d_{t,i}$ entsprechen. Dieser Vorgang wird so lange wiederholt, bis keine Vorzeichenwechsel mehr stattfinden und damit die Links–Rechts–Ambiguität aufgelöst ist.

Signale mit einem zu großen χ^2 -Wert, die durch Rauschen oder Crosstalk verursacht werden, werden aus der Betrachtung herausgenommen und die gesamte Prozedur wird von vorne gestartet. Es werden dabei so lange Driftkreise aus der Betrachtung entfernt, bis entweder die Bedingung $\chi^2 \leq \chi_{max}^2$ erfüllt wird oder nicht mehr genug Driftröhren für die Rekonstruktion übrig bleiben ($\geq N_{Tubes_{min}} = 4$). Sollte der minimale Wert für die Anzahl der Driftröhren unterschritten werden, wird das Ereignis verworfen. Wird durch die Iteration allerdings ein Wert von $\chi_{max}^2 = 9$ erreicht, wurden die Parameter gefunden, die die Spur am besten beschreiben.

Nach dem Durchlaufen der Routine zur Spuranpassung wird die DOB und die Auflösungsfunktion $\sigma(t_D)$ im Prozess der Kalibration mittels der sogenannten Residuen

$$\epsilon(t_D) \equiv d_s - d_m \quad (6.6)$$

korrigiert. d_t ist dabei der durch die Spuranpassung berechnete Driftkreis und d_m der durch die DOB ermittelte Driftkreis. d_m wird dabei immer das Vorzeichen von d_t zugewiesen. Die Driftzeit–Ort–Beziehung wird in Zeitintervalle unterteilt und d_m wird für jedes Intervall um den Mittelwert der Residuenverteilung in dem jeweiligen Intervall erhöht oder verringert, je nachdem ob der gemessene Abstand in der vorangegangenen Iteration unter– oder überschätzt wurde. Mit der so veränderten DOB wird die Mustererkennung wieder gestartet, die Spuranpassung durchlaufen und die Kalibration durchgeführt.

Die Auflösungsfunktion $\sigma(t_D)$ ist durch das quadratische Mittel (RMS⁸) der Residuenverteilung $\epsilon_i(t_D)$ im Intervall j gegeben. Bei der Spurrekonstruktion wird zunächst der Wert für die mittlere Auflösung verwendet. Nach der ersten Kalibration wird dann bei der Spurrekonstruktion die Auflösungsfunktion $\sigma(t_D)$ verwendet, wobei der beschriebene Prozess von Neuem iterativ durchlaufen wird. Ändern sich die mittlere Auflösung und die DOB bei der Kalibration nicht mehr, wird der gesamte Prozess abgebrochen. Die Breite der Residuenverteilung ist dann ein Maß für die mittlere Auflösung der Driftröhren (s. Abb. 6.11).

Mit diesem Verfahren können auch die angenommenen Positionen der Anodendrähte auf der x–Achse den tatsächlichen Positionen angenähert werden. Für diesen Vorgang dienen die Positionen der Drähte laut der technischen Spezifikation der Endplatten als Startwerte. Eine Korrektur dieser Werte ist nur senkrecht zur Haupteinfallrichtung der durchtretenden Teilchen sinnvoll. Die Winkelverteilung der kosmischen Myonen ist sehr schmal und daher ist eine Korrektur auf die y–Position der Drähte nicht möglich.

⁸RMS: Root Mean Square

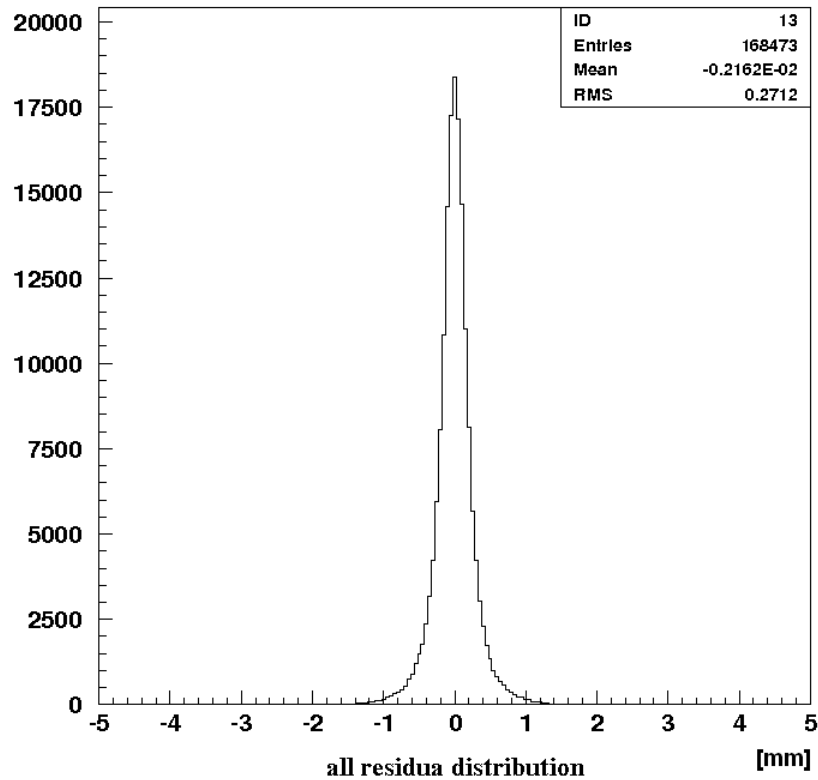


Abbildung 6.11: Residuenverteilung der Messung RUN_245_09-15-18. Die Breite der Verteilung ist ein Maß für die mittlere Auflösung der Driftröhren.

Als Korrekturfaktor auf die x -Koordinate der Drahtposition wird der Mittelwert der Residuenverteilung für die einzelnen Drähte verwendet. Durch einen sogenannten Dämpfungsfaktor zwischen 0,3 und 0,5 wird ein Oszillieren dieser Korrektur verhindert. Die verbesserten Drahtkoordinaten stehen dann am Ende der Optimierung zur Verfügung und können beginnend mit der Mustererkennung bei der Spurrekonstruktion verwendet werden. Die Optimierung der Drahtpositionen wird so lange wiederholt, bis sich die mittlere Auflösung eines Datensatzes nicht ändert. Bei weiteren Datensätzen wird die Auflösung mit und ohne Änderung der Drahtpositionen verglichen um sicherzustellen, dass die Änderungen auch wirklich für alle Daten bessere Ergebnisse liefern.

Neben der mittleren Auflösung ist die Nachweiswahrscheinlichkeit η_i einer Einzelröhre ein wichtiges Kriterium bei der Beurteilung der Qualität einer Driftröhre. Sie ist definiert als Quotient aus der Anzahl von registrierten Ereignissen N_{Roehre_i} in einer Röhre i und der Anzahl aller rekonstruierten Spuren N_{Spur_i} , die das aktive Volumen dieser Röhre durchqueren:

$$\eta_i = \frac{N_{Roehre_i}}{N_{Spur_i}} \quad \text{mit} \quad \sigma_\eta = \sqrt{\frac{\eta_i(1 - \eta_i)}{N_{Spur_i}}}. \quad (6.7)$$

6.2 Versuchsaufbau zur Gasverstärkungsmessung

Die Messungen der in Kapitel 4.6 vorgestellten Gasverstärkung erfolgte an einem separaten Aufbau. Als Quelle der Primärionisation wurde ein ^{55}Fe -Präparat mit einer Aktivität von etwa 10^6 Bq gewählt. ^{55}Fe emittiert nach Elektroneneinfang monoenergetische Photonen der Energie 5,89 keV (24,4% Wahrscheinlichkeit) und 6,49 keV (2,9% Wahrscheinlichkeit). Jedes Photon gibt im Driftgas seine Energie an nur ein Gasatom oder -molekül ab und ionisiert dieses. Das hierbei entstehende hochenergetische Elektron ionisiert nach einer sehr kurzen Zeit wiederum andere Atome oder Moleküle, so dass ein Primärionisationscluster mit

$$n_T = \frac{\Delta E}{W} \quad (6.8)$$

Elektron-Ion-Paaren entsteht. Die Anzahl der driftenden Ladungsträger kann allerdings dadurch reduziert werden, dass die Elektronen und Ionen auf Grund des räumlich sehr eng begrenzten Bereichs der Primärionisation wieder rekombinieren.

Zur Messung der Gasverstärkung wurde eine 30 cm lange Teströhre aus den Materialien der Massenproduktion gefertigt. Auf halber Länge wurde ein Loch mit 2 mm Durchmesser gebohrt, das mit einer 50 μm dicken Kapton-Folie abgedichtet wurde. Über diesem Loch wurde eine Halterung für das ^{55}Fe -Präparat angebracht, so dass die emittierten Photonen durch das Loch in die Driftröhre gelangen können. Das Loch ist so weit von den Enden der Driftröhre entfernt, dass das elektrische Feld als radialsymmetrisch angenommen werden kann. Die Driftröhre ist auf voller Länge mit einem 5 mm dicken Aluminiummantel umgeben, um radioaktive Strahlung abzuschirmen. Um diese Röhre auch bei sehr hohen Drücken sicher betreiben zu können, wurden die Endplatten mit vier Edelstahlstangen verschraubt. Eine schematische Darstellung der verwendeten Röhre ist in Abbildung 6.12 zu sehen.

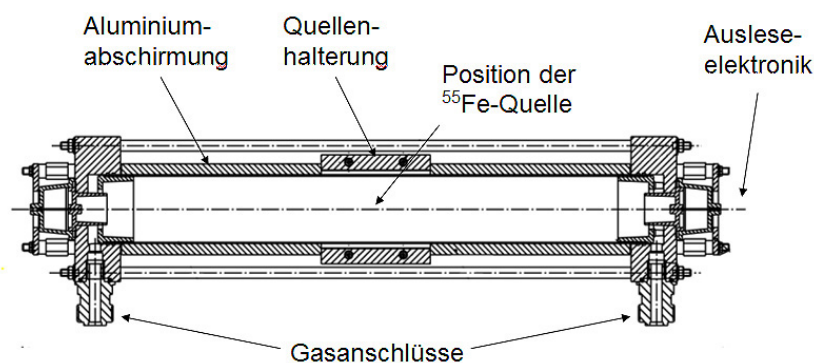


Abbildung 6.12: Schematische Darstellung der Driftröhre, die zur Messung der Gasverstärkung verwendet wurde [Fer06].

Damit die Gasverstärkung unter vergleichbaren Bedingungen wie die Ortsauflösung gemessen werden kann, wurde die Teströhre in das Gassystem des großen Teststands integriert und zwischen dem unteren Modul und dem Gasausfluss positioniert. An die beiden Gasanschlüsse der Röhre wurden Temperatursensoren ange-

schlossen, die die Temperatur im Driftgas messen können. Über die Druckmessung am großen Teststand ist so eine genaue Bestimmung der Gasdichte jederzeit möglich.

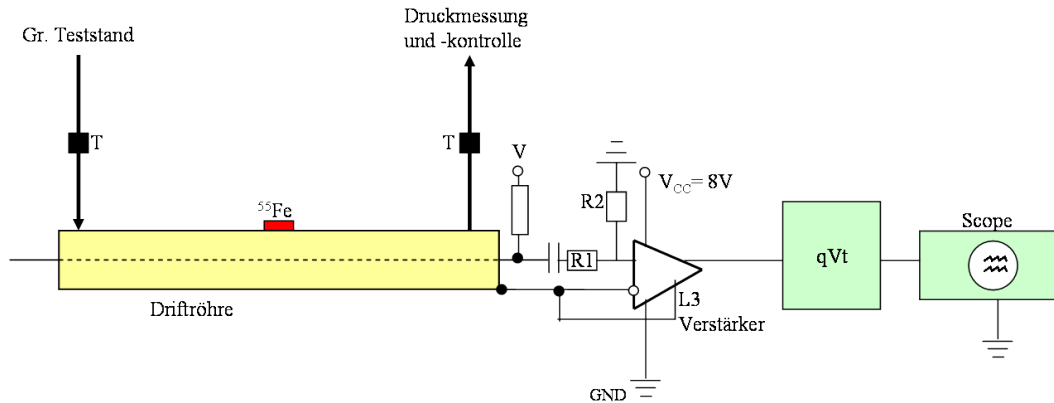


Abbildung 6.13: Schematischer Aufbau zur Messung der Gasverstärkung. Durch die Widerstände R1 und R2 wurde ein Spannungsteiler realisiert, um die Gasverstärkung auch bei hohen Anodenspannungen messen zu können.

Die Elektronik und Hochspannungversorgung der Teströhre befindet sich in einem Aluminiumkasten, der mit den Haltestangen einer der Endplatten verschraubt ist. Die verwendeten Widerstände und Kondensatoren zum Einspeisen der Hochspannung entsprechen denen der Serienproduktion des OPERA-PT. Um die Gasverstärkung in einem möglichst großen Bereich der Hochspannung und der Gasdichte messen zu können, wurde die Versorgungsspannung des L3-Verstärkers auf 8,10 V angehoben. Da der L3 allerdings bei hohen Anodenspannungen trotzdem in Sättigung ging, wurde vor dem Verstärker ein Spannungsteiler bestehend aus zwei Widerständen (s. Abb. 6.13) eingebaut.

Zur Messung der Gasverstärkung wurden nur die analogen Ausgangssignale des L3-Verstärkers verwendet. Diese Signale wurden mit einem Multichannel Analyzer 3001 der Firma LeCroy ausgewertet, der im Folgenden qVt genannt wird. Der qVt hat 1048 Kanäle, die auf einem Oszilloskop im x-y-Betrieb dargestellt werden. Man erhält so eine Verteilung der auf dem Anodendraht induzierten Ladungen in Abhängigkeit von der Kanalnummer. Die Kalibration des qVt, also die Zuordnung der Kanäle zur gemessenen Ladung, erfolgte über einen Pulsgenerator vom Typ 8007B der Firma Hewlett Packard. Dazu wurden von dem Pulsgenerator Dreieckssignale erzeugt, die im qVt einen sehr scharfen Peak erzeugt haben. Spannung und Pulsbreite der Pulsgenerator signale wurden über ein Oszilloskop ausgemessen. Zusammen mit dem Abschlusswiderstand von 50Ω kann so die Ladung der vom Pulsgenerator erzeugten Signale berechnet werden. Zur Umrechnung der vom qVt gemessenen Ladung wurden mehrere Kalibrationspunkte mit dem Pulsgenerator aufgenommen.

6.3 Bestimmung der Dichte des OPERA-Driftgases

Für die Berechnung der Dichte des Driftgasgemisches wird ausgenutzt, dass sich das Ar:CO₂-Gemisch in guter Näherung wie ein ideales Gas verhält. Das Verhalten des

Gases in Bezug auf den Druck p , das Volumen V , die Stoffmenge n und die Temperatur T wird dann durch die thermische Zustandsgleichung beschrieben:

$$p \cdot V = n \cdot R \cdot T. \quad (6.9)$$

R ist hierbei die molare Gaskonstante⁹. Die Stoffmenge n in mol ist gegeben als Quotient aus der Masse m und der Molmasse M des Gasgemisches:

$$n = \frac{m}{M}. \quad (6.10)$$

Aus Gleichung 6.9 folgt damit für die Dichte:

$$\rho \equiv \frac{m}{V} = \frac{M}{R} \cdot \frac{p}{T} = c \cdot \frac{p}{T}. \quad (6.11)$$

Die Konstante c hängt nur von der Molmasse M des verwendeten Gasgemisches¹⁰ ab. Für die beim OPERA-PT verwendete Ar:CO₂ (80:20) Mischung gilt:

$$c = \frac{M_{Ar:CO_2(80:20)}}{R} = 0,490 \frac{\text{K} \cdot \text{kg}}{\text{mbar} \cdot \text{m}^3} \quad (6.12)$$

Aus der Messung des Drucks und der Gastemperatur kann so direkt die Dichte ρ berechnet werden.

In Tabelle 6.1 ist ein Vergleich von gemessenen Dichten von Ar und CO₂ und der nach Gleichung 6.12 berechneten Dichte des Driftgases zu sehen. Der kleine prozentuale Unterschied zwischen Messung und Berechnung rechtfertigt die Behandlung des Driftgasgemisches als ideales Gas.

Tabelle 6.1: Vergleich zwischen gemessener und berechneter Dichte von Ar und CO₂. Die gemessenen Werte sind [Ges08] entnommen.

Temperatur [°C]	0	15
Druck [mbar]	1013	1000
gemessene Dichte Ar [kg/m ³]	1,784	1,669
gemessene Dichte CO ₂ [kg/m ³]	1,977	1,847
Dichte ArCO ₂ (80:20) [kg/m ³]	1,823	1,705
Dichte berechnet nach Gl. 6.12 [kg/m ³]	1,817	1,701
Abweichung [%]	0,33	0,23

Als Ausgangspunkt für die in Kapitel 7 vorgestellten Messungen ist es interessant zu wissen, welche Dichte das OPERA-Driftgas im LNGS hat und welche Schwankungen auftreten. Der Druck in den OPERA-Driftröhren wird durch das in Kapitel 5.3 vorgestellte Gassystem geregelt. Der Absolutdruck beträgt (1005 ± 5) mbar.

Die Temperatur der Driftröhren wird durch 74 Halbleitersensoren vom Typ KTY 81-110 der Firma Philips überwacht, die an den ADB-Vorverstärkerplatinen angeschlossen sind. Der Messwert von jedem Sensor wird einmal pro Minute in eine Datenbank geschrieben. Der Einzelmesswert von jedem Sensor hat dabei einen relativ

⁹ $R = 8,314472 \text{ J/mol}\cdot\text{K} = 0,08314472 \text{ mbar}\cdot\text{m}^3/\text{mol}\cdot\text{K}$ [Cod08]

¹⁰ $M_{Ar} = 39,95 \text{ g/mol}$ [Ges08], $M_{CO_2} = 44,01 \text{ g/mol}$ [Ges08], $M_{Ar:CO_2(80:20)} = 40,76 \text{ g/mol}$

großen systematischen Fehler. Das Design der OSUB-Boards ermöglicht eine Genauigkeit der Temperaturemessung von $\pm 0,25$ K, der produktionsbedingte Fehler ist mit $\pm 1,5$ K angegeben [Sch06]. Der statistische Fehler jeder Einzelmessung wird mit $\pm 0,25$ K abgeschätzt. Mittelt man die gemessenen Temperaturwerte eines Sensors über einen genügend großen Zeitraum, dominieren die systematischen Fehler. Der produktionsbedingte Fehler ist als konstanter Offset der Temperaturemessung eines Sensors anzusehen. Die Temperaturensoren eignen sich daher gut um Schwankungen der Temperatur mit der Zeit aufzuzeigen. Der Absolutwert der Temperaturemessungen eines Sensors weist aber einen Fehler von $\pm 1,5$ K auf.

Zur Bestimmung der Durchschnittstemperatur aller Driftröhren wurde der Mittelwert aller 74 Temperaturensoren über einen Zeitraum von 16 Tagen gebildet. In dieser Zeit war der Magnet des Myon-Spektrometers durchgehend eingeschaltet. Dies ist wichtig, da ein Abschalten des Magneten zu einem messbaren Absinken der Temperatur in den PT-Wänden 3, 4, 9 und 10 führt. Von jedem Temperaturensor wurden während dieser Zeit etwa 23000 Einzelmessungen ausgewertet. Die Durchschnittstemperatur wurde so zu $(290,00 \pm 0,23)$ K bestimmt.

Auf Grund des großen systematischen Fehlers bei der Temperaturemessung eines einzelnen Sensors wird die Temperaturdifferenz zwischen dem Ort mit der niedrigsten Temperatur (am unteren Ende von einer der außenliegenden PT-Wände) und dem Ort mit der höchsten Temperatur (am oberen Ende von einer der PT-Wände innerhalb eines der Magneten) mit $\Delta T < 6$ K abgeschätzt.

Der durchschnittliche Druck innerhalb der Driftröhren beträgt 1005 mbar, die durchschnittliche Temperatur 290 K. Die durchschnittliche Dichte berechnet sich daraus zu $1,70$ kg/m³. Bei den in Kapitel 7 vorgestellten Messungen wird wieder auf diese Dichte als Referenzpunkt Bezug genommen. Eine Temperaturänderung von 6 K entspricht bei einem Druck von 1005 mbar einer Änderung der Dichte um $0,04$ kg/m³.

6.4 Versuchsdurchführung und Messprogramm

6.4.1 Gasverstärkung

Die Gasverstärkung G ist nach Gleichung 4.32 definiert als Quotient aus der Anzahl der Elektronen N_f nach der Lawinenbildung und der Anzahl der Elektronen N_0 vor der Lawinenbildung. Die Anzahl der Elektronen nach der Lawinenbildung ist gegeben durch die Ladung Q_f , die auf dem Anodendraht induziert wird. Da die auf dem Anodendraht induzierten Signale zu klein sind um gemessen zu werden, müssen sie zunächst durch den L3-Baustein verstärkt werden. Um N_f bestimmen zu können, muss also sowohl der Verstärkungsfaktor des L3 als auch der Verstärkungsfaktor des in Kapitel 6.2 erwähnten Spannungsteilers bekannt sein. Da im Rahmen dieser Diplomarbeit nur die Änderung der Gasverstärkung durch Variation der Anodenspannung V und der Dichte ρ von Interesse ist, wird eine neue Größe eingeführt:

$$G^* = \frac{G}{G(2450 \text{ V}, 1,70 \text{ kg/m}^3)} = \frac{Q_{qVt}}{Q_{qVt}(2450 \text{ V}, 1,70 \text{ kg/m}^3)} \quad (6.13)$$

G^* wird relative Gasverstärkung genannt. Die relative Gasverstärkung ist so definiert, dass sie bei einer Anodenspannung von 2450 V und einer Dichte von $1,70$ kg/m³ den

Wert 1 annimmt. Bei Variation der Anodenspannung und der Gasdichte kann durch die Messung der Ladung Q_{qVt} die Änderung der Gasverstärkung direkt abgelesen werden.

Zur Bestimmung der relativen Gasverstärkung musste zunächst der qVt kalibriert werden. Dazu wurden mit einem Pulsgenerator insgesamt elf verschiedene Dreieckssignale mit einer Pulslänge t_{Puls} von 83 ns und Pulshöhen U_{Puls} zwischen 280 und 3800 mV eingestellt und durch den qVt gemessen. Die Ladung Q_{Puls} der vom Pulsgenerator gelieferten Dreieckssignale lässt sich mit dem Abschlusswiderstand R (50 Ω) berechnen:

$$Q_{Puls} = \frac{U_{Puls} \cdot t_{Puls}}{2R}. \quad (6.14)$$

Die Ladung wird gegen die Kanalnummer K des qVt aufgetragen und per linearer Regression eine Gerade durch die Messpunkte konstruiert. Die Messwerte und die Kalibrationsgerade sind in Abbildung 6.14 zu sehen.

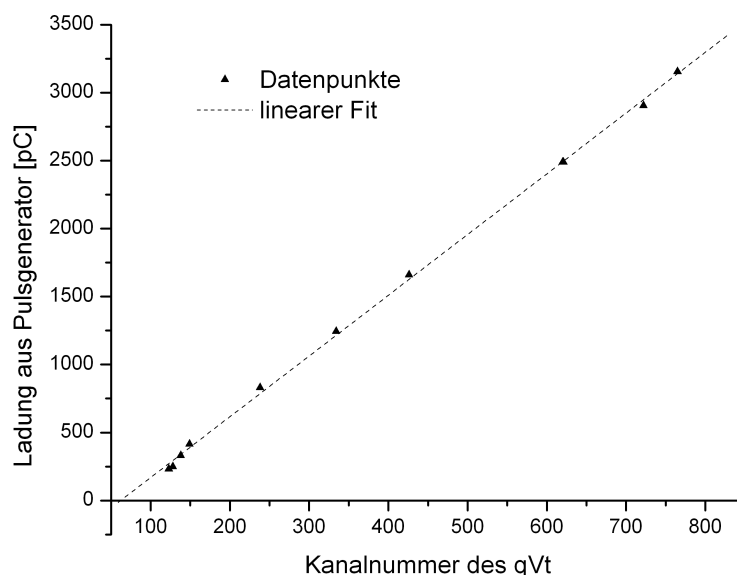


Abbildung 6.14: Messpunkte zur Kalibration des qVt mit der Regressionsgeraden aus Gleichung 6.15.

Die Umrechnung der Ladung der ^{55}Fe -Pulse zur Bestimmung der Gasverstärkung erfolgt damit über folgende Gleichung:

$$Q_{qVt} = (-276,625 + 4,467 \cdot K) \text{ pC} \pm (19,468 + 0,043 \cdot K) \text{ pC} \quad (6.15)$$

Für die Messung der relativen Gasverstärkung wurde bei sieben verschiedenen Dichten (1,50, 1,58, 1,67, 1,70, 1,78, 1,85 und 1,95 kg/m^3) die Anodenspannung von 2100 V bis 2600 V in 50 V Schritten variiert. Bei den drei niedrigsten Dichten wurde die Gasverstärkung zu hohen Anodenspannungen so groß, dass der L3-Verstärker in Sättigung ging und daher keine Messwerte vorliegen.

Der Fehler auf die Einzelmessung setzt sich als Summe zusammen aus dem Fehler der linearen Regression (s. Gl. 6.15) und einem geschätzten Ablesefehler des qVt.

Da bei kleinen Anodenspannungen die vom qVt dargestellte Ladungsverteilung einen scharfen Peak aufweist und zu höheren Anodenspannungen immer breiter wird, wird der Ablesefehler prozentual auf die Kanalnummer K abgeschätzt. Um den Ablesefehler nicht zu unterschätzen, wird der Wert auf 2% festgelegt.

6.4.2 Nachweiseffizienz, Ortsauflösung und DOB

Die Messungen zur Nachweiseffizienz, Ortsauflösung und zur Driftzeit–Ort–Beziehung wurden an dem in Kapitel 6.1 vorgestellten großen Teststand durchgeführt. Alle Messungen wurden im sogenannten geschlossenen Betrieb durchgeführt, um Dichteschwankungen auf Grund von Temperaturänderungen in der Versuchshalle zu vermeiden. Pro Messung wurden mindestens 15000 Ereignisse aufgenommen, die Messzeit betrug also jeweils mindestens 2,5 Stunden. So war es möglich, mehrere Messungen an einem Tag durchzuführen.

Vor einer Messung wurde der Druck in den beiden Modulen so reguliert, dass bei gegebener Hallentemperatur sich eine gewünschte Dichte einstellt. Der Teststand wurde dann durch die beiden Magnetventile abgeschlossen. Während der gesamten Messzeit wurden durch das Programm Scope View alle 30 Sekunden die Messwerte der fünf Temperatursensoren und des Druckmessgeräts aufgezeichnet. Anschließend wurde der Mittelwert aus den jeweiligen Messwerten gebildet und daraus die mittlere Dichte über den Messzeitraum nach Gleichung 6.12 berechnet. Es hat sich gezeigt, dass innerhalb der Fehlerbereiche der Temperatursensoren und des Druckmessgeräts sich die Dichte im Teststand über mehrere Stunden selbst bei Temperaturschwankungen von einigen Kelvin nicht ändert.

Die Ortsauflösung und die Nachweiseffizienz wurden bei Anodenspannungen von 2350, 2400 und 2450 V jeweils für Diskriminatorschwellen von 50, 70 und 100 mV bei sieben verschiedenen Dichten (1,50, 1,58, 1,67, 1,70, 1,78, 1,85 und 1,95 kg/m³) gemessen. Als Maß für die Ortsauflösung wird der RMS–Wert der Residuenverteilung einer Messung genommen. Die Nachweiseffizienz wird nach Gleichung 6.7 berechnet.

Bei der Messung der Ortsauflösung bei konstanter Gasverstärkung wurde die Diskriminatorschwelle auf 100 mV gesetzt. Die Anodenspannung wurde so eingestellt, dass bei der jeweiligen Messung immer eine relative Gasverstärkung von 1 erreicht wurde.

Die Messungen zur Driftzeit–Ort–Beziehung wurden für verschiedene Dichten bei einer Anodenspannung von 2450 V und einer Diskriminatorschwelle von 100 mV durchgeführt.

Bei allen Messungen wurden die L3–Verstärker und Diskriminatoren mit einer konstanten Niederspannung von 3,5 V betrieben. Untersuchungen in [Sew06] zeigen, dass bei dieser Spannung noch kein Anstieg des Crosstalks im L3–Verstärker durch induktives Übersprechen von Signalen zwischen verschiedenen Kanälen zu erkennen ist.

Die Szintillatoren waren während sämtlicher Messungen neben der Mittelstütze in Richtung der Vorverstärkerplatinen der beiden Module positioniert. Messungen von [Len07] zeigen, dass die Position der Szintillatoren keinen Einfluss auf die Ortsauflösung und die Nachweiseffizienz hat. Die Photomultiplier an den Szintillatoren

wurden mit einer Hochspannung von -1650 V betrieben. Am OTB wurde eine 2-aus-3-Koinzidenz als Triggerbedingung eingestellt, was einer UND-Verknüpfung entspricht.

Kapitel 7

Messergebnisse und Auswertung

Im folgenden Kapitel werden aufeinander aufbauend die Messergebnisse zur Gasverstärkung, Einzelröhrennachweiswahrscheinlichkeit, Ortsauflösung und Driftzeit-Ort-Beziehung vorgestellt.

7.1 Gasverstärkung

Damit ein Teilchendurchgang durch eine Driftröhre die Zeitmessung startet, muss das durch den L3-Baustein verstärkte Signal auf dem Anodendraht die eingestellte Schwellenspannung des Diskriminators überschreiten. Bei einem festen Verstärkungsfaktor des L3-Bausteins hängt die Signalhöhe entscheidend von der Gasverstärkung ab. Die in Abschnitt 6.4.1 eingeführte relative Gasverstärkung G^* wurde in 50 Schritten für Anodenspannungen von 2100 V bis 2600 V für sieben verschiedene Dichten gemessen.

Die Abhängigkeit der relativen Gasverstärkung von der Anodenspannung für sieben verschiedene Dichten ist in Abbildung 7.1 zu sehen. Mit steigender Anodenspannung steigt die relative Gasverstärkung exponentiell an. Allerdings fällt der Anstieg weit flacher aus, als in der Theorie erwartet (s. Abb. 4.7). Da der L3-Verstärker trotz des eingebauten Spannungsteilers bei hohen Gasverstärkungen in Sättigung ging, fehlen folgende Messwerte: Bei einer Dichte von $1,50 \text{ kg/m}^3$ die Anodenspannungen von 2500, 2550 und 2600 V, bei $1,58 \text{ kg/m}^3$ die Spannungen von 2550 und 2600 V und bei $1,67 \text{ kg/m}^3$ die Spannung von 2600 V.

Der Abfall der relativen Gasverstärkung hin zu kleineren Anodenspannungen ist damit zu erklären, dass die Elektronen zwischen den Stößen mit den Gasatomen und -molekülen weniger Energie gewinnen und dadurch weitere Atome und Moleküle des Driftgases nicht so häufig ionisiert werden. Die Lawinenbildung in der Nähe des Anodendrahtes wird also abgeschwächt. Für eine Dichte von $1,70 \text{ kg/m}^3$, mit der der OPERA-PT am LNGS betrieben wird, sinkt die relative Gasverstärkung bei etwa 2300 V auf einen Wert von 0,5 und erreicht bei etwa 2200 V bereits einen Wert von 0,25. Bei einem Absenken der Anodenspannung muss daher gegebenenfalls die Diskriminatorschwelle herabgesetzt werden, falls die auf dem Anodendraht induzierten Signale die Schwellenspannung nicht mehr überschreiten.

Die Abhängigkeit der relativen Gasverstärkung von der Dichte ist in Abbildung

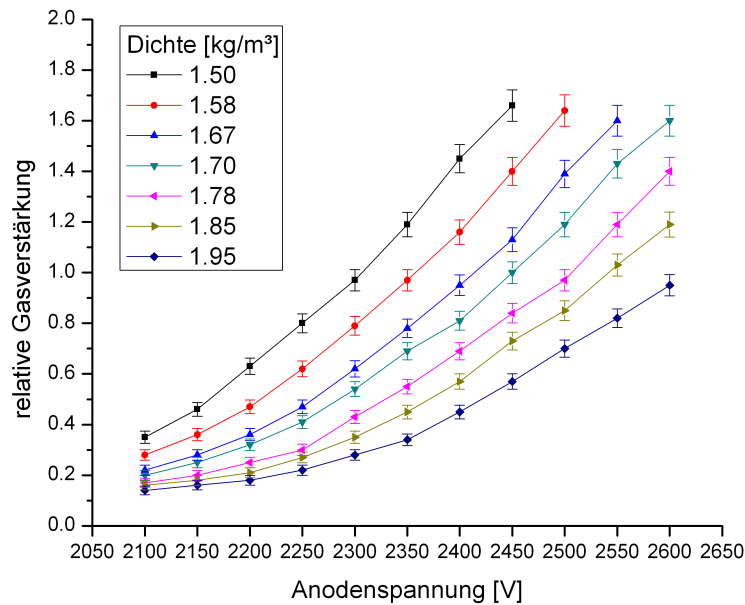


Abbildung 7.1: Relative Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Anodenspannung für verschiedene Dichten.

7.2 für vier verschiedene Hochspannungen aufgetragen. Im Rahmen der Messfehler ist hierbei eine annähernd exponentielle Abnahme der relativen Gasverstärkung bei steigender Dichte für Anodenspannungen von 2100, 2350 und 2450 V zu sehen. Für 2600 V konnten nur vier Messpunkte genommen werden.

Die Abnahme der relativen Gasverstärkung bei steigender Dichte kann damit erklärt werden, dass die mittlere freie Weglänge der Elektronen sich verkleinert und so die Zeit zwischen den Stößen mit den Gasmolekülen abnimmt. Die Elektronen können zwischen den Stößen weniger Energie durch das elektrische Feld aufnehmen und die Lawinenbildung wird abgeschwächt.

Für die Diffusion der Elektronen ist das Verhalten des reduzierten elektrischen Feldes E/p bei unterschiedlicher Anodenspannung aber gleicher Gasverstärkung interessant (s. Gl. 4.54). In diesem Abschnitt wird das Verhalten der reduzierten Anodenspannung V/p untersucht, die proportional zu E/p ist. In Abbildung 7.3 ist das Verhältnis V/p in Abhängigkeit von der Dichte für die relativen Gasverstärkungen von 0,7, 1,0 und 1,4 dargestellt. Der Druck p wurde dabei aus der entsprechenden Dichte ρ mit Formel 6.12 für eine Temperatur von 290 K berechnet. Die Spannung V und die Dichte ρ wurden der zu Abbildung 7.1 gehörenden Messreihe entnommen.

Die reduzierte Anodenspannung V/p fällt bei konstanter Gasverstärkung mit der Dichte leicht ab. Steigt die Dichte bei konstanter Gasverstärkung um den Faktor k an, kann man keine Verbesserung der Diffusion um den Faktor \sqrt{k} (s. Gl. 4.54) mehr erwarten.

Aus Abbildung 7.3 ist außerdem zu erkennen, dass die Gasverstärkung nicht nur eine Funktion von E/ρ ist, wie es zum Beispiel in [Rae64] beschrieben wird. Wie schon in Kapitel 4.6 dargestellt, ist die Gasverstärkung sowohl vom reduzierten elektrischen Feld E/ρ als auch direkt von der Dichte ρ abhängig.

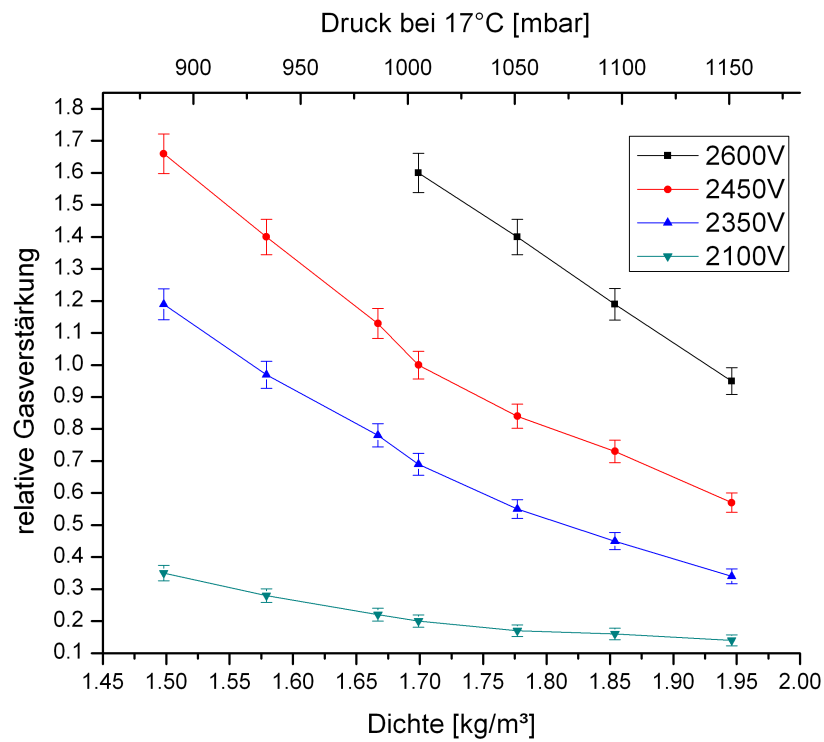


Abbildung 7.2: Relative Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Dichte für verschiedene Anodenspannungen.

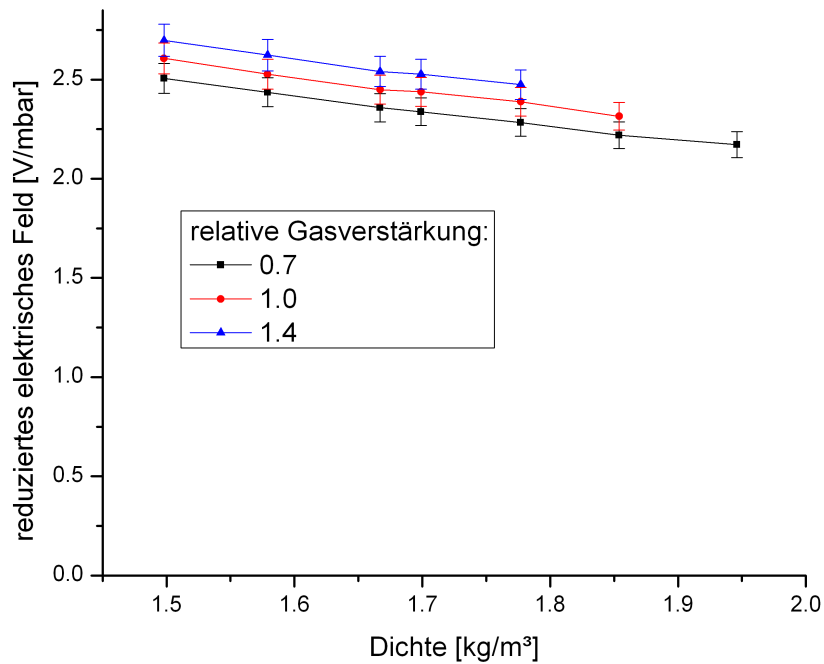


Abbildung 7.3: Reduziertes Feld V/p in Abhängigkeit von der Dichte für konstante Gasverstärkungen.

7.2 Nachweiseffizienz der Einzelröhren

Die Nachweiseffizienz der Einzelröhren wurde bei allen Messungen exemplarisch an der Röhre Nr. 68 gemessen. Sie liegt weder am Rand der Module noch am Rand des von den Szintillatoren begrenzten Bereichs. Bei der Spurrekonstruktion überprüft das verwendete Programm TRACK, ob bei einem Ereignis die rekonstruierte Spur durch diese Röhre verläuft und ob die Röhre ein Zeitsignal gemessen hat. Der Quotient aus der Anzahl der gemessenen Signale und der Anzahl der rekonstruierten Spuren ergibt dann die Nachweiseffizienz der Röhre.

In den Abbildungen 7.4 bis 7.6 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit von Röhre Nr. 68 in Abhängigkeit von der Dichte bei verschiedenen Hochspannungen für drei verschiedene Diskriminatorschwellen dargestellt. Bei allen drei Diagrammen ist zu erkennen, dass die Nachweiseffizienz oberhalb einer Dichte von $1,70 \text{ kg/m}^3$ abnimmt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass durch die geringere Gasverstärkung die induzierten Signale auf dem Anodendraht die Diskriminatorschwelle nicht überschreiten. Für niedrige Anodenspannungen und hohe Diskriminatorschwellen nimmt die Nachweiswahrscheinlichkeit mit steigender Dichte am stärksten ab, wie in Abbildung 7.6 zu sehen ist.

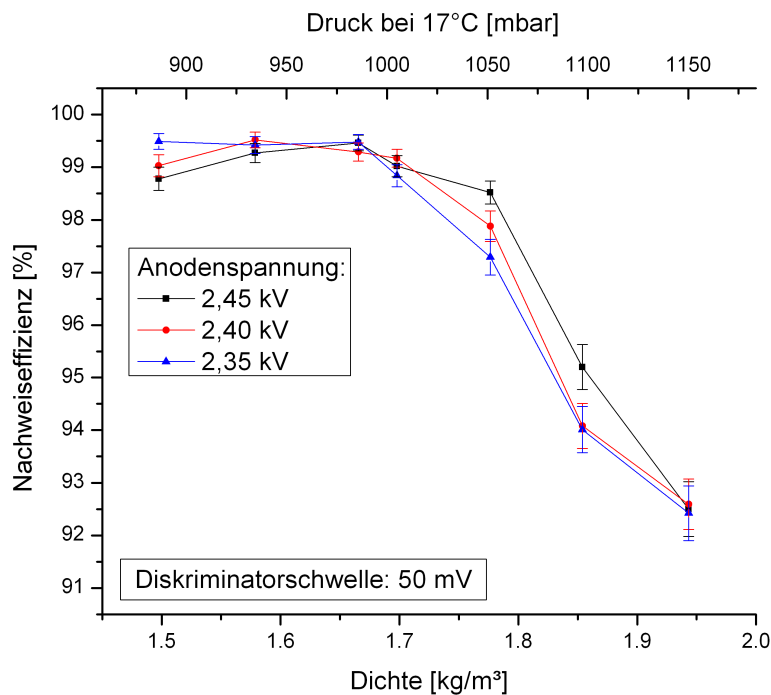


Abbildung 7.4: Nachweiseffizienz einer Einzelröhre in Abhängigkeit von der Dichte für verschiedene Anodenspannungen bei einer Diskriminatorschwelle von 50 mV.

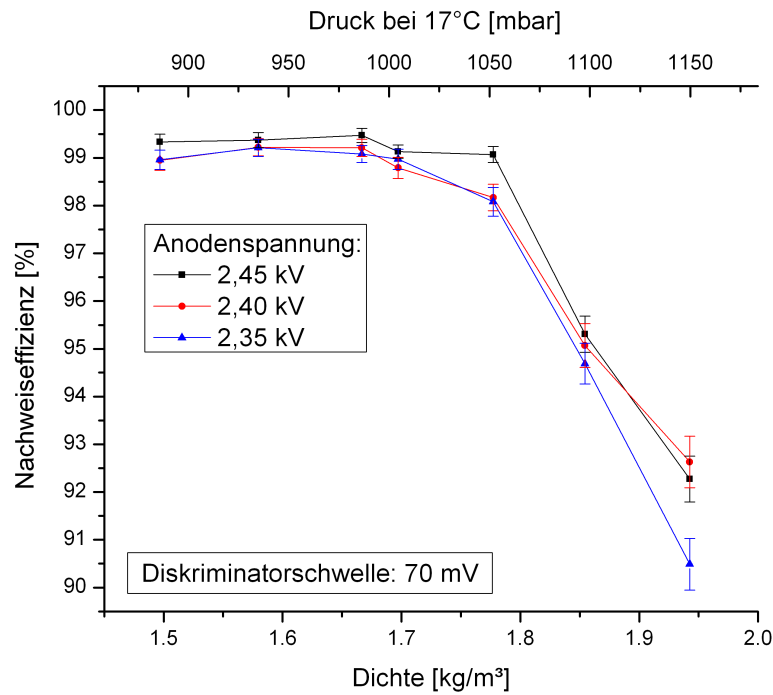


Abbildung 7.5: Nachweiseffizienz einer Einzelröhre in Abhängigkeit von der Dichte für verschiedene Anodenspannungen bei einer Diskriminatorschwelle von 70 mV.

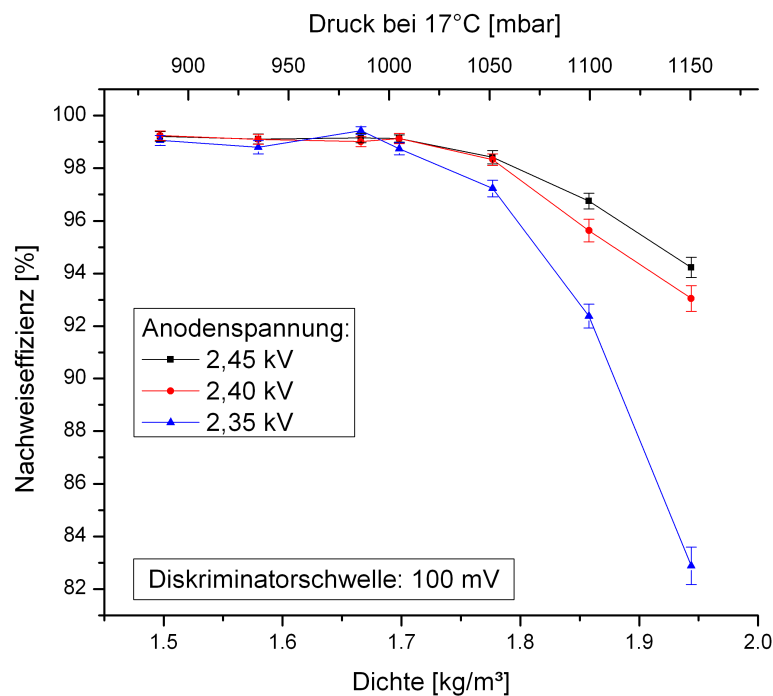


Abbildung 7.6: Nachweiseffizienz einer Einzelröhre in Abhängigkeit von der Dichte für verschiedene Anodenspannungen bei einer Diskriminatorschwelle von 100 mV.

7.3 Ortsauflösung

Die Ortsauflösung ist ein wesentlicher Indikator für die Qualität von Driftröhren. In diesem Abschnitt wird die Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Dichte ρ und der Anodenspannung V betrachtet. Der Einfluss der zeitlichen Auflösung und der mechanischen Ungenauigkeiten wird für alle Messungen als konstant angenommen.

Die Abbildungen 7.7 bis 7.9 stellen die Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Dichte bei verschiedenen Hochspannungen für drei verschiedene Diskriminatorschwellen dar. In allen drei Diagrammen ist eine tendenzielle Verbesserung der Ortsauflösung mit steigender Anodenspannung zu erkennen. Dies kann zum einen durch die steigende Gasverstärkung erklärt werden, wodurch die Signale auf dem Anodendraht die Diskriminatorschwelle eher überschreiten und durch die damit verbundene bessere Nachweiseffizienz eine Verbesserung der Ortsauflösung hervorrufen. Zum anderen verkleinert ein höheres elektrisches Feld E die Diffusion der driftenden Elektronenwolken im Gas.

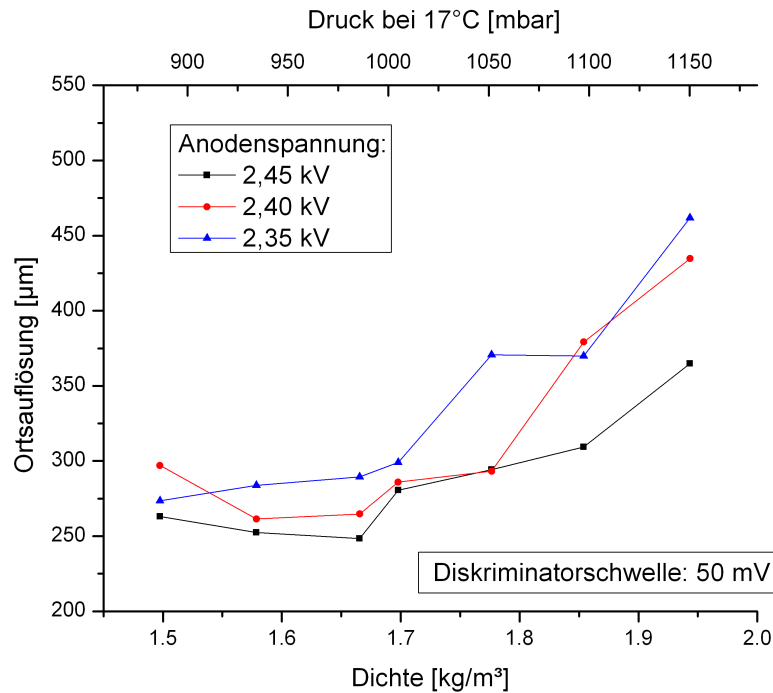


Abbildung 7.7: Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Dichte für verschiedene Anodenspannungen bei einer Diskriminatorschwelle von 50 mV.

Die Ortsauflösung wird hin zu kleineren Diskriminatorschwellen besser, da die auf dem Anodendraht induzierten Signale eher die Schwellenspannung überschreiten. Wird die Diskriminatorschwelle herabgesetzt, kann das zur Zeitmessung nötige Signal auf dem Draht von einem Elektronencluster mit einem kleineren j induziert werden. Dies verbessert besonders die Auflösung für Teilchenspuren, die nah am Draht verlaufen (s. Kap. 4.9.1).

Aus den drei Diagrammen ist außerdem ersichtlich, dass die Ortsauflösung mit steigender Dichte schlechter wird. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Gas-

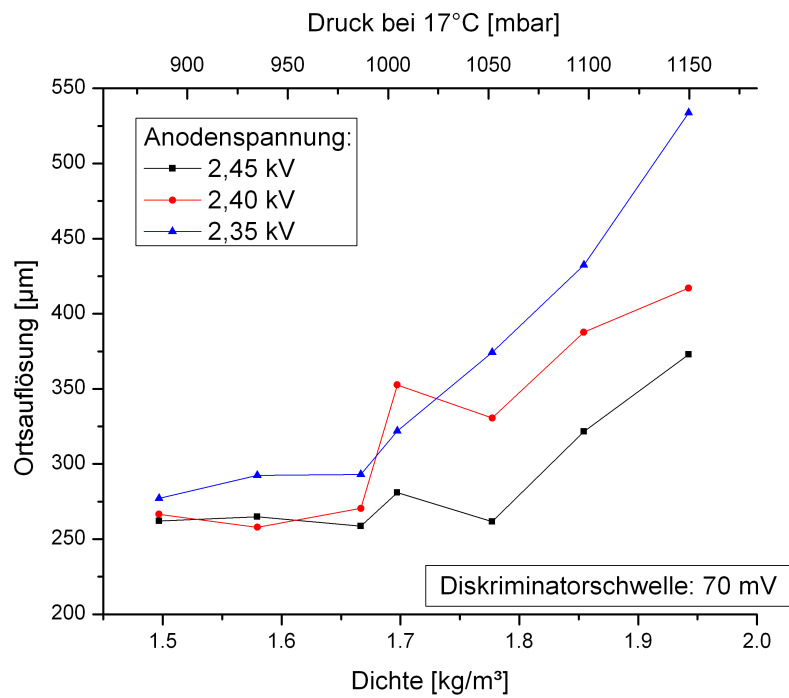


Abbildung 7.8: Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Dichte für verschiedene Anodenspannungen bei einer Diskriminatorschwelle von 70 mV.

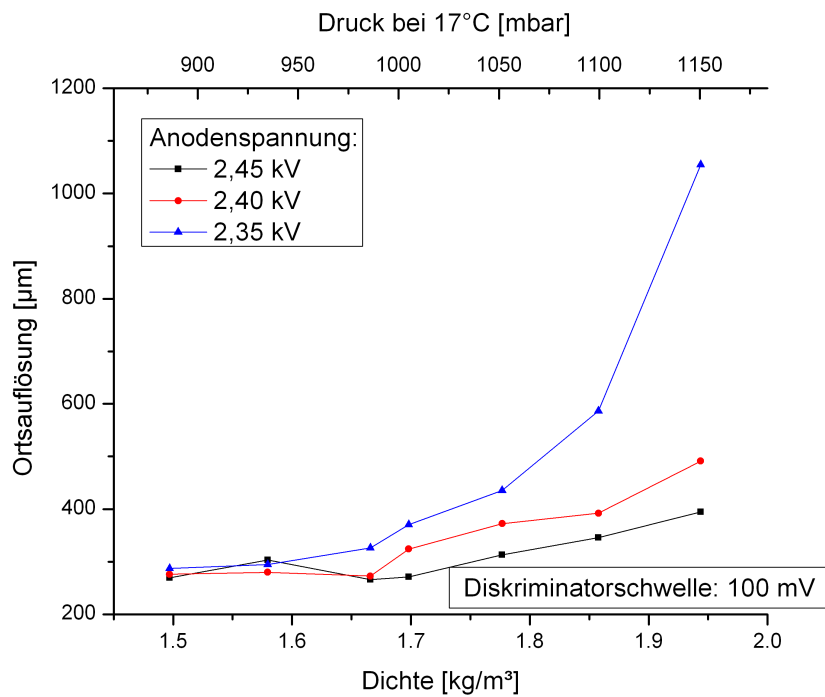


Abbildung 7.9: Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Dichte für verschiedene Anodenspannungen bei einer Diskriminatorschwelle von 100 mV.

verstärkung und damit auch die Nachweiseffizienz mit steigender Dichte abnimmt.

In Abbildung 7.10 ist ein Vergleich zwischen der Ortsauflösung bei konstanter Anodenspannung und konstanter Gasverstärkung dargestellt. Die Messreihe bei konstanter Anodenspannung entspricht der Messung bei 2450 V, die auch schon in Abbildung 7.9 dargestellt wurde. Die Zahlen an den Messpunkten geben die aus Abbildung 7.1 entnommenen Werte für die relative Gasverstärkung bei 2450 V und der jeweiligen Dichte wieder. Für die Messreihe bei konstanter relativer Gasverstärkung wurde die Anodenspannung bei der jeweiligen Dichte so weit angepasst, dass sie mit den Werten aus Abbildung 7.1 übereinstimmt. Die jeweiligen Werte für die Anodenspannung sind bei den Messpunkten mit angegeben.

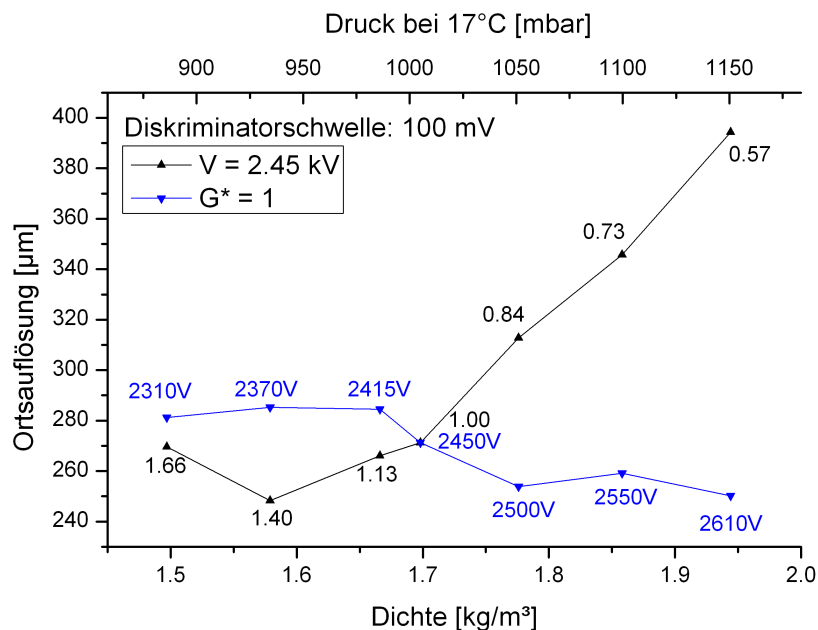


Abbildung 7.10: Vergleich der Ortsauflösung bei konstanter Gasverstärkung (blau) mit der Ortsauflösung bei konstanter Anodenspannung (schwarz).

Hierbei ist zu erkennen, dass sich die Ortsauflösung für eine konstante Gasverstärkung bei steigender Dichte verbessert. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Beiträge zur Ortsauflösung sowohl aus der Primärionisationsstatistik als auch aus der Diffusion bei steigender Dichte kleiner werden. Hält man dagegen die Anodenspannung konstant und verändert bei steigender Dichte die Gasverstärkung, wird die Ortsauflösung schlechter. Dies liegt darin begründet, dass die Gasverstärkung und damit die Nachweiseffizienz bei steigender Dichte und konstanter Hochspannung abnimmt (siehe Abbildung 7.11).

Bei den bis hierhin vorgestellten Messungen zur Ortsauflösung wurde bei jeder einzelnen Messung durch die in Kapitel 6.1.3 beschriebene Kalibration eine DOB und eine Auflösungsfunktion ermittelt. Die gemessene Ortsauflösung stellt also jeweils die bestmögliche Auflösung dar, da die DOB und die Auflösungsfunktion auf die jeweiligen Bedingungen optimiert und auf die gemessenen Zeitsignale angewendet wurden. Da allerdings aus den Daten des OPERA-PT am LNGS für die gemessenen

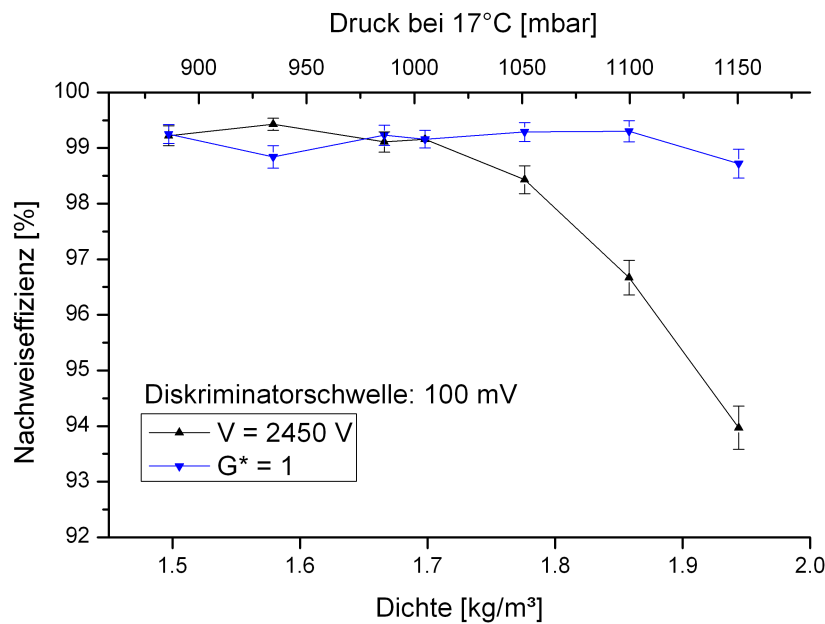


Abbildung 7.11: Vergleich der Nachweiseffizienz einer Einzelröhre bei konstanter Gasverstärkung (blau) mit der Nachweiseffizienz bei konstanter Anodenspannung (schwarz).

Myon-Spuren keine Höheninformation ermittelt werden kann, ist es nicht möglich jeder Einzelzeitmessung eine Temperatur und damit eine Dichte zuzuordnen. Es wird daher eine Driftzeit–Ort–Beziehung verwendet, die auf alle gemessenen Driftzeiten angewendet wird. Wie sich die Ortsauflösung des OPERA–PTs verändert, wenn bei einer Dichteänderung keine neue DOB und Auflösungsfunktion durch eine Kalibration erstellt wird, wird im Folgenden behandelt.

In Abbildung 7.12 ist die Ortsauflösung für 17 verschiedene Dichten bei einer Anodenspannung von 2450 V und einer Diskriminatorschwelle von 100 mV dargestellt. Bei allen Messungen wurde dabei die DOB und Auflösungsfunktion verwendet, die für den Datensatz bei $\rho = 1,70 \text{ kg/m}^3$ ermittelt wurde. Es ist zu erkennen, dass ausgehend von $1,70 \text{ kg/m}^3$ hin zu niedrigeren und höheren Dichten die Ortsauflösung zunächst wenig, dann immer deutlicher schlechter wird. Je stärker die Dichte geändert wird, desto schlechter können mit der verwendeten DOB die Einzelzeitmessungen der Driftröhren in passende Driftkreise umgerechnet werden. Für den am OPERA–PT abgeschätzten Bereich der Temperaturschwankungen (durch die gestrichelten Linien angedeutet) von 14°C bis 20°C ist eine leichte Verschlechterung der Ortsauflösung von bis zu $75 \mu\text{m}$ zu erkennen.

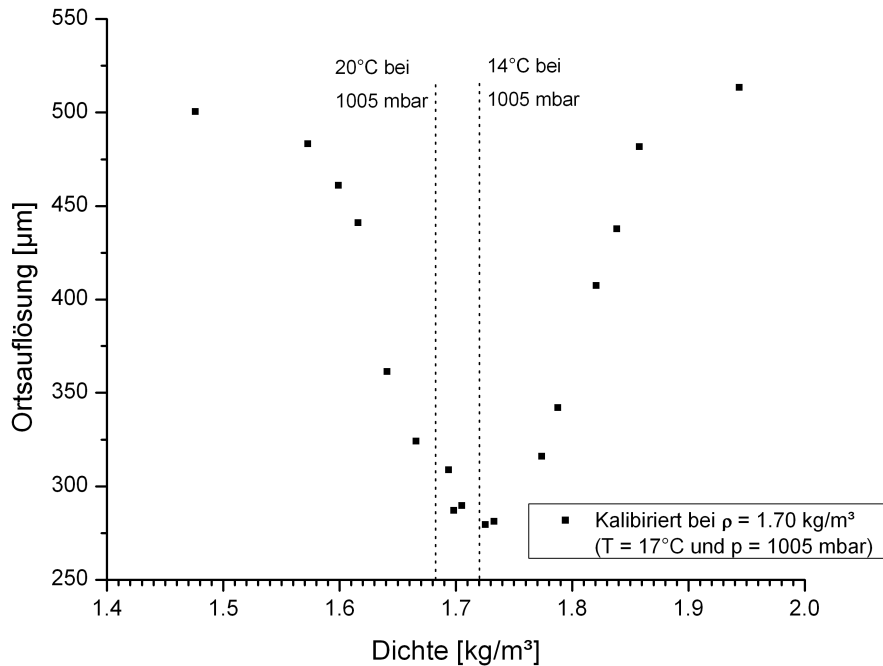


Abbildung 7.12: Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Dichte. Für die Messung bei $\rho = 1,70 \text{ kg/m}^3$ wurde eine DOB und eine Auflösungsfunktion erstellt und dann auf die weiteren Messungen angewendet. Die gestrichelten Linien deuten den Bereich an, in dem die Temperatur des OPERA-PT am LNGS schwankt.

7.4 Driftzeit–Ort–Beziehung

Über die Driftzeit–Ort–Beziehung werden die Zeitsignale der OPERA–Driftröhren in Driftkreise um die Anodendrähte umgerechnet, aus denen dann die Spuren der durchfliegenden Teilchen rekonstruiert werden. Eine genaue Kenntnis der DOB ist für die Spurrekonstruktion daher sehr wichtig. Obwohl innerhalb des OPERA–PT Temperatur- und damit auch Dichteunterschiede auftreten, wird für alle gemessenen Driftzeiten dieselbe DOB verwendet. Für die auftretenden Temperaturunterschiede ist es daher interessant zu wissen, wie sich die DOB in Abhängigkeit von der Dichte verändert.

In Abbildung 7.13 sind die Driftzeit–Ort–Beziehungen für sieben verschiedene Dichten dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Kurven hin zu höheren Dichten flacher verlaufen, die geordnete Driftgeschwindigkeit der Elektronen nimmt also ab. Dies wird nach Gleichung 4.12 auch so erwartet.

In Abbildung 7.14 ist die Änderung der Driftzeit gegenüber der Dichte für drei verschiedene Abstände r_i vom Anodendraht dargestellt. Die gemessenen Driftzeiten sind Abbildung 7.13 entnommen, die simulierten Driftzeiten stammen aus [Kre08] (s. Abb. 4.12) und wurden mit Gleichung 6.12 in die entsprechende Dichte umgerechnet. Es ist zu erkennen, dass die gemessenen Driftzeit–Ort–Beziehungen mit den simulierten Daten gut übereinstimmen.

In Abbildung 7.15 ist analog zu Abbildung 7.14 die Änderung der Driftdistanz

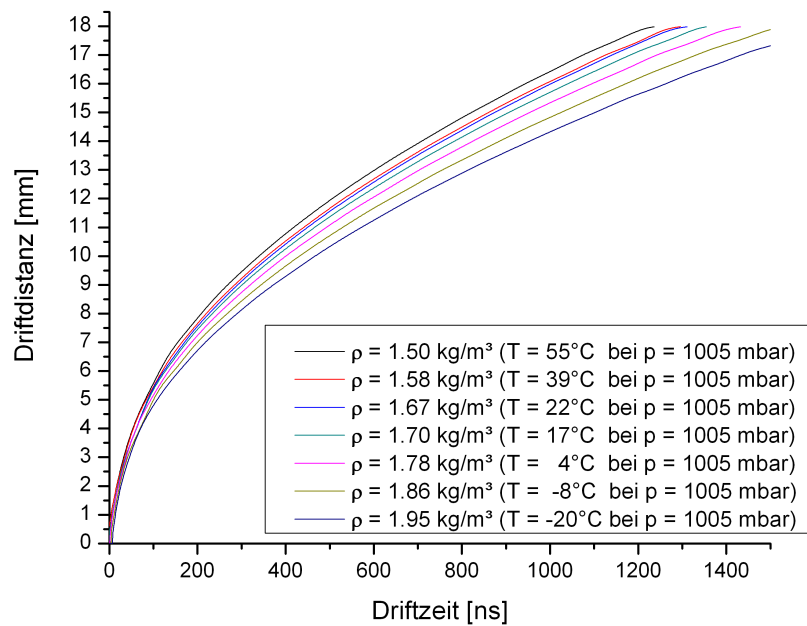


Abbildung 7.13: Driftzeit–Ort–Beziehungen für sieben verschiedene Dichten.

gegenüber der Dichte für vier verschiedene Driftzeiten dargestellt. Für die vier verschiedenen Driftzeiten wurden per linearer Regression Geraden durch die Messpunkte konstruiert. Über die Steigung der Geraden kann bei bekannter Dichteänderung die zu erwartende Driftdistanzänderung berechnet werden. Die Steigungen b der gefitteten Geraden sind in der Abbildung mit angegeben.

Eine Temperaturänderung von 6 K entspricht bei einem Druck von 1005 mbar einer Änderung der Dichte von $0,04 \text{ kg/m}^3$. Bei einer Driftzeit von 1200 ns ändert sich die Driftdistanz bei einer solchen Dichteänderung also um $(195 \pm 18) \mu\text{m}$.

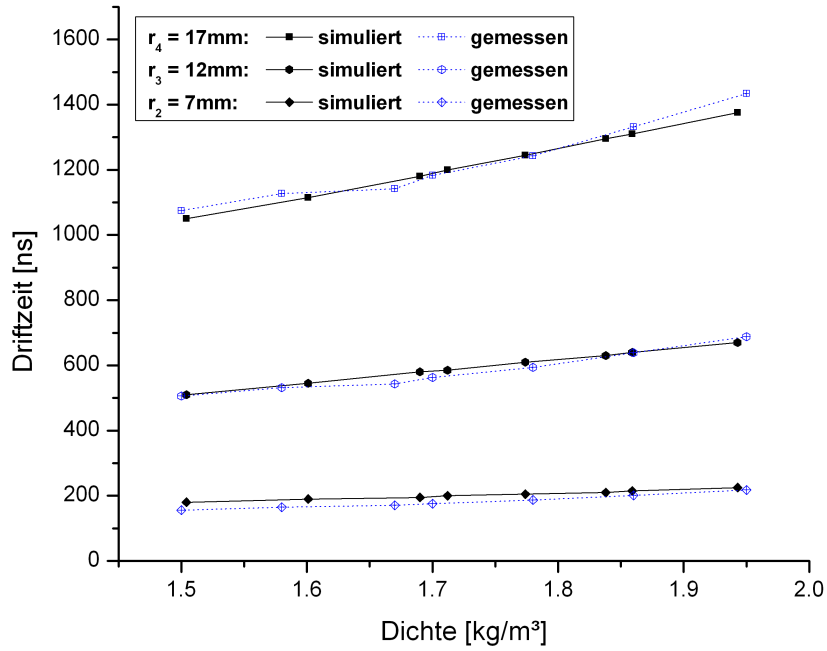


Abbildung 7.14: Änderung der Driftzeit gegenüber der Dichte für drei verschiedene Drahtabstände r_i . Die simulierten Daten stammen aus [Kre08].

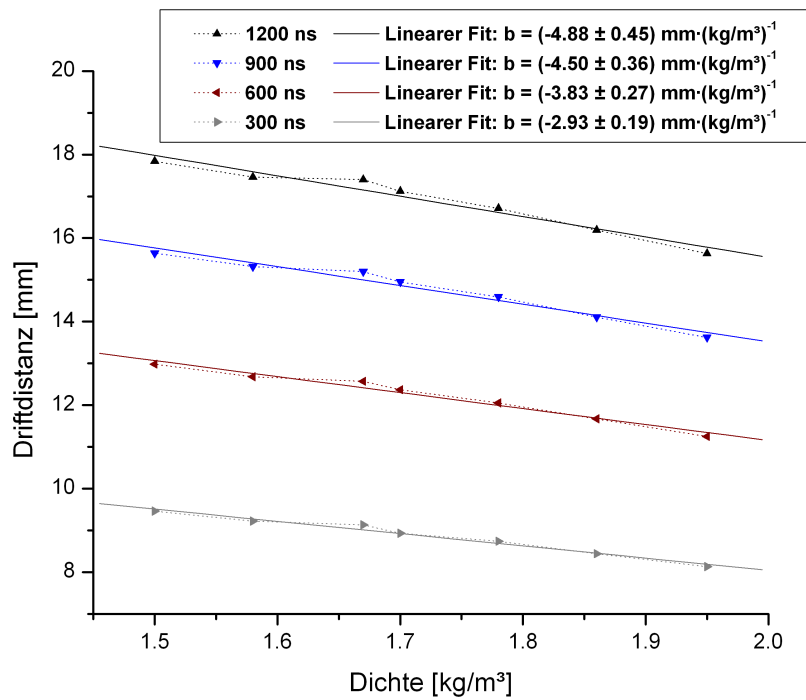


Abbildung 7.15: Änderung der Driftdistanz gegenüber der Dichte für vier verschiedene Driftzeiten. Die Steigungen b der gefitteten Geraden sind mit angegeben.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Dichteabhängigkeit der Nachweiseigenschaften des OPERA-Driftröhrenspektrometers untersucht. Ziel dabei war es, den Einfluss von Dichteänderungen auf die Gasverstärkung, die Einzelröhrennachweiseffizienz, die Ortsauflösung und die Driftzeit-Ort-Beziehung zu ermitteln. Die Messungen wurden an einem Teststand mit zwei aus der PT-Massenproduktion stammenden Driftröhrenmodulen durchgeführt.

Zur Bestimmung der relativen Gasverstärkung wurden insgesamt 71 Messungen bei sieben verschiedenen Dichten für verschiedene Anodenspannungen im Bereich von 2100 V bis 2600 V durchgeführt. Bei einer Gasdichte von $1,70 \text{ kg/m}^3$ führt eine Absenkung der Anodenspannung von 2450 V, mit der der OPERA-PT im Jahr 2008 betrieben wurde, auf 2300 V zu einer Halbierung der Gasverstärkung. Bei einer Absenkung der Spannung auf 2200 V beträgt die Gasverstärkung nur noch 25%.

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit einer Einzelröhre und der Ortsauflösung wurden insgesamt 87 Messungen für Anodenspannungen von 2350 V, 2400 V und 2450 V bei Diskriminatorschwellen von 50 mV, 70 mV und 100 mV durchgeführt. Für alle Anodenspannungen und Diskriminatorschwellen erreicht die Einzelröhrennachweiswahrscheinlichkeit bis zu einer Dichte von $1,70 \text{ kg/m}^3$ einen Wert von mindestens 98,5%. Zu höheren Dichten fällt die Nachweiswahrscheinlichkeit dann umso stärker ab, je kleiner die Anodenspannung und je höher die Diskriminatorschwelle ist. Dies hängt damit zusammen, dass die Gasverstärkung mit steigender Dichte abnimmt.

Die Ortsauflösung der Driftröhren verschlechtert sich bei konstanter Anodenspannung für alle Diskriminatorschwellen hin zu höheren Dichten. Dagegen verbessert sich die Ortsauflösung bei steigender Dichte, wenn die relative Gasverstärkung konstant gehalten wird. Für die am OPERA-PT auftretenden Temperaturschwankungen von etwa 6 K kann eine Unsicherheit in der Ortsauflösung von bis zu $75 \mu\text{m}$ abgeschätzt werden.

Um die Dichteabhängigkeit der Driftzeit-Ort-Beziehung zu untersuchen, wurden sieben Messungen bei einer Anodenspannung von 2450 V und einer Diskriminatorschwelle von 100 mV durchgeführt. Die DOB verlaufen hin zu höheren Dichten flacher, da die geordnete Driftgeschwindigkeit der Elektronen abnimmt. Für die am OPERA-PT auftretenden Temperaturschwankungen beträgt die Obergrenze der

Driftdistanzänderung bei einer Driftzeit von 1200 ns etwa $220 \mu\text{m}$.

Die in dieser Arbeit ermittelte Unsicherheit der Ortsauflösung und die Änderung der Driftzeit–Ort–Beziehung bei einer Temperaturänderung von 6 K liegen im Bereich des tolerierbaren Fehlers der Ortsbestimmung der OPERA–Driftröhren. Während des kommenden Strahlbetriebs wird eine weitere Verbesserung des Trigger–Timings und der Alignierung der Driftröhrenmodule am LNGS angestrebt. Im Anschluss kann die Nutzung einer orts- und temperaturabhängigen Driftzeit–Ort–Beziehung zu einer Verbesserung der Ortsbestimmung beitragen.

Anhang A

Messwerte

Tabelle A.1: Ladung am Ausgang des qVt berechnet aus der gemessenen Kanalnummer K nach Gleichung 6.15. Die in Abbildung 7.1 dargestellte relative Gasverstärkung G^* berechnet sich mit Gleichung 6.13 aus diesen Werten.

Anoden- spannung [V]	Ladung [pC] bei $\rho = 1,50 \text{ kg/m}^3$	Ladung [pC] bei $\rho = 1,58 \text{ kg/m}^3$	Ladung [pC] bei $\rho = 1,67 \text{ kg/m}^3$	Ladung [pC] bei $\rho = 1,70 \text{ kg/m}^3$	Ladung [pC] bei $\rho = 1,78 \text{ kg/m}^3$	Ladung [pC] bei $\rho = 1,86 \text{ kg/m}^3$	Ladung [pC] bei $\rho = 1,95 \text{ kg/m}^3$
2600			2680.5 \pm 47.9	2680.5 \pm 47.9	2345.5 \pm 44.7	1992.6 \pm 41.3	1595.0 \pm 37.5
2550			2390.2 \pm 45.1	2680.5 \pm 47.9	1983.7 \pm 41.2	1715.7 \pm 38.6	1367.2 \pm 35.3
2500		2747.5 \pm 48.6	1983.7 \pm 41.2	2323.2 \pm 44.5	1626.3 \pm 37.8	1425.3 \pm 35.9	1166.2 \pm 33.4
2450	2769.9 \pm 48.8	2345.5 \pm 44.7	1894.3 \pm 40.4	1671.0 \pm 38.2	1403.0 \pm 35.6	1215.4 \pm 33.8	947.3 \pm 31.3
2400	2421.4 \pm 45.4	1939.0 \pm 40.8	1581.6 \pm 37.4	1358.3 \pm 35.2	1157.3 \pm 33.3	951.8 \pm 31.3	750.8 \pm 29.4
2350	1983.7 \pm 41.2	1617.4 \pm 37.7	1304.7 \pm 34.7	1148.3 \pm 33.2	911.6 \pm 30.9	750.8 \pm 29.4	572.1 \pm 27.6
2300	1626.3 \pm 37.8	1322.6 \pm 34.9	1032.2 \pm 32.1	902.7 \pm 30.8	710.6 \pm 29.0	581.0 \pm 27.7	460.4 \pm 26.6
2250	1336.0 \pm 35.0	1027.7 \pm 32.0	777.6 \pm 29.6	683.8 \pm 28.7	500.6 \pm 27.0	456.0 \pm 26.5	366.6 \pm 25.7
2200	1045.6 \pm 32.2	782.1 \pm 29.7	603.4 \pm 27.9	527.4 \pm 27.2	424.7 \pm 26.2	357.7 \pm 25.6	304.1 \pm 25.1
2150	768.7 \pm 29.5	594.4 \pm 27.9	464.9 \pm 26.6	415.8 \pm 26.1	339.8 \pm 25.4	304.1 \pm 25.1	259.4 \pm 24.6
2100	585.5 \pm 27.8	460.4 \pm 26.6	371.1 \pm 25.7	335.4 \pm 25.4	286.2 \pm 24.9	259.4 \pm 24.6	228.1 \pm 24.3

Tabelle A.2: Messungen der Ortsauflösung und Nachweiseffizienz bei einer Diskriminatorschwelle von 50 mV. Siehe Abbildungen 7.4 und 7.7.

Dateiname der Messung	Dichte [kg/m ³]	Anoden- spannung [V]	Anzahl der Ereignisse	Anzahl der rekonstruierten Spuren	Ortsauflösung [μm]	Nachweis- effizienz [%] (Röhre Nr. 68)
RUN_200_16-25-23	1.50	2350	21226	18232	273.608 \pm 0.562	99.49 \pm 0.15
RUN_198_11-29-46	1.58	2350	21882	18920	283.840 \pm 0.584	99.42 \pm 0.16
RUN_157_16-08-41	1.67	2350	22414	19156	289.435 \pm 0.514	99.48 \pm 0.14
RUN_161_16-39-03	1.70	2350	21210	18101	298.991 \pm 0.655	98.84 \pm 0.21
RUN_184_14-54-29	1.78	2350	19685	17052	370.805 \pm 3.895	97.29 \pm 0.34
RUN_190_12-15-20	1.85	2350	26049	22595	369.942 \pm 0.734	94.01 \pm 0.44
RUN_193_13-30-56	1.94	2350	23363	20439	461.783 \pm 0.920	92.42 \pm 0.52
RUN_200_08-51-31	1.50	2400	20715	17641	297.032 \pm 0.574	99.03 \pm 0.21
RUN_197_16-40-35	1.58	2400	18245	15659	261.391 \pm 0.600	99.52 \pm 0.15
RUN_156_16-05-09	1.67	2400	21331	18194	264.687 \pm 0.535	99.29 \pm 0.17
RUN_163_12-04-41	1.70	2400	24863	21281	285.983 \pm 0.567	99.17 \pm 0.17
RUN_183_09-34-11	1.78	2400	20593	17617	293.171 \pm 0.796	97.88 \pm 0.29
RUN_189_09-07-33	1.85	2400	26178	22862	379.221 \pm 0.934	94.08 \pm 0.43
RUN_192_12-23-30	1.94	2400	25792	22361	434.754 \pm 2.771	92.59 \pm 0.48
RUN_199_11-36-05	1.50	2450	22015	18842	263.149 \pm 0.559	98.78 \pm 0.22
RUN_197_09-03-36	1.58	2450	20476	17538	252.458 \pm 0.574	99.27 \pm 0.18
RUN_155_16-38-38	1.67	2450	19641	16621	248.427 \pm 0.560	99.46 \pm 0.15
RUN_163_15-26-38	1.70	2450	21748	18624	280.520 \pm 0.613	99.02 \pm 0.20
RUN_182_10-06-48	1.78	2450	26575	23050	294.283 \pm 0.599	98.52 \pm 0.22
RUN_186_09-29-57	1.85	2450	21634	18325	309.408 \pm 0.653	95.20 \pm 0.43
RUN_191_12-25-58	1.94	2450	22831	19939	364.990 \pm 0.887	92.50 \pm 0.52

Tabelle A.3: Messungen der Ortsauflösung und Nachweiseffizienz bei einer Diskriminatorschwelle von 70 mV. Siehe Abbildungen 7.5 und 7.8.

Dateiname der Messung	Dichte [kg/m ³]	Anoden- spannung [V]	Anzahl der Ereignisse	Anzahl der rekonstruierten Spuren	Ortsauflösung [μ m]	Nachweis- effizienz [%] (Röhre Nr. 68)
RUN_200_13-55-18	1.50	2350	22178	19180	277.153 \pm 0.566	98.96 \pm 0.20
RUN_198_08-56-02	1.58	2350	21229	18374	292.524 \pm 0.609	99.21 \pm 0.18
RUN_158_10-55-37	1.67	2350	25050	21415	292.951 \pm 0.507	99.08 \pm 0.18
RUN_161_13-39-54	1.70	2350	19047	16308	321.934 \pm 0.716	98.97 \pm 0.21
RUN_184_12-18-46	1.78	2350	18564	15949	374.275 \pm 0.984	98.08 \pm 0.30
RUN_190_09-24-13	1.85	2350	24163	20959	432.448 \pm 1.122	94.69 \pm 0.43
RUN_193_10-25-24	1.94	2350	26857	23474	533.807 \pm 1.037	90.49 \pm 0.54
RUN_199_16-29-43	1.50	2400	21496	18561	266.561 \pm 0.588	98.95 \pm 0.21
RUN_197_14-08-26	1.58	2400	21490	18600	257.848 \pm 0.580	99.22 \pm 0.18
RUN_156_13-15-36	1.67	2400	21722	18618	270.489 \pm 0.598	99.21 \pm 0.18
RUN_232_09-37-59	1.70	2400	30501	26193	352.602 \pm 0.465	98.79 \pm 0.22
RUN_183_12-18-12	1.78	2400	20041	17308	330.579 \pm 0.788	98.17 \pm 0.28
RUN_231_13-35-58	1.85	2400	33640	29292	387.746 \pm 0.594	95.07 \pm 0.46
RUN_233_12-26-19	1.94	2400	25895	22578	417.115 \pm 1.005	92.63 \pm 0.54
RUN_199_09-14-36	1.50	2450	20444	17603	262.069 \pm 0.580	99.33 \pm 0.17
RUN_196_16-51-17	1.58	2450	21862	18898	264.951 \pm 0.554	99.37 \pm 0.16
RUN_155_13-31-49	1.67	2450	21345	18211	258.707 \pm 0.559	99.47 \pm 0.15
RUN_232_13-42-37	1.70	2450	38659	33414	280.890 \pm 0.436	99.13 \pm 0.14
RUN_231_09-45-42	1.78	2450	26245	22452	261.690 \pm 0.474	99.07 \pm 0.17
RUN_185_14-47-06	1.85	2450	27534	23542	321.526 \pm 0.835	95.31 \pm 0.38
RUN_191_09-18-19	1.94	2450	27279	23686	372.985 \pm 0.645	92.27 \pm 0.48

Tabelle A.4: Messungen der Ortsauflösung und Nachweiseffizienz bei einer Diskriminatorschwelle von 100 mV. Siehe Abbildungen 7.6 und 7.9.

Dateiname der Messung	Dichte [kg/m ³]	Anoden- spannung [V]	Anzahl der Ereignisse	Anzahl der rekonstruierten Spuren	Ortsauflösung [μ m]	Nachweis- effizienz [%] (Röhre Nr. 68)
RUN_200_11-20-30	1.50	2350	22166	19065	287.230 \pm 0.571	99.06 \pm 0.19
RUN_197_19-02-07	1.58	2350	16941	14553	294.482 \pm 0.679	98.80 \pm 0.25
RUN_157_10-22-47	1.67	2350	22655	19417	326.493 \pm 0.567	99.43 \pm 0.15
RUN_161_10-36-46	1.70	2350	19805	17002	370.626 \pm 0.740	98.74 \pm 0.23
RUN_184_09-13-55	1.78	2350	23239	20141	435.171 \pm 0.903	97.23 \pm 0.32
RUN_189_12-31-34	1.85	2350	31451	27550	586.130 \pm 1.002	92.38 \pm 0.45
RUN_192_15-26-34	1.94	2350	25836	22306	1054.56 \pm 2.612	82.88 \pm 0.71
RUN_199_14-05-58	1.50	2400	20381	17575	276.003 \pm 0.582	99.24 \pm 0.18
RUN_197_11-37-46	1.58	2400	21257	18316	279.898 \pm 0.574	99.10 \pm 0.19
RUN_156_10-10-08	1.67	2400	24080	20645	272.611 \pm 0.622	99.01 \pm 0.19
RUN_162_09-47-59	1.71	2400	21758	18695	324.122 \pm 0.654	99.13 \pm 0.19
RUN_183_15-02-32	1.78	2400	27887	24151	372.228 \pm 0.750	98.33 \pm 0.22
RUN_186_12-43-52	1.85	2400	19183	16554	392.226 \pm 1.123	95.63 \pm 0.43
RUN_233_15-28-32	1.94	2400	25434	22149	491.230 \pm 0.856	93.05 \pm 0.49
RUN_198_16-58-25	1.50	2450	20251	17370	269.589 \pm 0.650	99.22 \pm 0.18
RUN_196_14-22-17	1.58	2450	21485	18477	303.361 \pm 0.547	99.07 \pm 0.20
RUN_155_10-24-03	1.67	2450	23054	19706	266.100 \pm 0.511	99.11 \pm 0.18
RUN_245_09-15-18	1.70	2450	36906	31767	271.184 \pm 0.439	99.08 \pm 0.15
RUN_182_16-10-31	1.78	2450	21801	18745	312.727 \pm 0.677	98.43 \pm 0.25
RUN_185_10-43-09	1.86	2450	29017	25065	345.681 \pm 0.918	96.67 \pm 0.31
RUN_190_15-53-57	1.94	2450	32760	28440	394.306 \pm 1.020	93.97 \pm 0.39

Tabelle A.5: Messungen der Ortsauflösung und Nachweiseffizienz bei konstanter Gasverstärkung. Siehe Abbildungen 7.10 und 7.11.

Dateiname der Messung	Dichte [kg/m ³]	Anoden- spannung [V]	Anzahl der Ereignisse	Anzahl der rekonstruierten Spuren	Ortsauflösung [μm]	Nachweis- effizienz [%] (Röhre Nr. 68)
287_11-00-26	1.50	2310	24001	20512	281.267 \pm 0.524	99.25 \pm 0.17
247_11-55-13	1.58	2370	26895	23279	285.232 \pm 0.510	98.84 \pm 0.20
247_09-24-10	1.67	2415	20902	18015	284.507 \pm 0.551	99.23 \pm 0.18
245_09-15-18	1.70	2450	29608	25439	271.184 \pm 0.439	99.16 \pm 0.16
245_13-13-25	1.78	2500	23243	19959	253.768 \pm 0.498	99.29 \pm 0.17
245_16-19-36	1.86	2550	18319	15851	259.085 \pm 0.555	99.30 \pm 0.19
289_13-08-06	1.94	2610	41877	35607	250.164 \pm 0.363	98.72 \pm 0.26

Tabelle A.6: Messungen der Ortsauflösung ohne Kalibration bei einer Schwellenspannung von 100 mV und einer Anodenspannung von 2450 V. Siehe Abbildung 7.12.

Dateiname der Messung	Dichte [kg/m ³]	Anzahl der Ereignisse	Anzahl der rekonstruierten Spuren	Ortsauflösung [μm]
RUN_133_12-18-30	1.48	12691	10749	500.5
RUN_129_10-35-15	1.57	13516	11119	483.1
RUN_129_13-58-21	1.60	12720	10842	460.9
RUN_129_17-18-19	1.62	12254	10036	440.9
RUN_130_10-50-14	1.64	13115	10805	361.2
RUN_155_10-24-03	1.67	23054	19706	324.0
RUN_120_16-57-05	1.69	14254	11758	308.7
RUN_164_13-04-36	1.70	36906	31767	287.0
RUN_120_10-19-33	1.71	14118	11655	289.6
RUN_121_15-31-26	1.73	15202	12743	279.5
RUN_127_16-54-45	1.73	13144	10852	281.1
RUN_123_13-38-16	1.77	15133	12461	316.0
RUN_127_13-44-15	1.79	12978	10654	341.9
RUN_127_10-32-27	1.82	14376	11997	407.3
RUN_126_13-49-34	1.84	13725	11427	437.7
RUN_185_10-43-09	1.86	29017	25065	481.7
RUN_190_15-53-57	1.94	32760	28440	513.4

Abbildungsverzeichnis

3.1	3-D Darstellung der CNGS-Anlage am CERN	12
3.2	Schematische Darstellung des Flugweges der Neutrinos	13
3.3	Schematischer Aufbau der CNGS-Beamline	13
3.4	Übergangswahrscheinlichkeit $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}$ bei 17 GeV	15
3.5	Schematische Darstellung des OPERA-Detektors	16
3.6	Schematischer Aufbau eines OPERA-Bricks	17
3.7	Magnet eines Myon-Spektrometers	19
3.8	Querschnitt einer RPC	19
3.9	Langer und kurzer Zerfall eines Tau-Leptons im ECC-Quader	22
3.10	Entdeckungspotential für die $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillation	24
4.1	Schematische Darstellung der Funktionsweise einer Driftröhre	28
4.2	Mittlerer Energieverlust nach der Bethe-Bloch-Gleichung	30
4.3	Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Argon mit geringen Zusätzen von Stickstoff.	35
4.4	Effektive Wirkungsquerschnitte für Elektronen in Argon und in CO ₂	35
4.5	Diffusion von Elektronen nach 1 cm Drift in verschiedenen Gasen.	36
4.6	Wahrscheinlichkeit der Elektronenanlagerung in Sauerstoff pro Stoß als Funktion der Elektronenenergie	38
4.7	Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Anodenspannung	40
4.8	Driftzeitspektrum ermittelt am großen Teststand in Hamburg	42
4.9	Driftzeit-Ort-Beziehung ermittelt am großen Teststand in Hamburg	43
4.10	Driftzeit-Ort-Beziehung mit gefitteter Wurzelfunktion	44
4.11	Driftzeit-Ort-Beziehungen simuliert für verschiedene Dichten und Temperaturen	45
4.12	Änderung der Driftzeit gegenüber dem Druck und der Temperatur	45
4.13	Gemessene Driftstrecke gegenüber dem drahtnächsten Abstand der Teilchenspur	46
4.14	Abhängigkeit der Primärionisationsstatistik von der Driftdistanz	47
4.15	Diffusion σ und Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom elektrischen Feld E in Ar:CO ₂ (80:20)	48
5.1	Modul-Endplatten im Querschnitt	50
5.2	Schematischer Aufbau der Vorverstärkerplatine	51
5.3	Trigger-Stationen für den Precision Tracker im ersten Supermodul	52

5.4	Schematischer Aufbau des Gassystems des Precision Trackers	53
5.5	Schematischer Aufbau der Zentraleinheit des Gassystems	54
5.6	Schematische Darstellung der Verteileinheit einer Untereinheit	55
5.7	Schematische Darstellung eines PT-Einschubs einer Untereinheit	55
5.8	Horizontaler Schnitt durch ein Myon-Spektrometer	56
6.1	Aufbau des großen Teststands	60
6.2	Reichweite von Myonen in verschiedenen Materialien	61
6.3	Mittlere vertikale Myon-Intensität als Funktion des Myonimpulses	62
6.4	Schematischer Aufbau der Szintillatoren am großen Teststand	63
6.5	Einkanal-Betriebsgerät PR 4000 S	64
6.6	Schematischer Aufbau des Gassystems am großen Teststand	65
6.7	Industriestaubsauger und Drucktank mit montiertem Druckmessgerät	66
6.8	Messung des Druckes im Puffervolumen	66
6.9	Beschreibung der Teilchenspur mit der Hesseschen Normalenform	68
6.10	Tangenten zur Bestimmung der Teilchenspur	68
6.11	Residuenverteilung der Messung RUN_245_09-15-18	70
6.12	Schematische Darstellung der Driftröhre zur Messung der Gasverstärkung	71
6.13	Schematischer Aufbau zur Messung der Gasverstärkung	72
6.14	Messpunkte zur Kalibration des qVt mit der Regressionsgeraden	75
7.1	Relative Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Anodenspannung	80
7.2	Relative Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Dichte	81
7.3	Reduziertes Feld V/p in Abhängigkeit von der Dichte	81
7.4	Einzelröhrenachweffizienz, Diskriminatorschwelle: 50 mV	82
7.5	Einzelröhrenachweffizienz, Diskriminatorschwelle: 70 mV	83
7.6	Einzelröhrenachweffizienz, Diskriminatorschwelle: 100 mV	83
7.7	Ortsauflösung, Diskriminatorschwelle: 50 mV	84
7.8	Ortsauflösung, Diskriminatorschwelle: 70 mV	85
7.9	Ortsauflösung, Diskriminatorschwelle: 100 mV	85
7.10	Vergleich der Ortsauflösung bei konstanter Gasverstärkung mit der Ortsauflösung bei konstanter Anodenspannung	86
7.11	Vergleich der Nachweffizienz einer Einzelröhre bei konstanter Gasverstärkung mit der Nachweffizienz bei konstanter Anodenspannung	87
7.12	Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Dichte.	88
7.13	Driftzeit-Ort-Beziehungen für sieben verschiedene Dichten	89
7.14	Änderung der Driftzeit gegenüber der Dichte für drei verschiedene Drahtabstände	90
7.15	Änderung der Driftdistanz gegenüber der Dichte für vier verschiedene Driftzeiten	90

Tabellenverzeichnis

3.1	Zerfallskanäle von π^+ und K^+	14
3.2	Kontamination des CNGS-Strahls	14
3.3	Anzahl der erwarteten ν_τ -Ereignisse	22
3.4	Anzahl der erwarteten Neutrino-Ereignisse	23
3.5	Anzahl der erwarteten ν_τ -CC-Wechselwirkungen	24
3.6	Nachweiseffizienz des OPERA-Detektors	25
4.1	Eigenschaften der im OPERA-PT verwendeten Gase	29
4.2	Clustergrößenverteilung	31
4.3	Elektronenanlagerung verschiedener elektronegativer Gase	37
6.1	Vergleich zwischen gemessener und berechneter Dichte von Ar und CO ₂	73
A.1	Messung der Ladung am Ausgang des qVt	94
A.2	Messungen der Ortsauflösung und Nachweiseffizienz bei einer Diskriminatorschwelle von 50 mV	95
A.3	Messungen der Ortsauflösung und Nachweiseffizienz bei einer Diskriminatorschwelle von 70 mV	96
A.4	Messungen der Ortsauflösung und Nachweiseffizienz bei einer Diskriminatorschwelle von 100 mV	97
A.5	Messungen der Ortsauflösung und Nachweiseffizienz bei konstanter Gasverstärkung	98
A.6	Messungen der Ortsauflösung ohne Kalibration	99

Literaturverzeichnis

- [Acq06] R. Acquafredda et al. (OPERA Collaboration), *First events from the CNGS neutrino beam detected in the OPERA experiment*, New J. Phys. **8** (2006), 303.
- [Ada07] T. Adam et al., *The OPERA experiment Target Tracker*, Nucl. Instr. Meth. **A577** (2007), 523–539.
- [Ahm01] Q. R. Ahmad et al. [SNO Collaboration], *Measurement of the charged current interactions produced by B-8 solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 071301 [arXiv:nucl-ex/0106015].
- [Ahm02] Q. R. Ahmad et al. [SNO Collaboration], *Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory* Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 011301 [arXiv:nucl-ex/0204008].
- [Ams08] C. Amsler et al. (Particle Data Group), PL **B667**, 1 (2008).
- [Apo02] M. Apollonio et al. [CHOOZ Collaboration], *Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station*, Eur. Phys. J. C **27**, 331 (2003) [arXiv:hep-ex/0301017].
- [Ara04] T. Araki et al. [KamLAND Collaboration], *Measurement of neutrino oscillation with KamLAND: Evidence of spectral distortion*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 081801 [arXiv:hep-ex/0406035].
- [Ard06] F. Ardellier et al. [Double Chooz Collaboration], *Double Chooz: A search for the neutrino mixing angle $\theta(13)$* , (2006) [arXiv:hep-ex/0606025].
- [Arp08] C. Arpesella et al. [The Borexino Collaboration], *Direct Measurement of the Be-7 Solar Neutrino Flux with 192 Days of Borexino Data*, Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 091302 [arXiv:0805.3843 [astro-ph]].
- [Bet30] H. A. Bethe, *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*, Ann. d. Phys., 5. Folge (1930), 325–400.
- [Bia99] S. F. Biagi, *Monte Carlo simulation of electronnext term drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields*, Nucl. Instrum. Meth. A **421** (1999) 234-240.

- [Bic06] D. Bick, *Data Evaluation and CNGS Beam Localization with the Precision Tracker of the OPERA Detector*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2007).
- [Blu93] W. Blum, L. Rolandi, *Particle detection with drift chambers*, Springer Verlag, Berlin (1993).
- [Boe01] F. Boehm et al., *Final results from the Palo Verde neutrino oscillation experiment*, Phys. Rev. D **64**, 112001 (2001) [arXiv:hep-ex/0107009].
- [Bro59] S. C. Brown, *Basic Data of Plasma Physics*, MIT Press, Cambridge (1959).
- [Cao05] J. Cao, *Daya Bay neutrino experiment*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **155** (2006) 229 [arXiv:hep-ex/0509041].
- [Cle98] B. T. Cleveland et al., *Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector*, Astrophys. J. **496** (1998) 505.
- [Cod08] Committee on Data for Science and Technology. <http://www.codata.org/>.
- [Dan62] G. Danby, J. M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. B. Mistry, M. Schwartz and J. Steinberger, *Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos* Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 36.
- [Dec94] Y. Declais et al., *Search for neutrino oscillations at 15-meters, 40-meters, and 95-meters from a nuclear power reactor at Bugey*, Nucl. Phys. B **434** (1995) 503.
- [Die56] W. Diethorn, *A methane proportional counter system for natural radiocarbon measurements*, USAEC Report NY06628, (1993).
- [Eid04] S. Eidelmann et. al., *Review of Particle Physics*, Phys. Lett. B592, 1, (2004).
- [Fer06] T. Ferber, *Messung der Gaseigenschaften unter Einfluss von molekularem Sauerstoff und Aufbau eines Gassystems für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2006).
- [Fer08] T. Ferber et al., *The gas system of the drift tube detector of the neutrino experiment OPERA*, Nucl. Instrum. Meth. A **592**, 493 (2008).
- [Fis91] H. Fischle, J. Heintze, B. Schmidt *Experimental determination of ionisation cluster size distributions in counting gases*, Nucl. Instr. Meth. **A301** (1991), 202–214.
- [Fuk98] Y. Fukuda et al. [Super-Kamiokande Collaboration], *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998) [arXiv:hep-ex/9807003].
- [Fuk00] S. Fukuda et al. [Super-Kamiokande Collaboration], *Tau neutrinos favored over sterile neutrinos in atmospheric muon neutrino oscillations*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3999 (2000) [arXiv:hep-ex/0009001].

- [Ges08] GESTIS-Stoffdatenbank: Gefahrstoffinformationssystem der Deutschen Gesetzlichen Unfallversicherung. <http://www.dguv.de/bgia/stoffdatenbank>.
- [Giu04] C. Giunti, M. Laveder, *Neutrino Mixing*, arXiv:hep-ph/0310238 v2, (2004).
- [Goe06] C. Göllnitz, *Entwicklung und Test von Überwachungs- und Steuerungseinheiten sowie Bestimmung von Betriebsparametern des OPERA Precision Trackers*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2006).
- [Hos00] K. Hoshino [DONUT Collaboration], *Result from DONUT: First direct evidence for tau-neutrino*, Prepared for 8th Asia Pacific Physics Conference (APPC 2000), Taipei, Taiwan, 7-10 Aug 2000
- [Jes55] W. P. Jesse et al., *Ionisation in pure gases and the average energy to make an ion pair for alpha and beta particles*, Phys. Rev. Vol. 97 Nr. 6, (1955). 1668–1670.
- [Kay05] B. Kayser, *Neutrino physics*, 2005 [arXiv:hep-ph/0506165].
- [Kem05] J. Kempa, *The muon energy spectra at various geomagnetic latitudes*, Proceedings of 29th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2005), Pune, India, 3–11 Aug 2005.
- [Kim08] S. B. Kim [RENO Collaboration], *RENO: Reactor experiment for neutrino oscillation at Yonggwang*, AIP Conf. Proc. **981**, 205 (2008) [J. Phys. Conf. Ser. **120**, 052025 (2008)].
- [Kre08] C. Kreyser, *Studien zum Einfluss von Magnetfeldern auf die Funktionsweise von Drahtkammern*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2008).
- [Len07] J. Lenkeit, *Kalibrationsmessungen für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2007).
- [Min07] [MINOS Collaboration], *Preliminary Results from MINOS on Muon Neutrino Disappearance Based on an Exposure of 2.5×10^{20} 120-GeV Protons on the NuMI Target*, arXiv:0708.1495 [hep-ex].
- [Ope00] The OPERA Collaboration, *An appearance experiment to search for $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ oscillations in the CNGS beam*, Experiment Proposal (2000).
- [Ope08] The OPERA Collaboration, *The OPERA experiment in the CERN to Gran Sasso neutrino beam*, to be published.
- [Ope09] Offizielle Plots der OPERA Kollaboration. <http://emulsion.na.infn.it/wiki/>.
- [Ort07] B. Orth, *Messung von Spuren kosmischer Myonen mit dem OPERA 1m-Precision-Tracker-Teststand und Einbindung des Precision-Tracker-Gassystems in die Slow-Control-Datenbank*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2007).

- [Pei84] A. Peisert, F. Sauli, *Drift and diffusion of electrons in gases: A compilation*, CERN-YELLOW-84-08, Genf (1984).
- [Piu83] F. Piu, *Measurement Of The Longitudinal Diffusion Of A Single Electron In Gas Mixtures Used In Proportional Counters*, Nucl. Instrum. Meth. 205 (1983) 425.
- [Rei56] F. Reines, C. L. Cowan, *The Neutrino*, Nature **178** (1956), 446-449.
- [Ros06] O. Ross, *Winkelaufösung und Spureffizienz am Teststand sowie Aufbau der Hochspannungsversorgung des Driftröhrenspektrometers für das OPERA-Experiment*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2006).
- [Pal75] F. Sauli, *Application of classical theory of electrons in gases to drift proportional chambers*, Nucl. Instrum. Meth. 128 (1975) 323-335.
- [Pau30] W. Pauli, *Dear radioactive ladies and gentlemen*, Phys. Today **31N9** (1978) 27.
- [Per75] M. L. Perl et al., *Evidence for anomalous lepton production in $e^+ e^-$ annihilation*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1489.
- [Rae64] H. Raether, *Electron avalanches an breakdown in gases*, Butterworths & Ca. Ltd., London (1964).
- [Sau77] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*, Lectures given in the Academic Training Programme of CERN 1975-1976, Genf (1977).
- [Sch97] N. Schmitz, *Neutrinophysik*, Teubner (1997).
- [Sch06] J. Schütt, R. van Staa, *OSUB – OPERA Support Board*, Manual for the OPERA Support Board, internal Note, Hamburg (2006).
- [Sew06] J. Sewing, *Entwicklung und Bestimmung der Nachweiseigenschaften des Myon-Detektors für das OPERA-Experiment*, Dissertation, Universität Hamburg (2006).
- [Ste08] B. Steinke, *Der Trigger für das OPERA-Driftröhrenspektrometer*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2008).
- [Vee96] R. Veenhof, *Garfield, a drift-chamber simulation program, Users Guide, Version 5.27*, (1996).
- [Wol78] L. Wolfenstein, *Neutrino oscillations in matter*, Phys. Rev. **D17** (1978), 2369-2374.
- [Won07] B. S. Wonsak, *Die Spurrekonstruktion für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des Neutrino-Experiments OPERA*, Dissertation, Universität Hamburg (2007).

-
- [Yao06] W. M. Yao et al., *Review of Particle Physics*, Journal of Physics **G 33**, 1 (2006).
- [Zha94] T. Zhao, Y. Chen, S. Han and J. Hersch, *A Study of electron drift velocity in Ar-CO-2 gas mixtures*, Nucl. Instrum. Meth. A **340** (1994) 485.
- [Zim99] R. Zimmermann, *Zeitmeßelektronik für den HERA-B-Detektor*, Dissertation, Universität Rostock (1999).
- [Zim05] R. Zimmermann et al., *The precision tracker of the OPERA detector*, Nucl. Instr. Meth. **A555** (2005), 435–450.
- [Zim06] R. Zimmermann, *Status of the OPERA Experiment*, arXiv:physics/0604101v1 (2006).
- [Zim07] R. Zimmermann, *A general track reconstruction scheme and its application to the OPERA drift tubes*, Internal OPERA note (2007).
- [Zub04] K. Zuber, *Neutrino Physics*, Institute of Physics Publishing (2004).

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei dieser Arbeit unterstützt und sie erst möglich gemacht haben.

Meiner Betreuerin Prof. Dr. Caren Hagner danke ich für die Übertragung dieser interessanten Arbeit und der Möglichkeit, aktiv an der Arbeit der OPERA-Kollaboration teilnehmen zu können. Meinem Zweitgutachter Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall danke ich für die vielen kleinen und großen Anmerkungen und Verbesserungen, sowie für die interessanten Unterhaltungen.

Bei der gesamten Arbeitsgruppe bedanke ich mich für die Geduld meine Fragen zu beantworten, die Hilfestellung bei allen möglichen Problemen mit Soft- und Hardware, die Ideen und Ratschläge zu dieser Arbeit, das Korrekturlesen, den Kaffee, Tee, Kuchen, die Kekse, Kinder délice, Gummitiere, den Fußball und die Schneeballschlachten, sowie den ganzen anderen Spaß, den wir im vergangenen Jahr hatten: Dr. Raoul Zimmermann, Dr. Joachim Ebert, Dr. Björn Wonsak, Dr. Benjamin Janutta, Daniel Bick, Torben Ferber, Christoph Göllnitz, Martin Hierholzer, Jan Lenkeit, Jörn Boysen, Michael Chabior, Yannic Enders, Markus Frahm, Eike Frank, Ansgar Hamer, Henning Jeschke, Carsten Kreysler, Belina von Krosigk, Thorsten Lammers, Markus Röhling, Burkhard Steinke, Mareike Stöppler, Lutz Berger und Hans-Jürgen Ohmacht.

Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern, die über all die Jahre die Geduld mit mir nicht verloren haben. Meiner Großmutter, meinem Bruder und meiner Schwägerin danke ich ganz herzlich für die Unterstützung.

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig und ausschließlich mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln verfasst zu haben.
Mit der Veröffentlichung dieser Arbeit und der Auslage in der Bibliothek bin ich einverstanden.

Hamburg, 15. Januar 2009

Christian Oldorf