

**Entwicklung und Bestimmung der
Nachweiseigenschaften des
Myon-Detektors für das
OPERA-Experiment**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Jan Sewing
aus Wilhelmshaven

Hamburg
2006

Kurzfassung

Diese Arbeit wurde im Rahmen des OPERA-Experimentes durchgeführt, dessen Ziel die Bestätigung der Oszillationen von Myonneutrinos in Tau-neutrinos ist. Teil des OPERA-Detektors ist der Precision Tracker, der aus mehr als 10000 einzelnen Driftröhren von 8 m Länge besteht und für die Bestimmung der Myonspur verwendet werden soll, um daraus Impuls und Ladung der Myonen zu bestimmen.

Diese Arbeit untersucht die grundsätzliche Funktionsweise des Precision Trackers. Im Besonderen wird die Abhängigkeit der Auflösung und der Nachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Driftröhren, in Abhängigkeit von unterschiedlichen Parametern untersucht. Zu diesen Parametern zählen u.a. die Hochspannung und die Schwellenspannung des Diskriminators. Aus den durchgeführten Untersuchungen wurden geeignete Arbeitsparameter für den Betrieb des Precision Trackers bestimmt. Weiterhin wurde die Signaldämpfung einer 8 m langen Driftröhre ermittelt.

Zum Testen der Software, die für die Spurrekonstruktion, für die Bestimmung der Auflösung und der Nachweiswahrscheinlichkeit verwendet wird, wurden Daten mithilfe einer GEANT-Simulation generiert. Mit diesen simulierten Daten wurde ein Korrekturfaktor für die Ergebnisse der Rekonstruktionssoftware bestimmt.

Abstract

The OPERA experiment is situated in the Gran Sasso underground laboratory. It will search for neutrino oscillation from myonneutrinos to tauneutrinos with a massive lead/emulsion target. Part of the OPERA detector is the precision tracker. This precision tracker consists of about 10000 drifttubes of 8 m length. Its purpose is to measure the myontrack in the spectrometer of the OPERA detector to determine their momentum and charge.

This work studies the basic properties of the precision tracker, such as the dependency of the resolution and the efficiency of the drifttubes and various parameters. These parameters are among others the high voltage and the threshold of the discriminators. The results of these studies led to suitable work parameters at that the precision tracker fulfills the requirements. Further the attenuation of a single 8 m long drifttube was measured.

The software, which is used for the track reconstruction, the determination of the resolution and the efficiency was tested with computer generated data from a GEANT simulation.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
2	Neutrino-Physik	11
2.1	Das Neutrino	11
2.1.1	Geschichtlicher Überblick	11
2.1.2	Neutrinooszillation im Vakuum	12
2.2	Experimente zur Neutrinooszillation	15
2.2.1	Solare Neutrinos	15
2.2.2	Atmosphärische Neutrinos	17
3	Das OPERA-Experiment	23
3.1	OPERA-Detektor	27
3.1.1	Das Target	28
3.1.2	Das Spektrometer	30
3.2	Analyse der Daten	32
3.2.1	Nachweis der Tauneutrinos	32
3.2.2	Impulsbestimmung	33
3.2.3	Untergrundereignisse	34
3.3	Nachweiseigenschaft des OPERA-Detektors	36
4	Der Precision Tracker	41
4.1	Aufbau	42
4.2	Anforderung an die Auflösung	43
4.3	Die Physik der Driftröhren	43
4.3.1	Durchgang geladener Teilchen durch ein Gasvolumen	43
4.3.2	Bestimmung der Driftzeit-Orts-Beziehung und die Genauigkeit der Ortsmessung	47
5	Teststandbeschreibung	49
6	Messungen am Teststand	53
6.1	Messergebnisse	53
6.1.1	Messprogramm	53
6.1.2	Signaldämpfung	57

6.1.3	Strommessung	59
6.1.4	Effizienz und Auflösung in Abhängigkeit von der Hochspannung	60
6.1.5	Auflösung und Effizienz in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung des Verstärkers	62
6.1.6	Auflösung und Effizienz in Abhängigkeit von der Schwellenspannung	64
6.1.7	Auflösung und Effizienz in Abhängigkeit des Gasgemisches	66
6.1.8	Multiplizität	69
6.1.9	Crosstalk	71
6.1.10	Test und Auswahl der Verstärkerplatine	75
7	Vergleich mit der Simulation	79
7.1	GEANT	79
7.1.1	Beschreibung der Simulation	79
7.1.2	Ergebnisse der Simulation	81
8	Zusammenfassung	85

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der SNO-Detektor	15
2.2	Fluss solarer Neutrinos	16
2.3	Atmosphärische Neutrinos	18
2.4	Der Superkamiokande-Detektor	19
2.5	Ausschlussdiagramm für Δm^2 und $\sin^2 2\Theta_{23}$	20
3.1	Strahlführung von CERN zum Gran Sasso Massiv	23
3.2	Erzeugung des Neutrinostrahls	24
3.3	Oszillationswahrscheinlichkeit	25
3.4	Mischungswinkel Θ_{13} gegen die CP verletzende Phase δ	27
3.5	OPERA-Detektor	28
3.6	Brick Manipulator System	30
3.7	Dipolmagnet	31
3.8	Querschnitt durch einen Brick	32
3.9	Beispiel eines Untergrundereignisses	35
3.10	Kurze und lange Zerfälle	37
4.1	Spurverlauf eines geladenen Teilchens innerhalb des Spektrometers	41
4.2	Positionen der Röhren	42
4.3	Querschnitt durch eine Driftzelle	44
4.4	Energieverlust nach der Bethe-Bloch-Formel	45
5.1	Teststand	49
5.2	Schaltung für einen Kanal	50
5.3	Signal eines kosmischen Myons	51
6.1	Driftzeitspektrum	54
6.2	Hitmap und Multiplizität	55
6.3	Residuenverteilung einer Messreihe	56
6.4	$r(t)$ -Beziehung und Auflösung	57
6.5	Signaldämpfung	58
6.6	Stromfluss in Abhängigkeit von der Hochspannung	60

6.7	Treffer- und Spureffizienz in Abhängigkeit von der Hochspannung	61
6.8	Auflösung in Abhängigkeit von der Hochspannung	62
6.9	Treffer- und Spureffizienz in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung des Verstärkers	63
6.10	Auflösung in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung des Verstärkers	64
6.11	Treffer- und Spureffizienz in Abhängigkeit von der Schwellenspannung	65
6.12	Auflösung in Abhängigkeit von der Schwellenspannung	66
6.13	Gasmischungen: Auflösung	67
6.14	Gasmischung: Effizienz	68
6.15	Multiplizität in Abhängigkeit von der Hochspannung	69
6.16	Multiplizität in Abhängigkeit von der Schwellenspannung	70
6.17	Eventdisplay	72
6.18	Crosstalk in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung des Verstärkers	73
6.19	Crosstalk in Abhängigkeit von der Hochspannung	74
6.20	Crosstalk in Abhängigkeit von der Schwellenspannung	75
6.21	Vorverstärkerplatine	76
6.22	Vergleich der Verstärkerplatinen	77
7.1	Querschnitt der Module mit simulierten Spuren	80
7.2	Simulierte Driftzeit-Orts-Beziehung	81
7.3	Vergleich: GEANT-RECO	82
7.4	Korrigierte Auflösung	83
7.5	Winkelauflösung in Abhängigkeit von der Verschmierung	84

Kapitel 1

Einleitung

Nachdem 1930 das Neutrino von W. Pauli postuliert und 26 Jahre später von F. Reines nachgewiesen wurde, 1957 Goldhaber die Helizität der Neutrinos bestimmte und nunmehr alle drei Neutrinoarten beobachtet wurden, konzentriert sich die moderne Neutrinophysik auf die Beantwortung der Frage nach den Massen der Neutrinos. Verbunden mit einer nicht verschwindenden Neutrinomasse ist die Mischung der Neutrinomassen-Eigenzustände und einer Erweiterung des Standard-Modells der Teilchenphysik, das von Neutrinos als masselose Teilchen ausgeht. Die Mischung der Massen-Eigenzustände ist wiederum mit der Neutrinooszillation verknüpft. Analog zur Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix im Quarksektor wurde von Pontecorvo, Maki, Nakagawa und Sakata eine Mischungsmatrix für die Neutrinos erstellt. Diese beinhaltet drei Mischungswinkel Θ_{12} , Θ_{13} und Θ_{23} sowie eine CP-verletzende Phase. Im Jahr 1998 ergab das Experiment Superkamiokande klare Hinweise für eine Oszillation von atmosphärischen Neutrinos [Fuk98].

Analog zur Mischung der Quarks, bei denen einige Mischungswinkel sehr klein sind, erwartete man auch kleine Mischungswinkel im Neutrinosektor. Das Superkamiokande-Experiment hingegen fand einen überraschend großen Mischungswinkel.

Im Jahr 2002 klärte das Experiment SNO das so genannte „solare Neutrino Problem“, indem es den totalen Fluss aller Neutrinoarten bestimmte [Ahm02].

Die herausragende Bedeutung der Neutrinophysik wird dadurch deutlich, dass die beiden Pioniere R. Davis Jr. und M. Koshiba 2002 „für bahnbrechende Arbeiten in der Astrophysik, insbesondere für den Nachweis kosmischer Neutrinos“ mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurden.

Die nächsten Schritte sind, die bisherigen Ergebnisse zu konsolidieren und darüber hinaus die Oszillationsparameter mit einer höheren Genauigkeit zu bestimmen. Einige neue Experimente sind derzeit in der Konstruktions- bzw. Aufbauphase oder in der Datennahme. Dazu zählen im Bereich der „long baseline“ Experimente: MINOS [Abl95], Double-Chooz [Ber04],

OPERA, T2K [Kum02] und NOVA [Ayr04].

Diese Arbeit wurde im Rahmen des OPERA-Experimentes an der Universität Hamburg angefertigt. Das Hamburger Institut für Experimentalphysik übernimmt die Produktion des Precision Trackers, der aus Driftröhren besteht und eine wichtige Komponente im OPERA-Experiment darstellt. Nach Fertigstellung sucht OPERA nach Neutrinooszillationen $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ im Bereich der Vorgabe von Super-Kamiokande. Die Quelle der Myonenneutrinos befindet sich am CERN und ist in Richtung des OPERA-Detektors gewandt, der sich im Gran Sasso Massiv befindet. Der Detektor besteht aus einer Blei-Emulsionsstruktur als Target. Dies gewährleistet eine genügend hohe Auflösung, um Tauneutrinos indirekt durch den Zerfall von Tauonen nachzuweisen. Entstehende Myonen werden durch ein Spektrometer nachgewiesen, dessen Komponente der Precision Tracker ist.

Die Besonderheit des Precision Trackers ist die Größe der verwendeten Driftröhren. Erstmals werden 8 m lange Driftröhren ohne Drahtunterstützung verwendet. Desweiteren lag die Entwicklung der Geometrie des Myon-Spektrometers, des Precision Trackers und der verwendeten Elektronik in der Hand des Hamburger Institutes.

Vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Funktionalität und Bestimmung der Arbeitsparameter der Module. Aufgabe der Module ist es, die Teilchenspuren von Myonen mit hoher Genauigkeit zu bestimmen. Weiter soll mit dem Precision Tracker der Ablenkwinkel der Myonen innerhalb eines Magnetfeldes bestimmt werden. Die Spur- und Winkelauflösung ist von vielen Parametern abhängig, u.a. vom Gasgemisch, der angelegten Hochspannung und der Diskriminatorschwelle. Diese Arbeit untersucht den Zusammenhang zwischen den Parametern und der Auflösung, um die Arbeitsparameter des Precision Trackers zu bestimmen.

Im ersten Teil wird der Mechanismus der Neutrinooszillation beschrieben. Der darauf folgende Abschnitt setzt sich mit dem Aufbau des OPERA-Experimentes und die Nachweiseigenschaften des Detektors auseinander. Kapitel 4 geht auf den Precision Tracker ein und gibt die Anforderungen für diese Detektorkomponente an.

Um die Messungen zur Bestimmung der Arbeitsparameter durchführen zu können, wurden in Hamburg Teststände gebaut. Diese werden in Kapitel 5 und 6 beschrieben und die entsprechenden Ergebnisse werden präsentiert.

Zum Testen der Software, die die Spuren aus den Messergebnissen mit den Driftmodulen auswählt, wurden die Auflösung und Effizienz mit von GEANT simulierten Spuren bestimmt. Die simulierten Daten wurden mit den Ergebnissen aus der Rekonstruktionssoftware verglichen. Die Ergebnisse werden in Kapitel 7 dargestellt.

Kapitel 2

Neutrino-Physik

2.1 Das Neutrino

2.1.1 Geschichtlicher Überblick

Betrachtet man den β - Zerfall eines Atomkerns als einen Zwei-Körper-Zerfall, so müsste das Elektron eine feste kinetische Energie haben, die sich aus der Differenz der Massen aus Anfangs- und Endkern ergibt.

Diese Überlegung widerspricht jedoch der Beobachtung eines kontinuierlichen Energiespektrums, die 1914 von Chadwick gemacht wurde. Aufgrund dieser Entdeckung und der Überlegungen zur Drehimpulserhaltung postulierte Pauli 1930 ein Teilchen, das beim β - Zerfall einen zusätzlichen Impuls und Drehimpuls tragen sollte. Zudem musste es elektrisch neutral sein. Dieses Teilchen nannte er zunächst Neutron, später bekam es den Namen Neutrino.

Die experimentelle Bestätigung für Paulis Annahme gaben Reines und Cowan im Jahr 1956 [Rei56]. Sie benutzten einen Kernreaktor als Neutrinoquellen. Die bei der Kernspaltung entstehenden Neutronen zerfallen über die Reaktion

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e.$$

Der Detektor von Reines und Cowan bestand im Wesentlichen aus zwei Szintillationszählern die einen Behälter mit Kadmiumchlorid in wässriger Lösung bedeckten. Die Antineutrinos wurden über den inversen β - Zerfall nachgewiesen:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n.$$

Neutrinos, die im Zusammenhang mit Myonen entstehen, wurden im Jahr 1962 am Brookhaven National Laboratory beobachtet [Dan62]. Diese unterschieden sich von jenen Neutrinos, die mit Elektronen produziert wurden. Damit wurde eine zweite Art von Neutrinos gefunden.

1989 haben Messungen der Z^0 -Zerfallsbreite am LEP [Dec90] und SLD [Ban89] gezeigt, dass es nur drei Familien von Leptonen gibt. Das dritte Lep-

ton, das so genannte Tauon, wurde am Stanford Linear Accelerator Center 1975 entdeckt [Per75]. Das zur gleichen Leptonen-Familie gehörende Tau-neutrino wurde durch die DONUT-Kollaboration im Jahr 2000 [Kod01] nachgewiesen. Bei der Reaktion des Tau-neutrinos mit den Targetatomen entstand ein τ , welches in einem Emulsion-Detektor nachgewiesen werden konnte.

Aufgrund dieser Beobachtungen lassen sich dem Elektron, dem Myon und dem Tauon jeweils ein Neutrino zuweisen. Diese sechs Leptonen bilden zusammen mit den sechs Quarks nach dem Standardmodell die Materie. Die Leptonen lassen sich in Paare zu drei Generationen zusammenfassen:

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}.$$

In den Jahren 1956-59 wurden Experimente entwickelt, die die Vermutung bestätigen sollten, dass die Parität in der schwachen Wechselwirkung nicht erhalten bleibt [WU57]. Das Ergebnis hieraus war, dass die Parität bzgl. der geladenen Ströme in der schwachen Wechselwirkung maximal verletzt ist. Die ungeladenen Ströme waren damals noch nicht bekannt. Zudem wurde gezeigt, dass nur linkshändige Neutrinos an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen [Gol58].

2.1.2 Neutrinooszillation im Vakuum

Neutrinooszillation bezeichnet die periodische Zustandsänderung eines Neutrinos von einem Leptonenflavorzustand in einen anderen.

Übergänge zwischen den Neutrinoarten wurden in atmosphärischen [Ahm02], solaren [Ash05], Reaktor- sowie Beschleuniger-Neutrinoexperimenten [Det05, Ada05] beobachtet. Zur Erklärung dieser Übergänge wird das Standardmodell der Teilchenphysik um die Annahme erweitert, dass Neutrinos eine Masse haben und zwischen den Flavoreigenzuständen wechseln können. Dies bedeutet, dass die Leptonenzahl nicht streng erhalten bleibt.

Die Neutrinooszillation kann mit der Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata-Matrix (PMNS) V beschrieben werden. Hierbei sind drei Flavoreigenzustände ν_α ($\alpha = e, \mu, \tau$) mit den Masseeigenzuständen ν_k ($k = 1, 2, 3$) in Beziehung gesetzt [Mak62]:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^3 V_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle. \quad (2.1)$$

Die Matrix V kann als Matrixprodukt mit drei Rotationswinkeln Θ_{12} , Θ_{23} und Θ_{13} ($0 \leq \Theta_i \leq \pi/2$), einer CP verletzenden Phase δ und zwei Majorana-Phasen Φ_2 und Φ_3 ($0 \leq \delta, \Phi_i \leq 2\pi$) [Bar 03] beschrieben werden:

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i(\frac{1}{2}\Phi_2)} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i(\frac{1}{2}\Phi_3+\delta)} \end{pmatrix},$$

mit $c_{ij} = \cos \Theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \Theta_{ij}$. Die beiden Majorana-Phasen haben keinen Einfluss auf die Berechnung der Oszillationswahrscheinlichkeit [Bil80], vielmehr haben sie phänomenologische Auswirkung, z.B. auf den neutrinolosen doppelten Beta-Zerfall [Kay84].

Ein Neutrino mit gegebenem Flavorzustand ν_α , welches in einem schwachen Prozess entstanden ist, lässt sich durch eine Superposition aus Masseeigenzuständen beschreiben (2.1). Das Neutrino mit der Masse m_k hat die Energie

$$E_k = \sqrt{p^2 + m_k^2} \approx p + \frac{m_k^2}{2p}$$

unter der Annahme $|p| \gg m_i$ (mit $c = 1$). Die Zeitentwicklung gibt den Zustand zum Zeitpunkt t wieder:

$$|\nu_\alpha\rangle_t = \sum_{k=1}^n V_{\alpha k}^* e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle. \quad (2.2)$$

Da Neutrinos über die schwache Wechselwirkung nachgewiesen werden, ist es notwendig, Gleichung (2.2) zur Basis des Zustandes $|\nu_\beta\rangle$ zu schreiben:

$$|\nu_\alpha\rangle_t = \sum_{\beta=1}^n \sum_{k=1}^n V_{\beta k} e^{-iE_k t} V_{\alpha k}^* |\nu_\beta\rangle.$$

Der Wahrscheinlichkeit eines Überganges $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ ist mit

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \left| \sum_{k=1}^n V_{\beta k} e^{-iE_k t} V_{\alpha k}^* \right|^2$$

gegeben. Mit der Relation $\sum_{k=1}^n V_{\beta k} V_{\alpha k}^* = \delta_{\alpha\beta}$ und der relativistischen Näherung $|p| \gg m_i$ kann die Wahrscheinlichkeit für die Oszillation von einem Flavoreigenzustand in einen anderen mit

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \left| \delta_{\alpha\beta} + \sum_{k=1}^2 V_{\beta k} V_{\alpha k}^* \left(e^{-i\frac{\Delta m_{k1}^2 L}{2E}} - 1 \right) \right|^2$$

angegeben werden. Hierbei ist $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ die Differenz der Massenquadrate und L die Wegstrecke zwischen Entstehungspunkt und dem Ort der Detektion.

Das OPERA-Experiment untersucht die Oszillation von $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$. Damit vereinfacht sich die Berechnung für die Oszillationswahrscheinlichkeit. Für zwei Neutrinoarten ist

$$V = \begin{pmatrix} \cos \Theta & \sin \Theta \\ -\sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix},$$

und für die Oszillationswahrscheinlichkeit ergibt sich der Ausdruck

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau} = \sin^2 2\Theta \sin^2 \left(\frac{1,27 \Delta m^2 L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \right). \quad (2.3)$$

Von besonderem Interesse sind der Mischungswinkel und das Massenquadrat. Dabei korrespondieren der Mischungswinkel mit der Amplitude und das Massenquadrat mit der Frequenz bezüglich der sinusförmigen Funktion der Oszillationswahrscheinlichkeit.

Da sich beim OPERA-Experiment die Neutrinos durch die Erde bewegen, soll hier noch der MSW-Effekt genannt werden, der das Verhalten von Neutrinos in Materie beschreibt. Mikheyev, Smirnov und Wolfenstein haben als Erste gezeigt, dass Neutrinos, die sich in Materie fortbewegen, aufgrund der Streuung an Materie ein Potential spüren [Mik85, Mik86, Wol78].

Hierbei können Elektroneneutrinos mittels der "charged current" (CC) und "neutral current" (NC) Reaktion¹ mit der Materie bzw. den Protonen, Elektronen und Neutronen reagieren.

Myon- und Tauneutrinos wechselwirken nur mittels der NC-Reaktion mit der Materie. Das NC-Potential ist für alle Neutrinoarten gleich groß. Weiterhin ist das NC-Potential für die Streuung an Elektronen und Protonen gleich, jedoch mit unterschiedlichen Vorzeichen; sie kürzen sich damit gegenseitig raus. Nur die Streuung an Neutronen trägt damit zum NC-Potential bei.

Bestimmt man nun mit der Schrödingergleichung die Übergangswahrscheinlichkeit, so ergibt sich nach [Giu04] eine Phase, die für alle drei Neutrinoarten gleich ist und durch Phasentransformation beseitigt werden kann. Damit hängt die Übergangswahrscheinlichkeit nicht mehr von dem NC-Potential ab. M.a.W.: Die Übergangswahrscheinlichkeit von ν_μ nach ν_τ ist unabhängig vom MSW-Effekt. Da OPERA diesen Übergang untersucht, ist der MSW-Effekt hier nicht von Bedeutung.

¹Die schwache Wechselwirkung wird durch die Austauscheteilchen W^\pm und Z^0 vermittelt. Je nachdem, ob ein geladenes W^\pm oder ein ungeladenes Z^0 ausgetauscht wird, spricht man von (geladenen) charged- bzw. (neutralen Strömen) neutral currents.

2.2 Experimente zur Neutrinooszillation

2.2.1 Solare Neutrinos

Erste Anzeichen für die Neutrinooszillation kamen von solaren Neutrinoexperimenten. Der beobachtete Fluss der Neutrinos war kleiner als der berechneten Fluss nach dem 'Solaren Standard Modell' [Bah 98]. Als erstes wurde das ν_e -Defizit von Davis und seiner Kollaboration beobachtet [Dav94]. Dabei handelte es sich um das Homestake-Experiment, das ein Cl-Target benutzte. Weitere Experimente wie GALLEX [Ham99] und SAGE [Abd99] bestätigten diese Beobachtungen mit einem Ga-Target. Ein weiteres bedeutendes solares Neutrinoexperiment ist SNO, welches im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

Sudbury Neutrino Observatorium

Das Sudbury Neutrino Observatorium (SNO) ist ein Wasser-Cerenkov-Detektor, der im Jahr 1999 in Betrieb genommen wurde. Ziel war es, das solare Neutrino-Problem aufzuklären.

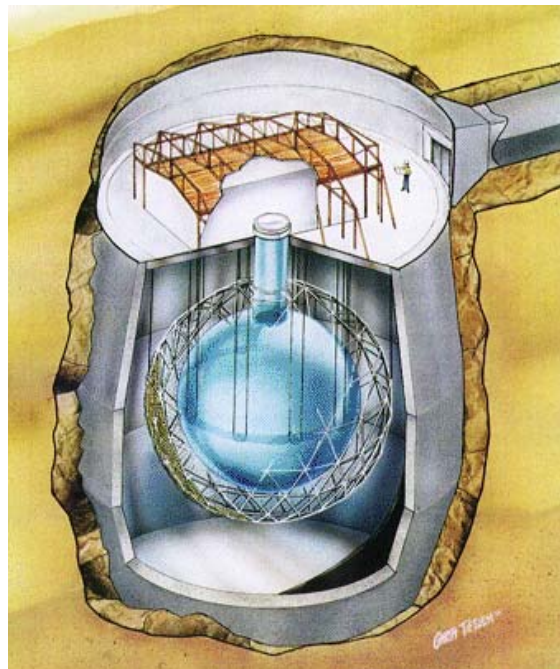


Abbildung 2.1: Der SNO-Detektor in 2040 m Tiefe. Zu erkennen ist der kugelförmige Behälter für das schwere Wasser.

Errichtet wurde der Detektor in 2040 Metern Tiefe in der INCO Ltd. Creighton Mine, nahe Sudbury (Ontario) in Kanada. Der Granitfelsen oberhalb des Detektors stellt das Äquivalent zu einer 6000 m hohen Wassersäule, als Abschirmung gegen kosmische Hintergrundstrahlung, dar. Damit ergibt sich eine Hintergrundstrahlung von circa 70 kosmischen Myonen pro Tag, die den Detektor passieren. Abbildung 2.1 zeigt den Aufbau des Detektors.

Reaktionsstoff sind 1000 Tonnen hochreines, schweres Wasser (D_2O). Indem man die Rate der Reaktion misst, kann man den Fluss der Elektronenneutrinos und den gesamten Fluss aller aktiven Neutrinoarten bestimmen. Die Nachweisschwelle beträgt 5 MeV, d.h. es werden 8B - und hep -Neutrinos detektiert (Abb. 2.2). Der Nachweis eines Neutrinos geschieht über drei Typen von Reaktionen: der CC-Reaktion, der NC-Reaktion und der elastischen Streuung (ES).

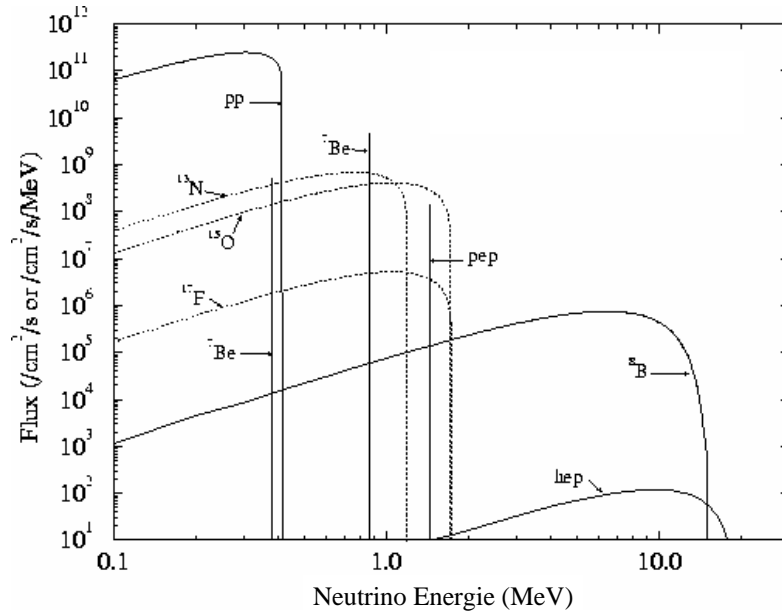


Abbildung 2.2: Das solare Neutrinospektrum nach Bahcall-Pinsonneault.

Die Reaktion $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ geschieht ausschließlich bei der CC-Reaktion. Das bedeutet, dass die CC-Reaktion nur sensitiv auf Elektronenneutrinos ist. Nachgewiesen wird sie über das Cerenkovlicht, das von dem Elektron im Detektor erzeugt wird. Eine beliebige Neutrinoart reagiert mit dem Deuterium durch elastische Streuung (ES): $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$. Die Reaktion $\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x$ wird durch NC-Interaktionen beschrieben. Speziell die NC-Reaktion ist gleich sensitiv für alle drei Neutrinoarten.

Eine Oszillation von einem Neutrinoeigenzustand in einen anderen kann durch den Vergleich der Raten der NC- und CC-Reaktionen gemessen werden:

$$\frac{\Phi_{CC}}{\Phi_{NC}} = \frac{\Phi(\nu_e)}{\Phi(\nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau)}.$$

Ein Übermaß an NC-Reaktionen ist durch die ν_μ - und ν_τ -Komponenten im solaren Neutrinofluss zu erklären. Dies kann nur durch einen Übergang der Neutrinoarten erklärt werden, da in der Sonne ausschließlich ν_e produziert werden.

Der Ablauf des SNO-Experiments war in drei Phasen unterteilt: die D₂O-Phase, die Salz-Phase und die ³He-Proportional-Zähler-Phase. Die neuesten Ergebnisse stammen aus der Salz-Phase. In der ersten Phase wurden Neutronen aus der NC-Reaktion durch Photonen mit 6,25 MeV nachgewiesen, die durch den Neutroneneinfang im Deuterium emittiert werden. In der zweiten Phase wurde Chlorsalz dem Deuterium hinzugefügt. Der Nachweis gelingt über die Reaktion $n + {}^{35}\text{Cl} \rightarrow {}^{36}\text{Cl} + \gamma(8,6 \text{ MeV})$. In der dritten Phase wurden mit ³He gefüllte Proportionalzähler in das D₂O gebracht. Diese können einzelne Neutronen durch die Reaktion $n + {}^3\text{He} \rightarrow t + p + 0,764 \text{ MeV}$ (t : Tritium) identifizieren.

Die Ergebnisse der SNO-Kollaboration sind [AHM05] (in Einheiten von $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$):

$$\begin{aligned}\Phi_{CC} &= 1,68 \pm 0,06_{-0,09}^{+0,08}, \\ \Phi_{ES} &= 2,35 \pm 0,22 \pm 0,15, \\ \Phi_{NC} &= 4,94 \pm 0,21_{-0,34}^{+0,38}.\end{aligned}$$

Für das Verhältnis der Flüsse ergibt sich:

$$\frac{\Phi_{CC}}{\Phi_{NC}} = 0,340 \pm 0,023_{-0,031}^{+0,029}.$$

Für das Massenquadrat und den Mischungswinkel ergaben sich die Werte:

$$\Delta m^2 = 8,0_{-0,4}^{+0,6} \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \quad \tan^2 \Theta = 0,45_{-0,07}^{+0,09}.$$

Diese Ergebnisse stammen aus der 391-tägigen Datennahme während der Salzphase. Das Ergebnis zeigte zudem, dass die Summe aller Neutrinoarten, die auf der Erde nachgewiesen wurden, der Anzahl der Elektroneneutrinos -nach dem solaren Standardmodell- entsprach, die in der Sonne erzeugt wurden.

2.2.2 Atmosphärische Neutrinos

Treffen kosmische Teilchen auf Stickstoff- und Sauerstoffkerne in der Atmosphäre, so entsteht ein Schauer von Pionen. Diese Pionen zerfallen über

$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ nach $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e + \bar{\nu}_\mu(\bar{\nu}_e\nu_\mu)$. Die resultierenden Neutrinos liegen damit in einem Verhältnis von $\nu_\mu : \nu_e = 2 : 1$ vor. Die Erzeugung dieser Neutrinos ist isotrop über die gesamte Atmosphäre verteilt.

Die atmosphärischen Neutrinos werden durch ihre CC-Reaktion auf der Erdoberfläche nachgewiesen. Die Nachweismöglichkeit der Detektoren variiert über die zu beobachtende Energie der Neutrinos.

Man erwartet eine Veränderung der Rate einer bestimmten Neutrinoart bezüglich ihrer Fluglänge. Neutrinos, die oberhalb des Detektors erzeugt werden, nennt man "downward-going". Sie haben eine Fluglänge von ~ 10 km. Neutrinos, die auf der anderen Seite der Erde erzeugt werden, haben eine Fluglänge von ~ 10000 km und werden "upward-going" genannt. Die Neutrinospur wird mit $\cos \Theta_Z$ angegeben, wobei Θ_Z den Zenitwinkel angibt.

Im Folgenden wird das Experiment Superkamiokande beschrieben.

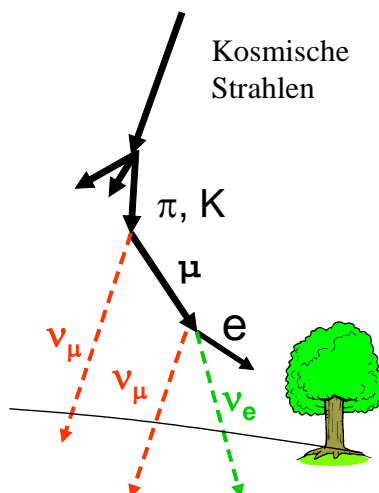


Abbildung 2.3: Erzeugung atmosphärischer Neutrinos durch kosmische Strahlen.

Superkamiokande

Superkamiokande ist ein Wasser-Cerenkov-Detektor mit einer Masse von 50000 Tonnen. Im Zeitraum von Mai 1996 bis Juli 2001 sammelte Superkamiokande Daten von Sonnenneutrinos, atmosphärischen Neutrinos und Beschleuniger-Neutrinos. Im Folgenden werden die atmosphärischen Neutrinos betrachtet.

Es ist notwendig, zunächst Modelle aufzustellen, die den erwarteten Neutrinofluss vorhersagen. Bezüglich der Vorhersagen der Ergebnisse von Superkamiokande wurde der Fluss nach Honda *et al.* benutzt [Hon04].

Der Superkamiokande-Detektor befindet sich am Kamioka Observatory der Universität Tokio in der Mozumi Mine der Kamioka Mining Company. Der zylindrische Tank ist von ca. 11000 Photomultipliern umgeben. Einige der eintretenden Neutrinos reagieren mit dem Wasser. Cerenkovlicht entsteht durch die Folgeprodukte.

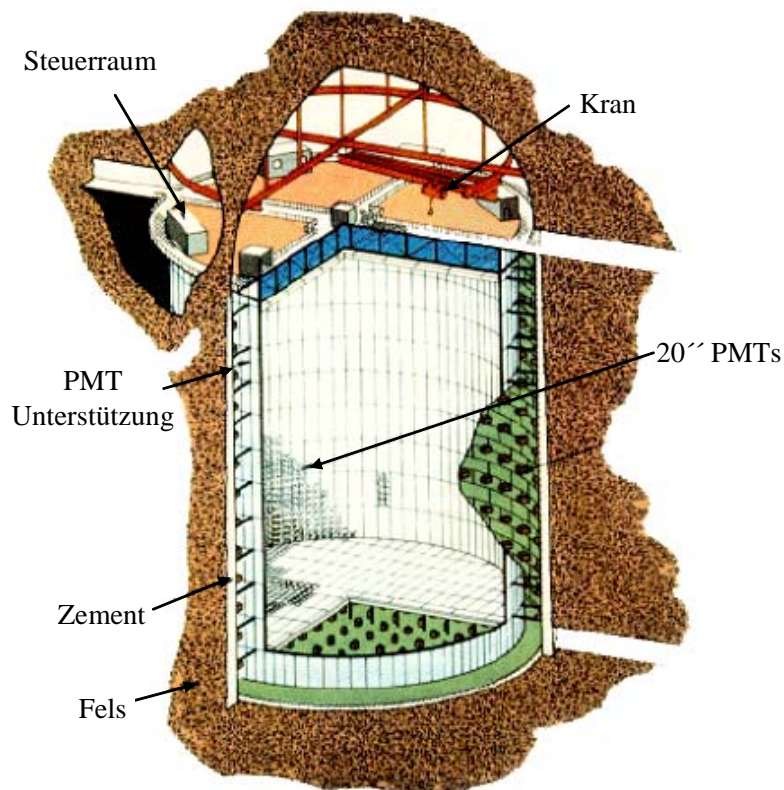


Abbildung 2.4: Ein Schnitt durch den Superkamiokande-Detektor. An der Außenwand sind die Photomultiplier (PMTs) installiert.

Die Auswertung der Impulshöhen und der Laufzeiten der PMT Signale gibt Informationen über den Flavorzustand und den Impuls. Innerhalb des Messzeitraumes wurden mehr als 15000 atmosphärische Neutrinos mit einer Energie von 100 MeV bis 10 TeV gemessen. Durch die Asymmetrie der Neutrinoereignisse bezüglich des Zenithwinkels unter Beachtung der Energie konnten folgende Oszillationsparameter angegeben werden [Ash05]:

$$\begin{aligned} \sin^2 2\Theta_{23} &> 0,92, \\ 1,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 &< \Delta m^2 < 3,4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2. \end{aligned}$$

K2K- und MINOS-Ergebnisse

Im Jahr 1995 startete das Experiment K2K (KEK² to Kamioka). Ein zu 98% reiner ν_μ -Strahl mit einer durchschnittlichen Energie von 1,3 GeV wurde zu dem 250 km entfernten Superkamiokande-Detektor geschickt. Damit sollte die Hypothese der atmosphärischen Neutrinooszillation überprüft werden. K2K fand keine Anzeichen für die Oszillation $\nu_\mu - \nu_e$ [Yam06]. Deswegen wird vermutet, dass die fehlende Rate von ν_μ in ν_τ oszilliert ist. Aus der Anzahl der beobachteten Ereignisse ergibt sich ein Wert von $\Delta m^2 = 2,8 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ [Yam06].

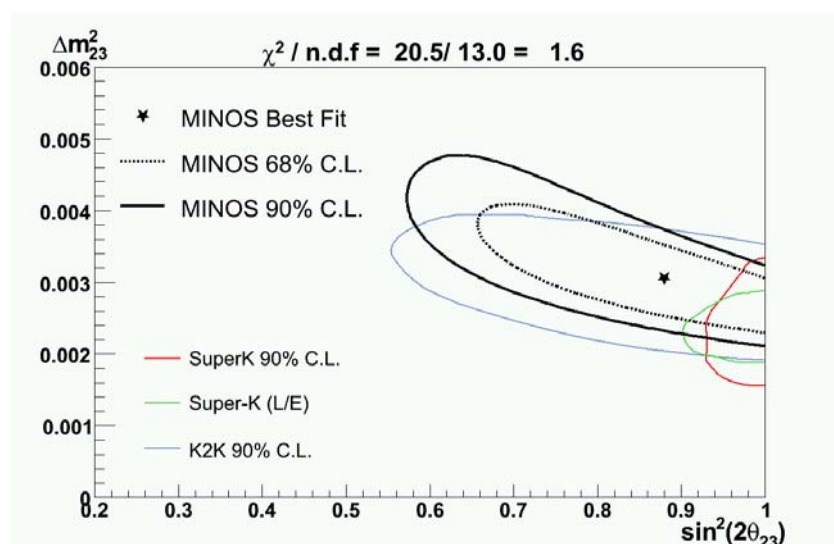


Abbildung 2.5: Die geschlossenen Kurven umrahmen die Gebiete, die nach Aussage des MINOS-Experimentes die möglichen Werte für Δm^2 und $\sin^2 2\theta_{23}$ bei gegebenem Konfidenz-Intervall enthalten.

An die Untersuchung der ν_μ -Oszillation in andere Neutrino flavors knüpfen Experimente wie MINOS³ [Ada05] und OPERA an.

Das MINOS-Experiment untersucht die Neutrinooszillation bei einer Distanz zwischen Erzeugung der Myoneneutrinos (Fermi National Accelerator Lab.; FNAL) und Detektor (Soudan Underground Mine State Park) von 735 km.

²Die Abkürzung KEK hat ihren Ursprung in der japanischen Sprache und bedeutet ins englische übersetzt: "High Energy Accelerator Research Organization"

³Main Injector Neutrino Oscillation Search

Am 30.3.2006 präsentierte MINOS die ersten Ergebnisse der Messungen mit dem NuMI-Strahl [Kop05]. Ihren Messungen zufolge liegen die Differenz des Massenquadrates und der Mischungswinkel bei [Pet06]:

$$\Delta m^2 = 3,05_{-0,55}^{+0,60}(\text{stat.}) \pm 0,12(\text{syst.}) \times 10^{-3} \text{ eV}^2,$$

$$\sin^2 2\Theta_{23} = 0,88_{-0,15}^{+0,12}(\text{stat.}) \pm 0,06(\text{syst.}).$$

Dieses Resultat für ein Δm^2 , das im Vergleich zu vorherigen Experimenten nun einen höheren Wert hat, hat positive Auswirkungen auf das OPERA-Experiment, nähere Ausführungen hierzu in Abschnitt 3.3.

Kapitel 3

Das OPERA-Experiment

Bisherige long baseline Neutrinooszillationsexperimente wiesen die Oszillation durch Verschwinden einer Neutrinoart nach (Disappearance Experimente). OPERA¹ hingegen sucht nach dem Erscheinen einer Neutrinoart, die ursprünglich nicht vorhanden war (Appearance Experimente).

Von einem CERN-Beschleuniger² wird ein fast reiner Myonneutrinostrahl in das 732 km weit entfernte Gran Sasso Bergmassiv gelenkt (Abb.3.1). Das Ziel von OPERA ist es, Tauneutrinos aus der Oszillation von Myonneutrinos nachzuweisen.

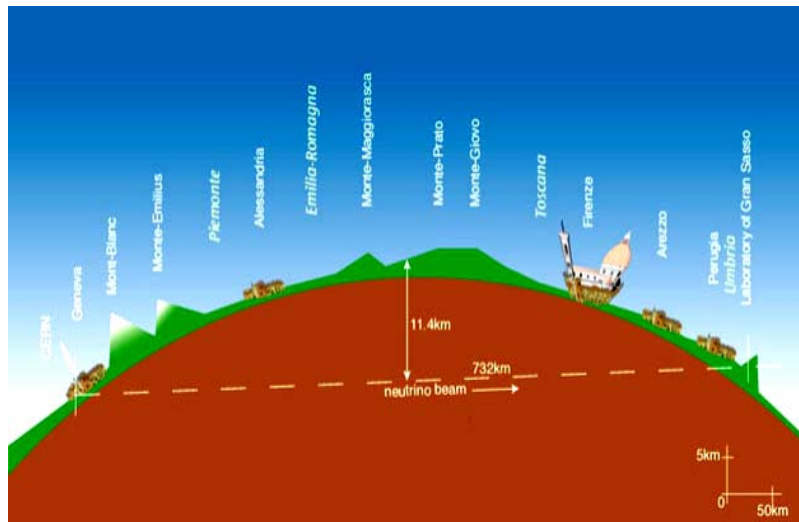


Abbildung 3.1: *Strahlführung vom CERN zum Gran Sasso Massiv.*

¹Oscillation Project with Emulsion Tracking Apparatus

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

Der Detektor besteht aus einer massiven Blei-Emulsion-Targetstruktur und weiteren elektronischen Detektoren. Damit soll eine Suche nach $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ -Oszillation durchgeführt werden, die innerhalb der Parameterregion der atmosphärischen Neutrinoanomalie liegt. Durch den charakteristischen Zerfall des Tauons, welches durch ν_τ -CC-Reaktion entsteht, kann der Übergang des Neutrinoflavoreigenzustandes eindeutig nachgewiesen werden.

Im vereinfachten Fall von nur zwei Flavoreigenzuständen kann die Neutrinooszillation mit zwei Parametern beschrieben werden. Dies ist zum einen der Mischungswinkel $\sin^2 2\Theta$, zum anderen das Quadrat der Massendifferenz Δm^2 der beiden Masseneigenzustände. Die experimentell beobachtete Oszillationswahrscheinlichkeit hängt außerdem von der Neutrinoenergie E und der Distanz L zwischen dem Ort der Erzeugung und dem Detektor ab. Hierbei unterscheidet man short baseline ($L \sim 1$ km), medium baseline ($L \sim 10$ km) und long baseline ($L \sim 1000$ km) Experimente.

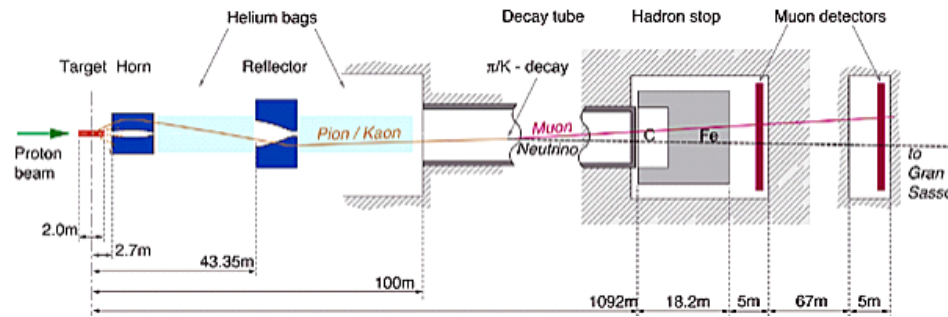


Abbildung 3.2: Skizze zur Erzeugung des Neutrinostrahls am CERN. Die Protonen aus dem SPS treffen auf das Graphittarget und erzeugen Pionen und Kaonen, die wiederum in Myoneneutrinos und Myonen zerfallen.

Der Neutrinostrahl für das OPERA-Experiment wird am CERN-SPS³ erzeugt. Die Protonen aus dem Beschleuniger treffen auf ein Graphittarget (Abb 3.2). Dabei werden Pionen und Kaonen erzeugt. Nach einer Fokussierung der Pionen und Kaonen im Magnetfeld des so genannten Horns tritt der Strahl in einen Zerfallstunnel, in dem die Neutrinos entstehen. Die Zerfälle der Pionen und Kaonen sind wie folgt: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ bzw. $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Die Länge des Zerfallstunnels muss ausreichend lang sein, da die typische Zerfallslänge für 40 GeV Pionen 2,2 km beträgt. Für den CNGS-Strahl⁴ wurde eine Länge von 1000 m gewählt. Auf dieser Strecke sind genügend Teilchen zerfallen, und der Kostenfaktor wurde begrenzt. Am Ende steht ein massiver Eisenblock zum Absorbieren der hadronischen Teilchen.

³Super Proton Synchrotron

⁴CERN Neutrinos to Gran Sasso

Die Betriebsdauer des SPS-Protonbeschleunigers liegt bei 200 Tagen im Jahr mit einer Rate von $4,5 \cdot 10^{19}$ pot/Jahr⁽⁵⁾.

Die Reinheit des Myoneneutrinostrahls lässt sich mit folgenden Werten angeben [Bai99]:

$\langle E \rangle_{\nu_\mu}$	17 GeV
$\frac{\nu_e}{\nu_\mu}$	0,8 %
$\frac{\nu_\tau}{\nu_\mu}$	2,0 %
$\frac{\nu_\epsilon}{\nu_\mu}$	0,05 %
ν_τ	vernachlässigbar

Trägt man die Oszillationswahrscheinlichkeit (2.3) gegen die Entfernung zwischen Detektor und dem Ort der Erzeugung der Myoneneutrinos auf, so erhält man den Verlauf für $E = 17$ GeV, $\Delta m^2 = 2,4 \cdot 10^{-3}$ eV² und $\sin^2 2\Theta = 1$ wie in Abb. 3.3 dargestellt.

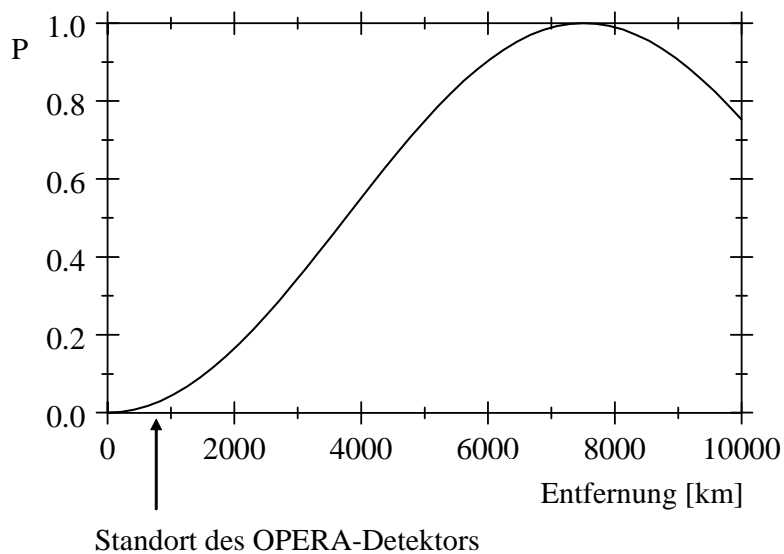


Abbildung 3.3: Die Kurve gibt die Oszillationswahrscheinlichkeit P in Abhängigkeit von der Entfernung für die Myoneneutrinos des CERN-Strahles an.

⁵Protons on target

Der OPERA-Detektor liegt in 732 km Entfernung zum Erzeugungspunkt der Neutrinos. Daraus lässt sich erkennen, dass bei diesem Abstand nur ein geringer Teil der Myonneutrinos zu Tauneutrinos oszilliert ist.

Hieraus ergibt sich eine geringe Rate von Tauneutrinos am Ort des Detektors. Dies lässt sich auch nicht durch einen weiter entfernten Standort verbessern, da die Zahl der nachweisbaren Tauneutrinos unabhängig von der Weglänge ist: Die Oszillationswahrscheinlichkeit steigt nach (2.3) proportional mit L^2 , dagegen nimmt der Raumwinkel des Detektors mit $1/L^2$ ab. Diese beiden Abhängigkeiten heben sich gegenseitig auf.

Der Vorteil der Parameter -Energie und Distanz- liegt in der gewählten Energie des Myonneutrinostrahls, die oberhalb der für die Erzeugung von Tauonen liegt. Die Schwellenenergie für die Erzeugung von Tauonen liegt bei 3,4 GeV für den Neutrinostrahl. Die Gesamtenergie beim OPERA-Experiment für die zur Verfügung stehende Energie zur Tauonerzeugung beträgt 5 GeV bei einer Neutrinoenergie von 17 GeV.

Dieser Wert lässt sich über die Invariante $s = (q_1 + q_2)^2$ berechnen, wobei q_1 der Vierervektor des Tauneutrinos aus dem CNGS-Strahl ist und q_2 der Vierervektor des Protons aus dem Target ist. Es ergibt sich mit $m_{1,2}$ als Massen, $E_{1,2}$ als Gesamtenergien und $p_{1,2}$ als Impulse:

$$s = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2 - 2p_1p_2.$$

Nimmt man $m_1 \sim 0$ GeV und $m_2 \sim 1$ GeV an, ergibt sich mit $E_1 = 17$ GeV, $E_2 = 1$ GeV, $p_1 = 17$ GeV und $p_2 = 0$ GeV die Gesamtenergie

$$W = \sqrt{s} = 6 \text{ GeV}.$$

Berücksichtigt man noch 1 GeV für die Erzeugung eines Protons, so erhält man für die zur Verfügung stehende Energie zur Tauonerzeugung 5 GeV.

Experimente, die nicht im Maximum der Oszillationswahrscheinlichkeit liegen, nennt man off-peak Experimente. Im Gegensatz dazu wird bei on-peak Experimenten die Energie des Neutrinostrahls und die Entfernung so gewählt, dass sie im Oszillationsmaximum liegt.

Ein möglicher Vorteil bei off-peak Experimenten wird im Folgenden erwähnt. Wie in [Mig03] gezeigt wird, liegt in den Experimenten, die die Oszillation von $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ nachweisen, die Möglichkeit, die CP verletzende Phase δ zu bestimmen, in Kombination mit den Ergebnissen von on-peak Experimenten.

Zudem besteht bei off-peak Experimenten die Möglichkeit, das Vorzeichen der Differenz der Massenquadrate Δm^2 zu bestimmen. Wie in Abb. 3.4 zu erkennen, ändert sich bei on-peak Experimenten der Zusammenhang zwischen dem Mischungswinkel Θ_{13} und der CP-verletzenden Phase δ_{CP} für unterschiedliche Vorzeichen von Δm^2 nicht. Dagegen ändert sich bei off-peak Experimenten das Verhalten von Θ_{13} bzgl. δ_{CP} für unterschiedliche Vorzeichen von Δm^2 [Mig03].

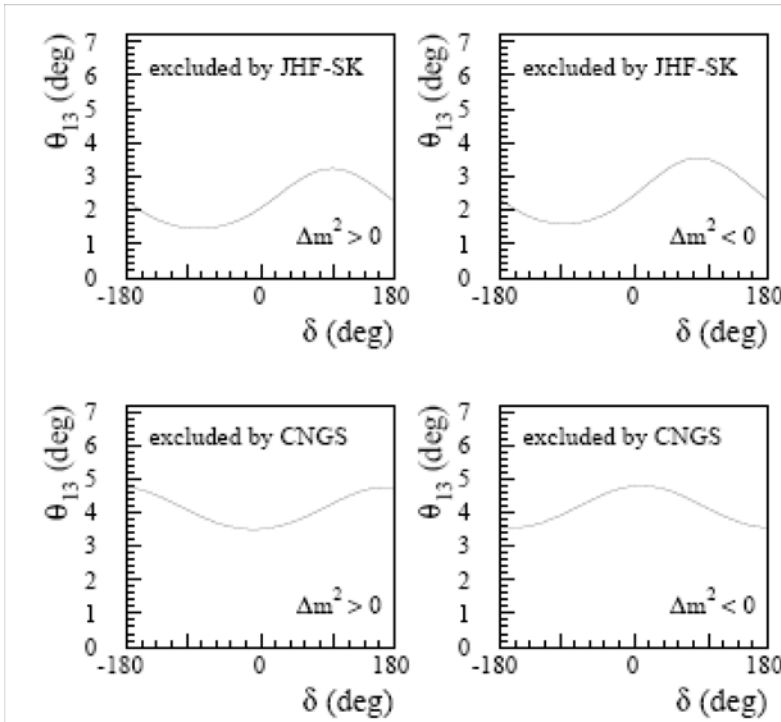


Abbildung 3.4: Die Bilder geben die Abhängigkeit des Mischungswinkels von der CP-verletzenden Phase δ_{CP} für on-peak Experimente (JHF-SK, obere Bilder) und off-peak Experimente (OPERA, untere Bilder) wieder [Mig03].

3.1 OPERA-Detektor

Der OPERA-Detektor (Abb. 3.5) besteht aus einem massiven Blei-Emulsion-Target sowie elektronischen Detektoren. Er befindet sich in dem Untergrundlabor des LNGS⁶ im Gran Sasso Bergmassiv.

Etwa 235000 Emulsion Cloud Chamber Würfel (ECC-Bricks) bilden das Target. Die gesamte Targetmasse beträgt 1,8 kt.

⁶Laboratori Nazionali del Gran Sasso

Der Detektor ist aus zwei identischen, so genannten Supermodulen zusammengesetzt. Sie sind hintereinander in Richtung des Neutrinostrahls aufgestellt. Ein Supermodul beinhaltet das Target mit dem Target Tracker. Hinter dem Target ist das Spektrometer angeordnet. Das Spektrometer wiederum besteht aus einem Dipolmagneten, elektronischen Detektoren innerhalb des Magneten und Driftröhren.

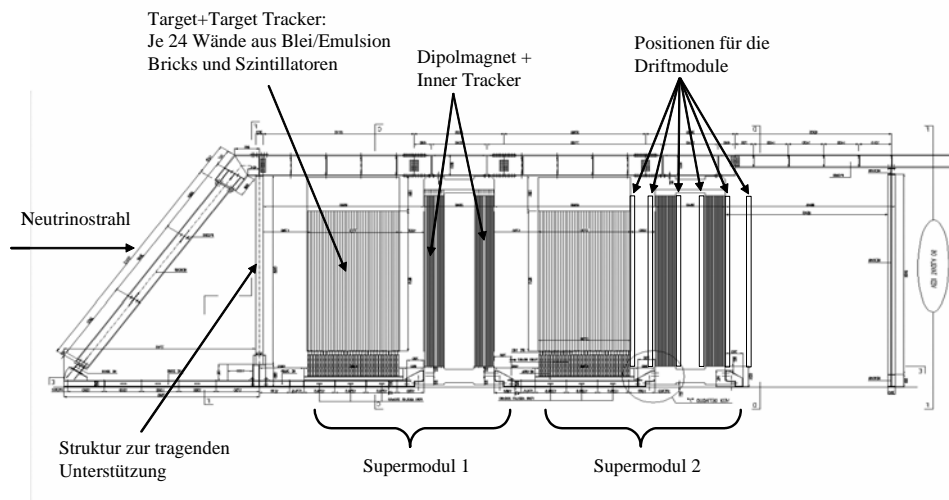


Abbildung 3.5: Dargestellt ist eine Seitenansicht des OPERA-Detektors. Zu erkennen sind die zwei identischen Supermodule, bestehend aus den Targetwänden, den Target Trackern sowie den Spektrometern. Der Neutrinostrahl vom CERN-Beschleuniger kommt von der linken Seite.

3.1.1 Das Target

Die Grundeinheit des Targets besteht aus ECC-Bricks. Ein Brick ist aus 56 jeweils 1 mm dicken Bleiplatten zusammengesetzt. Zwischen den Bleiplatten liegen die Filme. Ein Film besteht aus einer 50 μm dicken Emulsionsschicht. Diese befindet sich auf beiden Seiten einer 200 μm dicken Plastikschiicht. Ein zusätzlicher Film, das so genannte "special sheet", ist am Anfang eines Bricks angebracht. Er dient zur ersten Kontrolle, ob der Brick von einem Teilchen getroffen wurde. Fällt das Ergebnis negativ aus, so kann dieser Brick wieder dem Target zugeführt werden.

Um die Emulsionen vor Licht zu schützen, ist der gesamte Brick mit Aluminium beschichtetem Papier verpackt.

Die Funktionsweise der Technik des ECC-Bricks wurde bereits im Experiment DONUT bestätigt, bei dem im Jahr 2000 der Nachweis des ν_τ [Pat01] gelang. Analog zu diesem Experiment weist OPERA den Zerfall eines Tau-Leptons in Emulsionen nach.

Durchqueren geladene Teilchen die Emulsion, so ist nach der Entwicklung der Emulsionen eine Schwärzung der AgBr-Kristalle entlang der Spur zu erkennen.

Zur Auswertung werden die Emulsionen mit Hilfe von Mikroskopen und CCD-Bildkameras ausgelesen. Die Ortsauflösung dieser Technik kann mit $\sigma_L = 1 \mu\text{m}$ angegeben werden. Die Winkelauflösung einer Spur in den Emulsionen beträgt $\sigma_\Phi = 2 \text{ mrad}$ [Zim06].

Die Bricks sind in Wänden senkrecht zur Strahlrichtung zusammengefasst. Eine Wand fasst 51 Bricks in horizontaler Richtung und 64 Bricks in vertikaler Richtung. Die Gesamtfläche beträgt $6,7 \times 6,7 \text{ m}^2$. Das Target eines Supermoduls besteht aus 24 solcher Wände.

Die Target Tracker

Die Messungen mit Emulsionen enthalten keine Zeitinformationen bezüglich der Spur. Weiterhin geben sie nach außen keine Informationen darüber ab, ob sie getroffen wurden oder nicht. Deshalb ist es notwendig, elektronische Vorrichtungen zur Verfügung zu stellen, die angeben, wann und wo ein Brick getroffen wurde. Diese Detektoren befinden sich hinter jeder Wand des Targets und werden Target Tracker genannt. Sie bedecken die gesamte Fläche der Emulsionen. Sie bestehen aus Szintillatorstreifen mit einem Querschnitt von $2,5 \times 1,5 \text{ cm}^2$, die in x- und y-Position angeordnet sind. Die Streifen haben eine Länge von 7 m. Signale aus den Target Trackern weisen auf ein getroffenes Brick hin, stellen das zeitliche Triggersignal dar und sind außerdem ein Beitrag zur Bestimmung einer Myonspur.

Die BAM (Brick Assembly Machine)

Über 23 Millionen Bleiplatten und Emulsionen für das Target können nur durch einen automatisierten Prozess gefertigt werden. Dazu wurde die so genannte "Brick Assembly Machine", kurz: BAM, entwickelt. Sie besteht aus Industrie-Robotern, die die einzelnen Bleiplatten und Emulsionen zu einem Brick übereinander stapeln. Ein weiterer Roboter ist für das Verpacken der Bricks in Aluminiumfolie zuständig.

Das BMS (Brick Manipulator System)

Nachdem durch die Target Tracker angezeigt wird, dass ein bestimmter Brick getroffen wurde, wird dieser von dem Brick Manipulator System (BMS) aus der Targetwand zur weiteren Untersuchung entfernt (Abb. 3.6). Dieses BMS besteht aus einer karussellförmigen Struktur, das in der Lage ist die Bricks aufzunehmen, sowie einem kleinen Transportsystem, das die Bricks an ihrem Platz in den Targetwänden schieben bzw. wieder entnehmen kann.

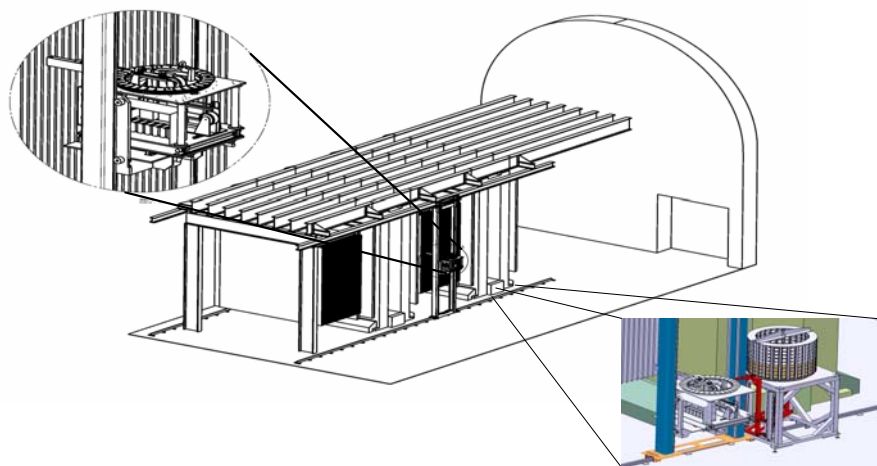


Abbildung 3.6: Dargestellt ist das Brick Manipulator System. Es ist auf Schienen am OPERA-Detektor befestigt. Unten rechts ist das Karussell zum Aufnehmen der Bricks zu erkennen. Der Ausschnitt oben links stellt das Transportsystem dar, mit dem die Bricks positioniert oder entnommen werden.

3.1.2 Das Spektrometer

Hinter den Emulsionen und den Target Trackern befindet sich in Strahlrichtung das Spektrometer. Das Spektrometer besteht aus einem Magneten, RPCs (Resistive Plate Chambers) und Driftröhren. Seine Aufgabe ist die Bestimmung der Myonenspur sowie die Messung des Impulses und des Ladungsvorzeichens des Myons.

Bei dem oben genannten Magneten (Abb. 3.7) handelt es sich um einen Dipolmagneten aus magnetisiertem Eisen, mit einer magnetischen Flussdichte von 1,55 T (Abb. 3.7). Die Feldlinien in den beiden Magnethälften verlaufen vertikal und auf beiden Seiten mit unterschiedlicher Orientierung. Jede Wand eines Magneten besteht aus 12 Platten mit jeweils 50 mm Dicke. Jede dieser Platten hat einen Abstand von 20 mm zur Folgenden. Innerhalb

dieser Freistellen befinden sich RPCs. Das Gesamtgewicht eines Magneten einschließlich der beiden Wände beträgt 0,9 kt.

Vor, hinter und zwischen den beiden Dipolmagneten sind Lagen aus Driftröhren ('Precision Tracker') installiert.

Die RPCs bestehen aus Elektrodenplatten aus 2 mm dickem Bakelit mit einem Widerstandwert von $10^{11} - 10^{12} \Omega/\text{cm}$. Bedeckt sind die beiden Oberflächen mit einer Graphitschicht mit einem hohen Widerstandswert von $100 \text{ k}\Omega/\text{cm}^2$. Abgeschlossen wird die Oberfläche von einer $300 \mu\text{m}$ dicken Mylarschicht. Zwischen den Graphitschichten liegt eine Spannung von 8 kV an. Innerhalb der RPCs befindet sich ein Gasgemisch aus 48 % Ar, 48 % $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$, 4 % C_2H_2 .

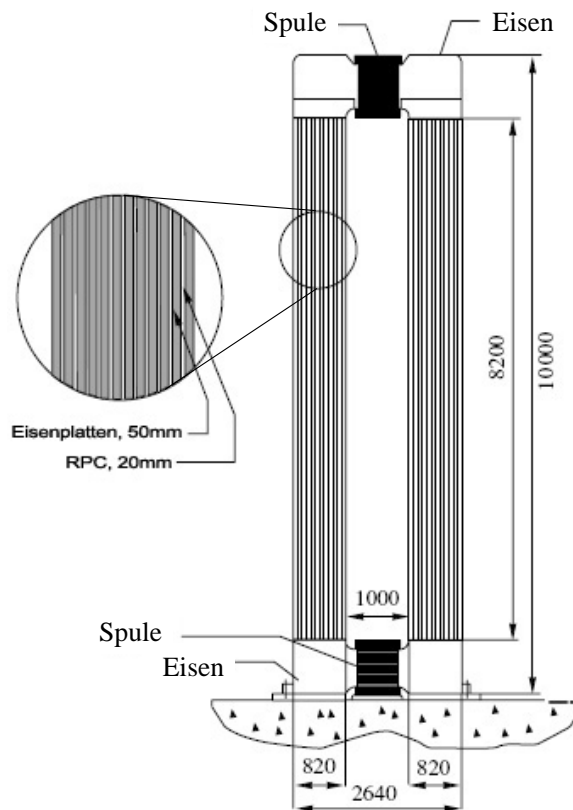


Abbildung 3.7: Dargestellt ist der Dipolmagnet. Er besteht aus zwei vertikalen Wänden und Spulen oben und unten. Innerhalb der Wände liegt das homogene Magnetfeld mit einer Feldstärke von 1,55 T. Die Feldlinien sind in den beiden Wänden entgegengesetzt gerichtet.

Durchquert ein geladenes Teilchen ein RPC, entsteht eine Gasentladung, die ein Signal in externen Elektroden induziert. Diese Elektroden sind 2 cm

breite Streifen und in x- und y-Position auf der Oberfläche der RPCs aufgebracht. Damit erhält man bei einem Teilchendurchgang eine zweidimensionale Information.

Direkt vor dem Magneten befinden sich Glas-RPCs, deren Elektroden um 45° gedreht sind. Diese bezeichnet man als XPCs.

3.2 Analyse der Daten

Das Tauneutrino, das aus der Oszillation des Myonneutrinos entsteht, wird indirekt über das Beobachten des Tau-Leptons nachgewiesen. In diesem Abschnitt wird der Nachweis des Tauons beschrieben.

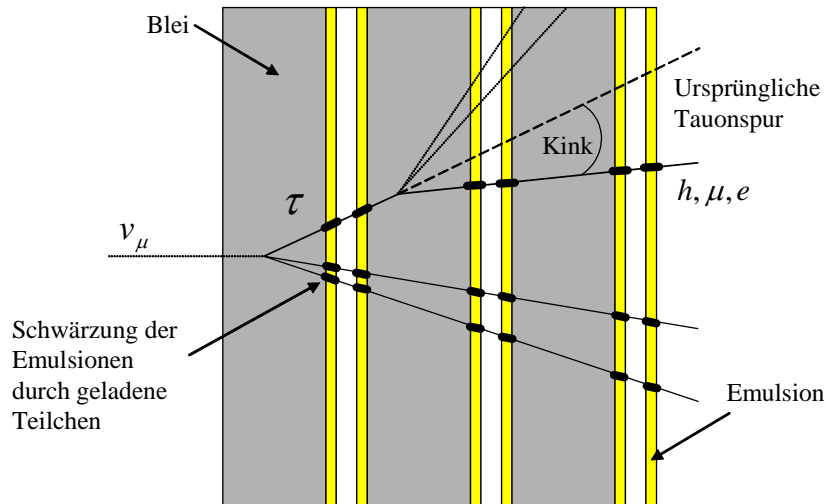


Abbildung 3.8: Querschnitt durch einen Brick. Zu erkennen sind die Emulsionen und die Bleilagungen. Ein Tauneutrino tritt von der linken Seite ein, trifft auf ein Bleiatom und reagiert zu einem Tauon. Das Tauon zerfällt innerhalb der Zerfallsstrecke durch seine Zerfallsmoden. Der Spurnachweis geschieht durch das Schwärzen der Emulsionen durch geladene Teilchen.

3.2.1 Nachweis der Tauneutrinos

Die Oszillation der Neutrinoeigenzustände $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ wird durch die CC-Reaktion des ν_τ mit dem Targetmaterial, bei dem ein τ^- entsteht, nachgewiesen. Das Tau-Lepton zerfällt im Mittel innerhalb einer Strecke von 0,6 mm nach seinen Zerfallsmoden in ein Elektron, Myon oder in ein einfach geladenes Hadron:

$$\tau^- \rightarrow e^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_e, \quad \tau^- \rightarrow \mu^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu, \quad \tau^- \rightarrow h^- + \nu_\tau + (n\pi^0).$$

Im Rahmen des OPERA-Experimentes wird der Zerfall des Tauons in Emulsionen registriert und ausgewertet. Dieser Zerfall erzeugt Teilchenspuren mit einem charakteristischen Knick.

Dieser Knick bzw. der Winkel zwischen der ursprünglichen Spur des Tauons und dem geladenen Zerfallsprodukt stellt das Selektionskriterium für die gesuchte Reaktion $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ dar (Abb. 3.8).

3.2.2 Impulsbestimmung

Elektronen und Hadronen als Zerfallsprodukte des Tauons werden zunächst durch ihre nachfolgenden Schauer von den Myonen unterschieden. Im Gegensatz zu Elektronen und Hadronen besitzen Myonen eine größere freie Weglänge in Materie und schauern nicht auf.

Die Unterscheidung zwischen Elektronen und Hadronen geschieht durch ihre unterschiedlichen Energieverluste in dem Target. Elektronen verlieren ihre Energie durch Bremsstrahlung (3.1). Hadronen geben dagegen Energie im Wesentlichen durch Ionisationsprozesse ab (3.2). Die folgenden Beziehungen geben dies wieder:

$$E_{Brems.}(x) = E_0 e^{-\frac{x}{x_0}}, \quad (3.1)$$

$$E_{Ion.}(x) = E_0 \left(1 - \frac{dE}{dx} x\right). \quad (3.2)$$

Die Energie geladener Teilchen kann durch Vielfachstreuung innerhalb der Bricks bestimmt werden. Dabei streuen die Teilchen an den Bleiatomen und werden so von ihrer ursprünglichen Spur abgelenkt. Diese Ablenkung ist ein Maß für ihre Energie. Die Ablenkung kann durch unterschiedliche Methoden bestimmt werden. Zum einen ist dies die so genannte Winkel-Methode. Hierbei wird in einem oder in mehreren Bricks der Winkel bestimmt, den die folgende Spur von der vorhergehenden abweicht.

Die Grenze der Impulsbestimmung mittels der Winkelmethode ist durch die Winkelauflösung in den Bricks gegeben. Es ergibt sich für diese Art der Bestimmung ein maximaler Impuls von 10 GeV. Hierbei ist es unerheblich, ob die einzelnen Lagen von Blei und Emulsionen parallel angeordnet sind oder nicht.

Die andere Methode ist die Impulsbestimmung durch die Koordinatenbestimmung der Spur. Hier wird der Abstand zu der ursprünglichen Spur und der gestreuten Spur in einer Emulsion gemessen.

Diese Messung ist empfindlicher für hohe Impulse. Der maximale Impuls für ein Teilchen bei dieser Methode beträgt 16,7 GeV.

Eine andere Methode zur Impulsbestimmung von Elektronen ist durch die Tatsache gegeben, dass Elektronen sich innerhalb des Bricks zu einem Schauer von Teilchen entwickeln. Indem man die einzelnen Segmente dieses

Schauers zählt, erhält man Informationen über die anfängliche Energie des Elektrons.

3.2.3 Untergrundereignisse

Als Untergrund werden alle Ereignisse in den Emulsionen und elektronischen Detektoren bezeichnet, die einem Tauzerfall ähneln und somit ein Tauneutrino simulieren. Im Folgenden sollen diese Quellen beschrieben werden und die Größe ihres jeweiligen Beitrages zu den Gesamttereignissen.

Produktion von Teilchen mit Charm-Anteil und deren Zerfall

Teilchen mit einem Charm-Quark (in den Reaktionen mit einem c gekennzeichnet, A bezeichnet weitere Bindungspartner) haben eine Zerfallszeit, die mit der des Tauons vergleichbar ist. Diese Teilchen werden durch CC-Reaktionen und durch NC-Reaktionen der Myonneutrinos aus dem CNGS-Strahl mit einem Reaktionspartner N erzeugt. Dies kann dazu führen, dass die Teilchen mit Charm-Anteil aus den Reaktionen

$$\nu_\mu N \rightarrow Ac + \mu + X, \quad (3.3)$$

$$\nu_\mu N \rightarrow c\bar{c} + \mu + X, \quad (3.4)$$

$$\nu_\mu N \rightarrow c\bar{c} + \nu_\mu + X, \quad (3.5)$$

mit einem Tau verwechselt werden können. Dabei bezeichnet X weitere Zerfallsprodukte. Um dies zu verhindern, muss man das Myon aus den ersten beiden Reaktion identifizieren oder das Teilchen mit Charm-Anteil. Der überwiegende Beitrag kommt aus der Reaktion (3.3). Die Driftröhren und die RPCs erhalten damit die zusätzliche Rolle eines Myonvetos für die Charm-Zerfälle. Der gesamte Untergrund für den Charm-Untergrund lässt sich mit $16,5 \times 10^{-6} \times N_{CC}$ angeben [Gul00].

Untergrund von Elektronen und π^0

Als Untergrund für den Zerfallskanal $\tau \rightarrow e$ gelten zum einen Stöße von Elektronen, die aus ν_e -CC-Reaktionen entstanden sind. Diese Elektronen führen Mehrfachstöße mit den Bleiatomen durch und werden so von ihrer Bahn abgelenkt. Diese Ablenkung kann als ein Knick im Tau-Zerfall fehlinterpretiert werden. Durch geeignete Energiebetrachtung und durch die Tatsache der geringen $\bar{\nu}_e$ - und ν_e -Verunreinigung kann der Untergrund aus prompten Elektronen mit weniger als $1 \times 10^{-6} \times N_{CC}$ angegeben werden [Gul00].

Treffen Pionen aus einer ν_μ -NC-Reaktion auf Bleiatome, so entstehen ungeladene Pionen,

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n.$$

Diese Pionen können in ein Elektron- und Positron-Paar zerfallen. Dies kann mit einem Tau-Zerfall verwechselt werden (Abb. 3.9).

Simulationen zeigen, dass Ereignisse dieser Art mit einem Anteil von $0,2 \times 10^{-6} \times N_{CC}$ zum Untergrund beitragen [Gul00].

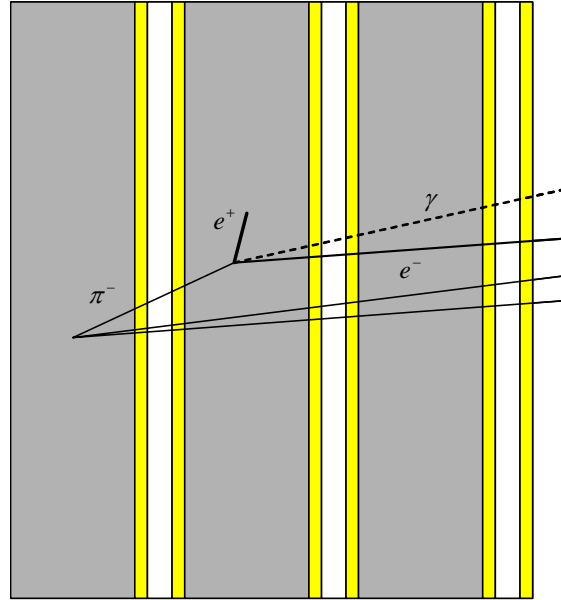


Abbildung 3.9: Das Pion kann mit einem Tauon verwechselt werden, sobald eines der entstehenden Elektronen in der Bleischicht absorbiert wird, in der der Zerfall stattfand. Das weiterfliegende Elektron hat gegenüber dem Pion eine andere Spur und täuscht so ein Knick vor, der zur Fehlinterpretation des Ereignisses führen kann.

Untergrund durch Myonen Streuung

Myonen, die durch ν_μ -CC-Reaktion entstehen, können als Tau-Zerfall interpretiert werden. Als geladenes Teilchen hinterlassen Myonen wie Tauonen Spuren in den Emulsionen. Treffen nun Myonen auf die Bleiatome, so werden sie durch Streuung von ihrer Spur abgelenkt. Diese Ablenkung kann als charakteristischer Knick fehlinterpretiert werden und so einen Tauzerfall maskieren.

Es wurden Simulationen durchgeführt, die zeigen, dass bei 70000 ν_μ -CC-Reaktionen 0,5% der Myonen eine Ablenkung von mehr als 25 mrad erfahren. Bei Ereignissen, bei denen Myonen eine Abweichung von ihrer ursprünglichen Spur aufweisen, wurde ihr transversaler Impuls mit dem Impuls der Taus verglichen. Durch geeignete Auswahl können diese Ereignisse mit Myonen erkannt und verworfen werden. Es ergibt sich ein Untergrund für Myonen Stöße von $5 \times 10^{-6} \times N_{CC}$ [Gul00].

Hadronische Reinteraktionen

Entstehende Hadronen aus ν_μ -NC- und CC-Reaktionen, bei denen das primäre Myon nicht identifiziert wurde, stellen einen bedeutenden Untergrund im hadronischen Zerfallskanal dar. Die Hadronen streuen an den Bleiatomen und weichen von ihrer Spur ab. Dies kann mit dem charakteristischen Knick im Zerfall des Tauons verwechselt werden. Der erwartete hadronische Untergrund beträgt $5 \times 10^{-6} \times N_{CC}$ [Gul00].

Der Wert für die gesamten Untergrundereignisse ist abhängig von Rate der Myonneutrinos aus dem CNGS-Strahl und der Targetmasse. Bei $4,5 \cdot 10^{19}$ pot/Jahr erwartet man bei einer durchschnittlichen Targetmasse von 1,8 kt 0,7 Untergrundereignisse in 5 Jahren Laufzeit (siehe Tab. 3.2).

3.3 Nachweiseigenschaft des OPERA-Detektors

Die Anzahl der Tauneutrino-Reaktionen im Detektor ist abhängig von den Operationsparametern des SPS-Beschleunigers, der Targetmasse, dem Mischungswinkel und der Differenz der Masseeigenzustände.

Man erwartet für eine Laufzeit von 200 Tagen pro Jahr mit $4,5 \cdot 10^{19}$ pot/Jahr für den SPS-Beschleuniger über einen Zeitraum von 5 Jahren bei einer Targetmasse von 1,8 kt, maximaler Mischung und einer Massendifferenz von $\Delta m^2 = 2,4 \cdot 10^{-3}$ eV² etwa 120 Tau-Reaktionen innerhalb des Detektors.

Im Folgenden soll geklärt werden, wie hoch die Nachweiseigenschaft des Detektors bezüglich des Nachweises für Tauneutrino-Reaktionen ist.

Effizienz des OPERA-Detektors

Die Ergebnisse, die in diesem Abschnitt dargestellt werden, beruhen auf Testmessungen und zum großen Teil auf den Erfahrungen der Experimente CHORUS [Esk97] und DONUT [Kod01].

Die Effizienz des Detektors ist abhängig von folgenden Punkten:

- **Auffinden des Bricks und der Trigger-Effizienz:** Um den Vertex der Reaktion und die Zerfallsart bestimmen zu können, muss zunächst der Brick gefunden werden, in dem die Reaktion stattgefunden hat. Ausschlaggebend hierbei ist die Auflösung und Effizienz des Targettriggers. Es müssen mindestens zwei Szintillatormodule mit Detektionsstreifen in xy-Koordinaten mit genügend großer Energieabgabe getroffen werden, um eine Spur zu rekonstruieren, die zu dem Brick führt. Simulationen zeigten, dass die Effizienz mit $\varepsilon_{trigger} = 99$ % angegeben werden kann [Gul00].

- **Geometrische Effizienz:** Dies beinhaltet Randeffekte in den Bricks bzw. den Emulsionen. Testmessungen zeigten, dass ein Auslesen der Emulsionen bis zu einem Abstand von $200\ \mu\text{m}$ vom Rand möglich ist. Reaktionen, die in den letzten Wänden eines Supermoduls auftreten, haben eine geringere Effizienz. Die Effizienz in dieser Kategorie lässt sich mit 94% angeben.
- **Auffinden des Vertexes:** Diese Art der Effizienz ist abhängig von der Scan-Apparatur bzw. den Mikroskopen, die die entwickelten Emulsionen auswerten. Weiterhin ist sie abhängig von der longitudinalen Position des Vertexes innerhalb des Bricks. Zu 90% wird der Vertex richtig bestimmt.
- **Kurze und lange Zerfälle:** Den Zerfall eines Tauons in einem Brick kann in lange und kurze Zerfälle unterteilt werden. Bei einem langen Zerfall sind der Ort, an dem das Tauon entsteht, und der Ort, in dem es zerfällt, durch mindestens eine Lage von Emulsionen getrennt. Bei kurzen Zerfällen entsteht und zerfällt das Tauon in derselben Bleiplatte (Abb. 3.10).

Im elektronischen Zerfallskanal ist es möglich, den Zerfall des Tauons durch die Bestimmung des so genannten ‚impact parameter‘ (I.P.) nachzuweisen. Dieser I.P. gibt den senkrechten Versatz des Ortes, an dem das Tauon zerfällt, zu der ursprünglichen Neutrinospur an. Der Vertex wird durch die Rekonstruktion der beteiligten Zerfallsteilchen bestimmt.

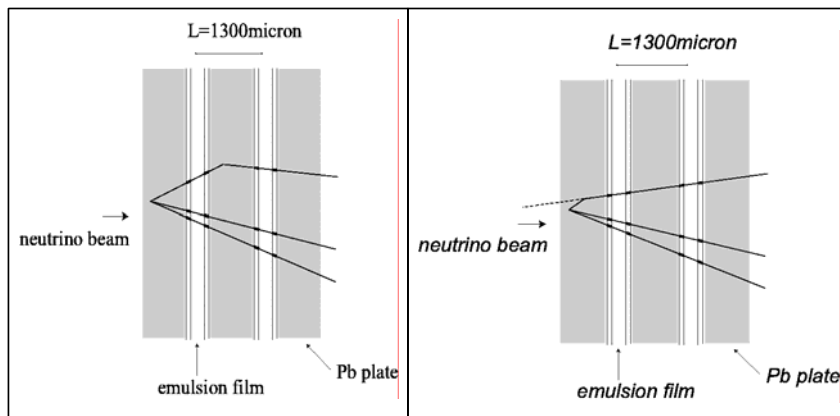


Abbildung 3.10: Zu erkennen sind Ausschnitte zweier Bricks. Auf dem linken Bild ist ein Beispiel für einen langen Zerfall dargestellt. Dabei sind der Entstehungsvortex des Tauons und dessen Zerfall durch eine Lage Emulsionsfilme getrennt. Das rechte Bild zeigt einen kurzen Zerfall.

Die Tabelle 3.1 gibt eine Zusammenfassung der Effizienzen für die unterschiedlichen Zerfallsmoden. Es ergibt sich eine Effizienz des OPERA-Detektors für den Taunachweis von 9,1%.

Zerfallsart	DIS lang	QE lang	DIS kurz	Gesamt
$\tau \rightarrow e$	3,0	2,3	1,3	3,4
$\tau \rightarrow \mu$	2,7	2,5	-	2,8
$\tau \rightarrow h$	2,2	3,5	-	2,9
Total	8,0	8,3	1,3	9,1

Tabelle 3.1: Aufgetragen sind die Effizienzen für den Taunachweis im OPERA-Detektor für die einzelnen Zerfallsmoden [Zim06]. Die Zerfälle sind unterteilt für die Wirkungsquerschnitte der ‚tief-inelastische Streuung‘ (DIS) und ‚quasi-elastische Streuung‘ (QE) für lange und kurze Zerfälle. Die Gesamteffizienzen für die Zerfallsmoden sind nach den Verzweungsverhältnissen der DIS- und QE-Reaktionen gewichtet.

Nach [Gul00] werden ca. 33000 Myon neutrino CC- und NC-Reaktionen und etwa 120 Tauneutrino-CC-Reaktionen bei $\sin^2 2\Theta = 1$ und $\Delta m^2 = 2,4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ erwartet. Diese Angaben gelten für eine Betriebsdauer des Myon neutrino-Strahls von 200 Tagen im Jahr bei $4,5 \cdot 10^{19} \text{ pot/Jahr}$, 5 Jahren Laufzeit und einer durchschnittlichen Targetmasse⁷ von 1,8 kt. Mit diesen Angaben lässt sich die erwartete Anzahl der Tau-Ereignisse beziehungsweise die Anzahl der Tauneutrinos im OPERA-Detektor angeben.

Δm^2	$1,9 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	$2,4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	$3,0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	Untergrund
1,8 kt	6,6 (10)	10,5 (15,8)	16,4 (24,6)	0,7 (1,1)
a)	8,0 (12,1)	12,8 (19,2)	19,9 (29,9)	1,0 (1,5)
b)	8,0 (12,1)	12,8 (19,2)	19,9 (29,9)	0,8 (1,2)

Tabelle 3.2: Anzahl der erwarteten Ereignisse bei unterschiedlichen Δm^2 für eine effektive Targetmasse von 1,8 kt. Die Angaben bei a) gelten für verbesserte Analyseverfahren sowie einer optimierten Brick-Auffindungsmethode. Die Angaben in Zeile b) beinhalten eine verbesserte Unterdrückung des Untergrundes. Die Werte in den Klammern gelten für eine Steigerung der Neutrinostrahlrate um den Faktor 1,5.

⁷Im Laufe der 5-jähriger Messzeit werden die Bricks zur Analyse entnommen. Aus diesem Grund nimmt die Targetmasse ab; deshalb wird von einer „durchschnittlichen“ Targetmasse gesprochen.

Die Anzahl der nachgewiesenen Tauneutrinos steht im direkten Zusammenhang mit dem Δm^2 -Wert. Die Tab. 3.2 gibt die Anzahl der erwarteten Tauneutrinos an, die im OPERA-Detektor nachgewiesen werden. Je größer Δm^2 ist, desto mehr Ereignisse werden detektiert. Aus diesem Grund sind die neueren Ergebnisse des MINOS-Experimentes (Abschnitt 2.2) von besonderem Interesse für OPERA, da der dort bestimmte Δm^2 -Wert höher als die von Superkamiokande oder K2K angegebenen Werte ist.

Kapitel 4

Der Precision Tracker

Der Precision Tracker ist ein Driftkammer-Detektor, der die Koordinaten der Myonenspur vor, innerhalb und hinter dem Dipolmagneten misst. Die Anforderungen an diese Detektorkomponente sind eine hohe Ortsauflösung, hohe Nachweiswahrscheinlichkeit und der sichere Betrieb ohne Verwendung giftiger und flammbarer Gase.

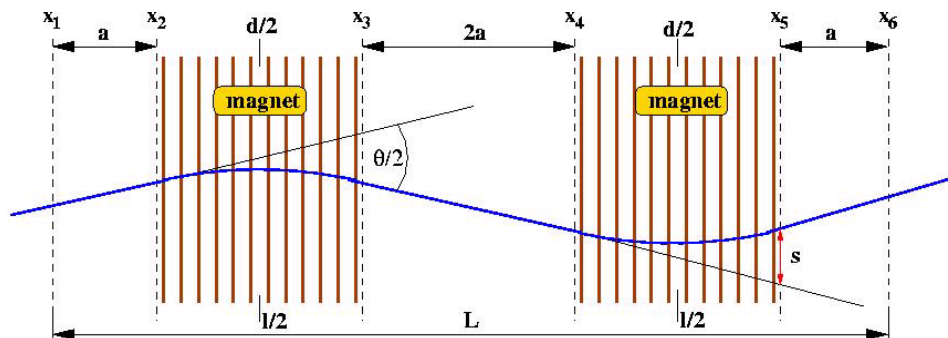


Abbildung 4.1: Die Impulsmessung und Ladungsvorzeichenmessung werden mit einem Spektrometer durch die Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld durchgeführt. In den beiden Wänden der Magneten sind die Felder entgegengesetzt gerichtet. Deshalb wird die Spur des Teilchens zweimal abgelenkt. Der jeweilige Winkel zu der ursprünglichen Spur weist auf den Impuls des Teilchens hin. An den Orten x_1 bis x_6 sind die Module der Driftröhren positioniert. Innerhalb der Magneten sind die RPCs angebracht. Driftröhren und RPCs weisen die Spur nach.

4.1 Aufbau

Der Precision Tracker besteht aus 7900 bzw. 7750 mm langen Aluminiumröhren mit einem äußeren Durchmesser von 38 mm; die Wanddicke beträgt 0,85 mm. Angeordnet sind die Driftröhrenmodule in 6 Wänden pro Spektrometer, zwei vor, zwei innerhalb des Dipolmagneten. Zwei Wände befinden sich hinter dem Magneten (Abb. 4.1). Die beiden Wände innerhalb des Magneten besitzen aus Platzgründen eine geringere Länge. Eine Wand besteht aus 15 bzw. 17 Modulen, die jeweils aus 48 Driftröhren bestehen. Der Grund, dass an einigen Positionen nur 15 Module pro Wand installiert wurden, liegt darin, dass der zusätzliche Raum an diesen Stellen von dem Roboter beansprucht wird, der für das Beladen und Entladen der Bricks zuständig ist.

Innerhalb eines Moduls sind die Röhren in 4 Lagen so positioniert, dass ein Minimum an Zonen mit geringer Nachweiswahrscheinlichkeit für eine Myonenspur existiert (Abb. 4.2). Das bedeutet, dass durch die Positionierung der einzelnen Lagen gegeneinander garantiert wird, dass ein Maximum an Driftröhren getroffen wird, wenn ein geladenes Teilchen die Module passiert.

Betrieben werden die Driftröhren mit einem Gasgemisch aus 80% Argon und 20% CO₂. Das gesamte Gasvolumen beträgt 80 m³.

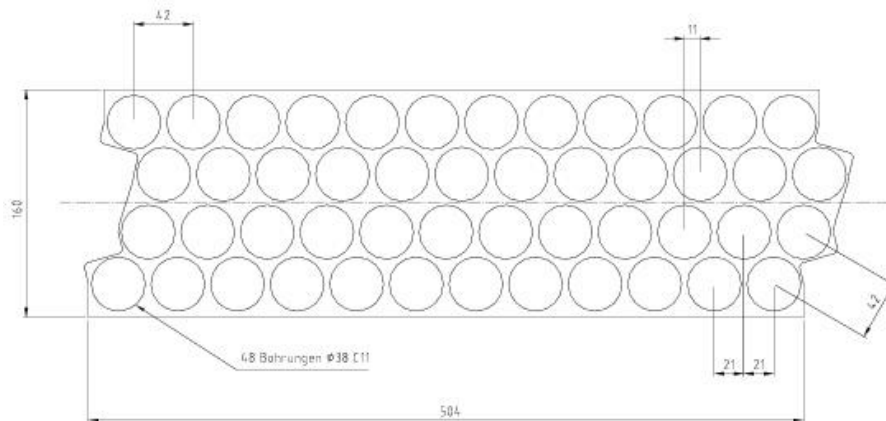


Abbildung 4.2: Dargestellt ist ein Lochblech, das die 48 Röhren eines Moduls positioniert. Ein Modul besteht aus 4 Lagen mit je 12 Röhren. Eine gesamte Wand innerhalb des Detektors besteht aus genannten Modulen. Sie werden mit der oben gezeigten Geometrie nebeneinander gestellt.

4.2 Anforderung an die Auflösung

Die Konstruktion der Driftröhrenmodule ist definiert durch die Anforderung an ihre Impulsauflösung von $\Delta p/p \leq 0,25$ für alle Energien bis zu 25 GeV/c. Durchquert ein Myon mit dem Impuls p das Spektrometer, so wird es zweimal mit je einem Winkel von $\Theta/2$ abgelenkt (siehe Abb. 4.1). Der Ablenkwinkel ist gegeben durch

$$\Theta = \frac{eBd}{p}.$$

Das Magnetfeld hat eine Stärke von $B = 1,55$ T. Die Dicke d der Eisenplatten des Magneten beträgt 1,2 m. Die Impulsauflösung ist gegeben durch [Zim05]

$$\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\Delta\Theta}{\Theta} = \frac{1}{eBd} \sqrt{6 \left(\frac{\varepsilon p}{a}\right)^2 + \frac{d}{X_0} \left(\frac{14MeV}{c}\right)^2},$$

mit ε als Fehler der Spurmessung und a als Abstand der zwei vorderen bzw. hinteren Modulwände. Bei der ausgewählten Geometrie des Spektrometers und der Bedingung für die Impulsauflösung müssen die Driftröhrenmodule eine Ortsauflösung von mindestens 636 μm erreichen. Diese Auflösung beinhaltet die intrinsische Auflösung der Driftzeit der Module, die Genauigkeit der Positionierung der einzelnen Module und die Drahtpositionierung in den Driftröhren sowie die Fehler der elektronischen Messtechnik.

4.3 Die Physik der Driftröhren

Zentraler Punkt dieser Arbeit ist die Untersuchung der OPERA-Driftröhren. Deshalb geht dieser Abschnitt näher auf die Physik von Driftröhren ein.

Driftzellen bestehen im Allgemeinen aus einer Anode und einer Kathode, zwischen denen ein elektrisches Feld liegt. Im Fall der OPERA-Driftzellen besteht die Anode aus einem 45 μm dicken Wolframdraht, der mit Gold beschichtet ist. Die Kathode ist ein Aluminiumzylinder, der an beiden Enden abgedichtet ist. Der Raum zwischen Anode und Kathode ist mit Gas gefüllt, dem so genannten Zählgas.

4.3.1 Durchgang geladener Teilchen durch ein Gasvolumen

Geladene Teilchen, die ein Gasvolumen durchqueren (Abb. 4.3), reagieren mit den Gasmolekülen bzw. den Gasatomen auf unterschiedliche Weise. Hier soll nur auf die Coulombwechselwirkung eingegangen werden, da sie die wahrscheinlichste ist.

Der differentielle Energieverlust der Teilchen, die das Gasvolumen durchqueren, lässt sich mit der Bethe-Bloch-Formel

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

berechnen [Bet30]. Dabei ist:

- N_0 : Avogadro Konstante,
- Z : Ordnungszahl des Materials,
- A : Massezahl des Materials,
- ze : Ladung des bewegten Teilchens,
- β : v/c ,
- m_e : Elektronenmasse,
- r_e : klassischer Elektronenradius,
- I : effektives Ionisationspotential des Materials.

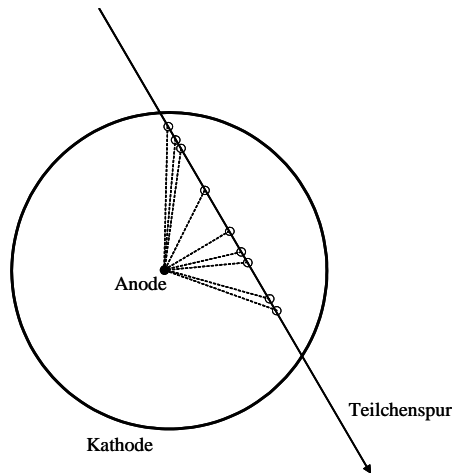


Abbildung 4.3: Querschnitt einer Driftzelle. Ein geladenes Teilchen durchquert den Gasraum und erzeugt auf seiner Spur Cluster von Elektronen und Ionen. Die Elektronen wandern entlang einer Feldlinie zur Anode, die Ionen zur Kathode.

Das effektive Ionisationspotential muss für das jeweilige Material gemessen werden. Jedoch ist der Zusammenhang $I = I_0 Z$ mit $I_0 \simeq 12$ eV eine gute Näherung.

Nach einem steilen Abfall der Funktion, der durch den Faktor β^{-2} dominiert wird, stellt sich ab $\beta \simeq 0,97$ ein konstanter Wert ein (Abb. 4.4). Für $\beta \rightarrow 1$ steigt der Energieverlust wieder an. Im Bereich, in dem die Funktion ihr Minimum durchläuft, werden die Teilchen als minimal ionisierend bezeichnet.

Der logarithmische Term in der Bethe-Bloch-Formel beschreibt den Anstieg des Energieverlustes. Hier liegt eine Möglichkeit für die Identifizierung von Teilchen, da bei einem festen Impuls der Energieverlust abhängig von der Masse eines Teilchens ist.

Bei einigen hundert GeV/c geht der Anstieg in einen konstanten Wert über.

Den Energieverlust von geladenen Teilchen kann man mit der Landauverteilung

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})}$$

annähern. Dabei ist $\lambda = (\Delta E - \Delta E_{\max})/\xi$ die reduzierte Energievariable, welche die Abweichung von der wahrscheinlichsten Energieabgabe angibt. $\xi = \frac{W}{2}X$ ist der durchschnittliche Energieverlust, der abhängig ist von der Strahlungslänge X . Entscheidend ist die deponierte Energie ΔE , die für die Ionisation der Gasmoleküle bzw. für die Anzahl der entstehenden Driftelektronen verantwortlich ist.

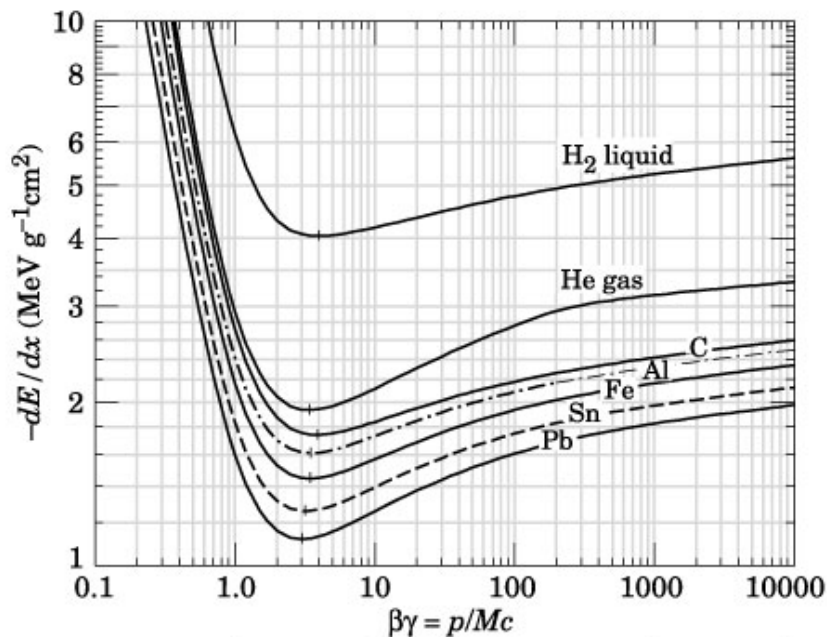


Abbildung 4.4: Dargestellt ist der spezifische Energieverlust in unterschiedlichen Materialien nach der Bethe-Bloch-Formel [Eid04].

Der typische lang auslaufende Teil der Landauverteilung beruht auf der Produktion von δ -Elektronen. Darunter versteht man Elektronen, die Energien größer einiger keV haben und durch direkte Stöße geladener Teilchen mit den Gasatomen oder der Kammerwand entstehen. Durch die starken

Variationen im Energieverlust einzelner Teilchen in einer Driftkammer ist bei dem Design der Elektronik darauf zu achten, dass diese einen hohen dynamischen Messbereich aufweist.

Durch die deponierte Energie von geladenen Teilchen in dem Gasraum werden Cluster von Elektronen/Ionen-Paaren erzeugt, dies wird als Primärionisation bezeichnet. Die Anzahl dieser Cluster folgt der Poisson-Statistik. Gibt n die durchschnittliche Anzahl der Primärionisationen an, so entstehen mit einer Wahrscheinlichkeit von

$$P_k^n = \frac{n^k}{k!} e^{-n}$$

k Primär-Ionisationen. Theoretisch gilt für die maximale Effizienz dieses Prozesses

$$\varepsilon = \sum_{k=1}^{\infty} P_k^n = 1 - P_0^n = 1 - e^{-n}.$$

Damit ergibt sich für typische Werte mit $n = 30$ für 1 cm eine Ineffizienz von 10^{-15} .

Liegt nun zwischen dem Anodendraht und der Kathode ein elektrisches Feld, so driften die Elektronen und Ionen zu den Elektroden. Angenommen, die Driftkammer hätte maximale Nachweisrate, so würden 100 Elektronen ein Signal von 10^{-17} C erzeugen. Da dies zu wenig ist, um es nachweisen zu können, ist eine Signalverstärkung notwendig. Diese wird durch den Effekt der Gasverstärkung ermöglicht. Dabei gewinnen die Elektronen bei ihrer Drift durch das elektrische Feld genügend hohe Energien, um weitere Atome zu ionisieren.

Im Fall einer zylindrischen Anordnung ist das elektrische Feld gegeben durch

$$\vec{E}(r) = \frac{V_0}{\ln[R_{Kathode}] - \ln[R_{Anode}]} \frac{\vec{r}}{r^2}$$

mit R als Radien für die Elektroden und dem Potential V_0 . Mit dem Townsend-Koeffizienten α erhält man die Anzahl der erzeugten Ionenpaare pro Driftstrecke. Der Kehrwert $1/\alpha$ entspricht der mittleren freien Weglänge. Sauli [Sau77] definiert die Verstärkung innerhalb einer Driftdistanz $\Delta x = x_2 - x_1$ als

$$A = \frac{N(x_2)}{N(x_1)} = \exp\left(\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx\right).$$

N bezeichnet die Anzahl der Ionenpaare zu Beginn und zum Ende der Driftstrecke. Durch die Signalverstärkung kann das Signal nun nachgewiesen werden, und man erhält ein Driftzeitspektrum (Abb. 6.1).

Es ist notwendig, aus der Zeitinformation eine Ortsinformation zu gewinnen, um eine Spurrekonstruktion durchführen zu können. Dies wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

4.3.2 Bestimmung der Driftzeit-Orts-Beziehung und die Genauigkeit der Ortsmessung

Voraussetzung ist zunächst ein Driftzeitspektrum einer homogen ausgeleuchteten Zelle. Daraus folgt, dass der Quotient von der Anzahl der Spuren dN in jedem infinitesimalen Abschnitt dr konstant ist. Aus der Driftzeit $v(t) = dr/dt$ folgt die Beziehung

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dN}{dr}v(t).$$

Durch Integration zwischen der minimalen und maximalen Driftzeit des Driftzeitspektrums gewinnt man nun die Driftzeit-Ort-Beziehung

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

Die Genauigkeit der Ortsmessung mit Driftkammern ist durch folgende Faktoren begrenzt [Zim99]:

- **Primärionisationsstatistik:** Die Cluster sind nicht kontinuierlich auf der Spur des Teilchens verteilt. Daraus ergibt sich, dass die Driftstrecke nicht gleich dem senkrechten Abstand zu der Teilchenspur ist. Dieser Fehler ist umso stärker, je näher man in Drahtnähe kommt.
- **Diffusion:** Die Elektronen driften zum Anodendraht. Auf dieser Strecke streuen die Elektronen an den Gasmolekülen und weichen so von ihrer Bahn ab. Damit ist nicht mehr gegeben, dass sie sich auf der Bahn mit dem minimalen Abstand bewegen. Mit zunehmendem Abstand zum Anodendraht nimmt dieser Effekt zu.
- **Fehler in der mechanischen Fertigung:** Dazu zählt die Positionierung des Drahtes innerhalb der Driftröhre.
- **Genauigkeit der Messtechnik:** Hierzu zählt die zeitliche Auflösung der Messtechnik sowie die Signalübermittlung in den Drähten zu der Ausleseelektronik.

Kapitel 5

Teststandbeschreibung

Um die Eigenschaften der Driftröhren im OPERA-Detektor zu untersuchen, wurde ein Teststand gebaut. Dieser Teststand besteht aus vier Modulen, die der Geometrie entsprechen, die im OPERA-Experiment Verwendung findet.

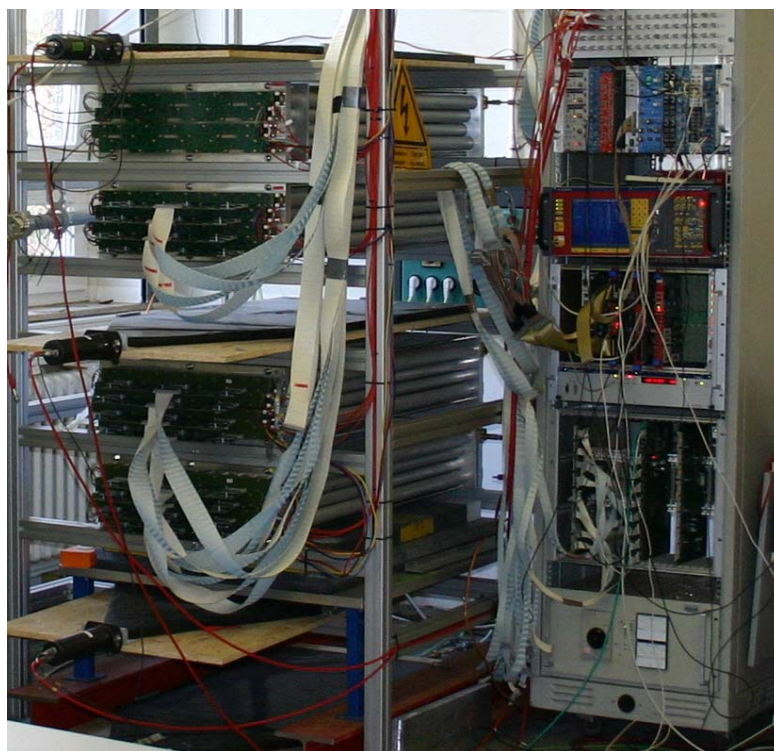


Abbildung 5.1: *Der Hamburger Teststand: Zu erkennen sind die vier Module. Zwischen den beiden oberen und den beiden unteren Modulen sind Szintillatoren angebracht. Neben den Modulen befindet sich die Elektronik.*

Der Unterschied zu den Driftmodulen im OPERA-Experiment und denen des Teststandes besteht darin, dass die Module des Teststandes nur eine Länge von einem Meter haben. Der äußere Röhrendurchmesser beträgt $3,8 \text{ cm}^{+0}_{-0,015} \text{ cm}$ und die Wandstärke $0,85 \text{ mm}^{+0}_{-0,015} \text{ mm}$. Ein Modul umfasst 48 einzelne Röhren. Die Module werden im liegenden Zustand betrieben, d. h. die Driftröhren befinden sich in horizontaler Stellung.

Der Nutzen dieses Aufbaus ist der, dass man aufgrund der $\cos^2 \vartheta$ -Verteilung der kosmischen Teilchen eine höhere Rate erhält. Zudem sind Veränderungen am Aufbau leichter vorzunehmen. Der Anodendraht besteht aus einem goldbeschichteten Wolframdraht der Firma CWF¹ mit einem Durchmesser von $45 \text{ } \mu\text{m}$.

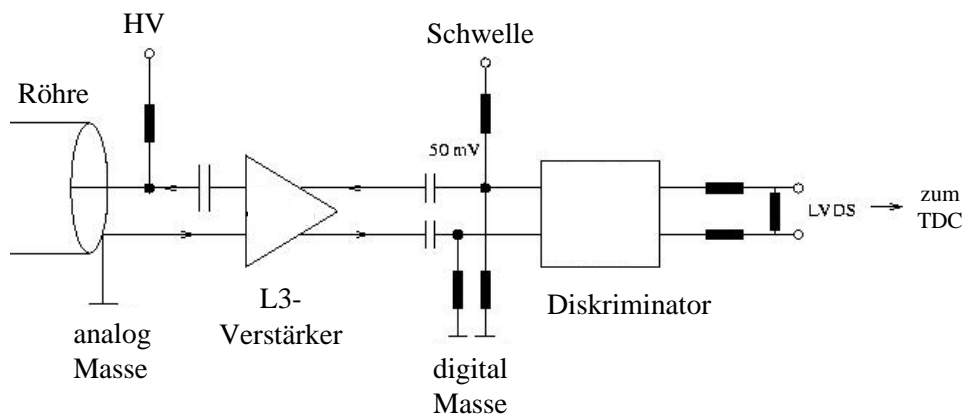


Abbildung 5.2: Schaltung für einen Kanal. Das Signal der Röhre wird vom L3 verstärkt. Danach bildet der Diskriminator ein digitales LVDS-Signal, welches vom TDC eingelesen wird.

Oberhalb und unterhalb der Module sind Szintillatoren angebracht, die als Trigger fungieren. Die beiden Szintillatoren sind vom Aufbau identisch und überdecken nahezu die gesamte Fläche der Module. Zwischen den Modulen und dem unteren Szintillator wurde eine 10 cm dicke Lage Blei gesetzt, zur Abschirmung schauernder Teilchen. Die Rate der Szintillatorsignale wurde über die Versorgungsspannung und Schwelle der NIM²-Diskriminatoren so eingestellt, dass die Rate der der kosmischen Teilchen entspricht.

Die Elektronik besteht aus der Hochspannungs- und der Verstärkerplatine, die identisch sind mit denen des OPERA-Experimentes. Die Hochspannungsplatine versorgt 12 Röhren mit Hochspannung. Zudem versorgt sie die Verstärkerplatine mit den notwendigen Spannungen für die Verstärker- und Diskriminatorchips. Die Analog- und Digitalmasse, sowie die Masse für

¹California Wire Factory

²Nuclear Instruments Modules

die Hochspannung wurden getrennt gehalten³. Die Verstärkerplatine trägt die Verstärker und die Diskriminatoren sowie die Schaltungen für die Temperaturmessung und die Schaltungen zum Einstellen der Schwellenspannung. Analog zur Hochspannungsplatine sind hier sämtliche Massen getrennt geführt. Die Signale werden mit dem Verstärker aus dem L3-Experiment [REW86] verstärkt. Das verstärkte Signal und ein invertiertes Signal verlassen den Verstärker und werden danach durch den Diskriminator MAX963 [Max05] der Firma MAXIM nach gegebener Schwellenspannung diskriminiert.

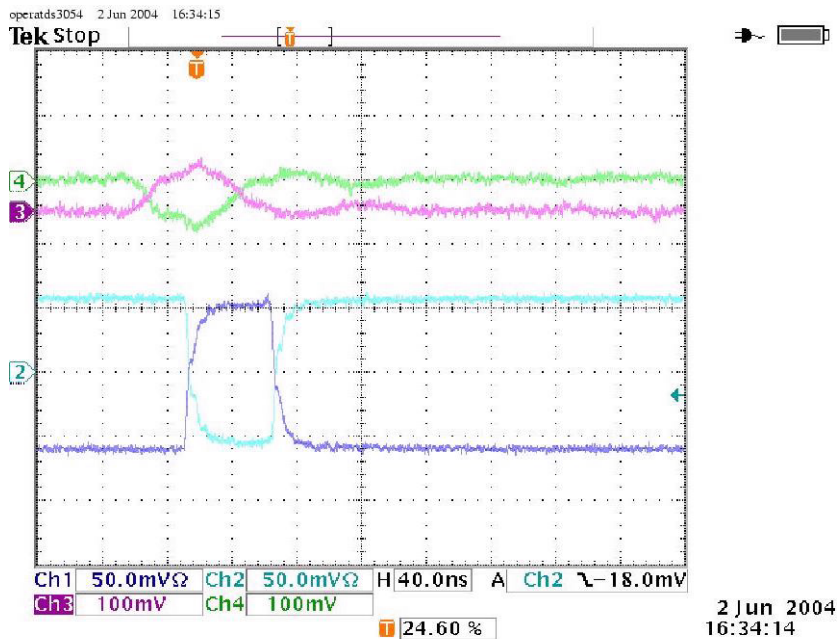


Abbildung 5.3: *Signal eines kosmischen Myons. Die differentiellen Signale oben geben das analoge Signal wieder, gemessen am L3-Verstärker. Unten das digitale Signal, gemessen hinter dem Diskriminator. Die zeitliche Verzögerung rührt von einem längeren Leitungsweg der digitalen Signale her.*

Die differentiellen Ausgangssignale liegen als LVDS⁴-Signale vor. Eine ausführliche Beschreibung der Elektronik findet sich in [Zim05]. Für die Zeitmessung zwischen dem in Koinzidenz geschaltetem Signal der Szintillatoren und dem Signal einer Röhre dient ein VME-TDC⁵ V1190A der Firma CAEN. Dieser TDC hat 128 unabhängige Kanäle und verarbeitet LVDS-Signale mit einer dynamischen Breite der Zeitmessung von $52 \mu\text{s}$ und mit

³Mit Analog- bzw. Digitalmasse sind die Massen der Verstärker- bzw. der Diskriminatorschaltkreise bezeichnet.

⁴Low voltage differential signaling

⁵Time to digital converter

einem LSB⁶ von 100 ps [TDC04].

Während der Messung werden die Module kontinuierlich mit vorgemischtem Gas versorgt. Damit wird sichergestellt, dass immer die gleiche Konzentration eines Gasgemisches vorliegt und dass kein Sauerstoff aus der Umgebungsluft die Messung verfälscht.

⁶Least significant bit

Kapitel 6

Messungen am Teststand

Im Folgenden werden die Messungen und Messergebnisse präsentiert, die an den zwei Testständen in Hamburg durchgeführt wurden. Zunächst wurde die Signaldämpfung an einer 8 m langen, einzelnen Driftröhre gemessen. Danach folgten die Messungen der Effizienz und Auflösung der Driftmodule in Abhängigkeit verschiedener Parameter sowie allgemeinere Messungen zu Driftröhren. Schließlich wurde die Elektronik hinsichtlich ihrer Güte bezüglich ihres Übersprechverhaltens untersucht.

6.1 Messergebnisse

Für die Datennahme wird der TDC im so genannten 'common stop' Modus betrieben. Das bedeutet, dass das Triggersignal der Szintillatoren für alle Kanäle des TDCs ein Zeitfenster öffnet. Innerhalb dieses Zeitfensters werden Zeiten für die angesprochenen Kanäle gespeichert. Später in der Auswertung wird das Triggersignal als zeitlicher Nullpunkt bezüglich der angesprochenen Kanäle definiert. Damit ergibt sich das Driftzeitspektrum von Abb. 6.1.

Eine schnelle Kontrolle über die Güte der Messung liefern Histogramme, in denen die Anzahl der Treffer pro Kanal (Hitmap) oder die Anzahl der durchschnittlich getroffenen Kanäle aufgetragen sind (Abb. 6.2). An diesen Histogrammen lässt sich schnell entscheiden, ob Kanäle übermäßig stark rauschen, oder ob sie defekt sind und gar nicht ansprechen.

6.1.1 Messprogramm

Nachfolgend soll kurz skizziert werden, wie nach einer Aufnahme einer Messreihe einzelne Spuren erkannt werden. Eine detailliertere Betrachtung findet sich in [Zim99].

Nachdem aus dem Driftzeitspektrum die $r(t)$ -Beziehung bestimmt wurde (siehe 4.2.1), sucht nun das Messprogramm nach Spuren unter den getroffenen Röhren. Dabei fehlt ihm jedoch die Information, ob die Spur des Teilchens rechts oder links am Draht verlief. Deshalb beginnt das Programm die vier möglichen Tangenten, an die erste und letzte getroffene Röhre zu legen. Ausgewählt wird die Tangente, bei der der Ausdruck

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(r_i - d_i)^2}{\sigma_i^2}$$

minimiert wird.

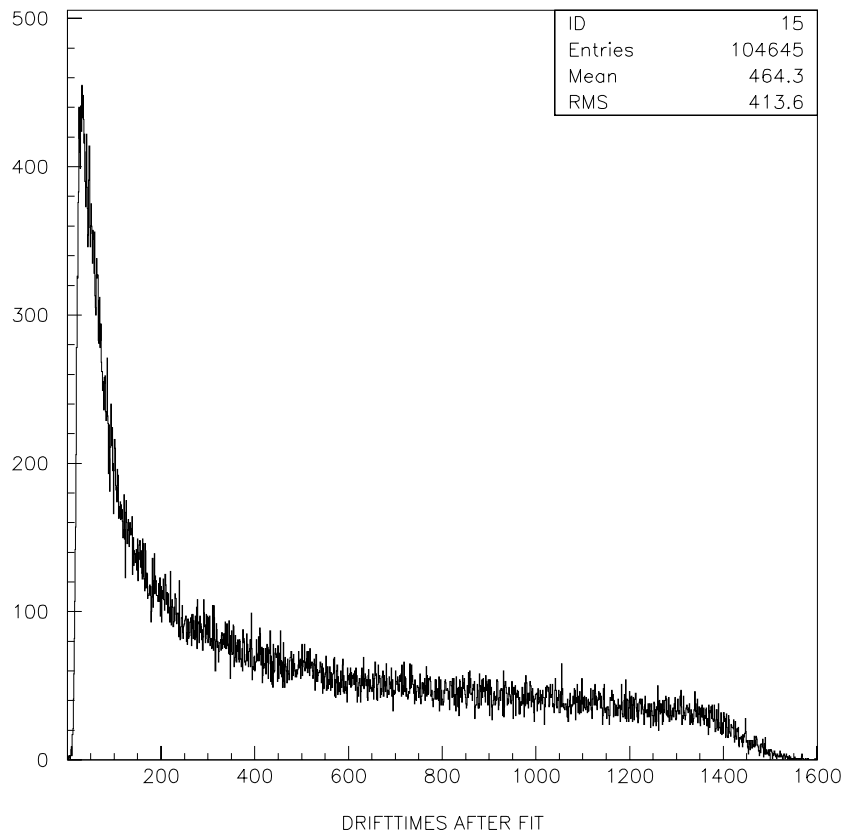


Abbildung 6.1: Das Driftzeitspektrum der Driftmodule mit 48 Kanälen. In diesem Histogramm sind alle Zeiten in ns eingetragen, die während der Messdauer aufgenommen wurden. Die angelegte Hochspannung betrug 2350 V bei einer Diskriminatorschwelle von 50 mV.

Dabei gibt r_i die Abstände der n getroffenen Röhren an, die sich aus der $r(t)$ -Beziehung ergeben, d_i bezeichnet die senkrechten Abstände zu den Tangenten. Die mittlere Ortsauflösungen σ_i werden zunächst für alle Abstände als konstant angenommen.

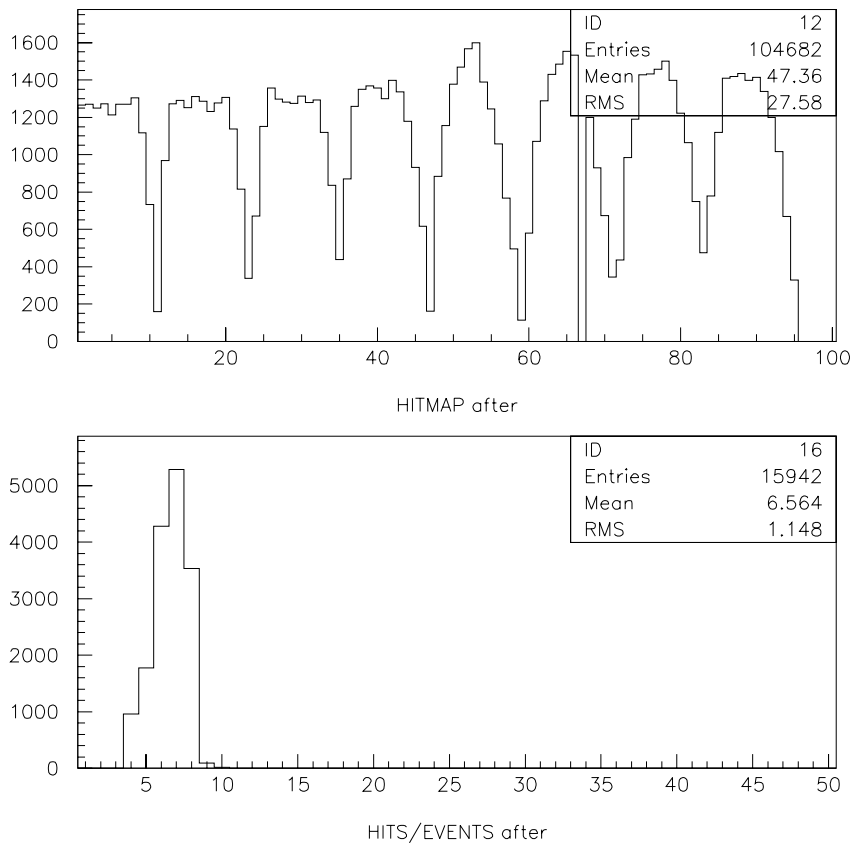


Abbildung 6.2: Das obere Histogramm stellt die Anzahl der Treffer pro Kanal dar. Es ist zu erkennen, dass Kanal 67 keinen Treffer registriert hat. Das zeigt, dass hier ein Defekt vorliegt. Die acht Lagen aus zwölf Driftröhren der zwei Module sind durch ein Ansteigen und Absinken der Trefferanzahl zu erkennen. Dies ist aufgrund der Szintillatorstellung zu erklären: Wegen der Koinzidenzschaltung werden Röhren am Rand seltener getroffen. Das untere Histogramm zählt die Anzahl der getroffenen Röhren pro Ereignis. In diesem Fall wurden durchschnittlich 6,56 Röhren getroffen.

Ist die tatsächliche Spur gefunden, beginnt ein iterativer Prozess mit dem Ziel, die $r(t)$ -Beziehung so anzupassen, dass der Ausdruck χ^2 minimiert wird. Die Differenz aus dem Abstand der gemessenen Driftstrecke der ursprünglichen $r(t)$ -Beziehung und dem Abstand der Driftstrecke aus der angepassten $r(t)$ -Beziehung ist das Residuum. Die Breite der Residuenverteilung aller Messpunkte gibt die Ortsauflösung einer Einzelröhre an.

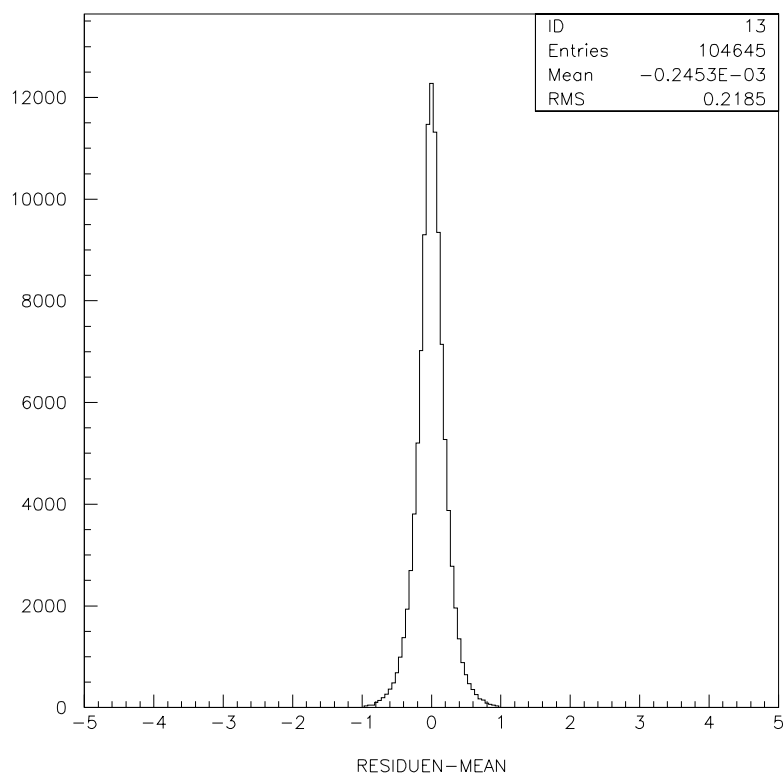


Abbildung 6.3: Dargestellt ist die Residuenverteilung einer Messreihe. Die quadratische Abweichung von der Residuenverteilung gibt die Spurauflösung an.

In Abb. 6.4 (unten) ist zu erkennen, dass die Auflösung nahe am Draht durch die Fluktuationen der Primärionisation schlechter wird. Für Abstände die weiter vom Draht entfernt sind wird die Auflösung zunächst besser, bis sie wiederum durch Diffusion für größere Drahtabstände verschlechtert wird.

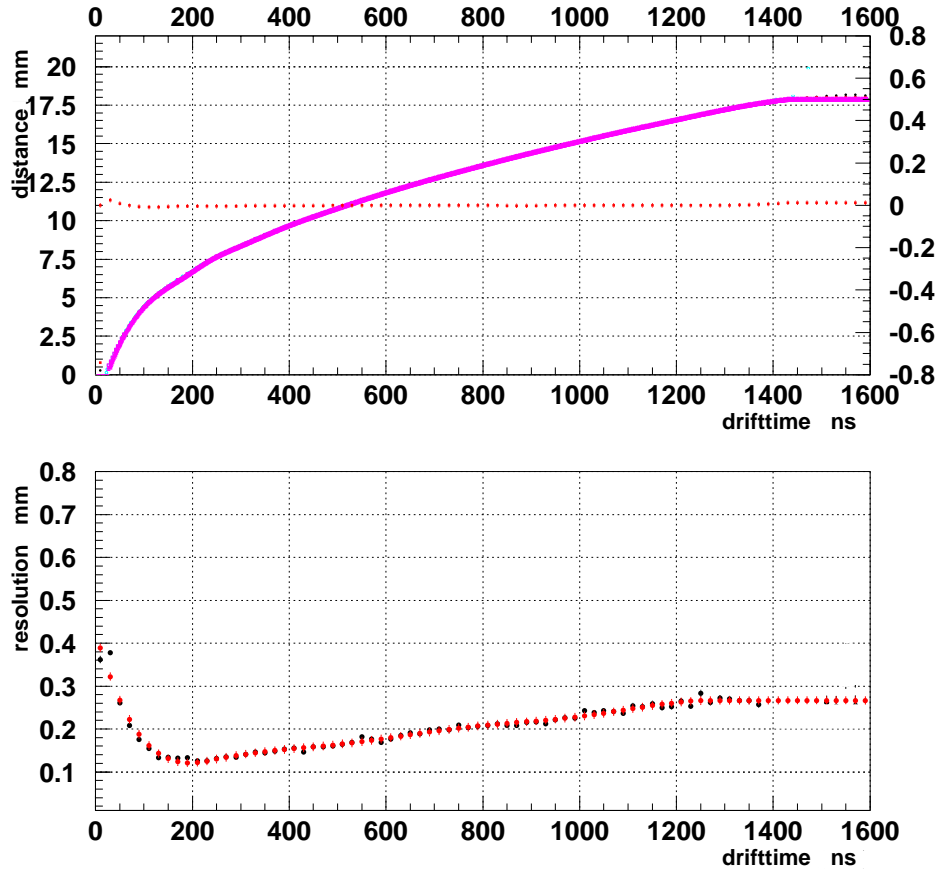


Abbildung 6.4: Oberes Bild: $r(t)$ -Beziehung. Die Punkte geben die Differenz zwischen der angegebenen $r(t)$ -Beziehung und der aus der vorherigen Iteration an. Das untere Bild gibt die Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Driftzeit an.

6.1.2 Signaldämpfung

Die Signaldämpfung wurde an einer einzelnen 8 m langen Driftröhre gemessen. Die Geometrie der Driftröhre entspricht der, die im OPERA-Detektor verwendet wird. In einem Abstand von 50 cm wurden kleine Löcher gebohrt, die mit Kaptonfolie und Klebeband wieder verschlossen wurden, um ein Austreten von Gas aus der Röhre zu vermeiden bzw. die Reinheit des Gasgemisches zu gewährleisten. Die Ausleseelektronik besteht aus einem L3-Verstärker und ist an einem Ende der Röhre angebracht. Die andere Seite ist mit einem Widerstand und Kondensator terminiert, um Signalreflexionen zu

vermeiden. Diese Reflexionen können das eigentliche Signal überlagern und somit die Messung erschweren. Der Widerstand wurde entsprechend dem Wellenwiderstand Z_W des Rohres gewählt. Er ist durch den Ausdruck

$$Z_W = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

gegeben. Die Induktivität L und die Kapazität C eines Rohres sind gegeben durch

$$L = \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right), \quad C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}.$$

Für einen Drahtdurchmesser von $a = 45 \mu\text{m}$ und einen Röhreninnendurchmesser von $b = 3,84 \text{ cm}$ ergibt sich ein Widerstandswert von 404Ω .

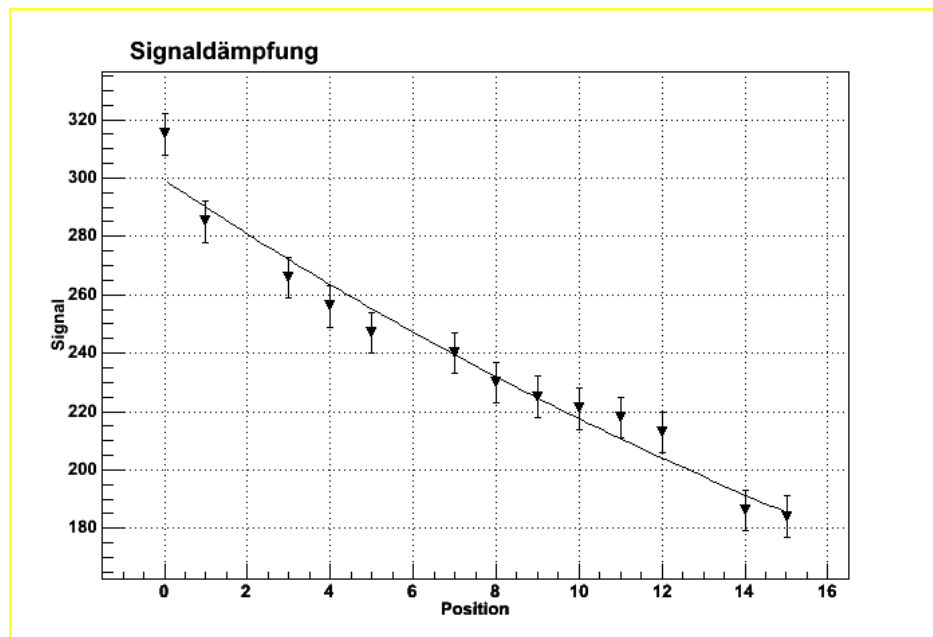


Abbildung 6.5: Gemessen wurden die Pulshöhen einer ^{55}Fe -Quelle an den Positionen $i = 0 - 15$, die sich in einem Abstand von $x_i = i \times 0,5 \text{ m}$ zum Verstärker befanden. Der Graph ist eine exponentiell angepasste Kurve an die Messwerte.

Durch die angebrachten Löcher wird das Gas in der Röhre mit einer ^{55}Fe -Quelle bestrahlt. Die Gammastrahlen mit einer mittleren Energie von 5.89 keV deponieren ihre gesamte Energie an einem Punkt und erzeugen so ein Cluster aus Elektronen/Ionen-Paaren. Die Höhe des daraus entstehenden Signals wird in Abhängigkeit von der Entfernung zur Ausleseelektronik gemessen. Die Eisenquelle wurde gewählt, um gut definierte Impulse zu bekommen, die gegenüber den kosmischen Teilchen zusätzlich eine hohe Rate haben. Die Abb. 6.5 gibt das Ergebnis dieser Messung wieder. Die Pulshöhen wurden für jede Position der Löcher im Abstand $x_i = i \cdot 0,5$ m mit $i = 0 - 15$ gemessen. Der Verlauf der Kurve lässt sich mit der Exponentialfunktion

$$U_1 = U_0 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

beschreiben. Die Dämpfungslänge ergibt sich aus der exponentiellen Ausgleichsfunktion und hat den Wert

$$\lambda = (32,1 \pm 0,2) \text{ m.}$$

Diese Messung zeigt, dass 8 m langen Driftröhren zur Koordinatenmessungen verwendet werden können.

6.1.3 Strommessung

Bevor der Arbeitspunkt einer Driftzelle bestimmt werden kann, muss zunächst der gesamte mögliche Arbeitsbereich der Driftzelle ermittelt werden, innerhalb dessen die Röhren und die Elektronik ohne Schädigung betrieben werden können.

Im Besonderen muss vermieden werden, dass aufgrund einer zu hohen Spannung zwischen Anodendraht und Kathodenwand eine selbständige Gasentladung stattfindet, welche zu dauerhaften Schäden führen kann.

Sobald man mit steigender Hochspannung in den Bereich der Gasentladung kommt, beginnt ein Strom zu fließen. Abb. 6.6 zeigt den Stromverlauf von vier Lagen eines Driftröhrenmoduls in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung. Die Röhren sind wie im regulären Betrieb mit einem Gasgemisch von 80% Argon und 20% CO_2 gefüllt. Bis zu einer Spannung von 2700 V ist der Stromfluss im nA Bereich und daher zu vernachlässigen. Oberhalb von 2700 V beginnt der Stromfluss in allen vier Lagen stark anzusteigen, was darauf zurückzuführen ist, dass eine Gasentladung stattfindet.

Aus diesem Grund soll in den folgenden Messungen vermieden werden, die Driftröhren oberhalb einer Spannung von 2700 V zu betreiben.

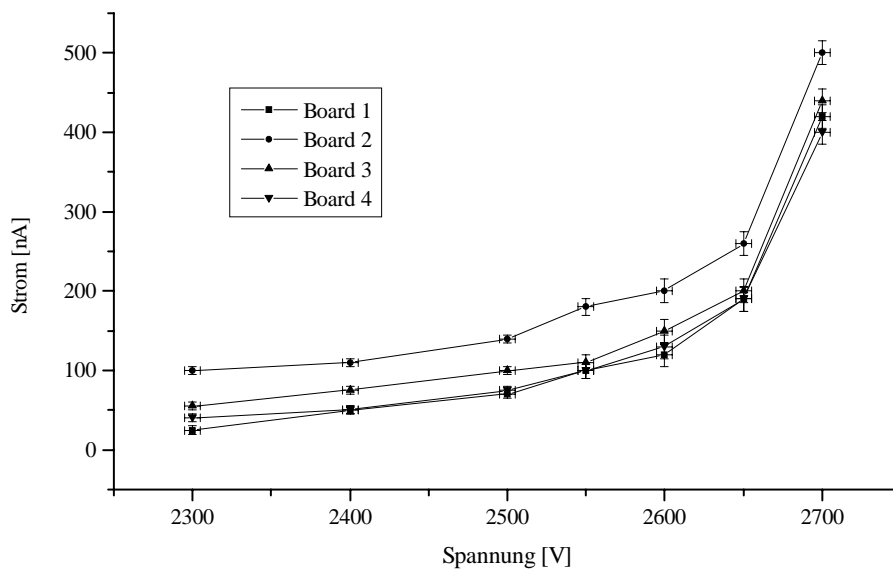


Abbildung 6.6: Der Strom auf den Platinen und zwischen der Anode und Kathode wurde in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung zwischen Anodendraht und Kathode gemessen. Die Boards 1 bis 4 bezeichnen die vier Lagen innerhalb eines Moduls.

6.1.4 Effizienz und Auflösung in Abhängigkeit von der Hochspannung

Für die Messungen der Auflösung und Effizienz in Abhängigkeit von der Hochspannung wurden Daten zwischen 2100 V und 2600 V bei einer Schwellenspannung von 50 mV und einer analogen Spannungsversorgung von 3,5 V aufgenommen.

Bestimmung der Effizienz

Im Bezug auf Effizienz wird zwischen der Treffer- und der Spureffizienz unterschieden. Die Treffereffizienz ist durch den Quotienten $\varepsilon_{hit} = N_{Röhre}/N_{gesamt}$ definiert. Dabei bezeichnet N_{gesamt} die Anzahl der Teilchenspuren durch eine bestimmte Röhre, $N_{Röhre}$ bezeichnet die Anzahl der durch eine bestimmte Röhre detektierten Treffer.

Der Grund für diese Untersuchung besteht darin, dass ein Arbeitspunkt für die Driftzellen gefunden werden muss, bei dem ein geladenes Teilchen ausreichend Ladung hat, um ein Signal zu erzeugen, das oberhalb einer gegebenen Diskriminatorschwelle liegt.

Die Treffereffizienz unterscheidet nicht zwischen Signalen in der Röhre, die von Rauschen bzw. Crosstalk herrühren oder denen die durch eine Teilchenspür verursacht sind (Abb. 6.7).

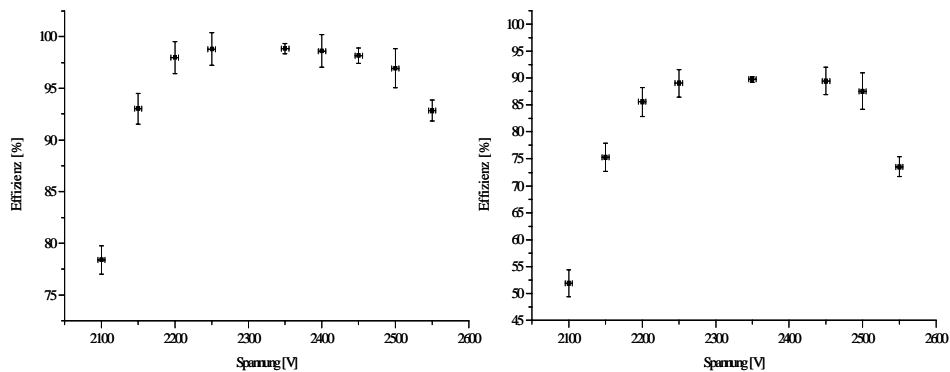


Abbildung 6.7: Das linke Bild zeigt die Abhängigkeit der Treffereffizienz von der Hochspannung. Das rechte Bild gibt den Zusammenhang zwischen Spureffizienz und Hochspannung wieder.

Diese Unterscheidung macht die Spureffizienz. Sie überprüft zusätzlich, ob bei einem Signal in der Röhre die zugehörige Driftzeit innerhalb des 3σ -Bereichs¹ zu der Spur liegt.

Bestimmung der Auflösung

Die Auflösung ergibt sich aus der Breite der Residuenverteilung. Die Ortsauflösung ist abhängig von der angelegten Hochspannung (Abb. 6.8). Zwischen 2300 V und 2500 V liegt die Auflösung unter $240 \mu\text{m}$ und verhält sich annähernd konstant.

¹Die Normalverteilung wird von dem Mittelwert μ und der Standardabweichung σ bestimmt. Für $\mu = 0$ und $\sigma = 1$ spricht man von der Gaußverteilung. Integriert man über die Gaußverteilung, so findet man, dass die Wahrscheinlichkeit den Wert x außerhalb $\pm 3\sigma$ zu finden $0,27 \%$ beträgt.

Der beste Wert für die Auflösung bei einer Schwelle von 50 mV ergibt sich bei einer Spannung von 2500 V. Die Auflösung bei diesem Wert beträgt 223 μm . Bei einem weiteren Anstieg beginnt die Auflösung, die das Programm berechnet, wieder schlechter zu werden. Das liegt daran, dass bei hohen Spannungen vermehrt Crosstalk-Ereignisse auftauchen. Dies kann dazu führen, dass das Rekonstruktionsprogramm (siehe 6.11), Röhren mit einem Störungs-Signal auswählt, durch die keine Spur verlief. Dies geschieht umso häufiger, je größer die Hochspannung ist.

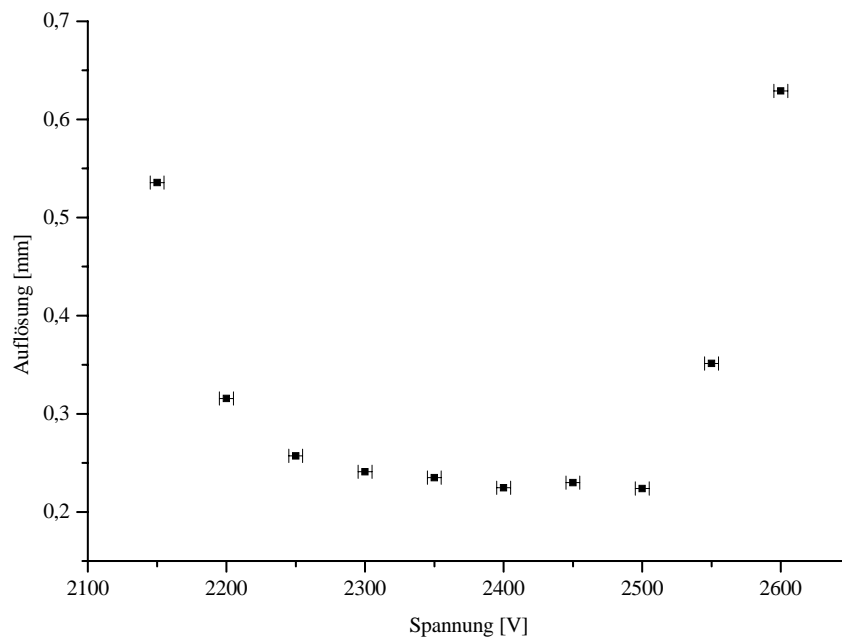


Abbildung 6.8: Aufgetragen ist die Auflösung in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung.

6.1.5 Auflösung und Effizienz in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung des Verstärkers

Der Arbeitsbereich für die Versorgungsspannung des L3 beträgt 3-5 V [Rew86]. Wie in [Fer06] gezeigt wird, ist die maximale Ausgangsspannung der Ausgangssignale des L3-Verstärkers abhängig von seiner Versorgungsspannung. Aus diesem Grund wurde der Einfluss der analogen Versorgungsspannung auf die Ergebnisse für Effizienz und Auflösung untersucht (Abb. 6.9).

Bei den Messungen wurden die Werte für die Hochspannung von 2350 V und einer Schwellenspannung des Diskriminators von 50 mV konstant gehalten.

Eine Abhängigkeit der Treffer- und Spureffizienz bezüglich der Spannung des Verstärkers ist nicht zu erkennen. Innerhalb des Arbeitsbereiches des Verstärkers schwankt die Treffereffizienz um einen Mittelwert von 99,36 %. Die Spureffizienz schwankt um 88,16 %.

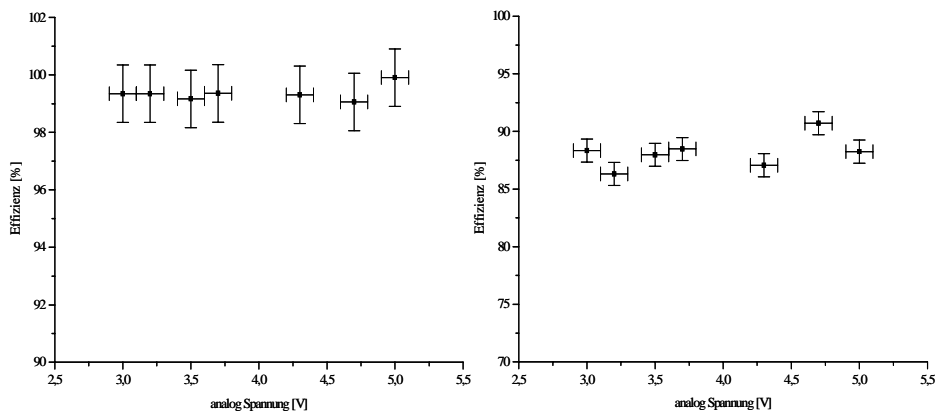


Abbildung 6.9: Das linke Bild zeigt den Zusammenhang zwischen der Treffereffizienz und der Versorgungsspannung des Verstärkers. Das rechte Bild zeigt die Abhängigkeit der Spureffizienz von der Versorgungsspannung des Verstärkers.

Die größte Abweichung der Auflösung in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung des Verstärkers beträgt $14 \mu\text{m}$ (Abb.6.10). Mit dieser Abweichung kann die Auflösung in Abhängigkeit von der analogen Spannungsversorgung als konstant angesehen werden. Die angegebenen Fehler der Auflösung entsprechen den mathematischen Fehlern der Spurrekonstruktion und beinhalten nicht Schwankungen der Hochspannung, des Druckes und der Temperatur.

Die Ergebnisse dieser Messungen weisen darauf hin, dass die Spannung, mit der der L3-Verstärker innerhalb seines Arbeitsbereichs betrieben wird, keinen Einfluss auf die Effizienz und die Auflösung hat.

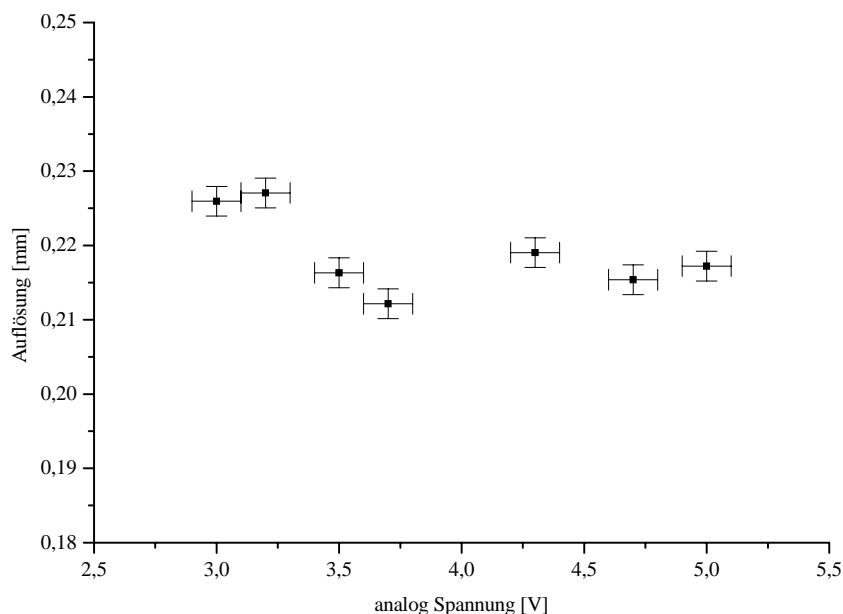


Abbildung 6.10: Auflösung in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung des Verstärkers

6.1.6 Auflösung und Effizienz in Abhängigkeit von der Schwellenspannung

Die Schwellenspannung am Diskriminator entscheidet, wie groß die Pulshöhen der Signale nach einer Verstärkung durch den L3-Verstärker sein müssen, um weitergeleitet zu werden. Ist die Schwelle zu hoch gewählt, so werden nicht alle Signale von Röhren, durch die eine Teilchenspur führt, zum TDC weitergeleitet. Dies ist der Fall, wenn das Teilchen nur einen geringen Anteil seiner Energie in der Röhre deponiert, z.B. weil es am Rand der Röhre nur eine geringe Wegstrecke innerhalb des Zählgases durchquert. Ist die Schwelle zu niedrig gewählt, so kann das Rauschen der Elektronik die Messergebnisse dominieren.

Die Abb. 6.11 zeigt die Treffer- und Spureffizienz in Abhängigkeit von der Schwellenspannung. Hier ist bei der Treffereffizienz deutlich ein Anstieg bei einer Verringerung der Schwellenspannung zu erkennen. Das ist damit zu erklären, dass, wie oben beschrieben, nicht alle Signale, die einer Spur zuzuordnen sind, vom Diskriminator weitergeleitet werden. Bei Verringerung der Schwellenspannung nähert sich die Effizienz einem Wert von 99 % an und verbleibt konstant bei einer weiteren Absenkung. Ab einer Schwellenspan-

nung von 120 mV ist eine Treffereffizienz $>99\%$ erreicht. Das rechte Diagramm in Abb. 6.11 zeigt die Abhängigkeit zwischen der Spureffizienz und der Schwellenspannung. Wiederum steigt mit sinkender Schwellenspannung die Effizienz, bis sie sich einem konstanten Wert annähert. Bei 130 mV ist ein Wert von 82 % erreicht. Ab der Schwelle <40 mV beginnt die Spureffizienz wieder abzufallen. Dies ist durch die Zunahme von Ereignissen zu erklären, die einem Rauschen zuzuordnen sind.

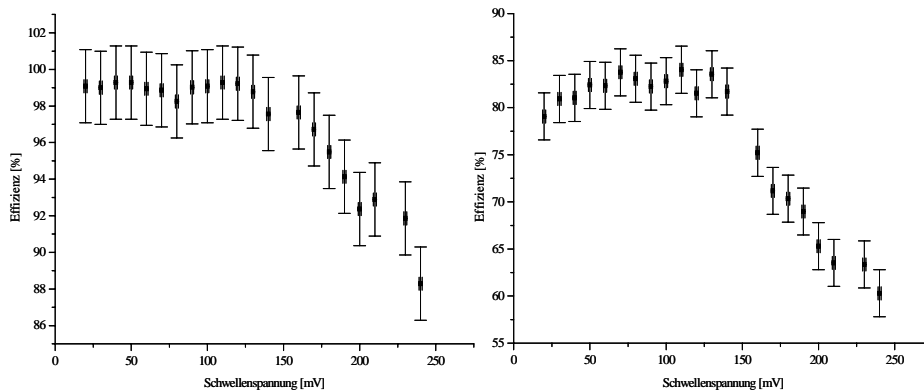


Abbildung 6.11: Das linke Bild zeigt die Treffereffizienz in Abhängigkeit von der Schwellenspannung. Das rechte Bild zeigt den Zusammenhang zwischen Spureffizienz und Schwellenspannung.

Die Auflösung der Module wird bei abnehmender Schwellenspannung besser (Abb. 6.12). Durchquert ein geladenes Teilchen das Gasvolumen, so hinterlässt es auf seiner Spur so genannte Cluster, die zum Draht hinwandern. Das Signal des ersten Clusters, welches oberhalb der Schwellenspannung liegt, gibt das Zeitsignal für die Messung vor. Wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben, sind diese Cluster auf der Teilchenspur poissonverteilt, wobei ihre Größe (d.h. die totale Anzahl der freigesetzten Elektronen [Bec99]) schwankt. Bei niedriger Schwellenspannung können auch kleinere Cluster nachgewiesen werden, die näher an dem senkrechten Abstand der Spur vom Signaldraht liegen und damit die Auflösung erhöhen.

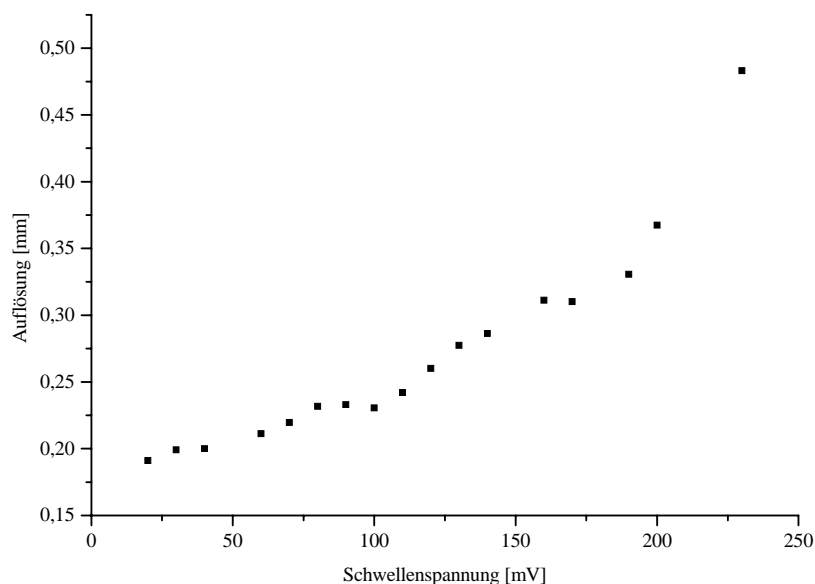


Abbildung 6.12: Zusammenhang zwischen Auflösung und Schwellenspannung.

6.1.7 Auflösung und Effizienz in Abhängigkeit des Gasgemisches

In Abschnitt 4.2 wurde beschrieben, was passiert, wenn sich ein geladenes Teilchen durch ein Gasvolumen bewegt und von welchen Faktoren die Auflösung abhängt. In diesem Abschnitt wird untersucht, wie sich unterschiedliche Gasmischungen auswirken. Der Precision Tracker wird mit einem Gemisch aus Argon und CO_2 betrieben. Dies entspricht der Anforderung, dass ein nicht brennbares und ungiftiges Gas verwendet werden soll.

Argon als Hauptbestandteil des Gemisches wurde gewählt, weil es als Edelgas keine Elektronen anlagert und sich nicht zu Molekülen zusammenschließt. Damit hat es im Vergleich zu mehratomigen Molekülen weniger Freiheitsgrade, mit denen es den driftenden Elektronen Energie abnehmen kann, die dann für die Ionisation fehlt. Aus den Edelgasen werden möglichst schwere Elemente gewählt, die über viele Elektronen verfügen. Damit soll eine hohe Primärionisation erzielt werden. Argon stellt innerhalb der Edelgase den Kompromiss aus Kosten und Nutzen dar.

Die Driftgeschwindigkeit lässt sich mit Gasen, die ein hohes Dipolmoment haben, erhöhen, wie zum Beispiel Tetrafluormethan (CF_4) [Dec00]. Damit lässt sich die Totzeit der Driftkammern gering halten. Da jedoch OPERA ein Niedrigraten-Experiment ist, ist der Einsatz von schnellen Zählgasen nicht notwendig, zumal Tetrafluormethan die Fähigkeit zur Elektronenanlagerung hat [Chr84], was die Gasverstärkung vermindert.

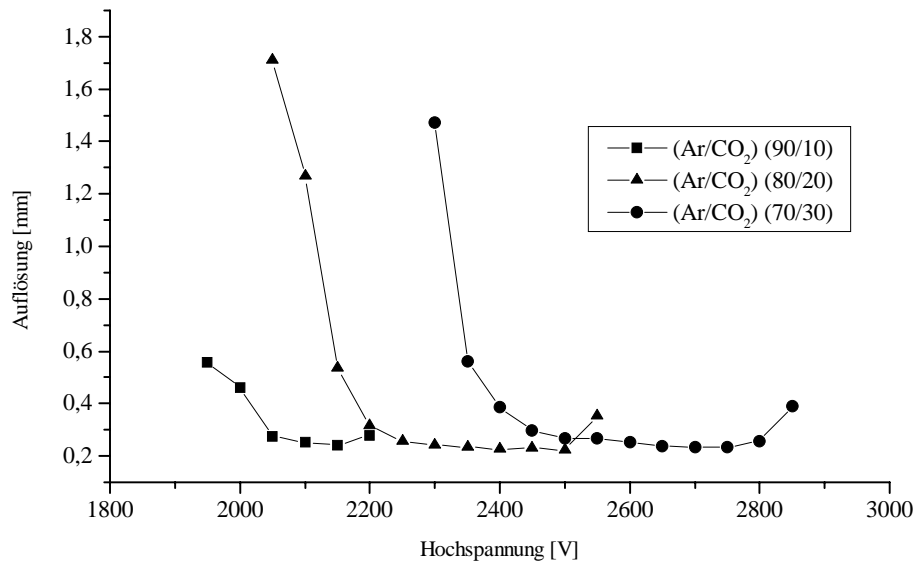


Abbildung 6.13: Das Verhalten der Auflösung in Abhängigkeit von der Spannung ist für verschiedene Gasmischungen unterschiedlich. Dargestellt sind drei unterschiedliche Gemische.

Nah am Draht ist die Feldstärke so stark, dass eine Lawinenbildung der Elektronen einsetzt. Die dabei entstehenden Photonen können Nachpulse und Dauerentladungen verursachen. Um das zu verhindern, wird Kohlenstoffdioxid als Quencher eingesetzt. Ein Quencher ist ein Molekül, das einen hohen Wirkungsquerschnitt zum Einfang von Photonen besitzt.

Weiterhin unterdrückt die Ar/CO_2 Mischung den bei anderen Gasen beobachteten Effekt, dass sich an der Anode durch den Malter-Effekt [Mal36] Ablagerungen ansammeln [Fos86].

Untersucht wurde das Gasmisch Ar/ CO_2 in dem Verhältnis der Konzentrationen 90/10, 80/20 und 70/30. Auflösung und Effizienz wurden beide in Abhängigkeit der Hochspannung, bei einer Schwellenspannung von 50 mV untersucht. Aus Abb. 6.13 sieht man, dass für höhere Konzentrationen von Argon die Auflösung einen Wert von unter 300 μm schon ab geringeren

Hochspannungen erreicht. Dabei wird für die Konzentration von 80/20 die beste Auflösung von $224 \mu\text{m}$ bei 2500 V erreicht, bevor höhere Spannungen und damit ein höheres Aufkommen von Crosstalk die Auflösung wieder schlechter werden lassen. Die Verschiebung der Auflösungskurven für höhere Konzentrationen von Argon hin zu niedrigeren Spannungen wird damit erklärt, dass, wie oben beschrieben, bei Argon im Vergleich zu mehratomigen Gasen bereits bei niedrigeren Feldstärken bzw. Spannungen die Lawinenbildung einsetzt. Liegt also ein höherer Argonanteil vor, so reicht eine geringere Spannung für die Gasverstärkung aus.

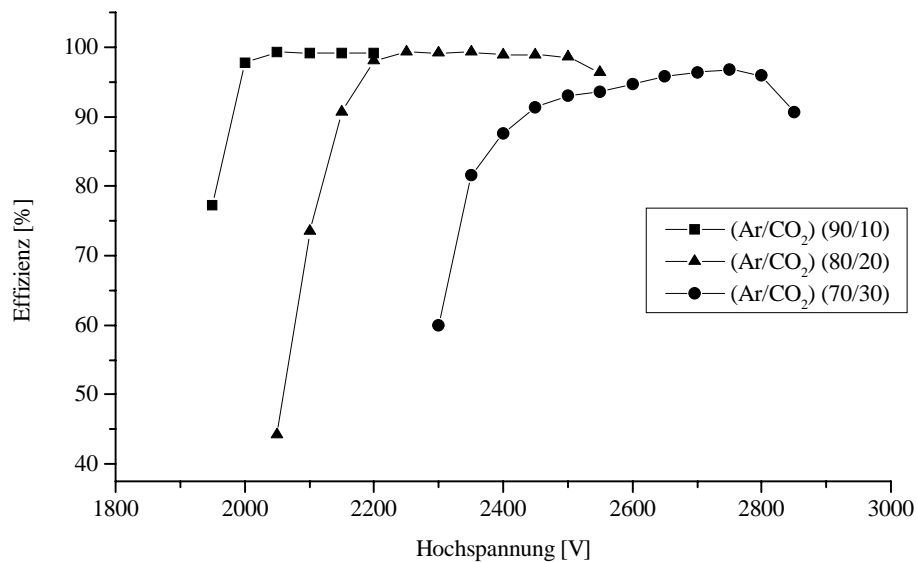


Abbildung 6.14: Die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Hochspannung ist wie die der Auflösung abhängig vom Gasgemisch. Dargestellt ist das Verhalten für drei unterschiedliche Gemische von Argon und Kohlenstoffdioxid.

Das gleiche Verhalten wie bei der Auflösung findet sich auch in der Effizienzmessung (Abb. 6.14). Bei dem Verhältnis der Konzentration von 90/10 beträgt die Effizienz mehr als 90 % ab einer Spannung von 2000 V. Bei dem 80/20 Verhältnis übersteigt die Effizienz die 90 % bei 2150 V und bei 70/30 bei 2450 V.

6.1.8 Multiplizität

Die Multiplizität gibt an, wie viele Röhren bei einem Durchgang eines geladenen Teilchens angesprochen haben. In unserem Fall für zwei Module mit je vier Lagen ist ein Wert von acht getroffenen Röhren ein Maximalwert für die Anzahl getroffener Röhren. Die Multiplizität ist abhängig von der angelegten Spannung zwischen Anodendraht und Röhrenwand sowie von der eingestellten Schwellenspannung. Der durchschnittliche Wert für die Multiplizität der verwendeten Geometrie und der Szintillatorstellung wurde mit einer GEANT-Simulation ermittelt. Dabei ergab sich ein Durchschnittswert an getroffenen Zellen von 7,1905.

Bestimmt wurde die Multiplizität aus dem Histogramm, in dem die Anzahl der pro Ereignis (Durchgang einer Spur durch das Modul) aufgetragen wurde. Der Durchschnittswert einer Gaußverteilung dieses Histogramms ergab die Multiplizität.

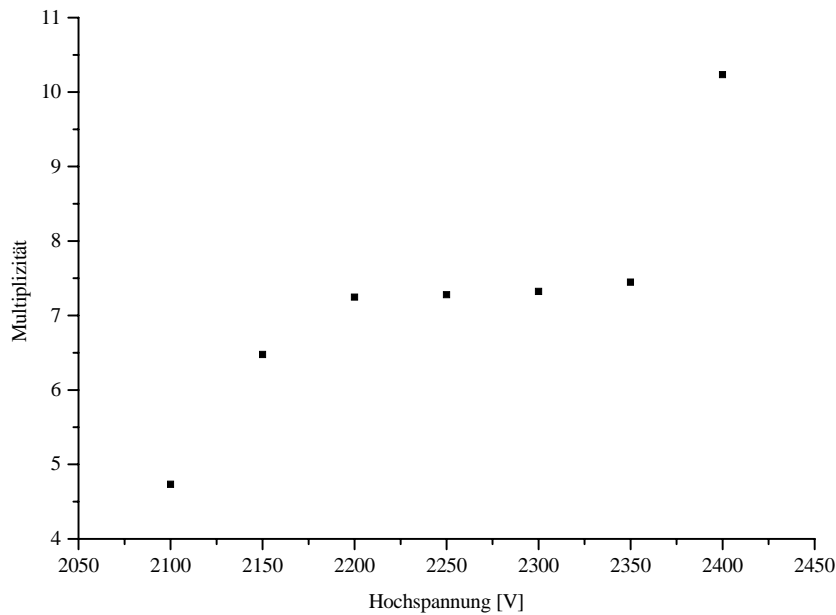


Abbildung 6.15: *Multiplizität in Abhängigkeit von der Hochspannung*

Aus der Form der Multiplizitätskurve lassen sich drei Phasen ausmachen. Zunächst erreicht die Driftkammer mit zunehmender Hochspannung die Verstärkungsphase (Abb. 6.15). Dabei steigt die Gasverstärkung und mit zunehmenden Werten wird die Schwellenspannung des Diskriminators überschritten und die Detektion des Durchganges eines Teilchens findet statt.

Dabei steigt die Gasverstärkung mit der Hochspannung.

In der zweiten Phase ist ein Plateaubereich auszumachen, in dem die Multiplizität einen konstanten Wert für veränderliche Hochspannungen annimmt. Jeder Treffer in einer Zelle überschreitet also den Wert der eingestellten Schwelle und wird somit detektiert. In der dritten Phase übersteigt die Multiplizität die Anzahl der getroffenen Zellen. Die Ursache ist ein Übersprechen (Crosstalk) der Signale durch benachbarte Kanäle (weiteres siehe Abschnitt: Crosstalk). Steigt die Hochspannung, so kommt zusätzlich der Aspekt der Gasentladung hinzu. Das wurde jedoch vermieden, damit der dauerhafte Betrieb der Driftkammer nicht eingeschränkt wird.

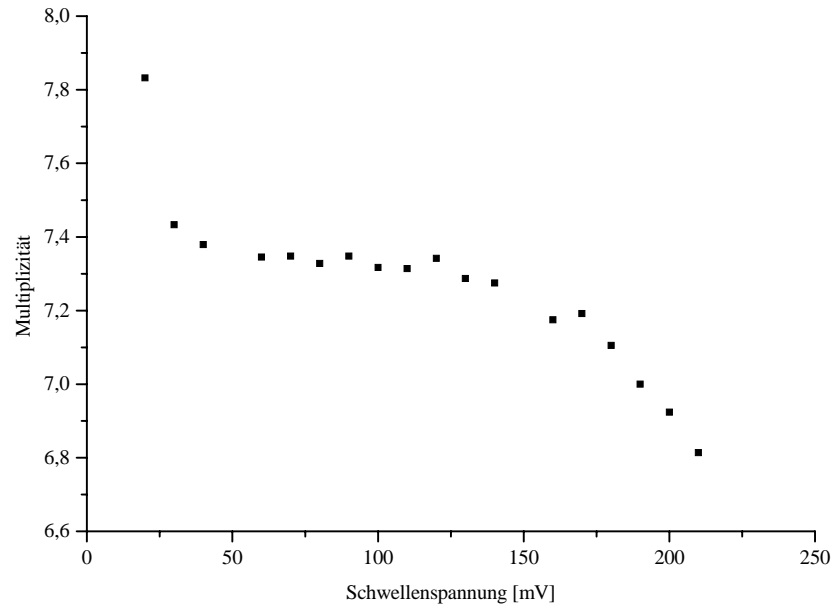


Abbildung 6.16: *Multiplizität in Abhängigkeit von der Schwellenspannung*

Der Betrieb in der ersten Phase führt zu einer eingeschränkten Nachweiswahrscheinlichkeit für eine Spur. Die dritte Phase könnte zu einer fehlerhaften Spurerkennung führen. Die Plateauregion stellt den stabilen und optimalen Betriebsmodus dar.

Ähnlich wie bei veränderlicher Hochspannung ergeben sich die drei Phasen in Abhängigkeit von der eingestellten Schwellenspannung (Abb. 6.16). Unterschreitet sie einen gewissen Wert, so überschreiten auch geringere Signale, die aus dem Übersprechen entstehen, diese Schwellenspannung. Bei einer Erhöhung passieren nur die Signale die Schwellenspannung, die aus einem Spursignal stammen. Bei noch höheren Schwellenspannungen reicht

die Signalhöhe der Spursignale nicht mehr aus, um den eingestellten Wert zu überschreiten. Die Multiplizität nimmt ab.

6.1.9 Crosstalk

Crosstalk beschreibt das Übersprechverhalten einzelner Signale eines Kanals auf benachbarte Kanäle. Man unterscheidet zum einen den Kammercrosstalk, bei dem ein Signal durch Induktion auf einen benachbarten Anodendraht überspricht. Bei dem elektronischen Crosstalk hingegen entstehen Signale durch Rückkopplung oder durch induktives Übersprechen innerhalb der elektronischen Bauteile oder auf der Platine selbst. Innerhalb der Leitungen und Kabel selbst können wiederum durch induktives Übersprechen Signale in benachbarte Leitungen übertragen werden. Dieses Verhalten kann jedoch durch eine differentielle Signalübertragung vermieden werden.

Im Folgenden wird das Crosstalkverhalten bezüglich der Verstärkerspannung, der Hochspannung und der eingestellten Schwellenspannung untersucht.

Messprinzip

Bei Durchsicht der Trefferbilder auf dem Ereignisdisplay (Abb. 6.17) fiel auf, dass bei niedrigen Schwellenspannungen oder hohen Spannungen die Röhren, die ein Signal anzeigen, in Mustern auftraten.

Diese Muster traten überwiegend in Vierergruppen benachbarter Röhren innerhalb einer Lage auf. Zudem waren die Driftzeiten innerhalb dieser Gruppen gleich. Dies ist auf ein Crosstalkverhalten innerhalb der Elektronik zurückzuführen: Die Signale einer Lage werden von einer Verstärkerplatine verarbeitet. Auf dieser Platine befinden sich drei L3-Verstärker, die jeweils die Signale von vier Röhren verstärken. Die Vermutung liegt nahe, dass das Auftreten dieser Vierergruppen durch Crosstalk innerhalb der Elektronik eines L3-Verstärkers und auf der Verstärkerplatine entsteht.

Deshalb wurden die 96 Röhren der zwei Module in 24 Vierergruppen unterteilt. Im Folgenden wurde speziell innerhalb dieser Gruppierungen nach Ereignissen gesucht, bei denen mehr als 2 Röhren angesprochen haben.

Dabei wurde zusätzlich nach Mustern gesucht:

- **2er-Muster:** zwei Röhren haben innerhalb einer Vierergruppe angesprochen,
- **3er-Muster:** drei Röhren haben angesprochen (mit 4 unterschiedlichen Möglichkeiten der Lage zueinander),
- **4er-Muster:** alle vier Röhren haben angesprochen.

Im Folgenden sind als "Ereignisse" sechs Möglichkeiten der 2er- bis 4er-Muster zusammengefasst.

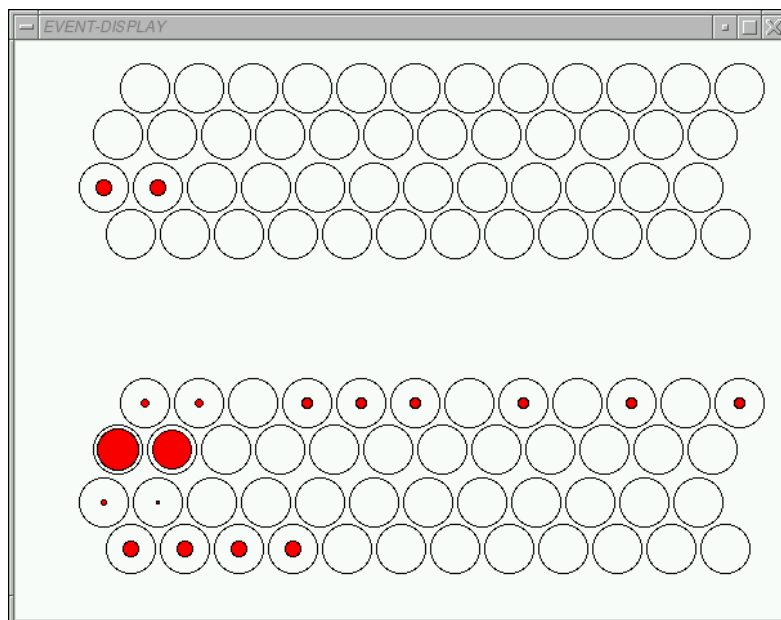


Abbildung 6.17: In der untersten Reihe sieht man ein Beispiel für ein 4er-Muster. In Reihe 5 und 6 sind Beispiele für 2er- und 3er-Muster zu sehen. Ein Treffer in einer Röhre wird durch einen Kreis angezeigt. Die Größe der Kreise entspricht dem vorgetäuschten Driftort.

Crosstalk in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung des Verstärkers

Bis zu einer bestimmten Verstärkerspannung ist das Crosstalkverhalten konstant. Ab einer Spannung von $\sim 3,6$ V beginnen die Ereignisse, die einem Übersprechen der Signale zuzuordnen sind, proportional mit der Versorgungsspannung zuzunehmen. Bei dieser Messung wurde der gesamte Arbeitsbereich des L3-Verstärkers (3-5 V) vermessen (Abb. 6.18).

Diese Messung wurde bei einer Hochspannung von 2350 V zwischen Anodendraht und Röhrenwand und einer Schwellenspannung von 50 mV durchgeführt.

Je größer die Verstärkerspannung ist, desto größer ist die maximale Ausgangsspannung. Ab 3,6 V werden die Signale in einem solchen Maß verstärkt, dass die Wahrscheinlichkeit eines induktiven Übersprechens zunimmt.

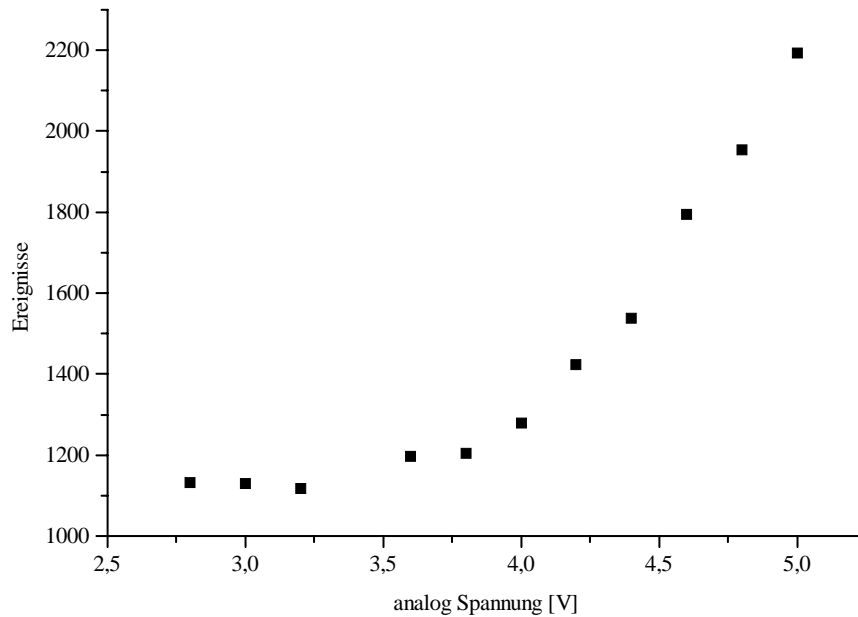


Abbildung 6.18: Crosstalk in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung des Verstärkers.

Crosstalk in Abhängigkeit von der Hochspannung

Vergleichbar zu dem Crosstalkverhalten bei variabler Spannungsversorgung des Verstärkers, verhält sich der Crosstalk bei zunehmender Hochspannung zwischen Anodendraht und Kathodenwand der Driftröhren. Bei kleiner Hochspannung tauchen kaum Signale auf, die dem Crosstalk zuzuordnen sind.

Ab einer Hochspannung von 2600 V beginnt die Anzahl der Übersprechereignisse stark anzusteigen (Abb. 6.19). Dabei ist es jedoch nicht möglich, zwischen Crosstalkereignissen und Ereignissen, die aufgrund von Gasentladungen entstehen, zu unterscheiden. Die Messung wurde bei einer Analogspannung von 3,5 V und einer Schwellenspannung von 50 mV durchgeführt.

Die Messung zeigt, dass bis zu einer Hochspannung von 2400 V die Ereignisse, die einem Übersprechen zuzuordnen sind, vernachlässigt werden können. Um einen sicheren Betrieb mit geringem Übersprechen zu gewährleisten, sollte als Betriebsspannung ein Wert unterhalb von 2400 V gewählt werden.

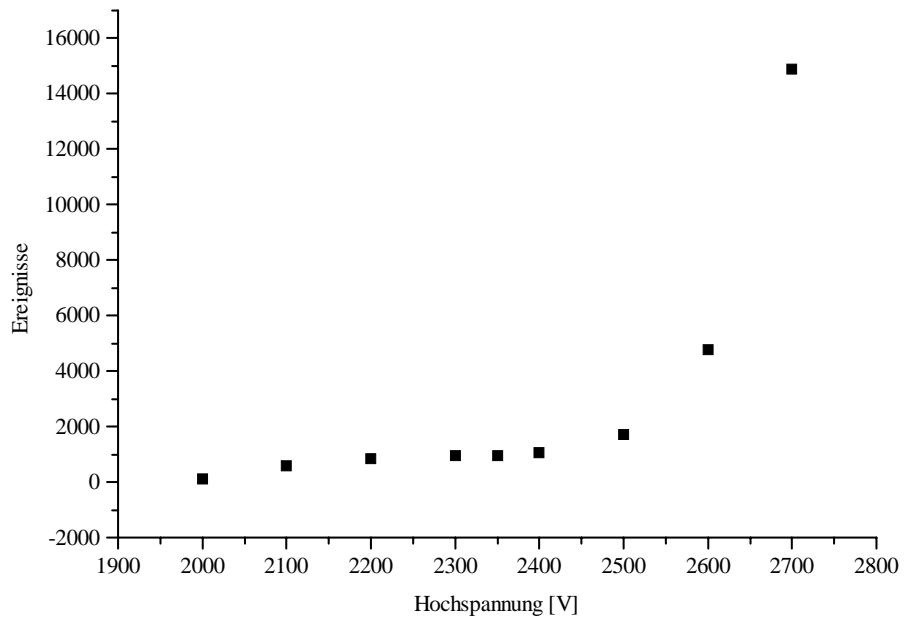


Abbildung 6.19: Crosstalk in Abhängigkeit von der Hochspannung.

Crosstalk in Abhängigkeit von der Schwellenspannung

Unterhalb einer Schwellenspannung von 40 mV und bei einer Hochspannung von 2350 V sowie einer Verstärkerspannung von 3,5 V beginnen die Ereignisse stark anzusteigen.

Dabei setzen sich diese Ereignisse aus Signalen zusammen, die aufgrund von Crosstalk und Rauschen entstehen. Oberhalb einer Schwellenspannung von 40 mV zeigt sich ein annähernd konstantes Übersprechverhalten (Abb. 6.20). Bei der Wahl der Schwellenspannung sollte deshalb im Hinblick des Übersprechverhaltens und des Rauschens ein Wert >40 mV gewählt werden.

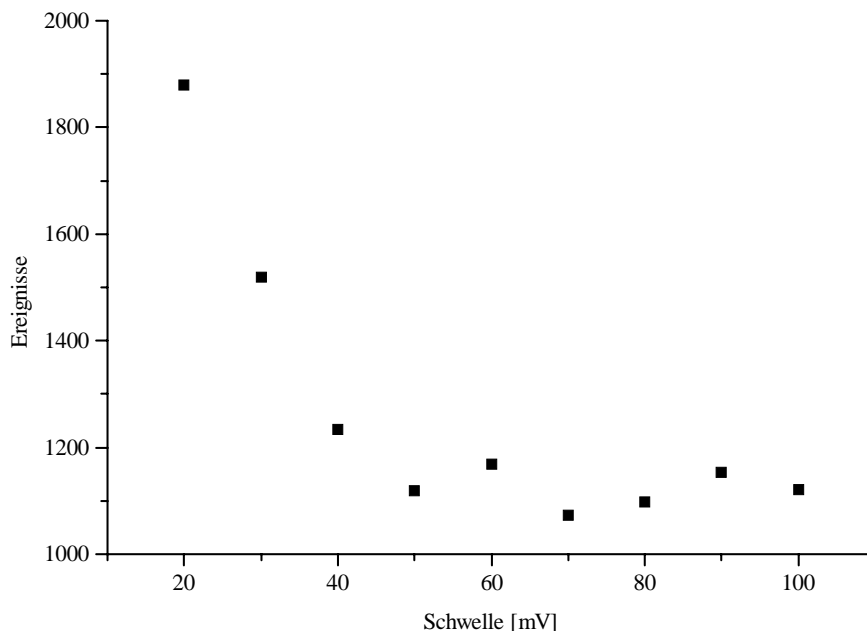


Abbildung 6.20: Crosstalk in Abhängigkeit von der Schwellenspannung.

6.1.10 Test und Auswahl der Verstärkerplatine

Eine entscheidende Komponente des Precision Trackers ist die Verstärkerplatine. Die Besonderheit dieses Bauteils ist, dass sich der Verstärker und der Diskriminator zusammen auf einer Platine befinden. Damit ist sicher gestellt, dass nur digitale Signale über die Kabel zum TDC weitergegeben werden. Zudem befinden sich auf der Platine zwei DAQ-Einheiten, mit denen die Schwellenspannung der Diskriminatoren geregelt werden kann. Gesteuert werden diese durch TTL²-Signale einer Empfängereinheit. Weiterhin können mit einem zusätzlichen Bauteil Testpulse erzeugt werden. Der Verstärker ist von einer Massefläche umgeben, der so genannten analogen Massefläche. Signale die aus dem L3-Verstärker kommen, werden durch diese Massefläche über einem Kondensator (Entkoppelkondensator) zum Eingang des Diskriminators geleitet. Bei Platine 1.6 liegt auch um die Diskriminatoren eine Massefläche; diese wird digitale Massefläche genannt.

Im Laufe der Entwicklung der Verstärkerplatine wurden Iterationen bezüglich Leiterführungen, Masseverbindungen und Einsatz von Bauteilen

²Transistor-Transistor-Logic

durchgeführt. Diese Veränderungen am Bauplan der Platine hatten zum Ziel, das Übersprechen der Signale von einem Kanal in einem anderen zu minimieren.

Obwohl die Software der Spurerkennung ausgereift ist, besteht bei einem großen Übersprechen der Signale die Möglichkeit, dass die Software eine Spur auswählt, die nicht der ursprünglichen entspricht, sondern ein Übersprechsignal verwendet.

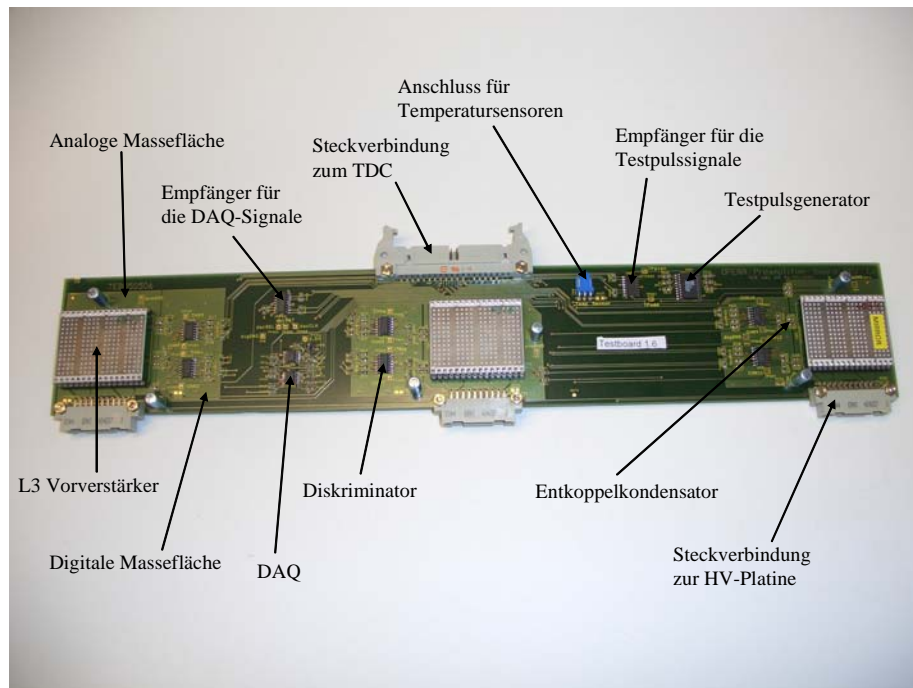


Abbildung 6.21: *Vorverstärkerplatine*

Ausgehend von einer bestehenden Verstärkerplatine (Abb. 6.21) wurden vier weitere Iterationen als Prototypen hergestellt. Alle Platinen sind im Grundlayout, d.h. bezüglich der Lage der Bauteile und der Leitungsführung prinzipiell gleich. Zudem besteht jede Platine aus 6 Lagen. Auf allen Platinen befindet sich eine analoge Massefläche unter den L3-Verstärkern. Die Unterschiede der Iterationen bezüglich der Platine Nr. 1 sind folgende:

Platine Nr. 1.6: Zusätzliche digitale Massefläche unter den Diskriminatoren. Der Entkopplungskondensator befindet sich zwischen der analogen und digitalen Massefläche.

Platine Nr. 1.7: Zusammenhängende Massefläche unter den Diskriminatoren und den L3-Verstärkern. Die Entkoppelkondensatoren wurden weggelassen. Die Leiterbahnen zwischen Verstärkerausgang und Diskriminatoreingang wurden mit einem größeren Abstand geführt.

Platine Nr. 1.72: Wie Nr. 1.7, jedoch sind hier die Leiterbahnen nach dem L3-Vorverstärker enger geführt, so dass keine Massefläche zwischen den Leiterbahnen liegt.

Platine Nr. 1.8: Wie Nr. 1.6, jedoch ohne Entkopplungskondensatoren.

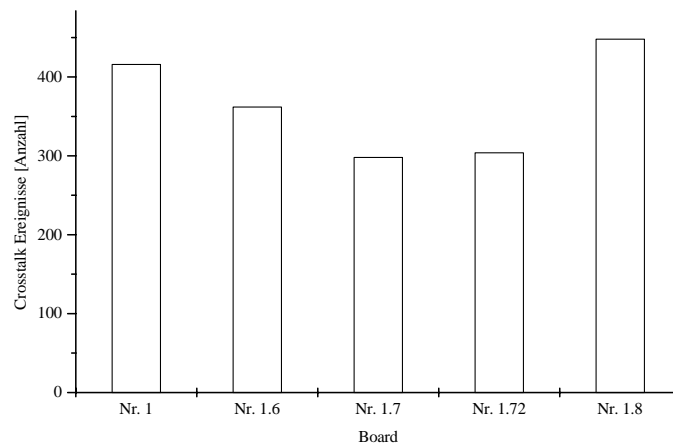


Abbildung 6.22: Aufgezeigt ist das Crosstalkverhalten in Abhängigkeit von den verschiedenen Verstärkerplatinen. Die einzelnen Balken zeigen jeweils die Anzahl der aufgetretenen Crosstalkereignisse für eine Platine auf.

Die Messungen zum Test der Güte der Platinen bezüglich ihres Crosstalkverhaltens werden analog zu den Messungen in Abschnitt 6.1.9 ausgewertet.

Die Abb. 6.22 gibt die Ergebnisse der Crosstalkmessung bei einer Hochspannung von 2400 V und bei einer Schwellenspannung von 40 mV wieder. Es wurde jeweils mit einer Platine für die Dauer von 5000 Triggerereignissen der Szintillatoren gemessen. Die Messung ergab, dass die Anzahl der Crosstalkereignisse vom Platinenlayout abhängig ist.

Die Platinen 1.7 und 1.72 zeigen die geringste Zahl von Ereignissen, die einem elektronischen Übersprechen der Signale zuzuordnen sind. Dabei ist die Platine 1.7 geringfügig besser als 1.72.

Diese Messungen wurden bei unterschiedlichen Hochspannungen und Schwellenspannung wiederholt. Bei jeder dieser Messungen blieb die relative Güte der einzelnen Platinen untereinander bestehen. Auch änderte sich das Ergebnis nicht, wenn man nur diejenigen Ereignisse betrachtet, an denen nur jeweils drei oder vier Röhren innerhalb einer Vierergruppe angeschlagen haben.

Quantitativ lässt sich das Übersprechen für die Platine 1.7 angeben. Bei 5000 Triggerereignissen und jeweils 3 L3-Verstärkern pro Platine können maximal 15000 Crosstalkereignisse auftreten. Gemessen wurden für die Platine 1.7 298 Ereignisse, dies entspricht 2% Crosstalk. Mit diesem Wert lassen sich Spuren eindeutig nachweisen, wie es für den OPERA-Detektor notwendig ist.

Kapitel 7

Vergleich mit der Simulation

In diesem Kapitel soll der Aufbau des Teststandes mithilfe des GEANT-Programmpaketes simuliert werden.

Mit den simulierten Daten soll vor allem die Spurrekonstruktions-Software getestet werden.

7.1 GEANT

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Simulation präsentiert, die mithilfe des GEANT-Programmpaketes durchgeführt wurden.

GEANT wurde 1974 konzipiert und bis heute kontinuierlich weiterentwickelt. Es dient zur Simulation der Wechselwirkung von Elementarteilchen mit Materie.

Der Ablauf einer GEANT-Simulation lässt sich wie folgt beschreiben. Zunächst wird der Aufbau des Detektors mit vorgegebenen Geometrien beschrieben und mit vorgegebenen oder selbst definierten Materialien besetzt. Ein Teilchen wird generiert unter Angabe von Entstehungsvortex und Impuls. Im Anschluss bestimmt GEANT die Wechselwirkung des Teilchens mit den Detektormaterialien [Gea94].

GEANT basiert auf einer Sammlung von Fortran-Programmbibliotheken, die Teil der CERNLIB sind.

7.1.1 Beschreibung der Simulation

Die folgenden Simulationsergebnisse beruhen auf der Version GEANT 3.21. Zur Beschreibung des Teststandes wurden zunächst 48 Aluminiumröhren der zwei Module innerhalb eines so genannten "Muttermolumens" positioniert. Innerhalb dieses "Muttermolumens" untersucht GEANT jede Wechselwirkung des primären erzeugten Teilchens und der sekundären Teilchen. Innerhalb einer jeden Röhre wurde ein Gasvolumen vorgegeben, welches aus der Gasmischung von Argon und Kohlenstoffdioxid im Verhältnis von 80/20

besteht. Die Positionierung eines Wolframdrahtes schloss die Erzeugung der Geometrie ab.

Kosmische Teilchen bestehen aus Myonen mit einer durchschnittlichen Energie von 4 GeV. Der Entstehungsvortex dieser Myonen ist oberhalb der Geometrie und gleichförmig über die Projektionsfläche senkrecht zu den Röhren positioniert (Abb. 7.1). Die Winkelverteilung entspricht ebenso wie die der kosmischen Myonen einer $\cos^2 \vartheta$ -Verteilung. Als zu untersuchende Teilchen wurden nur diejenigen ausgewählt, die entsprechend der Szintillatorstellung aus dem Teststand beide Szintillatoren durchquerten. Zunächst wurde der minimale Abstand der Teilchenspur zu dem Draht entsprechend den Vorgaben der Simulation der OPERA-Kollaboration aus dem Eintrittspunkt des Teilchens in dem Gasvolumen und dem Richtungsvektor mit der Hesse-Normalform bestimmt.

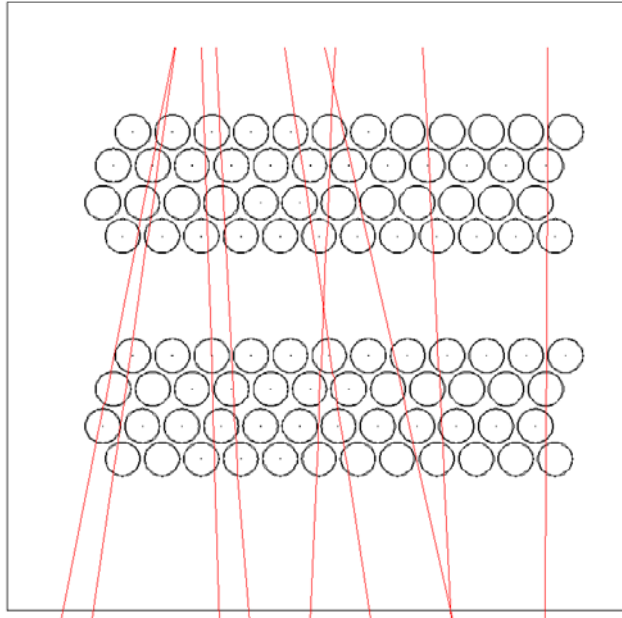


Abbildung 7.1: Die Abbildung zeigt einen Querschnitt der beiden Driftkammern aus der Simulation. Oberhalb der Module wurden neun Spuren nach der $\cos^2 \vartheta$ -Verteilung generiert.

Nachdem der Abstand berechnet wurde, wurde eine Datei mit den Informationen für die Identifizierung der Röhre und für den minimalen Abstand angelegt. Diese Informationen wurden nach Vorgaben des CAEN TDC verschlüsselt, so dass beide Formate übereinstimmten und von der Rekonstruktionssoftware eingelesen werden konnten. Zudem ist es möglich, die Signale der primären Ionisationscluster nach einer Gaußverteilung zu verschmieren.

Da der TDC im OPERA-Experiment und folglich auch die Rekonstruktionssoftware nur Driftzeiten verarbeiten können, GEANT aber lediglich Distanzen angibt, muss ein Zusammenhang zwischen diesen Größen hergestellt werden. Die einfachste Möglichkeit besteht in einem linearen Zusammenhang.

7.1.2 Ergebnisse der Simulation

Zweck der Simulation ist es, die Güte der Rekonstruktionssoftware zu bestimmen. In der einfachsten Näherung muss die Software den linearen Zusammenhang zwischen dem Ort des Teilchendurchgangs und der Driftzeit wiedergeben. Im Folgenden wird als Zusammenhang zwischen Ort und Zeit die Beziehung $Zeit = 1,6 \text{ ms}/1,815 \text{ cm} \cdot Ort$ benutzt.

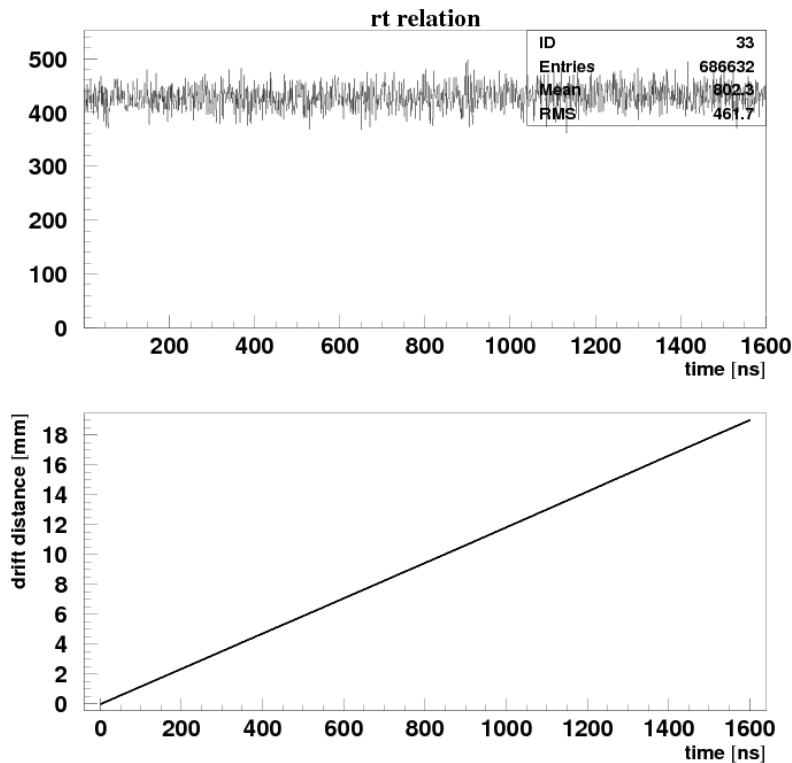


Abbildung 7.2: Beide Abbildungen zeigen Daten aus der Simulation, wie sie von der Rekonstruktionssoftware verarbeitet wurden. Das obere Bild zeigt die Gleichverteilung aller Zeiten bis 1,6 ms. Dies entspricht der Tatsache, dass in diesem Bereich die Driftröhren gleichmäßig ausgeleuchtet waren. Das untere Bild gibt die Beziehung zwischen der Ortsinformation und der Zeit an. Wie vorausgesetzt ist der Zusammenhang zwischen Ort und Zeit linear.

Die Abb. 7.2 gibt das Ergebnis der Rekonstruktionssoftware bezüglich der Daten aus der Simulation wieder. Dieser Fall entspricht dem Durchgang von 100000 Myonen durch die Module. Das obere Bild zeigt eine Gleichverteilung aller Zeiten bis 1,6 ms an, wie von der Simulation gefordert. Das untere Bild gibt den linearen Zusammenhang zwischen Ort und Zeit wieder.

Um den minimalen Abstand d zwischen Teilchenspur und Draht zu verschmieren, wird eine Zufallszahl x_i aus einer Normalverteilung mit dem Mittelwert d und der Standardabweichung (Ortsverschmierung) σ gemäß $x_i = d + \sigma \cdot z_i$ erzeugt [Blo98]. Dabei ist z_i eine normalverteilte Zufallszahl.

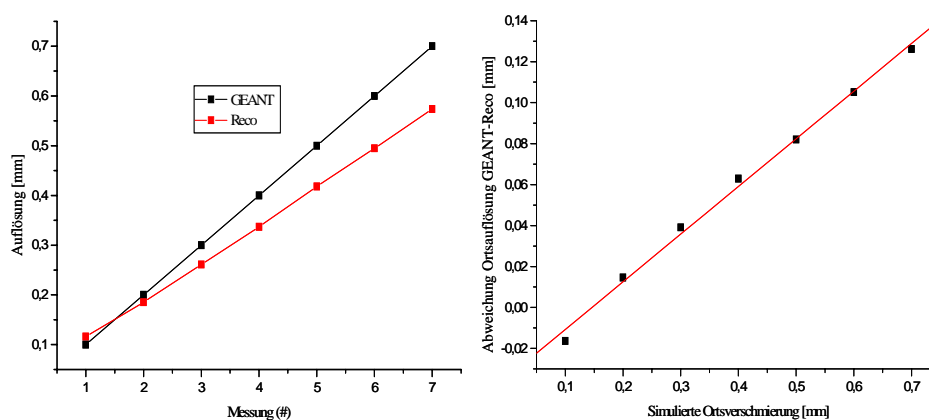


Abbildung 7.3: *Linkes Bild: Vergleich zwischen der Ortsverschmierung, wie sie in der GEANT-Simulation vorgegeben wurde, und der Ortsauflösung, wie sie vom Rekonstruktionsprogramm berechnet wurde. Es wurden sieben Messungen für Ortsverschmierungen von 0,1 mm bis 0,7 mm vorgenommen. Das rechte Bild stellt die Differenz zwischen der simulierten Ortsungenauigkeit und der berechneten Auflösung dar.*

Der Ort nach der Verschmierung wird in eine Driftzeit umgewandelt. Diese Driftzeit wird an das Rekonstruktionsprogramm weitergegeben. Aus den Zeiten aller getroffenen Röhren für einen Teilchendurchgang sucht das Rekonstruktionsprogramm die passende Spur. Im Folgenden wurde dieses Prozedere für 10000 Teilchendurchgänge für jeden Messpunkt durchgeführt.

Im Idealfall sollte das Programm zur Bestimmung der Auflösung die Ortsverschmierung aus der Simulation wiedergeben. Die Abb. 7.3 (links) zeigt den Vergleich zwischen sieben Ortsverschmierungen zwischen 0,1 mm und 0,7 mm, wie sie in der GEANT-Simulation vorgegeben wurden, und den Auflösungen, wie sie vom Rekonstruktionsprogramm bestimmt wurden. Das rechte Bild in Abb. 7.3 zeigt, dass die Ortsauflösung, mit der die simulierten

Daten erzeugt wurden, und die Ortsauflösung, die das Rekonstruktionsprogramm aus diesen simulierten Daten bestimmt hat, in linearem Zusammenhang stehen.

Ein Korrekturfaktor lässt sich aus dem linearen Fit für die Punkte in Abb. 7.3 (rechtes Diagramm) bestimmen. Für diesen linearen Fit ergibt sich die Funktion $y = 0,23268 \cdot x - 0,03398$. Hierbei ist y die Differenz aus simulierter Ortsauflösung und rekonstruierter Auflösung, x gibt den Wert der simulierten Auflösung an. Mit dieser Beziehung lässt sich ein Korrekturfaktor zwischen der Auflösung, die von der Rekonstruktionssoftware berechnet wird, und der tatsächlichen Auflösung einführen.

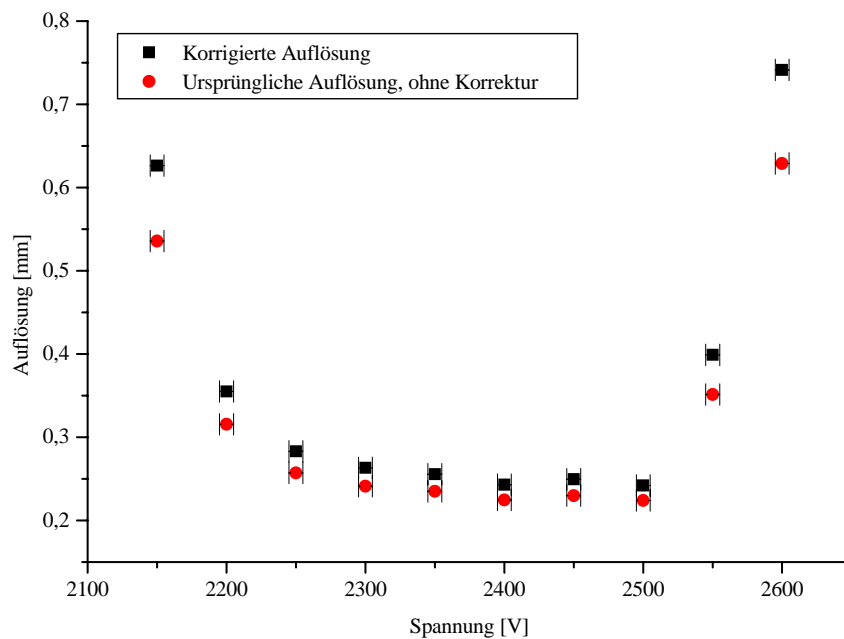


Abbildung 7.4: Die Graphik zeigt die ursprüngliche und die korrigierten Auflösung.

Die Abb. 7.4 stellt die korrigierte und die unkorrigierte Auflösung gegenüber. Es handelt sich hierbei um die Messung, die in Abb. 6.8 dargestellt wurde, welche den Zusammenhang zwischen Spannung und Auflösung wiedergibt. Deutlich zu erkennen ist, dass das Rekonstruktionsprogramm die Auflösung unterschätzt. Für die Auflösung bei einer Spannung von 2350 V ergibt sich nun eine Auflösung von 0,255 mm. Dies liegt um 20 μm über von der Rekonstruktionssoftware berechneten Wert.

Entscheidend für das OPERA-Experiment ist die Winkelauflösung der Module der Driftröhren. Aus diesem Grund wurde der Zusammenhang zwischen der Ortsauflösung und der Winkelauflösung untersucht.

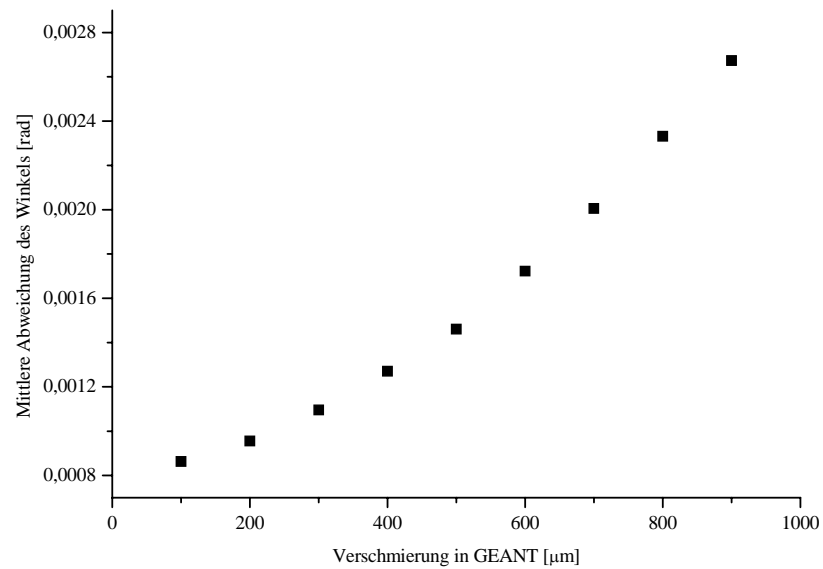


Abbildung 7.5: *Winkelauflösung in Abhängigkeit von der Verschmierung.*

Dazu wurden 10000 Spuren mit einer GEANT-Simulation erzeugt, deren Winkel bekannt waren. Dies wurde für 9 verschiedene Verschmierungen von 150 μm bis 950 μm durchgeführt. Danach wurden diese Datensätze vom Rekonstruktionsprogramm ausgewertet und der Winkel für jede Spur angegeben. Im Anschluss wurde der exakte Winkel aus der Simulation mit dem Winkel aus dem Rekonstruktionsprogramm verglichen und die mittlere Abweichung bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. 7.5 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass mit einer schlechteren Auflösung die mittlere Abweichung des Winkels vom tatsächlichen zunimmt.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Für diese Arbeit wurden Experimente durchgeführt, um die Eigenschaften des Precision Trackers im OPERA-Experiment zu bestimmen. An diese Detektor Komponente werden spezielle Anforderungen bzgl. der Spurauflösung und der Nachweiseigenschaft gestellt (Abschnitt 4.2). Es wurden an den Hamburger Testständen Messungen vorgenommen, die diesen Größen verschiedene Arbeitsparameter gegenüberstellten.

Ziel dieser Untersuchungen war es, neben der Bestätigung der Erfüllung der Anforderungen, geeignete Arbeitspunkte für den Precision Tracker zu finden, um einen sicheren und stabilen Betrieb zu gewährleisten.

Zunächst wurde an einer 8 m langen Driftröhre die Signaldämpfung mit Hilfe von Signalen einer Eisenquelle bestimmt. Das Ergebnis war, dass Driftröhren dieser Länge zur Koordinatenbestimmung verwendet werden können.

Die folgenden Ergebnisse resultieren aus Messungen an Modulen von 1 m Länge.

Hochspannung In der folgenden Tabelle finden sich die Ergebnisse für die Größen, die von der Hochspannung abhängig sind. Dabei sind in der rechten Spalte der Tabelle die Spannungsbereiche angegeben, innerhalb der Stromfluss, Multiplizität, Effizienz, Auflösung und Crosstalk die Werte annehmen, die den Anforderungen an den Precision Tracker entsprechen:

Strombegrenzung:	$U_{HV} < 2700 \text{ V}$,
Multiplizität:	$2200 \text{ V} < U_{HV} < 2400 \text{ V}$,
Effizienz:	$2250 \text{ V} < U_{HV} < 2450 \text{ V}$,
Auflösung:	$2300 \text{ V} < U_{HV} < 2500 \text{ V}$,
Crosstalk:	$U_{HV} < 2500 \text{ V}$,
<i>zusammen:</i>	$2300 \text{ V} < U_{HV} < 2400 \text{ V}$.

Die letzte Zeile der Tabelle fasst die Ergebnisse der einzelnen Messungen zusammen und gibt den Hochspannungsbereich an, in dem der Precision Tracker betrieben werden soll. Als Bereich der Hochspannung sind 2300 V bis 2400 V zu wählen.

Schwellenspannung Angegeben sind die Schwellenbereiche, in denen die aufgeführten Größen die Anforderungen des Precision Trackers erfüllen:

$$\begin{aligned} \text{Multiplizität:} & \quad 40 \text{ mV} < U_{\text{Schwelle}} < 120 \text{ mV}, \\ \text{Effizienz:} & \quad 50 \text{ mV} < U_{\text{Schwelle}} < 120 \text{ mV}, \\ \text{Auflösung:} & \quad U_{\text{Schwelle}} < 60 \text{ mV}, \\ \text{Crosstalk:} & \quad 50 \text{ mV} < U_{\text{Schwelle}}, \\ \text{zusammen:} & \quad 50 \text{ mV} < U_{\text{Schwelle}} < 60 \text{ mV}. \end{aligned}$$

Es ergibt sich für die Diskriminatorschwelle ein Arbeitsbereich zwischen 50 mV und 60 mV.

Versorgungsspannung des Verstärkers Die Messungen haben ergeben, dass die Versorgungsspannung des Verstärkers keinen Einfluss auf die Effizienz und Auflösung hat:

$$\begin{aligned} \text{Effizienz:} & \quad \text{kein Einfluss,} \\ \text{Auflösung:} & \quad \text{kein Einfluss,} \\ \text{Crosstalk:} & \quad 3 \text{ V} < U_{\text{Verst.}} < 3,8 \text{ V}, \\ \text{zusammen:} & \quad 3 \text{ V} < U_{\text{Verst.}} < 3,8 \text{ V}. \end{aligned}$$

Die Crosstalkmessung ergab, dass oberhalb von 3,8 V die Ereignisse, die dem Crosstalk zuzuordnen sind, stark ansteigen und somit die Messungen tatsächlicher Spuren verfälschen. Es ist deshalb ein Wert zu wählen, der entsprechend des Arbeitsbereiches des Verstärkers innerhalb von 3 V und unterhalb von 3,8 V liegt.

Auswahl der Verstärkerplatine Im Abschnitt 6.1.10 wurden unterschiedliche Platinen hinsichtlich ihres Crosstalkverhaltens untersucht. Dabei ergab sich, dass u.a. die Leiterführung Einfluss auf das Übersprechen von Signalen von einem Kanal zu einem anderen hat. Die durchgeführten Messungen zeigen, dass die Platine mit der Bezeichnung 1.7 am besten geeignet ist.

GEANT-Simulation Im Kapitel 7 wurde die Rekonstruktionssoftware mit Hilfe von computergenerierten Daten aus einer GEANT-Simulation getestet. Aus den einzelnen Spuren der Simulation wurde zunächst der minimale Abstand zwischen Spur und Drahtposition der getroffenen Röhren berechnet. Dieser Abstand konnte in der folgenden Auswertung mit einem

Fehler behaftet werden. Zum Testen der Rekonstruktionssoftware wurde dieser bekannte Fehler aus der Simulation mit der Ortsauflösung, die die Rekonstruktionssoftware bestimmt hat, verglichen. Es zeigte sich, dass die Rekonstruktionssoftware die Auflösung für Werte oberhalb von 0,15 mm unterschätzt. Es wurde ein Korrekturfaktor bestimmt und angegeben.

Weiter wurde der Zusammenhang zwischen der Ortsauflösung und der Winkelauflösung für die Geometrie des Hamburger Teststandes bestimmt. Dazu wurden wiederum Spuren mit der GEANT-Simulation erzeugt. Von diesen Spuren war der Winkel exakt bekannt. Zur Auswertung wurde der Winkel aus der Simulation für verschiedene Auflösungen mit dem Winkel, aus der Rekonstruktionssoftware, verglichen. Es ergab sich, dass sich bei einer schlechteren Ortsauflösung auch die Winkelauflösung abnahm.

Literaturverzeichnis

- [Abd94] J. N. Abdurashitov *et al.*, Phys. Lett. B 328, 234 (1994); P. Anselmanni *et al.*, Phys. Lett. B 328, 328, 377 (1994)
- [Abd99] J. N. Abdurashitov, *et al.* (SAGE), Measurement of the solar neutrino capture rate by SAGE and implications for neutrino oscillations in vacuum", Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 4686-4689
- [Abl95] E. Ables *et al.*, MINOS, "Long baseline neutrino oscillation experiment at Fermilab", 1995, FERMILAB-PROPOSAL-0875
- [Ahm02] SNO, Q. R. Ahmad *et al.*, "Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory", Phys. Rev. Lett. 89 (2002), 011301, nucl-ex/204008
- [Ahm05] B. Aharmim *et al.*, "Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of B-8 solar neutrinos from the 391-day salt phase SNO data set", Phys. Rev. C 72 (2005) 055502 [arXiv:nucl-ex/0502021]
- [Ash05] Y. Ashi, *et al.*, "A measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I", Phys. Rev. D B 71 (2005) 112005 [arXiv:hep-ex/0501064]
- [Ayr04] D. S. Ayres, *et al.*, NOvA proposal to build a 30-kiloton off-axis detector to study neutrino oscillations in the Fermilab NuMI beamline", 2004, hep-ex/0503053
- [Bah98] J. N. Bahcall, S. Basu, and M. H. Pinsonneault, Phys. Lett. B 433 1 (1998)
- [Bai99] R. Bailey, *et al.*, CERN-SL/99-034 (DI); INFN/AE-99/05
- [Ban89] H. Band, *et al.*, SLAC-PUB-4990, veröffentlicht in "The Proceedings of the Fourth Family of Quarks and Leptons", Santa Monica, CA, Feb 23-25, 1989

- [Bar02] V. Barger *et al.*, "Neutrino oscillation parameters from MINOS, ICARUS and OPERA combined", arXiv: hep-ph/0110393, 2002
- [Bar03] V. Barger, D. Marfatia and K. Whisnant, "Progress in the physics of massive neutrinos", Int. J. Mod. Phys. E 12 (2003) 569 [arXiv:hep-ph/0308123]
- [Bec99] M. Beck, "SZeitmeßsystem und Gasgemisch des HERA-B-Driftdetektors", Dissertation, Rostock 1999
- [Ber04] Berridge, *et. al.*, "Proposal for U.S. participation in double-CHOOZ: A new Theta(13) experiment at the Chooz reactor", 2004, hep-ex/0410081
- [Bet30] H. A. Bethe, "Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskelstrahlen durch Materie", Ann. der Physik, 5. Folge (1930) 325
- [Bil80] S. M. Bilenky, J. Hosek and S. T. Petcov, "On oscillation of neutrinos with Dirac and Majorana masses", Phys. Lett. B94 (1980), 495
- [Blo98] V. Blobel, E. Lohrmann, "Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse", Teubner Studienbücher, 1998
- [Blu93] W. Blum, L. Rolandi, "Particle Detection With Drift Chambers", Springer Verlag, 1993
- [Cae04] "Multihit TDC V1190A/B, Technical Information Manual", CAEN, Reviews, Vol. 3, 2004
- [Chr84] Christophorou, L. G. and S. R. Hunter, "Electron attachment to the perfluoroalkanes $n\text{-C}_N\text{F}_{2N+2}$ ($N = 1 - 6$) using high pressure swarm techniques", J. Chem. Phys. 80, No. 12 (1984) 6150
- [Dan62] G. Danby *et al.*, Phys. Rev. Lett. 9, 36 (1962)
- [Dav94] R. Davis, Prog. Part. Nucl. Phys. 32, 13 (1994)
- [Dec90] D. Decamp, *et al.*, CERN-EP/89-169, Phys. Lett. B 235:399, 1990
- [Dec00] H. Deckers, "Üntersuchung von Wabenkammern für das äußere Spurkammersystem des HERA-B-Experimentes", Doktorarbeit, Humbolt Universität Berlin, 2000
- [Det05] Jason A. Detwiler, "Measurement of neutrino oscillation with KamLAND", UMI-31-62394, 2005
- [Eid04] S. Eidelman *et al.*, Physics Letters B592, 1 (2004)
- [Esk97] Eskut *et al.*, "The CHORUS Experiment to search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oscillation", NIM A 401 (1997) 7 -44

- [Fer06] T. Ferber, Messungen der Gaseigenschaften unter Einfluss von molekularem Sauerstoff und Aufbau eines Gassystems für das Driftröhren-Myon-Spektrometers des OPERA Detektors", Diplomarbeit, Hamburg 2006
- [Fuk98] Super-K, Y. Fukuda *et al.*, Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos", *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), 1562-1567, hep-ex/9807003
- [Fos86] B. Foster, "Whisker growth in test cells", in [Wor86], p. 227
- [Giu04] C. Giunti, M. Laveder, Neutrino Mixing", 2004, hep-ph/0310238
- [Gol58] M. Goldhaber *et al.*, *Phys. Rev.* 109 (1958) 1015
- [Gul00] M. Guler *et al.*, "An appearance experiment to search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillation in the CNGS beam", July 10, 2000
- [Gea94] Geant, "Detector Description and Simulation Tool", CERN, Edition-October 1994
- [Ham99] W. Hampel, *et al.* (GALLEX), "GALLEX solar neutrino observations: Results for GALLEX IV", *Phys. Lett.* B447 (1999) 127-133
- [Hon04] M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara and S. Midorikawa, *Phys. Rev.* D70, 043008 (2004), astro-ph/0404457
- [Hub03] P. Huber, Three flavour effects in future neutrino oscillation experiments", Doktorarbeit 2003, Technische Universität München
- [Kay84] B. Kayser, CPT, CP and C phases and their effects in Majorana particle processes", *Phys. Rev.* D30 (1984), 1023
- [Kod99] K. Kodama *et al.*, CERN/SPSC 99-20, SPSC/M635, LNGS-LOI 19/99
- [Kod01] K. Kodama *et al.*, *Phys. Lett.* B 504, 218 (2001)
- [Kop05] S. E. Kopp, "The NuMI neutrino beam at Fermilab," arXiv:physics/0508001
- [Kum02] Kumano, S., Possible studies of parton distribution functions at JHF", 2002, hep-ph/0207151
- [Leo94] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments", Springer Verlag, second revised edition, 1994
- [Mak62] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, "Remarks on the unified Madel of elementary particles", *Prog. Theor. Phys.* 28 (1962) 870
- [Mal36] L. Malter, Thin film field emission", *Phy. Rev.* 50, 48 (1936)

- [Max04] data sheet MAXIM, www-maxim-ic.com, 2005
- [Mig03] P. Migliozzi and F. Terranova, "Next generation long baseline experiments on the path to leptonic CP violation," *Phys. Lett. B* {bf 563} (2003) 73 [arXiv:hep-ph/0302274]
- [Mik85] S. P. Mikheyev and A. Yu. Smirnov, "Resonant amplification of neutrino oscillation in matter and spectroscopy of solar neutrinos", *Yad. Fiz.* 42:1441-1448, (1985) *Sov. J. Nucl. Phys.* 42:913-917, (1985)
- [Mik86] S. P. Mikheyev and A. Yu. Smirnov, "Resonant amplification of neutrino oscillation in matter and spectroscopy of solar neutrinos", *Nuovo Cim.* C9:17-26, 1986
- [Obe05] L. Oberauer, C. Hagner, "Neutrino Physics", *Nuclear Physics News*, Vol. 15, No. 1, 2005
- [Pat01] T. Patzak, "First direct observation of the tau neutrino", *Europhysics News* (2001) Vol. 32 No. 2
- [Per75] M. L. Perl *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* B 35, 1489 (1975)
- [Pet06] D. A. Petyt, "First MINOS Results from the NuMI Beam", präsentiert im: Joint Theoretical Experimental Seminar, Fermilab, 30.3.2006
- [Rei56] F. Reines, C.L. Cowan: *Nature* 178 (1956) 446; 523 (erratum); C.L. Cowan et al.: *Science* 124 (1956) 103
- [Rew86] P. Rewiersma, "The L3 Wire-Amplifier NH19-6112", NIKHEF-H, Amsterdam, February 1986
- [Sau77] F. Sauli, "Principles of operation of multiwireproportional chambers and drift chambers", Lectures given in the academic training program of CERN, 1977
- [Sch97] N. Schmitz, "Neutrino Physik", Teubner Verlag, Stuttgart 1997
- [Wol78] L. Wolfenstein, "Neutrino oscillation in matter", *Phys. Rev. D* 17 (1978) 2369
- [Wor86] Proceedings of the Workshop on Radiation Damage to Wire Chambers, held at Berkley, January 1986, Lawrence Berkley Laboratory, University of California, Berkley, LBL 21 170 (1986) (unpublished)
- [Wu57] C. S. Wu *et al.*, *Phys. Rev.* 105 (1957) 1413

- [Yam06] S. Yamamoto *et al.*, "An improved search for $\nu\text{-}\mu$ to $\nu\text{-}e$ oscillation in a long-baseline accelerator experiment", arXiv:hep-ex/0603004
- [Zim99] R. Zimmermann, "Zeitmesselektronik für den HERA-B Detektor", Doktorarbeit Rostock (1999)
- [Zim05] R. Zimmermann *et al.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 555 (2005) 435-450
- [Zim06] R. Zimmermann, "Status of the OPERA Experiment", 2006, physics/0604101

Danksagung

Zunächst gilt mein Dank Herrn Prof. Walter Schmidt-Parzefall der es mir ermöglicht hat, im Rahmen des OPERA-Experiments, diese Arbeit anzufertigen. Sowie Frau Prof. Caren Hagner, in deren Gruppe ich die Arbeit beenden konnte.

Wegen der ‚speziellen‘ Arbeitsatmosphäre in der Gruppe habe ich mich zu bedanken bei den Doktoranden: Björn und Benny, den Diplomanten: Christoph (Klaus), Torben, Ole, Benjamin (Rokko) und Daniel, den Technikern: Hajo, Lutz und Uwe, sowie: Jörn und Jan, Frau Hack und Frau Biermann. Weiter möchte ich Valerie Saveliev für seine Unterstützung bzgl. der GEANT Simulation danken.

Besonderen Dank gilt sicherlich den beiden, die alles am Laufen halten: Raoul und Jochen.

Weiter danke ich für die Korrekturen Stefan Wirsching.

Schließlich: meine Eltern.