

Der Trigger für das OPERA-Driftröhrenspektrometer

Diplomarbeit
Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Burkhard Steinke
im März 2008



Universität Hamburg

The trigger for the OPERA Drift Tube Spectrometer

Abstract

Within the scope of this diploma thesis, the timing performance of the trigger signal for the OPERA Precision Tracker was analysed. Signal processing on the Trigger Board was investigated in detail. Transit times and acceptance limits of the various components were determined. During detector operation, signal widths do not fall below these limits. The allocation of RPC/XPC information to TDC channels was ascertained by Timing Board testpulse measurements. Investigations of timing spectra allowed the adjustment of Trigger Board settings in order to reach a stable trigger signal, which refers to the first input signal and shows a total delay of $2 \mu\text{s}$. The time resolution of the trigger signal is better than $2,9 \text{ ns}$ and therefore lies in the expected range for track reconstruction. In order to adjust varying input signal widths to a value of 75 ns , additional pulse width manipulators at the Trigger Board gateway were proposed and implemented. They showed satisfactory results at a test run. For continuous operation all trigger stations will be equipped with additional pulse width manipulators. Furthermore, the changed Trigger Board concept reduces the noise induced trigger rate by 62% to $0,65 \text{ Hz}$ per trigger station.

Der Trigger für das OPERA–Driftröhrenspektrometer

Kurzfassung

Gegenstand dieser Diplomarbeit sind Analysen zur Zeitgenauigkeit des Triggersignals für den OPERA Precision–Tracker. Die Signalverarbeitung auf dem Triggerboard wurde eingehend untersucht und Laufzeiten und Akzeptanzgrenzen der einzelnen Komponenten bestimmt. Die im Detektorbetrieb vorkommenden Signallängen unterschreiten die Akzeptanzgrenzen nicht. Durch Auswertung von Timingboard–Testpulsen konnten die TDC–Kanäle ermittelt werden, die mit RPC/XPC–Informationen belegt sind. Untersuchungen der vom Triggersignal erzeugten Timingspektren ermöglichten eine Anpassung der Triggerboard–Einstellungen. So konnte das Triggersignal in ein stabiles, zeitlich auf das erste Eingangssignal bezogenes und eine Gesamtverzögerung von $2 \mu\text{s}$ aufweisendes Signal überführt werden. Die zeitliche Auflösung des Triggersignals liegt unter $2,9 \text{ ns}$ und damit in dem von der Spurrekonstruktion erwarteten Bereich. Die Schwankungsbreite der disjunktiven Erzeugung der Trigger–Eingangssignale aus Einzel–RPC/XPC–Slice–Signalen liegt bei ca. 1 ns und hat demzufolge keinen negativen Einfluss auf die Ortsauflösung der Spurrekonstruktion. Um variierende Eingangssignallängen auf einheitliche 75 ns zu korrigieren, wurden zusätzliche Pulsweitenmanipulatoren an den Triggerboard–Eingängen vorgeschlagen und implementiert. Sie zeigten während eines Testlaufs zufriedenstellende Ergebnisse. Für den Dauerbetrieb werden alle Triggerstationen mit zusätzlichen Pulsweitenmanipulatoren ausgestattet. Darüber hinaus reduziert das veränderte Triggerboard–Konzept die auf elektronisches Rauschen zurückzuführende Triggerrate um 62% auf $0,65 \text{ Hz}$ pro Triggerstation.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Kurze Geschichte des Neutrinos	4
3	Die theoretischen Grundlagen	8
3.1	Oszillationswahrscheinlichkeit	8
3.2	Zustände der Produktion und Detektion	12
3.3	Mischungsmatrix und Zwei-Flavour-Formalismus	16
3.4	Materieeinfluss	18
4	Oszillationsparameter	21
4.1	Solare Oszillation: Δm_{21}^2 und θ_{12}	21
4.2	Atmosphärische Oszillation: Δm_{31}^2 , Δm_{32}^2 und θ_{23}	23
4.3	Mischungswinkel θ_{13}	25
5	Das OPERA-Experiment	27
5.1	CNGS-Neutrinostrahl	27
5.2	OPERA-Konzept	28
5.3	Physikalische Leistungsfähigkeit von OPERA	30
5.4	OPERA-Detektor	32
5.5	RPC und XPC	34
5.6	Precision-Tracker	36
5.7	Bestimmung von Myon-Impuls und -Ladungsvorzeichen	39
6	Der Trigger für den Precision-Tracker	41
6.1	Prinzip der Driftzeitmessung	41
6.2	Triggerkonzept	42
7	Das OPERA-Triggerboard	47
7.1	Signalverarbeitung	47
7.2	Kenngrößen des Triggerboards	52
8	Timingboard-Testpulsmessungen	55
9	Triggertiming März/April 2007	57
9.1	RPC/XPC-Signalquellen	57
9.2	Erklärung der Spektrumform	58

9.3	Anordnung auf der Zeitachse	61
9.4	Simulation des Triggertimings	61
9.5	Timingspektrum–Zusammenfassung	63
9.6	Zeitliche Stabilität März/April–2007–Triggertiming	64
10	Triggereinstellungen	67
10.1	Sollwert der Triggerboard–Verzögerung	67
10.2	Einstellbereich des TOR–Delays	68
10.3	Einstellungen des Triggerboards	70
11	Triggertiming Juli und September 2007	72
11.1	Juli–2007–Lauf	72
11.1.1	Triggertiming der Extraktion 246	72
11.1.2	Anordnung auf der Zeitachse	75
11.1.3	Simulation	75
11.1.4	Zeitliche Stabilität des Juli–2007–Laufs	75
11.1.5	Zusammenfassung der Juli–2007–Ergebnisse	77
11.2	September–2007–Lauf	77
12	Teilchenspuren und Auflösung des Triggersignals	79
12.1	Timingspektrum von Teilchenspuren	79
12.2	Zeitliche Auflösung des Triggersignals	81
13	Schwankungsbreite des RPC/XPC–ODER–Signals	83
14	Optimierung des Triggerboard–Konzeptes	86
15	Zusammenfassung	91
A	Lorentztransformation der Massenzustände	93
B	Charakteristika und logische Pegel der verwendeten Signaltypen	94
C	Kenngrößenmessungen OPERA–Triggerboard	95
D	Zuordnung RPC/XPC–Slices – TDC–Kanäle	99
D.1	Supermodul 1	99
D.2	Supermodul 2	104
D.3	Zuordnung RPC/XPC–ODER	108
E	Laufzeit des TTL–Treibers	109
F	Steuerungssoftware „Board Control“	111
	Abbildungs–, Tabellen– und Literaturverzeichnis	113

Kapitel 1

Einleitung

Das Hauptziel des OPERA-Experimentes¹ ist der Nachweis von Tau-Neutrinos in einem fast reinen Myon-Neutrino-Strahl. Der 732 km von der ν_μ -Quelle entfernte Detektor soll so den direkten Beweis für $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen erbringen. Er befindet sich im Gran-Sasso-Untergrundlabor in Italien und verfügt über zwei Blei-Fotoemulsions-Targets² sowie elektronische Detektorkomponenten.

Die Tau-Neutrinos sollen über die geladenen Tauonen nachgewiesen werden, die durch ν_τ -CC-Reaktionen³ im Blei des Targets entstehen und deren mittlere freie Weglänge ca. 600 μm beträgt. Mithilfe der elektronischen Detektoren werden die geladenen Zerfallsprodukte der Tauonen identifiziert und der Ort ermittelt, an dem eine Reaktion stattgefunden hat. Die Rekonstruktion der charakteristischen Zerfallstopologien der Tauonen erfolgt durch Auswertung der Fotoemulsionen, die sich zwischen dem Target-Material befinden.

An die Target-Sektionen schließt sich ein Spektrometer aus Magneten und elektronischen Detektoren an. Hier sollen Ladungsvorzeichen und Impuls der Myonen bestimmt werden, die bei Tauon-Zerfällen oder ν_μ -CC-Reaktionen entstehen. So kann die Rate der fälschlicherweise als Tauonen identifizierten Untergrundereignisse annähernd vollständig reduziert werden. Der Beitrag der Universität Hamburg zum OPERA-Projekt ist der Driftröhrendetektor des Spektrometers. Er besteht aus 198 Modulen mit je 48 Driftröhren, die mit Driftgas gefüllt sind. Im Inneren jeder Röhre ist ein Anodendraht gespannt, der eine Potentialdifferenz von 2,45 kV zur Röhrenwand aufweist.

Durchquert ein geladenes Teilchen die Driftröhren, werden freie Ladungsträger im Driftgas erzeugt. Sie rufen nach einer abstandsabhängigen Driftzeit ein Signal auf den Anodendrähten hervor. Der Driftröhrendetektor misst die Zeitspanne vom Teilchendurchgang bis zur Signalauslösung auf dem Draht und bestimmt so die Spurkoordinaten der Myonen in der horizontalen Ebene. Die Information über den Zeitpunkt des Teilchendurchgangs liefert ein externes Referenzsignal. Untersuchungen der Zeitgenauigkeit dieses Triggersignals⁴ und dessen Optimierung hinsichtlich einer besseren Ortsauflösung der Spurrekonstruktion sind Gegenstand dieser

¹OPERA: Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus

²target (engl.): Ziel

³CC, charged current (engl.): geladener Strom

⁴trigger (engl.): Auslöser

Diplomarbeit.

Im folgenden Kapitel wird ein kurzer Überblick über die Geschichte der Neutrinoforschung gegeben und die Einordnung des Neutrinos in das Standardmodell der Teilchenphysik vorgestellt. In Kapitel 3 werden die theoretischen Grundlagen der Neutrinooszillation erläutert. Bisherige Oszillationsexperimente und die aktuellen Werte der Oszillationsparameter werden in Kapitel 4 vorgestellt. Kapitel 5 behandelt das OPERA-Experiment. Besonderes Augenmerk liegt dabei auf den für diese Diplomarbeit relevanten Detektorkomponenten. Kapitel 6 geht detailliert auf das Triggersystem des Driftröhrenspektrometers ein. Durchgeführte Testmessungen zur Signalverarbeitung werden in Kapitel 7 behandelt. Kapitel 8 bis 13 stellen die aus Detektordaten gewonnenen Ergebnisse für das zeitliche Verhalten des Triggersignals vor. Eine in Testläufen bestätigte Optimierung des Triggersystems auf Basis der Reduktion der Signallängen wird in Kapitel 14 vorgestellt. Abschließend werden in Kapitel 15 die Ergebnisse dieser Diplomarbeit zusammengefasst.

Kapitel 2

Das Geisterteilchen: Kurze Geschichte des Neutrinos

Eines der heute spannendsten Themen der Physik hat seinen Ursprung in der 1896 von A.H. Becquerel entdeckten Radioaktivität. Der elementare Prozess dabei ist der Zerfall eines Neutrons in ein Proton und ein Elektron (β -Zerfall) aufgrund der schwachen Wechselwirkung. Durch spätere Versuche von J. Chadwick stieß man bei der damaligen Annahme des Zwei-Körper-Zerfalls $n \rightarrow p + e^-$ auf einen Widerspruch: Statt der erwarteten immer gleichen Energie des emittierten Elektrons zeigte sich ein kontinuierliches Energiespektrum. Zur Lösung dieses Problems postulierte W. Pauli 1930 ein zusätzliches, am Zerfall beteiligtes Teilchen, das durch seine Eigenschaften Energie- und Impulserhaltungssatz aufrechterhält. Ferner stützte ein drittes Teilchen Paulis erst wenige Jahre alte Hypothese eines – im mathematischen Sinn mit Drehungen verwandten – zusätzlichen quantenmechanischen Freiheitsgrades (*Spin*). Über Betrachtungen des Endpunktes des Energiespektrums kam man zu dem Schluss, dass dieses Teilchen masselos wäre. Da es aufgrund der Ladungserhaltung elektrisch neutral sein musste und es zudem für die Experimentatoren keine unmittelbaren Spuren hinterließ, prägte E. Fermi später den Namen *Neutrino* (ν) für dieses neue Teilchen. Mit ihm erhält der β -Zerfall folgende Form (hier wird das Neutrino in Übereinstimmung mit dem heutigen Wissensstand als Anti-Elektron-Neutrino bezeichnet):

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e . \quad (2.1)$$

Der erste direkte Existenzbeweis des Neutrinos gelang 1956 F. Reines und C.L. Cowan über den Nachweis der Reaktion

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (2.2)$$

im Savannah-River-Experiment [Rei56]. Als Neutrinoquelle diente der Savannah-River-Kernreaktor. Reines und Cowan benutzten drei mit Szintillatorflüssigkeit gefüllte Tanks zum Nachweis der Positronen- und Neutronen-Signatur (vgl. Abb. 2.1). In zwei Behältern zwischen den Detektor-Tanks befand sich Wasser, dessen quasifreie Protonen als Target für den inversen β -Zerfall (2.2) dienten. Die dabei entstandenen Positronen zerstrahlen gemäß $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$ in zwei

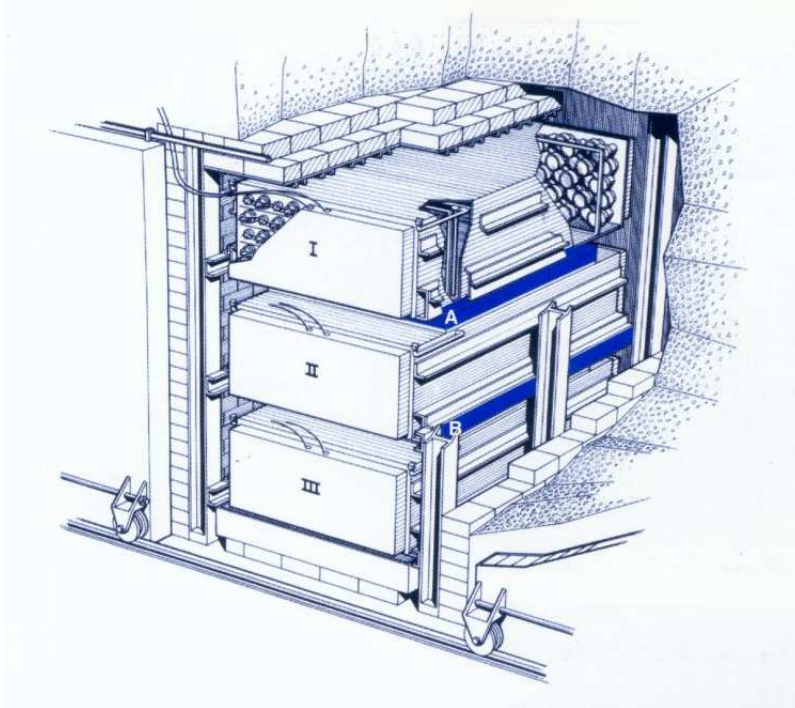


Abbildung 2.1: Aufbau des Savannah–River–Experimentes von Reines und Cowan. Zwischen den mit Szintillatorflüssigkeit gefüllten Detektoren (I, II und III) befinden sich zwei Tanks mit wässriger Cadmiumchloridlösung (A und B) [Sla97].

Photonen, die aufgrund ihrer charakteristischen Energie in den Detektoren oberhalb und unterhalb eines Wasserbehälters nachgewiesen werden konnten. Dem Wasser war zusätzlich Cadmiumchlorid beigemischt, so dass über Detektion der spezifischen Photonkaskade aus der Einfangreaktion $\text{Cd}(n, \gamma)\text{Cd}$ auch die im inversen β -Zerfall (2.2) entstandenen Neutronen nachgewiesen werden konnten. Da der Neutroneneinfang gegenüber der Annihilation um einige μs verzögert ist, ergibt sich eine typische Signatur zweier gegeneinander verzögerter Signale, die eindeutig auf den inversen β -Zerfall (2.2) schließen lässt.

Bei einem Experiment am Brookhaven–Synchrotron stellte sich 1962 heraus, dass es verschiedene Sorten von Neutrinos gibt [Dan62]. Es zeigte sich, dass sich die Neutrinos aus Myon–Zerfällen von den Neutrinos unterscheiden, die im β -Zerfall des Neutrons entstehen. Die Neutrinos der Myon–Zerfälle werden durch eine bestimmte Quantenzahl dem Myon zugeordnet, die Neutrinos des β -Zerfalls dem Elektron. So prägten sich die Begriffe *Myon–Neutrino* (ν_μ) und *Elektron–Neutrino* (ν_e).

Dieses Ergebnis ließ sich durch die Einführung von Lepton–Familien deuten. Die elektronartigen Leptonen e^- und ν_e sowie die myonartigen Leptonen μ^- und ν_μ bilden dabei je ein Teilchendublett:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} .$$

Das untenstehende Mitglied einer Familie unterscheidet sich vom obenstehenden durch eine um eine Einheit geringere elektrische Ladung. Zudem existiert für jede Familie eine in allen Wechselwirkungen erhaltene additive Quantenzahl (*Leptonzahl*): $L_e = 1$ für e^- und ν_e , sowie $L_\mu = 1$ für μ^- und ν_μ (die entsprechenden Antiteilchen tragen demgemäß die Quantenzahlen $L_{e,\mu} = -1$). Die Leptonzahl bedingt die unterschiedlichen Neutrinos in Myon- und β -Zerfall.

Ein weiteres Lepton, das Tauon (τ^-), wurde 1975 am Elektron-Positron-Speicherring SPEAR¹ am SLAC² entdeckt [Per75]. Das zugehörige Neutrino, das Tau-Neutrino (ν_τ), wurde 25 Jahre später durch das DONuT-Experiment³ nachgewiesen [Pat01]. Dieses Teilchen spielt eine besondere Rolle im OPERA-Experiment, das in dieser Diplomarbeit näher beschrieben wird.

Die neue Lepton-Familie mit ihrer Leptonzahl L_τ komplettierte das Bild der Leptonendoublets und bildet mit den anderen beiden das heutige Erscheinungsbild der Leptonen im Standardmodell der Teilchenphysik:

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

Diese sechs elementaren Leptonen sind in drei Familien nach steigenden Massen der geladenen Leptonen angeordnet (demgemäß gibt es noch einmal drei Familien der entsprechenden Anti-Leptonen). Die auf sie wirkende fundamentale Kraft, die elektroschwache Wechselwirkung, wirkt in genau derselben Weise auf jede Familie, das heißt, die einzelnen Familien unterscheiden sich nur in den Massen, nicht in ihrer Wechselwirkung. Dies wird als *Universalität* bezeichnet. Die Leptonen nehmen ausschließlich als sog. linkshändige (Anti-Leptonen als rechtshändige) Leptonendoublets an der Wechselwirkung teil.⁴ Da die Neutrinos ungeladen sind, unterliegen sie nur dem schwachen Teil der elektroschwachen Kraft, zeigen also keine elektromagnetische Wechselwirkung. Alle Leptonen sind Fermionen, besitzen demnach einen halbzahligen Spin und gehorchen aufgrund ihrer antisymmetrischen Wellenfunktion in Vielteilchensystemen der Fermi-Dirac-Statistik und dem Pauli'schen-Ausschlussprinzip.

Die Frage nach der Existenz weiterer Lepton-Familien beantworteten Untersuchungen von Z^0 -Zerfällen am LEP-Beschleuniger⁵ am CERN⁶. Dabei wurden drei verschiedenartige Neutrinos nachgewiesen, deren Massen unterhalb der halben

¹SPEAR: Stanford Positron Electron Accelerating Ring

²SLAC: Stanford Linear Accelerator Center

³DONuT: Direct Observation of the Nu Tau

⁴Die Ströme j der die schwache Wechselwirkung beschreibenden Matrixelemente beinhalten den Chiralitätsoperator γ^5 . Dieser tritt für Teilchen als $(1 - \gamma^5)$ -Faktor, für Antiteilchen als $(1 + \gamma^5)$ -Faktor in den Strömen j auf und projiziert so bestimmte Eigenzustände zur Chiralität, die links- bzw. rechtshändigen Zustände aus den Wellenfunktionen heraus. Für masselose Fermionen sind diese Zustände mit den Zuständen der Helizität – also der Projektion des Spins auf die Flugrichtung – identisch, weshalb der Begriff der Händigkeit auch oft mit dem der Helizität gleichgesetzt wird.

⁵LEP: Large Electron Positron Collider

⁶CERN: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

Z^0 -Masse⁷ liegen [ALE05]. Daher wird gegenwärtig davon ausgegangen, dass keine weiteren Lepton-Familien als die drei oben genannten existieren.

Heute, 75 Jahre nach Paulis Postulat und 50 Jahre nach Reines' und Cowans Entdeckung, hat das Neutrino seinen festen Platz im Standardmodell der Teilchenphysik. Ihm wird darin per Definition eine verschwindende Ruhemasse, also $m_\nu = 0$, zugeordnet. Für viele Reaktionen in der schwachen Wechselwirkung ist dies eine ausgezeichnete Näherung. Allerdings deuten beobachtete Übergänge zwischen den Familien bei den Neutrinos (sog. *Neutrinooszillationen*) auf eine, wenn auch kleine, von Null verschiedene Masse hin. Diese Neutrinooszillationen sind Gegenstand des nächsten Kapitels.

⁷ $m_{Z^0} = 91,19 \text{ GeV}$ [Yao06]

Kapitel 3

Die theoretischen Grundlagen: Neutrinooszillationen

Viele Experimente weisen auf Familienübergänge bei den Neutrinos der Art $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ (mit $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$) hin. Bevor im nächsten Kapitel auf die wichtigsten dieser Experimente eingegangen wird, soll hier die theoretische Beschreibung der Neutrinooszillationen dargestellt werden. Im ersten Abschnitt wird die Übergangswahrscheinlichkeit $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ aus quantenmechanischen Überlegungen abgeleitet. In den folgenden Abschnitten werden die dabei gemachten Annahmen begründet und Erweiterungen der Theorie vorgestellt.

3.1 Ableitung der Oszillationswahrscheinlichkeit

Die Entstehung eines Neutrinos findet, genau wie sein Nachweis, ausschließlich in Prozessen der schwachen Wechselwirkung statt. Im quantenmechanischen Sinn bildet es dabei einen Eigenzustand zur schwachen Wechselwirkung, einen sog. *Flavourzustand*¹. Die möglichen Flavourzustände stellen die in Kapitel 2 beschriebenen ν_e , ν_μ und ν_τ dar.

Die Dynamik dieses quantenmechanischen Systems wird durch die Eigenzustände $|\nu_i\rangle$ des Hamiltonoperators \hat{H} bestimmt. Sie sind Zustände zu definierter Energie und für ein freies Teilchen gilt im Ruhesystem des entsprechenden Zustandes ($c = 1$):

$$\hat{H} |\nu_i\rangle = m_i |\nu_i\rangle \quad \text{mit } i = 1, 2, 3 . \quad (3.1)$$

Da die Eigenwerte m_i mit den Massen der $|\nu_i\rangle$ zu identifizieren sind, werden die Eigenzustände $|\nu_i\rangle$ *Massenzustände* genannt. Viele experimentelle Ergebnisse weisen darauf hin, dass der Index i von 1 bis 3 läuft (vgl. Kapitel 4). Das heißt, dass es analog zu den drei Familien e, μ und τ auch drei Massenzustände gibt.²

Die Massenzustände $|\nu_i\rangle$ als auch die Flavourzustände $|\nu_\alpha\rangle$ bilden eine Basis des Zustandsraumes. Daher können sie allgemein durch Linearkombination der

¹*flavour (engl.):* Geschmacksrichtung; wird als Begriff für die Familienzugehörigkeit verwendet.

²Mathematisch ist dies nicht zwingend notwendig, es gäbe die Möglichkeit weiterer Massenzustände und damit weiterer Neutrinos. Da sich diese nicht direkt nachweisen lassen, werden sie als *steril* bezeichnet.

Zustände der jeweils anderen Basis dargestellt werden:

$$|\nu_i\rangle = \sum_{\alpha} |\nu_{\alpha}\rangle \langle \nu_{\alpha} | \nu_i \rangle = \sum_{\alpha} \langle \nu_{\alpha} | \nu_i \rangle |\nu_{\alpha}\rangle = \sum_{\alpha} U_{i\alpha} |\nu_{\alpha}\rangle . \quad (3.2)$$

Daraus folgt:

$$|\nu_{\alpha}\rangle = \sum_{i} (U_{i\alpha})^{\dagger} |\nu_i\rangle = \sum_{i} U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle . \quad (3.3)$$

Die Faktoren $U_{\alpha i}$ bilden die unitäre Mischungsmatrix U . Ihre Eigenschaften und ihre Darstellung werden ausführlich in Abschnitt 3.3 behandelt. Ist U ungleich der Einheitsmatrix, so stellen sich die $|\nu_i\rangle$ bzw. $|\nu_{\alpha}\rangle$ als Mischungen der jeweils anderen Basiszustände dar und man spricht von *Neutrinomischung*.

Die $U_{i\alpha}$ bzw. $U_{\alpha i}^*$ erhalten durch Bildung des Betragsquadrates eine anschauliche physikalische Interpretation: $|U_{i\alpha}|^2$ bzw. $|U_{\alpha i}^*|^2$ beschreibt den Anteil des Flavourzustandes $|\nu_{\alpha}\rangle$ am Massenzustand $|\nu_i\rangle$ bzw. den Anteil des Massenzustandes $|\nu_i\rangle$ am Flavourzustand $|\nu_{\alpha}\rangle$. So ist $|U_{i\alpha}|^2$ die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Massenzustand $|\nu_i\rangle$ durch Wechselwirkung (z.B. in einem Nachweisexperiment) den Flavourzustand $|\nu_{\alpha}\rangle$ erzeugt. Die gemeinsame Verknüpfung der Zustände der Produktion und Detektion über (3.2) und (3.3) wird eingehend in Abschnitt 3.2 diskutiert.

Die zeitliche Entwicklung des Massenzustandes $|\nu_i\rangle$ in seinem Ruhesystem wird durch die zeitabhängige Wellengleichung angegeben:

$$\hat{H} |\nu_i(t'_i)\rangle = i \frac{\partial}{\partial t'_i} |\nu_i(t'_i)\rangle . \quad (3.4)$$

Dabei ist $\hbar = 1$ und t'_i die Zeitkoordinate im Ruhesystem des Zustandes $|\nu_i\rangle$. Die Lösung der Wellengleichung ist:

$$|\nu_i(t'_i)\rangle = e^{-im_i t'_i} |\nu_i(0)\rangle . \quad (3.5)$$

Um den Flavourzustand $|\nu_{\alpha}\rangle$ angeben zu können, müssen die Massenzustände in ein gemeinsames Bezugssystem transformiert werden. Durch Lorentztransformation ergibt sich für die Phase in (3.5):

$$-m_i t'_i = -(E_i t - \vec{p}_i \vec{x}) . \quad (3.6)$$

Dabei sind E_i die Energie und \vec{p}_i der Impuls eines Massenzustandes. t ist die Zeitkoordinate im entsprechenden System und kann für ein Neutrinoexperiment als die Zeit interpretiert werden, die zwischen Produktion und Detektion des Neutrinos vergeht [Kay05]. In Anhang A wird gezeigt, dass die Lorentztransformation (3.6) für die Transformation der Phase des Massenzustandes (3.5) verwendet werden kann.

Für eine Betrachtung im Laborsystem gelte die Annahme, dass alle \vec{p}_i entlang \vec{x} ausgerichtet sind. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da der mikroskopische Prozess der Produktion von dem der Detektion durch einen makroskopischen Abstand (L)

getrennt ist. Dass mögliche Abweichungen von dieser Annahme zu keinem nachweisbaren Effekt führen, zeigt [Giu06]. Mit $|\vec{x}| = L$ folgt für (3.5) im Laborsystem:

$$|\nu_i(t, L)\rangle = e^{-i(E_i t - |\vec{p}_i| L)} |\nu_i(0)\rangle . \quad (3.7)$$

Jetzt kann die zeitliche und räumliche Entwicklung des Flavourzustandes $|\nu_\alpha\rangle$ im Laborsystem angegeben werden. Mit (3.3) gilt:

$$|\nu_\alpha(t, L)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i(E_i t - |\vec{p}_i| L)} |\nu_i(0)\rangle . \quad (3.8)$$

In einem realen Experiment ist die Zeit zwischen Produktion und Detektion des Neutrinos keine Messgröße, da zeitlich konstante Neutrinoquellen verwendet werden, die einen Strahl erzeugen [Kay05]. Die entsprechende Messgröße ist die Energie des Neutrinostrahls. L. Stodolsky zeigt in [Sto98], dass gemittelt über die nicht gemessene Zeit t nur dann die Massenzustände eines Neutrinostrahls kohärent überlagern, wenn sie die gleichen Energien besitzen. Diese Ansicht wird auch von B. Kayser, H. Lipkin und L.B. Okun z.B. in [Kay05, Lip02, Lip05, Oku03] vertreten. Es gilt also:

$$E_i = E \quad \text{für alle } i . \quad (3.9)$$

Da die Massenzustände das System vollständig beschreiben, ist dieser entartete Energieeigenwert der Massenzustände mit dem Messwert der Energie des Neutrinostrahls im Laborsystem zu identifizieren.

Die Impulse der Massenzustände sind ebenfalls keine Messgrößen, können aber für kleine Massen m_i entwickelt werden:

$$|\vec{p}_i| = \sqrt{E^2 - m_i^2} \approx E - \frac{m_i^2}{2E} . \quad (3.10)$$

Für die Phase in (3.8) folgt damit:

$$-(E_i t - |\vec{p}_i| L) \approx -\left(Et - \left(E - \frac{m_i^2}{2E}\right)L\right) = -E(t - L) - m_i^2 \frac{L}{2E} . \quad (3.11)$$

Somit ergibt sich für den Flavourzustand im Laborsystem:

$$|\nu_\alpha(E, L)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-iE(t-L) - im_i^2 \frac{L}{2E}} |\nu_i(0)\rangle . \quad (3.12)$$

Die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ ist dann:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \left| \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(E, L) \rangle \right|^2 \quad (3.13)$$

$$= \left| \sum_j U_{j\beta} \langle \nu_j | \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-iE(t-L) - im_i^2 \frac{L}{2E}} |\nu_i(0)\rangle \right|^2 \quad (3.14)$$

$$= \left| \sum_i \sum_j U_{\alpha i}^* e^{-iE(t-L) - im_i^2 \frac{L}{2E}} U_{j\beta} \langle \nu_j | \nu_i(0) \rangle \right|^2 . \quad (3.15)$$

Aufgrund der Orthogonalität der Massenzustände $\langle \nu_j | \nu_i \rangle = \delta_{ji}$ folgt:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \left| \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-iE(t-L) - im_i^2 \frac{L}{2E}} U_{i\beta} \right|^2 \quad (3.16)$$

$$= \sum_i \sum_j U_{\alpha i}^* U_{i\beta} U_{j\alpha} U_{\beta j}^* e^{-i(m_i^2 - m_j^2) \frac{L}{2E}} . \quad (3.17)$$

Unter Verwendung der Unitarität der Mischungsfaktoren $\sum_i U_{\alpha i}^* U_{i\beta} = \delta_{\alpha\beta}$ (vgl. Abschnitt 3.3) und der Darstellung der komplexen Exponentialfunktion durch trigonometrische Funktionen folgt:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{i\beta} U_{j\alpha} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \Im(U_{\alpha i}^* U_{i\beta} U_{j\alpha} U_{\beta j}^*) \sin \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (3.18)$$

mit

$$\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2 . \quad (3.19)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit als experimentell zugängliche Größe hängt also von der Differenz der Massenquadrate ab. Für $\Delta m_{ij}^2 = 0$ ergibt sich $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta}$. Beobachtete Übergänge $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ implizieren demnach unterschiedliche Werte der m_i und somit Neutrinomassen ungleich Null. Zudem oszilliert die Übergangswahrscheinlichkeit mit dem Verhältnis L/E , also mit den vom Experiment gesetzten Parametern. Es ist dieses Verhalten, dass zur Namensgebung der Übergänge geführt hat: *Neutrinooszillationen*.

Für die Oszillationswahrscheinlichkeit bei Antineutrinos geht (3.3) in ihr Adjungiertes $|\bar{\nu}_\alpha\rangle = \sum_i U_{i\alpha} |\bar{\nu}_i\rangle$ über und es folgt analog:

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{i\beta} U_{j\alpha} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \\ &\quad - 2 \sum_{i>j} \Im(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right) . \end{aligned} \quad (3.20)$$

Der Vergleich von (3.18) und (3.20) ergibt allgemein:

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) . \quad (3.21)$$

Dies leitet sich auch direkt aus dem CPT-Theorem³ ab, da $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta$ der CPT-transformierte Prozess zu $\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha$ ist.

³Das CPT-Theorem besagt, dass ein spiegelbildlicher, zeitumgekehrter Vorgang, bei dem Materie und Antimaterie vertauscht sind, nach den gleichen physikalischen Gesetzmäßigkeiten abläuft wie der Ausgangsvorgang. Dies bezeichnet wird als Invarianz gegenüber den drei Transformationen C (*charge conjugation (engl.)*: Ladungskonjugation), P (*parity transformation (engl.)*: Paritätstransformation) und T (*time conversion (engl.)*: Zeitumkehr) bezeichnet.

Der CP-transformierte Prozess zu $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta$ ist $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$. Hier sind die Übergangswahrscheinlichkeiten im Allgemeinen unterschiedlich:

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) \neq P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) . \quad (3.22)$$

Sie unterscheiden sich jedoch nur im Vorzeichen des Imaginärteils. Das heißt, dass eine mögliche, aber bislang noch nicht beobachtete CP-Verletzung⁴ im leptonen Sektor an eine komplexwertige Mischungsmatrix U gekoppelt ist. Hier bietet sich über den Vergleich der Oszillationswahrscheinlichkeiten $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ und $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ eine experimentelle Möglichkeit, CP-Verletzung nachzuweisen.

Werden die Werte für \hbar und c in die Gleichungen für die Übergangswahrscheinlichkeit (3.18) und (3.20) eingesetzt, ergibt sich für das Argument der Oszillationsgröße $\sin^2(\Delta m_{ij}^2 L/4E)$:

$$\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} = 1,27 \Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2] \frac{L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} . \quad (3.23)$$

Die Auswirkungen der Oszillation sind experimentell nachweisbar, solange das Argument von der Größenordnung 1 oder größer ist. Das heißt, ein Experiment mit einem gegebenen L/E -Verhältnis ist empfindlich auf quadrierte Massendifferenzen $\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2]$ bis zu $L [\text{km}]/E [\text{GeV}]^{-1}$. Zum Beispiel konnte das KamLAND-Experiment (vgl. Abschnitt 4.1) mit $L \approx 10^2$ km und $E \approx 1$ MeV eine quadrierte Massendifferenz bis hinunter zu $\Delta m^2 \approx 10^{-5}$ eV² auflösen.

Da allerdings $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ und $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ nur von den Differenzen der quadrierten Massen abhängen und nicht von einer einzelnen quadrierten Masse selbst, können Oszillationsexperimente zwar die Struktur der Massendifferenzen bestimmen, nicht aber ihren Abstand zum Nullpunkt.

In diesem Abschnitt wurde hergeleitet, wie ein Familienübergang (Flavourübergang) der Neutrinos grundsätzlich möglich ist. Die beiden Voraussetzungen dafür seien hier noch einmal zusammenfassend genannt:

1. **Neutrinomischung:** Die Mischungsmatrix U muss ungleich der Einheitsmatrix sein. Das heißt, dass ein Flavourzustand $|\nu_\alpha\rangle$ aus mehr als einem Massenzustand $|\nu_i\rangle$ gemischt sein muss.
2. **Massendifferenz:** Die Massenzustände $|\nu_i\rangle$ müssen paarweise verschiedene Massen m_i aufweisen, damit es zu Phasendifferenzen in der Propagation kommen kann.

3.2 Zustände der Produktion und Detektion

Für eine konsistente Beschreibung der Neutrinooszillation ist es erforderlich, dass die Zustände im Prozess „Erzeugung \rightarrow Propagation \rightarrow Detektion“ über

⁴CP-Verletzung bezeichnet die Verletzung der Invarianz gegenüber den Transformationen C und P (siehe oben).

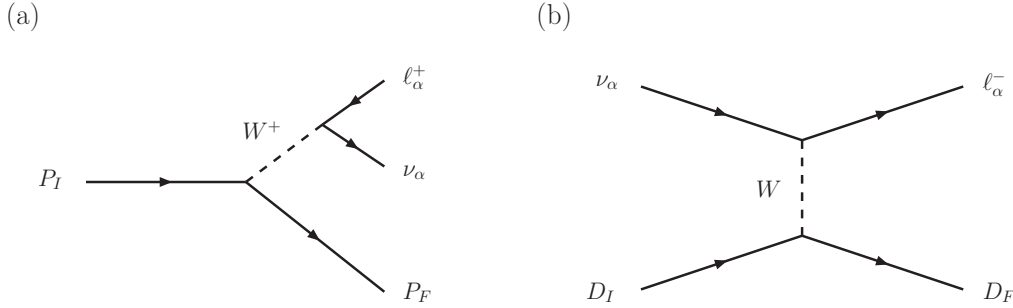


Abbildung 3.1: Prozesse der (a) Produktion und (b) Detektion von Neutrinos über ein geladenes W -Boson (geladener Strom).

die korrekten Transformationen verknüpft werden. In diesem Abschnitt soll skizziert werden, dass die Zustände der Produktion und Detektion mit denen der Propagation über eine gemeinsame Transformation verbunden sind, wie es durch (3.3) im obigen Abschnitt angenommen wurde.

Der Zustand eines Flavour-Neutrinos ν_α ist definiert als der Zustand, der in einem Prozess der schwachen Wechselwirkung zusammen mit einem geladenen Lepton ℓ_α entsteht oder detektiert wird. Streng genommen kann der Flavour eines Neutrinos nur über die Identifikation dieses assoziierten Leptons bestimmt werden.

Zuerst sei die Produktion eines Neutrinos im Zerfallsprozess

$$P_I \rightarrow P_F + \ell_\alpha^+ + \nu_\alpha \quad (3.24)$$

betrachtet (vgl. Abb. 3.1 (a)). Dabei bezeichnet P_I das zerfallende Teilchen und P_F eine beliebige Anzahl von Teilchen im Endzustand. Als Beispiel sei der Pion-Zerfall genannt:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu . \quad (3.25)$$

Hier ist $P_I = \pi^+$, P_F entfällt und $\alpha = \mu$.

Der Prozess (3.24) wird mit dem Streuoperator \hat{S} beschrieben durch

$$\begin{aligned} |P_F, \ell_\alpha^+, \nu_\alpha\rangle &= \hat{S} |P_I\rangle \\ &= \sum_i |P_F, \ell_\alpha^+, \nu_i\rangle \langle P_F, \ell_\alpha^+, \nu_i | \hat{S} |P_I\rangle \\ &= \sum_i \langle P_F, \ell_\alpha^+, \nu_i | \hat{S} |P_I\rangle |P_F, \ell_\alpha^+, \nu_i\rangle \\ &= \sum_i \mathcal{A}_{\alpha i}^P |P_F, \ell_\alpha^+, \nu_i\rangle . \end{aligned} \quad (3.27)$$

Hierbei wurde auf die Massenzustände $|\nu_i\rangle$ projiziert und die $\mathcal{A}_{\alpha i}^P$ sind die Amplituden der Produktion des entsprechenden Zustandes im Zerfallskanal (3.24). Sie beinhalten die relevanten Elemente der Streumatrix S . Trotz der Beschreibung durch Massenzustände ist der Flavour des Neutrinos durch den des geladenen Leptons ℓ_α^+ bestimmt.

In [Giu91], [Bil01] und [Alb03] wird gezeigt, dass der Flavourzustand der Produktion $|\nu_\alpha^P\rangle$ durch Projektion auf $|\ell_\alpha^+, P_\alpha\rangle$ und geeignete Normierung dargestellt wird durch:

$$|\nu_\alpha^P\rangle = \left(\sum_j |\mathcal{A}_{\alpha j}^P|^2 \right)^{-1/2} \sum_i \mathcal{A}_{\alpha i}^P |\nu_i\rangle . \quad (3.28)$$

Es soll nun der Vorgang der Detektion,

$$\nu_\alpha + D_I \rightarrow D_F + \ell_\alpha^- , \quad (3.29)$$

betrachtet werden (vgl. Abb. 3.1 (b)). Dabei ist D_I das Target-Teilchen und D_F ein oder mehrere Teilchen im Endzustand. Allerdings ist das einlaufende Neutrino aufgrund der Propagation durch eine Linearkombination von Massenzuständen beschrieben und der Flavourzustand vor dem Detektionsprozess nicht eindeutig festgelegt. Dieser prägt sich erst durch die Erzeugung des entsprechenden geladenen Leptons aus. Die Komponente, die (3.29) erzeugt, ist beschrieben durch:

$$|D_F, \ell_\alpha^-\rangle = \hat{S} |\nu_\alpha, D_I\rangle . \quad (3.30)$$

Um auf den Flavourzustand des Neutrinos zu schließen, wird die Unitarität von \hat{S} ausgenutzt:

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha, D_I\rangle &= \hat{S}^\dagger |D_F, \ell_\alpha^-\rangle \\ &= \sum_i |\nu_i, D_I\rangle \langle \nu_i, D_I | \hat{S}^\dagger |D_F, \ell_\alpha^-\rangle \\ &= \sum_i \langle \nu_i, D_I | \hat{S}^\dagger |D_F, \ell_\alpha^-\rangle |\nu_i, D_I\rangle \\ &= \sum_i \mathcal{A}_{\alpha i}^D |\nu_i, D_I\rangle . \end{aligned} \quad (3.31)$$

Der Flavourzustand der Detektion $|\nu_\alpha^D\rangle$ ergibt sich durch Projektion auf $|D_I\rangle$ und geeignete Normierung:

$$|\nu_\alpha^D\rangle = \left(\sum_j |\mathcal{A}_{\alpha j}^D|^2 \right)^{-1/2} \sum_i \mathcal{A}_{\alpha i}^D |\nu_i\rangle . \quad (3.32)$$

Die Zustände der Produktion (3.28) und der Detektion (3.33) besitzen die gleiche mathematische Struktur, haben aber unterschiedliche Bedeutung. Der Zustand der Produktion $|\nu_\alpha^P\rangle$ beschreibt ein Neutrino, das in einem Prozess der schwachen Wechselwirkung entsteht und im Anschluss propagiert, also folglich den Anfangszustand eines propagierenden Neutrinos. Der Zustand der Detektion $|\nu_\alpha^D\rangle$ beschreibt nur die Komponente eines propagierenden Neutrinos, die in einem Prozess der schwachen Wechselwirkung ein geladenes Lepton mit entsprechendem Flavour erzeugen kann. Um diese beiden Zustände zu vergleichen, werden die relevanten

Elemente der Streumatrix S durch die Matrixelemente \mathcal{M} ausgedrückt, die die Dynamik der Wechselwirkung beschreiben. [Giu04] zeigt, dass die Amplituden der Produktion $\mathcal{A}_{\alpha i}^P$ und der Detektion $\mathcal{A}_{\alpha i}^D$ dann geschrieben werden können als

$$\mathcal{A}_{\alpha i}^P = U_{\alpha i}^* \mathcal{M}_{\alpha i}^P \quad \text{und} \quad \mathcal{A}_{\alpha i}^D = U_{\alpha i}^* \mathcal{M}_{\alpha i}^D, \quad (3.34)$$

da der entsprechende Hamiltonoperator der schwachen Wechselwirkung die Mischung der Neutrinofelder enthält (vgl. Abschnitt 3.3). Die $U_{\alpha i}^*$ sind die in (3.3) definierten Faktoren zur Projektion eines Flavourzustandes $|\nu_\alpha\rangle$ auf die Massenzustände $|\nu_i\rangle$. Nach [Giu06] werden die Zustände der Produktion und Detektion so zu:

$$|\nu_\alpha^P\rangle = \sum_i \frac{\mathcal{M}_{\alpha i}^P}{\sqrt{\sum_j |U_{\alpha j}|^2 |\mathcal{M}_{\alpha j}^P|^2}} U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (3.35)$$

$$|\nu_\alpha^D\rangle = \sum_i \frac{\mathcal{M}_{\alpha i}^D}{\sqrt{\sum_j |U_{\alpha j}|^2 |\mathcal{M}_{\alpha j}^D|^2}} U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle. \quad (3.36)$$

Die Matrixelemente $\mathcal{M}_{\alpha i}^P$ und $\mathcal{M}_{\alpha i}^D$ beinhalten indirekt die Massen⁵ der $|\nu_i\rangle$ und es gilt:

$$\mathcal{M}_{\alpha i}^P \neq \mathcal{M}_{\alpha j}^P \quad \text{und} \quad \mathcal{M}_{\alpha i}^D \neq \mathcal{M}_{\alpha j}^D \quad \text{für} \quad i \neq j. \quad (3.37)$$

Die Zustände $|\nu_\alpha^P\rangle$ und $|\nu_\alpha^D\rangle$ haben also eine ähnliche Struktur wie die in (3.3) beschriebenen Zustände $|\nu_\alpha\rangle$, enthalten aber einen zusätzlichen Faktor, der sich aus der Abhängigkeit des Produktions- bzw. Detektionsprozesses von den Neutrinomassen ergibt. Diese Abhängigkeit würde sich in unterschiedlichen Wechselwirkungsraten für die Massenzustände $|\nu_i\rangle$ zeigen. Bei Experimenten, die nicht sensitiv auf diese Massenabhängigkeit der Wechselwirkungsraten sind, können die $\mathcal{M}_{\alpha i}^P$ und $\mathcal{M}_{\alpha i}^D$ unabhängig von den Massenzuständen geschrieben werden:

$$\mathcal{M}_{\alpha i}^P \rightarrow \mathcal{M}_\alpha^P \quad \text{und} \quad \mathcal{M}_{\alpha i}^D \rightarrow \mathcal{M}_\alpha^D. \quad (3.38)$$

So wird die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für jeden Massenzustand $|\nu_i\rangle$ gleich und mit $\sum_i |U_{\alpha i}|^2 = 1$ gehen die Zustände der Produktion und Detektion über in

$$|\nu_\alpha^P\rangle = |\nu_\alpha^D\rangle = |\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle. \quad (3.39)$$

Dies ist die aus (3.3) bekannte Transformation. Um sie zu erhalten, musste für jeden Massenzustand das gleiche Matrixelement \mathcal{M}_α^P bzw. \mathcal{M}_α^D angenommen werden. Bei Experimenten, die den Unterschied der Wechselwirkungsraten der $|\nu_i\rangle$ nicht auflösen, ist dies eine gerechtfertigte Annahme.

⁵Die Matrixelemente \mathcal{M} ergeben sich durch Interpretation der Feynman-Diagramme in Abb. 3.1. Dabei werden die Wellenfunktionen der Teilchen (dargestellt durch vierdimensionale Spinoren) durch für die Wechselwirkung charakteristische Vertexfaktoren und Propagatoren verknüpft. Dies wird als Strom j bezeichnet. Die Spinoren enthalten als Lösungen der Diracgleichung neben der Spininformation auch die kinematischen Größen, also auch die Masse.

In diesem Abschnitt wurde gezeigt, dass die für die Ableitung der Oszillationswahrscheinlichkeit verwendete Transformation der Flavourzustände (3.3) sowohl für den Produktions– als auch den Detektionsprozess gültig ist. Bedingung dafür ist ein Experiment, das nicht sensitiv auf die Massenabhängigkeit der Wechselwirkungsraten der Massenzustände ist. Bei OPERA und allen anderen bislang durchgeführten Oszillationsexperimenten ist diese Bedingung erfüllt, da die Nachweise von Produktion und Detektion diese Information nicht auflösen. Die Neutrinos sind hier als hochrelativistisch anzusehen ($p_i \gg m_i$) und es ist kein Einfluss der m_i auf die Wechselwirkungsraten zu beobachten.

3.3 Mischungsmatrix U und Zwei–Flavour–Formalismus

Die Mischungsmatrix U wird zu Ehren der Pionierleistungen der Physiker B. Pontecorvo, Z. Maki, M. Nagakawa und S. Sakata auf dem Gebiet der Neutrinomischung und der Neutrinooszillation heute auch als PMNS–Matrix bezeichnet. Sie wird aus den Faktoren $U_{\alpha i}$ gebildet, und nicht wie aus (3.2) oder (3.3) zu erwarten aus den $U_{i\alpha}$ oder $U_{\alpha i}^*$. Diese Schreibweise prägten S.M. Bilenky und S.T. Petcov in [Bil87], indem sie das linkshändige Flavour–Neutrino–Feld $\nu_{\alpha L}(x)$ und das linkshändige Massiv–Neutrino–Feld $\nu_{iL}(x)$ verknüpften:

$$\nu_{\alpha L}(x) = \sum_i U_{\alpha i} \nu_{iL}(x) . \quad (3.40)$$

Um im Einklang mit den physikalischen Beobachtungen des Standardmodells zu stehen, muss die Mischungsmatrix unitär sein, das heißt es muss gelten:

$$UU^\dagger = U^\dagger U = 1 . \quad (3.41)$$

Die Unitarität drückt sich mathematisch dadurch aus, dass die durch U beschriebene Transformation beliebige Skalarprodukte invariant lässt:

$$\langle \nu_j | \nu_i \rangle = \langle \nu_\beta | U^\dagger U | \nu_\alpha \rangle = \langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle = \delta_{\alpha\beta} = \delta_{ij} . \quad (3.42)$$

Dies hat die Konsequenz, dass durch die Transformation die Anzahl der Teilchen unverändert bleibt und ist damit Voraussetzung für die Formulierung der Neutrinooszillation in Übereinstimmung mit der beobachteten Physik.

In Analogie zu einer Rotation im dreidimensionalen Raum wird die Mischungsmatrix im Allgemeinen durch drei Mischungswinkel θ_{12} , θ_{13} und θ_{23} sowie einer CP–verletzenden Phase δ dargestellt:

$$U = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{13} s_{23} e^{i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{13} s_{23} e^{i\delta} & c_{13} s_{23} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} s_{13} c_{23} e^{i\delta} & -c_{12} s_{23} - s_{12} s_{13} c_{23} e^{i\delta} & c_{13} c_{23} \end{pmatrix} \quad (3.43)$$

mit $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$ und $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$. Für $\delta \neq 0$ wird U komplex und es kommt zu der in Abschnitt 3.1 beschriebenen CP–Verletzung bei den Übergängen $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$

und $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta$.

Aus bisherigen Experimenten ist bekannt, dass sich die Differenzen Δm_{21}^2 und Δm_{32}^2 bzw. Δm_{31}^2 der Massenquadrate um etwa zwei Größenordnungen unterscheiden [Yao06]. Dabei gilt $\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{32}^2$ bzw. $\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{31}^2$ (eine genaue Beschreibung der bislang bestimmten Werte der Oszillationsparameter folgt in Kapitel 4). Für viele praktische Anwendungen reicht es deshalb aus, nur zwei Werte für Δm^2 gegeneinander abzugrenzen: zum einen den aus Experimenten mit solaren Neutrinos gewonnenen Wert $\Delta m_{sol}^2 \approx \Delta m_{21}^2$, zum anderen den mit atmosphärischen Neutrinos bestimmten Wert $\Delta m_{atm}^2 \approx \Delta m_{32}^2 \approx \Delta m_{31}^2$. Zudem ist über den Mischungswinkel θ_{13} bekannt, dass er klein oder eventuell sogar Null ist [Yao06]. Diese besonderen Werte der Parameter führen dazu, dass solare Oszillation (bestimmt durch Δm_{sol}^2 und $\theta_{sol} \approx \theta_{12}$) und atmosphärische Oszillation (bestimmt durch Δm_{atm}^2 und $\theta_{atm} \approx \theta_{23}$) in erster Näherung entkoppeln [Akh04, Won07]. Sie können daher als Oszillation zwischen je zwei Familien mit lediglich zwei beteiligten Massenzuständen beschrieben werden (*Zwei-Flavour-Formalismus*). Die Mischungsmatrizen hierfür entsprechen einfachen Drehmatrizen:

$$U_{sol} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{sol} & \sin \theta_{sol} \\ -\sin \theta_{sol} & \cos \theta_{sol} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad U_{atm} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{atm} & \sin \theta_{atm} \\ -\sin \theta_{atm} & \cos \theta_{atm} \end{pmatrix} \quad (3.44)$$

Für die Übergangswahrscheinlichkeit im 2-Flavour-Formalismus ergibt sich nach (3.18) und (3.20):

- **solare Oszillation:**

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu) = P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \\ &= \sin^2(2\theta_{sol}) \sin^2\left(\Delta m_{sol}^2 \frac{L}{4E}\right) \end{aligned} \quad (3.45)$$

- **atmosphärische Oszillation:**

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) &= P(\nu_\tau \rightarrow \nu_\mu) = P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau) = P(\bar{\nu}_\tau \rightarrow \bar{\nu}_\mu) \\ &= \sin^2(2\theta_{atm}) \sin^2\left(\Delta m_{atm}^2 \frac{L}{4E}\right) \end{aligned} \quad (3.46)$$

Die Amplitude der Oszillation wird durch den Mischungswinkel und die Frequenz durch die Massendifferenz bestimmt. Die Oszillationsamplitude $\sin^2(2\theta)$ ist maximal für $\theta = 45^\circ$ und man spricht in diesem Fall von maximaler Mischung.

Die Gleichungen des Zwei-Flavour-Formalismus stellen eine erhebliche Vereinfachung gegenüber den Gleichungen aus der vollständigen Drei-Flavour-Beschreibung (3.18) und (3.20) dar und werden deshalb bei der Abschätzung und Analyse vieler Experimente eingesetzt. Die durch diese Näherung verursachten Fehler liegen meist unter dem Auflösungsvermögen der Experimente und können

deshalb vernachlässigt werden. Für höhere Präzision bietet sich folgende Modifikation an: Der jeweilige Oszillationspartner wird als Linearkombination der möglichen zwei Neutrino flavours angesehen. Die mathematische Struktur von (3.45) bzw. (3.46) kann so beibehalten werden [Akh98].

Die Entkopplung von solarer und atmosphärischer Oszillation motiviert nachstehende Parametrisierung der Mischungsmatrix U :

$$U = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix}}_{\text{atmosphärisch}} \cdot \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{solar}} \quad (3.47)$$

Hier ist die CP-verletzende Phase δ an θ_{13} gebunden, was der üblichen Konvention entspricht. Mathematisch ist das keine Notwendigkeit, da durch Umordnung der Phase diese auch an die anderen Mischungswinkel gekoppelt werden könnte, ohne die physikalische Aussage zu verändern. Diese Schreibweise soll verdeutlichen, dass der Einfluss der CP-verletzenden Phase auf die Oszillation verschwindet, falls einer der Mischungswinkel gleich Null ist. Da θ_{12} und θ_{23} ungleich Null sind, kann nur ein verschwindendes θ_{13} die Auswirkung der CP-verletzenden Phase eliminieren. Daher wird δ zusammen mit diesem Winkel geschrieben und es kommt der Bestimmung von θ_{13} eine besondere Bedeutung zu. Das bedeutet aber nicht, dass für $\theta_{13} = 0$ keine CP-Verletzung im leptonen Sektor auftritt, sondern nur, dass diese dann nicht mit Oszillationsexperimenten nachgewiesen werden kann.

Sollten Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen sein (*Majoranateilchen*) [Maj37], muss die Mischungsmatrix um zwei Majoranaphasen $\alpha_1/2$ und $\alpha_2/2$ erweitert werden. Diese hätten jedoch keinen Einfluss auf die Oszillationswahrscheinlichkeiten [Bil80].

3.4 Oszillationswahrscheinlichkeit in Materie

Da in (3.1) der Hamiltonoperator der freien Bewegung angenommen wurde, formuliert die in Abschnitt 3.1 abgeleitete Übergangswahrscheinlichkeit die Oszillation im Vakuum. Propagieren die Neutrinos durch Materie, wie z.B. Sonne, Atmosphäre oder Erde, muss der Hamiltonoperator um die Potentiale der dabei auftretenden elastischen Vorwärtsstreuung erweitert werden.

Während Elektron-Neutrinos über Austausch eines W -Bosons an Elektronen der Materie elastisch streuen können (CC-Wechselwirkung⁶), ist dies für die anderen Neutrino flavours nicht möglich, da für sie kein entsprechender leptonen Wechselwirkungspartner zur Verfügung steht. Jedoch ist für die Neutrinos aller Familien die Streuung an Elektronen, Protonen oder Neutronen der Materie über

⁶ *charged current (engl.):* geladener Strom; steht für den Austausch eines geladenen W -Bosons. Im Gegensatz dazu wird die Wechselwirkung über das neutrale Z^0 -Boson als *neutral current (NC)*, neutraler Strom, bezeichnet.

ein Z^0 -Boson möglich (NC-Wechselwirkung). Aufgrund der im Standardmodell beschriebenen Universalität der Leptonen ist das entsprechende Potential flavour-unabhängig. Zudem ist normale Materie im Mittel elektrisch neutral, weshalb sich die Beiträge von Protonen und Elektronen bei der NC-Streuung gegenseitig aufheben.

Die Erweiterung des Hamiltonoperators umfasst also zwei Terme: Zum einen den der CC-Wechselwirkung der Elektron-Neutrinos, zum anderen den der NC-Wechselwirkung für flavourunabhängigen Z^0 -Austausch mit Neutronen. Dies wird im effektiven Hamiltonoperator \hat{H}_M zusammengefasst.

Es zeigt sich, dass für Oszillationen in Materie die gleiche Beschreibung wie im Vakuum genutzt werden kann, wenn effektive Massen und Massenzustände verwendet werden [Kay05]. Da Neutrinooszillationen von Phasenunterschieden hervorgerufen werden, trägt das universelle Potential der NC-Wechselwirkung dazu nicht bei. Die Materie-Oszillation hängt dann in der gleichen Weise von den effektiven Parametern Δm_M^2 und θ_M ab, wie die Vakuum-Oszillation von den Parametern Δm^2 und θ . Dabei beschreiben die Δm_M^2 die Differenzen der effektiven Massen-Quadrate der Massenzustände in Materie, die θ_M die effektiven Materie-Mischungswinkel.

In vielen Veröffentlichungen zu diesem Thema wird versucht, die Δm_M^2 und θ_M in Abhängigkeit der Vakuum-Parameter auszudrücken (z.B. [Akh04, Ohl01, Pet86]). Dabei gibt es verschiedene Näherungsansätze, die je nach Höhe der Entwicklungsordnung entsprechend kompliziert werden. Einen vergleichbar einfachen Ausdruck bietet [Kay05]:

$$\Delta m_M^2 = \Delta m^2 \sqrt{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - x)^2} \quad (3.48)$$

und

$$\sin^2 2\theta_M = \frac{\sin^2 2\theta}{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - x)^2} \cdot \quad (3.49)$$

Der Parameter x ist ein Maß für die Stärke des Materieeffektes und ist gegeben durch:

$$x = \frac{2\sqrt{2}G_F N_e E}{\Delta m^2} \cdot \quad (3.50)$$

Dabei ist G_F die Fermi-Kopplungskonstante und N_e die Elektrondichte der Materie. Bei konstantem N_e ist x proportional zu $E/\Delta m^2$:

$$x \sim \frac{E}{\Delta m^2} \cdot \quad (3.51)$$

Der Einfluss der Materie auf Oszillationen hängt von der Neutrinoenergie E und der jeweiligen Differenz der Massenquadrate ab. Speziell für das OPERA-Experiment ergibt sich für eine mittlere Neutrinoenergie von 17,8 GeV und den Übergang $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ eine Verringerung der effektiven Oszillationswahrscheinlichkeit um 3% gegenüber der Vakuum-Oszillationswahrscheinlichkeit [Won07]. Hier kann also im Rahmen der Messungenauigkeit mit den Vakuum-Parametern genähert werden.

Bei anderen Konstellationen muss der Materieeffekt aber durchaus beachtet werden. So können z.B. Dichteänderungen zu Resonanzeffekten führen, die die Übergangswahrscheinlichkeit erheblich verändern oder sogar maximal verstärken (MSW-Effekt⁷, [Mik86]). Dies ist in der Sonne der Fall, wo die im Zentrum erzeugten Elektron-Neutrinos auf ihrem Weg zum Sonnenrand durch eine solche Resonanz laufen und einen sog. *Flavour-Flip* erfahren. Dabei rotieren die Massenzustände im Flavourraum und der schwache Eigenzustand der Neutrinos am Sonnenrand entspricht dem des Myon-Neutrinos.

In diesem Kapitel wurden die theoretischen Grundlagen der Neutrinooszillation vorgestellt. Das nächste Kapitel widmet sich den experimentellen Anstrengungen, die Mischungswinkel θ und Differenzen der quadrierten Massen Δm^2 zu bestimmen. Die Kenntnis dieser Naturkonstanten ist nötig für das Verständnis der Familienübergänge im leptonen Sektor und ihrer Auswirkungen auf das Standardmodell.

⁷Dieser Effekt wird nach seinen Entdeckern S.P. Mikheev, A.Y. Smirnov und L. Wolfenstein benannt.

Kapitel 4

Experimentelle Bestimmung der Oszillationsparameter

In diesem Kapitel soll der derzeitige Stand der Bestimmung der Oszillationsparameter vorgestellt werden. Dabei wird auf die wichtigsten Experimente eingegangen, deren Ergebnisse zu den heute verwendeten Werten geführt haben.

4.1 Die solare Oszillation: Δm_{21}^2 und θ_{12}

Experimente mit Neutrinos solaren Ursprungs sind sensitiv auf ν_e -Disappearance¹ und erlauben die Messung der Parameter θ_{12} und Δm_{21}^2 . Sie werden in der entsprechenden Näherung des 2-Flavour-Formalismus mit den Parametern θ_{sol} und Δm_{sol}^2 (vgl. (3.45)) identifiziert.

Die Sonne produziert einen intensiven Fluss von Elektron-Neutrinos als Folge nuklearer Fusionsreaktionen. Ihr zusammengefasstes Ergebnis ist



Die mittlere Energie der Neutrinos liegt im MeV-Bereich.

Die Beobachtung solarer Neutrinos gibt direkten Einblick in die Theorie stellarer Struktur und Entwicklung, welche die Basis des Standard-Sonnen-Modells (SSM) bildet. Seit Beginn der Observation solarer Neutrinos mit Davis' berühmtem ³⁷Cl-Experiment in den späten 1960er Jahren war bekannt, dass der beobachtete Fluss der Elektron-Neutrinos signifikant kleiner ist als der Fluss aus der SSM-Vorhersage. Dieses Defizit wurde als das „solare Neutrino-Problem“ bezeichnet. Trotz der Anstrengungen von radiochemischen Experimenten (GALLEX², GNO³ und SAGE⁴) und Wasser-Cherenkov-Experimenten (Kamiokande⁵ und Super-

¹*disappearance (engl.):* Verschwinden. Oszillationsexperimente werden in zwei Klassen eingeteilt: Zum einen in die der *Disappearance*-Experimente, die das Verschwinden eines Neutrino-flavours nachweisen, zum anderen in die der *Appearance*-Experimente, die das Auftreten eines Neutrino-flavours ν_α in einem Strahl eines zweiten Flavours ν_β nachweisen.

²GALLEX: Gallium Experiment, Italien

³GNO: Gallium Neutrino Observatory, Italien

⁴SAGE: Soviet American Gallium Experiment, Russland

⁵Kamiokande: Kamioka nucleon decay experiment, Japan

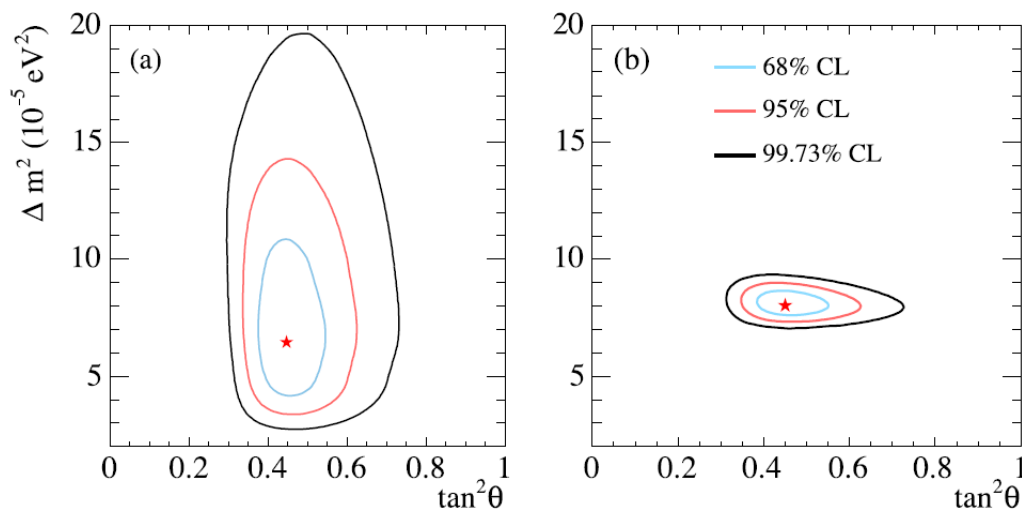


Abbildung 4.1: Kombinierte Konturen für die Parameter Δm^2_{21} und $\tan^2 \theta_{12}$. (a) Analyse der Experimente mit solaren Neutrinos. (b) Analyse der solaren Experimente und KamLAND [Aha05].

Kamiokande) blieb das solare Neutrino–Problem mehr als 30 Jahre bestehen.

Im Jahr 2001 lieferte SNO⁶, ein Wasser–Cherenkov–Detektor mit schwerem Wasser, mit Messungen des solaren Neutrino–Flusses über die CC–Reaktion $\nu_e + d \rightarrow e^- + 2p$ zusammen mit den ν_e –Fluss–Messungen von Super–Kamiokande erste Beweise für die Oszillation solarer Neutrinos [Ahm01, Fuk01]. Ein Jahr später zeigte SNO mit Messungen der NC–Reaktion $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha + p + n$, dass der Fluss aller Neutrino–Flavours mit der SSM–Vorhersage für den Elektron–Neutrino–Fluss übereinstimmt [Ahm02]. Somit war zusammen mit dem MSW–Effekt (siehe Abschnitt 3.4) die Lösung für das solare Neutrino–Problem gefunden und die Oszillationsparameter konnten anhand der Flussraten abgeschätzt werden (vgl. Abb. 4.1 (a)).

Eine zweite Methode zur Bestimmung der Parameter θ_{12} und Δm^2_{21} bieten die in Kernreaktoren erzeugten Anti–Elektron–Neutrinos $\bar{\nu}_e$ mit ihrem Energiespektrum bis ca. 8 MeV. Über die Reaktion $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ hat das Flüssigszintillator–Experiment KamLAND⁷ den Fluss und damit das Verschwinden der $\bar{\nu}_e$ gemessen. Die mit dem Neutrino–Fluss gewichtete Entfernung zu mehreren Kernreaktoren betrug 180 km, weswegen KamLAND zu den *Long–Baseline*–Experimenten⁸ zählt. Mit einem Schwellenwert von 2,6 MeV war es sensitiv auf einen Δm^2 –Bereich bis hinunter zu 10^{-5} eV^2 [Ara04]. Die Analyse bezüglich der Oszillationsparameter ist in Abb. 4.1 (b) dargestellt.

⁶SNO: Sudbury Neutrino Observatory, Kanada

⁷KamLAND: Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector, Japan

⁸*long baseline* (engl.): lange Grundlinie; steht für Experimente mit einem L/E –Verhältnis zwischen 1 km/GeV und 10 000 km/GeV. Im Gegensatz dazu werden Experimente mit einem L/E –Verhältnis von unter 1 km/GeV als *Short–Baseline*–Experimente bezeichnet [Giu03].

Die kombinierten Untersuchungen der solaren Experimente und des KamLAND-Experimentes ergeben folgende Werte für die Oszillationsparameter [Yao06, Aha05]:

$$\Delta m_{21}^2 = 8,0_{-0,4}^{+0,6} \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad \text{und} \quad \sin^2(2\theta_{12}) = 0,86_{-0,04}^{+0,03}. \quad (4.2)$$

4.2 Die atmosphärische Oszillation: Δm_{31}^2 , Δm_{32}^2 und θ_{23}

Experimente mit Neutrinos atmosphärischen Ursprungs sind vornehmlich sensitiv auf ν_μ -Disappearance durch $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillation und erlauben die Messung der Parameter θ_{23} und $\Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{32}^2$. Im 2-Flavour-Formalismus werden sie mit θ_{atm} und Δm_{atm}^2 (vgl. (3.46)) identifiziert.

Kosmische Strahlung erzeugt in der Erdatmosphäre einen Fluss von Elektron- und Myon-Neutrinos, der auf den aufeinanderfolgenden Zerfall sekundärer Pionen und Myonen aus hadronischen Schauern zurückzuführen ist. Da die kosmische Strahlung isotrop ist, werden die Neutrinos rings um die Erde mit gleicher Rate erzeugt. Ohne einen flavourändernden Mechanismus wie die Oszillation muss der auf der Erde gemessene Fluss von Neutrinos einer Sorte aus allen Richtungen gleich sein.

Der Untergrunddetektor Super-Kamiokande beobachtete im Bereich zwischen 100 MeV und 10 TeV allerdings ein signifikantes zenitwinkel- und energieabhängiges ν_μ -Defizit [Ash05]. Die Zenitwinkelabhängigkeit resultiert aus der mit der Neutrinorichtung variierenden Flugdistanz L . Neutrinos, die direkt oberhalb des Detektors erzeugt werden, propagieren ca. 15 km bis zum Nachweis, während diejenigen, die direkt unterhalb des Detektors erzeugt werden, den vollen Durchmesser der Erde (13 000 km) durchqueren. Das ν_μ -Defizit wird als Beleg für Oszillationen der Art $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ interpretiert, da die Ergebnisse der Reaktor-Experimente Bugey⁹, Palo Verde¹⁰ und CHOOZ¹¹ Grenzen für die Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ implizieren und im L/E -Bereich von Super-Kamiokande ausschließen [Dec94, Boe01, Apo02]. Auch eine Oszillation mit einem vierten, sterilen Neutrino ist mit 99% CL¹² ausgeschlossen [Amb01, Fuk00, Tan07]. Durch Messung der Neutrino-Ereignisraten und aufgrund des dabei großen abgedeckten L/E -Bereiches konnte Super-Kamiokande die Oszillationsparameter bestimmen (vgl. Abb. 4.2) [Ash05].

Unterstützung erhält die Oszillationsinterpretation der atmosphärischen Neutrinodaten vom Long-Baseline-Experiment K2K¹³. Die Intensität des am Proton-Synchrotron des KEK im GeV-Bereich erzeugten ν_μ -Strahls wurde mit mehreren Nahdetektoren und dem 250 km entfernten Super-Kamiokande-Detektor über die CC-Reaktion $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ gemessen. Die ν_μ -Disappearance

⁹Bugey: Name des Kernreaktors, Frankreich

¹⁰Palo Verde Nuclear Generating Station, Name des Kernreaktors, USA

¹¹CHOOZ: Name der Kernreaktoren, Frankreich

¹²CL: *confidence level (engl.)*, statistisches Maß für die Vertrauenswürdigkeit einer Angabe

¹³K2K: KEK to Kamiokande, KEK: Koo Energy Ken, nationales Labor für Hochenergiephysik, Japan

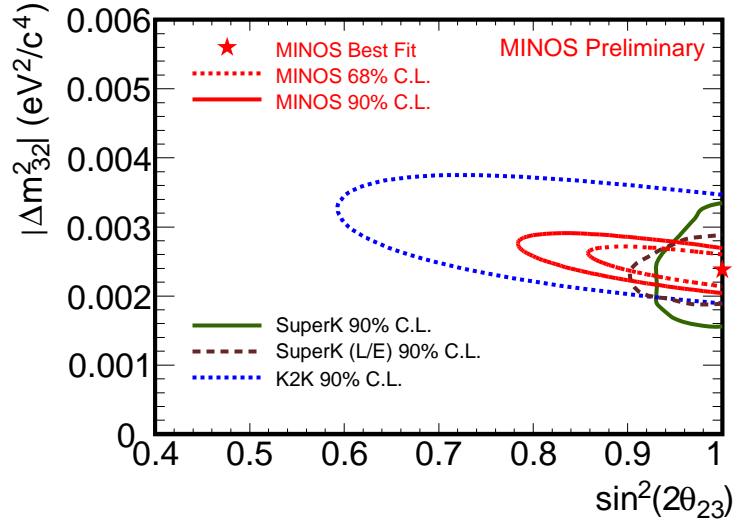


Abbildung 4.2: Konturen für die Parameter $|\Delta m_{32}^2|$ und $\sin^2(2\theta_{23})$. Es sind sowohl die Analysen von Super-Kamiokande und K2K als auch die vorläufigen MINOS-Ergebnisse dargestellt [MIN07].

konnte dabei bestätigt werden. Das L/E -Verhältnis ermöglichte die Berechnung der Oszillationsparameter im atmosphärischen Sektor (vgl. Abb. 4.2) [Ahn06].

Neueste Ergebnisse des MINOS-Experimentes¹⁴ schränken den Parameterraum für Δm_{31}^2 , Δm_{32}^2 und θ_{23} (vgl. Abb. 4.2) weiter ein [MIN07]. Anhand des am Fermilab¹⁵ im GeV-Bereich erzeugten ν_μ -Strahls NuMI¹⁶ konnte auch hier durch einen nahen und einen 735 km entfernten Detektor das Verschwinden der ν_μ gemessen werden. Beide Detektoren sind spurvermessende Kalorimeter aus Eisen und Szintillatormaterial und dienen der Auflösung der kinematischen Größen der Sekundärteilchen aus ν_μ -CC-Reaktionen [Mic06]. Die mittlerweile erreichte hohe Präzision ergibt zusammen mit den Ergebnissen von Super-Kamiokande und KamLAND folgende Werte der Oszillationsparameter:

$$|\Delta m_{32}^2| = 2,38_{-0,16}^{+0,20} \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (68\% \text{ CL, [MIN07]}) \quad (4.3)$$

$$\text{bzw. } |\Delta m_{32}^2| = 1,9-3,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (90\% \text{ CL, [Yao06]}) \quad (4.4)$$

$$\text{und } \sin^2(2\theta_{23}) > 0.92 \quad (90\% \text{ CL, [Yao06]}) . \quad (4.5)$$

Im Gegensatz zu Δm_{21}^2 konnte für Δm_{32}^2 bzw. Δm_{31}^2 das Vorzeichen nicht bestimmt werden. Daraus ergeben sich zwei mögliche Anordnungen im m^2 -Raum: $m_3^2 \gg m_1^2$ bzw. m_2^2 (normale Massenhierarchie) und $m_3^2 \ll m_1^2$ bzw. m_2^2 (invertierte Massenhierarchie). Neben unterschiedlichen Materieeffekten bei der Oszillation von Neutrinos und Anti-Neutrinos [Kay05] bietet der neutrinolose Betazerfall eine Möglichkeit, die Hierarchien zu unterscheiden [Pas05].

¹⁴MINOS: Main Injector Neutrino Oscillation Search, USA

¹⁵Fermilab: Fermi National Accelerator Laboratory, USA

¹⁶NuMI: Neutrinos at the Main Injector

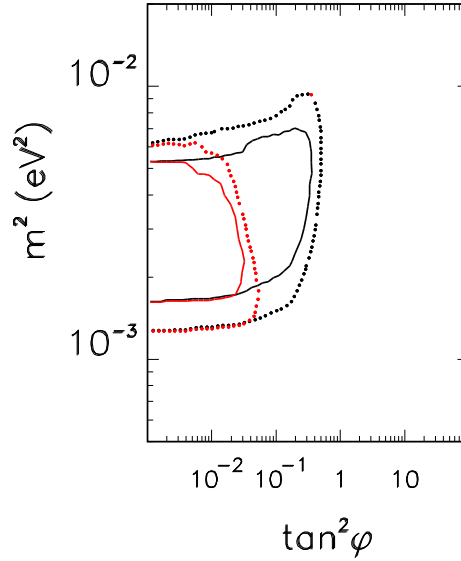


Abbildung 4.3: Konturen bei 90% (durchgezogene Linien) und 99% CL (gepunktete Linien) für die Parameter $m^2 = |\Delta m_{32}^2|$ und $\tan^2 \varphi = \tan^2 \theta_{13}$. Es sind sowohl die Analysen von Super-Kamiokande (schwarze Linien), als auch die kombinierten Analysen von Super-Kamiokande und CHOOZ dargestellt (rote Linien). Die Verbesserung durch die Hinzunahme der CHOOZ-Daten liegt im Bereich einer Größenordnung [Apo02].

4.3 Der Mischungswinkel θ_{13}

Die bislang genaueste Grenze für θ_{13} stammt vom Long-Baseline-Experiment CHOOZ, das ca. 1 km von den als Quelle für Anti-Elektron-Neutrinos dienenden gleichnamigen Kernreaktoren entfernt positioniert war. Die $\bar{\nu}_e$ besaßen eine Energie von ca. 3 MeV. Die Oszillationswahrscheinlichkeit im $\bar{\nu}_e$ -Disappearance-Modus wird durch

$$\begin{aligned}
 P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = & 1 - \cos^4(\theta_{13}) \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2\left(\Delta m_{21}^2 \frac{L}{4E}\right) \\
 & - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2\left(\Delta m_{32}^2 \frac{L}{4E}\right)
 \end{aligned}
 \quad (4.6)$$

dargestellt (vgl. (3.20)). Für kurze Distanzen ($L < 5$ km) kann in guter Näherung der zweite Term auf der rechten Seite vernachlässigt werden und die Oszillationswahrscheinlichkeit nimmt die bekannte Form des Zwei-Flavour-Formalismus mit den Parametern θ_{13} und Δm_{32}^2 an. Über die Einfangreaktion $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e$ lieferte der mit Flüssigszintillator gefüllte Detektor folgende Grenze für $\sin^2(2\theta_{13})$ (vgl. Abb. 4.3) [Yao06, Apo02]:

$$\sin^2(2\theta_{13}) < 0,19 \quad (90\% \text{ CL}) . \quad (4.7)$$

Das sich derzeit im Aufbau befindende Nachfolgeexperiment Double-CHOOZ soll mit einem zusätzlichen, baugleichen Detektor in ca. 280 m Entfernung zu den beiden Reaktoren θ_{13} mit höherer Präzision vermessen. Ziel für die geplante Betriebsphase in den Jahren 2008 – 2011 ist eine Auflösung bis

zu $\sin^2(2\theta_{13}) \approx 0,03$ [Kap06].

Mit den hier vorgestellten Werten der Oszillationsparameter und Experimenten ist eine Einordnung des OPERA-Projektes in die weltweite Neutrinooszillationsforschung möglich. Motivation, Zielsetzung und Aufbau von OPERA werden im nächsten Kapitel beschrieben.

Kapitel 5

Das OPERA-Experiment

Das OPERA-Experiment wurde 1997 konzipiert, um nach $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen in der atmosphärischen Parameterregion von Super-Kamiokande, K2K und MINOS zu suchen. Das Hauptziel ist dabei der direkte Nachweis der ν_τ -Appearance in einem fast reinen ν_μ -Strahl. In diesem Kapitel werden das Konzept und der Aufbau des OPERA-Experimentes vorgestellt. Darüber hinaus werden die für diese Diplomarbeit relevanten Detektorkomponenten eingehend betrachtet.

5.1 Der CNGS-Neutrinostrahl

Ein 400 GeV Protonenstrahl des CERN SPS-Beschleunigers¹ wird alle 12 s in zwei kurzen Pulsen von 10,5 μ s Dauer extrahiert und auf ein segmentiertes Graphittarget gelenkt (vgl. Abb. 5.1). Die aus den Reaktionen der Protonen entstehenden

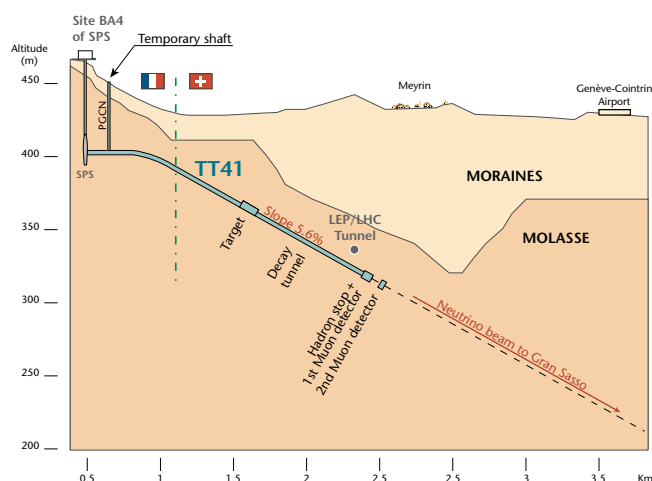


Abbildung 5.1: Schnitt der CNGS-Anlagen am CERN [CER07].

positiv geladenen Pionen und Kaonen werden durch ein System von zwei koaxialen magnetischen Linsen (Horn und Reflektor) zu einem parallelen Strahl fokussiert, der auf das Gran-Sasso-Labor (LNGS²) gerichtet ist. Ein ca. 1 km langer eva-

¹SPS: Super Proton Synchrotron

²LNGS: Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italien

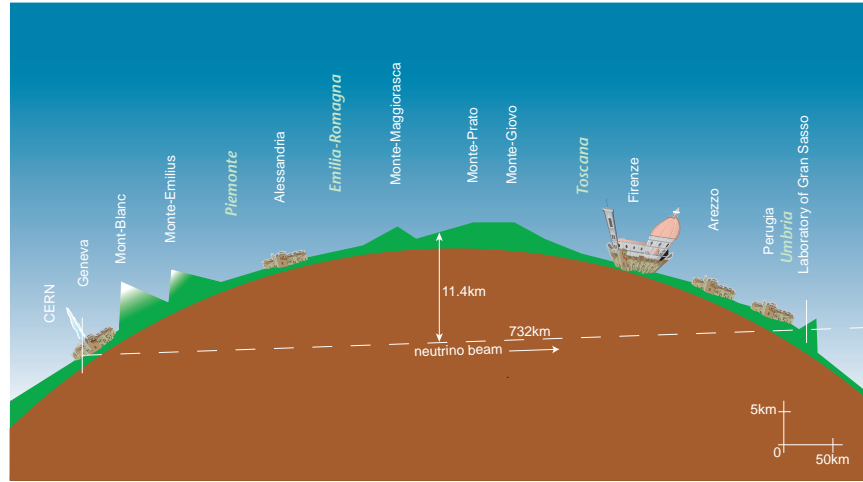


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des Neutrinoflugweges [CER07].

kuiertes Zerfallstunnel ermöglicht es einem Teil der Pionen und Kaonen in μ^+ und die gewünschten ν_μ zu zerfallen. Restliche Hadronen werden im sog. *Hadron-Stopp* absorbiert. Die Myonen werden schließlich innerhalb einiger hundert Meter im Gestein hinter dem Hadron-Stopp absorbiert. Nur die Neutrinos durchdringen die 732 km Erddreie bis zum LNGS und erreichen das Labor nach ca. 2,44 ms Flugzeit (vgl. Abb. 5.2).

Der CNGS-Strahl³ ist darauf optimiert, eine maximale Anzahl an ν_τ -CC-Reaktionen am Gran-Sasso-Labor hervorzurufen. Das Ergebnis ist ein breitbandiger Neutrinostrahl mit einer mittleren Energie von ca. 17,8 GeV. Seine Kontamination durch $\bar{\nu}_\mu$ liegt bei ca. 4%, die Verunreinigung durch ν_e und $\bar{\nu}_e$ bei weniger als 1% und die Verunreinigung durch ν_τ ist vernachlässigbar klein [Fer07]. Das L/E -Verhältnis des Strahls liegt bei 43 km/GeV und die erwartete Strahlintensität beträgt ca. $4,5 \cdot 10^{19}$ pot/Jahr⁴ [Gia07]. Die Synchronisation des OPERA-Experimentes mit dem CNGS-Strahl erfolgt über ein GPS-basiertes⁵ Timing-System mit einem Fehler < 100 ns [Lew06].

5.2 Das OPERA-Konzept

Bei OPERA soll die ν_τ -Appearance über den Zerfall des geladenen Tauons nachgewiesen werden, das in ν_τ -CC-Reaktionen der Art

$$\nu_\tau + D_I \rightarrow D_F + \tau^- \quad (5.1)$$

entsteht (vgl. Abschnitt 3.2). Die dominanten Zerfallskanäle sind [Yao06]:

³CNGS: CERN Neutrinos to Gran Sasso

⁴pot: *protons on target (engl.)*, bezeichnet die Anzahl der auf das Target treffenden Protonen

⁵GPS: Global Positioning System

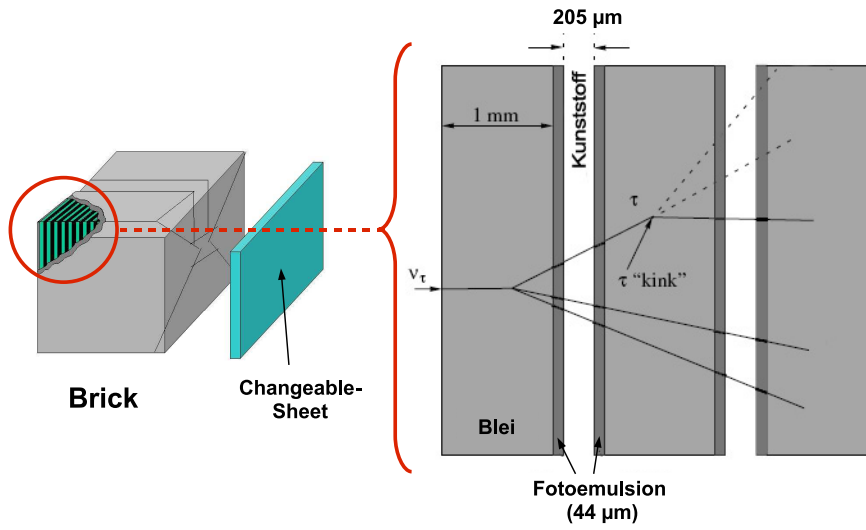


Abbildung 5.3: Schematischer Aufbau eines OPERA–Bricks mit austauschbaren Emulsionslagen (Changeable–Sheet) und innerer Struktur aus Bleiplatten und Emulsionslagen. Zudem ist rechts die charakteristische Topologie eines sog. langen Tauon–Zerfalls mit „kink“ (engl.: Knick) dargestellt.

$$\begin{array}{ll}
 \tau^- \rightarrow h^- + \nu_\tau + n\pi^0 & 48,67\% \text{ BR}^6 \\
 \tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau & 17,84\% \text{ BR} \\
 \tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau & 17,36\% \text{ BR} \\
 \tau^- \rightarrow \pi^- + \pi^+ + \pi^- + \nu_\tau + n\pi^0 & 14,57\% \text{ BR}
 \end{array}$$

Um die Zerfälle beobachten und so eindeutig auf das Tauon schließen zu können, muss eine räumliche Auflösung in der Größenordnung $1 \mu\text{m}$ gewährleistet sein. Diese wird durch Verwendung von Emulsionsfilmen erreicht, die abwechselnd mit den als Target dienenden Bleiplatten in sog. *Bricks*⁷ angeordnet sind (vgl. Abb. 5.3). Ein Brick ist aus einer Abfolge von 56 Bleiplatten mit einer Dicke von 1 mm und 57 Emulsionslagen aufgebaut. Die Emulsionslagen bestehen aus einer $205 \mu\text{m}$ starken Kunststoffschicht, auf die von beiden Seiten eine $44 \mu\text{m}$ dicke Fotoemulsion aufgetragen ist [Nak06]. Zwei zusätzliche Emulsionslagen, die sog. *Changeable–Sheets*⁸, sind an der dem ν_μ -Strahl abgewandten Stirnseite des Bricks angebracht. Innerhalb eines Bricks wird eine Ortsauflösung $< 1 \mu\text{m}$ und eine Winkelauflösung $< 2 \text{ mrad}$ erreicht [Arr07]. Diese Werte erlauben die Rekonstruktion des ν_τ -Wechselwirkungspunktes (*Vertex*) und der charakteristischen τ -Zerfallstopologie (vgl. Abb. 5.3).

Die Bricks haben eine Größe von $12,7 \text{ cm} \times 10,2 \text{ cm} \times 7,5 \text{ cm}$ und ein Gewicht von 8,3 kg. Sie sind in planaren Strukturen, den Targetwänden, fast senkrecht zum ν_μ -Strahl angeordnet. Die sehr kleinen Neutrino–Wechselwirkungsquerschnitte erfordern eine Targetmasse im kt–Bereich, die durch Verwendung einer großen Anzahl

⁶BR: *branching ratio* (engl.), Verzweigungsverhältnis, gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, dass der Zerfall in dem entsprechenden Kanal abläuft

⁷brick (engl.): Baustein, Ziegel

⁸changeable sheet (engl.): austauschbare Lagen

von Bricks erreicht wird. Insgesamt soll der Detektor mit 154 750 Bricks gefüllt werden, was einer Targetmasse von 1,28 kt entspricht [Ere07].⁹ Die Positionierung der Bricks in den Targetwänden übernimmt das *BMS*¹⁰ – ein für diese Aufgabe entwickeltes, an beiden Seiten des Detektors installiertes Robotersystem.

Um ein Triggersignal und die Information darüber zu erhalten, in welchem Brick ein Neutrinoereignis stattfand, sind die Targetwände durch elektronische Detektorkomponenten ergänzt. Direkt zwischen den Wänden sind segmentierte Szintillatorlagen eingefügt, die den sog. *Target-Tracker*¹¹ bilden. Für weitere Informationen über diese Detektorkomponente siehe [Ada07].

Hinter dem Targetbereich schließt sich das Myon-Spektrometer an, das die kinematischen Größen und das Ladungsvorzeichen sekundärer Myonen bestimmen soll, aber auch Hinweise auf den primären Vertex liefern soll. Eine genaue Beschreibung des Aufbaus und der Funktionsweise des Spektrometers folgt in Abschnitt 5.4. Mit den kombinierten Daten aus Target-Tracker und Spektrometer kann mit ca. 80% Wahrscheinlichkeit der vertexenthaltende Brick identifiziert werden [Gul00]. Dieser wird dann vom BMS dem Detektor entnommen. Anschließend wird das Changeable-Sheet entwickelt und mit schnellen automatischen Mikroskopen untersucht. Bei der Bestätigung von Spuren, die auf ein Neutrinoereignis schließen lassen, werden alle Emulsionslagen des Bricks entwickelt und an verschiedene Labore zur weiteren Untersuchung versandt. Für eine eingehendere Beschreibung des Verfahrens sei auf [Arm05, Ser05] verwiesen. Anhand der in den Fotoemulsionen rekonstruierten Spuren sollen die Topologien der τ -Zerfälle eindeutig identifiziert werden. Diese Methode wurde bereits erfolgreich beim Tauon-Nachweisexperiment DONuT (vgl. Kapitel 2) angewendet [Kod02].

5.3 Die physikalische Leistungsfähigkeit von OPERA

In dem von OPERA abgedeckten L/E -Bereich können die durch Δm_{21}^2 bestimmten Oszillationsfrequenzen vernachlässigt werden. Ohne Beachtung von Materieeffekten (vgl. Abschnitt 3.4) und einer möglichen CP-Verletzung wird die Übergangswahrscheinlichkeit beschrieben durch [Yao06]:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2(2\theta_{23}) \cos^4(\theta_{13}) \sin^2\left(\Delta m_{32}^2 \frac{L}{4E}\right) \quad (5.2)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(\theta_{12}) \sin^2\left(\Delta m_{32}^2 \frac{L}{4E}\right). \quad (5.3)$$

Die daraus berechneten Oszillationswahrscheinlichkeiten für eine Neutrinoenergie von 17,8 GeV sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Dabei wurden die in Kapitel 4 angegebenen Werte der Oszillationsparameter sowie die obere Grenze für θ_{13} mit $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,19$ verwendet. Je kleiner θ_{13} , desto stärker unterdrückt ist die Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

⁹Ursprünglich war eine Anzahl von 206 336 Bricks geplant. Aufgrund von Problemen bei der Produktion ist diese Zahl um 25% reduziert worden.

¹⁰BMS: Brick Manipulator System

¹¹*tracker* (engl.): Spurenfinder

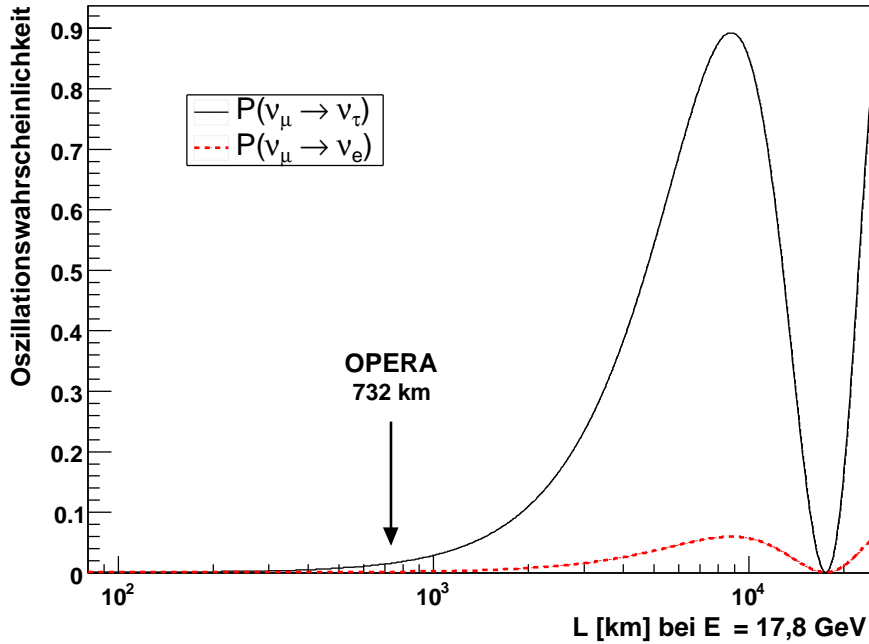


Abbildung 5.4: Oszillationswahrscheinlichkeiten $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ und $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ für die in Kapitel 4 angegebenen Werte der Oszillationsparameter und eine Neutrinoenergie von 17,8 GeV. Für den Mischungswinkel θ_{13} wurde die obere Grenze $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,19$ verwendet.

Im Falle eines vernachlässigbar kleinen Mischungswinkels θ_{13} verschwindet $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$, und $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ nimmt die bekannte Form des Zwei-Flavour-Formalismus an (vgl. Gl. 3.46).

In Tabelle 5.1 sind die erwarteten nachgewiesenen τ -Ereignisse bei einer Laufzeit von 5 Jahren dargestellt. Bei einer Strahlintensität von $4,5 \cdot 10^{19}$ pot/Jahr

τ -Zerfallskanal	Signal bei $\sin^2(2\theta_{23}) = 1$ und $\Delta m_{32} =$		Untergrund
	$2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	$3,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	
$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau (n\pi^0)$	3,1	4,4	0,24
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	3,5	5,0	0,17
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	2,9	4,2	0,17
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau (n\pi^0)$	0,9	1,3	0,17
Gesamt	10,4	15,0	0,76

Tabelle 5.1: Anzahl der erwarteten nachgewiesenen Ereignisse bei 5 Jahren nominale Strahlintensität und reduzierter Ausgangstargetmasse von 1,28 kt [Ere07].

liegt die erwartete Anzahl der in den Fotoemulsionen detektierten τ -Ereignisse bei 10,4 für $\Delta m_{32} = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ bzw. 15,0 für $\Delta m_{32} = 3,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$. Diese Werte beziehen sich auf maximale Mischung im atmosphärischen Sektor. Die erwartete Untergrundrate liegt bei weniger als einem Ereignis.

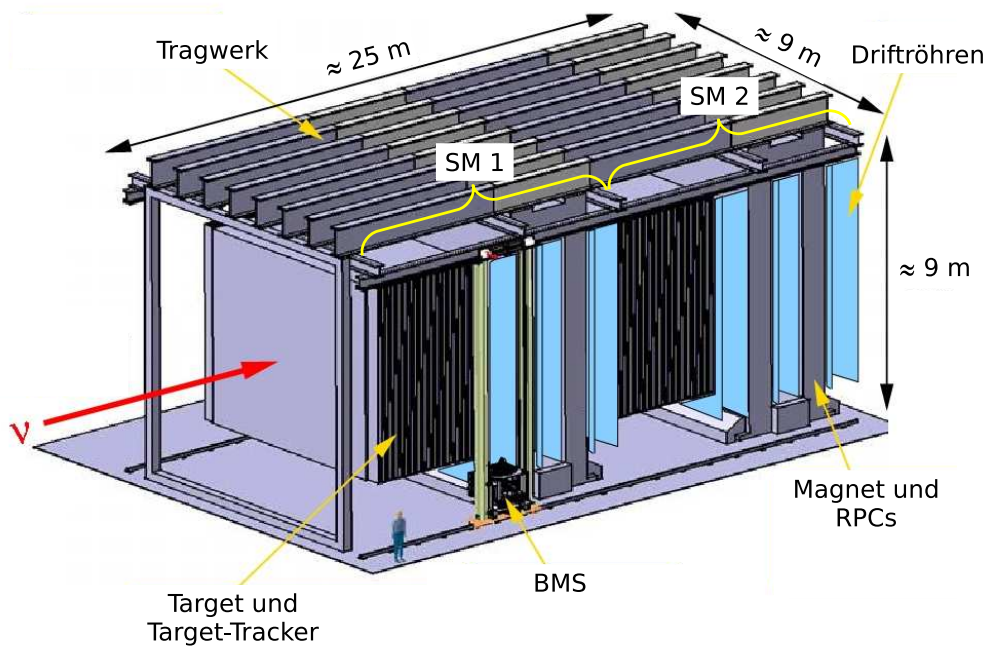


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung des OPERA-Detektors [Zim06]. Driftröhrenwände und ein mit RPCs instrumentierter Magnet bilden je ein Spektrometer pro Supermodul.

Die geringe τ -Ereignisrate lässt sich mit der geringen Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors von ca. 10% [Gul00] und dem L/E -Bereich des OPERA-Experimentes erklären, der weit entfernt vom Oszillationsmaximum liegt (vgl. Abb. 5.4). Zwar wäre bei einer größeren Distanz L die Übergangswahrscheinlichkeit $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ proportional zu $\sin^2 L$ höher, jedoch nimmt die Aufweitung des Neutrinostrahls mit der Entfernung zur Quelle zu. Bei einer größeren Distanz L würde der Detektor einen verringerten Raumwinkel proportional zu $1/L^2$ abdecken und somit zu einer insgesamt geringeren Rate führen.

Aufgrund der guten Elektronen-Identifikation in den Bricks ist durch OPERA auch eine Analyse der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Oszillation möglich. Jedoch ist hier die Oszillationswahrscheinlichkeit sehr gering (vgl. Abb. 5.4). Der limitierende Faktor des Nachweises ist die statistische Fluktuation der Untergrundereignisse, die durch die ν_e -Verunreinigung des Strahls dominiert wird. Wenn der Mischungswinkel θ_{13} in der Nähe des derzeitigen Limits von $\sin^2(2\theta_{13}) \leq 0,19$ liegt (vgl. Abschnitt 4.3), könnte OPERA ν_e -Appearance nachweisen. Für den Fall, dass kein Überschuss an ν_e beobachtet wird, könnte das Limit für θ_{13} bis zu $\sin^2(2\theta_{13}) \leq 0,06$ gesenkt werden [Kom02].

5.4 Der OPERA-Detektor

Der OPERA-Detektor besteht aus zwei nahezu identischen, hintereinander angeordneten Supermodulen (SM 1 und SM 2, vgl. Abb. 5.5). Jedes Supermodul ist aus

einem Targetbereich und einem Myon–Spektrometer aufgebaut. Der Targetbereich wurde bereits in Abschnitt 5.2 beschrieben.

Die Spektrometer bestehen aus einem Magneten und spurvermessenden elektronischen Komponenten. Sie sollen zu einer eindeutigen Identifizierung der Tau–Ereignisse beitragen. Dazu ist eine möglichst genaue Kenntnis der Kinematik jedes Ereignisses erforderlich. In den Fotoemulsionen selbst können Informationen über die kinematischen Größen durch Analysen von Vielfachstreuung und Schauerprofilen gewonnen werden. Jedoch weisen unter anderem Zerfälle von Charm–Teilchen aus ν_μ –Interaktionen eine ähnliche Zerfallstopologie wie Tauonen auf und zeigen ein dem Tauon ähnliches Signal in den Fotoemulsionen. Da bei diesen ν_μ –Interaktionen Myonen entstehen, erlaubt die Bestimmung von Myon–Impuls und Myon–Ladungsvorzeichen eine Separierung dieser Ereignisse vom myonischen Tauon–Zerfallskanal (vgl. Abschnitt 5.2). Durch Messung der Myonenspur im Magnetfeld des Spektrometers können die gewünschten Größen ermittelt und der Untergrund auf die in Tabelle 5.1 angegebenen Werte gesenkt werden.

Die OPERA–Spektrometer bestehen aus einem $8,75\text{ m} \times 8,2\text{ m}$ großen Dipolmagneten, der aus zwölf 5 cm starken Eisenplatten mit je 2 cm Abstand zusammengesetzt ist (vgl. Abb. 5.6). Die elf Zwischenräume sind mit RPC–Lagen¹²

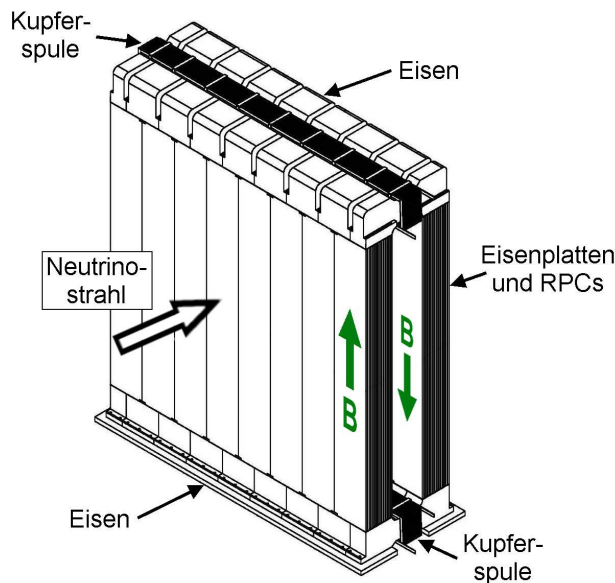


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung des Magneten des OPERA–Spektrometers [Gul00].

instrumentiert (vgl. Abschnitt 5.5). Die magnetische Flussdichte in den Magnetwänden beträgt $1,57\text{ T}$ mit vertikalen Feldlinien entgegengesetzter Ausrichtung in den beiden Magnetarmen [Amb04a]. Wände vertikaler Driftröhrenlagen, die sich vor, hinter und zwischen den beiden Magnetarmen befinden, vermessen die Teilchenbahn in der horizontalen Ebene. Dieses als *Precision–Tracker (PT)*¹³ bezeichnete Driftröhrensystem wurde von der Universität Hamburg entwickelt und gebaut.

¹²RPC: *resistive plate chamber* (engl.): Widerstandsplattenkammer

¹³*precision tracker* (engl.): Präzisions–Spurenfinder

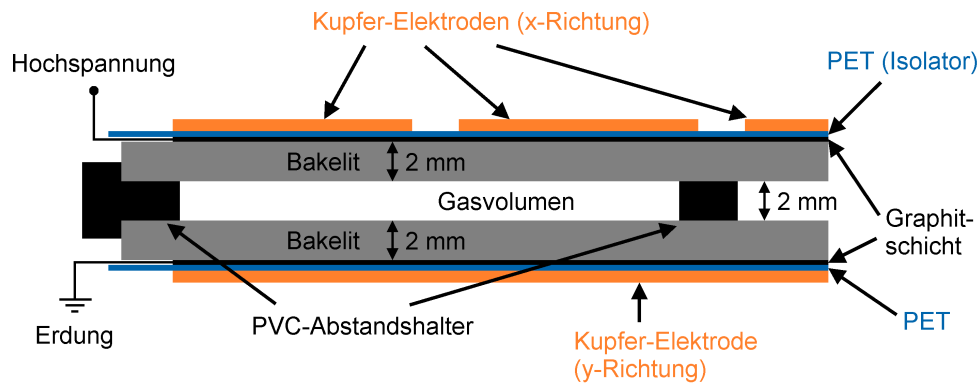


Abbildung 5.7: Querschnitt einer RPC-Kammer [Len07].

Die RPCs und zusätzliche, um $\pm 43,6^\circ$ geneigte sog. XPCs¹⁴ erlauben eine grobe Spurmessung innerhalb des Magneten. So können Myonen identifiziert und die Messungen der einzelnen PT-Wände abgeglichen werden. Darüber hinaus liefern je drei RPC/XPC-Wände, die sog. Triggerstationen, das Triggersignal für den PT. Die Erzeugung eines Triggersignals und seine zeitliche Auflösung wurden in dieser Diplomarbeit untersucht. Deshalb werden die beiden beteiligten Detektorkomponenten, RPC/XPC und PT, in den folgenden Abschnitten näher beschrieben. Besonderes Augenmerk wird dabei auf die Erzeugung und Verarbeitung des Signals gelegt, das für den Trigger verwendet wird.

5.5 RPC und XPC

Die RPC-Wände sind aus jeweils 21 Einzel-RPCs mit einer Fläche von je $2,9 \text{ m} \times 1,1 \text{ m}$ zusammengesetzt. Angeordnet in sieben Reihen und drei Spalten decken sie die Fläche des Magneten ab. Um Platz für die Haltebolzen des Magneten zu lassen, weisen 18 RPCs halbkreisförmige Aussparungen mit einem Radius von $4,3 \text{ cm}$ auf. Mit dieser besonderen Form besitzen die RPC-Wände eine Akzeptanz von 97% [Dus05].

Die einzelnen RPCs bestehen aus parallel angeordneten Bakelit-Elektroden mit hohem spezifischem Widerstand ($\rho > 5 \cdot 10^{11} \Omega \text{cm}$). Zwischen den Elektroden befindet sich ein 2 mm breiter Hohlraum, der mit einem $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/\text{C}_4\text{H}_{10}/\text{SF}_6$ -Gasgemisch unter Atmosphärendruck gefüllt ist (vgl. Abb. 5.7). An den mit Graphit beschichteten Rückseiten der Elektroden wird eine Spannung von $5,6 \text{ kV}$ angelegt [Gar07].

Der Durchgang eines geladenen Teilchens initiiert eine elektrische Entladung. Ihre Größe und Dauer hängt von der Reduktion des lokalen Potentials durch die fließende Ladung ab. Wird die Grenze für das Aufrechterhalten unterschritten, bricht die Entladung ab. Das Gasgemisch ist so gewählt, dass seine Eigenschaften die transversale Ausbreitung der Entladung begrenzen. So wird die Sensitivität des Detektors außerhalb der Entladungsregion nicht beeinträchtigt.

¹⁴XPC: crossed RPC, *crossed* (engl.): gekreuzt

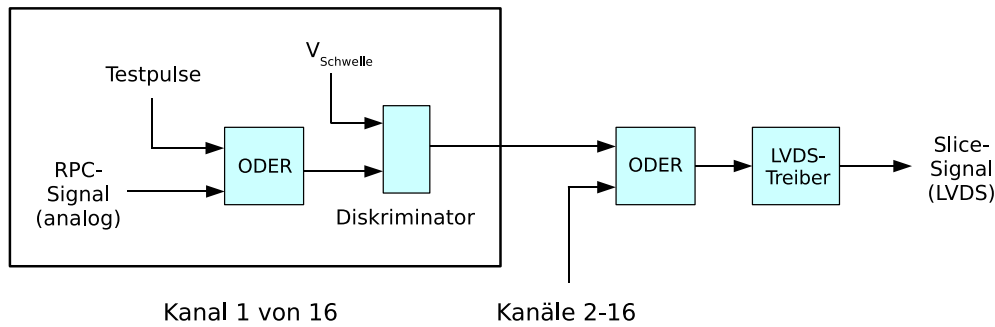


Abbildung 5.8: Blockdiagramm eines RPC-Timingboards.

Die Signalauslese erfolgt auf beiden Seiten der RPC-Kammer über kapazitive Kopplung von Kupferstreifen, die von den Hochspannungs-Graphitschichten durch PET-Isolatoren¹⁵ getrennt sind. Die orthogonale Anordnung der Kupferstreifen erlaubt die Messung der Entladungsposition in vertikaler Ebene. Die OPERA-RPCs werden im Streamermodus¹⁶ betrieben, wodurch u.a. die induzierten Signale auf den Kupferstreifen relativ große Amplituden aufweisen (≈ 100 mV) und die Verwendung von zusätzlicher Verstärkerelektronik nicht notwendig ist. Die zeitliche Auflösung der RPC-Kammern liegt bei 2 – 4 ns [Cor05].

Neben den durch Teilchendurchgänge verursachten Signalen weisen die RPCs auch Signale auf, die durch elektronisches Rauschen hervorgerufen werden. Ihre Zählrate beträgt ca. 1,2 kHz/Wand [Gar07]. Um zu vermeiden, dass diese Signale als Teilchenspuren fehlinterpretiert werden, befinden sich unmittelbar hinter dem Target und direkt vor dem Magneten zwei Lagen der XPCs (vgl. Abb. 5.12). Ihre Auslestreifen verlaufen $\pm 43,6^\circ$ zur Vertikalen geneigt und ermöglichen durch diese Geometrie die Reduzierung der Signal-Fehlinterpretationen. Zudem weisen die aus Glas bestehenden Widerstandsplatten der XPCs eine höhere Auflösung auf als die RPCs, wodurch die Rekonstruktion der Teilchenspuren verbessert werden kann.

Die Signale der RPC/XPC-Kupferstreifen werden zur groben Spurmessung an die sich auf dem Magneten befindende Ausleseelektronik übertragen [Amb04b]. Zusätzlich sind an neun RPC/XPC-Wänden jedes Spektrometers sog. *Timingboards*¹⁷ installiert (vgl. Abb. 5.8). Sie werden als *On-Detektor-Elektronik* bezeichnet und liefern das Triggersignal für den Precision-Tracker. Vierzehn 16-Kanal-Timingboards werden benötigt, um eine RPC-Wand zu instrumentieren. Es werden nur die horizontal verlaufenden Kupferstreifen ausgelesen, so dass ein RPC-Timingboard die Information eines $8 \text{ m} \times 0,57 \text{ m}$ großen horizontalen

¹⁵PET: Polyethylenterephthalat; ein thermoplastischer Kunststoff aus der Familie der Polyester.

¹⁶Streamermodus: Bereich der Gasentladung, bei dem sich bei entsprechend hoher Spannung sekundäre Entladungslawinen durch hohe Raumladungen im Gas bilden und das elektrische Signal überproportional zur Primärladung verstärken. Durch Zufügen eines Löschgases kann die vertikale Ausbreitung der Sekundärlawinen verhindert werden und es bildet sich ein sog. Entladungs-Streamer (*streamer (engl.):* Luftschlange, Wimpel) aus.

¹⁷*timing board (engl.):* Zeitmessplatine

Streifens, des sog. *Slices*¹⁸, enthält. Die XPC-Wände besitzen aufgrund ihrer diagonalen Kupferstreifen doppelt so viele Kanäle. Diese werden durch jeweils 14 Timingboards auf der Korridor- und Felsseite des Detektors ausgelesen.¹⁹ Eine RPC-Wand ist nur auf der Korridorseite mit Timingboards bestückt.

Innerhalb eines Timingboards laufen die Signale der Kupfer-Elektroden durch eine Diskriminatorschaltung und die 16 Kanäle werden disjunktiv verknüpft (vgl. Abb. 5.8). Die so digitalisierten Signale der 14 RPC/XPC-Slices werden als LVDS-Signale²⁰ an die *Off-Detektor-Elektronik* weitergeleitet, die sich oberhalb des Magneten befindet [Cor05]. Die Verarbeitung ab dieser Stufe und die Bildung des Triggersignals wird ausführlich in Kapitel 6 erläutert.

Die Timingboards bieten die Möglichkeit, einzelne Testpulse zu senden. Dies wurde für die in den Kapiteln 8 und 13 vorgestellten Untersuchungen genutzt.

5.6 Der Precision-Tracker

Der Precision-Tracker misst mit seinen vor, hinter und zwischen den beiden Magnetarmen montierten Driftröhren die Koordinaten der Myonspuren in horizontaler Ebene. Jede der zwölf Driftröhrenwände deckt eine Fläche von ca. 8 m × 8 m ab. Eine Driftröhre besteht aus einer 8 m langen Aluminiumröhre mit einem äußeren Durchmesser von 38 mm und einer Wandstärke von 0,85 mm. Die Driftröhren zwischen den Magnetarmen besitzen eine reduzierte Länge von 7,9 m. Im Zentrum der mit einem Ar/CO₂-Gemisch gefüllten Röhre ist ein vergoldeter Wolframdraht mit 45 μm Durchmesser gespannt [Fer06, Zim06]. Zwischen Draht und Röhrenwand wird eine Hochspannung von $U = 2,45$ kV angelegt [Sew06]. Das so erzeugte elektrische Feld

$$E(r) = \frac{1}{r} \frac{U}{\ln(r_K/r_A)} \quad (5.4)$$

ist radialsymmetrisch. Dabei ist r der Abstand von der Drahtmitte, r_K der Innenradius der Driftröhre und r_A der Drahradius. Da der Draht ohne weitere mechanische Unterstützung zwischen unterem und oberem Ende der Röhre gespannt ist, sind die Driftröhren auf der gesamten Länge sensitiv.

Ein durch eine Driftröhre fliegendes Myon ionisiert die Moleküle des Gasgemisches. Dabei bilden sich entlang des Teilchenweges *Ionisationscluster*²¹, bestehend aus Ionen und Elektronen (vgl. Abb. 5.9). Durch die angelegte Hochspannung werden die Elektronen und Ionen räumlich getrennt und driften entlang der Feldlinien zu Anode (Draht) und Kathode (Röhrenwand). Die Elektronen werden aufgrund der hohen elektrischen Feldstärke in Anodennähe lawinenartig vervielfacht. Die dabei in Drahtnähe entstehenden Ionen verrichten aufgrund der großen Potentialdifferenz den Hauptteil der für die Erzeugung des Anodensignals notwendigen elektrischen Arbeit. Das so auf dem Draht induzierte Signal ist zur Primäriodisation

¹⁸ *slice* (engl.): Streifen

¹⁹ Eine Längsseite des Detektors ist direkt der Hallenwand und damit dem Fels zugewandt, die andere Längsseite grenzt an einen breiten Korridor. Durch die Angabe dieser Information ist die Detektorseite eindeutig bestimmt.

²⁰ LVDS: Low Voltage Differential Signaling; Schnittstellen-Standard für Hochgeschwindigkeits-Datenübertragung mit differentiellen, relativ geringen Spannungspegeln (siehe Anhang B).

²¹ *cluster* (engl.): Haufen, Gruppe

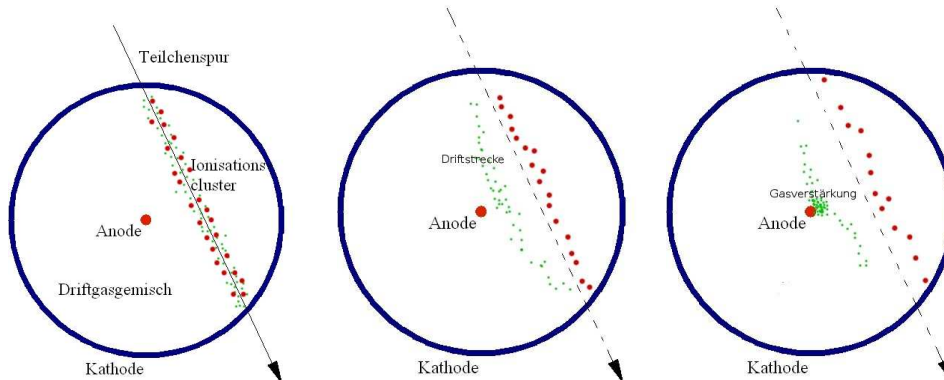


Abbildung 5.9: Schematische Darstellung der Funktionsweise von Driftröhren. Skizziert sind links die Ionisationscluster entlang des Teilchenweges, in der Mitte die Driftbewegung der Elektronen und Ionen und rechts die Lawinenbildung durch das starke elektrische Feld in Drahtnähe [Ros06].

proportional (*Proportionalentladung*). Die Elektronen aus den drahtnächsten Ionisationsclustern erreichen die Anode als erstes und erlauben bei bekannter Driftgeschwindigkeit die Bestimmung der Entfernung der Teilchenspur von der Anode. Dazu wird die Zeitspanne vom Teilchendurchgang bis zur Signalauslösung auf dem Draht bestimmt. Diese Driftzeit wird dann über die sog. *Driftzeit-Orts-Beziehung* (vgl. Abb. 5.10) in die Driftdistanz umgerechnet. Der Vorteil des Betriebs im Proportionalmodus ist, dass das Drahtsignal eine steile Flanke und damit eine gute Zeitauflösung aufweist. Als Referenz für den Eintrittszeitpunkt des Teilchens in die Röhre dient das von den RPC/XPC-Wänden gelieferte Triggersignal. Eine genaue Beschreibung dieses Verfahrens folgt in Kapitel 6.

Die Teilchenspur bildet eine Tangente an einen Kreis mit dem Anodendraht als Mittelpunkt und der Driftdistanz als Radius (*Driftkreis*). Um die Spur eindeutig festzulegen, müssen die Messungen mehrerer hintereinanderliegender Driftröhren kombiniert werden (vgl. Abb. 5.11).

Jeweils 48 Driftröhren sind in vier Lagen aus zwölf Driftröhren zu einem 50 cm breiten Modul gruppiert. Die Röhrenlagen sind dabei paarweise hexagonal dicht gepackt und um 11 mm gegeneinander verschoben (vgl. Abb. 5.11). Diese Anordnung maximiert die Anzahl der getroffenen Röhren pro Spur für die erwartete Winkelverteilung der Myonen am OPERA-Detektor. 15 bzw. 17 nebeneinander angeordnete Module bilden eine PT-Wand. Die direkt an den Targetbereich angrenzenden Wände bestehen wegen des Platzbedarfs des BMS aus 15, alle übrigen Wände aus 17 Modulen. Die Ausleseelektronik des Precision-Trackers befindet sich am oberen Ende der Driftröhren. Das Signal des Anodendrahtes wird dort verstärkt und durchläuft eine Diskriminatorschaltung. Das digitale Signal wird anschließend als LVDS-Signal an das für die Zeitmessung genutzte TDC-System²² übertragen. Es wurde von der Universität Rostock in Zusammenarbeit mit DESY²³ Hamburg

²²TDC: *time to digital converter (engl.)*: Zeit-Digital-Wandler

²³DESY: Deutsches Elektronen Synchrotron

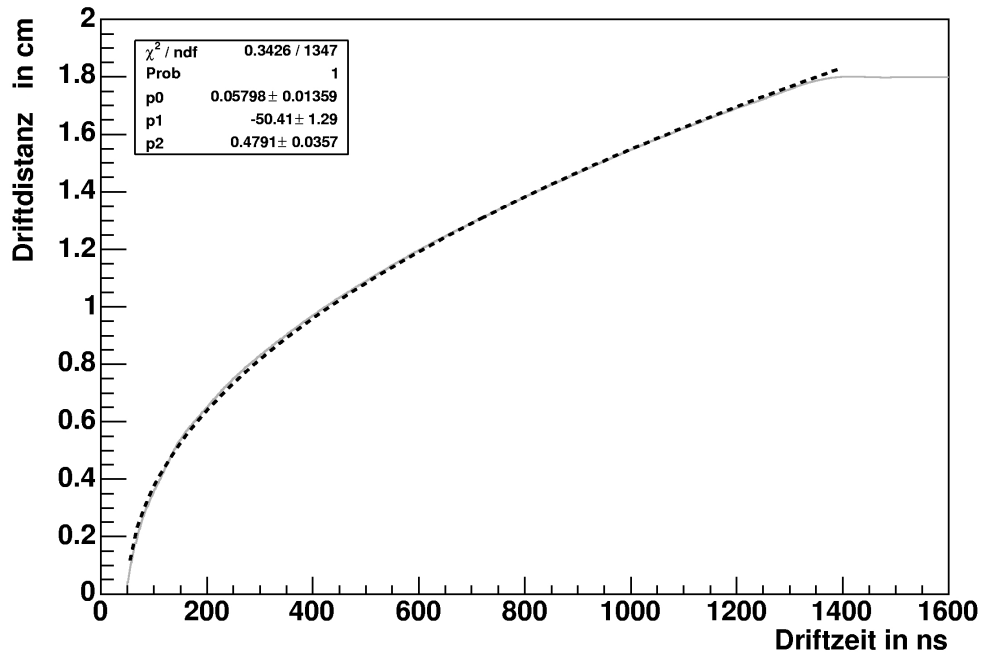


Abbildung 5.10: Driftzeit–Orts–Beziehung der OPERA–Driftröhren [Won07].

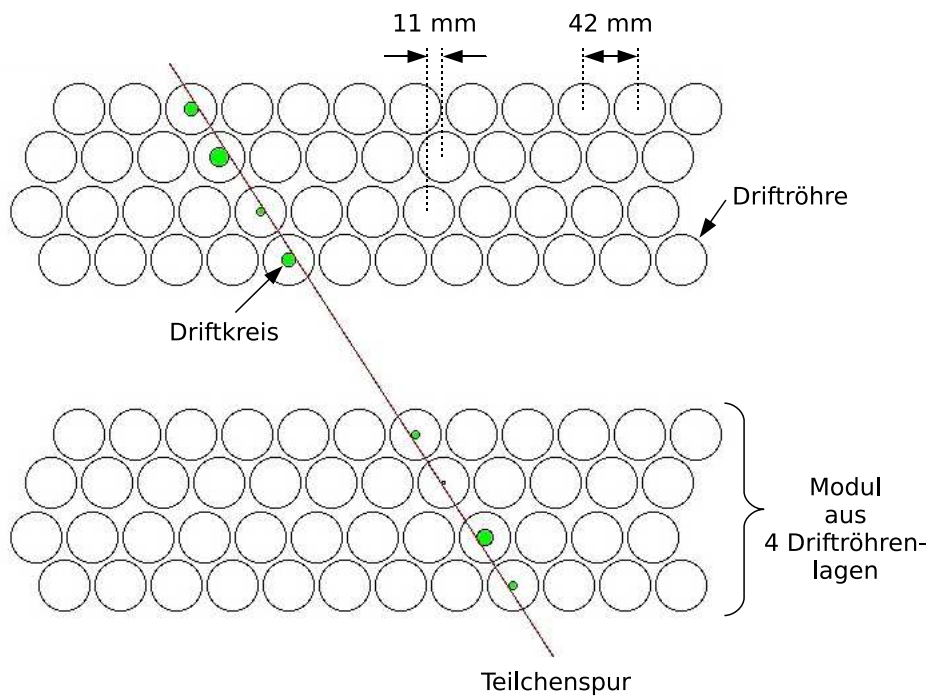


Abbildung 5.11: Teilchenspur in zwei Driftröhren-Modulen.

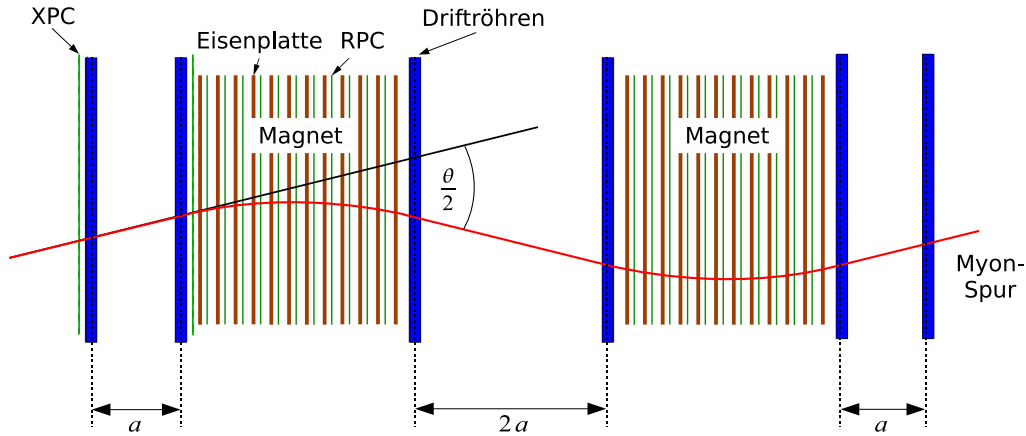


Abbildung 5.12: Schematische Darstellung des OPERA-Myon-Spektrometers mit Teilchenspur.

entwickelt und besitzt einen Zeitmessbereich von $3,2 \mu\text{s}$ bei einer Schrittweite von $1,6 \text{ ns}$ [Zim06].

5.7 Bestimmung von Myon-Impuls und -Ladungsvorzeichen

Geladene Teilchen werden in einem Magnetfeld durch die Lorentzkraft um den Winkel

$$\theta = \frac{qBd}{p} \quad (5.5)$$

abgelenkt. Dabei ist B die magnetische Feldstärke, d die Ablenkstrecke, q die Ladung und p der Impuls des Teilchens. Bei gegebener Feldstärke ist die Richtung der Ablenkung vom Vorzeichen der Ladung abhängig. Über die Rekonstruktion der Teilchenbahn kann so das Ladungsvorzeichen bestimmt werden.

Das OPERA-Spektrometer soll das Vorzeichen der Myonen-Ladung mit einer Signifikanz von mindestens 4σ bestimmen. Dies entspricht einer Impulsauflösung des PT von $\Delta p/p \leq 0,25$ für Myonenergien bis zu 25 GeV [Zim06]. Da die Feldlinien in den beiden Magnetarmen in entgegengesetzter Richtung verlaufen, beschreiben die abgelenkten Teilchen eine S-förmige Spur (vgl. Abb. 5.12). Die Impulsauflösung der Driftröhren ist gegeben durch [Zim06]:

$$\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\Delta \theta}{\theta} = \frac{1}{qBd} \sqrt{6 \left(\frac{\epsilon p}{a} \right)^2 + \frac{d}{X_0} \left(\frac{14 \text{ MeV}}{c} \right)^2}. \quad (5.6)$$

Hier ist θ die doppelte Ablenkung in einem Magnetarm, a der Abstand zwischen den beiden vorderen und hinteren PT-Wänden bzw. der halbe Abstand der beiden PT-Wände zwischen den Magnetarmen, $X_0 = 0,0176 \text{ m}$ die Strahlungslänge in Eisen, $d = 1,2 \text{ m}$ die Dicke des Eisens und ϵ der Gesamtfehler in der Ortsbestimmung

der Driftröhren. Die geforderte Impulsauflösung wird erreicht für $\epsilon \leq 636 \mu\text{m}$. Die kombinierten Fehler aus Draht- und Modulposition sowie Driftzeitmessung sollten $600 \mu\text{m}$ nicht überschreiten.

Der intrinsische Fehler der Driftzeitmessung beträgt auf die Ortsinformation umgerechnet ca. $300 \mu\text{m}$ [Zim06]. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde unter anderem untersucht, ob die Zeitauflösung des Trigger-Referenzsignals der RPCs/XPCs die Anforderung an die Auflösung der Driftzeitmessung erfüllt.

In diesem Kapitel wurde ein Überblick über das OPERA-Projekt und den OPERA-Detektor gegeben. Dabei wurden die für die folgenden Untersuchungen wichtigen Komponenten, RPC/XPC und Precision-Tracker, näher betrachtet. Die Verwendung der RPC/XPC-Informationen als Triggersignal für den Precision-Tracker wird im nächsten Kapitel beschrieben.

Kapitel 6

Der Trigger für den Precision-Tracker

Die Rekonstruktion der Teilchenspuren im Precision-Tracker erfolgt durch eine genaue Bestimmung der Driftzeit (vgl. Abschnitt 5.6). Als Referenz für den Eintrittszeitpunkt des Teilchens in die Driftröhre dient das von den RPC/XPC-Wänden gegebene Triggersignal. Das Driftröhrensinal repräsentiert das Erreichen der Ladungslawine des Anodendrahtes. Die von den unterschiedlichen RPC/XPC- und PT-Positionen hervorgerufenen Flugzeiteffekte werden durch die Spurrekonstruktions-Software korrigiert [Won07]. In diesem Kapitel wird das Prinzip der Driftzeitmessung und das Konzept des Triggersystems vorgestellt.

6.1 Das Prinzip der Driftzeitmessung

Das Signal der Driftröhre startet zum Zeitpunkt t_{START} die Zeitmessung auf dem TDC (vgl. Abschnitt 5.6). Das Triggersignal t_{STOPP} beendet die Zeitmessung (vgl. Abb. 6.1). Die Driftzeit Δt_{Drift} ergibt sich dann aus der Differenz der festen Ver-

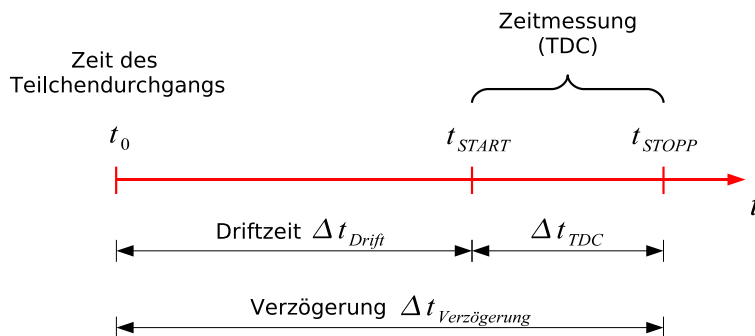


Abbildung 6.1:
Driftzeitschema.

zögerung des RPC/XPC-Signals $\Delta t_{Verzögerung} = 2 \mu s$ und der gemessenen Zeit auf dem TDC Δt_{TDC} :

$$\Delta t_{Drift} = \Delta t_{Verzögerung} - \Delta t_{TDC} . \quad (6.1)$$

Dies entspricht einer inversen Zeitmessung. Die naheliegende Messvariante (Start durch Triggersignal, Stopp durch Driftröhrensignal) würde zwar direkt die Driftzeit messen, birgt aber die Gefahr, drahtnahe Spuren durch unterschiedliche Verarbeitungszeiten der Signale nicht messen zu können. Das Triggersignal muss erst auf dem *Triggerboard* (*OTB*) aus den einzelnen RPC/XPC-Signalen gebildet werden und könnte deshalb für sehr geringe Driftzeiten den TDC erst nach dem Röhrensignal erreichen. Durch die inverse Zeitmessung und die große Verzögerung auf dem Triggerboard wird gewährleistet, dass alle denkbaren Teilchenspuren und ihre Driftzeiten erfasst werden.

Das Triggersignal hat die gleiche Wichtigkeit bei der Driftzeitbestimmung wie das Driftröhrensignal selbst. Die Qualität des Triggers und ein genaues Verständnis der Bildung und Verarbeitung des Signals sind mitentscheidend für das Erreichen einer guten Ortsauflösung des Precision-Trackers. Der nachstehende Abschnitt liefert zunächst eine Darstellung des kompletten Triggersystems und der wichtigsten Schritte der Signalverarbeitung. In den folgenden Kapiteln werden technische Details des Triggerboards und die Untersuchungen des Triggertimings vorgestellt.

6.2 Das Triggerkonzept

Je drei RPC/XPC-Wände bilden eine *Triggerstation*. In Abb. 6.2 sind die Wände dargestellt, die die Triggerstationen des SM 1 bzw. SM 2 bilden. Abb. 6.3 zeigt den schematischen Aufbau des Triggersystems am Beispiel einer aus drei RPC-Wänden gebildeten Station. Die Signale der einzelnen RPC/XPC-Slices werden von den Timingboards (On-Detektor-Elektronik) an die OPE-Boards¹ (Off-Detektor-Elektronik) übergeben. Hier wird ein ODER-Signal aus den einzelnen Slice-Signalen gebildet. Das ODER-Signal und die Slice-Signale werden anschließend an die Triggerboards weitergeleitet. Die XPC-Wände weisen aufgrund ihrer diagonal verlaufenden Streifen doppelt so viele Kanäle wie die RPC-Wände auf und belegen doppelt so viele Steckplätze auf dem Triggerboard-Eingang. Sie sind je nach Timingboard-Position aufgeteilt in R (rechts, Korridorseite) und L (links, Felsseite). Auf dem OPE können einzelne Slice-Kanäle bei der Erzeugung des ODER-Signals ausmaskiert werden. So ist es möglich, die Qualität des für die Bildung des Triggersignals verwendeten ODER-Signals zu verbessern. Aufgrund der unterschiedlichen Kabellängen zwischen Timingboard und OPE werden die Slice-Signale innerhalb der OPE lauffzeitkorrigiert.

Das ODER-Signal wird zusammen mit den entsprechenden Signalen der anderen die Triggerstation bildenden RPC/XPC-Wände auf dem Triggerboard zu einem STOPP-Signal weiterverarbeitet. Dieses Trigger-STOPP beendet alle Zeitmessungen auf den TDCs eines Supermoduls.

Neben der Verarbeitung zum Trigger-STOPP wird das ODER-Signal und werden die Signale der Slices an zusätzliche TDC-Kanäle gesendet und starten dort, genau wie die Driftröhrensignale, eine Zeitmessung. Diese Zeitmessung der RPC/XPC-Signale gegenüber dem durch sie selbst generierten STOPP bietet eine Möglichkeit, die Signalverarbeitung auf dem Triggerboard zu überprüfen.

¹OPE: Or Plane Electronics, *or* (*engl.*): Oder, *plane* (*engl.*): Ebene, Wand

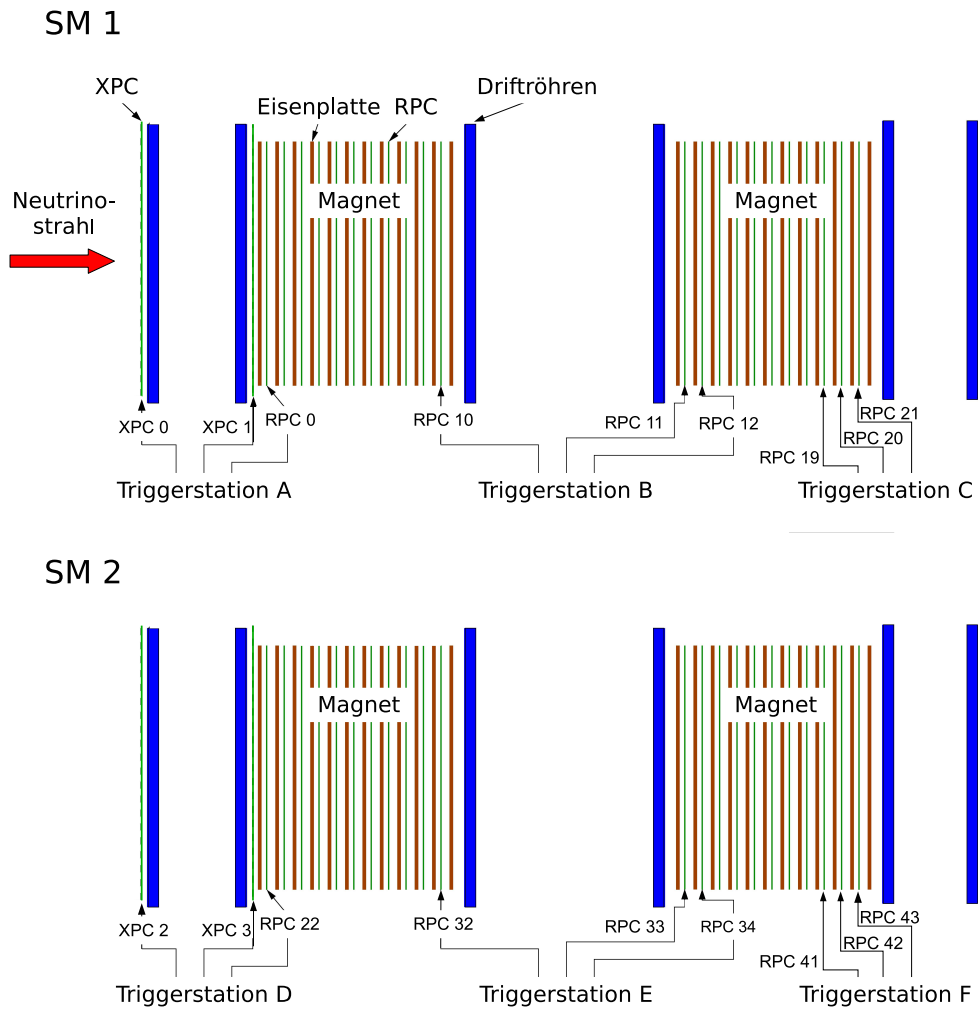


Abbildung 6.2: Die Triggerstationen des Precision-Trackers.

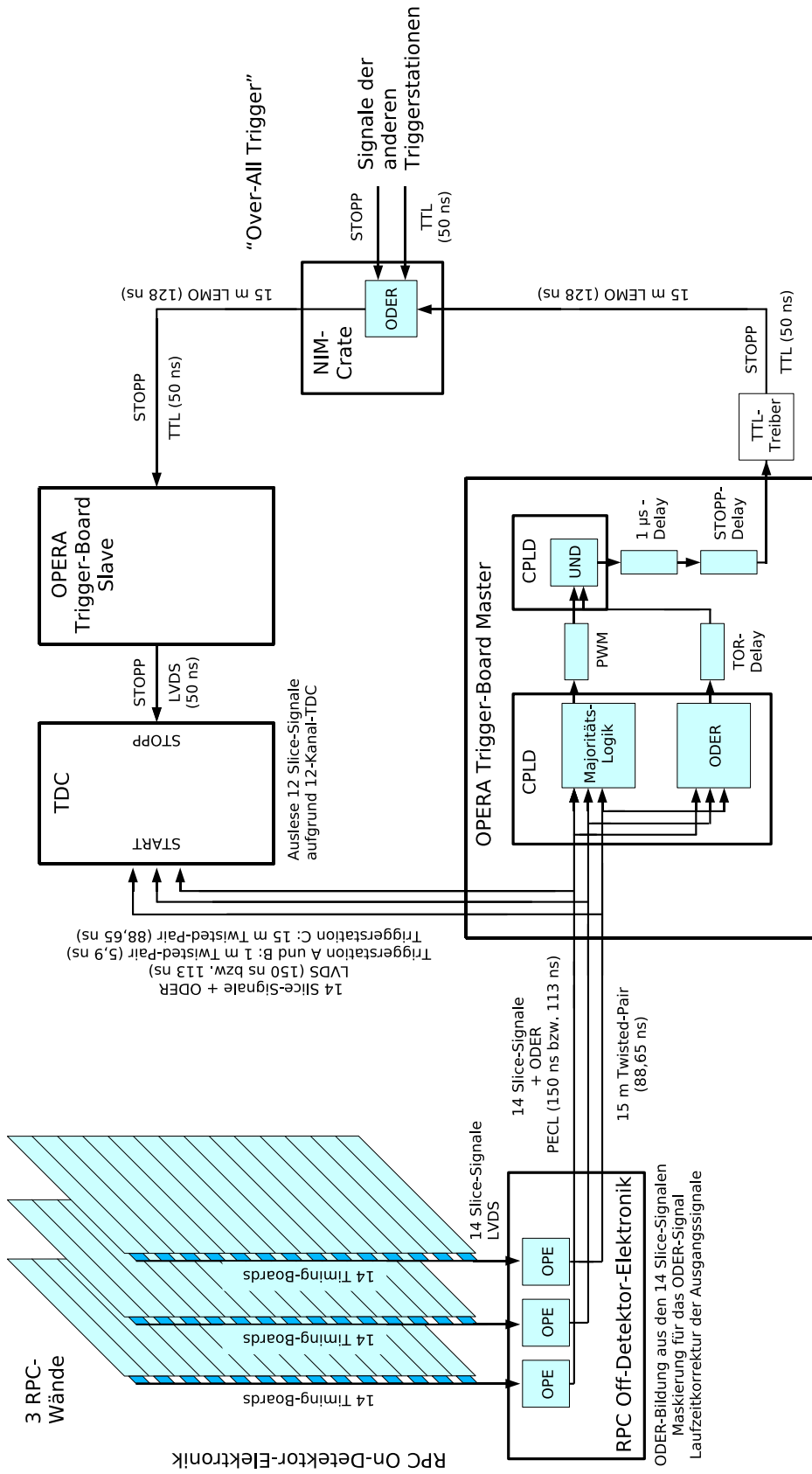


Abbildung 6.3: Triggerschema.

Zur Bildung des Trigger-STOPPs werden nur die ODER-Signale der einzelnen RPC-Wände bzw. XPC-Halbwände benutzt. Um der gewünschten Triggerbedingung zu genügen, müssen z.B. bei einer 2-aus-3-Majorität mindestens zwei von drei Signalen zusammenfallen, um ein Triggersignal zu erzeugen. Sie können dabei zeitlich maximal so weit auseinanderliegen, wie das Majoritätsgatter vom ersten Signal geöffnet wird. Die Gatterlänge entspricht dabei der Länge des Eingangssignals. Liegen die Signale weiter auseinander, wird kein Triggersignal gebildet.

Da die Rekonstruktionssoftware als Referenz den Zeitpunkt des ersten RPC/XPC-Signals benötigt [Won07], muss gewährleistet sein, dass das Trigger-STOPP einen bekannten Verzögerungs-Wert bezüglich dieses ersten Signals aufweist. Das Majoritäts-Signal wird erst ausgegeben, wenn das die Majorität erfüllende Eingangssignal die Logik erreicht. Die Zeitspanne zwischen gatteröffnendem und majoritätserfüllendem Signal ist unbekannt und variiert je nach Teilchenspur. Bei direkter Verwendung des Signals aus der Majoritäts-Logik würde diese zeitliche Unbekannte das Auflösungsvermögen des PT erheblich verschlechtern. Deshalb werden die Eingangssignale zusätzlich auf eine einfache ODER-Schaltung gegeben (vgl. Abb. 6.3). Hier wird sofort das erste Signal, das in der Majoritäts-Logik erst das Gatter öffnet, weitergegeben und anschließend verzögert. Nachfolgend werden beide Signale – das aus der Logik-Schaltung und das verzögerte aus der ODER-Schaltung – über eine UND-Schaltung verknüpft. Ist die Verzögerung korrekt eingestellt, erreicht das verzögerte ODER-Signal die UND-Schaltung *nach* dem Majoritäts-Signal und die UND-Schaltung gibt das Ausgangs-Signal aus. So wird erreicht, dass das erste Signal die Ausgabe des Trigger-STOPPs bestimmt, und zwar unabhängig von den die Majorität erfüllenden, zusätzlichen Signalen. Eine genaue Untersuchung dieser Abläufe auf dem Triggerboard erfolgt in Abschnitt 7.1.

Verzögerungsschaltungen hinter der UND-Schaltung ermöglichen die genaue Einstellung der gesamten Verzögerung des Trigger-STOPPs. Die PT-Rekonstruktion fordert eine Verzögerung von $2\ \mu\text{s}$ zwischen OPE-Ausgang und TDC-Eingang [Won07]. Die dazu nötigen Einstellungen werden unter Einbeziehung sämtlicher Kabel- und Schaltungs-Laufzeiten in Kapitel 10 untersucht und beschrieben.

Eine einzelne RPC-Wand besitzt konstruktionsbedingt eine Akzeptanz von 97%. Da diese ineffizienten Stellen bei benachbarten RPC-Wänden direkt hintereinander liegen, würden 6% aller Teilchenspuren kein Triggersignal auslösen [Won07]. Um diese Spuren dennoch mit dem PT rekonstruieren zu können, wurde eine zweite Triggerstufe eingeführt. Sie bildet in einem sog. *NIM-Crate*² ein zusätzliches ODER aus allen drei Stationen eines Supermoduls („Over-All-Trigger“). Vom NIM-Crate werden die STOPP-Signale zurück auf das Triggerboard gegeben, von wo aus sie auf die TDCs verteilt werden (vgl. Abb. 6.3). Wenn in einer der drei Stationen die Triggerbedingung erfüllt ist, werden alle TDCs des SM ausgelesen.

²NIM: Nuclear Instrumentation Module; Standard für negative Logikpegel, geht aus den Anforderungen der Teilchen- und Kernphysik hervor. *crate* (engl.): Kiste, gemeint ist hier ein Überrahmen zur Aufnahme der Elektronik.

Durch die Verwendung des „Over-All-Triggers“ konnte die theoretische Trig- gereffizienz auf über 99,9% gesteigert werden [Won07]. Allerdings wird durch diese zweite Triggerstufe in Fällen großer Distanz zwischen Driftröhre und triggernder Station die Zeitauflösung der Driftzeitbestimmung verringert.

Kapitel 7

Das OPERA–Triggerboard

7.1 Die Signalverarbeitung

In diesem Abschnitt wird die Signalverarbeitung des OPERA–Triggerboards untersucht. Der dazu verwendete Aufbau ist in Abb. 7.1 skizziert. Das Blockdiagramm des Triggerboards ist in Abb. 7.2 dargestellt.

Mittels eines Pulsgenerators vom Typ HEWLETT PACKARD 8007B wurden TTL–Pulse¹ variabler Länge erzeugt und über 2 m lange LEMO–Kabel² an einen TTL–zu–PECL–Konverter³ übergeben. Die hier gebildeten PECL–Signale wurden an den entsprechenden Eingang des Triggerboards übermittelt und imitierten so das ODER der RPC/XPC–Signale. An geeigneten Punkten auf dem Triggerboard konnte mit Messspitzen vom Typ TEK P6139A und einem TEKTRONIX TDS 3054 Vier–Kanal–Oszilloskop die Verarbeitung der Signale gemessen und beobachtet werden. Die Einstellungen des Triggerboards erfolgten durch eine WINDOWS–basierte Steuerungssoftware über eine CAN–Bus–Schnittstelle.⁴

Die Eingangssignale des Triggerboards laufen als IN0–IN4 durch einen PECL–zu–TTL–Konverter des Typs TB52R (vgl. Abb. 7.2). Im Gegensatz zu den imitierten Signalen bestehen die realen RPC/XPC–IN–Signale aus den 14–Slice–Signalen und dem ODER–Signal der entsprechenden RPC–Wand bzw. XPC–Halbwand. Die aus RPC und XPCs bestehenden Triggerstationen A und D besitzen wegen der diagonalen Auslestreifen der XPCs (vgl. Abschnitt 5.5) fünf Eingangssignale (IN0–IN4), die nur aus RPCs bestehenden Stationen B, C, E und F besitzen drei Eingangssignale (IN0–IN2). Sie werden über TTL–zu–LVDS–Konverter des Typs SN65LVDS291 direkt als START–Signale an separate Kanäle der für die Driftzeitmessungen genutzten TDCs weitergeleitet (vgl. Kapitel D). Zur Bildung des Trigger–STOPPs werden nur die ODER–Signale der einzelnen RPC–Wände bzw. XPC–Halbwände benutzt. Sie werden von den Slice–Signalen separiert und als OR0–OR4 weitergeleitet. Somit wird das RPC/XPC–ODER–Signal doppelt verwendet: zum einen direkt als START–Signal für einen TDC–Kanal, zum anderen

¹TTL: Transistor–Transistor Logic (siehe Anhang B)

²LEMO: Hersteller von Steckverbindungen, der Standard LEMO 00 hat sich für Koaxialkabel im Bereich der NIM–Elektronik durchgesetzt.

³PECL: Positive Emitter Coupled Logic (siehe Anhang B)

⁴CAN: Controller Area Network; Standard für serielles Bussystem.

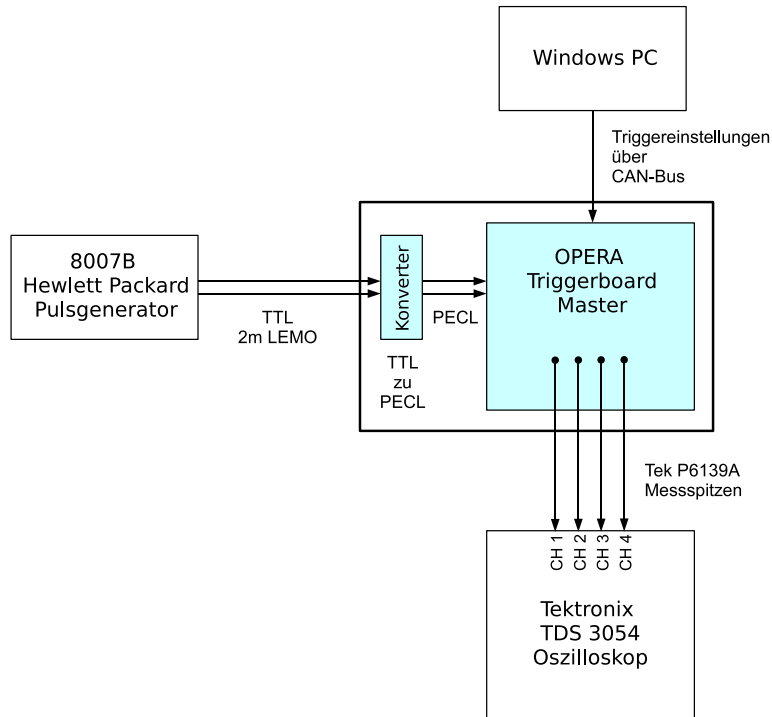


Abbildung 7.1: Versuchsaufbau zur Untersuchung der Signalverarbeitung des OPERA-Triggerboards.

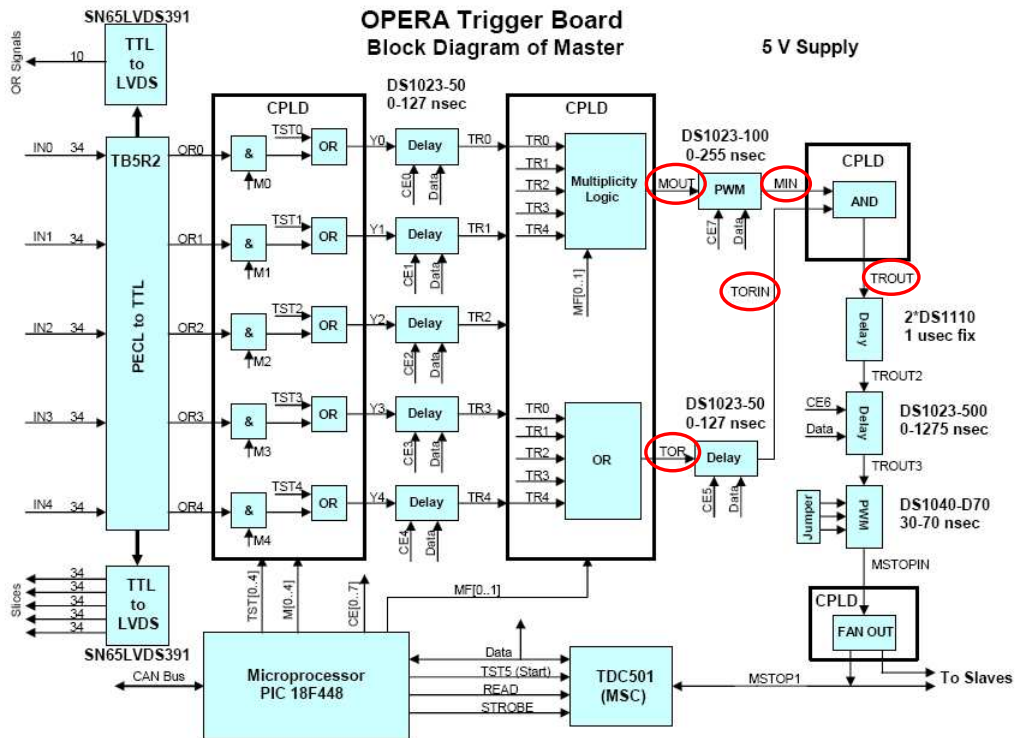


Abbildung 7.2: Blockdiagramm des OPERA Triggerboard Master. Die für das Timing wichtigen Signale sind rot markiert [Sch06].

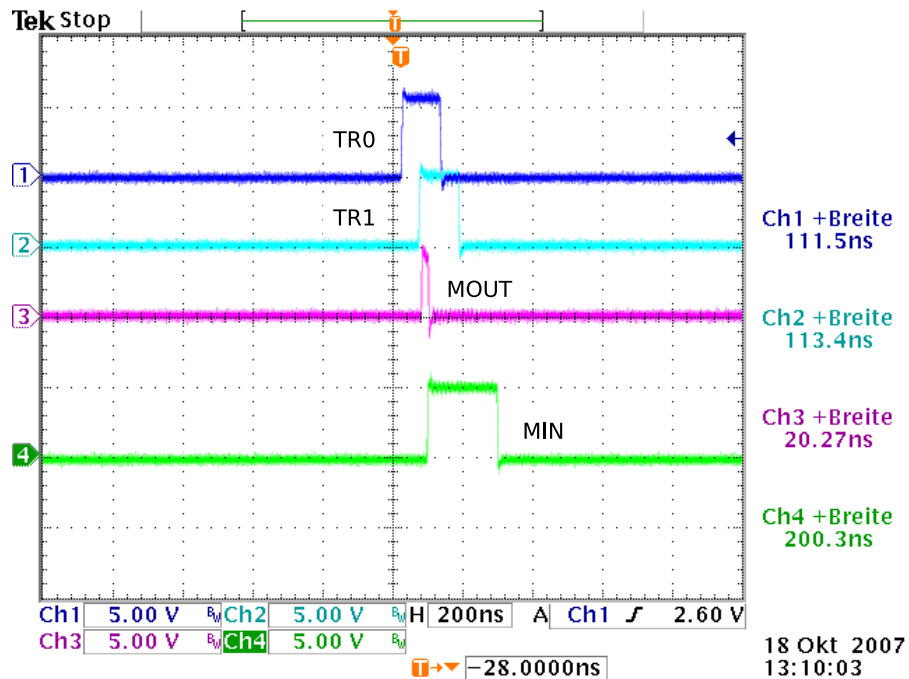


Abbildung 7.3: Oszilloskop-Bildschirmfoto der Signale vor und nach der Majoritäts-Logik. Das Eingangssignal TR1 ist gegenüber dem Eingangssignal TR0 um 50 ns verzögert.

zur Bildung des STOPPs. Die Verarbeitung für initiierte und reale RPC/XPC-Signale ist ab der Bildung der OR0–OR4 identisch. Daher werden beide im Folgenden zusammenfassend als RPC/XPC-Signale bezeichnet.

Die OR0–OR4 können über Verzögerungsschaltungen vom Typ DS1023–50 bei Bedarf laufzeitkorrigiert werden (vgl. Abb. 7.2). Hinter diesen Delays⁵ werden die Signale als TR0–TR4 bezeichnet. Die Eingangssignale können zu Analyse-zwecken durch interne Testpulse eines PIC 18F448-Mikroprozessors ersetzt werden (TST0–TST4).

Die TR-Signale werden auf einem EPM7032 CPLD-Chip⁶ zum einen in die Majoritäts-Logik, zum anderen in eine einfache ODER-Schaltung gegeben. Die direkt auf dem CPLD programmierten logischen Verknüpfungen der Majoritäts-Logik können die Eingangssignale auf verschiedene Koinzidenzen prüfen. Im Folgenden wird die für den Detektorbetrieb vorgesehene 2-aus-3-Koinzidenz beschrieben.

In Abb. 7.3 sind die an den entsprechenden Messpunkten mit dem Oszilloskop abgegriffenen Signale vor und nach der Majoritäts-Logik dargestellt. Die Eingangssignale TR0 und TR1 besitzen eine Länge von ca. 113 ns. Dies ist die Signallänge, die von den RPC/XPC-Wänden seit dem Juli-2007-Lauf des OPERA-Detektors übermittelt wird. Das TR1-Signal ist gegenüber dem TR0-Signal um 50 ns verzögert. Bei einer 2-aus-3-Bedingung reichen zwei zusammenfallende Signale aus, um das Majoritäts-Signal MOUT zu erzeugen. Es ist 20 ns lang, unabhängig von

⁵ *delay (engl.):* Verzögerung

⁶ CPLD: Complex Programmable Logic Device

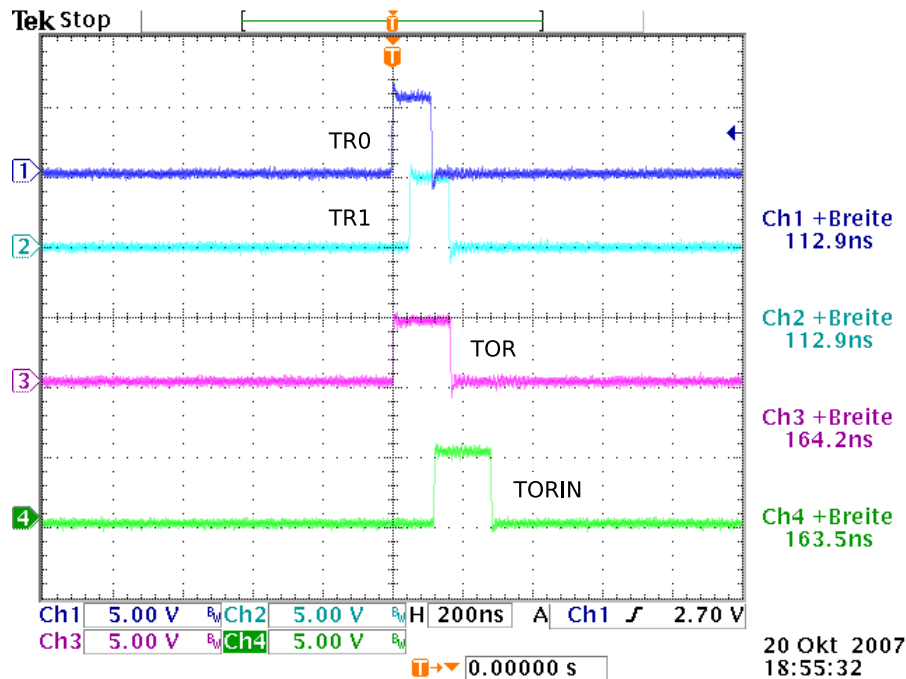


Abbildung 7.4: Oszilloskop-Bildschirmfoto der Signale vor und nach der CPLD-ODER-Schaltung. Das Eingangssignal TR1 ist gegenüber dem Eingangssignal TR0 um 50 ns verzögert.

der Länge der Eingangssignale. Das MOUT-Signal wird erzeugt, wenn sich beide Eingangssignale in der Logik befinden. Das MOUT ist also hier ebenfalls um 50 ns gegenüber dem TR0 verzögert. Durch einen Pulsweitenmanipulator (PWM) vom Typ DS1023-100 wird das MOUT auf 200 ns aufgeweitet und anschließend als MIN bezeichnet.

In Abb. 7.4 sind die Signale vor und nach der ODER-Schaltung des CPLDs dargestellt. Das Ausgangssignal dieser ODER-Schaltung wird als TOR bezeichnet. Es wird bei Eintritt des ersten Eingangssignals in die ODER-Schaltung ausgegeben und dauert so lange an, bis das letzte Eingangssignal beendet ist. Durch ein Delay vom Typ DS1023-50 (TOR-Delay) wird das TOR verzögert und anschließend als TORIN bezeichnet.

MIN und TORIN werden auf einem weiteren CPLD durch eine UND-Schaltung verknüpft (vgl. Abb. 7.5). Das Ausgangssignal wird als TROUT bezeichnet. Die beschriebene Signalbildung ist in Abb. 7.6 schematisch zusammengefasst. Das TROUT-Signal ist zeitlich an das TORIN-Signal gekoppelt. Da das TORIN als Verzögerung des TOR ein einfaches ODER der Eingangssignale darstellt, bezieht sich die steigende Flanke des TORIN auf die des ersten Eingangssignals. Deshalb ist das TROUT ebenfalls auf das erste Eingangssignal bezogen (Timing auf das erste Eingangssignal).

Durch anschließende Delays vom Typ DS1110 und DS1040-500 und einen DS1040-D70 PWM wird das Ausgangssignal verzögert und auf 50 ns geweitet, bevor es vom Triggerboard als STOPP ausgegeben wird.

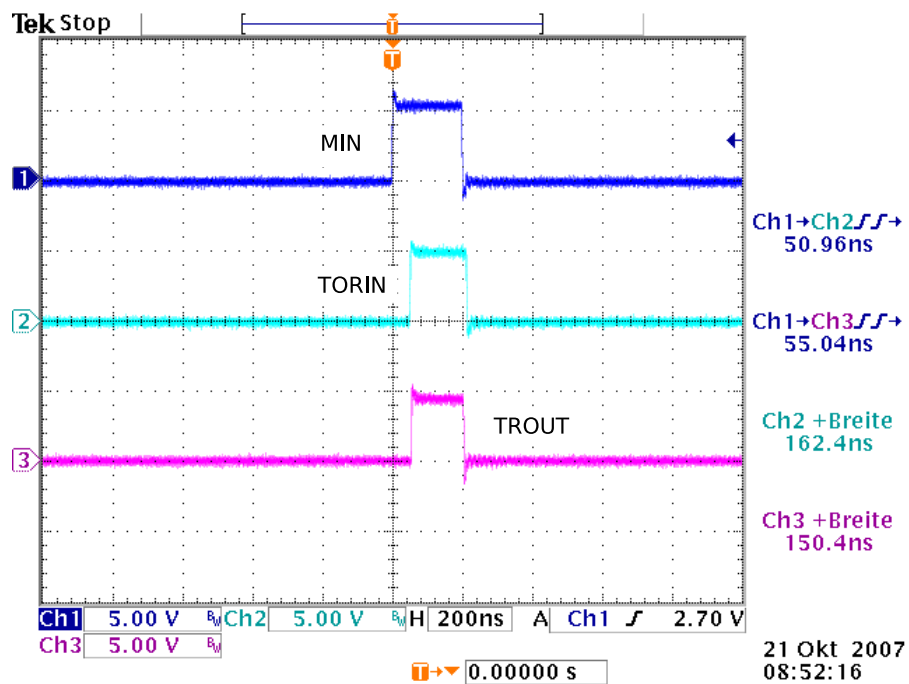


Abbildung 7.5: Oszilloskop-Bildschirmfoto der Signale vor und nach der CPLD-UND-Schaltung. Bei den dem MIN und TORIN zugrunde liegenden Eingangssignalen ist das TR1 gegenüber dem TR0 um 50 ns verzögert.

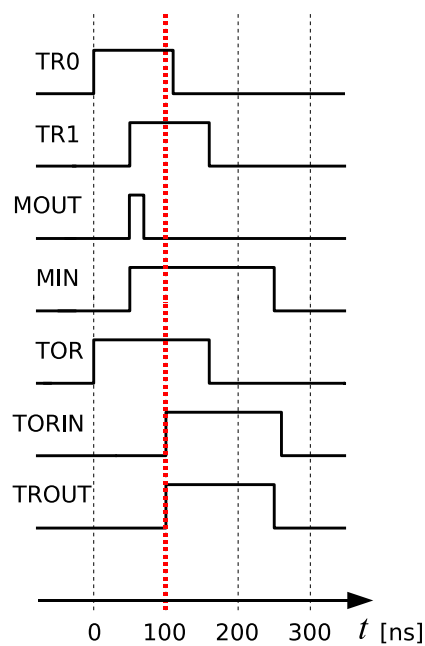


Abbildung 7.6: Schematische Darstellung der Signalbildung. Das TR1 ist gegenüber dem TR0 um 50 ns verzögert. Das TROUT ist über eine UND-Schaltung mit dem MIN und TORIN verknüpft. Erreicht das TORIN als verzögertes ODER der Eingangssignale zeitlich nach dem MIN die UND-Schaltung, wird dies als Timing auf das erste Signal bezeichnet.

Komponente	Typenbezeichnung	Laufzeit [ns]
Gesamtlaufzeit Triggerboard (Eingang – Ausgang)		1053
PECL-zu-TTL-Konverter und CPLD vor Y0-Y4	TB5R2 EPM7032SLC44-6	8
PECL-zu-TTL-Konverter und TTL-zu-LVDS-Konverter	TB5R2 SN65LVDS391	9
Y0-Y4-Delay	DS1023-50	18
Majoritäts-Logik (2-aus-3)	EPM7032SLC44-6	7
MOUT-PWM	DS1023-100	17
TR0-TR1-ODER	EPM7032SLC44-6	3
TOR-Delay	DS1023-50	17
MIN-TORIN-UND	EPM7032SLC44-6	4
1- μ s-Fix-Delay	2 \times DS1110	970
TROUT2-Delay	DS1023-500	18
TROUT3-PWM	DS1040-D70	6
FAN OUT	EPM7032SLC44-6	5
Interne TDC-Testpuls-messung		1045
PECL-zu-TTL-Konverter und CPLD vor Y0-Y4	TB5R2 EPM7032SLC44-6	8
Summe		1053

Tabelle 7.1: Intrinsische Laufzeiten der OPERA-Triggerboard-Komponenten. Sämtliche einstellbaren Komponenten wurden auf die neutrale „0“-Einstellung gesetzt. Die intrinsische Gesamtlaufzeit des Triggerboards ist ungleich der Summe aller Komponenten, da verschiedene Signalwege zeitgleich durchlaufen werden.

7.2 Kenngrößen des Triggerboards

Das OPERA-Triggerboard besteht aus mehreren Einzelkomponenten. Zum einen sind das die CPLDs der Firma ALTERA, zum anderen Konverter, Verzögerungsschaltungen (Delays) und Pulsweitenmanipulatoren der Firmen TEXAS INSTRUMENTS und DALLAS SEMICONDUCTOR (vgl. Abb. 7.2). Die Driftzeitmessung des Precision-Trackers benötigt eine zeitliche Auflösung im ns-Bereich und eine Gesamtverzögerung von 2 μ s (vgl. Abschnitt 5.6). Eine genaue Kenntnis der Zeitgenauigkeit der einzelnen Triggerboard-Bausteine ist notwendig, um die geforderten Einstellungen vornehmen zu können.

Mit dem im vorigen Abschnitt beschriebenen Versuchsaufbau konnten die intrinsischen Laufzeiten der Triggerboard-Komponenten bestimmt werden. Dazu wurden die zeitlichen Signaldifferenzen vor und hinter einem Baustein mit dem Oszilloskop gemessen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst. Sämtliche einstellbaren Komponenten wurden per CAN-Bus auf die neutrale „0“-Einstellung gesetzt. Die ermittelten Laufzeiten decken sich mit den in den Datenblättern der Hersteller angegebenen Werten [Alt05, Dal99, Dal03, Dal05, Tex01, Tex04].

Komponente	Typenbezeichnung	Akzeptanzgrenze [ns]
PECL-zu-TTL-Konverter und CPLD vor Y0-Y4	TB5R2 EPM7032SLC44-6	10
Y0-Y4-Delay	DS1023-50	14
Majoritäts-Logik (2-aus-3)	EPM7032SLC44-6	18
TR0-TR1-ODER	EPM7032SLC44-6	18
TOR-Delay	DS1023-50	14
MIN-TORIN-UND	EPM7032SLC44-6	21
1- μ s-Fix-Delay	2 \times DS1110	23

Tabelle 7.2: Akzeptanzgrenzen der OPERA-Triggerboard-Komponenten.

Ein Teil der Laufzeit des Triggerboards kann mit internen Testpulsen überprüft werden, die von einem PIC 18F448 Mikroprozessor erzeugt und von einem internen TDC ausgelesen werden (vgl. Abb. 7.2). Diese Testpulse messen die intrinsische Laufzeit des Triggerboards zwischen den Y0-Y4-Signalen und dem MSTOP1. Sind alle variablen Bausteine auf „0“ gesetzt, so liegt das Ergebnis der internen Laufzeitmessung bei 1045 ns. Dieser Wert entspricht der Gesamtlaufzeit des Triggerboards abzüglich der Laufzeiten des nicht in die Testpulsmessung integrierten PECL-zu-TTL-Konverters und des CPLDs vor den Y0-Y4-Signalen. So wurde auf zwei verschiedene Arten übereinstimmend die Laufzeit des Triggerboards mit 1053 ns bestimmt (vgl. Tab. 7.1).

Die Testpuls-Vorrichtung ermöglicht eine schnelle und präzise Kontrolle der Triggerboards im laufenden Detektorbetrieb. Durch den Abgleich mit den Oszilloskop-Messungen wurde ihre Anwendbarkeit bestätigt.

Einige Triggerboard-Komponenten besitzen baubedingt eine individuelle Akzeptanzuntergrenze. Signale, deren Länge die Akzeptanzgrenze unterschreiten, werden nicht verarbeitet. Durch Variation der Eingangssignallängen und geeigneter Delay- und PWM-Einstellungen konnten diese Akzeptanzgrenzen ebenfalls bestimmt werden. Sie sind in Tab. 7.2 aufgelistet. Die höchste Untergrenze besitzen die nicht variablen Verzögerungsschaltungen hinter dem TROUT-Signal (1- μ s-Fix-Delay). Die Untersuchungen der folgenden Kapitel zeigen, dass diese Grenze im normalen Detektorbetrieb nicht erreicht wird. Die verwendeten Komponenten schränken den Arbeitsbereich des Triggerboards also nicht ein.

In diesem Kapitel wurden die Untersuchungen zur Funktionsweise des Triggerboards und seiner Kenngrößen erläutert. In den nächsten Kapiteln sollen die angefertigten Analysen über das Triggertiming vorgestellt werden. Dazu wurde die TDC-Zeitmessung zwischen RPC/XPC-Signalen und dem von ihnen generierten STOPP realer Detektordaten ausgewertet. Im ersten nachfolgenden Kapitel werden die für diese Diplomarbeit durchgeführten Timingboard-Testpulsmessungen erläutert. Daten aus den Detektorläufen April/März, Juli und September 2007

werden in den darauf folgenden Kapiteln untersucht.

Kapitel 8

Bestimmung der TDC–Kanalbelegung durch Timingboard–Testpulsmessungen

Die Zeitmessung der Triggersignale erfolgt auf den gleichen TDCs wie die Driftzeitmessung. Da diese TDCs einen 12–Kanal–Eingang besitzen, können die 14 Slice–Signale einer RPC–Wand bzw. einer XPC–Halbwand mit einem TDC nicht vollständig ausgelesen werden. Zwei Signale werden verworfen. Die ODER–Signale der Wände werden separat ausgelesen.

Um Analysen über das Triggertiming durchführen zu können, musste eindeutig bestimmt werden, welche RPC/XPC–Signale welchem TDC–Kanal zugeordnet sind. Die TDC–Steckplätze und damit der Kanalbereich waren bekannt, jedoch nicht die einzelne Belegung.

Zur Bestimmung der Kanalbelegung wurde die Möglichkeit des Sendens von Timingboard–Testpulsen (vgl. Abschnitt 5.5) genutzt. Die Versuchsanordnung ist in Abb. 8.1 schematisch dargestellt. Es wurden Testpulse ausschließlich auf das dritte Timingboard von unten (Hallenboden) gesendet. So trat nur in einem TDC–Kanal ein Signal auf und dieser Kanal wurde dem entsprechenden Timingboard zugeordnet. Aus der linearen Kanalabfolge der Stecker konnte auch auf die anderen Kanalbelegungen geschlossen werden. Es zeigte sich, dass jeweils das Signal der obersten und untersten Slices verworfen wird. Die komplette Belegungsliste ist in Anhang D wiedergegeben.

Die Kenntnis der Kanal–Zuordnung ermöglicht nicht nur Analysen des Triggersignals selbst. Bei der PT–Spurrekonstruktion können die zusätzlichen Informationen der einzelnen RPC/XPC–Slices zur Verbesserung der Auflösung genutzt werden, da die Kenntnis der Zeitdifferenz zwischen den beiden triggerauslösenden Timingboards und deren geometrischer Position Rückschlüsse auf die Teilchenspur erlaubt. Auch sind grobe Untersuchungen der Spurwinkel und Flugzeiten denkbar, da die Slices eine Ortsauflösung von $8 \text{ m}/14 \approx 0,57 \text{ m}$ aufweisen.

Aufgrund der weiteren Anwendungsmöglichkeiten wurden die für diese Diplomarbeit gewonnenen Zuordnungen in die allgemein zugängliche OPERA–Software „OpRData“ bzw. „OpData“ übernommen. Die neu entstandenen Klassen tragen die

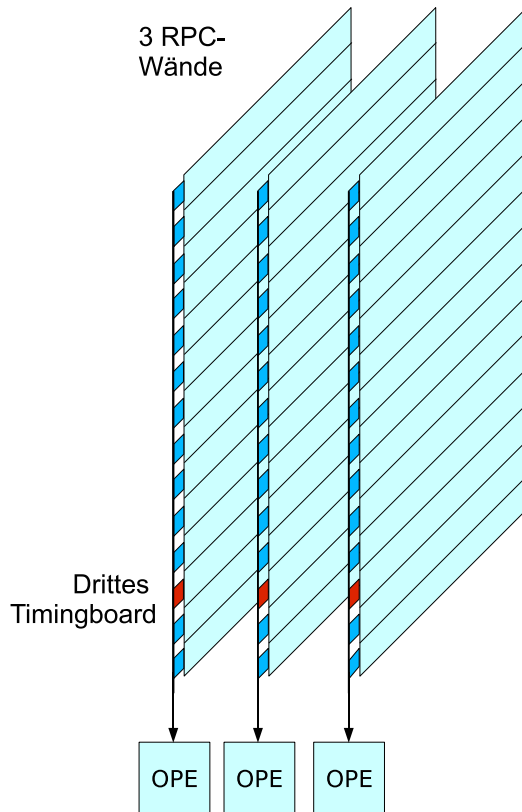


Abbildung 8.1: Versuchsanordnung zur Bestimmung der TDC-Kanal-Belegung. Es wurden Testpulse nur auf das jeweils dritte Timingboard von unten gesendet. Die OPE-Signale wurden über den in Abb. 6.3 skizzierten Weg von den TDCs ausgelesen.

Bezeichnungen „RSTimingBDigit“ und „RSTriggerSDigit“ bzw. „STimingBDigit“ und „STriggerSDigit“ und erlauben die Auswertung der Timingboardinformationen der zukünftigen Detektorläufe. Zudem wurden die Zuordnungen auf dem PT-Server unter <http://opera.lngs.infn.it:10080/wiki/index.php/Cabling> hinterlegt.

Kapitel 9

Triggertiming des Detektorlaufs

März/April 2007

Die folgenden Analysen des Triggertimings beziehen sich exemplarisch auf SM 1, Triggerstation C, RPC 21 (vgl. Abb. 6.2). Diese RPC-Wand zeigt ein auch für andere Wände typisches Timingverhalten.

Untersucht wurden die zeitlichen Differenzen des RPC-21-Signals bezüglich des Trigger-STOPPs, das durch das RPC-21-Signal selbst miterzeugt wurde (vgl. Kapitel 6). Dazu wurden die Zeitmessungen des TDC-Kanals 87, Sensor 1104 ausgewertet (vgl. Anhang D). In Abb. 9.1 ist das Spektrum der als Beispiel ausgewählten Extraktion¹ 136 (21.04.2007, 05:32 Uhr – 18:01 Uhr UTC²) dargestellt. Die Bin-Größe³ des Histogramms beträgt entsprechend der RPC/XPC-Zeitauflösung 3 ns. Es zeigen sich zwei Peaks⁴ bei 1713 – 1716 ns und 1733 – 1736 ns. Die Peak-Größe ist mit ca. 3 600 zu ca. 500 Einträgen im maximalen Bin unterschiedlich. Die Gesamtlänge des Spektrums beträgt 150 ns bei nahezu flachem Untergrund. Das RPC-21-ODER-Signal wird zum besseren Verständnis im Folgenden kurz als RPC-21-Signal bezeichnet.

9.1 Quellen für RPC/XPC-Signale

Zusätzlich zu den Teilchen aus Reaktionen des CNGS-Strahles sind die RPC/XPC-Wände sensitiv auf Teilchen atmosphärischen Ursprungs. Diese entstehen als Sekundärprodukte der Wechselwirkung kosmischer Strahlung in der Atmosphäre. Durch den Zerfall dabei entstandener geladener Mesonen werden in großer Höhe (typischerweise 15 km) Myonen produziert. Auf der Erdoberfläche beträgt ihre Flussdichte ca. $130/(\text{m}^2\text{s})$ und ihre mittlere Energie ca. 4 GeV [Yao06].

Die Intensität kosmischer Myonen im durch ca. 1 400 m Fels (ca. 3 500 m

¹Die vom OPERA-Detektor gesammelten Daten werden in eine Datenbank geschrieben und nach Extraktionen sortiert. Eine Extraktion entspricht dem Datennahmezeitraum von etwa einem halben Tag.

²UTC: koordinierte Weltzeit

³*bin (engl.)*: Behälter, gemeint ist hier der Zeitbereich, der bei der Histogrammbildung zusammengefasst wird.

⁴*peak (engl.)*: Spitze, Maximum

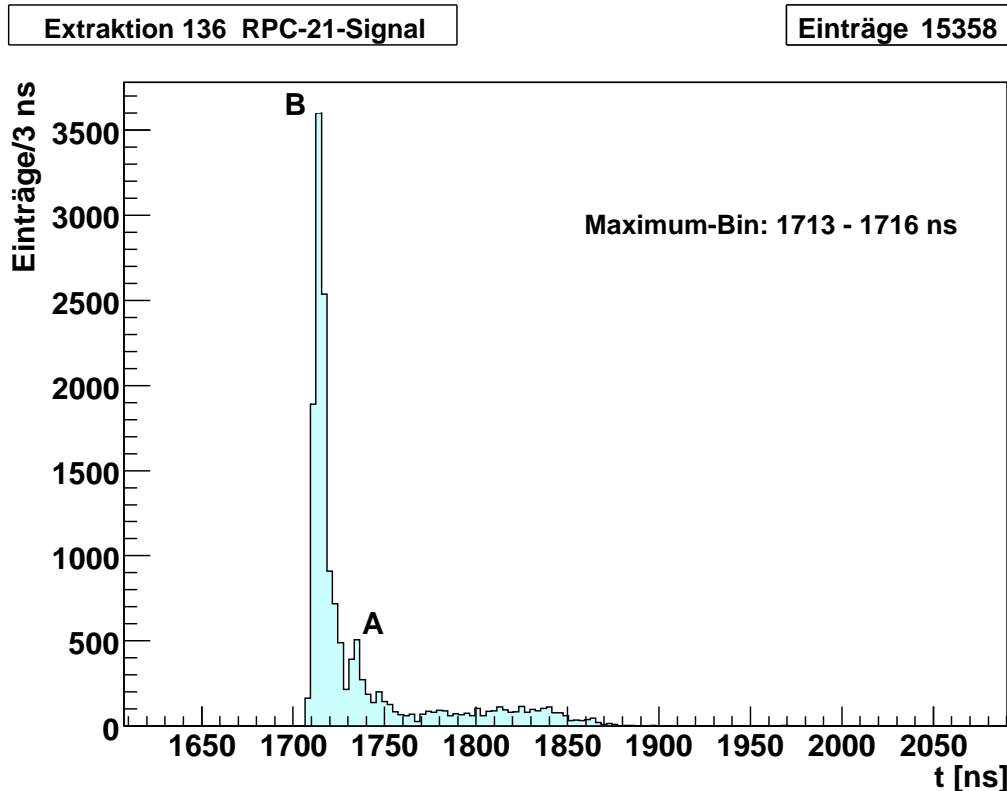


Abbildung 9.1: Exemplarisches Timingspektrum RPC-21-Signal, Extraktion 136. Es zeigen sich zwei Peaks, bei 1734–1737 ns mit ca. 500 Einträgen im maximalen Bin (A), und 1713–1716 ns mit ca. 3600 Einträgen (B). Die Gesamtlänge des Spektrums beträgt 150 ns bei nahezu flachem Untergrund.

Wasseräquivalent) abgeschirmten Gran-Sasso-Labor wurde durch das MACRO-Experiment⁵ vermessen [Amb95]. Für eine vertikal hängende RPC/XPC-Wand mit einer Fläche von ca. 8 m × 8 m ergeben Monte-Carlo-Simulationen auf der Basis der MACRO-Ergebnisse sowie Untergrundtests an installierten RPC/XPC-Wänden eine Rate kosmischer Myonen von ca. 18 mHz/Wand [Gar07].

Wie schon in Abschnitt 5.5 beschrieben, weisen die RPCs/XPCs auch Signale auf, die durch elektronisches Rauschen hervorgerufen werden. Ihre Zählrate beträgt ca. 1,2 kHz/Wand [Gar07] und ist damit dominant gegenüber der Rate kosmischer Myonen.

9.2 Erklärung der Spektrumform

Die große Anzahl der Einträge lässt sich auf die hohe Rauschrate der RPC/XPCs zurückführen. Sie dominiert gegenüber der durch Teilchendurchgänge hervorgerufenen Rate um fünf Größenordnungen. So basiert ein komplettes Timingspektrum wie in Abb. 9.1 auf der statistischen Verteilung der Rauschsignale.

⁵MACRO: Monopole, Astrophysics and Cosmic Ray Observatory, Italien

Die Gesamtlänge des Spektrums ist direkt an die Länge der Triggerboard-Eingangssignale gekoppelt. Um die 2-aus-3-Bedingung zu erfüllen, müssen mindestens zwei RPC/XPC-Signale zusammenfallen. Ein Signal kann das Majoritätsgatter nur solange öffnen, wie es selbst lang ist. Erreicht das zweite Signal die Majoritäts-Logik später, wird die Bedingung nicht mehr erfüllt und es wird kein Trigger-STOPP gebildet, das die Datenauslese auf den TDCs veranlassen kann. Da die Gesamtlänge des in Abb. 9.1 dargestellten Spektrums 150 ns beträgt, müssen die Eingangssignale eine Länge von 150 ns aufgewiesen haben. Die in Abschnitt 9.6 vorgestellten Untersuchungen zeigen, dass diese während des März/April-2007-Laufs variierte.

Die Triggerbedingung wird also erfüllt, wenn zwei voneinander unabhängige Rauschsignale verschiedener Wände in einem Zeitfenster von 150 ns zusammenfallen. Dabei gibt es für das hier exemplarisch vorgestellte RPC-21-Signal zwei Möglichkeiten der Beteiligung: Entweder öffnet es selbst das Majoritätsgatter, ist also das erste Signal, oder es erfüllt als zweites Signal die 2-aus-3-Bedingung. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass drei statistisch verteilte Rauschsignale in einem 150-ns-Zeitfenster auftreten, ist um den Faktor $5 \cdot 10^{-5}$ unterdrückt [Fro07]. Effekte bei denen das RPC-21-Signal das dritte Signal ist, brauchen deshalb nicht berücksichtigt werden.

Abb. 9.2 zeigt die schematische Signalverarbeitung zweier 150-ns-Eingangssignale. Es wurde eine Einstellung des TOR-Delays von 20 ns gewählt. Bei Eingangssignal-Zeitdifferenzen < 20 ns gelangt das Majoritätssignal MIN *vor* dem 20 ns verzögerten ODER der Eingangssignale (TORIN) in die UND-Schaltung. Erst die ansteigende Flanke des TORIN veranlasst die Herausgabe des TROUT. Somit gibt es eine konstante Zeitdifferenz zwischen dem ersten Eingangssignal TR1 und dem TROUT, das letztendlich das Trigger-STOPP bildet. Dieser Zustand wird als *Timing auf das erste Signal* bezeichnet. Ist das RPC-21-Signal das erste Signal, so ergibt sich ein konstanter Zeiteintrag im Spektrum und es wird ein Peak ausgebildet. Ist das RPC-21-Signal das zweite Signal, so ergeben sich Einträge bei kleineren Zeiten auf der linken Seite des Peaks. Dieser Untergrund besitzt eine Länge von 20 ns und ist aufgrund der statistischen Verteilung der Signale in diesem kleinen Intervall flach.

Bei Eingangssignal-Zeitdifferenzen > 20 ns gelangt das MIN *nach* dem TORIN in die UND-Schaltung. Nun veranlasst die ansteigende Flanke des MIN die Herausgabe des TROUT. Dieser Zustand wird als *Timing auf das zweite Signal* bezeichnet. Ist das RPC-21-Signal das zweite Signal, so ergibt sich wieder ein konstanter Zeiteintrag im Spektrum, da das RPC-21-Signal selbst den Zeitpunkt der Herausgabe des TROUT und damit des STOPPs bestimmt. Es entsteht ein zweiter Peak, der jedoch um die Länge des TOR-Delays (20 ns) gegenüber dem ersten Peak zu kleineren Zeiten verschoben ist, da die TOR-Verzögerung als Laufzeit wegfällt. Ist das RPC-21-Signal das erste Signal, so ergeben sich Einträge rechts vom ersten Peak, da die Eingangssignale mehr als 20 ns auseinanderliegen. Dieser ebenfalls flache Untergrund besitzt eine Länge von 130 ns.

Der Abstand der beiden Peaks ergibt sich also direkt aus der Verzögerung des TOR-Delays. Im Spektrum der Extraktion-136-Daten zeigt sich ein Peakabstand von ca. 20 ns, weshalb mit den obigen Überlegungen auf einen TOR-Delay von

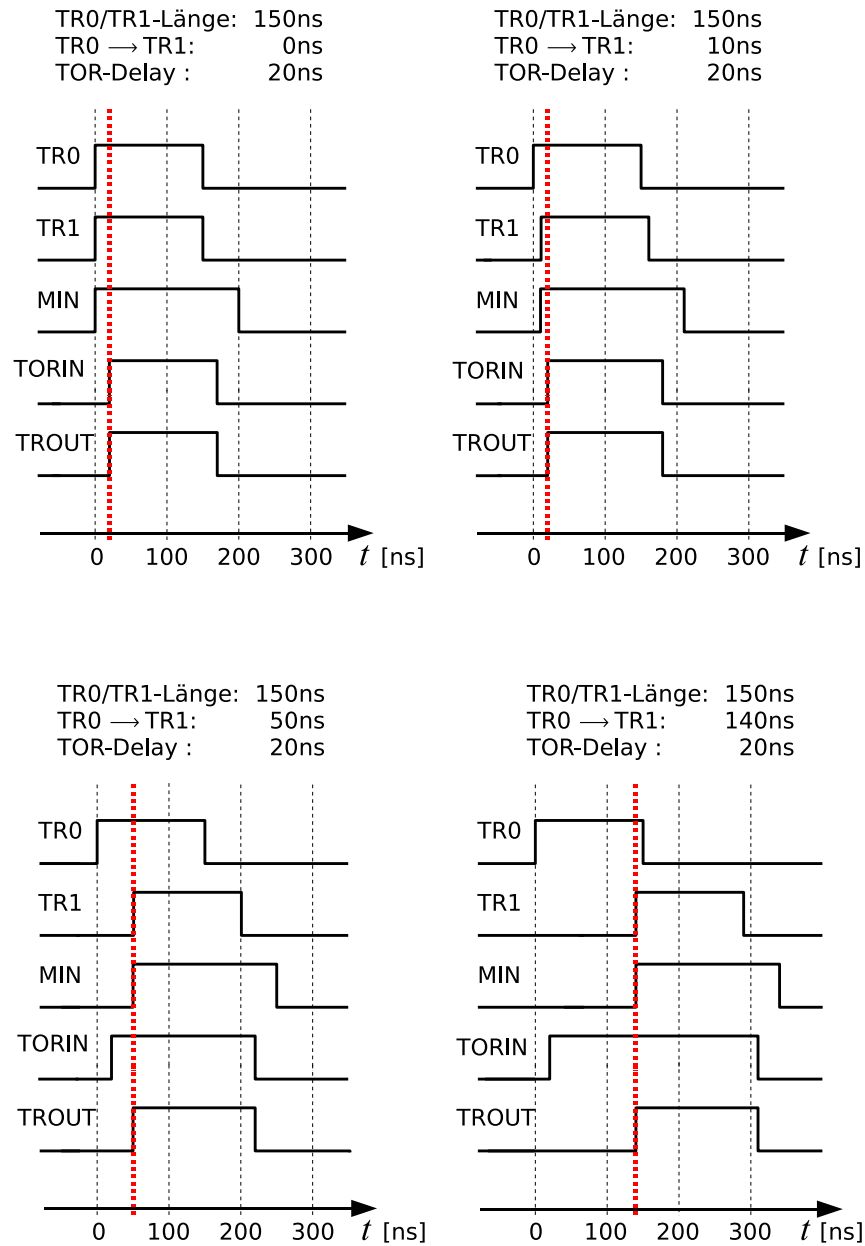


Abbildung 9.2: Schematische Darstellungen der Signalverarbeitung. Die Eingangssignallänge beträgt 150 ns, die Einstellung des TOR-Delays 20 ns. Bei einer Zeitdifferenz der Eingangssignale TR0 und TR1 zwischen 0 ns und 20 ns bezieht sich das TROUT auf das TORIN, also auf das verzögerte ODER aus TR0 und TR1 und damit auf die ansteigende Flanke des TR0 (Timing auf das erste Eingangssignal, Darstellungen oben). Bei Zeitdifferenzen größer 20 ns bezieht sich das TROUT auf das Majoritätssignal MIN und damit auf die ansteigende Flanke des TR1 (Timing auf das zweite Eingangssignal, Darstellungen unten).

20 ns zu schließen ist.

Die Peakhöhe richtet sich nach der Größe des TOR-Delays in Bezug auf die Länge der Eingangssignale: Ist er klein, werden wenige Trigger-STOPPS auf das

erste Signal bezogen und der erste Peak ist ebenfalls klein. Dafür ist der zweite Peak groß, da mehr Signale auf das zweite Signal bezogen werden.

9.3 Anordnung auf der Zeitachse

Die Lage des Timingspektrums auf der Zeitachse wird durch den Laufzeitunterschied zwischen dem gemessenen Signal und dem Trigger–STOPPs bestimmt. Wie oben erläutert, wird der erste Peak ausgebildet, wenn das RPC–21–Signal das erste Eingangssignal ist und sich das Trigger–STOPP zeitlich auf dieses bezieht. Somit gibt die Position des ersten Peaks (A) den Laufzeitunterschied zwischen erstem Eingangssignal und Trigger–STOPP an. Die Verdopplung und anschließende zweifache Verwendung des Eingangssignals (zum einen als direktes START der TDC–Zeitmessung, zum anderen zur Weiterverarbeitung zum Trigger–STOPP) erfolgt am Triggerboard–Eingang (vgl. Abb. 7.2). Das direkt an den TDC geleitete Signal wird über Konverter und ein Twisted–Pair–Kabel mit der Gesamtlaufzeit Δt_{direkt} an den TDC gesendet (vgl. Abb. 6.3 und 7.2). Die Laufzeit des Trigger–STOPPs setzt sich zusammen aus der Laufzeit des Triggerboards Δt_{OTB} und der Laufzeit Δt_{TNS} der anschließenden Kabel und Komponenten (vgl. Abb. 6.3). Die Position des ersten Peaks im Spektrum ergibt sich aus der Differenz des STOPPs und STARTs auf dem TDC:

$$t_{1.P\text{eak}} = (\Delta t_{OTB} + \Delta t_{TNS}) - \Delta t_{\text{direkt}} . \quad (9.1)$$

Für die Triggerboardlaufzeit folgt:

$$\Delta t_{OTB} = t_{1.P\text{eak}} - \Delta t_{TNS} + \Delta t_{\text{direkt}} . \quad (9.2)$$

Die festen Laufzeiten der Komponenten und Kabel sind in Tab. 9.1 angegeben. Für das vorgestellte Timingspektrum der Extraktion 136 ergibt sich bei einer mittleren Position des 1. Peaks von 1735,5 ns:

$$\begin{aligned} \Delta t_{OTB} (\text{Extraktion136}) &= 1735,5 \text{ ns} - 286 \text{ ns} + 97,7 \text{ ns} \\ &= 1547,2 \text{ ns} . \end{aligned} \quad (9.3)$$

Die Bedeutung dieser Laufzeit und die Auswirkung auf das Timing werden eingehend in Kapitel 10 erläutert.

9.4 Simulation des Triggertimings

Auf der Basis der für diese Diplomarbeit angefertigten Untersuchungen wurde von M. Frohmann eine Simulation des Triggertimings geschrieben [Fro07]. Ausgangspunkte für die Simulation waren die statistische Verteilung der RPC/XPC–Rauschsignale und Monte–Carlo–Simulationen kosmischer Myonen im Gran–Sasso–Untergrundlabor. Abb. 9.3 zeigt ein simuliertes Spektrum zweier 113–ns–Eingangssignale. Es wurden 100 000 Triggerereignisse simuliert. Die TOR–Verzögerung beträgt 20 ns. Deutlich sind die sich nicht überlagernden Beiträge

Laufzeitbezeichnung	Kabel/Komponente	nomielle Laufzeit [ns]
	TTL-Treiber	10
	15 m LEMO (OTB → NIM-Crate)	128
	NIM-Crate	10
	15 m LEMO (NIM-Crate → Slave)	128
	Slave	8
	Slave → TDC	2
Δt_{TNS}	Gesamt	286
	PECL-zu-TTL- und TTL-zu-LVDS-Konverter	9
	15 m Twisted-Pair	88,7
Δt_{direkt}	Gesamt	97,7
$\Delta t_{OPE \rightarrow OTB}$	15 m Twisted-Pair	88,7

Tabelle 9.1: Signallaufzeiten außerhalb des Triggerboards gemäß Abb. 6.3 [Alt05, IDT07, Tex01]. Die Laufzeiten des TTL-Treibers und der PECL-zu-TTL- und TTL-zu-LVDS-Konverter wurden per Oszilloskop bestimmt (vgl. Anhang E und Abschnitt 7.2).

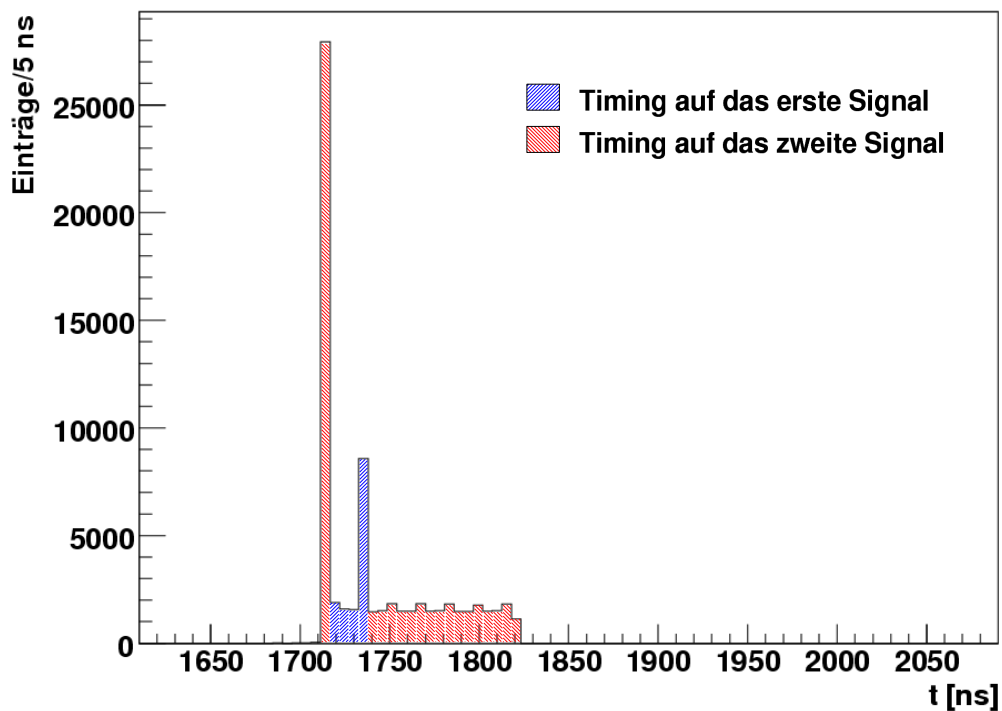


Abbildung 9.3: Simuliertes Timingspektrum. Abweichend von Abb. 9.1 beträgt die Spektrumlänge 113 ns, da eine Eingangssignallänge von 113 ns zugrunde gelegt wurde. Die TOR-Verzögerung beträgt 20 ns. Blau schraffiert sind die Beiträge des Timings auf das erste Eingangssignal, rot schraffiert die Beiträge des Timings auf das zweite Eingangssignal. Der Peakabstand beträgt 20 ns [Fro07].

Auslösung des Triggers durch		
Rauschsignale	Teilchenspursignale	Rausch– und Teilchenspursignale
98,6%	1,39%	$5,6 \times 10^{-4}\%$

Tabelle 9.2: Anteile der einzelnen Ereignistypen an der Gesamtanzahl der Triggersignale eines Spektrums [Fro07].

des Timings auf das erste Signal (blau schraffiert) und des Timings auf das zweite Signal (rot schraffiert) zu erkennen. Der Peakabstand beträgt wie erwartet 20 ns. Die Simulation bestätigt die Analysen über die Bildung des Trigger–STOPPs.

Zudem wurden für die Simulation die Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Ereignistypen berechnet. Ihre Anteile an der Gesamtanzahl der Triggersignale eines Spektrums sind in Tab. 9.2 aufgeführt. Die Rate der durch die Rauschsignale ausgelösten Triggerereignisse dominiert wie erwartet das Spektrum. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Rauschsignal und ein Teilchenspursignal gemeinsam ein Triggerereignis auslösen, ist sehr gering. Eine signifikante Störung des Triggers einer Teilchenspur durch Rauschen ist daher nicht zu erwarten [Fro07].

9.5 Timingspektrum–Zusammenfassung

In den vorhergehenden drei Unterabschnitten wurden die Entstehung und Positionierung des Timingspektrums Abb. 9.1 erklärt. Hier seien noch einmal die wichtigsten Punkte zusammenfassend genannt:

1. Die **Spektrumlänge** gibt direkt die Länge der Eingangssignale wieder.
2. Bei einer 2–aus–3–Majorität bildet sich eine **Zwei–Peak–Struktur** aus. Der erste Peak (A) beinhaltet die Einträge, bei denen das RPC–21–Signal das erste Eingangssignal war und das Trigger–STOPP wegen Eingangssignaldifferenz $<$ TOR–Verzögerung auf dieses erste Signal bezogen war. Der dazugehörige Untergrund links des ersten Peaks wird gebildet aus den Einträgen, bei denen das RPC–21–Signal das zweite Eingangssignal bei Timing auf das erste Signal war. Der zweite Peak (B) beinhaltet die Einträge, bei denen das RPC–21–Signal das zweite Eingangssignal war und das Trigger–STOPP wegen Eingangssignaldifferenz $>$ TOR–Verzögerung auf dieses zweite Signal bezogen war. Der dazugehörige Untergrund rechts des ersten Peaks wird gebildet aus den Einträgen, bei denen das RPC–21–Signal das erste Eingangssignal bei Timing auf das zweite Signal war.
3. Der **Peakabstand** gibt direkt die TOR–Verzögerung wieder.
4. Die **Position auf der Zeitachse** ergibt sich aus der Laufzeitdifferenz zwischen dem direkt an den TDC geleiteten Signal und dem verarbeiteten Trigger–STOPP.

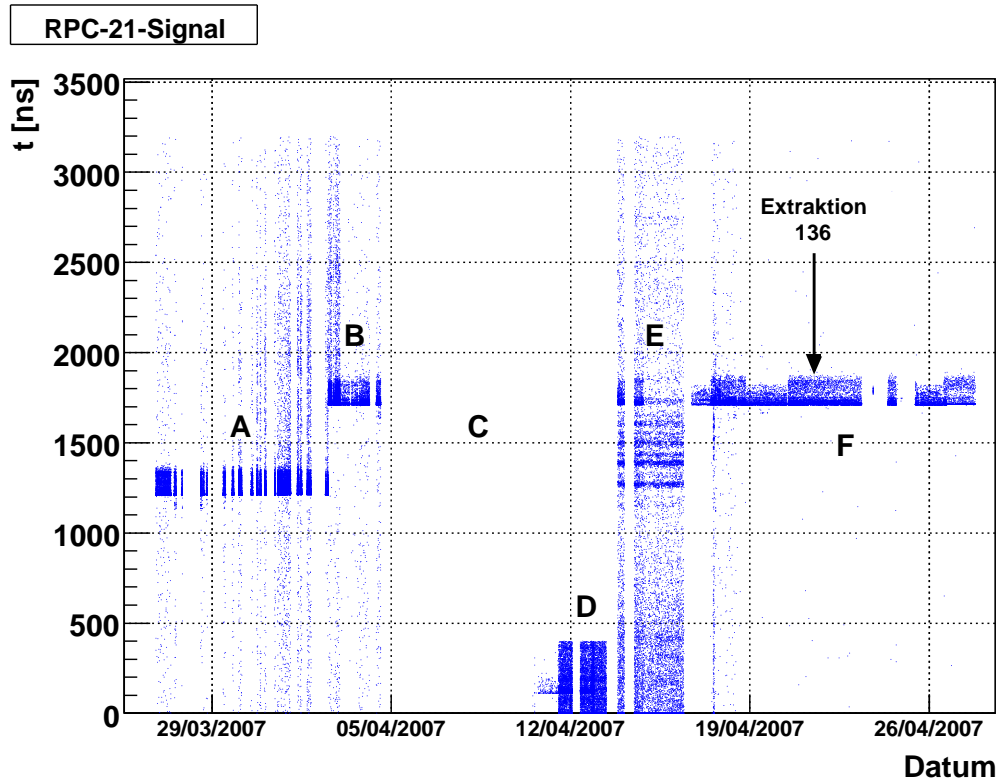


Abbildung 9.4: Zeitlicher Verlauf des Triggertimings RPC-21-Signal während des März/April-2007-Detektorlaufs. Bereiche starker Färbung bezeichnen viele Einträge, also die Peaks eines Einzelspektrums. Deutlich ist die jeweilige Spektrumlänge zu erkennen. Bereich A: Spektrumlänge 150 ns, reduzierte Timing-Zeitachsenposition. Bereich B: Spektrumlänge 150 ns, Timing-Zeitachsenposition wie bei Extraktion 136. Bereich C: Keine Datennahme. Bereich D: Um Faktor 10 reduzierte Zeitmessung aufgrund eines Ziffernverlustes in der TDC-Datennahme. Bereich E: Zeitraum mit hoher Anzahl von RPC/XPC-Rauschsignalen. Bereich F: Spektrumlänge 150 ns bzw. 113 ns, Timing-Zeitachsenposition wie bei Extraktion 136.

9.6 Zeitliche Stabilität des März/April-2007-Triggertimings

In Abb. 9.4 ist der zeitliche Verlauf des Triggertimings während des März/April-2007-Detektorlaufs aufgetragen. Die Bereiche starker Färbung bezeichnen viele Einträge, welche den Peaks eines Einzelspektrums entsprechen. Deutlich ist die jeweilige Spektrumlänge zu erkennen. Jedoch variiert die Position des Spektrums auf der Timing-Zeitachse. Im mit A gekennzeichneten Bereich zeigt sich eine Spektrumlänge von 150 ns bei einer im Vergleich zu Extraktion 136 reduzierten Timing-Zeitachsenposition. In Bereich B beträgt die Spektrumlänge 150 ns bei einer Timing-Zeitachsenposition wie bei Extraktion 136. Während des durch C gekennzeichneten Bereiches wurden keine Daten genommen. In Bereich D zeigt sich eine um den Faktor 10 reduzierte Zeitmessung aufgrund eines durch einen Fehler im Datennahmesystem verursachten Verlustes der jeweils letzten Ziffer der TDC-Datennahme. Bereich E kennzeichnet einen Bereich mit hoher

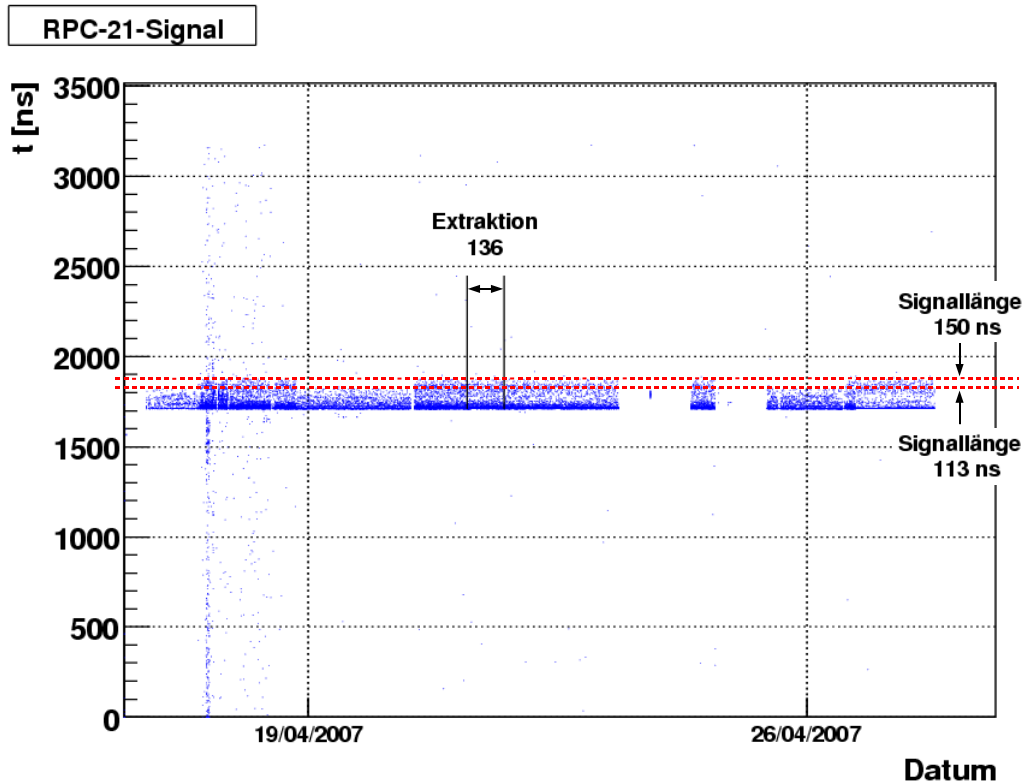


Abbildung 9.5: Bereich variierender Eingangssignallängen während des März/April–2007–Detektorlaufs.

Anzahl von RPC/XPC–Rauschsignalen, so dass auch dritte, nicht zur 2–aus–3–Koinzidenz zugehörige Signale in den TDC–Messbereich von $3,2 \mu\text{s}$ fielen. Bereich F zeigt eine variierende Spektrumlänge von 150 ns bzw. 113 ns und eine Timing–Zeitachsenposition wie bei Extraktion 136. Dieser Bereich ist in Abb. 9.5 noch einmal genauer dargestellt.

Der März/April–2007–Lauf zeichnet sich in Bezug auf das Triggertiming durch Instabilität aus. Neben einem kurzfristigen Datenverlust in der TDC–Datennahme und verstärktem Rauschen der XPCs/RPCs liegt die Ursache für die Diskontinuität in nicht angepassten Triggerboardeinstellungen. Eine rückblickende Betrachtung der Werte ist nicht möglich, da die Triggereinstellungen erst seit Mai 2007 in einer Datenbank dokumentiert werden. So ist davon auszugehen, dass die variablen Triggerboardkomponenten so eingestellt waren, dass eine Anpassung an die erforderlichen $2\text{-}\mu\text{s}$ –Gesamtverzögerung nicht stattgefunden hat. Für den folgenden Detektorlauf im Juli 2007 wurden deshalb sämtliche Einstellungen überprüft und angeglichen (vgl. Kapitel 10).

Zudem ist die Längenvariation der RPC/XPC–Signale in der zweiten Hälfte des Detektorlaufs problematisch. Laut Timingboardkonzept sollen Signale mit 200–ns–Länge an das Triggerboard übergeben werden [Cor05]. Die gemessenen Längen von 150 ns bzw. 113 ns und deren Variation sind nicht vorgesehen. Zu kleine Signallängen könnten durch Erzeugung eines zu kleinen Majoritätsgatters die Auslese von

Teilchenspuren verhindern. In Abschnitt 10.2 wird gezeigt, dass die zeitliche Differenz der RPC/XPC-Signale vom Spurwinkel abhängt und maximal 75 ns erreichen kann. Ist die Signallänge kleiner als 75 ns, werden die entsprechenden Spuren nicht ausgelesen.

Durch die für diese Diplomarbeit angefertigten Untersuchungen wurden die Zeitpunkte der Signallängenveränderungen bestimmt und an die OPE-Board- und Timingboard-Entwicklungsstelle weitergeleitet. Bisher konnten keine Ursachen für die Veränderungen der Signallänge gefunden werden, so dass zukünftige Variationen und ein Sinken der Länge unter 75 ns nicht auszuschließen sind. Die am Ende dieser Diplomarbeit vorgeschlagenen Pulsweitenmanipulatoren an den Triggerboard-Eingängen können das Längenproblem umgehen und die Größe des Majoritätsgatters unabhängig von den RPC/XPC-Signallängen konstant halten (vgl. Kapitel 14).

Kapitel 10

Triggereinstellungen

10.1 Sollwert der Triggerboard–Verzögerung

Die Spurrekonstruktion des Precision–Trackers basiert auf der Annahme, dass sich das Triggersignal zeitlich stets auf das erste RPC/XPC–Signal bezieht (Timing auf das erste Signal) [Won07]. Die Untersuchungen des Timingspektrums im vorhergehenden Kapitel zeigen, dass dies während des März/April–2007–Detektorlaufs oft nicht der Fall war.

Zudem verlangt die Rekonstruktionssoftware eine Gesamtverzögerung des Trigger–STOPPs vom OPE–Ausgang bis zum TDC–Eingang von $\Delta t_{\text{Verzögerung}} = 2 \mu\text{s}$ (vgl. Kapitel 6). Wird die Kabellaufzeit vom OPE–Ausgang zum Triggerboard–Eingang $\Delta t_{\text{OPE} \rightarrow \text{OTB}}$ in die Berechnung einbezogen, so gilt:

$$\Delta t_{\text{Verzögerung}} = \Delta t_{\text{OPE} \rightarrow \text{OTB}} + \Delta t_{\text{OTB}} + \Delta t_{\text{TNS}} . \quad (10.1)$$

Für die exemplarisch ausgewertete Extraktion 136 ergibt sich mit den Werten aus Tab. 9.1 und der ermittelten Triggerboardlaufzeit $\Delta t_{\text{OTB}}(\text{Extraktion136}) = 1547,2 \text{ ns}$:

$$\begin{aligned} \Delta t_{\text{Verzögerung}}(\text{Extraktion136}) &= 88,7 \text{ ns} + 1547,2 \text{ ns} + 286 \text{ ns} \\ &= 1921,9 \text{ ns} . \end{aligned} \quad (10.2)$$

Die Anforderung an die gesamte Zeitverzögerung seitens der Spurrekonstruktion wurde demnach während des März/April–2007–Laufs nicht erfüllt. Große und stabile Zeitverschiebungen können über eine nachträgliche, softwaregestützte Verschiebung des Driftzeitspektrums korrigiert werden [Won07]. Dennoch ist die Einhaltung und die Stabilität der $2\text{-}\mu\text{s}$ –Gesamtverzögerung anzustreben, da stets eine große statistische Sicherheit für eine Korrektur notwendig ist. Kleine, unkontrollierte und zeitlich kurz andauernde Timingverschiebungen können die entsprechenden Datensätze unbrauchbar machen.

Durch Umstellen von (10.1) und Einsetzen der geforderten Gesamtverzögerung $\Delta t_{\text{Verzögerung}}(\text{Sollwert}) = 2 \mu\text{s}$ und der festen Kabel– und Komponentenlaufzeiten $\Delta t_{\text{OPE} \rightarrow \text{OTB}}$ und Δt_{TNS} kann die vom Triggerboard zu liefernde Verzögerung

Bezeichnung		Laufzeit [ns]
geforderte Gesamtverzögerung	$\Delta t_{Verzögerung}(\text{Sollwert})$	2000
Kabellaufzeit OPE \rightarrow Triggerboard-Eingang	$\Delta t_{OPE \rightarrow OTB}$	88,7
Kabel- und Komponentenlaufzeit Triggerboard-Ausgang \rightarrow TDC	Δt_{TNS}	286
\Rightarrow geforderte Laufzeit Triggerboard	$\Delta t_{OTB}(\text{Sollwert})$	1625,3
Feste Triggerboardlaufzeit	$\Delta t_{OTB}(\text{Fix})$	1053
\Rightarrow zusätzlich zu erreichende Triggerboard-Verzögerung	$\Delta t_{Delay}(\text{Sollwert})$	572,3

Tabelle 10.1: Relevante Verzögerungs-Sollwerte und Laufzeiten für die OPERA Triggerboard-einstellungen.

$\Delta t_{OTB}(\text{Sollwert})$ bestimmt werden:

$$\begin{aligned}
 \Delta t_{OTB}(\text{Sollwert}) &= \Delta t_{Verzögerung}(\text{Sollwert}) - \Delta t_{OPE \rightarrow OTB} - \Delta t_{TNS} \\
 &= 2000 \text{ ns} - 88,7 \text{ ns} - 286 \text{ ns} \\
 &= 1625,3 \text{ ns} .
 \end{aligned} \tag{10.3}$$

Das Triggerboard hat also eine Verzögerung von 1625,3 ns aufzuweisen. Die Laufzeit auf dem Triggerboard bei neutraler Komponenteneinstellung beträgt $\Delta t_{OTB}(\text{Fix}) = 1053 \text{ ns}$ (vgl. Abschnitt 7.2). Die variablen Verzögerungsschaltungen müssen so eingestellt werden, dass sie eine zusätzliche Verzögerung von

$$\begin{aligned}
 \Delta t_{Delay}(\text{Sollwert}) &= \Delta t_{OTB}(\text{Sollwert}) - \Delta t_{OTB}(\text{Fix}) \\
 &= 1625,3 \text{ ns} - 1053 \text{ ns} \\
 &= 572,3 \text{ ns}
 \end{aligned} \tag{10.4}$$

liefern. Diese Werte sind in Tab. 10.1 zusammengefasst.

10.2 Einstellbereich des TOR-Delays

Der TOR-Delay kann maximal auf eine Verzögerung von 127,5 ns eingestellt werden. Dabei ist zu beachten, dass die TOR-Verzögerung groß genug ist, um das korrekte Triggertiming für alle physikalisch sinnvollen Ereignisse zu gewährleisten, aber dennoch klein genug, um mit dem Majoritätssignal in der UND-Schaltung zusammenzufallen. Um abzuschätzen, welcher Verzögerungswert benötigt wird, kann die maximale Differenz zweier, von einem Teilchendurchgang verursachter RPC/XPC-Signale berechnet werden. Dazu wird angenommen, dass das Teilchen im maximal denkbaren Winkel durch die RPC/XPC-Wände fliegt und zusätzlich die mittlere RPC/XPC-Wand kein Signal ausgibt (vgl. Abb. 10.1). So stammt ein Signal vom obersten Timingboard der ersten Wand, und das zweite Signal vom untersten Timingboard der letzten Wand. Die maximale Flugdistanz d beträgt dann:

$$d = \sqrt{a^2 + b^2 + c^2} . \tag{10.5}$$

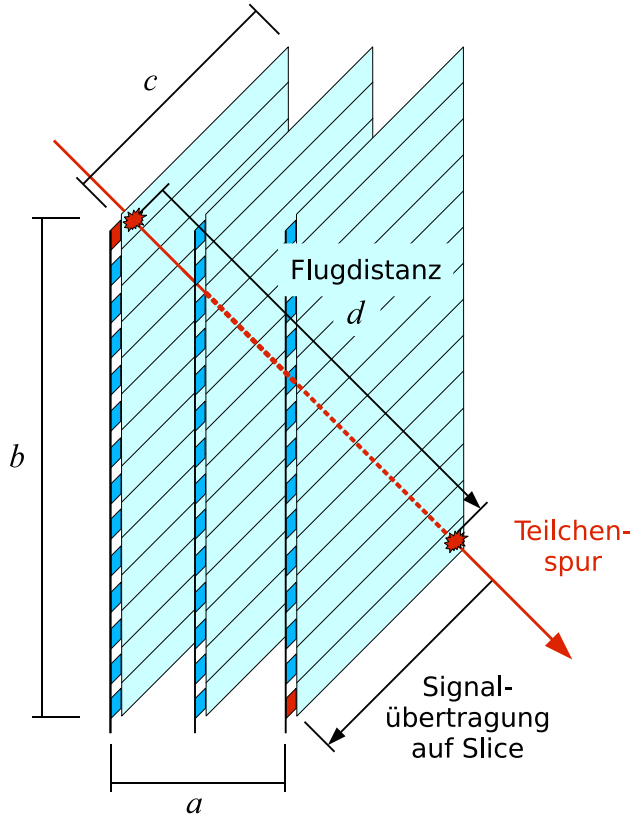


Abbildung 10.1: Schematische Darstellung eines Teilchendurchgangs durch eine Triggerstation unter maximalem Winkel. Für die mittlere RPC-Wand wurde der ungünstige Fall angenommen, dass kein Signal ausgegeben wird. Die Breite a beträgt für die Triggerstationen A und D 1,0325 m, für B und E 1,39 m und für C und F 0,14 m. Die Längen b und c betragen für alle Stationen 8 m.

Die Längen b und c betragen für alle Triggerstationen $b = c = 8$ m. Die Breite a beträgt für die Stationen A und D $a(A, D) = 1,0325$ m, für B und E $a(B, E) = 1,39$ m und für C und F $a(C, F) = 0,14$ m. Damit ergeben sich drei stationsabhängige maximale Flugdistanzen d :

$$d(A, D) = 11,36 \text{ m} , \quad (10.6)$$

$$d(B, E) = 11,39 \text{ m und} \quad (10.7)$$

$$d(C, F) = 11,31 \text{ m} . \quad (10.8)$$

Unter der Annahme einer Teilchengeschwindigkeit von $0,3$ m/ns ergeben sich folgende stationsabhängige maximale Flugzeiten Δt_{Flug} :

$$\Delta t_{Flug}(A, D) = 37,87 \text{ ns} , \quad (10.9)$$

$$\Delta t_{Flug}(B, E) = 38,00 \text{ ns und} \quad (10.10)$$

$$\Delta t_{Flug}(C, F) = 37,72 \text{ ns} . \quad (10.11)$$

Da ein RPC/XPC-Signal direkt am Timingboard und das andere Signal an der dem Timingboard abgewandten Seite erzeugt wird, muss auch die Signalausbreitungszeit auf den RPC/XPC-Slices mitbeachtet werden (vgl. Abb. 10.1). Die Signalausbreitungsgeschwindigkeit auf den Slices beträgt $0,25$ m/ns. Für die maximale Distanz von 8 m ergibt sich eine maximale Signalausbreitungszeit Δt_{Slice} von:

$$\Delta t_{Slice} = 32 \text{ ns} . \quad (10.12)$$

Für den maximalen zeitlichen Abstand zweier RPC/XPC-Signale Δt_{Max} gilt:

$$\Delta t_{Max} = \Delta t_{Flug} + \Delta t_{Slice} . \quad (10.13)$$

Damit ergeben sich für die stationsabhängigen maximalen zeitlichen Abstände folgende Werte:

$$\Delta t_{Max}(A, D) = 69,87 \text{ ns} , \quad (10.14)$$

$$\Delta t_{Max}(B, E) = 70,00 \text{ ns und} \quad (10.15)$$

$$\Delta t_{Max}(C, F) = 69,72 \text{ ns} . \quad (10.16)$$

Zwei durch einen Teilchendurchgang erzeugte RPC/XPC-Signale können also eine maximale Differenz von ca. 70 ns aufweisen. Das Triggersignal dieser Ereignisse muss auf das erste Signal bezogen sein, damit die Teilchenspur rekonstruiert werden kann.

Unter Beachtung eines 5-ns-Puffers sollte die TOR-Verzögerung größer als 75 ns sein. Zur besseren Kontrolle wurde eine TOR-Delay-Einstellung von 100 ns gewählt. Diese ermöglicht das korrekte Triggertiming für alle von Teilchen ausgelösten Signale und gewährleistet das Zusammenfallen des TORIN-Signals mit dem 200-ns-MIN-Signal in der UND-Schaltung.

10.3 Einstellungen des Triggerboards

Die Einstellungen der Triggerboard-Komponenten erfolgen über die Steuerungssoftware „Board-Control“ (vgl. Anhang F). Der TOR-Delay kann in 0,5-ns-Schritten, der TROUT2-Delay in 5-ns-Schritten variiert werden. Die in der Software einzustellenden Werte beziehen sich auf die nötigen Schritte mit der entsprechenden Schrittweite. Bei der TOR-Delay-Einstellung muss zusätzlich ein Versatz von 5 ns einkalkuliert werden, der aus der längeren Laufzeit des MOUT-Signals gegenüber dem TOR-Signal resultiert. Der Wert des TROUT2-Delays als abschließende Verzögerung des Ausgangssignals wird so an den Wert des TOR-Delays angepasst, dass in der Summe die gewünschte Gesamtverzögerung erreicht wird. Die Einstellungen aller variablen Verzögerungsschaltungen sind in Tab. 10.2 zusammengefasst.

Zur Kontrolle der Einstellungen dient die interne Laufzeitmessung des Triggerboard-TDCs. Sie misst allerdings nicht die komplette Laufzeit zwischen Triggerboard-Eingang und -Ausgang, sondern einen um die Laufzeit des PECL-zu-TTL-Konverters reduzierten Wert Δt_{intern} . Mit der geforderten Triggerboardlaufzeit $\Delta t_{OTB}(\text{Sollwert}) = 1625,3 \text{ ns}$ ergibt sich:

$$\Delta t_{intern}(\text{Sollwert}) = 1617,3 \text{ ns} . \quad (10.17)$$

Auch während eines Detektorlaufs können so die effektiven Laufzeiten auf dem Triggerboard überprüft und bei Bedarf angepasst werden.

Bezeichnung	Board-Control- Bezeichnung	zu erzielende Laufzeit [ns]	Board-Control- Einstellung
Y0-Delay	ch. 0	0	0
Y1-Delay	ch. 1	0	0
Y2-Delay	ch. 2	0	0
(Y3-Delay)	(ch. 3)	(0)	(0)
(Y4-Delay)	(ch. 4)	(0)	(0)
TOR-Delay	TOR	100	210
TROUT2-Delay	Stop	472,3	94 – 95
Gesamt	–	572,3	–
Zur Kontrolle: interne TDC- Laufzeitmessung Δt_{intern}	TDC-Value	1617,3	–

Tabelle 10.2: Einstellungen des OPERA-Triggerboards. Die Y3- und Y4-Delays müssen nur für die Triggerstationen A und D beachtet werden, da hier aufgrund der verwendeten XPCs alle fünf Triggerboard-Eingänge belegt sind.

Kapitel 11

Triggertiming der Detektorläufe Juli und September 2007

11.1 Juli–2007–Lauf

Nach den Untersuchungen der Signalverarbeitung des Triggerboards und der Auswertung des März/April–2007–Laufs wurden die im vorhergehenden Kapitel erläuterten Triggereinstellungen erstmals im Juli 2007 genutzt und während des entsprechenden Laufs überwacht.

11.1.1 Triggertiming der Extraktion 246

In Abb. 11.1 ist exemplarisch das Timing des RPC–21–Signals der Extraktion 246 (07.07.2007, 04:33 Uhr – 17:04 Uhr UTC) zu Beginn des Juli–2007–Laufs dargestellt.

Es zeigen sich zwei Peaks bei 1812 – 1815 ns mit ca. 8 200 Einträgen im maximalen Bin (A) und 1713 – 1716 ns mit ca. 1 400 Einträgen (B). Peak A beinhaltet die Einträge des Timings auf das erste Signal, Peak B die des Timings auf das zweite Signal (vgl. Abschnitt 9.2). Der Peakabstand entspricht wie erwartet der TOR–Verzögerung von 100 ns. Zwischen den Peaks befinden sich die Untergrundeinträge, die dem Timing auf das erste Signal zuzuordnen sind. Die Untergrundeinträge auf der Länge von ca. 13 ns rechts neben Peak A sind dem Timing auf das zweite Signal zuzuordnen. Die Gesamtlänge des Spektrums beträgt ca. 113 ns und entspricht damit der am Ende des März/April–2007–Laufs aufgetretenen Länge (vgl. Abschnitt 9.6). Die Anzahl der gesamten Einträge ist mit 33 195 etwa doppelt so groß wie die Anzahl der Einträge der Extraktion 136 (vgl. Abb. 9.1). Dies ist auf unterschiedliche Maskierungen des entsprechenden OPE–Boards zurückzuführen. Während des März/April–2007–Laufs waren dort mehrere Kanäle ausmaskiert, um die Einflüsse stark rauschender Timingboards zu minimieren.

Die dem Spektrum zugrunde liegende Verarbeitung zweier 113–ns–Eingangssignale bei einem TOR–Delay von 100 ns ist in Abb. 11.2 schematisch dargestellt. Der geringe Anteil des Timings auf das zweite Signal an der Gesamtzahl der Triggerereignisse erklärt die geringe Höhe des zweiten Peaks (B) gegenüber dem ersten Peak (A).

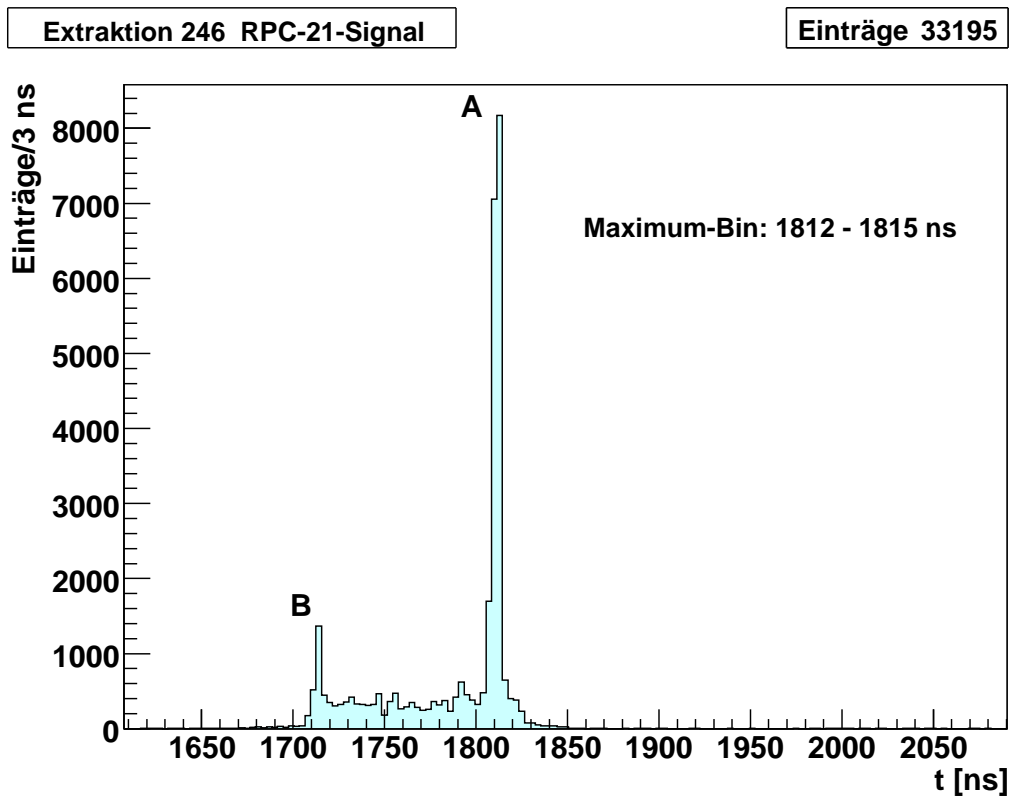


Abbildung 11.1: Exemplarisches Timingspektrum RPC-21-Signal, Extraktion 246. Es zeigen sich zwei Peaks bei 1812 – 1815 ns mit ca. 8 200 Einträgen im maximalen Bin (A) und 1713 – 1716 ns mit ca. 1 400 Einträgen (B). Die Gesamtlänge des Spektrums beträgt 113 ns bei nahezu flachem Untergrund.

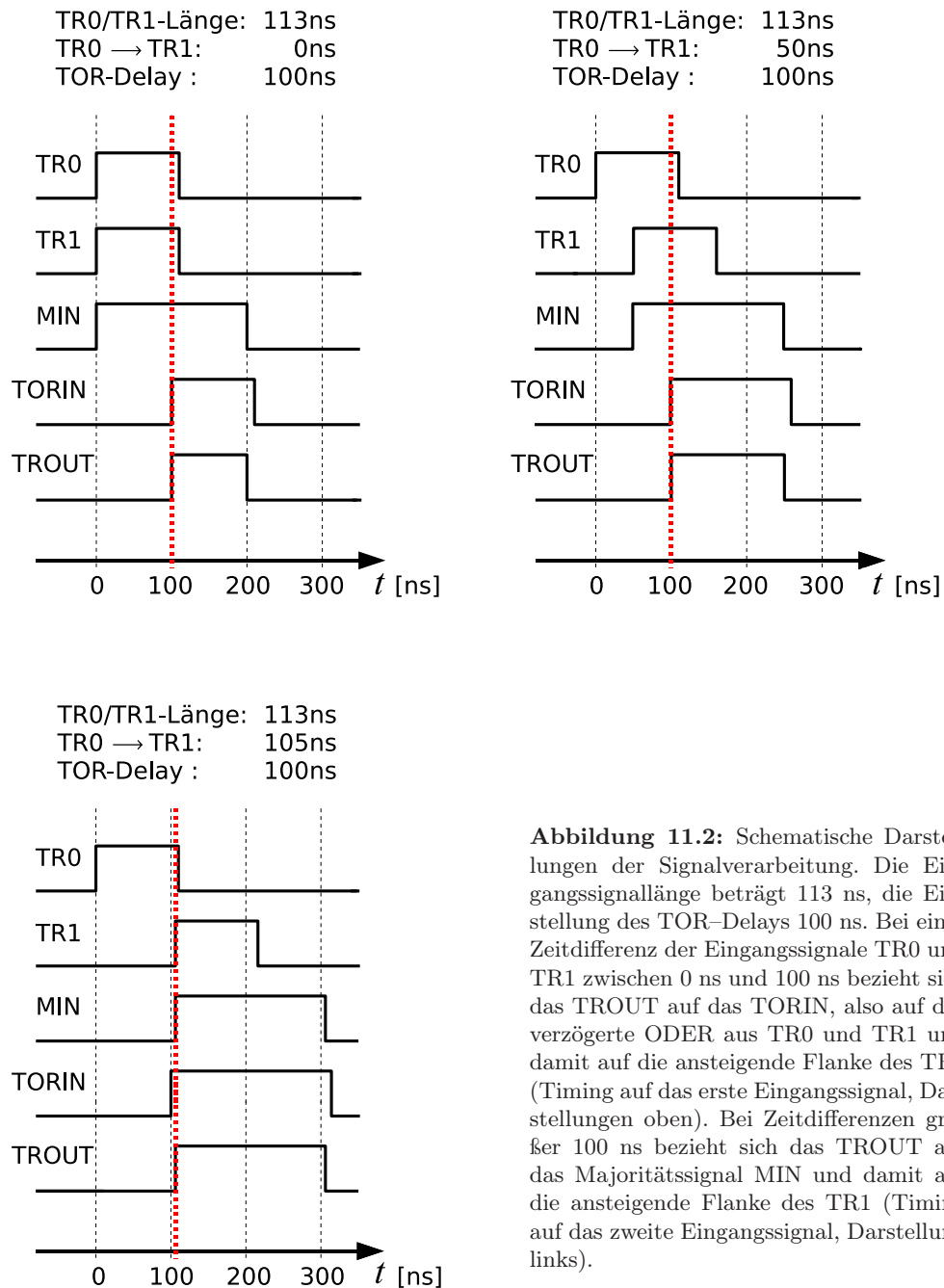


Abbildung 11.2: Schematische Darstellungen der Signalverarbeitung. Die Eingangssignallänge beträgt 113 ns, die Einstellung des TOR-Delays 100 ns. Bei einer Zeitdifferenz der Eingangssignale TR0 und TR1 zwischen 0 ns und 100 ns bezieht sich das TROUT auf das TORIN, also auf das verzögerte ODER aus TR0 und TR1 und damit auf die ansteigende Flanke des TR0 (Timing auf das erste Eingangssignal, Darstellungen oben). Bei Zeitdifferenzen größer 100 ns bezieht sich das TROUT auf das Majoritätssignal MIN und damit auf die ansteigende Flanke des TR1 (Timing auf das zweite Eingangssignal, Darstellung links).

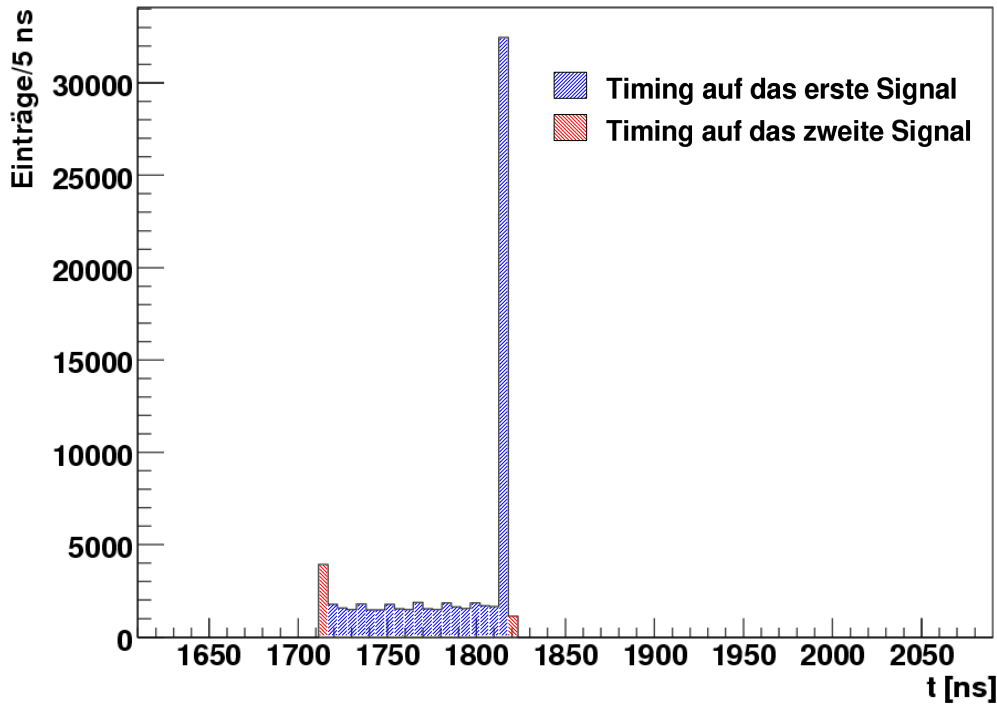


Abbildung 11.3: Simuliertes Timingspektrum. Die Eingangssignallänge beträgt 113 ns, die TOR-Verzögerung 20 ns. Blau schraffiert sind die Beiträge des Timings auf das erste Eingangssignal, rot schraffiert die Beiträge des Timings auf das zweite Eingangssignal. Der Peakabstand beträgt 100 ns [Fro07].

11.1.2 Anordnung auf der Zeitachse

Gemäß (9.2) ergibt sich die Gesamtlaufzeit des Triggerboards aus der mittleren Position des ersten Peaks (1813,5 ns) zu

$$\Delta t_{OTB}(\text{Extraktion246}) = 1625,2 \text{ ns} . \quad (11.1)$$

Dies entspricht im Rahmen der Messungenauigkeit der in Kapitel 10 geforderten Triggerboardlaufzeit $\Delta t_{OTB}(\text{Sollwert}) = 1625,3 \text{ ns}$. Die geforderte Gesamtverzögerung zwischen OPE-Ausgang und TDC-Eingang von $2 \mu\text{s}$ wurde also erreicht.

11.1.3 Simulation

Das simulierte Timingverhalten zweier 113-ns-Eingangssignale bei den in Kapitel 10 beschriebenen Triggereinstellungen ist in Abb. 11.3 dargestellt. Das simulierte Spektrum zeigt die gleiche Struktur wie das gemessene und bestätigt die obigen Ausführungen.

11.1.4 Zeitliche Stabilität des Juli-2007-Laufs

Abb. 11.4 zeigt die zeitliche Stabilität des Triggertimings während des Juli-2007-Laufs. Im Vergleich zum März/April-2007-Lauf (vgl. Abb. 9.4) zeigt sich ein sehr stabiles Timingverhalten.

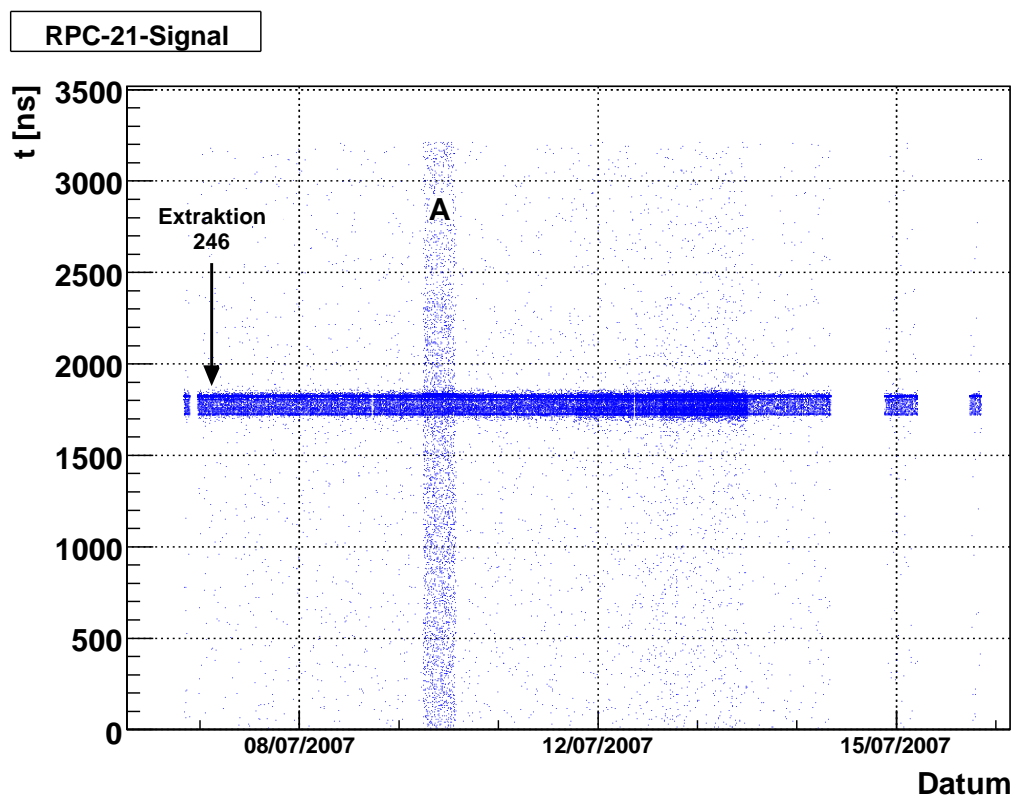


Abbildung 11.4: Zeitlicher Verlauf des Triggertimings RPC-21-Signal während des Juli-2007-Detektorlaufs. Die Spektrumlänge beträgt 113 ns und ist während des gesamten Laufs stabil. Bereich A kennzeichnet einen Zeitraum mit hoher Anzahl von RPC/XPC-Rauschsignalen.

11.1.5 Zusammenfassung der Juli–2007–Ergebnisse

Die Einstellungen der einzelnen Triggerboard–Schaltungen ermöglichten das Erreichen der von der Spurrekonstruktion gesetzten Ziele:

1. Alle Eingangssignale mit einer maximalen Differenz von 100 ns erzeugten ein auf das erste Signal bezogenes Trigger–STOPP.
2. Die Gesamtverzögerung zwischen OPE–Ausgang und TDC–Eingang betrug 2 μ s.
3. Während des Laufs zeigte sich ein sehr stabiles Timingverhalten.

Das Triggersignal des Juli–2007–Laufs erfüllt alle Kriterien für eine funktionierende Spurrekonstruktion.

11.2 September–2007–Lauf

Abb. 11.5 zeigt das Timing des RPC–21–Signals zu Beginn des September–2007–Detektorlaufs. Dargestellt ist die Auswertung der ersten 20 000 Datenzeilen der Extraktion 343 (06.09.2007, 05:06 Uhr – 17:30 Uhr UTC).¹ Es zeigt sich die gleiche Spektrumform und –position wie in Extraktion 246. Demnach konnten die positiven Ergebnisse des Juli–2007–Laufs auch im September–2007–Lauf erzielt werden. Die geringe Anzahl der gesamten Einträge ist auf die Auswertung der kleinen Anzahl von Datenzeilen zurückzuführen.

In diesem und den vorangegangenen Kapiteln wurde gezeigt, wie das Timing des Triggersignals gesteuert und kontrolliert werden kann. Das Trigger–STOPP mit seinem unbefriedigenden Verhalten während des März/April–2007–Laufs wurde durch die beschriebenen Analysen und Bemühungen in ein stabiles Referenzsignal überführt. Bestätigung erfährt das vorgestellte Verfahren durch die erzielten Ergebnisse der Detektorläufe im Juli und September 2007. Somit wurde eine wichtige Voraussetzung für die zukünftige erfolgreiche Arbeit des Precision–Trackers erfüllt.

Weiterführende Untersuchungen des Timings von Teilchenspuren und zur zeitlichen Auflösung des Triggersignals sind Gegenstand der nächsten Kapitel.

¹Für die durchgeführten Analysen wurden die vom Detektor im ASCII–Format gelieferten Daten ausgewertet. Einige Datenzeilen des ASCII–Formates zeigten kleine Fehler in der Datenstruktur, die die Auswertung aller Zeilen behinderten (ASCII: American Standard Code for Information Interchange).

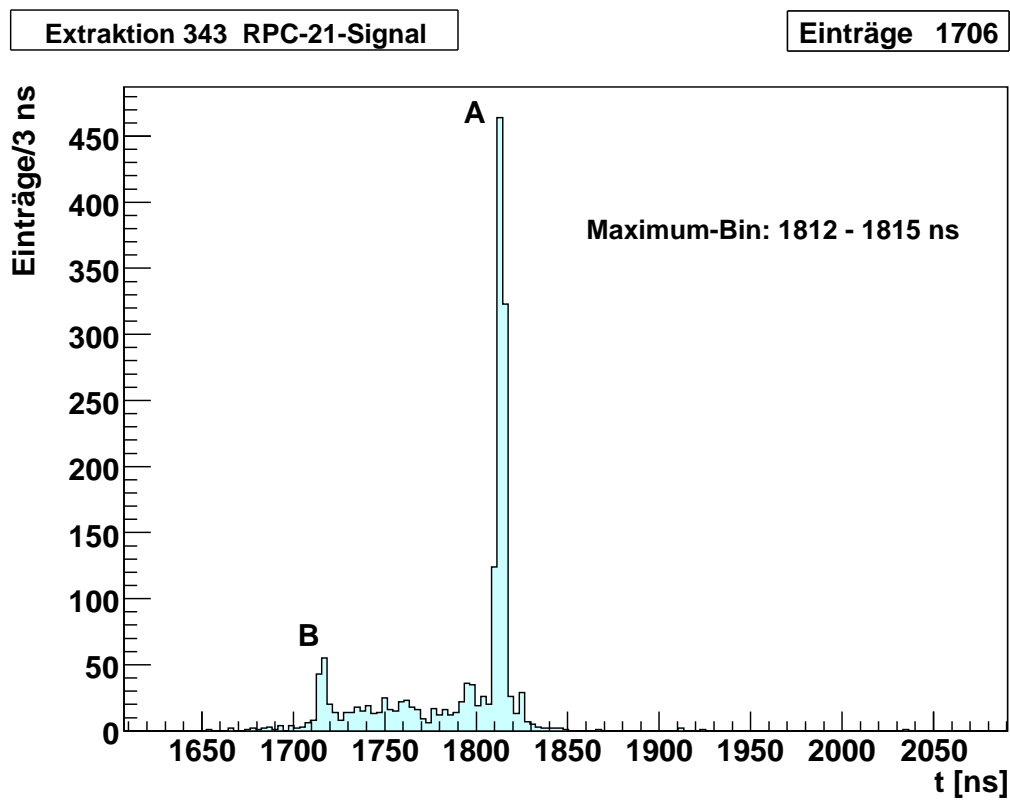


Abbildung 11.5: Exemplarisches Timingspektrum RPC-21-Signal, erste 20 000 Datenzeilen von Extraktion 343.

Kapitel 12

Triggertiming von Teilchenspuren und zeitliche Auflösung des Triggersignals

In diesem Kapitel wird das Timing der Triggersignale untersucht, die durch Teilchenspuren verursacht werden. Dazu wurden die Datensätze durch die Bedingung eingeschränkt, dass zu einem jeweiligen Triggerereignis zusätzlich mindestens drei separate Einträge in den RPC/XPC-Wänden und mindestens vier Einträge in den Driftröhren aufgetreten sein müssen. So können die Triggerereignisse aus den Daten gewonnen werden, die mit hoher Wahrscheinlichkeit auf Teilchendurchgänge zurückzuführen sind. Dabei wird nicht zwischen Teilchen aus CNGS-Strahl-Wechselwirkungen und Teilchen kosmischen Ursprungs unterschieden. Dieser Schnitt wurde bereits erfolgreich bei Nachweiswahrscheinlichkeits-Studien für den Precision-Tracker angewandt [Fra07].

12.1 Timingspektrum von Teilchenspuren

Abb. 12.1 zeigt exemplarisch das Timingspektrum der Teilchenspuren aus Extraktion 246. Die Gesamtanzahl der Einträge beträgt 250. Während des Juli-2007-Laufs wurde kein CNGS-Strahl gesendet, weshalb alle Teilchenspuren kosmischen Ursprungs sein müssen. Monte-Carlo-Simulationen auf der Basis der OPERA-Software „OPRelease“ und des Paketes „OPSim“ lassen eine durch kosmische Myonen hervorgerufene Triggerrate in Station C von ca. 491/Tag erwarten [Hie07]. Da eine Extraktion den Zeitraum eines halben Tages erfasst, stimmt der gemessene Wert gut mit der simulierten Rate überein.

Die Anzahl aller in Extraktion 246 aufgetretenen Triggerereignisse beträgt 33 195 (vgl. Abb. 11.1). Ein Vergleich mit der obigen Anzahl der Teilchenspuren bestätigt die Dominanz der Ereignisse, die auf elektronisches Rauschen zurückzuführen sind (vgl. Abschnitt 9.1).

Der einzige Peak des Spektrums liegt bei 1812–1815 ns. Dies entspricht der Position des ersten Peaks des Spektrums aller Daten (vgl. Abb. 11.1). Die Ein-Peak-Struktur zeigt, dass alle Teilchenereignisse ein Timing auf das erste RPC/XPC-

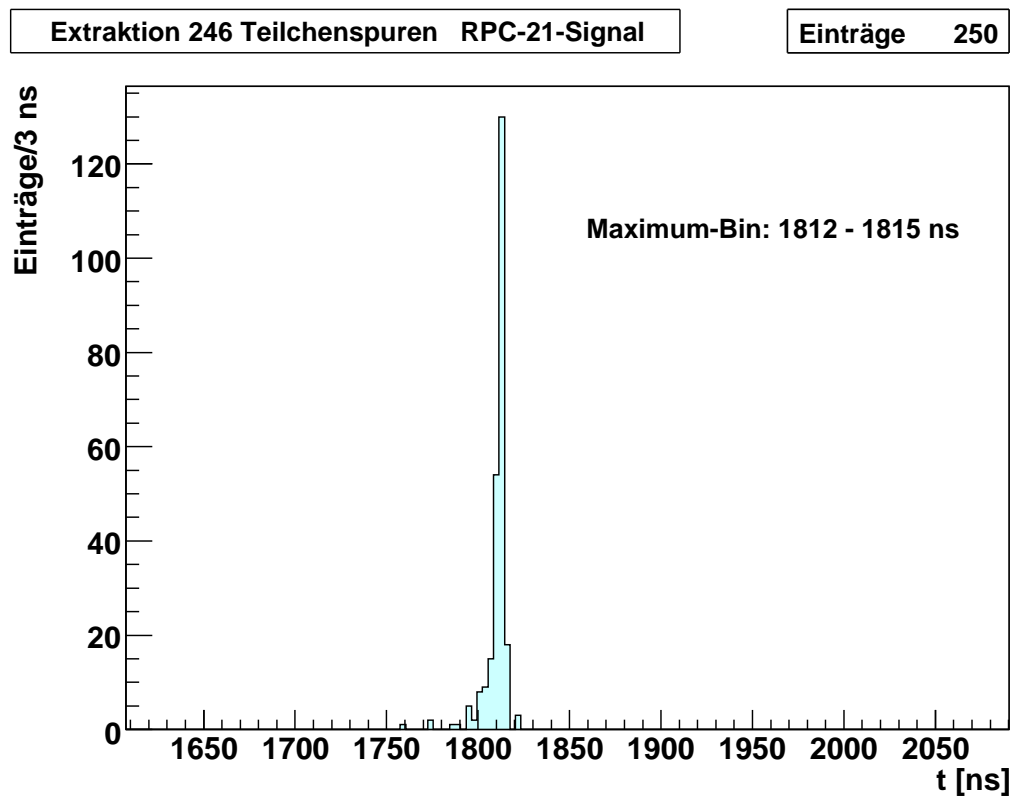


Abbildung 12.1: Exemplarisches Timingspektrum von Teilchenspuren, RPC-21-Signal, Extraktion 246. Es zeigt sich ein Peak bei 1812 – 1815 ns mit ca. 130 Einträgen. Die linke Flanke des Peaks beinhaltet die spurkorrelierten RPC/XPC-Signale, die die Triggerbedingung erfüllen.

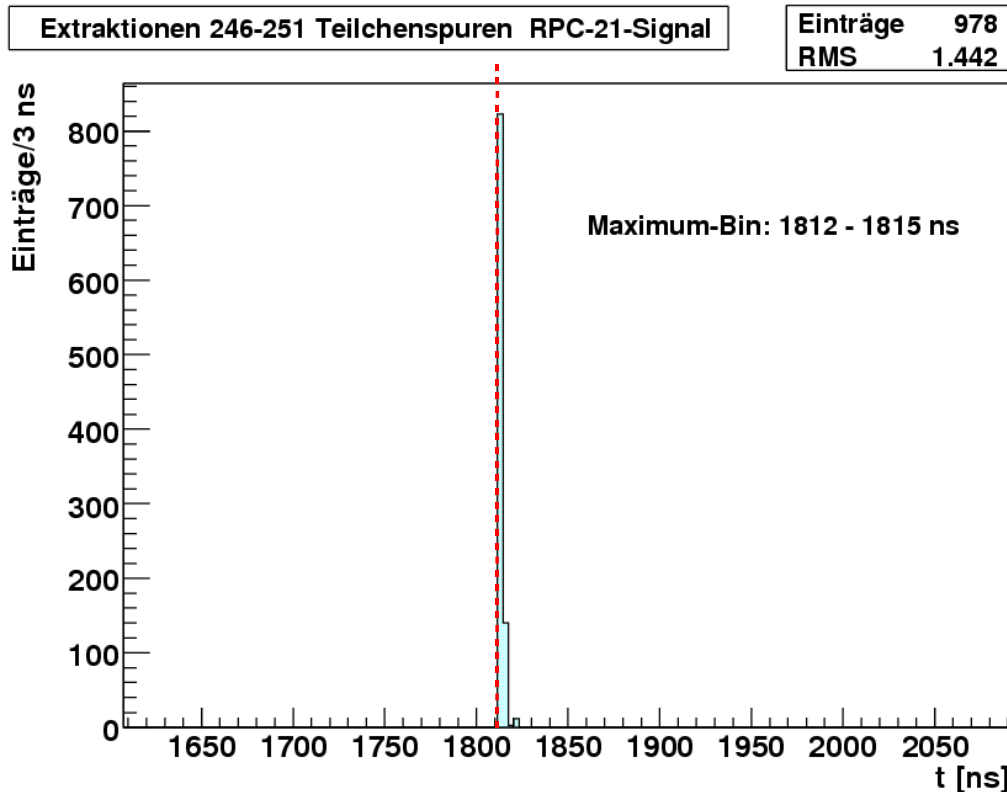


Abbildung 12.2: Zusammengefasstes Timingspektrum von Teilchenspuren, RPC-21-Signal, Extraktionen 246-251 mit halbiertem Peak.

Signal aufweisen.

Die Einträge auf der linken Seite des Peaks enthalten die RPC/XPC-Signale, die zusammen mit dem jeweils ersten Signal die Triggerbedingung erfüllt haben. Diese zweiten Signale weisen zum ersten Signal eine zeitliche Differenz auf, die durch die Flugzeit zwischen den RPC/XPC-Wänden und durch die unterschiedlichen Signalausbreitungszeiten auf den RPC/XPC-Slices hervorgerufen wird (vgl. Abschnitt 10.2). Beide Signale sind korreliert, da sie durch die gleiche Teilchenspur erzeugt wurden. Es ist zu erkennen, dass kleine Zeitdifferenzen wahrscheinlicher sind als große und deshalb häufiger auftreten.

12.2 Zeitliche Auflösung des Triggersignals

Über die Breite des Peaks kann die zeitliche Auflösung des Triggertimings und damit des Triggersignals abgeschätzt werden. Da die linke Flanke auch die zweiten Signale enthält, kann nur die rechte Flanke für diese Analyse genutzt werden. Dazu wurde die linke Flanke abgeschnitten und der RMS-Wert¹ der Verteilung bestimmt (vgl. Abb. 12.2). Durch anschließende Verdopplung des ermittelten RMS-Wertes

¹RMS: *root mean square (engl.)*, ein statistisches Maß für die Breite einer Verteilung, $\text{RMS} = (\text{mittlere quadratische Abweichung vom Mittelwert})^{1/2}$

kann die Breite des gesamten Peaks abgeschätzt werden. Der Mittelwert der geschnittenen Verteilung weicht vom Schwerpunkt der gesamten Verteilung ab. Dieses Verfahren kann daher nur bei sehr steilen Verteilungsflanken angewendet werden, da diese den Mittelwert nur gering verschieben. Dennoch wird bei dieser Methode die Gesamtbreite überschätzt. Der ermittelte Wert kann also nur eine obere Grenze für die Auflösung angeben.

Zur Erhöhung der Statistik wurden die Extraktionen 246 – 251 (07.07.2007, 04:33 Uhr – 10.07.2007, 01:00 Uhr UTC) zusammengefasst. Der RMS-Wert des halbierten Peaks liegt bei 1,442 ns (vgl. Abb. 12.2). Daraus folgt, dass die Gesamtbreite des Peaks weniger als 2,884 ns beträgt. Die Auflösung des Triggersignals ist also besser als 2,9 ns und liegt damit in dem Bereich, der von der Spurrekonstruktion erwartet wird [Won07].

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass die für die zukünftigen Analysen bei OPERA wichtigen Teilchenspuren das korrekte Triggertiming aufweisen. Zudem wurde mit 2,9 ns eine obere Grenze für die Auflösung des Triggersignals ermittelt, die den Anforderungen der Spurrekonstruktion entspricht. Im nächsten Kapitel wird die Schwankungsbreite der ODER-Schaltung des OPE-Boards bestimmt.

Kapitel 13

Schwankungsbreite des RPC/XPC-ODER-Signals

Wie in Abschnitt 6.2 beschrieben, wird das für den Trigger verwendete Signal einer RPC/XPC-Wand aus den einzelnen Signalen der RPC/XPC-Slices gebildet. Die Slice-Signale laufen dafür innerhalb des OPE-Boards durch eine ODER-Schaltung.

Die für die Bestimmung der TDC-Kanalbelegung verwendeten Timingboard-Testpulse (vgl. Kapitel 8) können auch zur Ermittlung der Schwankungsbreite der OPE-ODER-Schaltung genutzt werden. Die Testpulse wurden auf ein Timingboard pro RPC/XPC-Wand gesendet. Das RPC/XPC-ODER-Signal wird durch eine logische ODER-Verknüpfung aller Timingboard-Signale einer Wand erzeugt. Sendet nur ein Timingboard Signale, kann aus der Information dieses Signals und dem ODER-Signal eindeutig auf die Bildung des ODER-Signals geschlossen werden.

Als zeitliche Referenz für die Zeitmessung auf dem TDC dient für beide Signale das Trigger-STOPP (vgl. Kapitel 6). Startet zum Zeitpunkt $t_{START}(ODER)$ die Zeitmessung des ODER-Signals und zum Zeitpunkt $t_{START}(Slice)$ die Zeitmessung des Slice-Signals, so gilt in Anlehnung an Abb. 6.1 für die Laufzeit des OPE-Boards Δt_{OPE} :

$$\begin{aligned}\Delta t_{OPE} &= t_{START}(ODER) - t_{START}(Slice) \\ &= -[t_{STOPP} - t_{START}(ODER)] + [t_{STOPP} - t_{START}(Slice)] \\ &= \Delta t_{TDC}(Slice) - \Delta t_{TDC}(ODER) .\end{aligned}\tag{13.1}$$

Die Gatterlaufzeit des OPE-Boards ergibt sich also aus der Differenz der TDC-Messungen des Slice- und des ODER-Signals.

In Abb. 13.1 ist exemplarisch die Auswertung für das RPC-21-Slice-3-Signal und das RPC-21-ODER-Signal dargestellt. Es zeigt sich eine Gatterlaufzeit des OPEs von $\Delta t_{OPE}(RPC21) \approx 5$ ns. Der RMS-Wert der Verteilung liegt bei ca. 1 ns.

Die Bildung des RPC/XPC-ODER-Signals besitzt also eine zeitliche Schwankung von ca. 1 ns. Da dieser Wert kleiner ist als die zeitliche Auflösung des Triggersignals (vgl. Abschnitt 12.2), ist von der Schwankung des RPC/XPC-ODER-

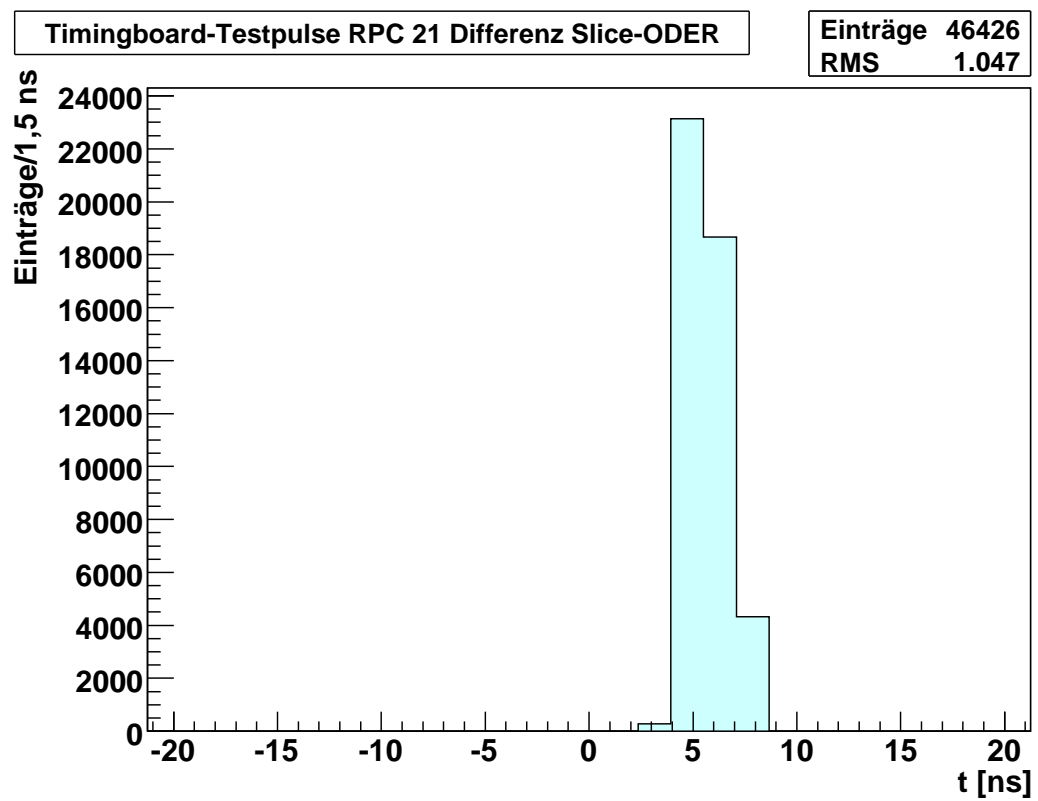


Abbildung 13.1: Differenz des RPC-21-Slice-3-Signals und des RPC-21-ODER-Signals.

Signals kein messbarer negativer Einfluss auf die Ortsauflösung der Spurrekonstruktion zu erwarten.

Kapitel 14

Optimierung des Triggerboard-Konzeptes durch zusätzliche Pulsweitenmanipulatoren an den Triggerboard-Eingängen

Die in Abschnitt 9.6 vorgestellten Untersuchungen haben gezeigt, dass die Signallänge der an das Triggerboard übermittelten RPC/XPC-ORDER-Signale während des März/April-2007-Laufs variierte. So konnten Signallängen von 150 ns und 113 ns nachgewiesen werden. Problematisch dabei ist, dass seitens der OPE-Board- und Timingboard-Entwicklungsstelle bislang keine Gründe für diese Schwankung gefunden werden konnten. Das bedeutet, dass auch zukünftig weitere Veränderungen in der Signallänge auftreten könnten.

Nach den Berechnungen in Abschnitt 10.2 wäre ein Sinken der Signallänge unter 75 ns bedenklich, da dabei Spurereignisse mit den entsprechenden Signalzeitdifferenzen nicht getriggert und damit nicht gemessen werden können. Je kleiner die Signallänge, desto mehr Spurereignisse gingen verloren. Um dies zu verhindern, wurden zusätzliche Pulsweitenmanipulatoren an den Triggerboard-Eingängen vorgeschlagen. Die Signallänge der RPC/XPC-Signale könnte so auf den festen Wert von 75 ns korrigiert werden und alle durch Teilchenspuren verursachten Ereignisse würden erfasst. Damit wäre das Triggersystem für den Precision-Tracker unabhängig von den Signallängen, die von den OPE-Boards übermittelt werden.

Ein zweiter positiver Effekt der zusätzlichen PWM wäre die Reduktion der Triggerrate, die durch elektronisches Rauschen hervorgerufen wird. Eine RPC/XPC-Wand erzeugt diese Signale mit einer Rate von ca. 1,2 kHz [Gar07]. Bei einer 2-aus-3-Majorität und der im Timingboard-Konzept vorgesehenen Signallänge von 200 ns [Cor05] beträgt die Triggerrate durch elektronisches Rauschen pro Triggerstation $R_{Rausch}^{Trigger}$ gemäß [Fel05]:

$$R_{Rausch}^{Trigger} (200 \text{ ns}) = 1,2 \text{ kHz} \cdot 1,2 \text{ kHz} \cdot (200 \text{ ns} + 200 \text{ ns}) \cdot 3 \approx 1,73 \text{ Hz} . \quad (14.1)$$

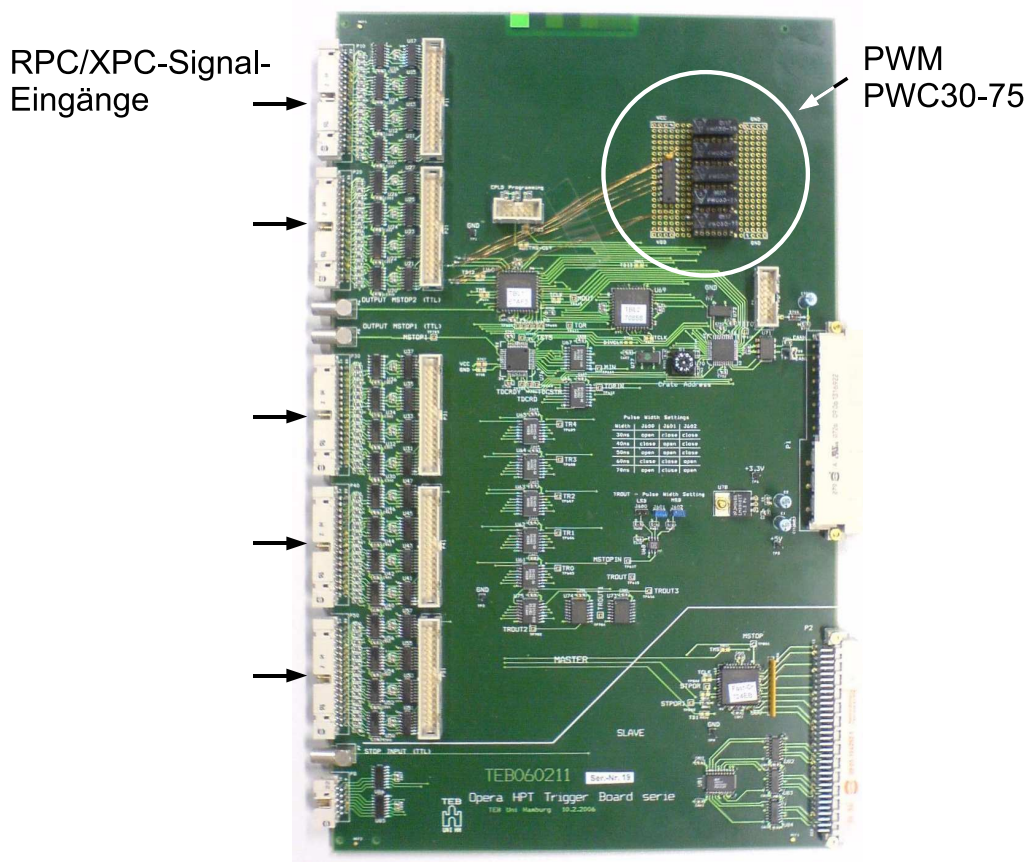


Abbildung 14.1: Triggerboard mit zusätzlichen Pulsweitenmanipulatoren (PWM).

Bei der in den Detektorläufen Juli und September 2007 übermittelten Signallänge von 113 ns reduziert sich diese Rate zu:

$$R_{Rausch}^{Trigger} (113 \text{ ns}) = 1,2 \text{ kHz} \cdot 1,2 \text{ kHz} \cdot (113 \text{ ns} + 113 \text{ ns}) \cdot 3 \approx 0,98 \text{ Hz} . \quad (14.2)$$

Kürzere Eingangssignallängen verringern die Triggerrate, da sie das Gatter der Majoritätslogik weniger lang öffnen. Bei der vorgeschlagenen Signallänge von 75 ns würde die Triggerrate auf

$$R_{Rausch}^{Trigger} (75 \text{ ns}) = 1,2 \text{ kHz} \cdot 1,2 \text{ kHz} \cdot (75 \text{ ns} + 75 \text{ ns}) \cdot 3 \approx 0,65 \text{ Hz} \quad (14.3)$$

gesenkt werden. Dies entspricht einer Reduktion der Triggerrate gegenüber $R_{Rausch}^{Trigger} (200 \text{ ns})$ von ca. 62%.

Nach den oben genannten Überlegungen wurde von der Abteilung für Technische Entwicklung und Betrieb (TEB) der Universität Hamburg zu Testzwecken ein zusätzlicher PWM für jedes Eingangssignal auf einem Triggerboard eingebaut (vgl. Abb. 14.1). Diese PWM vom Typ PWC30-75 der Firma DATA DELAY DEVICES übernehmen die Signale nach dem PECL-zu-TTL-Konverter, korrigieren sie auf eine Signallänge von 75 ns und übergeben sie anschließend an den ersten CPLD-Chip (vgl. Abb. 7.2).

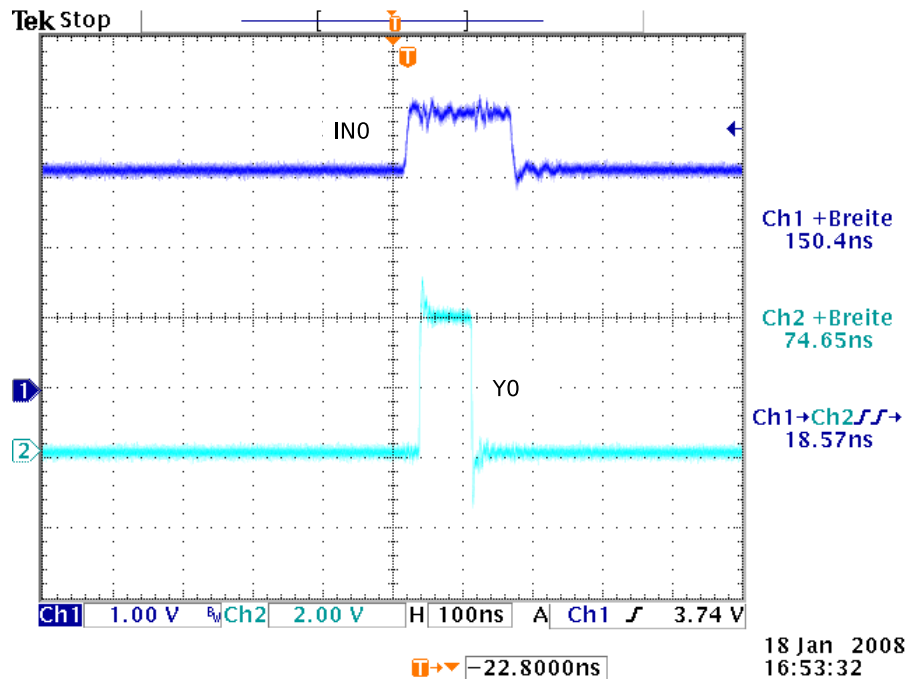


Abbildung 14.2: Oszilloskop-Bildschirmfoto des Triggerboard-Eingangssignals IN0 und des Signals nach dem ersten CPLD Y0. Die Länge des Signals wird von 150 ns auf 75 ns reduziert.

Die Funktion dieses Bausteins wurde mit dem in Abschnitt 7.1 vorgestellten Versuchsaufbau überprüft und gemessen. Abb. 14.2 und Abb. 14.3 zeigen das Triggerboard-Eingangssignal IN0 und das Signal nach dem ersten CPLD Y0. Deutlich ist die Wirkung des PWM bei den exemplarisch ausgewählten Eingangssignallängen zu erkennen: Die Länge des Signals wird von 150 ns auf 75 ns reduziert (vgl. Abb. 14.2) bzw. von 40 ns auf 75 ns aufgeweitet (vgl. Abb. 14.3).

Die Laufzeit des PWM ergibt sich aus der gemessenen Verzögerung der Signale IN0 und Y0 (vgl. Abb. 14.2 und Abb. 14.3) abzüglich der Laufzeit des PECL-zu-TTL-Konverters und des CPLD-Chips von ca. 8 ns (vgl. Tabelle 7.1). Die PWM-Laufzeit beträgt demnach ca. 10 ns.

Der Prototyp des neuen Triggerboards wurde für den Februar-2008-Lauf in der Triggerstation C des OPERA-Detektors installiert. Um die Gesamtlaufzeit des Triggersignals konstant zu halten, musste die Verzögerung des TROUT2-Delays (vgl. Abschnitt 10.3) um den Wert der zusätzlichen Laufzeit der PWM reduziert werden.

In Abb. 14.4 ist exemplarisch das Timingspektrum des RPC-21-Signals der ersten 60 000 Datenzeilen von Extraktion 516 (09.02.2008, 03:33 Uhr – 14:56 Uhr UTC) dargestellt. Wie schon in den Juli- und September-2007-Läufen zeigt sich ein Peak bei 1812 – 1815 ns. Die Spektrumlänge beträgt 75 ns und bestätigt damit die Wirkung der PWM. Da die TOR-Verzögerung gemäß der in Abschnitt 10.2 beschriebenen Einstellungen einen Wert von 100 ns aufwies, konnte sich abweichend von den vorigen Detektorläufen kein zweiter Peak ausbilden. Alle Triggerereignisse beziehen sich demnach zeitlich auf das erste Eingangssignal.

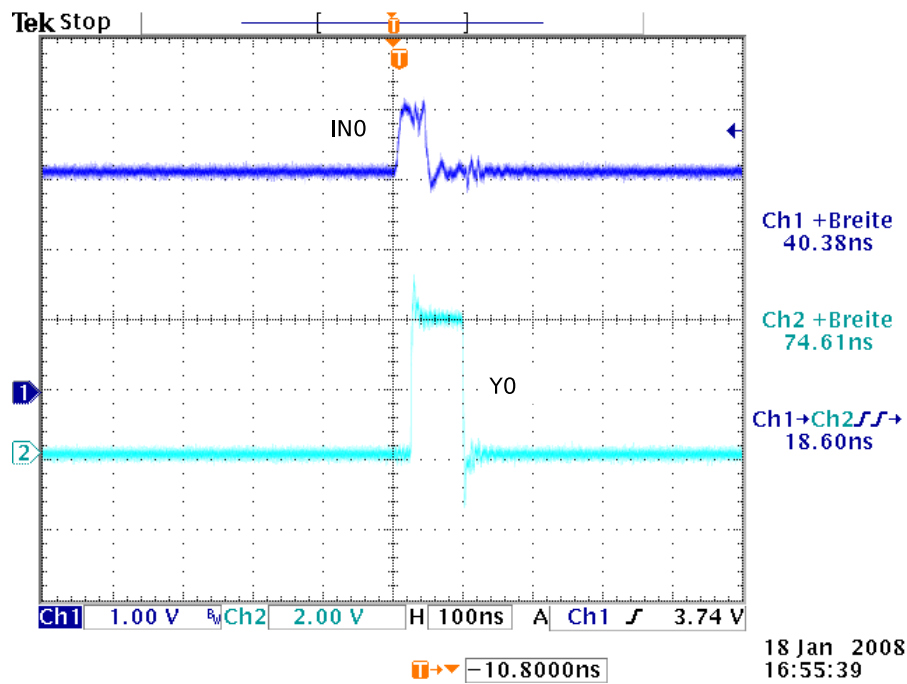


Abbildung 14.3: Oszilloskop-Bildschirmfoto des Triggerboard-Eingangssignals IN0 und des Signals nach dem ersten CPLD Y0. Die Länge des Signals wird von 40 ns auf 75 ns aufgeweitet.

Der Testlauf im Februar 2008 zeigt, dass das Prinzip der Pulsweitenmanipulation am Triggerboard-Eingang erfolgreich ist. Aus diesem Grund werden für den Dauerbetrieb alle Triggerstationen des OPERA-Detektors mit zusätzlichen PWM ausgestattet.

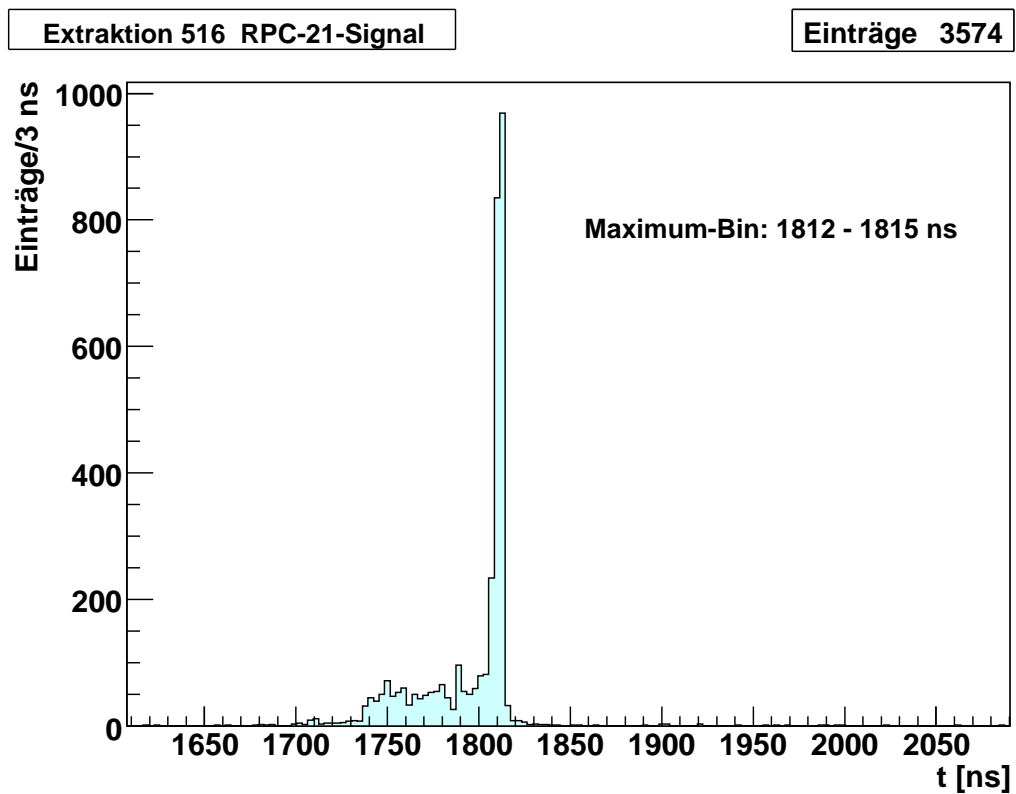


Abbildung 14.4: Exemplarisches Timingspektrum des RPC-21-Signals, Extraktion 516. Es zeigt sich ein Peak bei 1812 – 1815 ns mit ca. 1 000 Einträgen. Die Spektrumlänge beträgt 75 ns und zeigt damit die Wirkung der zusätzlichen PWM.

Kapitel 15

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Zeitgenauigkeit des Triggersignals für das OPERA–Driftröhrenspektrometer untersucht und optimiert. Dazu wurden Messungen an einem Testaufbau durchgeführt, sowie Daten des OPERA–Detektors ausgewertet.

Die Signalverarbeitung auf dem Triggerboard wurde mittels generierter Testpulse im Detail untersucht. Die Laufzeiten und Akzeptanzgrenzen der einzelnen Komponenten wurden bestimmt. Es zeigte sich, dass die im Detektorbetrieb vorkommenden Signallängen die Akzeptanzgrenzen nicht unterschreiten und demzufolge keine Einschränkungen im zukünftigen Betrieb zu erwarten sind.

Durch Auswertung von Timingboard–Testpulsen konnte die Belegung der TDC–Kanäle mit RPC/XPC–Daten bestimmt werden. Die Kenntnis dieser Zuordnung ist Voraussetzung für sämtliche Untersuchungen, die die zeitlichen Informationen der das Triggersignal erzeugenden RPC/XPC–Signale beinhalten. Die für diese Diplomarbeit erstellte Zuordnung wurde in die allgemein zugängliche OPERA–Software „OpRData“ bzw. „OpData“ übernommen.

Die Analyse des Triggersignals des März/April–2007–Detektorlaufs zeigte unbefriedigende Resultate: Das Triggersignal war zeitlich instabil, die Signallängen variierten und der von der Spurrekonstruktion verlangte zeitliche Bezug auf das erste Eingangssignal war bei den meisten Triggerereignissen nicht gegeben. Die durch die Triggersignale erzeugten Timingspektren wurden eingehend untersucht und die optimalen Werte der variablen Verzögerungsschaltungen auf dem Triggerboard berechnet und eingestellt. So konnten für den Juli–2007–Lauf eindeutige Verbesserungen erzielt werden: Das Signal zeigte während des gesamten Laufs ein zeitlich konstantes Verhalten und bezog sich für den Großteil aller Triggerereignisse auf das erste Eingangssignal. Auch konnte die von der Spurrekonstruktion verlangte Gesamtverzögerung des Triggersignals von $2 \mu\text{s}$ erreicht werden. Bestätigung erhielten die Analysen und Einstellungen durch eine Reproduktion der Ergebnisse während des September–2007–Laufs. So konnte eine wichtige Voraussetzung für die zukünftige erfolgreiche Arbeit des Driftröhrenspektrometers erfüllt werden.

Das Triggersignal wird zum größten Teil vom elektronischen Rauschen der RPCs/XPCs erzeugt. Daher wurde des Weiteren die Zeitgenauigkeit der Signale untersucht, die von Teilchenspuren hervorgerufen werden. Es zeigte sich, dass sich das Triggersignal aller Teilchenspuren auf das erste Eingangssignal bezog und

demnach die richtige zeitliche Referenz aufwies. Zudem wurde die zeitliche Auflösung des Triggersignals bestimmt: Sie liegt unter 2,9 ns und erfüllt damit die Anforderung der Spurrekonstruktion.

Darüber hinaus wurde die Schwankungsbreite der disjunktiven Erzeugung der Trigger-Eingangssignale aus Einzel-RPC/XPC-Slice-Signalen untersucht. Sie liegt bei nur ca. 1 ns und hat daher keinen messbaren negativen Einfluss auf die Ortsauflösung der Spurrekonstruktion.

Da von der zuständigen OPE-Board- und Timingboard-Entwicklungsstelle kein Grund für die im März/April-2007-Lauf nachgewiesenen Signallängen-Variationen gefunden wurde, sind zukünftige Verschiebungen der Signallänge nicht auszuschließen. Da dies zum Verlust von Spurereignissen führen könnte, wurden zusätzliche Pulsweitenmanipulatoren an den Triggerboard-Eingängen vorgeschlagen. Sie korrigieren die von den RPCs/XPCs übergebenen Signale einheitlich auf einen festen Wert und stellen damit die Unabhängigkeit von den RPC/XPC-Signallängen her. Aus geometrischen Überlegungen wurde dieser einheitliche Wert zu 75 ns bestimmt. Diese Signallänge garantiert die Erfassung aller Teilchenspuren. Ein Prototyp des Triggerboards mit zusätzlichen Pulsweitenmanipulatoren wurde während des Februar-2008-Laufs am OPERA-Detektor getestet. Erste Ergebnisse zeigen das Funktionieren des neuen Konzeptes. Aus diesem Grund werden für den Dauerbetrieb des Detektors alle Triggerstationen mit zusätzlichen Pulsweitenmanipulatoren ausgestattet.

Darüber hinaus reduziert das neue Triggerboard-Konzept die Triggerrate, die auf elektronisches Rauschen zurückzuführen ist. Bei einer Eingangssignallänge von 75 ns beträgt diese 0,65 Hz pro Triggerstation. Dies entspricht einer Senkung der Triggerrate um ca. 62% gegenüber der im ursprünglichen Konzept vorgesehenen Signallänge von 200 ns.

Anhang A

Lorentztransformation der Massenzustände

In (3.6) wird die allgemeine Lorentztransformation für die Koordinaten eines Systems verwendet. In diesem Anhang soll gezeigt werden, dass sie auch für die Transformation des Phasenfaktors des Massenzustandes in (3.5) verwendet werden kann.

Die Energie E_i und der Impulsvektor \vec{p}_i eines Massenzustandes $|\nu_i\rangle$ bilden allgemein einen 4-Vektor $p_i = (E_i, \vec{p}_i)$ [Yao06]. Die Zeit t und der Ortsvektor \vec{x} bilden ebenfalls einen 4-Vektor $x = (t, \vec{x})$. Das Skalarprodukt der beiden 4-Vektoren ist allgemein definiert als:

$$p_i \cdot x = E_i t - \vec{p}_i \vec{x} . \quad (\text{A.1})$$

Im Ruhesystem des Massenzustandes $|\nu_i\rangle$ gilt wegen $\vec{p}_i = 0$:

$$p_i \text{ Ruhesystem} = (m_i, 0) . \quad (\text{A.2})$$

Die Zeit im Ruhesystem des Zustandes sei t'_i .

Das Skalarprodukt zweier 4-Vektoren ist eine lorentzinvariante Größe [Yao06]. Daher gilt:

$$(p_i \cdot x)_{\text{Ruhesystem}} = (p_i \cdot x)_{\text{Laborsystem}} , \quad (\text{A.3})$$

also:

$$m_i t'_i = E_i t - \vec{p}_i \vec{x} . \quad (\text{A.4})$$

Dies ist die in (3.6) verwendete Transformation.

Anhang B

Charakteristika und logische Pegel der verwendeten Signaltypen

Zur Namensgebung:

- LVDS: Low Voltage Differential Signaling
- TTL: Transistor-Transistor Logic
- LVTTL: Low Voltage TTL (reduzierte Versorgungsspannung gegenüber TTL)
- NIM: Nuclear Instrumentation Module
- PECL: Positive Emitter Coupled Logic
- LVPECL: Low Voltage PECL (reduzierte Versorgungsspannung gegenüber PECL)

Signaltyp	differenziell / single-ended ¹	digitale „0“ [V]	digitale „1“ [V]	Versorgungs- spannung [V]
LVDS	differenziell	1,0 – 1,2	1,3 – 1,5	3,3
TTL	single-ended	0 – 0,8	1,5 – 5,0	5,0
LVTTL	single-ended	0 – 0,8	1,5 – 3,3	3,3
NIM	single-ended	0	(-0,8) – (-1,0)	-
PECL	differenziell	0 – 3,2	4,1 – 5,0	5,0
LVPECL	differenziell	0 – 1,6	2,4 – 3,3	3,3

Tabelle B.1: Charakteristika und logische Pegel der verwendeten Signaltypen. Die Pegel sind in positiver Logik angegeben (Low-Pegel → „0“, High-Pegel → „1“). Bei differenziellen Signalen ist nur der positiv logische Signalzweig aufgeführt [Nat08, Tex01, Tex04].

¹ *single-ended* (engl.): unsymmetrisch, bezeichnet die Signaltypen, die nur einen Signalzweig aufweisen

Anhang C

Messungen zur Bestimmung der Kenngrößen des OPERA–Triggerboards

Mit dem in Abschnitt 7.1 beschriebenen und in Abb. 7.1 dargestellten Versuchsaufbau wurden die Kenngrößen und Akzeptanzgrenzen des OPERA–Triggerboards ermittelt (vgl. Tab. 7.1 und Tab. 7.2). Die dazu herangezogenen Oszilloskop–Messungen, die nicht in Kapitel 7 abgebildet wurden, sind in diesem Anhang aufgeführt. Alle Messungen wurden bei neutralen Triggerboardeinstellungen durchgeführt („0“-Einstellungen).

Abb. C.1 zeigt die Signale der Eingangsstufen TTL–zu–PECL–Konverter (außerhalb des Triggerboards), IN0, Y0 und TTL–zu–LVDS–Konverter.

Abb. C.2 zeigt die Signale vor und nach der Y–Verzögerungsschaltung.

Abb. C.3 zeigt die Signale vor und nach den TROUT–Verzögerungsschaltungen.

Abb. C.4 zeigt die Signale vor und nach den TROUT–Verzögerungsschaltungen und die MSTOP–Ausgangssignale.

Abb. C.5 zeigt das Y0–Signal und das Triggerboard–Ausgangssignal. Diese Messung dient als Abgleich zur internen TDC–Laufzeitmessung.

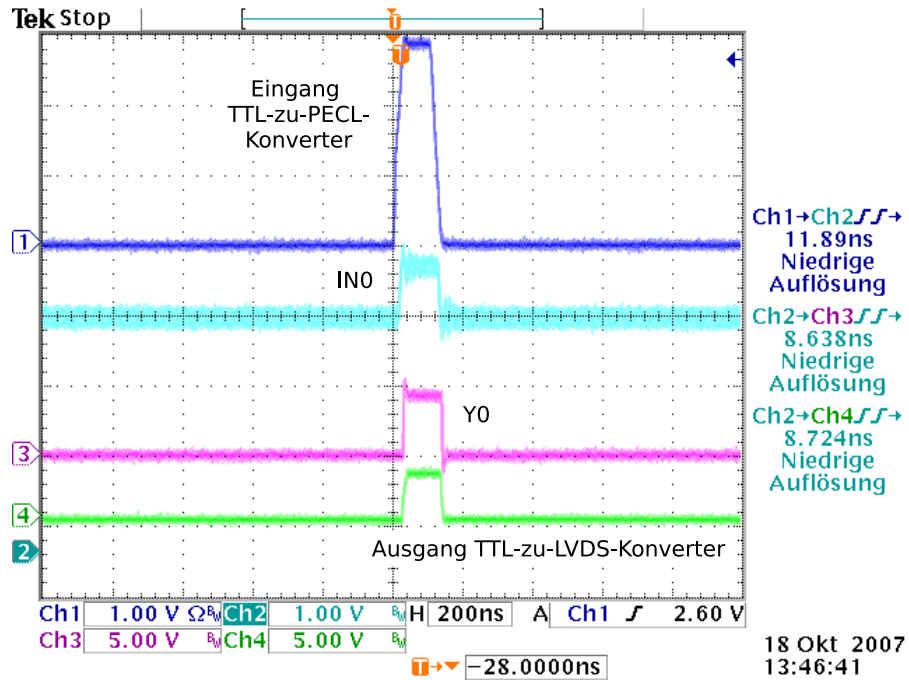


Abbildung C.1: Oszilloskop-Bildschirmfoto der Signale der Eingangsstufen.

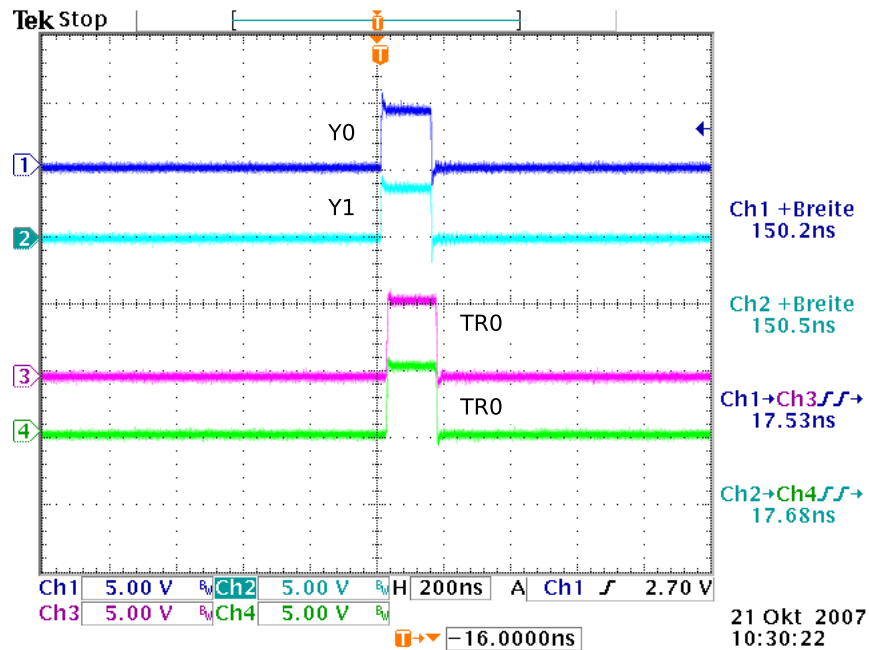


Abbildung C.2: Oszilloskop-Bildschirmfoto der Signale vor und nach der Y-Verzögerungsschaltung.

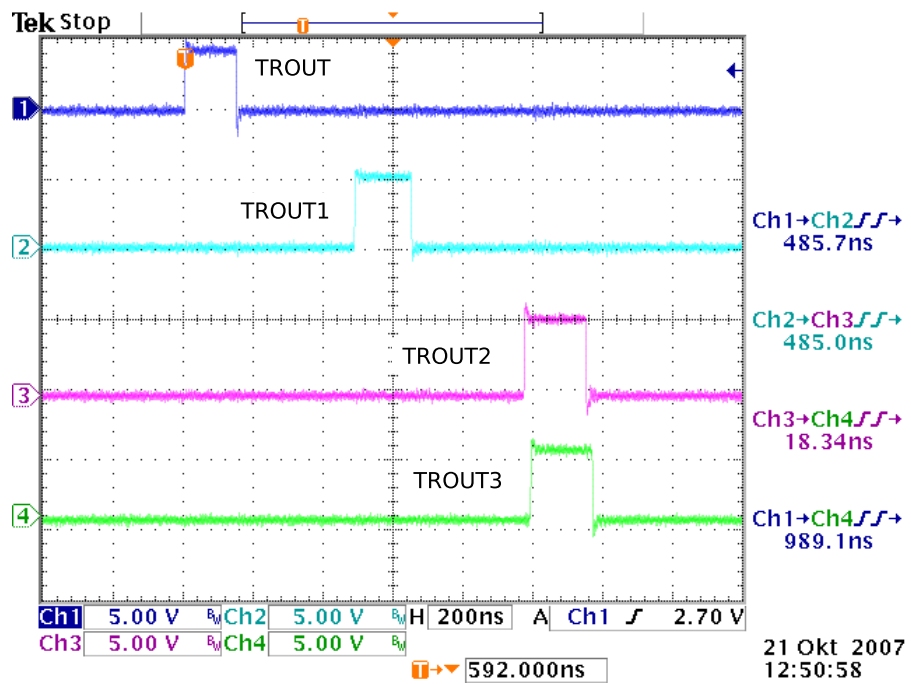


Abbildung C.3: Oszilloskop-Bildschirmfoto der Signale vor und nach den TROUT-Verzögerungsschaltungen.

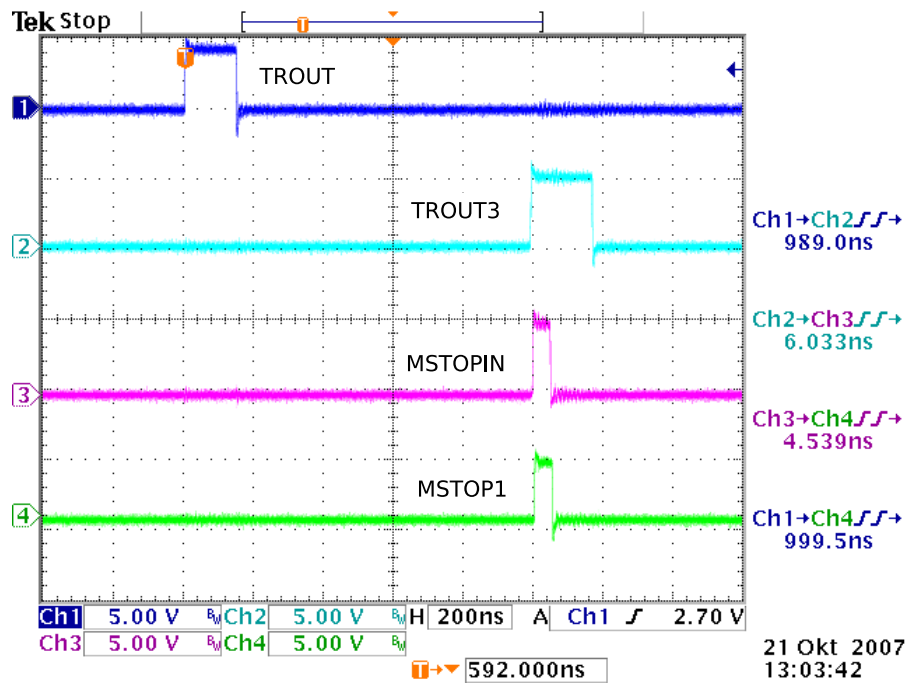


Abbildung C.4: Oszilloskop-Bildschirmfoto der Signale vor und nach den TROUT-Verzögerungsschaltungen und MSTOP-Ausgangssignale.

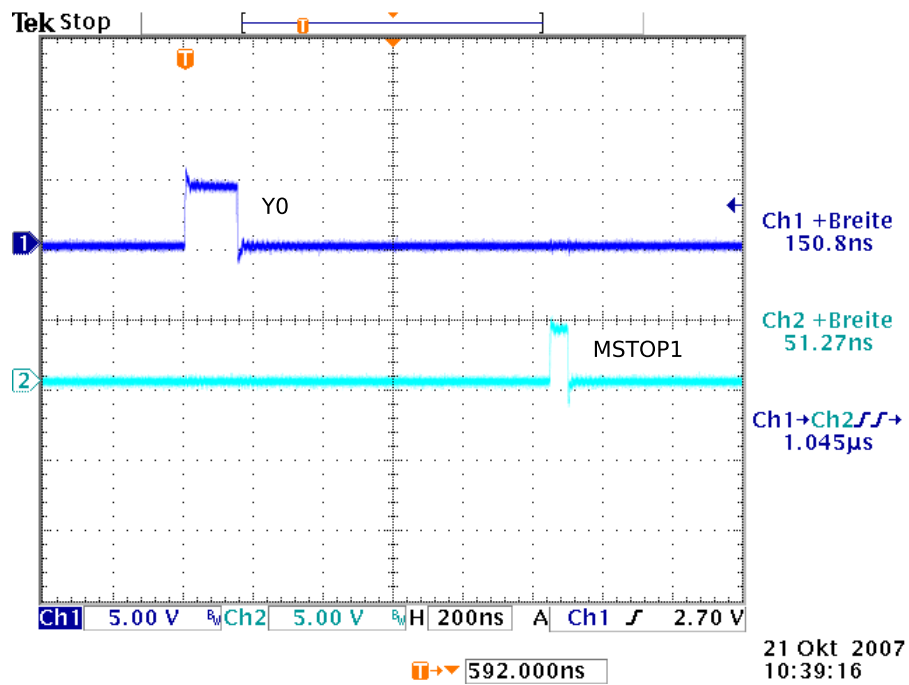


Abbildung C.5: Oszilloskop-Bildschirmfoto der Signale vor und nach den TROUT-Verzögerungsschaltungen und MSTOP-Ausgangssignale.

Anhang D

Zuordnung RPC/XPC-Slices – TDC-Kanäle

Zur Notation:

(0 –) bedeutet: Zählung beginnt mit 0

(1 –) bedeutet: Zählung beginnt mit 1

Slice 13: oben (nahe Decke)

⋮

Slice 2: unten (nahe Boden)

XPC R bedeutet: XPC rechts (Korridorseite)

XPC L bedeutet: XPC links (Felsseite)

D.1 Supermodul 1

Triggerstation	RPC/XPC (0 –)	Slice (1 – 14)	Sensor	Kanal (1 – 96)
A	RPC 0	2	1059	49
A	RPC 0	3	1059	50
A	RPC 0	4	1059	51
A	RPC 0	5	1059	52
A	RPC 0	6	1059	53
A	RPC 0	7	1059	54
A	RPC 0	8	1059	55
A	RPC 0	9	1059	56
A	RPC 0	10	1059	57
A	RPC 0	11	1059	58
A	RPC 0	12	1059	59
A	RPC 0	13	1059	60

Triggerstation	RPC/XPC (0 –)	Slice (1 – 14)	Sensor	Kanal (1 – 96)
A	XPC 0 R	2	1059	61
A	XPC 0 R	3	1059	62
A	XPC 0 R	4	1059	63
A	XPC 0 R	5	1059	64
A	XPC 0 R	6	1059	65
A	XPC 0 R	7	1059	66
A	XPC 0 R	8	1059	67
A	XPC 0 R	9	1059	68
A	XPC 0 R	10	1059	69
A	XPC 0 R	11	1059	70
A	XPC 0 R	12	1059	71
A	XPC 0 R	13	1059	72
A	XPC 0 L	2	1059	73
A	XPC 0 L	3	1059	74
A	XPC 0 L	4	1059	75
A	XPC 0 L	5	1059	76
A	XPC 0 L	6	1059	77
A	XPC 0 L	7	1059	78
A	XPC 0 L	8	1059	79
A	XPC 0 L	9	1059	80
A	XPC 0 L	10	1059	81
A	XPC 0 L	11	1059	82
A	XPC 0 L	12	1059	83
A	XPC 0 L	13	1059	84
A	XPC 1 R	2	1059	85
A	XPC 1 R	3	1059	86
A	XPC 1 R	4	1059	87
A	XPC 1 R	5	1059	88
A	XPC 1 R	6	1059	89
A	XPC 1 R	7	1059	90
A	XPC 1 R	8	1059	91
A	XPC 1 R	9	1059	92
A	XPC 1 R	10	1059	93
A	XPC 1 R	11	1059	94
A	XPC 1 R	12	1059	95
A	XPC 1 R	13	1059	96

Triggerstation	RPC/XPC (0 -)	Slice (1 - 14)	Sensor	Kanal (1 - 96)
A	XPC 1 L	2	1069	49
A	XPC 1 L	3	1069	50
A	XPC 1 L	4	1069	51
A	XPC 1 L	5	1069	52
A	XPC 1 L	6	1069	53
A	XPC 1 L	7	1069	54
A	XPC 1 L	8	1069	55
A	XPC 1 L	9	1069	56
A	XPC 1 L	10	1069	57
A	XPC 1 L	11	1069	58
A	XPC 1 L	12	1069	59
A	XPC 1 L	13	1069	60
B	RPC 10	2	1087	1
B	RPC 10	3	1087	2
B	RPC 10	4	1087	3
B	RPC 10	5	1087	4
B	RPC 10	6	1087	5
B	RPC 10	7	1087	6
B	RPC 10	8	1087	7
B	RPC 10	9	1087	8
B	RPC 10	10	1087	9
B	RPC 10	11	1087	10
B	RPC 10	12	1087	11
B	RPC 10	13	1087	12
B	RPC 11	2	1087	13
B	RPC 11	3	1087	14
B	RPC 11	4	1087	15
B	RPC 11	5	1087	16
B	RPC 11	6	1087	17
B	RPC 11	7	1087	18
B	RPC 11	8	1087	19
B	RPC 11	9	1087	20
B	RPC 11	10	1087	21
B	RPC 11	11	1087	22
B	RPC 11	12	1087	23
B	RPC 11	13	1087	24

Triggerstation	RPC/XPC (0 –)	Slice (1 – 14)	Sensor	Kanal (1 – 96)
B	RPC 12	2	1087	25
B	RPC 12	3	1087	26
B	RPC 12	4	1087	27
B	RPC 12	5	1087	28
B	RPC 12	6	1087	29
B	RPC 12	7	1087	30
B	RPC 12	8	1087	31
B	RPC 12	9	1087	32
B	RPC 12	10	1087	33
B	RPC 12	11	1087	34
B	RPC 12	12	1087	35
B	RPC 12	13	1087	36
C	RPC 19	2	1104	49
C	RPC 19	3	1104	50
C	RPC 19	4	1104	51
C	RPC 19	5	1104	52
C	RPC 19	6	1104	53
C	RPC 19	7	1104	54
C	RPC 19	8	1104	55
C	RPC 19	9	1104	56
C	RPC 19	10	1104	57
C	RPC 19	11	1104	58
C	RPC 19	12	1104	59
C	RPC 19	13	1104	60
C	RPC 20	2	1104	61
C	RPC 20	3	1104	62
C	RPC 20	4	1104	63
C	RPC 20	5	1104	64
C	RPC 20	6	1104	65
C	RPC 20	7	1104	66
C	RPC 20	8	1104	67
C	RPC 20	9	1104	68
C	RPC 20	10	1104	69
C	RPC 20	11	1104	70
C	RPC 20	12	1104	71
C	RPC 20	13	1104	72

Triggerstation	RPC/XPC (0 -)	Slice (1 - 14)	Sensor	Kanal (1 - 96)
C	RPC 21	2	1104	73
C	RPC 21	3	1104	74
C	RPC 21	4	1104	75
C	RPC 21	5	1104	76
C	RPC 21	6	1104	77
C	RPC 21	7	1104	78
C	RPC 21	8	1104	79
C	RPC 21	9	1104	80
C	RPC 21	10	1104	81
C	RPC 21	11	1104	82
C	RPC 21	12	1104	83
C	RPC 21	13	1104	84

D.2 Supermodul 2

Triggerstation	RPC/XPC (0 –)	Slice (1 – 14)	Sensor	Kanal (1 – 96)
D	RPC 22	2	1113	49
D	RPC 22	3	1113	50
D	RPC 22	4	1113	51
D	RPC 22	5	1113	52
D	RPC 22	6	1113	53
D	RPC 22	7	1113	54
D	RPC 22	8	1113	55
D	RPC 22	9	1113	56
D	RPC 22	10	1113	57
D	RPC 22	11	1113	58
D	RPC 22	12	1113	59
D	RPC 22	13	1113	60
D	XPC 2 R	2	1113	61
D	XPC 2 R	3	1113	62
D	XPC 2 R	4	1113	63
D	XPC 2 R	5	1113	64
D	XPC 2 R	6	1113	65
D	XPC 2 R	7	1113	66
D	XPC 2 R	8	1113	67
D	XPC 2 R	9	1113	68
D	XPC 2 R	10	1113	69
D	XPC 2 R	11	1113	70
D	XPC 2 R	12	1113	71
D	XPC 2 R	13	1113	72
D	XPC 2 L	2	1113	73
D	XPC 2 L	3	1113	74
D	XPC 2 L	4	1113	75
D	XPC 2 L	5	1113	76
D	XPC 2 L	6	1113	77
D	XPC 2 L	7	1113	78
D	XPC 2 L	8	1113	79
D	XPC 2 L	9	1113	80
D	XPC 2 L	10	1113	81
D	XPC 2 L	11	1113	82
D	XPC 2 L	12	1113	83
D	XPC 2 L	13	1113	84

Triggerstation	RPC/XPC (0 -)	Slice (1 - 14)	Sensor	Kanal (1 - 96)
D	XPC 3 R	2	1113	85
D	XPC 3 R	3	1113	86
D	XPC 3 R	4	1113	87
D	XPC 3 R	5	1113	88
D	XPC 3 R	6	1113	89
D	XPC 3 R	7	1113	90
D	XPC 3 R	8	1113	91
D	XPC 3 R	9	1113	92
D	XPC 3 R	10	1113	93
D	XPC 3 R	11	1113	94
D	XPC 3 R	12	1113	95
D	XPC 3 R	13	1113	96
D	XPC 3 L	2	1123	49
D	XPC 3 L	3	1123	50
D	XPC 3 L	4	1123	51
D	XPC 3 L	5	1123	52
D	XPC 3 L	6	1123	53
D	XPC 3 L	7	1123	54
D	XPC 3 L	8	1123	55
D	XPC 3 L	9	1123	56
D	XPC 3 L	10	1123	57
D	XPC 3 L	11	1123	58
D	XPC 3 L	12	1123	59
D	XPC 3 L	13	1123	60
E	RPC 32	2	1132	49
E	RPC 32	3	1132	50
E	RPC 32	4	1132	51
E	RPC 32	5	1132	52
E	RPC 32	6	1132	53
E	RPC 32	7	1132	54
E	RPC 32	8	1132	55
E	RPC 32	9	1132	56
E	RPC 32	10	1132	57
E	RPC 32	11	1132	58
E	RPC 32	12	1132	59
E	RPC 32	13	1132	60

Triggerstation	RPC/XPC (0 –)	Slice (1 – 14)	Sensor	Kanal (1 – 96)
E	RPC 33	2	1132	61
E	RPC 33	3	1132	62
E	RPC 33	4	1132	63
E	RPC 33	5	1132	64
E	RPC 33	6	1132	65
E	RPC 33	7	1132	66
E	RPC 33	8	1132	67
E	RPC 33	9	1132	68
E	RPC 33	10	1132	69
E	RPC 33	11	1132	70
E	RPC 33	12	1132	71
E	RPC 33	13	1132	72
E	RPC 34	2	1132	73
E	RPC 34	3	1132	74
E	RPC 34	4	1132	75
E	RPC 34	5	1132	76
E	RPC 34	6	1132	77
E	RPC 34	7	1132	78
E	RPC 34	8	1132	79
E	RPC 34	9	1132	80
E	RPC 34	10	1132	81
E	RPC 34	11	1132	82
E	RPC 34	12	1132	83
E	RPC 34	13	1132	84
F	RPC 41	2	1150	49
F	RPC 41	3	1150	50
F	RPC 41	4	1150	51
F	RPC 41	5	1150	52
F	RPC 41	6	1150	53
F	RPC 41	7	1150	54
F	RPC 41	8	1150	55
F	RPC 41	9	1150	56
F	RPC 41	10	1150	57
F	RPC 41	11	1150	58
F	RPC 41	12	1150	59
F	RPC 41	13	1150	60

Triggerstation	RPC/XPC (0 -)	Slice (1 - 14)	Sensor	Kanal (1 - 96)
F	RPC 42	2	1150	61
F	RPC 42	3	1150	62
F	RPC 42	4	1150	63
F	RPC 42	5	1150	64
F	RPC 42	6	1150	65
F	RPC 42	7	1150	66
F	RPC 42	8	1150	67
F	RPC 42	9	1150	68
F	RPC 42	10	1150	69
F	RPC 42	11	1150	70
F	RPC 42	12	1150	71
F	RPC 42	13	1150	72
F	RPC 43	2	1150	73
F	RPC 43	3	1150	74
F	RPC 43	4	1150	75
F	RPC 43	5	1150	76
F	RPC 43	6	1150	77
F	RPC 43	7	1150	78
F	RPC 43	8	1150	79
F	RPC 43	9	1150	80
F	RPC 43	10	1150	81
F	RPC 43	11	1150	82
F	RPC 43	12	1150	83
F	RPC 43	13	1150	84

D.3 Zuordnung RPC/XPC-ODER

Triggerstation	RPC/XPC (0 –)		Sensor	Kanal (1 – 96)
A	RPC 0	ODER	1069	61
A	XPC 0 R	ODER	1069	62
A	XPC 0 L	ODER	1069	63
A	XPC 1 R	ODER	1069	64
A	XPC 1 L	ODER	1069	65
B	RPC 10	ODER	1087	37
B	RPC 11	ODER	1087	38
B	RPC 12	ODER	1087	39
C	RPC 19	ODER	1104	85
C	RPC 20	ODER	1104	86
C	RPC 21	ODER	1104	87
D	RPC 22	ODER	1123	61
D	XPC 2 R	ODER	1123	62
D	XPC 2 L	ODER	1123	63
D	XPC 3 R	ODER	1123	64
D	XPC 3 L	ODER	1123	65
E	RPC 32	ODER	1132	85
E	RPC 33	ODER	1132	86
E	RPC 34	ODER	1132	87
F	RPC 41	ODER	1150	85
F	RPC 42	ODER	1150	86
F	RPC 43	ODER	1150	87

Anhang E

Bestimmung der Laufzeit des TTL-Treibers des OPERA-Triggerboards

Mit einem HEWLETT PACKARD 8007B Pulsgenerator wurden TTL-Signale erzeugt und deren Laufzeit auf dem TTL-Treiber untersucht (vgl. Abb. E.1). Dazu

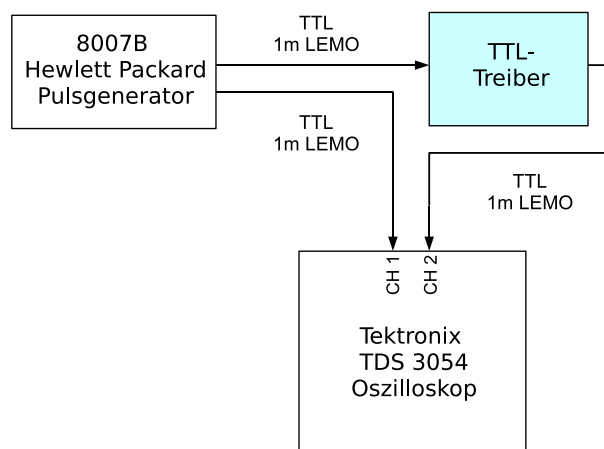


Abbildung E.1: Versuchsaufbau zur Untersuchung der Laufzeit auf dem Triggerboard TTL-Treiber.

wurde die Zeitdifferenz zwischen dem Signal am Eingang des Treibers und dem Signal am Ausgang des Treibers mit einem TEKTRONIX TDS 3054 Oszilloskop gemessen (vgl. Abb. E.2). Korrigiert um die LEMO-Kabellaufzeit von ca. 5 ns/m ergibt sich eine Treiberlaufzeit von ca. 10 ns.

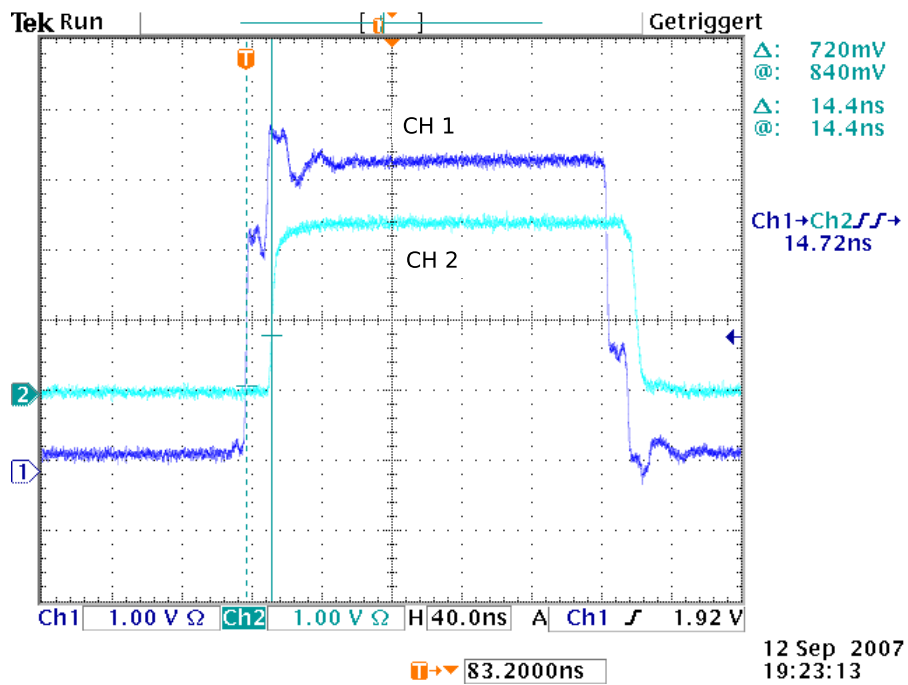


Abbildung E.2: Oszilloskop-Bildschirmfoto des TTL-Treiber-Eingangs- und Ausgangssignals zuzüglich der Kabellaufzeitdifferenz.

Anhang F

Triggerboard–Steuerungssoftware „Board Control“

In Abb. F.1 ist die Oberfläche der Triggerboard–Steuerungssoftware dargestellt. Die Einstellmöglichkeiten der für das Timing wichtigen Verzögerungsschaltungen und die Ausgabe der internen TDC–Zeitmessung sind markiert.

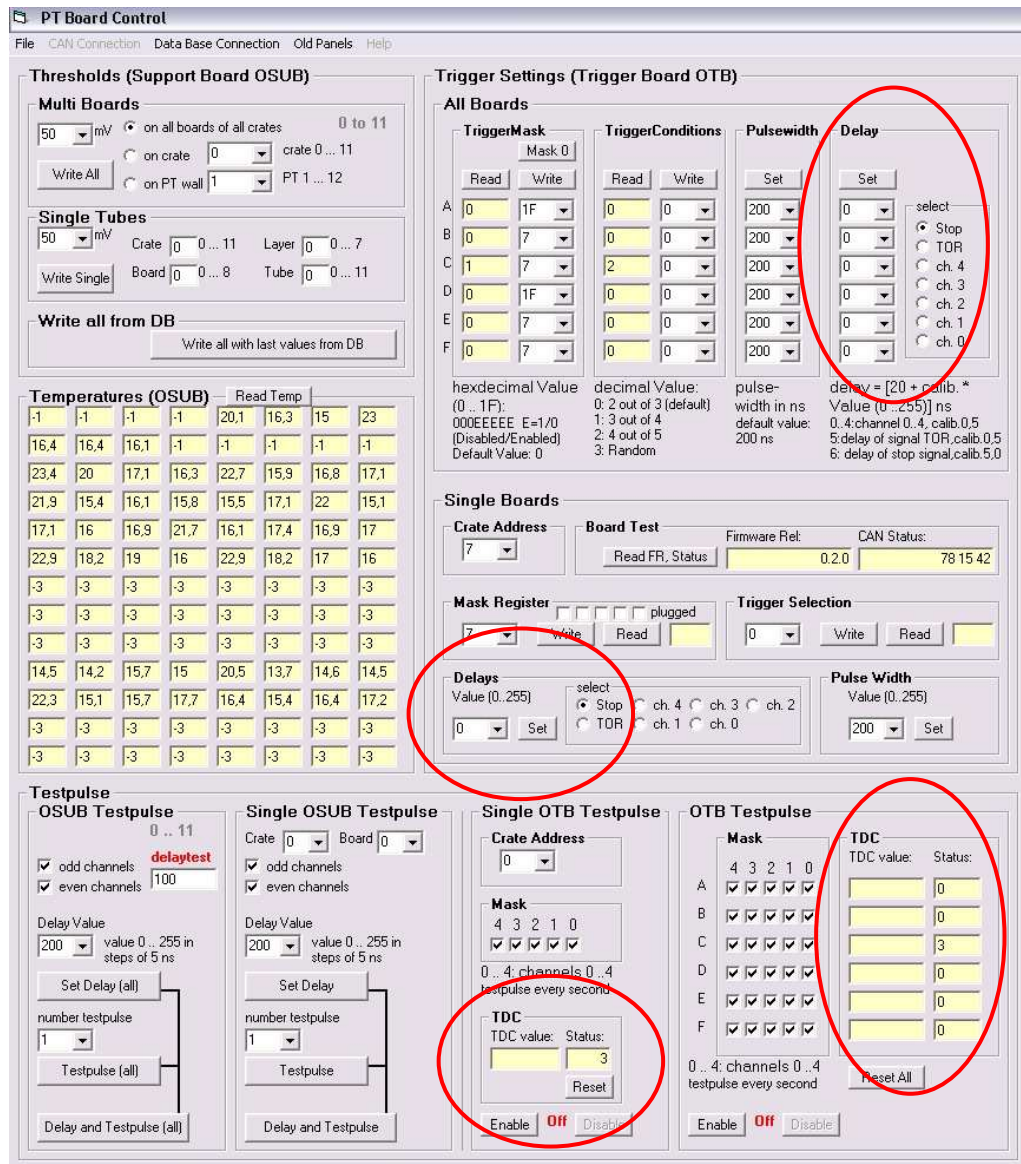


Abbildung F.1: Oberfläche der Triggerboard–Steuerungssoftware „Board Control“. Die für das Timing relevanten Verzögerungsschaltungen und die Ausgabe der internen TDC–Zeitmessung sind rot markiert.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Aufbau des Savannah–River–Experimentes	5
3.1	Feynman–Diagramme der Neutrinoproduktion und –detektion . . .	13
4.1	Konturen der Parameter Δm_{21}^2 und $\tan^2 \theta_{12}$	22
4.2	Konturen der Parameter $ \Delta m_{32}^2 $ und $\sin^2(2\theta_{23})$	24
4.3	Konturen der Parameter m_{32}^2 und $\tan^2 \theta_{13}$	25
5.1	CNGS–Anlagen am CERN	27
5.2	Flugweg der Neutrinos	28
5.3	OPERA–Brick	29
5.4	Oszillationswahrscheinlichkeiten $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ und $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$. . .	31
5.5	OPERA–Detektor	32
5.6	Magnet des OPERA–Spektrometers	33
5.7	RPC–Querschnitt	34
5.8	Blockdiagramm eines RPC–Timingboards	35
5.9	Schematische Darstellung der Funktionsweise von Driftröhren . . .	37
5.10	Driftzeit–Orts–Beziehung	38
5.11	Teilchenspur in Driftröhren–Modulen	38
5.12	Myon–Spektrometer mit Teilchenspur	39
6.1	Driftzeitschema	41
6.2	Triggerstationen	43
6.3	Triggerschema	44
7.1	Versuchsaufbau Signalverarbeitung Triggerboard	48
7.2	Blockdiagramm OPERA Triggerboard Master	48
7.3	Signale vor und nach der Majoritäts–Logik	49
7.4	Signale vor und nach der CPLD–ODER–Schaltung	50
7.5	Signale vor und nach der CPLD–UND–Schaltung	51
7.6	Schematische Darstellung der Signalbildung	51
8.1	Versuchsanordnung Bestimmung TDC–Kanal–Belegung	56
9.1	Timingspektrum RPC–21–Signal, Extraktion 136	58
9.2	Signalverarbeitung 150 ns	60
9.3	Simuliertes Timingspektrum TOR–Delay 20 ns	62

9.4	Zeitlicher Verlauf des März/April 2007-Timings RPC-21-Signal . . .	64
9.5	Variierende Eingangssignallängen März/April 2007	65
10.1	Teilchendurchgang unter maximalem Winkel	69
11.1	Timingspektrum RPC-21-Signal, Extraktion 246	73
11.2	Signalverarbeitung 113 ns	74
11.3	Simuliertes Timingspektrum, TOR-Delay 100 ns	75
11.4	Zeitlicher Verlauf des Juli-2007-Timings	76
11.5	Timingspektrum RPC-21-Signal, Extraktion 343	78
12.1	Timingspektrum Teilchenspuren, RPC-21-Signal, Extraktion 246 .	80
12.2	Timingspektrum Teilchenspuren, RPC-21-Signal, Extraktions 246- 251 mit halbiertem Peak	81
13.1	Differenz RPC-21-Slice-3-Signal und RPC-21-ODER-Signal . . .	84
14.1	Triggerboard mit zusätzlichen Pulsweitenmanipulatoren	87
14.2	Wirkung des PWM: Reduzierung auf 75 ns	88
14.3	Wirkung des PWM: Aufweitung auf 75 ns	89
14.4	Timingspektrum RPC-21-Signal, Extraktion 516	90
C.1	Signale der Eingangsstufen	96
C.2	Signale vor und nach der Y-Verzögerungsschaltung	96
C.3	Signale vor und nach den TROUT-Verzögerungsschaltungen	97
C.4	Signale vor und nach den TROUT-Verzögerungsschaltungen und MSTOP-Ausgangssignale	97
C.5	Signale vor und nach den TROUT-Verzögerungsschaltungen und MSTOP-Ausgangssignale	98
E.1	Versuchsaufbau Laufzeit TTL-Treiber	109
E.2	TTL-Treiber-Eingangs- und Ausgangssignal	110
F.1	Oberfläche Steuerungssoftware „Board Control“	112

Tabellenverzeichnis

5.1	Anzahl erwarteter nachgewiesener OPERA- ν_τ -Ereignisse	31
7.1	Laufzeiten der Triggerboard-Komponenten	52
7.2	Akzeptanzgrenzen der Triggerboard-Komponenten	53
9.1	Signallaufzeiten außerhalb des Triggerboards	62
9.2	Anteile Trigger-Ereignistypen	63
10.1	Verzögerungs-Sollwerte und Laufzeiten für Triggerboardeinstellung	68
10.2	Einstellungen des OPERA-Triggerboards	71
B.1	Charakteristika und logische Pegel der verwendeten Signaltypen . .	94

Literaturverzeichnis

- [Ada07] T. Adam *et al.*, *The OPERA experiment target tracker*, Nucl. Instrum. Meth. A **577** (2007) 523 [arXiv:physics/0701153].
- [Aha05] B. Aharmim *et al.* [SNO Collaboration], *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].
- [Ahm01] Q. R. Ahmad *et al.* [SNO Collaboration], *Measurement of the charged current interactions produced by B-8 solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 071301 [arXiv:nucl-ex/0106015].
- [Ahm02] Q. R. Ahmad *et al.* [SNO Collaboration], *Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 011301 [arXiv:nucl-ex/0204008].
- [Ahn06] M. H. Ahn *et al.* [K2K Collaboration], *Measurement of neutrino oscillation by the K2K experiment*, Phys. Rev. D **74** (2006) 072003 [arXiv:hep-ex/0606032].
- [Akh98] E. K. Akhmedov, A. Dighe, P. Lipari and A. Y. Smirnov, *Atmospheric neutrinos at Super-Kamiokande and parametric resonance in neutrino oscillations*, Nucl. Phys. B **542** (1999) 3 [arXiv:hep-ph/9808270].
- [Akh04] E. K. Akhmedov, R. Johansson, M. Lindner, T. Ohlsson and T. Schwetz, *Series expansions for three-flavor neutrino oscillation probabilities in matter*, JHEP **0404** (2004) 078 [arXiv:hep-ph/0402175].
- [Alb03] W. M. Alberico and S. M. Bilenky, *Neutrino oscillations, masses and mixing*, Phys. Part. Nucl. **35** (2004) 297 [Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra **35**, 545 (2004)] [arXiv:hep-ph/0306239].
- [ALE05] ALEPH Collaboration, *Precision electroweak measurements on the Z resonance*, Phys. Rept. **427** (2006) 257 [arXiv:hep-ex/0509008].
- [Alt05] Altera, *MAX 7000 Programmable Logic Device Family*, www.altera.com (2005).
- [Amb95] M. Ambrosio *et al.* [MACRO Collaboration.], *Vertical muon intensity measured with MACRO at the Gran Sasso Laboratory*, Phys. Rev. D **52** (1995) 3793.

- [Amb01] M. Ambrosio *et al.* [MACRO Collaboration], *Matter effects in upward-going muons and sterile neutrino oscillations*, Phys. Lett. B **517** (2001) 59 [arXiv:hep-ex/0106049].
- [Amb04a] M. Ambrosio *et al.*, *The OPERA magnetic spectrometer*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **51** (2004) 975 [arXiv:physics/0409137].
- [Amb04b] M. Ambrosio *et al.*, *The Opera Muon Spectrometer Tracking Electronics*, Nucl. Instrum. Meth. A **533** (2004) 173.
- [Apo02] M. Apollonio *et al.* [CHOOZ Collaboration], *Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station*, Eur. Phys. J. C **27** (2003) 331 [arXiv:hep-ex/0301017].
- [Ara04] T. Araki *et al.* [KamLAND Collaboration], *Measurement of neutrino oscillation with KamLAND: Evidence of spectral distortion*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 081801 [arXiv:hep-ex/0406035].
- [Arm05] N. Armenise *et al.*, *High-speed particle tracking in nuclear emulsion by last-generation automatic microscopes*, Nucl. Instrum. Meth. A **551** (2005) 261.
- [Arr07] L. Arrabito *et al.*, *Track reconstruction in the emulsion-lead target of the OPERA experiment using the ESS microscope*, JINST **2** (2007) P05004 [arXiv:0705.3102 [physics.ins-det]].
- [Ash05] Y. Ashie *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], *A measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I*, Phys. Rev. D **71** (2005) 112005 [arXiv:hep-ex/0501064].
- [Bil80] S. M. Bilenky, J. Hosek and S. T. Petcov, *On Oscillations Of Neutrinos With Dirac And Majorana Masses*, Phys. Lett. B **94** (1980) 495.
- [Bil87] S. M. Bilenky and S. T. Petcov, *Massive Neutrinos and Neutrino Oscillations*, Rev. Mod. Phys. **59** (1987) 671 [Erratum-ibid. **61** (1989) 169].
- [Bil01] S. M. Bilenky and C. Giunti, *Lepton numbers in the framework of neutrino mixing*, Int. J. Mod. Phys. A **16** (2001) 3931 [arXiv:hep-ph/0102320].
- [Boe01] F. Boehm *et al.*, *Final results from the Palo Verde neutrino oscillation experiment*, Phys. Rev. D **64** (2001) 112001 [arXiv:hep-ex/0107009].
- [CER07] CERN CNGS project, <http://proj-cngs.web.cern.ch>.
- [Cor05] G. Corradi *et al.*, *A 16 ch. Timing Board for the OPERA RPCs*, Opera Note n.70, <http://phep2.technion.ac.il/opera/notes/70/1/>, (2005).
- [Dal99] Dallas Semiconductor, *DS1023 8-Bit Programmable Timing Element*, www.maxim-ic.com (1999).
- [Dal03] Dallas Semiconductor, *DS1110 10-Tap Silicon Delay Line*, www.maxim-ic.com (2003).

- [Dal05] Dallas Semiconductor, *DS1040 Programmable One-Shot Pulse Generator*, www.maxim-ic.com (2005).
- [Dan62] G. Danby, J. M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. B. Mistry, M. Schwartz and J. Steinberger, *Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos*, Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 36.
- [Dec94] Y. Declais *et al.*, *Search for neutrino oscillations at 15-meters, 40-meters, and 95-meters from a nuclear power reactor at Bugey*, Nucl. Phys. B **434** (1995) 503.
- [Dus05] S. Dusini, *The RPC system for the OPERA spectrometers*, <http://www.slac.stanford.edu/spires/find/hep/www?irn=6967531>, Prepared for 9th ICATPP Conference on Astroparticle, Particle, Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications, Villa Erba, Como, Italy, 17-21 Oct 2005
- [Ere07] A. Ereditato for the OPERA PTB, *official numbers*, internal information, opera-gen@cern.ch, September 04 (2007).
- [Fel05] G. Felici, A. Paoloni, R. van Staa and R. Zimmermann, *Concept of the Trigger System for the Precision Tracker*, Internal note, <http://phep2.technion.ac.il/opera/rlist.php> (2005).
- [Fer06] T. Ferber, *Messung der Gaseigenschaften unter Einfluss von molekularem Sauerstoff und Aufbau eines Gassystems für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2006).
- [Fer07] A. Ferrari, A. Guglielmi and P. R. Sala, *CNGS neutrino beam: From CERN to Gran Sasso*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **168** (2007) 169.
- [Fuk00] S. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], *Tau neutrinos favored over sterile neutrinos in atmospheric muon neutrino oscillations*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3999 [arXiv:hep-ex/0009001].
- [Fra07] E. Frank, *Testpulse und Effizienzanalyse für das Driftröhren-Myonspektrometer des OPERA-Detektors während dessen Inbetriebnahmephase*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2007).
- [Fro07] M. Frohwann, *Winkel- und Energieverteilungen kosmischer Myonen und Studien zum Triggersystem des OPERA-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2007).
- [Fuk01] S. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], *Solar B-8 and he p neutrino measurements from 1258 days of Super-Kamiokande data*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 5651 [arXiv:hep-ex/0103032].
- [Gar07] A. Garfagnini *et al.*, *The OPERA muon spectrometers*, Nucl. Instrum. Meth. A **572** (2007) 177.

- [Gia07] G. Giacomelli, *The CNGS Neutrino Beam*, arXiv:physics/0703247v1 [physics.ins-det] (2007).
- [Giu91] C. Giunti, C. W. Kim and U. W. Lee, *Comments on the weak states of neutrinos*, Phys. Rev. D **45** (1992) 2414.
- [Giu02] C. Giunti, *Neutrino wave packets in quantum field theory*, JHEP **0211** (2002) 017 [arXiv:hep-ph/0205014].
- [Giu03] C. Giunti and M. Laveder, *Neutrino mixing*, arXiv:hep-ph/0310238.
- [Giu04] C. Giunti, *Flavor neutrinos states*, arXiv:hep-ph/0402217.
- [Giu06] C. Giunti, *Neutrino flavor states and oscillations*, J. Phys. G **34** (2007) R93 [arXiv:hep-ph/0608070].
- [Gul00] M. Guler *et al.* [OPERA Collaboration], *OPERA: An appearance experiment to search for $\nu/\mu \leftrightarrow \nu/\tau$ oscillations in the CNGS beam. Experimental proposal*, CERN-SPSC-2000-028 (2000).
- [Hie07] M. Hierholzer, *Simulation kosmischer Myonen und die Slow-Control-Datenbank für den High-Precision-Tracker des OPERA-Experiments*, Diplomarbeit, Universität Münster (2007).
- [IDT07] IDT Integrated Device Technology, *IDT49FCT3805/A 3.3V CMOS BUFFER/CLOCK DRIVER*, www.idt.com (2007).
- [Kap06] D. M. Kaplan, *The Double Chooz experiment*, AIP Conf. Proc. **870** (2006) 551 [arXiv:hep-ex/0608040].
- [Kay05] B. Kayser, *Neutrino physics*, SSI (2004)[arXiv:hep-ph/0506165].
- [Kod02] K. Kodama *et al.*, *Detection and analysis of tau neutrino interactions in DONUT emulsion target*, Nucl. Instrum. Meth. A **493** (2002) 45.
- [Kom02] M. Komatsu, P. Migliozzi and F. Terranova, *Sensitivity to $\Theta(13)$ of the CERN to Gran Sasso neutrino beam*, J. Phys. G **29** (2003) 443 [arXiv:hep-ph/0210043].
- [Len07] J. Lenkeit, *Kalibrationsmessungen für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2007).
- [Lew06] J. Lewis, *CERN – GRANSASSO UDP Synchronization*, EDMS Nr: 750206, <http://proj-cngs.web.cern.ch> (2006).
- [Lip02] H. J. Lipkin, *Stodolsky's theorem and neutrino oscillation phases - for pedestrians* arXiv:hep-ph/0212093.
- [Lip05] H. J. Lipkin, *Quantum theory of neutrino oscillations for pedestrians: Simple answers to confusing questions*, Phys. Lett. B **642** (2006) 366 [arXiv:hep-ph/0505141].

- [Maj37] E. Majorana, *Theory Of The Symmetry Of Electrons And Positrons*, Nuovo Cim. **14** (1937) 171.
- [Mic06] D. G. Michael *et al.* [MINOS Collaboration], *Observation of muon neutrino disappearance with the MINOS detectors and the NuMI neutrino beam*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 191801 [arXiv:hep-ex/0607088].
- [Mik86] S. P. Mikheev and A. Y. Smirnov, *Resonance enhancement of oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy*, Sov. J. Nucl. Phys. **42** (1985) 913 [Yad. Fiz. **42** (1985) 1441].
- [MIN07] [MINOS Collaboration], *Preliminary Results from MINOS on Muon Neutrino Disappearance Based on an Exposure of 2.5×10^{20} 120-GeV Protons on the NuMI Target*, arXiv:0708.1495 [hep-ex].
- [Nak06] T. Nakamura *et al.*, *The Opera Film: New Nuclear Emulsion For Large-Scale, High-Precision Experiments*, Nucl. Instrum. Meth. A **556** (2006) 80.
- [Nat08] National Semiconductor, *LVDS Owner's Manual*, Fourth Edition, www.national.com/LVDS (2008).
- [Ohl01] T. Ohlsson and H. Snellman, *Neutrino oscillations with three flavors in matter of varying density*, Eur. Phys. J. C **20** (2001) 507 [arXiv:hep-ph/0103252].
- [Oku03] L. B. Okun, M. V. Rotaev, M. G. Schepkin and I. S. Tsukerman, *A remark on the 'Theory of neutrino oscillations'*, arXiv:hep-ph/0312151.
- [Pat01] T. Patzak (DONUT), *First direct observation of the tau-neutrino*, Europhys. News 32 (2001) 56-57.
- [Pas05] S. Pascoli, S. T. Petcov and T. Schwetz, *The absolute neutrino mass scale, neutrino mass spectrum, Majorana CP-violation and neutrinoless double-beta decay*, Nucl. Phys. B **734** (2006) 24 [arXiv:hep-ph/0505226].
- [Per75] M.L. Pearl *et al.*, *Evidence for Anomalous Lepton Production in e^+e^- Annihilation*, Phys. Rev. Lett. Vol. 35 (1975) 1489.
- [Pet86] S. T. Petcov and S. Toshev, *Three Neutrino oscillations in matter: Analytical results in the adiabatic approximation*, Phys. Lett. B **187** (1987) 120.
- [Rei56] F. Reines, C.L. Cowan, *The Neutrino*, Nature 178 (1956) 446.
- [Ros06] O. Ross, *Winkelauflösung und Spureffizienz am Teststand sowie Aufbau der Hochspannungsversorgung des Driftröhrenspektrometers für das OPERA-Experiment*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2006)
- [Sch06] J. Schütt, R. van Staa, *OTB Opera Trigger Board*, Internal note, <http://opera.lngs.infn.it:10080/wiki/index.php/OTB> (2006).
- [Ser05] M. De Serio *et al.*, *High precision measurements with nuclear emulsions using fast automated microscopes*, Nucl. Instrum. Meth. A **554** (2005) 247.

- [Sew06] J. Sewing, *Entwicklung und Bestimmung der Nachweiseigenschaften des Myon-Detektors für das OPERA-Experiment*, Dissertation, Universität Hamburg (2006).
- [Sla97] R. Slansky, S. Raby, T. Goldman and G. Garvey, A compilation of papers and notes by F. Reines and C.L. Cowan, *Reines-Cowan Experiment*, Los Alamos Science: Celebrating the Neutrino, **25** (1997).
- [Sto98] L. Stodolsky, *The unnecessary wavepacket*, Phys. Rev. D **58** (1998) 036006 [arXiv:hep-ph/9802387].
- [Tex01] Texas Instruments, *High-Speed Differential Line Drivers*, Rev. D, www.ti.com (2001).
- [Tex04] Texas Instruments, *TB5R1, TB5R2, Quad Differential PECL Receivers*, Rev. B, www.ti.com (2004).
- [Tan07] H. A. Tanaka [MiniBooNE Collaboration], *The Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations at MiniBooNE, In the Proceedings of 5th Flavor Physics and CP Violation Conference (FPCP 2007), Bled, Slovenia, 12-16 May 2007, pp 004* [arXiv:0707.1115 [hep-ex]].
- [Won07] B. S. Wonsak, *Die Spurrekonstruktion für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des Neutrino-Experiments OPERA*, Dissertation, Universität Hamburg (2007).
- [Yao06] W-M. Yao et al. [Particle Data Group], J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **33** (2006).
- [Zim06] R. Zimmermann *et al.*, *The precision tracker of the OPERA detector*, Nucl. Instrum. Meth. A **555** (2005) 435 [Erratum-ibid. A **557** (2006) 690].

Danksagung

Ich danke Frau Prof. Caren Hagner, Herrn Prof. Walter Schmidt–Parzefall, Herrn Dr. Raoul Zimmermann und Herrn Dr. Joachim Ebert, mir die Möglichkeit gegeben zu haben, meine Diplomarbeit auf diesem spannenden Gebiet der Physik zu schreiben. Ich durfte eigenständig arbeiten und fand stets Gehör bei meinen Fragen und die dazu passenden Anregungen. Nicht zuletzt durch die direkte Ansprechbarkeit hat mir diese Arbeit viel Freude bereitet.

Ich danke allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe für ihre große Hilfsbereitschaft und die aufgeschlossene Atmosphäre, namentlich Daniel Bick, Torben Ferber, Christoph Göllnitz, Martin Hierholzer, Benjamin Janutta, Jan Lenkeit, Dr. Björn Wonsak und Hans–Jürgen Ohmacht. Zwei Personen möchte ich ganz besonders herausstellen: Eike Frank und Matthias Frohwann. Sie haben mir bei all meinen Problemen und Wünschen rund um die C++–Programmierung mit sehr viel Einsatz weitergeholfen und mich sehr unterstützt. Dafür mein besonderer Dank!

Ich bedanke mich ebenfalls bei den Korrekturlesern Torben Ferber, Christoph Göllnitz und Jan Lenkeit, die mit viel Engagement und Zeitaufwand wertvolle Anmerkungen zu dieser Diplomarbeit geliefert haben.

Ich möchte auch meinen Eltern danken, die mir dieses Studium ermöglichten. Durch ihre moralische und finanzielle Unterstützung konnte ich die Schwerpunkte setzen, die ich für richtig hielt und fand stets Rückhalt bei den Entscheidungen zu Orientierung, Inhalt und Intensität. Mein herzlicher Dank dafür!

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

Hamburg, den 17. März 2008

Burkhard Steinke