

Kalibrationsmessungen  
für das Driftröhren–Myon–Spektrometer  
des OPERA–Detektors

Diplomarbeit

vorgelegt von

Jan Lenkeit



Institut für Experimentalphysik  
der Universität Hamburg

September 2007



# Calibration Measurements for the Drift Tube Muon Spectrometer of the OPERA Detector

## Abstract

Within the framework of this diploma thesis, calibration measurements for the Precision Tracker of the OPERA detector were performed. At a test set-up with two 8 m drift tube modules, anode voltages and discriminator thresholds were varied, as were the positions of the trigger scintillators. Data analysis revealed the positions of the anode wires to deviate from their nominal positions by approx.  $183 \mu\text{m}$ . Adjustment of the wire coordinates was achieved by means of a computational calibration method, and mean deviation was lowered to approx.  $34 \mu\text{m}$ . For discriminator thresholds of  $\leq 50 \text{ mV}$ , spatial resolution of the drift tubes lay below  $300 \mu\text{m}$ . Irrespective of the operating parameters, single-tube hit efficiency amounted to 98%, and multiplicity reached slightly more than eight hits per event. Measurement results appeared to be independent of scintillator positions.

## Kalibrationsmessungen für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors

## Kurzfassung

Gegenstand dieser Diplomarbeit sind Kalibrationsmessungen für den Precision Tracker des OPERA-Detektors an einem Teststand mit zwei 8 m-Driftröhren-Modulen bei verschiedenen Anodenspannungen und Diskriminatorschwellen, kombiniert mit unterschiedlichen Positionen der Trigger-Szintillatoren. Die Auswertung der Messdaten ergab eine mittlere Abweichung der Anodendrähte von ihren Soll-Positionen von ca.  $183 \mu\text{m}$ . Mithilfe eines Kalibrationsverfahrens der verwendeten Spurrekonstruktionssoftware konnten die Drahtkoordinaten korrigiert werden, die mittlere Abweichung ließ sich so auf ca.  $34 \mu\text{m}$  senken. Die Ortsauflösung der Driftröhren erreichte für Diskriminatorschwellen  $\leq 50 \text{ mV}$  Werte von weniger als  $300 \mu\text{m}$ . Unabhängig von der Wahl der Betriebsparameter lag die Nachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Röhren über 98% und die Multiplizität bei etwas über acht Treffern pro Ereignis. Eine Abhängigkeit der Messergebnisse von der Szintillatorposition konnte nicht festgestellt werden.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Neutrinooszillationen</b>	<b>3</b>
2.1	Super-Kamiokande . . . . .	6
2.2	MINOS . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Das OPERA-Experiment</b>	<b>9</b>
3.1	Der CNGS-Neutrinostrahl . . . . .	9
3.2	Der OPERA-Detektor . . . . .	11
3.2.1	Das Target . . . . .	12
3.2.2	Der Target Tracker . . . . .	15
3.2.3	Die Myon-Spektrometer . . . . .	16
3.2.4	Das Veto . . . . .	18
3.3	Der Precision Tracker . . . . .	18
3.3.1	Funktionsweise von Driftröhren . . . . .	18
3.3.2	Aufbau und Funktionsweise des Precision Trackers . . . . .	20
3.4	Der Tau-Nachweis . . . . .	23
3.5	Resultate erster Testläufe . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Der 8 m-Precision-Tracker-Teststand</b>	<b>27</b>
4.1	Aufbau des Teststands . . . . .	27
4.1.1	Anordnung, Gas- und Hochspannungsversorgung der 8 m-Driftröhren-Module . . . . .	27
4.1.2	Kosmische Strahlung und der Trigger für den Teststand . . . . .	29
4.1.3	Messelektronik und Datennahme . . . . .	32
4.2	Spurrekonstruktion . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Messergebnisse und Auswertung</b>	<b>41</b>
5.1	Messprogramm . . . . .	41
5.2	Drahtkalibration . . . . .	43
5.3	Ortsauflösung . . . . .	47
5.4	Nachweiseffizienz der Einzelröhren . . . . .	49
5.5	Multiplizität . . . . .	53

<b>6 Zusammenfassung</b>	<b>57</b>
<b>A Messwerte</b>	<b>59</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>67</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>69</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>71</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Das OPERA-Experiment<sup>1</sup> hat zum Ziel, Tau-Neutrinos in einem Myon-Neutrino-Strahl nachzuweisen und damit einen direkten Beweis für  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oszillationen zu erbringen. Der Neutrinostrahl wird am CERN<sup>2</sup> in der Nähe von Genf erzeugt und ist auf das Untergrundlabor LNGS<sup>3</sup> in Mittelitalien gerichtet. Dort befindet sich der OPERA-Detektor. Er verfügt über zwei Blei-Fotoemulsions-Targets<sup>4</sup> mit einer Gesamtmasse von mehr als 1,7 kt sowie über elektronische Detektorkomponenten.

Bei der CC-Reaktion<sup>5</sup> eines Tau-Neutrinos entsteht ein Tau-Lepton, dessen mittlere Zerfallslänge nur ca. 600  $\mu\text{m}$  beträgt. Fotoemulsionen ermöglichen eine Rekonstruktion von Tau-Lepton-Spuren innerhalb des Targets mit einer Auflösung von wenigen Mikrometern. Mithilfe der elektronischen Detektoren werden die geladenen Zerfallsprodukte des Tau-Leptons identifiziert und der Ort ermittelt, an dem eine Reaktion stattgefunden hat. Myon-Spektrometer hinter den Target-Sektionen weisen Myonen nach, die bei Tau-Zerfällen oder  $\nu_\mu$ -Wechselwirkungen entstehen können. Innerhalb der Spektrometer durchqueren die Myonen vertikal angelegte Magnetfelder. Der Precision Tracker<sup>6</sup> (PT), ein Driftröhren-Detektor, ist ein Teil der Myon-Spektrometer und Beitrag der Universität Hamburg zum OPERA-Projekt. Er besteht aus 198 Modulen mit je 48 Driftröhren und bestimmt die Spurkoordinaten der Myonen in der horizontalen Ebene. Impuls und Ladungsvorzeichen der Myonen können so aus der Krümmung der Spuren in den Magnetfeldern bestimmt werden.

Für die Spurrekonstruktion im PT ist die Kenntnis von Kalibrationsdaten der verwendeten Driftröhren notwendig. Diese ergeben sich aus der Auswertung mehrerer tausend Teilchenspuren. Aufgrund der geringen Ereignisrate im Untergrundlabor werden die Kalibrationsmessungen an einem Teststand an der Erdoberfläche ohne Abschirmung der kosmischen Strahlung durchgeführt. Der Teststand befindet sich am Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg. Er besteht aus zwei Driftröhren-Modulen, die mit den im OPERA-Detektor verwendeten Modulen baugleich sind. Die Messungen am Teststand sowie die Auswertung der Daten zur

---

<sup>1</sup>OPERA: Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus

<sup>2</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>3</sup>Laboratori Nazionali del Gran Sasso

<sup>4</sup>target (engl.): Ziel

<sup>5</sup>CC, charged current (engl.): geladener Strom

<sup>6</sup>von precision (engl.): Präzision und track (engl.): Spur

Kalibration der Driftröhren sind Gegenstand dieser Arbeit.

In Kapitel 2 wird ein kurzer Überblick über das Phänomen der Neutrinooszillationen und zwei aktuelle Oszillations-Experimente gegeben. Das OPERA-Experiment mit seinen verschiedenen Komponenten wird in Kapitel 3 erläutert, ein Schwerpunkt liegt hierbei auf dem PT. Kapitel 4 behandelt Aufbau und Funktionsweise des Teststands und das verwendete Verfahren zur Spurrekonstruktion. Das Messprogramm, die Ergebnisse und die Auswertung der Kalibrationsmessungen werden in Kapitel 5 vorgestellt.

Die Lichtgeschwindigkeit  $c$  wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit  $c = 1$  gesetzt. So haben Teilchenenergien, -impulse und -massen übereinstimmend die Einheit Elektronenvolt. Ebenso wurde  $\hbar = 1$  gesetzt.

## Kapitel 2

# Neutrinooszillationen

Im Jahr 1930 postulierte W. Pauli ein elektrisch neutrales Spin-1/2-Teilchen, um das kontinuierliche Energiespektrum der beim  $\beta^-$ -Zerfall emittierten Elektronen erklären und am Erhaltungssatz für den Drehimpuls sowie der quantenmechanischen Spinstatistik festhalten zu können. Das gesuchte Teilchen, das Neutrino, wurde erst 1956 durch F. Reines und C. L. Cowan experimentell nachgewiesen. Dabei diente der Savannah River Kernreaktor in South Carolina als Neutrinoquelle, der Nachweis erfolgte über den sogenannten inversen  $\beta$ -Zerfall  $\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$  ([Rei56]). Bereits 1957 wies B. Pontecorvo auf die Möglichkeit von Neutrinooszillationen hin ([Pon57]). Weil zu der damaligen Zeit nur das Elektron-Neutrino bekannt war, zog er allerdings nicht Flavour-Übergänge<sup>1</sup> sondern Umwandlungen der Art  $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$  in Betracht. Ab 1962, dem Jahr der Entdeckung des Myon-Neutrinos am Brookhaven National Laboratory, New York ([Dan62]), wurde die heutige Theorie der Neutrinooszillationen unter maßgeblicher Beteiligung von Z. Maki, M. Nakagawa und S. Sakata entwickelt ([Mak62]). Danach sind die Flavour-Eigenzustände, mit denen die Neutrinos an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen, nicht gleich den Massen-Eigenzuständen, die die Entwicklung in der Zeit beschreiben. Die Flavour-Eigenzustände  $|\nu_\alpha\rangle$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) können als eine unitäre Transformation der Massen-Eigenzustände  $|\nu_i\rangle$  ( $i = 1, 2, 3$ ) mit den Massen  $m_i$  dargestellt werden:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle. \quad (2.1)$$

Hierbei ist  $U$  die unitäre Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata-Matrix (PMNS-Matrix)

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

mit  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$  und  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ .  $U$  hat vier unabhängige Parameter: die drei Eulerschen Drehwinkel  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$  und  $\theta_{23}$  ( $0 \leq \theta_{ij} \leq \pi/2$ ) sowie die CP-verletzende<sup>2</sup>

<sup>1</sup>flavour (engl.): Geschmack

<sup>2</sup>C steht für die Ladungskonjugation (charge (engl.): Ladung), P für die Paritätstransformation (parity (engl.): Parität). „CP-Verletzung“ bezeichnet die Verletzung der Invarianz physikalischer Gesetzmäßigkeiten, wenn diese beiden Transformationen nacheinander ausgeführt werden.

Dirac-Phase  $\delta$  ( $-\pi \leq \delta \leq \pi$ ). Falls Neutrinos Majorana-Teilchen, d.h. ihre eigenen Anti-Teilchen, sind, muss  $U$  um zwei Majorana-Phasen  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  erweitert werden. Auf die bei OPERA untersuchten Neutrinooszillationen haben diese jedoch keinen Einfluss (s. [Giu04]).

Gleichung 2.1 beschreibt ein Neutrino zum Zeitpunkt seiner Erzeugung. Der Zustand nach einer Zeit  $T$  und einer im Vakuum zurückgelegten Distanz  $L$  wird mithilfe des Entwicklungsoperators  $e^{-iET+iPL}$  berechnet. Mit Gleichung 2.1 ergibt sich:

$$|\nu_\alpha(T, L)\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* e^{-iE_i T + i p_i L} |\nu_i\rangle. \quad (2.3)$$

$E_i$  ist hier die Energie und  $p_i$  der Impuls von  $\nu_i$ . Analog zu Gleichung 2.1 kann der Massen-Eigenzustand  $|\nu_i\rangle$  durch eine Überlagerung der Flavour-Eigenzustände ausgedrückt werden:

$$|\nu_i\rangle = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} U_{\beta i} |\nu_\beta\rangle. \quad (2.4)$$

Für Gleichung 2.3 ergibt sich damit:

$$|\nu_\alpha(T, L)\rangle = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \left( \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* e^{-iE_i T + i p_i L} U_{\beta i} \right) |\nu_\beta\rangle. \quad (2.5)$$

Gleichung 2.5 zeigt, dass der Zustand bei Detektion eine Überlagerung der verschiedenen Neutrino-Flavours beschreibt. Der Koeffizient von  $|\nu_\beta\rangle$  ist die Amplitude des Übergangs von  $\nu_\alpha$  nach  $\nu_\beta$ . Das Quadrat des Übergangsmatrixelements gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, dass ein Flavoureigenzustand  $\nu_\alpha$  in einen Flavoureigenzustand  $\nu_\beta$  übergeht:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(T, L) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(T, L) \rangle|^2 = \left| \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* e^{-iE_i T + i p_i L} U_{\beta i} \right|^2. \quad (2.6)$$

Da bei Oszillationsexperimenten in der Regel nur die Distanz  $L$  zwischen Neutrinoquelle und Detektor, nicht aber die Flugzeit  $T$  der Teilchen bekannt ist, wird die Übergangswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von  $L$  allein ausgedrückt. Für hochrelativistische Teilchen kann mit  $c \approx L/T$  und  $E_i \gg m_i$  die Näherung

$$E_i T - p_i L \simeq (E_i - p_i) L = \frac{E_i^2 - p_i^2}{E_i + p_i} L = \frac{m_i^2}{E_i + p_i} L \simeq \frac{m_i^2}{2E} L \quad (2.7)$$

verwendet werden, wobei  $E$  die Neutrinoenergie ist. So ergibt sich für Gleichung 2.6:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L) = \left| \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* e^{-i m_i^2 L / 2E} U_{\beta i} \right|^2. \quad (2.8)$$

Beim OPERA-Experiment werden in erster Linie  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oszillationen untersucht. Beschränkt man also die Betrachtung auf die Flavour-Eigenzustände  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$  und die

Massen–Eigenzustände  $\nu_2, \nu_3$ , ergibt sich mit  $\theta = \theta_{23}$  und ohne die CP–verletzende Phase so die zweidimensionale Rotationsmatrix

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit vereinfacht sich mit Gleichung 2.9 und  $\Delta m^2 \equiv \Delta m_{32}^2 \equiv m_3^2 - m_2^2$  zu:

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}(L) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left( 1,27 \frac{\Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \right). \quad (2.10)$$

Die bisherige Darstellung bezieht sich auf Neutrinooszillationen im Vakuum, die bei OPERA untersuchten Neutrinos bewegen sich jedoch durch die Erde. Der Einfluss der durchquerten Materie auf Neutrinooszillationen wird als MSW–Effekt<sup>3</sup> bezeichnet ([Wol78]). Unabhängig von der Leptongeneration können Neutrinos über NC–Reaktionen<sup>4</sup> an Elektronen, Protonen und Neutronen streuen. Das NC–Potenzial hat für alle Neutrinoarten den gleichen Betrag. Unter der Annahme, dass die Neutrinos elektrisch neutrale Materie durchqueren, heben sich die Beiträge der Streuung an Elektronen und Protonen zum NC–Potenzial gegenseitig auf. Das Potenzial aufgrund der Streuung an Neutronen bewirkt bei der Bewegung der Neutrinos durch Materie einen für alle Neutrinoarten gleich großen Phasenfaktor, ändert also nicht die relativen Phasen ([Giu04]). Nur Elektron–Neutrinos können über CC–Reaktionen mit den Elektronen der Materie wechselwirken. [Won07] zeigt, dass Materieeffekte auf die bei OPERA hauptsächlich untersuchten  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oszillationen nur einen geringen Einfluss haben. Unter der Annahme einer konstanten Materiedichte ist die Oszillationswahrscheinlichkeit bei  $L = 732$  km und  $E = 17$  GeV im Vergleich zu Vakuumoszillationen um ca. 3% geringer.

Erste Hinweise auf Neutrinooszillationen gab das Cl<sup>37</sup>–Experiment in der Homestake–Goldmine in South Dakota ([Dav68]). Dabei lag der von 1970 bis 1994 radiochemisch nachgewiesene  $\nu_e$ –Fluss von der Sonne bei nur knapp einem Drittel des nach dem Standard–Sonnenmodell vorhergesagten Werts ([Cle98], [Bah05]). Am Sudbury Neutrino Observatory (SNO) in Ontario wurde ebenfalls ein signifikantes Defizit an solaren Elektron–Neutrinos festgestellt. Der D<sub>2</sub>O–Čerenkov–Detektor des SNO konnte neben einer CC–Reaktion, die nur das Elektron–Neutrino eingehen kann, auch eine flavourunabhängige NC–Reaktion nachweisen ([Bog00]). So wurden gleichzeitig der Fluss an Elektron–Neutrinos von der Sonne und der gesamte solare Neutrinofluss gemessen. Da der Gesamtfluss mit der Vorhersage des Standard–Sonnenmodells für den  $\nu_e$ –Fluss übereinstimmte ([Aha05]), unterstützen die SNO–Daten die Theorie der Neutrinooszillationen.

In anderen Experimenten sind neben solaren Neutrinos auch Neutrinos aus weiteren Quellen Gegenstand der Untersuchung von Oszillationen. So werden beispielsweise am Super–Kamiokande–Detektor atmosphärische Neutrinos nachgewiesen (s. Kap. 2.1) und die Oszillationen von Beschleuniger–Neutrinos mit jeweils unter-

<sup>3</sup>Der Effekt ist nach den Physikern S. Mikheyev, A. Smirnov und L. Wolfenstein benannt.

<sup>4</sup>NC, neutral current (engl.): neutraler Strom

schiedlichen Ansätzen bei den Experimenten MINOS<sup>5</sup> (s. Kap. 2.2) und OPERA (s. Kap. 3) untersucht.

## 2.1 Super–Kamiokande

Der Wasser–Čerenkov–Detektor Super–Kamiokande befindet sich in der Kamioka–Mine, Japan, in ca. 1000 m Tiefe. Sein zylindrischer Edeltank enthält 50 kt reines Wasser und ist in zwei optisch voneinander getrennte Bereiche unterteilt: einen inneren Zylinder mit 32 kt Wasser und ca. 11000 Photomultipliern<sup>6</sup> sowie einen ca. 2,5 m breiten äußeren Bereich mit ca. 1900 Photomultipliern, der zum einen als Veto und zum anderen als Abschirmung gegen Strahlung aus der Umgebung des Detektors dient.

Das Super–Kamiokande–Experiment untersucht u.a. atmosphärische Neutrinos. Diese entstehen als Zerfallsprodukt in hadronischen Schauern, die von Teilchen der kosmischen Strahlung beim Auftreffen auf Nukleonen in der oberen Erdatmosphäre ausgelöst werden. Die dominanten Prozesse für die Erzeugung der Neutrinos sind dabei  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  bzw.  $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$  und der anschließende Myon–Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e$  bzw.  $\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$ . Das erwartete Verhältnis von  $\nu_\mu$ – und  $\bar{\nu}_\mu$ –Ereignissen zu  $\nu_e$ – und  $\bar{\nu}_e$ –Ereignissen liegt damit ohne Neutrinooszillationen bei 2:1. Die Flugstrecke der Neutrinos variiert zwischen ca. 15 km, wenn sie senkrecht über dem Detektor erzeugt werden, und dem Erddurchmesser von über 12000 km, wenn sie den Detektor senkrecht von unten erreichen. Damit ist der Winkel zum Zenit, unter dem die Neutrinos bei Super–Kamiokande eintreffen, ein direktes Maß für die von ihnen zurückgelegte Strecke  $L$ . Die atmosphärischen Neutrinos können über CC–Reaktionen mit Nukleonen im Detektor wechselwirken. Elektron– und Myon–Neutrino werden durch die unterschiedliche Čerenkov–Signatur des jeweiligen Elektrons bzw. Myons im Endzustand identifiziert.

Sämtliche bei Super–Kamiokande von 1996 bis 2001 genommenen Daten von atmosphärischen Neutrinos mit Energien zwischen 100 MeV und 10 TeV weisen ein mit dem Zenitwinkel zunehmendes  $\nu_\mu$ –Defizit auf ([Ash05]). Dabei entspricht der gemessene  $\nu_e$ –Fluss unter allen Winkeln der theoretischen Vorhersage ohne Oszillationen. Eine  $L/E$ –Analyse der Daten ergibt für  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oszillationen die Parameter  $1,9 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 < \Delta m_{32}^2 < 3,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$  und  $\sin^2 2\theta_{23} > 0,90$  im 90%–Konfidenzintervall ([Ash04]). Um  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Oszillationen als Ursache des Defizits zweifelsfrei ausschließen zu können, wurde das CHOOZ–Experiment durchgeführt. Die Ergebnisse der Untersuchung von Anti–Elektron–Neutrinos aus den beiden CHOOZ–Kernreaktoren lassen  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Oszillationen als Erklärung für das beobachtete  $\nu_\mu$ –Defizit bei atmosphärischen Neutrinos nicht zu ([Apo03]).

Wasser–Čerenkov–Detektoren wie Super–Kamiokande sind nicht dazu geeignet, einzelne CC–Reaktionen von Tau–Neutrinos zu erkennen. Das Tau–Lepton im Endzustand kann hier aufgrund seiner kurzen Lebensdauer von 291 fs und seiner unterschiedlichen Zerfallskanäle nicht eindeutig identifiziert werden. Bei Super–Kamiokande wur-

<sup>5</sup>Main Injector Neutrino Oscillation Search

<sup>6</sup>photomultiplier (engl.): Photovervielfacher

den daher eine Likelihood-Methode<sup>7</sup> und neuronale Netze verwendet, um auf statistischer Basis Tau-Leptonen anhand der Topologie ihrer hadronischen Zerfallskanäle nachzuweisen. Die Likelihood-Analyse der Daten von 1489 Tagen Messbetrieb ergab  $138 \pm 48(\text{stat.})_{-32}^{+15}(\text{sys.})$   $\tau$ -Ereignisse bei  $78 \pm 26(\text{sys.})$  erwarteten Ereignissen für  $\Delta m_{32}^2 = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$  und  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$  ([Abe06])<sup>8</sup>. Die Ergebnisse stehen also im Einklang mit der Hypothese von  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oszillationen. Die große statistische und systematische Unsicherheit geht zum einen auf den geringen Anteil an  $\nu_\tau$ -Ereignissen im Detektor, zum anderen auf die Unsicherheit bezüglich des  $\nu_\tau$ -Wirkungsquerschnitts zurück.

## 2.2 MINOS

Das MINOS-Experiment sucht nach  $\nu_\mu$ -Disappearance<sup>9</sup> im NuMI-Strahl<sup>10</sup> des Fermilab, Illinois. Der Neutrino-Strahl wird mithilfe von Protonen aus dem Main Injector Beschleuniger erzeugt, die mit einer Energie von 120 GeV auf ein Graphit-Target treffen. MINOS verfügt über zwei Detektoren: Der erste Detektor hat eine Masse von 0,98 kt und steht 1 km vom Target entfernt in einer Tiefe von 103 m. Der zweite, mit einer Masse von 5,4 kt, befindet sich in 735 km Entfernung vom Target in der Soudan Mine, Minnesota, in einer Tiefe von 705 m. Beide Detektoren sind aus Schichten von 2,54 cm dicken Stahlplatten und 1 cm dicken Plastikszintillatoren aufgebaut. Die Szintillatoren bestehen aus 4,1 cm breiten Streifen und werden über Wellenlängenschieber-Fasern und Photomultiplier ausgelesen. Die Streifen benachbarter Szintillatorschichten sind in einem Winkel von  $90^\circ$  zueinander ausgerichtet, was eine räumliche Spurrekonstruktion in den Detektoren ermöglicht. Spulen magnetisieren die Stahlplatten, so dass aus Krümmung und Länge der Teilchenspuren der Impuls der Teilchen ermittelt werden kann.

Durch Vergleich der Neutrinoereignisraten und -energiespektren in den beiden Detektoren werden bei MINOS die Oszillationsparameter  $\Delta m_{32}^2$  und  $\sin^2 2\theta_{23}$  bestimmt. Ziel ist, hierbei eine höhere Präzision als bei vorhergehenden Experimenten zu erlangen. Die Daten der ersten Messzeit von Mai 2005 bis Februar 2006 mit  $1,27 \cdot 10^{20}$  pot (protons on target<sup>11</sup>) zeigen im fernen Detektor ein  $\nu_\mu$ -Defizit gegenüber der ohne Neutrinooszillationen erwarteten Anzahl. Unter der Annahme, dass das beobachtete Defizit auf  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oszillationen zurückgeht, ergibt sich für die Oszillationsparameter im 68%-Konfidenzintervall  $\Delta m_{32}^2 = 2,74_{-0,26}^{+0,44} \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$  und  $\sin^2 2\theta_{23} > 0,87$  ([Mic06]).

<sup>7</sup>likelihood (engl.): Wahrscheinlichkeit

<sup>8</sup>Die Resultate der Analyse mittels neuronaler Netze deckten sich mit denen der Likelihood-Methode.

<sup>9</sup>disappearance (engl.): Verschwinden

<sup>10</sup>NuMI: Neutrinos at the Main Injector

<sup>11</sup>protons on target (engl.): Anzahl der Protonen, die auf das Target treffen



## Kapitel 3

# Das OPERA-Experiment

Das primäre Ziel des OPERA-Experiments ist, durch die direkte Beobachtung von  $\nu_\tau$ -Appearance<sup>1</sup> in einem nahezu reinen  $\nu_\mu$ -Strahl die Oszillationen zwischen Myon- und Tau-Neutrinos nachzuweisen. Der Strahl wird am CERN erzeugt und ist auf das 732 km entfernte Untergrundlabor LNGS in den italienischen Abruzzen gerichtet, wo sich der OPERA-Detektor befindet. Dieser verfügt über ein Blei-Fotoemulsions-Target mit einer Masse von über 1,7 kt, in dem die geladenen Tau-Leptonen aus CC-Reaktionen des Tau-Neutrinos nachgewiesen werden können. Die Neutrinos erreichen den Detektor mit einer mittleren Energie von 17 GeV. Damit ergibt sich für OPERA ein Länge/Energie-Verhältnis ( $L/E$ ) von 43 km/GeV, womit es zu den sogenannten long-baseline-Experimenten<sup>2</sup> zählt. Aufgrund der hohen Neutrinoenergie, die für die Erzeugung des Tau-Leptons notwendig ist, befindet sich OPERA bezüglich der Oszillationswahrscheinlichkeit im off-peak-Bereich<sup>3</sup> (s. Abb. 3.1). Zwar wäre bei einer größeren Distanz  $L$  die Übergangswahrscheinlichkeit zum  $\nu_\tau$  höher, mit der Entfernung von der Quelle nimmt aber auch die Aufweitung des Strahls zu. Dann würde der Detektor einen wesentlich kleineren Raumwinkel abdecken, ein Nachteil, der den Vorteil der höheren Oszillationswahrscheinlichkeit gerade wieder aufhebt.

### 3.1 Der CNGS-Neutrinostrahl

Da bei der Strahlerzeugung entstandene Tau-Neutrinos nicht von später aus Myon-Neutrinos hervorgegangenen zu unterscheiden sind, wird für den Nachweis von  $\nu_\tau$ -Appearance mit dem OPERA-Detektor ein intensiver, möglichst reiner Myon-Neutrino-Strahl benötigt. Zur Herstellung eines solchen Strahls werden am CERN Protonen mit einer Energie von 400 GeV aus dem SPS-Beschleuniger<sup>4</sup> auf das CNGS-Target<sup>5</sup> gelenkt (s. Abb. 3.2). Dabei wird bereits der Protonenstrahl mit großer Genauigkeit auf das LNGS ausgerichtet, weshalb alle Tunnelröhren der CNGS-Anlage ein Gefälle von etwa 5,6% haben (s. Abb. 3.3). Das heliumgekühlte Target besteht

---

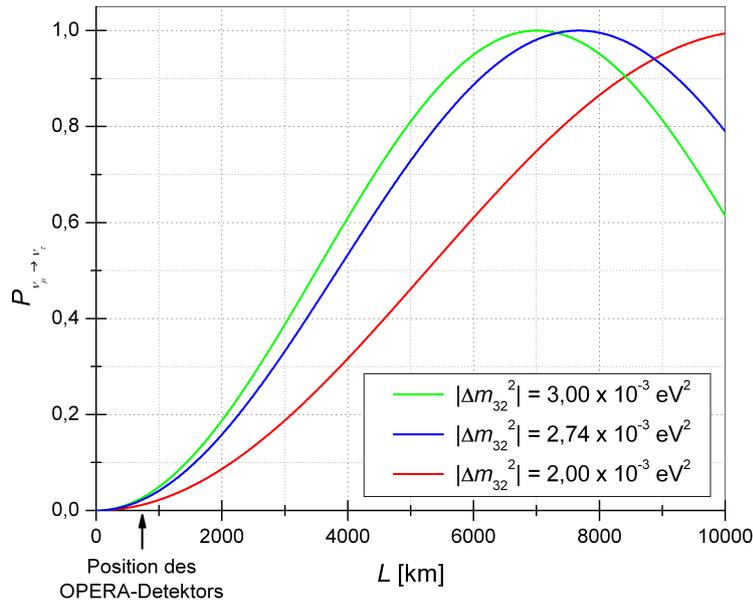
<sup>1</sup>appearance (engl.): Erscheinen

<sup>2</sup>long-baseline (engl.): lange Grundlinie. Bei einem  $L/E$ -Verhältnis von unter 1 km/GeV spricht man von short-baseline-, bei bis zu 10000 km/GeV von long-baseline-Experimenten ([Giu04]).

<sup>3</sup>off-peak (engl.): abseits des Maximums

<sup>4</sup>SPS: Super Proton Synchrotron

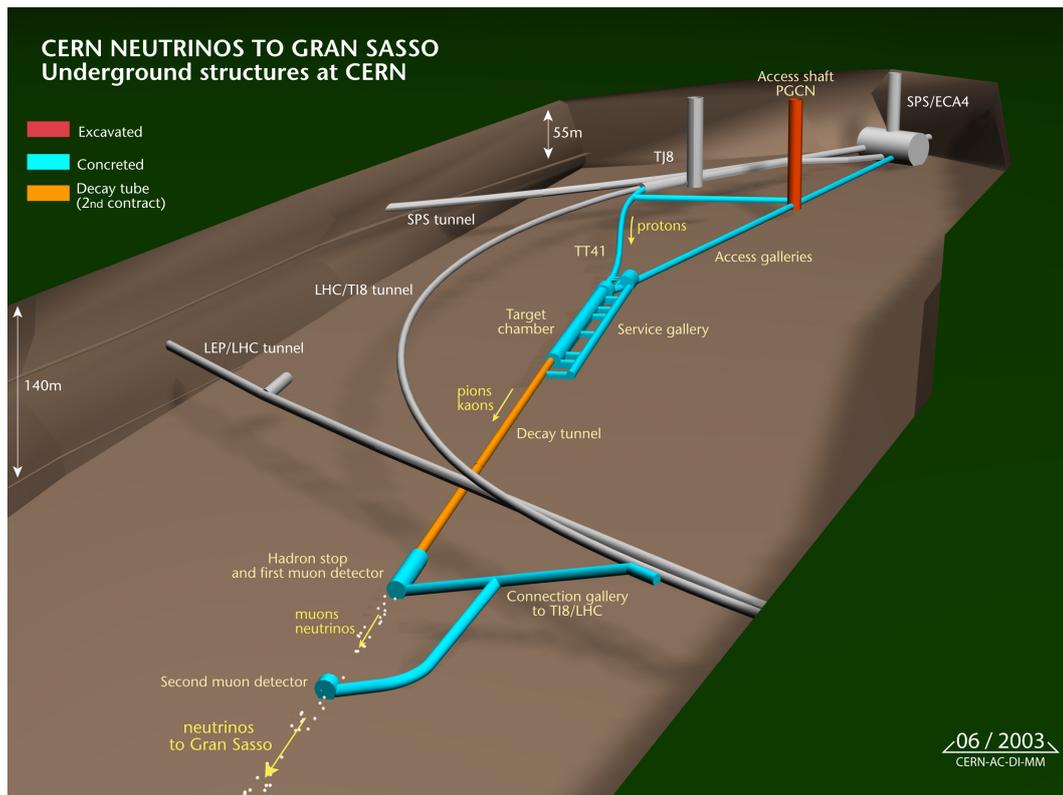
<sup>5</sup>CNGS: CERN Neutrinos to Gran Sasso



**Abbildung 3.1:** Oszillationswahrscheinlichkeit  $P$  für den Übergang  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  bei einer Neutrinoenergie von 17 GeV in Abhängigkeit von der Entfernung  $L$  vom Entstehungsort der Teilchen (s. Gl. 2.10). Die blaue Kurve basiert auf dem im November 2006 von der MINOS-Kollaboration veröffentlichten  $\Delta m_{32}^2$ -Wert ([Mic06]), die beiden anderen Kurven verdeutlichen die Auswirkung einer größeren bzw. kleineren Massendifferenz auf die Oszillationswahrscheinlichkeit. Für alle drei Graphen gilt  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ .

aus mehreren dünnen Graphitstangen, in denen die Protonen mit Kohlenstoffkernen wechselwirken, so dass ein Sekundärstrahl aus  $\pi^+$  und  $K^+$  entsteht. Zwei magnetische Linsen, Horn und Reflektor genannt, die im Takt mit der Protonenextraktion aus dem Beschleunigerring gepulst werden<sup>6</sup>, fokussieren die positiv geladenen Sekundärteilchen zu einem parallelen Strahl in Richtung des Gran Sasso. Negativ geladene Teilchen werden bereits durch die erste Linse aus der Strahlrichtung gestreut. Hinter dem Reflektor erstreckt sich eine knapp einen Kilometer lange Röhre mit einem Durchmesser von 2,45 m, in der ein Teil der Pionen und Kaonen, die eine mittlere Energie von 35 GeV haben, zerfällt (s. Tab. 3.1). Da eine Wechselwirkung mit Luftmolekülen den Verlust von fast 30% des Sekundärstrahls bedeuten würde und damit auch einen deutlich schwächeren Neutrinostrahl zur Folge hätte, wird der Zerfallstunnel luftleer gehalten. Am Ende des Zerfallstunnels werden Protonen, die nicht mit dem Target reagiert haben, sowie Pionen und Kaonen, die bis dorthin nicht zerfallen sind, im sogenannten Hadron Stop, einem ca. 2 kt schweren und 18 m langen Block aus Eisen und Graphit, absorbiert. Myonen durchdringen den Absorber fast ungehindert und können in zwei Myon-Detektoren nachgewiesen werden, von denen sich der erste direkt hinter dem Hadron Stop, der zweite knapp 70 m weiter in Strahlrichtung befindet. Da die Neutrinos aus denselben Teilchenzerfällen hervorgehen wie die Myonen, erlaubt deren Nachweis direkte Rückschlüsse auf Intensität,

<sup>6</sup>Alle sechs Sekunden werden zweimal  $2,4 \cdot 10^{13}$  Protonen in zwei Pulsen von  $10,5 \mu\text{s}$  Dauer und mit einem Abstand von 50 ms extrahiert.

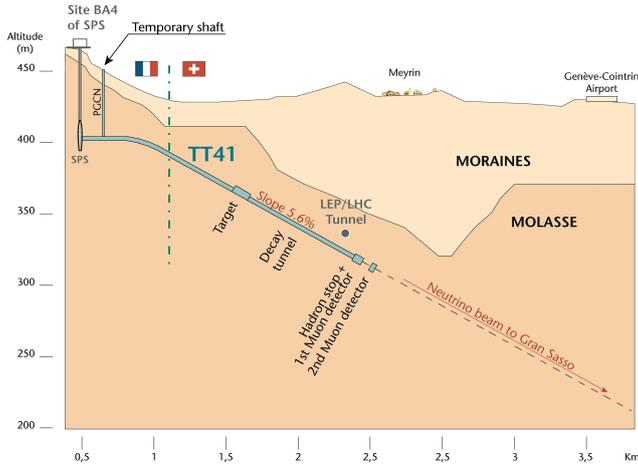


**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung der CNGS–Anlage zur Erzeugung des Myon–Neutrino–Strahls am CERN in der Nähe von Genf (Quelle: CERN)

Ausdehnung und Richtung des Neutrinostrahls und dient so der Online–Justierung des Protonenstrahls und der magnetischen Fokussierungslinsen. Die Myonen werden schließlich innerhalb eines Bereiches von einigen hundert Metern im Gestein hinter dem zweiten Myon–Detektor absorbiert. Nur Neutrinos durchdringen die 732 km Erdreich bis zum LNGS. Sie erreichen das Untergrundlabor in Italien ungefähr 2,5 ms nach ihrer Erzeugung am CERN. Dort haben sie im Mittel eine Energie von 17 GeV, die ausreichend hoch ist, um Tau–Leptonen mit einer Masse von 1,777 GeV zu produzieren. Der Neutrinostrahl besteht zu über 97% aus Myon–Neutrinos, die prozentuale Verunreinigung mit Anti–Neutrinos und mit anderen Flavours zeigt Tabelle 3.2.

### 3.2 Der OPERA–Detektor

Der OPERA–Detektor steht in Halle C des LNGS–Untergrundlabors, das sich unter dem Gran Sasso Massiv in den italienischen Abruzzen befindet. Das Tunnelsystem des LNGS zweigt von einem 10 km langen Autobahntunnel ab, der die Städte Teramo und L’Aquila verbindet, und ist von ca. 1400 m Fels überdeckt. Dadurch ist in der Anlage die kosmische Strahlung auf ca. ein Millionstel der Strahlung an der Erdoberfläche reduziert. Da die erwartete Rate an Neutrinoereignissen sehr gering ist, ist die starke Verminderung der Untergrundstrahlung für das Experiment essenziell.



**Abbildung 3.3:** Vertikaler Schnitt des CNGS-Tunnelsystems, dessen Gefälle ca. 5,6% bzw. ca. 3,2° beträgt (Quelle: CERN)

Der Detektor besteht aus zwei nahezu baugleichen Bestandteilen, den sogenannten Supermodulen, die sich jeweils in eine Target-Sektion und ein Myon-Spektrometer aufteilen, sowie einem Veto, das sich in Strahlrichtung gesehen vor dem ersten Supermodul befindet (s. Abb. 3.4). Der Precision Tracker, der von den Universitäten Hamburg, Rostock und Münster entwickelt und in Hamburg gebaut wurde, ist ein Teil der Myon-Spektrometer.

Zerfallskanal	Wahrscheinlichkeit [%]
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$99,98770 \pm 0,00004$
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$63,44 \pm 0,14$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	$20,92 \pm 0,12$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$5,590 \pm 0,031$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	$1,757 \pm 0,024$
$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$	$4,98 \pm 0,07$
$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	$3,32 \pm 0,06$

**Tabelle 3.1:** Die wahrscheinlichsten Zerfälle der  $\pi^+$  und  $K^+$  des Sekundärstrahls, alle übrigen Zerfallskanäle sind stark unterdrückt ([Yao06]).

$\nu_e/\nu_\mu$	0,8%
$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$	2,0%
$\bar{\nu}_e/\nu_\mu$	0,05%
$\nu_\tau/\nu_\mu$	vernachlässigbar

**Tabelle 3.2:** Kontamination des Neutrinostrahls ([Ope00])

### 3.2.1 Das Target

Der Nachweis von Tau-Neutrino-Zerfällen erfolgt bei OPERA über den direkten Nachweis der Tau-Leptonen. Hierfür ist zum einen aufgrund der sehr kleinen Neutrino-Wechselwirkungsquerschnitte eine hohe Target-Masse notwendig. Zum anderen bedarf es wegen der kurzen Lebensdauer des Tau, dessen mittlere Zerfallslänge nur etwa  $600 \mu\text{m}$  beträgt, einer hohen Ortsauflösung von ungefähr  $1 \mu\text{m}$  und einer Winkelauflösung von wenigen mrad. Emulsion Cloud Chambers<sup>7</sup> (ECC) erfüllen beide Anforderungen und werden bei OPERA in Form von  $12,7 \times 10,2 \times 7,5 \text{ cm}^3$

<sup>7</sup>Emulsion Cloud Chamber (engl.): Emulsionsnebelkammer. Der Begriff „Nebelkammer“ ist hier ausschließlich historisch bedingt.

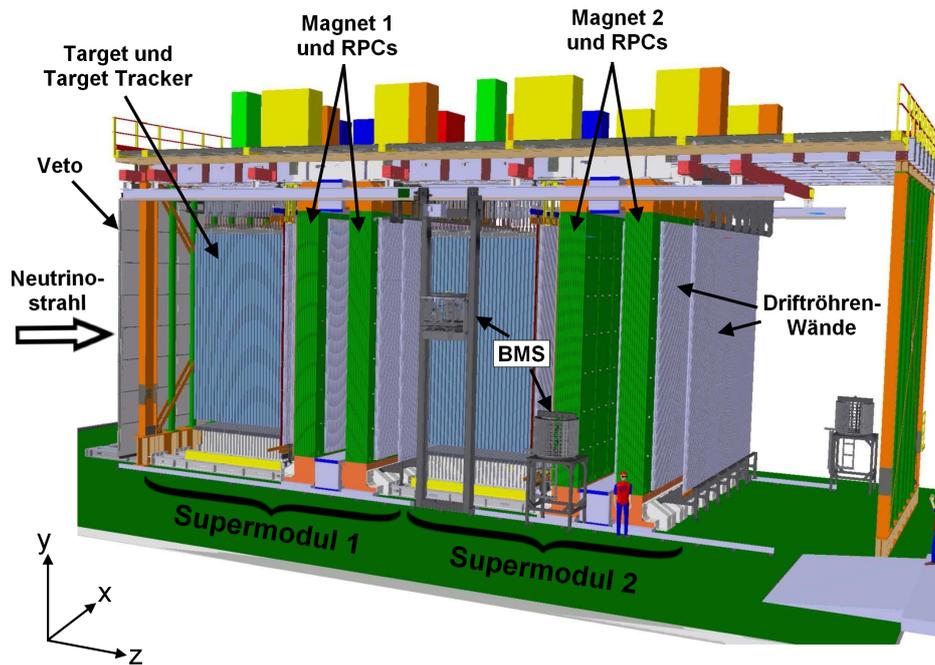


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des OPERA-Detektors ([Acq06])

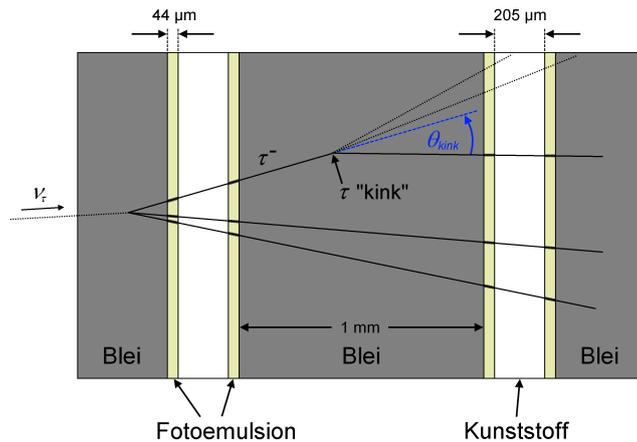
großen Quadern, sogenannten Bricks<sup>8</sup>, mit einer Masse von ca. 8,3 kg verwendet. Diese Technik kam in ähnlicher Weise bereits beim DONUT-Experiment<sup>9</sup> für den ersten direkten  $\nu_\tau$ -Nachweis erfolgreich zum Einsatz ([Kod01]). Jeder ECC-Quader ist aus 56 Bleiplatten mit einer Dicke von  $1 \text{ mm} \pm 0,01 \text{ mm}$  und 57 Fotoemulsionslagen, die im Wechsel geschichtet werden, zusammengesetzt. Die Emulsionslagen bestehen aus einer  $205 \mu\text{m}$  starken Kunststoffschicht, auf die von beiden Seiten eine  $44 \mu\text{m}$  dicke Fotoemulsion aufgetragen ist (s. Abb. 3.5). Zum Schutz der Emulsionen werden die Bricks lichtdicht in Aluminiumfolie verpackt, die unter Vakuum verschweißt wird, was zusätzlich unerwünschte chemische Reaktionen unterbindet und der Struktur Stabilität verleiht. An eine Außenseite der Quader wird jeweils ein weiteres separat verpacktes Emulsionsdublett, ein sogenanntes Changeable Sheet (CS), geklebt<sup>10</sup>.

Die Kernspuremulsionen werden in Zusammenarbeit mit der Fuji Photo Film Co., Ltd. in Japan hergestellt und auf dem Seeweg nach Italien gebracht. Dadurch wird während des Transports die hadronische Komponente der kosmischen Strahlung vermieden, die bei der Beförderung per Flugzeug schwarze Spuren in den Emulsionen verursachen würde, die nur sehr schwer wieder gelöscht werden könnten. Die Spuren kosmischer Strahlung, der das Filmmaterial auch in Bodennähe ausgesetzt ist, können durch den bei Fotoemulsionen stets auftretenden Prozess des Verblässens

<sup>8</sup>brick (engl.): Ziegel

<sup>9</sup>DONUT: Direct Observation of NU Tau

<sup>10</sup>Diese Technik wurde erstmals beim E531 Experiment am Fermilab verwendet ([Ush84]).



**Abbildung 3.5:** Innere Struktur eines ECC-Quaders ([Nak06]) mit der schematischen Darstellung eines sogenannten langen Tau-Zerfalls (s. Kap. 3.4)

der latenten Bilder stark reduziert werden<sup>11</sup>. Dieser Vorgang wird durch Erhöhen der Temperatur sowie der relativen Luftfeuchtigkeit extrem beschleunigt und geschieht nach der Anlieferung in den unterirdischen Räumen des LNGS, ebenso die nachfolgende Herstellung der ECC-Bricks in der Brick Assembly Machine (BAM), einer automatisierten Produktionsstraße.

In beiden Supermodulen sind zu Beginn des Experiments jeweils 103168 Bricks in 31 Wänden senkrecht zur CNGS-Strahlrichtung mit 64 Reihen pro Wand und 52 Bricks je Reihe angeordnet. Wände und Reihen werden durch eine Aluminiumstruktur gebildet, die zu beiden Seiten offen ist, so dass maximal 26 Blei-Quader bewegt werden müssen, um an einen beliebigen Brick zu gelangen. Für das Target ergibt sich inklusive der Zwischenräume in der Senkrechten eine Querschnittsfläche von etwa  $6,7 \times 6,7 \text{ m}^2$  und eine Gesamtmasse von über 1,7 kt. Die Positionierung der Bricks übernimmt ein an beiden Seiten des Detektors installiertes Robotersystem, das sogenannte BMS<sup>12</sup>, mit dem auch während des laufenden Experiments einzelne Bricks zur Analyse extrahiert werden. Wird mithilfe der Target Tracker ein Quader identifiziert, in dem vermutlich eine Neutrinoreaktion stattgefunden hat, werden von einer Seite so viele Bricks derselben Reihe entnommen und zwischengelagert bis der gewünschte Quader entfernt werden kann. Die übrigen Bricks werden zurück in den Detektor geschoben. Im ersten Analyseschritt wird das Changeable Sheet, das sich in Strahlrichtung gesehen auf der Rückseite der ECC-Quader befindet, abgetrennt und direkt im Untergrundlabor entwickelt. Befindet sich in diesen zwei Emulsionsschichten keine Teilchenspur, wird der Brick mit einem neuen CS wieder im Detektor eingesetzt. Im anderen Fall wird der noch verschweißte Quader zu einem außerhalb des Tunnels gelegenen Labor gebracht und für einige Stunden der kosmischen Strahlung ausgesetzt. Hochenergetische geladene Teilchen, in erster Linie Myonen, durchqueren dann die gesamte Struktur und hinterlassen gerade Spuren in den Emulsionsschichten, wodurch nach dem späteren Öffnen und Zerlegen des Bricks eine Rekonstruktion der genauen Lage der einzelnen Schichten zueinander möglich ist. Durch diese Vorgehensweise dient das CS gleichzeitig als Veto bezüglich der kosmischen Strahlung, da es

<sup>11</sup>Als latentes Bild bezeichnet man die Veränderung der Emulsion auf atomarer Ebene, durch die bei der Entwicklung des Films das sichtbare Bild entsteht.

<sup>12</sup>Brick Manipulator System

nur Spuren enthält, die innerhalb des Bergs aufgenommen wurden. Aus dem Detektor entnommene und geöffnete Bricks werden nicht ersetzt, so dass die Target–Masse während der fünf Jahre Laufzeit des Experiments um ca. 200 t abnimmt<sup>13</sup>.

Durchquert ein geladenes Teilchen die Fotoemulsion mit den darin enthaltenen Silberbromid–Kristallen (AgBr), kann es entlang seiner Spur einzelne Silber–Kationen ( $\text{Ag}^+$ ) zu neutralen Silber–Atomen reduzieren. Diese wirken beim Entwickeln des Films als Kristallisationskeime für metallisches Silber, das sich in ca.  $0,6 \mu\text{m}$  großen Körnern absetzt. Bei der Durchlichtbetrachtung unter dem Mikroskop werden die Silberkörner als schwarze Punkte sichtbar. Die Auswertung der Fotoemulsionen erfolgt bei OPERA mithilfe eines automatisierten Scansystems, das ausgewählte Bereiche der Filmoberfläche ansteuert. Von jedem dieser Bereiche werden mit einer CCD–Kamera<sup>14</sup> über ein Mikroskop 15 Aufnahmen in verschiedenen Tiefen der Emulsion durch Verschieben der Fokalebene gemacht. Dabei wird eine Scangeschwindigkeit von  $20 \text{ cm}^2$  pro Stunde erreicht, bei zeitgleich ablaufender räumlicher Rekonstruktion der Teilchenbahnen. Für Spuren in einem Winkelbereich von 0 bis 600 mrad senkrecht zur Filmoberfläche beträgt die Ortsauflösung  $0,9$  bis  $2,5 \mu\text{m}$ , die Winkelauflösung  $1,6$  bis  $7$  mrad und die Effizienz für das Auffinden der Spur innerhalb einer Emulsionsschicht ca. 95% ([Arr06]). Etwa 20 dieser Scansysteme wurden für die Analyse der OPERA–Filme in verschiedenen europäischen Laboratorien eingerichtet, fünf weitere stehen am LNGS für die Auswertung der Changeable Sheets zur Verfügung.

### 3.2.2 Der Target Tracker

Auf jede der insgesamt 62 Target–Wände mit Blei/Emulsion–Ziegeln folgt in Strahlrichtung gesehen eine Target Tracker Wand, die aus vier horizontal und vier vertikal aufgehängten Modulen besteht. Ein Modul wiederum setzt sich aus 64 nebeneinander liegenden  $6,86 \text{ m}$  langen,  $26,3 \text{ mm}$  breiten und  $10,6 \text{ mm}$  dicken Plastikszintillatorstreifen zusammen. Auf diese Weise ist die gesamte sensitive Fläche des Blei–Targets abgedeckt, so dass beim Durchgang geladener Sekundärteilchen die  $x$ – und  $y$ –Koordinaten der Spur mit einer Ortsauflösung von etwa  $2,6 \times 2,6 \text{ cm}^2$  ermittelt werden können. Die Streifen haben auf ganzer Länge eine Nut, in der eine Wellenlängenschieber–Faser verläuft. Die 64 Fasern werden an beiden Enden des Moduls zusammengeführt und von zwei 64–Kanal Photomultipliern ausgelesen. Dadurch wird bei einer maximalen Faserlänge von  $9 \text{ m}$  die längste Strecke, die ein Signal bis zu einem der Photomultiplier zurücklegen muss, auf  $4,5 \text{ m}$  reduziert, was eine Nachweiseffizienz von über 99% ermöglicht ([Ada07]).

Die wesentliche Funktion des Target Trackers ist, nach einer Teilchenreaktion im Blei anhand einer groben Spur–Rekonstruktion den ECC–Brick mit dem gesuchten Vertex zu bestimmen. Dieser wird dann durch das BMS extrahiert und auf Teilchenspuren hin analysiert (s. Kap. 3.2.1). Trotz der hohen Nachweiseffizienz der Szintillatoren liegt die Effizienz, den richtigen Blei–Quader zu finden, wegen der verhältnis-

<sup>13</sup>Diese Schätzung geht von 30 extrahierten Bricks pro Tag bei 200 Betriebstagen im Jahr aus. Die Effizienz der Target Tracker, den Brick mit einem gesuchten Vertex zu finden, ist dabei berücksichtigt (s. Kap. 3.2.2).

<sup>14</sup>CCD, Charge Coupled Device: Halbleiter–Bildsensor, der für eine Pixel–Matrix analoge Signale proportional zur eintreffenden Lichtmenge liefert

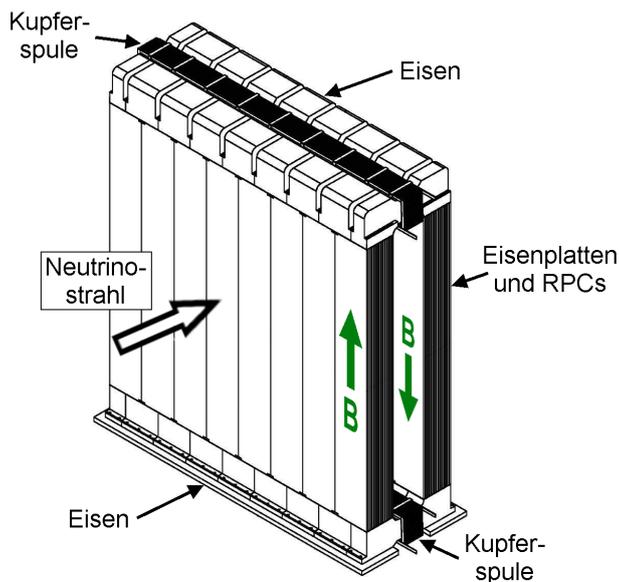
mäßig geringen Ortsauflösung dieser Detektorkomponente bei nur ca. 80%. Durch die Verwendung der Changeable Sheets können jedoch falsch aussortierte Bricks ohne größeren Aufwand wieder im Target eingesetzt werden (s. Kap. 3.2.1).

Eine weitere Aufgabe des Target Trackers ist die zeitliche Zuordnung von Ereignissen in den Emulsionen zu den entsprechenden Messsignalen in den Myon-Spektrometern, außerdem dient er als Kalorimeter für hadronische Schauer.

### 3.2.3 Die Myon-Spektrometer

Die Myon-Spektrometer sind der neben dem Target Tracker wesentliche Teil des elektronischen Detektors und befinden sich in den Supermodulen jeweils hinter der Target-Sektion. Jedes besteht aus einem Dipol-Eisenmagneten, RPCs<sup>15</sup>, sogenannten XPCs<sup>16</sup> und dem Precision Tracker, der in Kapitel 3.3 ausführlich behandelt wird.

Der Magnet besitzt eine Gesamtmasse von 990 t und hat zwei senkrecht zum CNGS-Strahl stehende Eisenwände (s. Abb. 3.6). Jede Wand setzt sich aus zwölf Ei-



**Abbildung 3.6:** Magnet eines Myon-Spektrometers ([Ope00]). Innerhalb der Wände sind jeweils in elf Lagen RPCs zwischen den Eisenplatten installiert.

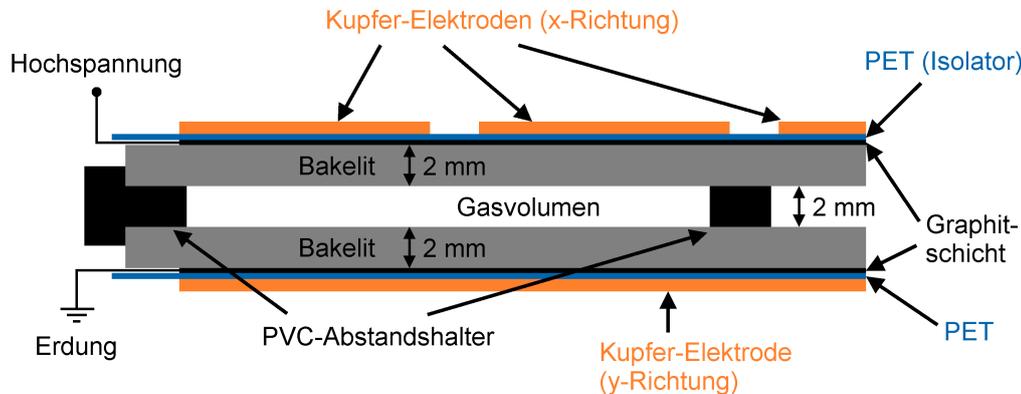
senplatten mit einer Dicke von 5 cm zusammen, die in einem Abstand von 2 cm montiert sind. In den elf Zwischenräumen sind RPC-Lagen installiert. Die Kupferspulen im oberen und unteren Teil des Magneten werden mit einer Stromstärke von 1600 A betrieben und erzeugen in einem Bereich von  $8,75 \times 8,00 \text{ m}^2$  (horizontal  $\times$  vertikal) ein annähernd homogenes Magnetfeld mit einer Flussdichte von 1,55 T. Die Feldlinien verlaufen vertikal und in den beiden Eisenwänden in entgegengesetzte Richtungen, wobei die Polarität umgekehrt werden kann.

Die bei OPERA verwendeten RPCs haben eine Größe von  $2,91 \times 1,14 \text{ m}^2$ , so dass bei einer Anordnung von  $3 \times 7$  Elementen die komplette Fläche des Magneten abgedeckt ist. Die Kammern bestehen aus zwei Bakelit-Elektroden mit einer

<sup>15</sup>RPC, Resistive Plate Chamber (engl.): Widerstandsplattenkammer

<sup>16</sup>XPC: crossed RPC, crossed (engl.): gekreuzt

Dicke von 2 mm, die durch Verwendung von Kunststoff-Abstandshaltern eine feste Distanz von ebenfalls 2 mm haben (s. Abb. 3.7). Die Außenseite der Bakelit-



**Abbildung 3.7:** Querschnitt einer der im Eisenjoch der Magneten eingebauten RPCs

Platten ist mit Graphit beschichtet, das gegenüber den Kupferstreifen zum Auslesen der Signale mit einer knapp  $200\ \mu\text{m}$  starken Kunststoffschicht isoliert ist. Auf einer Seite der Kammern verlaufen  $35\ \text{mm}$  breite Kupferelektroden in horizontaler Richtung, auf der anderen Seite  $26\ \text{mm}$  breite in vertikaler Richtung. An die Graphit-Schichten wird eine Spannung von  $5,8\ \text{kV}$  angelegt. Der Raum zwischen den Platten ist mit einer Gasmischung aus den vier Komponenten  $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/\text{iso-C}_4\text{H}_{10}/\text{SF}_6$  im Mischungsverhältnis  $75,4\%/20,0\%/4,0\%/0,6\%$  gefüllt. Durchquert ein geladenes Teilchen eine RPC, kann es Atome und Moleküle im Gasvolumen ionisieren. Die daraus resultierenden freien Elektronen und Ionen werden durch das elektrische Feld zwischen den Platten zur Anode respektive Kathode beschleunigt. Die OPERA-RPCs werden im sogenannten Streamer Mode betrieben, d.h. die Gasverstärkung wird so hoch gewählt, dass es im Bereich des Teilchendurchgangs zu einer kurzen Dauerentladung zwischen den Elektroden kommt. Dadurch wird in den Kupferstreifen ein Spannungspuls induziert, der mit einer Höhe von etwa  $100\ \text{mV}$  groß genug ist, um ohne weitere Vorverstärkung über Twisted-Pair-Kabel<sup>17</sup> zur Ausleseelektronik auf dem Detektor übertragen werden zu können. Wegen des hohen Volumenwiderstands des Bakelits ( $\rho > 5 \cdot 10^{11}\ \Omega\text{cm}$ ) können die Ladungen nur langsam abfließen (Zeitdauer: ca.  $150\ \text{ms}$ ). Während sie sich innerhalb der Widerstandsplatten befinden, ist die Hochspannung und damit die Stärke des elektrischen Feldes lokal reduziert, so dass an dieser Stelle keine weitere Ionisation im Gas stattfinden kann und für kurze Zeit ein blinder Fleck in der RPC entsteht. Die übrige Detektorfläche bleibt dabei messbereit. Ein prozentual kleiner Bereich der Gesamtfläche ist allerdings permanent blind für den Teilchennachweis. Dazu gehören die Abstandshalter zwischen den Platten<sup>18</sup>, die Rahmen der einzelnen Kammern, Abstände zwischen diesen und die Aussparungen der RPCs für die tragenden Bolzen der Eisenplatten. Mithilfe der RPCs ist eine grobe Spurrekonstruktion innerhalb des Magneten möglich. Außerdem dienen sie für den

<sup>17</sup>verseiltes Kabel: Je zwei Adern des Kabels sind miteinander verseilt.

<sup>18</sup>Die PVC-Abstandshalter sind in einem  $10 \times 10\ \text{cm}^2$ -Raster angebracht.

Energieanteil, der das Target verlässt, als hadronisches Kalorimeter und können die Reichweite von Myonen bestimmen, die im Eisen des Magneten gestoppt werden.

In Strahlrichtung gesehen befinden sich sowohl unmittelbar hinter dem Target als auch direkt vor dem Magneten XPCs. Diese unterscheiden sich von RPCs dadurch, dass ihre Widerstandsplatten aus Glas bestehen und ihre jeweils 3 cm breiten Ausleseelektroden um ca.  $45^\circ$  bzw.  $-45^\circ$  gegenüber der Horizontalen geneigt verlaufen. Dadurch enthalten die Signale beider Elektroden-Ebenen eine Höheninformation, so dass die XPCs in der Vertikalen eine bessere Ortsauflösung als die RPCs haben. Damit lässt sich die Anzahl der fälschlich einer Teilchenspur zugeordneten Driftröhrensingale des Precision Trackers reduzieren. Die XPCs und mehrere RPC-Wände dienen als Trigger<sup>19</sup> für den Precision Tracker (s. Kap. 3.3.2, insbes. Abb. 3.10).

### 3.2.4 Das Veto

Die Detektorkomponente, auf die der CNGS-Strahl als erstes trifft, ist das sogenannte Veto (s. Abb. 3.4). Es besteht aus zwei Lagen Glas-RPCs, die mit einer Fläche von je  $9,6 \times 9,2 \text{ m}^2$  (horizontal  $\times$  vertikal) alle übrigen Detektorteile, insbesondere das Target, im Querschnitt überdecken. Wird im Veto ein geladenes Teilchen nachgewiesen, muss es aus einer Reaktion stammen, die außerhalb des OPERA-Detektors stattgefunden hat, z.B. im Fels vor der LNGS-Halle. Solche Ereignisse sind bezüglich des wesentlichen Ziels des Experiments, Tau-Zerfälle im Target nachzuweisen, nicht von Interesse. Mithilfe des Vetos kann also die Zahl der unnötig extrahierten und analysierten Blei/Emulsion-Quader reduziert werden.

## 3.3 Der Precision Tracker

Der Precision Tracker besteht aus 9504 Driftröhren mit einer Länge von 7,9 m, bei denen keine Drahtunterstützungen verwendet werden. Dies hat den Vorteil, dass der PT auf seiner ganzen Länge sensitiv für den Teilchennachweis ist, stellt aber hohe Anforderungen an Design und Produktion der Driftröhren-Module. Die wesentliche Aufgabe des PT ist die Bestimmung der horizontalen Koordinaten von Myonen-Spuren vor, in und hinter den Magneten. Um das Ladungsvorzeichen der Myonen mit einer Signifikanz von mindestens  $4\sigma$  bestimmen zu können, ist hierbei eine hohe Impuls- bzw. Ortsauflösung notwendig.

### 3.3.1 Funktionsweise von Driftröhren

Beim Durchqueren von Materie können schnelle geladene Teilchen in erster Linie über die Coulombwechselwirkung mit den Atomen und Molekülen des Materials reagieren und diese anregen oder ionisieren. Der daraus resultierende durchschnittliche differentielle Energieverlust pro Wegstrecke  $dx$  wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben ([Bet30]):

---

<sup>19</sup>trigger (engl.): Auslöser

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi \frac{r_e^2 m_e c^2 N_0 Z \rho z^2}{A \beta^2} \left( \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1 - \beta^2) I} \right) - \beta^2 \right) \quad (3.1)$$

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

Der Wert für das effektive Ionisationspotenzial  $I$  eines Materials ist in guter Näherung gleich  $I_0 Z$ , wobei  $I_0$  das mittlere effektive Ionisationspotenzial pro Hüllen-Elektron ist<sup>20</sup>. Andere Prozesse wie Bremsstrahlung oder Čerenkov-Strahlung leisten in Gas-Detektoren bei Teilchen mit einer größeren Masse als der von Elektronen nur einen sehr geringen Beitrag und können hier vernachlässigt werden<sup>21</sup>.

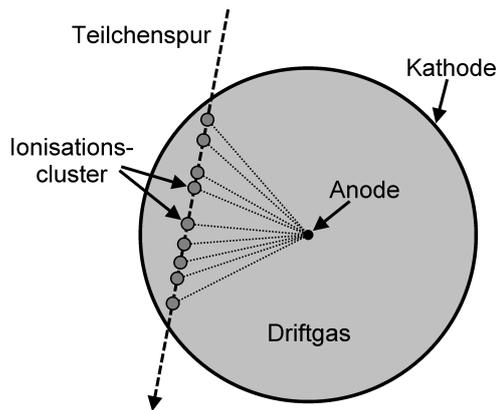
Driftröhren bestehen aus einem elektrisch leitfähigen Rohr mit einem in der Mitte gespannten Draht. Zwischen beiden wird eine Hochspannung  $U$  angelegt, so dass der Draht als Anode und das mit einem Gasgemisch gefüllte Rohr als Kathode fungiert. Das so erzeugte elektrische Feld

$$E(r) = \frac{1}{r} \frac{U}{\ln(r_K/r_A)} \quad (3.2)$$

ist radialsymmetrisch. Dabei ist  $r$  der Abstand von der Drahtmitte,  $r_K$  der Innenradius der Driftröhre und  $r_A$  der Drahradius. Durchquert ein geladenes Teilchen die Röhre, ionisiert es entlang seiner Bahn einzelne Atome und Moleküle des Gases (Primärionisation). Abhängig von der auf die Hüllen-Elektronen übertragenen Energie bilden sich durch sekundäre Ionisationen sogenannte Ionisationscluster, das sind Gruppen von Elektronen bzw. Ionen. Diese driften nun entlang der elektrischen Feldlinien zur Kathode bzw. Anode (s. Abb. 3.8). Die Elektronen besitzen im Vergleich zu den Ionen eine deutlich höhere Beweglichkeit und gewinnen insbesondere nah am Anodendraht, also dem Bereich mit der höchsten elektrischen Feldstärke, genügend hohe Energien, um weitere Atome zu ionisieren. Diese Erzeugung einer Vielzahl von Elektron/Ion-Paaren wird als Gasverstärkung bezeichnet und ermöglicht erst ein ausreichend hohes und damit messbares Signal am Draht. Um den Ort des Teilchendurchgangs in der Driftröhre zu ermitteln, wird eine Zeitmessung vorgenommen. Mithilfe eines externen Triggers, z.B. eines Szintillators mit Photomultiplier, wird der Zeitpunkt des Eintreffens des ionisierenden Teilchens bestimmt. Da sich die mit Driftröhren nachzuweisenden Teilchen in der Regel fast mit Lichtgeschwindigkeit

<sup>20</sup>Für die beiden im PT verwendeten Gase Argon und CO<sub>2</sub> betragen die Werte für  $I_0$  15,76 eV bzw. 13,81 eV ([Blu93]).

<sup>21</sup>Die im PT hauptsächlich nachgewiesenen Myonen sind mehr als 200 mal massereicher als Elektronen.



**Abbildung 3.8:** Querschnitt einer Driftröhre. Dargestellt sind die Elektronen-Cluster und ihre radial zum Anodendraht verlaufenden Wege.

bewegen, entspricht dieser Zeitpunkt in guter Näherung dem Beginn der Clusterbildung. Als zweites Zeitsignal dient die steile Flanke des Spannungspulses am Draht, die durch die innerhalb einer sehr kurzen Zeitspanne (wenige Nanosekunden) eintreffenden Elektronen verursacht wird. Mit Kenntnis der Driftzeit–Ort–Beziehung kann aus der so ermittelten Driftzeit der Kreis um den Anodendraht bestimmt werden, den das Teilchen tangiert hat. Mittels mehrerer Driftröhren und entsprechender Driftkreise lässt sich dann die genaue Spur des Teilchens rekonstruieren (s. Kap. 4.2).

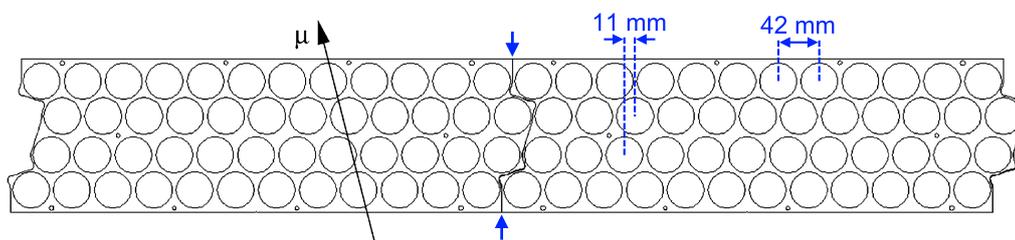
Da die Primärionisationen entlang der Teilchenspur und somit die Orte der Clusterbildung einer Gamma-Verteilung unterliegen, muss die gemessene Driftstrecke nicht zwingend dem senkrechten Abstand der Spur zum Draht entsprechen. Die mögliche Abweichung ist umso größer, je näher das Teilchen den Anodendraht passiert. Ein anderer Fehler, der im Gegensatz dazu mit zunehmender Driftstrecke wächst, wird durch die Streuung der Elektronen an Gasmolekülen verursacht, die sich dann nicht mehr auf dem kürzesten Weg zum Draht bewegen. Beide Effekte führen zu einer Überschätzung der Driftstrecke ([Zim99]).

### 3.3.2 Aufbau und Funktionsweise des Precision Trackers

Der Precision Tracker setzt sich aus 198 einzelnen Modulen mit je 48 Aluminium-Driftröhren zusammen. Die 50 cm breiten Module sind hängend montiert und in zwölf Wänden angeordnet, jeweils zwei vor, zwei innerhalb und zwei hinter jedem der beiden Magnete. Drei der Wände bestehen aus je 15, alle anderen aus je 17 Modulen<sup>22</sup>. Die Röhren außerhalb der Magnete haben eine Länge von 7900 mm, in den Magneten sind sie aufgrund der geringeren verfügbaren Höhe 7750 mm lang. Der Außendurchmesser der Röhren beträgt  $38,00^{+0}_{-0,15}$  mm bei einer Wandstärke von  $0,85^{+0}_{-0,15}$  mm. Der goldbeschichtete Wolframdraht hat einen Durchmesser von  $45 \mu\text{m}$ , wird zwischen den Befestigungspunkten an den Endplatten der Module mit einem Gewicht von 186 g gespannt und hat darüber hinaus keine weitere mechanische Unterstützung. Dieser Wert ist ausreichend hoch, um den Draht bei Auftreten von elektrostatischen Kräften gut in seiner Position zu halten, liegt aber noch deutlich unter dem elastischen Limit

<sup>22</sup>Die in CNGS-Strahlrichtung gesehen jeweils ersten Wände beider Supermodule und die letzte Wand des ersten Supermoduls haben nur je 15 Module, da die BMS-Roboter (s. Kap. 3.2.1) den entsprechenden Raum benötigen, um alle Target-Wände erreichen zu können.

von 288 g, so dass selbst eine große Temperaturerhöhung an den Modulen nicht zu einer Beschädigung der Signaldrähte führen kann ([Zim05]). Jedes Modul hat vier Lagen mit Driftröhren, wobei die Lagen paarweise hexagonal dicht gepackt sind und die Paare um 11 mm gegeneinander versetzt liegen (s. Abb. 3.9). Die gewählte Anordnung



**Abbildung 3.9:** Schematische Darstellung zweier Modul-Endplatten im Querschnitt

ist das Resultat einer Monte-Carlo-Simulation, die die Anzahl der getroffenen Röhren pro Spur für die erwartete Winkelverteilung der Myonen am OPERA-Detektor maximiert. Eine asymmetrische Verteilung der Driftröhren ist außerdem notwendig, um bei der Rekonstruktion von Spuren sicher feststellen zu können, auf welcher Seite ein Teilchen die einzelnen Drähte passiert hat (s. Kap. 4.2). Die Module sind so geformt, dass benachbarte Endplatten ineinander greifen und so die Röhrenabstände innerhalb der Lagen über die gesamte Breite einer Wand konstant sind (s. Abb. 3.9). Pro Modul stabilisieren sieben Lochbleche, durch die die Röhren geführt werden und mit denen sie verklebt sind, die Struktur und gleichen kleinere Abweichungen in horizontaler Richtung aus.

In den Endplatten wird jede Röhre mit O-Ringen abgedichtet. Innerhalb der Aluminiumplatten verbinden gefräste Gaskanäle nebeneinanderliegende Röhren im Wechsel am oberen und am unteren Ende. Dadurch stellt für den Gasfluss jedes Modul eine durchgehende Leitung dar. Die Anzahl der notwendigen Dichtungen ist so im Vergleich zu einzeln angeschlossenen Driftröhren deutlich geringer und damit auch das Risiko von Gaslecks erheblich reduziert. Jeweils zwei oder drei Module bilden im Gassystem eine in Serie betriebene Gruppe und verfügen zusammen über eine Zu- und eine Ableitung. Die Gasanschlüsse befinden sich in den unteren Endplatten. Als Driftgas wird im PT eine Mischung aus Argon und  $\text{CO}_2$  im Volumenverhältnis 80:20 verwendet. Beide Gase sind weder brennbar noch toxisch und genügen damit den Sicherheitsvorschriften im LNGS-Untergrundlabor. Der Absolutdruck in den Röhren wird bei  $1005 \pm 5$  mbar gehalten. Details zum Aufbau und zur Funktionsweise des Gassystems erläutert [Fer06].

Die Driftzeitmessungen für die einzelnen Kanäle des PT werden durch den Spannungsabfall beim Eintreffen der Elektronenlawine an den verschiedenen Anodendrähten gestartet (s. Kap. 3.3.1). Als Trigger für das Auslesen der Driftzeiten werden elektronisch zeitverzögerte Signale der XPCs und einzelner RPC-Lagen verwendet. Jeweils zwei Driftröhrenwände bekommen ein gemeinsames Stopp-Signal von einer Triggerstation. Eine mögliche Konfiguration des Triggers wird in [Fel05] beschrieben und ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Aufgrund der Rauschrate der

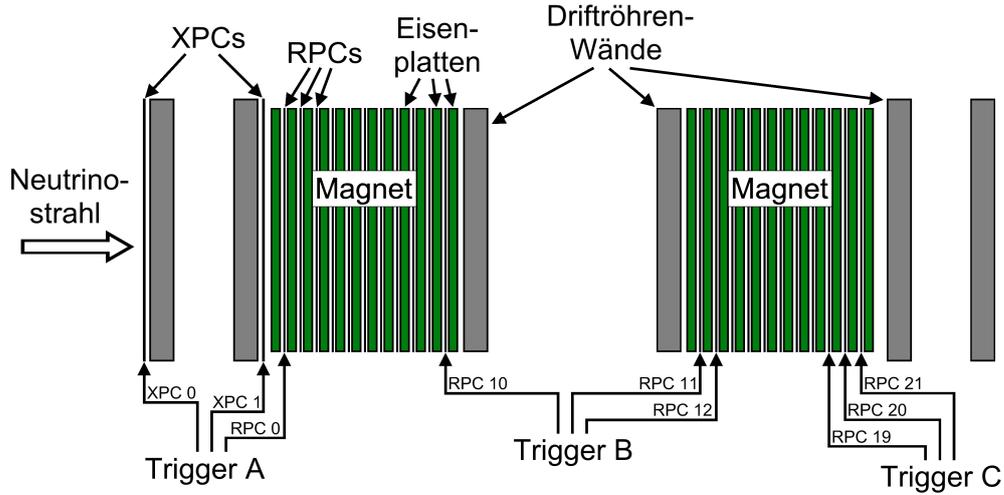


Abbildung 3.10: Trigger-Stationen des Precision Trackers

RPCs und XPCs im kHz-Bereich muss für das Triggersignal des PT eine Mehrheits-Koinzidenzschaltung verwendet werden, d.h. nur wenn zwei oder alle drei Eingangskanäle einer Triggerstation zeitgleich ein Signal liefern, wird ein Stopp-Signal erzeugt.

Die elektronischen Komponenten des PT, die in baugleicher Form am Hamburger Teststand zur Anwendung kommen, und das Verfahren der Datennahme werden in den Kapiteln 4.1.2 und 4.1.3 behandelt.

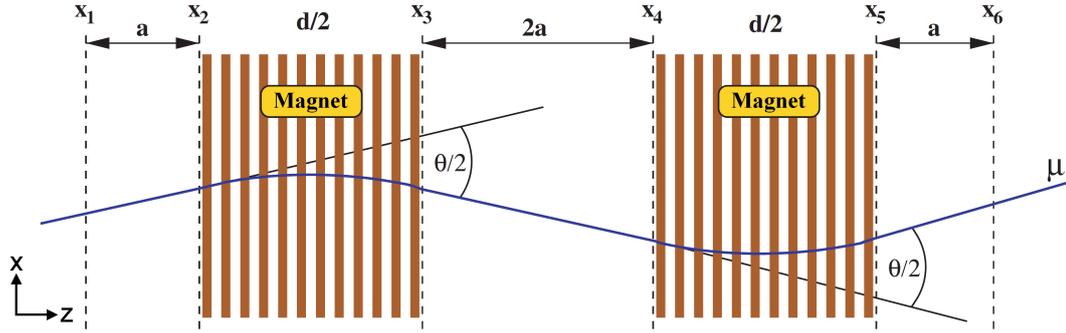
Zur Bestimmung der Teilchenimpulse wird die Tatsache genutzt, dass bewegte Ladungen in einem Magnetfeld durch die Lorentzkraft senkrecht zu den Feldlinien und zur Bewegungsrichtung um den Winkel

$$\theta = \frac{qBd}{p} \quad (3.3)$$

abgelenkt werden. Dabei ist  $q$  die Teilchenladung,  $d$  die Flugstrecke im Magnetfeld mit der Feldstärke  $B$  und  $p$  der gesuchte Impuls. Gleichung 3.3 ist eine Näherung für kleine Winkel, wie sie bei den Myonenbahnen innerhalb der OPERA-Magnete auftreten. Beim Durchqueren eines Spektrometers werden die Teilchen zweimal um den gleichen Winkel in der Horizontalen abgelenkt (s. Abb. 3.11), allerdings jeweils in entgegengesetzte Richtungen, da die Magnetfeldlinien in der einen Hälfte des Eisenjochs aufwärts, in der anderen abwärts verlaufen (vgl. Abb. 3.6). Der Winkel  $\theta$  lässt sich aus den Spurkoordinaten  $x_i$  und der Länge  $a$  berechnen:

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{x_2 - x_1}{a} - \frac{x_4 - x_3}{2a} + \frac{x_6 - x_5}{a} - \frac{x_4 - x_3}{2a} \\ &= \frac{1}{a} (x_2 - x_1 + x_6 - x_5 - x_4 + x_3). \end{aligned} \quad (3.4)$$

Wie anhand von Gleichung 3.4 zu erkennen, gehen bei den gewählten Abständen zwischen den Driftröhrenwänden alle  $x$ -Koordinaten mit der gleichen Gewichtung in die Berechnung des Ablenkwinkels ein. Bezeichnet man den Fehler einer einzelnen



**Abbildung 3.11:** Horizontaler Schnitt durch ein Myon-Spektrometer mit schematischer Darstellung einer Teilchenbahn bei eingeschaltetem Magneten. Die gestrichelten Linien deuten die Positionen der PT-Driftrohr-Wände eines Supermoduls an, mit denen die Koordinaten  $x_i$  gemessen werden ([Zim05]). Der Krümmungsradius der Spur ist hier stark übertrieben.

Ortsmessung mit  $\varepsilon$ , dann ist

$$\Delta\theta_x = \frac{\varepsilon}{a}\sqrt{6} \quad (3.5)$$

der Beitrag der Koordinaten-Messung zum Fehler des Winkels  $\theta$ . Eine weitere Fehlerquelle ist durch die Vielfachstreuung der Myonen im Eisenjoch des Dipolmagneten bedingt. Mit einer Gesamtdicke  $d = 1,2$  m des Eisens beider Magnethälften und der Strahlungslänge  $X_0 = 0,0176$  m in Eisen ergibt sich hierfür

$$\Delta\theta_S = \frac{14 \text{ MeV}}{pc} \sqrt{\frac{d}{X_0}}. \quad (3.6)$$

Der Gesamtfehler des Winkels ist die Wurzel aus der Summe der beiden einzelnen Fehlerquadrate. Damit ist die relative Impulsaufösung des PT gegeben durch

$$\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\Delta\theta}{\theta} = \frac{1}{qBd} \sqrt{6 \left(\frac{\varepsilon p}{a}\right)^2 + \frac{d}{X_0} \left(\frac{14 \text{ MeV}}{c}\right)^2}. \quad (3.7)$$

Um das Ladungsvorzeichen der Myonen mit der geforderten Signifikanz von mindestens  $4\sigma$  bestimmen zu können, muss die relative Impulsaufösung

$$\frac{\Delta p}{p} \leq 0,25 \quad (3.8)$$

für Myonenergien bis zu 25 GeV betragen. Daraus ergibt sich für den Gesamtfehler  $\varepsilon$  der Ortsmessung, der sich aus dem Fehler der Driftzeitmessung, der Drahtposition und der Modulausrichtung zusammensetzt, eine Obergrenze von ca.  $600 \mu\text{m}$ .

### 3.4 Der Tau-Nachweis

Das mit dem OPERA-Detektor gesuchte Signal der  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oszillationen stammt von der CC-Wechselwirkung des Tau-Neutrinos im Blei-Target:

$$\nu_\tau N \rightarrow \tau^- X. \quad (3.9)$$

$N$  bezeichnet hierbei einen Kern des Target-Materials und  $X$  alle übrigen Teilchen des Endzustands. Die Reaktion wird durch den Nachweis des Tau-Leptons identifiziert, dessen mittlere Zerfallslänge etwa  $600 \mu\text{m}$  beträgt. Bei OPERA werden zunächst nur Zerfälle mit einem einzelnen geladenen Reaktionsprodukt (single-prong) berücksichtigt. Zerfälle mit drei oder mehr geladenen Teilchen im Endzustand haben zwar ein Verzweungsverhältnis von über 15%, sind aber schlechter von Untergrundereignissen zu unterscheiden. Der größte Teil der Reaktionen gliedert sich in die Zerfallskanäle hadronisch, elektronisch und myonisch auf:

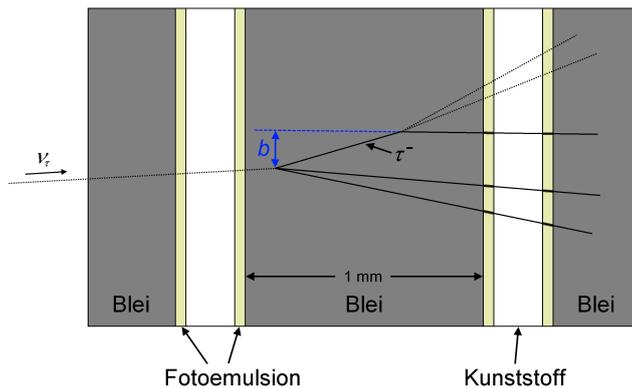
$$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau (n\pi^0) \quad (49,35\%), \quad (3.10)$$

$$\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e \quad (17,84\%), \quad (3.11)$$

$$\tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu \quad (17,36\%). \quad (3.12)$$

Hierbei steht  $h$  für ein Hadron, meistens ist dies ein geladenes Pion oder Kaon, und  $n$  für die Anzahl der neutralen Pionen, die bei der Reaktion entstehen. Die jeweiligen Verzweungsverhältnisse sind in Klammern angegeben.

Bezüglich der Vertex-Rekonstruktion gibt es zwei verschiedene Zerfallsarten: Bei langen Zerfällen entsteht das Tau-Lepton in einer Bleiplatte und zerfällt nach Durchqueren mindestens eines Emulsionsfilms in einer anderen Platte. So ist es möglich, den charakteristischen Knick (kink) zwischen den Spuren des  $\tau^-$  und seines geladenen Zerfallsprodukts zu rekonstruieren und den Winkel  $\theta_{kink}$  (s. Abb. 3.5) zu bestimmen. Im Gegensatz dazu zerfällt das Tau-Lepton bei einem kurzen Zerfall in derselben Bleischicht, in der es auch entstanden ist.  $\theta_{kink}$  kann hier nicht bestimmt werden, für einen Teil dieser Zerfälle ist es jedoch möglich, den Stoßparameter  $b$  (s. Abb. 3.12) zu ermitteln. Dabei ist  $b$  der senkrechte Abstand der Spur des Sekundärteilchens zum Zerfallsvertex des Tau-Neutrinos und dient wie der Winkel  $\theta_{kink}$  der Identifikation des Tau-Leptons.



**Abbildung 3.12:** Kurzer Tau-Zerfall. Hier dient der Stoßparameter  $b$  der Identifikation des  $\tau^-$ .

Zerfällt das  $\tau^-$  in einer der Kunststoffschichten, auf die die Emulsionen aufgetragen sind, kann  $\theta_{kink}$  wie beim langen Zerfall bestimmt werden, allerdings mit einer geringeren Winkelauflösung, da die Spuren des Tau-Leptons und des Sekundärteilchens hier jeweils nur eine der beiden Emulsionsschichten des Films durchqueren.

Die Signatur des myonischen Zerfallskanals (Reaktion 3.12) ist am deutlichsten zu erkennen. Das entstehende Myon durchdringt in den meisten Fällen große Teile des Detektors oder verlässt diesen sogar am Ende des zweiten Supermoduls. Seine

Spur ist in allen elektronischen Detektorkomponenten sichtbar. Der PT bestimmt die horizontalen Spurkoordinaten des Myons, das auf seiner Bahn durch ein Spektrometer von den Magnetfeldern abgelenkt wird, mit hoher Genauigkeit, so dass sein Impuls aus dem Ablenkwinkel berechnet werden kann (s. Kap. 3.3.2).

Elektronen aus der Reaktion 3.11 werden innerhalb eines ECC-Bricks nachgewiesen. Sie verlieren ihre Energie in erster Linie durch Bremsstrahlung:

$$E_e(x) = E_0 \cdot e^{-x/X_0}. \quad (3.13)$$

Dabei ist  $E_0$  die Energie des Elektrons am Zerfallsvertex,  $E_e$  die Energie nach einer Strecke  $x$  und  $X_0$  die Strahlungslänge, die für Elektronen in Blei bei ca. 5,6 mm liegt. Die Strahlungslänge ist die Strecke, nach der die Energie des Elektrons um den Faktor  $1/e$  in Bezug auf seine Anfangsenergie abgenommen hat. Eine Analyse der Spuren des im Blei-Quader ausgelösten Teilchenschauers lässt auf Energie und Impuls des Elektrons schließen.

Hadronen geben ihre Energie im Wesentlichen durch Ionisation ab:

$$E_h(x) = E_0 \left( 1 - \frac{dE}{dx} x \right). \quad (3.14)$$

Zwar bilden sie wie die Elektronen ebenfalls Schauer, allerdings mit einer anderen Energiesignatur, wodurch eine Unterscheidung dieser beiden Zerfallskanäle möglich ist.

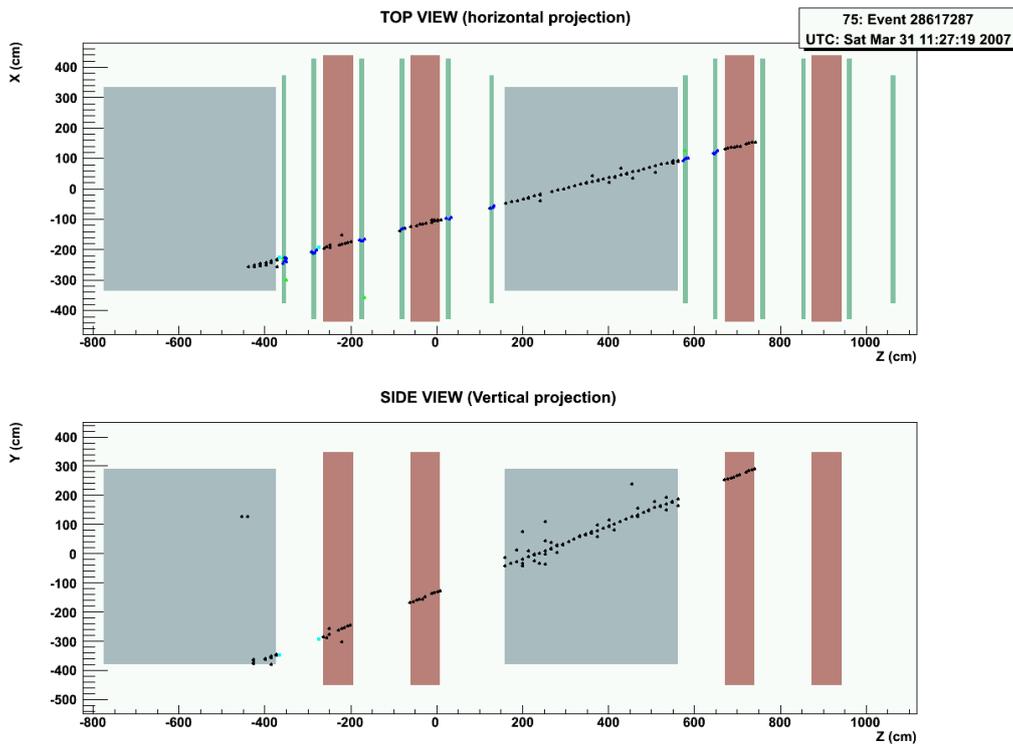
Ausgehend von einer CNGS-Strahlintensität von  $4,5 \cdot 10^{19}$  pot/Jahr und einer durchschnittlichen Target-Masse von 1,6 kt werden im Rahmen der fünf Jahre Laufzeit des OPERA-Experiments insgesamt etwa 31000 Neutrinoereignisse erwartet. Unter der Annahme eines Mischungswinkels von  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$  und einer Massendifferenz von  $\Delta m_{32}^2 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$  bzw.  $\Delta m_{32}^2 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$  befinden sich darunter 95 bzw. 214  $\nu_\tau$ -CC-Reaktionen ([Acq06]).

### 3.5 Resultate erster Testläufe

Der Aufbau des OPERA-Detektors begann im Frühjahr 2003 mit dem ersten Magneten und den in seinem Eisenjoch enthaltenen RPCs. Im Sommer 2006 waren große Teile des elektronischen Detektors, die gesamte Target-Konstruktion sowie beide BMS-Roboter installiert. Nach Fertigstellung der Anlage für den CNGS-Strahl im August 2006 wurde ein knapp zweiwöchiger Testlauf bei niedriger Intensität durchgeführt. Die gesamte integrierte Intensität betrug  $7,6 \cdot 10^{17}$  pot, was einer Strahlzeit von etwa fünf Tagen bei nomineller Intensität entspricht. Da die Massenproduktion der ECC-Bricks erst im Oktober 2006 begann, wurden für den August-Testlauf in einem Teil einer Target-Wand des ersten Supermoduls Changeable Sheets installiert. Es wurden jeweils zwei CS-Lagen direkt hintereinander angebracht, so dass senkrecht zur Strahlrichtung vier Emulsionsschichten zur Verfügung standen. Auf diese Weise konnten bereits Untersuchungen zum Auffinden von durch den Target Tracker lokalisierten Spuren durchgeführt werden. Während des Testlaufs wurden insgesamt 319 Neutrinoereignisse nachgewiesen, die dem CNGS-Strahl zugeordnet werden konnten

und deren Vertex zumeist im Fels vor dem Detektor oder im Eisenjoch eines der beiden Magneten lag.

Bis zum Juli 2007 gab es mehrere weitere Testläufe ohne Neutrinostrahl, sogenannte Cosmic-Runs, bei denen also nur Teilchen der kosmischen Strahlung detektiert wurden. Diese dienten zum einen der Funktionsüberprüfung und -optimierung einzelner Detektorteile, zum anderen der exakten Vermessung der Lage der Komponenten zueinander (alignment). Durch die Rekonstruktion von Teilchenspuren mit verschiedenen Komponenten des Detektors ist eine deutlich genauere Ausrichtung als mit mechanischen Messinstrumenten möglich. Da hierfür gerade Spuren nötig sind, wurde ein Großteil der Daten ohne Magnetfelder genommen. Das in Abbildung 3.13 dargestellte Ereignis stammt von einem Cosmic-Run im März 2007 und zeigt die



**Abbildung 3.13:** Schematische Darstellung eines Ereignisses im Detektor mit symbolisch markierten Treffern in den elektronischen Komponenten, oben die horizontale Projektion mit dem Precision Tracker, unten die vertikale Projektion. Schwarze Markierungen zeigen Treffer in den Target Trackern und den RPCs an, hellblaue stehen für XPC-Signale und dunkelblaue für Signale in den PT-Driftröhren. Grüne Markierungen stellen Signale im PT mit einer Pulsbreite  $\leq 81,25$  ns dar, die mit hoher Wahrscheinlichkeit auf Rauschen zurückzuführen sind.

Spur eines geladenen Teilchens, vermutlich eines hochenergetischen Myons aus der kosmischen Strahlung. Die letzten vier PT-Wände des zweiten Supermoduls waren zu diesem Zeitpunkt nur teilweise installiert und noch nicht in Betrieb. Die Abbildung ist nicht das Ergebnis einer Spurrekonstruktion, sondern zeigt alle innerhalb eines Zeitfensters im Detektor gemessenen Signale.

## Kapitel 4

# Der 8 m–Precision–Tracker– Teststand

Die für ein Niedrigratenexperiment wie OPERA essenzielle Reduzierung des Strahlungsuntergrunds, wie sie das LNGS–Labor bietet, ist für viele Funktionstests und jede Art von Kalibrationsmessungen, bei denen möglichst hohe Ereignisraten erwünscht sind, von großem Nachteil. Deshalb wird diese Form der Datennahme an die Erdoberfläche verlagert, wo die kosmische Strahlung ohne Abschirmung genutzt werden kann. Für diesen Zweck wurde am Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg ein Teststand eingerichtet.

### 4.1 Aufbau des Teststands

Um die Messdaten am Teststand auf den Precision Tracker am Gran Sasso übertragen zu können, ist es notwendig, dass sie unter vergleichbaren Bedingungen genommen werden. Aus diesem Grund wurden die verwendeten Driftröhren–Module sowie alle direkt an der Datennahme beteiligten elektronischen Komponenten der PT–Massenproduktion entnommen.

#### 4.1.1 Anordnung, Gas– und Hochspannungsversorgung der 8 m–Driftröhren–Module

Am Hamburger Teststand kommen zwei Module mit einer Röhrenlänge von 7,9 m zum Einsatz, die horizontal und direkt übereinander angeordnet sind<sup>1</sup>. Die Driftröhren–Module liegen mit ihren Endplatten und dem auf halber Länge befindlichen Lochblech auf: das untere auf höhenverstellbaren Stützen, das obere wird über verschiedene Distanzstücke zum Ausgleich der Höhendifferenzen an den Lochblechen und den unterschiedlich breiten Endplatten vom unteren Modul gehalten (s. Abb. 4.1). Die 96 Röhren verlaufen so im Rahmen der mechanisch möglichen Einstellgenauigkeit parallel. Bei der gegebenen Anordnung hängen die Signaldrähte in den Röhren aufgrund

---

<sup>1</sup>Die Module haben die Produktionsnummern 134 (unteres Modul) und 135 (oberes Modul). Über diese Identifikationsnummern ist eine Zuordnung verschiedener Produktionsdaten und der Ergebnisse von Qualitätsüberprüfungen zu den einzelnen Modulen möglich.



**Abbildung 4.1:** Teststand mit zwei 8 m-Driftröhren-Modulen

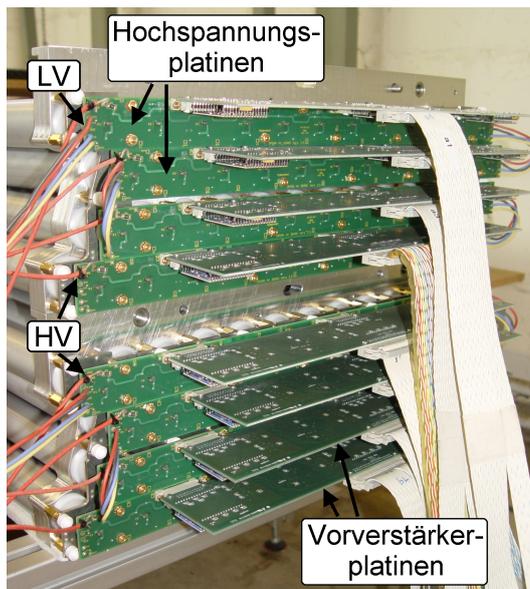
ihres Eigengewichts in der Mitte um ca. 1,2 mm durch ([Goe06]). Diesem Effekt wird entgegengewirkt, indem die mittlere Unterstützung der Module um den gleichen Betrag abgesenkt wird und die dann leicht durchgebogenen Röhren so dem Verlauf der Drähte folgen. Die waagerechte Ausrichtung der Modulenden und das Absenken der Mittelstütze wurden mit einem Nivelliergerät kontrolliert.

Die Driftröhren des Teststands werden wie diejenigen am OPERA-Detektor mit einer Gasmischung aus 80% Argon und 20% CO<sub>2</sub> betrieben. Die Versorgung mit frischem Gas erfolgt über eine vorgemischte Flasche, der Fluss wird an einem Schwebekörper-Durchflussregler eingestellt. Beide Module sind für einen durchgehenden Gasstrom mit einem Edelstahlschlauch verbunden, hinter dem zweiten Modul wird das Gas über einen sogenannten Bubbler<sup>2</sup> aus dem Gebäude geleitet. Die Module haben zusammen ein Volumen von 800 l und der Gesamtfluss beträgt ca. 13 l/Std., so dass der Fluss pro Stunde und Modul in der gleichen Größenordnung wie am Precision Tracker liegt (vgl. [Fer06]).

Am Teststand besteht keine Möglichkeit, den Druck innerhalb der Röhren zu steuern. Er liegt wegen des Staudrucks vor dem Bubbler etwas höher als der Außendruck und ist dessen natürlicher Schwankung unterworfen. Da aber der Luftdruck in Hamburg im Mittel ungefähr im Arbeitsbereich des PT-Gassystems liegt (1000 bis 1010 mbar), ist dies hier für die Vergleichbarkeit der Messergebnisse unproblematisch.

Auf jeder Röhrenreihe eines Moduls ist eine Hochspannungsplatine montiert, mit der die zwölf Signaldrähte der Reihe verlötet sind und mit einer Hochspannung versorgt werden (s. Abb. 4.2). Jede Platine ist über ein Kabel an eine Hochspannungsverteilung angeschlossen. Am Teststand sind alle acht Platinen mit einem Kanal des

<sup>2</sup>Ein Bubbler (bubble (engl.): Luft-, Gasblase) ist eine abgeschlossene Vorrichtung aus Glas, in der der Gasstrom durch ein Öl geleitet wird, wodurch gut sichtbare Blasen entstehen. Bei abgeschaltetem Gasfluss sorgt der Bubbler für einen luftdichten Abschluss des Systems.



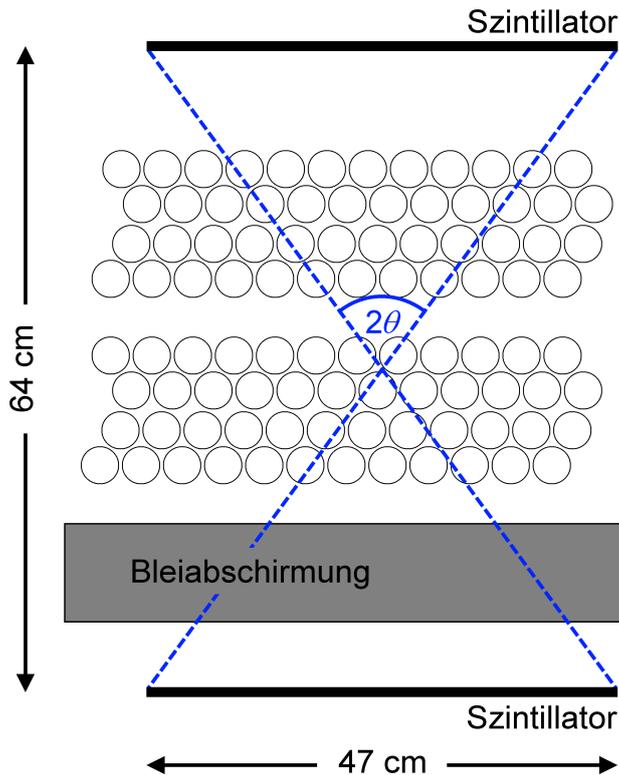
**Abbildung 4.2:** Hochspannungs- und Vorverstärkerplatinen am Teststand. Die Niederspannungskabel sind mit LV (low voltage) und die Hochspannungskabel mit HV (high voltage) gekennzeichnet.

Hochspannungsgeräts verbunden, am Detektor im LNGS stehen insgesamt 48 Kanäle für den Precision Tracker zur Verfügung. Dort sind jeweils die Platinen einer ganzen Driftröhrenlage zusammengeschlossen, damit bei Ausfall eines Hochspannungskanals die Teilchenspuren durch möglichst wenige tote Röhren verlaufen. Aufgrund verschiedener Kabelwege sind teils zwei halbe Driftröhrenlagen mit einem Kanal verbunden, diese liegen dann aber weder innerhalb derselben Modulwand, noch in benachbarten Wänden.

#### 4.1.2 Kosmische Strahlung und der Trigger für den Teststand

In der Nähe der Erdoberfläche besteht der größte Teil der kosmischen Strahlung aus Myonen, die in etwa 15 km Höhe entstehen. Auf dem Weg durch die Atmosphäre verlieren sie ca. ein Drittel ihrer Energie durch Ionisation und erreichen den Boden mit einer mittleren Energie von ca. 4 GeV. Myonen, die im Detektor am Gran Sasso beim Zerfall eines Tau-Leptons entstehen, haben im Mittel ebenfalls diese Energie, so dass die kosmischen Myonen für Kalibrationsmessungen am Teststand verwendet werden können. Im Bereich weniger GeV ist ihre Winkelverteilung proportional zu  $\cos^2\theta$ , wobei  $\theta$  der Winkel zum Zenit ist. Auf einen Quadratmeter Erdoberfläche treffen pro Sekunde etwa 130 Myonen ([Yao06]).

Als Trigger dienen am Teststand zwei Szintillatorplatten, die über Lichtleiter an Photomultiplier vom Typ Valvo XP2011/03 gekoppelt sind, die mit einer Hochspannung von  $-1650$  V betrieben werden. Die Szintillatoren haben eine sensitive Fläche von ca.  $47 \times 59$  cm<sup>2</sup> und befinden sich parallel zueinander oberhalb und unterhalb der Module (s. Abb. 4.3). Den unteren Szintillator überdeckt eine 10 cm dicke Bleischicht. Sie gewährleistet, dass bei der minimalen Energie, die ein Teilchen haben muss, um das Blei zu durchdringen, der zugehörige Energieverlust im Minimum der Bethe-Bloch-Funktion liegt (s. Gl. 3.1). Da der Trigger für die Driftröhren nur auslöst, wenn beide Szintillatoren einen Teilchendurchgang detektieren, kann so überprüft werden, ob die Nachweiseffizienz der Driftröhren auch für minimal ionisierende



**Abbildung 4.3:** Querschnitt des Teststands vom Elektronik-Ende der Module aus betrachtet. Der Winkel  $2\theta$  beträgt ca.  $73^\circ$ .

Teilchen ausreichend hoch ist.

Die analogen Signale der Photomultiplier werden durch NIM-Diskriminatoren<sup>3</sup> in digitale umgewandelt, sofern ihre Pulshöhen größer sind als die eingestellte Schwellenspannung. Diese wird so gewählt, dass die Anzahl der Signale pro Sekunde der bei gegebener Szintillatorfläche erwarteten Rate an kosmischen Myonen entspricht. Auf die sensitive Fläche mit einer Größe von  $0,277 \text{ m}^2$  treffen in jeder Sekunde etwa 36 Myonen. Die Pulsbreite der Signale wird mit einem Gate-Generator eingestellt. Die gesamte Trigger-Logik befindet sich auf dem an der Universität Hamburg entwickelten OPERA Trigger Board (OTB), das sich auf einer Platine in die sogenannten Master- und Slave-Boards unterteilt ([Sch06]). Das Master-Board verfügt über fünf Eingänge (s. Abb. 4.4), von denen am Teststand nur zwei verwendet werden. Es können vier verschiedene logische Verknüpfungen der Eingangssignale programmiert und als Firmware<sup>4</sup> eines CPLD<sup>5</sup> gespeichert werden. Das Einstellen der gewünschten Triggerbedingung erfolgt mithilfe einer Steuerungssoftware über eine CAN-Bus-Schnittstelle<sup>6</sup>. Auf diese Weise können außerdem einzelne Eingänge des OTB maskiert werden, was bei unbelegten oder stark rauschenden Kanälen notwendig ist. Des Weiteren kann für jeden der fünf Kanäle eine Delay-Schaltung<sup>7</sup> eingesetzt werden, um

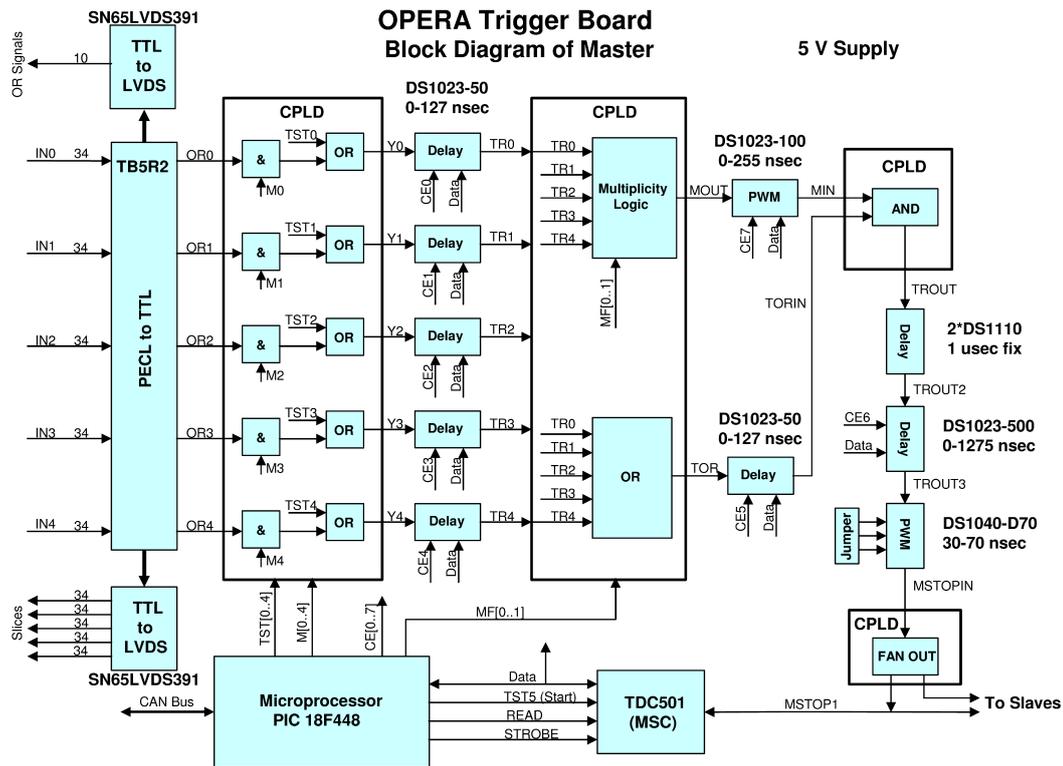
<sup>3</sup>NIM, Nuclear Instrumentation Module: ein Standard, der elektrische und mechanische Spezifikationen für elektronische Komponenten in der Teilchen- und Kernphysik festlegt

<sup>4</sup>Computerprogramm, das direkt in den integrierten Schaltkreisen eines Chips eingebettet ist

<sup>5</sup>Complex Programmable Logic Device

<sup>6</sup>CAN, Controller Area Network: Standard für ein serielles Bussystem, der ursprünglich aus der Automobil-Industrie stammt, inzwischen aber in vielen Bereichen der Regeltechnik verbreitet ist

<sup>7</sup>delay (engl.): Verzögerung



**Abbildung 4.4:** Master-Board des OTBs ([Fel05]); Eingänge: IN0 bis IN4, Maskierungen: M0 bis M4 (im ersten CPLD), Delays der Eingangssignale: CE0 bis CE4; die Logik-Schaltung ist im zweiten CPLD oben dargestellt, darunter die ODER-Schaltung mit dem nachfolgenden Delay CE5. Die Pulsbreite des Gates wird mit dem Wert CE7 gesetzt, das erste Delay für das Koinzidenz-Signal TROUT hat einen festen Wert von  $1 \mu\text{s}$ , das zweite wird mit CE6 eingestellt, die Pulsbreite des Ausgangssignals mithilfe von Überbrückungssteckern (Jumpers) festgelegt.

zeitliche Differenzen zwischen den Signalen aufgrund unterschiedlicher Kabellängen auszugleichen. Die Laufzeitunterschiede zwischen den Signalen verschiedener Ausleseelektroden der RPCs und XPCs, die davon abhängen, in welcher Entfernung von der Elektronik ein Teilchen die Widerstandsplatten durchquert hat, bleiben dabei bestehen. Die Signale TR0 bis TR4 (s. Abb. 4.4) werden zum einen in die programmierbare Logik-Schaltung gegeben, die bei erfüllter Triggerbedingung ein Gate<sup>8</sup> mit einer von 0 bis 255 ns einstellbaren Breite öffnet, zum anderen in eine ODER-Schaltung, die das erste eintreffende Signal weiterleitet. Dieses wird durch das Delay CE5 soweit verzögert, dass es in das Gate hineinfällt und somit den Zeitpunkt der Koinzidenz in der nachfolgenden UND-Schaltung bestimmt. Auf diese Weise wird sichergestellt, dass das erste Signal den Trigger auslöst. Um das Einstellen der verschiedenen Variablen zu erleichtern, können die genauen Laufzeiten auf der Platine mit Testpulsen und einem integrierten TDC<sup>9</sup> mit einer Auflösung von 0,2 ns ermittelt werden ([Sch06]).

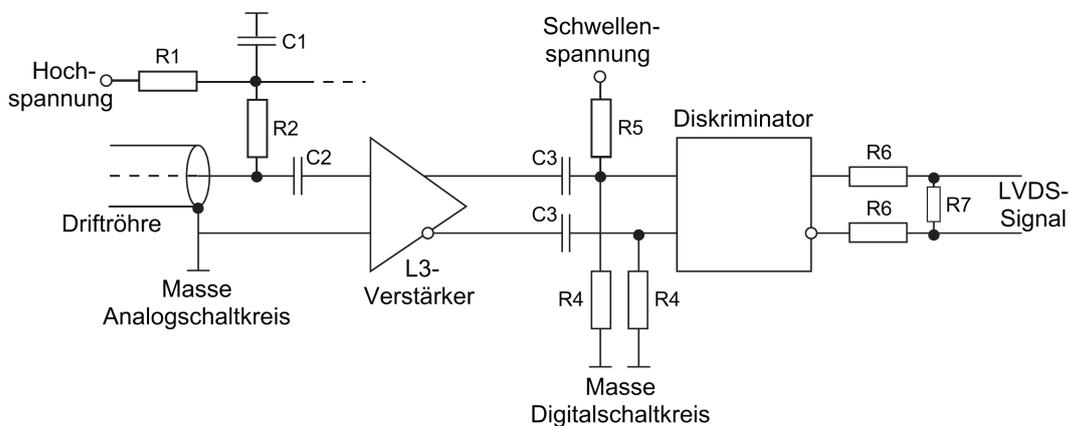
<sup>8</sup>gate (engl.): Gatter

<sup>9</sup>Time to Digital Converter: ein Chip, mit dem präzise Zeitdifferenzmessungen möglich sind, deren Ergebnisse in digitaler Form ausgegeben werden

Das Ausgangssignal des Master-Boards wird um eine feste Zeit von 1000 ns verzögert. Um sicherzustellen, dass das vom Triggerboard gelieferte Stopp-Signal erst nach dem letzten Driftröhren-Signal bei den TDC-Boards eintrifft, kann zusätzlich ein variables Delay von bis zu 1275 ns eingestellt werden (eine genaue Erläuterung hierzu folgt in Kapitel 4.1.3). Die Breite des Ausgangssignals wird auf der Platine durch die Stellung von drei Jumpern zwischen 30 und 70 ns in Abstufungen von 10 ns eingestellt. Ein LEMO-Kabel<sup>10</sup> verbindet Master- und Slave-Board. Am OPERA-Detektor wird je Triggerstation nur ein Master-Board betrieben (s. Kap. 3.3.2), das sein Stopp-Signal über gleich lange Kabel an zwei Slave-Boards weiterleitet. Deren Aufgabe ist die Konvertierung von Stopp-Signalen in den LVDS-Standard<sup>11</sup> und ihre Verteilung an jeweils bis zu neun TDC-Boards.

### 4.1.3 Messelektronik und Datennahme

Auf jede der an den Modulen montierten Hochspannungsplatinen ist eine Vorverstärkerplatine aufgesteckt (s. Abb. 4.2). Über diese Steckverbindungen werden die Signale der jeweils zwölf angeschlossenen Driftröhren geleitet. Die Vorverstärkerplatine teilt sich in einen Analog-Schaltkreis mit drei Vier-Kanal-Verstärkern, die vom Myon-Detektor des L3-Experiments am LEP-Beschleuniger<sup>12</sup> stammen, und einen Digital-Schaltkreis mit MAX963-Diskriminatoren auf (s. Abb. 4.5).



**Abbildung 4.5:** Schematischer Plan eines einzelnen Kanals der Vorverstärkerplatine ([Zim05])

Um ein Oszillieren zu verhindern, haben Verstärker und Diskriminatoren getrennte Niederspannungsversorgungen ([Sew06]). Beide Driftröhren-Module des Teststands sind zusammen über ein Kabel mit zwei Spannungsgeräten verbunden, die weitere Verteilung erfolgt über die Hochspannungsplatinen und die Steckverbindungen zu den einzelnen Vorverstärkerplatinen. Am Gran Sasso werden ebenfalls Paare von Mo-

<sup>10</sup>LEMO: Hersteller von Steckverbindern. Der Standard LEMO 00 hat sich für Koaxialkabel im Bereich der NIM-Elektronik durchgesetzt.

<sup>11</sup>LVDS: Low-Voltage Differential Signaling

<sup>12</sup>LEP, Large Electron Positron Collider: ein  $e^+e^-$ -Speicherring am CERN, inzwischen zugunsten des Large Hadron Colliders (LHC) demontiert

dulen zusammen mit Niederspannung versorgt. Allerdings werden hier insgesamt vier Spannungsgeräte, die eine maximale Stromstärke von je 100 A liefern können, eingesetzt, da die Gesamtstromstärke des Digital-Schaltkreises eines Supermoduls bereits ca. 70 A beträgt.

Der Signaldraht ist über den 1 nF-Kondensator C2 (s. Abb. 4.5) an den Eingang des Verstärkers gekoppelt. Die Kopplung des Diskriminators an den Ausgang des L3-Verstärkers geschieht über die Kondensatoren C3 mit einer Kapazität von 100 nF. So ist eine Trennung der Massen des Analog- und des Digital-Schaltkreises gewährleistet. Die Schwellenspannung, die über den Widerstand R5 am Diskriminator angelegt wird, kann für jeden Kanal einzeln gesteuert werden. Dadurch ist für Kanäle mit einer größeren Rauschrate die Einstellung höherer Diskriminatorschwellen möglich. Der Ausgang des Diskriminators liefert digitale, differentielle Signale, die durch die Schaltung mit den Widerständen R6 und R7 dem LVDS-Standard entsprechend transformiert werden und über Distanzen von mehreren Metern mit einem ungeschirmten Twisted-Pair-Kabel zum TDC-Board übertragen werden können. Das Problem der störanfälligen Übertragung von analogen Signalen wird dadurch umgangen, dass sich die Verstärker direkt auf den Modulen und mit den Diskriminatoren auf derselben Platine befinden.

Auf jeder Vorverstärkerplatine kann ein Halbleitertemperatursensor mit einem bis zu 10 m langen Kabel angeschlossen werden, was eine grobe Temperaturüberwachung ( $\Delta T \approx 1,3$  K) an den Modulen ermöglicht. Sollten große Temperaturgradienten im Bereich des Precision Trackers auftreten, könnten sich die Module verformen, was Auswirkungen auf die Nachweiswahrscheinlichkeit und Auflösung der Driftröhren hätte ([Goe06]). Eine weitere Funktion der Platine ist das Generieren verschiedener Sequenzen von Testpulsen, um für die nachfolgende Elektronik Driftröhren-Signale zu simulieren.

An die Vorverstärkerplatinen werden 40-adrige Twisted-Pair-Flachbandkabel angeschlossen, von denen 14 Adern zum OPERA Support Board (OSUB) führen, die übrigen 26 zum Eingang eines TDC-Boards. Sowohl das OSUB als auch das TDC-Board haben acht Eingänge, so dass am Teststand von jedem nur eines benötigt wird. Am Detektor befinden sich je acht bis neun OSUB-/TDC-Paare zusammen mit einem Triggerboard in einem Crate<sup>13</sup>. So haben bis zu 19 Platinen eine gemeinsame 5V-Stromversorgung und sind über die Anschlüsse auf der Rückseite des Crates miteinander verbunden. Über diese Verbindung läuft unter anderem auch die CAN-Linie, an der die OSUBs und das OTB angeschlossen sind.

Die Funktionen des Support-Boards sind das Überprüfen der Leitungsverbindungen zu den Vorverstärkern, das Setzen der Diskriminatorschwellen, das Generieren von Testpulsen auf den Vorverstärkerplatinen und das Auslesen der Temperaturmesswerte an den Modulen. Wie das Triggerboard ist auch das OSUB per CAN-Bus mit einem Rechner verbunden, auf dem sich eine Steuerungssoftware befindet ([Goe06]), über deren grafische Benutzeroberfläche sämtliche beschriebenen Einstellungen an OTB und OSUB vorgenommen werden. Zum Test der gesamten Ausleseelektronik können Start-Signale vom OSUB aus über die Verbindung im

<sup>13</sup>crate (engl.): Kasten. Gemeint ist hier ein Überrahmen zum Anschluss von Platinen.

Crate zum benachbarten TDC-Board gesendet und zeitverzögert Stopp-Signale an den Eingängen der Vorverstärker erzeugt werden. Die Start-Signale legen von jedem Support-Board zum zugehörigen TDC dieselbe Strecke zurück. Die Kommandos vom OSUB zum Generieren der Stopp-Signale auf der Vorverstärkerplatine laufen über den einen Teil des Flachbandkabels in Richtung Modul und die dort generierten Stopp-Signale durch den anderen Teil zurück zum Crate an den TDC. So kann neben der reinen Funktionalitätsprüfung über die gemessene Zeit zwischen Start- und Stopp-Signal die Kabellänge bestimmt werden<sup>14</sup>. Die Laufzeitunterschiede zwischen den einzelnen Modulen werden dann bei der Rekonstruktion von Teilchenspuren berücksichtigt.

Um ein mögliches Übersprechen von Signalen zwischen benachbarten Kanälen (Crosstalk) zu untersuchen, können Testpulse getrennt für die geradzahligen und die ungeradzahligen Kanäle erzeugt werden. Die Temperatursensoren werden über die OSUBs ausgelesen und am Gran Sasso in regelmäßigen Abständen vom Steuerungsrechner in eine Datenbank geschrieben.

Die Driftzeiten in den einzelnen Röhren werden mithilfe des TDC-Boards ermittelt. Auf diesem befinden sich zwölf TDC-Chips mit je acht Kanälen, mit denen die Zeit zwischen dem Eintreffen zweier elektrischer Signale gemessen werden kann. Die maximale Messzeit beträgt  $3,2 \mu\text{s}$  bei einer Auflösung von ca.  $0,5 \text{ ns}$ . Die vorverstärkten Driftröhrensignale werden über die Flachbandkabel zu den Eingängen des TDC-Boards geleitet und starten dort bei ihrem jeweiligen Eintreffen die Zeitmessung für die einzelnen Kanäle. Außerdem wird die Pulsbreite der Signale in drei Kategorien (klein, mittel, groß) erfasst. Das Triggersignal wird auf dem OTB zeitlich verzögert und über das Slave-Board an das TDC-Board gegeben, wo es sämtliche laufende Zeitmessungen stoppt. Am Detektor bekommen durch die in Kapitel 4.1.2 beschriebene Verwendung von zwei Slave-Boards je Master-Board alle TDCs einer Triggerstation zeitgleich das Stopp-Signal. Die Verzögerung des Stopp-Signals wird so groß gewählt, dass es unter Berücksichtigung der in den Röhren maximal möglichen Driftzeit und der Laufzeiten in Kabeln und Elektronik immer erst nach den letzten Driftröhrensignalen am TDC eintrifft. Die Driftzeit ergibt sich somit aus dem gewählten Trigger-Delay abzüglich der gemessenen Zeit. Die Messwerte der zwölf TDC-Chips werden in einen FIFO-Speicher<sup>15</sup> auf der Platine geschrieben, der wiederum von einer Mezzanine-CPU<sup>16</sup> ausgelesen wird. Der Mezzanine ist über ein lokales Ethernet<sup>17</sup> mit einem Rechner für die Datenerfassung (DAQ<sup>18</sup>) verbunden, an den die Messdaten übertragen werden. Über drei hexadezimale Kodierschalter auf dem TDC-Board erhält der Mezzanine eine eindeutige IP-Adresse<sup>19</sup> innerhalb des Netzwerks, so dass am

<sup>14</sup>Aufgrund konstruktionsbedingt unterschiedlicher Kabelwege wurden am Detektor Flachbandkabel mit verschiedenen Längen von 7,5 m bis 16 m verwendet.

<sup>15</sup>FIFO, first in, first out (engl.): als erster hinein, als erster heraus; im übertragenen Sinne: Daten werden in der Reihenfolge ihres Eintreffens auch wieder ausgegeben.

<sup>16</sup>von mezzanino (it.): Zwischengeschoss. Mezzanine bezeichnet eine kleine Platine, die auf eine größere, hier das TDC-Board, aufgesteckt wird. CPU: Central Processor Unit (engl.): zentrale Recheneinheit

<sup>17</sup>Netzwerktechnologie für kabelgebundene Datennetze

<sup>18</sup>data acquisition

<sup>19</sup>IP, Internet Protocol: ein weit verbreitetes Netzwerkprotokoll

Gran Sasso eine Zuordnung der gesendeten Daten zu den über 100 TDCs möglich ist. Am Teststand dient ein Computer mit Linux-Betriebssystem als DAQ-Rechner, auf dem das sogenannte Test Acquisition Tool v2.0, eine im Umfang deutlich eingeschränkte Vorversion der OPERA-DAQ-Software, läuft. Die Daten werden nicht wie am Detektor in eine Datenbank geschrieben, sondern in Form von Binär-Dateien lokal gespeichert. Sie enthalten für jedes Ereignis folgende Informationen: die TDC-Kanal-Nummer, eine Angabe, ob auf dem Kanal ein Signal gemessen wurde, die Pulsbreite des Signals und die gemessene Zeit in Mikrosekunden.

Um die Messdaten der einzelnen TDCs und der anderen Detektorkomponenten denselben Ereignissen zuordnen zu können, werden sie vom Mezzanine, der mit einer Taktrate von 100 MHz arbeitet, mit einem Zeitstempel versehen. Die Synchronisation der Mezzanines geschieht über ein 10 MHz-Zeitsignal, das von einem GPS-Empfänger<sup>20</sup> stammt und über ein weiteres Netzwerk verteilt wird ([Dus04]). Durch die Verwendung des GPS-Zeitsignals ist es zudem möglich, Ereignisse im OPERA-Detektor unter Berücksichtigung der Flugzeit der CNGS-Neutrinos von etwa 2,5 ms einer Protonen-Extraktion am CERN zuzuordnen (vgl. Kap. 3.1). Auf diese Weise werden Teilchen identifiziert, die nicht aus einer Reaktion von Strahl-Neutrinos stammen können. Diese Funktion wird am Teststand in Hamburg zwar nicht benötigt, ist aber in der Elektronik verankert. Daher muss dem Mezzanine über ein sogenanntes Clock-Emulation-Board ein vergleichbares Zeitsignal gegeben werden.

## 4.2 Spurrekonstruktion

Die Messungen mit den Driftröhren liefern Zeitdaten. Zur Rekonstruktion der Teilchenspuren werden jedoch Ortsangaben zur Flugbahn des Teilchens benötigt. Die Umrechnung von Driftzeiten in Abstände der Spur vom jeweiligen Anodendraht erfolgt über die sogenannte Driftzeit-Ort-Beziehung (DOB, s. Abb. 4.6). Aufgrund der parallelen Anordnung sämtlicher Driftröhren zueinander ist in Drahrichtung keine Ortsinformation vorhanden. Daher werden nur die Koordinaten senkrecht zu den Drähten betrachtet. Sind für ein Ereignis mit  $N$  Treffern die Kreisradien  $r_i(t)$  um die Signaldrähte bestimmt, wird mithilfe einer Mustererkennung ermittelt, welche Signale tatsächlich zur Teilchenspur gehören und, da die Driftkreisradien keine Vorzeichenangabe enthalten, auf welcher Seite der Drähte die Spur verläuft. Ein Ereignis ist dabei durch das vom Trigger initiierte Auslesen der TDCs definiert und wegen deren maximaler Messzeit auf einen Zeitrahmen von  $3,2 \mu\text{s}$  begrenzt. Zur Vereinfachung des Verfahrens verwirft das Mustererkennungsprogramm alle Ereignisse mit mehr als einer Spur, was bei der gegebenen hohen Statistik der Datennahme am Teststand keine nennenswerte Einschränkung darstellt.

Die Beschreibung der Teilchenbahn erfolgt durch eine Geradengleichung in der Hesseschen Normalform:

$$d_0 = x \sin \phi - z \cos \phi. \quad (4.1)$$

<sup>20</sup>GPS, Global Positioning System: ein satellitengestütztes System zur Positionsbestimmung, das im Kern auf sehr genauen Zeitmessungen beruht. Dazu sind die Satelliten mit drei bis vier Atomuhren ausgestattet, deren gemitteltetes Zeitsignal sie ausstrahlen.



**Abbildung 4.6:** Driftzeit–Ort–Beziehung einer Messung am Teststand mit einer Anodenspannung von 2,35 kV und Diskriminatorschwellen von 50 mV

Hierbei ist  $d_0$  der senkrechte Abstand der Spur zum Koordinatenursprung und  $\phi$  der Winkel zwischen x–Achse und Spur (s. Abb. 4.7). Der kleinste Abstand des Signaldrahts  $i$  von der Teilchenbahn ergibt sich dann aus

$$d_i = d_0 - x_i \sin \phi + z_i \cos \phi \quad (4.2)$$

mit den Draht–Koordinaten  $x_i$  und  $z_i$ .

Zunächst werden nur die beiden am weitesten voneinander entfernten Röhren, die ein Messsignal geliefert haben, betrachtet. An ihre Driftkreise können vier verschiedene Tangenten angelegt werden (s. Abb. 4.7), für die jeweils der folgende Ausdruck berechnet wird:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(r_i - d_i)^2}{\sigma^2}. \quad (4.3)$$

Im Rahmen der Mustererkennungsprozedur wird für alle Driftröhren dieselbe mittlere Auflösung  $\sigma$  verwendet, der Startwert von  $\sigma$  ist 1 mm. Die Tangente mit dem kleinsten  $\chi^2$  wird ausgewählt. Überschreitet  $\chi^2$  eine in der Software gesetzte Obergrenze, wird das gesamte Ereignis verworfen, da es sich hierbei mit hoher Wahrscheinlichkeit um Rauschen oder Crosstalk handelt. Ist eine zulässige Tangente gefunden, liefert diese die Anfangswerte für  $d_0$  und  $\phi$  und definiert die Vorzeichen der einzelnen Spurabstände  $d_i$  für das anschließende Spuranpassungsverfahren.

Da die zu lösende Gleichung nichtlinear ist, erfolgt die Anpassung der Teilchenspur iterativ durch Variation der Parameter  $d_0$  und  $\phi$ , so dass der Ausdruck

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} (d_{m,i} - d_{s,i}(d_0, \phi))^2 \quad (4.4)$$

minimiert wird. Dabei ist  $d_{m,i}$  der aus der gemessenen Driftzeit umgerechnete Spurabstand,  $d_{s,i}$  der angepasste Spurabstand und  $\sigma_i$  die von der Distanz zum Draht



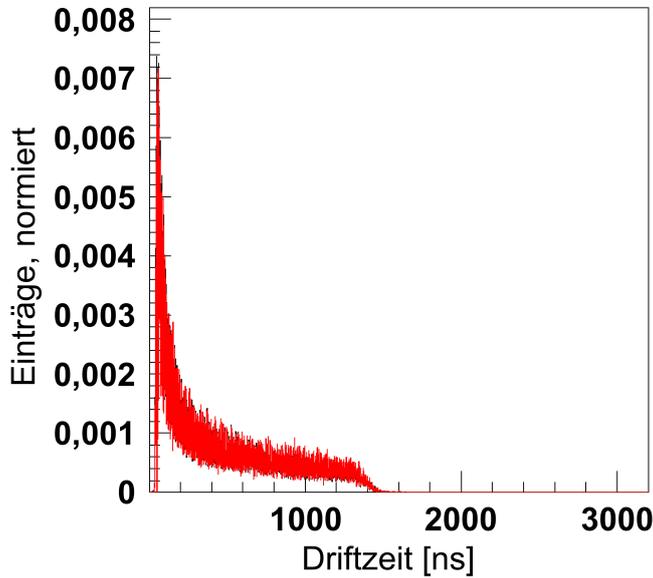
durchsetzten Röhre aus. Dann gilt

$$\frac{dN}{dr} = \text{konstant} = \frac{N_{Röhre}}{r_{Röhre}}, \quad (4.7)$$

wobei  $dN$  die Anzahl der Spuren, die die Röhre durchqueren und, bezogen auf den Draht, im Abstandsintervall  $[r, r + dr]$  liegen, und  $N_{Röhre}$  die Anzahl aller Spuren durch die Driftröhre mit Radius  $r_{Röhre}$  ist. Damit ergibt sich für die Driftgeschwindigkeit:

$$v_D = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{dN} \cdot \frac{dN}{dt} = \frac{r_{Röhre}}{N_{Röhre}} \cdot \frac{dN}{dt}. \quad (4.8)$$

Durch Integrieren des Driftzeitspektrums, also der Häufigkeitsverteilung  $dN/dt$  der Driftzeiten (s. Abb. 4.8), und Normierung auf den Röhrenradius  $r_{Röhre}$  erhält man



**Abbildung 4.8:** Driftzeitspektrum einer Messung am Teststand mit einer Anodenspannung von 2,35 kV und Diskriminatorschwellen von 50 mV, bei der knapp 150000 Ereignisse aufgenommen wurden. Die Anzahl der Einträge ist auf die Gesamtzahl an Ereignissen normiert.

eine Näherung für die DOB, mit der die erste Iteration der Spurrekonstruktion durchgeführt wird:

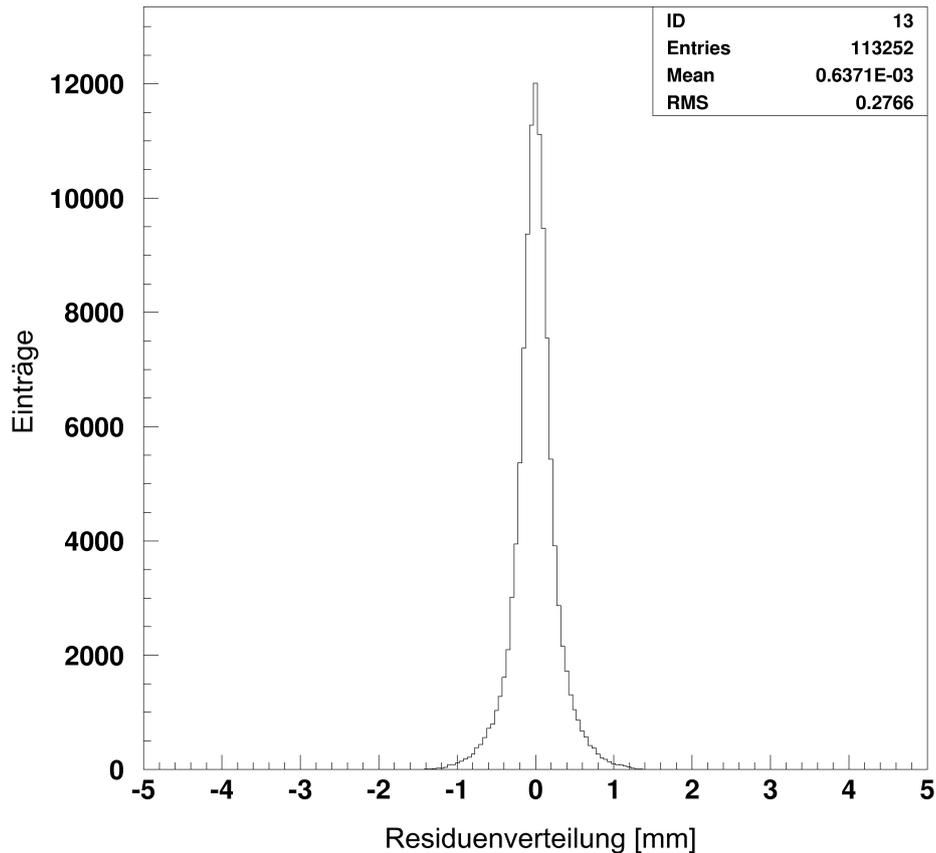
$$d_{Spur}(t_D) = \frac{r_{Röhre}}{N_{Röhre}} \int_0^{t_D} \frac{dN}{dt} dt. \quad (4.9)$$

Nach jedem Durchlauf der Spuranpassungsroutine wird die DOB mittels der sogenannten Residuen korrigiert:

$$\epsilon(t_D) \equiv d_s - d_m. \quad (4.10)$$

Jeweils bezogen auf die Drahtposition ist  $d_s$  der berechnete Abstand der Spur und  $d_m$  der über die gemessene Driftzeit ermittelte, der hier immer dasselbe Vorzeichen wie  $d_s$  zugewiesen bekommt. Die DOB wird in Zeitintervalle unterteilt und der gemessene Abstand  $d_m$  für das entsprechende Intervall um den Mittelwert der jeweiligen Residuenverteilung erhöht oder verringert, je nachdem, ob der gemessene Abstand in der vorangegangenen Iteration unter- oder überschätzt wurde. Mit der verbesserten DOB wird dann erneut mit der Mustererkennung begonnen und die beschriebene Prozedur wiederholt, bis sich die Driftzeit-Ort-Beziehung nicht mehr ändert.

Die Auflösungsfunktion  $\sigma_j(t_D)$  für das Zeitintervall  $j$  ist durch das quadratische Mittel (RMS<sup>21</sup>) der Residuenverteilung  $\epsilon_i(t_D)$  im Intervall  $j$  bestimmt. Zunächst wird für die Spurrekonstruktion die mittlere Auflösung verwendet. Ist die erste Optimierung der DOB abgeschlossen, kommt die Auflösungsfunktion zum Einsatz, wobei das gesamte beschriebene Verfahren wiederum iterativ durchlaufen wird, bis sich die DOB und die mittlere Auflösung nicht mehr ändern. Der RMS-Wert der Residuenverteilung (s. Abb. 4.9) ist ein Maß für die mittlere Auflösung der Driftröhren.



**Abbildung 4.9:** Residuenverteilung einer Messung am Teststand mit einer Anodenspannung von 2,35 kV und Diskriminatorschwellen von 50 mV. Der RMS-Wert der Verteilung beträgt hier 276,6  $\mu\text{m}$ .

Mit derselben Prozedur können die Koordinaten der angenommenen Drahtpositionen den realen Orten der Drähte angenähert werden. Die idealen Positionen gemäß den technischen Zeichnungen der Module dienen als Startwerte. Aufgrund der schmalen Winkelverteilung ist es zweckmäßig, nur die Koordinate senkrecht zur Haupteinfallrichtung der Teilchen zu korrigieren. Der Korrekturfaktor ist der Mittelwert der Residuenverteilung für die einzelnen Drähte, wobei deren Wert durch einen Faktor im Bereich von 0,3 bis 0,5 vermindert wird, um ein Oszillieren des Korrekturverfahrens zu verhindern. Am Ende der gesamten Spurrekonstruktion stehen die optimierten Drahtkoordinaten zur Verfügung, mit denen das komplette Prozedere

<sup>21</sup>Root Mean Square

wiederum wiederholt wird, bis sich die mittlere Auflösung nicht weiter verbessert.

Eine ausführliche Erläuterung dieses Verfahrens der Spurrekonstruktion, insbesondere der Spuranpassung, und dessen Herleitung findet sich in [Zim99] und [Zim07]. Die Analyse der Daten dieser Diplomarbeit wurde innerhalb einer PAW-Umgebung mit einem C-Programm durchgeführt, das auf die Dissertation [Zim99] am äußeren Spurkammersystem des HERA-B-Detektors zurückgeht.

# Kapitel 5

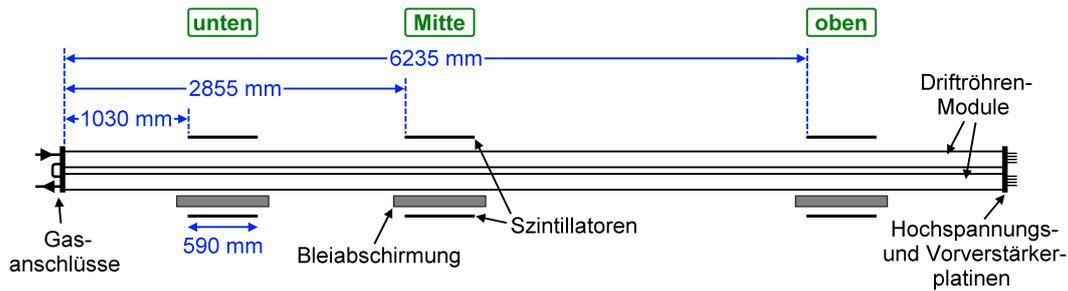
## Messergebnisse und Auswertung

Mithilfe der Messungen am Teststand werden Kalibrationsdaten für den Precision Tracker am Gran Sasso gewonnen. Die Rekonstruktion von Ereignissen im PT erfolgt in ähnlicher Weise wie in Kapitel 4.2 beschrieben, deshalb ist auch hierbei die Kenntnis der für die Driftröhren-Module gültigen Driftzeit-Ort-Beziehung und der Auflösungsfunktion notwendig. Beide werden durch Auswertung der am Teststand genommenen Messdaten bestimmt. Um die Ergebnisse auf den PT übertragen zu können, müssen die Bedingungen bezüglich Aufbau und Funktionsweise des Teststands möglichst genau denen am Detektor entsprechen (vgl. Kap. 4.1). Insbesondere müssen die Betriebsparameter der Module mit denen der am Gran Sasso verwendeten übereinstimmen. Bei den Kalibrationsmessungen am Teststand wurden Anodenspannung und Diskriminatorschwelle variiert. Um für den Messbetrieb am PT eine Auswahl an Betriebsparametern mit jeweils zugehöriger Driftzeit-Ort-Beziehung und Auflösungsfunktion zur Verfügung zu haben, wurden Daten bei den verschiedenen Kombinationen von Anoden- und Schwellenspannung genommen.

### 5.1 Messprogramm

Sämtliche Messungen wurden an dem in Kapitel 4.1 beschriebenen Teststand durchgeführt. Die Hochspannung an den Anodendrähten und die Diskriminatorschwellen wurden ausgehend von den bislang bei Testläufen am PT verwendeten Werten von 2,35 kV bzw. 50 mV variiert. Die Änderung der Anodenspannung erfolgte in 50 V-Schritten von 2,30 kV bis 2,45 kV in Kombination mit fünf verschiedenen Einstellungen der Diskriminatorschwellen: 30 mV, 40 mV, 50 mV, 70 mV und 100 mV.

Um zu überprüfen, ob die Länge der Strecke, die ein Signal auf dem Anodendraht bis zur Ausleseelektronik zurücklegt, Einfluss auf die Messergebnisse hat, wurden für die Szintillatoren des Triggers drei verschiedene Positionen gewählt. Diese sind in Abbildung 5.1 dargestellt. Die Bezeichnungen „oben“, „Mitte“ und „unten“ leiten sich von der Anordnung der Module am LNGS ab. Dort befinden sich die Hochspannungs- und Vorverstärkerplatten am oberen und die Gasanschlüsse am unteren Ende der Module. Da auf halber Röhrenlänge die mittlere Stütze der Module liegt (vgl. Kap. 4.1.1), können die Szintillatoren nicht genau in der Mitte des Teststands aufgebaut werden. Stattdessen wurde hier eine in Richtung der Gasanschlüsse versetzte Position



**Abbildung 5.1:** Szintillatorpositionen für die drei verschiedenen Trigger-Konfigurationen am Teststand

gewählt. Mit jeder der drei Trigger-Konfigurationen wurden 20 Messungen mit der beschriebenen Variation der Parameter durchgeführt.

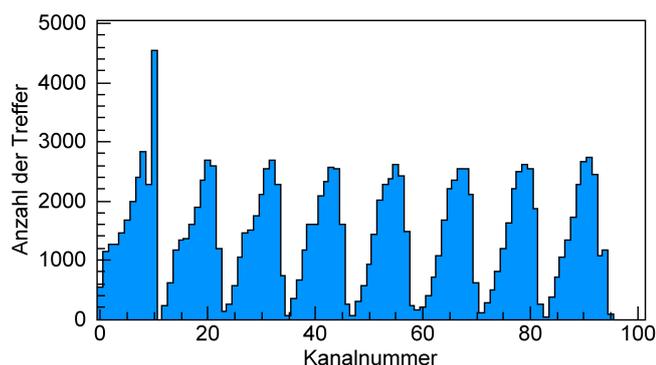
Die Photomultiplier an den Szintillatoren wurden mit einer Hochspannung von  $-1650\text{ V}$  betrieben. Als Triggerbedingung wurde am OTB eine 2-aus-3-Koinzidenz eingestellt, was bei nur zwei Eingangssignalen einer UND-Verknüpfung entspricht. Die drei unbelegten Eingänge des Triggerboards wurden maskiert und die Pulsbreite des Gates am Ausgang der Logik-Schaltung (s. Kap. 4.1.2) auf  $30\text{ ns}$  eingestellt. Das Ausgangssignal des Master-Boards wurde über das Delay CE6 (s. Abb. 4.4) um  $300\text{ ns}$  verzögert, seine Breite durch die Stellung der entsprechenden Jumper auf  $50\text{ ns}$  festgelegt. Die Delay-Schaltungen CE0 bis CE5 kamen nicht zum Einsatz.

Die Triggerrate betrug im Mittel ca.  $2\text{ Hz}$ , d.h. innerhalb einer Messzeit von 24 Stunden konnten ca. 170000 Ereignisse aufgenommen werden. Die im Verhältnis zur Zählrate eines einzelnen Szintillators von ca.  $36\text{ Hz}$  niedrige Triggerfrequenz ist durch Größe und Anordnung der Szintillatoren bedingt. Nur innerhalb eines schmalen Winkelbereichs können Teilchen beide Szintillatoren durchqueren und so den Trigger auslösen. Ab einem Winkel von ca.  $37^\circ$  zum Zenit ist dies in der Ebene quer zu den Röhren bereits nicht mehr möglich (s. Abb. 4.3).

Sowohl die Vorverstärker für die Driftröhrensignale als auch die Diskriminatoren wurden mit einer konstanten Niederspannung von  $3,5\text{ V}$  betrieben (vgl. Kap. 4.1.3). Untersuchungen in [Sew06] zeigen, dass bei diesem Wert noch kein Anstieg des Crosstalks im L3-Verstärker zu erkennen ist. Erst oberhalb einer Versorgungsspannung von  $3,6\text{ V}$  nimmt die Anzahl der Ereignisse merklich zu, die auf ein induktives Übersprechen von Signalen zwischen verschiedenen Kanälen zurückzuführen sind. Die Stromstärke des Analog-Schaltkreises betrug  $0,34\text{ A}$ , die des Digitalschaltkreises  $1,48\text{ A}$  bei einer Schwellenspannung von  $50\text{ mV}$  an den Diskriminatoren. Bezogen auf zwei Module liegen diese Werte in derselben Größenordnung wie die am PT gemessenen Stromstärken.

Im Histogramm Abbildung 5.2 ist für jeden der 96 Kanäle die Anzahl der Treffer pro Kanal für eine Messung dargestellt. Die insgesamt acht Röhrenebenen der beiden Module sind in der Struktur des Diagramms deutlich zu erkennen. Für Driftröhren am Rand ist der Winkelbereich, in dem Teilchen die Röhre und beide Szintillatoren durchqueren, sehr viel kleiner als in der Mitte der Module. Deshalb werden dort erheblich weniger Treffer gezählt. Bei Kanal Nr. 10 ist die Anzahl der registrierten

Signale überdurchschnittlich hoch. Da sich dies auch bei anderen Messungen zeigte, wurde der Kanal in der Rekonstruktionssoftware maskiert und weder bei der Drahtkalibration noch bei der Auswertung der Messdaten berücksichtigt. Für Kanal 11 sind keine Treffer verzeichnet. Obwohl die zugehörige Driftröhre direkt am Rand eines Moduls liegt, sollten hier statistisch zumindest einige wenige Signale registriert werden. Dies ist bei anderen Röhren in vergleichbarer Randlage der Fall (z.B. Kanäle 23, 35 und 47). Daher ist davon auszugehen, dass bei Kanal 11 ein Defekt vorliegt. Die Zuordnung der Kanäle zu den Driftröhrenpositionen geht aus den Abbildungen 5.13 bis 5.15 hervor.



**Abbildung 5.2:** Treffer pro Kanal bei einer 24-stündigen Messung mit einer Anodenspannung von 2,35 kV und Diskriminator-schwellen von 50 mV

Der Gasdruck in den Driftröhren kann am Teststand nicht gesteuert werden und ist daher vom Außendruck abhängig (vgl. Kap. 4.1.1). In Stichproben jeweils zu Beginn und am Ende einer Datennahme wurden für den Außendruck Werte von 987 bis 1022 mbar gemessen. Das Gassystem am PT reguliert den Röhrendruck in einem Bereich von 1000 bis 1010 mbar. Durch einen um den Faktor  $k$  erhöhten Druck in den Driftröhren verbessert sich die Ortsauflösung um den Faktor  $1/\sqrt{k}$  ([Blu93]). Aus den geringen Differenzen im Gasdruck von PT und Teststand resultiert damit ein Unterschied in der Ortsauflösung von weniger als 1%.

## 5.2 Drahtkalibration

Die Auswertung der ersten Messungen am Teststand ergab für die Module eine deutlich schlechtere Ortsauflösung als die für den PT geforderten  $300 \mu\text{m}$  ([Zim05]). Deshalb wurde eine Kalibration der Drahtpositionen mit dem in Kapitel 4.2 beschriebenen Verfahren durchgeführt. Der hierzu verwendete Datensatz stammt von der Messung RUN\_031\_08-55-13<sup>1</sup> bei einer Anodenspannung von 2,35 kV und Diskriminator-schwellen von 50 mV. Die ersten 20000 Ereignisse der Messung gingen in die Prozedur ein. Vor der Drahtkalibration ergab sich für die Ortsauflösung ein Wert von  $388 \mu\text{m}$ . Die bei dem Verfahren angewendeten Korrekturwerte für die Drahtpositionen wurden zunächst um einen Faktor von 0,5 vermindert. Nach fünf Iterationen wurde eine Ortsauflösung von  $282 \mu\text{m}$  erzielt. In einem zweiten Ansatz wurden die Korrekturwerte

<sup>1</sup>Der vom DAQ-Programm festgelegte Name für die Messwerte-Datei mit dem Format RUN\_ddd\_hh-mm-ss setzt sich aus dem Kalendertag (ddd) und der Uhrzeit zu Beginn der Messung (hh-mm-ss) zusammen.

jeweils mit 0,3 multipliziert. Dabei erreichte die Ortsauflösung nach zehn Iterationen ein Minimum bei einem geringfügig kleineren Wert von  $280 \mu\text{m}$ . Um zu überprüfen, ob die Korrektur der Drahtkoordinaten eine systematische Verbesserung der Ortsauflösung bewirkt, wurden weitere Messungen sowohl mit den ursprünglichen als auch mit den veränderten Koordinaten ausgewertet. Die Ergebnisse zeigen bei allen betrachteten Datensätzen eine Verbesserung der Ortsauflösung in einem Bereich von 24% bis 29% (s. Tab. 5.1). Es ist also auszuschließen, dass die Drahtkalibration

Dateiname der Messung	Anoden- spannung [kV]	Diskriminator- schwelle [mV]	Ortsauflösung ohne Kalibration [ $\mu\text{m}$ ]	Ortsauflösung mit Kalibration [ $\mu\text{m}$ ]
RUN_031_08-55-13	2,35	50	$388,155 \pm 0,918$	$279,727 \pm 0,590$
RUN_032_08-59-04	2,35	50	$380,323 \pm 0,913$	$276,073 \pm 0,589$
RUN_033_09-43-55	2,35	30	$372,768 \pm 0,936$	$283,099 \pm 0,621$
RUN_033_17-23-10	2,35	100	$502,180 \pm 1,933$	$361,938 \pm 0,760$
RUN_036_09-15-45	2,35	40	$379,936 \pm 0,921$	$281,019 \pm 0,593$
RUN_037_18-04-20	2,35	50	$389,646 \pm 4,530$	$278,776 \pm 2,252$

**Tabelle 5.1:** Ortsauflösung bei verschiedenen Messungen mit und ohne Drahtkalibration. Für das Kalibrationsverfahren wurde RUN\_031\_08-55-13 verwendet. Bei den ersten fünf Messungen befanden sich die Szintillatoren in der mittleren, bei der letzten Messung in der oberen Position (vgl. Abb. 5.1). Der für die Ortsauflösungen angegebene Fehler beinhaltet ausschließlich den mathematischen Fehler der Spurrekonstruktion.

mit den Messdaten von RUN\_031\_08-55-13 lediglich Defizite dieser einzelnen Messung kaschiert. Stattdessen ist offensichtlich bei mehreren Drähten der Teststandmodule die Abweichung von der Idealposition größer als der mit dem mechanischen Design angestrebte Maximalwert von  $150 \mu\text{m}$  ([Zim05]).

Die mittlere Abweichung der einzelnen Drahtpositionen vor der Kalibration ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Abbildung 5.4 zeigt die Verteilung der Abweichungen<sup>2</sup>. Die entsprechenden Diagramme für die Abweichungen nach der Drahtkalibration stellen die Abbildungen 5.5 und 5.6 dar. Die maximalen Abweichungen betragen vor der Korrektur der Drahtpositionen ca.  $-650 \mu\text{m}$  bzw.  $420 \mu\text{m}$ , danach nur noch ca.  $-145 \mu\text{m}$  bzw.  $85 \mu\text{m}$ . Vor der Kalibration wichen insgesamt 28 Drähte mehr als  $150 \mu\text{m}$  von der erwarteten Position ab. Der RMS-Wert der beiden Verteilungen (s. Abb. 5.4 und 5.6) gibt jeweils die durchschnittliche Abweichung der Drähte an und konnte durch das Kalibrationsverfahren von ca.  $183 \mu\text{m}$  auf ca.  $34 \mu\text{m}$  gesenkt werden.

Alle weiteren Auswertungen wurden auf Basis der korrigierten Drahtkoordinaten durchgeführt.

<sup>2</sup>Für die mittlere Abweichung der Drahtpositionen wird der Mittelwert der Residuen der einzelnen Drähte aus der Spurrekonstruktion angesetzt (vgl. Kap. 4.2).

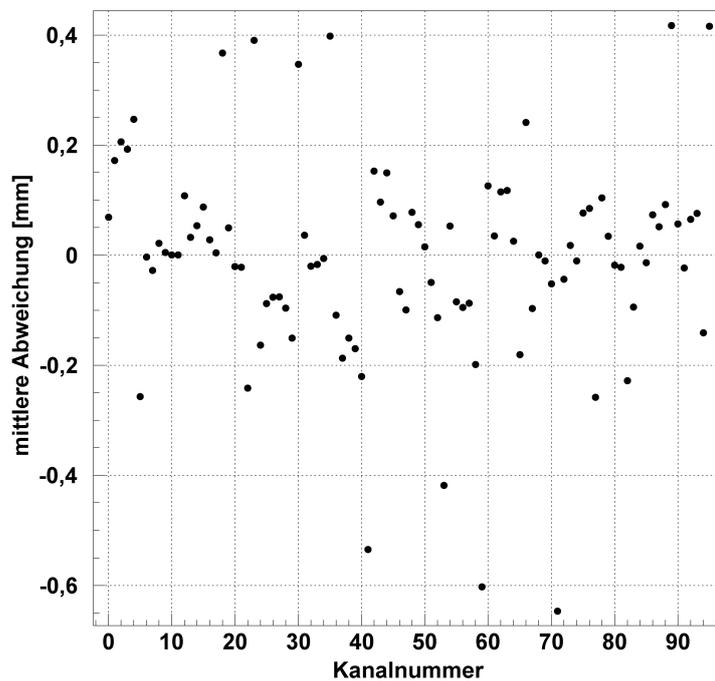


Abbildung 5.3: Mittlere Abweichung der einzelnen Drähte vor der Drahtkalibration (RUN\_031.08-55-13)

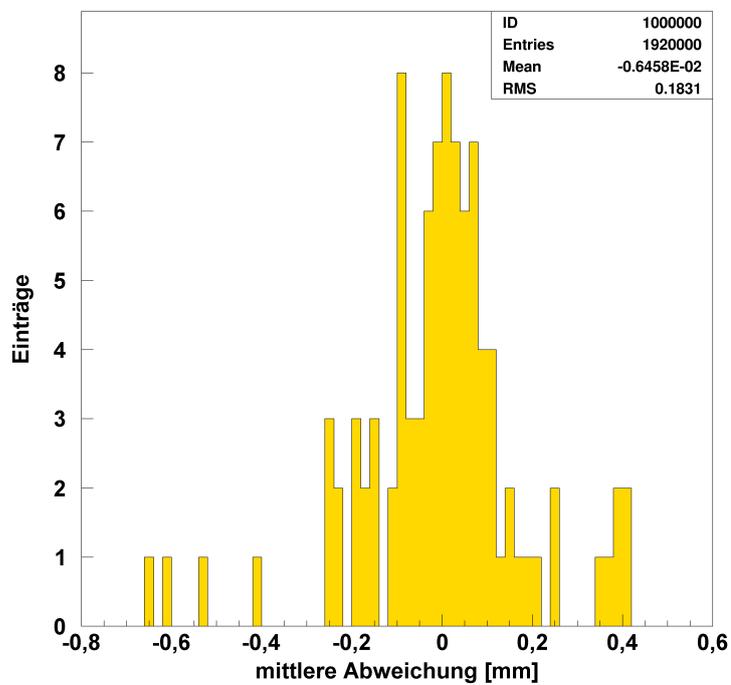


Abbildung 5.4: Verteilung der mittleren Abweichung vor der Drahtkalibration (RUN\_031.08-55-13)

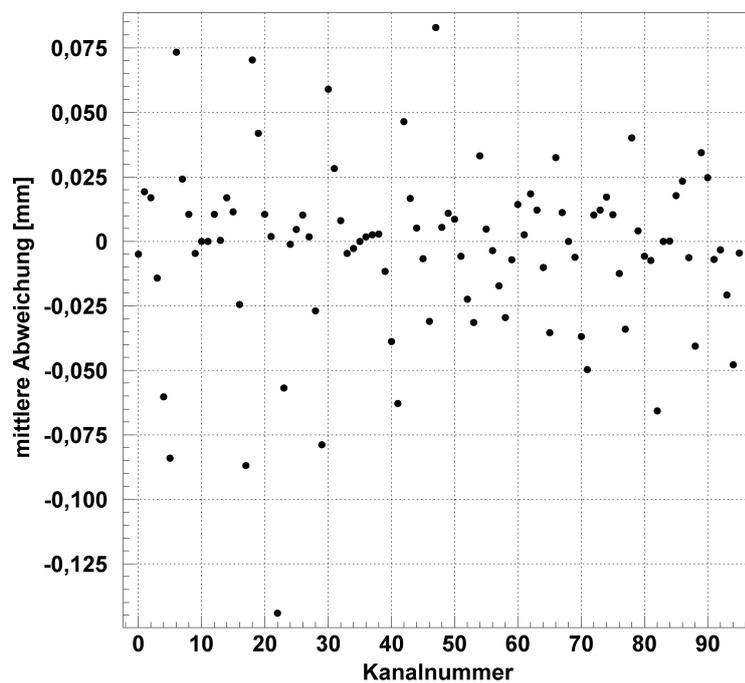


Abbildung 5.5: Mittlere Abweichung der einzelnen Drähte nach der Drahtkalibration (RUN\_031.08-55-13)

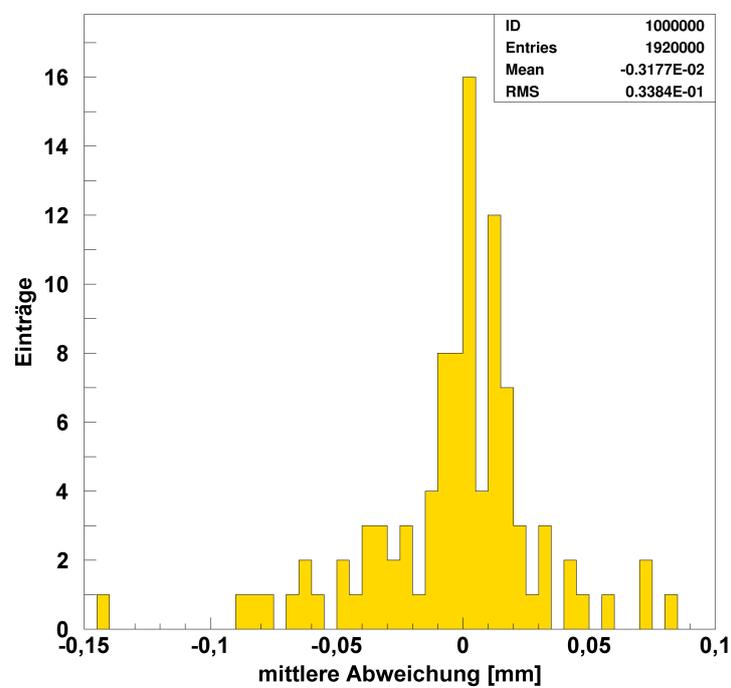


Abbildung 5.6: Verteilung der mittleren Abweichung nach der Drahtkalibration (RUN\_031.08-55-13)

### 5.3 Ortsauflösung

Ein wesentlicher Indikator für die Qualität der Driftröhren ist die Ortsauflösung. Sie ist hauptsächlich durch die Statistik der Primärisation und die Streuung der Elektronen an Gasmolekülen (vgl. Kap. 3.3.1) sowie durch die zeitliche Auflösung der Messelektronik und die Differenz zwischen angenommener und realer Drahtposition bestimmt. Der RMS-Wert der Residuenverteilung ist ein Maß für die mittlere Ortsauflösung der Driftröhren (vgl. Kap. 4.2). Um diesen für die einzelnen Messungen zu bestimmen, wurden jeweils 20000 Trigger-Ereignisse mit dem Spurrekonstruktionsverfahren ausgewertet. Für jeden Datensatz konnten mehr als 17000 Spuren rekonstruiert werden. Bei den OPERA-Driftröhren genügen nach [Zim07] bereits 5000 Spuren zur Bestimmung der Driftzeit-Ort-Beziehung und der Auflösungsfunktion.

Die Abbildungen 5.7 bis 5.9 stellen den Verlauf der Ortsauflösung in Abhängigkeit von den Diskriminatorschwellen bei verschiedenen Hochspannungen für die drei Szintillatorpositionen dar. Die geraden Verbindungslinien zwischen den Messpunkten sollen ausschließlich dem leichteren Erkennen derjenigen Werte dienen, die bei derselben Anodenspannung aufgenommen wurden. In allen drei Diagrammen ist eine tendenzielle Verbesserung der Auflösung mit steigender Hochspannung ersichtlich. Der Grund dafür ist die hierbei zunehmende Gasverstärkung (vgl. Kap. 3.3.1). Für Hochspannungen oberhalb von 2,45 kV wurde sowohl am 8 m-Teststand ([Goe06]) als auch an einem Teststand mit 1 m-Driftröhren-Modulen ([Sew06]) bei einer Diskriminatorschwelle von 50 mV eine Verschlechterung der Ortsauflösung nachgewiesen. Dies ist auf das vermehrte Auftreten von Crosstalk-Ereignissen bei großen Hochspannungen zurückzuführen.

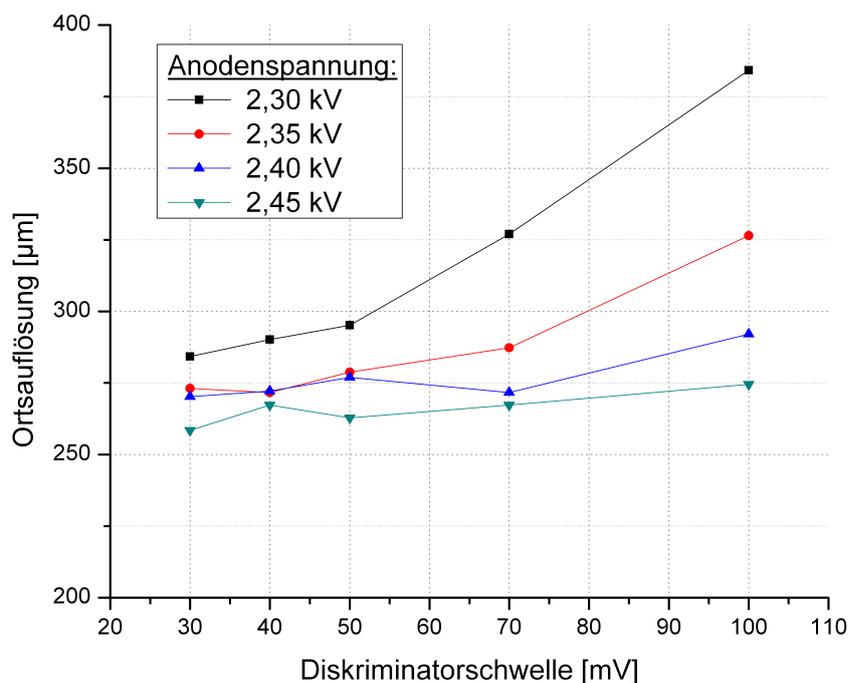


Abbildung 5.7: Ortsauflösung mit Szintillatoren in der oberen Position (vgl. Abb. 5.1)

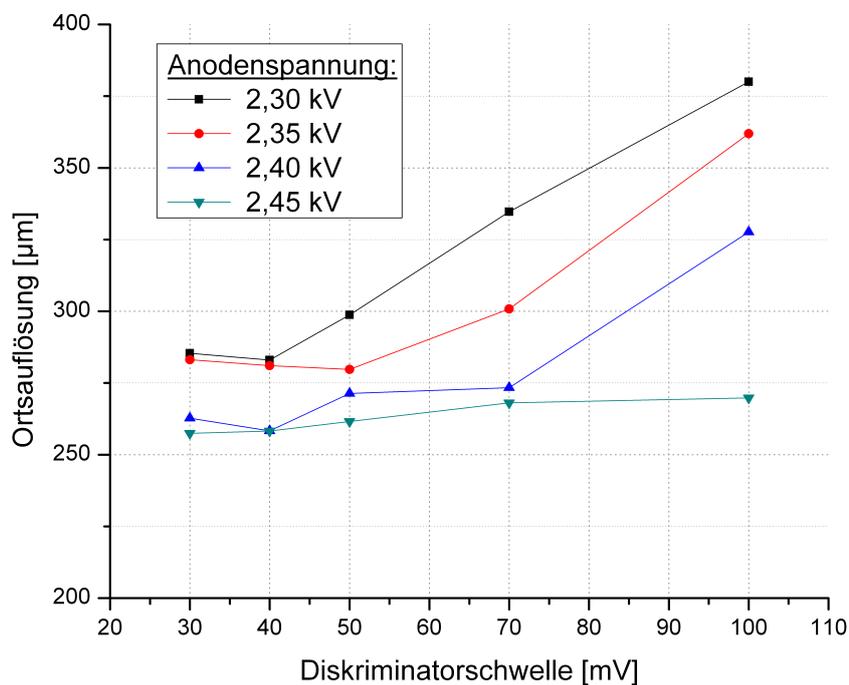


Abbildung 5.8: Ortsauflösung mit Szintillatoren in der mittleren Position (vgl. Abb. 5.1)

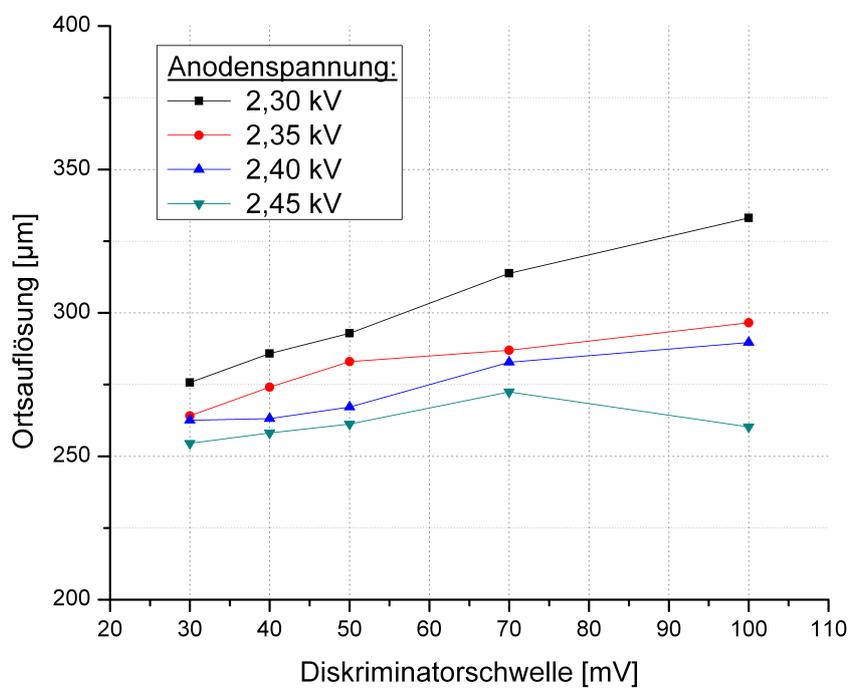


Abbildung 5.9: Ortsauflösung mit Szintillatoren in der unteren Position (vgl. Abb. 5.1)

In den Abbildungen 5.7 bis 5.9 zeigt sich außerdem eine tendenzielle Verbesserung der Auflösung bei sinkender Schwellenspannung: Die Ionisationscluster, die sich im Driftgas entlang der Teilchenspur bilden (vgl. Kap. 3.3.1), enthalten unterschiedlich viele Elektronen und erzeugen so verschieden hohe Signale am Anodendraht. Wird die Diskriminatorschwelle verringert, können auch kleinere Cluster nachgewiesen werden. Folglich steigt die Wahrscheinlichkeit, dass die Zeitmessung vom Signal eines Elektronenclusters bestimmt wird, dessen Driftstrecke nahe dem senkrechten Abstand der Spur vom Draht verlief. Dadurch verbessert sich im Mittel die Auflösung bei kleineren Schwellenspannungen.

Eine Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Szintillatorposition ist nicht zu erkennen. Bei Diskriminatorschwellen  $\leq 50$  mV liegt die Ortsauflösung bei allen gewählten Hochspannungen unterhalb von  $300 \mu\text{m}$ . Ausführliche Daten zu den Messungen sind im Anhang in den Tabellen A.1 bis A.3 aufgeführt.

## 5.4 Nachweiseffizienz der Einzelröhren

Zur Bestimmung der Nachweiseffizienz einer einzelnen Driftröhre wird sie aus dem Rekonstruktionsverfahren ausgeschlossen. Für jede rekonstruierte Spur, die durch diese Röhre verläuft, wird dann geprüft, ob die Röhre ein Signal gemessen hat. Der Quotient aus der Anzahl dieser Signale und der Anzahl der Spuren ergibt die Nachweiseffizienz der Driftröhre.

Bei allen Messungen wurde die Nachweiseffizienz exemplarisch für eine Röhre bestimmt. Vor Beginn der Auswertungen wurde dafür Röhre Nr. 68 ausgewählt. Auswahlkriterium war hierbei ausschließlich, dass sie weder am Rand eines der Module noch am Rand des von den Szintillatoren abgedeckten Bereichs liegt. Die Abbildungen 5.10 bis 5.12 zeigen die Nachweiseffizienz dieser Driftröhre in Abhängigkeit von der Diskriminatorschwelle bei verschiedenen Anodenspannungen für die drei Szintillatorpositionen. Die zugehörigen Zahlenwerte sind in den Tabellen A.1 bis A.3 aufgeführt. Der jeweils angegebene Fehler der Effizienz ist die Standardabweichung, die von der Anzahl der durch die Röhre verlaufenden Spuren abhängt. Um einen möglichst geringen statistischen Fehler zu erhalten, wurden alle bei einer Messung aufgenommenen Ereignisse in die Bestimmung der Effizienz einbezogen. Unabhängig von der Wahl der Betriebsparameter und der Szintillatorposition liegt die Nachweiseffizienz für Röhre 68 immer bei ca. 99%.

Die Effizienz jeder einzelnen der 96 Driftröhren wurde für je eine Messung pro Szintillatorposition ermittelt. Hierzu wurden jeweils die Messungen bei einer Anodenspannung von 2,35 kV und einer Diskriminatorschwelle von 50 mV verwendet. In den Abbildungen 5.13 bis 5.15 sind die Ergebnisse farbkodiert dargestellt. Driftröhren mit einer Nachweiseffizienz  $\geq 98\%$ , dem beim PT angestrebten Mindestwert ([Zim05]), sind grün koloriert. Der Randbereich, in dem die Driftröhren nicht oder nur teilweise von den Szintillatoren abgedeckt sind (vgl. Abb. 4.3), ist deutlich an den sehr viel geringeren Effizienzwerten zu erkennen. Von diesem Randbereich abgesehen liegt die Nachweiseffizienz der einzelnen Röhren unabhängig von ihrer Position in den Modulen bei allen drei Szintillatorpositionen zwischen 98,0% und 99,6%. Die exakten Werte für die Effizienzen der Driftröhren sind in den Tabellen A.4 bis A.6 aufgeführt.

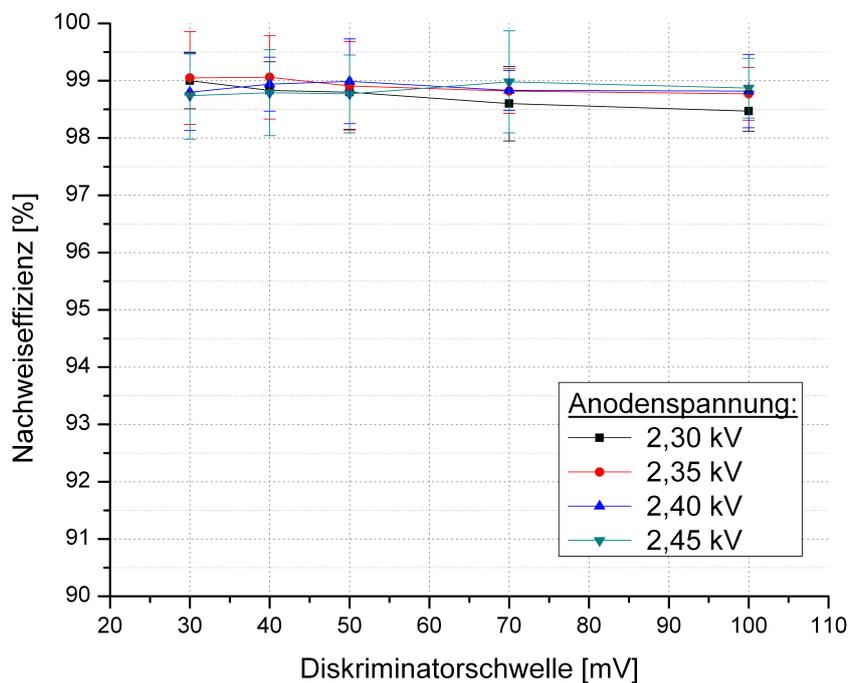


Abbildung 5.10: Nachweiseffizienz von Driftröhre Nr. 68 mit Szintillatoren in der oberen Position

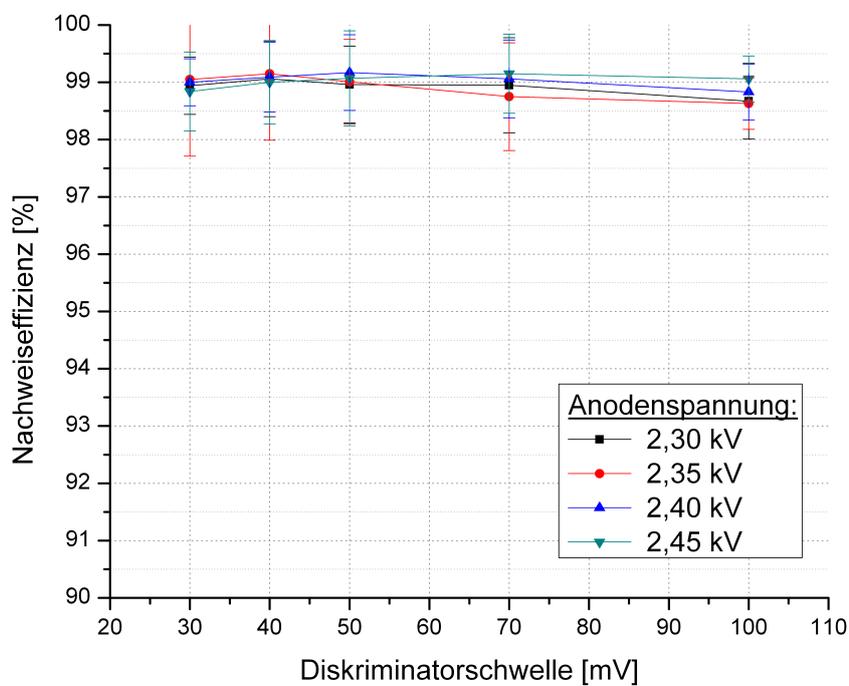


Abbildung 5.11: Nachweiseffizienz von Driftröhre Nr. 68 mit Szintillatoren in der mittleren Position

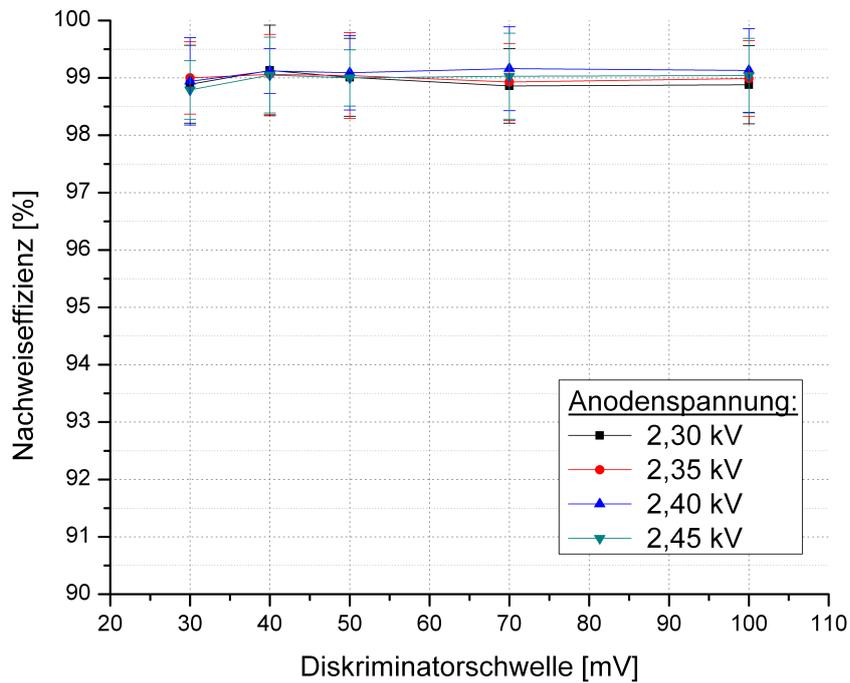


Abbildung 5.12: Nachweiseffizienz von Driftröhre Nr. 68 mit Szintillatoren in der unteren Position

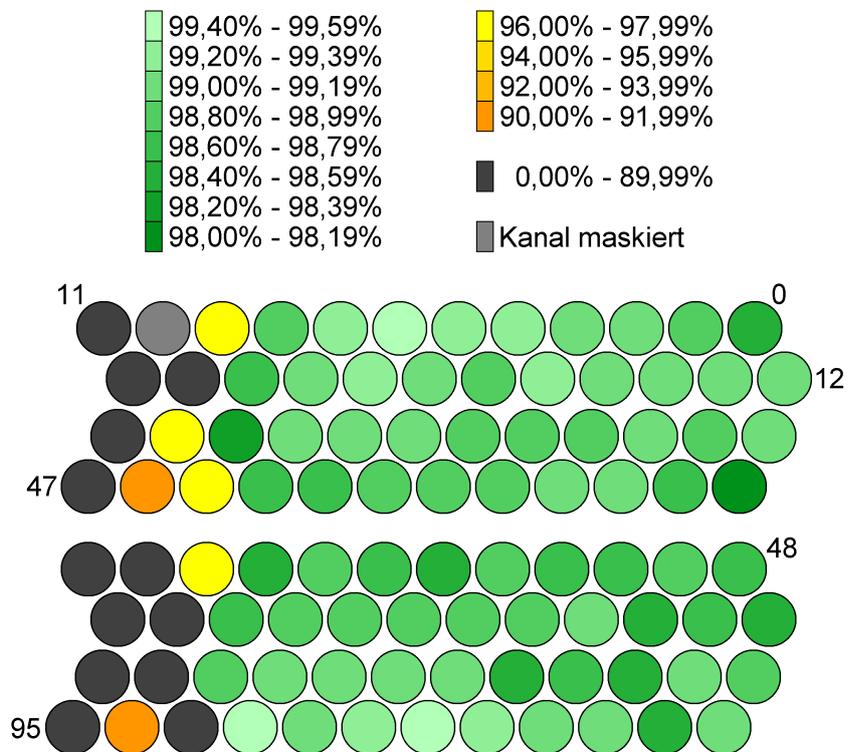
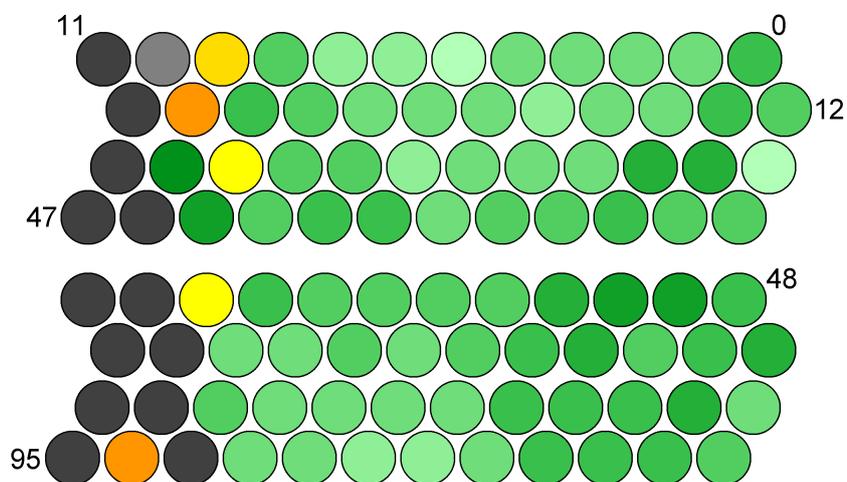
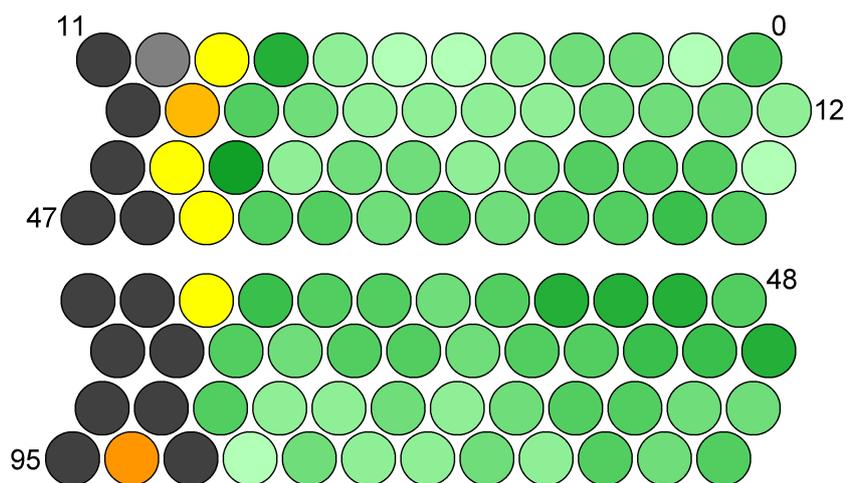


Abbildung 5.13: Nachweiseffizienz aller 96 Driftröhren mit Szintillatoren in der oberen Position für RUN\_037\_18-04-20



**Abbildung 5.14:** Nachweiseffizienz aller 96 Driftröhren mit Szintillatoren in der mittleren Position für RUN\_031.08-55-13

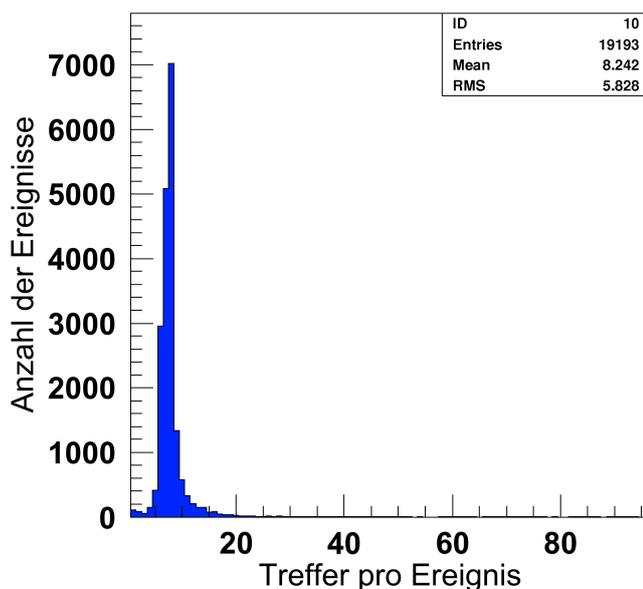


**Abbildung 5.15:** Nachweiseffizienz aller 96 Driftröhren mit Szintillatoren in der unteren Position für RUN\_094.19-57-55

## 5.5 Multiplizität

Die Multiplizität ist die Anzahl der Driftröhren, die bei einem Triggerereignis ein Signal liefern. Bei gegebener Anordnung der Module und Szintillatoren am Teststand kann ein Teilchen in maximal acht Röhren ein Messsignal erzeugen. Liegt die Multiplizität über dieser Zahl, gehen somit einige der Signale nicht direkt auf den Teilchendurchgang zurück und erschweren folglich die Rekonstruktion der Spur. Eine mögliche Ursache für solche Störungen ist Crosstalk zwischen benachbarten Kanälen ([Sew06]). Bei sehr niedriger Multiplizität wurden nicht alle Treffer in den Driftröhren bei der Datennahme registriert. Dies kann zum einen an einer zu niedrigen Anodenspannung und damit zu geringen Gasverstärkung in den Röhren liegen, zum anderen können zu hohe Diskriminatorschwellen das Registrieren von schwächeren Signalen verhindern. Die Multiplizität kann somit bei der Auswahl geeigneter Betriebsparameter als Indikator dienen.

Das Histogramm Abbildung 5.16 zeigt die Verteilung der Trefferanzahl pro Ereignis für eine einzelne Messung. Am häufigsten wurden hier acht Treffer pro Ereignis registriert, der Durchschnitt lag bei 8,242 Treffern. Der jeweilige Durchschnittswert sämtlicher Messungen ist in den Abbildungen 5.17 bis 5.19 aufgegliedert nach den Szintillatorpositionen dargestellt. Im Bereich der gewählten Betriebsparameter kann die mittlere Multiplizität als unabhängig von der Triggeranordnung und konstant angesehen werden. Ihr Wert liegt etwas oberhalb von acht. [Sew06] und [Ort07] zeigen, dass die Multiplizität bei niedrigeren Anodenspannungen und höheren Diskriminatorschwellen als den in dieser Arbeit verwendeten deutlich sinkt und umgekehrt bei höheren Anodenspannungen und niedrigeren Diskriminatorschwellen stark ansteigt.



**Abbildung 5.16:** Treffer pro Ereignis bei RUN\_031\_08-55-13. Die durchschnittliche Multiplizität liegt hier bei 8,242.

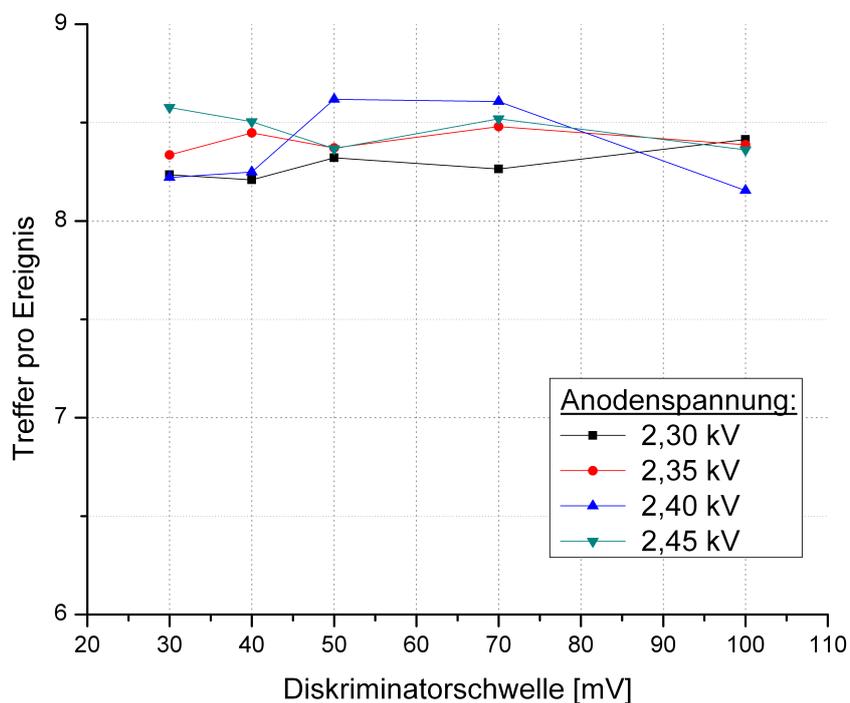


Abbildung 5.17: Treffer pro Ereignis mit Szintillatoren in der oberen Position

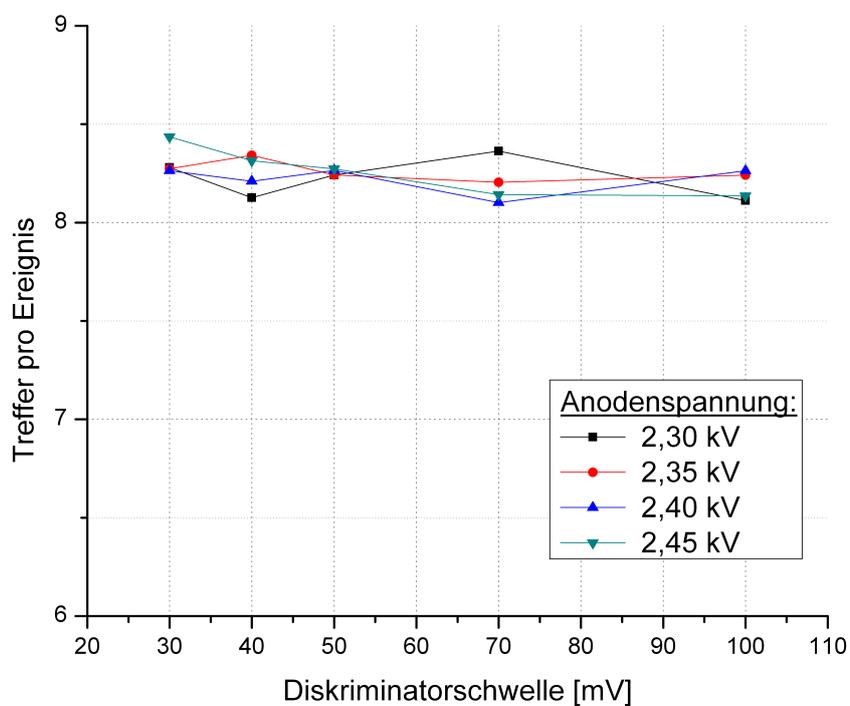


Abbildung 5.18: Treffer pro Ereignis mit Szintillatoren in der mittleren Position

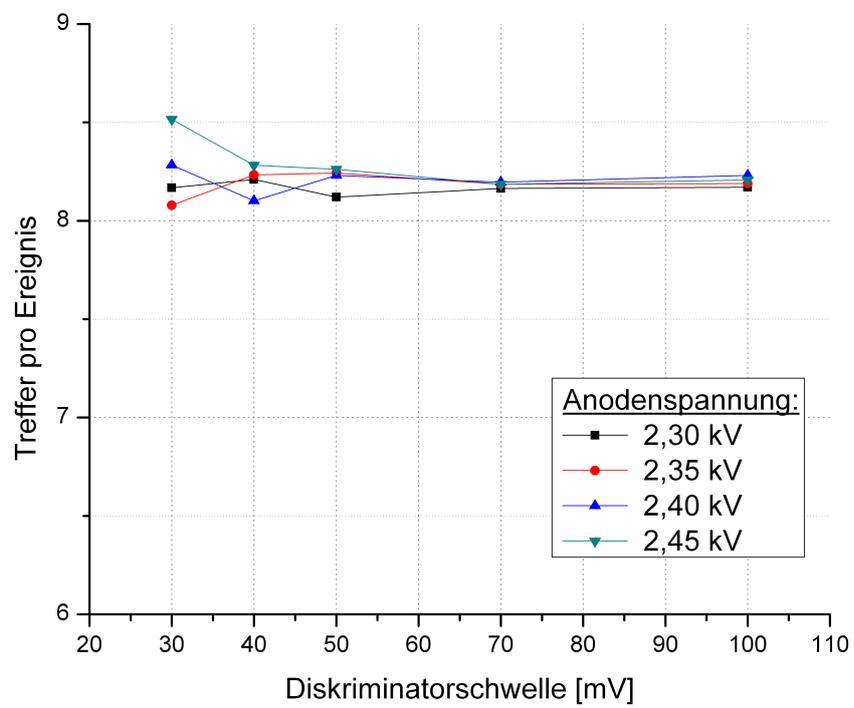


Abbildung 5.19: Treffer pro Ereignis mit Szintillatoren in der unteren Position



# Kapitel 6

## Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Diplomarbeit war die Ermittlung von Kalibrationsdaten für den Precision Tracker des OPERA-Detektors. Die Kalibrationsmessungen wurden an einem Teststand mit zwei 8 m-Driftröhren-Modulen vorgenommen. Die Module sowie sämtliche direkt an der Datennahme beteiligten elektronischen Komponenten stammen aus der PT-Massenproduktion. Es wurden insgesamt 60 verschiedene Messungen durchgeführt. Dabei wurde die Anodenspannung der Driftröhren in einem Bereich von 2,30 kV bis 2,45 kV und die Schwellenspannung der Diskriminatoren von 30 mV bis 100 mV variiert. Außerdem wurden drei verschiedene Positionen für die Szintillatoren des Triggers gewählt, um zu überprüfen, ob die Länge der Strecke, die ein Signal auf dem Anodendraht bis zur Ausleseelektronik zurücklegt, Einfluss auf die Messergebnisse hat.

Die Analyse der Messergebnisse ergab, dass die Anodendrähte der beiden Teststandmodule im Mittel um ca. 183  $\mu\text{m}$  von ihren Soll-Positionen abweichen. Bei 28 der insgesamt 96 Drähte liegt eine Abweichung von über 150  $\mu\text{m}$  vor. Mithilfe eines Verfahrens zur Drahtkalibration konnte die Auswirkung der Positionsabweichungen innerhalb der Software für die Spurrekonstruktion teilweise kompensiert werden. Bei sechs verschiedenen Referenzmessungen verbesserte sich die Ortsauflösung durch die Korrektur der verwendeten Drahtkoordinaten um 24% bis 29%. Die korrigierten Drahtkoordinaten wurden daraufhin für die Auswertung sämtlicher Messungen verwendet.

Die Ortsauflösung der Driftröhren lag für Diskriminatorschwellen  $\leq 50$  mV bei allen gewählten Anodenspannungen unter 300  $\mu\text{m}$ . Die Nachweiswahrscheinlichkeit einer willkürlich gewählten Referenzröhre im inneren Bereich eines der Module betrug unabhängig von der Wahl der Betriebsparameter ca. 99%. Bei drei verschiedenen Messungen wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit für jede einzelne der 96 Driftröhren bestimmt. In dem von den Szintillatoren abgedeckten Bereich lag die Nachweiswahrscheinlichkeit dabei immer über 98%. Alle Messungen weisen eine durchschnittliche Multiplizität von etwas über acht Treffern pro Ereignis auf.

Es konnte keine Abhängigkeit der Messergebnisse von der Wahl der Szintillatorposition und damit von der Strecke, die die Messsignale auf den Anodendrähten zurücklegen, festgestellt werden.



Anhang A

Messwerte

Dateiname der Messung	Anoden- spannung [kV]	Diskriminator- schwelle [mV]	Ortsauflösung [ $\mu\text{m}$ ]	Nachweis- effizienz (Röhre Nr. 68)	Anzahl der Ereignisse	Anzahl der rekonstruierten Spuren
RUN_167_12-09-33	2,30	30	284,176 $\pm$ 0,598	99,00% $\pm$ 0,49%	351178	306034
RUN_169_10-15-41	2,30	40	290,198 $\pm$ 0,617	98,83% $\pm$ 0,50%	339416	295501
RUN_057_10-20-27	2,30	50	295,177 $\pm$ 0,663	98,80% $\pm$ 0,65%	196423	169090
RUN_149_14-04-04	2,30	70	326,989 $\pm$ 0,664	98,60% $\pm$ 0,65%	202520	178457
RUN_050_17-03-12	2,30	100	384,176 $\pm$ 1,197	98,47% $\pm$ 0,35%	653181	567130
RUN_151_13-35-08	2,35	30	273,048 $\pm$ 0,732	99,05% $\pm$ 0,81%	124592	107073
RUN_038_15-33-34	2,35	40	271,598 $\pm$ 0,580	99,06% $\pm$ 0,73%	156935	135058
RUN_037_18-04-20	2,35	50	278,776 $\pm$ 2,252	98,91% $\pm$ 0,77%	140031	120735
RUN_039_16-02-33	2,35	70	287,290 $\pm$ 1,113	98,82% $\pm$ 0,39%	547503	470536
RUN_061_17-50-46	2,35	100	326,478 $\pm$ 3,335	98,77% $\pm$ 0,46%	387190	336275
RUN_093_19-29-40	2,40	30	270,169 $\pm$ 4,350	98,80% $\pm$ 0,67%	193157	168490
RUN_171_10-23-05	2,40	40	272,129 $\pm$ 0,613	98,94% $\pm$ 0,47%	369572	320316
RUN_043_14-18-35	2,40	50	276,914 $\pm$ 1,017	98,99% $\pm$ 0,74%	151356	129279
RUN_044_17-58-44	2,40	70	271,601 $\pm$ 0,935	98,83% $\pm$ 0,35%	667221	567854
RUN_092_15-51-59	2,40	100	292,092 $\pm$ 0,745	98,82% $\pm$ 0,64%	202804	177363
RUN_066_17-07-50	2,45	30	258,394 $\pm$ 4,978	98,74% $\pm$ 0,76%	142996	121824
RUN_065_15-55-19	2,45	40	267,268 $\pm$ 0,585	98,79% $\pm$ 0,75%	150475	128837
RUN_064_09-07-12	2,45	50	262,803 $\pm$ 0,564	98,77% $\pm$ 0,68%	179263	153490
RUN_067_17-39-31	2,45	70	267,247 $\pm$ 2,507	98,98% $\pm$ 0,89%	100135	84437
RUN_173_14-00-24	2,45	100	274,511 $\pm$ 0,644	98,87% $\pm$ 0,43%	441240	381940

**Tabelle A.1:** Messungen mit Szintillatoren in der oberen Position (vgl. Abb. 5.1)

Dateiname der Messung	Anoden- spannung [kV]	Diskriminator- schwelle [mV]	Ortsauflösung [ $\mu\text{m}$ ]	Nachweis- effizienz (Röhre Nr. 68)	Anzahl der Ereignisse	Anzahl der rekonstruierten Spuren
RUN_165_09-26-36	2,30	30	285,366 $\pm$ 0,610	98,94% $\pm$ 0,50%	319140	277035
RUN_135_13-00-50	2,30	40	282,973 $\pm$ 0,679	99,06% $\pm$ 0,66%	194713	170784
RUN_134_10-23-40	2,30	50	298,731 $\pm$ 0,769	98,96% $\pm$ 0,67%	189698	166441
RUN_161_12-39-20	2,30	70	334,694 $\pm$ 0,709	98,95% $\pm$ 0,83%	114444	98407
RUN_141_11-05-07	2,30	100	379,999 $\pm$ 0,721	98,67% $\pm$ 0,66%	194067	171252
RUN_033_09-43-55	2,35	30	283,099 $\pm$ 0,621	99,05% $\pm$ 1,34%	46311	39840
RUN_036_09-15-45	2,35	40	281,019 $\pm$ 0,593	99,15% $\pm$ 1,16%	62137	53838
RUN_031_08-55-13	2,35	50	279,727 $\pm$ 0,590	99,01% $\pm$ 0,74%	149137	128817
RUN_032_18-17-26	2,35	70	300,785 $\pm$ 0,582	98,75% $\pm$ 0,94%	93862	81527
RUN_033_17-23-10	2,35	100	361,938 $\pm$ 0,760	98,63% $\pm$ 0,45%	398768	349597
RUN_131_17-11-14	2,40	30	262,732 $\pm$ 0,585	99,00% $\pm$ 0,41%	497622	431939
RUN_130_11-14-51	2,40	40	258,328 $\pm$ 0,593	99,09% $\pm$ 0,61%	230118	200537
RUN_144_14-24-52	2,40	50	271,337 $\pm$ 0,598	99,17% $\pm$ 0,66%	192805	167960
RUN_128_11-18-44	2,40	70	273,338 $\pm$ 0,589	99,06% $\pm$ 0,68%	184333	161193
RUN_145_15-56-21	2,40	100	327,644 $\pm$ 0,738	98,83% $\pm$ 0,49%	338380	296615
RUN_123_11-31-35	2,45	30	257,431 $\pm$ 0,611	98,84% $\pm$ 0,69%	174835	151217
RUN_122_11-19-18	2,45	40	258,258 $\pm$ 0,577	99,00% $\pm$ 0,73%	157510	135963
RUN_030_13-45-59	2,45	50	261,553 $\pm$ 0,572	99,07% $\pm$ 0,83%	119329	102618
RUN_142_13-29-43	2,45	70	268,063 $\pm$ 0,583	99,15% $\pm$ 0,69%	176682	154920
RUN_124_11-17-15	2,45	100	269,802 $\pm$ 0,570	99,06% $\pm$ 0,40%	517016	450505

**Tabelle A.2:** Messungen mit Szintillatoren in der mittleren Position (vgl. Abb. 5.1)

Dateiname der Messung	Anoden- spannung [kV]	Diskriminator- schwelle [mV]	Ortsauflösung [ $\mu\text{m}$ ]	Nachweis- effizienz (Röhre Nr. 68)	Anzahl der Ereignisse	Anzahl der rekonstruierten Spuren
RUN_106_16-09-35	2,30	30	275,689 $\pm$ 0,749	98,89% $\pm$ 0,68%	182057	159029
RUN_105_17-30-00	2,30	40	285,830 $\pm$ 0,592	99,13% $\pm$ 0,79%	130118	112867
RUN_104_20-16-40	2,30	50	292,860 $\pm$ 0,585	99,01% $\pm$ 0,68%	197950	174816
RUN_107_18-02-49	2,30	70	313,770 $\pm$ 0,614	98,86% $\pm$ 0,65%	195802	172295
RUN_108_20-23-50	2,30	100	333,060 $\pm$ 0,679	98,88% $\pm$ 0,68%	192056	170316
RUN_101_15-12-43	2,35	30	264,103 $\pm$ 0,860	99,00% $\pm$ 0,63%	227389	200414
RUN_100_19-24-07	2,35	40	274,119 $\pm$ 0,566	99,06% $\pm$ 0,70%	184087	162218
RUN_094_19-57-55	2,35	50	283,007 $\pm$ 1,398	99,04% $\pm$ 0,75%	151516	132556
RUN_102_15-08-53	2,35	70	286,968 $\pm$ 0,609	98,93% $\pm$ 0,67%	186499	163428
RUN_103_17-25-38	2,35	100	296,561 $\pm$ 0,507	98,99% $\pm$ 0,66%	191615	168041
RUN_155_14-54-31	2,40	30	262,553 $\pm$ 0,583	98,94% $\pm$ 0,76%	144560	125519
RUN_110_18-21-17	2,40	40	263,123 $\pm$ 0,557	99,12% $\pm$ 0,39%	571152	502191
RUN_109_18-24-53	2,40	50	267,153 $\pm$ 0,559	99,09% $\pm$ 0,65%	210357	184834
RUN_114_10-51-07	2,40	70	282,766 $\pm$ 1,693	99,16% $\pm$ 0,73%	178838	135586
RUN_115_11-02-00	2,40	100	289,657 $\pm$ 0,572	99,13% $\pm$ 0,73%	156736	136297
RUN_120_16-45-46	2,45	30	254,497 $\pm$ 0,574	98,79% $\pm$ 0,51%	336440	291095
RUN_119_16-05-46	2,45	40	258,143 $\pm$ 0,566	99,05% $\pm$ 0,66%	199744	174047
RUN_152_13-40-15	2,45	50	261,243 $\pm$ 0,579	99,00% $\pm$ 0,49%	346740	302148
RUN_117_11-16-19	2,45	70	272,445 $\pm$ 0,563	99,03% $\pm$ 0,75%	146562	127213
RUN_118_11-49-12	2,45	100	260,255 $\pm$ 0,621	99,04% $\pm$ 0,65%	198793	173533

Tabelle A.3: Messungen mit Szintillatoren in der unteren Position (vgl. Abb. 5.1)

Kanal Nr.	Nachweiseffizienz	Kanal Nr.	Nachweiseffizienz
0	98,50% ± 1,55%	48	98,60% ± 2,29%
1	98,85% ± 1,22%	49	98,91% ± 1,65%
2	99,07% ± 1,19%	50	98,78% ± 1,27%
3	99,05% ± 1,13%	51	98,67% ± 1,01%
4	99,29% ± 1,07%	52	98,93% ± 0,87%
5	99,39% ± 1,01%	53	98,59% ± 0,82%
6	99,41% ± 0,91%	54	98,70% ± 0,79%
7	99,27% ± 0,81%	55	98,90% ± 0,77%
8	98,90% ± 0,76%	56	98,56% ± 0,79%
9	96,21% ± 0,85%	57	97,59% ± 1,15%
10	0,00% ± 0,00%	58	75,53% ± 2,25%
11	0,00% ± 0,00%	59	6,38% ± 0,20%
12	99,05% ± 3,66%	60	98,46% ± 3,68%
13	99,07% ± 1,47%	61	98,67% ± 1,98%
14	99,01% ± 1,15%	62	98,52% ± 1,48%
15	99,04% ± 1,12%	63	99,01% ± 1,16%
16	99,26% ± 1,06%	64	98,86% ± 0,93%
17	98,98% ± 0,99%	65	98,97% ± 0,82%
18	99,08% ± 0,91%	66	98,80% ± 0,80%
19	99,23% ± 0,80%	67	98,99% ± 0,78%
20	99,05% ± 0,75%	68	98,81% ± 0,77%
21	98,69% ± 0,79%	69	98,79% ± 0,90%
22	83,95% ± 1,21%	70	83,20% ± 1,56%
23	28,85% ± 4,00%	71	5,52% ± 0,18%
24	99,15% ± 2,64%	72	98,97% ± 2,78%
25	98,99% ± 1,57%	73	99,15% ± 1,87%
26	99,01% ± 1,16%	74	98,52% ± 1,39%
27	98,92% ± 1,07%	75	98,67% ± 1,09%
28	98,90% ± 1,01%	76	98,56% ± 0,93%
29	98,90% ± 0,94%	77	99,17% ± 0,83%
30	99,03% ± 0,85%	78	99,11% ± 0,80%
31	99,02% ± 0,76%	79	99,17% ± 0,78%
32	99,02% ± 0,75%	80	99,06% ± 0,78%
33	98,29% ± 0,84%	81	98,80% ± 1,01%
34	96,76% ± 2,37%	82	45,25% ± 1,08%
35	21,94% ± 1,43%	83	10,73% ± 0,38%
36	98,08% ± 2,05%	84	99,13% ± 2,12%
37	98,79% ± 1,47%	85	98,44% ± 1,56%
38	99,00% ± 1,12%	86	99,13% ± 1,23%
39	99,03% ± 1,01%	87	99,16% ± 1,06%
40	98,87% ± 0,95%	88	99,25% ± 0,95%
41	98,98% ± 0,87%	89	99,46% ± 0,83%
42	98,83% ± 0,79%	90	99,24% ± 0,79%
43	98,78% ± 0,76%	91	99,18% ± 0,77%
44	98,79% ± 0,78%	92	99,41% ± 0,84%
45	97,71% ± 1,11%	93	57,54% ± 3,41%
46	90,64% ± 3,58%	94	90,24% ± 4,46%
47	4,97% ± 0,27%	95	13,41% ± 0,51%

Tabelle A.4: Nachweiseffizienz der Einzelröhren für RUN\_037.18-04-20

Kanal Nr.	Nachweiseffizienz	Kanal Nr.	Nachweiseffizienz
0	98,68% ± 1,75%	48	98,66% ± 2,28%
1	99,16% ± 1,19%	49	98,29% ± 1,66%
2	99,06% ± 1,14%	50	98,32% ± 1,28%
3	99,06% ± 1,09%	51	98,41% ± 1,01%
4	99,09% ± 1,03%	52	98,80% ± 0,84%
5	99,40% ± 0,97%	53	98,90% ± 0,80%
6	99,33% ± 0,89%	54	98,94% ± 0,77%
7	99,37% ± 0,79%	55	98,88% ± 0,75%
8	98,90% ± 0,74%	56	98,67% ± 0,75%
9	94,57% ± 0,77%	57	97,63% ± 1,03%
10	0,00% ± 0,00%	58	69,35% ± 1,92%
11	0,00% ± 0,00%	59	4,11% ± 0,13%
12	98,97% ± 3,79%	60	98,59% ± 3,70%
13	98,75% ± 1,58%	61	98,66% ± 1,93%
14	99,16% ± 1,14%	62	98,82% ± 1,49%
15	99,16% ± 1,07%	63	98,50% ± 1,17%
16	99,22% ± 1,03%	64	98,72% ± 0,93%
17	99,13% ± 0,96%	65	98,83% ± 0,81%
18	99,16% ± 0,88%	66	99,06% ± 0,78%
19	99,09% ± 0,79%	67	98,91% ± 0,75%
20	98,94% ± 0,73%	68	99,01% ± 0,74%
21	98,67% ± 0,76%	69	99,04% ± 0,84%
22	91,88% ± 1,11%	70	84,73% ± 1,39%
23	14,58% ± 2,10%	71	4,03% ± 0,14%
24	99,58% ± 2,89%	72	99,08% ± 2,74%
25	98,53% ± 1,61%	73	98,50% ± 1,80%
26	98,58% ± 1,16%	74	98,65% ± 1,38%
27	99,09% ± 1,02%	75	98,61% ± 1,09%
28	99,07% ± 0,98%	76	98,79% ± 0,93%
29	99,13% ± 0,91%	77	99,01% ± 0,83%
30	99,20% ± 0,82%	78	99,19% ± 0,77%
31	98,94% ± 0,75%	79	99,05% ± 0,74%
32	98,93% ± 0,73%	80	99,14% ± 0,75%
33	97,85% ± 0,79%	81	98,97% ± 0,94%
34	98,17% ± 1,92%	82	55,00% ± 1,13%
35	15,52% ± 1,18%	83	7,97% ± 0,30%
36	98,88% ± 2,13%	84	98,98% ± 2,09%
37	98,85% ± 1,51%	85	98,62% ± 1,56%
38	98,73% ± 1,12%	86	98,76% ± 1,21%
39	98,90% ± 0,97%	87	98,78% ± 1,06%
40	98,96% ± 0,92%	88	99,07% ± 0,95%
41	99,08% ± 0,84%	89	99,28% ± 0,83%
42	98,76% ± 0,77%	90	99,33% ± 0,76%
43	98,77% ± 0,74%	91	99,12% ± 0,75%
44	98,84% ± 0,75%	92	99,19% ± 0,79%
45	98,27% ± 1,00%	93	58,18% ± 3,26%
46	85,25% ± 3,01%	94	91,57% ± 4,37%
47	2,11% ± 0,12%	95	10,00% ± 0,41%

Tabelle A.5: Nachweiseffizienz der Einzelröhren für RUN\_031.08-55-13

Kanal Nr.	Nachweiseffizienz	Kanal Nr.	Nachweiseffizienz
0	98,83% ± 1,47%	48	98,81% ± 2,08%
1	99,43% ± 1,13%	49	98,45% ± 1,52%
2	99,14% ± 1,10%	50	98,58% ± 1,19%
3	99,06% ± 1,04%	51	98,45% ± 0,94%
4	99,34% ± 0,99%	52	98,96% ± 0,80%
5	99,57% ± 0,94%	53	99,02% ± 0,78%
6	99,40% ± 0,86%	54	98,89% ± 0,76%
7	99,38% ± 0,79%	55	98,96% ± 0,75%
8	98,56% ± 0,75%	56	98,68% ± 0,78%
9	96,02% ± 0,86%	57	97,78% ± 1,16%
10	0,00% ± 0,00%	58	75,82% ± 2,26%
11	0,00% ± 0,00%	59	6,45% ± 0,20%
12	99,32% ± 3,34%	60	98,42% ± 3,30%
13	99,17% ± 1,38%	61	98,73% ± 1,78%
14	99,08% ± 1,08%	62	98,68% ± 1,37%
15	99,02% ± 1,03%	63	98,82% ± 1,08%
16	99,37% ± 0,97%	64	98,97% ± 0,88%
17	99,27% ± 0,92%	65	99,02% ± 0,78%
18	99,22% ± 0,84%	66	98,97% ± 0,76%
19	99,21% ± 0,78%	67	98,87% ± 0,74%
20	99,06% ± 0,74%	68	99,07% ± 0,76%
21	98,97% ± 0,80%	69	98,95% ± 0,90%
22	92,90% ± 1,37%	70	82,75% ± 1,61%
23	21,05% ± 2,79%	71	5,47% ± 0,18%
24	99,52% ± 2,45%	72	99,03% ± 2,52%
25	98,90% ± 1,44%	73	99,15% ± 1,67%
26	98,82% ± 1,08%	74	98,95% ± 1,30%
27	98,87% ± 0,98%	75	98,82% ± 1,03%
28	99,05% ± 0,94%	76	99,08% ± 0,88%
29	99,21% ± 0,87%	77	99,25% ± 0,79%
30	99,17% ± 0,80%	78	99,02% ± 0,75%
31	99,05% ± 0,75%	79	99,35% ± 0,74%
32	99,23% ± 0,74%	80	99,33% ± 0,77%
33	98,28% ± 0,85%	81	98,93% ± 1,01%
34	96,95% ± 2,42%	82	53,01% ± 1,31%
35	22,03% ± 1,46%	83	9,62% ± 0,34%
36	98,93% ± 1,90%	84	98,97% ± 1,93%
37	98,78% ± 1,35%	85	99,01% ± 1,47%
38	98,80% ± 1,04%	86	98,89% ± 1,15%
39	98,93% ± 0,94%	87	99,25% ± 1,00%
40	99,02% ± 0,88%	88	99,15% ± 0,89%
41	98,97% ± 0,81%	89	99,38% ± 0,79%
42	99,04% ± 0,76%	90	99,32% ± 0,75%
43	98,85% ± 0,74%	91	99,07% ± 0,75%
44	98,89% ± 0,77%	92	99,40% ± 0,82%
45	97,57% ± 1,12%	93	64,96% ± 4,08%
46	88,38% ± 3,46%	94	90,35% ± 4,38%
47	5,14% ± 0,29%	95	16,42% ± 0,63%

**Tabelle A.6:** Nachweiseffizienz der Einzelröhren für RUN\_094.19-57-55



# Abbildungsverzeichnis

3.1	Oszillationswahrscheinlichkeit für den Übergang $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . . . . .	10
3.2	Schematische Darstellung der CNGS-Anlage am CERN . . . . .	11
3.3	Vertikaler Schnitt des CNGS-Tunnelsystems . . . . .	12
3.4	Schematische Darstellung des OPERA-Detektors . . . . .	13
3.5	Innere Struktur eines ECC-Quaders . . . . .	14
3.6	Magnet eines Myon-Spektrometers . . . . .	16
3.7	Querschnitt einer RPC . . . . .	17
3.8	Querschnitt einer Driftröhre . . . . .	20
3.9	Modul-Endplatten im Querschnitt . . . . .	21
3.10	Triggerstationen des Precision Trackers für ein Supermodul . . . . .	22
3.11	Horizontaler Schnitt durch ein Myon-Spektrometer . . . . .	23
3.12	Kurzer Tau-Zerfall . . . . .	24
3.13	Schematische Darstellung eines Ereignisses im Detektor . . . . .	26
4.1	Teststand mit zwei 8 m-Driftröhren-Modulen . . . . .	28
4.2	Hochspannungs- und Vorverstärkerplatinen am Teststand . . . . .	29
4.3	Querschnitt des Teststands . . . . .	30
4.4	Master-Board des OTBs . . . . .	31
4.5	Schematischer Plan der Vorverstärkerplatine . . . . .	32
4.6	Driftzeit-Ort-Beziehung . . . . .	36
4.7	Teilchenspur mit Driftkreisen . . . . .	37
4.8	Driftzeitspektrum . . . . .	38
4.9	Residuenverteilung . . . . .	39
5.1	Szintillatorpositionen am Teststand . . . . .	42
5.2	Treffer pro Kanal . . . . .	43
5.3	Mittlere Abweichung der einzelnen Drähte vor der Drahtkalibration . . . . .	45
5.4	Verteilung der mittleren Abweichung vor der Drahtkalibration . . . . .	45
5.5	Mittlere Abweichung der einzelnen Drähte nach der Drahtkalibration . . . . .	46
5.6	Verteilung der mittleren Abweichung nach der Drahtkalibration . . . . .	46
5.7	Ortsauflösung, Szintillatorposition: oben . . . . .	47
5.8	Ortsauflösung, Szintillatorposition: Mitte . . . . .	48
5.9	Ortsauflösung, Szintillatorposition: unten . . . . .	48
5.10	Nachweiseffizienz, Einzelröhre, Szintillatorposition: oben . . . . .	50
5.11	Nachweiseffizienz, Einzelröhre, Szintillatorposition: Mitte . . . . .	50

---

5.12	Nachweiseffizienz, Einzelröhre, Szintillatorposition: unten . . . . .	51
5.13	Nachweiseffizienz, alle Driftröhren, Szintillatorposition: oben . . . . .	51
5.14	Nachweiseffizienz, alle Driftröhren, Szintillatorposition: Mitte . . . . .	52
5.15	Nachweiseffizienz, alle Driftröhren, Szintillatorposition: unten . . . . .	52
5.16	Treffer pro Ereignis, RUN_031_08-55-13 . . . . .	53
5.17	Treffer pro Ereignis, Szintillatorposition: oben . . . . .	54
5.18	Treffer pro Ereignis, Szintillatorposition: Mitte . . . . .	54
5.19	Treffer pro Ereignis, Szintillatorposition: unten . . . . .	55

# Tabellenverzeichnis

3.1	Die wahrscheinlichsten $\pi^{+-}$ und $K^{+-}$ -Zerfälle . . . . .	12
3.2	Kontamination des Neutrinostrahls . . . . .	12
5.1	Ortsauflösung mit und ohne Drahtkalibration . . . . .	44
A.1	Messungen mit Szintillatoren in der oberen Position . . . . .	60
A.2	Messungen mit Szintillatoren in der mittleren Position . . . . .	61
A.3	Messungen mit Szintillatoren in der unteren Position . . . . .	62
A.4	Nachweiseffizienz der Einzelröhren, RUN_037_18-04-20 . . . . .	63
A.5	Nachweiseffizienz der Einzelröhren, RUN_031_08-55-13 . . . . .	64
A.6	Nachweiseffizienz der Einzelröhren, RUN_094_19-57-55 . . . . .	65



# Literaturverzeichnis

- [Abe06] K. Abe et al. (Super–Kamiokande Collaboration), *Measurement of Atmospheric Neutrino Flux Consistent with Tau Neutrino Appearance*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006), 171801.
- [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.
- [Aha05] B. Aharmim et al. (SNO Collaboration), *Electron Energy Spectra, Fluxes, and Day–Night Asymmetries of  $^8\text{B}$  Solar Neutrinos from the 391–Day Salt Phase SNO Data Set*, Phys. Rev. **C72** (2005), 055502.
- [Apo03] M. Apollonio et al. (CHOOZ Collaboration), *Search for neutrino oscillations on a long base–line at the CHOOZ nuclear power station*, Eur. Phys. J. **C27** (2003), 331-374.
- [Arr06] L. Arrabito et al., *Hardware performance of a scanning system for high speed analysis of nuclear emulsions*, Nucl. Instr. Meth. **A568** (2006), 578-587.
- [Ash04] Y. Ashie et al. (Super–Kamiokande Collaboration), *Evidence for an Oscillatory Signature in Atmospheric Neutrino Oscillations*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004), 101801.
- [Ash05] Y. Ashie et al. (Super–Kamiokande Collaboration), *Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super–Kamiokande I*, Phys. Rev. **D71** (2005), 112005.
- [Bah05] J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, S. Basu, *New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes*, Astrophys. J. **621** (2005), L85-L88.
- [Ber06] A. Bergnoli et al., *OPERA Resistive Plate Chambers underground test results*, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) **158** (2006), 35-39.
- [Bet30] H. A. Bethe, *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*, Ann. d. Phys., 5. Folge (1930), 325-400.
- [Blu93] W. Blum, L. Rolandi, *Particle detection with drift chambers*, Springer Verlag, Berlin (1993).

- [Bog00] J. Boger et al. (SNO Collaboration), *The Sudbury Neutrino Observatory*, Nucl. Instr. Meth. **A449** (2000), 172-207.
- [Cle98] B. T. Cleveland et al., *Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector*, Astrophys. J. **496** (1998), 505-526.
- [Dan62] G. Danby et al., *Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos*, Phys. Rev. Lett. **9** (1962), 36-44.
- [Dav68] R. Davis, D. S. Harmer, K. C. Hoffman, *Search for Neutrinos from the Sun*, Phys. Rev. Lett. **20** (1968), 1205-1209.
- [Dig06] A. Di Giovanni et al., *The Veto system of the OPERA experiment*, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) **158** (2006), 40-43.
- [Dus04] S. Dusini et al., *The DAQ system of OPERA experiment and its specifications for the spectrometers*, Nucl. Instr. Meth. **A518** (2004), 519-521.
- [Fel05] G. Felici et al., *Concept of the Trigger System for the Precision Tracker*, Internal OPERA note (2005).
- [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).
- [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).
- [Kod01] K. Kodama et al. (DONUT Collaboration), *Observation of Tau Neutrino Interactions*, Phys. Lett. **B504** (2001), 218-224.
- [Mak62] Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata, *Remarks on the Unified Model of Elementary Particles*, Prog. Theor. Phys. **28** (1962), 870.
- [Mic06] D. G. Michael et al. (MINOS Collaboration), *Observation of Muon Neutrino Disappearance with the MINOS Detectors in the NuMI Neutrino Beam*, Phys. Rev. Lett. **97**:191801 (2006).
- [Nak06] T. Nakamura et al., *The OPERA film: New nuclear emulsion for large-scale, high-precision experiments*, Nucl. Instr. Meth. **A556** (2006), 80-86.
- [Ope00] The OPERA Collaboration, *An appearance experiment to search for  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$  oscillations in the CNGS beam*, Experiment Proposal (2000).
- [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).

- [Pon57] B. Pontecorvo, *Mesonium and antimesonium*, Sov. Phys. JETP **6** (1957), 429.
- [Rei56] F. Reines, C. L. Cowan, *The Neutrino*, Nature **178** (1956), 446-449.
- [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).
- [Sch06] J. Schütt, R. van Staa, *OTB – OPERA Trigger Board*, Manual, Universität Hamburg (2006).
- [Sew06] J. Sewing, *Entwicklung und Bestimmung der Nachweiseigenschaften des Myon-Detektors für das OPERA-Experiment*, Dissertation, Universität Hamburg (2006).
- [Ush84] N. Ushida et al., *Experimental details on lifetime measurements of neutrino-produced charmed particles in a tagged emulsion spectrometer*, Nucl. Instr. Meth. **224** (1984), 50-64.
- [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).
- [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.
- [Zim07] R. Zimmermann, *A general track reconstruction scheme and its application to the OPERA drift tubes*, Internal OPERA note (2007).



# Danksagung

Mein ganz herzlicher Dank gilt allen, die mir bei meiner Diplomarbeit durch Tipps und Hilfen bei Hardware- und Softwareproblemen, physikalische Erläuterungen, das Korrekturlesen dieser Arbeit (and polishing up my abstract), eine fröhliche Arbeitsatmosphäre, Kinder délice, seelische Unterstützung, finanzielle Unterstützung und viel Geduld geholfen haben:

Prof. Dr. Caren Hagner, Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall, Dr. Raoul Zimmermann, Dr. Joachim Ebert, Daniel Bick, Jörn Boysen, Michael Chabior, Torben Ferber, Eike Frank, Matthias Frohwann, Christoph Göllnitz, Martin Hierholzer, Benjamin Janutta, Carsten Kreyser, Thorsten Lammers, Jan Müller, Benjamin Orth, Markus Röhling, Ole Roß, Jan Sewing, Burkhard Steinke, Björn Wonsak, Lutz Berger, Uwe Kühnel, Hans-Jürgen Ohmacht, John C. Constable, Gerhard Söhngen, Nanette und Wolfgang Lenkeit und Geertje Furrken.



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, den 21. September 2007

Jan Lenkeit